



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ
ЭНЕРГИИ СССР

INDC (СССР)-099
PART IV

нейтронная физика

ЧАСТЬ 4

МОСКВА — 1976

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР
Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

(Материалы 3-й Всесоюзной конференции по
нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)

Часть 4

Москва - 1976

НЕЙТРОННАЯ физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). Часть 4. М., 1976. 320 с. (ЦНИАтоминформ).

В конференции приняло участие более 350 представителей из БНР, БНР, ГДР, СССР, а также из Австралии, Великобритании, Нидерландов, Франции, ФРГ и из Оследагенского института ядерных исследований.

В 92 репортерских доклада включено около 250 научных сообщений, из которых 52 - зарубежных. 68 репортерских докладов сделаны советскими учеными и 24 - зарубежными.

Все эти доклады публикуются в шести книгах. Остальные доклады, представленные на конференцию с опозданием, предполагается опубликовать в первых выпусках сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы".

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

Редакционная коллегия:

В.П.Вертецкий (зам. ответственного редактора), Д.А.Кардашев,
В.Н.Маножин, Л.Н.Усачев (ответственный редактор)

Обложка худ. В.Ф.Казакова

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИАтоминформ), 1976

Секция 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕПЛОВЫХ
И РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ (продолжение)

Председатель В.П.Вертебный

TOTAL CROSS SECTION MEASUREMENTS ON Fe, Ni AND Ti
FROM 10 keV TO 1 MeV

G.D. James, D.B. Syme, P.H. Bowen, I.L. Watkins and S.T. Box

UKAEA, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England.

Abstract

Total cross section measurements on natural Ni, Fe and Ti over the neutron energy range 10 keV to 1 MeV have been made by neutron time-of-flight experiment on the Harwell synchrocyclotron using a 100m flight path, a 5 ns neutron pulse width and 2.5 ns timing channels.

1. Introduction

Neutron total cross section measurements on Fe, Ni and Ti are required to enable multiple scattering corrections to be made to capture cross section measurements on these materials which are important in the structural design of fast reactors and also in the understanding of stellar evolution and nucleosynthesis in astrophysics.⁽¹⁾ Resonance parameters derived from these measurements can also help in testing the various models set up to explain the nuclear interactions involved. Transmission measurements on two thicknesses of natural samples of each of these elements have been made over the energy range 10 keV to 1 MeV using the neutron time-of-flight system based on the Harwell 160 MeV synchrocyclotron. Over this energy range the instrument provides a neutron flux per energy resolution interval which is superior to that from powerful linear sources which are dominant below 1 MeV and to that from modern isochronous cyclotrons which are superior above 1 MeV.⁽²⁾ The data presented here were taken between January and October 1974 after the machine modifications and data collection improvements mentioned by Pattenden et al.⁽³⁾ Magnetic data tapes are available giving neutron energy, transmission and cross section, with errors, and average values and graphs of the data have been produced. However, the planned multilevel resonance analysis of the data has not yet been started.

In this paper the experimental system and method of data acquisition and processing are described in section 2 and the measurements on Fe, Ni and Ti are presented and assessed in section 3. Modifications to the spectrometer which will enable small samples of separated isotopes to be measured are described in section 4.

2. Experimental System

A neutron time-of-flight spectrometer for use with the Harwell 280 cm synchrocyclotron was first described by Scanlon et al.⁽⁴⁾ Since then, the system has undergone a number of modifications to improve resolution, reduce background and to increase neutron intensity and neutron detector efficiency.⁽⁵⁾

2.1 Neutron Source

Pulses of neutrons of length variable from 3 ns to 10 ns are produced by deflecting the circulating proton beam of the synchrocyclotron downwards when the beam reaches a radius of 114 cm and has an energy of 140 MeV. This deflection is produced by applying a 28 kV pulse of 20 ns duration between two plates 3 cm apart which lie one above and one below the median plane of the beam. These extend from a radius of 109 cm to 119 cm and cover an azimuthal angle of 55° . On the next circuit, the beam is stopped by a 4 cm thick tungsten target. Fast neutrons produced in this target are moderated by an adjacent volume of water 2.5 cm thick. Neutrons emerging from the water are viewed at 180° to the proton beam and in a plane below the proton beam so that fast neutrons from the proton target are not seen directly. The target and moderator system is illustrated elsewhere in these proceedings.⁽⁶⁾ By varying the Dee voltage in the range 15 kV to 30 kV the neutron pulse length can be varied from 3 ns to 10 ns. For pulses in the range 10 ns to 5 ns the neutron output is proportional to pulse width. Below 5 ns the neutron output falls off sharply.

2.2 Flight Path

Neutrons leave the water moderator through a tantalum window 0.15 cm thick and the beam is defined by two collimators at 8m and at 48m from the target. Each collimator consists of a brass block, 60 cm long, penetrated by a rectangular section hole 6.4 cm by 2.5 cm. The sides of the holes are lined with tantalum sheet for a 15 cm length at one end and the face of the 48m collimator nearest the detector is covered with a 15 cm layer of borated paraffin wax. The 50m position is located in an underground room approximately 6m cube. This room houses (a) a two position sample changer, (b) two neutron monitors on either side of the beam on the source side of the 48m collimator, (c) a plastic detector, 0.1 cm thick designed to stop 1 MeV protons but insensitive to electrons produced by the gamma flash,

which covers the area defined by the 48m collimator and (d) a filter containing 0.10^{10} B atom/b to remove slow neutrons. For all monitors the bias is set at about 300 keV. The detector is placed at approximately 100m from the source in an underground room roughly 6m cube. About 85m of the flight path is under vacuum. To reach the detector the beam traverses seven thin plastic windows (Kapton).

2.3 Detector

From January to June 1974 the detector used was a ^6Li -enriched glass, NE 905, scintillator 11 cm diameter by 2.5 cm thick in optical contact with a photomultiplier RAC 4522. This detector has been studied by McMurray et al.⁽⁷⁾ and the electronics have been improved by Syme and Scrivens⁽⁸⁾ to produce a timing jitter of 3.5 ns and a dead time of 350 ns.

From July to October 1974 the detector used was an NE 110 plastic scintillator, 11 cm diameter and 1.25 cm thick, optically coupled through a face plate adaptor to an RCA 4522 photomultiplier tube. The high efficiency for neutron detection of NE 110 and its ability to detect low energy neutrons was first demonstrated at Oak Ridge.⁽⁹⁾ The detector used has a dead time of 110 ns and a timing jitter of about 2 ns. For all the runs in the series the bias was set to about 6 keV. It was discovered that the time dependent background, which will be discussed later, could be removed almost completely by the use of a dynamic bias which was high during the gamma flash and decayed exponentially to 6 keV with a half-life of about 1 μs . The effectiveness of this dynamic bias was ascertained towards the end of the series of measurements.

2.4 Data Acquisition

The neutron time-of-flight signified by the time difference between a start pulse, derived when the R.F. frequency applied to the synchrocyclotron Dees decreases to a value corresponding to a proton orbital radius of 114 cm, and a stop pulse derived from the detector is digitized by a multi-event time digitizer.⁽¹⁰⁾ This can accept 16 events per start pulse and has a dead time of 110 ns per event. It provides a basic timing channel width which can be set to 1.25 ns, 2.5 ns, 5 ns, 10 ns or 20 ns. The time structure of the 32,000 channels is controlled by a software program which allows the basic channel width to be successively doubled at each of five selected channels. Timing information from the digitizer is passed through a CAMAC interface to a Honeywell DDP 516 computer and used to increment

the contents of 32,000 timing channels recorded on disc. Also, contents of seven CAMAC scalers are also read every second and recorded on disc. These scalers register gated counts from the three monitors, the time independent background in a 100 μ s gate set at 1 ms, the number of events accepted by the time digitizer and the number of start pulses.

A schematic diagram of the neutron source, flight path, detectors, CAMAC units and the computer is given in figure 1. Three disc memory areas, designated A, B and C, each capable of recording data for 32,000 timing channels and the data for the seven scalers are in use during the experiment. Data acquisition takes place under computer control such that the sample is cycled in and out of the beam about once every twenty minutes. The ratio of monitor counts with the sample in the beam to those with the sample out is chosen to roughly equalise the counts accumulated in the peaks of the two spectra. Data are first recorded in disc area C and updated during the time of sample changing into area A for sample in data and area B for sample out data. Data taking stops automatically if any store location, limited to 32,000 counts, would be saturated in the next cycle.

2.5 Data Processing

Several programs, in a suite called GCTX05, are available for data manipulation and examination including printout, display, channel summation and run summation prior to storage on seven track magnetic tape. These tapes are transferred to an IBM 370/195 computer which performs count loss correction, background subtraction and calculation of energy, transmission and cross section and stores the results on nine track magnetic tape using a suite of PL/1 programs called TOFNA.⁽¹¹⁾

3. Total Cross Section Measurements on Fe, Ni and Ti

Eleven experimental runs each taking about seven days were devoted to the measurement of the total cross section of two thicknesses each of natural Fe, Ni and Ti. The first five runs were taken with a ⁶Li-glass detector, a minimum timing channel width of 5 ns and before the operation of an automatic sample changing system. These have lower accuracy and energy resolution to the later runs and will not be discussed here. Details for the last six runs, taken with the NE 110 detector, 2.5 ns minimum channel width and automatic sample control, are given in table 1 which records the sample thicknesses, the number of component runs and total run time, together with Z, the ratio of 'external' to 'internal' error assessments for each sample (discussed in section 3.2) and background parameters as described in section 3.2.

3.1 Background Determination

Background determinations near the peaks of strong resonances were made by the black sample technique using nickel, iron, fluorine (as PTFE), aluminium, sulphur and oxygen (as Si O₂) to give background points at 15.5 keV, 29.3 keV, 29.7 keV, 35 keV, 50 keV, 87 keV, 100 keV, 110 keV, 200 keV, 440 keV and 1000 keV. The reduction in background caused by the background sample itself is allowed for by measuring the background counts per timing channel per monitor, for a single (B1) and double (B2) thickness of black sample and deducing the background in the absence of black sample from the equation $B = B1^2/B2$. It is found that the background, B, is well represented over the energy range 10 keV to 1 MeV by the equation $\ln B = a \ln E + b$.

Figure 2 illustrates the results obtained during the experiment on 10 cm Ti. Four titanium resonances are black and provide additional background points through which the 'sample in' background must pass. Figure 2 demonstrates both the strength and weakness of this method of determining the background. A weighted least squares fit to the background ignoring the four titanium points gives a line closely parallel to the line determined by the titanium points themselves. The lines shown are weighted least squares fit to data including the four titanium points. For the open beam measurement, the data are distributed about the fitted line by an acceptable number of standard deviations. For the 'sample in' a number of points are away from the fitted line by an unacceptably large number of standard deviations as deduced from their statistical accuracy. This is a weakness of the method which is less acute for thinner samples.

Figure 3 shows a typical background curve in relation to the open beam counts per channel observed with the NE 110 detector in 16 hours of operation. In the energy range 100 keV to 1.2 MeV the background is below 2% of the spectrum and remains below 5% from 60 keV to 2 MeV. Suitable background resonances are not available above 1 MeV and data above this energy will not be quoted.

3.2 Accuracy of Data

Each of the six runs listed in table 1 is the sum of a number of runs ranging from 3 to 13 which are separated by background determinations. The cross section for each component run has been calculated and average

values of the cross section have been found for 100 keV intervals between 100 keV and 1 MeV and over 10 keV intervals between 10 keV and 100 keV. For each set of runs and for each energy interval the 'external' error derived from the spread of an average value over several runs has been compared with the average 'internal' error derived from the counting statistics and errors in the background. Average values of this ratio \bar{z} (= 'external' error/'internal' error) are given in table 1 for the energy ranges 10 keV to 100 keV and 100 keV to 1 MeV. For n runs the expected value of \bar{z} is $1 \pm 1/\sqrt{2(n-1)}$. These results show that, especially above 100 keV where the counting statistics result in small 'internal' errors, there exist systematic errors such that the 'internal' errors should be multiplied by a factor between 1 and 1.7 below 100 keV and a factor between 1.5 and 2.8 above 100 keV.

3.3 Comparison of Runs

A comparison of the average cross sections derived from runs with different sample thicknesses have been carried out for Ni and Fe. This comparison is meaningful only in a region where the transmission does not reach zero. Thus the 10 cm and 0.9 cm Ti data cannot be compared in this way. Table 2 gives average values for the Ni cross section derived from average values of the transmission over energy intervals of 10 keV below 100 keV and 100 keV above 100 keV for the 0.6 cm and 1.8 cm Ni samples. For the thicker sample, average values in the energy ranges 60 keV - 70 keV and 100 keV - 200 keV have been suppressed because the transmission reaches zero in these energy intervals. For the remaining fifteen energy ranges, the average difference between the cross sections derived from the two thicknesses is 1.7%. This is to be compared with an average 'internal' error of 0.7% for 0.6 cm Ni and 0.2% for 1.8 cm Ni. The 'external' errors, estimated as described in the last section, are 1.1% and 0.4% giving a combined error of 1.2%. The additional error of 0.5% indicated by the difference between the two sets of data is ascribed to systematic errors introduced by the measurement of the time dependent background.

In the case of iron, the runs which comprise the measurements on a single thickness have an 'external' error which is at most 1.9 times the 'internal' error as shown by the values of \bar{z} in table 1. However, as shown in table 3, these runs disagree by an average absolute error of 6% which is far in excess of their combined 'external' errors. Furthermore,

the errors below 70 keV differ in sign from those above 90 keV. The most attractive explanation of this form of discrepancy is in terms of an incorrect background determination. However, background changes within the errors of measurement do not remove the discrepancy. The explanation may lie in the inadequacy of the simple expression given in section 3.1 to express the background in the case of the thicker iron sample. In future experimental runs with a dynamic bias applied to the NE 110 detector, the time dependent background will be almost completely eliminated.

3.4 Results and Future Analysis

The transmission data for 3 cm Fe, 1.8 cm Ni and 0.9 cm Ti are displayed in figures 4 to 9. It is planned to derive resonance parameters from these data up to several hundred keV using a multilevel resonance analysis program developed by Moxon.⁽¹²⁾ Data from CCDN is being obtained and will be averaged and compared with the present results.

4. Small Sample System

Total cross section measurements with the system described above ceased in late 1974 and the flight path collimation has been replaced by a system suitable for measurements with collimated beams of 1 cm, 2 cm and 3 cm diameter. The same set of collimators in the same relative positions can operate for a detector placed at 50m or at 100m. This system is intended for transmission measurements on separated isotopes and work will commence with separated Ti isotopes on loan from ORNL.

5. Conclusion

Measurements of the transmission for two sample thicknesses of Fe, Ni and Ti were accompanied by extensive measurements of the time dependent background. Average total cross sections derived from two sample thicknesses of Ni agree to 1.7% which is slightly in excess of the estimated error of 1.2%. The difference is ascribed to systematic errors introduced by uncertainties in the time dependent background. In the case of Fe, average total cross sections derived from two sample thicknesses are discrepant by 6% well in excess of an estimated error of 1.3%. The discrepancy may be due to an excessively simple representation of the time dependent background for the thicker iron sample. In future experiments, the introduction of a dynamic bias will almost eliminate the time dependent background.

References

1. Clayton, D.D. and Woosley, S.E., *Rev. Mod Phys.* 46 (1974) 755.
2. Ree, E.R. and Good, W.M., *Experimental Neutron Resonance Spectroscopy* (Ed. Harvey, J.A.) (Academic Press, New York, 1970) 28.
3. Pattenden, N.J., Belcher, I.T., Blair, I.M., Bowen, P.H., Cox, G.C., Dolley, P.E. and McMurray, W.R., *AERE Report R-7425* (HMSO London, 1973).
4. Scanlon, J.P., Stafford, G.H., Thresher, J.J. and Bowen, P.H., *Rev. Sci. Inst.* 28 (1957) 749.
5. Scanlon, J.P., *Proceedings 5th International Cyclotron Conference, Oxford* (1969) 673.
6. James, G.D., Syme, D.B., Bowen, P.H., Dolley, P.E., Watkins, I.L. and King, M., *Kiev Conference Proceedings 1975 and AERE Report R-7919*.
7. McMurray, W.R., Pattenden, N.J. and Valail, G.S., *Nucl. Inst. & Methods* 114 (1974) 429.
8. Syme, D.B. and Scrivens, J., unpublished private communication.
9. Hill, N.W., Harvey, J.A., Slaughter, G.G., St. James, A., *USNDC-1* p.156 May (1972).
10. Argyle, J.P., Dolley, P.E. and Huxtable, G., *Proc. 2nd Ispra Nuclear Electronics Symposium, 1975* (to be published by Euratom).
11. Box, S.T., *Time-of-flight Off Line Data Processing Suite* (unpublished).
12. Moxon, M.C., private communication.

Figure Captions

1. Harwell synchrocyclotron neutron time-of-flight arrangement.
2. Background counts as a function of neutron energy for an open beam (crosses) and for 10 cm Ti (open circles). The triangles indicate backgrounds derived from four resonances in titanium.
3. Open beam counts per 2.5 ns channel derived in 16 hours. The straight line indicates the time dependent background.
4. The transmission of 3 cm Fe from 10 keV to 100 keV.
5. The transmission of 3 cm Fe from 100 keV to 1 MeV.
6. The transmission of 1.8 cm Ni from 10 keV to 100 keV.
7. The transmission of 1.8 cm Ni from 100 keV to 1 MeV.
8. The transmission of 0.9 cm Ti from 10 keV to 100 keV.
9. The transmission of 0.9 cm Ti from 100 keV to 1 MeV.

Table 1

Details of experimental runs*

Sequence number	Sample	Sample thickness at α/b	Number of component runs	Total run time (hours)	E		Background parameters			
					100 keV	10 keV-	Sample IN		Sample OUT	
					- 1 MeV	100 keV	Slope	Intercept	Slope	Intercept
1	3cm Fe	0.2582	4	47.4	1.7	0.84	1.08 ± 0.10	-3.04 ± 0.77	1.03 ± 0.04	-1.30 ± 0.20
2	1.2cm Fe	0.1025	3	5.6	1.9	0.80	1.06 ± 0.18	-3.00 ± 0.63	0.86 ± 0.12	-1.15 ± 0.51
3	0.6cm Ni	0.05480	3	28	1.5	1.4	1.108 ± 0.077	-2.19 ± 0.36	0.931 ± 0.089	-1.24 ± 0.42
4	1.8cm Ni	0.1646	5	37.9	2.6	1.7	1.118 ± 0.044	-2.96 ± 0.13	0.92 ± 0.05	-1.27 ± 0.22
5	0.9cm Ti	0.05136	13	86.6	2.0	1.2	0.92 ± 0.11	-1.93 ± 0.46	0.82 ± 0.12	-1.25 ± 0.51
6	10cm Ti	0.5706	9	7.3	2.8	1.6	1.181 ± 0.014	-3.045 ± 0.044	1.136 ± 0.040	-1.33 ± 0.15

12

* These runs were taken with an NE 110 detector at 100m and a minimum channel width of 2.5 ns.

Table 2

Average values of the Ni cross section from two sample thickness*

Energy range (keV)	Average total cross section (b)		Difference (%)
	0.6cm Ni sample	1.8cm Ni sample	
1000 - 900	3.188 ± 0.044	3.261 ± 0.012	- 2.3
900 - 800	3.154 ± 0.034	3.201 ± 0.0090	- 1.5
800 - 700	2.958 ± 0.028	2.948 ± 0.0072	0.34
700 - 600	3.751 ± 0.025	3.727 ± 0.0066	0.16
600 - 500	3.202 ± 0.021	3.137 ± 0.0055	2.0
500 - 400	3.905 ± 0.022	3.808 ± 0.0058	2.5
400 - 300	4.343 ± 0.016	4.277 ± 0.0045	1.5
300 - 200	5.746 ± 0.014	5.499 ± 0.0041	4.4
200 - 100	5.319 ± 0.013	---	---
100 - 90	5.291 ± 0.04	5.310 ± 0.011	- 0.36
90 - 80	6.752 ± 0.042	6.568 ± 0.012	2.8
80 - 70	9.029 ± 0.044	9.005 ± 0.015	0.27
70 - 60	15.73 ± 0.054	---	---
60 - 50	3.351 ± 0.046	3.390 ± 0.012	1.1
50 - 40	6.847 ± 0.052	6.863 ± 0.015	- 0.24
40 - 30	10.05 ± 0.063	9.995 ± 0.023	- 0.55
30 - 20	14.57 ± 0.092	13.74 ± 0.048	5.9

* The 'internal' errors quoted in this table are estimated to be below the 'external' errors which would include certain systematic errors by a factor of 1.4 to 2.6 depending on the data set and energy range.

Table 3

Average values of the Fe cross section for two sample thicknesses

Energy range (keV)	Average total cross section (b)		Difference (%)
	1.2cm Fe sample	3cm Fe sample	
1000 - 900	2.294 ± 0.033	2.219 ± 0.0095	3.3
900 - 800	2.771 ± 0.026	2.688 ± 0.0079	3.0
800 - 700	3.586 ± 0.022	3.364 ± 0.0075	6.2
700 - 600	2.258 ± 0.018	2.111 ± 0.0049	7.0
600 - 500	2.961 ± 0.016	2.824 ± 0.0048	4.8
500 - 400	3.793 ± 0.017	3.601 ± 0.0058	5.3
400 - 300	3.097 ± 0.011	2.779 ± 0.0035	11.4
300 - 200	3.042 ± 0.0097	2.863 ± 0.0029	6.2
200 - 100	3.541 ± 0.0089	3.151 ± 0.0028	12.4
100 - 90	4.409 ± 0.028	4.464 ± 0.010	1.2
90 - 80	6.154 ± 0.033	---	---
80 - 70	4.183 ± 0.030	---	---
70 - 60	2.895 ± 0.030	3.034 ± 0.0093	-4.6
60 - 50	4.473 ± 0.034	4.693 ± 0.013	-5.0
50 - 40	4.626 ± 0.036	4.985 ± 0.014	-7.5
40 - 30	7.245 ± 0.049	7.571 ± 0.029	-4.5

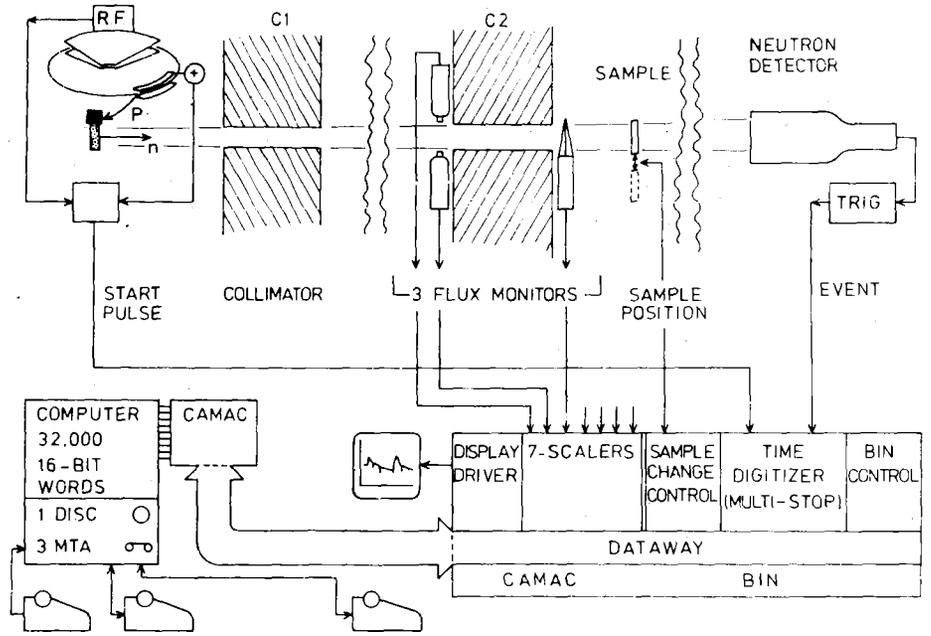


Fig. 1. HARWELL SYNCHROCYCLOTRON NEUTRON TIME-OF-FLIGHT ARRANGEMENT.

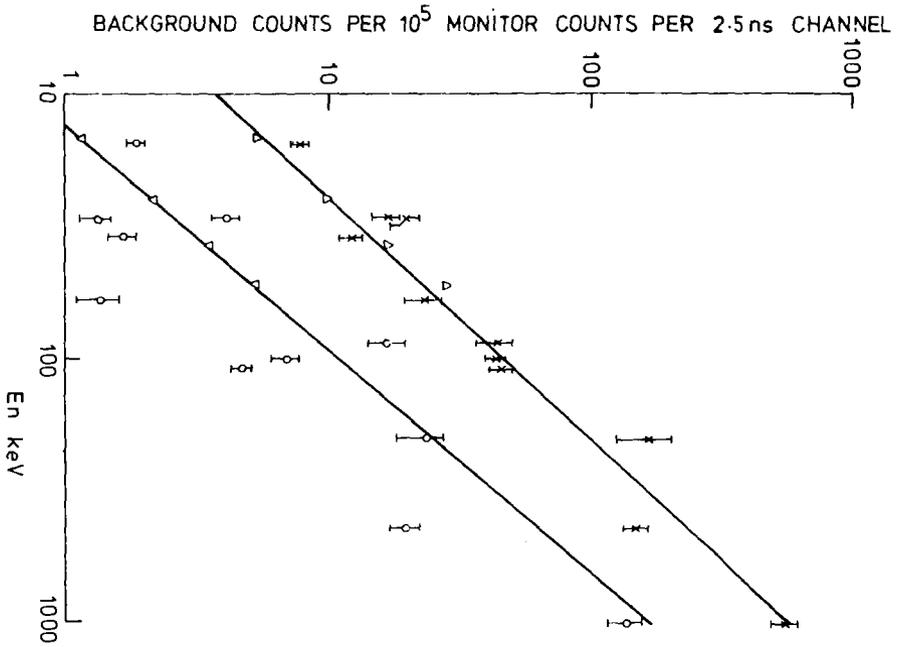


FIG. 2

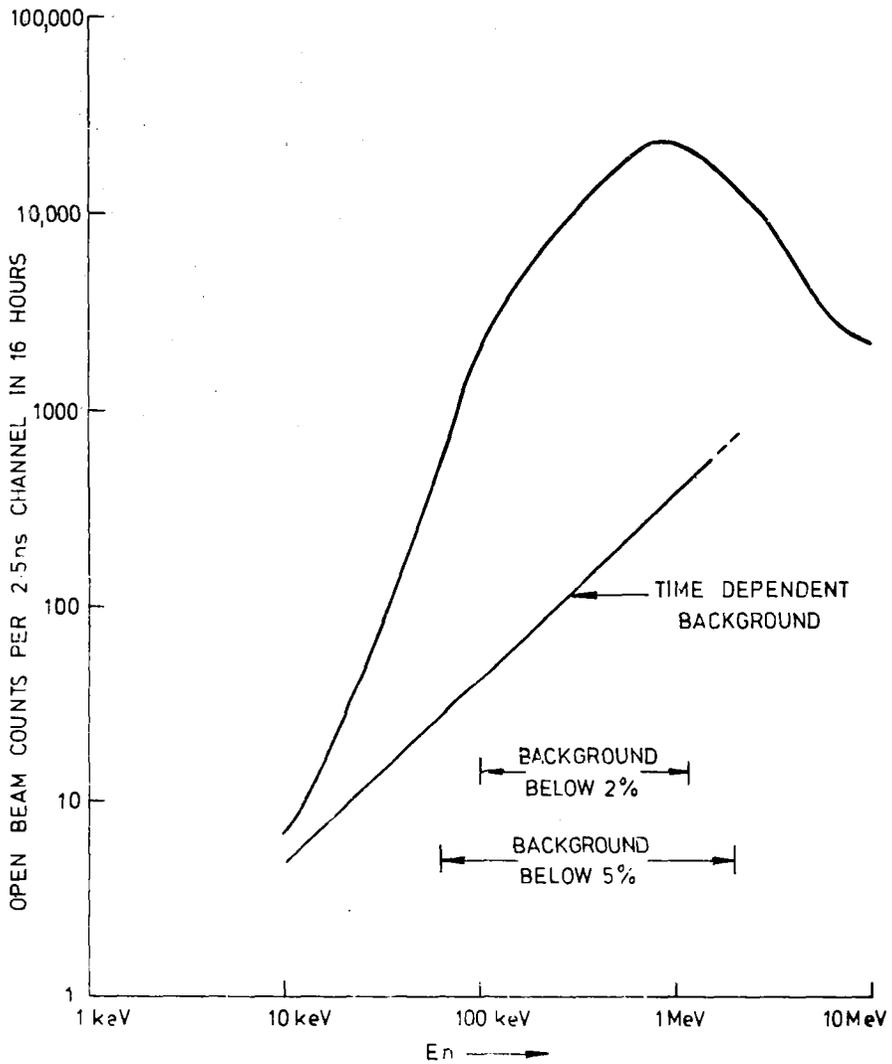


FIG. 3

3 CM FE JULY 74

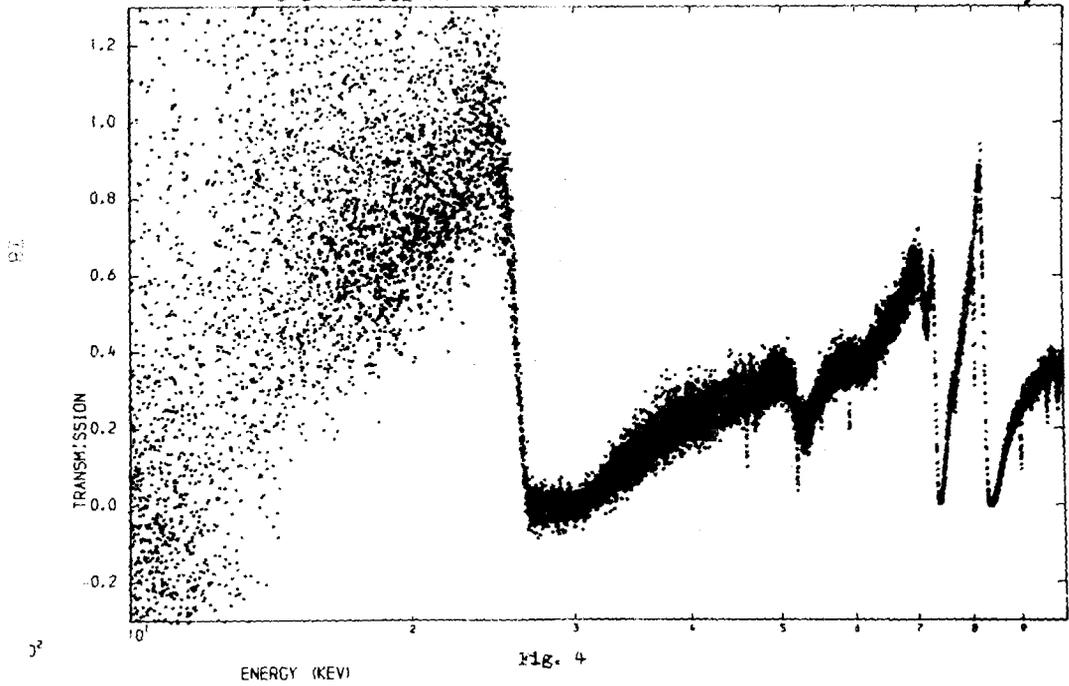


Fig. 4

3 CM FE JULY 74

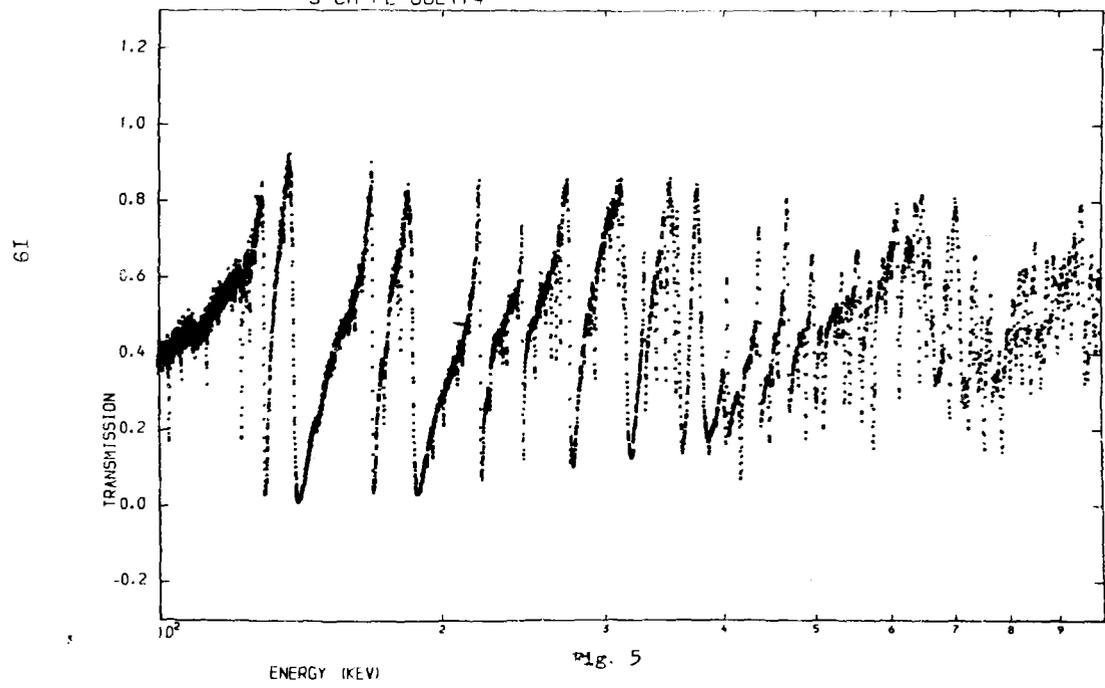


Fig. 5

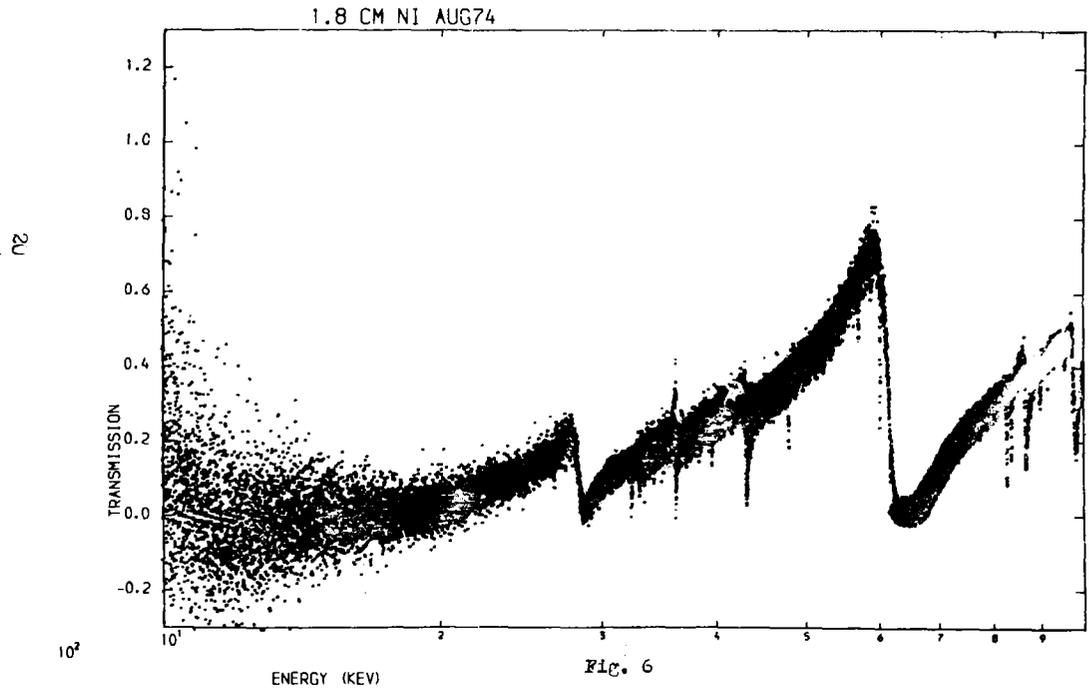
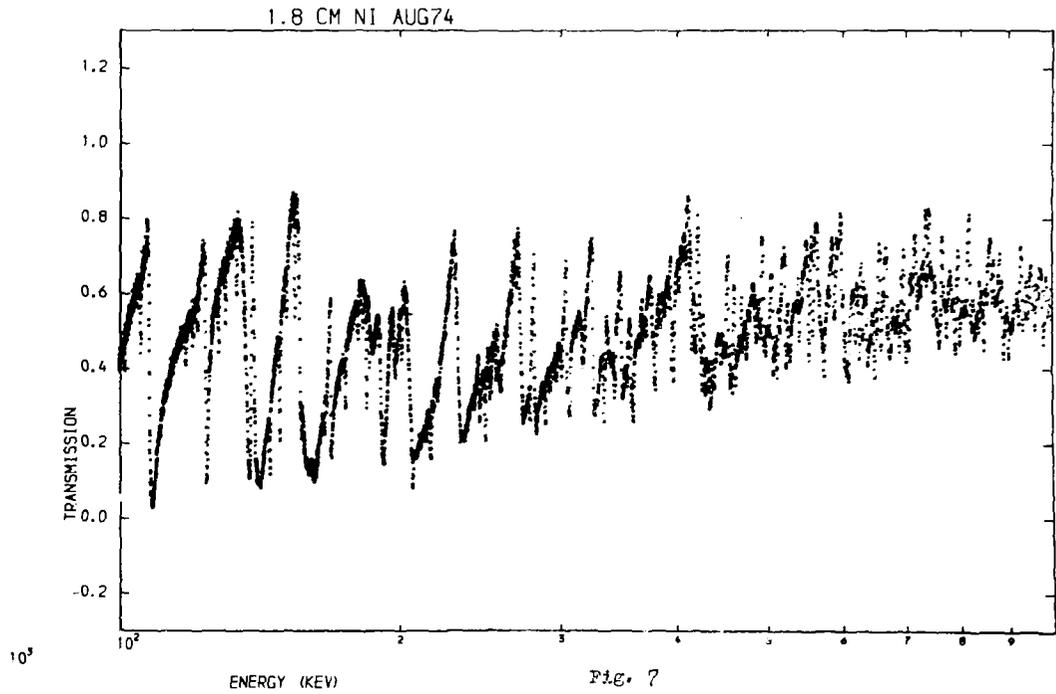


Fig. 6



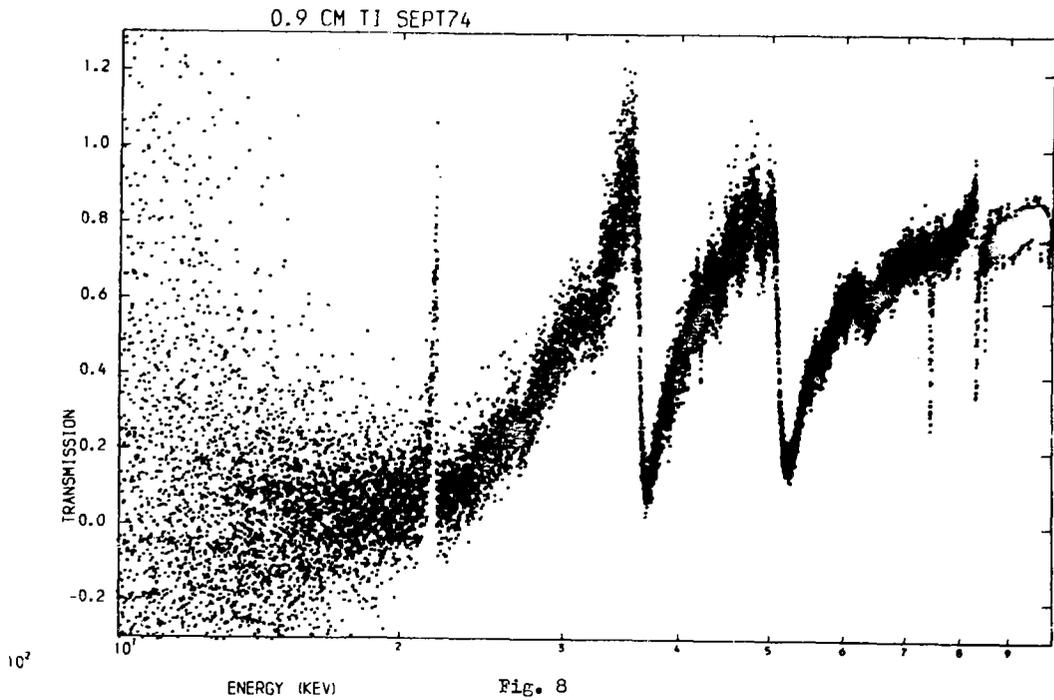


Fig. 8

0.9 CM TI SEPT74

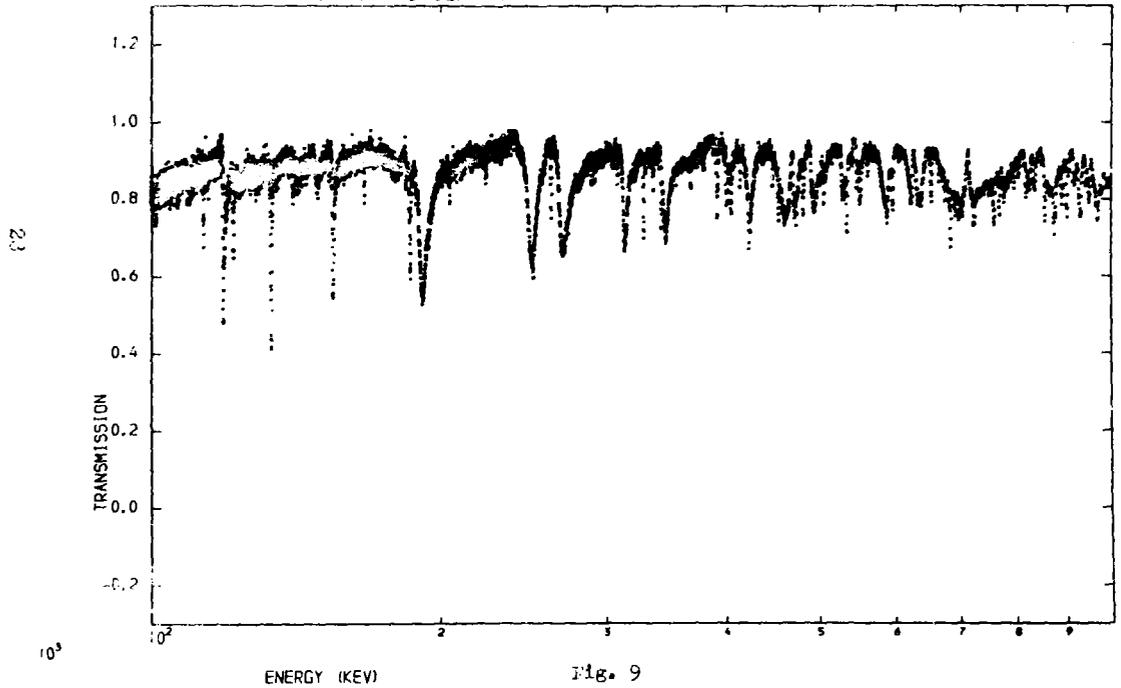


Fig. 9

PRECISE ENERGY DETERMINATION FOR THREE PEAK CROSS SECTIONS
IN ^{23}Na AND ^{27}Al AND FOR THE 250 keV RESONANCE IN ^6Li

G. D. James, D. B. Syme, P. H. Bowen, P. E. Dolley

I. L. Watkins and M. King*

Nuclear Physics Division,

UKAEA, Atomic Energy Research Establishment, Harwell.

Abstract

The energy scale of the Harwell synchrocyclotron neutron time-of-flight spectrometer has been calibrated over the energy range 100 keV to 300 keV and compared with other data by considering two narrow resonances in the total cross section of ^{13}Al with energies 119.753 ± 0.042 keV and 257.16 ± 0.13 keV and one narrow resonance in the total cross section of ^{11}Na at 299.19 ± 0.10 keV. The energy of the broad resonance in the ^6Li total cross section is found to be at 242.71 ± 0.55 keV.

*Science student assistant from the University of Bath, Claverton Down, Bath.

1. INTRODUCTION

The neutron time-of-flight spectrometer based on the Harwell synchrocyclotron moderated source is used for high resolution studies in the energy range 1-1000 keV. In this range, energies assigned to the same sharp resonances by different authors are in disagreement especially near a few hundred keV where energies derived from measurements with Van de Graaff sources tend to lie above those derived from continuous neutron spectra. As a contribution to the resolution of this discrepancy a detailed examination of the uncertainties that arise in the measurement of neutron energies on the Harwell Synchrocyclotron has been carried out and is presented in this report. Results are presented and compared with other measurements for three selected narrow resonances in the neutron total cross sections of Na and Al in the energy range 100-300 keV. In this energy range our energy assignments for narrow resonances agree to within 1 keV with those from Columbia (Wynchank et al.¹) and with those from the Harwell Linac (Uttley et al.²). For the resonances considered, our energies are within the quoted errors of these other measurements, whereas our quoted errors are smaller by factors of three to ten. From a fit to the measured total cross section of ⁶Li over the range 100-500 keV, it is found that the energy at the cross section maximum is 242.71 ± 0.33 keV.

The basic parameters used in the determination of neutron energy are defined in section 2.

The combined uncertainties, arising from the flight path calibration described in section 3 and the time scale calibrations described in section 4, are given in section 5. Additional uncertainties, arising from the determination of the timing channel at maximum cross section, are considered in section 5 for narrow resonances and in section 6 for the broad resonance in the ⁶Li cross section which was analysed by a least squares fitting procedure.

2. DETERMINATION OF NEUTRON ENERGY

In the energy range of interest, 1-1000 keV, the neutron energies E are adequately determined by the second order relativistic equation

$$E = 469776.3(\beta^2 + 0.75\beta^4) \quad \dots (1)$$

in which β , the reduced neutron velocity, is given by the equation

$$\beta = L/(t \times 0.29979) \dots(2)$$

Here L is the neutron flight path length in metres, t(ns) is the time-of-flight and 0.29979 m/ns is the velocity of light. In considering the errors which arise in the determination of E it is sufficient to consider only the first term in eq. (1).

The target used to produce moderated neutrons in the Harwell synchrocyclotron is illustrated in fig. 1. Protons of energy 140 MeV strike a tungsten target and produce fast neutrons which must traverse a distance S before being slowed down by collision with hydrogen in the water moderator. The neutron detector is shielded from direct γ -rays from the tungsten target. However, γ -rays scattered by the moderator and moderator can be detected and recorded on the time-of-flight spectrum.

In this analysis we take the flight path L of the moderated neutrons to be from the face of the moderator from which the neutrons emerge to a point in the detector where the neutrons are detected. If P is the face-to-face distance and D is the average distance traversed in the detector, we have

$$L = P + D, \dots(3)$$

It is useful to express the neutron time-of-flight, t(ns), over the distance L in terms of the time t_{γ_0} at which the γ -flash is produced in the tungsten target, t_{γ} when the γ -flash is detected and recorded, t_{n_0} when neutrons of energy E leave the surface of the moderator and t_n when neutrons of energy E are detected and recorded. We then have

$$\begin{aligned} t &= t_n - t_{n_0} &&) \\ &= (t_n - t_{\gamma}) + (t_{\gamma} - t_{\gamma_0}) - (t_{n_0} - t_{\gamma_0}) &&) \dots(4) \\ &= t_1 + t_2 - (t_3 + t_4) &&) \end{aligned}$$

where $t_1 = t_n - t_{\gamma}$ is the recorded flight time between the neutrons and the γ -flash,

$t_2 = t_Y - t_{Y_0}$ is the γ -ray time-of-flight from the tungsten target to the point of detection. The time from the production of γ -rays to the emergence of moderated neutrons ($t_{n_0} - t_{Y_0}$) is divided into t_3 , the transit time of fast neutrons to the moderator and t_4 the time taken for fast neutrons to slow down and emerge from the moderator face (the slowing down time delay). From eq. (1) to (4) the error in neutron energy, dE , is given by the expression

$$\left(\frac{dE}{E}\right)^2 = 4 \left\{ \frac{(dP)^2 + (dD)^2}{L^2} + \frac{(dt_1)^2 + (dt_2)^2 + (dt_3)^2 + (dt_4)^2}{t^2} \right\}. \dots(5)$$

The measurement and errors of the six component quantities in this equation are discussed in the next two sections.

3. FLIGHT PATH LENGTH CALIBRATION

3.1 Moderator face to detector face

The distance between the faces of detector and moderator is kept constant for all experiments with a given detector. The main points of reference are the end of the large evacuated flight tube (fixed and insulated underground) near the detector and the moderator box which locks into a reproducible position inside the synchrocyclotron. Using a steel measuring tape calibrated by a tellurometer, the accuracy of knowledge of this main component of the neutron flight path is limited at present by the tape calibration which could contribute a systematic error of up to $\pm 0.003\%$ in the 100m path. All the energies quoted in this report are for measurements made with a ${}^6\text{Li}$ -glass detector. The moderator face to detector face distance (P) for this detector is quoted in table 1.

From July to December 1974 measurements were made with an NE110 plastic scintillator for which the corresponding results are given in table 2.

3.2 Neutron path length in detector

The remainder of the flight path is the distance (D) traversed by neutrons within the detector before detection. This is a function of the detector thickness, the collision mean free path λ and the probability of a

collision leading to detection. The average distance to a first collision in a slab of thickness, t , is given by

$$\bar{x} = \frac{te^{-t/\lambda} + \lambda(e^{-t/\lambda} - 1)}{e^{-t/\lambda} - 1} \quad \dots(6)$$

The variation of \bar{x} with energy is shown in fig. 2 for the two detectors in use.

3.2.1 ⁶Li loaded glass detector

In this case the neutron cross sections are such that \bar{x} can be taken as constant except locally in the region of the 440 keV (¹⁶O) resonance, where the variation must be taken into account for accurate work. Above 10 keV the probability of an (n, α) event is relatively low per collision and the distance travelled before detection exceeds \bar{x} . From the Monte Carlo calculations of Hardiman³⁾ we find that the average distance before detection exceeds \bar{x} by a factor 1.5 ± 0.5 in the energy range 10-400keV, giving $D = 0.016 \pm 0.012m$ (equivalent normal error).

3.2.2 Plastic scintillator neutron detector

The variations of \bar{x} with neutron energy are moderate in such a hydrocarbon scintillator (Fig. 1). Neutrons well above the threshold energy (a few keV) have a high probability of detection on a first collision in the scintillator plastic, so that the flight path distance correction is taken as $\bar{x} = 0.005 \pm 0.0005m$.

3.3 The flight path length and its uncertainty

The combination of the measurements and uncertainties of the two components U and D of the flight path length L are presented in table 1 for the ⁶Li-glass detector and in table 2 for the NE110 detector. For the ⁶Li-glass detector, the path length given in table 1 is only strictly valid over the energy range 200 keV to 300 keV. For the plastic detector the results are valid over a much wider energy range (1 keV to 1 MeV).

4. DETERMINATION OF THE NEUTRON TIME-OF-FLIGHT

In this section we shall discuss the determination of the four timing quantities that enter eq. (5). The results are summarised in table 3 for four neutron resonance energies

4.1 Recorded flight time (t_1)

The calibration of the time analyser affects the determination of t_1 , the time between the recorded neutron pulse and the recorded Y-flash. This time is taken as a correct representation of the time separation between the detected neutrons and the detected Y-flash for the reasons discussed in the following two subsections. For a neutron resonance in channel X, a Y-flash in channel X_0 and a channel width w, t_1 is given by

$$t_1 = (X - X_0)w. \quad \dots(7)$$

As shown in section 4.1.3 the error in w is negligible and the error in t_1 is dominated by that in the allocation of resonance channel as described in section 4.1.4.

4.1.1 Derivation of START pulse

A pulse related to the azimuthal position of the proton bunch in the synchrocyclotron is derived from the phase of the R.F. by a synchronising circuit, similar to that described by Langsford et al⁴⁾. The jitter on this pulse is small (less than 0.1ns). Long term drifts due to temperature differences have been observed up to 0.3 ns, although these are kept much below this during experimental runs when the gamma flash position is constantly monitored. Such drifts would shift the average zero of time and cause resolution broadening but they are not significant at present.

4.1.2 Derivation of STOP pulses

STOP pulses are obtained from the neutron detector at 100m. This is positioned some 6m underground in a well insulated room so that large temperature variations are not observed. Drifts in the photomultiplier transit time plus electronic discrimination timing are therefore small as measured by the position of the γ -flash which has been maintained constant to ± 0.8 ns over times of more than a week. This gives the uncertainty in X_0 and is discussed in section 4.1.4.

The effect of timing 'walk' with pulse height is only important in plastic scintillation detectors with simple single level discriminators, and for neutrons of energy up to a few times threshold. The walk can amount to the rise time of the photomultiplier pulse (~ 3 ns). Practically such detectors are not used down to energies near threshold, so that walk is not a problem. The use of Li glass detectors involves a 'mono-energetic' neutron pulse so that walk does not arise.

The timing resolution is of order ± 1.4 ns FWHM and ± 3.5 ns FWHM respectively for the plastic scintillator and ^6Li glass detectors. These quantities affect the accuracy with which a resonance channel can be allocated, see section 4.1.4, but, in the absence of walk, they do not produce a systematic energy shift.

4.1.3 Method of time digitization

Time intervals are measured by a time digitizer (Ruxtable et al⁵⁾) based on a 100 MHz crystal oscillator stable to 1 part in 10^6 over one year, and timing channels down to 1.25 ns in width are available.

There are no significant non-linearities in the time scale and the oscillator frequency f_R has been measured with respect to the standard Droitwich transmitted frequency (this is 100 kHz maintained to 2 parts in 10^{11}) with the result, $f_R = 100,000,020 \pm 10$ Hz. We use the value of exactly 10^8 Hz in calculations of neutron energy and take the uncertainty as the quoted stability over one year = 1 part in 10^6 .

3.1.4 Determination of resonance channels

The determination of the channel of the transmission minimum or cross section maximum for a resonance involves an uncertainty (dX) which is reduced when the resonance is narrow and the resolution is good. It may also be reduced considerably for a broad level by fitting the data to a set of parameters which include the resonance energy when the shape is well understood. For the three narrow resonances quoted in table 3 the resonance channels have been determined by plotting the data on probability paper and determining a least squares fit to the straight portion of the ogive curve covering the 50 per cent probability level. This method also enables the error arising from the statistical fluctuation of the data to be determined for the resonance (dX) and gamma flash (dX_0) channels and the results are given in table 3.

The treatment of the ${}^6\text{Li}$ transmission data is discussed in more detail in section 6. It is estimated that the channel at maximum cross section can be determined to one 2.5 ns channel even for this broad resonance because the data from 100 keV to 500 keV have been fitted by least squares analysis. However, the effect of the statistical errors in the data have been assessed by randomisation and indicate that the error in peak cross section channel allocation should be increased to $dX = 4$ channels.

Thus, the combined error in t_1 , derived from eq. (7) is given by

$$\left(\frac{dt_1}{t_1}\right)^2 = \left(\frac{dX}{X-X_0}\right)^2 + \left(\frac{dX_0}{X-X_0}\right)^2 + \left(\frac{dw}{w}\right)^2$$

The value of $dw/w = 10^{-6}$ is negligible for all the resonances considered.

4.2 Gamma-ray time-of-flight (t_2)

The error in determining the gamma-ray time-of-flight stems mainly from the error in estimating the gamma-ray flight path length (L_γ). Here $L_\gamma = P + D_\gamma + S_\gamma$ where D_γ is distance travelled by photons in the detector and $S_\gamma = 0.06\text{m}$ is the distance travelled by photons from the source to the face of the moderator.

It is estimated that $dP = .008m$, $dD_Y = .005m$ and $dS_3 = 0.014$ giving $dt_2 = 0.014$ corresponding to $dt_2 = 0.046ns$. These estimates are not critical because dt_2 is a minor source of error.

4.3 Transit time of fast neutrons (t_3)

Error in the determination of the transit time of fast neutrons from the source to the moderator arises both from the uncertainty in the fast neutron energy and from the uncertainty in the distance travelled. The fast neutron evaporation spectrum in the backward direction peaks at about 1 ± 0.2 MeV and the fast neutron path length, see fig. 1, is taken as 4 ± 1 cm. These values combine to give $t_3 = 3.6 \pm 0.78$ ns. At energies above 1 MeV, the fast neutron transit time is reduced for a path length of 6 ± 1 cm (distance from the target to the moderator face) and t_3 is deduced on the assumption that the emergent neutrons have not been moderated. Finally, the combined value t_3+t_4 is smoothed as described in the next section.

4.4 Slowing down time delay (t_4)

Theoretical estimates for the slowing down time delay for fast neutrons in a slab of moderator were first made by Groenewold and Groendijk⁽⁶⁾ and first used to determine the resolution of a spectrometer by Rainwater et al.⁽⁷⁾ Later these delays were calculated in more detail for a moderator incorporating a sheet of ^{10}B by Michaud⁽⁸⁾ by Monte Carlo methods. Rainwater et al. showed that the average slowing down time delay $t_{av} = 3\bar{\tau}_m$ where $\bar{\tau}_m$ is the mean collision time for neutrons of the moderated energy E with hydrogen in the moderator. At energies below 10 keV the neutron total cross section in hydrogen is constant giving a constant mean free path for such collisions of $\lambda = 0.78$ cm in water. Under these conditions the slowing down time delay can be expressed as an extra flight path length of $\bar{\lambda} = 2.34$ cm. The combined value of t_3+t_4 below 10 keV is shown by a line joining the square symbols in fig. 3. From 10 keV to 400 keV the average slowing down time delay $3\bar{\tau}_m$ is derived from a mean collision time $\bar{\tau}_m$ based on an average collision distance \bar{x} , given by eq. (6) for a moderator of thickness $t = 2.5$ cm and a

mean free path λ derived from the hydrogen total cross section at each energy. The results are in agreement with the calculation of Michaudon⁸⁾ and, compared with t_3 , are shown by the circles in fig. 3. Above 1 MeV the moderation time t_4 is assumed zero and t_3 is shown by triangles. Finally, to calculate t_3+t_4 the data have been smoothed and represented by the two straight lines which meet at 10 keV in fig. 3. The errors in t_4 quoted in table 3 are derived from half the difference between \bar{x} and λ . This estimate is roughly equivalent to the scatter of calculated points from the assumed straight line representation in fig. 3.

5. ALLOCATION OF NEUTRON ENERGIES FOR NARROW RESONANCES

The resonance energies of two narrow resonances in the transmission of ²⁷Al and one narrow resonance in the transmission of ²³Na together with the contribution of errors in the time-of-flight, dt, and in the flight path length, dL, to the error in these energies are presented in table 4. Errors in the resonance energy dE are calculated from eq. (5) using the results summarised in tables 1 and 3. For the resonance at 199 keV and 299 keV the error in energy is dominated by two almost equal contributions, the error in the distance traversed in the ⁶Li glass and the uncertainty in the slowing down time delay. For the resonance at 257 keV the uncertainty in the resonance channel, arising from poor statistics, makes an additional large contribution to the error in resonance energy. These results are compared in table 5 with the results of other laboratories. It is shown in fig. 4 that the most recent results, of Uttley²⁾ and Wynchank¹⁾, agree within their errors with the present measurements.

6. THE ENERGY OF THE RESONANCE NEAR 250 keV IN THE NEUTRON TOTAL CROSS SECTION OF ⁶Li

As shown in table 6 the energy at the maximum value of the total cross section of ⁶Li near 250 keV quoted by previous authors ranges from 243.5 keV to 252 keV. An immediate aim of the present spectrometer calibration is to determine this peak cross section energy. The total cross section of ⁶Li was determined from the transmission of a thin sample of material (7% transmission at the peak) containing

95.07% ${}^6\text{Li}$ and 4.93% ${}^7\text{Li}$ by atoms. The dimensions of the sample did not allow us to carry out the customary frequent sample changes and the results were obtained from two long runs each of 8 hours with sample in and sample out. Backgrounds were determined using the black sample method at seven energies in the range 29 keV to 1 MeV.

The ${}^6\text{Li}$ energy found is the energy at the peak of a single level Breit-Wigner curve fitted to the data over the range 100 keV to 500 keV as shown in fig. 5. Before carrying out the fitting process, the data were summed into 50 channel (125 na) bins and the effect of the ${}^7\text{Li}$ resonance was subtracted. This subtraction was carried out using the ${}^7\text{Li}$ data of Meadows & Whalen⁽³⁾ renormalised to our energy scale in such a way as to maintain the difference between the ${}^7\text{Li}$ and ${}^6\text{Li}$ resonance energies at 8.5 keV on both scales. It is found that a change of 1 keV in the assumed energy of the ${}^7\text{Li}$ resonance causes a change of 0.2 keV in the deduced ${}^6\text{Li}$ resonance energy. By fitting the data, the energy at peak cross section can be found to ± 0.1 keV which is considerably more accurate than by an application of the method of diameters directly to the data. It is necessary to ascertain the effect of the limited accuracy of the data on the energy obtained. This has been done, by a process of randomisation in which each datum is moved at random with a gaussian distribution of standard deviation equal to the experimental error, and gives an error due to the statistical accuracy of the data of ± 0.35 keV.

7. CONCLUSION

It will be seen from table 4 that the resonance energy measured most accurately in the present report is that in the total cross section of ${}^{27}\text{Al}$ at 119.753 ± 0.042 keV for which the error is composed of almost equal contributions from time-of-flight and path length uncertainties. These are dominated respectively by the error dt_0 in the slowing down time delay and the error dD in the distance to an $(n,1)$ collision in the ${}^6\text{Li}$ -glass detector. These can be removed by measurements without a moderator and by the use of a thinner detector.

It will be seen from table 6 that the present ${}^6\text{Li}$ resonance energy of 242.71 ± 0.33 keV is in agreement with the measurement of Uttley but is about 7 keV below results from Van de Graaff accelerators.

ACKNOWLEDGEMENTS

It is a pleasure to record our gratitude to Dr. B. Rose, who instigated this investigation into the ${}^6\text{Li}$ resonance energy, and to Dr. C. Whitehead who readily provided all the necessary support. We are also grateful to Mr. G. B. Huxtable and Mr. J. Argyle for providing and calibrating the time digitizer and to Dr. C. A. Uttley for his representations of the ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ total cross sections.

REFERENCES

- 1) Wynchank, S. et al. EANDC T166L (1973).
- 2) Uttley, C. A. Private Communication (1974).
- 3) Hardiman, J. P. AEEW-M698 (1968).
- 4) Langsford, A., Dolley, P. E. and Huxtable, G. B. Nucl. Instrum. & Methods, 33, 57-60, (1965).
- 5) Huxtable, G. B., Dolley, P. E. and Argyle, J. - to be published (1974).
- 6) Groenwold, H. J. and Groendijk, H. Physica 13, 141 (1947).
- 7) Rainwater, J., Havens, W. W., Desjardines, J. S. and Rosen, J. L. Rev. Sci. Instrum. 31, 481 (1960).
- 8) Michaudor, A. J. Nucl. Energy (1963)¹.
- 9) Meadows, J. W. and Whalen, J. F. Nucl. Sci. Eng. 41 (1970) 351, Nucl. Sci. Eng. 48 (1972) 221.
- 10) Cierjacks, L. W., Forti, P., Kopach, D., Kropp, L., Nebe, J., Phys. Lett., 29B (1969) 417.
- 11) Garg, J. B., Rainwater, J. and Havens Jr. W. W. Comptes Rendus 1860 and EANDC(US)54 "L" (1964).
- 12) Hibdon, C. T. Phys. Rev. 114, 179 (1959).
- 13) Farrell and Pineo. Neutron Cross Sections and Technology Conf. Washington D.C. pp. 153-158 (1968).
- 14) Hibdon, C. T. and Moring, F. P. Neutron Cross Sections and Technology Conf. Washington D.C. pp. 159-168 (1968).

FIGURE CAPTIONS

- Figure 1 The target used to produce moderated neutrons in the Harwell synchrocyclotron.
- Figure 2 The variation of \bar{x} , the distance to a first collision, with neutron energy for a 25cm thick ${}^6\text{Li}$ -loaded glass (o) and for a 1.27 cm thick NE110 plastic scintillator (Δ).
- Figure 3 The sum of the fast neutron transit time (t_3) and slowing down time delay (t_4) as a function of neutron energy. The three symbols denote the three methods of calculating t_3+t_4 explained in the text.
- Figure 4 An illustration of ΔE_0 , the difference between the resonance energies of Uttley (Δ) and Wynchank (o) and the present measurements for four selected resonances.
- Figure 5 The ${}^6\text{Li}$ total cross section data, in arbitrary units, from 100 keV to 500 keV. The solid line is a single level Breit-Wigner fit.

TABLE 1

Flight path measurements and corrections for ${}^6\text{Li}$ -glass detector

Component	Distance (m)	Errors		Comments
		RMS (m)	Systematic (m)	
Moderator face to detector face (P)	99.955	0.002	0.003	
Mean distance in ${}^6\text{Li}$ -glass before an (n, α) collision (D)	0.016	0.012	-	For 200 keV- 500 keV neutrons
Total	99.971	0.012	0.003	

TABLE 2

Flight path measurements and corrections for NE110 detector

Component	Distance (m)	Errors		Comments
		RMS (m)	Systematic (m)	
Moderator face to detector face (P)	100.020	0.002	0.003	
Mean distance in NE110 before a collision (D)	0.005	0.0005	-	For 1 keV- 1000 keV neutrons
Total	100.025	0.002	0.003	

TABLE 3

Errors in the determination of neutron time-of-flight

Element	Approximate Resonance Energy (keV)	dX chan.	dX chan.	dt ₁ (ns)	dt ₂ (ns)	dt ₃ (ns)	dt ₄ (ns)	dt (ns)	Approximate time-of-flight (ns)
²⁷ Al	119	0.098	0.047	0.27	.046	.78	1.4	2.64	20957
²⁷ Al	257	1.0	0.047	2.5	.046	.78	1.9	3.24	14260
²³ Na	299	0.11	0.079	.339	.046	.78	2.0	2.17	13221
⁶ Li	242	4	0.05	10.0	.046	.78	1.9	10.1	14674

TABLE 4

Neutron peak cross section energies and error components

Element	dt (ns)	dL (m)	$\frac{dt}{t}$ (10^{-4})	$\frac{dL}{L}$ (10^{-4})	Energy
²⁷ Al	2.64	.012	1.26	1.2	119.753 ± 0.042
²⁷ Al	3.24	.012	2.27	1.2	257.16 ± 0.13
²³ Na	2.17	.012	1.64	1.2	299.19 ± 0.12
⁶ Li	10.1	.012	6.8	1.2	242.71 ± 0.33

TABLE 5

Comparison of energies assigned to the narrow resonance peak
cross section

Element	E_0 (keV)	Reference	Year
^{23}Na	299.19 ± 0.12	Present result	1974
	298.8 ± 2.3	Uttley ²⁾	1974
	298.5 ± 1.0	Wynchank ¹⁾	1973
	299.5 ± 0.1	Cierjacks ¹⁰⁾	1968
^{27}Al	257.16 ± 0.13	Present result	1974
	257.5 ± 0.5	Wynchank ¹⁾	1973
	257.5 ± 1.8	Garg ¹¹⁾	1964
	257	Hibdon ¹²⁾	1959
^{27}Al	119.753 ± 0.042	Present result	1974
	119.1 ± 0.6	Uttley ²⁾	1974
	119.8 ± 0.3	Wynchank ¹⁾	1973
	119.66 ± 0.57	Garg ¹¹⁾	1964
	120	Hibdon ¹²⁾	1959

TABLE 6

^6Li peak cross section energies

Author	Year	E(peak) (keV)
Present	1974	242.71 ± 0.33
Uttley	1974	243.5 ± 1
Meadows & Whalen ⁹⁾	1972	252.5
Farell & Pineo ¹³⁾	1968	250.6
Hibdon & Mooring ¹⁴⁾	1968	250

APPENDIX

As a result of the investigations undertaken in this report the following equations have been adopted for calculating energies E in keV on the Harwell synchrocyclotron neutron time-of-flight spectrometer

$$E = 469776.3(\delta^2 + 0.75\delta^4), \quad \dots A.1$$

where

$$\delta = L/(t \times 0.29979). \quad \dots A.2$$

For the period from December 1973 to 4 July 1974 the ^6Li -glass detector was used for which $L = 99.971\text{m}$. From 5th July 1974 to December 1974 the plastic scintillator detector was in use at $L = 100.025$. In eq. A.2 the neutron time-of-flight t is derived from

$$t = (X - X_0)w + L_f/0.29979 - (t_3 + t_4). \quad \dots A.4$$

Here X is the neutron channel number, X_0 is position in channels of the recorded γ -flash, w (ns) is the channel width, $L_f = P + D_f + S_f = 99.971 + 0.010 + 0.060 = 100.041\text{m}$ for the ^6Li -glass scintillator, $L_f = 100.025 + 0.0063 + 0.060 = 100.091\text{m}$ for the plastic scintillator and $t_3 + t_4$ is derived from one of the expressions

$$t_3 + t_4 = 52.354/\sqrt{E(\text{keV})} + 3.6 \quad \text{for } E < 10 \text{ keV} \quad \dots A.5$$

and

$$t_3 + t_4 = \exp\{-0.35532 \ln E + 3.8093\} \quad \text{for } E > 10 \text{ keV}. \quad \dots A.6$$

The decision on which of these two equations to use is made on an approximate energy derived from the first term in eq. A.1 and with the value of $t_3 + t_4$ set to zero in eq. A.4.

TUNGSTEN TARGET AND WATER MODERATOR

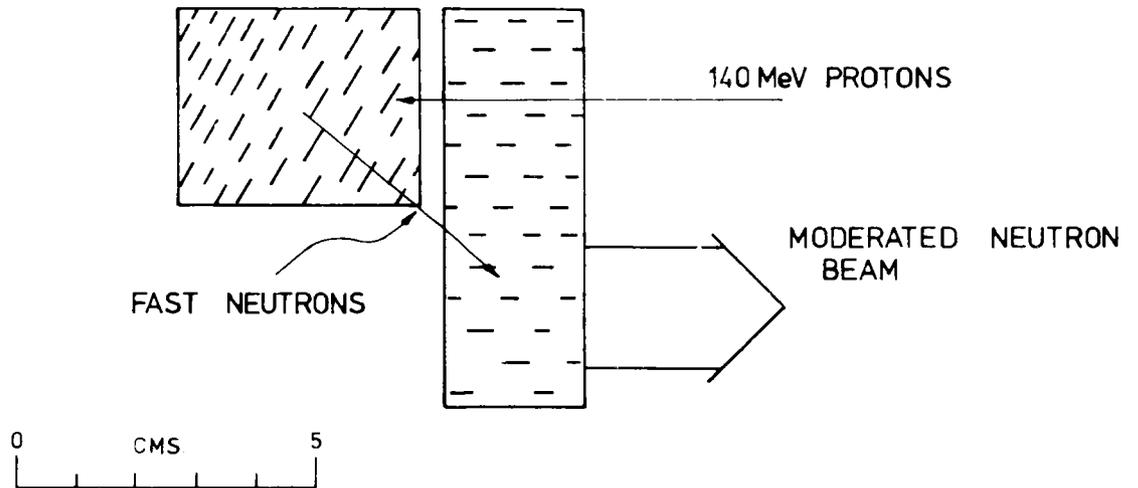


Fig. 1

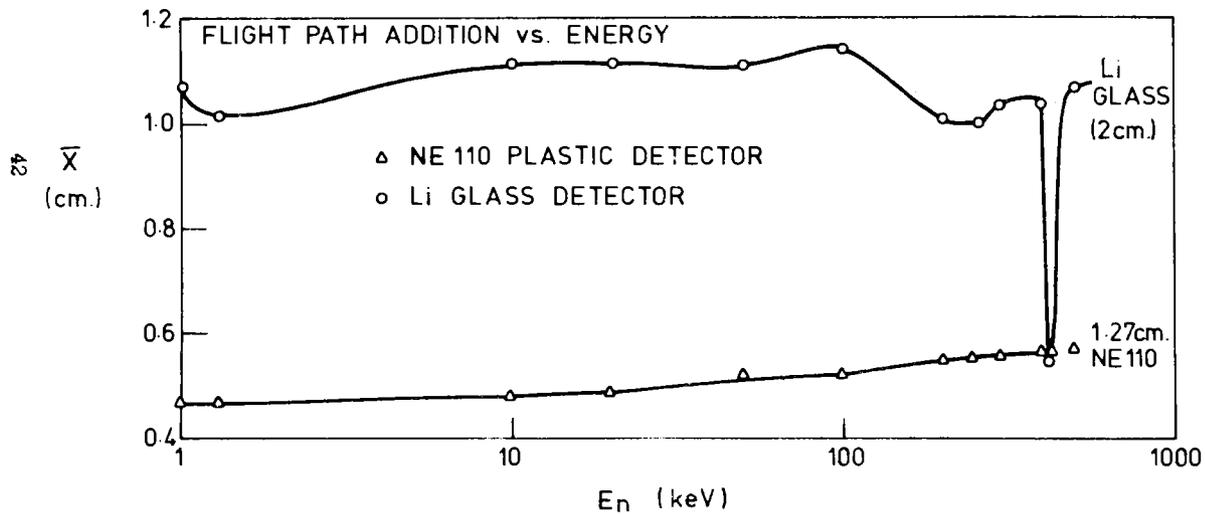


Fig. 2

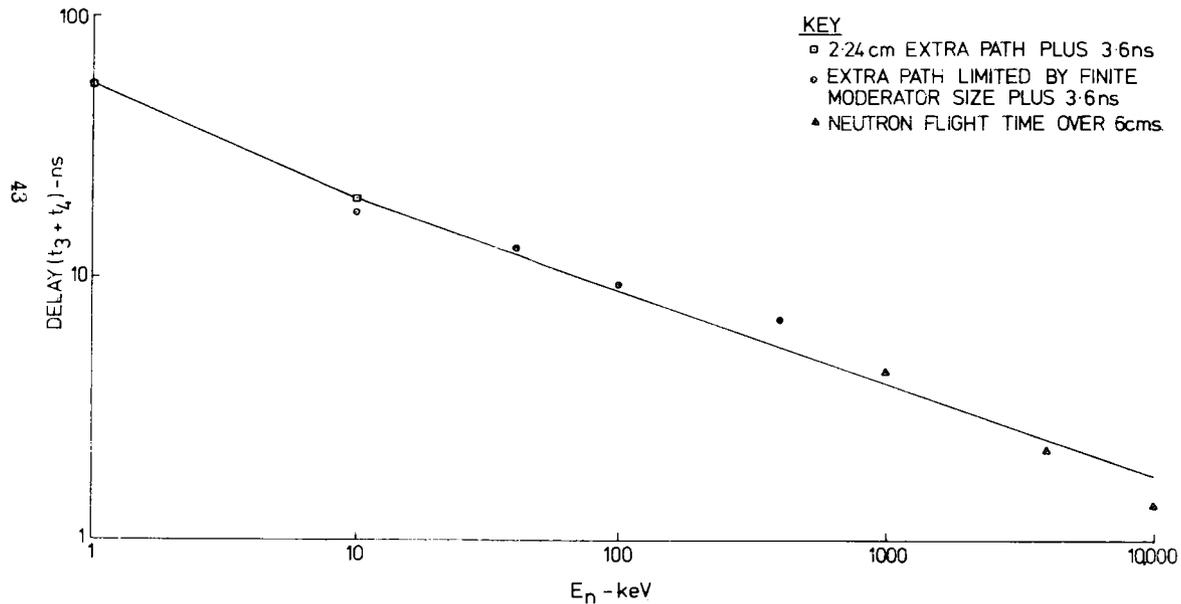


Fig. 3

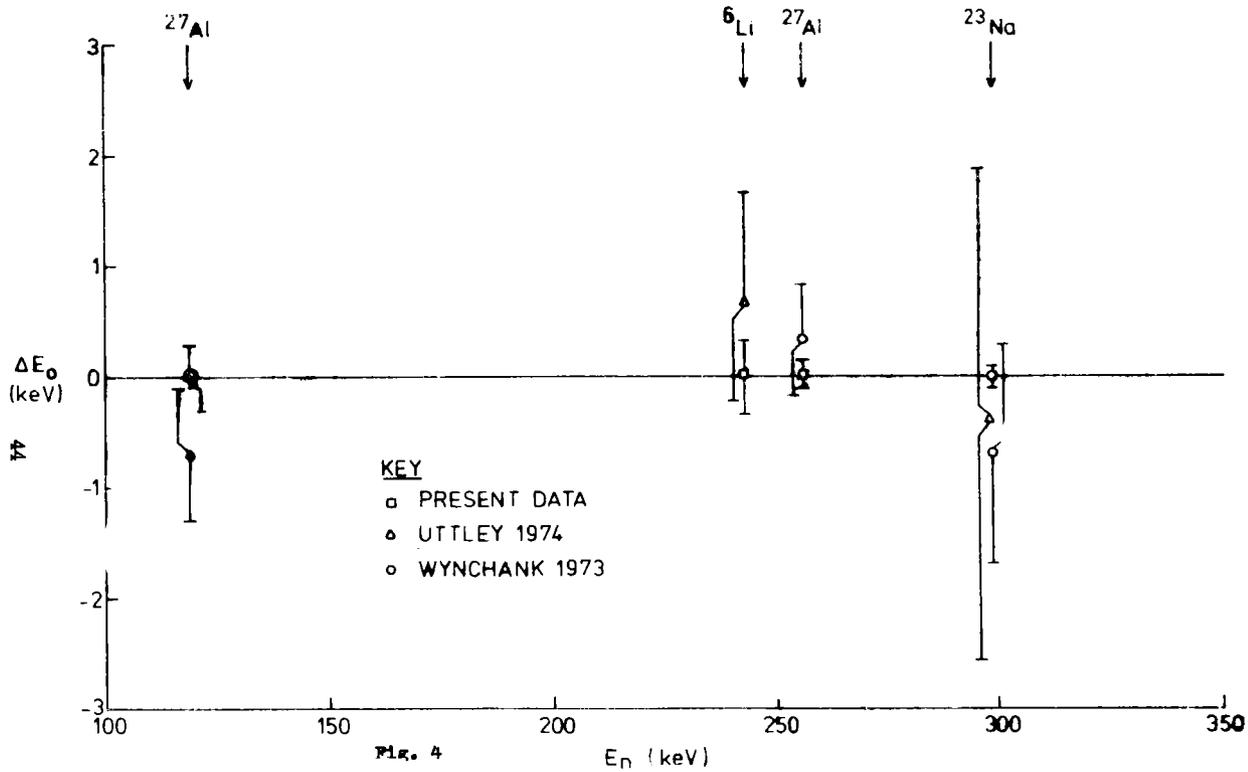
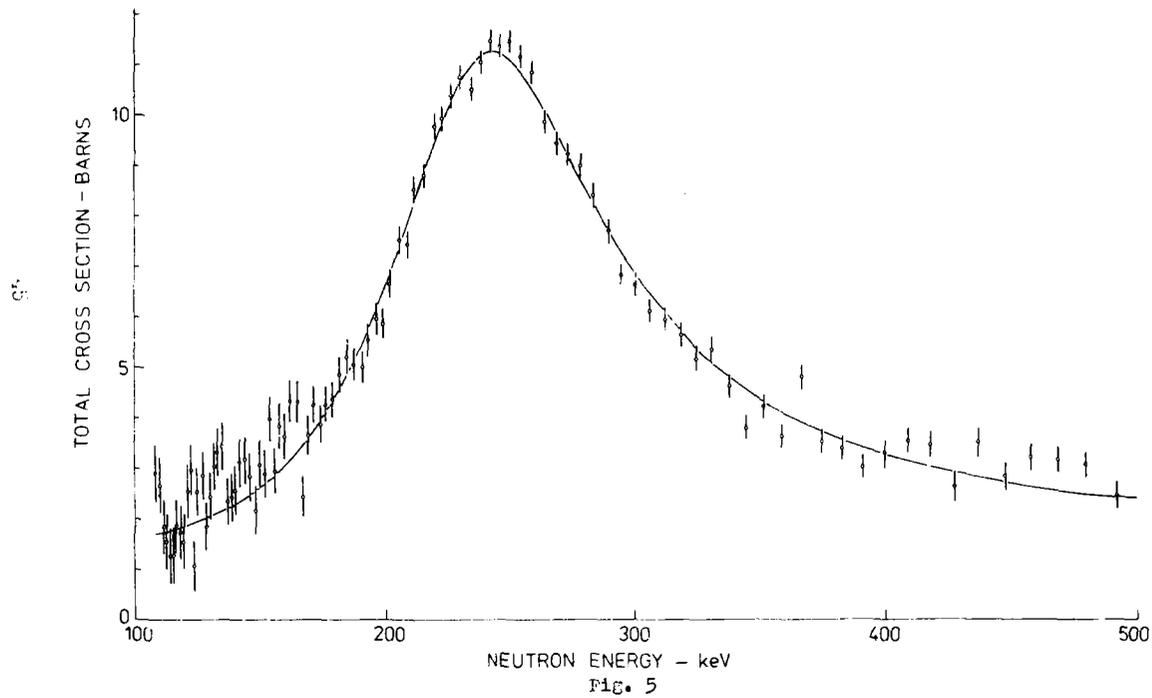


Fig. 4



ИССЛЕДОВАНИЕ ГАММА-ЛУЧЕЙ ИЗ РЕАКЦИИ $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

Л.А.Адеа, Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, С.Поспишил, С.А.Тележников
(Объединенный институт ядерных исследований)

Аннотация

Измерены относительные интенсивности первичных гамма-переходов в резонансах реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$. Для 9 резонансов с $J^\pi = 2^-$ и 8 переходов был получен коэффициент корреляции между Γ_{nl}^0 и $I_{\gamma\text{M}}/E_\gamma^3$, равный 0,40, с достоверностью 99,8%.

Abstract

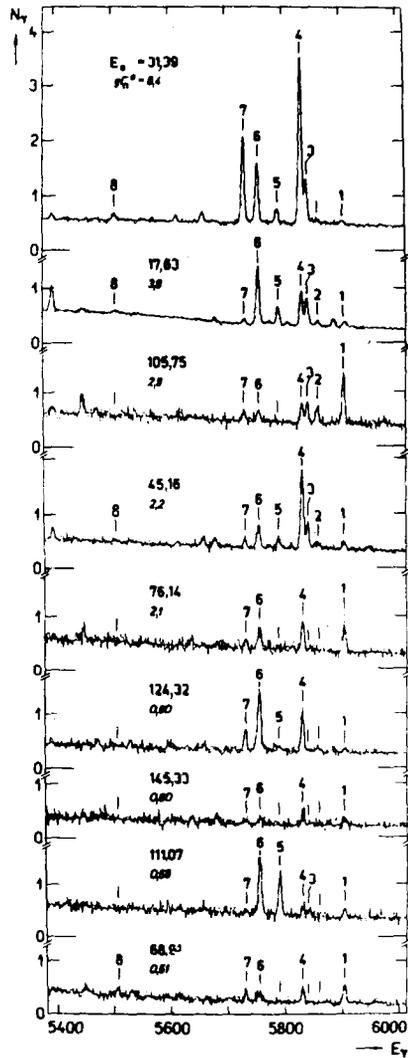
Relative intensities of primary transitions from individual $^{173}\text{Yb} + n$ resonances have been measured. For 9 resonances with $J^\pi = 2^-$ and for 8 transitions an experimental correlation coefficient $R_{\text{exp}} = 0.40$ between Γ_{nl}^0 and $I_{\gamma\text{M}}/E_\gamma^3$ was found to have a significance level 99.8 %.

Присутствие в реакции радиационного захвата резонансных нейтронов более простых механизмов, чем тех, которые предполагает статистическая теория, иногда приводит к наличию корреляции между приведенными ширинами Γ_{nl}^0 и парциальными гамма-ширинами.

В последнее время появилось в литературе несколько сообщений о наблюдении корреляции для ядер с массовыми числами в области 4S максимума нейтронной силовой функции [1-4]. Однако, по мере повторения экспериментов первоначально наблюдаемый эффект по тем или иным причинам не был обнаружен [5,6]. Исследование реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$, по существу, оказалось единственной работой в этой области [3], где для 4 резонансов с $J^\pi = 2^-$ и 9 конечных состояний, на которые идут E1 переходы, было с большой достоверностью обнаружено существование корреляции.

С учетом того, что в наших экспериментах на реакторе ИБР-30 с ДУЭ имеется несколько лучшее разрешение, чем в указанной работе, была предпринята попытка проверить устойчивость наблюдаемого эффекта при включении более широкого набора резонансов.

Рис. I.
 Спектры первичных
 гамма-лучей из реак-
 ции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$
 для резонансов с
 $J^\pi = 2^-$:
 E_0 - энергия резонан-
 сов в эВ;
 $g\Gamma_n^0$ - приведенная
 нейтронная ширина в
 мэВ



На рис.1 изображены спектры жестких гамма-лучей, испускаемых в результате захвата нейтронов, в девяти изолированных резонансах ^{173}Yb с $J^{\pi} = 2^{-}$. Значения спинов этих резонансов взяты из работы [7]. Отдельные γ -спектры нормировались на захватные площади соответствующих резонансов при помощи интенсивностей мягких переходов и для наглядности изображены в порядке возрастающей приведенной нейтронной ширины. На рисунке обозначены цифрами 1 - 8 пики, соответствующие E1-переходом на возбужденные уровни ^{174}Yb , которые использовались для расчета коэффициента корреляции.

Результат статистического анализа приведенных интенсивностей $I_{\gamma f} / E_{\gamma}^5$ для 9 резонансов и 8 переходов на конечные состояния f изображен на рис.2а. Здесь стрелкой показано значение среднего коэффициента корреляции $R_{\text{exp}} = 0,40$. Используемые при расчете данные по нейтронным ширинам взяты из работы [8]. Статистическая достоверность полученного результата определялась методом Монте-Карло, в котором по распределению χ^2 с $\nu = 1$ случайным образом генерировались значения приведенных интенсивностей, причем значения приведенных нейтронных ширин соответствовали экспериментальным величинам.

Рис.2

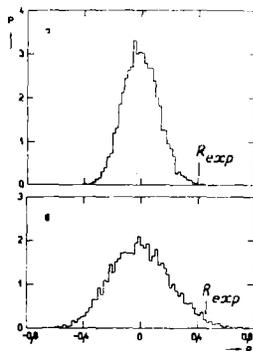
Результаты статистического анализа интенсивностей первичных гамма-лучей в реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$:

P - плотность вероятности некоррелированных статистических образцов;

R_{exp} - экспериментальный коэффициент корреляции;

а - набор из 9 резонансов и 8 переходов;

б - набор из 4 резонансов и 6 переходов



Расчеты показали, что значение R_{exp} не является случайным с достоверностью 99,8%.

Этот метод определения статистической достоверности, нам кажется, более соответствует реальности, чем метод Бэра [9], где случайным образом разыгрывались как приведенная нейтронная ширина, так и парциальные гамма-ширины. Так как в эксперименте, естественно, имеется определенный порог наблюдаемости слабых резонансов, то и набор нейтронных ширин, используемых в оценке достоверности, нельзя считать статистическим образцом.

На рис.26 приведен статистический анализ результатов только для тех четырех резонансов, которые использовались в работе [3]. При этом значение среднего коэффициента корреляции несущественно увеличилось, но достоверность такого результата уменьшилась до 98,2%.

Таким образом, результаты работы указывают на существование корреляции в реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$ и при включении более широкого набора резонансов.

Л и т е р а т у р а

1. M.A.Lone, R.E.Chrien, O.A.Wasson, M.Beer, M.R.Bhat. H.R.Muether. Phys.Rev., 174, 1512(1968).
2. S.F.Mughabghab, R.E.Chrien, O.A.Wasson. Phys.Rev.Lett., 25, 1670(1970).
3. S.F.Mughabghab In Nuclear Structure Study with Neutrons, p.167, edited by J.Ero and J.X.Szues (Plenum Press, N.Y., 1974).
4. A.P.Jain, B.Cauvin, H.Lotin. Nucl.Phys., A223, 503(1974).
5. R.E.Chrien, O.A.Wasson, G.W.Cole, R.G.Graves, S.F.Mughabghab, M.R.Bhat In NCSAC-42, p.33 (november 1971).
6. P.Ribon, R.E.Chrien, G.W.Cole. Bull.Am.Phys.Soc., 18, 1402(1973).
7. Э.Н.Каржавина, Ким Сек Су, А.Б.Полов, Х.Файков. Сообщение ОИЯИ Р-3-85II, Дубна (1975).
8. H.I.Lion, H.S.Camarda, G.Hacken, F.Rahn, J.Rainwater, H.Slawowitz, S.Wynchank. Phys.Rev., C1, 823(1973).
9. M.Beer, A.M.Lone, R.E.Chrien, O.A.Wasson, M.R.Bhat, H.R.Muether. Phys.Rev.Lett., 20, 341(1968).

ИЗУЧЕНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ γ -ЛУЧЕЙ В РЕАКЦИИ $Sm^{147}(n, \gamma)$ НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

Ю.П.Попов, А.М.Суховой, В.А.Хитров, С.Шухиев, Ю.С.Язвический
(Объединенный институт ядерных исследований)

Аннотация

Исследованы отношения интенсивностей γ -квантов вторичных переходов при радиационном захвате нейтронов в 13 изолированных резонансах ядра Sm^{147} . Экспериментальные данные сравниваются с результатами расчетов, выполненных при различных предположениях об энергетической зависимости плотности уровней и вероятностей γ -переходов.

Abstract

The intensity ratios of secondary γ -quanta transitions on radiation capture of the neutron in 13 separate resonances of the Sm^{147} nucleus have been investigated. The experimental results are compared with calculations made under several assumptions about the energetic dependencies of both the level density and probability of γ -transitions.

В Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ начаты систематические исследования мягких γ -квантов, возникающих при радиационном захвате резонансных нейтронов. В этом случае заселение низколежащих уровней конечного ядра осуществляется в результате большого числа каскадных переходов с резонансного состояния, вследствие чего флуктуации Портера-Томаса интенсивностей γ -переходов с них значительно уменьшаются, и поэтому в распределении интенсивностей таких переходов должны проявляться общие закономерности, связанные с природой уровней и механизмов радиационных переходов. Одним из примеров, иллюстрирующих такое утверждение, является хорошо известная зависимость относительных интенсивностей вторичных γ -переходов от спинов исходных резонансов, которая используется как один из способов идентификации спинов S -резонансов.

В данной работе измерены интенсивности вторичных γ -квантов из реакции $Sm^{147}(n, \gamma) Sm^{148}$ для 13 нейтронных резонансов от 18,3 до 123,4 эв. Эксперимент выполнен на реакторе ИБР-30 с использованием метода времени пролета (временное

разрешение ~ 35 нсек/м) и $Ge(Li)$ -детектора γ -квантов (энергетическое разрешение $\sim 3,5$ кэВ). Проводился двумерный анализ импульсов (время - амплитуда) путем записи на магнитную ленту.

На рис.1 в качестве иллюстрации приведен спектр γ -лучей для резонанса 18,3 эв и схема нижних уровней составного ядра Sm^{148} .

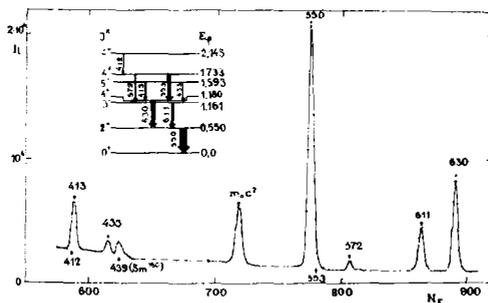


Рис.1

На рис.2 приведены отношения интенсивностей переходов с энергиями (412 + 413) кэВ, 572 кэВ, 611 кэВ и 630 кэВ к интенсивности перехода 550 кэВ, полученные для разных резонансов.

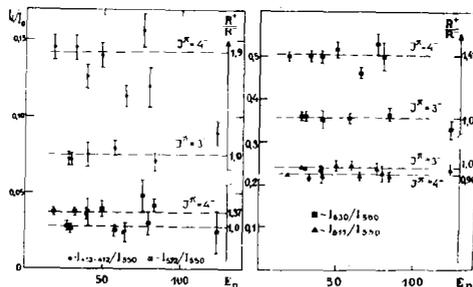


Рис.2

Указанные на рисунке погрешности включают статистические неопределенности в интенсивности линии в данном резонансе и погрешность, связанную с разделением плохо разрешенных резонансов. На рисунке видно, что отношения $I_{413,412}/I_{550}$, I_{577}/I_{550} и I_{630}/I_{550} разделяются на 2 группы. Это позволило идентифицировать спины резонансов. Полученные значения спинов совпадают с данными других методов [1, 2]. Резонанс 65 эВ не попадает ни в одну из групп. Это связано с наличием в этой области неразрешенного нами дублета с энергиями отдельных резонансов $E_c = 65,2$ и $65,4$ эВ [3]. Анализ nearby данных с учетом Γ_n этих резонансов из [3] приводит к значению $J^\pi = 3^-$ резонанса 65,4 эВ.

Экспериментальные данные об отношениях интенсивностей χ -переходов сравнивались с расчетными. Расчеты проводились методом Монте-Карло по схеме фон Эгиди [4] с использованием двух вариантов распределения плотностей уровней:

а) по испарительной модели с константами, аналогичными работе [2]:

$$P(E, J) = \frac{2J+1}{2\sigma^2} \frac{1}{T_0} \exp\left[-\left(\frac{J+\frac{1}{2}}{2\sigma^2}\right)^2 + \frac{E_c}{T_0}\right] \exp\left(\frac{E}{T_0}\right),$$

где E - энергия возбуждения ядра;

$T_0 = 0,71$ МэВ - температура ядра; $\sigma = 5$ - спиновый фактор;

б) модели свободного Ферми - газа:

$$P(E, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{3} a^{3/4} U^{3/4} \sigma^3} \exp\left[2(aU)^{1/2} - \frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right],$$

где $\sigma^2 = \text{const} \cdot (aU)^{1/2}$ и U - энергия возбуждения ядра с учетом энергии спаривания. Значения констант взяты из работы [5]. При энергии связи обе модели дают тождественный результат. Энергетическая зависимость вероятностей χ -переходов различной мультипольности описывалась:

а) моделью Вейскопфа, т.е. $P_L \sim E_\chi^{2L-1}$;

б) моделью гигантского дипольного резонанса для χ -переходов (в форме Доренца), т.е.

$$P_{E1} \sim \frac{E_\chi^4}{(E_{ER}^2 - E_\chi^2)^2 + \Gamma_{ER}^2 E_\chi^2},$$

изменение заселенности этого уровня для резонансов разного спина лучше согласуется со значением $J = 4$, чем со значением $J = 3$.

Л и т е р а т у р а

1. Э.Н.Кержавина и др. РЗ-6092, Дубна, 1971.
2. Л.Алца и др. РЗ-7885, Дубна, 1974.
3. ENL 325, Third Edition, v.1, N.-Y., 1973.
4. T.von Egidy. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. IAEA, Vienna, 1969, p.541.
5. "Ядерные константы", В.7, 1971.
6. D.J.Buss, R.K.Smith. Phys.Rev., 21, 1513(1970).

АНАЛИЗ ВТОРИЧНЫХ ГАММА-КВАНТОВ, ИСПУСКАЕМЫХ ПОСЛЕ
ЗАХВАТА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ^{155}Gd И ^{157}Gd

Л.Алдеа, Ф.Бечварж, Гуинг Тхонг Хьеп, С.Поспихил,
С.А.Тележников
(Объединенный институт ядерных исследований)

Аннотация

С помощью отношений интенсивностей мягких гамма-переходов получены значения спинов резонансов ^{155}Gd до энергии нейтронов 85 эВ. Даются сравнения экспериментальных значений отношений интенсивностей с рассчитанными по статистической модели для ядер - продуктов $^{156,158}\text{Gd}$.

Abstract

By using the ratios of the intensities of low energy secondary gamma rays the spins of the resonances up to 85 eV of ^{155}Gd have been determined.

The comparison of experimental data for these ratios with the statistical model values for $^{156,158}\text{Gd}$ is given.

На реакторе ИБР-30, работавшем в качестве бустера с линейным ускорителем электронов ЛЛУ-40, методом времени пролета были измерены относительные интенсивности трех мягких гамма-переходов в резонансах из реакции $^{155}\text{Gd}(n,\gamma)^{156}\text{Gd}$ и двух мягких гамма-переходов в резонансах из реакции $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}$. Переходы 89,0, 199,3 и 296,8 кэВ в ^{156}Gd соответствуют распаду уровней 89,0, 288,3 и 585,1 кэВ, а переходы 182,1 и 277,6 кэВ в ^{158}Gd соответствуют распаду уровней 330,0 и 261,4 кэВ. Было найдено, что экспериментальное значение отношения интенсивностей переходов 89,0, 199,3 и 296,8 кэВ в ^{156}Gd чувствительно к значению спина резонанса J_λ . На рис.1 показано отношение интенсивностей переходов 199,3 и 89,0 кэВ в резонансах ядра мишени ^{155}Gd . Интенсивности в каждом резонансе были направлены на влияние соседних резонансов с учетом истинного хода функции временного разрешения. Значения

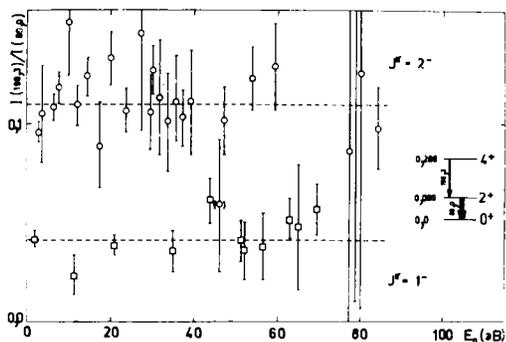


Рис.1 Отношения интенсивностей 199,3 кэВ и 89,0 кэВ в резонансах ^{156}Gd

спинов резонансов 2,57; 21,03; 27,57; 56,22 и 62,84 эВ не совпадают с данными из [9]. Для резонансов 3,62; 14,51; 46,10; 65,20; 77,0 и 84,2 эВ получены новые сведения о спинах J_λ . Используя подход, описанный в работе [17], рассчитали усредненные заселенности низколежащих уровней ^{156}Gd и ^{158}Gd с целью сравнения отношений этих заселенностей с экспериментальными отношениями интенсивностей. Рассчитывались также спектры гамма-квантов, получающиеся в результате распада нейтронных резонансов, и сравнивались с имеющимися в литературе [2] экспериментальными гамма-спектрами. Были выбраны следующие значения для констант E_0 , T_0 и σ - фактора обрезания спина, необходимых для проведения расчетов (подробное описание метода расчетов приведено в работе [17]):

для ^{156}Gd $E_0 = -1,1$ МэВ, $T_0 = 0,7$ МэВ;
 для ^{158}Gd $E_0 = -0,2$ МэВ, $T_0 = 0,6$ МэВ,
 а $\sigma = 5,0$ для обоих изотопов взято из [3].
 Отношения интенсивностей переходов E1 к M1 и E1 к E2 взяты

из [4]. Расчеты проводились с использованием для вероятности E1 гамма-переходов P_{E1} зависимости от энергии гамма-квантов E_γ типа E_γ^3 в модели гигантского резонанса [5]. Ширина гигантского резонанса Γ_{GR} была взята из [3].

Для остальных мультипольностей, т.е. M1 и E2, использовалась зависимость E_γ^{2L+1} , где L - мультипольность перехода E1

На рис. 2 и 3 дано сравнение экспериментальных спектров гамма-квантов с рассчитанными гамма-спектрами, исправленными на эффективность комптоновского спектрометра из [6].

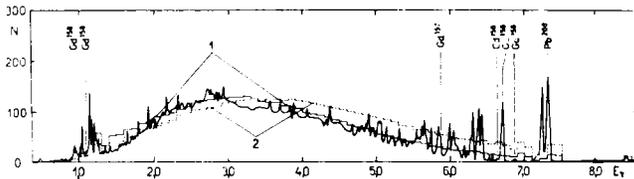


Рис.2 Сравнение аппаратного гамма-спектра, полученного после захвата тепловых нейтронов ядрами ^{155}Gd (раб. [7]) с рассчитанными (E_γ - в МэВ):
 1 - расчет с $P_{E1} \sim E_\gamma^3$;
 2 - расчет с P_{E1} по модели гигантского резонанса

Рассчитанные спектры нормировались на высоту экспериментального спектра в районе 3 МэВ.

В табл.1 и 2 сравниваются рассчитанные значения отношений интенсивностей переходов 296,8 и 199,3 кэВ в ядре-продукте ^{156}Gd и 277,6 и 182,1 кэВ в ядре-продукте ^{158}Gd с экспериментальными средними значениями по резонансам данного спина. В ядре-продукте ^{156}Gd для усреднения отношений использовались значения спинов, полученные в настоящей работе. Для ядра-продукта ^{158}Gd использовалось определение спинов резонансов из работы [7]. Так как в резонансах со спином 1 ^{158}Gd экспериментальная статистика перехода 277,6 кэВ недостаточна для сравнения экспериментальных отношений с рассчитанными, использовались только резонансы со спином 2.

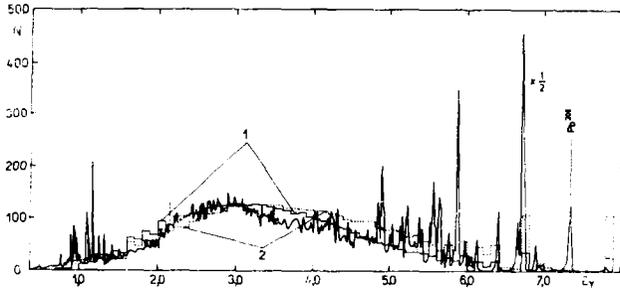


Рис. 3 Сравнение аппаратного гамма-спектра, полученного после захвата тепловых нейтронов ядрами ^{156}Gd (абс./2/) с рассчитанными (E_γ - в МэВ):
 1 - расчет с $P_{E1} \sim E_\gamma^3$;
 2 - расчет с P_{E1} по модели гигантского резонанса

Таблица I

Сравнение отношений экспериментальных интенсивностей переходов 296,8 и 199,3 кэВ в ядре-продукте ^{156}Gd , усредненных по резонансам $\langle R_{\lambda,fg} \rangle_\lambda$, с результатами расчетов

J_λ	Эксперимент	Расчет	$\bar{\sigma}_R / \langle R_{\lambda,fg} \rangle_\lambda^{*2}$	Примечание
1	$0,047 \pm 0,011$	0,031	0,3%	$P_{E1} \sim E_\gamma^3$
		0,014	0,5%	P_{E1} по модели гигантского резонанса
2	$0,076 \pm 0,004$	0,080	0,5%	$P_{E1} \sim E_\gamma^3$
		0,051	1,0%	P_{E1} по модели гигантского резонанса

Таблица 2

Сравнение отношений экспериментальных интенсивностей переходов 277,6 и 182,1 кэВ в ядре-продукте ^{156}Gd , усредненных по резонансам $\langle R_{\lambda,fg} \rangle_{\lambda}$ со спином 2, с результатами расчетов

J_{λ}	Эксперимент	Расчет	$\sigma_R / \langle R_{\lambda,fg} \rangle_{\lambda}^*$	Примечание
2	0,054 \pm 0,010	0,053 0,032	1,0% 2,0%	$P_{E1} \sim E_{\gamma}^3$ P_{E1} по модели гигантского резонанса

* В четвертой колонке приводятся относительные среднеквадратичные отклонения отношений, рассчитанные в предположении, что интенсивности первичных гамма-переходов флуктуируют по Портеру-Томасу $1/E_{\gamma}$.

Нужно подчеркнуть, что экспериментальные значения интенсивностей каждого перехода были поправлены на эффективность детектора и на влияние эффекта внутренней конверсии. Не был учтен только эффект самопоглощения гамма-квантов в мишени. Можно заключить, что статистическое описание распада высоковозбужденных состояний ядра (нейтронных резонансов) дает хорошие результаты для ядер продуктов $^{156,158}\text{Gd}$, так как рассчитанный спектр гамма-лучей (см. рис. 2 и 3) и отношения интенсивностей переходов (табл. 1 и 2) хорошо совпадают с экспериментом. Зависимость вероятностей E1-переходов $P_{E1} \sim E_{\gamma}^3$ оказывается более подходящей, чем описание по модели гигантского резонанса.

Л и т е р а т у р а

1. Л. Алдея и др. ОИЯИ, РЗ-7885, Дубна, 1974.
2. L.V. Groshev et al. Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz., 26, 1119 (1962).
3. S.M. Zekharova et al. Nuclear Constants, No. 7 (Appendix 2). Vienna, 1972.
4. L.W. Bollinger, G.E. Thomas. Phys. Rev., 20, 1951 (1970).
5. P. Axel. Phys. Rev., 126, 671 (1962).
6. Ядерные данные, Часть II, I6 (Атомиздат, 1970).
7. Э.Н. Каржавина и др. ОИЯИ, РЗ-6948, Дубна, 1973.
8. C.E. Porter, R.G. Thomas. Phys. Rev., 104, 483 (1956).
9. BNL-325 (Third Edition, Volume I), 1973.

РЕАКЦИЯ (n, α) НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ
И ПЕРЕХОДНЫХ ЯДРАХ

Н.П. Балабанов, Л.М. Гledenov, Пак Хон Чер, Ю.П. Попов,
В.Г. Семенов, В.И. Фурман

(Объединенный институт ядерных исследований)

Аннотация

Приведены значения полных α -ширин нейтронных резонансов для ядер Pd^{105} , Sm^{149} , Cd^{157} , Yb^{171} . Результаты сравниваются с предсказаниями статистической теории, обращается внимание на значительно более узкое распределение α -ширин для резонансов со спином 4^- Sm^{149} , чем предсказывает статистическая теория.

Abstract

Total α -widths of neutron resonances for the Pd^{105} , Sm^{149} , Cd^{157} , Yb^{171} nuclei are given. The comparison of experimental and theoretical results is carried out with an emphasis upon more narrow distribution of α -widths for resonances of Sm^{149} with spin 4^- than that predicted by statistical theory.

В настоящей работе приводятся данные об α -распаде нейтронных резонансов изотопов Pd^{105} , Sm^{149} , Cd^{157} и Yb^{171} , что является продолжением исследований сферически симметричных ядер, близких к замкнутым оболочкам 2Z , ядер, принадлежащих переходной области 2Z и деформированных ядер 2Z .

Измерения проводились на пучке нейтронов от ИБР-30 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, работавшего в режиме бустера с линейным ускорителем электронов. В качестве детектора α -частиц использовалась многосекционная пропорциональная камера 2Z .

Обработка результатов проводилась методом, описанным в работе $^{15/}$. Калибровка осуществлялась по резонансу 3,4 эв изотопа Sm^{147} с $T_{\alpha} = 2,5$ мкэв $^{12/}$. Параметры нейтронных резонансов брались из работ 16,17 .

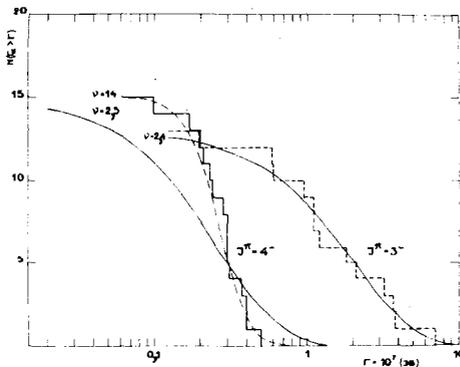
В таблице приведены средние значения полных α -ширин, полученные экспериментально и рассчитанные по оптической (ОМ) $^{18/}$ и кластерной модели (КМ) $^{21/}$ α -распада, а также значения эффективного числа степеней свободы $\nu_{\text{эфф}}$, характеризующие распределение полных α -ширин.

Дро- мишень	J	Число резо- нансов	$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{эв}},^{\text{эксп.}}$	$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{эв}},^{\text{ом}}$	$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{эв}},^{\text{км}}$	$\nu_{\text{эфф}}$	$\nu_{\text{эфф}}^{\text{ом}}$
Pd ¹⁰⁵	2 ⁺	1	(1,3 \pm 1,1).10 ⁻⁷	0,90.10 ⁻⁷	3,15.10 ⁻⁷	-	1,5
	3 ⁺	(5)	\leq 3,8 .10 ⁻⁷	0,05.10 ⁻⁷	-	-	-
Sm ¹⁴⁹	3 ⁻	13	(2,1 \pm 0,5).10 ⁻⁷	5,2 .10 ⁻⁷	6,2.10 ⁻⁷	3,0 \pm 2,5	2,4
	4 ⁻	15	(0,23 \pm 0,06).10 ⁻⁷	0,67.10 ⁻⁷	0,8.10 ⁻⁷	8-15	2,5
Gd ¹⁵⁷	2 ⁻	3	(3,3 \pm 1,9).10 ⁻⁹	0,4 .10 ⁻⁹	0,8.10 ⁻⁹	-	2,0
Yb ¹⁷¹	0 ⁻	(2)	\leq 1,0 .10 ⁻⁸	0,62.10 ⁻⁸	0,08.10 ⁻⁸	-	1,1
	1 ⁻	4	(2,2 \pm 0,8).10 ⁻⁸	19 .10 ⁻⁸	5,8.10 ⁻⁸	-	4,0

Палладий-105. Реакция ${}_{46}\text{Pd}^{105}(n,\alpha){}_{44}\text{Ru}^{102}$ наблюдается впервые. Обнаружен α -распад резонанса 13,2 эв, еще для семи резонансов сделаны верхние оценки полных α -ширин.

Самарий-149. Изотоп Sm^{149} относится к тому неширокому пока кругу ядер, у которых удалось измерить довольно большое число α -ширин. При анализе распределений полных α -ширин мы использовали резонансы с $E_0 < 71$ эв, за исключением резонансов с $E_0 = 23,2; 24,6; 62,1$ эв со спином 4⁻ и $E_0 = 60,9$ эв со спином 3⁻, для которых удалось пока получить лишь верхние оценки α -ширин.

На рисунке приведены интегральные распределения полных α -ширин Sm^{149} отдельно со спинами 3⁻ и 4⁻. Экспериментальные гистограммы выравниваются с распределениями, рассчитанными по статистической теории χ^2 (χ^2 - распределение с числом степеней свободы $\nu_{\text{эфф}}^{\text{ом}}$), и экспериментальным значением $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle$ (сплошные кривые). Для резонансов со спином 3⁻ наблюдается хорошее согласие расчетного и экспериментального распределений, в то же время не удалось получить удовлетворительного описания экспери-



ментального распределения полных α -ширин резонансов со спином 4^- с использованием указанных параметров. Эксперимент дает более узкое распределение, чем предсказывает статистическая теория. Значительно лучшее согласие с экспериментом получается при $\bar{\nu} = 14$ (пунктирная кривая). Однако, ограниченный статистический набор ширин и их

экспериментальные ошибки могут привести к некоторому смещению оценки числа степеней свободы.

Нами проделан детальный анализ экспериментальных ширин с применением метода Монте-Карло, аналогичный использованному в работах [11,12] при обработке парциальных γ -ширин.

Для 13 резонансов со спином 3^- в результате такого анализа получено значение $\bar{\nu}_{\text{эфф}} = 3,0^{+2,5}_{-1,3}$ (доверительный интервал от 10% до 90%), что вполне согласуется с теоретическим значением. Для 15 резонансов со спином 4^- получено $\bar{\nu}_{\text{эфф}} = 14,9$. Попытка поместить пропущенные резонансы в самом "неприятном" месте - при нулевом значении Γ_α (хотя эксперимент дает оценки $\Gamma_\alpha < 0,7 \cdot 10^{-7}$ эВ) - приводит к величине $\bar{\nu}_{\text{эфф}} = 7,6$. В случае такого узкого распределения из-за экспериментальных ошибок не представляется возможным определить границы доверительного интервала для $\bar{\nu}_{\text{эфф}}$, тем не менее, можно показать, что различие между теоретическим и экспериментальным значениями числа степеней свободы значительно. С целью оценки достоверности такого заключения для ряда статистических наборов ширин, случайно выбирающихся из совокупности с $\bar{\nu} = 2,5$ (т.е. с теоретическими значениями),

вычисляли $\bar{\nu}$ по методу максимального правдоподобия. Из 1000 таких значений $\bar{\nu}$ не было ни одного больше 14,9 и только 18 превысило 7,6. Таким образом, несмотря на большие экспериментальные ошибки и ограниченную статистическую выборку спири, можно сделать вывод о несоответствии экспериментального и теоретического распределений α -ширин резонансов со спином 4^- .

В настоящее время затруднительно с уверенностью указать физическую причину такого сужения распределения α -ширин. Возможно, это связано с наличием некоторой корреляции волновых функций, ответственных за α -переходы на первые возбужденные состояния дочернего ядра.

Можно упомянуть, что последнее время и для случая парциальных 4^- -ширин дискутируется вопрос о возможном превышении на несколько десятков процентов $\bar{\nu}_{\text{эксп}}$ по сравнению с $\bar{\nu}_{\text{теор}} = 1$ в этой же области атомных ядер ¹³⁷.

В то же время α -ширины, вероятно, определяются в основном вкладом малонуклонных типов возбуждения, а, следовательно, для них более обычными могут быть отклонения от статистической теории.

В области 9 эв в реакции ${}_{62}\text{Sm}^{149}(n, \alpha){}_{60}\text{Nd}^{146}$ обнаружен дублет, состоящий из резонансов 8,9 и 9,2 эв, которым мы, используя временные спектры α -частиц в различных амплитудных спектрах из работы ¹⁴⁷, приписали спины 4^- и 3^- соответственно.

При измерениях нейтронных ширин резонанс 9,2 эв не был обнаружен, однако в работе Бечваржа и др. ¹³⁷ высказывалось предположение о возможности этого дублета в связи с неоднозначностью спиновой идентификации, получающейся с помощью различных методов.

Гадолиний-157, иттербий-171. Исследование этих изотопов представляет интерес с точки зрения влияния деформации на α -распад возбужденных состояний деформированных ядер. Экспериментальные данные по полным α -ширинам из реакции (n, α) на Gd^{157} и Yb^{171} получены впервые.

Отметим, что согласно расчетам по Ом ⁸⁷ для Yb^{171} предполагается усиление α -переходов на фактор 4-5 за счет близос-

ти гигантского (оптического) максимума, для Gd^{157} такого усиления не ожидалось. Однако на эксперименте (табл.) такое предсказание ОМ не подтвердилось. Возможно, расчеты, сделанные по ОМ для сферических ядер, не могут претендовать на предсказание положения гигантского резонанса в области деформированных в основном состоянии ядер.

В кластерной модели средняя α -ширина компаунд-состояния представляется в виде

$$\langle \Gamma_{\alpha}^{kn} \rangle = \Gamma_{\alpha}^{kn} \frac{\langle D_c \rangle}{D_0}$$

где $\Gamma_{\alpha}^{kn} = \sum_f \Gamma_{\alpha f}^{kn}$ - полная кластерная α -ширина, а D_c и D_0 - расстояния между уровнями составного ядра и кластерными уровнями соответственно. Если фиксирован потенциал взаимодействия α -частиц с ядрами, то в приведенной выше формуле отсутствуют подгруппочные параметры, что по физическому смыслу соответствует ситуации сильного поглощения в ОМ.

Из таблицы видно, что результаты расчетов по кластерной модели удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.П. Попов, М.Флорек. ЯФ, 9, 1163 (1969).
2. J. Kvittek, Yu. P. Popov. Nucl. Phys., A154, 177 (1970).
3. Н.П. Балабанов и др. ОИЯИ, РЗ-7376, Дубна (1973).
4. Н.П. Балабанов и др. ОИЯИ, Р13-8602, Дубна (1972).
5. Yu. P. Popov et al. Nucl. Phys., A188, 212 (1972).
6. BNL-325, Third edition, v.1, New York, 1973.
7. Э.Н. Каржавина и др. ОИЯИ, РЗ-6237, Дубна (1972).
8. В.И. Фурман, Ю.П. Попов. Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, ч. I, стр. 159, Киев (1972).
9. С.Г. Кадменский, В.И. Фурман. Элементарные частицы и атомные ядра, 6, вып. 2 (1975).
10. Yu. P. Popov et al. Acta Phys. Pol., B4, 275 (1973).
11. L. M. Bollinger et al. Phys. Rev., 132, 1640 (1963).
12. D. L. Price et al. Nucl. Phys., A121, 630 (1968).
13. F. Vesvar et al. JINR Communication, B3-3-7830.
14. П. Винивартер и др. ЯФ, 20, 3 (1974).

СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ ПЕРВИЧНЫХ МЯГКИХ γ - ПЕРЕХОДОВ
ВБЛИЗИ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ НЕЙТРОНА

В.А.Вгярин, К.Недведюк, Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми.

В.И.Салацкий, В.И.Фурман

(Объединенный институт ядерных исследований)

Аннотация

Силовые функции мягких γ -переходов между компаунд-состояниями, полученные при анализе реакции $(n, \gamma \alpha)$, сравниваются с силовыми функциями жестких γ -лучей. Делается вывод о справедливости предсказаний статистической теории.

Abstract

Strength functions of soft γ -transitions between the compound states obtained when analysing the $(n, \gamma \alpha)$ reaction have been compared with those of hard γ -rays. A conclusion on the validity of the predictions of statistical theory is made.

Новые возможности изучения общих закономерностей γ -распада представляет изучение γ -переходов между возбужденными состояниями ядра.

На прошлой конференции докладывалось о разрабатываемом в нашей группе методе исследования мягких γ -переходов при помощи $(n, \gamma \alpha)$ -реакции. Полученные результаты в герминях факторов запрета γ -переходов сравнивались с данными ядерной спектроскопии. В настоящее время нами получены новые данные о $(n, \gamma \alpha)$ -реакции, а также проанализированы результаты других групп. Представляет интерес взглянуть на накопленную информацию с несколько иной точки зрения.

Рассмотрим силовую функцию γ -переходов. Для E1- и M1- переходов

$$S_{\gamma} = \frac{1}{D} \left\langle \frac{\gamma_i}{E_{\gamma}^3} \right\rangle. \quad (1)$$

Полагая для простоты, что преобладает только одна мультипольность γ -перехода, а α -частицы вылетают преимущественно с минимальным значением орбитального момента, по-

лучим

$$S_{\gamma} = \frac{2\pi}{D} \cdot \frac{\Gamma_{\gamma\alpha} \Gamma_{\gamma}(Bn)}{A_{\gamma\alpha}}, \quad (2)$$

где $A_{\gamma\alpha} = \Delta \sum_{\Delta i} \langle \tilde{E}_{\gamma}^3 T_{\alpha l} \rangle \Delta i$ - площадь под теоретической кривой α -спектра в реакции $(n, \gamma\alpha)$. Поскольку $\Gamma_{\gamma\alpha}$ согласно статистической теории хорошо усреднена по промежуточным состояниям, то приведенная ширина $\Gamma_{\gamma\alpha} / A_{\gamma\alpha}$ отражает общие свойства γ -распада, не зависящие от индивидуальных свойств резонанса и слабо зависящие от конкретного ядра.

Поскольку величины $\sigma_{\gamma\alpha}$ для тепловой точки ^{143}Nd , приведенные в работах [1, 2, 3], различаются в 3-4 раза, мы провели свои измерения $\sigma_{\gamma\alpha}$ по той же методике, что и в резонансе 55 эв ^{143}Nd [5].

В качестве источника нейтронов использовался импульсный реактор ИБР-30 со средней мощностью 14 квт, шириной всплеска ~ 70 мксек при пролетной базе 85 м. Была применена система электронной коллимации α -частиц, разработанная в нашей лаборатории [4]. Регистрировались только α -частицы, вылетающие в интервале углов $0-70^\circ$ к нормали мишени. В α -спектре исключались "хвосты" α -линий в сторону меньших энергий. Использование электронной коллимации позволило также уменьшить фон.

Спектр α -частиц после захвата тепловых нейтронов приведен на рис.1. После вычитания α -перехода в основное состояние (α_0) и фона получен спектр, изображенный на рис.2. Разделение вкладов $(n, \gamma\alpha)$ -реакции и α -переходов в возбужденные состояния ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$) осуществлялось расчетным путем на основе соответствующих экспериментальных сечений из работ [1, 2] (см.рис.2). Сплошной плавной линией представлена теоретическая форма α -спектра в реакции $(n, \gamma\alpha)$ в случае E1-переходов (см. [5]). Заштрихована площадь спектра от вклада $(n, \gamma\alpha)$ -реакции.

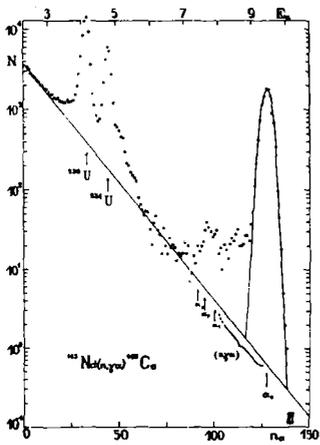


Рис. I

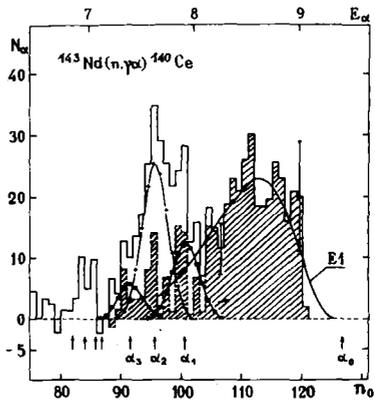


Рис. 2

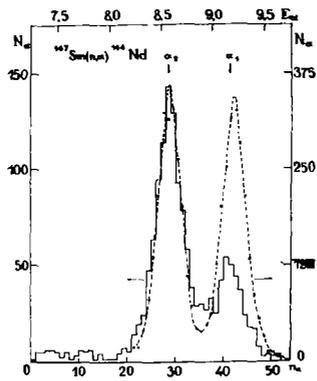


Рис. 3

Полученное в результате нормировки на тепловое сечение $\sigma(\alpha_0) = 21,3$ мб значение $\Gamma_{\gamma\alpha}$ приведено в таблице.

На рис.3 показан α -спектр в резонансе 18,3 эв ^{147}Sm , измеренный с применением электронной коллимации. Пунктиром показан наложенный на него в соответствующем масштабе со сдвигом по энергии E_{α} α -спектр в резонансе 3,4 эв ^{147}Sm , измеренный одновременно в идентичных условиях.

Некоторое превышение в счете между переходами α_1 и α_2 в спектре резонанса 18,3 эв может быть связано с вкладом реакции $^{147}\text{Sm}(n, \gamma\alpha)^{143}\text{Nd}$. Отсюда можно получить верхнюю оценку этого вклада и величины $\Gamma_{\gamma\alpha}$ (табл.).

Измеряя счет α -частиц в резонансе 2,33 эв в реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$, мы получили верхнюю оценку $\Gamma_{\gamma\alpha}$, по сути дела это оценка суммы $\Gamma_{\alpha} + \Gamma_{\gamma\alpha}$.

Полученные таким образом величины $\Gamma_{\gamma\alpha}$ использовались для расчета радиационных силовых функций $S_{\gamma}^{c \rightarrow c}$ для мягких γ -переходов между компаунд-состояниями (C \rightarrow C переходов). Там же рассчитывались по оптической модели (см. [29]). Кроме того, там приведено значение $S_{\gamma}^{c \rightarrow c}$, рассчитанное нами на основании сечения (n, $\gamma\alpha$)-реакции, полученного в работе [29]. Для сравнения там же приведены величины силовых функций $S_{\gamma}^{c \rightarrow s}$ для жестких γ -переходов в низколежащие состояния (E_{γ} порядка энергии связи нейтрона).

Приведенные в таблице значения $S_{\gamma}^{c \rightarrow c}$ вычислены в предположении, что искомые γ -переходы определяются только одной мультипольностью.

Из таблицы видно, что силовая функция $S_{\gamma}^{c \rightarrow c}$ по порядку величины не отличается от силовой функции $S_{\gamma}^{c \rightarrow s}$. Заметим, что из общих соображений статистической теории силовая функция $S_{\gamma}^{c \rightarrow c}$ должна слабо зависеть от массового числа. Имеющиеся данные по ядру ^{123}Te дают некоторые указания на возможность отклонения от отмеченной закономерности. В этой связи было бы весьма интересным увеличить точность измерений величины $\Gamma_{\gamma\alpha}$, а также расширить круг исследуемых ядер, поскольку близость $S_{\gamma}^{c \rightarrow c}$ и $S_{\gamma}^{c \rightarrow s}$ не является тривиальной ввиду сильного различия природы конечных состояний.

Таблица

Тип γ -перехода	E_{γ} [эВ]	Ядро- мишень	J^{π}	$\Gamma_{\gamma} \cdot 10^7$ эВ	$S_{\gamma}(H) \cdot 10^9$	$S_{\gamma}(E) \cdot 10^9$	Примечание
C-C	55,3	^{143}Nd	4^-	$1,1 \pm 0,8$	30 ± 20 или 70 ± 50		Наши данные [5]
C-C	-6	^{143}Nd	3^-	$1,6^{+0,4}_{-0,6}$	27^{+8}_{-11} "	34^{+10}_{-13}	Наши данные
C-C	0,1	^{149}Sm	4^-	$2,2 \pm 0,5 \cdot 10^2$	21 ± 5 "	51 ± 12	Расчитано по данным [2]
C-C	16,3	^{147}Sm	4^-	$< 0,5$	< 26 "	< 126	Наши данные
C-C	2,33	^{123}Te	1^+	$< 2 \cdot 10^{-2}$	< 10 "	< 60	Наши данные
C-S					20 ± 15		Среднее по многим ядрам [7]
C-S		^{105}Pd			22 ± 7	54 ± 22	[8]
C-S		^{115}In			$9,5 \pm 2,3$	53 ± 11	[9]

C-C - мягкие γ -переходы между компаунд-состояниями.

C-S - жесткие γ -переходы компаунд \rightarrow "простое" (низколежащее) состояние.

Л и т е р а т у р а

1. N.S.Oakey, R.D.Macfarlane. Phys.Lett., 26B, 662 (1968).
2. M.Asghar, A. Emsalleem. Second Intern. Symp. on Neutron Capture gamma-ray spectroscopy and Related Topics, September 2-6, 1974, Petten, the Netherlands.
3. J.Kvitek, L.Kosina, Yu.P.Popov, Preprint UJF 3303F, Rez, 1974.
4. К.Г.Родионов, Р.Ф.Руми, В.Г.Тишин. Препринт ОИЯИ, 13-7760, 1974.
5. П.Винивартер и др. В сб. "Нейтронная физика", т.2, стр.143, Обнинск, 1974.
6. Л.Алдея и др. Сообщение ОИЯИ P3-7885, Дубна, 1974.
7. Бюллинггер. ЭЧАЯ, т.2 вып.4, стр.885. Атомиздат, 1972.
8. С.Сосева et al. Nucl.Phys., A170, 153 (1971).
9. С.Сосева. Private Communications, Alushta, 1974.

СПИНЫ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ И ЯДРАМИ

В.П.Алфименков, А.И.Иваненко, Л.Ласонь, В.Д.Мареєв,
С.Н.Овчинников, Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шарапов

(Объединенный институт ядерных исследований)

Аннотация

В эксперименте с поляризованными нейтронами и ядрами на реконструированной установке время-пролетного спектрометра на реакторе ИБР-30 определены спины 27 нейтронных резонансов ¹⁵⁹Tb с энергией до 114 эв.

Abstract

Spins of 27 neutron resonances in ¹⁵⁹Tb have been measured in the experiment with polarized neutron beam and polarized target using the modernized apparatus on the time-of-flight spectrometer of the IBR-30 pulse reactor.

Применение поляризованных нейтронов и поляризованных ядер в нейтронно-спектроскопических экспериментах существенно расширяет возможности исследований. Крупный шаг в этой области был сделан в 1965-1966 гг. в результате работ Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ [1], в которых впервые была осуществлена поляризация резонансных нейтронов с энергией до нескольких десятков килоэлектронвольт методом пропускания через поляризованную протонную мишень и выполнен ряд экспериментов на нейтронном пучке импульсного реактора ИБР. Аналогичная по принципу действия установка пущена в 1973 г. в Ок-Ридже, США (на нейтронном спектрометре электронного ускорителя ORELA [2]).

В связи с перестройкой реактора ИБР в более мощный импульсный реактор ИБР-30 в ЛНФ была предпринята программа реконструкции установки для поляризации нейтронов и ядер. Новая установка запущена в конце 1974 г. Ниже мы сообщаем основные физические характеристики этой установки и первые результаты измерения спинов нейтронных резонансов ¹⁵⁹Tb с энергией до 114 эв прямым методом пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную мишень тербия.

Ранее спины резонансов тербия определялись преимущественно косвенными методами. Лишь для трех резонансов с энергией до II, I эв результаты были получены с применением поляризованных нейтронов на кристаллическом монокроматоре ¹³⁷. Надежная идентификация спинов всех резонансов с энергией до ~100 эв представляла особый интерес в связи с выводами работы ¹⁴⁷ о нестатистических закономерностях в свойствах комплексов-соединений ¹⁶⁰Tb.

В последующем изложении будут использоваться термины и обозначения, введенные при описании теории метода в работе ¹⁴⁷.

Установка

В состав нового варианта установки входят те же основные узлы, что и в первом варианте ¹⁴⁷: поляризатор, спиновой ротатор, поляризованная ядерная мишень и нейтронный детектор, отличающиеся конструктивным исполнением, которое мы здесь не описываем, отмечая лишь основные отличия.

Поляризатором по-прежнему служила поляризованная протонная мишень — монокристалл двойного лантан-магниевого нитрата. Кристалл помещался в гелиевый криостат, располагавшийся между полюсами электромагнита, так что ось симметрии z кристалла была параллельна направлению пучка нейтронов. Площадь мишени в данном эксперименте была увеличена в два раза и составляла 24 см². Предполагается дальнейшее увеличение площади мишени до 50 см². Динамическая поляризация протонов осуществлялась при температуре 1°K в поле 19,7 кэ в ненастраиваемом резонаторе с использованием СВЧ мощности от лампы обратной волны. Поляризация протонов была измерена по эффекту однократного пропускания нейтронного пучка и составила 55%, что для использованной мишени толщиной 14 мм соответствует 45% поляризации нейтронов. Для настройки поляризации и контроля за ней применялись спектрометр ядерного магнитного резонанса и нейтронный монитор поляризации.

Был использован новый метод реверса поляризации нейтронного пучка, обеспечивающий эффективность переворота, близкую к 100% в широком интервале энергий нейтронов.

Для поляризации ядерной мишени вместо криостата с испарением ^3He был применен криостат с растворением гелия-3 в гелии-4, использованный в [5]. Криостат располагался между полюсами электромагнита. Мишенью служила пластинка металлического тербия $100 \times 40 \times 1,8$ мм, содержащая $5,35 \cdot 10^{21}$ ядер/см². Высокое значение ($H = 3 \cdot 10^6$ эв [3]) внутреннего магнитного поля в тербии и достаточно большой магнитный момент ядра ($\mu_1 = 2 \mu_N$, $I = 3/2$) позволяли при температуре $\sim 3 \cdot 10^{-2}$ К иметь ядерную поляризацию 96% в магнитных доменах. Однако из-за магнитной жесткости тербия среднее значение поляризации по образцу в поле 15 кэ было меньше, и по нашим измерениям с поляризованными нейтронами составило около 57%.

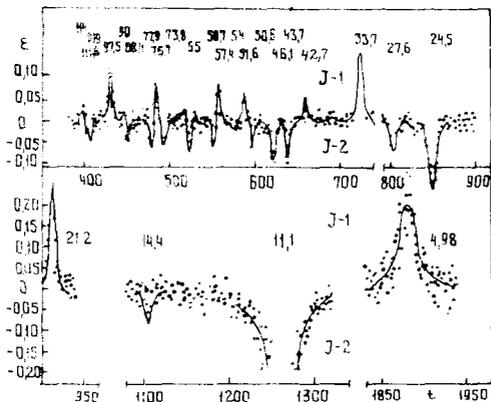
Нейтроны регистрировались с помощью секционированного жидкостного сцинтилляционного $n\gamma$ -детектора с конвертором [5].

Эксперимент и результаты

Пропускание измерялось методом времени пролета при работе реактора ИБР-30 в режиме импульсного бустера совместно с ускорителем электронов ЛУЭ-30. Средняя мощность реактора равнялась 8 квт, разрешение нейтронного спектрометра на пролетной базе 118 м - 40 нсек. В аппаратурных спектрах, полученных за 13 час каждый, счет на канал 2 мксек, составлял в области 100 эв - 14 тыс. отсчетов и в области 10 эв - 4 тыс. отсчетов. Измерения при параллельной и антипараллельной ориентациях поляризаций чередовались через 2 час. В пучке находился борный фильтр для уменьшения фона от рециклических нейтронов. Фон измерялся с помощью толстого образца марганца (резонанс 320 эв) и сильных резонансов тербия (11,1 эв и 3,34 эв).

Обработка результатов измерений была выполнена по стандартным программам системы ПОФИ на ЭВМ БЭСМ-4, оборудованной осциллографом со световым карандашом. Она включала в себя суммирование однотипных измерений, учет показаний монитора пучка, дополнительную нормировку по безрезонансным участкам спектра для устранения эффектов нестабильности поляризации, вычитание фонов и получение эффекта пропускания $\epsilon = (N_p \cdot N_a) / (N_p \cdot N_c)$.

Согласно теории метода (см., например, [1,3]), для определения спинов резонансов с применением поляризованных нейтронов и ядер в условиях хорошего или умеренного разрешения достаточно качественного определения знака эффекта пропускания. Необходимым условием при этом является знание знака константы сверхтонкого взаимодействия A , заданного направление поляризации мишени относительно внешнего магнитного поля. Т.к. для тербия $A > 0$ [3], то положительному знаку эффекта пропускания соответствует резонанс с $J = 1$.



Таблица

E_0 , эв	J (данные работы [7])		E_0 , эв	J (данные работы [7])		E_0 , эв	J (данные работы [7])	
3,34	2	2	43,7	2	2	73,8	2	2
4,98	I	I	46,1	2	2	76,7	I	I
11,1	2	2	50,6	2	2	77,9	2	-
14,4	2	2	51,6	I	I	88,4	2	(2)
21,2	I	I	54,0	2	(2)	90	(I)	-
24,6	2	2	57,4	I	(I)	97,5	I	I
27,6	2	2	58,7	2	(2)	108,9	2	-
33,9	I	I	65,0	2	2	111,8	2	-
40,7	I	(I)	66,8	I	I	114,1	(I)	-

На рисунке показана поперечная в эксперименте зависимость эффекта пропуска от времени пролета нейтронов. Информация о спиновых резонансах ^{159}Tb собрана в таблице. Наши значения спинов резонансов при энергии 3,34, 4,95 и 11,1 эв согласуются со значениями, полученными с применением поляризованных нейтронов Постмой и др. [3]. Согласно наблюдается также для тех резонансов, спины которых даны из измерений пропускания, радиационного захвата и рассеяния нейтронов [6] и из измерений прямых и вторичных гамма-переходов [7].

Использование значений спинов из таблицы вместе с экспериментальными данными работы [4] не приводит к корреляции приведенных нейтронных ширин с парциальными гамма-ширинами, наблюдавшейся в [4] при использовании ограниченных и частично ошибочных данных о спинах. Таким образом, прямое определение спинов всех резонансов тербия с энергией до 100 эв с помощью поляризованных нейтронов подтверждает заключение, сделанное в неопубликованной пока работе [7], об отсутствии нестатистических эффектов в свойствах нейтронных резонансов ^{159}Tb в этой области энергий.

Представляют интерес дальнейшие измерения спинов резонансов Tb в более широком энергетическом интервале, возможные на импульсном бустере ИБР-30 с уменьшенным коэффициентом размножения.

Л и т е р а т у р а

1. F.L.Shapiro. Nucl.Str.Study with Neutrons. Amsterdam, p.223. 1966; В.П.Алфименков и др., ЯФ, 3, в.1, 55, 1966.
2. G.A.Keyworth et al. Phys.Rev., CB, No 6, 2352, 1973.
3. H.Postma et al. Physica, 30, 713, 1964.
4. J.A.Jain et al. Nucl.Phys., A233, 509, 1974.
5. В.П.Алфименков и др. ЯФ, 17, в.1, 13, 1973.
6. Ван Ней-Янь и др. ЖЭТФ, 47, в.1, 43, 1964.
7. P.Ribon et al. Reports to US Nuclear Data Committee USNDC-9, 1974 (unpublished).

**МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ
ТЕРБИЯ И ГОЛЬМИЯ**

В.П.Алфименков, Л.Ласонь, Ю.Д.Мареев, О.Н.Обчинников,
Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шарапов

(Объединенный институт ядерных исследований)

Аннотация

Методом пропускания нейтронов через поляризованные мишени тербия и гольмия измерены магнитные моменты μ_J для ряда компанд-состояний, возникающих при захвате резонансных нейтронов. Экспериментальные значения μ_J в ядерных магнетонах составляют для Tb : $-0,2 \pm 1,0$; $4,3 \pm 3,7$; $-1,7 \pm 4,4$ и для Ho : $1,8 \pm 0,7$; $3,9 \pm 1,9$.

Abstract

Magnetic moments of neutron resonances have been measured with the method of neutron transmission both through polarized terbium and holmium targets for a number of compound states. The obtained values μ_J in nuclear magnetons are the following: for Tb -0.2 ± 1.0 ; 4.3 ± 3.7 ; -1.7 ± 4.4 and for Ho 1.8 ± 0.7 ; 3.9 ± 1.9 .

Настоящая работа продолжает цикл исследований [1,2], начатый в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ несколько лет назад и посвященный изучению магнитных моментов компанд-состояний ядер, возбуждаемых при захвате резонансных нейтронов.

Магнитный момент μ_J можно определить, измеряя сдвиг энергии нейтронного резонанса ΔE при взаимодействии нейтронов с поляризованными ядрами в отношении к неполяризованным. Это изменение энергии обусловлено сверхтонким взаимодействием и описывается выражениями

$$\Delta E = -f_N H \left\{ \left[1 - \frac{I}{(2I+1)(I+1)} \right] \mu_J - \mu_I \right\}, \quad (J = I + 1/2);$$

$$\Delta E = -f_N H (\mu_J - \mu_I), \quad (J = I - 1/2).$$

Здесь f_N - ядерная поляризация; H - магнитное поле на ядре; I и J - спины ядра-мишени и компанд-ядра;

μ_I и μ_J - магнитные моменты соответствующих состояний.

Выбор ядер, для которых можно измерять μ_J , обусловлен требованиями большой величины сверхтонкого поля на ядре и наличием низкоэнергетических резонансов. В настоящей работе в качестве мишеней были взяты металлические пластинки тербия и гольмия, ферромагнитные при низких температурах и обладающие внутренними полями соответственно $3,1 \cdot 10^6$ э и $7,3 \cdot 10^6$ э. Так как исследуемые резонансы этих ядер не перекрываются, оказалось возможным измерять прохождение нейтронов через обе мишени, стоящие в криостате одна за другой.

Поляризация ядер в доменах получалась путем охлаждения мишеней в криостате с растворением ^3He в ^4He до температуры 0,04 К, при которой $f_p \approx 0,98$. Для разрушения поляризации температура поднималась до 1,5 К. При этом остаточная поляризация составляла 0,08 для Tl и 0,29 для Ho .

Измерения пропускания нейтронов, как и в работе [2], проводились по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 с инжектором. Мощность реактора составляла 7 квт, длительность нейтронного импульса 4 мксек, пролетная база 58,5 м. Импульсы со сцинтилляционного детектора нейтронов записывались в память временной анализирующей системы, созданной на базе малой вычислительной машины ТРА-1001 и обладающей систродействием, достаточным для работы при нагрузках порядка $3 \cdot 10^5$ имп/сек.

В ходе измерений в памяти анализирующей системы в течение 6 часов накапливался спектр нейтронов, прошедших через поляризованные мишени. После окончания замера спектр переписывался на магнитную ленту ЭВМ БЭСМ-4, температура мишеней повышалась и проводился замер аналогичного спектра при разрушенной поляризации. Два таких спектра составляли пару для совместной обработки и определения сдвига резонансной энергии. Всего в ходе измерений была получена 31 пара спектров.

Для контроля стабильности временных характеристик измерительной системы в пучке постоянно находились контрольные образцы сурьмы и теллура, резонансы которых служили для нормировки временной шкалы.

На рис. I приведен участок одного из спектров пары.

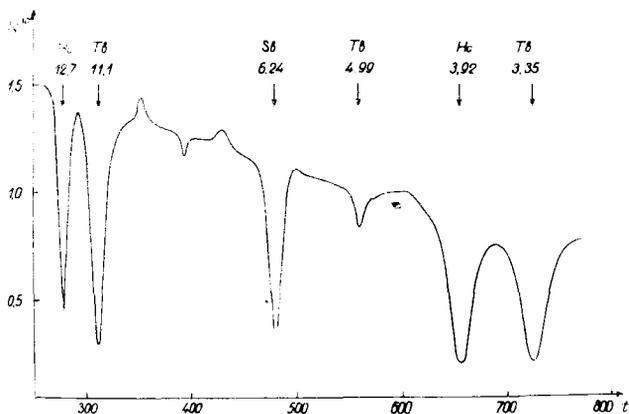


Рис. I. Участок экспериментального спектра, полученного за 6 часов: t - номер временного канала шириной 2,5 мксек; V - число отсчетов на канал. Числа над стрелками - энергия резонансов в эВ

Обработка каждой пары проводилась независимо от остальных. Это позволяло избегать возможных аппаратных ошибок, а также давало объективный критерий ошибок при измерении сдвигов. При обработке, проводившейся на ЭВМ БЭСМ-4, каждый резонанс одного спектра пары совмещался с соответствующим резонансом другого спектра. Детальное описание процедуры совмещения, использующей метод наименьших квадратов, дано в работе [17]. Систематический сдвиг одного спектра относительно другого, связанный с изменением временного интервала между синхронизирующим импульсом и вспышкой реактора, возмож-

ными задержками в измерительной аппаратуре и т.д., определялся как среднее значение $\langle \Delta t \rangle$ по пяти контрольным резонансам. Разность $\tau = \Delta t - \langle \Delta t \rangle$ для исследуемых резонансов характеризовала сдвиг, связанный с поляризацией ядер. На рис.2 представлены гистограммы экспериментальных значений τ для резонансов $T\ell$ 3,35 эв, Ho 3,92 эв и контрольного резонанса $S\ell$ 6,24 эв.

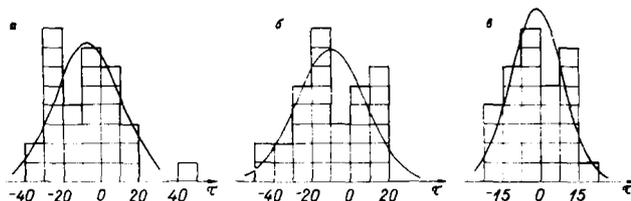


Рис.2. Распределения экспериментальных значений для резонансов: а- $T\ell$ 3,35 эв; б- Ho 3,92 эв; в- $S\ell$ 6,24 эв

Энергетический и временной сдвиги связаны соотношением $\Delta E = -2E_0\tau/t$, где E_0 и t - энергия резонанса и время пролета нейтрона. Экспериментальные данные сведены в таблицу.

Экспериментальные результаты для сдвигов резонансов и магнитных моментов компаунд-состояний

Ядро- мгновень	^{159}Tl	^{159}Tl	^{159}Tl	^{165}Ho	^{165}Ho
E_0 , эв	3,35	4,99	II, I	3,92	12,7
$\langle \tau \rangle$, нсек	$-6,7 \pm 3,1$	$3,8 \pm 6,2$	$-1,8 \pm 2,2$	$-9,7 \pm 3,2$	$-0,2 \pm 1,4$
ΔE , мкэв	19 ± 9	-20 ± 33	31 ± 39	36 ± 12	4 ± 30
μ_T	$1,1 \pm 1,0$	$4,3 \pm 3,7$	$-1,7 \pm 4,4$	$1,8 \pm 0,7$	$3,9 \pm 1,9$

Полученные значения M_2 для уровней теребия и гольмия не противостоят теоретическим оценкам, сделанным в работах Куклина и Бунатяна. Согласно этим оценкам, величина g -фактора положительна и равна $1/4$. В настоящее время точность эксперимента недостаточна, чтобы сделать заключение об истинной величине флуктуирующий магнитного момента от резонанса к резонансу.

Л и т е р а т у р а

1. В.П.Алфименков и др. ЯФ, 17, 13, 1973.
2. В.П.Алфименков и др. ОИЯИ, РЗ-8004, Дубна. 1974.
3. Р.Н.Куклин. ЯФ, 9, 968, 1967.

ГРУППИРОВКА НЕЙТРОННЫХ ШИРИН РЕЗОНАНСОВ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

П.Е. Воротников

(Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова)

Аннотация

Показано, что в последовательности резонансов тяжелых ядер наблюдаются группы уровней с большой приведенной нейтронной шириной. Характеристики этих групп полностью аналогичны наблюдаемым ранее в делительном канале.

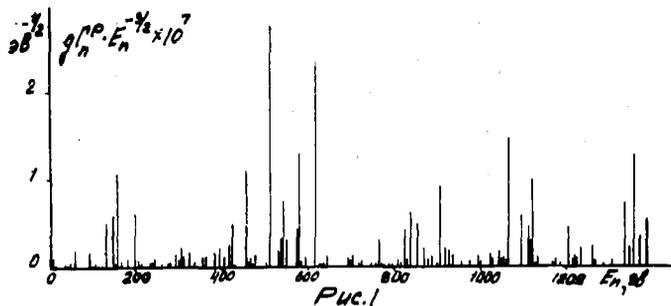
Abstract

In neutron resonance spectra for heavy nuclei the grouping of resonances with large neutron reduced widths is shown. The characteristics of the groups are entirely identical to that one's observed earlier in the fission channel.

В последние годы у ряда тяжелых ядер обнаружено существование узких групп резонансов с большой делительной шириной Γ_f . В некоторых ядрах - U^{235} , Pu^{239} - "усиление" невелико и соответствующая структура в сечении деления выделялась лишь методами корреляционного анализа [1], но у U^{234} , Np^{237} , Pu^{240} оно достигало двух порядков [2-4]. Это явление получило объяснение в модели двугорбого барьера деления [5], где группы соответствуют компаунд-состояниям ядра в промежуточном минимуме. По их плотности $\rho_{групп}$ определяют, в частности, относительное превышение этого минимума над основным состоянием $E_H \sim 2-3$ Мэв [6]. Аналогичную величину E_H дают и теоретические расчеты [7].

Свидетельством правильности такого объяснения обычно считается отсутствие подобных явлений в других каналах реакции, например, в упругом рассеянии нейтронов. Действительно, так как энергия возбуждения $E^* \approx B_n$ (B_n - энергия связи нейтронов) значительно меньше $E_H \approx B_n$, составное ядро, испустив нейтрон, не может попасть в промежуточный минимум, и эффекты, связанные с этим минимумом, не могут проявляться в нейтронном канале. Однако, обычно рассматривают лишь сравнительно редкие s -резонансы четно-четных ядер, рассмотрение же более частых p -резонансов обнаруживает их с большой наглядностью.

На рис.1 показаны приведенные нейтронные ширины ρ -резонансов Th^{232} , измеренные в работе [8]. Группы сильных резонансов при $E_n \sim 150, 500, 850, 1100$ эв и т.д. видны непосредственно. Ширины групп, числа резонансов в группах, "усиленные" нейтронной ширины в группе, достигающее 1,5-2 порядков по отношению к средней между группами, также же, как в наиболее ярких случаях группировки резонансов с большой Γ_f , например у U^{234} .



На рис.2 показано интегральное распределение приведенных нейтронных ширин, которое можно разложить на два распределения Томаса-Портера с $\eta = 1$, однако числа резонансов в них, как и в случае делительных ширин, не подчиняются закону $2I+1$ (число распределений равно не 2, а примерно 6 и т.д.)

Эффект может быть значительно подчеркнут, если рассматривать только резонансы с $g_n^{\rho'}$, большими некоторого порогового значения. На рис. 3 показано распределение расстояний D между резонансами с $g_n^{\rho'} > 2,5 \cdot 10^{-8}$ эв $^{-1/2}$ в области $E_n < 1400$ эв, где вероятность спутать s - и ρ -резонансы еще мала. Оно четко демонстрирует серию малых D , соответствующих резонансам, принадлежащим одной группе, и 5 больших D , относившихся к промежуткам между группами.

Поскольку система ρ -резонансов Th^{232} состоит из двух подсистем $\rho_{1/2}$ и $\rho_{3/2}$, необходимо убедиться, что это обстоятельство, а также процедура выделения резонансов с $g_n^{\rho'}$ больше пороговой не могут имитировать наблюдаемый эффект. Первое было

проверено путем искусственного наложения системы хорошо известных s -резонансов Th^{232} ("Р/к") на систему таких же резонансов U^{238} [9], энергетическая шкала для которых была сжата вдвое ("Р/з"). Суммарное распределение величин D отличалось от вигнеровского в области $D/\langle D \rangle < 1$, но для $D/\langle D \rangle > 1$ было подобно последнему, хотя и примерно на 20% шире его. Аналогичные результаты были получены в системах s -резонансов A -нечетных ядер, например Mo^{165} [9], которые также состоят из двух спиновых подсистем. Тот же Mo^{165} показал, что процедура выделения резонансов с g_n^0 больше заданной не приводит к большим D , распределение $D/\langle D \rangle$ остается подобным себе в отсутствие групп сильных уровней,

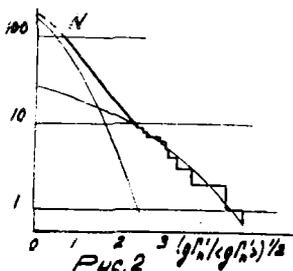


Рис. 2

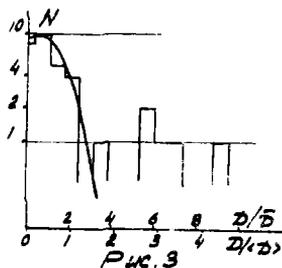


Рис. 3

даже при уменьшении числа резонансов на порядок.

Сравнение показанного на рис. 3 распределения D с таким "вигнеровским распределением для двух спиновых подсистем" показывает, что вероятность случайного появления наблюдаемых больших D не превышает 10^{-4} .

Подобные же результаты получаются и для s -резонансов тяжелых ядер при достаточной их плотности. На рис. 4 и 5 показаны распределения D для s -резонансов U^{235} и Np^{237} [9] при $E_n < 100$ эв и g_n^0 больше 0,25 и 0,4 Мэв соответственно. Хорошо видны малые D и несколь-

ко больших Δ , соответствующих интервалам между группами сильных резонансов. Сравнение с ожидаемым распределением для двух спиновых подсистем показывает, что и в этих случаях вероятности случайного возникновения наблюдаемых ситуаций меньше 10^{-3} .

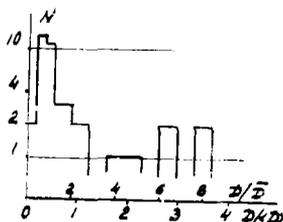


Рис.4

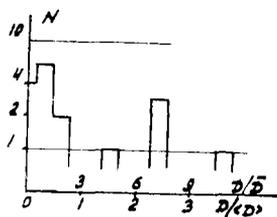


Рис.5

Для двух последних ядер относительное усиление значительно меньше, чем в случае ρ -резонансов Th^{232} , тем не менее резонансы, принадлежащие к группам, имеют приведенные нейтронные ширины в 5-10 раз больше, чем среднее значение между группами. Число групп и их положение довольно устойчиво - они остаются постоянными при изменении пороговой величины $g\beta_n^0$ вдвое. Интересно отметить, что для U^{235} на интервале $E_n < 100$ эв описанная процедура не выделяет какой-либо структуры в последовательности β_f .

Если принять, как и при рассмотрении группировки в β_f [6], что группы отвечают некоторым возбужденным состояниям ядра, и пользоваться обычными выражениями для $\rho(E^*)$, то для объяснения наблюдаемой плотности групп необходимо сдвинуть начало отсчета E^* на ~ 2 Мэв во всех трех случаях.

Таким образом, для тяжелых ядер трех типов четности по Z и N в нейтронном канале реакции наблюдается группировка резонансов, характеристики которой полностью аналогичны, обнаруженным ранее в канале деления. Очевидно, однако что это явление не может быть связано с особенностями формы зависимости энергии ядра от деформации и требует другого объяснения.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.Рясов, Н.Янева. Прогр.и тезисы XIX Всес.совещ. по яд. спектроскопии. Ленинград, "Наука", 1969.
2. A.Fubini, J.Blons, A.Michaudon et al. Phys. Rev. Lett., 20, 1373, 1968.
3. G.D.James, E.R.Rae. Nucl.Phys., A-118, 313, 1968.
4. E.Migneco, J.R.Theobald. Nucl.Phys., A-112, 603, 1968.
5. V.M.Strutinsky. Nucl.Phys., A-95, 420, 1967.
6. E.Lynn. In: Proc.Dubna Symp. Nucl. Structure. Vienna, 1968.
7. M.Brack, J.Damgaard et al. Rev.Mod.Phys., 44, 320, 1972.
8. L.Forman, A.D.Schelberg et al. Proc. III Conf. Neutron Cross Sections and Technology. Knoxville, 1971, p.735.
9. Neutron cross sections. ENL-325. 3 ed., v.1, 1973.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ

РЕЗОНАНСОВ УРАНА - 238

М.Н. Николаев, Л.П. Абагян

(Физико - энергетический институт)

Аннотация

Было показано, что распределение $g_{\Gamma_n}^{-1}$ p -резонансов урана-238 можно согласовать с теоретическим распределением Портера-Томаса, если только предполагать, что в экспериментальных данных наблюдается значительный пропуск p -уровней. Получилось, что плотность уровней со спином $1/2$ зависит от четности и поэтому полное число p -резонансов в 4,8 раз (а не в 3 раза) больше, чем число s -резонансов в том же самом диапазоне энергий. Предположением о спиновой зависимости силовой функции не удалось согласовать экспериментальное и теоретическое распределение $g_{\Gamma_n}^{-1}$.

Abstract

It has been shown that the distribution of the $g_{\Gamma_n}^{-1}$ for ^{238}U p -levels can be in agreement with the theoretical one (Porter-Thomas distribution) only if the significant lack of p -levels in the experiments would be supposed. That means that density of ^{238}U levels with spin $1/2$ is parity dependent, and therefore the whole number of p -resonances is 4.8 (instead of 3) times greater than the number of s -resonances in the same energy interval. With the assumption about spin dependence of strength function it is impossible to agree the experimental distribution of $g_{\Gamma_n}^{-1}$ with the theoretical one.

На прошлой Киевской конференции нами отмечалось [1], что распределение приведенных нейтронных ширин ρ -резонансов урана-238, умноженных на статфакторы, существенно отличается от портер-томасовского (см. рис. 1а) несмотря на то, что наблюдаемая плотность ρ -уровней почти ровно втрое выше плотности S -уровней, что, казалось бы, свидетельствует об отсутствии пропуска слабых ρ -резонансов.

В настоящем докладе приводятся результаты статистического анализа параметров ρ -резонансов урана-238, свидетельствующие о том, что:

- а) в настоящее время в области энергий до 500 эв экспериментально обнаружено лишь около 60% всех ρ -резонансов;
- б) имеет место сильная зависимость плотности уровней с данным спином ($\mathcal{J} = I/2$) от четности: плотность уровней $I/2^-$, возбуждаемых при ρ -взаимодействии, в 1,6 раза выше плотности S -уровней, обладающих положительной четностью.

Деление резонансов на S - и ρ -уровни проводилось на основе критерия Байеса [2]. Резонанс считался ρ -уровнем при значениях апостериорной вероятности, больших некоторого граничного значения, определяемого из условия равенства вероятностей неправильной идентификации S - и ρ -уровней. Последняя вероятность, являющаяся оценкой эффективности метода, меняется для резонансов урана-238 в области от 1 эв до 1кэв, от 0,2% до 2%. Распределение величин $g\Gamma_n^+$ будет описываться χ^2 -распределением с одной степенью свободы, если $\overline{g\Gamma_n^+}(I/2) = \overline{g\Gamma_n^+}(3/2)$. Это условие вытекает из предположения о спиновой независимости силовой функции и пропорциональности плотности уровней множителю $(2\mathcal{J} + 1)$.

Первая попытка объяснить наблюдающиеся расхождения в распределении нейтронных ширин основывалась на допущении о несостоятельности этих предположений. Если

$$a = \frac{\overline{g\Gamma_n^+}(1/2)}{\overline{g\Gamma_n^+}(3/2)} \neq 1 \quad \text{и} \quad b = \frac{\overline{g\Gamma_n^-}(1/2)}{\overline{g\Gamma_n^-}(3/2)} \neq 0,5,$$

то распределение величин $z = g\Gamma_n^+ / \overline{g\Gamma_n^+}$, где

$$\overline{g\Gamma_n^+} = (\overline{g\Gamma_n^-}(1/2) \overline{g\Gamma_n^+}(1/2) + \overline{g\Gamma_n^-}(3/2) \overline{g\Gamma_n^+}(3/2)) / (\overline{g\Gamma_n^-}(1/2) + \overline{g\Gamma_n^-}(3/2)),$$

будет иметь вид

$$F(z) = \frac{c \cdot e^{-\frac{c^2 z^2}{2}}}{(1+b) \sqrt{2\pi c z}} \left\{ 1 + \frac{b}{\sqrt{a}} e^{-\frac{c(1-a)}{2} z} \right\}, \quad (I)$$

где $c = (I + a\beta)/(I + b)$. При $a=I$ распределение (I) переходит в портер-томасовское при любом β . Оказалось, что вариация параметра a в пределах от 0,1 до 10 и параметра β от 1/3 до 3 ни в одной комбинации не позволяет получить лучшего согласия между экспериментальным распределением ширины и распределением (I), чем это имеет место для портер-томасовского распределения ($a=I$).

Таким образом, предположением о спиновой зависимости силовой функции объяснить наблюдаемые расхождения не удается: расхождения между экспериментом и расчетом оказываются не меньшими, чем изображенные на рис. 1а. Альтернативной возможностью является предположение о пропуске слабых ρ -резонансов. Если часть ρ -резонансов пропущена, то $\overline{q\Gamma_n^2} < \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M q\Gamma_n^2 = 0,0034 \text{ эв}^{-1/2}$ (сумма берется по наблюдаемым резонансам). На рис. 1б, в, г приведены распределения $z = q\Gamma_n^2 / \overline{q\Gamma_n^2}$ для смежных интервалов шириной по 500 эв в предположении, что $\overline{q\Gamma_n^2} = 0,0021 \text{ эв}^{-1/2}$.

Видно, что в группах с номерами, большими некоторого N_0 , наблюдаемые распределения очень хорошо согласуются с портер-томасовскими, тогда как при переходе к группам, соответствующим малым ширинам, число наблюдаемых резонансов резко падает до нуля.

Зависимость "границы разрешимости" от энергетического интервала слаба (вероятности пропуска равны в рассматриваемых интервалах 39%, 51% и 57% соответственно). Это легко понять, если учесть, что ширина энергетической функции разрешения в методе времени пролета увеличивается с энергией как $E^{3/2}$, т.е. так же, как и средняя нейтронная ширина ρ -резонансов. Снижение разрешимости ρ -резонансов обусловлено поэтому лишь ухудшением условий наблюдения с ростом энергии.

Значение $\overline{q\Gamma_n^2} = (0,0021 \pm 0,0002) \text{ эв}^{-1/2}$ было определено из условия минимума суммы квадратов отклонений числа наблюдаемых ширины от теоретически ожидаемого в группах с $N > N_0$. Оказалось, что при таком выборе $\overline{q\Gamma_n^2}$ достигается также и мини-

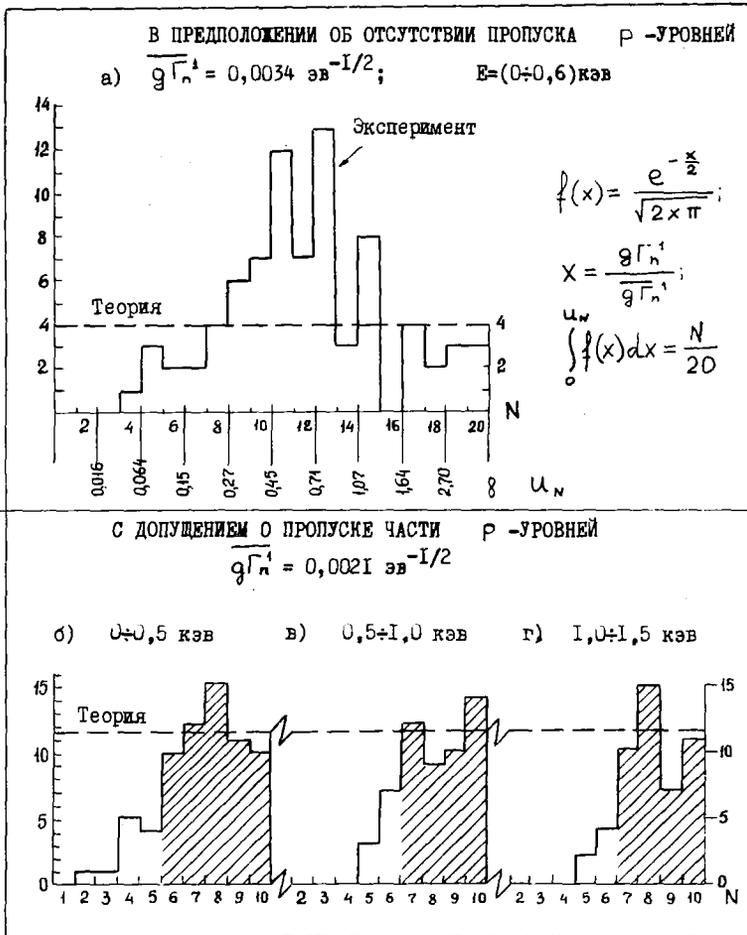


Рис. I

Распределения приведенных нейтронных ширин ρ -резонансов урана-238. По оси абсцисс отложены квантили портер-томазовского распределения, соответствующие 5% (рис. Ia) или 10% (рис. Ib, в, г) интеграла вероятности.

Части распределений, соответствующие полному разрешению всех резонансов, заштрихованы.

мум разброса плотностей ρ -резонансов, определенных в смежных энергетических интервалах по группам с $N > N_0$. В среднем эта плотность оказалась равной 113 ± 3 резонансов на 500 эв. Среднеквадратичный разброс интервальных средних (1%) меньше статистической погрешности выборки из 113 резонансов, относящихся к двум независимым системам уровней (2%); среднеквадратичный разброс числа ширины в группах с $N \geq N_0$ (4%) также меньше статистической погрешности (15%), что и естественно, так как $\sqrt{\frac{1}{N}}$ было выбрано исходя из условия минимума среднеквадратичных отклонений.

Таким образом, предположение о пропуске слабых ρ -уровней позволяет согласовать наблюдаемое распределение нейтронных ширины с теоретическим, причем нет нужды отказываться от предположения о пропорциональности плотности уровней с данной четностью множителю $(2J + 1)$. С другой стороны, пропуск почти половины ρ -резонансов говорит о том, что плотность ρ -уровней не втрое, как предполагалось, а в 4,7 раза выше плотности s -резонансов. Полагая, что $Z_{I/2}^- = 2 Z_{3/2}^-$, получаем, что $Z_{I/2}^- = 13,2 \pm 0,4$ эв, это в 1,6 раза меньше чем $Z_{I/2}^+ = 20,8 \pm 0,5$ эв [1].

Факт пропуска слабых ρ -резонансов практически не влияет на силовую функцию ρ -волны: она оказывается равной $(1,60 \pm 0,17) 10^{-4}$ вместо $1,63 \cdot 10^{-4}$. В то же время, в предположении, что $\bar{\Gamma}_\rho$ не зависит от четности, радиационная силовая функция увеличивается с $34 \cdot 10^{-4}$ до $54 \cdot 10^{-4}$. Однако в настоящее время вопрос о зависимости $\bar{\Gamma}_\rho$ от четности остается открытым.

Л и т е р а т у р а

И. Л.П. Абагян, Н.О. Базазянц, М.Н. Николаев и др.
Нейтронные данные по урану-238, оцененные для библиотеки "СОКРАТОР".
Сб. "Нейтронная физика", часть I, стр. 239. Обнинск, 1974 (Материалы 2-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г.).

2. L.M.Bollinger, G.E.Thomas. P-wave resonances of ^{238}U .
Phys. Rev., 1968, vol.171, 4, 1293.

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАССТОЯНИЙ МЕЖДУ
НЕЙТРОННЫМИ УРОВНЯМИ

Э.И.Беляев, С.П.Боровлев

(Институт теоретической и экспериментальной
физики)

Аннотация

В работе проведен анализ распределения расстояний между нейтронными резонансами. Рассматривались ядра, для которых экспериментально определены с необходимой точностью положения не менее ста уровней. Обсуждаются возможные нестатистические эффекты в распределении расстояний между нейтронными уровнями.

Abstract

The level spacings in neutron resonances are analyzed. Only nuclei with not less than 100 levels are considered. Nonstatistical effects in the level spacing distributions of neutron resonances are discussed.

Известно, что для большинства ядер среднего и тяжелого атомного веса расстояния между соседними нейтронными уровнями достаточно хорошо описываются статистическим распределением Вигнера.

Однако в последние годы в нейтронной физике проявляются эффекты, которые трудно объяснить с помощью статистических моделей. Так, нестатистические эффекты обнаружены при радиационном захвате нейтрона [1]. При анализе распределений положений и расстояний между нейтронными уровнями в работах [2,3] отмечалось наличие выделенных интервалов. Авторами работы [3] предложена математическая программа, позволяющая эффективно выделять случаи равноудаленно расположенных уровней. Однако при оценке вероятности отклонений выделенных периодов от среднего ожидаемого распределения большого порядка (случай $A_5 - A_{10}$) авторы этой работы в ряде случаев делают ошибочные выводы, как что указывалось в [4]. Кроме того, оценка выделенных периодов в сильной степени зависит от выбранного среднего расстояния между нейтронными уровнями и их количества, особенно, когда количество уровней небольшое (20-30). Все это не позволяет с достаточной достоверностью сделать заключение о существовании нестатистических отклонений в распределении расстояний между уровнями, несмотря на то, что в работе [3] такие отклонения найдены для многих ядер. Ограниченный экспериментальный материал не позволял провести анализ для широкого круга ядер с достаточной статистической достоверностью. Такая возможность появилась в последнее время с выходом нового атласа нейтронных сечений (BNL - 325) [5].

В настоящей работе нами проведен анализ распределения расстояний между нейтронными уровнями для ядер, у которых экспериментально определено положение не менее 100 уровней (т.е., на языке работы [3], рассматриваются только распределения A_7). Из статистического распределения Пуассона следует, что среднее ожидаемое значение случайно расположенных уровней определяется выражением

$$\bar{x} = \frac{A_7 N}{B} \left(1 - \frac{X_0}{A_7 N}\right),$$

где все обозначения те же, что и в таблице.

Из этого выражения видно, что при ΔB , примерно выбранном в работе С.И.Д. для распределения расстояний между 100 уровнями получим среднее ожидаемое значение $\bar{x}^2 = 10$. Для того чтобы не было большого отклонения от этого среднего значения, в работе рассматриваются корреляционные периоды до $X_0 = \frac{1}{2} \bar{x}^2$, т.е. периоды, начиная от 0 до максимального значения, отличающегося примерно в 5 раз от энергии последнего уровня.

Проанализирован широкий круг ядер, начиная от мышьяка ($A = 75$) до плутония ($A = 240$), всего 38 ядер [5]. В этом диапазоне рассматривались все ядра, имеющие не менее 100 нейтронных уровней, кроме рудия, у которого положения уровней экспериментально определены с низкой точностью (при среднем расстоянии между уровнями 12 эв отбоя в положениях большинства уровней ± 4 эв). Следует отметить, что в большинстве случаев имеется значительное количество пропущенных уровней, что может привести к существенным различиям при определении среднего расстояния между уровнями. Нами при расчетах бралось среднее расстояние между

уровнями $\sqrt{5}$, определенное по начальному энергетическому диа-
пазону, где отсутствуют пропущенные уровни. Было допущено от-
личие от $\sqrt{5}$ при определении среднего расстояния для двух ядер
(в таблице случаи 7 и 8), где авторы определяют его примерно
по 30 уровням. Количество пропущенных уровней учитывалось при
анализе, что повышало среднее ожидаемое значение в распределении
(т.е. ф.в.). При этом предполагалось, что среди расстояний меж-
ду уровнями после добавления пропущенных не будет таких, кото-
рые могут войти в наблюдаемые корреляционные цепки, т.е. рас-
сматривался самый неблагоприятный вариант.

При таком анализе из 33 рассмотренных ядер у 14 обна-
ружены корреляционные периоды, отличающиеся от среднее ожидаемо-
го распределению на величину, большую четырех стандартных откло-
нений. Найденные периоды приведены в таблице. Там же указаны
условия, при которых эти периоды были обнаружены. Для приведе-
ния полученных периодов у разных ядер к одной энергетической
шкале положение энергий поправлены на эффект отдачи, возникаю-
щей при взаимодействии нейтрона с ядром. В графе "Истинное ко-
личество уровней" приведено общее количество уровней вместе с
пропущенными, исходя из условия сохранения среднего расстоя-
ния между уровнями во всем исследуемом энергетическом диапазо-
не. В последней графе таблицы приведена среднее ожидаемая величи-
на появления подобных периодов для каждого ядра, которая опре-
делялась как вероятность случайного отклонения от среднее ожидае-
мого распределения по закону Пуассона для точки, и эта вероят-
ность умножалась на количество рассмотренных независимых перио-
дов в исследуемом энергетическом диапазоне для каждого ядра.

Найденные корреляционные периоды

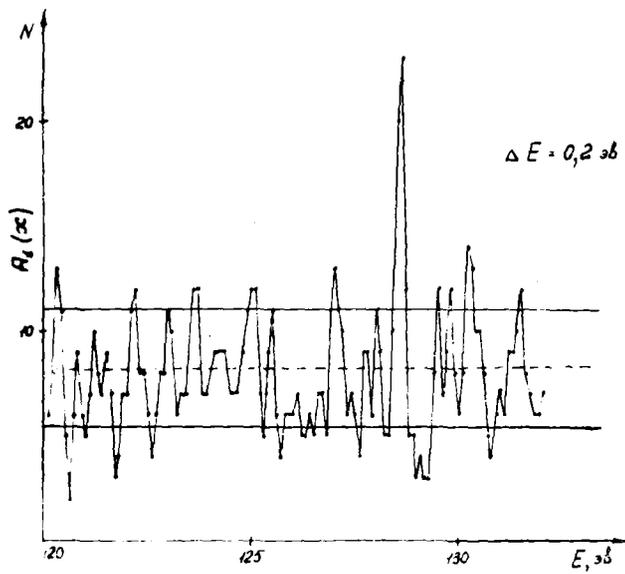
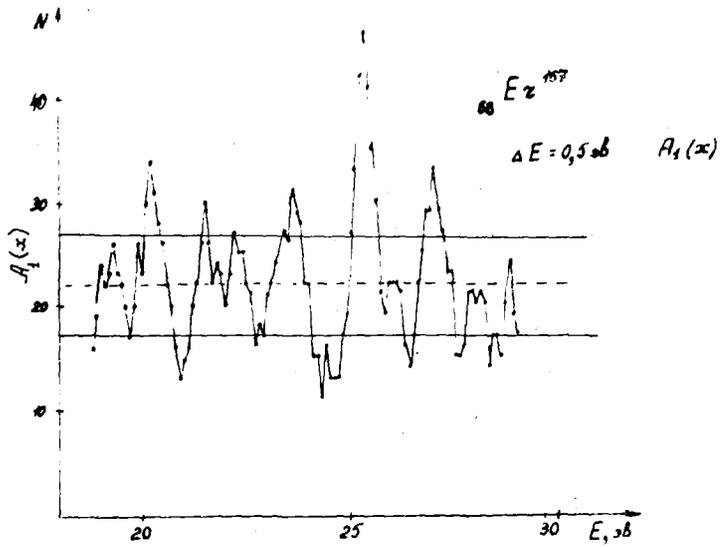
№ п/п	Исследуемое ядро	Корреляционный период λ_0 , эв	Энергетическое разрешение ΔE , эв	Область энергий, эв	Среднее расстояние между уровнями \bar{D} , эв	Изменное количество уровней N	Истинное количество уровней N_0	Вероятность случайного появления корреляционного периода
I	$^{75}_{33}\text{As}$	141	7	0-9700	75	I35	I35	0,17
2	$^{111}_{48}\text{Cd}$	33,5	0,6	0-2300	14,2	I46	I60	0,72
3		158,9	0,7					0,24
		271,8	0,7					0,08
		314,2	0,7					0,03
3	$^{115}_{49}\text{In}$	29,7	0,4	0-2000	10,7	23I	23I	0,44
		142,8	0,4					0,26
4	$^{127}_{53}\text{I}$	294	1	0-4000	13	29I	307	0,064
5	$^{163}_{66}\text{Dy}$	103,4	0,5	0-1000	7,8	113	128	0,052
6	$^{164}_{66}\text{Dy}$	390	7	0-22000	147	116	143	0,57
7	$^{165}_{67}\text{Ho}$	33,0	0,2	0-1300	4,7	252	261	0,006
8	$^{167}_{68}\text{Er}$	25,3	0,5	0-1700	4,8	267	357	0,008
9		128,6	0,2					0,05
9	$^{170}_{68}\text{Er}$	99	12	0-24000	150	125	157	0,28
10	$^{181}_{73}\text{Ta}$	161,8	0,1	0-1400	4,4	273	317	0,016
11	$^{183}_{74}\text{W}$	52,8	0,5	0-2400	12	153	191	0,58
		90,4	0,5					0,58
		188,0	0,5					0,12
		397,0	0,5					0,019
12	$^{232}_{90}\text{Th}$	360,1	0,5	0-4000	16,7	240	240	1
		375,6	0,8					0,24
		413,6	0,5					0,28
13	$^{238}_{92}\text{U}$	145,1	0,7	0-4600	20,8	211	220	0,17
		157,3	0,6					0,76
		242,9	0,7					0,17
		326,5	0,6					1
14	$^{240}_{94}\text{Pu}$	211,7	0,5	0-2500	13,6	151	183	0,13

При анализе 38 ядер было рассмотрено около 31 000 независимых периодов. При таком количестве периодов по статистическому закону Пуассона можно ожидать 13 случайных отклонений на величину, большую четырех стандартных от среднего ожидаемого распределения. В работе обнаружено 27 таких случаев, которые приведены в таблице. Из 27 обнаруженных периодов 9 имеют вероятность случайного появления, большую 30%. Однако 9 корреляционных периодов имеют подобную вероятность, меньшую 10%. Проведена проверка случайного появления корреляционных периодов. Для этого положения энергий уровней модулировались случайными числами. При этом примерно сохранялось среднее расстояние между уровнями. Для каждого ядра проведено от 100 до 1000 испытаний в зависимости от ожидаемой вероятности случайного появления периода. Полученные вероятности при испытаниях случайными числами оказались близкими к вероятностям, приведенным в таблице.

Периоды в случаях I и I4 ранее наблюдались в работе [3], а в случаях 7 и 8 - в нашей работе [6]. Данные для ядра диспрозия-164 взяты из работы [7]. На рисунке I приведено распределение расстояний между нейтронными уровнями арбья-167.

Из проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

I. Оценка вероятности неслучайного появления выделенных периодов в распределении расстояний между нейтронными уровнями, сделанная на основании отклонения от среднего ожидаемого распределения на величину, большую четырех стандартных отклонений, с применением нормального закона распределения, приводит к ошибочным результатам.



Отклонение амплитуды периода на четыре ошибки от среднего ожидаемого распределения не является достаточным основанием для установления существования неслучайных выбросов. В таблице приведены только случаи, отличающиеся от среднего распределения на величину, большую четырех стандартных отклонений. Однако вероятности случайного возникновения таких особенностей изменяются от 0,006 до 1. Если же рассматривать распределение для 20-30 уровней, то вероятность случайного появления подобных периодов будет близка к 1. Кроме того, при оценке ситуации возникновения периода для конкретного ядра вероятность, полученную для точки, необходимо умножить на количество рассмотренных периодов.

2. Из 27 приведенных в таблице периодов 9 имеют вероятность случайного появления от $6 \cdot 10^{-3}$ до $9 \cdot 10^{-2}$.

Авторы благодарят В.Н.Андреева за помощь при составлении программы обработки на БЭСМ-6 и обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. S.F.Mughabghab. Доклад на 2-й Международной конференции по спектроскопии гамма-лучей нейтронного захвата. Петтен, Голландия, сентябрь 1974 г.
2. С.И.Сухоручкин. Ядерная физика, 10, 496 (1969).
3. К.Идено, М.Окхубо. Journ.Phys.Soc.Japan, 30, 3, 620 (1971); К.Идено. Journ.Phys.Soc.Japan, 37, 3, 581 (1974).
4. Г.В.Мурадян, П.В.Адамчук. Нейтронная физика, часть 2, 182. Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Обнинск, 1974.
5. BNL-325. Third Edition, v.1, June 1973.
6. Р.М.Велуаев, С.Р.Боровлев. Contributions Conf. Nucl. Structure Study with Neutrons, Budapest (1972), 268; Ф.Н.Беллев, С.П.Боровлев, С.И.Сухоручкин. Нейтронная физика, часть 2, 221. Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Обнинск, 1975.
7. H.I.Idou, G.Hacken et al. USNDC-11, 65 (1974).

Секция 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Председатели М.В.Пасечник, А.А.Бергман

СЕЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРОМ Au^{197}

А.Н.Давлетшин, А.О.Тыпунков, В.А.Толстяков

(Физико-энергетический институт)

С.Н.Байкалов, В.С.Королев, В.В.Чубинский

(Союзный научно-исследовательский институт приборостроения)

Аннотация

Методом активации измерено сечение радиационного захвата нейтронов с энергией 590 кэВ золотом-197. Наведенная активность измерялась с помощью γ -спектрометра с Ge-Li-детектором. Эффективность спектрометра определялась с использованием техники 4π β - γ -совпадений. Поток нейтронов измерялся газовыми водородными счетчиками двух разных конструкций.

Abstract

The radiative capture cross-section for 590 keV neutrons in Au-197 was measured by the activation method. The induced activity was measured with the use of γ -spectrometer with Ge-Li detector. Efficiency of the spectrometer was determined with the use of the 4π β - γ coincidence technique. The neutron flux was measured by hydrogen gas counters of two different types.

Измерения проводились на электростатическом ускорителе Физико-энергетического института. Источником нейтронов служила реакция $T(p,n)He^3$.

Наведенная активность образца Au^{197} измерялась гамма-спектрометром с коаксиальным Ge-Li-детектором объемом 33 см³.

Эффективность спектрометра определялась в отдельном эксперименте. В пучке тепловых нейтронов из тепловой колонны реактора БР-10 совместно облучались две золотые фольги. Тонкая фольга диаметром 10 мм имела вес 3 мг. Активность этой фольги определялась абсолютно методом 4π β - γ -совпадений с использованием способа двойной линейной экстраполяции [1].

Другая фольга-образец, аналогичная образцам, облучаемым на ускорителе, использовалась для определения эффективности Υ -спектрометра. Можно показать, что после введения поправок на поглощение тепловых нейтронов отношение активностей обеих фольг пропорционально отношению их весов.

Аналогичное облучение проводилось в центре критической сборки на быстрых нейтронах БР-I.

Оба эксперимента в пределах малых ошибок ($< 0,5\%$) дали совпадающие результаты для эффективности λ -спектрометра.

Измерение потока быстрых нейтронов проводилось пропорциональными газовыми счетчиками протонов отдачи нескольких различных конструкций, что было связано с оценкой систематических ошибок, вносимых в измеряемые сечения захвата за счет погрешностей в измерениях потока. Использовалась электроника измерительного центра ФЭИ.

Схематический разрез счетчика типа И-I приведен на рис.1. На переднем торце этого счетчика поле формировалось охранным электродом в виде нити, соединенной с корпусом, находящимся под потенциалом земли. От анода электрод отделился стеклянной бусиной. Задняя граница рабочего объема определялась "трубкой поля".

Реальные эффективные границы рабочего объема счетчика определялись путем зондирования тонким пучком рентгеновских лучей.

В счетчике типа К-I (рис.2) формирование поля вблизи концов анода достигалось за счет выбора оптимального соотношения диаметров анода, катода, держателей анода и изолятора ввода анода. Добивались того, чтобы коэффициент газового усиления оставался практически постоянным вдоль анода, резко падая вблизи **самых** концов его. При этом эффективный объем использованного счетчика определялся его геометрическим объемом с погрешностью не менее $\pm 5\%$.

При определении числа быстрых нейтронов, активировавших образец золота, необходимо рассчитывать спектры протонов отдачи (СПО) в водородных счетчиках. Соответствующая

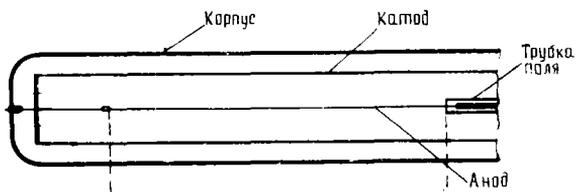


Рис. 1.
Схематический разрез счетчика К-1 [2]

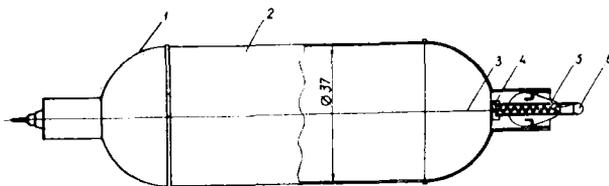


Рис. 2.
Схематический разрез счетчика К-1 с полу-
сферическими окончаниями [2] : 1-полусфера;
2-цилиндр; 3-анод; 4-диск; 5-изолятор;
6-пружина

программа расчета, описанная в [3], предполагает цилиндрическую форму чувствительного объема счетчика. Поэтому при вычислении СПО для счетчика К-1 он заменялся эквивалентным счетчиком (ЭС) равного объема. Центры этих счетчиков совпадали. Были сравнены результаты расчетов для ЭС для двух случаев: 1) радиус ЭС равен радиусу цилиндрической части К-1; 2) длина ЭС равна длине К-1. Результаты практически совпали. Кроме того, было выяснено, что геометрические факторы S_{α} -счетчика, приводящие поток n^1 через счетчик к потоку через образец, для двух указанных случаев совпадают. Из сказанного следует, что применение программы [3] для расчетов СПО для счетчика К-1 не вносит заметных искажений в окончательные результаты. Этот вывод тем более справедлив, чем длиннее цилиндрическая часть счетчика К-1.

Результаты проведения измерений сечения золота приведены в таблице.

Результаты измерения $\sigma_{n,\alpha}$ для Au^{197}

Тип счетчика	Энергия нейтронов, кэВ	$\sigma_{n,\alpha}$, мбарн	$\delta\sigma$, % полная	Ошибка определения потока, %	Ошибка определения активности, %
И-1	597±16	125,5	3,3	2,2	1,4
К-1	590±23	121,2	3,4	2,2	1,2

Следует отметить, что модель счетчика, принятая при расчетах СПО [3], естественно, отличается от реальных счетчиков, использованных в измерениях. Это различие не одинаково для счетчиков разных конструкций - И-1 и К-1.

Из таблицы следует, что для $\sigma_{n,\alpha} Au^{197}$ обнаружено различие в 3,5%, что, видимо, следует рассматривать как оценку имеющейся систематической ошибки за счет модельных предположений.

Результаты наших измерений хорошо согласуются с результатами время-пролетных работ Пёниц [4] и Фрике [5], а

также с работами Барри [6], Нагла [7], Гренча [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.Ф.Гаранов, А.Н.Грязнов, А.Н.Давлетшин, О.Б.Синицын, В.А.Толстикова. Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Труды II Всесоюзного совещания. Москва, 14-17 октября 1974г., т. I, стр. 121, Москва, 1974.
2. С.Н.Байкалов, В.С.Королев, В.В.Чубинский. Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Труды II Всесоюзного совещания. Москва, 14-17 октября 1974г., т. I, стр. 58, Москва, 1974.
3. А.Н.Давлетшин, В.П.Платонов, В.А.Толстикова. Сборник "Ядерные константы", вып. 9, стр. 107, Атомиздат, 1972.
4. W.P.Poenitz. Neutron Capture Cross-Section Measurements of Au^{197} and U^{238} from 20-3500 KeV. Совещание МКЯД в Австралии, осень 1974г.
5. M.P.Fricke, D.R.Mathews, S.I.Friesehahn, A.D.Carlson and J.M.Neil. Proceedings of the Third Conference Neutron Cross-Section and Technology. March 15-17, 1971. University of Tennessee. Knoxville, Tennessee. Conf.-710301 (vol.1), p. 252, Physics (TID-4500).
6. J.F.Barry. Journ. of Nucl. Energy, Parts A/B, vol.18, p. 491, 1964.
7. R.J.Nagle, J.H.Zandrum, M.Zinder. Proceedings of the Third Conference Neutron Cross-Section and Technology, March 15-17, 1971. University of Tennessee, Knoxville, Tennessee. Conf.-710301 (vol.1), p. 259, Physics (TID-4500).
8. H.A.Grench et al. WASH-1068 (1966).

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРОМ U^{238}

В.Н.Виноградов, А.Н.Давлетшин, В.П.Платонов,
Н.С.Работнов, В.А.Толстиков

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

В работе проводится анализ экспериментальных данных по $\sigma_{n,\gamma} U^{238}$ для нейтронов с энергией 0,001 - 7 Мэв. Энергетическая зависимость сечений аппроксимируется дробно-рациональными выражениями (приближение Пэде второго рода). Оценивается ошибка полученных усредненных сечений захвата.

Abstract

The paper presents the analysis of experimental data on $\sigma_{n,\gamma} U^{238}$, for 0,001 - 7 MeV neutrons. Energy dependence of the cross-section is approximated by fractional-rational expressions (Pade approximation of the second type). The error of the averaged capture cross-sections obtained is evaluated.

В связи с появлением новых экспериментальных работ представляется целесообразным пересмотреть оцененные $\sigma_{n,\gamma} U^{238}$, используемые в расчётах быстрых реакторов. Это тем более необходимо, что результаты анализа быстрых "чистых" критборок свидетельствуют о необходимости уменьшения $\sigma_{n,\gamma} U^{238}$ в широкой области энергий, в частности выше 0,3 Мэв, что коррелирует с данными последних экспериментов для монохроматических нейтронов.

Из числа доступных нам работ само это утверждение, по нашему мнению, является наиболее надёжным и достоверным. Степень надёжности и достоверности определялась исходя из того, имеется ли в доступной нам литературе подробное описание эксперимента с полным и подробным описанием и анализом возможных погрешок и общей погрешности. Используемые нами работы выполнены или абсолютными

методами, или нормированы по резонансам с известными параметрами либо в одной "точке" по хорошо известному тепловому или абсолютному для быстрых нейтронов сечению. Результаты относительных измерений, как правило, не использовались. Внимание было обращено на поправки на "блокировку" и различного рода рассеяние нейтроны. Отбирались только те работы, где для измерения энергетической зависимости сечения захвата использовались сечения n - p -рассеяния, деления U^{235} , реакции $^{10}B(n, \alpha)Li^7$, взятые, в свою очередь, по результатам последних оценок. Исключение составила последняя работа Ренца [10, 1974], где абсолютным методом измерялось отношение $\sigma_{n,\gamma} U^{238} / \sigma_{n,\gamma} Au^{197}$ и использовались (для $E_n < 0,5$ МэВ) оценённые автором $\sigma_{n,\gamma} Au^{197}$ (выше этой энергии в его же работе использовались измеренные абсолютные сечения захвата золота).

В варианте оценки, представленном в докладе, отобраные экспериментальные данные разных авторов рассматриваются как один набор точек. Проведение сглаженных кривых по этому набору точек осуществлялось методом дробно - рациональной аппроксимации (приближение Паде), описанном в [12]. При этом функциональная зависимость $\sigma(E)$ имеет вид

$$\sigma(E) = \frac{P_N(E)}{Q_N(E)} \equiv \text{const} + \frac{P_{N-1}(E)}{Q_N(E)} \equiv \\ \equiv c + \sum_{i=1}^{l_1} \frac{a_i}{E_i^{(0)} - E} + \sum_{k=1}^{l_2} \frac{\alpha_k + \beta_k (E - E_k^{(0)})}{(E - E_k^{(0)})^2 + \Gamma_k^2/4}, \quad (1)$$

где P_N, P_{N-1}, Q_N - полиномы степени N ; $l_1 + 2l_2 = N$, а $E_i^{(0)}$ и $E_k^{(0)} \pm i \frac{\Gamma_k}{2}$ - соответственно действительные и комплексные корни полинома $Q_N(E)$. Параметры $a, \alpha, \beta, E^{(0)}, c$ выбираются из условия минимизации среднего квадратичного относительного отклонения кривой $\sigma(E)$ от всех $N_{\text{экс}}$ использованных экспериментальных точек, т.е. минимума величины

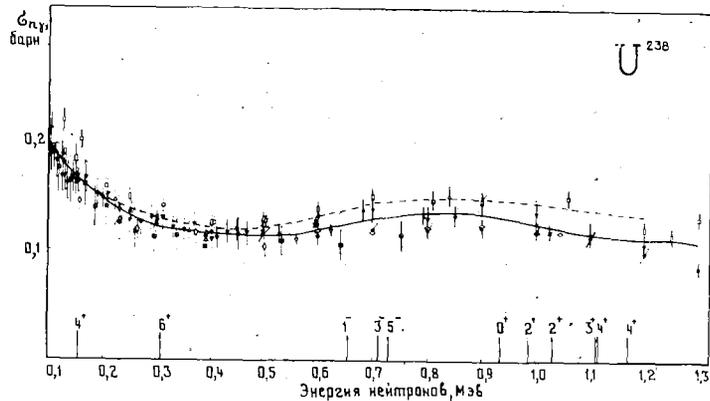
$$\Delta_{\text{экс}} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\text{экс}}} \frac{(\sigma(E_i) - \sigma_{\text{экс}}(E_i))^2}{\sigma_{\text{экс}}^2(E_i)}} / N_{\text{экс}}, \quad (2)$$

который представляет из себя "средний разброс". Для характеристики качества восстановления энергетической зависимости сечения $\sigma(E)$ использовалась и другая величина -

$\Delta_{\text{восст}}$, вычислявшаяся следующим образом. Выбранная по минимуму $\Delta_{\text{экс}}$ оптимальная кривая $\mathcal{B}(E)$ подвергалась "псевдоизмерениям", при каждом из которых к значениям $\mathcal{B}(E)$ добавлялись случайные числа из гауссова распределения с дисперсией, соответствующей $\Delta_{\text{экс}}$, со средним значением, равным нулю, и получались $\mathcal{B}_{\text{экс}}(E_i)$. Полученные таким образом наборы сечений подвергались обработке по тому же алгоритму, что и исходный набор экспериментальных данных, т.е. путём минимизации выражения (1) с заменой $\mathcal{B}_{\text{экс}}(E_i)$ на $\mathcal{B}'_{\text{экс}}(E_i)$. После этого вычислялись значения $\Delta_{\text{восст}}$ по формуле (2) с заменой $\mathcal{B}(E_i)$ на $\mathcal{B}'(E_i)$, которые далее усреднялись по многим "псевдоизмерениям". Таким образом определялось среднеквадратичное отклонение восстановленных кривых от оптимальной. Если истинное сечение является аналитической функцией и ошибки измерения при разных энергиях независимы (некоррелированы), то $\Delta_{\text{восст}}$ дает отклонение проведенной кривой от истинной. В силу приближенного выполнения указанных двух условий $\Delta_{\text{восст}}$ является лишь нижней оценкой такого отклонения (о влиянии корреляций ошибок на оценку погрешностей см., например, [13]). Обычно $\Delta_{\text{экс}}$ всегда заметно больше $\Delta_{\text{восст}}$ (см. таблицу).

При практическом проведении сглаживания весь энергетический диапазон разбивался на три: I-190, 97-530 и 390-7600 кэВ. В таблице приведены количественные результаты аппроксимации по интервалам сглаживания, а на рисунке кривая $\mathcal{B}(E)$ U^{238} по оптимальному варианту сглаживания сравнивается с оценкой кривой Соуэри [11] и экспериментальными данными.

Интервал	I-190 кэВ	97-530 кэВ	0,39-7,6 МэВ
$\Delta_{\text{экс}}$, %	6,6	6,4	8,2
$\Delta_{\text{восст}}$, %	3,5	2,3	7,0
$\Delta_{\text{псев.экс}}$, %	7,0	6,5	9,7
Число "псев- доэкспериментов"	25	34	49



Используемые в диапазоне 0,1-0,3 Мэв экспериментальные данные по $\sigma_{n\gamma} U^{238}$ и их сравнение с оценкой Союзрби [1] и оценкой, проведенной в данной работе:

● - σ_{fs} , активация, Ge-Li; ◊ - σ_{fs} , активация, NaJ; X - абсолютные измерения, N-счетчик; □ - $\sigma_{fs}(H)$, активация (Барри); Δ - H, активация (Ханна); ▽ - активация, длинный счетчик (Ривас); ◊ - время пролета (Мейлав); ▮ - σ_{fs} , активация (Пенитц); ■ - время пролета (Фрикке); ▼ - время пролета, по $\sigma_{n\gamma} Au^{197}$ (Пенитц);

----- оценка Союзрби (1972 г.); — наша оценка

Л и т е р а т у р а

1. Ю.П. Паниткин, В.А. Толстиков, Ю.Я. Ставицкий. Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, ч. I, стр. 321, "Наукова думка", Киев, 1972г.
2. В.А. Толстиков, А.М. Абрамов. Сообщение во время тематической дискуссии на 2-м Совещании МКЯД в БНД (1963).
3. А.Н. Давлетшин, А.О. Типунов, В.А. Толстиков. Сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 0,6+1 Мэв ядром U^{238} . Доклад на данном совещании.
4. J.F.Barry, J.Bunce, P.H.White. J.Nucl. Energy, A/B, 18, 461 (1964).
5. R.C.Hanna, B.Rose, J.Nucl. Energy, 8, p.197 (1959).
6. T.B.Ryves, J.V.Hunt, J.C.Robertson. Journ. Nucl. Energy, 27, p. 519 (1973).
7. H.O.Wenlove, W.P.Poenitz. Nucl.Sci.Eng., 33, p. 24 (1968).
8. W.P.Poenitz. Nucl.Sci. Eng., 40, p. 283 (1970).
9. M.P.Fricke et al. Nucl. Data for Reactors, vol. II, p.265. Vienna, IAEA, 1970.
10. W.P.Poenitz. Neutron Capture Cross Section Measurements of Au^{197} and U^{238} from 20 - 3500 kev. Совещание МКЯД в Австралии, осень 1974г.
11. M.G.Sowerby, B.H.Patrick, D.S.Wather. AERE-R7273, Harwell, 1973.
12. В.Н. Виноградов, Э.В. Гел, И.С. Рабцов. Препринт ФЭИ-484, Обнинск, 1974г.
13. Л.Н. Усачев. Препринт ФЭИ - 537, Обнинск, 1974г.

СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА
НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 0,6-1 МэВ ЯДРОМ U^{238}

А.Н. Давлетшин, А.О. Типунков, В.А. Толстиков
(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Методом активации измерены сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 597 ± 16 , 590 ± 23 , 792 ± 22 и 1026 ± 22 кэВ. Активность урана-239 измерялась с помощью γ -спектрометра с Ge-Li - детектором. Эффективность спектрометра определялась с использованием техники 4π β - γ -совпадений. Поток нейтронов измерялся газовыми водородными счетчиками.

Abstract

Radiative capture cross-sections for 597 ± 16 ; 590 ± 23 ; 792 ± 22 and 1026 ± 22 keV neutrons were measured by the activation method. The U^{239} activity was measured using γ -spectrometer with Ge-Li detector. The spectrometer efficiency was determined with the use of the 4π β - γ coincidence method. Neutron flux was measured by hydrogen gas counters.

Требуемая точность знания оценённых сечений $\sigma_{n,\gamma} U^{238}$ для расчетов коэффициента воспроизводства и критмасс энергетических быстрых реакторов с погрешностью 2 % и 1 % соответственно высока. Отсюда вытекают и требования к точности исходных экспериментальных данных.

Как видно из рисунка, разброс данных разных авторов в области энергий $> 0,5$ МэВ, приведенных к единообразным значениям опорных сечений, значителен и превышает указанные в оригинальных работах ошибки. Однако, на рисунке приведены данные только отобранных работ, о которых в литературе имеются подробные сведения о методике эксперимента, вносимых поправках и погрешностях. Разброс данных опубликованных работ ещё больше.

С целью прояснения существующей ситуации нами были предприняты абсолютные измерения $\sigma_{n,\gamma} U^{238}$ в области энергий выше 0,5 МэВ. В качестве опорного было использовано хорошо известное сечение

n - p - рассеяния. Практическое использование сечения n - p - рассеяния реализовывалось путём применения для измерений потока облучающих быстрых нейтронов газовых водородных счётчиков протонов отдачи. Использовались счётчики типа И-1 и К-1, описанные в нашем докладе [2]. Измерение наведённой активности проводилось с помощью γ -спектрометра с Ge-Li -детектором по

γ -линии 74,2 кэВ. сопровождающей распад урана-238. Эффективность спектрометра определялась методом 4π β - γ -совпадений [1]. Измерения проводились на электростатическом ускорителе ЭГ-2, ЭФЗИ. Источником нейтронов служила реакция $\text{T}(p,n)\text{He}^3$. Сечение радиационного захвата можно рассчитать, исходя из соотношения

$$\sigma_{n,\gamma} = \frac{N_{\gamma 0}}{\eta N_{238}} \cdot \frac{f(\lambda, t)}{C_T} \cdot \frac{\pi_{238} \text{см} V_{\text{сч}}}{\pi_{238} V^{238}} \cdot \frac{G_{\text{сч}}}{G_{\text{об}}} \cdot \sigma_{n,p},$$

где η - эффективность спектрометра;

$f(\lambda, t)$ - временной фактор, зависящий от постоянной распада урана-239, времени облучения, измерения, переноса образца U^{238} ;

C_T - множитель учитывающий флуктуации нейтронного потока;

$V_{\text{сч}}$ - чувствительный объём водородного Н-счётчика;

$\pi_{238} \text{см}, \pi_{238} U^{238}$ - число ядер водорода в 1 см^3 объёма счётчика, число активируемых ядер урана-238, соответственно;

$\sigma_{n,p}$ - сечение рассеяния на водороде;

$G_{\text{сч}}, G_{\text{об}}$ - геометрические множители для водородного счётчика (Н-счётчика) и образца;

N_{238} - полное число взаимодействий в Н-счётчике за время облучения;

$N_{\gamma 0}$ - число событий в образце, обусловленное только нейтронами, вылетевшими из источника.

При определении N_{238} необходимо рассчитывать интегральный спектр протонов отдачи для используемых в экспериментах Н-счётчиков.

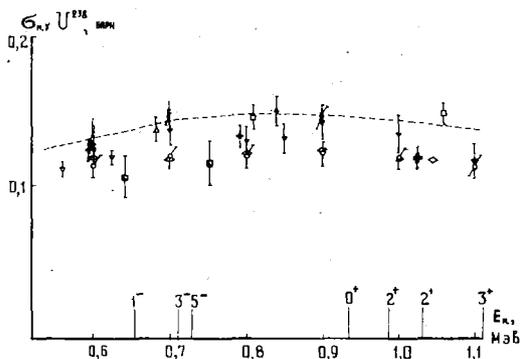
Использовалась программа Монте-Карло [3], проверка применимости которой для счётчика К-1 описана в нашем докладе [2]. В выражении для N_{238} и $N_{\gamma 0}$ входят фоновые множители вида $\frac{1}{1 + \delta\Phi_{\Sigma}}$,

где $\delta\Phi_{\Sigma}$ - интегральным образом учитывает вклад всех фонов в число отсчётов Н-счётчика и активность образца. При этом под словом "фон" мы здесь понимаем и такие величины, которые обычно принято называть поправками.

Результаты измерений представлены в таблице и на рисунке. Различие в сечениях, обнаруженное при измерениях со счётчиком И-И и счётчиком К-И, может рассматриваться как оценка систематической ошибки, обусловленной отличием реального счётчика от принятой при расчётах модели, а также ошибками при учёте фонов.

Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}$ для U^{238}

Тип счётчика	Энергия нейтронов, кэВ	$\sigma_{n,\gamma}$, мбарн	$\delta\sigma$, %
И-И	597 \pm 16	123,6	4,6
К-И	590 \pm 23	130,7	5,2
К-И	792 \pm 22	133,0	5,3
К-И	1026 \pm 22	118,8	4,8



Сравнение результатов данной работы с данными других авторов: + - данная работа, активация, Н, 1974; \circ - активация $^{235}\text{Ge-Li}$ [4], 1972; \diamond - активация ^{23}Na [6], 1969; \square - активация, ^{235}H , Барри [7], 1964; \triangle - активация, Н, Ханна [8], 1953; ∇ - активация, длинный счётчик, Ривас [9], 1973; \diamond - время пролета, Мендав [10], 1968; \square - активация, ^{235}H , Пейнтц [11], 1970; \square - время пролета, Н, Фрике [12], 1970; ∇ - время пролета, ^{137}A , Пейнтц [5], 1974; --- - оценка Соуэри [13], 1972

Как видно из рисунка, результаты наших измерений для 1026 кэВ согласуются с нашими измерениями, когда опорным сечением было $\sigma_f U^{235}$ [4]; данные для 792 и 590 кэВ находятся в согласии с последними измерениями Пеница [5].

Л и т е р а т у р а

1. Э.Ф.Гарапов, А.Н.Грязнов, А.А.Давлетшин, О.Б.Синицын, В.А.Толстикова. Препринт ФЭИ-501, 1974.
2. А.Н.Давлетшин, А.С.Тилуяков, В.А.Толстикова, С.Н.Байкалов, В.С.Королев, В.В.Чубинский. Сечение радиационного захвата быстрых нейтронов ядром Au^{197} . Доклад на данной конференции.
3. А.Н.Давлетшин, В.П.Платонов, В.А.Толстикова. Сборник "Ядерные константы", выд. 9, с.107, Атомиздат, 1972.
4. Ю.Г.Ланиткин, В.А.Толстикова, В.Я.Стависский. Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, т.1. с. 321. "Наукова думка", Киев, 1972.
5. W.P.Poenitz. Neutron Capture Cross-Section Measurements of Au^{197} and U^{238} from 20+3500 KeV. Совещание МКЯД в Австралии, осень 1974.
6. В.А.Толстикова, А.И.Абрамов. Сообщение во время тематической дискуссии на 2-ом Совещании МКЯД в БНЛ (1963).
7. J.F.Barry, J.Bunce, P.H.White. J.Nucl.Energy, A/B, 18, 461, 1964.
8. R.C.Hanna, B.Rose. J.Nucl.Energy, 8, p.197, 1959.
9. T.E.Ryves, J.B.Hnat, J.C.Robertson. Journ.Nucl.Energy, 27, p.519. 1973.
10. H.O.Menlove, W.P.Poenitz. Nucl.Sci.Eng., 33, p.24, 1968.
11. W.P.Poenitz. Nucl.Sci.Eng. 40, p.283, 1970.
12. M.P.Pricke et al. Nucl. Data for Reactors, vol.2, p.265. Vienna, IAEA, 1970.
13. M.G.Sowerby, B.H.Patrick, D.S.Mather. AERE-R7273, Harwell, 1973.

АНАЛИЗ СПЕКТРОВ НЕУПРУГОРАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ
С НАЧАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 9,1 МЭВ В РАМКАХ
ЭКСИТОННОЙ МОДЕЛИ

Н.С.Биржков, Б.В.Журавлёв, Н.В.Корнилов,
В.И.Пляскин, О.А.Сальников, В.И.Трыкова

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Приводятся результаты анализа в рамках экситонной модели спектров неупругорассеянных на ядрах Cr , Fe , Co , Ni , Y нейтронов с начальной энергией 9,1 Мэв. Определены: доля нейтронов, испущенных до установления равновесия и ширина трехэкситонного промежуточного состояния. Оценена величина среднего квадрата матричного элемента из состояния с n экситонами в состояние с $n + 2$ экситонами.

Abstract

There are given the results of the analysis on the basis of the exciton model of the inelastic scattered neutrons spectra with initial energy 9.1 MeV for Cr, Fe, Co, Ni, Y nuclei. There are determined: part of the neutrons emitted before establishment equilibrium and width of the 3-exciton intermediate state.

It is estimated value of the average square of the matrix conversion element from the n -exciton state in the $n+2$ -exciton state.

В работе представлены результаты анализа спектров нейтронов с начальной энергией 9,1 Мэв, неупругорассеянных на ядрах Cr , Fe , Co , Ni , Y [1].

Имеются по крайней мере два указания на присутствие в измеренных спектрах заметной доли от неравновесных процессов:

- а) преимущественное расстояние вперёд для нейтронов, испущенных с энергиями больше 4 Мэв;
- б) бóльшая доля нейтронов высоких энергий, чем это можно ожидать в рамках модели составного ядра.

Преимущественное рассеяние вперёд (отклонение от симмет-

при относительно угла рассеяния $\theta = 90^\circ$) указывает на вклад нейтронов прямых процессов. Если рассматривать спектр неупругорассеянных нейтронов как суперпозицию вкладов от предравновесной компоненты (куда как составная часть входят и прямые процессы) и равновесной компоненты, то экспериментальный спектр можно представить, как сделано в работе [2], в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\epsilon}\right) = A_1 \cdot \epsilon \cdot e^{-\epsilon/T} + A_2 \cdot \epsilon \sum_{n_0}^{\bar{n}} \left(\frac{U}{E_0}\right)^{n-2} p(n-1)(n+1), \quad (1)$$

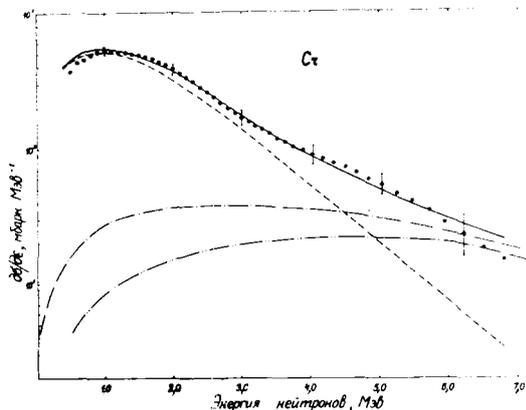
где первый член - равновесная часть спектра; второй член - предравновесная часть спектра;
 T - ядерная температура; ϵ - энергия испущенного нейтрона;
 p - число частиц в n -экситонном состоянии; \bar{n} - число экситонов в равновесном состоянии; U - энергия возбуждения остаточного ядра; E_0 - энергия возбуждения составного ядра; коэффициент A_2 можно представить в виде

$$A_2 = \beta \frac{(2S+1)m}{2\pi^3 \hbar^2} \frac{\sigma_{abs} \bar{c}_c(\epsilon)}{|\bar{M}|^2 g^4 E_0^2}, \quad (2)$$

где $S=1/2$ - спин нейтрона; m - масса нейтрона; β - коэффициент, учитывающий сохранение заряда; σ_{abs} - сечение поглощения падающих нейтронов ядром; g - средняя плотность одночастичных состояний в модели ферми-газа для составного и остаточного ядер; $\bar{c}_c(\epsilon)$ - сечение обратной реакции, в данной работе было принято равным $const$; $|\bar{M}|^2$ - средняя величина квадрата матричного элемента в процессе внутриядерного перехода $n \rightarrow n+2$, в данной работе $|\bar{M}|^2$ был принят независимым от энергии.

Была составлена программа, в которой коэффициенты A_1, A_2 и ядерная температура использовались в качестве переменных параметров, чтобы получить наилучшее описание экспериментальных данных, применяя критерий χ^2 . Начальное число экситонов n_0 бралось равным трём. Интервал спектра, по которому производился поиск A_1, A_2 и T , был от 0,5 до 7 Мэв. На рисунке в качестве примера

представлен интегральный спектр нейтронов, неупругорассеянных на хrome и описание его с помощью уравнения (I).



Интегральный спектр неупругорассеянных на σ нейтронов: \dots -эксперимент; --- -описание спектра с помощью ур. (1); --- -равновесная доля; $\text{-}\cdot\text{-}\cdot\text{-}$ -предравновесная доля; --- -предравновесная доля нейтронов для $n = 3$.

Полученные значения A_1 , A_2 T, сечения предравновесного процесса $\sigma_{\text{пред}}$, сечения предравновесной эмиссии нейтронов из трехэкситонного состояния $\sigma_{\text{пред}}^{<3>}$, доля d_0 $\sigma_{\text{пред}}$ от полного сечения $\sigma(n, n')$ реакции (n, n') представлены в таблице.

$\sigma_{\text{пред}}$ данной работы находятся в согласии с сечениями, вычисленными в работе [3] из анализа этих же спектров на основе модели прямых процессов.

Основные значения, полученные при анализе
экспериментальных спектров в рамках экс-
тонной модели

Величина ^x	Cr	Fe	Co	Ni	Y
A ₁	1,87±0,36	1,64±0,32	1,45±0,30	1,05±0,22	3,49±0,69
A ₂	1,10±0,30	1,77±0,50	0,83±0,23	0,80±0,21	1,38±0,35
T	0,83±0,06	0,85±0,06	0,95±0,06	0,87±0,06	0,69±0,05
σ ^{<3>} пред.	0,13±0,04	0,20±0,06	0,13±0,04	0,09±0,03	0,16±0,05
α ₀ , %	14±5	22±5	15±5	15±5	14,2±5
σ(n, n')	1,43±0,17	1,53±0,18	1,53±0,18	0,94±0,11	1,92±0,22
σ пред	0,21±0,07	0,34±0,08	0,23±0,08	0,14±0,05	0,28±0,10
Γ _i ^{<3>}	2,60±0,90	2,40±0,90	2,40±0,90	2,10±0,90	3,00±1,20
α	3,60±1,20	2,80±1,00	3,60±1,20	3,70±1,30	3,90±1,30

^x A₁ - в барн/Мэв²; A₂ - в мбарн/Мэв²; T и Γ_i^{<3>} - в Мэв; σ пред, σ(n, n'), σ^{<3>} пред - в барнах; α = $\sqrt{M}^2 g^4 / A$ - в Мэв⁻².

Сравнение неравновесной доли в спектре испущенных частиц с расчетом по концепции входных состояний [4] даёт возможность определить ширину трёхэкситонного промежуточного состояния (Γ_i^{<3>}). Полученные значения Γ_i^{<3>} находятся в хорошем согласии с данными работ [5 - 7].

Знание сечений предравновесных процессов даёт возможность определить величину α = $\sqrt{M}^2 g^4 / A$, где A - массовое число исследуемого ядра. Значения α хорошо совпадают с величиной 3,5 · 10⁻⁴ Мэв⁻², которая получена в работе [5] из анализа сечений реакции (n, p) для 75 элементов с A > 100 при энергии нейтронов ~ 14 Мэв. Постоянство α в интервале энергий, по крайней мере, от 9 Мэв до 14 Мэв даёт возможность вычислять абсолютные предравновесные спектры для всех промежуточных энергий, используя уравнение (2).

Мы рассчитали интегральные спектры нейтронов, неупруго-рассеянных на железе, с начальными энергиями от 6 Мэв до 14,4 Мэв. Предравновесный спектр вычислялся с помощью уравнения (2) при $\overline{M}^2 g^4 = \alpha A = 3,3 \cdot 10^{-4} A \text{ Мэв}^{-2}$. Расчёт равновесной части спектра осуществлялся по формуле Хаузера-Мешбаха [8] с помощью программы, описанной в работе [9]. Для вычисления плотности уровней использовалась модель ферми-газа с обратным смещением [10]. Равновесный спектр нормировался на разность сечений $\sigma_{abs} - \sigma_{пред.}$. Учитывалась конкуренция процессов (n, p) и (n, α) . Согласие между вычисленными и имеющимися экспериментальными спектрами неупругорассеянных нейтронов [1,11,12] хорошее.

Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлёв и др. Препринт ФЭИ - 457, 1973.
2. Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлёв, и др. Яд.физика, т.19, в.6, 1190, 1974.
3. А.А.Лужьянов, С.А.Сальников, Е.М.Сапрыкин. Я.Ф., т.21, в.1, стр.67, 1975.
4. Feshbach H., Kerman A.K., Lemmer R.N. Ann. Phys., 1967, vol.41, 230.
5. Braga-Marcuzzan G.M., Milazzo-Colli L. et al. Phys. Rev., 1972, v.C6, p.1398.
6. Birattera C., Gadioli E. et al. Nucl. Phys., 1973, v.A201, p.579.
7. Hermsdorf D., Sassonoff S. et al. ZFK-262, 1973, 30.
8. Hauser W., Feshbach H. Phys. Rev., 1952, v.87, p.366.
9. В.Г.Проняев. Ядерно-физические исследования, вып.15, 14. Атомиздат, 1973.
10. Lu C.C., Var L.C., Huizenga J.R. Phys. Nucl., 1972, v.A190, p.229.
11. С.А.Сальников, Г.И.Ловчикова и др. "Ядерные константы", 1, 134, 1971.
12. Hausen L.F., Anderson V.D. et al. Nucl. Sci. and Eng., 1973, v.51, p.278.

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
НЕУПРУГОРАСSEЯННЫХ НЕЙТРОНОВ С НАЧАЛЬНОЙ
ЭНЕРГИЕЙ 9,1 Мэв

И.С.Бирков, Б.В.Журавлёв, Н.В.Корнилов, В.И.Пляскин,
А.П.Руденко, С.А.Сальников, В.И.Трыкова

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Приводятся основные результаты исследования неупругорассеянных нейтронов на ядрах Cz , Fe , Co , Ni , Y .

Abstract

There are given fundamental results of the investigation of the inelastic scattered neutrons for Cr , Fe , Co , Ni , Y nuclei.

Спектры неупругорассеянных нейтронов с начальной энергией $9,1 \pm 0,1$ Мэв на ядрах Cz , Fe , Co , Ni , Y измерены под углами 30° , 60° , 90° , 120° , 150° с помощью спектрометра нейтронов по времени пролёта, созданного на основе циклотрона ФЭИ. Основные параметры спектрометра: разрешение 2,5 нсек/м, пролётная база 2 м, интегральная и дифференциальная нелинейности 0,25 % и 2 %, ширина канала $1,28 \pm 0,01$ нсек, порог $\sim 0,2$ Мэв. Более подробно техника эксперимента описана в [1, 2].

Точность эксперимента определялась следующими факторами: статистическая неопределённость 5% и 30% при энергии нейтронов 1 и 7 Мэв; ошибка, связанная с калибровкой шкалы, 3 % и 9% при энергии 1 и 7 Мэв; ошибка в определении эффективности 4,5 % [3]; ошибка мониторингования 3%; ошибка расчёта поправки на ослабление и многократное рассеяние 4%; ошибка определения абсолютных сечений по рассеянию на водороде полиэтилена $\sim 4%$ [4]. Суммарная ошибка, рассчитанная при условии независимости всех вышеописанных ошибок, изменяется от $\sim 10%$

при 1 Мэв до ~ 35% при 7 Мэв. Точность определения относительного хода угловых распределений 5 - 7 %.

В табл. 1 приведены полные сечения неупругого рассеяния нейтронов, полученные в данной работе.

Таблица 1

Элемент	Данные настоящей работы σ_{nn} , барн	Данные других работ		
		σ_{nn} , барн	E_0 , Мэв	Ссылка
C ¹²	1,36±0,15	1,124	9,0	[5]
Fe	1,49±0,17	1,267	9,0	[5]
		1,35±0,14	8,8	[6]
		1,36	9,0	[7]
Ni	0,93±0,11	0,879	9,0	[5]
Co	1,53±0,18	1,27	9,0	[8]
γ	1,88±0,21	1,99	9,0	[8]

Отсутствие экспериментальных данных при начальной энергии ~ 5 Мэв вынудило провести сравнение главным образом с теоретическими расчётами и результатами оценки. В пределах экспериментальной точности согласие хорошее, хотя результаты данной работы несколько выше.

На рис.1,2 приведены спектры нейтронов неупругорассеянных на C¹², типичные для всех исследованных ядер. На рис.1 показан спектр, проинтегрированный по углам, и испарительный спектр, рассчитанный по формуле $B \exp(-E/T)$ с параметром T, определённым в интервале энергий 0,5 - 3 Мэв.

На рис.2 представлены спектры, полученные под углами 30° и 150°.

В табл.2 приведены коэффициенты разложения угловых распределений по полиномам Лежандра (в барнах) для интервалов 0,5 - 3 Мэв (верхняя строка) и 4 - 6 Мэв (нижняя строка). В_C равно полному сечению рассеяния в заданный интервал энергий.

Все числовые данные по измеренным спектрам переданы в информационный центр.

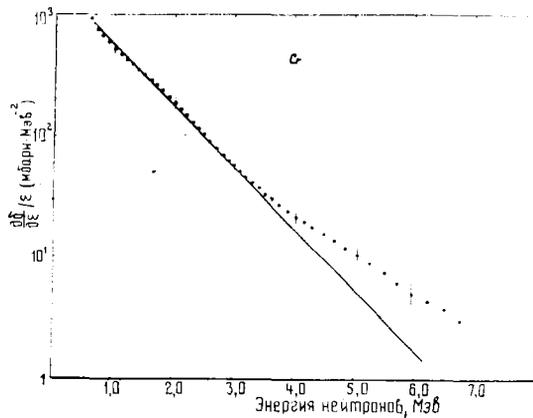


Рис. 1.

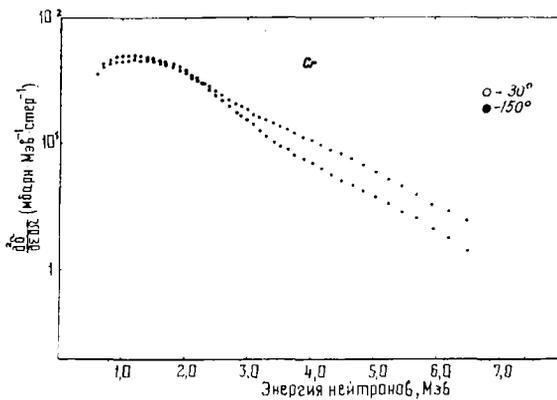


Рис. 2.

Таблица 2

	Cr	Ni	Fe
B ₀	1,000±0,030	0,640±0,030	0,960±0,030
	0,113±0,100	0,080±0,010	0,144±0,010
B ₁	0,060±0,050	0,040±0,030	0,040±0,030
	0,024±0,014	0,010±0,004	0,017±0,005
B ₂	0,280±0,050	0,180±0,060	0,260±0,060
	0,030±0,020	0,020±0,010	0,040±0,014

	Co	Y
B ₀	1,050±0,020	1,360±0,050
	0,150±0,013	0,110±0,040
B ₁	0,050±0,040	0,050±0,040
	0,025±0,010	0,027±0,010
B ₂	0,140±0,040	0,120±0,050
	0,032±0,020	0,020±0,010

Из рассмотрения приведённых результатов можно сделать вывод о присутствии в измеренных спектрах заметной доли нейтронов от неравновесных процессов. На это указывают:

- преимущественное рассеяние вперед для нейтронов с энергиями больше 4 Мэв (рис.2, табл.2.);
- большая доля нейтронов высоких энергий, чем это можно ожидать в рамках статистической модели (рис.1).

Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Бирюков, В.В.Журавлёв и др. Ядерная физика, т.19, вып.6, 1974.
2. Н.С.Бирюков, В.В.Журавлёв и др. Препринт ФЭИ - 457, 1973.
3. В.И.Пляскин, О.А.Сальников, В.И.Трыкова. Препринт ФЭИ-372, 1973.
4. И.В.Корнилов, В.И.Пляскин. Препринт ФЭИ - 496, 1974.

5. Schmidt I.I. КФК-120, 1966.
6. Lachkar I., Patin Y., Sigaud J. Нейтронная физика, ч.3, 197. Обнинск, 1974.
7. В.М.Бычков, В.В.Возяков и др. Нейтронная физика, ч.1, 316. Обнинск, 1974.
8. В.И.Попов, В.М.Случевская, В.И.Трыкова. БИЯД, вып.5. Атомиздат, 1968.

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С НАЧАЛЬНОЙ
ЭНЕРГИЕЙ 9,1 МЭВ И ПАРАМЕТР СПИНОВОЙ ЗА-
ВИСИМОСТИ

Н.С.Бириков, Б.В.Журавлёв, Н.В.Корнялов,
В.И.Шляскин, О.А.Сальников, В.И.Трыкова
(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Из анализа спектров и угловых распределений нейтронов, неупругорассеянных на ядрах Cr, Fe, Co, Ni, Y, Nb при начальной энергии $9,1 \pm 0,2$ Мэв, определены параметры спиновой зависимости и константа асимметричного по спину ядерного взаимодействия.

Abstract

The spin cut-off parameters and asymmetric in spin nuclear interaction constant obtained from the analysis spectra and angular distributions of the inelastically scattered neutrons with the energy 9.1 ± 0.2 MeV for Cr, Fe, Co, Ni, Y, Nb nuclei.

Настоящая работа является продолжением работ [1,2], в которых исследовались спектрально-угловые распределения нейтронов, неупругорассеянных на ядрах Cr, Fe, Co, Ni, Y, Nb при начальной энергии $9,1 \pm 0,2$ Мэв. Спектры измерялись методом времени пролёта в интервале энергий неупругорассеянных нейтронов 0,5 - 9,1 Мэв под углами $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$. Экспериментальная установка, процедура измерения и обработки данных подробно описаны в работах [1,2]. Полученная информация в виде дважды-дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов анализировалась в рамках предравновесной и равновесной статистических моделей ядра [1].

Параметр спиновой зависимости

Характер углового распределения неупругорассеянных нейтронов существенно зависит от того, в какой степени угловой момент рассеянных нейтронов связан с угловым моментом составного ядра вследствие закона сохранения углового момента. Степень этой зависимости определяется параметром $\bar{\sigma}^2$, пропорциональным среднему квадрату углового момента нуклонов $\langle m^2 \rangle$ вблизи поверхности ферми.

Для равновесных процессов, согласно Эрикссону и Струтинскому [3], при малой анизотропии угловое распределение имеет вид

$$W(\theta) = A \left(1 + \frac{\bar{J}^2 \cdot \bar{e}^2}{12 \bar{\sigma}^4} P_2(\cos \theta) \right), \quad (1)$$

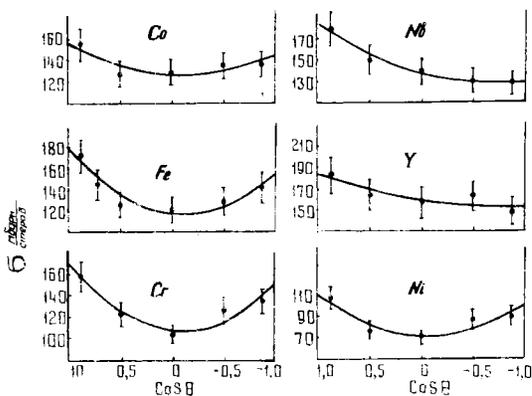
где \bar{J}^2 и \bar{e}^2 - средние квадратичные значения углового момента составного ядра и неупругорассеянных нейтронов соответственно.

Сравнивая выражение (1) с экспериментальным угловым распределением, можно определить величину параметра спиновой зависимости.

На рисунке представлены угловые распределения неупругорассеянных нейтронов для всех исследуемых ядер. Сечение проинтегрировано по всему энергетическому интервалу от 0 до 9 Мэв, для чего энергетический спектр экстраполировался до $E=0$ согласно расчёту по модели Гриффина [1]. Угловое распределение аппроксимировалось разложением по полиномам Лежандра до 2-го порядка методом наименьших квадратов по программе ПАРАЛЕНК [4].

Средние квадратичные значения углового момента составного ядра и неупругорассеянных нейтронов определялись с использованием коэффициентов проицаемости T_e , вычисленных в работе [5]:

$$\bar{e}^2 = \sum_{e=0}^{\infty} e(e+1)(2e+1)T_e / \sum_{e=0}^{\infty} (2e+1)T_e. \quad (2)$$



Угловые распределения неупругорассеянных нейтронов

Из сравнения отнормированных на P_0 коэффициентов при P_2 в разложении по полиномам Лежандра экспериментальных данных по угловым распределениям с аналогичным коэффициентом в выражении (I) определялась величина параметра спиновой зависимости. В табл. I приведены значения параметра спиновой зависимости, полученные в данной работе. В пределах ошибок они согласуются с результатами работы [6], в которой параметр спиновой зависимости также определялся из анализа угловых распределений нейтронов, неупругорассеянных на ядрах при начальной энергии 14 Мэв.

Таблица I

элемент	Cr	Fe	Co	Ni	Y	Nb
σ	$2,1 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,3$	$2,7 \pm 0,2$	$2,1 \pm 0,2$	$3,9 \pm 0,5$	$3,1 \pm 0,4$

Однако значения моментов инерции ядер F , соответствующих указанным величинам σ , в среднем в три раза меньше твёрдотельного F_0 , предсказываемого моделью ферми-газа:

$$F_0 = \langle m^2 \rangle g ; \quad (3)$$

$$\sigma_0^2 = F_0 \cdot t , \quad (4)$$

где t - термодинамическая температура.

Определённое уменьшение моментов инерции ядер может быть обусловлено предравновесной эмиссией нейтронов, оболочечными эффектами и парными корреляциями.

Учёт предравновесной эмиссии нейтронов в дифференциальных спектрах аналогично тому, как это было сделано нами в работе [1] для Nb, приводит к увеличению параметра спиновой зависимости σ^2 , а следовательно, и момента инерции ядер на ~ 10%.

Оценка возможного уменьшения момента инерции из-за оболочечных эффектов вследствие уменьшения плотности одночастичных состояний "g" и величины среднего квадрата проекции одночастичного углового момента $\langle m^2 \rangle$, сделанная с помощью феноменологического учёта оболочечной поправки [7], даёт от 5 - 8 % для таких ядер, как Cr, Co, Nb, до 18 - 21 % для Ni, Y.

Учёт парных корреляций в рамках модели сверхтекучего ядра [8] также приводит к увеличению отношения наблюдаемого момента инерции ядер к предсказываемому. Поправка, связанная с парными корреляциями, составляет 6% для Cr и Fe, 21% для Ni, 18% для Co, 0% для Y, 24% для Nb. Полученные после вычитания всех указанных поправок отноше-

шения теоретически предсказываемых значений моментов инерции ядер к наблюдаемым приведены в табл. 2. Видно, что по-прежнему заметное отличие между теорией и экспериментом имеет место.

Таблица 2

Элемент	Cr	Fe	Co	Ni	Y	Nb
\bar{I}_0/F	$2,20 \pm 0,5$	$2,4 \pm 0,6$	$1,7 \pm 0,4$	$2,0 \pm 0,5$	$1,7 \pm 0,4$	$2,2 \pm 0,6$
$g_0^{\beta\alpha}/2$	$1,2 \pm 0,5$	$1,4 \pm 0,6$	$0,7 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,5$	$0,7 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,6$

Константа асимметричного по спину взаимодействия

В работе [9] показано, что отличие момента инерции возбужденного ядра от твердотельного можно объяснить наличием асимметричного по спину ядерного взаимодействия. Такое взаимодействие приводит к уменьшению момента инерции модели не-взаимодействующих частиц на величину $I + \frac{g_0^{\beta\alpha}}{2}$, где $\frac{g_0^{\beta\alpha}}{2}$ - константа взаимодействия, аналогом которой в теории конечных ферми-систем [10] является константа спин-спинового взаимодействия. Значения константы взаимодействия, полученные в данной работе, находятся в согласии с константой, даваемой Мигдалом из анализа магнитного момента ядер; в обозначениях Мигдала $g_0^{nn} = g_0^{pp} = 1$. Среднее же значение константы асимметричного по спину взаимодействия, определенное нами, составляет $1,0 \pm 0,5$.

Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлёв и др. Я.Ф..т.19,1201, 1974.
2. Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлёв и др. ПрепринтФЭИ-457, 1974.
3. T.Ericson, V.Strutinski. Nucl. Phys., 8, 824, 1958.
4. М.Н.Николаев, Н.О.Базазянц. БИЯД-4.Атомиздат, 1964.
5. У.С. Эммерих. Физика быстрых нейтронов. Атомиздат, 1964.
6. А.В.Игнатьев, Д.Хермсдорф и др. Нейтронная физика. Киев, стр.325-329, 1973.
7. А.В.Игнатьев, Г.Н.Смиренькин, А.С.Тилин. Препринт ФЭИ-447, 1973.
8. Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлёв и др. Я.Ф..т.19,1190, 1974.
9. А.В.Игнатьев, Изв. АН СССР, сер.физ., т.38, стр.172, 1974.
10. А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Наука, 1965.

АНАЛИЗ СПЕКТРОВ НЕУПРУГОРАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ

А.А.Лукиянов, О.А.Сальников, Е.М.Сапрыкин

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Представлена практическая схема анализа энергетических спектров и угловых распределений неупругорассеянных нейтронов для энергий падающих нейтронов 9 и 14 Мэв. Из экспериментальных данных найдены ядерные температуры, значения относительного вклада в интегральные сечения прямых процессов, а также сечения реакции $(n,2n)$ для 20 ядер.

Abstract

A practical method for the analysis of the inelastically scattered neutron spectra and the angular distributions at incident neutron energies of 9 and 14 Mev is presented. Nuclear temperatures, relative contributions of direct interections and cross sections of $(n,2n)$ reactions have been obtained from experimental data for 20 nuclei.

В измеренных экспериментально методом времени пролета спектрах и угловых распределениях нейтронов эмиссии при энергиях падающих нейтронов порядка, или несколько больше, энергии связи нуклона в ядре наблюдаются ряд характерных особенностей, специфичных для разных механизмов реакции [1-3]:

- 1) в усредненных по углам спектрах основная часть описывается зависимостью типа $E' \exp(-E'/T)$, где E' - энергия рассеянного нейтрона, что указывает на преобладание механизма испарения нейтронов из составного ядра;
- 2) однако вклад жесткой части оказывается гораздо более существенным, чем это следует из модели испарения при типичных для неё ядерных температурах T ;
- 3) угловые распределения неупругорассеянных нейтронов, особенно в жесткой части спектров, обнаруживают заметную асимметрию относительно угла $\pi/2$. Это может быть объяснено вкладом прямых процессов [3,4];
- 4) такие особенности угловых распределений, как асимметрия и наблюдаемые под определенными углами провалы или подъемы, обычно сохраняются в интервале изменения $E' \sim 3-5$ Мэв, что при широком экспериментальном разрешении ($\sim 1-2$ Мэв) позволяет сделать вывод о сохранении характерных одночастичных особенностей реальных прямых переходов при соответствующих энергетических усреднениях [3].

Адекватное описание этих основных особенностей в наблюдаемых экспериментально спектрах [1,2] может быть проведено на основе приближенной схемы параметризации дважды-дифференциальных сечений неупругого рассеяния, использующей наиболее простые представления о механизме испарения нейтронов, прямых процессах и плотности прямых переходов [3-5]. Сечение записывается в виде суммы:

$$\sigma(E, E', \theta) = (A + B \cos^2 \theta) E' \exp(-E'/T) + \sigma_D(E, E', \theta), \quad (1)$$

где первый член соответствует резонансным, а второй - прямым процессам. Последний представляет собой результат усреднения по большому числу отдельных прямых переходов в интервале экспериментального разрешения ($\sim 1-2$ Мэв). Приближенное выражение для σ_D имеет вид [3]

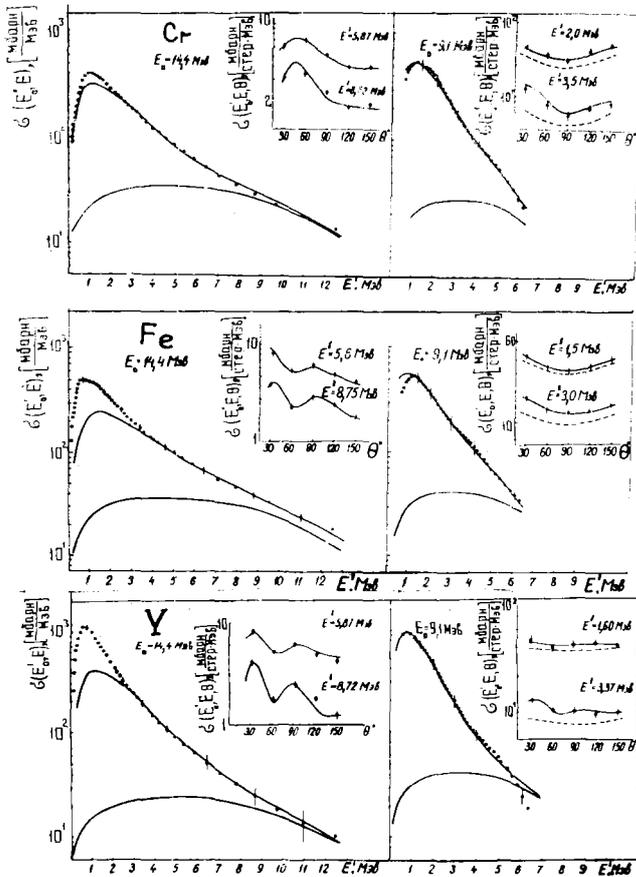
$$\sigma_D(E, E', \theta) = (E'/E)^{1/2} (E - E') \sum_{i, l} \beta_{i, l} \frac{n_i (2j_{i, l} + 1 - n_{i, l})}{(2j_{i, l} + 1)(2j_{i, l} + 1)} \times \\ \times \left[\frac{x_i + x_l}{q} \arctg \frac{q}{x_i + x_l} \right]^2 \sum_L Z^2(l, j; l, j; l, j) \frac{1}{2} L j_L(q, R_{i, l}), \quad (2)$$

где суммирование ведется по нескольким одночастичным переходам из заполненных оболочек вблизи границы Ферми (n, l, j_i) в незаполненные с энергией возбуждения $\sim E - E'$ (учитывая ширину функции разрешения). Основной переменной здесь является величина переданного импульса $q = |\vec{k}_i - \vec{k}_f|$, играющая важную роль в дисперсионной теории прямых реакций [6]; Z - коэффициенты Блатта-Биеденхарна; j_L - сферические функции Бесселя [7]; $x_i^2 = 2m B_i / \hbar^2$, где B_i - энергия связанного одночастичного состояния. Параметрами здесь, помимо числа учитываемых в сумме по i, l - переходов, являются коэффициенты $\beta_{i, l}$, характеризующие интенсивности отдельных одночастичных переходов, и $R_{i, l}$ как эффективная граница образования области, где идут прямые процессы. При анализе экспериментальных результатов было установлено, что число переходов, учитываемых в сумме (2), обычно невелико ($\sim 2-3$), коэффициенты $\beta_{i, l}$ в большинстве случаев могут быть выбраны одинаковыми, а параметры $R_{i, l}$ близки к величине радиуса ядра [3]. При этом для усредненных по углам спектров было получено выражение

$$4\pi \bar{\sigma}(E, E') = \alpha E' \exp(-E'/T) + \gamma \sqrt{\frac{E'}{E}} (E - E'). \quad (3)$$

Параметры усредненных по углам спектров (3)

Ядро	$\Delta \pm \Delta \alpha$, барн/Мэв	$T \pm \Delta T$, Мэв	$Y \pm \Delta Y$, барн/Мэв	$\langle \sigma_{20} \rangle$, барн	$\langle \sigma_{N1} \rangle$, барн	h_{20} , %	$\sigma_{\text{лан}}$, барн
E=14,36 Мэв							
Ti	0,660±0,062	1,22±0,04	0,0010±0,0002	0,050±0,010	0,985±0,084	5,0±1,0	0,51
V	0,662±0,075	1,44±0,12	0,0028±0,0004	0,152±0,021	1,374±0,098	10,0±1,1	0,55
Cr	0,586±0,108	1,19±0,08	0,0039±0,0004	0,214±0,021	0,831±0,037	20,4±1,4	0,27
Fo	0,411±0,092	1,34±0,10	0,0047±0,0004	0,256±0,021	0,738±0,048	25,7±2,2	0,58
Co	0,643±0,147	1,19±0,08	0,0034±0,0004	0,187±0,021	0,911±0,081	17,0±1,6	0,68
Ni	0,475±0,113	1,11±0,07	0,0029±0,0003	0,159±0,014	0,586±0,052	21,4±1,7	0,24
Cu	0,665±0,154	1,17±0,07	0,0043±0,0004	0,235±0,021	0,920±0,070	20,5±1,7	0,67
Zn	0,561±0,131	1,23±0,09	0,0035±0,0005	0,193±0,027	0,849±0,070	18,5±1,6	0,66
Y	0,784±0,190	1,15±0,13	0,0028±0,0005	0,152±0,028	1,050±0,080	12,6±1,3	1,20
Zr	0,720±0,177	1,15±0,13	0,0034±0,0006	0,187±0,035	0,953±0,076	16,3±1,8	1,00
Nb	1,053±0,176	1,18±0,06	0,0036±0,0004	0,193±0,021	1,469±0,100	11,6±1,2	0,84
Mo	0,823±0,183	1,13±0,08	0,0042±0,0009	0,228±0,048	1,110±0,081	17,0±1,3	
Ca	1,111±0,191	1,01±0,10	0,0028±0,0005	0,159±0,029	1,137±0,090	12,3±1,4	
Sc	1,390±0,302	0,98±0,09	0,0074±0,0015	0,407±0,100	1,268±0,089	24,2±2,2	
Ti	1,350±0,330	1,00±0,10	0,0030±0,0008	0,165±0,040	1,351±0,100	10,9±1,3	
Ta	2,310±0,565	0,93±0,09	0,0034±0,0008	0,186±0,040	1,999±0,129	8,5±1,2	
W	1,470±0,445	0,88±0,09	0,0034±0,0008	0,186±0,041	1,133±0,110	13,8±1,3	
Pb	1,490±0,352	1,20±0,12	0,0031±0,0011	0,179±0,062	2,152±0,195	7,4±1,7	
B:	1,390±0,314	1,19±0,11	0,0028±0,0008	0,152±0,041	1,965±0,190	7,2±1,7	
E=9,1 Мэв							
Cr	1,670±0,366	0,84±0,07	0,0077±0,0018	0,169±0,039	1,176±0,201	12,6±3,7	
Fe	1,630±0,360	0,86±0,08	0,0119±0,0026	0,264±0,056	1,202±0,241	18,0±5,3	
Co	1,750±0,376	0,89±0,06	0,0063±0,0015	0,139±0,033	1,419±0,221	8,9±2,7	
Ni	1,033±0,198	0,88±0,06	0,0030±0,0010	0,111±0,022	0,800±0,105	12,2±3,0	
Y	3,380±0,804	0,68±0,07	0,0117±0,0025	0,258±0,056	1,568±0,363	14,1±4,5	
Nb	2,760±0,645	0,71±0,07	0,0108±0,0023	0,239±0,050	1,389±0,312	14,7±4,6	



Усредненные по углам спектры и угловые распределения для нескольких характерных энергий E' (в правом верхнем углу), экспериментальные точки и результат параметризации по нашей схеме

Приведенная схема использовалась нами в анализе данных по спектрам и угловым распределениям нейтронов, полученных в ФЭИ методом времени пролета для двух значений энергий падающих нейтронов $E=9,1$ и $14,36$ Мэв [1,2]. Рассмотрено около 20 ядер. Схема анализа включала в себя ряд связанных программ: 1) перевод спектров из временной в энергетическую шкалу с учетом поправок на многократное рассеяние и фона от упругого пика; 2) переход от лабораторной системы к системе центра масс; 3) усреднение формулы (3) по экспериментальной функции разрешения и поиск параметров α , T и χ , оптимальных с точки зрения критерия χ^2 ; 4) определение коррелированных ошибок параметров; 5) параметризация угловых распределений при характерных энергиях E' , включающая как определение параметров анизотропии для спектра испарения (В), так и анализ средних по энергии сечений прямого процесса (2). Для последнего использовались феноменологические схемы одночастичных уровней [7,8]. Существенно, что угловые распределения при обеих энергиях E описываются одним и тем же набором параметров в формуле (2) при соответствующих энергиях возбуждения $E - E'$ [3].

В таблице приведены результаты анализа средних по углам спектров. Помимо параметров α , T и χ , приведены интегральные по энергии сечения $\langle \sigma_p \rangle$ и $\langle \sigma_D \rangle$, а также значения относительного вклада в полное сечение прямых процессов $h = \langle \sigma_D \rangle / (\langle \sigma_D \rangle + \langle \sigma_p \rangle)$. Для $E=14,36$ Мэв были определены также (с погрешностью $\sim 20\%$) сечения реакции $(n, 2n)$ как разность между экспериментальным интегральным сечением и расчетным значением $\langle \sigma_D \rangle + \langle \sigma_p \rangle$. Типичные картины соответствия результатов расчета в приведенной схеме с экспериментальными данными приведены на рисунке.

Л и т е р а т у р а

1. О.А.Сальников и др. В сб. Ядерные константы. Вып.7. М., Атомиздат, 1971, с.90.
2. Н.С.Бирков и др. Препринт ФЭИ-457(1973).
3. А.А.Лукьянов, О.А.Сальников, Е.М.Сапрыкин. ЯФ, 21, 67(1975).
4. О.А.Сальников и др. ЯФ, 17, 1001(1973).
5. А.А.Лукьянов, Е.М.Сапрыкин. В сб. Нейтронная физика. (Материалы 2-ой конф. Киев, 1973). Обнинск, 1974, с.10.
6. И.С.Шапиро. Теория прямых реакций. М., Атомиздат, 1963.
7. А.С.Давыдов. Теория атомного ядра. М., Физматгиз, 1958.
8. П.Э.Немировский. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат, 1960.

СРЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ γ -КВАНТОВ ПРИ НЕУПРУГОМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 14 МэВ НЕЙТРОНОВ С НЕКОТОРЫМИ
ЛЕГКИМИ, СРЕДНИМИ И ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ

В.М.Безотосный, В.М.Горбачев, М.А.Ефимова, Л.М.Суров,
М.С.Швецов
(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова)

АННОТАЦИЯ

Измерены сечения образования γ -квантов при неупругом взаимодействии 14 МэВ нейтронов для 17 ядер с массовыми числами от 6 до 239. Измерения выполнены на γ -спектрометре полного поглощения с кристаллом NaI(Tl) размером 200x100 мм с использованием время-пролетной методики, импульсного источника 14 МэВ нейтронов и 4π -геометрии исследуемых образцов.

Abstract

Cross sections for production of γ -quanta at 14 MeV neutron nonelastic interaction for 17 nuclei with mass numbers from 6 to 239 have been measured. The measurements were carried out with total absorption NaI(Tl)-crystal spectrometer. The size of the crystal was 200 x 100 mm². Time-of-flight technique, 14 MeV neutron impulse source and 4π -geometry of the samples under investigation were used.

За последнее десятилетие опубликовано большое количество работ по измерению спектров и сечений образования γ -квантов при неупругом взаимодействии 14 МэВ нейтронов с различными ядрами. Интерес к таким исследованиям можно объяснить прежде всего широким использованием этих данных в различных областях науки и техники, например, при расчете и проектировании биологической защиты, проектировании и изучении различного рода энергетических установок и в ряде других задач, связанных с использованием быстрых нейтронов. Следует, однако, отметить, что в преобладающем большинстве опубликованных работ измерены сечения образования лишь

отдельных γ -линий, а сплошная часть γ -спектра, обусловленная каскадными переходами с близко расположенных и неразрешенных уровней, не учитывалась и принималась как фон.

Следует также отметить, что фактически во всех опубликованных работах отсутствуют измерения угловой анизотропии выхода γ -квантов, а приведенные в них сечения γ -образования получены умножением дифференциальных сечений, измеренных под углом 90° на 4π . Такой расчет сечений может привести к их занижению, так как угловые распределения выхода γ -квантов имеют, как правило, минимум при угле 90° по отношению к направлению налетающего нейтрона.

Нами были выполнены измерения на сферических образцах в 4π -геометрии, которая дала возможность усреднить выход γ -квантов в угле 4π . Геометрия опыта приведена на рис.1. Измерения проведены на импульсном источнике нейтронов ($\tau_{\text{имп}} = 6$ нсек, $f = 2$ мГц) с использованием методики времени пролета, сцинтилляционного γ -спектрометра с кристаллом $\text{NaI}(\text{Тл})$ размером 200×100 мм, фотоумножителя ФЭУ-49 и анализатора импульсов АИ-256. Временное разрешение спектрометра составляло ~ 10 нсек, а его энергетическое разрешение и фотопиковая эффективность для γ -лучей от ${}^{65}\text{Zn}$ ($E_\gamma = 1,12$ Мэв) составляли 10 и 50% соответственно. Исследуемые образцы имели форму сферических оболочек с внешним диаметром 60 мм. Внутренний диаметр для образцов из легких элементов вплоть до кислорода составлял 20 мм, а для образцов из средних и тяжелых элементов ~ 54 мм. Внутри образцов помещалась ZrT -мишень генератора таким образом, что их геометрические центры совпадали.

Поток нейтронов определялся по α -частицам реакции $\text{D}(\text{Tn})\text{He}^4$, сопровождающим вылет нейтронов.

Для получения спектра γ -лучей проводилось два измерения: с исследуемым образцом и без образца. Для дальнейшей обработки использовалась обратная транспонированная матрица. В качестве примера на рис. 2 приведены γ -спектры реакции ($n, x\gamma$) на кислороде, железе и уране-235.

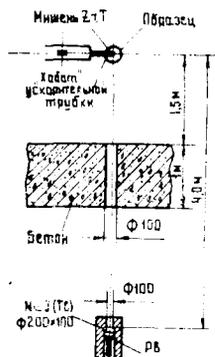
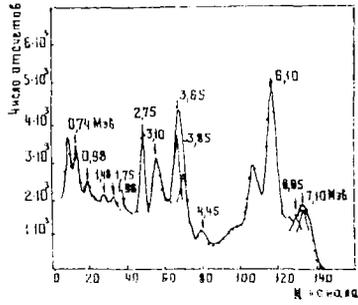


Рис. I. Схема опыта

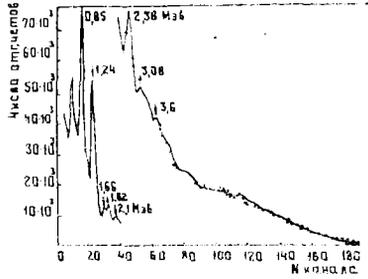
Сечения образования γ -квантов определялись по известным величинам нейтронного потока, числа ядер в 1 см^3 и выхода γ -излучения от исследуемого образца. Полные сечения находились суммированием сечений, измеренных в интервалах 250 кэв для средних и тяжелых ядер, или суммированием выхода отдельных γ -линий для легких ядер. При этом вводились поправки на самоослабление γ -квантов и ослабление нейтронного потока в образцах.

Результаты наших измерений и некоторые данные других авторов приведены в таблице.

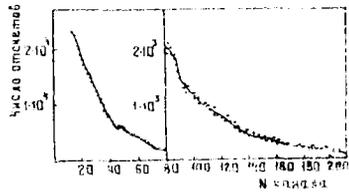
Из сопоставления результатов в одинаковых энергетических интервалах видно, что наши данные и данные других авторов согласуются в пределах ошибок, за исключением данных на свинце. На ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ и Ta литературные данные отсутствуют. На делящихся материалах ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$ литературные данные приведены без указания ошибок измерений.



а



б



в

Рис. 2. Спектры γ -квантов реакции (n, γ) :
 а - на кислороде; б - на железе;
 в - на уране-235

Таблица

Сечения образования γ -квантов неупругого взаимодействия 14 Мэв нейтронов с различными ядрами, мбарн

Ядро- матрица	Энергия γ -излучения, Ев, Мэв	Данная работа	Другие работы	Источник
${}^6\text{Li}$	3,56	$1,4 \pm 0,7$	Нет	
${}^7\text{Li}$	0,48	20 ± 3	Нет	
${}^9\text{Be}$	0,48	$2 \pm 0,5$	Нет	
${}^{10}\text{B}$	0,48-6,1	161 ± 31	147 ± 14	I
"B	1,1-9,3	410 ± 62		
"B	2,2-9,3	400 ± 60	361 ± 142	2
C	4,45	255 ± 26	$245 \pm 35, 232 \pm 18$	3,4
N	0,73-7,0	333 ± 60	298 ± 72	5
N	1,63-7,0	317 ± 58	299 ± 81	6
O	0,74-7,10	500 ± 65		
O	0,98-7,10	488 ± 62	447 ± 77	6
O	0,5-7,1		520 ± 130	7
Al	0,5-10,0	1870 ± 335		
Al	0,5-10,5		1700 ± 425	7
Al	2,0-11,0	1100 ± 200	800 ± 400	8
Fe	0,1-11,0	4520 ± 850	-	
Fe	0,5-10,5		4600 ± 500	9
Fe	2,0-11,0	1600 ± 320	1350 ± 675	8
Cu	0,5-10,5	5800 ± 1270	-	
Cu	0,5-10,0		6300 ± 1575	7
Ta	0,5-0,8	9000 ± 1830	Нет	
W	0,5-7,0	10400 ± 2100		
W	0,5-6,0		9500	10
Pb	0,5-12,0	6500 ± 1080		
Pb	0,5-5,0	6100 ± 970	4200 ± 1050	7
${}^{235}\text{U}$	0,5-8,0	16700 ± 2700		
${}^{235}\text{U}$	0,5-6,5		15100	10

Ядро-мишень:	Энергия γ -излучения: E_{γ} , МэВ	Данная работа	Другие работы	Источник
^{238}U	0,5-8,0	11700±1800		
^{238}U	0,5-6,5		9900	IO
^{239}Pu	0,5-8,0	17300±3500		
^{239}Pu	0,5-6,5		17200	IO

По полученным нами полным сечениям γ -образования на 14 Мэв нейтронах была построена зависимость сечения от массового числа исследованных образцов которая приведена на рис. 3.

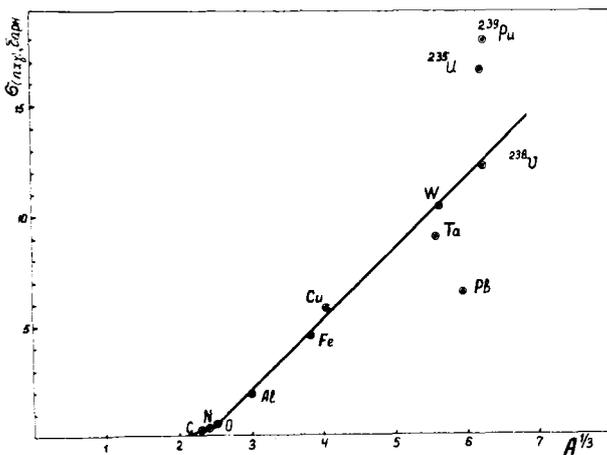


Рис. 3. Зависимость сечения образования γ -квантов от массового числа

Из рис.3 видно, что для легких ядер (от ${}^6\text{Li}$ до ${}^{16}\text{O}$) и для средних и тяжелых ядер (от $A \approx 20$ до W^*) наблюдаются линейные зависимости $\sigma(n, \alpha\gamma) = f(A)$ с различным углом наклона. Меньший угол наклона для легких ядер, по-видимому, можно объяснить тем, что на легких ядрах, кроме реакций неупругого рассеяния, протекают с большой вероятностью реакции с вылетом заряженных частиц, которые понижают энергию, необходимую для образования γ -квантов [7]. Для сечений γ -образования на делящихся ядрах ${}^{235}\text{U}$ и ${}^{239}\text{Pu}$ такой простой зависимости $\sigma(n, \alpha\gamma) = f(A)$ не наблюдается. Это, по-видимому, можно объяснить большим вкладом в общее сечение γ -излучения, образующегося при делении ядер [10].

Л и т е р а т у р а

1. D.Nellis et al. Phys. Rev., С 1,847 (1970).
2. Г.Маслов и др. Атомная энергия, 24, 573 (1968).
3. M.Battat et al. Phys.Rev., 97, 1266 (1955).
4. D.Steward, P.Martin. Nucl.Phys., 60, 349 (1964).
5. K.Nybert-Ponnert et al. Physica Scripta, 4, 165(1971).
6. F.Engesser et al. J.Nucl.Energy, 21, 487(1967).
7. V.Sherer et al. Phys.Rev., 91, 1476 (1953).
8. R.Caldwell et al. Nucl.Eng., 3, 173 (1960).
9. V.Sherer et al. Phys.Rev., 89, 1268 (1953).
10. R.Howerton et al. Nucl.Sci. Eng., 32, 178 (1968).

^x За исключением дважды магического ядра РЬ. Ядро Та в пределах ошибки измерения сечения укладывается на эту прямую.

ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ ИЗОТОПОВ

А.Н.Дюмин, А.И.Егоров, В.М.Лебедев, Г.Н.Попова,
В.А.Смолин

(Ленинградский институт ядерной физики
им. Е.П.Константинова АН СССР)

Аннотация.

Проведён анализ экспериментальных данных по полным нейтронным сечениям для изотопов различных элементов. Сделан вывод, что ядерные радиусы материи для изотопических цепочек изменяются по закону, близкому к $R \propto A^{1/3}$, но не повторяют ход зарядных радиусов.

Abstract

The total neutron cross sections on isotopes have been analysed by means of the optical model. The nuclear radii for isotopic sequences are shown to be changed as $R \propto A^{1/3}$, but they do not repeat it as charge radii.

В работе продолжено исследование полных сечений σ_t для нейтронов с энергией 14,2 Мэв на изотопических цепочках с использованием описанной экспериментальной методики [1-3]. Результаты измерений приведены в табл. I.

Таблица I.

Изотопы	σ_t , барн	Изотопы	σ_t , барн	Изотопы	σ_t , барн
Dy ¹⁶⁰	5,22 ± 0,15	Er ¹⁷⁰	5,50 ± 0,04	W ¹⁸⁶	5,25 ± 0,05
Dy ¹⁶¹	5,20 ± 0,05	Yb ¹⁷⁰	5,38 ± 0,09	Hf ¹⁷⁶	5,35 ± 0,06
Dy ¹⁶²	5,19 ± 0,04	Yb ¹⁷¹	5,43 ± 0,05	Hf ¹⁷⁷	5,39 ± 0,05
Dy ¹⁶³	5,18 ± 0,05	Yb ¹⁷²	5,27 ± 0,05	Hf ¹⁷⁸	5,27 ± 0,05
Dy ¹⁶⁴	5,21 ± 0,04	Yb ¹⁷³	5,30 ± 0,06	Hf ¹⁸⁰	5,25 ± 0,05
Er ¹⁶⁴	5,44 ± 0,06	Yb ¹⁷⁴	5,50 ± 0,05	Ca ⁴⁰	2,19 ± 0,01
Er ¹⁶⁶	5,27 ± 0,04	Yb ¹⁷⁶	5,53 ± 0,05	Ca ⁴²	2,16 ± 0,02
Er ¹⁶⁷	5,52 ± 0,03	W ¹⁸²	5,15 ± 0,06	Ca ⁴⁴	2,22 ± 0,02
Er ¹⁶⁸	5,34 ± 0,04	W ¹⁸⁴	5,25 ± 0,04	Ca ⁴⁸	2,22 ± 0,04

Для изотопов одного элемента связь между σ_t и массовым числом A в пределах точности измерений оказалась линейной $\sigma_t = a + b \times A$, причём эта зависимость заметно отличалась от поведения σ_t для образцов с естественным изотопическим составом. Такое отличие было обнаружено ранее при изучении σ_t для изотопов Ni, Zn, Ag, Cd, In, Sn, Sb, Te, Tl, Ce, Cu, Nd, Sm.

Gd [1-3]. Вся совокупность опытных данных из работ [1-3] и настоящей иллюстрируется рис.1.

Указанное поведение G_T для изотопов нашло объяснение в рамках оптической модели с единым набором параметров для всех ядер периодической системы [1,2] с учётом изотопической зависимости реальной V и мнимой W частей ядерного потенциала: $V = V_0 - \alpha V_1$ и $W = W_0 - \alpha W_1$, где $\alpha = (N - Z)/A$ - параметр нейтронного избытка. При анализе, полагая G_T функцией A и α , сопоставлялись $b_{эксп}$ с расчётными величинами

$$b_T = \frac{\partial G_T}{\partial A} + \left[\frac{\partial G_T}{\partial V} \cdot V_1 + \frac{\partial G_T}{\partial W} \cdot W_1 \right] \frac{2Z}{A(A+1)}. \quad (1)$$

Анализ делался в предположении зависимости $R_m = 2.0 A^{1/3}$; справедливость этого соотношения для изотопических цепочек не является бесспорной. Ис-

следование рентгеновских изотопических смещений и спектров X-лучей μ -атомов показало, что среднеквадратичные радиусы (с.к.р.) зарядового распределения для изотопов одного элемента изменяются медленнее - в целом примерно как $R_s \sim A^{1/5}$. Поэтому были рассмотрены две гипотезы: для всех исследовавшихся изотопических цепочек выполняется соотношение $R_m = 2.0 A^{1/3}$ и радиусы материи повторяют ход зарядовых. В последнем случае, используя данные работ [4-7] по изменению зарядовых радиусов, на основании соотношения (1) для каждой изотопической цепочки рассчитывали b_T посредством соответствующего изменения

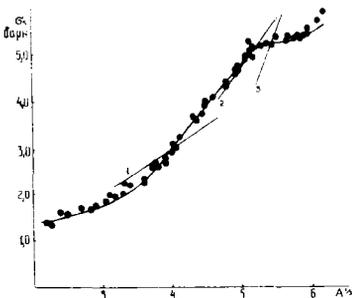


Рис.1. Кривая показывает зависимость G_T от A для мишеней с естественным изотопическим составом; прямые 1, 2, 3 отрезают измеренным значениям $b_{эксп}$ для изотопических цепочек с массовыми числами ~ 80 , ~ 120 , ~ 160 соответственно

$\frac{\partial G_T}{\partial A}$. В качестве критерия

согласия рассматривалось значение $f^2 = \frac{1}{N} \sum \left(\frac{\delta_{\tau} - \delta_{\text{экс}}}{\Delta B} \right)^2$, где $N=19$ – число исследованных изотопических цепочек и соответствующая ему доверительная вероятность P . Ради определенности выводов использовался набор параметров не только из данных по G_{τ} [1,2], но и из работы Гринлиса [8], в которой анализировалась совокупность данных по рассеянию нейтронов и протонов разных энергий на ядрах. Результаты расчетов f^2 и P приведены в табл. 2.

Таблица 2

Закон изменения радиуса ядра	Набор параметров из работ [1,2]		Набор параметров из работы [8]
	f^2	P	f^2
$R_m \sim A^{1/3}$	1,20	0,25	2,2
$R_m \sim R_3$	5,5	0,00	8,3

Изменение с.к.р. могло быть связано как с ядерным радиусом, так и с параметром размытости распределения. Это учитывалось путем расчета различных возможностей. Влияние ядерной деформации на G_{τ} учитывалось методом из работы [3].

Указанное увеличение f^2 для случая $R_m \sim R_3$ происходит во всех областях периодической системы и свидетельствует о том, что для изотопических цепочек соотношение $R_m \sim A^{1/3}$ предпочтительнее, нежели $R_m \sim R_3$. Этот вывод невозможно объяснить неоднозначностью выбора параметров модели. В самом деле, член $\frac{\partial G_{\tau}}{\partial A}$ в (I) вносит в V_{τ} вклад $\sim 60\%$, с другой стороны, $\frac{\partial G_{\tau}}{\partial A}$ фактически определяется из экспериментальных данных по G_{τ} для естественных смесей и требуется совершенно невероятное изменение параметров модели, чтобы оправдать зависимость $R_m \sim R_3$.

Для изотопов кальция можно сделать численные оценки. В этом случае с.к.р. зарядового распределения практически не меняется вдоль изотопической цепочки [7], и результаты расчетов по оптической модели слабо зависят от выбора параметров. На рис.2 приведены результаты измерений и расчетов G_{τ} для случаев, когда $R_m \sim A^{1/3}$, $R_m \sim R_3$ и R_m изменяется по данным работы [9], в которой изучалось упругое рассеяние протонов с

$\Pi_p = 1$ Гэв на $^{40,48}\text{Ca}$. Отсюда можно сделать вывод, что радиус материи для изотопов Ca не повторяет ход зарядового радиуса и изменяется слабее, чем по закону $A^{1/3}$. Из данных по σ_t прирост R_m при переходе от ^{40}Ca к ^{48}Ca составляет $0,13 \pm 0,03$ ф, что находится в хорошем соответствии с результатами работы [9].

Различное изменение R_m и R_3 можно объяснить качественно. При добавлении к ядру нейтрон-

ной протонная яма станет глубже и уровни в ней опустятся, обратная картина будет для нейтронной ямы. Однако, фермиевские уровни для нейтронов и протонов должны совпадать из соображений β -стабильности. Возможность выполнения этого условия состоит в сжатии протонной и расширении нейтронной ям. Если считать, что при этом энергия связи не меняется и выполняются соотношения $R_m \sim A^{1/3}$ и $\sqrt{R^2} = \text{const}$, то, исходя из существующих значений изоспинового потенциала V_i , можно оценить, что вдоль изотопических цепочек $R_p \sim A^{1/6}$. Последняя оценка находится в хорошем согласии с данными работ [4-6]. Положение будет противоположным, если к ядру добавлять протоны. Существующие данные по R_3 для изотопов также свидетельствуют, что изменение R_3 сильнее, чем $\sim A^{1/3}$ [10].

Авторы выражают благодарность Д.М.Каминкеру за обсуждение результатов и постоянный интерес к работе, а также В.В.Васильеву и Ю.Г.Лукиянову за помощь при проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

1. Yu.V. Dukarevich, A.N. Dymnin and D.M. Kaminker, Nucl. Phys., **492**, 433 (1967).
2. А.Н.Дюмин, Д.М.Каминкер, Г.Н.Попова, В.А.Смолин, Изв. АН СССР, сер. физ., **36**, 872 (1972).
3. А.Н.Дюмин, А.И.Егоров, Г.Н.Попова, В.А.Смолин, Изв. АН СССР, сер. физ., **37**, 1020 (1973).

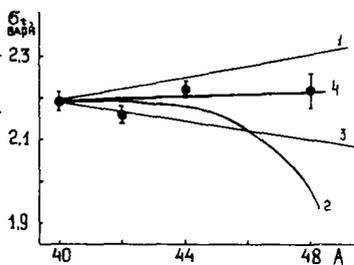


Рис. 2. Зависимость σ_t от A для изотопов кальция: 1 - $R_m \sim A^{1/3}$; 2 - $R_m \sim R_3$; 3 - R_m изменяется по данным работы [9]; 4 - настоящая работа

4. R.C. Barret. Phys.Rev., 173, 1088 (1968).
5. R.D. Ehrlich. Phys.Rev., 171, 1202 (1969).
6. S.K. Bhattacharjee, F. Boehm, P.L. Lee.
Phys.Rev., 186, 1919 (1969).
7. R.F. Frasch, R. Hofstadter, I.S. McCarthy, G.K. Noldeke.
Phys.Rev., 174, 1380 (1968).
8. F.D. Becchetti, G.W. Greenlees. Phys.Rev., 182, 1190 (1969).
9. Г.Д. Алхазов и др. Препринт ДИЯФ АН СССР № 93 (1974).
10. R.P. Singhal et al. Nucl.Phys., A216, 29 (1973).

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
НЕЙТРОНОВ ВПЕРЕД И ОПТИЧЕСКАЯ ТЕОРЕМА

В.М.Морозов, Ю.Г.Зубов, Н.С.Лебедева

(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова)

Аннотация

Обсуждается вопрос о проверке оптической теоремы путем исследования выполнимости соотношения Вика в экспериментах. Приводятся доводы в пользу того, что данные по упругому рассеянию нейтронов с энергией в несколько Мэв ядрами обладают рядом преимуществ в таком исследовании по сравнению с существующими данными при высоких энергиях (данные по π^+p -, $p\rho$ -, $p\bar{p}$ - рассеянию и т.п.)

Abstract

Here is discussed the optical theorem verification that may be carried out by investigating if the Wick euequality is correct. The arguments are that in such investigation the neutron-nucleus elastic scattering data at the energy of several Mev have a number of advantages over the existing high energy data (the π^+p , $p\rho$, $p\bar{p}$ - scattering data).

Данные измерений дифференциальных сечений упругого рассеяния позволяют путем экстраполяции к нулю градусов получить величину сечения упругого рассеяния нейтронов вперед $\sigma(\sigma)$. Оптическая теорема связывает полное сечение взаимодействия σ_t и минимум амплитуды упругого рассеяния вперед

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k} \text{Im}f(0^\circ), \quad (1)$$

откуда следует, что $\sigma(0^\circ)$ и σ_t должны удовлетворять неравенству

$$\sigma(0^\circ) > \left[\frac{k \sigma_t}{4\pi} \right]^2. \quad (2)$$

называемому соотношением Вика.

Проведенный нами анализ данных ряда экспериментов по рассеянию нейтронов ядрами [1-5] показал, что, несмотря на сравнительно невысокую точность определения сечения $\sigma(0^\circ)$, в ряде случаев наблюдается нарушение неравенства (2) заметно выходит за пределы погрешностей эксперимента. Можно указать ряд возможных причин нарушения (2):

1. Ошибка в экстраполяции кривой сечения к нулю градусов.
2. Ошибка в нормировке кривой сечения.
3. Использование при сравнении величин сечений, полученных с пучками, отличающимися средней энергией пучка или энергетическим разбросом в нем.
4. Такой энергетический ход сечения в пределах энергетического разброса пучка нейтронов, которым обеспечивается нарушение неравенства Вика.
5. Несоответствие между теорией и изучаемым явлением.

Остановимся на последнем пункте для оценки физической значимости подобных исследований. Оптическая теорема входит в число основных соотношений современной квантовой теории рассеяния. В основе ее вывода лежит предположение о существовании унитарного оператора эволюции системы, описывающего упругое рассеяние частиц*.

В работах [6-8] справедливость оптической теоремы обсуждается в связи с сомнением авторов в правильности исходных принципов квантовой механики. Один из авторов настоящего доклада (В.Морозов) обратил внимание на то, что применимость динамического принципа к случаю упругого рассеяния частиц сравнимых масс означала бы несправедливость принципа неопределенности и следующей из него теоремы фон Неймана относительно составных систем, для частей которых волновые функции не существуют. В то же время именно представление о существовании волновой функции рассеянной частицы - необходимый момент в формулировке теоремы. Таким образом, согласно последней точке зрения, справедливость оптической теоремы, например, при рассеянии нейтронов ядрами означала бы несправедливость принципа неопределенности.

По-видимому, простейший способ проверки оптической теоремы заключается в выяснении, всегда ли выполняется неравенство Вика. Достаточно одного достоверного случая нарушения этого неравенства, чтобы утверждать несправедливость оптической теоремы.

* Не следует отождествлять свойство унитарности операторов с сохранением вероятности. Само по себе требование сохранения вероятности еще не влечет за собой оптическую теорему. Сохранение вероятности должен удовлетворять любой формализм, претендующий на описание процесса упругого рассеяния.

Авторы работ [7,8] используют для проверки оптической теоремы экспериментальные данные по $\pi^{\pm}p$ -, $p p$ -, $p\bar{p}$ - рассеянию, полученные при высоких энергиях. В обеих работах обнаружены случаи нарушения неравенства (2). Однако достоверность полученных результатов в настоящий момент оценить трудно. Мы полагаем, что применение данных по рассеянию заряженных частиц, полученных в области высоких энергий, для проверки неравенства (2) всегда будет оставлять неудовлетворенность из-за наличия кулоновского рассеяния и трудностей как в способе экстраполяции сечения к нулю градусов, так и в определении полных сечений.

Мы предлагаем проверять оптическую теорему, вернее неравенство Вика, путем изучения упругого рассеяния нейтронов ядрами и полного сечения взаимодействия, так как эти данные в значительной мере лишены указанных недостатков. По-видимому, следует отметить ряд возможностей, осуществимых в условиях нейтронных экспериментов:

1. Для сечений упругого рассеяния нейтронов в области малых углов при небольших энергиях нейтронов (несколько Мэв) процесс экстраполяции сечения к нулю градусов в значительной степени однозначен: после исключения сечения швингеровского рассеяния, известного со сравнительно высокой точностью, экстраполяция к нулю градусов не требует обращения к теоретическим представлениям.

2. Если исследуемое ядро и энергию нейтронов выбрать так, чтобы существовало практически только упругое рассеяние, то можно ввести нормировку дифференциального сечения по полному и обойти многие из обычных ошибок в нормировке кривой дифференциального сечения.

3. Измерения кривой дифференциального сечения и полного сечения взаимодействия могут быть произведены в одних и тех же условиях.

4. Возможны исследование свойств сечения в пределах энергетического разброса пучка путем фильтрации [9] и выбор таких точек измерения, для которых с высокой степенью точности кажущееся нарушение соотношения (2) из-за побочных эффектов исключено.

Л и т е р а т у р а

1. P. Bowen, G. Cox et al. Nucl. Phys., 40, 186 (1963).
2. Т.В.Горлов, Н.С.Лебедева, В.И.Морозов, Изв., 1086 (1968).
3. J. Fowler, Phys. Rev., 147, 870 (1966).
4. R. Benenson et al. Nucl. Phys., A212, 147 (1973).
5. E. Galloway, R. Maayouf. Nucl. Phys., A212, 182 (1973).
6. J. Bell. Remark to Sussman paper at the Intern. Colloquium on Issues on contemporary physics, Penn. State Univ. (1971).
7. P. Eberhard. Nucl. Phys., B48, 333 (1972).
8. M. Kurczynsky. Phys. Lett., B47, 284 (1973).
9. Н.С.Лебедева, В.Г.Зубов, В.И.Морозов. О восстановлении по экспериментальным данным полного спектра взаимодействия нейтронов с ядрами как функции энергии нейтронов. Препринт ИАЭ-2454 (1974).

УЧЕТ ПРЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕАКЦИЯХ ТИПА $(n,2n)$,
 (n,pn) И (n,np)

К. Заидель, Д. Зелигер, А. Майстер

(Технический университет, г. Дрезден, ГДР)

Аннотация

Рассматривается влияние предравновесных процессов на величину сечений процессов $(n,2n)$, (n,np) и (n,pn) . На примере модельного ядра обсуждается влияние основных структурных эффектов ядер на величины равновесных и предравновесных сечений. Наконец, обсуждаются полученные на основе такого подхода величины сечений для ряда конкретных ядер при начальной энергии нейтронов 14 Мэв.

1. Введение

Предравновесные процессы играют значительную роль при многих ядерных процессах в области начальной энергии от нескольких до 100 Мэв. С помощью моделей предравновесного распада (МНР) удаётся в общем качественное описание этих процессов [1].

Данная работа посвящена изучению роли таких процессов в реакциях с многократным испусканием нуклонов. Все расчёты проведены для начальной энергии нейтронов 14 Мэв, так как при этой энергии имеется наибольшее количество экспериментов, по крайней мере для реакции $(n, 2n)$. О реакциях (n, pn) и (n, np) даже при этой энергии имеется очень мало экспериментальных данных.

Цель работы, с одной стороны, состоит в том, чтобы исследовать механизм этих реакций, а также взаимное влияние структуры и механизма. С другой стороны, работа служит выработке более точного, по отношению к равновесной статистической теории ядерных реакций, способа расчёта экспериментально трудно доступных, но практически важных сечений реакций $(n, 2n)$, (n, pn) и (n, np) . Данная работа является продолжением [2], в которой впервые был применен такой метод.

2. Модель

Составная система после попадания нейтрона в ядро, начиная с небольшим числом степеней свободы (2 частицы плюс 1 дэрка соответствуют $n = 3$ экситонам), постепенно переходит к все более комплексным конфигурациям (причём для каждого перехода $\Delta n = 2$), пока не достигается состояние статистического равновесия, т.е. состояние составного ядра [3]. Из каждого предравновесного состояния с n квазичастицами с определённой вероятностью может испускаться нуклон. Такое испускание приведёт к уменьшению A и n на единицу и к уменьшению энергии возбуждения. Из ядра (Z, N) , следовательно, возникнет или ядро $(Z-1, N)$ в случае испускания протона, или $(Z, N-1)$ в

случае испускания нейтрона, и.т.д. Вычисляются абсолютные спектры обоих сортов нуклонов из всех промежуточных ядер до тех пор, пока энергия возбуждения не становится меньше энергии связи нуклонов. Расчет проводится в рамках так называемой гибридной модели [3], по которой вероятность $n P_x^n(E)$ предравновесного испускания нуклона сорта x из состояния с n экситонами x равна

$$n P_x^n(E) = n P_x \cdot \left[\frac{S_{n-1}(u)}{S_n(E^*)} \right] \cdot \left[\frac{\eta_{em}(E)}{\eta_{em}(E) + \eta_+(E)} \right], \quad (1)$$

где $n P_x$ - число нуклонов сорта x в состоянии n ;

$S_{n-1}(u), S_n(E^*)$ - плотности состояний с $n-1$ и n квазичастицами конечного и промежуточного ядра, соответственно, полученные путем комбинации эквидистантных одночастичных уровней;

η_{em} - вероятность испускания, полученная с помощью принципа детального равновесия из σ_{inv} , η_+ - вероятность внутриядерного перехода с $\Delta n = +2$.

Следуя работе [3], величину η_+ вычисляют на основе вероятности соударения нуклонов в ядерном веществе, что даёт выражение

$$\eta_+(E) = \frac{1}{K} [1,4 \cdot 10^{21} (E+B) - 6,0 \cdot 10^{19} (E+B)^2] \cdot S^{-1}, \quad (2)$$

где K - параметр, не зависящий от энергии; B - энергия связи нуклонов.

Равновесный спектр $P_x^P(E)$ частиц сорта x вычисляется согласно полной статистической теории ядерных реакций [4]:

$$P_x^P(E) = \frac{(2s+1) \cdot m \cdot E \cdot \sigma_{inv}(E) \cdot S_R(u)}{\sum_v m_v g_v \int_0^{E_{max}} E_v \sigma_{inv,v}(E_v) S_v(u_v) dE_v} \quad (3)$$

где $S_R(u)$ - плотность уровней остаточного ядра [5], которая в рамках модели Ферми-газа равна

$$S_R(u) \sim \frac{1}{(u_{eff} + t)^2} \exp [2(u_{eff} \cdot a)^{\frac{1}{2}}]. \quad (4)$$

Влияние оболочечных эффектов на плотность $S_R(u)$ может быть учтено путем применения экспериментально полученных параметров плотности α . Известно, что эффект спаривания учитывается путем введения эффективной энергии возбуждения $U_{eff} = U - \Delta$.

При известном сечении образования начальной системы с $n = 3$ таким образом получают абсолютные спектры испущенных нуклонов и после суммирования по энергии - сечения реакции (n, n') , (n, p) , $(n, 2n)$, (n, np) , (n, pn) и т.д.

Все параметры, кроме величины K в формуле (2), можно считать хорошо известными. Величина K получена путем сравнения расчёта по МПР со спектрами (n, n') в высокоэнергетической области, где предравновесное испускание преобладает. На рис. 1 показано, что в широкой области массового числа A пригодным параметром можно считать $K=12$.

3. Расчёты для модельных ядерных систем

Сечения равновесного и предравновесного распадов сложным образом зависят от таких величин, как энергия связи, параметр плотности, оболочечная структура, энергия спаривания и т.д.

Для того, чтобы почувствовать принципиальную роль учёта предравновесного распада, а также влияние структурных эффектов на сечения, ряд расчётов был проведен для модельной составной системы со следующими параметрами:

начальная энергия падающего нейтрона 14 Мэв;

энергия связи всех ядер $B_n = B_p = 7$ Мэв;

параметр плотности всех ядер $\rho = 13,3 \text{ Мэв}^{-1}$, что соответствует массовому числу ≈ 100 , так как по модели черми-газа $\alpha = \frac{A}{7,5} \text{ Мэв}^{-1}$,

энергия спаривания для всех ядер $\Delta = 0$;

сечения обратной реакции σ_{inv} вычислены по оптической модели для $A = 100$ согласно работам [7] и [8].

На рис. 2 показаны спектры испускания первых нейтрона и протона, с учётом и без учёта МПР. Наличие предравновесного распада существенным образом влияет на формы спектров, сечения, а также на разветвление распада составной системы по обоим каналам. Вследствие испускания большего числа нуклонов с высокой энергией уменьшается средняя энергия возбуждения

конечного ядра и тем самым уменьшается вероятность испускания вторых нуклонов.

На рис.3 показаны сечения (n,p) , (n,n') , (n,pn) , (n,np) и $(n,2n)$ получавшиеся в рамках полной статистической модели (левая часть) и с учётом МПР (правая часть). Во втором случае первая цифра в скобках - величина предравновесного сечения, а вторая цифра - равновесного.

Отметим следующий результат: **величины предравновесных сечений испускания вторых нуклонов относительно малы. Тем не менее наличие предравновесных процессов при испускании первых нуклонов оказывает значительное влияние на суммарное сечение процессов с испусканием двух нуклонов. Сечения (n,pn) и (n,np) увеличиваются в 2,1 и 1,3 раза, соответственно. Сечение $(n,2n)$ уменьшается фактором 0,86. Полная вероятность испускания нейтронов уменьшается на 8%, в то время как вероятность испускания протонов увеличивается в 4,9 раза!**

Имея ввиду произвол выбора параметров, такие цифры, конечно, нужно понимать как некоторую среднюю характеристику влияния предравновесного распада на сечения реакций.

Перейдем теперь к исследованию влияния структурных параметров на сечения. Проведены аналогичные расчёты с последовательным изменением либо энергии связи нуклонов, либо параметра плотности (оболочечный эффект), либо эффективной энергии возбуждения (эффект спаривания). Результаты собраны в табл. I. Первый столбец показывает, какой из выше названных эффектов подвергается проверке.

Относительно оболочечного эффекта ожидается следующее. В предравновесной стадии реакции с $n = 3$ средняя энергия возбуждения на каждый экситон равна $\frac{2I}{3} = 7$ Мэв, что значительно больше величины целей в схеме одночастичных уровней, которые порядка 1 Мэв. В равновесном состоянии число экситонов нашей системы равно $\bar{n} \approx 18...19$, т.е. средняя энергия, приходящая на экситон, равна порядку величины ширине целей между оболочками. Вследствие этого влияние оболочечной структуры **значительно должно сказываться относительно слабо в предравновесных процессах, а очень сильно - в равновесных. (Сравните работу [9].)** Результаты, собранные во второй строке,

получены при условии уменьшения параметров плотности остаточных ядер после испускания протонов на 2 Мэв^{-1} по отношению к параметру первой строки. Это приведет к уменьшению протонной эмиссии примерно в десять раз, если провести расчёт только в рамках статистической модели. Соответственно сильно уменьшаются также и сечения $(n, p\alpha)$ и $(n, n'p)$. Наличие предравновесных процессов с испусканием протонов приводит к тому, что полная вероятность протонной эмиссии уменьшается только на 8%, а сечения $(n, p\alpha)$ и $(n, n'p)$ уменьшаются в 0,72 и 0,55 раза соответственно. Без учёта МПР уменьшенный α -параметр привел бы к снижению сечений $(n, p\alpha)$ и $(n, n'p)$ в 0,08 и 0,19 раза соответственно, а сечение $(n, 2n)$ оказалось бы увеличенным на 15%.

В третьей строке показаны результаты с включением аналогичного оболочечного эффекта в нейтронной системе. И в таком случае наличие предравновесных процессов приведёт к сглаживанию проявления оболочечной структуры в величинах сечений. В данном случае уменьшается вероятность испускания нейтронов, а увеличивается протонное испускание.

Следующие три строки демонстрируют проявление эффекта спаривания. Согласно формуле (4) введены смещения $\Delta = 2, 1$ или 0 Мэв для остаточных ядер типа $4n$, $n4$ (или $4n$) или nn соответственно. При распаде составного ядра для $4n$ -ядра-мишени вероятность испускания первого нейтрона уменьшается в пользу повышенной вероятности испускания протонов, ибо в последнем случае остаточное ядро — типа nn . Соответственно увеличивается сечения $(n, p\alpha)$ и $(n, n'p)$, а сечение $(n, 2n)$ уменьшается. С учётом и без учёта МПР величины сечений этих процессов отличаются в 0,7, 2,1 и 0,84 раза соответственно.

В случае ядра-мишени типа $n4$ уменьшены сечения $(n, n'p)$ и $(n, p\alpha)$. В случае $4n$ -ядра уменьшается сечение $(n, 2n)$, а сечение $(n, n'p)$ увеличивается примерно в 10 раз!

Наконец, последняя строка табл. I. даёт сечения для случая заниженной энергии связи $B_n = B_p = 5 \text{ Мэв}$. Энергия возбуждения $E^* = 21 \text{ Мэв}$ осталась без изменения, т.е. фактически это эквивалентно повышению энергии падающих нейтронов. В данном случае по сравнению с исходным вариантом еще сильнее сдвигается влияние предравновесных процессов — вероятность испускания протонов увеличивается в 6,2 раза, а вероятность испускания нейтронов уменьшается фактором 0,33.

Резюмируя проведенные расчёты, можно сказать, что учёт МПР дает значительное изменение сечений процессов с испусканием одного или двух нуклонов. Влияние такого же порядка на сечения можно ожидать от исследованных структурных эффектов. Поэтому следует провести расчёты процессов типа $(n, 2n)$, (n, pn) и (n, np) обязательно с учётом возможности предравновесного испускания частиц и с применением индивидуальных параметров B , a и Δ для каждого фигурирующегося ядра.

4. Расчёты для конкретных ядер

В реальных ядрах выше рассмотренные эффекты смешаны и частично связаны между собой, так, например, заполнение оболочек обычно сказывается и в плотности и в энергии связи. Заранее предсказать влияние предравновесного испускания на сечения интересующих нас процессов поэтому обычно оказывается невозможным. Поэтому для 13 изотопов в области $56 \leq A \leq 209$ проведем соответствующий анализ с точным учётом энергий связи, параметров плотности и энергии спаривания в каждом отдельном акте испускания нуклонов.

Сечения образования составной системы и сечения обратных процессов взяты из оптической модели [7, 8]. Испускание сложных частиц учитывается некоторым уменьшением вероятности образования первой составной системы. Испусканием их во второй стадии реакции пренебрегается. Энергии связи взяты по таблице значений Q работы [10]. Параметры плотности a взяты по полуэмпирической формуле из работы [11] и по экспериментальным величинам из анализа нейтронных резонансов работы Качина [12]. Энергии спаривания для расчета плотности по уравнению (4) брались из работы Немировского и Адамчука [13]. В МПР пока не учитывалось влияние парной корреляции нуклонов на плотность ξ_n .

Результаты расчетов даны в табл. 2. Во второй колонке указаны сечения $(n, 2n)$ без учета и с учетом МПР. Получается во всех случаях, кроме для ядра ^{208}Nl , ожидаемое уменьшение

сечения ($n, 2n$), лежащее в пределах от 14 до 29%. При постоянной энергии падающих нейтронов, равной 14 Мэв, уменьшается влияние учёта МПР с ростом массового числа. Вслед за работой [2] недавно появилась работа Холуба и др. [14], показавшая, что на самом деле экспериментальные сечения процесса ($n, 2n$) несколько меньше, чем это получается из расчётов по статистической теории ядерных реакций. Нужно подчеркнуть, что ещё недавно этот процесс рассматривался "образцовым примером" модели последовательного испарения двух нейтронов.

Поведение сечения $^{58}\text{Ni}(n, 2n)$ объясняется относительно высоким порогом реакции ($n, 2n$) и великим сечением равновесного испускания протонов.

Сечение реакций (n, np) увеличивается сильно, особенно для тяжелых ядер. Это связано с тем, что главная часть вторичных протонов испускается ещё в предравновесной стадии реакции. Таким образом, реализующийся механизм реакций (n, np) коренным образом отличается от предположений, сделанных в рамках полной статистической теории ядерных реакций.

При переходе к более легким ядрам замечается другой эффект. Кулоновский барьер становится более прозрачным для протонов, а энергия связи протонов в общем случае меньше энергии связи нейтронов. Существует область энергии возбуждения, в которой возможно только испускание протонов. Составное ядро при этом живёт относительно долго до распада по протонному каналу. Учёт МПР в таком случае приведёт к незначительным изменениям сечения (n, np). Сечение $^{90}\text{Zr}(n, np)$ учётом МПР несколько уменьшается, а в случае ^{69}Ga , ^{58}Ni и ^{79}Br это сечение несколько увеличивается. В случае ^{80}Se значительное увеличение сечения связано с тем, что порог реакции (n, np) выше порога ($n, 2n$). Таким образом, не существует энергетическая область вторичного испускания только протонов. Поэтому наблюдается более значительное влияние предравновесных процессов.

Сечения реакций (n, pn) собраны в четвертой колонке. В достаточно тяжелых ядрах вследствие кулоновского барьера испускание первичного протона реализуется преимущественно через предравновесные процессы.

В области $A < 100$ учёт МПР приведет к меньшим и менее прозрачным изменениям величины сечения. Направление изменения сечения зависит от того, насколько уменьшение вероятности образования составного ядра вследствие предравновесного испускания нуклонов, приводящее к уменьшению испускания первичных протонов из составного ядра, выравнивается испусканием низкоэнергетических предравновесных, первичных протонов, после которого возможно "испарение" вторичного нейтрона.

Для ^{58}Ni и ^{112}Cd в случае учёта МПР в общей сложности уменьшается число первичных низкоэнергетических протонов - сечение (n, p) уменьшается. Для ^{80}Se вследствие высокой энергии связи протона сечение (n, p) увеличивается, так как испускание низкоэнергетических протонов преимущественно происходит в предравновесной стадии реакции.

Таким образом, на примере проведенных расчетов для конкретных ядер проявляется сложное влияние и эффектов структуры ядер и механизма протекания процессов на величины полных сечений реакций $(n, 2n)$, (n, p) и (n, np) . То же самое имеет место, конечно, и для спектров частиц. На рис. I показан анализ нейтронных спектров. Учёт МПР необходим не только для правильного описания высокоэнергетической части, состоящей преимущественно из предравновесных нейтронов, но и для получения правильной абсолютной величины спектра вторых нейтронов.

Л и т е р а т у р а

- I. К. Зайдель, Д. Зелигер, Р. Райф и В. Д. Тонеев.
"Предравновесный распад в ядерных реакциях. -
"Физика элементарных частиц и атомного ядра". Дубна,
ОИЯИ, 1975.
2. K. Seidel, D. Seeliger, A. Meister, International Symposium
on Neutron Induced Reactions, Smolenice CSSR, 1974 ;
TU Dresden-Informationen 05-9-74.
3. M. Blann, Phys. Rev. Lett., 27 (1971), 327;
M. Blann and A. Mignery, Nucl. Phys., A 186 (1972), 245.
4. V. D. Weisskopf and D. H. Ewing, Phys. Rev., 57 (1940), 472.
5. K. J. Le Coteur and D. W. Lang, Nucl. Phys., 13 (1959), 32.
6. D. Hermsdorf, A. Meister, S. Sassonoff, D. Seeliger,
K. Seidel and F. Shahin, ZfK - 277 (1974).
7. A. Lindner, IFK- 17, BANC (E) 73 "U" (1966).
8. F. G. Percy, Phys. Rev., 131 (1963), 745;
G. Kießig, programme ELIESE, unpublished.
9. V. M. Strutinsky, Nucl. Phys., A 95 (1967), 420.
10. G. Maples, G. W. Goth and J. Cerny, Nucl. Data, A2 (1966),
429.
11. D. Seeliger and K. Seidel, Wissensch. Zeitschr. d. TU Dres-
den, 21 (1972), 714.
12. U. Facchini and E. Saetta-Menichella, Energia Nucleare,
15 (1968), 54.
13. P. E. Nemirowsky and Yu. V. Adamchuk, Nucl. Phys., 39 (1962),
551.
14. E. Kolub and N. Cindro, Phys. Letters, 56 B (1975), 143.

Таблица I

Расчётные сечения распада Σ / мбарн / с последовательным испусканием нейтронов n и протонов p для случая составной системы со следующими параметрами : сечение образования $I720$ мбарн, $A = 100$ и $E^* = 21$ Мэв. Сопоставляются значения сечений без учёта предравновесного распада и \rightarrow с учётом такого испускания, причем в таблице указаны соответствующие суммы предравновесной + равновесной составляющих для каждого канала. Исследуется влияние структурных эффектов на соответствующие сечения путем вариации параметров B , a , и Δ .

	$V_p = V_m$ Мэв	a , Мэв ⁻¹	Δ , Мэв	Σ , мбарн					Эмиссия нейтронов Σ_n , мбарн	Эмиссия протонов Σ_p , мбарн
				n из (Z, N)	p из (Z, N)	n из $(Z, N-1)$	p из $(Z, N-1)$	n из $(Z-1, N)$		
Стандартная система	7	13,3	0	$I710 \rightarrow$ 782 + 887	$9,7 \rightarrow$ 46 + 5	$I700 \rightarrow$ 37 + I432	$0,45 \rightarrow$ 0,28 + 0,30	$7,1 \rightarrow$ 0,29 + I4,5	$3417 \rightarrow$ 3153	$10,5 \rightarrow$ 51
p -оболочный эффект	7	$a = 11,3$ искл. $a(Z, N) = 13,3$ для $v = 0, 1, 2$.	0	$I719 \rightarrow$ 782 + 892	$0,95 \rightarrow$ 46 + 0,5	$I709 \rightarrow$ 37 + I443	$0,06 \rightarrow$ 0,28 + 0,04	$0,78 \rightarrow$ 0,29 + 10,3	$3429 \rightarrow$ 3165	$1,0 \rightarrow$ 47
n -оболочный эффект	7	$a = 11,3$ искл. $a(Z, N) = 13,3$ для $v = 0, 1, 2$.	0	$I656 \rightarrow$ 782 + 859	$64 \rightarrow$ 46 + 33	$I651 \rightarrow$ 37 + I406	$0,21 \rightarrow$ 0,28 + 0,14	$48 \rightarrow$ 0,29 + 36	$3355 \rightarrow$ 3120	$64 \rightarrow$ 79
Эффект спаривания (yy -мишень)	7	13,3	0,1,2	$I662 \rightarrow$ 782 + 862	$58 \rightarrow$ 46 + 30	$I645 \rightarrow$ 37 + I342	$0,19 \rightarrow$ 0,28 + 0,12	$31 \rightarrow$ 0,29 + 21	$3338 \rightarrow$ 3044	$58 \rightarrow$ 76
Эффект спаривания (yp -мишень)	7	13,3	0,1,2	$I712 \rightarrow$ 782 + 888	$8,1 \rightarrow$ 46 + 4,1	$I704 \rightarrow$ 37 + I434	$0,003 \rightarrow$ 0,28 + 0,002	$2,3 \rightarrow$ 0,29 + 2,8	$3418 \rightarrow$ 3144	$8,1 \rightarrow$ 50
Эффект спаривания (yn -мишень)	7	13,3	0,1,2	$I712 \rightarrow$ 782 + 890	$8,1 \rightarrow$ 46 + 2,4	$I645 \rightarrow$ 37 + I271	$8,2 \rightarrow$ 0,28 + 5,7	$6,4 \rightarrow$ 0,29 + 13	$3363 \rightarrow$ 2993	$16 \rightarrow$ 54
Энергия связи, $E^* = 21$ Мэв	5	13,3	0	$I707 \rightarrow$ 1180 + 450	$12,8 \rightarrow$ 87 + 3,4	$I704 \rightarrow$ 212 + I303	$3,1 \rightarrow$ 7,6 + 1,6	$12,7 \rightarrow$ 8,1 + 58	$4943 \rightarrow$ 4114	$16 \rightarrow$ 99

Таблица 2

Влияние учёта предравновесного распада на величины сечений многократного испускания нуклонов для ряда конкретных ядер. Стрелки показывают соответствующие изменения.

Мишень	$\sigma_{\eta,2\eta}$, мбарн	$\sigma_{\eta,p\eta}$, мбарн	$\sigma_{\eta,p\eta}$, мбарн
^{58}Ni	0,67 \rightarrow 1,55	622 \rightarrow 627	137 \rightarrow 81
^{69}Ga	1205 \rightarrow 894	15,4 \rightarrow 16,1	6,1 \rightarrow 14,2
^{80}Se	1298 \rightarrow 926	10^{-8} \rightarrow 10^{-4}	10^{-5} \rightarrow 10^{-3}
^{79}Br	1363 \rightarrow 966	35,4 \rightarrow 42	10 \rightarrow 12,7
^{90}Zr	636 \rightarrow 490	517 \rightarrow 408	0,6 \rightarrow 1,7
^{112}Cd	1698 \rightarrow 1220	10^{-5} \rightarrow 10^{-4}	0,1 \rightarrow 0,05
^{115}In	1784 \rightarrow 1421	10^{-4} \rightarrow 10^{-1}	0,7 \rightarrow 0,7
^{120}Sn	1735 \rightarrow 1293	10^{-8} \rightarrow 10^{-5}	10^{-4} \rightarrow 10^{-4}
^{127}I	1851 \rightarrow 1469	10^{-3} \rightarrow 10^{-1}	0,1 \rightarrow 1,3
^{200}Hg	2309 \rightarrow 1902	10^{-4} \rightarrow $2 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-3}$ \rightarrow $2 \cdot 10^{-2}$
^{208}Pb	2349 \rightarrow 1932	10^{-6} \rightarrow 10^{-4}	10^{-3} \rightarrow 10^{-2}
^{209}Bi	2387 \rightarrow 2031	10^{-4} \rightarrow 10^{-1}	0,06 \rightarrow 3,5

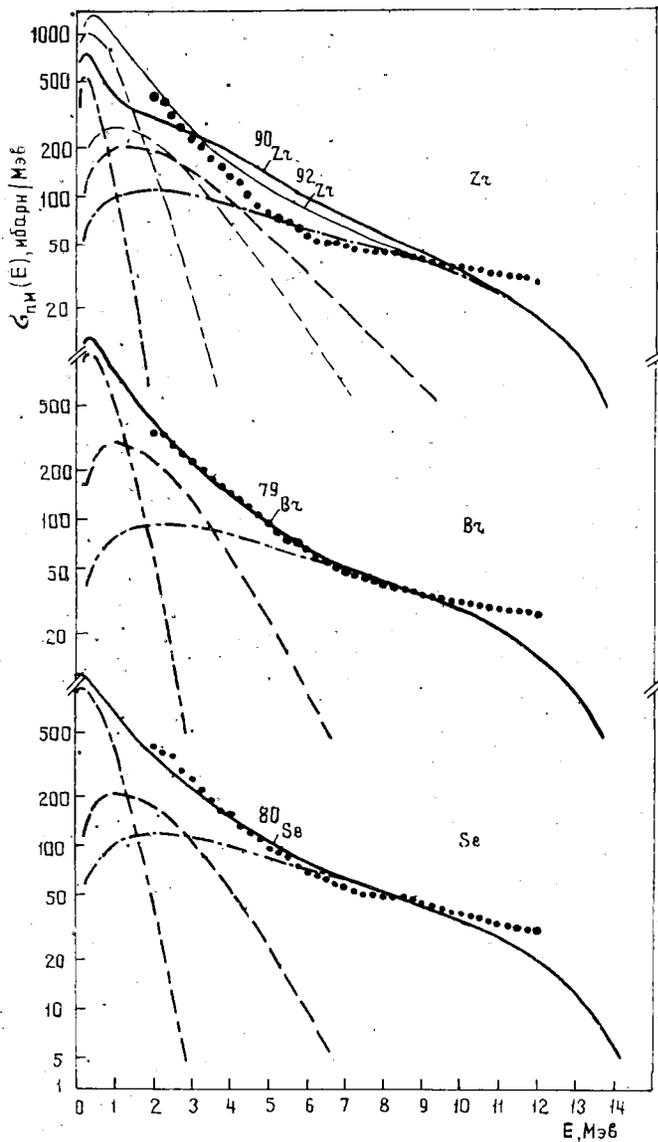


Рис. I. Сравнение экспериментальных и расчетных (параметр K из уравнения (2) равен 12) нейтронных спектров для некоторых ядер в области $79 < A \leq 200$: — по М.П.; - - - первичных нейтронов по полной статистической теории; - · - вторичных нейтронов; — суммарный расчетный

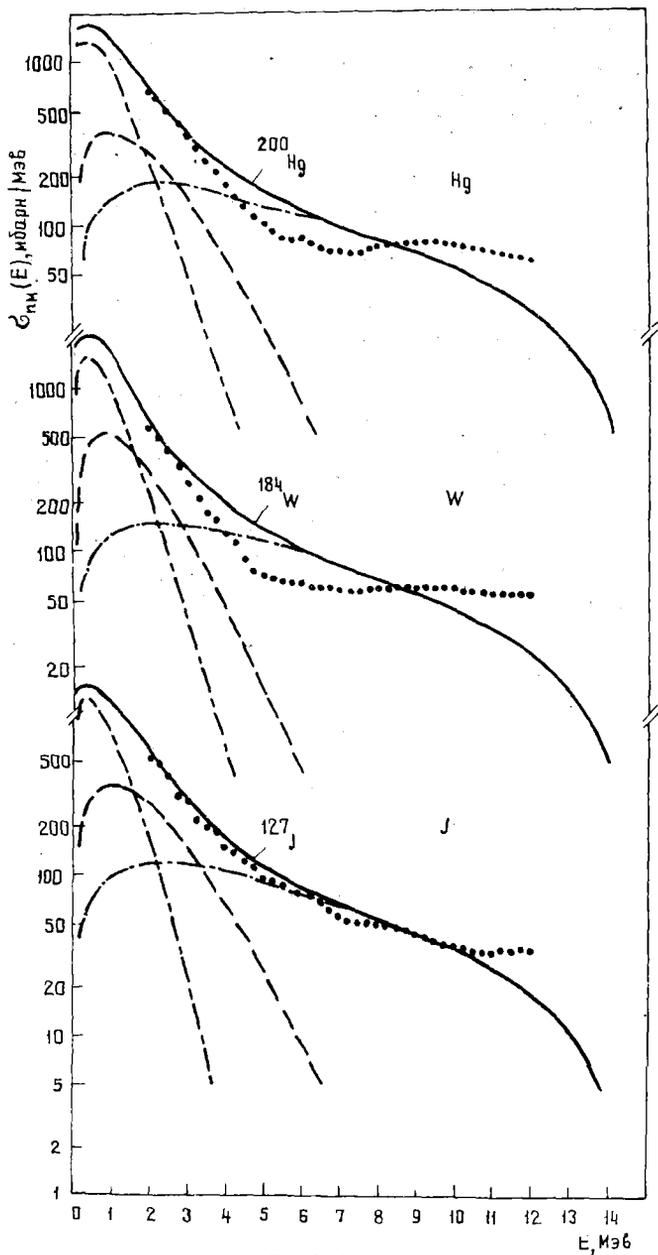


Рис. I (продолжение)
163

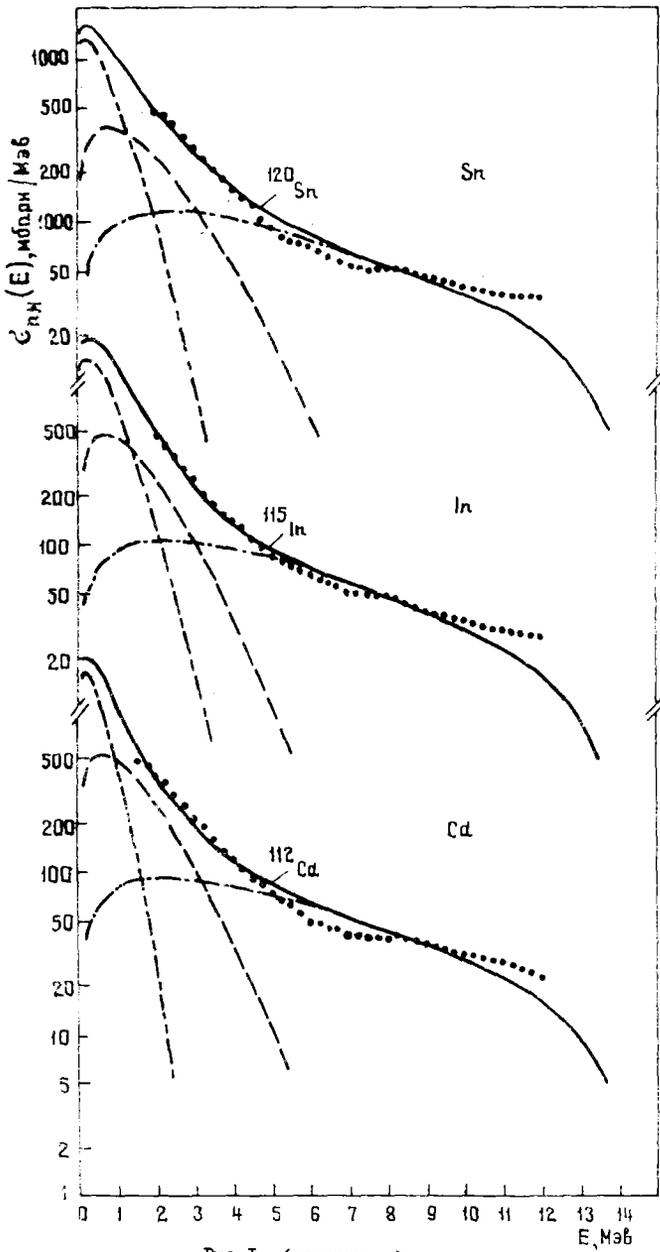


Рис. I. (окончание)
164

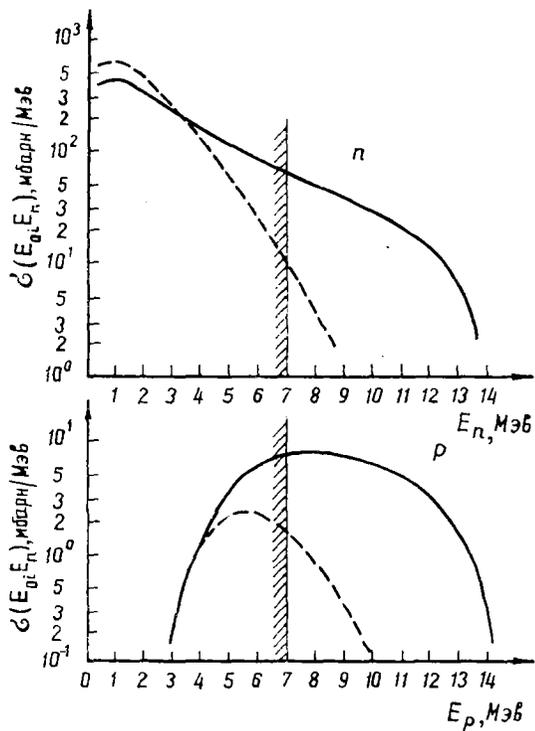


Рис. 2. Первичные нейтронный и протонный спектры с учетом (—) и без учёта (---) МПР, энергия возбуждения $E^* = E_0 + B_n = 21$ Мэв, сечение образования составной системы равно 1720 мбарн.

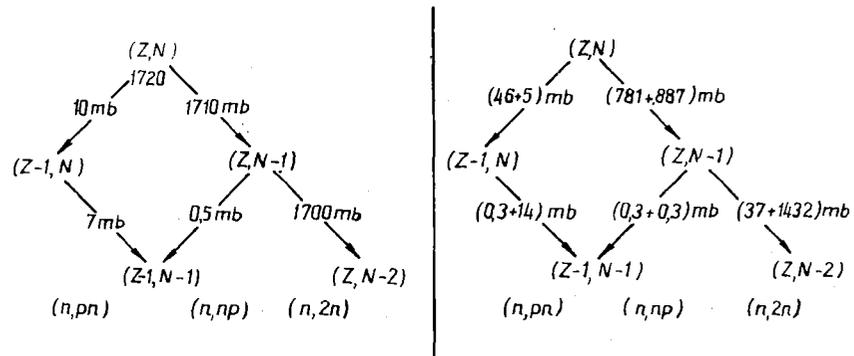


Рис.3. Схема разветвления вероятностей нейтронного и протонного испускания, $A = Z + N = 100$, $E^* = 21$ Мэв, $B_n = B_p = 7$ Мэв, $a = 13,3$ Мэв $^{-1}$, левая часть: без учёта МПР, правая часть: с учётом МПР.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПРЕДРАВНОВЕСНОГО ИСПУСКАНИЯ ДВУХ ЧАСТИЦ
ИЗ СИЛЬНОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

В.А.Плюйко

(Киевский государственный университет)

Аннотация

Получено выражение для сечения реакции типа $(n, 2n)$ в случае предравновесного испускания двух частиц. Рассчитаны функции возбуждения $(n, 2n)$ на ^{54}Fe и ^{64}Zn .

Abstract

Expression for cross section of reactions like $(n, 2n)$ in the case of pre-equilibrium decay is obtained. Excitation functions of $(n, 2n)$ reaction on ^{54}Fe and ^{64}Zn are calculated.

1. Распад промежуточной системы может происходить и в конфигурациях, промежуточных между равновесной и конфигурацией, соответствующей простейшим входным состояниям. Мы будем описывать промежуточные конфигурации с помощью экситонной модели Гриффина [1]. Пренебрегаем влиянием момента количества движения и будем считать, что реакция $X(a; b, c)$ происходит в две стадии. Тогда картина протекания реакции следующая.

При бомбардировке частицей a ядра X образуется составное ядро C с энергией возбуждения $U_c = E_a + S_{ac}$, где E_a — энергия налетающей частицы a в системе центра масс, а S_{ac} — энергия отделения частицы a от ядра C , состояния которого можно классифицировать числами возбужденных частиц p и дырок h (числом экситонов $n = p + h$). Начальное состояние составного ядра C (входное состояние) определяется взаимодействием налетающей частицы с ядром мишени и характеризуется n_0 экситонами. Благодаря остаточному взаимодействию между нуклонами с течением времени достигается равновесное состояние с \bar{n}_c экситонами. Равновесное число экситонов \bar{n}_c определяется энергией возбуждения U_c составного ядра C , т.е. $\bar{n}_c = f(U_c)$.

Будем считать, что частицы b и c могут испускаться из каждого состояния составного ядра C с данным числом экситонов n и что полное сечение реакции $\sigma(a; b, c) = \sum_{n=n_0}^{\bar{n}_c} \sigma_n(a; b, c)$, т.е. что сечение $\sigma(a; b, c)$ является некогерентной суммой сечений $\sigma_n(a; b, c)$ реакций $X(a, n; b, c)Z$, каждая из которых проходит через конкретное n -экситонное состояние ядра C .

Частица b испускается из предравновесных состояний составного ядра C с данным n , энергия которых лежит выше энергии связи частицы в данном ядре. Так как все возможные экситонные

состояния этого ядра имеют одну и ту же энергию - энергию возбуждения, то в зависимости от величины этой энергии частица b или будет испускаться из всех экситонных состояний, или совсем не будет испускаться.

После испускания частицы b из n -го частично-дырочно-го состояния ядра C образуется первое дочернее ядро Y с энергией возбуждения $U_Y = U_C - \sum_{b,c} E_b - E_b$, где E_b - кинетическая энергия первичной частицы b , в состоянии с числом экситонов $n_1 = n - n_b$, где n_b - число экситонов, уносимых частицей.

При данной энергии возбуждения U_Y ядро Y может находиться в одном из предравновесных состояний, каждое из которых характеризуется некоторым определенным числом экситонов n' . Начальное число экситонов ядра Y равно n_1 , а конечное (равновесное) число экситонов \bar{n}_Y определяется энергией возбуждения U_Y , т.е. $\bar{n}_Y = f(U_Y)$. Если величина этой энергии достаточна для испускания вторичной частицы c , то последняя испускается из всех возможных экситонных состояний n' .

После испускания вторичной частицы c образуется конечное ядро Z с энергией возбуждения $U_Z = U_Y - \sum_{c,\gamma} E_c - E_c$, где E_c - кинетическая энергия частицы c , и с числом экситонов $n_Z = n' - n_c$, где n_c - число экситонов, уносимых вторичной частицей c .

Теперь, используя статистическую идеологию [2], исходя из данной физической картины протекания реакции, легко записать выражение для сечения интересующей нас реакции

$$\sigma(a; b, c) = \sigma_c(a) \sum_{n=n_0}^{\bar{n}_c} t_n^c \int_0^{E_{\max}^{bc}} W_{c,b}^n(E_b) \left\langle \sum_{n'=n-n_b}^{\bar{n}_Y(E_{\max}^{bc} - E_b)} t_{n'}^Y U_{Y,c}^{n'}(E_b) dE_b \right\rangle, \quad (I)$$

где $E_{\max}^{bc} = U_C - \sum_{b,c} E_b - \sum_{c,\gamma} E_c$ - максимальная энергия частицы b , при которой возможно испускание частицы c , а $\sigma_c(a)$ - сечение образования составного ядра налетающей частицей. Здесь $W_{c,b}^n(E_b)$ - относительная вероятность испускания частицы b с кинетической энергией E_b из n -го экситонного состояния ядра C :

$$W_{c,b}^n(E_b) = I_{c,b}^n(E_b) / \sum_{b'} \int_0^{E_{\max}^{b'}} I_{c',b'}^n(E_{b'}) dE_{b'}, \quad (2)$$

где $E_{\max}^b = U_c - S_{bc}$ - максимальная энергия частицы b , сумма в знаменателе распространяется на все первичные частицы b' , которые могут испускаться при данной энергии возбуждения ядра C . $\bar{V}_{Y,c}^n(E_b)$ - относительная вероятность испускания вторичной частицы c из n -го частично-дырочного состояния ядра Y :

$$\bar{V}_{Y,c}^n(E_b) = \int_{E_{\min}^c}^{E_{\max}^{bc} - E_b} I_{Y,c}^n(E_c) dE_c / \sum_{c'} \int_0^{E_{\max}^{bc'} - E_b} I_{Y,c'}^n(E_{c'}) dE_{c'}, \quad (3)$$

где E_{\min}^c - максимальная энергия наиболее слабосвязанной вторичной частицы, испускаемой из ядра Y .

В формулах (2) и (3) $I_{A,b}^n(E_b)$ - средняя вероятность испускания частицы b энергии E_b из состояния ядра A с n экситонами (скорость испускания) [3].

t_n^A - относительное время жизни n -го экситонного состояния ядра A , равное отношению времени жизни τ_n^A состояния ядра A с n экситонами к полному времени T^A , необходимому для достижения ядром A равновесия. Время жизни τ_n^A представляет собой вероятность нахождения системы в данном состоянии в течении времени t_{eq} , необходимого для достижения статистического равновесия. Если ввести вероятность $P(n, U_A, t)$ нахождения системы с энергией возбуждения U_A в n -м экситонном состоянии, то

$$\tau_n^A = \int_0^{t_{eq}} P(n, U_A, t) dt.$$

Изменение вероятности $P(n, U_A, t)$ со временем для слабовзаимодействующих систем задается основным кинетическим уравнением (уравнением Паули), которое для данного случая приведено в работе [3]. В настоящее время наиболее перспективным методом для нахождения

$P(n, U_A, t)$ представляется метод прямого моделирования динамики процесса достижения системой термодинамического равновесия [47].

С точки зрения экситонной модели термодинамически равновесная система представляет собой экситонный ансамбль [3, 57]. Причем вероятности $P_{eq}(n, U_A, t)$ не зависят от времени и строятся, с учетом экситонной картины равновесия, таким образом, чтобы в результате получить некоторые статистические выражения. Это так называемый постулат "равной априорной вероятности" [37].

Если выбрать величину $P_{eq}(n, U_A, t)$ такой, чтобы получить статистическое выражение для относительной вероятности испускания частицы из равновесного состояния, то выражение (1) переходит в аналогичное статистическое выражение [27].

В экситонной модели Гриффина понятие экситона (возбуждения) связывается с моделью независимых частиц, что позволяет рассматривать экситон как частицу или дырку. Такой подход дает возможность однозначно определить целый ряд параметров модели, в частности, если испускаемая частица не возбуждена, то число уносимых ею экситонов совпадает с числом нуклонов, из которых она состоит. Если материнское составное ядро C можно описать с помощью модели независимых частиц, то однозначно определяется и простейшее входное состояние, для которого n_0 будет равно 3. Однако для реальных процессов это состояние может и не реализоваться. Действительно, если ядро мишени описывается сверхтекучей моделью, то налетающей нуклон будет сильно взаимодействовать со связанной парой нуклонов и поэтому входным состоянием может быть состояние с n_0 , равным 5.

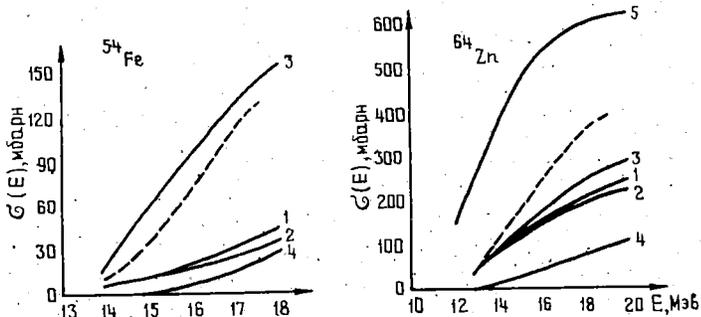
2. Оценки показывают [47], что при доминирующей роли двух-частичного взаимодействия для состояний с малым числом экситонов основную роль играют переходы в более сложные экситонные состояния с изменением числа экситонов на два. Тогда, вдали от равновесного экситонного состояния, можно легко оценить время t_n^A [47]:

$$t_n^A \approx 2(n+1)/g_A U_A. \quad (4)$$

Приведенные ниже расчеты были проделаны с использованием выражения для плотности экситонных состояний ядра по эквидистантной модели [5, 67], а для времени t_n^A -выражения (4). Значения вели-

чин плотности одночастичных уравней σ_A вычислялись с помощью формулы (19) [8]. Сечение образования составного ядра σ_{ca} вычислялось по формулам из работы [9].

На рисунке представлены кривые функции возбуждения реакции $(n, 2n)$ на ядрах ^{54}Fe и ^{64}Zn , вычисленные по формуле (1).



Здесь цифрами 1, 2 обозначены кривые функции возбуждения в случае предравновесного испускания двух нейтронов с учетом конкуренции в испускании протонов для $n_p = 3$ и 5 (соответственно цифрой 3 - функции возбуждения без учета конкуренции с $n_p = 3$). Цифрами 4, 5 обозначены, соответственно, кривые

в рамках моделей прямого выбивания и статистической равновесной модели. Кривые 4 для обеих ядер и кривая 5 для ^{64}Zn взяты из работы [10]. Пунктирные кривые - экспериментальные данные работ [11] и [12] соответственно для ^{54}Fe и ^{64}Zn .

Приведенные результаты показывают, что вклад предравновесных процессов в сечение реакции $(n, 2n)$ достаточно велик - $\sim 25\%$ для ^{54}Fe и $\approx 50\%$ для ^{64}Zn , причем достигает максимальной величины при низких энергиях. В этом отношении он качественно отличается от поведения вклада прямых процессов, который монотонно возрастает с ростом энергии и очень мал при низких энергиях. Начальное число экситонов не очень сильно влияет на абсолютное значение вклада предравновесного испускания. Более существенное влияние оказывает учет конкуренции.

Л и т е р а т у р а

1. J.J.Griffin. Phys. Rev. Lett., 478, 1966.
2. K.L.Chen, J.M.Miller. Phys. Rev., 134, B1269, 1964;
H.Bütner et al. Nucl. Phys., 63, 615, 1965.
3. С.К.Слине, М.Влаан. Nucl. Phys., A172, 225, 1971.
4. К.К.Гудима, Г.А.Ососков, В.Д.Тонеев. ЯФ, 21, 260, 1975.
5. F.C.Williams, Jr. Nucl. Phys., A166, 231, 1971.
6. M.Böhning. Nucl. Phys., A152, 529, 1970.
7. F.C.Williams, Jr. Phys. Lett., 31B, 184, 1970.
8. В.С.Ставинский. ЭЧАЯ, 3, 832, 1972.
9. I.Dostrovsky et al. Phys. Rev., 116, 683, 1959.
10. С.Н.Ежов. Кандидатская диссертация, КГУ, К., 1972.
11. М.В.Андреев, В.И.Серов. ЯФ, 7, 745, 1968.
12. L.A.Rayburn. Phys. Rev., 120, 731, 1963.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ И ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ

(n, α)-РЕАКЦИИ ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 14,7 МэВ НА ЯДРАХ

\bar{Z}_e 54, 56, 57, 58 и N_i 58, 60, 62

Г.П.Доля, А.П.Ключарев, В.П.Божко, В.Я.Головня, А.С.Качан,
А.И.Тутубалин

Изучение дифференциальных и интегральных сечений (n, α)-реакций, вызываемых быстрыми нейтронами на различных ядрах, является важной задачей физики ядра и имеет существенное значение для понимания сложного механизма взаимодействия, сопровождающегося эмиссией α -частицы, выяснения закономерностей в сечениях этих процессов, развития наших представлений об ассоциировании нуклонов в ядре, проверки применимости и дальнейшего совершенствования различных модельных представлений.

Кроме того, знание эффективных поперечных сечений (n, α)-реакций также необходимо для ряда практических приложений.

Для экспериментального изучения этих реакций нами разработана методика регистрации и идентификации α -частиц, включающая телескоп из 5 счетчиков [1] и электронную систему быстрой идентификации заряженных частиц [2].

В работе [3] приведены дифференциальные и интегральные сечения (n, α)-реакций на изотопах хрома, полученные с помощью этой методики. Данная работа является продолжением ранее начатых исследований. Измеренные дифференциальные сечения (n, α)-реакций (суммарный выход (n, α)-, ($n, \alpha n$)- и ($n, n \alpha$)-каналов), вызываемых нейтронами с энергией 14,7 МэВ на ядрах \bar{Z}_e 54, 56, 57, \bar{Z}_e 58 и N_i 58, 60, 62, представлены на рис. 1 и 2. Сплошная

кривая - аппроксимация функцией $\sigma(\theta) = a + b P_2(\cos\theta)$. Коэффициенты a и b , вычисленные методом наименьших квадратов, приведены ниже:

Ядро- мишень	a	b
Fe^{54}	7,96	2,87
Fe^{56}	4,13	3,50
Fe^{57}	3,33	2,47
Fe^{58}	2,26	1,02
Ni^{58}	12,43	3,00
Ni^{60}	6,56	2,14
Ni^{62}	2,35	0,56

Дифференциальные сечения для всех указанных ядер в пределах ошибок симметричны относительно угла 90° , что указывает на протекание реакции преимущественно через стадию образования компаунд-ядра. Следует отметить, что дифференциальные сечения на ядре Ni^{58} были измерены в работе [4]. Наши результаты хорошо согласуются с данными этой работы.

Интегральные поперечные сечения (представляющие сумму сечений (n, α) -, $(n, \alpha n)$ - и $(n, n \alpha)$ -процессов), вычисленные из дифференциальных сечений, равны: $100,1 \pm 8,9$; $51,8 \pm 4,5$; $41,8 \pm 3,8$; $29,0 \pm 4,4$ мбарн для ядер Fe^{54} , Fe^{56} , Fe^{57} и Fe^{58} и $156,2 \pm 14,8$; $82,4 \pm 8,6$; $29,5 \pm 3,9$ мбарн для ядер Ni^{58} , Ni^{60} и Ni^{62} , соответственно.

Для дифференциальных и интегральных сечений указаны полные ошибки. Основной вклад в них обусловлен статистической ошибкой.

На рис. 3 приведена зависимость интегрального сечения и величины $Q(n, \alpha)$ от массового числа A . (Экспериментальные данные по сечениям (n, α) -реакций для изотопов хрома взяты из работы [3], а для ядер V^{51} , Mn^{55} и Co^{59} из работы [9]). Сравнение этих зависимостей показывает, что существует заметная корреляция между $\sigma(n, \alpha)$ и величиной $Q(n, \alpha)$ -реакции. (Пунктирными линиями соединены ядра, для которых корреляция не наблюдается.) Аналогичная корреляция наблюдается также для сечений (n, p) - и $(n, 2n)$ -реакций и соответствующих величин Q .

В.Н.Левковский [5] обратил внимание на постоянство отношений $\sigma_{n, \alpha}$ и $\sigma_{n, p}$ и сделал вывод, что в области $A \geq 40$ $\sigma_{n, \alpha}$ приблизительно в 2,5 раза меньше $\sigma_{n, p}$ на одном и том же ядре. Эти заключения в основном согласуются с данными наших измерений.

На рис. 4 показана зависимость от массового числа A сечений (n, α) -, (n, p) - и $(n, 2n)$ -реакций ($50 \leq A \leq 62$). Хорошо видна корреляция $\sigma_{n, \alpha}$ и $\sigma_{n, p}$, причем отношение этих сечений примерно такое, как указано в работе [5].

Характер изменения величины $\sigma_{n, 2n}$ противоположен изменению сечений, характеризующих испускание заряженных частиц. (Данные по сечениям (n, p) - и $(n, 2n)$ -реакций взяты из работ [6, 7]). Кроме того, результаты наших измерений находятся в удовлетворительном согласии с заключениями работы [8] о за-

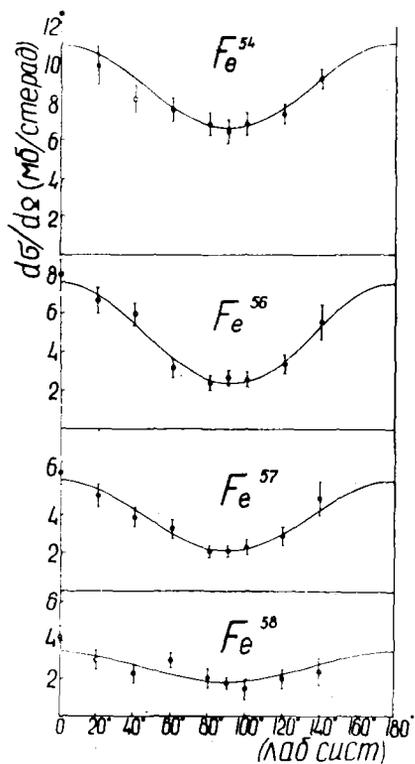


Рис. 1. Дифференциальные сечения (n, α)-реакций (суммарный выход (n, α)-, ($n, \alpha n$)- и ($n, n\alpha$)-каналов) на изотопах железа.

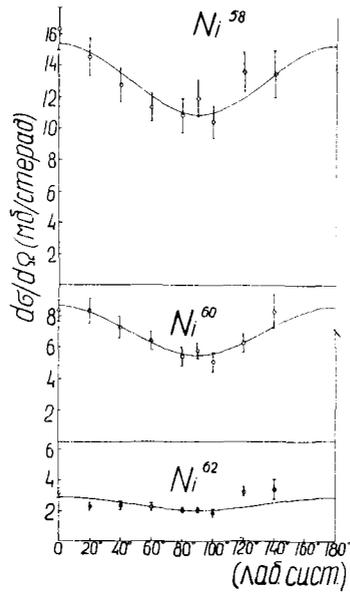


Рис. 2 Дифференциальные сечения (n, α) -реакций (суммарный выход (n, α) -, $(n, \alpha n)$ - и $(n, n\alpha)$ -каналов) на изотопах никеля.

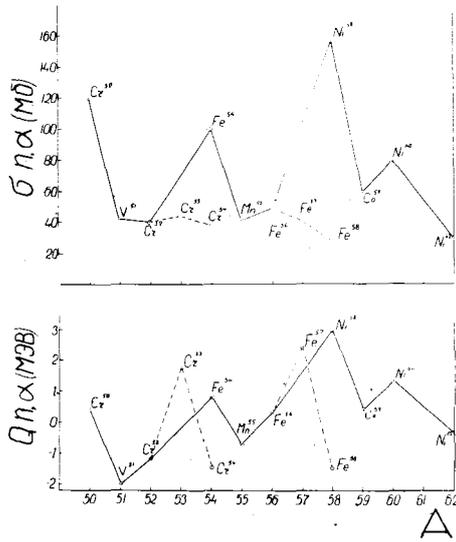


Рис. 3. Зависимость интегрального сечения ($\sigma_{n,\alpha}$)-реакции и величины $Q_{n,\alpha}$ от массового числа

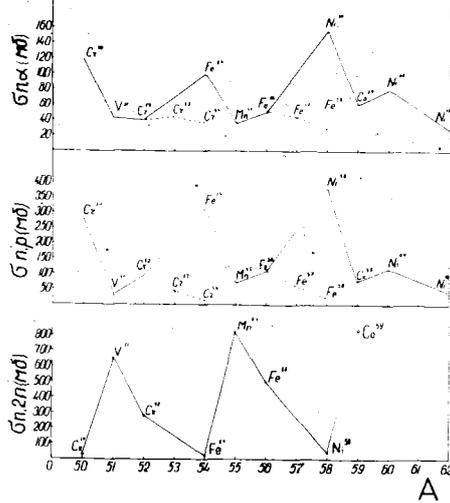


Рис.4. Корреляция интегральных сечений ($\sigma_{n,\alpha}$)-, ($\sigma_{n,p}$)- и ($\sigma_{n,2n}$)-реакции

зисимости сечений (σ , σ_c)-реакций от параметра $(N-Z)/A$.

Теоретический анализ полученных данных приводится в другом докладе, представленном на данную конференцию.

Л и т е р а т у р а

1. Г.П.Доля, Б.П.Божко, А.И.Тутубалин.
ПТЭ, № 3, 54, 1973.
2. Г.П.Доля, А.И.Тутубалин.
ПТЭ, № 1, 112, 1970.
3. Г.П.Доля, В.П.Божко, В.Я.Головня, А.П.Ключарев, А.И.Тутубалин.
Нейтронная физика, ч. 3, 131. (Материалы 2 Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня 1973).
4. U. Seebeck and M. Bormann.
Nucl. Phys., v.68, p.387 (1965).
5. В.Н.Левковский.
Ядерная физика, т.18, вып.4, 705, 1973.
6. Eder G., Winkler G., Hille P.
Z. Phys., v.253, N 4, p.335 (1972).
7. Z. Bödy, J. Csikai.
Обзоры по атомной энергии, т.11, вып. I, 153, 1973.
8. P. Hille. Sitzungsber.
Österr. Akad. wiss. Math.-natur., v.177, p.463 (1969).
9. P. Cuzzocrea and E. Perillo.
Nuovo Cimento, v.4, A, p.251 (1971).

АНАЛИЗ ПО СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СЕЧЕНИЙ (n, α) -РЕАКЦИЙ,
 ВЫЗЫВАЕМЫХ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ НА ЯДРАХ $Fe^{54,56,57,58}$
 И $Ni^{58,60,62}$

Г.П.Доля, А.П.Ключарев, В.А.Головня, А.С.Качан
 (Харьковский физико-технологический институт)

Аннотация

Представлены результаты расчета сечений (n, α) -,
 $(n, \alpha n)$ -, $(n, n\alpha)$ - и (n, p) -реакций при энергии нейтронов
 14.7 Мэв по статистической модели.

Вычислены функции возбуждения (n, α) -реакций для
 ядер $Fe^{54,55,56,57,58}$ и $Ni^{58,59,60,62}$ в интервале
 энергии нейтронов 2-15 Мэв.

Приведенные в работе [1] экспериментальные интеграль-
 ные сечения (n, α) -реакций анализируются в терминах ста-
 тистической модели.

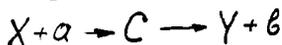
Расчет проводился по формуле, учитывающей двухкаскад-
 ное испарение частиц [2]:

$$\sigma(a; bc) = \sigma_a \frac{g_c \int_0^{E_{max}^{bc}} K_c^2(E) \sigma_c(E) P_Y(E_{max}^c - E + \Delta) G(E) dE}{\sum_{c'} \int_0^{E_{max}^{c'}} K_{c'}^2(E) \sigma_{c'}(E) P_Y(E_{max}^{c'} - E + \Delta) dE}$$

где $G(E) = \Gamma_c / \sum \Gamma_{c'}(E)$, $E_{max}^{bc} = E_{max}^{bc} - E$

$$a \quad \Gamma_c = \frac{g_c}{2\pi^2 P_Y(E_{max}^c - E)} \int_0^{E_{max}^{bc} - E} K_c^2(E') \sigma_c(E') P_Z(E_{max}^{bc} - E - E' + \Delta) dE'$$

Индексы выбраны в соответствии со схемой реакции



Суммирование по b' и $c' \xrightarrow{\frac{1}{2} + C}$ означает суммирование по всем
 видам образовавшихся в реакции частиц. (Учитывалось испаре-
 ние α -частиц, нейтронов, протонов и γ -квантов)

Плотность уровней выбиралась в форме

$$\rho(u) = \text{const } a^{-1/4} u^{-5/4} \exp[2(au)^{1/2}]$$

где a - параметр плотности уровней; u - эффективная энергия возбуждения конечного ядра.

Сечение образования компаунд-ядра в обратной реакции для протонов, нейтронов и α -частиц рассчитывалось по оптической модели. (Особенности расчетов и соответствующая ALGOL-программа будут описаны отдельно).

Сечение поглощения γ -квантов рассчитывалось по эмпирической формуле, предложенной Акселем [3].

Предварительные расчеты с учетом поправок на спаривание нуклонов, без учета этих поправок и с "обратным смещением" показали, что энергетическая зависимость сечений лучше передается в последнем случае. При этом удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных сечений (n, α)-, (n, p)- и ($n, 2n$)-реакций достигается с параметрами плотности уровней a , близкими к теоретическим [4], и имеющими незначительный разброс по величине при переходе от ядра к ядру (рис. 1). Поэтому предпочтение было отдано "обратному смещению", и все приведенные ниже результаты расчета получены с "обратным смещением", выбранным в форме, предложенной Пикардом и Вильямсоном [5]:

$$\Delta = 10n\sqrt{A},$$

где

$$n = \begin{cases} 0 & \text{- для четных ядер;} \\ 1 & \text{- для нечетных ядер;} \\ 2 & \text{- для нечетно-нечетных ядер.} \end{cases}$$

Рассчитанные нами сечения (n, α)-, ($n, \alpha n$)-, ($n, n\alpha$)- и (n, p)-реакций при энергии нейтронов 14,7 Мэв (с параметрами плотности уровней, приведенными на рис. 1) собраны

в таблице. Там же для сравнения приведены экспериментальные данные других авторов.

Вычисленные функции возбуждения (n, α)-реакций для изотопов железа и никеля показаны на рис. 2 и 3.

Экспериментальные точки - полученные нами величины сечений (n, α)-реакций при энергии нейтронов 14,7 Мэв после учета вкладов от ($n, \alpha n$)- и ($n, n\alpha$)-каналов:

$$\sigma_{n, \alpha} = (\sigma_{n, \alpha + n, \alpha n + n, n\alpha})_{\text{эксп}} - (\sigma_{n, \alpha n} + \sigma_{n, n\alpha})_{\text{теор}}$$

(колонка 3 в таблице).

Функции возбуждения вычислены также для ядер ${}^55\text{Fe}$ и ${}^{59}\text{Ni}$, которые образуются при захвате нейтронов ядрами ${}^{54}\text{Fe}$ и ${}^{58}\text{Ni}$. Ядра ${}^{55}\text{Fe}$ и ${}^{59}\text{Ni}$ имеют периоды полураспада $2,7$ и $8 \cdot 10^4$ лет и положительную величину Q (n, α)-реакции, равную $3,58$ и $5,09$ Мэв соответственно. В определенных условиях это может приводить к заметному накоплению гелия в материалах конструкций реакторов на тепловых и быстрых нейтронах.

В заключение следует отметить, что статистическая модель удовлетворительно описывает имеющиеся экспериментальные данные для изотопов железа и никеля при энергии нейтронов 14,7 Мэв и может быть использована для оценки сечений в энергетических диапазонах, где получение таких данных затруднено.

Идро- мичене	Данные авторов (σ , мбарн)						Эксперимент. данные других работ	
	Эксперимент		Статистическая модель				$\sigma_{m,\alpha}$	$\sigma_{n,p}$ [9]
	$\sigma_{n,d+n,dn+n,nd}$	$\sigma_{n,d}$	$\sigma_{n,d}$	$\sigma_{n,dn}$	$\sigma_{n,nd}$	$\sigma_{n,p}$		
Fe^{54}	$100,1 \pm 8,9$	$97,3 \pm 8,9$	96,2	2,4	0,4	240	$101,6 \pm 6,7$ 6	313 ± 80
Fe^{56}	$51,8 \pm 4,5$	$45,3 \pm 4,5$	45,0	3,0	3,5	92,0	-	$110 \pm \begin{matrix} 31 \\ -15 \end{matrix}$
Fe^{57}	$41,8 \pm 3,8$	$35,7 \pm 3,8$	36,9	5,5	0,6	52,9	-	$60,5 \pm \begin{matrix} 17,5 \\ -20 \end{matrix}$
Fe^{58}	$29,0 \pm 4,4$	$25,7 \pm 4,4$	24,2	2,6	0,7	23,3	$21,5 \pm 2$ 7	$23,0 \pm 3,5$
Ni^{58}	$156,2 \pm 14,8$	$118,5 \pm 14,8$	120,6	29,8	7,9	266	115 ± 16 8	$383 \pm \begin{matrix} 200 \\ -90 \end{matrix}$
Ni^{60}	$82,4 \pm 8,6$	$39,8 \pm 8,6$	43,1	15,9	26,9	142,9	-	$143 \pm \begin{matrix} 62 \\ -40 \end{matrix}$
Ni^{62}	$29,5 \pm 3,9$	$22,8 \pm 3,9$	21,6	5,1	1,6	35,0	$20,0 \pm 2,5$ 6	$40 \pm \begin{matrix} 19 \\ -22 \end{matrix}$

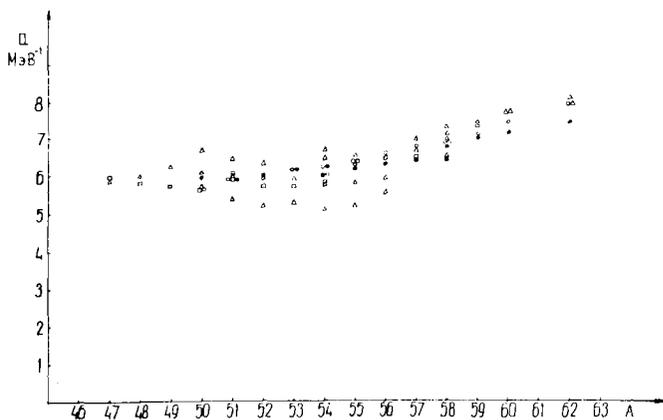


Рис. 1. Зависимость параметра плотности уровней ρ от массового числа A :

- 1) (□) - в (n, α) -канале;
- 2) (●) - в (n, n') -канале;
- 3) (○) - в (n, p) -канале;
- 4) (Δ) - теоретические величины параметров [4]

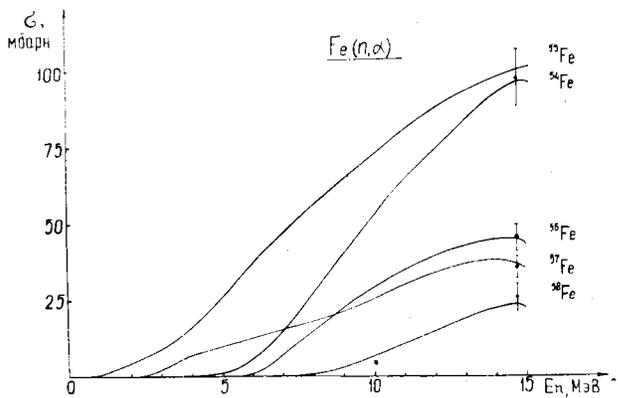


Рис. 2. Функции возбуждения (n, α)-реакций для ядер $Fe^{54,55,56,57,58}$

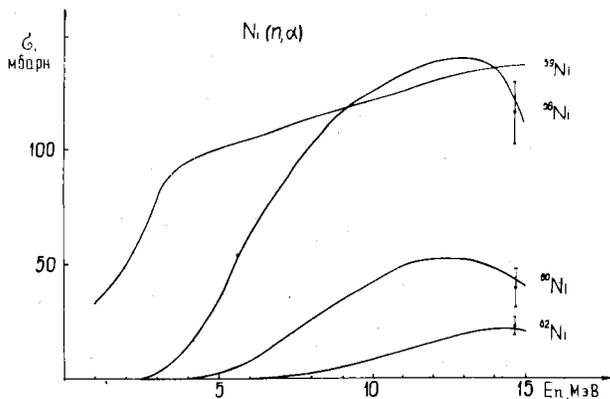


Рис. 3. Функции возбуждения (n, α)-реакций для ядер $Ni^{58,59,60,62}$

Л и т е р а т у р а

1. Г.П.Доля, А.П.Ключарев, В.П.Божко, В.Я.Головня,
А.С.Качан, А.И.Тутубалин.
Работа представлена на данную конференцию.
2. Д.Блатт, В.Вайскофф.
Теоретическая ядерная физика, М., 1954.
3. P.Axel.
Phys. Rev., v.126, p.671 (1962).
4. Ю.Н.Шубин.
Плотность уровней атомных ядер. ФЭИ-102, 1967.
5. J.Picard and C.F.Williamson.
Nucl. Phys., v.63, p.673 (1965).
6. P.Cuzzocrea and E.Perillo.
Nuovo cimento, v.4, N 2, p.251 (1971).
7. D.Chittenden.
Phys.Rev., v.122, p.860 (1961).
8. U.Seebeck and M.Bormann.
Nucl.Phys., v.68, p.387 (1965).
9. G.Eder, G.Winkler, P.Hille.
Z. Phys., v.253, p.1335 (1972).

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 4,7 МЭВ НА *Al* и *Fe*
Л.С. Лебедев, Ю.А. Немиллов, А.В. Орловский, Л.А. Победоносцев
(Радиовый институт им. В.Г. Уломина)

Аннотация

С использованием времяпролетной методики на основе импульсного режима работы ускорителя ЭГ-5 изучено рассеяние нейтронов с $E_n = 4,7$ Мэв на *Al* и *Fe*. Энергетическая градуировка установки в относительных единицах осуществлялась по нейтронам спонтанного деления источника Cf^{252} . При определении сечений неупругого рассеяния предполагается известным сечение упругого рассеяния.

Abstract

Neutrons scattering on *Al* and *Fe* at the energy $E_n = 4,7$ Mev using time of flight method in the impulse regime of electrostatic accelerator have been investigated. Energy graduation of the device in the relative units was made using Cf^{252} spontaneous fission neutrons. The elastic scattering cross section is supposed to be known to determination the inelastic scattering cross sections.

К настоящему времени накоплен значительный материал по неупругому рассеянию нейтронов с первоначальной энергией $E_n = 14$ МэВ. [1, 2]. При меньших значениях первоначальной энергии нейтронов количество работ невелико.

В данной работе изложены результаты измерений спектров рассеяния нейтронов на Al и Fe с $E_n = 4,7$ МэВ. Нами использовалась время-пролетная методика на основе импульсного режима работы ускорителя ЭГ-5. Параметры установки следующие: частота повторения импульсов 2 мГц; средний ток на мишень ~1 мкА. Разрешение по пику упругого рассеяния 3-4 нсек. Расстояние между рассеивателем и мишенью 10 см, между рассеивателем и детектором 250-310 см. Рассеивателями служили цилиндры из Al и Fe размерами $d = 4$ см, $h = 5$ см. В качестве детектора использовался пластический сцинтиллятор с $d = 10$ см и $h = 3$ см совместно с ФЭУ-63. Детектор помещался в подвижную защиту из парафина с карбидом бора и дополнительно окружался свинцом слоем 5 см. Общие размеры защиты 80x120 см. Использовалась стандартная титан-дейтериевая мишень толщиной 1 мг/см².

Энергетическая градуировка установки осуществлялась по нейтронам спонтанного деления Cf^{252} , спектр которых брался в виде $N(E) = N_0 e^{-0,88E} \sqrt{E}$ [3]. Детектором осколков деления, задающих ноль времени, служила сцинтиллирующая пленка толщиной 1 мг/см² совместно с ФЭУ-36, перед которой на расстоянии 0,3 мм устанавливался источник Cf^{252} . Эффективность установки в относительных единицах определена в диапазоне энергий нейтронов 0,7-6 МэВ с точностью 3-4%, которая включена в конечный результат.

После градуировки измерялись спектры нейтронов с $E_n = 4,7$ МэВ, рассеянных на Al и Fe при трех значениях углов (Л.С.К): 20, 97, 120°. Спектры нейтронов, рассеянных под углом 120°, приведены на рисунке.

При определении сечений неупругого рассеяния предполагались известными сечения упругого взаимодействия, значения которых взяты нами из работы [4].

Результаты измерения сечений для идентифицированных уровней приведены ниже:

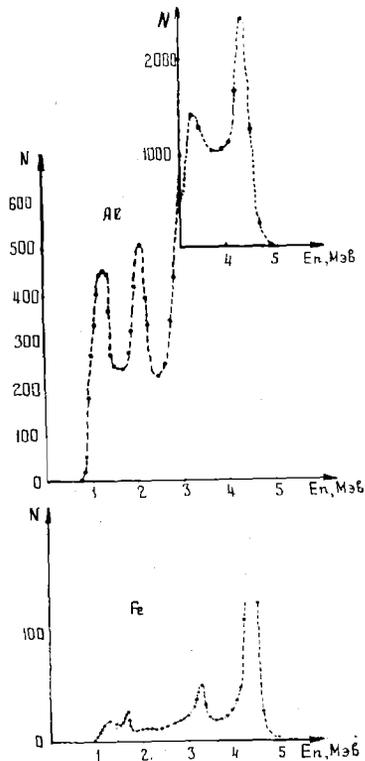
Al^{27}

Сечение рассеяния / Угол рассеяния, град	Уровень 1,01 МэВ	Уровень 2,2 МэВ	Уровень 3 МэВ
20	$8,3 \pm 0,5$	$4,3 \pm 0,3$	$4,5 \pm 0,4$
97	$9,4 \pm 0,6$	$3,9 \pm 0,3$	$4 \pm 0,3$
120	$12 \pm 0,8$	$4,2 \pm 0,3$	$3,5 \pm 0,3$

Fe^{56}

Сечение рассеяния / Угол рассеяния, град	Уровень 0,84 МэВ	Уровень 2,65 МэВ	Полное сечение неупр. рассеяния с $E = 1+4$ МэВ
20	$15 \pm 0,9$	$9 \pm 0,5$	$60 \pm 3,5$
97	$13 \pm 0,8$	$11 \pm 0,7$	52 ± 3
120	$14 \pm 0,9$	$8,8 \pm 0,5$	54 ± 3

Таким образом, для идентифицированных уровней рассеяние является практически сферически-симметричным. Обращает на себя внимание отсутствие в спектрах нейтронов, рассеянных на Al^{27} заметного проявления уровня с энергией 2,73 МэВ. Однако при изучении неупругого рассеяния протонов в диапазоне $E_p = 5+6,5$ МэВ [5] этот уровень четко проявляется, в этой же работе отмечается значительная энергетическая зависимость неупругого рассеяния протонов. Возможно, что отсутствие этого уровня в наших результатах связано с сильной энергетической зависимостью его образования.



Рисунок

Л и т е р а т у р а

1. L.P. Hansen "Nucl. Sci. and Eng.", 1973, 51 N, 3, 278-295.
2. О.А. Сальников и др. "Ядерная физика" 1966, 4, № 6, 1154-1161.
3. "Калифорнийские источники"
Изд-во Центрального научно-исследовательского института информации Москва, 1973.
4. М.И. Николаев, И.О. Базаянц.
Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
5. А.Е. Антропов, К.А. Гриднев
"Известия Академии наук СССР" (серия физическая), том XXX, № 7, 1966. 1197-1203.

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ГАММА-ЛУЧЕЙ
ПРИ НЕУПРУГОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ
С ЯДРАМИ РЕНИЯ И СВИНЦА

М.В.Савин, Ю.А.Хохлов, Н.Н.Заялов, И.Н.Парамонова, В.А.Чиркин,
В.Н.Лудин

Аннотация

Описываются результаты измерений полных сечений образования γ -лучей с энергией $E_\gamma = 1-5$ Мэв в реакции $(n, n'\gamma)$ с ядрами рения и свинца в диапазоне энергий нейтронов $E_n = 1-10$ Мэв.

Abstract

The total γ -ray production cross-section in $(n, n'\gamma)$ reaction with Re and Pb in the neutron energy range of 1-10 Mev have been measured. The γ -ray energy of 1-5 Mev was registered. The result of the measurements are described.

Гамма-излучение, образующееся при неупругом взаимодействии нейтронов со средними и тяжелыми ядрами, состоит из совокупности отдельных монохроматических γ -линий, отвечающих переходам между дискретными уровнями возбужденного ядра, и "сплошного" спектра, обусловленного статистическим процессом распада, остаточного после испарения нейтрона ядра. Настоящая работа посвящена измерению полных сечений образования γ -лучей (суммы линейчатого и сплошного спектров) при неупругом взаимодействии нейтронов с ядрами Re и Pb естественного изотопного состава. Эти данные представляют практический интерес.

Методика измерений была описана в работе [1]. Измерения проводили на линейном ускорителе электронов с применением метода времени пролета с разрешением Инсек/м. Гамма-лучи регистрировали под углом 125° безводородным жидким сцинтиллятором на основе гектафторбензола. Исследуемые образцы Re и Pb имели форму полого усеченного конуса.

Поток нейтронов на образец измеряли калиброванным сцинтилляционным детектором-кристаллом стибьена с фотоумножителем ФЭУ-93. Порог регистрации нейтронов устанавливали по пику полного поглощения γ -лучей Am^{241} . Набор информации в процессе эксперимента осуществляли отдельными сериями с исследуемым образцом, без образца и с образцом из углерода. Результаты для углерода использовали для определения фона, обусловленного регистрацией γ -детектором нейтронов, упруго рассеянных на образце. Монитором потока нейтронов служил всеволновый счетчик.

Инверсию амплитудных распределений производили методом дифференцирования [2]. Эффективность регистрации и функцию чувствительности детектора к γ -лучам для $E_\gamma = 0,5 \pm 2$ Мэв определяли с помощью эталонных источников γ -лучей Cs^{137} , Mn^{54} , Zn^{65} , Na^{22} , γ^{88} малых размеров. Интенсивность источников была известна с точностью $\pm 2,5\%$. С каждым источником измерения проводили в рабочей геометрии при наличии образца. При этом источник помещали в нескольких точках на внешней и внутренней образующих конуса (образца). Для учета асимметрии расположения образца относительно детектора такие измерения проводили для четырех равномерно расположенных по окружности внешних и внутренних образующих конуса. По полученным результатам определяли среднее значение эффективности и функции чувствительности для каждой γ -линии после предварительного усреднения результатов для внешней и внутренней образующих с учетом поправки на поглощение γ -лучей в образце.

В области $E_\gamma = 2 \pm 5$ Мэв функции чувствительности определяли с помощью γ -лучей Al^{27} , V^{52} , Na^{24} , Cl^{38} и реакции $\text{C}^{12}(n, n'\gamma)$. Нормирование функций чувствительности, полученных с этими источниками, было выполнено экстраполяцией экспериментальных данных из области $E_\gamma = 0,5 \pm 2$ Мэв с использованием формулы Клейна-Нишины и свертки по Гауссу и экспоненциального закона ослабления потока γ -лучей в кристалле. При этом экстраполяцию проводили по значениям в плоской части функции чувствительности. Поскольку в сцинтилляторе на основе гексафторбензола основным взаимодействием γ -лу-

чей с энергией $0,5 \leq E_{\gamma} \leq 5$ Мэв является комптоновское рассеяние, а граничные эффекты и эффекты многократного взаимодействия сказываются, в основном, на краях комптоновского распределения, указанная процедура экстраполяции не может привести к значительным ошибкам.

При расчете сечений вводились поправки на ослабление потока нейтронов и γ -квантов в образце и на многократное рассеяние нейтронов. Были получены сечения образования γ -лучей с разбиением на интервалы $\Delta E_{\gamma} = 0,25$ Мэв.

Фон для каждого интервала энергий γ -лучей определяли из результатов, полученных в области энергий нейтронов, расположенной ниже порога образования данной группы γ -лучей. Этот фон не проявлял зависимости от энергии нейтронов и был обусловлен фоном пучка нейтронов ускорителя и фоном помещения. Его величина для рения в интервале $E_{\gamma} = 1, 1,25$ Мэв составляла 10% и в интервале $E_{\gamma} = 3, 5$ Мэв (4-3)%, для свинца при $E_{\gamma} = 1, 1,25$ Мэв ($\sim 2\%$), а при $E_{\gamma} > 2$ Мэв величина фона была близка к нулю. Фон, обусловленный регистрацией нейтронов упруго рассеянных в исследуемых образцах, определяли из измерений с углеродным образцом.

На рис. 1,2 приведены полученные энергетические зависимости сечений образования γ -лучей в интервалах $\Delta E_{\gamma} = 0,5$ Мэв. На рисунках показаны полные ошибки измерений. При определении полных ошибок были учтены статистические ошибки, полученные из разброса отдельных серий измерений, ошибки в определении потока нейтронов на образец ($\delta = 0,05$) и ошибки, связанные с обработкой результатов и построением функций чувствительности ($\delta = 0,15$). Другие ошибки значительно меньше рассмотренных здесь и поэтому не принимались во внимание. Полученные результаты для свинца на рис.2 сравниваются с данными Пиркина [3]. В основном наши результаты совпадают с результатами Пиркина. Однако в области энергий $E_{\gamma} = 3,4$ Мэв имеются существенные различия. Для рения в литературе экспериментальных данных нет. На основании статистической теории энергетический баланс реакции можно записать в виде $\bar{E}_{\gamma} \bar{\sigma} = \bar{\sigma}_x (E_{\gamma} - 2T)$, где \bar{E}_{γ} - средняя энергия γ -спектра; $\bar{\sigma}$ - полное сечений образования γ -лучей; $\bar{\sigma}_x$ - сечение неупругого рассеяния нейтронов; T - температура остаточного ядра.

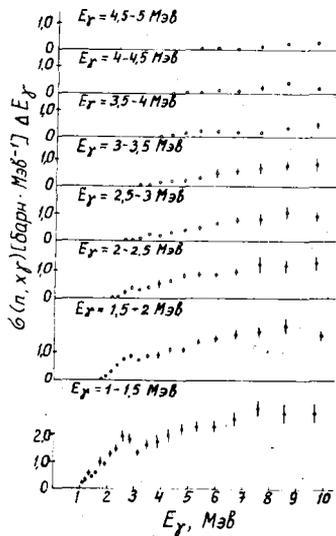


Рис.1. Сечение реакции (n, n') на Ac ($4\pi \sigma$ (125°)).

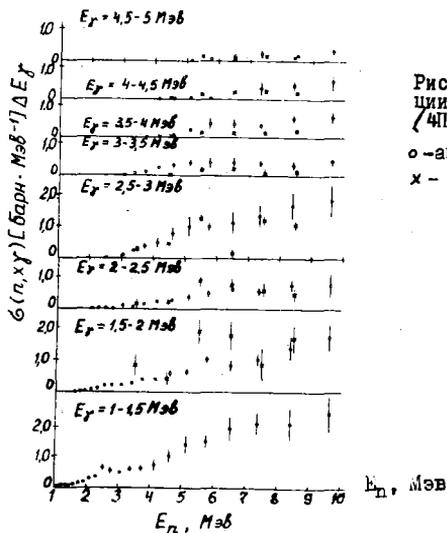


Рис.2. Сечение реакции (n, n') на Pb ($4\pi \sigma$ (125°)).

o - автог;
x - керкин/3.

Применение формулы баланса энергии к результатам для рения дает значения τ , лежащие в пределах 0,3-0,7 Мэв. При этом предполагалось, что сечения образования γ -лучей с энергией $E_\gamma < 1$ Мэв равны сечению для интервала $E_\gamma = 1 \pm 1,25$ Мэв.

Л и т е р а т у р а

1. М. В. Савин, И. Н. Парамонова, В. А. Чиркин, Ю. А. Хохлов, В. Ф. Курякин. Нейтронная физика, ч. Ш, стр. 114-119. Обнинск, 1974. Материалы 2-й всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г.
2. В. Г. Двухшерстнов, А. Т. Баков, Ю. А. Казанский, М. Э. Тараско. П. Т. Э., № 4 (1969), 39-41.
3. J. L. Pezkin. Nucl. Phys., 60 (1964), 561-580.

ГАММА-ЛУЧИ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
НЕЙТРОНОВ $E_n = (0,8+10)$ Мэв НА
ЯДРАХ Al и Fe

М.В.Савин, И.Н.Парамонова, А.А.Хохлов, В.А.Чиркин,
В.Н.Лудин, М.К.Сараев, В.А.Жеребцов

Аннотация

Исследовались гамма-лучи, испущенные в результате взаимодействия быстрых нейтронов $E_n = (0,8+10)$ Мэв с ядрами Al и Fe . Измерялись сечения реакций $Al^{27}(n,n'\gamma)$ и $Fe^{56}(n,n'\gamma)$ для основных наблюдаемых переходов. Гамма-лучи с энергией $E_\gamma = (0,5+3)$ Мэв регистрировались кристаллом $NaJ(Tl)$.

Измерения проводились на линейном ускорителе электронов методом времени пролета с разрешением 1 нсек/м. Полученные величины сравниваются с опубликованными.

Abstract

Gamma-ray emissions as results of interaction of fast neutron $E_n = (0,8-10)$ Mev with ^{27}Al and ^{56}Fe have been investigated. The cross section of $^{27}Al(n,n'\gamma)$ and $^{56}Fe(n,n'\gamma)$ reactions for main observed transitions were measured. Gamma-rays with the energy of 0,5-3 Mev were registered with the NaJ (Tl) detector. The measurements were carried out on a linear electron accelerator with the help of the time-of-flight method with resolution of 1 nsec/m. The obtained values are compared with those already published.

Данная работа посвящена измерениям абсолютных сечений образования отдельных γ -линий при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на Al^{27} и Fe^{56} с использованием линейного ускорителя электронов в качестве импульсного источника нейтронов.

Проводились два опыта. В первом опыте, предельном в диапазоне $E_n = (0,8+7,0)$ Мэв, для измерений использовались цилиндрические образцы. Гамма-излучение регистрировалось кристаллом $NaJ(Tl)$ (δ 80 мм, h = 80 мм), расположенным под углом 90° к направлению пучка нейтронов. Методика и предварительные результаты этих измерений опубликованы в работе [1].

Более поздние результаты были получены в расширенном диапазоне энергий нейтронов $E_n = (0,8+10)$ Мэв с использованием

кольцевой геометрии. В этих экспериментах мишенью линейного ускорителя служила тантал-бериллиевая сборка. Пучок нейтронов, сформированный в виде кольца (d внеш = 185, d внут = 75мм), падал на исследуемый образец, имевший форму усеченного полого конуса. Диаметр нижнего основания 170мм, диаметр верхнего основания конуса 85мм. Толщина стенки образца из железа была 8мм, а из алюминия 14мм. Образцы устанавливались на расстоянии 37м от мишени ускорителя под углом 90° к электронному пучку. Детектор γ -лучей [кристалл NaJ (Tl) 40x40мм с ФЭУ-93] располагался за теневой защитой. Средний угол между регистрируемым гамма-излучением и направлением потока нейтронов составлял 125° .

Селекция нейтронов осуществлялась по методу времени пролета (с разрешением ~ 1 нсек/м). Импульс тока с детектора γ -лучей одновременно подавался на временной и амплитудный каналы. Регистрация двумерных распределений (время, амплитуда) проводилась с помощью анализатора АИ-4096. Тормозное излучение блокировалось с помощью линейных схем пропускания.

Ноль временной шкалы определялся и периодически контролировался по положению пика тормозного излучения ускорителя во временном распределении импульсов с детектора. Положение нуля и калибровку временной шкалы дополнительно проверяли по резонансам углерода в эксперименте по пропусканию нейтронного пучка через углеродный образец. Неопределенность положения нуля временной шкалы не хуже $\pm 0,27$ нсек/м.

Спектр нейтронов и абсолютное значение потока нейтронов на образец измерялись с помощью сцинтилляционного детектора кристалла стибьена ($\varnothing 30$ мм, $h = 10$ мм) с фотоумножителем ФЭУ-93. Порог регистрации нейтронов устанавливался по пику полного поглощения γ -лучей Am^{241} ($E_n = 60$ кэв), что соответствует 0,54 Мэв по энергии нейтронов. Энергетический ход эффективности нейтронного детектора измерялся относительно сечения деления U^{235} [2]. Абсолютизация эффективности проводилась при энергии нейтронов $E_n = (4+10)$ Мэв методом, описанным в работе [3]. Результаты измерений [1] были перенормированы с учетом полученной эффективности нейтронного детектора.

Калибровка амплитудной шкалы анализатора проводилась по гамма-лучам ^{137}Cs , Mn^{54} , ^{88}Y , Zn^{65} , Ca^{48} , Na^{22} .

Метод измерения фотоэффективности детектора в опытах с цилиндрическими образцами описывался в работе [1].

В кольцевой геометрии фотоэффективность детектора в интервале энергий $E_{\gamma} = (0,5+1,84)$ Мэв определялась с помощью источников малых размеров: ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn , ^{22}Na , ^{88}Y . Интенсивность их была известна с точностью $\pm 2,5\%$. Для определения эффективности регистрации γ -излучения с $E_{\gamma} = (1,9+2,8)$ Мэв использовался источник парных γ -лучей ^{24}Na . Нормировка производилась по γ -линии $E_{\gamma} = 1,38$ Мэв. С каждым источником измерения производились в рабочей геометрии при наличии образца. При этом источник ставился в четырех точках, равномерно расположенных по окружности на внешних и внутренних образующих конуса (образца). После предварительного усреднения результатов для внешних и внутренних образующих, с учетом поправок на поглощение γ -лучей в образце, определялось среднее значение эффективности для каждой γ -линии.

Измерения и обработка результатов

Измерение сечений образования отдельных γ -линий в диапазоне энергий $E_{\gamma} = (0,8+3,0)$ Мэв проводилось отдельными сериями. Монитором нейтронов служил всеволновый счетчик. Периодически проводились измерения спектра и абсолютного значения потока нейтронов на образец. Для нахождения площади фотопиков $S_{\text{фото}}$ был применен метод свертки по Гауссу [4].

Фон в процессе измерения был обусловлен в основном тремя факторами: регистрацией кристаллом $\text{NaI}(\text{Tl})$ рассеянных на образце нейтронов, фоном нейтронного пучка ускорителя и фоном рассеянных в помещении нейтронов и γ -лучей. Метод определения фона в эксперименте приводился в [1]. Суммарная величина фона для различных линий составляла 3-10% от эффекта.

При обработке результатов измерений были введены поправки на угловое распределение γ -лучей (опыт с цилиндрическими образцами), на многократное рассеяние и ослабление потока первичных нейтронов в образце, на поглощение γ -лучей в образце, на вклад в площади фотопиков от аннигиляционных "пиков вылета".

Для алюминия поправки на угловое распределение не вводились. В работах [5-7] было показано, что угловое распреде-

ление γ -лучей, соответствующих переходам с уровней 843 кэв, 1013 кэв, 2732 кэв, близко к изотропному. Поправка для γ -лучей, обусловленных переходом ($2210 \rightarrow 0$), составляла 1-2%.

Для железа в кольцевой геометрии поправки на угловое распределение также не вносились, т.к. γ -лучи регистрировались под углом 125° [$\sigma \approx 4\pi\sigma(125^\circ)$], а величина поправки обусловленной конкретными размерами γ -детектора, составляла 0,3-0,8%.

На рис.1,2 представлены сечения образования γ -лучей при неупругом взаимодействии с ядрами Al^{27} и Fe^{56} .

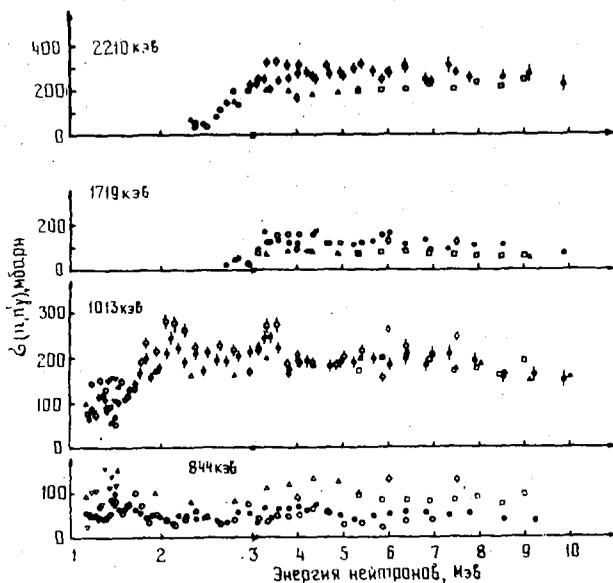


Рис. 1. $\sigma(n, n'\gamma)$ на Al^{27} .
 O, ● - данные авторов настоящей работы (для цилиндра и конуса соответственно); □ - данные работы [10];
 ◇ - данные работы [8]; Δ - данные работ [11,12];
 ▽ - данные работы [13]

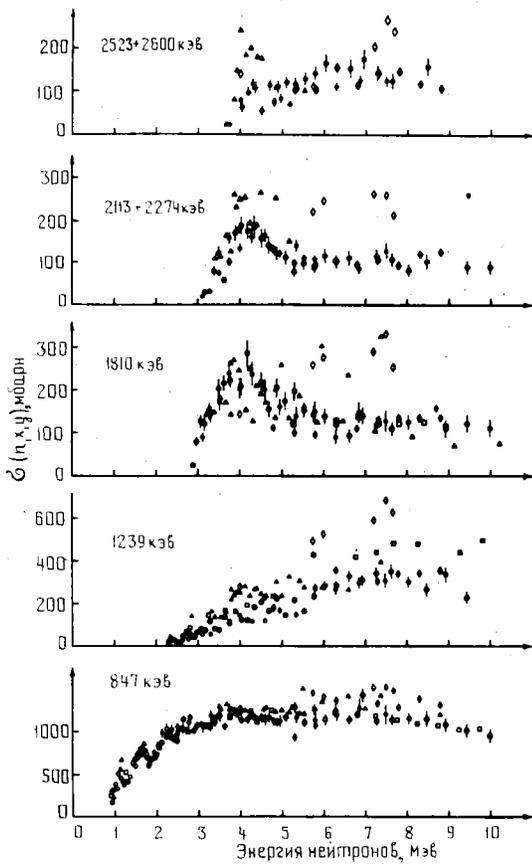


Рис. 2. $\sigma(n, n' \gamma)$ на Fe^{56} :
 ○, ● - данные авторов настоящей работы (для цилиндра и конуса соответственно); ▲ - данные работ [11, 12]; ◇ - данные работы [8]; □ - данные работы [14]; ▲ - данные работы [15]; ◆ - данные работы [9]

Точками изображены сечения, полученные в кольцевой геометрии, кружками – на цилиндрических образцах. На рисунках указаны полные ошибки измерений. При определении ошибок измерений были учтены статистические ошибки, ошибки обработки результатов, ошибки в определении потока нейтронов на образец, ошибки из-за неточности определения и нестабильности нуля временной шкалы анализатора, ошибки определения эффективности детектора и ошибки из-за нестабильности монитора потока нейтронов.

Для сравнения приведены результаты других авторов [5-15].

Результаты для цилиндрических образцов и кольцевой геометрии хорошо согласуются между собой, хотя в некоторых интервалах энергий нейтронов имеются расхождения, превышающие ошибки измерений. Расхождения не проявляют какой-либо закономерности, что указывает на их случайный характер. Энергетическое разрешение кристалла $\text{NaJ}(\text{Te})$ не позволило разделить некоторые близко расположенные γ -линии. Поэтому для линий $E_{\gamma} = (2113 + 2274)$ кэВ и $E_{\gamma} = (2523 + 2600)$ кэВ ^{56}Fe приводится суммарный результат.

Как видно из рисунков, наши результаты в основном хорошо согласуются с результатами других авторов.

Л и т е р а т у р а

1. М.В.Савин, И.Н.Парамонова, Ю.А.Хохлов, В.А.Чиркин. Нейтронная физика, ч. I, стр. 282-289.
2. В.А.Коньшин, М.Н.Николаев. Ядерные константы, вып. 9 стр. 3-33. Атомиздат, 1972г.
3. P.H.Bowen, G.C.Cox, G.B.Huxtable, A.Lanosford, J.P.Seanton, G.H.Stafford, I.T.Thercher. N.I.M., 17, 117-122 (1962).
4. F.Rossitto, M.Ferrary. N.I.M., 79, 341-345 (1970).
5. В.Н.Армитаж. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып. 3. Атомиздат, 1966.

6. S.C.Mathur, W.E.Tucher, R.W.Benjamin, I.L.Morgan. Nucl. Phys., 73 (1965).
7. K.C.Chung, D.E.Velkley, J.D.Brandenberg, M.T.Ellistrem. Nucl. Phys., A115, 476-480 (1967).
8. D.M.Drake, J.C.Hopkins, C.S.Joung, H.Conde. Nucl.Sci. and Eng., 40, 294-305 (1970).
9. J.Haouat, J.Lachkal, I.Patin. Neutron Cross Sect. and Techn. p. 202-217. Proceed. of the 3^d Conf. (March 15-17, 1971).
10. J.K.Dickens, G.L.Morgan, F.G.Perey. Phys.Rev., C5, 100-110 (1972).
11. V.J.Orphan, C.G.Hoot, J.John. Trans.Am.Nucl.Soc., v. 2, 897-898 (1971).
12. C.G.Hoot, V.J.Orphan, J.John. Neutron Cross Sect. and Techn. Proc. 3rd Conf. March 15-17 (1971), 227-234.
13. J.P.Chier, A.B.Smith. Nucl.Sci. and Eng., 26, 500-510 (1966).
14. J.K.Dickens, G.L.Morgan, F.G.Perey. Nucl.Sci. and Eng., 50, 311-336 (1973).
15. Д.Д.Бродер, А.Ф.Гамалий, А.И.Лашук, И.П.Садохин. Nucl. Data for Reactors. V II, 295-300, IAEA, Vienna, 1970.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЯДРА ДЛЯ ПРЕДСКАЗАНИЯ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

И.А.Корж, И.Е.Камуба, А.А.Голубова

(Институт ядерных исследований АН УССР)

Аннотация. Приведено сравнение функций возбуждения первых двух уровней изотопов титан-48, хром-50, 52, 54, железо-54, 56, никель-60 и цинк-64, 66, вычисленных в рамках статистической теории ядерных реакций, с экспериментальными, полученными интегрированием дифференциальных сечений неупругого рассеяния, измеренных нами в области энергий нейтронов 1,5-3,0 Мэв.

Abstract. The excitation functions of the first two levels of the isotopes titan-48, chrome-50, 52, 54, iron-54, 56, nickel-60 and zinc-64, 66 in the neutron energy range 1,5-3,0 Mev were determined by integrating the differential cross sections of the inelastic scattering. The experimental values of the excitation functions are compared with the calculated ones using the Hauser-Feshbach-Moldauer formalism.

Несмотря на то, что в литературе уже накоплена значительная информация о сечениях неупругого рассеяния нейтронов, надежных экспериментальных и теоретических данных, необходимых для реакторной физики, все еще недостаточно. В первую очередь это касается элементов, входящих в состав нержавеющей стали, которая состоит главным образом из ядер железа, хрома, никеля, молибдена и других конструкционных материалов. Для получения надежных данных о сечениях неупругого рассеяния нейтронов нами проводятся систематические исследования процессов рассеяния с повышенным разрешением на ряде разделенных изотопов ядер среднего веса. В настоящей работе приведены функции возбуждения первых двух уровней изотопов ^{48}Ti , $^{50,52,54}\text{Cr}$, $^{54,56}\text{Fe}$, ^{60}Ni и $^{64,66}\text{Zn}$ для нейтронов в интервале энергий от порога до 3,5 Мэв, а также приведено сравнение экспериментальных данных с предсказаниями по статистической теории Хаузера-Фешбаха [1] и Хаузера-Фешбаха-Мольдауэра [2], учитывающей эффекты флуктуации ширин уровней.

Экспериментальные сечения неупругого рассеяния с возбуждением отдельных уровней исследуемых изотопов получены интегрированием дифференциальных сечений неупругого рассеяния, измеренных нами [3] с помощью методики по времени пролета, описанной в работе [4], за исключением ламповой электроники "стоп"-канала спектрометра (катодный повторитель, широкополосный усилитель), которая была

заменена полупроводниковой электроникой. Все измерения, за исключением ^{48}Tl и ^{56}Fe , проведены на обогащенных изотопах. Полный разброс энергии нейтронов с мишени составил ± 50 кэВ. Сечения неупругого рассеяния измерялись относительно n - p -рассеяния [5].

Экспериментальные сечения неупругого рассеяния, исправленные на эффект ослабления потока, показаны на рис. 1-3 светлыми точками. Погрешности, указанные на рисунках, включают в себя статистические погрешности и погрешности, связанные с нормировкой сечений и учетом ослабления потока в образце. Там же приведены и данные некоторых ранее опубликованных исследований. Из рисунков видно, что для исследуемых изотопов имеется удовлетворительное согласие с большинством из имеющихся в литературе данных. Только для ^{48}Tl и ^{50}Cr имеются расхождения, которые не всегда можно объяснить отличием разрешения в предыдущих экспериментах.

Сечения неупругого рассеяния нейтронов через составное ядро с возбуждением одного из дискретных состояний ядра-мишени вычислены нами с помощью формализма Хаузера-Фешбаха (ХФ) и Хаузера-Фешбаха-Мольдауэра (ХФМ). Сечение неупругого рассеяния в теории ХФМ выражается формулой

$$\sigma_{in}(E, E_q) = \frac{\pi}{2k_0^2(2I_0+1)} \frac{\sum_{l,j} T_{lj}(E) \sum_{\Pi} (2J+1) \frac{\sum_{l',j'} T_{l'j'}^J(E_q) R_{l'j'}(E, E_q)}{\sum_{l'',j''} T_{l''j''}^J(E_p)}}{\prod} \quad (1)$$

где E_q - кинетическая энергия вылетающего нейтрона; E_p - энергия возможных возбужденных состояний ядра; k_0 - волновое число налетающего нейтрона; I_0 - спин основного состояния ядра-мишени; J - полный угловой момент; Π - четность; l, j - орбитальный момент и полный момент налетающего нейтрона; l', j' - орбитальный момент и полный момент вылетающего нейтрона; l'', j'' - возможные орбитальные и полные угловые моменты вылетающего нейтрона; $R_{l'j'; l''j''}^J$ - коэффициент, учитывающий эффект флуктуации ширины уровней составного ядра (в теории ХФ $R_{l'j'; l''j''}^J = 1$). Штрих в суммах означает выполнение правил сохранения моментов и четности.

Составлена программа расчета сечений неупругого рассеяния в рамках двух формализмов статистической модели ядра. Для расчета сечений по этой программе необходимо знать коэффициенты проникаемости $T_{lj}(E)$ для начальной энергии нейтронов и коэффициенты $T_{l''j''}(E_p)$ для всех возможных значений энергии рассе-

янных нейтронов и возможных вылетающих заряженных частиц. Проницаемости вычислены в рамках оптической модели ядра с потенциалом в форме

$$V(r) = -V_c f(r) - iW_c g(r) + V_{so} \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} f(r) \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{r}, \quad (2)$$

где $f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}$; $g(r) = \exp\left[-\left(\frac{r-R}{b}\right)^2\right]$. $R = r_0 A^{1/3}$ - радиус ядра; V_c , W_c , V_{so} , a , b и r_0 - параметры оптического потенциала.

Расчеты проницаемостей по оптической модели проведены с использованием усредненных параметров модели, полученных нами ранее из анализа данных по рассеянию нейтронов в области энергии 1,5-6,1 Мэв [6]:

$$V_c = (48,7 - 0,33.E) \text{ Мэв}; \quad W_c = (7,2 + 0,66.E) \text{ Мэв}; \quad (3)$$

$V_{so} = 7,5$ Мэв, $a = 0,65$ ферми, $b = 0,98$ ферми, $r_0 = 1,25$ ферми. Для расчета сечений рассеяния по статистической теории необходимо знать характеристики уровней исследуемых ядер. Информация об энергиях, спинах и четностях уровней была получена из работ [7-9] для ^{48}Tl [10-12], для ^{50}Cr [13-15], для ^{52}Cr [16,17], для ^{54}Cr [18,19], для ^{54}Fe [15,20,21], для ^{56}Fe [22,23], для ^{60}Ni [24,25], для ^{64}Zn и [24,26,27] для ^{66}Zn .

На рис. 1-3 приведено сравнение экспериментальных сечений неупругого рассеяния с теоретическими расчетами в рамках теории ХФ (сплошные кривые) и теории ХФМ (пунктирные кривые). Из рисунков видно, что учет флуктуации ширины уровней для исследуемых ядер приводит к понижению сечений неупругого рассеяния, вычисленных по теории ХФ. Сечения неупругого рассеяния, рассчитанные по теории ХФМ, за исключением данных по цинку, лучше согласуются с экспериментальными данными. Для изотопов цинка лучшее согласие теории с экспериментом получено без поправок Мольдауэра. По-видимому, совпадение экспериментальных и вычисленных сечений неупругого рассеяния без поправки на флуктуацию ширины уровней для изотопов цинка не случайно. Аналогичная картина была замечена и при исследовании процессов рассеяния нейтронов при более низких энергиях (0,3-1,5 Мэв) на четных изотопах Zn [26] и Ge [29], а также в области энергий нейтронов от порога возбуждения до ~ 1650 кэв для изотопов цинка [30].

Наличие нерегулярностей и энергетической зависимости сече-

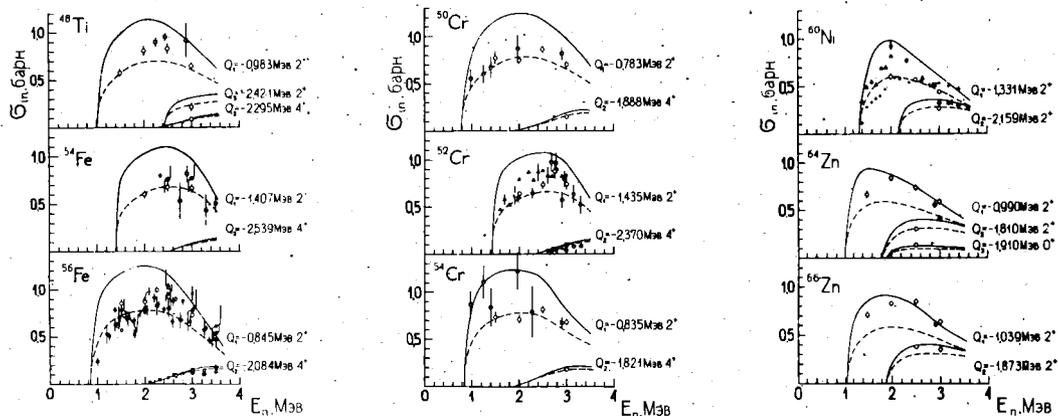


Рис. 1. Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ^{48}Ti , ^{54}Fe и ^{56}Fe (○ - данные настоящей работы, □ - [31], ● - [32], ● - [33], ● - [34], ◇ - [35], ✱ - [36], ■ - [37], ✕ - [38], △ - [39], ▽ - [40], ◆ - [41], ▼ - [42], √ - [43], ◇ - [44]). Сплошные кривые - расчеты по теории Хаузера-Фешбаха, пунктирные - расчеты с учетом поправок Мольдауэра на флуктуации ширины уровней.

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для $^{50,52,54}\text{Cr}$ (○ - данные настоящей работы, ● - [34], ● - [45], ▲ - [46]).

Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для ^{60}Ni , $^{64,66}\text{Zn}$ (○, ⊕ (Q_2+Q_3) - данные настоящей работы, ● - [34], ◇ - [35], ◇ - [44], ▲ - [46], ▣ - [47], ⊕, † - [48]).

ния неупругого рассеяния для ^{56}Fe затрудняет проверку плодотворности представления Мольдауэра о роли флуктуации ширины уровней. Из-за недостаточной полноты и точности имеющихся в литературе данных пока не удастся выяснить все детали эффекта флуктуации ширины уровней.

Авторы выражают благодарность академику АН УССР М.В.Пасечнику за неоднократные полезные обсуждения вопросов, связанных с данной работой.

Л и т е р а т у р а

1. W. Hauser, H. Feshbach, Phys. Rev., 87, 366(1952).
2. P. A. Moldauer, Rev. Mod. Phys., 36, 1079(1964).
3. И.А.Корж, В.А.Мищенко, Э.Н.Молжухин, М.В.Пасечник и др., Доклад на III Сессии по нейтронной физике, Киев, 1975 г.
4. В.В.Лук, А.А.Козарь, И.А.Корж и др., Нейтронная физика (Материалы II Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 1973 г.), Обнинск, 1974, часть IV, стр.203.
5. A. Horsley, Nucl. Data 2A, 243(1966), Acad. Press, N.Y.-L.
6. М.В.Пасечник, И.А.Корж, И.Е.Кашуба, Нейтронная физика (Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 1971 г.) Киев, "Наукова думка", 1972, часть I, стр.253.
7. D.H.Kong-a-sion et al., Nucl. Phys., 1197, 568(1972).
8. R.L.Auble, Nucl. Data, 4B, 269(1970); J.Rapaport, Nucl. Data, 4B, 351(1970).
9. H.W.Baer et al.; Ann. of Phys., 76, 437(1973).
10. R.J.Peterson, E.W.Stoub, Nucl. Phys., 4218, 109(1974).
11. S.Roman et al., Nucl. Phys., 1184, 138(1972).
12. W.Dehnhardt et al., Phys. Rev., C7, 1471(1973).
13. M.S.Freedman et al., Phys. Rev., 146, 791(1966).
14. G.Kaye, J.C.Wilmott, Nucl. Phys., 71, 561(1965).
15. R.J.Peterson, Ann. of Phys., 52, 40(1969).
16. T.E.Ward et al., Nucl. Phys., 1148, 225(1970).
17. R.Chapman et al., Nucl. Phys., 1119, 305(1968).
18. E.K.Warburton, D.E.Alburger, Phys. Rev., C6, 1224(1972).
19. J.M.Moss et al., Nucl. Phys., 1194, 12(1972).
20. W.W.Daehnik, Phys. Rev., 177, 1763(1969).
21. G.G.Seaman et al., Phys. Rev., 188, 1706(1969).
22. H.Ronsin et al., Nucl. Phys., 1207, 577(1973).
23. C.Moazed et al., Nucl. Phys., 1169, 651(1971).
24. N.Alpert et al., Phys. Rev., C4, 1230(1971).
25. A.K.Sengupta, D.N.Van Patter, Nucl. Phys., 50, 17(1964).
26. D.C.Camp, G.H.Meredith, Nucl. Phys., 1166, 349(1971).
27. D.H.Youngblood et al., Nucl. Phys., 1183, 197(1972).
28. A.B.Smith et al., Phys. Rev., B135, 76(1964).
29. D.Lister, A.B.Smith, Phys. Rev., 183, 954(1969).
30. Е.С.Конобеевский и др., Изв.АН СССР, Сер.физ., 35, 2345(1971).
31. L.Sranberg, J.S.Levin Phys. Rev., 103, 343(1956).
32. М.В.Пасечник и др., Сб. аннотаций "Ядерно-физические исследования в СССР", Обнинск, 1968, вып.6, стр.105.
33. E.Almen et al., Nuclear Data for Reactors' (Conference Proceedings, Helsinki, 15-19 June 1970), Vienna, 1970, p.349.

34. М.Б.Федоров, Т.И.Яковенко, Нейтронная физика (Материалы II Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 1973), Обнинск, 1974, часть III, стр.56.
35. D.I.Garber et al., BNL-400, Third Ed., Vol.II, 1970.
36. Д.А.Кардашев и др., Атомная энергия, 13, 587(1962).
37. A.V.Tucker et al., Phys. Rev., B137, 1781(1965).
38. J.C.Hopkins, M.G.Silbert, Nucl. Sci. and Engng. 19, 431(1964).
39. R.W.Benjamin et al., Nucl. Phys., 79, 241(1966).
40. A.Jacquot, C.Rousseau, Nucl. Phys., 84, 239(1966).
41. П.Г.Дегтярев, В.И.Протопопов, Атомная энергия, 24, 573(1968).
42. W.V.Gilboy, J.H.Towle, Nucl. Phys., 64, 130(1965).
43. Y.Tomita, Nucl. Phys., A210, 51(1973).
44. K.Tsukada et al., Nucl. Phys., A125, 641(1969).
45. D.M.Van Patter et al., Phys. Rev., 128, 1246(1962).
46. Д.Л.Бродер и др., Атомная энергия, 16, 103(1964).
47. М.В.Пасечник и др., Нейтронная физика (Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 1971), Киев, "Наукова думка", 1972, часть I, стр.277.
48. J.H.Towle et al., Conference on Nuclear Data. Microscopic Cross-Sections and Other Data Basic for Reactors, Paris, 17-21 October 1966, NO CN-23/35.

ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ (n,p)-РЕАКЦИЙ ДЛЯ
ИЗОТОНОВ СВИНЦА И ВИСМУТА ПРИ $E_n = 13,4 \div 14,8$ МэВ

Г.Е.Беловицкий, О.С.Пресняк, Л.В.Сухов

(Институт ядерных исследований АН СССР)

Аннотация

Измерены функции возбуждения (n,p)-реакций для изотопов свинца 206, 207, 208 и Bi при $E_n = 13,4 \div 14,8$ МэВ. Реакция (n,p) идентифицировалась по наведенной β - и γ -радиоактивности. Расчеты энергетической зависимости σ_{np} выполнены в рамках экситонной модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Рассмотрено влияние Q_{np} , плотности уровней и энергии спаривания на величину σ_{np} .

Abstract

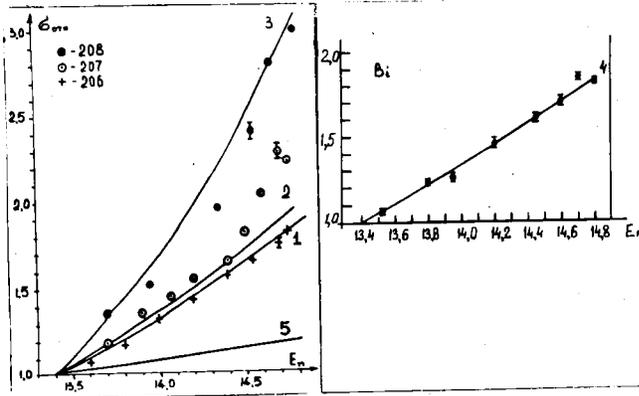
The excitation functions of (n,p)-reactions for Pb 206, 207, 208 and Bi at $E_n = 13,4 \div 14,8$ MeV were measured.

The (np) reaction was identified through the induced β - and γ -radioactivity. The calculations of the energy dependence are in agreement with the experimental data. The influence of Q_{np} , level density and pairing energy on σ_{np} is considered.

Статистическая теория ядерных реакций не в состоянии описать реакции, вызываемые частицами с энергией > 10 Мэв. В связи с этим в последние годы развиваются новые модельные представления, в которых учитывается важная роль неравновесных процессов [1]. К ним относится и экситонная модель [2], которая создавалась для ядер с незаполненными оболочками. Интересно проверить ее применимость к (n, p) -реакциям на тяжелых магических ядрах, где испускание протонов (при $E_n < 20$ Мэв) из равновесного состояния подавлено кулоновским барьером и реакция практически обусловлена процессом доравновесной эмиссии.

В работе впервые изучалась энергетическая зависимость сечения (n, p) -реакций на изотопах свинца 206, 207, 208 и Bi для нейтронов с энергией 13,4–14,8 Мэв. Реакция идентифицировалась по наведенной β - и γ -активности. β -спектры всех изотопов идентичны по форме и являются однократно запрещенными ($\log ft \approx 5$), $E_{\beta \max} = 1,3 + 1,8$ Мэв. Нейтроны получались в реакции $T(d, n)He^4$ при облучении толстой $Zr + T$ -мишени дейтонами с энергией $\sim 0,25$ Мэв. Энергия нейтронов изменялась установкой образцов под разными углами относительно пучка дейтонов. Измерения проводились относительным методом, за опорный взят угол 160° ($E_0 = 13,4$ Мэв). Использовались образцы высокой химической чистоты и обогащения (Pb²⁰⁶ – 93%; Pb²⁰⁷ – 82%; Pb²⁰⁸ – 98%; Bi – 99%). Вклад примесей в измеряемую активность не превышает 3%. Методика эксперимента и предварительные результаты изложены в [3]. При обработке экспериментальных данных учитывалось влияние угловой анизотропии, поглощения в мишенном устройстве, изотопного состава образцов, примесей и т.д. Для Pb²⁰⁷ имеются дополнительные реакции $(n, d + n, np + n, pn)$, вклад которых $\sim 15\%$. σ_{np} . Измерены также абсолютные величины σ_{np} при этом в качестве калибровочного было взято сечение Bi (n, α) при $E_n = 14,5$ Мэв, равное 0,52–0,1 мбарн [4].

В реакции $Pb^{206}(n,p)$ образуется то же конечное ядро, поэтому отношение активностей образцов без всяких поправок дает отношение сечений реакции. Для других изотопов свинца σ_{np} определены из сравнительных измерений с Pb^{206} . Полученное нами значение σ_{np} для Pb^{208} хорошо согласуется с [5]. Точность измерений определяется точностью $\sigma(n,\alpha)$ для Bi и составляет $\sim 20\%$. σ_{np} для Bi взято из [6].



На рисунке приведены экспериментальные и теоретические данные. По оси абсцисс отложена энергия нейтронов (МэВ), по оси ординат — сечение реакции в относительных единицах $\sigma_{En} / \sigma_{E0}$. Теоретические кривые 1, 2, 3, 4 рассчитаны нами по экситонной модели для начального числа экситонов $n_0 = 3$:

$$\sigma_{np}(E_n) = \frac{K}{AE^3} \int_0^{E_n + Q_{np} + S} \varepsilon \cdot \sigma_{inv}(\varepsilon) \sum_{\substack{n_0=3 \\ \Delta n=2}} \left(\frac{\varepsilon}{E}\right)^{n-2} (n+1)^2 (n-1) d\varepsilon,$$

где A — массовое число ядра-мишени; $\sigma_{inv}(\varepsilon)$ — из [8].
 В энергию возбуждения составного E и остаточного ε

ядер вводились поправки на энергию спаривания Δ . Эта поправка слабо влияет на энергетический ход и более существенно - на величину σ_{np} . Как видно из рисунка, для всех функций возбуждения, за исключением Pb^{207} [не вычтен вклад (n, d)], наблюдается хорошее согласие между расчетом и экспериментом и не наблюдается согласия со статистической теорией - кривая 5 [7].

Перейдем к рассмотрению абсолютных величин σ_{np} реакций при $E_n = 14,5$ Мэв. Экспериментальные и расчетные сечения приведены ниже:

Изотоп	$Q_{pr} + \Delta$	$\sigma_{\text{эксп}}$, мобарн	$\sigma_{\text{теор}}$, мобарн		
			$n_0 = 3$	$n_0 = 4$	относительн.
Pb^{206}	- 0,73	$2 \pm 0,4$	7,8	2,5	2
Pb^{207}	- 1,0	$1,6 \pm 0,3$	6,7	2,1	1,7
Pb^{208}	- 4,2	$0,5 \pm 0,1$	1,1	0,26	0,28
Pb^{209}	- 0,6	$0,66 \pm 0,1$	12,2	4,6	3,1

$\sigma_{\text{теор}}$ ($n_0 = 3$) заметно больше $\sigma_{\text{эксп}}$. Расчет выполнен без учета оболочечных эффектов, которые, как видно из таблицы, для магических ядер играют большую роль. Один из возможных способов их учета в рамках экситонной модели состоит в том, что полагают $n_0 = 4$. $\sigma_{\text{теор}}$ ($n_0 = 4$) приведены в 5-й колонке таблицы. За исключением Bi , они близки к $\sigma_{\text{эксп}}$. Второй способ состоит во введении в формулу для $\sigma_{\text{пр}}$ оболочечной поправки $(a_r/a_c)^2$, учитывающей различие в параметрах плотности одночастичных уровней в составном a_c и остаточном a_r ядрах [2]. Полагая $a_c = A/7,5$ и $\sigma_{\text{теор}}$ ($n_0 = 3$) = $\sigma_{\text{эксп}}$, можно вычислить значения a_r . Эти значения a_r , за исключением Te^{208} , плохо согласуются со значениями, полученными в других работах.

Теперь сопоставим между собой $\sigma_{\text{теор}}$ ($n_0 = 3$) и $\sigma_{\text{эксп}}$ для 4 ядер. При этом оболочечные эффекты

учтем третьим способом. Для всех ядер примем его таким же как и для ядра Pb^{206} и равным $[\sigma_{теор}(n_0=3)/\sigma_{эксп}]^{206} = 3,9$. Соответствующие значения σ теор приведены в 6-м столбце таблицы: 1) Pb^{207} : $\sigma_{эксп}^{207} < \sigma_{эксп}^{206}$, что связано с меньшим $Q'_{пр} = Q_{пр} + S$ и плотностью уровней $\rho(Z)$ в остаточном $(n-4)$ магическом ядре. σ теор $\approx \sigma$ эксп.

2) Pb^{208} : $\sigma_{эксп}^{208} \approx \frac{1}{4} \sigma_{эксп}^{206}$. Это обусловлено различием в $Q'_{пр}$, так как оба остаточных ядра $(n-n)$ и $\rho(Z)$ у них одинаковы. σ теор $\approx \sigma_{эксп} / 2$. По-видимому, это связано с тем, что спины составного и нижние уровни остаточного ядра имеют близкие значения, чего нет в случае других ядер. Это облегчает переходы на нижние уровни остаточного ядра. 3) Bi^{209} : $\sigma_{эксп}^{209} \approx \frac{1}{3} \sigma_{эксп}^{206}$, тогда как следовало ожидать, что $\sigma_{пр}(Bi) > \sigma_{пр}(Pb)$, поскольку $Q'_{пр}$ у Bi больше. σ теор $\approx 4 \sigma_{эксп}$. Оба факта можно, вероятно, объяснить тем, что остаточное ядро Pb^{209} магическое по протонам и что в реакции (n,p) протонная оболочка играет доминирующую роль. Это видно из того, что для Pb^{207} (n,p) остаточное ядро-магическое по нейтронам, но σ теор $\approx \sigma_{эксп}$.

Выводы

1. Различие в поведении сечений (n,p) -реакций в первую очередь связано с $Q'_{пр}$. Чем меньше $Q'_{пр}$, тем быстрее растет сечение с энергией и тем меньше $\sigma_{пр}$. На величину $\sigma_{пр}$ сильно влияют оболочечные эффекты $\rho(Z)$ остаточного ядра, главным образом связанная с протонной оболочкой.

2. Экситонная модель хорошо описывает энергетический ход сечений, но такого согласия нет для величин сечений, поскольку в модели не учитываются индивидуальные характеристики ядер.

Л и т е р а т у р а

1. Griffin I.I. "Phys.Rev.Letters", 1966, v.19, p.57.
2. Braga-Mareazzan G.M. e.a. "Phys.Rev.", C, 1972, v.6, p.1398.
3. Беловицкий Г.Е. и др. "Краткие сообщения по физике ФИАН", 1974, № 6.
4. Coleman R.F. e.a. "Proc. Phys. Soc.", 1959, v.A73, p.215.
5. Hankla A.K., Fink R.W. "Nucl.Phys.", 1972, v.A180, p.157.
6. Mukherjee S.K. e.a. "Proc. Phys. Soc.", 1961, v.77, p.494.
7. Nuclear Data Tables v.11, N 8-9, July 1973.
8. Bartolini W. e.a. "Phys. Rev.", 1967, v.159, p.1022.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВХОДНЫХ СОСТОЯНИЙ ОДНОЧАСТИЧНО-КОЛЛЕКТИВНОГО
ТИПА ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

М.Б.Фёдоров

(Институт ядерных исследований АН УССР)

Аннотация

Проведен количественный анализ нейтронных силовых функций с учетом влияния связанных состояний одночастично-вибрационного типа. Используется метод связанных каналов, позволяющий учитывать каналы с отрицательной энергией нейтронов.

Abstract

The quantitative analysis taking account of the effects of particle-vibrational bound states on neutron strength functions have been carried out. The coupled channels method taking account of channels with negative neutron energy was used.

I. Введение

Теоретический анализ усреднённых по энергии динамических характеристик атомных ядер привел к созданию оптической модели и статистической теории ядерных реакций. Естественно поэтому, что применимость оптической модели является ограниченной в тех случаях, когда разброс начальных энергий недостаточно велик для сглаживания наблюдаемой промежуточной структуры в энергетических зависимостях сечений ядерных процессов.

В настоящее время физическая природа феноменологической промежуточной структуры является хорошо определённой лишь в небольшом числе случаев [1]. Одной из возможных причин возникновения этой структуры могут являться входные состояния [3]. Процесс образования входного состояния имеет много общего с прямым неупругим рассеянием. Если некоторый канал неупругого рассеяния закрыт по энергетическим соображениям, возникает связанное состояние нейтрона в поле возбужденного ядра-мишени. Как и всегда, когда энергия нуклона отрицательна, получается дискретный энергетический спектр связанных состояний. Ширина этих состояний определяется вероятностью распада в открытые каналы Γ_a^{\dagger} и вероятностью перехода в более сложные состояния составного ядра Γ_d^{\dagger} . Поведение сечений ядерных взаимодействий, как следствие дискретности связанных состояний, приобретает резонансный характер. Согласно [1,4], входные состояния наиболее ярко должны быть выражены в случае, когда:

1) ширина распада в открытые каналы Γ_d^+ больше или сравнима с шириной распада Γ_d^+ в состоянии составного ядра; 2) когда входные состояния являются изолированными. Выполнение этих условий может привести к результатам, которые нельзя описать в обычной оптической модели простой вариацией параметров.

Согласно оценкам, произведенным в работе [5], условие 2, по-видимому, не реализуется для входных состояний трёхквантового типа. Эффективность учёта сильной связи каналов упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах с коллективной природой низколежащих уровней убедительно подтверждается многочисленными расчётами на основе обобщённой оптической модели [2]. Этот факт позволяет предположить, что при низких энергиях коллективные входные состояния могут играть существенную роль [5, 6] в ядерных процессах.

Целью настоящей работы является явный учёт входных состояний типа фонон-частица при взаимодействии нейтронов низких энергий с чётно-нечётными ядрами. Сравнение расчётов с экспериментальными данными позволит определить, отражает ли этот учёт какие-либо существенные свойства рассматриваемых процессов.

2. Математическая формулировка задачи

Вибрационная модель ядра предполагает наличие динамической деформации ядерной поверхности, радиус которой зависит от угловых переменных \hat{r} как

$$R(\hat{r}) = R_0 \left[1 + \sum_m \alpha_m Y_{2m}(\hat{r}) \right], \quad (1)$$

где α_m — операторы динамической деформации; Y_{2m} — сферическая функция второго порядка.

Представление потенциала взаимодействия нуклона с ядром в виде разложения по степеням α_m

$$V(r - R(\hat{r})) = V(r - R_0) + \dot{R}_0 \left(\frac{dV}{dr} \right)_{r=R_0} \sum_m \alpha_m Y_{2m}(\hat{r}) + \dots \quad (2)$$

приводит к системе связанных уравнений для радиальных функций взаимодействующего нуклона [2, 8, 9].

Оптический потенциал в настоящей работе выбирался в форме

$$-V(r - R_0) = V f(r - R_0) + i W g(r - R_0) + U_{\pi^0} (\lambda_{\pi^0}^2 / r) \left| \frac{df(r - R_0)}{dr} \right| \vec{\sigma} \cdot \vec{\ell}, \quad (3)$$

где $f(r - R_0) = \{1 + \exp[(r - R_0)/a]\}^{-1}$;

$$g(r - R_0) = 4 \{1 + \exp[(r - R_0)/b]\}^{-2} \exp[(r - R_0)/b];$$

λ_{π^0} — комптоновская длина волны π -мезона;

$\hbar\vec{\sigma}$ и $\hbar\vec{L}$ - операторы спинного и орбитального моментов нейтрона соответственно; i - номер канала.

Применяемая программа позволяла решать систему связанных уравнений в пятиканальном варианте с явным учётом канала упругого рассеяния (№1) и каналов с возбуждением однофононного состояния $2+$ (№2) и двухфононного триплета $0+, 2+, 4+$ (№3, 4, 5 соответственно). При этом в зависимости от энергии налетающего нейтрона и структуры уровней ядра-мишени некоторые из каналов соответствовали связанному состоянию нейтрона.

Расчёты производились на ЭВМ БЭСМ-4 ИИИ АН УССР.

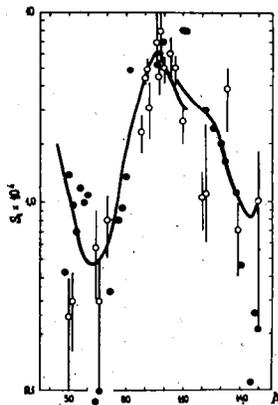
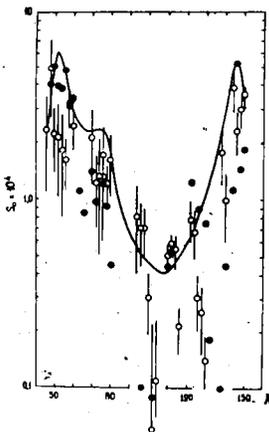
3. Нейтронные силовые функции

Условия наблюдаемости эффектов входных состояний наилучшим образом должны выполняться в случае малого числа парциальных волн, принимающих участие в реакции. В этом отношении хорошим объектом исследования являются приведенные нейтронные силовые функции. В работе [6] эта задача рассматривалась в двухканальном приближении. В работе [7] экспериментальные силовые функции аппроксимировались суммой резонансных членов вида $\langle \Gamma \rangle / D = \Gamma_d^* \Gamma_d^+ / 2\pi [(E - E_d)^2 + \Gamma_d^2 / 4]$. (4)

Такой подход соответствует оптической модели входных состояний [4], математическая формулировка которой сводится к решению двухканальной системы связанных уравнений с мнимой частью потенциала, равной нулю для открытого канала. Наличие потенциала поглощения в открытом канале означало бы возможность перехода в состояние составного ядра без образования рассматриваемого входного состояния.

В настоящей работе учитывались пять каналов. При выбранной энергии системы $E=5$ кэВ каналы №2, 3, 4, 5 являлись закрытыми. В соответствии с моделью [4] и с учётом специфики связи каналов в приближении вибронной модели мнимые части оптического потенциала $W_{1,2}$ и $W_{3,4,5}$ варьировались независимо друг от друга. Значения параметров квадрупольной деформации β брались из работы [10].

Приведенные на рисунке результаты расчетов силовых функций для ряда чётно-чётных ядер соответствуют следующим значениям параметров потенциала [3]: $V = 53,5 - 29,2(N-Z)/A$, $W_{1,2} = 0,4$ МэВ, $W_{3,4,5} = 9$ МэВ, $V_{so} = 7,5$ МэВ, $r_s = 1,1$ ферми, $r_1 = 0,72$ ферми, $a = 0,65$ ферми, $b = 0,47$ ферми.



Силловые функции S_s - и p -волны:
 ○ - экспериментальные данные [11];
 ● - силловые функции, рассчитанные в
 настоящей работе;
 сплошная кривая - расчеты по программе
 Бака и Пери [11]

Из сравнения расчётных величин с экспериментальными значениями силовых функций [11] можно сделать следующие выводы: а) учёт входных состояний типа фонон-частица позволяет отразить, по крайней мере качественно, некоторые особенности структуры силовых функций (например, уменьшение силовой функции S - волны с ростом массового числа для изотопов Te); б) использованная модель правильно воспроизводит значения силовых функций в области минимумов (при соответствующем подборе параметров $W_{1,2}$); в) необходимость введения небольшого поглощающего потенциала $W_{1,2}$ в уравнения, соответствующие открытому каналу и однофононному состоянию ядра-мишени, по-видимому, свидетельствует в пользу наличия входных состояний неколлективной природы.

Следует отметить, что простая вибрационная модель в широкой области массовых чисел является грубым приближением, поэтому нельзя требовать от такой модели детального согласия с экспериментом. В расчётах не рассматривались октупольные колебания поверхности ядра. Применение более совершенной модели и, возможно, более удачный выбор параметров должно привести к лучшему согласию теории и эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. C. Mahaux, *Ann. Rev. Nucl. Science*, **23**, 193, 1973.
2. T. Tamura, *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 679, 1965.
3. И. К. Аверьянов, Б. М. Дзюба, *Бюл. инф. центра по яд. данным*, вып. 5, 20, 1968.
4. H. Feshbach, A. K. Kerman, R. H. Lemmer, *Ann. Phys.*, **41**, 230, 1967.
5. G. L. Payne, *Phys. Rev.*, **174**, 1227, 1968.
6. B. Buck, F. Ferey, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 444, 1962;
А. М. Королев, *Известия АН СССР, сер. физ.*, **26**, 1101, 1962;
N. Arriz, *Phys. Lett.*, **23**, 337, 1966.
7. В. И. Попов, *Тр. ФИАН СССР*, **44**, 17, 1968.
8. B. Buck, *Phys. Rev.*, **130**, 712, 1963.
9. S. Ioshida, *Progr. Theor. Physics*, **12**, N°2, 1958.
10. P. H. Stelson, J. Grodzins, *Nuclear Data*, **A**, **1**, 21, 1965.
11. BNL-325, *Neutron Cross Sections*, v. 1, 3d ed., 1973.

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 1,5 - 3,0 Мэв
НА ЧЕТНЫХ ИЗОТОПАХ Cr, Fe, Zn

И.А.Дорж, В.А.Мищенко, Э.Н.Можухин, М.В.Пасечник,
Н.М.Правдивый, И.Е.Сажур

(Институт ядерных исследований АН УССР)

Аннотация

Приведены результаты измерений дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов ядрами $^{50,52,54}\text{Cr}$, $^{54,56}\text{Fe}$ и $^{64,66,68}\text{Zn}$ для энергии 1,5, 2,0, 2,5 и 3,0 Мэв с энергетическим разбросом ~ 100 кэв для углов рассеяния от 20 до 150° . Измерения выполнены с помощью спектрометра нейтронов по времени пролета с собственным временным разрешением 2 нсек. Экспериментальные данные сравнены с расчетами, выполненными в рамках оптической модели ядра и статистической теории ядерных реакций с учетом и без учета флуктуаций ширины уровней.

Abstract

The results of the measurements of differential cross sections of elastic and inelastic scattering of neutrons from the nuclei $^{50,52,54}\text{Cr}$, $^{54,56}\text{Fe}$ and $^{64,66,68}\text{Zn}$ at the angles from 20 to 150° are presented for the neutron energies 1,5, 2,0, 2,5 and 3,0 Mev with the energy spread ~ 100 kev. The measurements were carried out by means of neutron time-of-flight spectrometer with the apparatusive time resolution 2 nsec. The experimental data are compared with optical and statistical model calculations.

1. Введение

Систематическое изучение сечений упругого и неупругого рассеяния представляет значительный интерес не только с точки зрения чисто ядерной физики, но также и для практических задач. Например, данные по сечениям рассеяния необходимы для расчетов активной зоны и защиты реакторов.

Нами получены угловые распределения упруго рассеянных нейтронов и угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов с возбуждением дискретных уровней ядер $^{50,52,54}\text{Cr}$, $^{54,56}\text{Fe}$ и

64, 66, 68, Zn для начальных энергий нейтронов 1,5, 2,0, 2,5 и 3,0 Мэв. Экспериментальные результаты сравнены с предсказаниями оптической модели ядра и статистической теории ядерных реакций.

2. Эксперимент

Экспериментальная установка, используемая нами для измерения спектров рассеянных нейтронов, описана ранее в работе [1]. Поэтому приведем только краткое описание схемы эксперимента, чтобы показать основные черты метода.

В качестве источника нейтронов использовалась T-Ti-мишень, облучаемая импульсным пучком протонов, ускоренных на электростатическом генераторе на 5 Мэв. На мишени ускорителя получены следующие параметры ионных импульсов: ток в импульсе ~1 ма, длительность импульса 1-1,5 нсек, частота следования импульсов 4 МГц. Временное разрешение спектрометра, определенное по временному спектру γ -лучей, испускаемых T-Ti-мишенью, бомбардируемой протонами, составляет 2,3 нсек. Полный разброс энергий нейтронов из мишени ~100 кэв.

Исследуемые образцы в виде порошка металла или оксида помещались в тонкостенные бронзовые цилиндры высотой 5 см и диаметром 3-4 см. Образец ^{56}Fe выполнен из естественного железа в форме полого цилиндра высотой 5 см, внешним диаметром 3 см и внутренним - 0,9 см. При измерениях фона использовался такой же контейнер. Все измерения, за исключением ^{56}Fe , проведены на обогащенных изотопах.

Нейтронный поток мониторировался длинным счётчиком [2].

На рис.1 представлен типичный спектр нейтронов с начальной энергией 3,0 Мэв, рассеянных окислом ^{68}ZnO на угол 150° .

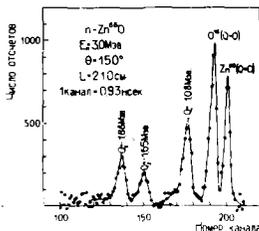


Рис.1. Спектр нейтронов, рассеянных окислом ^{68}ZnO на угол 150°

Определение сечений упругого рассеяния сводилось к определению площадей под пиками, соответствующими упругому рассеянию, и площади под пиком прямого пучка нейтронов. Из измеренных сечений упругого рассеяния на окислах исследуемых изотопов для получения сечений упругого рассеяния на изотопе вычитались сечения упругого рассеяния на кислороде. Данные по дифференциальным сечениям упругого рассеяния нейтронов на кислороде взяты из работ [3-6].

Для определения сечений неупругого рассеяния определялись площади под пиками, соответствующими возбуждению дискретного уровня, и площадь под пиком, соответствующим упругому рассеянию нейтронов на водороде на такой угол, под которым рассеянные нейтроны имели энергию, равную энергии неупруго рассеянных нейтронов. В качестве стандарта с известным сечением использовался водород [7] в виде полиэтиленового образца высотой 5 см, внешним диаметром 0,88 см и внутренним - 0,57 см.

3. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 2-5 приведены результаты измерений угловых распределений упруго рассеянных нейтронов и неупруго рассеянных нейтронов с возбуждением дискретных уровней исследуемых изотопов. На рис. 4 и 5 указаны характеристики уровней, для которых проведены измерения (энергии уровней, их спины и четности).

Измеренные сечения упругого рассеяния исправлены на ослабление потока нейтронов в образце, многократное рассеяние нейтронов в образце, угловое разрешение и конечную геометрию.

Ошибки, приведенные на рис. 2-5, включают в себя статистические ошибки, ошибки сечений кислорода или водорода, а также ошибки, связанные с процедурой определения сечений и введенными поправками.

Полученные нами дифференциальные сечения упругого рассеяния на изотопах хрома, железа и цинка не противоречат имеющимся в литературе данным по упругому рассеянию на естественных смесях Cr [8-12], Fe [10, 13-17] и Zn [10, 11, 18, 19].

Наши данные по дифференциальным сечениям неупругого рассеяния нейтронов ядрами ^{52}Cr можно сравнить только с данными работы [20]. Форма угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов на ядрах ^{52}Cr при начальной энергии 2,9 Мэв значительно отличается

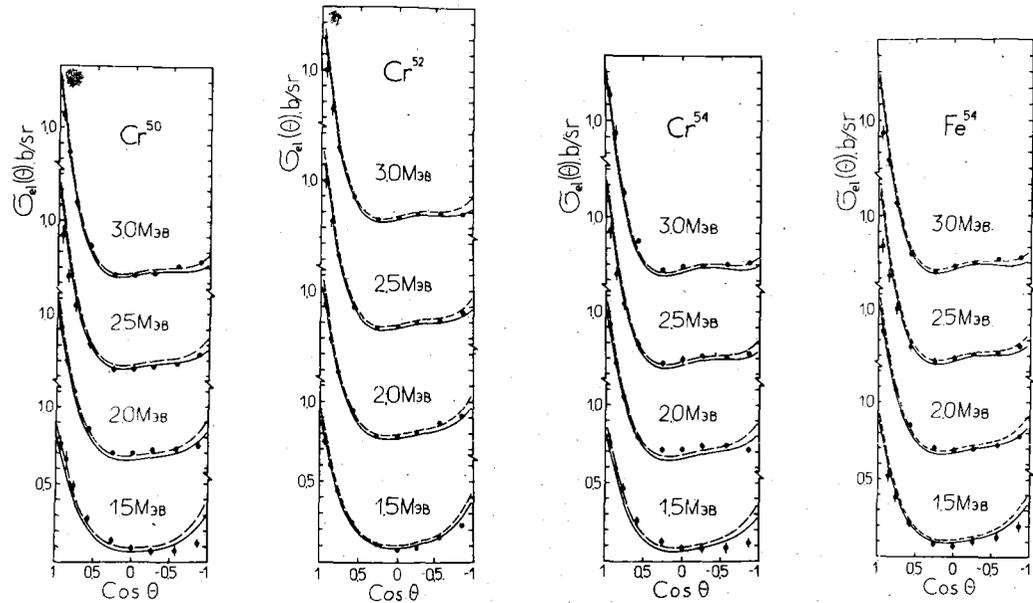


Рис.2. Сравнение экспериментальных данных по дифференциальным сечениям упругого рассеяния нейтронов на ядрах $^{50}, ^{52}, ^{54}Cr$ и ^{54}Fe (точки) с теоретическими расчетами по оптической модели ядра (кривые). Сплошные и пунктирные кривые - учет рассеяния через составное ядро по статистической теории без и с учетом флуктуация ширины уровней соответственно.

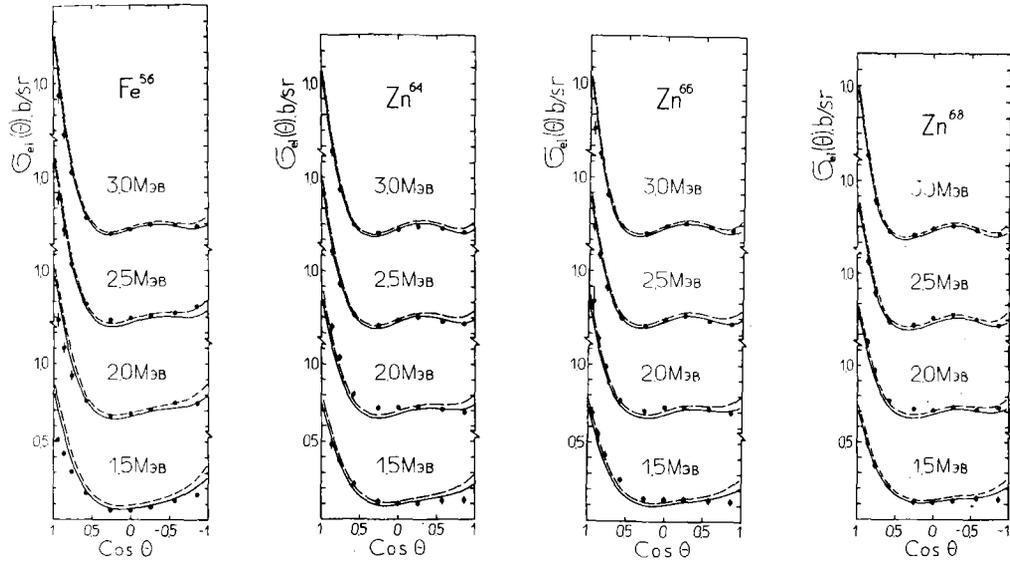


Рис.3. То же, что и на рис.2, для ядер ^{56}Fe и $^{64,66,68}Zn$.

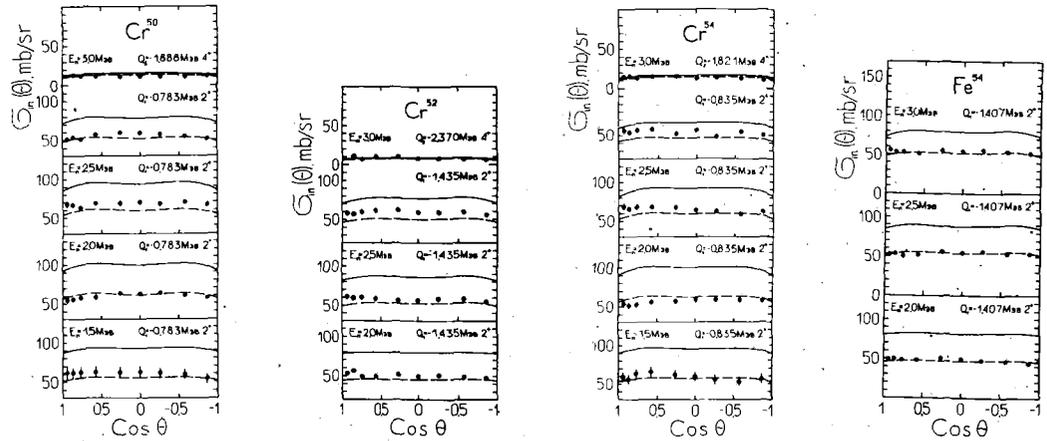


Рис.4. Сравнение экспериментальных данных по дифференциальным сечениям неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением дискретных уровней ядер $^{50,52,54}\text{Cr}$ и ^{54}Fe (точки) с теоретическими расчетами по статистической модели ядра (кривые). Сплошные и пунктирные кривые - расчеты без и с учетом флуктуаций ширины уровней соответственно.

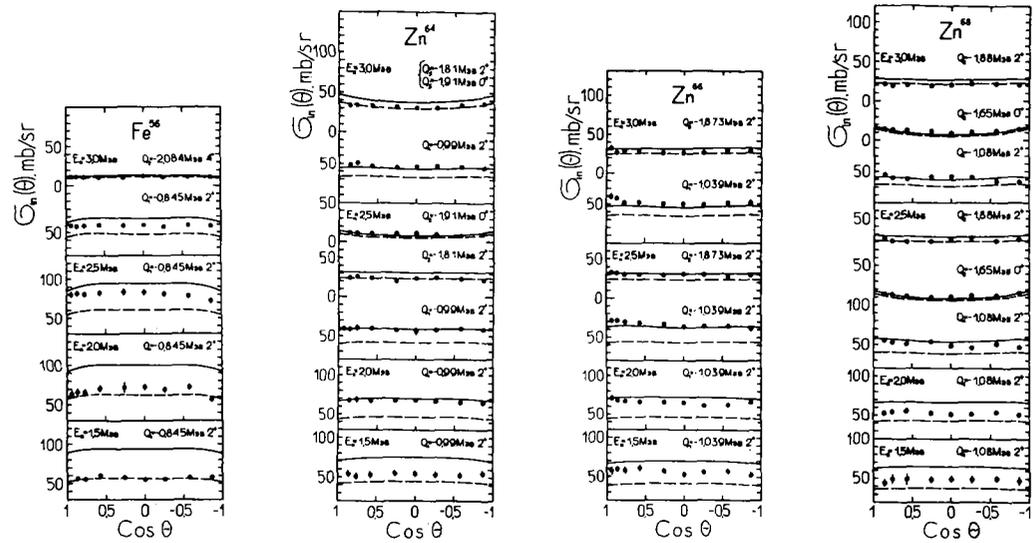


Рис.5. То же, что и на рис.4, для ядер ^{56}Fe и $^{64,66,68}\text{Zn}$.

ся от формы угловых распределений, полученных нами при энергии 3,0 Мэв. Данные настоящей работы по дифференциальным сечениям неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первого 2^+ и второго 4^+ уровней ^{56}Fe находятся в хорошем согласии с данными, имеющимися в работах [14, 15]. Данные по дифференциальным сечениям неупругого рассеяния для других исследованных изотопов в литературе отсутствуют.

Экспериментальные сечения упругого рассеяния сравнены с теоретическими расчетами, выполненными в рамках оптической модели ядра со сферическим потенциалом:

$$V(r) = -V_c f(r) - W_c g(r) + V_{so} \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) \vec{\sigma} \cdot \vec{l}, \quad (1)$$

где $f(r) = [1 + \exp(\frac{r-R}{\alpha})]^{-1}$, $g(r) = \exp[-(\frac{r-R}{\beta})^2]$.

$R=r_0 A^{1/3}$ - радиус ядра; V_c , W_c , V_{so} , α , β и r_0 - параметры потенциала. В расчетах сечений упругого рассеяния использованы усредненные параметры модели, полученные нами ранее из анализа данных по рассеянию нейтронов в области энергии 1,5-6,1 Мэв [21]:

$$V_c = (48,7 - 0,33E) \text{ Мэв}; \quad W_c = (7,2 + 0,66E) \text{ Мэв}; \quad V_{so} = 7,5 \text{ Мэв};$$

$$\alpha = 0,65 \text{ ферми}; \quad \beta = 0,98 \text{ ферми}; \quad r_0 = 1,25 \text{ ферми}.$$

Дифференциальные сечения упругого рассеяния через составное ядро и дифференциальные сечения неупругого рассеяния вычислены по статистической теории Хаузера-Фешбаха [22] и Мольдауэра [23], который учел эффекты флуктуаций ширины уровней.

В программе расчетов сечений [24] используется комбинация оптической модели со сферическим потенциалом (1) и статистической теории ядерных реакций. Информация об энергиях, спинах и четностях уровней, необходимая для расчетов по статистической модели, взята из литературы, приведенной в работе [24].

Расчитанные дифференциальные сечения рассеяния приведены на рис. 2-5. Из рис. 2 и 3 видно, что учет флуктуаций ширины уровней приводит к увеличению вклада составного ядра в упругое рассеяние и что этот вклад уменьшается с ростом энергии нейтронов.

На рис. 4 и 5 приведено сравнение экспериментальных дифференциальных сечений неупругого рассеяния с теоретическими расчетами по статистической теории. Из этих рисунков видно, что учет флуктуаций ширины уровней для исследованных изотопов приво-

дит к понижению сечений неупругого рассеяния, вычисленных по теории Хаузера-Фейсбаха. При энергии нейтронов 3,0 Мэв учет флуктуаций ширины уровней уже незначительно уменьшает сечения, рассчитанные по Хаузеру-Фейсбаху. За исключением данных по изотопам цинка, сечения неупругого рассеяния, рассчитанные с учетом флуктуаций ширины уровней, лучше согласуются с экспериментальными данными.

Л и т е р а т у р а

1. В.В. Лук, А.А. Козарь, И.А. Корж и др., Нейтронная физика (Материалы II Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973 г.), Обнинск, 1974, ч. IУ, стр. 203.
2. П.И. Вацет и др., Атомная энергия, 7, №2, 172(1959).
3. J.L. Fowler, H.O. Cohn, Phys. Rev., 109, 89(1958).
4. J.P. Martin, M.S. Zucker, Bull. Am. Phys. Soc., 7, №1, 72(1962).
5. W. Hunzinger, P. Huber, Helv. Phys. Acta, 35, 351(1962).
6. M.D. Goldberg et al., ENL-400 Second Ed., vol. I, 1962.
7. A. Horeley, Nucl. Data, 2A, 243(1966).
8. М.В. Пасечник, И.А. Корж и др., Ядерная физика, II, 958(1970).
9. B. Holmqvist, T. Wiedling, Nucl. Data for Reactors, vol. 2 (Helsinki, 1970), p. 327.
10. L. Ja. Kozakova, V. E. Kolesov, V. I. Popov et al., Proc. of the Int. Conf. on the Study of Nucl. Struct. with Neutr., Antw., 1965.
11. B. Holmqvist, Arkiv for Fysik, 38, 403(1968).
12. М.В. Пасечник, М.Б. Федоров и др., УФИ, 14, 1874(1969).
13. L. Cranberg, J.S. Levin, Phys. Rev., 103, 343(1956).
14. W.B. Gilboy, J.H. Towle, Nucl. Phys., 64, 130(1965).
15. K. Tsukada et al., Nucl. Phys., A125, 641(1969).
16. M. Salama, Report AE-452, Studsvik, 1972.
17. D.J. Bredin, Phys. Rev., B125, 412(1964).
18. K. Tsukada et al., Nucl. Data for Reactors, vol. 2 (Helsinki, 1970), p. 305.
19. И.А. Корж и др., Известия АН СССР, сер. физ., 35, 823(1971).
20. М.В. Пасечник, М.Б. Федоров, Т.И. Яковенко, Сб. аннот. "Ядерно-физические исследования в СССР", Обнинск, 1968, вып. 6, с. 106.
21. М.В. Пасечник, И.А. Корж, И.Е. Камуба, Нейтронная физика (Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 1971), Киев, "Наукова думка", 1972, ч. I, стр. 253.
22. W. Hauser, H. Feshbach, Phys. Rev., 87, 366(1952).
23. P.A. Moldauer, Rev. Mod. Phys., 36, 1079(1964).
24. И.А. Корж, И.Е. Камуба, А.А. Голубова, Доклад на III Конференции по нейтронной физике, Киев, 1975 г.

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2,9 МэВ ЯДРАМИ

КРЕМНИЯ

Д. А. Базавов, В. Н. Буканов, К. К. Кисурин, И. В. Колотый,
В. Д. Овдиенко, В. Н. Урин, М. В. Федоров, Т. И. Яковенко

Аннотация

Экспериментальные значения сечений рассеяния нейтронов на кремнии анализируются в рамках обобщенной оптической модели.

Abstract

The experimental scattering cross sections for Si are analysed on the basis of generalized optical model.

Методом времени пролета изучалось рассеяние нейтронов с энергией 2,9 МэВ ядрами кремния. Ядро кремния является легким ядром с хорошо выраженными флуктуациями энергетических зависимостей поперечных сечений. При достаточно малом разбросе начальных энергий можно ожидать, что применимость оптической модели в данном случае является ограниченной [1, 2]. С этой точки зрения анализ процессов рассеяния в рамках упомянутой модели представляет несомненный интерес.

Рассеяние нейтронов средних энергий на кремнии изучалось рядом авторов. Значительное количество данных относится к области 0,05-2,3 МэВ. Данные различных авторов удовлетворительно согласуются между собой при энергиях ниже 2,5 МэВ. Для более высоких энергий согласие значительно хуже [3], что отчасти можно объяснить наличием больших флуктуаций в поперечных сечениях.

Потребности в ядерных константах для ядра кремния указаны в компиляции требований [4].

Источником нейтронов в настоящем эксперименте являлся импульсный нейтронный генератор, описанный ранее [5]. В исследованиях применялась цилиндрическая геометрия. Использовался образец естественного кремния цилиндрической формы диаметром 35 мм и высотой 60 мм.

Значения дифференциальных сечений упруго рассеянных нейтронов приведены на рис. 1.

Результаты сравниваются с угловыми распределениями [7], рассчитанными по оптической модели с применением обобщенных

оптических параметров Холмквиста и Ведлинга [6]. Как и следовало ожидать, согласно расчетных и экспериментальных результатов посредственное, особенно в области больших углов.

На рис. 1 приведены также результаты расчетов дифференциальных сечений упругого рассеяния по обобщенной оптической модели. Использовалась двухканальная схема расчетов с рассмотрением канала упругого рассеяния и канала неупругого рассеяния с возбуждением уровня I, 78 Мэв. Уровень I, 78 Мэв 2+ рассматривался как вибративный. Оптический потенциал выбирался в форме

$$-V(r) = V_0 f(r) + iWg(r) + U_{s0} (\lambda_{\pi}^2/r) |df(r)/dr| \vec{\sigma} \vec{l}$$

$$f(r) = \{1 + \exp[(r-R)/a]\}^{-1}, \quad R = r_0 A^{1/3},$$

$$g(r) = 4 \{1 + \exp[(r-R)/b]\}^{-2} \exp[(r-R)/b].$$

где λ_{π} - комptonовская длина волны π -мезона; $\vec{\sigma}$ и \vec{l} - операторы спинного и орбитального моментов нейтрона соответственно.

Приведенные на рис. 1 кривые соответствуют следующим значениям параметров: $V_0 = 42$ Мэв, $W = 4,5$ Мэв, $U_{s0} = 5,5$ Мэв, $r_0 = 1,22$ ферми, $a = 0,40$ ферми, $b = 0,47$ ферми. Значение параметра квадрупольной деформации $\beta = 0,40$ взято из работы [7].

Угловое распределение нейтронов, упруго рассеянных с образованием составного ядра $\sigma_{c.n}(x)$, рассчитывалось по теории Хаузера-Фешбаха-Мольтауэра. Следует отметить, что согласно экспериментальным результатам настоящей работы минимум в угловом распределении упруго рассеянных нейтронов менее глубокий, чем в работе [8]. Этот факт приводит к увеличению значения $\sigma_{c.n}$ и к возможной корреляции этого сечения с величиной неупругого рассеяния σ_{in} , которое имеет максимум при энергии 2,85 Мэв.

Полученное нами значение $\sigma_{in} = (700 \pm 60)$ мбари согласуется с данными работы [8] и, по-видимому, подтверждает наличие указанного максимума. Согласно расчетам по обобщенной оптической модели вклад прямого неупругого рассеяния в сечение возбуждения уровня 2+ составляет 20%.

Для проверки применимости приведенных выше параметров оптического потенциала для расчетов сечений в более широкой

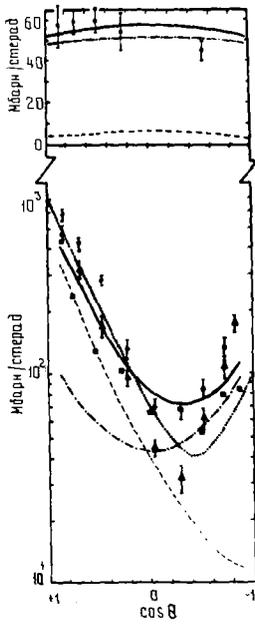


Рис.1. Дифференциальные сечения упругого (внизу) и неупругого рассеяния (вверху) нейтронов с энергией 2,9 Мэв на кремнии.

Точки - результаты настоящей работы;

▲ - результаты [8];

■ - результаты [9];

..... расчет по оптической модели [11];

— расчет с учетом связи каналов (----- прямое рассеяние);

----- рассеяние с образованием составного ядра)

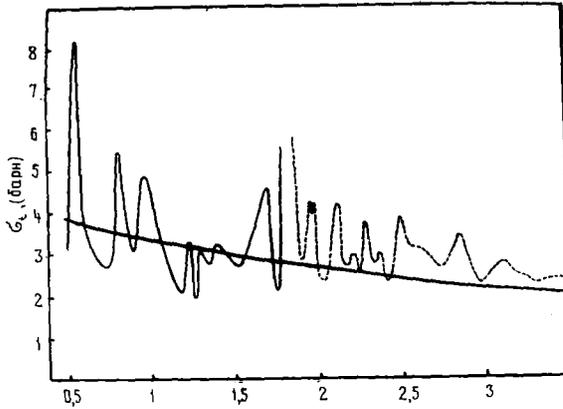


Рис.2. Зависимость полного сечения от энергии (экспериментальные значения и расчет)

энергетической области были вычислены значения полных сечений $\sigma_{tot}(\epsilon)$ в диапазоне энергий 0,1-3,5 Мэв. Как видно из рис.2, расчетная кривая правильно отражает поведение усредненной экспериментальной зависимости.

Расчеты производились на ЭЕМ БЭСМ-4 ИЯИ АН УССР.

Л и т е р а т у р а

1. М.А.Естемад, Optical Model Calculations, АЕ-485, 1973.
2. М.В.Насечник, М.Б.Федоров, Т.И.Яковенко, УФН, XX, №2, 1975.
3. М.Н.Николаев, Н.О.Базаянц, Анизотропия упругого рассеяния нейтронов, М., Атомиздат, 1972.
4. RENDA-72 (INDC(SEC)-27/L).
5. М.Б.Федоров, Т.И.Яковенко, УФН, XII, 1032, 1967.
6. В.Нолмквист, Т.Видлинг, Optical Model Analyses, АЕ-430, 1971.
7. Р.Н.Стелсон, Л.Гродзинс, Nuclear Data, A1, 21, 1965.
8. С.А.Петтит, С.Г.Вуццино, С.Е.Нолландсворث, Nucl.Phys., 79, 231, 1966,
9. Angular Distributions in Neutron-induced Reactions, ENL-400, v.1, 3ed., 1970.

ПРОГРАММА ПЕРВИЧНОЙ ОБРАБОТКИ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ СПЕКТРОВ
УПРУГО-И НЕУПРУГОРАССЕЯННЫХ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Д.В.Александров, Б.С.Ковригин

(Ленинградский технологический институт им.Ленсовета)

АННОТАЦИЯ

Описано построение и содержание программы на языке АЛГОЛ, которая реализует последовательные этапы первичной обработки аппаратурных времяпролетных спектров нейтронов. Наряду со стандартными операциями предварительной обработки спектров программа выполняет преобразование поканального распределения импульсов в шкалу времени пролета с учетом дифференциальной нелинейности спектрометра, преобразование временного спектра в энергетический, коррекцию на многократное рассеяние и ослабление, коррекцию на анизотропию пространственного распределения первичных нейтронов, перевод дважды-дифференциального сечения в систему центра масс.

Abstract

The arrangement and contents of an ALGOL-program is described. The program realizes the successive stages of preliminary treatment of measured time-of-flight spectra. Along with preliminary treatment standard operations the program makes the following: the reorganisation of pulses channel distribution to the time-of-flight scale taking into accounts the spectrometer differential non-linearity; the conversion of the time spectrum into the energy one; the correction for multiple scattering and absorption within the sample; the correction for anisotropy of primary neutrons space distribution; the conversion of twice differential cross section into a mass centre system.

Целью первичной обработки экспериментальных данных, накопленных при изучении реакций (n, n) , $(n, n\gamma)$ и $(n, 2n)$ под действием нейтронов с энергией 14 МэВ с помощью спектрометра по времени пролета, является получение в системе центра масс зависимости дважды-дифференциального сечения $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega_c \partial \epsilon}$ от угла вылета θ_c и энергии выходного канала ϵ . На предпоследнем этапе предварительной обработки вычисляется дважды-дифференциальное сечение в лабораторной системе координат, которое выражается через определяемые в опыте величины и корректирующие функции следующим образом:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial \epsilon} = \frac{4\pi N(\theta, E) \ell^2 F_s(\theta, E) F_A(\theta, \theta_A)}{F n_0 V \epsilon(E) \Delta \Omega \Delta E}. \quad (1)$$

Здесь $N(\theta, E)$ - число зарегистрированных под углом θ в л.с.к. нейтронов с энергией E в этой системе; n_0 - число ядер в единице объема рассеивателя; $\Delta \Omega$ - телесный угол от рассеивателя на детектор нейтронов; $\epsilon(E)$ - эффективность n -детектора; ℓ - расстояние от тритиевой мишени до рассеивателя; $F_s(\theta, E)$ - коррекция на многократное рассеяние и ослабление в образце; $F_A(\theta, \theta_A)$ - коррекция на анизотропию пространственного распределения первичных нейтронов; θ_A - угол между осью конуса λ -частиц в λ -детекторе и пучком дейтронов; F - полный интегральный поток нейтронов от источника за время данного измерения; V - объем рассеивателя.

Экспериментальные данные, полученные методом времени пролета, представляют собой распределение числа импульсов по их амплитуде, пропорциональной времени пролета нейтроном фиксированного расстояния. Аппаратурный спектр зарегистрированных нейтронов состоит из двух областей - области сплошного спектра, соответствующей перекрывающимся или близкорасположенным уровням остаточного ядра, и области более или менее разделенных пиков, включая пик упругого рассеяния, для наиболее низких уровней остаточного ядра. С целью более полного извлечения физической информации из экспериментальных данных измерения проводятся отдельно для каждой из этих областей с использованием различных временных диапазонов.

Так как скорость накопления информации в экспериментах по изучению реакций на быстрых нейтронах обычно невелика и время измерения спектра с заданной статистической точностью

при каком-либо одном значении угла в лучшем случае может составлять несколько часов, измерение такого спектра обычно состоит из нескольких опытов, в каждом из которых измеряется эффект вместе с фоном и отдельно фон. Перед каждым частичным измерением производятся калибровочные измерения реперных пиков для последующей коррекции последствий дрейфа параметров электронной аппаратуры, а именно сдвига всего спектра вследствие изменения порога регистрации и пропорционального изменения шкалы спектра вследствие изменения коэффициента преобразования спектрометрического тракта.

Программа на языке АЛГОЛ, реализующая все необходимые последовательные этапы первичной обработки измеренных амплитудных распределений, работает следующим образом. После ввода констант и таблиц функций $F_S(\theta, E)$, $F_A(\theta, \theta_k)$ и $\epsilon(E)$ последовательно вводятся результаты отдельных измерений эффекта вместе с фоном, фона и калибровочных пиков. Каждое отдельное измерение эффекта с фоном и фона подвергается следующей предварительной обработке. Проводится исправление "выпавших точек" путем замены отсчета в выпавшем канале средним арифметическим соседних отсчетов; вводится поправка на просчеты в амплитудном анализаторе по формуле $N_j' = N_j / (1 - \tau \sum N_j / t)$, где N_j и N_j' - отсчеты в j -м канале анализатора до и после введения поправки; вводится коррекция на дрейф порога и на изменение коэффициента преобразования на основе данных калибровочных измерений по методу, предложенному в [1].

Спектр фона нормируется на такой же интегральный поток первичных нейтронов, что и соответствующий спектр эффекта с фоном, после чего спектр фона поканально вычитается из спектра эффекта с фоном. Полученные таким образом разностные спектры суммируются, и суммарный спектр подвергается сглаживанию по параболе методом наименьших квадратов.

Полученный спектр эффекта, т.е. спектр зарегистрированных под данным углом нейтронов, относящихся к изучаемым реакциям, переводится во временную шкалу. При этом время пролета t_j , соответствующее каналу с номером j , определяется согласно выражению

$$t_j = t_0 + \frac{t_b - t_a}{N} \sum_{i=1}^j n_i,$$

где t_0 - время пролета; соответствующего положению пика упруго рассеянных нейтронов; N - полное число импульсов в спектре дифференциальной нелинейности спектрометра между каналами a и b , на которые приходятся середины пиков в начале и конце шкалы, полученных методом задержанных совпадений; $t_b - t_a$ - величина задержки, включенной при регистрации этих двух пиков.

Далее временной спектр переводится в энергетический. Участок временного спектра $\mathcal{F}(t)dt$ преобразуется в участок энергетического спектра $\mathcal{N}(E)dE$ на основании соотношения $\mathcal{F}(t)dt = \mathcal{N}(E)dE$, где $\mathcal{N}(E) = \mathcal{F}(t) \left| \frac{dt}{dE} \right|$, $\left| \frac{dt}{dE} \right| = \frac{366L}{E^{3/2}}$; t - время, нсек; E - энергия, МэВ; L - пролетное расстояние, м. Энергия нейтрона, соответствующая j -му каналу временного спектра, находится по формуле [2]

$$E_j = 52,2680 (10 L/t_j)^2 + 4,3617 (10 L/t_j)^4 + 0,4044 (10 L/t_j)^6 + 0,0394 (10 L/t_j)^8 + 0,0039 (10 L/t_j)^{10}.$$

Энергетическое и угловое распределения нейтронов, т.е. зависимость величины $N(\theta, E)/\Delta\Omega \Delta E$ от θ и E , переводятся затем на основании (1) в дважды-дифференциальное сечение $\partial^2\sigma/\partial\Omega \partial E$. Для перевода последнего в с.ц.м. производится преобразование энергетической шкалы и преобразование ординат. Энергия канала в с.ц.м. вычисляется по соотношению

$$\varepsilon = \frac{m_n + m_N}{m_N} E + \frac{m_n^2}{(m_n + m_N)m_N} E_0 - 2 \frac{m_n}{m_N} \sqrt{E E_0} \cos \theta,$$

где E_0 - энергия первичного нейтрона в л.с.к.; m_n и m_N - массы нейтрона и ядра мишени. Ординаты спектра умножаются на величину $\sqrt{1 - \rho^2 \sin^2 \theta} / (\sqrt{1 - \rho^2 \sin^2 \theta} - \rho \cos \theta)$, где $\rho = m_n / (m_n + m_N) \sqrt{E_0/E}$. Угол рассеяния θ_c в с.ц.м. определяется по формуле

$$\theta_c = \arctg (\sin \theta / (\cos \theta - \rho)).$$

Л и т е р а т у р а

1. Б.Г.Егизаров, Р.П.Селятин. ПТЭ, 1970, № 3, 124.
2. Б.В.Рыбаков, В.А.Сидоров. Спектрометрия быстрых нейтронов. М., 1958.

THE NUCLEAR DEFORMATIONS OF $^{148}, ^{150}, ^{152}, ^{154}\text{Sm}$
DETERMINED FROM NEUTRON SCATTERING MEASUREMENTS

R. SHAMU

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, France
and Western Michigan University, U.S.A

G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, M. McELLISTREM⁺

Y. PATIN, J. SIGAUD and F. COÇU
Service de Physique Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel
B. P n° 61, 92120 Montrouge, France

E. BERNSTEIN and J. RAMIREZ
Western Michigan University, U.S.A

RESUME

La section efficace totale de diffusion de neutrons par ^{148}Sm et les différences de section efficace totale $^{150}, ^{148}\text{Sm}$, $^{152}, ^{148}\text{Sm}$ et $^{154}, ^{148}\text{Sm}$ ont été mesurées dans une gamme d'énergie de neutrons de 0,7 à 15 MeV ; les sections efficaces différentielles de diffusion de neutrons par ^{148}Sm , ^{150}Sm , ^{152}Sm et ^{154}Sm ont été, en outre, mesurées à l'énergie de 7 MeV. Le paramètre de déformation quadrupolaire du potentiel nucléaire, β_2 , a été déterminé pour chacun des noyaux ^{148}Sm , ^{150}Sm , ^{152}Sm et ^{154}Sm à partir de ces mesures en utilisant un calcul d'équations couplées avec un potentiel optique non sphérique. Les valeurs de β_2 obtenues pour ^{152}Sm et ^{154}Sm sont en bon accord avec des valeurs de β_2 pour le potentiel nucléaire déterminées à partir de la diffusion des protons et des particules α , mais environ 10 % plus faibles que des valeurs de β_2 pour la distribution des charges nucléaires déduites d'expériences d'excitation coulombienne, de diffusion d'électrons et de mésons μ .

ABSTRACT

The neutron total cross section for ^{148}Sm and total cross section differences for $^{150}, ^{148}\text{Sm}$, $^{152}, ^{148}\text{Sm}$ and $^{154}, ^{148}\text{Sm}$ have been measured from 0.7 to 15 MeV neutron energy and differential cross sections for ^{148}Sm , ^{150}Sm , ^{152}Sm , and ^{154}Sm have been measured at 7.0 MeV neutron energy. The quadrupole deformation parameter of the nuclear potential, β_2 , has been determined for each of the nuclei $^{148}, ^{150}, ^{152}, ^{154}\text{Sm}$ from these measurements using non-spherical optical-potential coupled-channel calculations. The β_2 values deduced for ^{152}Sm and ^{154}Sm are in good agreement with values for the nuclear potential determined from proton and α -particle scattering, but about 10 % lower than β_2 values for the nuclear charge distribution obtained from Coulomb excitation, electron scattering, and μ -meson X-ray experiments.

.../..

⁺ Permanent address: University of Kentucky, Lexington, Ky; U.S.A

I - INTRODUCTION

A previous experimental study of the Sm isotopes ^{150}Sm , ^{152}Sm , and ^{154}Sm over the neutron energy range 0.9 to 15 MeV has demonstrated that nuclear deformation has a significant effect on the total cross sections of these nuclei¹. The results of a recent non-spherical optical-model coupled-channel analysis of these data suggest that it may be possible to determine nuclear deformation parameters from such studies².

The Sm isotopes are desirable nuclei for investigating nuclear deformation since they span the region near $N = 88$ where the deformation changes rapidly. The nucleus ^{150}Sm is of particular interest because of its role as a transitional nucleus between vibrational and rotational nuclei. It was thought for a long time that ^{150}Sm was a vibrator; however, several recent experiments indicate that its first 2^+ state has a static deformation^{3,4}. The results of pairing-plus-quadrupole model⁵ and Hartree-Fock⁶ calculations which did not take dynamical aspects of nuclear collective motion into account suggest that ^{150}Sm is a soft rotator. Contrary to these theoretical results, recent dynamical calculations for ^{150}Sm based on the pairing-plus-quadrupole model indicate that the ground state of this nucleus is spherical; i.e., in its ground state, ^{150}Sm is a vibrator⁷.

In the present work, the neutron total cross section for ^{148}Sm and the total cross section differences for $^{150,148}\text{Sm}$, $^{152,148}\text{Sm}$, and $^{154,148}\text{Sm}$ were measured from 0.7 to 14.5 MeV. In addition, several neutron scattering measurements were performed at 7.0 MeV. Differential cross sections for elastic scattering and inelastic scattering (first 2^+ state) were measured for the nuclei ^{148}Sm and ^{150}Sm . For the isotopes ^{152}Sm and ^{154}Sm , cross sections for the sum of elastic and inelastic scattering (first 2^+ state) were determined. Scattering measurements were made over the angular range 20° to 145° . For each of the nuclei ^{148}Sm , ^{150}Sm , ^{152}Sm , and ^{154}Sm the quadrupole deformation parameter, β_2 , was extracted from the data using coupled-channel calculations.

Preliminary results of the total cross section measurements⁸ and the differential cross section measurements⁹ described in the present work have been reported previously.

II - COUPLED CHANNEL CALCULATIONS

It has been pointed out by Glendenning et al.¹⁰, in connection with optical model analyses of 50 MeV α -particle scattering, that when the contributions of the strong collective states to the optical potential are taken into account explicitly by means of coupled channel calculations, the strength and geometric parameters of the resulting potential are valid over a broad mass range. Thus, for analyses of a sequence of isotopes which have various deformations, only the shape of the potential, that is, the deformation parameters, must be changed from nuclide to nuclide. In the present work we have varied, also, the real part of the optical potential by including the isospin term $V_1(N-Z)/A$, since such a term is well established for nucleon-nucleus scattering¹¹.

With the exception of this isospin term, the non-spherical optical potential utilized in the present work was essentially the potential described by Tamura¹². Thus, we have assumed

$$V(r, \theta, \phi) = -Vf(r, a, R) + iWa' \frac{d}{dr} f(r, a', R) \\ + \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 \frac{1}{r} V_S \sigma \cdot \underline{\underline{L}} \frac{d}{dr} f(r, a; R_0)$$

where $V = V_0 - V_1(N-Z)/A$ and

$$f(r, a, R) = \{1 + \exp[(r-R)/a]\}^{-1}$$

For vibrational nuclei we have taken

$$R = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) \right]$$

and have used as the coupling term the first derivative of the potential $V(r, \theta, \phi)$. For the case of rotational nuclei we have expressed R as

$$R = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta) \right]$$

where θ refers to the body-fixed coordinate system. For the latter case, terms up through $\lambda = 4$ were included in the Legendre polynomial expansion of the coupling potential.

Parameters of the optical potential were chosen which were consistent with low-energy neutron scattering parameters for these nuclei; specifically, the s-wave strength function, S_0 , the p-wave strength function, S_1 , and the s-wave potential scattering length, R' . Values of the optical potential parameters which were selected were:

$V_0 = 49.92 - 0.25 E_n$, $V_1 = 18$, $W = 3 + 0.4 E_n$ for $E_n \leq 10$ MeV, $W = 7.0$ for $E_n > 10$ MeV, and $V_S = 8.5$, where all potential strengths and neutron energies are in MeV; and $a = 0.65$, $a' = 0.58$, and $R_0 = 1.25 A^{1/3}$, with all geometric parameters in fm. The value of 18 MeV for V_1 was taken from a study of total cross sections for several isotopic sequences at 14 MeV neutron energy¹³. The energy dependence of V_0 and of W were determined by fitting the measured ¹⁴⁸Sm total cross sections of the present work.

Numerical calculations were carried out using a modified version of the code JUPITOR 1 by Tamura¹⁴. Only coupling between the ground state (0^+) and first excited state (2^+) was considered, i.e., only quadrupole deformations were considered in the present study. Non-adiabatic calculations and complex coupling were employed throughout for this work.

The calculated low-energy neutron scattering parameters are compared with experimental values for ¹⁵⁰Sm, ¹⁵²Sm, and ¹⁵⁴Sm in Table I. It is observed that the agreement is generally well within the experimental uncertainties of the measured values. The calculated values of the ¹⁴⁸Sm total cross section are compared with the experimental values in Fig. 1. The excellent agreement obtained demonstrates the validity of the energy dependence of V_0 and of W which was chosen.

III - EXPERIMENTAL DETAILS

A. Samples

For the total cross section measurements the Sm samples, ¹⁴⁸, ¹⁵⁰, ¹⁵², ¹⁵⁴Sm, consisted of about 40g each of powdered Sm₂O₃. Each sample had an enrichment greater than 95.5 % and a total metallic impurity content of less than 2 atomic percent. Water and possibly CO₂ were driven from the samples prior to the measurements by heating each sample to 800 °C for 16 hours, then placing it in a desiccator for cooling. After cooling, each sample was placed in a vacuum-tight, thin-walled stainless steel container 1.4 cm in diameter and 15 cm long. The mass of H₂O adsorbed during the transfer to the container, about 10 mg, was taken into account in the cross section computations. The number of Sm nuclei was the same for the samples to within 0.1 %. Additional samples utilized for these measurements included Be and

.../...

powdered BeO, which were used for oxygen subtraction, and C and polyethylene, which were employed to measure n-p total cross sections.

For the differential cross section measurements, the Sm samples also consisted of powdered Sm₂O₃ and ranged in mass from 40.8 g (¹⁵⁴Sm₂O₃) to 68.6 g (¹⁴⁸Sm₂O₃). Only the ¹⁵⁴Sm sample was the same one used for the total cross section measurements. The enrichment of each of the other isotopes was greater than 96 % except for ¹⁵⁰Sm, for which the enrichment was 87.4 %. All samples were dried as described above, and except for ¹⁵⁴Sm, were compressed to a density of about 4.2 g/cm³. All Sm samples were contained in air-tight thin-walled polyethylene cans about 2.2 cm in diameter and 5 cm high. Background peaks in the TOF spectrum caused by the carbon of the polyethylene can and the oxygen of the Sm₂O₃ samples were subtracted with the aid of an empty can and an H₂O sample, respectively.

B. Total Cross Section Measurements

The ¹⁴⁸Sm total cross section measurements and the total cross section difference measurements were made at the Western Michigan University HVEC model EN tandem accelerator facility. The experimental details were essentially identical to those reported previously¹, and thus will not be described here.

C. Differential Cross Section Measurements

The differential cross section measurements were performed using the neutron TOF facility of the Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, which has been described in detail elsewhere¹⁹. For the present work, bursts of monoenergetic 7 MeV neutrons were produced by bombarding tritium in a gas target with a pulsed proton beam of time-width 1 nsec. Neutrons were scattered by cylindrical samples located at 0° and placed 11.3 cm from the center of the gas target. The scattered neutrons were detected by an array of four NE-213 scintillators placed at 20° intervals. Pulse-shape discrimination was employed to reject γ-ray induced events. The flight path from the sample to each detector was 8 m, which resulted in an overall energy spread at each neutron detector of less than 150 keV. Thus kinematic separation of the oxygen elastic peak was sufficient at angles ≥ 90° to permit the direct observation of inelastic scattering to first excited states for ^{148,150}Sm. Detector efficiencies were determined by scattering neutrons from a polyethylene sample and by counting

directly monoenergetic neutrons from the D(d,n) reaction . Cross sections were corrected for attenuation in the sample, multiple scattering, and geometrical effects using the analytic method described by Kinney²⁰ .

IV - RESULTS

A. Total Cross Sections

The measured total cross sections for ^{148}Sm and the measured total cross section differences for $^{150,148}\text{Sm}$, $^{152,148}\text{Sm}$, and $^{154,148}\text{Sm}$ are presented in Figs.1,2 and 3 . The cross section differences are given relative to the ^{148}Sm total cross section . For each datum the error bar shown represents the statistical error only .

In Fig. 2, the relative total cross section differences for $^{152,150}\text{Sm}$ and $^{154,152}\text{Sm}$, which were determined by subtracting measured differences , are given. The data presented in Fig. 2 show the effect on the total cross section of adding two neutrons to ^{148}Sm , to ^{150}Sm , and to ^{152}Sm .

The results of the non-spherical optical-model coupled-channel calculations are shown in Figs.1,2 and 3, also . Calculations are presented for the following assumptions regarding the collective behavior of each nucleus : ^{148}Sm is assumed to be a vibrational nucleus, ^{152}Sm and ^{154}Sm are assumed to be rotational nuclei, and the transitional nucleus ^{150}Sm is assumed to be either a vibrational nucleus or a rotational nucleus . The optical model parameters which were employed are those given in Section III, except for the two dashed curves given in the top part of Fig. 3 . There, the long-dashed curve corresponds to $V_1=0$, that is, no isospin term in the optical potential, and the short-dashed curve corresponds to $V_1 = 36$ MeV, i.e. twice the value used for the solid-line curve. The various quadrupole deformation parameters which were utilized are given in the figures .

For the ^{148}Sm total cross section the systematic error of each datum is believed to be less than 1.5 % over the entire energy-range. For the relative total cross section differences, the systematic uncertainty of each datum is believed to be about ± 0.007 or less .

B. Differential Cross Sections

The measured differential cross sections for elastic scattering are presented in Fig. 4 for the nuclei ^{148}Sm and ^{150}Sm . The total uncertainty of each datum is about the size of the data point or smaller, except at 35° where the statistical uncertainty is about 12 % because the ^{16}O scattering is relatively

large at that angle . Also shown are the results of coupled-channel calculations for these nuclei . As for the total cross section calculations, ^{148}Sm was assumed to be a vibrator, and ^{150}Sm was assumed to be either a vibrator or a rotator . The optical model parameters and deformation parameters used for these differential cross section calculations were the same as those parameters which were used for the total cross section calculations .

The differential cross section data for ^{152}Sm and ^{154}Sm are given in Fig. 5 . For these nuclei, each datum is the cross section for the sum of elastic scattering and inelastic scattering to the first excited state . Again, the total experimental uncertainty is about the size of each data point or smaller, except at 35° . In this figure each of the calculated curves represents the sum of cross sections for elastic plus inelastic (first 2^+ state) scattering . Both of these nuclei were assumed to be rotators, as for the total cross section calculations . The optical model parameters employed were those given in Section III and the deformation parameters used were 0,22 and 0,24 for ^{152}Sm and ^{154}Sm , respectively .

It should be emphasized that the optical model and deformation parameters have not been adjusted to fit the data shown in Figs. 4 and 5 .

The results of inelastic scattering measurements to the first 2^+ state for ^{148}Sm and for ^{150}Sm will not be presented herein because the analysis of these data is incomplete . The preliminary data have been compared to calculated inelastic cross sections, however . These comparisons suggest that for ^{148}Sm the inelastic data is compatible with a β_2 some what larger than 0,14 , the value used in the present work, and that the ^{150}Sm inelastic data is consistent with a β_2 of about 0,19, the value used in the present calculations .

The normalization uncertainty of the differential cross section data was estimated by comparing the 0° cross section, determined by means of a Legendre fit, with the Wick's limit value. The differences ranged from 16 % for ^{148}Sm to -6 % for ^{154}Sm with a standard deviation of 4 % . These results suggest that the present normalization may be high by about 5 % . A normalization error of 5 % has been included in the errors shown in Figs. 4 and 5 .

.../..

The cross sections for ^{148}Sm and ^{154}Sm are consistent with recent measurements made at 6.25 MeV neutron energy²¹.

V - DISCUSSION

It is observed in Fig. 1 that coupled-channel calculations using the optical model parameters given in Section III and a quadrupole deformation parameter of 0.14 provide an excellent fit to the measured ^{148}Sm total cross sections up to about 10 MeV neutron energy. The small discrepancy above this energy, about 1 to 2 %, presumably can be removed by making a small adjustment to the energy dependence of the optical potential, e. g., by giving W an energy dependence above 10 MeV. It is seen in Fig. 4 that these parameters provide a very good fit to the measured $^{148}\text{Sm}(n,n)$ cross section as well. Except for the datum at 80°, the fit would be even better if the measured cross sections were lowered by 5 %, an adjustment which would be consistent with the normalization uncertainty (see Section IV).

As mentioned in the previous section, a preliminary analysis of inelastic scattering data for ^{148}Sm favors a β_2 somewhat higher than 0.14; perhaps 0.15. Since ^{148}Sm is believed to be a "soft" vibrator^{3,6}, such a result is not surprising. It seems reasonable to assume that the total cross section measurement is most sensitive to the ground state deformation and that the inelastic cross section measurement is sensitive to the deformation of the 2^+ state. Because ^{148}Sm is soft, the latter deformation is expected to be larger than former²².

The calculated curves given in the bottom part of Fig. 3 show that increasing the β_2 of the larger $-A$ nucleus has the effect of increasing the amplitude of the structure in the total cross section difference curve, as has been noted previously^{1,2}. The dependence is seen to be rather strong; changing β_2 by 4.5 % is observed to change the cross section difference near 7 MeV by 8 %.

The calculated curves given in the top part of Fig. 3 show that the main effect of the real isospin term of the optical potential is to shift the zero crossover near 4 MeV of the total cross section difference curve. This effect is of interest since this crossover is relatively insensitive to changes in β_2 , as shown in the bottom part of Fig. 3. Thus, at least for the nuclei considered herein, isospin effects and deformation effects do not appear to be strongly interdependent for calculations of total cross section differences. These results strongly suggest that total cross section difference measurements may yield accurate values for the isospin parameters of the nuclear optical potential.

It is also noted in the top part of Fig. 3 that the short-dashed curve ($V_1 = 36$ MeV) provides a better fit to the data than the solid curve ($V_1 = 18$ MeV). Coupled-channel calculations are in progress using $V_1 = 30$ MeV, which, for the geometric parameters of the present work, is consistent with recent (p,n) work²³. The fit given here with $V_1 = 18$ MeV and $\beta_2 = 0.24$ for ^{154}Sm is, nevertheless, very good. It is seen in Fig. 5 that these parameters provide a good fit to the $(0^+ + 2^+)$ scattering cross sections as well.

Fig. 3 shows, also, that for $^{152,148}\text{Sm}$ the agreement between measured and computed total cross section differences is not as good as for $^{154,148}\text{Sm}$. It is observed that decreasing β_2 improves the agreement above 4 MeV; however, this change makes the agreement below 4 MeV much worse. This problem may be partly a consequence of using the value 18 MeV for V_1 in the present calculation. Nevertheless, even though the fit to the total cross section needs improved, it is observed in Fig. 5 that the parameters used in the present calculation provide a good fit to the $(0^+ + 2^+)$ scattering cross sections of ^{152}Sm at 7 MeV.

It is seen in Fig. 2 that calculations which assume ^{150}Sm is a rigid rotator fit the measured $^{150,148}\text{Sm}$ differences significantly better than those which assume ^{150}Sm is a vibrator. The same result is observed for the s-wave strength function (see Table I) and for the inelastic scattering data (not shown), whereas the elastic scattering calculations, as seen in Fig. 4, are relatively insensitive to the rotator-vibrator assumption, except at the extreme back angles. It is noted also that for the $^{150,148}\text{Sm}$ difference results, decreasing β_2 would improve the fit for the rotator assumption, whereas for the vibrational calculation, it appears that the fit cannot be improved significantly by changing β_2 (see Fig. 1 (d) of ref. 2).

Since ^{150}Sm is believed to be neither a good rotator nor a good vibrator^{6,7}, the observed agreement of the data with a rotator description is unexpected. Even if the ground state of ^{150}Sm has a static deformation, which is contrary to recent extensive pairing - plus - quadrupole model calculations⁷, it is not likely that this deformation is rigid, as has been assumed in the present coupled-channel rotational-model calculations.

It is not possible at the present time to assign rigorous uncertainties to the β_2 values for ^{148}Sm , ^{152}Sm , and ^{154}Sm which were obtained in the present work, since the analysis and interpretation of this data is not complete, as mentioned above. However, the calculations shown in Fig. 3 for $^{152,148}\text{Sm}$ suggest that on the basis of the experimental uncertainties, an uncertainty of about ± 0.01 for each of these β_2 values is reasonable. There is, of course, an additional uncertainty in the β_2 values which is associated with the deformed-potential coupled-channel model utilized. The magnitude of this latter error has not yet been estimated.

The β_2 values obtained in the present work are compared with the results of several other experiments in Table II. The Coulomb excitation, electron scattering, and muonic X-ray experiments provide measurements of the deformation of the charge distribution, whereas the 50-MeV α -particle scattering, proton scattering, and present neutron experiments measure the deformation of the nuclear potential. Not included in this table are the results from two proton experiments for which optical model parameters were permitted to vary during the fitting procedure^{29,30}, an α -particle Coulomb-nuclear interference measurement for which the parametrization of the radius was not standard³¹, and a 14.2-MeV neutron experiment for which no coupled-channel analysis was performed³². The 50-MeV α -particle result for ^{154}Sm and both Coulomb excitation results have been supported by more recent work^{33,34}. All the β_2 values have been converted to the nuclear radius parametrization $R_0 = (1.25)A^{1/3}$ fm using the hard-sphere approximation described by Hendrie³⁵. No β_6 values were included in these conversions, since β_6 deformations are not well-established for these nuclei at present. The first order corrections used for the proton data were adequate, since the radii used in that work were close to those of the present work. Only a first order correction was possible for the 50-MeV α -particle data on ^{148}Sm , since β_4 was not determined.

It is observed in Table II that the results of the present neutron analysis are in very good agreement with the results of other measurements of the nuclear potential quadrupole deformation. The three charge distribution results for ^{152}Sm are seen to agree remarkably well among themselves, also.

.../..

It is of considerable interest that for both ^{152}Sm and ^{154}Sm the β_2 values for the nuclear potential listed in Table II are about 10 % lower than those given for the nuclear charge distribution. This phenomena has been noted previously³⁴ for the rare earth nuclei ^{152}Sm , ^{154}Sm , ^{158}Gd , ^{166}Er , and ^{174}Yb , and may be attributed to one or more of the following reasons³⁶:

- 1) The scaling law suggested by Hendrie³⁵ and employed herein is not sufficiently accurate for a precise comparison of nuclear potential and charge deformations.
- 2) Assumptions made in extracting the β_2 values from the experimental data are not valid. For example, it is customary to parametrize the nuclear charge distribution as a deformed Fermi distribution when determining deformation parameters from measured electromagnetic moments. However, the results of recent electron scattering measurements on ^{166}Er and ^{176}Yb suggest significant deviations from a deformed Fermi distribution with regions of enhanced density near the poles of the quadrupole³⁷.
- 3) The nuclear charge distribution and the nuclear potential have deformations which differ by a small amount.

Because of the importance of this last possibility, additional studies are needed on the nuclear charge deformation, the nuclear potential deformation and the relationship between them.

VI - ACKNOWLEDGEMENTS

We wish to thank Dr A. Michaudon for his support and encouragement with regard to the differential cross section measurements, D. Cogne for several helpful discussions, the USERDA for the loan of the samples, and the Research Corporation for partial support of the measurements at Western Michigan University.

REFERENCES

1. R. E. Shamu, E. M. Bernstein, D. Blondin, J. J. Ramirez, and G. Rochau, Phys. Lett. 45B, 241 (1973) .
2. Ch. Lagrange, Lett. J. de Phys. 35, 111 (1974) .
3. D. Cline, P. Jennens, C. W. Towsley, and H. S. Gertzman, J. Phys. Soc. Jap. 34, Supplement, 443 (1973) .
4. L. Grodzins, B. Herskind, D. Somayajulu, and B. Skaali, Phys. Rev. Lett. 30, 453 (1973) .
5. K. Kumar and M. Baranger, Nucl. Phys. A110 (1968) 529 .
6. J. Decharge, M. Girod, and D. Gogny, Phys. Lett. 55B, 361 (1975) .
7. K. Kumar, Nucl. Phys. A231, 189 (1974) .
8. R. E. Shamu, E. M. Bernstein, and J. J. Ramirez, Bull. Am. Phys. Soc. 19, 103 (1974) .
9. M. McEllistrem, J. Lachkar, G. Haouat, Ch. Lagrange, Y. Patin, R. Shamu, J. Sigaud, and F. Coçu, Bull. Am. Phys. Soc. 20, 174 (1975) .
10. N. K. Glendenning, D. L. Hendrie, and O. N. Jarvis, Phys. Lett. 26B, 131 (1968) .
11. G. R. Satchler and F. G. Perey, Nuclear Structure Study with Neutrons (Plenum Press, N. Y., 1974) p. 133 .
12. T. Tamura, Rev. Mod. Phys. 37, 679 (1965) .
13. Yu. K. Dukarevich, A. N. Dyumin, and D. M. Kaminker, Nucl. Phys. A92, 433 (1967) .
14. T. Tamura, ORNL-4152 (1967) .
15. H. M. Eiland, S. Weinstein, and K. W. Seeman, N. S. E. 54, 286 (1974) .
16. W. Pineo, M. Divadeenam, E. G. Bilpuch, K. Seth, and H. W. Newson, Ann. Phys. (N. Y) 84, 165 (1974) and W. Pineo, Ph. D. Thesis, Duke University (1970), unpublished .
17. F. Rahn et al., Phys. Rev. C6, 251 (1972) .
18. Recommended values given in Neutron Cross Sections, Vol. 1, Resonance Parameters, BNL-325, Third Edition (June, 1973) [EANDC (US)-183/L] .
19. G. Haouat, J. Lachkar, Y. Patin, J. Sigaud, and F. Coçu C. E. A. R-4641 (1975) .
20. W. E. Kinney, Nucl. Inst. Meth. 83, 15 (1970) .
21. F. McDaniel, T. Burrows, J. Dawson, G. Glasgow, Ch. Lagrange, G. Hardie, and R. Shamu, Bull. Am. Phys. Soc. 20, 624 (1975) .
22. See ref. 7 for a discussion of this point in connection with ^{150}Sm .
23. J. D. Carlson, D. A. Lind, and C. D. Zafiratos, Phys. Rev. Lett. 30, 99 (1973) .

24. K. A. Erb et al. Phys. Rev. Lett. 29, 1010 (1972) and J. X. Saladin, Bull. Am. Phys. Soc. 19, 493 (1974).
25. W. Bertozzi et al., Phys. Rev. Lett. 28, 1711 (1972).
26. J. P. Davidson, D. A. Close, and J. J. Malanify, Phys. Rev. Lett. 32, 337 (1974).
27. D. L. Héndrie et al., Phys. Lett. 26 B, 127 (1968).
28. P. H. Brown and P. Stoler, Phys. Rev. C 2, 765 (1970).
29. A. B. Kurepin and R. M. Lombard, Phys. Lett. 37 B, 55 (1971).
30. P. B. Woolam et al., Nucl. Phys. A 179, 657 (1972).
31. W. Bruckner et al., Nucl. Phys. A 231, 159 (1974).
32. A. N. Dyumin, A. I. Egorov, G. N. Popova, and V. A. Smolin, Izv. AN SSSR Ser. Fiz. 37, 1019 (1973).
33. A. Aponick, C. Chesterfield, D. Bromley, and N. Glendenning, Nucl. Phys. A 159, 367 (1970).
34. A. H. Shaw and J. S. Greenberg, Phys. Rev. C 10, 263 (1974).
35. D. L. Hendrie, Phys. Rev. Lett. 31, 478 (1973).
36. There is evidence that this effect is present for ²³⁸U, also.
See ref. 26 and J. Jary, Ch. Lagrange, and P. Thomet, communication to this Conference.
37. J. Heisenberg et al., Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics (North-Holland, Amsterdam, 1973) Vol. 1, p. 371.

TABLE I - Comparison of experimental values of low-energy neutron scattering parameters with the present calculated values.

Parameter	^{148}Sm		^{150}Sm		^{152}Sm		^{154}Sm	
	Calc. $\beta_2 = 0.14$	Exp.	Calc. $\beta_2 = 0.19$	Exp.	Calc. $\beta_2 = 0.22$	Exp.	Calc. $\beta_2 = 0.24$	
$S_0 (\times 10^4)$	4.152	3.3 ± 1.1^a 3.6 ± 0.3^d	4.015 (Rot.) 6.02 (Vib.)	2.08 ± 1.8^b 2.2 ± 0.4^c 2.2 ± 0.4^d	2.05	1.8 ± 0.5^c 1.8 ± 0.5^d	1.54	
$S_1 (\times 10^4)$	1.59		1.56 (Rot.) 2.24 (Vib.)		1.66		1.79	
R (fm)	4.69		8.38 (Rot.) 6.78 (Vib.)	7.8 ± 2.3^b 8.2 ± 0.7^d	7.92	8.2 ± 0.7^d	7.67	

^a Ref. 15.

^b Ref. 16.

^c Ref. 17.

^d Ref. 18.

TABLE II - Comparison of experimental values of β_2 for $R_0 = 1.25 A^{1/3}$ fm

Nucleus	Coulomb Excitation ^a	Electron Scattering ^b	Muonic X-ray Analysis ^c	50-MeV α -Particle Scattering ^d	16-MeV Proton Scattering ^e	Present Neutron Analysis
¹⁴⁸ Sm				0.127 ⁺	0.115 ⁺	0.14
¹⁵⁰ Sm						<0.19
¹⁵² Sm	0.250	0.261	0.260	0.232		0.22
¹⁵⁴ Sm	0.277			0.255	0.240 ⁺	0.21

⁺Only first-order correction applied

^aRef. 24.

^bRef. 25.

^cRef. 26.

^dRef. 27.

^eRef. 28.

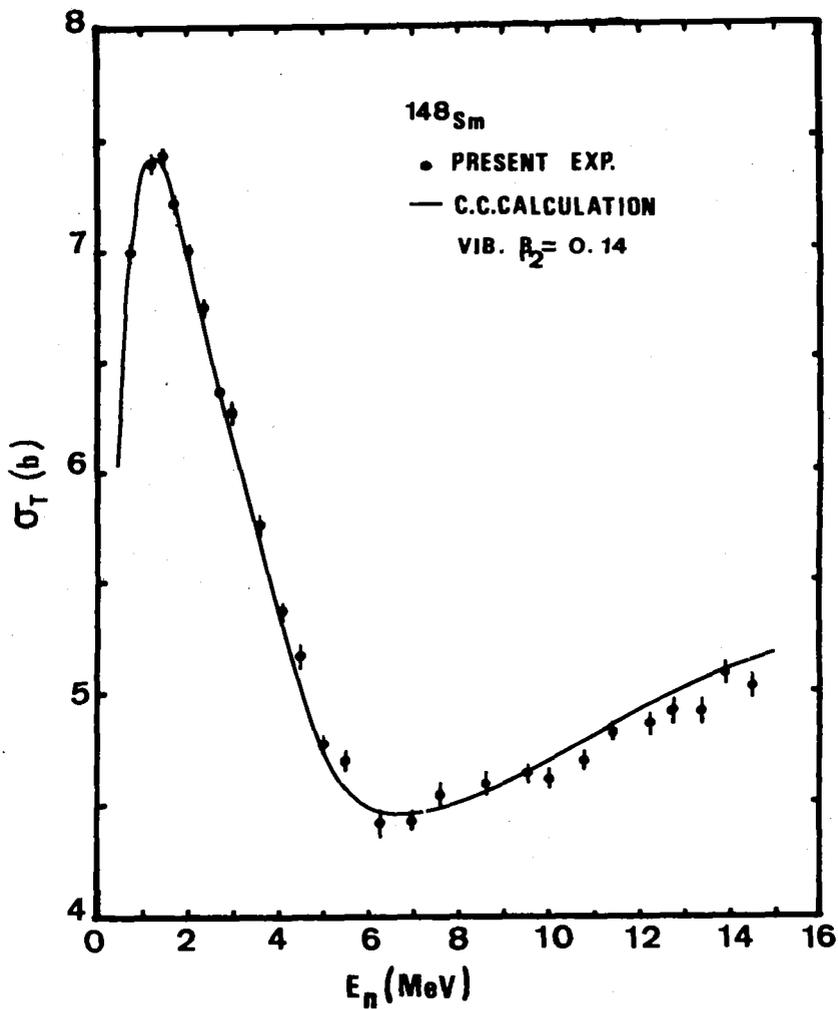


FIG. 1 - The total cross section of ^{148}Sm for neutron scattering. The error bars indicate statistical errors, only. The solid curve was determined using deformed-potential optical-model coupled-channel calculations assuming ^{148}Sm was a vibrational nucleus with $\beta_2 = 0.14$.

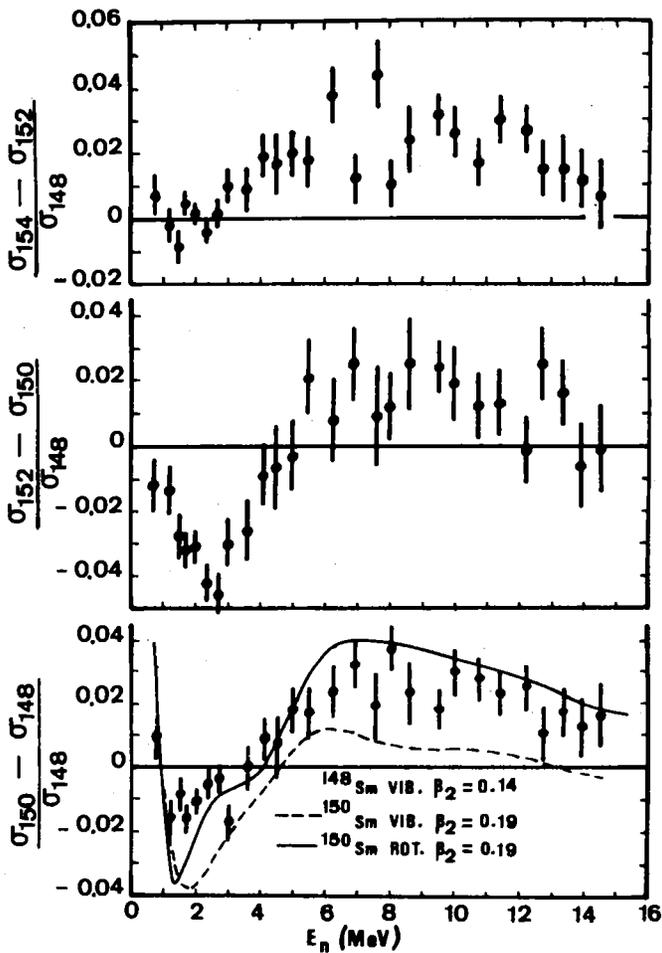


FIG. 2 - The measured neutron total cross section difference for ^{150}Sm and ^{148}Sm divided by the ^{148}Sm total cross section. The error bars indicate statistical errors, only. The solid curve and dashed curve are the results of coupled channel calculations assuming ^{150}Sm was a rotational nucleus and a vibrational nucleus, respectively. Also shown are cross section differences for ^{152}Sm , ^{150}Sm and ^{154}Sm , ^{152}Sm which were computed from measured differences.

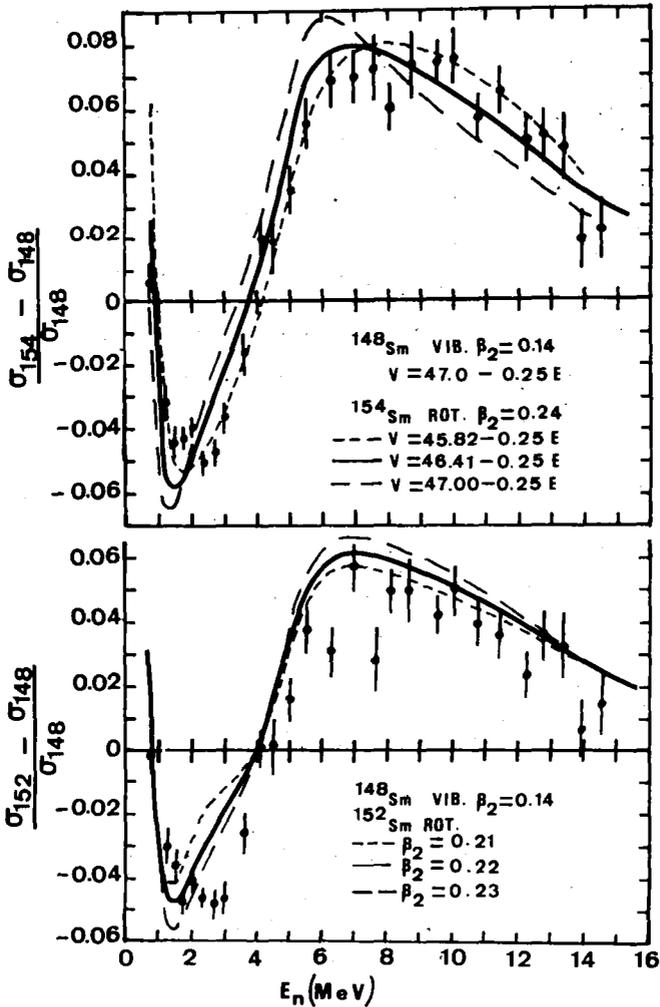


FIG. 3 - The measured total cross section difference divided by the ^{148}Sm total cross section for $^{152,148}\text{Sm}$ and $^{154,148}\text{Sm}$. Also shown are coupled channel calculations for various real isospin potential parameters (top) and for various quadrupole deformation parameters (bottom). See the text for details of these calculations.

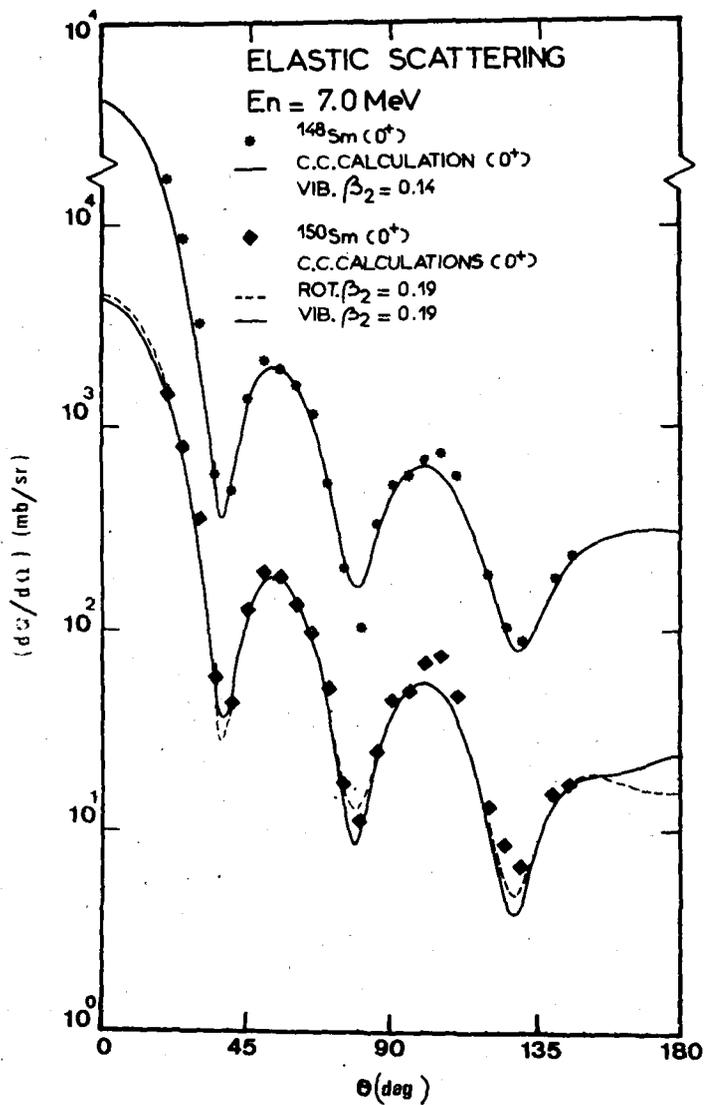


FIG. 4 - Elastic scattering angular distributions for ^{148}Sm and ^{150}Sm at 7.0 MeV incident neutron energy. The curves are the results of coupled-channel calculations for the assumptions given in the figure.

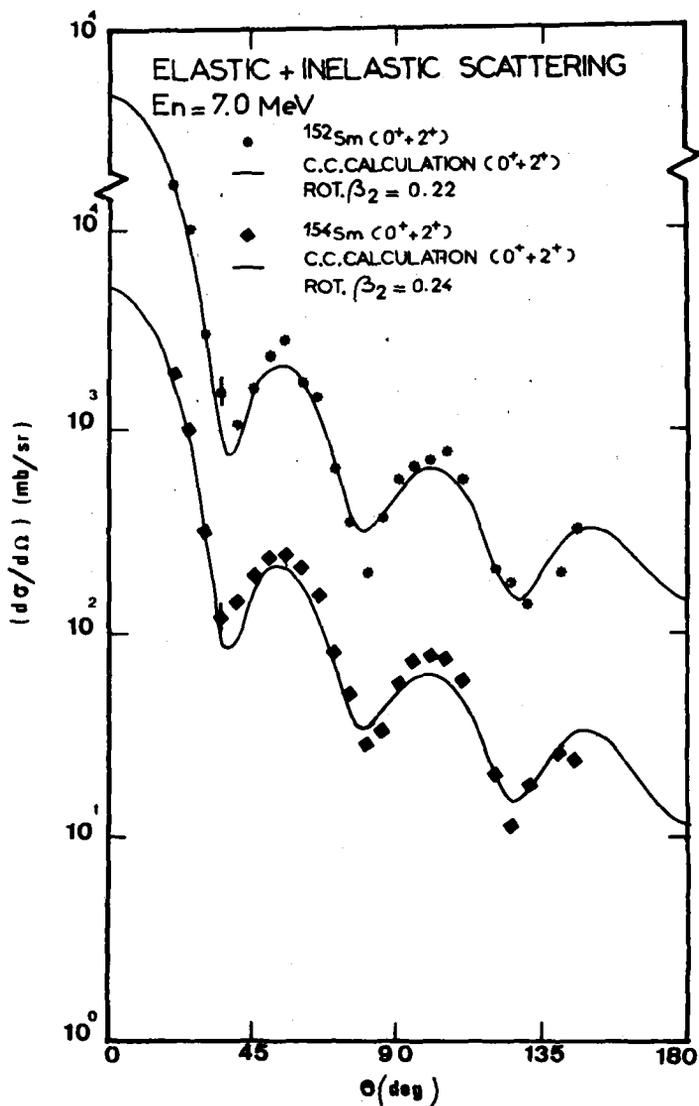


FIG. 5 - Angular distributions for the sum of elastic and inelastic (first 2^+ state) cross sections for ^{152}Sm and ^{154}Sm at 7.0 MeV incident neutron energy. The two solid lines represent the calculated cross sections for elastic plus inelastic (2^+) scattering by ^{152}Sm and by ^{154}Sm .

DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE DES NEUTRONS RAPIDES

PAR LES ISOTOPES PAIRS DE Se

J. LACHKAR, G. HAOUAT, M.T. Mc ELLISTREM⁺, Y. PATIN, J. SIGAUD

*Service de Physique Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-Le-Châtel
B.P. n° 61, 92120 Montrouge, France*

RESUME -

Les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique de neutrons par ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se et ^{82}Se ont été mesurées à l'énergie des neutrons incidents de 8 MeV, et par ^{76}Se et ^{82}Se aux énergies de 6 et 10 MeV. Les différences observées dans les sections efficaces élastiques sont attribuées au terme d'isospin dans le potentiel de diffusion. Une analyse détaillée des données de diffusion élastique est présentée.

ABSTRACT -

The differential cross sections for elastic and inelastic scattering of neutrons by ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se and ^{82}Se have been measured at 8-MeV incident neutron energy, and by ^{76}Se and ^{82}Se at 6-and 10-MeV incident energies. The differences observed in the elastic scattering cross sections are interpreted as an effect of the isospin term in the scattering potential. A detailed analysis of the elastic scattering data is presented.

+ Adresse actuelle : Université de Kentucky, Lexington, Kentucky.

1 - INTRODUCTION .

La diffusion élastique des nucléons par les noyaux sphériques de masse moyenne ou lourde est généralement décrite par le modèle optique . Les paramètres de la diffusion proton-noyau ont pu être déterminés, avec une bonne précision, à partir de nombreuses données expérimentales [1,2] . Par contre ceux du potentiel neutron-noyau semblent moins bien connus ; cette connaissance imparfaite est liée aux difficultés des expériences de spectrométrie de neutrons principalement aux énergies où la contribution de la diffusion élastique relevant du mécanisme de noyau composé cesse d'être significative . En particulier la variation des divers termes du potentiel avec l'énergie et l'importance du terme d'isospin sont encore mal précisées [2] . En outre l'influence des effets de couches sur la partie imaginaire du potentiel ne semble pas avoir été clairement établie du point de vue expérimental . Les expériences de diffusion de neutrons rapides par les isotopes pairs stables de Sélénium permettent d'apporter une contribution notable à l'étude de ces questions .

Les isotopes stables de Se sont caractérisés par différentes propriétés . Tout d'abord, les paramètres du modèle optique, qui dépendent de l'isospin, peuvent être analysés dans une gamme relativement étendue du terme d'asymétrie $(N-Z)/A$, puisqu'il varie de 0.105 pour ^{76}Se à 0.185 pour ^{82}Se . Ensuite ces isotopes sont situés juste au dessous de la couche magique de 50 neutrons; Lane et al. [3] ont indiqué que, dans cette région de masse, les effets de couches pouvaient être responsables d'une forte diminution de la valeur de la partie imaginaire du potentiel optique . Enfin si l'on considère les isotopes pairs ^{76}Se à ^{82}Se , on s'aperçoit que la position du premier niveau excité 2^+ n'est pas notablement influencée par le remplissage de la couche de neutrons $1g_{7/2}$, puisque la différence d'énergie entre les premiers états excités de ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se et de ^{82}Se n'est au maximum que 107 keV . Ainsi il est clair que les noyaux de Se sont dans une région de la table périodique où les effets de déformation sont faibles et où, par conséquent, le modèle optique donne une bonne description de la diffusion élastique de forme .

.../...

2 - TECHNIQUE EXPERIMENTALE

Les sections efficaces différentielles de diffusion de neutrons ont été mesurées à l'aide du dispositif de spectrométrie de neutrons par temps de vol du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel. Ce dispositif expérimental a été décrit en détail par ailleurs [4] ; nous en donnons ici les caractéristiques essentielles.

Les neutrons incidents de 8 MeV ont été produits par la réaction $D(d,n)^3\text{He}$, tandis que la réaction $T(p,n)^3\text{He}$ a été utilisée pour produire les neutrons de 6 et 10 MeV. Ces choix correspondent à des critères de flux maximum et de dispersion en énergie faible [5]. Deutérons et protons étaient accélérés par l'accélérateur Van de Graaff Tandem. Le faisceau des particules incidentes était haché et regroupé dans des impulsions de 1 ns à la fréquence de 2,5 MHz. Le courant moyen était d'environ 3 μA pour les deutérons comme pour les protons.

Les échantillons étaient sous forme de poudres métalliques de Se isotopiquement enrichies, chacun pesant environ 50 gr. Les poudres étaient contenues dans des cylindres de polyéthylène de 25 mm de diamètre intérieur, 50 mm de hauteur et 0,5 mm d'épaisseur. La distance entre la cible productrice de neutrons et l'échantillon était de 12 cm environ.

Les neutrons diffusés étaient détectés par un ensemble de quatre détecteurs composés, chacun, d'un scintillateur liquide NE 213, de 12,7 cm de diamètre et 5 cm d'épaisseur, couplé à un photomultiplicateur rapide XP 1040. Chaque détecteur était placé à l'intérieur d'une protection, constituée de polyéthylène et de plomb, située derrière un collimateur, de 1,5 m de long, en paraffine chargée au bore et au lithium. Quatre barres d'ombre de 70 cm de longueur, faites de fer avec des pointes en tungstène, protégeaient les détecteurs des neutrons directs issus de la cible. La technique du temps de vol a été utilisée pour mesurer les sections efficaces différentielles. La base de vol était de 8 m pour les trois énergies de neutrons incidents. Un circuit de discrimination des neutrons et des rayons γ éliminait les photons des spectres de temps de vol. Lors du traitement des données, les spectres de temps de vol étaient constitués avec un seuil en énergie des neutrons de 1,5 MeV pour les mesures à 6 et 8 MeV et de 2,5 MeV pour les mesures à 10 MeV.

La variation de l'efficacité des détecteurs en fonction de l'énergie a été mesurée par deux méthodes distinctes . Dans la première nous comptons, à divers angles, les neutrons, produits par la réaction $D(d,n)^3\text{He}$, directement issus de la cible . Dans la seconde, l'efficacité était déterminée à partir de la diffusion (n,p) par un échantillon hydrogéné de 1 cm de diamètre et 4 cm de hauteur .

La mesure relative du flux des neutrons primaires était assurée, durant l'expérience, par un spectromètre de neutrons à temps de vol . La mesure absolue de ce flux était effectuée au moyen d'un télescope à protons de recul placé à 0° par rapport au faisceau incident et recouvrant sensiblement le même angle solide que celui de l'échantillon diffuseur .

Les mesures furent corrigées des effets dus aux dimensions non négligeables des échantillons, à la fois par une méthode analytique et par une méthode de Monte-Carlo ; l'écart entre les valeurs obtenues par les deux méthodes était au plus égal à 3% . L'incertitude totale sur les mesures variait entre 5 et 20% .

3 - RESULTATS ET DISCUSSION .

Nous avons mesuré les sections efficaces de diffusion élastique et inélastique de neutrons par ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se et ^{82}Se à l'énergie des neutrons incidents de 8 MeV, et par ^{76}Se et ^{82}Se aux énergies incidentes de 6 et 10 MeV . Les distributions angulaires ont été établies sur 16 ou 24 points de mesures entre 20° et 150° par pas de 5° ou 10° , les minima des distributions angulaires étant précisés par des mesures tous les 5° . La dispersion en énergie des neutrons était de 180 keV à 6 et 10 MeV et de 500 keV à 8 MeV . Ces valeurs étaient suffisamment faibles pour permettre une bonne séparation des groupes de neutrons de diffusion élastique et de diffusion inélastique par le premier niveau excité . Les données de diffusion élastique à 6,8 et 10 MeV sont présentées respectivement dans les figures 1,2 et 3 . L'analyse de ces figures montre qu'à chaque énergie la diffusion aux grands angles croît avec le nombre des neutrons de l'isotope . D'autre part, nous avons observé que les sections efficaces de diffusion inélastique par le premier niveau excité 2^+ de chaque isotope (non présentées ici) ont la même valeur pour ^{76}Se et ^{82}Se à l'énergie de 6 MeV et sont très voisines pour les quatre isotopes à 8 MeV .

La similitude de la diffusion inélastique par le premier niveau excité peut confirmer le fait que les quatre isotopes ont des déformabilités semblables .

Les différences importantes constatées entre les sections efficaces différentielles de diffusion élastique peuvent alors être attribuées au terme d'isospin dans le potentiel de diffusion . L'importance de ce terme a été étudiée ici, en ajustant, par la méthode du χ^2 , les paramètres du modèle optique aux distributions angulaires élastiques de forme, obtenues après soustraction de contribution élastique relevant du mécanisme de noyau composé . Cette dernière contribution a été calculée sur la base des études (n,n' γ) pour les isotopes du Sélénium présentées par ailleurs dans cette conférence [6] .

Dans l'analyse des paramètres du modèle optique, nous avons adopté des potentiels de forme fixe et imposé des contraintes aux paramètres . Nous avons supposé que la partie réelle du potentiel est de la forme Saxon-Woods et les potentiels imaginaire et spin-orbite ont pour forme la dérivée d'un potentiel de Saxon-Woods . En outre nous avons assigné aux paramètres géométriques les valeurs suivantes :

$$\text{Rayons : } R = R_S = R_{LS} = R_0 A^{1/3} \text{ fm} \quad R_0 = 1,25 \text{ fm}$$

$$\text{Diffusivités : } a = a_{LS} = 0,67 \text{ fm}$$

Les valeurs adoptées pour les rayons sont celles fréquemment utilisées [1] . D'autre part, Holmqvist et Wiedling [7] ont montré que la diffusivité du potentiel réel est un paramètre indépendant de la masse et égal à $0,66 \pm 0,01$ fm . En fixant ainsi ces paramètres nous évitions certaines ambiguïtés comme celle, bien connue, du produit $V R^n$ (V étant le potentiel réel) . La valeur de la diffusivité du potentiel imaginaire a_S n'a pas été fixée . En effet des études systématiques antérieures sur la diffusion élastique des neutrons rapides ont fourni de nombreuses valeurs de a_S très différentes, allant de 0,44 à 0,67 fm. [8-10] .

Des considérations théoriques impliquent que les potentiels réel et imaginaire dépendent de l'énergie et de l'isospin. La première dépendance est une conséquence de la non-localité des forces nucléaires [9]. La seconde est basée sur l'hypothèse que le potentiel optique contient un terme isovecteur conduisant à une dépendance en $(N-Z)/A$ [12]. Nous avons adopté pour les potentiels réel et imaginaire la forme suivante :

$$\tilde{V} = V_0 - \alpha E - \frac{N-Z}{A} \cdot V_1$$

$$\tilde{W}_S = W_0 - \alpha_S E - \frac{N-Z}{A} \cdot W_1$$

où E est l'énergie des neutrons incidents, exprimée dans le système du laboratoire, et V_0 , α , V_1 , W_0 , α_S , W_1 sont des constantes à déterminer. Le potentiel spin-orbite est supposé réel et sans aucune dépendance.

Le programme de calcul du modèle optique SP1, avec ajustement automatique des paramètres sur les données expérimentales, fut utilisé. Une optimisation des paramètres a été obtenue en effectuant des séries de calculs avec ajustement sur moins de six paramètres. Les principales caractéristiques qui se dégagent de la présente étude sont les suivantes :

- l'amplitude du potentiel réel V_0 a été déterminée à moins de 1 MeV près. Sa valeur : 49,0 MeV est en bon accord avec celles obtenues pour des noyaux voisins et avec la même valeur de R [1].
- dans la plupart des calculs le paramètre α était fixe et égal à 0,32, valeur communément admise. Lorsqu'on laissait varier ce paramètre les valeurs obtenues pour α allaient de 0,25 à 0,34. La valeur de 0,32 a été retenue.
- l'amplitude du potentiel réel V_1 , déduite des calculs, est égale à $9,3 \pm 1,8$ MeV. Cette valeur est considérablement plus faible que celles obtenues par Becchetti et Greenless [2] (24 MeV) et par Dukarevitch et al. [7] (17 \pm 2 MeV), mais en accord, dans la limite des barres d'erreur, avec celle rapportée par Holmqvist et Wiedling [7] (13 \pm 6 MeV).

- le nombre des données expérimentales, aux grands angles a permis de déterminer avec précision l'amplitude du potentiel spin-orbite. La valeur de $6,0 \pm 1,5$ MeV, résultat des calculs, est très proche de celle donnée par Becchetti et Greenless [2] (6,2 MeV), bien que les rayons R_{LS} soient différents dans les deux jeux de paramètres du modèle optique.

- en faisant varier a_S entre 0,44 et 0,67 fm, nous avons obtenu un ensemble de valeurs des paramètres W_0 et W_1 qui sont présentées dans la figure 4 avec le χ^2 correspondant. Les autres paramètres étaient soit fixes soit sensiblement constants lorsqu'on les laissait varier. La qualité de l'ajustement des données est pratiquement la même entre $a_S = 0,49$ fm et $a_S = 0,67$ fm. Dans cette région W_0 décroît lorsque a_S croît de sorte que le produit $W_0 \cdot a_S$ est pratiquement constant. De plus dans toute la plage de variation de a_S le rapport W_1/W_0 reste approximativement constant et égal à 3,2 environ. Les valeurs obtenues pour W_0 sont proches de celles précédemment rapportées, notamment de celle de la référence [2] ($W_0 = 13$ MeV et $a_S = 0,58$ fm).

- le potentiel imaginaire W_S ne semble pas dépendre fortement de l'énergie ($\alpha_S = 0$). Les calculs ont montré que W_S reste sensiblement constant en fonction de E, comme l'avaient précédemment proposé Rosen et al. [11], ou bien que W croît légèrement avec E, comme l'ont indiqué Mani et al. [14].

Le potentiel imaginaire de volume n'a pas été introduit dans les calculs aux énergies de neutrons de 6 et 8 MeV. Par contre les données à 10 MeV étaient mieux ajustées en utilisant un potentiel d'absorption de volume de 0,95 MeV.

4 - CONCLUSION

Tous les paramètres du modèle optique déduits de cette étude sont cohérents avec ceux des précédentes études systématiques à l'exception de la partie dépendant de l'isospin dans le potentiel imaginaire W_1 . En plus d'une absorption sensiblement proportionnelle au produit $W_0 \cdot a_S$, nous avons déduit que le rapport W_1/W_0 est constant sur une grande plage de variation de a_S .

La valeur de la constante : 3,2 est anormalement élevée si on la compare à celle rapportée par Becchetti et Greenless [2] (0,92) ou par Dukarevitch et al. [7] (1,8). Ce désaccord peut-être apparent et dû aux nombres de neutrons des isotopes de Se qui sont proches de la couche magique $N = 50$. Il est permis de supposer, comme l'avaient prévu Lane et al. [3], que W_S non seulement varie lentement en fonction de N et Z , mais aussi décroît fortement près des couches fermées. Cette hypothèse a été confirmée par deux expériences sur les noyaux de ^{40}Ca et dans la région $A = 208$ où les couches sont doublement fermées. Holmqvist et Wiedling [5] ont indiqué que l'amplitude de W_S pour Ca, diffère de celle observée pour d'autres éléments, pour lesquels W_S dépend linéairement de $(N-Z)/A$. D'autre part Vonach et al. [13] ont montré que W_S présentait un minimum près de la couche doublement fermée à $A = 208$. Nous pouvons donc conclure que la valeur élevée de W_1 , qui a été obtenue, et qui entraîne une faible valeur de W_S , reflète l'influence de la fermeture de la couche de neutrons à $N = 50$ sur le terme d'absorption du potentiel optique pour les neutrons.

REFERENCES

- [1] - C.M. Perey et F.G. Perey, Nucl. Data Tables 10 (1972) 539 .
- [2] - F.D. Becchetti et G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969) 1190 .
- [3] - A.M. Lane, J.E. Lynn, E. Melkonian et E.R. Rae, Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 424 .
- [4] - G. Haouat, J. Lachkar, J. Sigaud, Y. Patin et F. Coqu, Rapport C.E.A. R-4641 (1975) .
- [5] - G. Haouat, J. Lachkar, J. Sigaud et Y. Patin, cette Conférence .
- [6] - J. Sigaud, Y. Patin, M.T. Mc Ellistrem, G. Haouat et J. Lachkar, cette Conférence .
- [7] - B. Holmqvist et T. Wiedling, Nucl. Phys. A188 (1972) 24 .
- [8] - D. Wilmore et P.E. Hodgson, Nucl. Phys. 55 (1964) 673 .
- [9] - Yu. V. Dukarevitch, A.N. Dyumin et D.M. Kaminker, Nucl. Phys. A92, (1967) 433 .
- [10] - C.M. Newstead, J. Delaroche, B. Cauvin, Proc. Conf. Int. on Statistical Properties of Nuclei, Albany (1971) 367 .
- [11] - F.G. Perey et B. Buck, Nucl. Phys. 32 (1962) 353 .
- [12] - A.M. Lane, Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 193 et Nucl. Phys. 35 (1962) 676 .
- [13] - L. Rosen, J.G. Beery, A.S. Goldhaber et E.H. Auerbach, Ann. Phys. 34 (1966) 96 .
- [14] - G.S. Mani, M.A. Melkanoff, I. Iori, Rapport CEA R-2380 (1963) .
- [15] - W.G. Vonach, A.B. Smith et P.A. Moldauer, Phys. Lett. 11 (1964) 331 .

LEGENDE DES FIGURES

- FIGURE 1 : Distributions angulaires de diffusion élastique à l'énergie des neutrons incidents de 6 MeV pour ^{76}Se et ^{82}Se . Le tracé continu est le résultat d'un calcul de modèle optique décrit dans le texte .
- FIGURE 2 : Distributions angulaires de diffusion élastique à l'énergie des neutrons incidents de 8 MeV pour ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se et ^{82}Se . Le tracé continu est le résultat d'un calcul de modèle optique décrit dans le texte .
- FIGURE 3 : Distributions angulaires de diffusion élastique à l'énergie des neutrons incidents de 10 MeV pour ^{76}Se et ^{82}Se . Le tracé continu est le résultat d'un calcul de modèle optique décrit dans le texte .
- FIGURE 4 : Variation en fonction du paramètre de diffusivité imaginaire a_s , du potentiel imaginaire W_0 , du rapport W_1/W_0 et du χ^2/N correspondant .
-

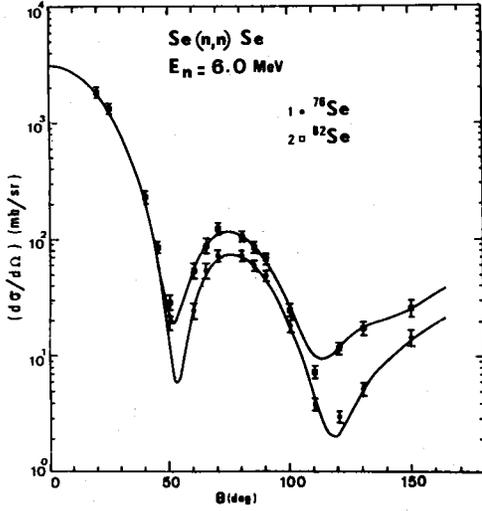


FIG. 1

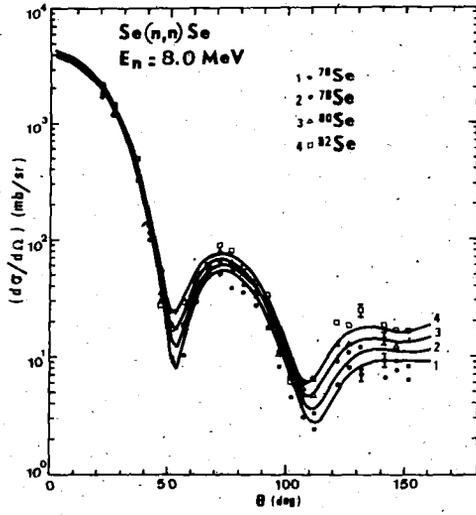


FIG. 2

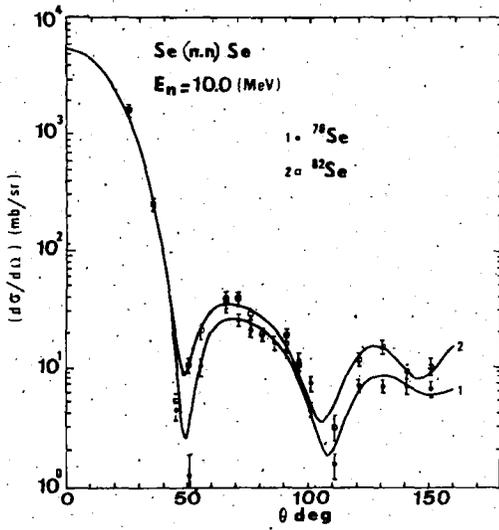


FIG. 3

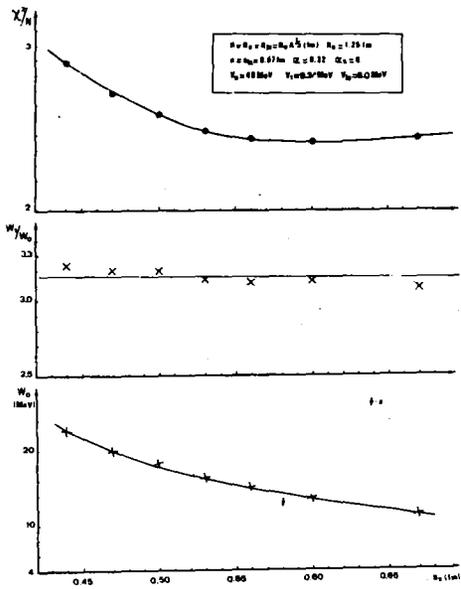


FIG. 4

ETUDE DES REACTIONS (n,n' γ) POUR LES ISOTOPES

PAIRS DE Se ET DE Ge

J. SIGAUD, Y. PATIN, M.T. Mc ELLISTREM⁺, G. HAOUAT, J. LACHKAR

*Service de Physique Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel
B.P. n° 61, 92120 Montrouge, France*

RESUME -

Les niveaux d'énergie et les schémas de désexcitation de ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se , ^{82}Se et ^{76}Ge ont été étudiés en mesurant les sections efficaces différentielles (n,n' γ). Les fonctions d'excitation des rayonnements gamma ont été établies pour des neutrons d'énergie comprise entre 2,0 et 4,1 MeV, et les distributions angulaires des principaux photons ont été mesurées, pour tous les isotopes, pour des neutrons d'énergie égale à 3 MeV.

ABSTRACT -

The energy levels and the decay schemes of ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se , ^{82}Se and ^{76}Ge have been studied through the measurements of (n,n' γ) differential cross sections. Gamma-ray excitation functions have been measured between 2,0 and 4,1 MeV incident neutron energy, and angular distribution have been observed for all of these isotopes at 3 MeV neutron energy.

⁺ Adresse actuelle : Université de Kentucky, Lexington, Kentucky.

1 - INTRODUCTION .

Outre l'intérêt de fournir des données neutroniques, il y a plusieurs raisons pour mesurer les sections efficaces de production des rayonnements γ émis après interaction des neutrons rapides avec les isotopes pairs de sélénium et de germanium . En effet ces isotopes ont un nombre de neutrons compris entre 42 et 48 soit juste en dessous du nombre magique $N = 50$. Ainsi l'étude comparée de leur schéma de niveaux permet d'apprécier les variations de la déformabilité de ces noyaux au voisinage de la saturation de la couche $g9/2$ à $N = 50$. Or ces schémas de niveaux sont encore mal connus et les réactions $(n, n'\gamma)$ permettent, par leur manque de sélectivité, d'exciter tous les niveaux énergétiquement possibles .

Les schémas de désexcitation ont été étudiés par excitation coulombienne [1] et principalement au moyen de la désintégration β de As et Br pour les isotopes de sélénium [2] et de la désintégration β de ^{76}Ga pour ^{76}Ge [3] .

Aucun autre résultat, sur ces isotopes, utilisant la technique $(n, n'\gamma)$ ne semble avoir été publié à ce jour .

Dans le présent travail un très grand nombre d'informations originales ont été obtenues par l'analyse des fonctions d'excitations des rayonnements γ émis après diffusion inélastique de neutrons d'énergie comprise entre 2,0 et 4,1 MeV .

Nous avons complété ces résultats en mesurant la distribution angulaire des principaux photons pour des neutrons d'énergie égale à 3,0 MeV .

Des schémas de niveaux plus complets sont proposés pour ces 5 isotopes .

Ces mesures complètent les données de diffusion de neutrons obtenues par détection directe des neutrons et présentées par ailleurs à ce congrès [7] .

Dans cette communication nous présentons seulement nos résultats pour ^{78}Se et ^{80}Se . Les résultats relatifs à ^{76}Se et à ^{82}Se ont été présentés au Congrès de Washington [8] .

2 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET METHODE EXPERIMENTALE .

Le flux de neutron a été produit à l'aide de la réaction $T(p,n)^3$ le en bombardant une cible gazeuse de tritium avec un faisceau de protons fourni par l'accélérateur Van de Graaff Tandem du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel . Le faisceau était pulsé à la fréquence de 2,5 MHz et regroupé en des impulsions de 1 ns de durée . Le courant moyen utilisé était de l'ordre de 2 μ A .

La cible gazeuse de tritium utilisée dans cette expérience a été décrite précédemment [9] .

Chaque échantillon de sélénium était sous la forme de poudre métallique, avec un enrichissement isotopique meilleur que 90% . L'échantillon était contenu dans un cylindre de polyéthylène de diamètre 25 mm et de hauteur 50 mm. Durant un comptage l'échantillon était placé à 0° par rapport au faisceau incident et à 6,65 cm du centre de la cible gazeuse .

Les photons suivant la diffusion inélastique des neutrons par l'échantillon étaient détectés par un spectromètre γ composé d'une diode Ge (Li) coaxiale, cylindrique, de 100 cm^3 , entourée d'un scintillateur INa (Tl) en forme de manchon ($\phi = 305$ mm, $h = 305$ mm) . Ce spectromètre gamma a été décrit, en détail, précédemment [10, 11] .

Afin de réduire le bruit de fond parasite, le spectromètre était entouré d'une protection de paraffine et de plomb . De plus la détection des photons s'accompagnait d'une chronométrie par temps de vol . La résolution en temps (6 ns environ) ainsi que la gamme d'énergie des neutrons incidents nous ont fixé la base de temps de vol : le spectromètre était situé à 1,2 m de l'échantillon .

La valeur absolue de la section efficace de production de rayonnements gamma a été donnée par référence à la valeur de la section efficace de production de photons de 846,8 keV de ^{56}Fe , rapportée par Dickens et al. [12] .

Les sections efficaces absolues sont présentées avec une incertitude variant entre 10 et 25% .

3 - RESULTATS ET DISCUSSIONS .

Les mesures des sections efficaces de production des rayonnements γ ont été faites à 11 énergies différentes de neutrons, comprises entre 2,0 et 4,1 MeV, par pas de 200 keV . Le pas en énergie adopté, correspondait à la dispersion totale du faisceau de neutrons, il était suffisant pour lever toute ambiguïté sur l'attribution des énergies des niveaux trouvés dans cette expérience .

Toutes les fonctions d'excitation ont été enregistrées pour une position du spectromètre γ faisant un angle de 55° par rapport au faisceau incident .

Comme exemple, les fonctions d'excitation de ^{78}Se et ^{80}Se , ainsi que leur schéma de niveaux respectifs, déduits de cette étude, sont présentés dans les tableaux 1 à 4 .

Il n'est pas envisagé dans cette communication de discuter les nouvelles attributions, néanmoins tous les résultats nouveaux des schémas de niveaux ont été mis en relief par une astérisque. Les schémas de niveaux proposés pour chaque isotope complètent ceux déduits de la désintégration β de As ou Br et de Ga . Ainsi dans le cas de ^{80}Se , 18 des 27 niveaux proposés ont été attribués pour la première fois dans ce travail . L'analyse des schémas de niveaux déduits de cette étude, montre, qu'en moyenne, plus de niveaux sont excités dans ^{76}Se , ^{78}Se et ^{80}Se que dans ^{82}Se . Nous avons constaté qu'entre 2 et 3 MeV seulement 6 niveaux étaient excités dans ^{82}Se , alors qu'il y en avait 10 dans ^{80}Se et 14 dans ^{76}Se et ^{78}Se . Ceci est confirmé, en comparant la section efficace de production de rayonnements gamma pour le premier niveau, pour une énergie de neutrons de 4,1 MeV ; les valeurs pour ^{76}Se , ^{78}Se et ^{80}Se sont presque les mêmes : autour de 135 mb/sr ($\theta_\gamma = 55^\circ$) ; alors que pour ^{82}Se la valeur est de 110 mb/sr ($\theta_\gamma = 55^\circ$) .

Les distributions angulaires des principaux rayonnements gamma ont été enregistrées, pour chaque isotope, pour une énergie de neutrons incidents égale à 3 MeV . Ces distributions angulaires ont été mesurées à 7 angles variant entre 20° et 130° .

L'ensemble des sections efficaces mesurées sera comparé aux prédictions du formalisme de Hauser et Feshbach incluant les corrections de fluctuation des largeurs de niveaux .

REFERENCES

- [1] - J. Barette, M. Barette, G. Lamoureux, S. Monaro et S. Marzika
Nucl. Phys. A235 (1974) 154 .
- [2] - D.K. Mc Millan et B.D. Pate, Nucl. Phys. A174 (1971) 604 .
G. Funel et C. Ythier, Compt. Rend. B; 272 (1971) 158 .
- [3] - D.K. Mc Millan et B.D. Pate, Nucl. Phys. A140 (1970) 529 .
J. Lehman, M. Vanuffelen et J. Vervier, J. Physique 33 (1972) 465 .
P.F. Hinrichsen, G. Kennedy et T. Paradellis, Nucl. Phys. A212 (1973) 365 .
- [4] - D.K. Mc Millan et B.D. Pate, Nucl. Phys. A174 (1971) 593 .
- [5] - J. Van Klinken, L.M. Taff, H.T. Dijkstra, A.H. de Haan, M. Hanson,
B.K.S. Koene, J.W. Maring, J.J. Schuurman et F.B. Yano, Nucl. Phys. A157
(1970) 385 .
- [6] - D.C. Camp et B.P. Foster, Nucl. Phys. A177 (1971) 401 .
- [7] - J. Lachkar, G. Haouat, M.T. Mc Ellistrem, Y. Patin et J. Sigaud, Nat.
Soviet. Conf. on Neutron Phys., 9-13 June 1975, Kiev, URSS .
- [8] - J. Sigaud, Y. Patin, M.T. Mc Ellistrem, G. Haouat et J. Lachkar,
Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology, 3-7 March, Washington, USA .
- [9] - G. Haouat et S. Seguin, Note CEA-N-1739 (1974) .
- [10] - J. Chardine, G. Haouat, C. Humeau, J. Lachkar et J. Sigaud, Rapport
CEA-R-3747 (1969) .
- [11] - J. Lachkar, J. Sigaud, Y. Patin et G. Haouat, Nucl. Sci. Eng. 55 (1974) 168.
- [12] - J.K. Dickens, G.L. Morgan et F.G. Perey, Nucl. Sci. Eng. 50 (1973) 311 .

LEGENDE DES TABLEAUX

- Tableau 1 : Sections efficaces différentielles, mesurées à 55° , pour les principales transitions γ de la réaction $^{78}\text{Se}(n,n'\gamma)$. (Les énergies sont en keV, les sections efficaces en mb/sr). La lettre w indique qu'une transition observée est trop faible pour avoir une valeur significative.
- Tableau 2 : Sections efficaces différentielles, mesurées à 55° , pour les principales transitions γ de la réaction $^{80}\text{Se}(n,n'\gamma)$. (Les énergies sont en keV, les sections efficaces en mb/sr). La lettre w indique qu'une transition observée est trop faible pour avoir une valeur significative.
- Tableau 3 : Résumé des états excités de ^{78}Se et de leurs propriétés, déduit de ce travail. Les niveaux indicés par une astérisque ont, au moins, une caractéristique déterminée par ces mesures.
- Tableau 4 : Résumé des états excités de ^{80}Se et de leurs propriétés, déduit de ce travail. Les niveaux indicés par une astérisque ont, au moins, une caractéristique déterminée par ces mesures.

TABLEAU 1

78 Se		dσ/dΩ _{55°} (mb/sr)							
		E _n (MeV)							
Energie	Transitions	2,5	2,9	3,1	3,3	3,5	3,7	3,9	4,1
354	2682,1 + 2327,8								
355,3	1854,1 + 1498,5			0,7 ± 0,1	1,2 ± 0,2	1,0 ± 0,2	1,2 ± 0,2	0,6 ± 0,1	w
496,7	1995,8 + 1498,5	1,2 ± 0,3	0,9 ± 0,2	1,0 ± 0,3	w	w	w	w	w
544,9	1854,1 + 1308,8	3,6 ± 0,7	4,8 ± 0,7	4,7 ± 0,7	6,5 ± 1,0	6,6 ± 1,0	6,5 ± 1,0	5,7 ± 0,8	5,0 ± 0,8
613,8	613,8 + 0	112,3 ± 11,2	142,4 ± 14,2	123,9 ± 12,4	143,2 ± 14,3	130,4 ± 13,0	132,5 ± 13,3	138,6 ± 13,9	137,1 ± 13,7
687	1995,8 + 1308,8	w	w	w	w	w	w	w	w
695,0	1308,8 + 613,8	21,1 ± 2,1	27,9 ± 2,8	29,7 ± 3,0	30,4 ± 3,0	24,7 ± 2,5	24,8 ± 2,3	27,4 ± 2,7	28,0 ± 2,8
828,0	2682,1 + 1854,1		1,5 ± 0,3	1,9 ± 0,4	2,9 ± 0,5	2,3 ± 0,5	3,2 ± 0,6	2,3 ± 0,5	2,8 ± 0,6
884,7	1498,6 + 613,8								
888,6	1502,4 + 613,8	23,8 ± 2,3	29,0 ± 2,9	29,3 ± 2,9	32,0 ± 3,2	30,6 ± 3,1	33,8 ± 3,4	32,9 ± 3,3	33,7 ± 3,4
1065	2507,6 + 1502,4		1,3 ± 0,4	2,4 ± 0,6	3,8 ± 0,8	3,6 ± 0,8	4,9 ± 1,0	5,0 ± 1,2	3,8 ± 0,9
1025	2334,4 + 1308,8	w	w	w	w	w	w	w	w
1079,5	2839 + 1758,8			0,8 ± 0,2	0,7 ± 0,2	0,8 ± 0,2	0,7 ± 0,2	0,6 ± 0,2	0,7 ± 0,2
1096,5	2950,6 + 1854,1			w	0,9 ± 0,2		1,3 ± 0,3	1,5 ± 0,3	1,9 ± 0,4
1145,0	1758,3 + 613,8	6,2 ± 0,9	6,2 ± 0,9	4,4 ± 0,7	4,8 ± 0,7	4,6 ± 0,7	4,6 ± 0,7	3,6 ± 0,5	3,0 ± 0,5
1177	2680,0 + 1502,4		w	0,8 ± 0,2	0,8 ± 0,2	w	1,0 ± 0,3	1,2 ± 0,3	1,2 ± 0,3
1199,1	2507,6 + 1308,8		2,3 ± 0,4	2,1 ± 0,4	3,4 ± 0,6	3,3 ± 0,7	3,2 ± 0,6	4,0 ± 0,8	4,5 ± 0,9
1229,2	2537,4 + 1308,8			1,9 ± 0,4	2,3 ± 0,5	1,0 ± 0,3	1,5 ± 0,3	1,2 ± 0,3	1,1 ± 0,3
1240,3	1854,1 + 613,8	7,3 ± 0,7	9,6 ± 1,0	9,7 ± 1,0	12,4 ± 1,2	12,0 ± 1,2	11,2 ± 1,1	10,9 ± 1,1	10,4 ± 1,0
1308,6	1308,8 + 0	14,5 ± 1,5	18,4 ± 1,8	16,1 ± 1,6	17,2 ± 1,7	17,1 ± 1,7	17,2 ± 1,7	16,5 ± 1,7	17,9 ± 1,8
1339,1	2647,9 + 1308,8		2,0 ± 0,4	2,9 ± 0,6	3,2 ± 0,6	3,2 ± 0,6	2,3 ± 0,4	2,4 ± 0,5	2,9 ± 0,6

271

TABLEAU 1 (Suite)

$^{78}_{36}\text{Se}$		$d\sigma/d\Omega_{35^\circ}$ (mb/sr)								
		E_n (MeV)								
Energie	Transitions	2,5	2,9	3,1	3,3	3,5	3,7	3,9	4,1	
1374,0	2682,1 + 1308,8		w	1,0 ± 0,3	1,8 ± 0,4	1,3 ± 0,3	1,8 ± 0,4	2,0 ± 0,5	2,6 ± 0,6	
1382,2	1995,8 + 613,8	3,5 ± 0,5	4,3 ± 0,6	3,3 ± 0,5	3,9 ± 0,6	3,2 ± 0,5	4,2 ± 0,6	4,1 ± 0,6	4,6 ± 0,7	
1410,6	2719,4 + 1308,8		w	0,5 ± 0,1	0,9 ± 0,2	1,3 ± 0,3	1,4 ± 0,3	1,8 ± 0,3	2,0 ± 0,4	
1445	2774 + 1308,8		w	0,8 ± 0,2	1,1 ± 0,3	1,2 ± 0,3	0,9 ± 0,2	0,9 ± 0,2	1,0 ± 0,3	
1530,6	2839 + 1308,8				1,3 ± 0,3	1,3 ± 0,3	1,3 ± 0,3	1,9 ± 0,4	1,8 ± 0,3	
1554,6	2863,4 + 1308,8		w	w	0,6 ± 0,2	0,6 ± 0,2	w	w		
1642,1	3144,9 + 1302,4					0,8 ± 0,2	1,5 ± 0,3	1,6 ± 0,3	1,3 ± 0,3	
1714	2327,8 + 613,8	4,0 ± 0,6	11,8 ± 1,8	12,3 ± 1,8	10,9 ± 1,6	8,5 ± 1,3	7,9 ± 1,2	7,3 ± 1,1	5,7 ± 0,9	
1720	2334,4 + 613,8									
1732	3230,3 + 1498,5				w	1,7 ± 0,4	1,1 ± 0,3	w		
1728,3	3632,4 + 1854,1						0,8 ± 0,3	0,8 ± 0,3	w	
1836,1	3144,9 + 1308,8					0,7 ± 0,2	1,1 ± 0,2	1,7 ± 0,3	0,6 ± 0,2	
1873,5	3632,4 + 1758,8						1,1 ± 0,3	w	0,9 ± 0,3	
1893,5	2507,6 + 613,8		1,4 ± 0,3	1,7 ± 0,3	2,1 ± 0,4	1,6 ± 0,3	2,6 ± 0,5	2,6 ± 0,5	1,9 ± 0,4	
1923,3	2537,4 + 613,8		4,9 ± 0,7	4,3 ± 0,6	4,6 ± 0,7	4,7 ± 0,7	4,7 ± 0,7	3,1 ± 0,5	3,5 ± 0,5	
1995,5	1995,8 + 0	5,2 ± 0,8	6,6 ± 1,0	5,6 ± 0,8	6,4 ± 1,0	5,6 ± 0,8	5,4 ± 0,8	4,6 ± 0,7	3,9 ± 0,6	
2066,1	2680,0 + 613,8					w	0,9 ± 0,2	1,4 ± 0,3	1,5 ± 0,3	
2141,2	2774 + 613,8		w	0,7 ± 0,2	0,8 ± 0,2	0,5 ± 0,1	w	0,9 ± 0,2	1,0 ± 0,3	
2284,8	2898,6 + 613,8					3,2 ± 0,5	3,1 ± 0,5	2,6 ± 0,4	2,7 ± 0,4	
2293,8	2299,8 + 0		w	w	w	0,7 ± 0,2	0,9 ± 0,2	0,7 ± 0,2	w	

B/CZ

TABLEAU 1 (Suite)

^{76}Se		$d\sigma/d\Omega_{55^\circ}$ (mb/sr)							
		E_n (MeV)							
Transitions		2,5	2,9	3,1	3,3	3,5	3,7	3,9	4,1
2327,8	2327 \rightarrow 0	$0,3 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,2$	w	$0,7 \pm 0,2$	w	$0,7 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,4$
2391,6	3005,4 \rightarrow 613,8			w	$1,4 \pm 0,3$	$2,5 \pm 0,5$	$3,4 \pm 0,7$	$3,5 \pm 0,7$	$2,4 \pm 0,5$
2476,5	3090,3 \rightarrow 613,8					$0,9 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,2$	w	w
2519,5	3133,3 \rightarrow 613,8				w	$1,1 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,3$	$1,6 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,2$
2616,3	3230,3 \rightarrow 613,8					w	$0,8 \pm 0,2$	w	w
2629,1	3243 \rightarrow 613,8						$1,6 \pm 0,4$	w	w
2639,5	3253 \rightarrow 613,8						$1,4 \pm 0,3$	$2,4 \pm 0,5$	$3,4 \pm 0,7$
2674,5	3288,3 \rightarrow 613,8					$0,7 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,3$	$1,9 \pm 0,4$
2680,3	2680,0 \rightarrow 0					$0,3 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,3$	$1,9 \pm 0,4$	$2,0 \pm 0,4$
2772,0	3386 \rightarrow 613,8						w	$0,8 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,4$
2990	3604 \rightarrow 613,8								$1,2 \pm 0,3$
3073	3687 \rightarrow 613,8								$1,2 \pm 0,3$
3181,8	3181,8 \rightarrow 0					$1,4 \pm 0,3$	$1,8 \pm 0,4$	$1,5 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,3$
3243	3243 \rightarrow 0						w	$0,6 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,3$
3253	3253 \rightarrow 0							w	w
3387	3386 \rightarrow 0								$0,8 \pm 0,2$
3440	3440 \rightarrow 0							$0,5 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,2$
3632	3632,4 \rightarrow 0							$0,6 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,3$

TABLEAU 2

^{80}Se		$d\sigma/d\Omega_{55^\circ}$ (mb/ster)										
		E_n (MeV)										
Ener- gie	Transitions	2,0	2,2	2,5	2,7	2,9	3,1	3,3	3,5	3,7	3,9	4,1
666,3	666,3 + 0	97 ± 9,7	98,8 ± 9,9	105,2 ± 10,5	123,4 ± 12,3	139,1 ± 13,9	138,4 ± 13,8	149,1 ± 14,9	139,3 ± 13,9	121,8 ± 12,2	129,8 ± 13,0	130,7 ± 13,1
783,3	1449,6 + 666,3	12,8 ± 1,9	12,1 ± 1,8	12,3 ± 1,8	13,2 ± 2,0	13,8 ± 2,1	12,5 ± 1,9	11,8 ± 1,8	11,6 ± 1,8	10,6 ± 1,6	10,9 ± 1,6	10,9 ± 1,6
793,9	2495,3 + 1701,4				0,7 ± 0,2	2,0 ± 0,4	2,4 ± 0,5	2,1 ± 0,4	1,7 ± 0,4	2,6 ± 0,5	2,6 ± 0,5	2,5 ± 0,5
812,4	1478,7 + 666,3	10,5 ± 1,6	10,8 ± 1,6	8,7 ± 1,3	8,6 ± 1,3	7,6 ± 1,1	6,9 ± 1,0	6,0 ± 0,9	6,0 ± 0,9	4,9 ± 0,7	4,4 ± 0,7	3,6 ± 0,5
862,5	2312,2 + 1449,6			0,3 ± 0,1	0,5 ± 0,1	1,0 ± 0,3	0,8 ± 0,2	0,7 ± 0,2	∅	∅	1,0 ± 0,3	1,7 ± 0,4
894,5	2344,5 + 1449,6			1,0 ± 0,15	2,2 ± 0,3	2,6 ± 0,4	3,0 ± 0,5	3,0 ± 0,5	2,6 ± 0,4	2,7 ± 0,4	2,9 ± 0,4	2,5 ± 0,4
1035,1	1701,4 + 666,3	4,3 ± 0,4	7,9 ± 0,8	10,2 ± 1,0	12,4 ± 1,2	15,8 ± 1,6	18,5 ± 1,9	22,6 ± 2,3	22,6 ± 2,3	21,3 ± 2,1	24,0 ± 2,4	24,2 ± 2,4
1078,5	3038,7 + 1960,5						∅	∅	∅	0,8 ± 0,2	0,8 ± 0,2	1,6 ± 0,3
1097	3440,3 + 2344,5									∅	0,9 ± 0,2	1,1 ± 0,3
1124,0	2825,4 + 1701,4						∅	0,8 ± 0,2	0,5 ± 0,1	0,7 ± 0,2	1,4 ± 0,3	1,9 ± 0,4
1178,1	2879,6 + 1701,4						0,8 ± 0,2	0,9 ± 0,2	1,4 ± 0,3	1,0 ± 0,2	1,4 ± 0,3	2,7 ± 0,5
1207,7	1871,0 + 666,3	1,1 ± 0,2	4,9 ± 0,7	6,4 ± 1,0	6,2 ± 0,9	5,5 ± 0,8	5,0 ± 0,8	4,1 ± 0,6	4,4 ± 0,7	2,5 ± 0,4	3,5 ± 0,5	2,3 ± 0,3
1294,2	1960,5 + 666,3	0,6 ± 0,1	4,1 ± 0,6	7,9 ± 1,2	8,7 ± 1,3	7,9 ± 1,2	6,7 ± 1,0	6,4 ± 1,0	6,0 ± 0,9	5,9 ± 0,9	5,4 ± 0,8	5,1 ± 0,8
1375,6	2325,4 + 1449,6							0,7 ± 0,2	∅	∅	∅	1,3 ± 0,3
1449,6	1449,6 + 0	19,2 ± 1,9	18,0 ± 1,8	21,1 ± 2,1	26,0 ± 2,6	26,6 ± 2,7	23,9 ± 2,4	23,0 ± 2,3	22,2 ± 2,2	23,1 ± 2,3	20,7 ± 2,1	22,2 ± 2,2
1498,1	2947,7 + 1449,6						∅	0,9 ± 0,2	1,2 ± 0,2	1,0 ± 0,2	1,6 ± 0,3	1,3 ± 0,3
1524,9	3226,4 + 1701,4							∅	∅	0,6 ± 0,2	1,4 ± 0,4	0,8 ± 0,2
1559,7	3038,7 + 1478,7						∅	0,9 ± 0,2	1,2 ± 0,2	1,0 ± 0,2	1,2 ± 0,2	1,3 ± 0,3
1645,9	2312,2 + 666,3			3,5 ± 0,5	7,9 ± 1,2	9,8 ± 1,5	8,4 ± 1,3	9,1 ± 1,4	7,9 ± 1,2	7,0 ± 1,1	7,5 ± 1,1	6,7 ± 1,0
1678,5	2344,5 + 666,3			0,5 ± 0,2	1,2 ± 0,2	1,7 ± 0,3	1,4 ± 0,3	1,7 ± 0,3	1,4 ± 0,3	1,7 ± 0,3	1,3 ± 0,3	1,4 ± 0,3
1747,7	3226,4 + 1478,7								∅	0,7 ± 0,2	∅	1,1 ± 0,3

TABLEAU 2 (Suite)

$^{80}_{34}\text{Se}$		$d\sigma/d\Omega_{55^\circ}$ (mb/sr)										
		E_n (MeV)										
		2,0	2,2	2,5	2,7	2,9	3,1	3,3	3,5	3,7	3,9	4,1
1829,0	2495,3 + 666,3				0,4± 0,1	1,0± 0,2	0,9± 0,2	1,1± 0,2	1,5± 0,3	1,4± 0,3	1,7± 0,3	1,2± 0,2
1848,7	2515,0 + 666,3				4,3± 0,6	8,9± 1,3	9,4± 1,4	9,9± 1,5	8,4± 1,3	6,1± 0,9	7,0± 1,1	5,9± 0,9
1942,0	3816,0 + 1874,0											1,0± 0,3
1960,6	1960,5 + 0	w	2,2± 0,4	4,5± 0,9	5,1± 1,0	4,6± 0,9	4,1± 0,8	3,7± 0,7	3,2± 0,6	3,1± 0,6	4,6± 0,9	3,2± 0,6
2051,1	2717,4 + 666,3					1,5± 0,3	3,0± 0,5	3,9± 0,6	3,6± 0,5	4,5± 0,7	4,4± 0,7	5,1± 0,8
2161,1	2827,4 + 666,3					0,3± 0,1	3,0± 0,6	4,3± 0,8	4,8± 0,9	4,9± 0,9	4,8± 0,9	4,4± 0,8
2281,3	2947,7 + 666,3						0,4± 0,1	1,0± 0,3	1,1± 0,3	1,1± 0,3	1,6± 0,4	1,2± 0,3
2343,8	2343,5 + 0								0,5± 0,2	w	0,6± 0,2	0,8± 0,3
2360,1	3225,4 + 666,3							w	1,3± 0,3	1,6± 0,3	2,2± 0,4	1,9± 0,4
2460,6	3126,9 + 666,3							0,7± 0,2	1,8± 0,4	2,5± 0,5	2,7± 0,5	2,3± 0,5
2533,2	3199,5 + 666,3								w	w	0,7± 0,2	0,8± 0,2
2597,7	4047,3 + 1449,6									w	w	1,0± 0,3
2614,5	3280,0 + 666,3									w	0,7± 0,2	1,1± 0,3
2774	3440,3 + 666,3									w	1,0± 0,3	1,3± 0,4
2814,6	2814,6 + 0									w	1,0± 0,3	1,3± 0,4
2827,4	2827,4 + 0						1,8± 0,4	2,9± 0,6	3,1± 0,6	2,8± 0,6	3,3± 0,7	3,1± 0,6
3175,3	3175,3 + 0						0,5± 0,1	0,7± 0,2	0,6± 0,2	0,8± 0,2	1,1± 0,3	1,3± 0,3
3280,0	3280,0 + 0								0,7± 0,2	1,1± 0,3	2,1± 0,5	1,6± 0,4
3280,0	3280,0 + 0								w	w	1,2± 0,3	1,5± 0,4
3348,4	3348,4 + 0								w	0,8± 0,2	1,0± 0,3	0,9± 0,2

281

TABLEAU 3

NUMERO DU NIVEAU	ENERGIE D'EXCITATION DUNIVEAU INITIAL (keV)	J π	NIVEAU FINAL DE LA TRAN-SITION	ENERGIE DE LA TRANSITION γ E γ (keV)	RAPPORT D'EMBRANCHEMENT (CE TRAVAIL)	OBSERVATIONS
1	613,8	2+	0	613,8	100	
2	1308,8	2+	0	1308,8	40	
			1	695,0	60	
3	1498,5	0+	1	884,7	100	
4	1522,4	4+	1	888,6	100	
5	1758,8	(1,2)	1	1145,0	100	
6	1854,1	2+(3+)	1	1240,3	65	
			2	544,9	35	
7	1995,8	2+	0	1995,5	58	
			1	1382,2	40	
			2	687	w	
			3	496,7	<2	
8*	2299,8		0	2299,8	100	
9	2327,8	(1,2)	0	2327,8		Les rayonnements gamma de 1714 et 1720 keV sont mélangés
			1	1714		
10	2334,4	0+	1	1720		
			2	1025		
11	2507,6	3-	1	1893,5	23	
			2	1199,1	37	
			4	1005	40	
12	2537,4	(1+,2+)	1	1923,3	>80	
			2	1229,2	<20	
13	2667,9	(0+,1,2)	2	1339,1	100	
14*	2680,0		0	2680,3	42	
			1	2066,1	30	
			4	1177	27	
15	2682,1	(1,2,3)	2	1374,0	40	
			6	828,0	56	
			9	356	<4	
16*	2719,4		2	1410,6	100	
17*	2774		1	2141,2	45	
			2	1445	55	
18	2839		2	1530,6	68	
			5	1079,5	32	
19*	2863,4		2	1554,6	100	
20	2898,6	(1,2)	1	2284,8	100	
21*	2950,6		6	1096,5	100	
22	3005,4	(1,2)	1	2391,6	100	
23	3090,3	(0,1,2)+	1	2476,5	100	
24*	3133,3		1	2519,5	100	

TABLÉAU 3 (Suite)

NUMÉRO DU NIVEAU	ÉNERGIE D'EXCITATION DU NIVEAU INITIAL (keV)	J _n	NIVEAU FINAL DE LA TRANSITION	ÉNERGIE DE LA TRANSITION γ E _{γ} (keV)	RAPPORT D'EMBRANCHEMENT (CE TRAVAIL)	OBSERVATIONS
25	3144,9	(1,2,3)	2	1836,1	47	Le rayonnement gamma de 1293,2 keV est mélangé avec celui de 1294,2 keV (⁸⁰ Ge : contaminant)
			4	1642,1	56	
26*	3181,8	(1,2,3)	0	3181,8	100	
27	3230,3		1	2616,3	<40	
28*	3243	(1,2,3)	3	1732	>60	
			0	3243	w	
29	3253	(0,1,2)	1	2629,1	w	
			0	3253	<10	
30	3288,3	(0,1,2)	1	2639,5	>90	
			1	2674,5	>90	
			7	1293,2	w	
31*	3386	(0,1,2)	0	3387	34	
			1	2772,0	66	
32*	3440	(0,1,2)	0	3440	100	
33*	3604	(0,1,2)	1	2990	100	
34*	3632,4	(0,1,2)	0	3632	28	
			5	1873,5	40	
			6	1778,3	32	
35	3687	(0,1,2)	1	3073	100	

TABLEAU 4

NUMERO DU NIVEAU	ENERGIE D'EXCITATION DU NIVEAU INITIAL (keV)	J _n	NIVEAU FINAL DE LA TRANSITION	ENERGIE DE LA TRANSITION γ E _{γ} (keV)	RAPPORT D'EMBRANCHEMENT (CE TRAVAIL)	OBSERVATIONS
1	666,3	2+	0	666,3	100	
2	1449,6	2+	0 1	1449,6 783,3	63,7 36,3	
3	1478,7	0+	1	812,4	100	
4	1701,4	4+	1	1035,1	100	
5	1874,0		1	1207,7	100	
6	1960,5	(2+)	0 1	1960,6 1294,2	37,4 62,6	
7	2312,2	(0+, 2+)	1 2	1645,9 862,5	92 8	
8*	2344,5		0 1 2	2343,8 1678,5 894,5	w (< 10%) 30,0 60,0	
9*	2495,3		1 2 4	1829,0 1046 793,9	33,9 w 66,1	
10	2515,0		0 1 2	2514,9 1848,7 1065,1	w 100 w	
11	2717,4	3-	1	2051,1	100	
12*	2814,6		0	2814,6	100	
13*	2825,4		2 4	1375,6 1124,0	42 58	
14*	2827,4		0 1	2827,4 2161,1	21,1 78,9	
15*	2879,6		1 4	2214,0 1178,1	w 100	
16*	2947,7		1 2	2281,3 1498,1	50 50	
17*	3026,4	(2+)	1 2	2360,1 1576,5	100 w	
18*	3038,7		2 3 6	1589,2 1559,7 1078,5	w 52,2 47,8	
19*	3126,9		1 2	2460,6 1677,0	100 w	
20*	3175,3		0	3175,3	100	
21*	3199,5		1	2533,2	100	
22*	3226,4		3 4	1747,7 1524,9	50 50	
23*	3280,0		0 1	3280,0 2614,5	60 40	

TABLEAU 4 (Suite)

NUMERO DU NIVEAU	ENERGIE D'EXCITATION DU NIVEAU INITIAL (keV)	J#	NIVEAU FINAL DE LA TRAN- SITION	ENERGIE DE LA TRANSITION γ E_{γ} (keV)	RAPPORT D'EMBRANCHEMENT (CE TRAVAIL)	OBSERVATIONS
24*	3348,4		0	3348,4	100	
25*	3440,3		1 8	2774 1097	65 35	
26*	3816,0		4. 5	2114,6 1942,0	10 90	
27*	4047,3		2	2597,7	100	

ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES RELATIVES A L'INTERACTION DE NEUTRONS
D'ENERGIE INFERIEURE A 20 MeV AVEC LE CARBONE.

G. HAOUAT; J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU.

Service de Physique Nucléaire

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

B.P. n°61, 92120 Montrouge, France

RESUME -

Nous avons rassemblé et analysé les principaux travaux relatifs à la réaction $n + C$ dans la gamme d'énergie comprise entre 10^{-4} eV et 20 MeV. Nous en avons déduit un ensemble complet de données cohérentes. Les valeurs adoptées dans cette évaluation sont commentées et discutées.

ABSTRACT -

An evaluation of the neutron-induced cross sections of carbon has been completed for the energy region 10^{-4} eV to 20 MeV. The recommended data are based on experiments, some of them being done in this laboratory. Energy and angular distributions of secondary neutrons and photons are included. The adopted values are discussed.

.../...

I - INTRODUCTION .

La connaissance détaillée des sections efficaces relatives à l'interaction des neutrons avec le carbone est nécessaire pour des calculs de transports neutroniques dans le cas des réacteurs de fusion et de fission. Par ailleurs, les applications médicales des neutrons en radiothérapie utilisent les données nucléaires relatives aux constituants du tissu cellulaire pour des énergies de neutrons supérieures à 15 MeV. Enfin, la section efficace totale du carbone a été proposée comme standard.

Nous avons analysé les principaux travaux relatifs à la réaction $n + C$ dans la gamme d'énergie comprise entre 0 et 20 MeV. Nous en avons déduit un ensemble complet de données cohérentes. Nous nous proposons de commenter brièvement les valeurs adoptées dans cette évaluation.

La contribution de ^{13}C dans C naturel (1,11%) a été négligée dans le présent travail.

II - SECTION EFFICACE TOTALE ET SECTIONS EFFICACES INTEGRES .

II-1. Section efficace totale.

La section efficace totale de carbone a été mesurée et évaluée par plusieurs équipes. Les travaux les plus récents et les plus complets sont ceux rapportés par CIERJACKS et al. [1], SCHWARTZ et al. [2], FOSSAN et al. [3] et par PEREY et al. [4]. Les données de CIERJACKS et al. sont caractérisées par un étalonnage précis et une bonne résolution en énergie. Par contre, elles ont été trouvées en moyenne plus élevées que celles des autres laboratoires. Entre 2,1 et 2,7 MeV l'écart est de l'ordre de 4 à 6%, entre 4,8 et 7,5 MeV, il peut atteindre 7% ; au-delà de 12 MeV les différences n'excèdent pas 2%.

Les données de N.B.S. rapportées par SCHWARTZ et al. ont été mesurées, dans la gamme d'énergie comprise entre 0,5 et 15 MeV, avec une résolution en énergie moins bonne que celle de CIERJACKS et al. Cependant elles semblent très précises et en bon accord avec celles déduites des mesures de transmission de PEREY et al.

Les données de FOSSAN et al. sont systématiquement trop basses. Elles présentent, en outre, certaines erreurs d'étalonnage en énergie.

Au-dessous de 2,0 MeV, la section efficace totale du carbone ne présente pas de résonance. Elle a été évaluée indépendamment par FRANÇIS et al. [5] et par NISHIMURA et al. [6] sur la base de nombreuses données expérimentales. Les valeurs recommandées ont été comparées au-dessus de 0,1 MeV à celles de PEREY et al. Il est apparu que ces trois jeux de données ne présentent pas d'écarts systématiques entre eux. Aussi les valeurs de σ_T que nous proposons entre 0 et 2 MeV sont obtenues après avoir procédé à la moyenne pondérée de ces données. La précision est estimée à mieux que $\pm 1,0\%$. La valeur proposée de σ_T est à l'énergie des neutrons thermiques de $4,728 \pm 0,008$ b. Entre 0,1 eV et 2 MeV, la variation de σ_T avec l'énergie a été approximée dans ce travail, par un développement en puissance de l'énergie des neutrons E (MeV) limité à l'ordre 3 :

$$\sigma_T(E) = 4,725 - 3,251 \cdot E + 1,316 \cdot E^2 - 0,227 \cdot E^3 \quad (\text{barn})$$

Cette formule analytique permet une interpolation aisée de σ_T entre 0,1 eV et 2 MeV.

A plus haute énergie ($E > 2,0$ MeV), nous avons, en moyenne, adopté les valeurs de SCHWARTZ et al. [2] sauf à l'endroit des résonances étroites de ^{13}C où les valeurs de PEREY et al. [4] ont été adoptées. La précision des données a été appréciée à $\pm 2\%$ jusqu'à 4,8 MeV. Elle est meilleure que 4% entre 4,8 et 15 MeV et de l'ordre de 6% entre 15 et 20 MeV où les valeurs adoptées sont déduites de celles de CIERJACKS et al.

II-2. Section efficace de capture radiative . ($Q = + 4,947$ MeV)

La valeur que nous avons adoptée pour la section efficace de capture (n, γ) à l'énergie des neutrons thermiques est pour ^{12}C : $3,4 \pm 0,3$ mb. Cette valeur est principalement déduite des travaux de MOTZ et JURNEY [7]. Entre 10^{-4} eV et 200 keV, la section efficace (n, γ) est supposée varier avec l'énergie suivant une loi en $\frac{1}{v}$.

.../...

A plus haute énergie, les valeurs proposées sont dérivées d'une méthode indirecte basée sur le fait que la réaction de capture radiative (n,γ) et la réaction photonucléaire (γ,n) correspondent à deux processus inverses. En utilisant le principe de réciprocité, nous avons déduit des mesures de COOK [8] relatives à la réaction $^{13}\text{C}(\gamma,n)$ les valeurs des sections efficaces de la réaction (n,γ) entre 200 keV et 20 MeV.

Le spectre des rayons γ de capture pour des neutrons thermiques a été mesuré par THOMAS et al. [9] et par SPILLIN et al. [10]. La multiplicité des rayons γ émis par capture est à cette énergie de 1,320.

II-3. Sections efficaces intégrées de diffusion élastique

Pour des énergies de neutrons inférieures à 4,81 MeV (le seuil de la diffusion inélastique de ^{12}C), la diffusion élastique des neutrons et la réaction de capture radiative sont les seuls processus énergétiquement possibles pour le système $n + \text{C}$. Les distributions angulaires des neutrons diffusés élastiquement ont été mesurées par LANE et al. [11] entre 0,1 et 2 MeV, GALATI et al. [12] au-dessus de 3 MeV et par HOLT et al. [45] entre 1,8 et 5 MeV. L'écart moyen entre la section efficace totale de diffusion élastique déterminée après décomposition en polynômes de LEGENDRE des distributions angulaires mesurées et les valeurs correspondantes de la section efficace totale est de l'ordre de grandeur des incertitudes expérimentales (4%). La section efficace de capture radiative a été, dans cette comparaison, négligée, sa contribution étant largement inférieure aux incertitudes expérimentales.

Entre 4,81 et 8 MeV nos données évaluées sont déduites de la comparaison des mesures de GALATI et al. [12], de PEREY et al. [13] et de VELKLEY et al. [14]. La cohérence des données analysées dans ce travail permet de proposer des valeurs avec une précision de 5%.

Entre 8 et 15 MeV, notre évaluation est basée principalement sur les travaux de HAOUAT et al. [15,16] entrepris dans ce laboratoire. La qualité de ces mesures est attestée par le bon accord avec celles rapportées par PEREY et al. [13] et VELKLEY et al. [14] au-dessous de 9 MeV, avec les données de CLARKE et CROSS [46] et celles de BOUCHEZ et al. [47] au-delà de 14 MeV, enfin par la cohérence globale avec les résultats préliminaires de PURSER et al. [17] entre 9 et 15 MeV. Elle a été confirmée aussi par comparaison avec les mesures aux petits angles de BUCHER et al. [18] et avec les mesures à 129° de PEREY et al. [19].

Entre 15 et 20 MeV les données publiées sont peu nombreuses [20, 21] mais l'absence de structures marquées dans la section efficace totale justifie des interpolations monotones entre les données de SPAARGAREN et JONKER [20] et de DECONNINCK et de MEULDERS [21].

La précision des données évaluées est estimée entre 5 et 7% dans la gamme d'énergie de 8 à 15 MeV ; elle est de l'ordre de 10% entre 15 et 20 MeV.

II-4. Section efficace inélastique par le premier niveau de ^{12}C ($Q = -4,439$ MeV)

Pour des énergies de neutrons comprises entre le seuil de la diffusion inélastique par le premier niveau de ^{12}C - $E_s = 4,81$ MeV - et le seuil de la réaction (n, α_0) - $E_s = 6,18$ MeV - , la section efficace inélastique intégrée est prise égale à la section efficace totale moins la section efficace élastique intégrée. L'incertitude sur cette quantité est inférieure à 4%. La mesure directe de cette section efficace ne permet pas, du fait de la faible énergie des neutrons diffusés, d'atteindre une telle précision.

Au-delà de 6,18 MeV les valeurs recommandées ont été déduites de l'analyse des données publiées relatives à la distribution angulaire des neutrons diffusés par le niveau 4,439 MeV de ^{12}C et des sections efficaces de production du rayon γ de 4,439 MeV. En effet tous les autres niveaux excités de ^{12}C se désexcitent par décomposition en α du noyau de ^{12}C . Entre 6,18 et 8 MeV, nous avons adopté les valeurs de PEREY et al. [13] qui sont en bon accord avec celles de GALATI et al. [12] obtenues jusqu'à 7 MeV et, au-delà, avec celles de VELKLEY et al. [14].

Entre 8 et 14 MeV, les valeurs adoptées sont principalement déduites des mesures de HAOUAT et al. [15,16]. Le bon accord entre ces données et celles de la réaction $(n, n'\gamma)$ déduites des mesures de MORGAN et al. à 125° [22] tend à démontrer en outre que le coefficient du terme d'ordre quatre dans le développement en polynômes de LEGENDRE de la distribution angulaire du rayonnement γ de 4,439 MeV est faible dans toute la gamme considérée. Compte tenu des incertitudes expérimentales, la comparaison des données recommandées de $\sigma(n, n')$ et des valeurs mesurées de $\sigma(n, n'\gamma)$ [22-25] permet d'étendre à plus basse énergie et jusqu'au seuil de la diffusion inélastique, cette conclusion.

Entre 14 et 15 MeV les valeurs proposées sont déduites de la comparaison de quelques 25 données rapportées. Elles prolongent sans discontinuité les valeurs adoptées entre 8 et 14 MeV.

Entre 15 et 20 MeV, nous avons supposé que la section efficace inélastique intégrée est égale à 4 fois la section efficace $(n, n'\gamma)$ mesurée à 125° par MORGAN et al. [22].

La précision des données évaluées est estimée à 7% entre 6,18 et 20 MeV.

II-5. Section efficace de la réaction (n, α) . ($Q = - 5,704$ MeV)

La réaction $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ a un bilan en énergie de $- 5,704$ MeV. Sa section efficace a été mesurée entre 7,8 et 8,7 MeV, et entre 13,9 et 17 MeV. [26-29]. D'autres informations ont été déduites des mesures de la section efficace de la réaction $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ en utilisant le théorème de réciprocité. De nombreuses données relatives à cette réaction ont été rapportées [30 - 33]. Elles permettent de couvrir, pour la réaction (n, α) , toute la plage d'énergie de neutrons comprise entre le seuil et 20 MeV avec une précision de 12% environ jusqu'à 15 MeV et de 20% au-delà.

II-6. Section efficace de la réaction $(n, n'3\alpha)$. ($Q = - 7,276$ MeV)

A des énergies d'excitation supérieures à 7,281 MeV, le noyau de ^{12}C se décompose en trois particules α . Dès lors le processus de break-up associé à la réaction $^{12}\text{C}(n, n'3\alpha)$ contribue notablement à la production de neutrons - 0,4 b environ à $E = 16$ MeV - Les sections efficaces de cette réaction ont été mesurées par FRYE et al. en 1955 et par VASIL'EV et al. en 1958 avec des incertitudes expérimentales variant entre 30 et 50% [34, 35].

Les valeurs proposées dans ce travail ont été principalement déduites en soustrayant de la section efficace totale la somme des sections efficaces partielles relatives aux autres réactions. Nos données font apparaître autour de 12 et de 16 MeV deux maxima associés à des structures larges. Leurs existences sont confirmées pour la première par des mesures intégrales [36] et pour le second par les mesures de la référence [35].

II-7. Section efficace de la réaction (n,p) . (Q = - 12,586 MeV)

La section efficace de la réaction $^{12}\text{C} (n,p) ^{12}\text{B}$ a été mesurée par RIMMER et al. [37] et par KREGER et al. [38] en comptant les rayons B de désexcitation de ^{12}B . Les mesures de la référence [37] ont été adoptées. La précision des données est estimée à $\pm 15\%$.

II-8. Section efficace de la réaction (n, d₀) (Q = - 13,731 MeV)

Les sections efficaces proposées dans ce travail sont dérivées des mesures de la réaction $^{11}\text{B} (d,n) ^{12}\text{C}$ entre 0,6 et 4,7 MeV rapportées par AMES et al. [39] et par CLASS et al. [40]. L'incertitude sur cette section efficace est de l'ordre de 15%. Les réactions (n,d) qui conduiraient aux niveaux excités de ^{11}B ont une contribution négligeable jusqu'à 20 MeV. Celle-ci a été estimée à 20 mb environ à 20 MeV par un calcul du type HAUSER et FESHACH.

III - SECTIONN EFFICACES DIFFERENTIELLES DES NEUTRONS DIFFUSES ET DES RAYONS DE DESEXCITATION

III-1. Diffusion élastique.

Les distributions angulaires des neutrons diffusés élastiquement ont été décrites par un développement en polynomes de LEGENDRE de la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \sum_{L=0}^{L_{\max}} \frac{F_L^P}{L} (2L+1) P_L(\cos \theta)$$

avec $F_0 = 1$ et $|F_L| \leq 1$; σ étant la section efficace intégrée.

Nous proposons, dans cette évaluation, un ensemble de valeurs des coefficients F_L entre 0 et 20 MeV. Ces valeurs sont déduites des données expérimentales déjà commentées dans le paragraphe II-3. Les coefficients F_L présentent entre 2 et 10,5 MeV des variations importantes aux énergies des résonances de ^{13}C reflétant des brusques changements de la forme des distributions angulaires. Au-dessous de 2 MeV et entre 11 et 20 MeV leurs variations sont plus faibles et sans structures marquées. Elles traduisent le fait que la diffusion est de plus en plus piquée vers l'avant lorsque l'énergie des neutrons incidents augmente.

La validité des distributions angulaires évaluées a été assurée en vérifiant que, dans toute la gamme d'énergie, la section efficace différentielle à 0° est supérieure ou égale à la limite de WICK. En outre elle est confirmée par la cohérence globale avec les diverses interprétations théoriques.

III-2. Diffusion inélastique par le premier niveau excité de ^{12}C .

Les coefficients du développement en polynômes de LEGENDRE qui décrit la distribution angulaire sont déduits des mesures de GALATI et al. [12] et de PEREY et al. [13] entre 4,81 MeV et 7 MeV. Entre 7 et 8 MeV les valeurs de PEREY et al. ont été adoptées. Entre 8 et 15 MeV les valeurs proposées sont principalement celles de HAOUAT et al. [15,16]. Au-delà de 15 MeV nous avons supposé que la forme de la distribution angulaire est voisine de celle rapportée par DECONNINCK et al. [21] bien que les valeurs de section efficace intégrée soient surestimées d'un facteur 2 environ.

III-3. Distribution angulaire du rayon γ de 4,439 MeV.

La section efficace différentielle de production du rayon γ de 4,439 MeV a été mesurée à 90° et 125° du seuil à 20 MeV [22]. Des distributions angulaires ont été enregistrées, en particulier dans ce laboratoire, entre le seuil et 8,8 MeV et autour de 14 MeV. [23-25]. Ces mesures et les arguments que nous avons développés dans la section II-4 permettent de prouver ou de supposer, suivant la gamme d'énergie considérée, que la distribution angulaire de ce photon peut-être représentée en première approximation par une expression de la forme

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[1 + \epsilon_2 P_2(\cos\theta) \right]$$

La variation du coefficient ϵ_2 avec l'énergie des neutrons a été évaluée. La forte valeur de ce coefficient dans toute la gamme d'énergie étudiée (voisine de 0,7) ne permet pas de supposer l'isotropie d'émission de ce rayon γ comme l'ont proposé de nombreuses évaluations antérieures.

.../...

III-4. Distribution en énergie et distribution angulaire des neutrons de la réaction (n,n'³a).

Des expériences utilisant la technique des plaques nucléaires ont montré que le mécanisme de la réaction $^{12}\text{C} (n, n'^3\text{a})$ est, du seuil à 20 MeV, un processus séquentiel [41, 42]. Des études complémentaires utilisant la technique du diffuseur scintillant [43, 44] ont permis d'apprécier l'importance relative des différents processus. La contribution majeure (80% de la section efficace (n,n'³a) à $E_n = 14$ MeV) provient de la diffusion des neutrons par les niveaux de ^{12}C dont l'énergie d'excitation est supérieure à l'énergie de liaison des 3a dans ce noyau. La part restante de la section efficace (n,n'³a) - 20% environ - est attribuée principalement à la réaction (n, α) conduisant au ^9Be dans son état excité à 2,43 MeV, ce niveau se désexcitant ensuite par émission de $2\alpha + n$.

Le spectre des neutrons secondaires se compose ainsi de raies associées à la diffusion des neutrons par les niveaux de ^{12}C à 7,65 MeV, 9,64 MeV, 10,84 MeV et à 11,83 MeV. Ces raies émergent d'un fond continu dû, pour partie, à la diffusion des neutrons par le niveau de ^{12}C à 10,3 MeV dont la largeur est de 3 MeV et aussi au processus séquentiel passant par $^9\text{Be}^*$.

En analysant les données de la réaction (n,n'³a) à 14 MeV [43, 44] et en formulant, en outre, des hypothèses sur la nature collective des niveaux d'excitation de ^{12}C , nous avons pu, en nous référant à des calculs d'équations couplées, donner une estimation de la distribution angulaire des neutrons secondaires ainsi que de la distribution en énergie du continuum pour des énergies de neutrons incidents comprises entre 10 et 20 MeV.

IV - CONCLUSION .

Ce travail nous a permis de proposer un ensemble complet de données cohérentes relatives aux réactions n + C pour des neutrons d'énergie comprise entre 10^{-4} eV et 20 MeV. A titre d'illustration, nous présentons la contribution des diverses sections efficaces partielles entre 3 et 15 MeV (fig.1) ainsi que les coefficients des développements des distributions angulaires élastiques et inélastiques (fig.2 et 3). Ces valeurs adoptées dans cette gamme d'énergie dérivent principalement de mesures faites dans ce laboratoire.

Nous avons résumé, dans le tableau 1, la précision des données évaluées pour chaque réaction dans différentes gammes d'énergie.

Nos données évaluées sont discutées en détail dans un rapport plus complet à paraître ; elles sont en outre enregistrées sur bande magnétique dans un format approprié.

REFERENCES

- [1] S. CIERJACKS, P. FORTI, D. KOPSH, L. KROPP, J. NEHE et H. ANSEL, E.A.N.D.C. (E) 111 "U" (1968) (K.F.K.1000)
- [2] R.B. SCHWARTZ, R.A. SCHNACK et H.T. HEATON, E.A.N.D.C. (US) 143 "U" (1967) 164
- [3] D.B. FOSSAN, R.L. WAZTER, W.E. WILSON et H.H. BARSHALL, Phys. Rev. 123 (1961) 209
- [4] F.G. PÉREY, T.A. LOVE, W.E. KINNEY O.R.N.L. 4823 (E.N.D.F.-178) (1972)
- [5] N.C. FRANCIS, C.R. LUBITZ, J.T. REYNOLDS, C.J. SLAVÍK, et G.R. ŠTIEGLITZ, Proc. of Neutr. Standards and Flux normalisation, Argonne Nat. Lab. Oct. 1970 A.E.C. Symp. Série 23, p.167
- [6] K. NISHIMURA, S. IGARASI, T. FUKETA, et S.TANAKA, J.A.E.R.I. 1218 (1971)
- [7] H.T. MOTZ et E.T. JURNEY, Wash. - 1044 (1963)
- [8] B.C. COOK, Phys. Rev. 106 (1957) 300
- [9] THOMAS, BLATCHLEY et BOLLINGER, Nucl. Instr. Meth. 56 (1967) 325
- [10] S. PILLIN, G. RUPPELAAR, De VRIES et SPITS, Nucl. Phys. A.113 (1968) 395
- [11] R. LANE, R. KOSHEL et J. MONAHAN, Phys. Rev. 188 (1969) 1618
- [12] W. GALATI, J.D. BRANDENBERGER et J.L. WEIL, Phys. Rev. C5 (1972) 1508
- [13] F.G. PÉREY et W.E. KINNEY, O.R.N.L. 4441 (1969) et résultats non publiés
- [14] D.E. VELKLEY, J.D. BRANDENBERGER, D.W. GLASGOW, M.T. Mc ELLISTREH, J.C. MANTHURUTHIL et C.P. POIRIER, Phys. Rev. C.7 (1973) 1736

REFERENCES (SUITE)

- [15] G. HAOUAT et F. COÇU, NEUTRONAYA FISIKA vol. 3 (1974) 233
- [16] G. HAOUAT, J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, F. COÇU, rapport C.E.A. R. 4641 (1975) et Conf. Nucl. Cross sections and Technology Washington (Mars 1975) et Int. Symp. on neutron induced reactions - Smolenice (Sept. 1974)
- [17] F.O. PURSER, D.W. GLASGOW, J.C. CLEMENT, G. MACK, K. STELZER, J.R. BOYCE, Nucl. Cross sections and Technology-Washington (Mars 1975)
- [18] W.P. BUCHER, C.E. HOLLANDSWORTH, D. Mc NATT, et A. NIILER B.R.L - R - 1652. (June 1973)
- [19] F.G. PEREY et W.E. KINNEY, Communication privée
- [20] D. SPAARGAREN et C.C. JONKER, Nucl. Phys. A.161 (1971) 354
- [21] G. DECONNINCK et J.P. MEULDERS, Phys. Rev. C.1 (1970) 1327
- [22] G.L. MORGAN, T.A. LOVE, J.K. DICKENS et F.G. PEREY, O.R.N.L. - TM - 3702 (1972)
- [23] J. LACHKAR, J. SIGAUD et Y. PATIN, Rapport interne non publié
- [24] J.K. DICKENS et F.G. PEREY, communication privée
- [25] D.M. DRAKE, J.C. HOPKINS, C.S. YOUNG et H. CONDE, Nucl. Sci. Eng. 40 (1970) 294
- [26] E.A. DAVIS, T.W. BONNER, D.W. WORLEY et R. BASS, Nucl. Phys. 48 (1963) 169
- [27] E.R. GRAVES et R.W. DAVIS, Phys. Rev. 97 (1955) 1205
- [28] H. KITAZAWA et N. YAMAMURO, J. Phys. Soc. Jap. 26 (1969) 600

REFERENCES (SUITE)

- [29] A. HUCK, G. WALTER, A. COCHE, J. Phys. C.1 (1966) 88
- [30] A.W. OBST, T.B. GRANDY et J.L. WEIL, Phys. Rev. C.5 (1972) 738
- [31] T. RETZ - SCHMIDT, T.W. BONNER, G.U. DIN et J.L. WEIL, Bull. Am. Phys. Soc. 5 (1960) 110
- [32] V.V. VERBINSKI, F.C. PEREY, J.K. DICKENS et W.R. BURRUS, Phys. Rev. 170 (1968) 916
- [33] A. NILSSON et J. KJELLMAN, Nucl. Phys. 32 (1962) 177
- [34] G.M. FRYE, L. ROSEN et L. STEWART, Phys. Rev. 99 (1955) 1375
- [35] S.S. VASIL'EV, V.V. KOMAROV et A.M. POPOVA J.E.T.P. 6 (1958) 1016
- [36] S.N. CRAMER et E.M. OBLow, O.R.N.L. T.M. 4494 (1974)
- [37] E.M. RIMMER et P.S. FISHER, Nucl. Phys. A.108 (1968) 567
- [38] W.E. KREGER et B.D. KERN, Phys. Rev. 113 (1959) 890
- [39] O. AMES, G.E. OWEN, C.D. SWARTZ, Phys. Rev. 106 (1957) 775
- [40] C.M. CLASS, J.E. PRICE, J.R. RISSER, Nucl. Phys. 71 (1965) 433
- [41] B. ANTOLKOVIC et Z. DOLENEC, Nucl. Phys. A.237 (1975) 235
- [42] J. MÖSNER, G. SCHMIDT, J. SCHINTLMEISTER, Nucl. Phys. 75 (1966) 113
- [43] G.A. GRIN, B. VAUCHER, J.C. ALDER, C. JOSEPH, Helv. Phys. Acta 42 (1969) 990
- [44] F. COÇU Communication privée
- [45] R. HOLT, A. SMITH et J. WHALEN, Conf. on Neutr. Cross Section and Techn. WASHINGTON (1975)
- [46] R.L. CLARKE et W.G. CROSS, Nucl. Phys. 53 (1964) 177
- [47] R. BOUCHEZ, J. DUCLOS, et P. PERRIN, Nucl. Phys. 43 (1963) 628

TABLEAU 1

Résumé des erreurs estimées des différentes sections efficaces évaluées

Réaction	Gamme d'énergie				
	Neutrons thermiques	0 - 4,8 MeV	4,8 - 8 MeV	8,0 - 15 MeV	15 - 20 MeV
Section efficace totale	< 1%	1% ($E \leq 2$ MeV) 2% ($2 < E < 4$ MeV)	4%	4%	6%
(n, γ)	10%	20%	20%	20%	20%
Diff. élastique	< 1%	< 4%	5%	5 - 7%	10%
Diff. inélastique par 1 ^{er} niveau de ^{12}C			5% ($4,8 < E_n < 6,18$ MeV)	7% ($E_n \geq 6,18$ MeV)	
(n, α_0)			12% ($E_n > 6,18$ MeV)	12%	20%
(n, n' α)				20%	25%
(n, p)					15%
(n, d_0)					15%
Diffusion nonélastique (non commentée dans ce travail)			5%	7%	12%

LEGENDE DES FIGURES

FIG.1 : Contribution des diverses sections efficaces partielles entre 8 et 15 MeV pour l'intéraction des neutrons avec le carbone.

a : réf. [3] ; b : réf. [14] ; c : réf. [46] ; d : réf. [47] ;
e, i et h : réf. [16] ; f : réf. [15] ; g : réf. [4] ; j : réf. [13]

FIG.2 : Valeurs évaluées des coefficients du développement en polynôme de LEGENDRE décrivant la diffusion élastique des neutrons dans la gamme d'énergie 8 MeV - 15 MeV.

.. : réf. [13] ; ■ : réf. [16] ; ▲ : réf. [15]

FIG.3 : Valeurs évaluées des coefficients du développement en polynôme de LEGENDRE décrivant la diffusion inélastique par le 1^{er} niveau de ¹²C des neutrons dans la gamme d'énergie 8 MeV - 15 MeV.

.. : réf. [13] ; ■ : réf. [16] ; ▲ : réf. [15]

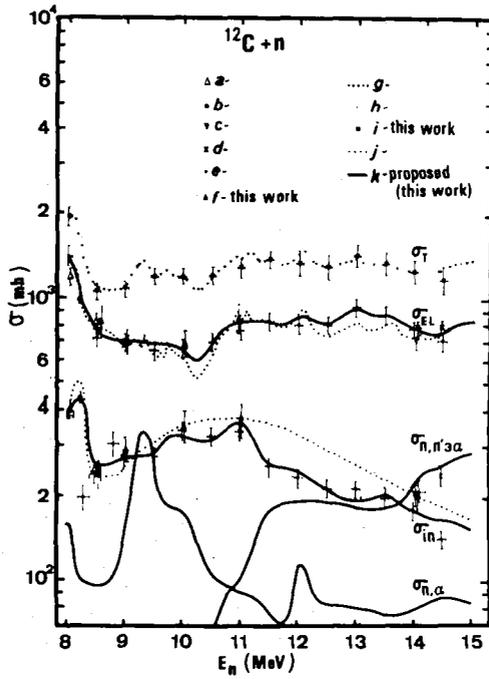


FIGURE 1

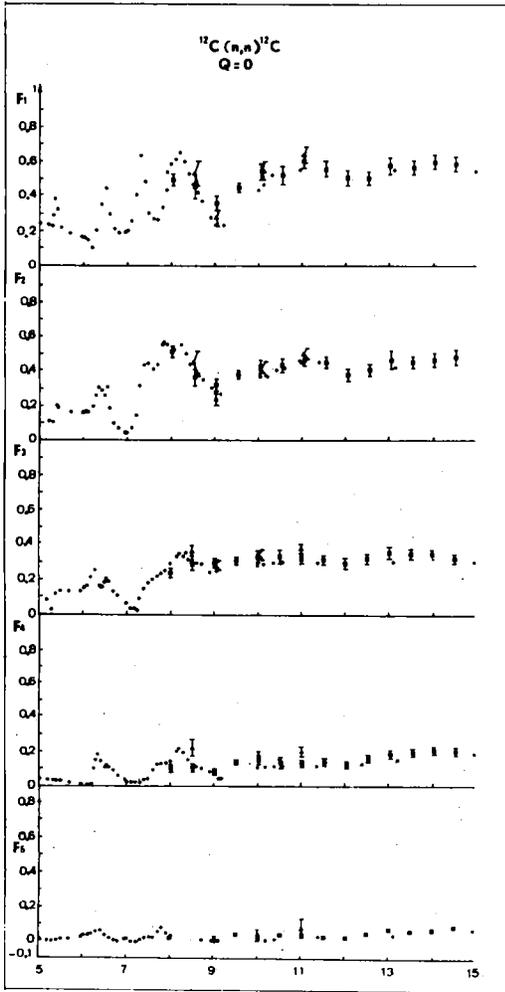


FIGURE 2

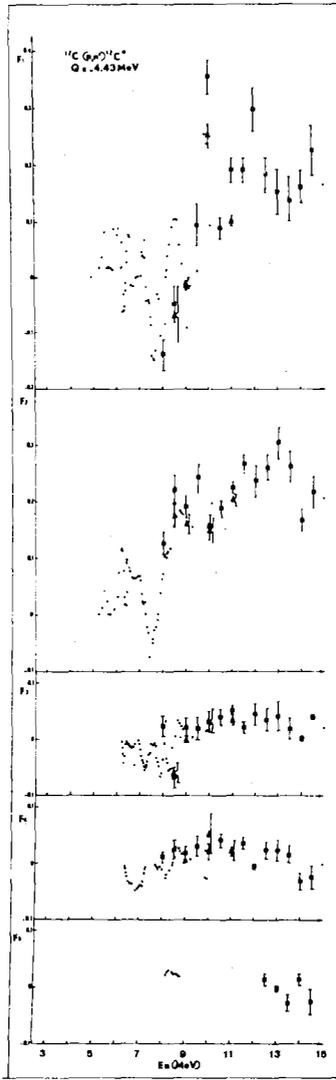


FIGURE 3
 302

MESURE DES SECTIONS EFFICACES (n,2n) ET (n,3n) ENTRE LE

SEUIL ET 15 MeV PAR LA TECHNIQUE DU GROS

SCINTILLATEUR LIQUIDE

J. FREHAUT, G. MOSINSKI

*Service de Physique Nucléaire
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel
E.P. n° 61, 92120 Montrouge, France*

RESUME

Les sections efficaces (n,2n) pour les noyaux ^{45}Sc , ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se , ^{82}Se , ^{89}Y , ^{93}Nb , ^{103}Rh , ^{169}Tm , ^{175}Lu , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{209}Bi , ^{238}U et pour les éléments naturels Ga, Pt, et W, et la section efficace (n,3n) de ^{238}U ont été mesurées du seuil à 15 MeV par la méthode du gros scintillateur liquide, en utilisant l'accélérateur tandem Van de Graaff de 14 MeV de Bruyères-le-Châtel comme source pulsée de neutrons. Ces sections efficaces (n,2n) et (n,3n) ont été normalisées à la section efficace de fission de ^{238}U . Leur précision relative est de 5 à 10 %.

ABSTRACT

The (n,2n) cross sections for ^{45}Sc , ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se , ^{82}Se , ^{89}Y , ^{93}Nb , ^{103}Rh , ^{169}Tm , ^{175}Lu , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{209}Bi , ^{238}U , and for the natural elements Ga, Pt, W, and the (n,3n) cross section for ^{238}U have been measured from the threshold up to 15 MeV incident neutron energy, using the large Cd-loaded liquid scintillator method and the 14 MeV tandem Van de Graaff accelerator of Bruyères-le-Châtel as a pulsed neutron source. The (n,2n) and (n,3n) cross sections have been normalized to the fission cross section of ^{238}U and are obtained with a relative accuracy of 5 % to 10 %.

Introduction

La méthode par activation a été généralement utilisée jusqu'ici pour la mesure des sections efficaces $(n,2n)$ et $(n,3n)$. L'échantillon est d'abord irradié par un flux relativement intense de neutrons d'énergie donnée. L'activité absolue du noyau résiduel formé par réaction $(n,2n)$ ou $(n,3n)$, d'un de ses états isomériques, ou d'un produit de filiation est ensuite mesurée par spectrométrie gamma ou comptage bêta, ce qui impose une bonne connaissance des schémas de désintégration correspondants et limite cette méthode à des noyaux excités produits de période suffisamment longue.

La méthode du gros scintillateur liquide repose sur la détection directe des neutrons de la réaction $(n,2n)$ ou $(n,3n)$. Contrairement à la méthode par activation, elle peut être utilisée dans les cas où les noyaux résiduels sont stables, mais nécessite l'utilisation d'isotopes séparés en quantités de l'ordre de la dizaine de grammes. Elle a été mise en oeuvre dès 1958 par Ashby et al. [5] et récemment développée par Mather et al. [1]. Son utilisation auprès du tandem Van de Graaff de 14 MeV de Bruyères-le-Châtel nous permet de mesurer les sections efficaces $(n,2n)$ et $(n,3n)$ du seuil à 15 MeV.

Une description détaillée de la technique de mesure et des différentes corrections a déjà été publiée [2]. Nous nous limiterons ici à un bref exposé du principe de la mesure, suivi de la présentation et de la discussion de l'ensemble des résultats que nous avons obtenus avec cette méthode de mesure.

Détecteur de neutrons

La mesure repose essentiellement sur le détecteur de neutrons, un gros scintillateur liquide chargé au gadolinium. Ce détecteur se présente sous la forme d'une sphère contenant 250 litres de liquide scintillant, et traversée suivant l'un de ses diamètres par un tube au centre duquel on place l'échantillon (fig. 1a)

Les neutrons émis par l'échantillon sont d'abord thermalisés par chocs successifs sur les noyaux d'hydrogène du scintillateur, puis capturés par le gadolinium dissous dans le liquide (0,5 % en poids), avec émission d'environ 9 MeV de rayons gamma. Les scintillations que ces rayons gamma produisent dans le liquide sont détectées par 12 photomultiplicateurs régulièrement répartis autour de la sphère. La probabilité de détection d'un neutron (fig. 1b) est maximum 6 μ s après son arrivée; 95 % des neutrons capturés le sont dans les 30 μ s qui suivent leur émission.

Dans ces conditions, des neutrons émis en même temps au centre de la sphère sont détectés à des instants différents, ce qui rend ce détecteur particulièrement approprié pour dénombrer des neutrons émis simultanément, les neutrons de fission ou de réaction (n,2n) par exemple.

Le temps mort de la chaîne de détection est de 120 ns. L'efficacité de ce détecteur est de l'ordre de 75 %. Elle est déterminée par rapport au nombre moyen $\bar{\nu}_p$ de neutrons prompts émis par fission spontanée du ^{252}Cf ($\bar{\nu}_p = 3,732$).

Détection des événements (n,2n) et (n,3n)

Un échantillon de 10 à 15 grammes est placé au centre du scintillateur et irradié par un faisceau de neutrons collimaté (fig. 1a). Les neutrons sont produits par la réaction $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ en utilisant une cible gazeuse et le faisceau du tandem Van de Graaff de 7 MV pulsé à la fréquence de 2,5 MHz (largeur de bouffée ≈ 2 ns). Un déflecteur électrostatique dévie constamment le faisceau, sauf pendant 1 μs toutes les 60 μs : 3 bouffées étroites de neutrons, séparées de 400 ns, sont alors produites (fig. 1d). Comme nous le verrons par la suite cette structure fine est nécessaire pour une mesure correcte du flux et du spectre en énergie des neutrons incidents compatible avec une intensité suffisante.

Après chaque groupe de 3 bouffées, on compte pendant 30 μs le nombre d'impulsions fournies par le scintillateur liquide, qui correspondent à la détection des neutrons des réactions de diffusion, (n,2n) ou (n,3n) qui se sont éventuellement produites dans l'échantillon et à du bruit de fond. On obtient de cette façon la distribution expérimentale du nombre d'évènements où n impulsions ont été comptées.

Ces données subissent 5 corrections qui permettent alors d'obtenir la distribution du nombre d'évènements où n neutrons ont été émis par l'échantillon :

- une correction de bruit de fond, pour soustraire le bruit de fond propre du scintillateur liquide. Ce bruit de fond est mesuré lorsque l'accélérateur est arrêté, en ouvrant de façon récurrente la porte de comptage de 30 μs .
- une correction pour tenir compte du temps mort de la chaîne de détection des neutrons (120 ns).
- une correction d'efficacité. L'efficacité du détecteur ($\sim 75\%$) est déterminée par rapport au nombre moyen de neutrons prompts émis par fission spontanée du ^{252}Cf : $\bar{\nu}_p = 3,732$.

- une correction d'empilement d'évènements, pour tenir compte notamment de la possibilité que 2 réactions de diffusion se produisent à la même bouffée de neutrons incidents, et soient donc détectées comme une réaction $(n,2n)$.
- une correction d'évènements parasites, pour tenir compte des évènements qui ne sont pas issus de l'échantillon. Ces évènements sont déterminés à partir d'une mesure réalisée sans échantillon, pour le même flux de neutrons incidents.

Le nombre d'évènements à 2 ou 3 neutrons obtenus après ces différentes corrections correspond au nombre de réactions $(n,2n)$ et $(n,3n)$ dans le cas des matériaux non fissionables.

Pour les matériaux fissionables, la mesure est contaminée par les évènements de fission au cours desquels 2 ou 3 neutrons ont été émis. Cette contribution peut être évaluée en remarquant que les évènements au cours desquels 4 neutrons ou plus sont émis sont des fissions. Le nombre de fissions à 2 ou 3 neutrons se déduit alors d'une part, du nombre d'évènements à 4 neutrons ou plus, d'autre part, des probabilités $P(\nu)$ d'émission de ν neutrons prompts par fission que nous avons mesurées par ailleurs [3] : on obtient de cette façon le rapport des sections efficaces $(n,2n)$ ou $(n,3n)$ à la section efficace de fission du noyau étudié.

Détermination des sections efficaces $(n,2n)$ et $(n,3n)$

Pour déterminer les sections efficaces $(n,2n)$ et $(n,3n)$ à partir du nombre d'évènements $(n,2n)$ et $(n,3n)$ enregistrés au cours d'une mesure, il est nécessaire de connaître le nombre de neutrons qui ont irradié l'échantillon au cours de cette mesure.

La configuration géométrique de notre installation ne nous permet pas de placer un moniteur de neutrons ailleurs que dans l'axe du faisceau incident, derrière l'échantillon (fig. 1a). Dans ces conditions, une mesure absolue du flux de neutrons incidents doit subir des corrections pour tenir compte de l'interaction du faisceau de neutrons incidents avec l'échantillon. Nous avons préféré, dans un premier temps, réaliser une mesure relative du flux et normaliser les résultats sur une section efficace de référence : pour une mesure relative, la perturbation créée par la présence de l'échantillon n'est en effet prise en compte que si elle diffère d'un échantillon à l'autre.

La section efficace de référence ne peut être une section efficace (n,2n), aucune n'étant connue avec une précision suffisante. Nous avons vu que pour les matériaux fissibles les sections efficaces (n,2n) et (n,3n) pouvaient être normalisées directement sur la section efficace de fission : ceci nous a conduit à adopter provisoirement une section efficace de fission comme référence, celle de ^{238}U , qui a l'avantage d'avoir une section efficace de fission négligeable pour les neutrons de très basse énergie qui peuvent contaminer le faisceau incident.

Mesure du flux et du spectre en énergie des neutrons incidents

Les neutrons incidents, d'énergie comprise entre 7 et 15 MeV, sont produits par la réaction $\text{D(d,n)}^3\text{He}$. Lorsque les deutérons incidents ont une énergie supérieure à 4,5 MeV, la réaction $\text{D(d,np)}\text{D}$ donne des neutrons parasites dont l'énergie maximum est environ 8 MeV pour une énergie de deutérons incidents de 12 MeV (énergie maximum d'accélération utilisée pour cette mesure). Les réactions (d,n) sur les diaphragmes et la cible sont également une source importante de neutrons parasites. La présence de ces neutrons entraîne une correction lorsque le seuil de réaction (n,2n) est inférieur à 8 MeV. Dans le cas des matériaux fissibles, ces neutrons induisent des fissions dont il faut tenir compte pour la détermination du rapport $\sigma(n,2n)/\sigma_f$.

Pour obtenir des résultats corrects, il est nécessaire de déterminer de façon précise le spectre en énergie des neutrons incidents au cours même des mesures de $\sigma(n,2n)$: la structure fine du système de pulsation adopté permet de réaliser cette mesure par la méthode du temps de vol, à l'aide d'un petit scintillateur liquide associé à un photomultiplicateur, placés derrière le gros scintillateur liquide, dans l'axe du faisceau, à 4 m de la source (fig. 1a).

L'efficacité relative de ce détecteur a été déterminée dans la gamme d'énergie comprise entre 0,4 et 8 MeV en normalisant le spectre en énergie mesuré pour les neutrons de la fission spontanée du ^{252}Cf sur une loi de Maxwell :

$$N(E) \sim \sqrt{E} e^{-\frac{E}{T}}, \text{ avec } T = 1,57 \text{ MeV.}$$

La calibration a été extrapolée entre 8 MeV et 15 MeV à partir des résultats d'un calcul d'efficacité par la méthode de Monte-Carlo.

Le spectre en énergie des neutrons incidents est déterminé à partir du spectre de temps de vol expérimental. Le flux relatif est obtenu en intégrant le pic étroit du spectre de temps de vol (fig. 1c) qui correspond aux neutrons monochromatiques de la réaction directe $\text{D(d,n)}^3\text{He}$, pour lesquels la mesure est faite.

Résultats

Le tableau I donne l'ensemble des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) qui ont été mesurées, ainsi que la section efficace de fission de ^{238}U utilisée pour la normalisation des résultats [4]. Les erreurs portées sont d'origine statistique et n'incluent pas l'erreur sur la section efficace de fission de ^{238}U .

Les sections efficaces (n,2n) de ^{56}Fe et ^{175}Lu ont été déduites de mesures sur les éléments naturels, en soustrayant la contribution des autres isotopes, évaluée à partir des résultats du calcul de Pearlstein [47]. Les mesures sur le sélénium ont été effectuées sur des isotopes séparés. La contribution des autres isotopes présents en faible quantité dans chaque échantillon a été corrigée à partir du résultat des différentes mesures et des calculs de Pearlstein [47] pour les isotopes ^{74}Se et ^{77}Se que nous n'avons pas mesurés.

Discussion

Les figures 2 à 5 comparent nos résultats aux données existantes. Les valeurs de Ashby et al. [5] à 14,1 MeV pour ^{56}Fe , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{209}Bi , et les valeurs de Mather et al. [1] à 12,4 et 14,3 MeV pour ^{45}Sc , ^{89}Y , ^{93}Nb , ^{103}Rh , ^{169}Tm , ^{197}Au , ^{238}U , et à 7 et 8 MeV pour ^{238}U , obtenues également par la méthode du gros scintillateur liquide, sont en relativement bon accord avec nos mesures.

Les autres résultats, obtenus par la technique de l'activation, sont généralement plus dispersés, en partie à cause de la variété des standards utilisés pour la calibration des détecteurs et la mesure du flux de neutrons.

Cependant l'accord entre les résultats obtenus par les deux techniques est satisfaisant pour ^{45}Sc , ^{56}Fe , ^{76}Se , ^{82}Se , ^{89}Y [45], ^{197}Au , ^{209}Bi , et ^{238}U . Le très net désaccord observé entre les deux techniques pour ^{103}Rh , ^{175}Lu et ^{181}Ta est probablement dû à la mesure d'un seul isomère respectivement des noyaux ^{102}Rh , ^{174}Lu , ^{180}Ta dans le cas de la mesure par activation, tandis que la technique du gros scintillateur liquide fournit la section efficace (n,2n) totale.

Les résultats obtenus jusqu'ici par la technique de l'activation pour ^{93}Nb n'ont pas été portés sur la figure 3, car ils correspondent en fait au seul état isomérique de 10,15 jours de ^{92}Nb [46].

Une récente compilation [5] montre que les résultats obtenus par les deux techniques pour ^{169}Tm sont en bon accord, malgré les deux mesures par activation qui donnent des résultats deux fois plus faibles. Pour ^{59}Co , les résultats sont trop dispersés pour permettre une comparaison valable.

.../...

La figure 2 compare les résultats obtenus pour les 4 isotopes pairs du sélénium que nous avons mesurés. De telles mesures sur plusieurs isotopes d'un même élément permettent de préciser comment la section efficace varie avec le nombre de neutrons et devraient conduire à des calculs plus précis des sections efficaces $(n,2n)$.

Conclusion

La technique du gros scintillateur liquide est actuellement la seule qui permette de mesurer la section efficace $(n,2n)$ lorsque le noyau résiduel est stable. Elle est également la plus appropriée pour les mesures sur des éléments naturels.

La comparaison des résultats obtenus par les deux techniques du gros scintillateur liquide et de l'activation, fondamentalement différentes, permet enfin de mieux cerner les erreurs systématiques de chacune de ces techniques.

La principale difficulté expérimentale que nous avons rencontrée au cours de ces mesures par la méthode du gros scintillateur liquide est la présence des neutrons secondaires qui accompagnent la réaction $D(d,n)^3\text{He}$ utilisée pour produire des neutrons monoénergétiques dans la gamme d'énergie de 7 à 15 MeV. Ce problème a été résolu en adoptant un système de pulsation double du faisceau, qui permet de mesurer avec précision le spectre en énergie des neutrons incidents, tout en conservant un flux de neutrons suffisamment intense.

REFERENCES

- [1] D.S. MATHER et al., AWRE Report 047/69 (1969)
AWRE Report 072/72 (1972)
- [2] J. FREHAUT, G. MOSINSKI, Rapport CEA-R-4627 (1974)
- [3] M. SOLEILHAC et al., J. Nucl. Energy 23 (1969) 257
- [4] M.G. SOWERBY et al., AERE Report R-7273 (1973)
- [5] V.J. ASHBY et al., Phys. Rev. 111 (1958) 616
- [6] R. WENUSCH et al., Nucl. Sci. Abstracts 17 (1963) 3475
- [7] P. HILLE et al., cité dans Nucl. Phys. 65 (1965) 257
- [8] N. FLEROV et al., Atomnaya Energiya 5 (1958) 657
- [9] L. ROSEN, L. STEWART, Phys. Rev. 107 (1957) 824
- [10] E. FETCHT, H. VONACH, Nukleonik 10 (1967) 58
- [11] V. LEBEDEV cité dans ref. 10
- [12] A. ADAM et al., Nucl. Phys. 49 (1963) 489
- [13] S. OKUMURA, Nucl. Phys. A 93 (1967) 74
- [14] GABBARD, cité dans Euratom Report EUR 122.e (1963)
- [15] E. VEIGOLD, R.N. GLOVER, Nucl. Phys. 32 (1962) 106
- [16] A. PAULSEN, H. LISKIEN, J. Nucl. Energy 19 (1965) 907
- [17] P. DECOWSKI et al., Nucl. Phys. A 112 (1968) 513
- [18] M. BORMANN et al., J. Phys. Radium 22 (1961) 602
- [19] J. CABE et al., Euratom Report EANDC 49 (1963) 82
- [20] B. GRANGER et al., Euratom Report EANDC 49 (1963) 83
- [21] W. DILG et al., Nucl. Phys. A 118 (1968) 9
- [22] D.R. NETHAWAY, Nucl. Phys. A 190 (1972) 635
- [23] R. G. WILLE, R.W. FINK, Phys. Rev. 118 (1960) 242
- [24] D. G. VALLIS, AWRE Report 076/66 (1966)
- [25] R. RIEDER, H. MUNZER, Acta Phys. Austria, 23 (1966) 42
- [26] H.A. TEWES et al., UC34-WASH (1960) 1028
- [27] R.J. PRESTWOOD, B.P. BAYHURST, Phys. Rev. 121 (1961) 1438

- [28] H.K. VONACH et al., EANDC E 89 "U" (1968) 37
- [29] A.K. HANKLA et al., Bull. Am. Phys. Soc. 13 (1968) 1421
- [30] S.K. MANGAL et al., Nucl. Phys. 69 (1965) 158
- [31] J. KAROLYI et al., Nucl. Phys. A 122 (1968) 234
- [32] R. VOS et al., Bull. Am. Phys. Soc. 18 (1973) 775
- [33] A. POULARIKAS et al., J. Inorg. Nucl. Chem. 13 (1960) 196
- [34] M. BORMANN et al., Nucl. Phys. A 115 (1968) 309
- [35] J.D. KNIGHT et al., Phys. Rev. 112 (1958) 259
- [36] E. R. GRAVES et al., cité dans réf. 35
- [37] J.A. PHILLIPS, AERE NP/R 2033 (1956)
- [38] A. DAROCZY et al., Proc. Conf. on Neutron Physics, Kiev 1 (1971) 228
- [39] G.P. ANTROPOPOV et al., Atomnaya Energiya 5 (1958) 456
- [40] J.L. PERKIN et al., J. Nucl. Energy 14 (1961) 69
- [41] P.V. RAO, R.W. FINK, Phys. Rev. 154 (1967) 1023
- [42] S.S. HASAN et al., Nucl. Phys. A 181 (1972) 101
- [43] W. LU and al., Phys. Rev. 1C (1970) 350
- [44] A. PAULSEN, R. WIDERA, Z. Physik 238 (1970) 23
- [45] C. PHILIS, Rapport CEA-R-4636 (1975)
- [46] C. PHILIS, P.G. YOUNG, Rapport CEA-R-4676 (1975)
- [47] S. PEARLSTEIN, Nuclear Data B, Section A, 3 (1967) 3
- [48] S.K. MUKHERJEE et al., Proc. Phys. Soc. 77 (1961) 508
- [49] L.A. RAYBURN, Phys. Rev. 122 (1961) 168
- [50] D.M. ARNOLD et al., Bull. Am. Phys. Soc. 9 (1964) 352
- [51] C. PHILIS, P.G. YOUNG, Rapport CEA à paraître.

E_n MeV	ΔE_n keV	σ_f mb	$\sigma(n,2n), \text{mb}$										
			^{238}U	^{45}Sc	^{56}Fe	^{59}Co	^{76}Se	^{78}Se	^{80}Se	^{82}Se	^{89}Y	^{93}Nb	^{103}Rh
9,44	115	960										56 ± 21	
9,93	110	952								109 ± 6		404 ± 27	103 ± 13
10,42	100	948							65 ± 5	325 ± 16		607 ± 39	361 ± 24
10,91	95	952				19 ± 6			17 ± 5	257 ± 14		800 ± 45	593 ± 31
11,40	90	957				127 ± 10			148 ± 9	457 ± 24		689 ± 36	947 ± 54
11,88	85	965			37 ± 4	232 ± 15	116 ± 12	352 ± 21	635 ± 36	814 ± 44	53 ± 8	1133 ± 65	1011 ± 58
12,36	85	978	61 ± 7	104 ± 6	368 ± 24	252 ± 24	522 ± 38	844 ± 61	970 ± 68	215 ± 12		1215 ± 65	1194 ± 64
12,85	80	999	103 ± 10	213 ± 12	508 ± 30	434 ± 36	693 ± 50	936 ± 67	1044 ± 73	450 ± 21		1286 ± 71	1257 ± 69
13,33	75	1031	169 ± 14	316 ± 19	601 ± 37	607 ± 48	828 ± 60	1036 ± 73	1147 ± 80	668 ± 41		1380 ± 72	1314 ± 68
13,80	75	1086	236 ± 17	402 ± 24	711 ± 41	743 ± 56	970 ± 69	1137 ± 81	1132 ± 80	846 ± 35		1300 ± 70	1364 ± 72
14,28	70	1163	276 ± 21	410 ± 33	626 ± 46	798 ± 60	971 ± 70	1109 ± 79	1134 ± 81	837 ± 61		1358 ± 98	1396 ± 101
14,76	65	1216	337 ± 25	519 ± 41	742 ± 53	873 ± 65	1018 ± 74	1136 ± 82	1172 ± 84	981 ± 71		1444 ± 104	1458 ± 105

TABLEAU I

Valeurs expérimentales des sections efficaces (n,2n) et (n,3n) normalisées
à la section efficace de fission de ^{238}U

E_n MeV	ΔE_n keV	σ_f mb	$\sigma(n, 2n), \text{mb}$									$\sigma(n, 3n)$ mb	
			^{288}U	^{169}Tm	^{175}Lu	^{181}Ta	^{197}Au	^{209}Bi	Nat. Ga	Nat. Pt	Nat. W		^{238}U
7,93	150	952						131 ± 15		208 ± 26	238 ± 27	1081 ± 110	
8,44	140	962	68 ± 34	180 ± 37	310 ± 28	44 ± 22	382 ± 36		404 ± 36	690 ± 46	1178 ± 113		
8,94	125	964	377 ± 27	686 ± 50	808 ± 47	288 ± 20	810 ± 51		614 ± 48	1032 ± 55	1313 ± 113		
9,44	120	960	978 ± 87	1220 ± 110	1382 ± 112	738 ± 65	1191 ± 98		1059 ± 74	1510 ± 99	1361 ± 139		
9,93	110	952	1232 ± 69	1482 ± 83	1560 ± 84	1027 ± 57	1563 ± 86	20 ± 7	1338 ± 78	1729 ± 101	1378 ± 114		
10,42	100	948	1567 ± 87	1709 ± 96	1795 ± 97	1378 ± 75	1837 ± 100	31 ± 12	1505 ± 88	1755 ± 101	1407 ± 92		
10,91	95	952	1661 ± 107	1872 ± 125	1850 ± 115	1589 ± 101	1948 ± 124	96 ± 9	1619 ± 85	1800 ± 94	1389 ± 142		
11,40	90	957	1715 ± 79	1802 ± 105	1860 ± 103	1691 ± 76	1936 ± 110	207 ± 12	1794 ± 101	2014 ± 113	1478 ± 111		
11,88	85	965	1799 ± 96	1878 ± 103	1877 ± 96	1816 ± 94	1935 ± 101	347 ± 19	1953 ± 111	2011 ± 114	1360 ± 125	- 4 ± 46	
12,36	85	978	1953 ± 84	2060 ± 120	2051 ± 113	2012 ± 83	2131 ± 119	489 ± 34	2028 ± 108	2087 ± 112	1449 ± 113	109 ± 43	
12,85	80	999	2093 ± 86	2101 ± 124	2143 ± 117	2166 ± 87	2125 ± 121	612 ± 42	2062 ± 113	2124 ± 117	1374 ± 105	209 ± 68	
13,33	75	1031	2131 ± 123	2134 ± 109	2137 ± 119	2197 ± 123	2165 ± 122	744 ± 37	2070 ± 107	2206 ± 114	1207 ± 109	337 ± 60	
13,80	75	1086	2172 ± 88	2195 ± 115	2219 ± 119	2287 ± 90	2350 ± 130	816 ± 56	2094 ± 111	2122 ± 112	906 ± 115	507 ± 91	
14,28	70	1163	1916 ± 139	2067 ± 151	2101 ± 151	2037 ± 147	2144 ± 155	900 ± 63	2124 ± 158	2146 ± 154	908 ± 184	502 ± 116	
14,76	65	1216	2053 ± 147	2246 ± 161	2229 ± 159	2215 ± 158	2348 ± 168	918 ± 65	2221 ± 164	2269 ± 177	749 ± 182	647 ± 128	

TABLEAU I (Suite)

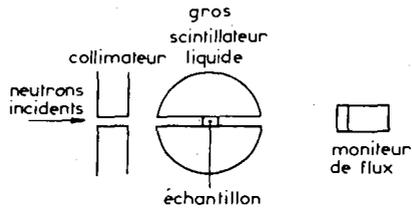


fig 1a. Dispositif expérimental

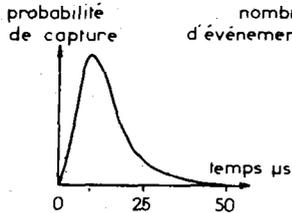


fig.1b. Probabilité de capture d'un neutron dans le scintillateur liquide

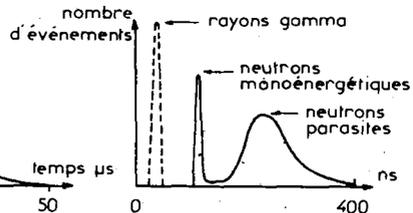


fig.1c. spectre de temps de vol des neutrons incidents

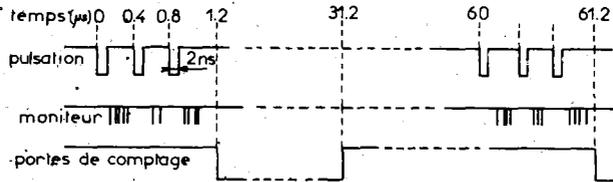


fig.1d. Diagramme en temps de l'acquisition des données

FIG. 1

Principe des mesures de $\sigma(n,2n)$ par la technique du gros scintillateur liquide

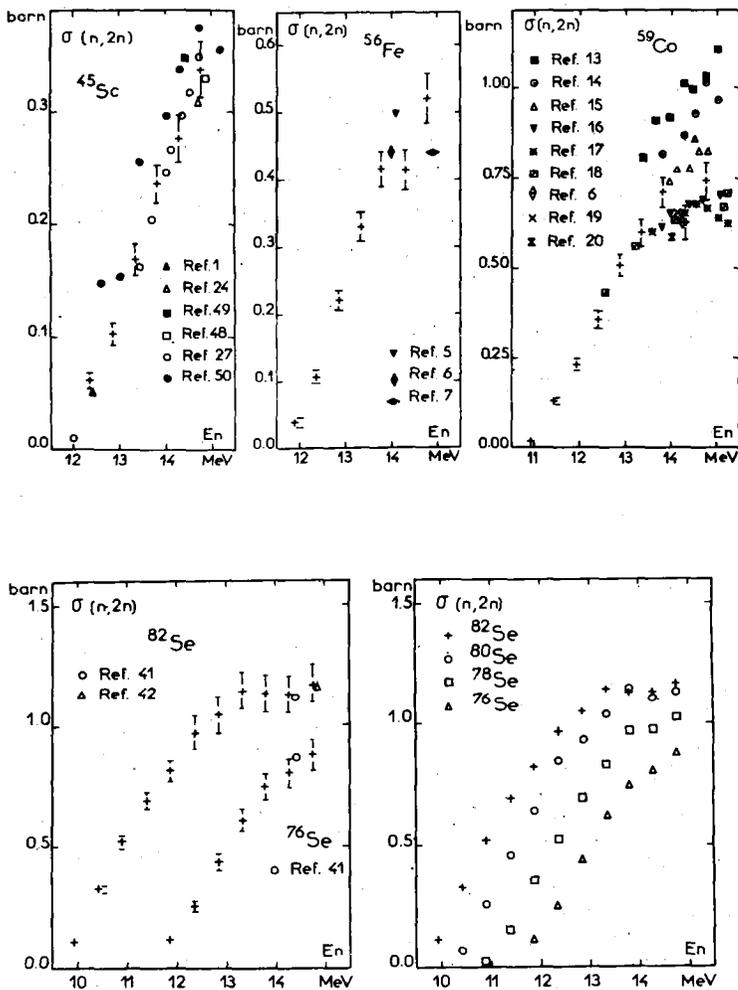


FIG. 2
 Sections Efficaces (n,2n) de ^{45}Sc , ^{56}Fe , ^{59}Co , ^{76}Se , ^{78}Se , ^{80}Se , ^{82}Se .
 Comparaison de nos résultats (symbole +) aux autres résultats publiés.

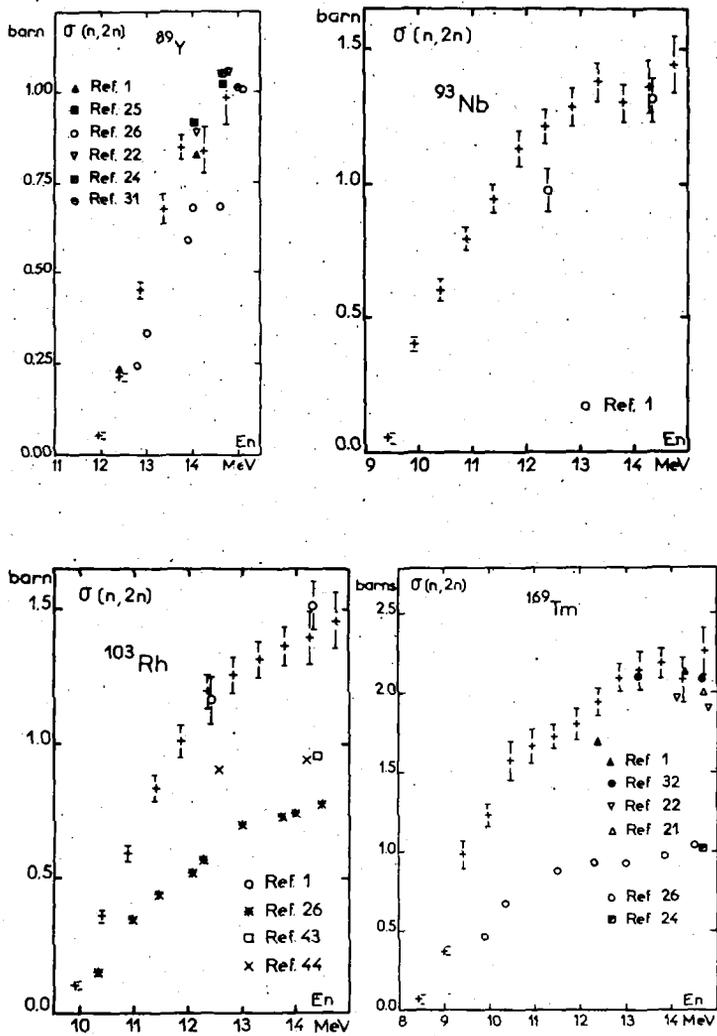


FIG. 3
 Sections efficaces (n,2n) de ^{89}Y , ^{93}Nb , ^{103}Rh , ^{169}Tm .
 Comparaison de nos résultats expérimentaux (symbole \bullet)
 aux autres résultats publics.

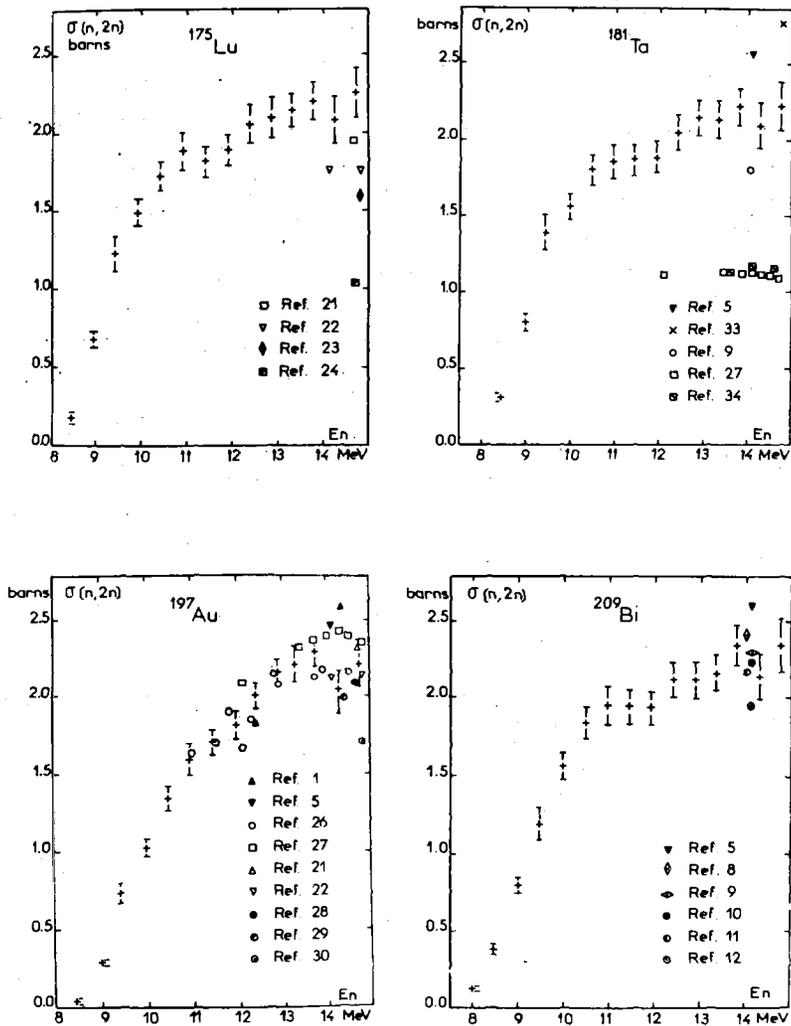


FIG. 4

Sections efficaces (n,2n) de ^{175}Lu , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{209}Bi .
 Comparaison de nos résultats (symbole +) aux autres résultats publiés.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Секция 4. Экспериментальное изучение взаимодействия тепловых и резонансных нейтронов с ядрами (продолжение).....	3
Total Cross Section Measurements on Fe, Ni and Ti from 10 keV to 1 MeV. J a m e s G.D. e.a.	3
Precise Energy Determination for Three Peak Cross Sections in ^{23}Na and ^{27}Al and for the 250 keV Resonance in ^{6}Li . J a m e s G.D. e.a.	24
Исследование гамма-лучей из реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$ на резонансных нейтронах. А л д е а Л. и др.	46
Изучение низкоэнергетических γ -лучей в реакции $\text{Sm}^{147}(n,\gamma)$ на резонансных нейтронах. П о п о в И.П. и др.	50
Анализ вторичных гамма-квантов, испускаемых после захвата резонансных нейтронов ядрами ^{157}Gd и ^{159}Gd . А л д е а Л. и др.	55
Реакция (n,α) на деформированных и переходных ядрах. Б а л а б а н о в Н.П. и др.	60
Силовые функции первичных мягких γ -переходов вблизи энергии связи нейтрона. Б т ю р и н В.А. и др.	65
Спины нейтронных резонансов ^{152}Eu из эксперимента с поляризованными нейтронами и ядрами. А л ф и м е н к о в В.П. и др.	70
Магнитные моменты комплексов-состояний тербия и гольмия. А л ф и м е н к о в В.П. и др.	75
Группировка нейтронных ширин резонансов тяжелых ядер. Б о р о т н и к о в П.Е.	80
Статистический анализ параметров резонансов урана-238. Н и к о л а е в М.Н., А б а г я н Л.П.	85
Анализ распределения расстояний между нейтронными уровнями. Б е л я е в Ф.Н., Б о р о в л е в С.П.	90
Секция 5. Экспериментальное изучение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами	99
Сечение радиационного захвата быстрых нейтронов ядром Au^{197} . Д а в л е т ш и н А.Н. и др.	99
Радиационный захват быстрых нейтронов ядром U^{238} . В и н о г р а д о в В.Н. и др.	104

Сечения радиационного захвата нейтронов с энергией 0,6-1 Мэв ядром ^{238}U . Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Толстиков В.А.	109
Анализ спектров неупругорассеянных нейтронов с начальной энергией 9,1 Мэв в рамках экситонной модели. Бирюков Н.С. и др.	113
Угловые и энергетические распределения неупругорассеянных нейтронов с начальной энергией 9,1 Мэв. Бирюков Н.С. и др.	118
Неупругое рассеяние нейтронов с начальной энергией 9,1 Мэв и параметр спиновой зависимости. Бирюков Н.С. и др.	123
Анализ спектров неупругорассеянных нейтронов. Лукьянов А.А., Сальников О.А., Сапрыкин Е.М.	128
Сечения образования $\bar{\nu}$ -квантов при неупругом взаимодействии 14 Мэв нейтронов с некоторыми легкими, средними и тяжелыми ядрами. Безотосный В.М.	133
Полные нейтронные сечения для изотопов. Дюмин А.Н. и др.	140
Исследование свойств сечения упругого рассеяния нейтронов вперед и оптическая теорема. Морозов В.М., Зубов М.Г., Лебедев А.С.	145
Учет предравновесных процессов в реакциях типа $(n, 2n)$, (n, pn) и (n, pr) . Зайдель К., Зелигер Д., Майстер А.	149
Статистическая теория предравновесного испускания двух частиц из сильновозбужденных ядер. Плюйко В.А.	167
Дифференциальные и интегральные сечения (n, α) -реакций при энергии нейтронов 14,7 Мэв на ядрах $^{54,56,57,58}\text{Fe}$ и $^{58,60,62}\text{Ni}$. Долья Г.П. и др.	173
Анализ по статистической модели сечений (n, α) -реакций вызываемых быстрыми нейтронами на ядрах $^{54,56,57,58}\text{Fe}$ и $^{58,60,62}\text{Ni}$. Долья Г.П. и др.	180
Рассеяние нейтронов с энергией 4,7 Мэв на Al и Fe. Лебедев Л.С. и др.	187
Полные сечения образования гамма-лучей при неупругом взаимодействии нейтронов с ядрами рения и свинца. Савин М.В. и др.	191
Гамма-лучи при неупругом рассеянии нейтронов $E_n(0,8+10)\text{Мэв}$ на ядрах Al и Fe. Савин М.В. и др.	196
Использование статистической теории ядра для предсказания сечений неупругого рассеяния нейтронов атомными ядрами. Корж И.А., Кашуба И.Е., Голубова А.А.	203
Измерение функции возбуждения (n, p) -реакций для изотопов свинца и висмута при $E_n=13,4+14,8\text{Мэв}$. Беловицкий И.Г.Е., Пресняк О.С., Сухов Л.В.	209
Возбуждение входных состояний одночастично-коллективного типа при низких энергиях. Федоров М.Б.	215

Рассеяние нейтронов в области энергий 1,5-3,0 Мэв на четных изотопах Sr, Fe, Zn. К о р ж И.А. и др.	220
Рассеяние нейтронов с энергией 2,9 Мэв ядрами кремния. Б а з а в о в Д.А. и др.	229
Программа первичной обработки времяпролетных спектров упруго-и неупругорассеянных быстрых нейтронов. А л е к с а н д р о в Д.В., К о в р и г и н Б.С.	233
The Nuclear Deformations of $^{148},^{150},^{152},^{154}\text{Sm}$ Determined from Neutron Scattering Measurements. S h a m u R. e.a....	237
Diffusion Elastique et Inelastique des Neutrons Rapides par les Isotopes Pairs de Se. L a c h k a r J. e.a.	257
Etude des Reactions $(n, n' \gamma)$ pour les Isotopes Pairs de Se et de Ge. S i g a u d J.P. e.a.	271
Analyse des Donnees Experimentales Relatives a L'Interaction de Neutrons D'Energie Inferieure a 20 MeV avec le Carbone. H a o u a t G. e.a.	286
Mesure des Sections Efficaces $(n, 2n)$ et $(n, 3n)$ Entre le Seuil et 15 MeV par la Technique du Gros Scintillateur Liquide. F r e h a u t J., M o s i n s k i G.	303

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

(Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)

Часть 4

Подписано в печать 15/VI 1976 г. Формат 60 x 90 I/16
 Бумага офсетная № 2 Печ.л.20 Уч.-изд.л.16 Тираж 500 экз.
 ТБ-02385 Зак.тип. № 573 Цена 1р.60к.

Отпечатано на ротапринте ЦНИИатоминформа
 119146, Москва, Г-146, лб/лщ 584

Цена 1 р. 60 к.