

# Генерация нейтронов в различных веществах $\alpha$ -частицами с энергией 46 Мэв

В. К. ДАРУГА, Е. С. МАТУСЕВИЧ

УДК 539.125.52

В настоящей работе приведены уточненные данные генерации нейтронов  $\alpha$ -частицами в толстых мишенях. Предварительные результаты были изложены ранее в работах [1, 2].

Мишени из Li, Be, C, Mg, Al, Ti, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Zr, Nb, Mo, Ag, Cd, Ta, W, Au, Pb, Bi и U естественного изотопного состава бомбардировались циклотронным пучком  $\alpha$ -частиц с энергией  $46 \pm 1$  Мэв. Толщина мишеней была равна ионизационному пробегу  $\alpha$ -частицы в веществе соответствующей мишени или немного больше этого пробега.

В экспериментах измерены: спектры вторичных нейтронов под углами 0 и 90° относительно пучка бомбардирующих частиц, угловые распределения в диапазоне  $\theta = 0 \div 140^\circ$  и абсолютные выходы нейтронов с энергиями  $E_n > 0$  и  $E_n \geq 1,8$  Мэв.

Измерения выполнены с помощью однокристалльного стильбенового спектрометра с дискриминацией  $\gamma$ -квантов по форме импульса, стандартного «всеволнового» детектора со счетчиком нейтронов СНМ-5 (BF<sub>3</sub>), детектора быстрых нейтронов ZnS (Ag) + плексиглас и широкодиапазонного детектора ZnS(Ag) + B<sup>10</sup> с полиэтиленовым замедлителем. Характеристики детекторов подробно исследованы [3] на пучках моноэнергетических нейтронов и с помощью нейтронных радиоактивных источников, откалиброванных с точностью, лучшей 5% [4].

**Спектры.** Данных о спектрах вторичных нейтронов как из толстых, так и из тонких мишеней при энергиях бомбардирующих  $\alpha$ -частиц выше 25 Мэв в литературе очень мало. Измерения дифференциальных энергетических распределений нейтронов из тонких Al, Co, Nb, Au мишеней при энергии бомбардирующих  $\alpha$ -частиц 42 Мэв были выполнены в работе [5]. Толстые C, Al, Fe-мишени исследовались в работе [6] при энергии бомбардирующих  $\alpha$ -частиц 39 Мэв.

Спектры вторичных нейтронов из толстых мишеней, полученные в наших экспериментах, для области энергий  $E_n \approx 1 \div 20$  Мэв показаны на рис. 1—5. На участке  $E_n < 2$  Мэв кривые энергетических распределений  $N(E_n)$  были экстраполированы к низким значениям  $E_n$  как с учетом тенденций в изменении формы кривых распределения в районе порога спектрометра, так и с учетом измеренных абсолютных

выходов нейтронов в этой области энергий. На рисунках вертикальной штриховкой показан коридор возможных значений  $N(E_n)$  в этой части спектров.

В табл. 1 приведены значения  $\langle E_n \rangle$  — средней энергии нейтронов в спектре, оцененные по данным рис. 1—5.

Для качественного сравнения полученных энергетических распределений с измерениями других авторов при близких энергиях бомбардирующих  $\alpha$ -частиц были определены значения  $T_L$  — параметрические характеристики спектров для аналитического представления их в виде  $N(E_n) \sim E_n^{5/11} \exp(-\frac{E_n}{T_L})$  [7] (см. рис. 3, Ti). В табл. 2 найденные для некоторых

Средние энергии нейтронов в спектрах

Таблица 1

Мишень	$\langle E_n \rangle$ Мэв		Мишень	$\langle E_n \rangle$ Мэв	
	$\theta = 0^\circ$	$\theta = 90^\circ$		$\theta = 0^\circ$	$\theta = 90^\circ$
Li	$\sqrt[3]{5,2}$	3	Zr	—	2,2
Be	7	2,6	Nb	3,1	2,1
C	6,9	3,4	Ag	2,9	2,1
Mg	5	3,3	Cd	2,9	—
Al	4,6	3	Ta	2,4	1,65
Ti	3,9	—	W	2,7	—
Fe	3,4	2,4	Au	—	1,65
Co	3,3	2,4	Pb	2,6	1,7
Ni	4,6	2,6	Bi	2,4	—
Cu	3,7	—	U	2,5	2,2
Zn	—	2,5			

Параметрические характеристики спектров

Таблица 2

Мишень	$\langle E_n \rangle$ Мэв	$T^*_{(L)}$ , Мэв	$T$ , Мэв
C	33	1,96—2,94	2,3 [6]**
Al	33,5	2,02—2,62	2 [6]; 2,1 [5]***
Fe	34	1,69—2,02	1,6 [6]
Co	34,1	1,58—2,02	1,8 [5]
Nb	35,9	1,37—1,77	1,6 [5]
Au	39,05	0,98—1,4	1,0 [5]

\* Два значения для участков спектра  $E_n < 4$  Мэв и  $4 < E_n < 10$  Мэв.

\*\* Толстая мишень,  $E_\alpha = 39$  Мэв.

\*\*\* Тонкая мишень,  $E_\alpha = 42$  Мэв.

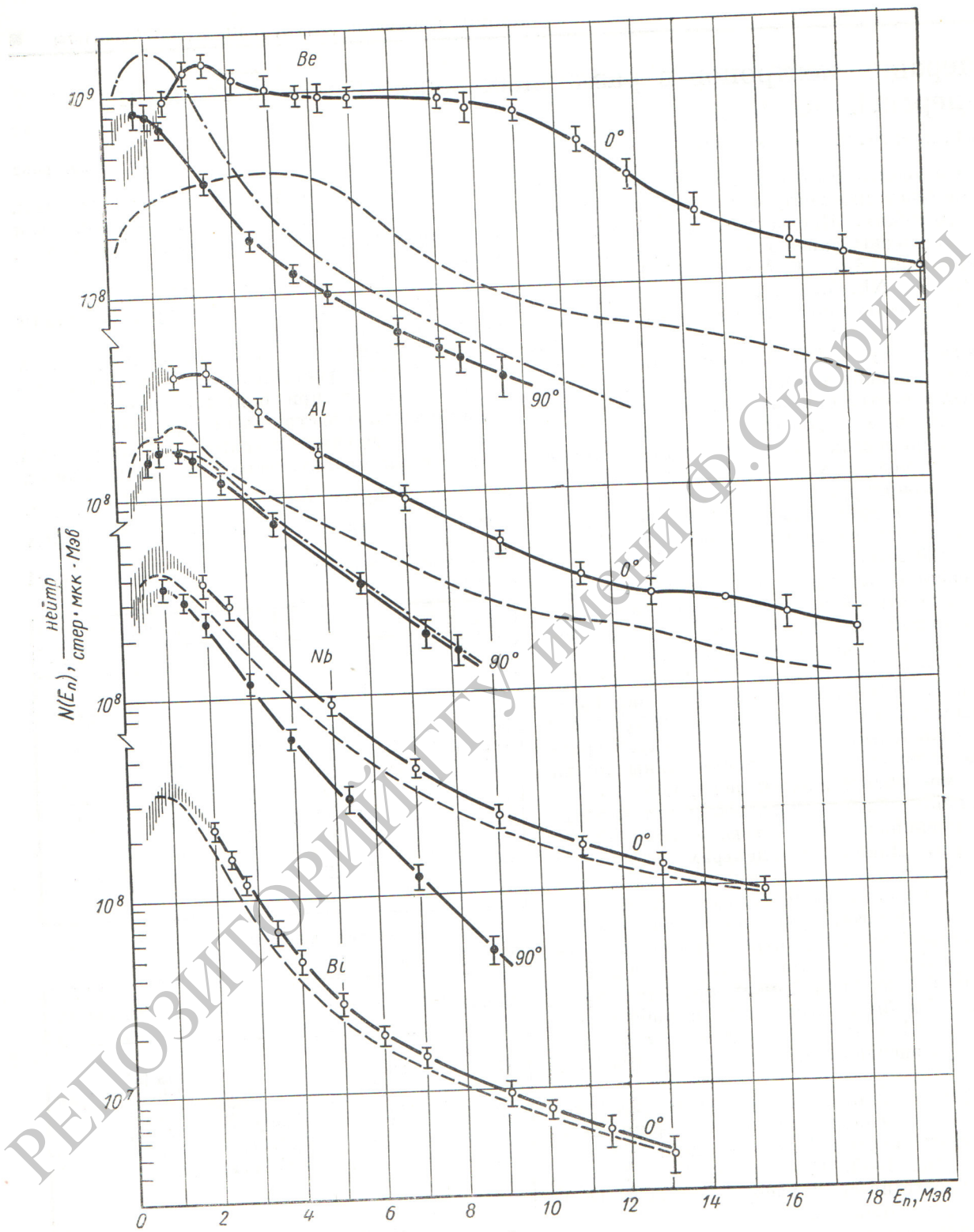


Рис. 1. Спектры нейтронов из Be, Al, Nb, Bi-мишеней.  
 Штриховые и штрих-пунктирные кривые — форма спектров в системе центра масс.



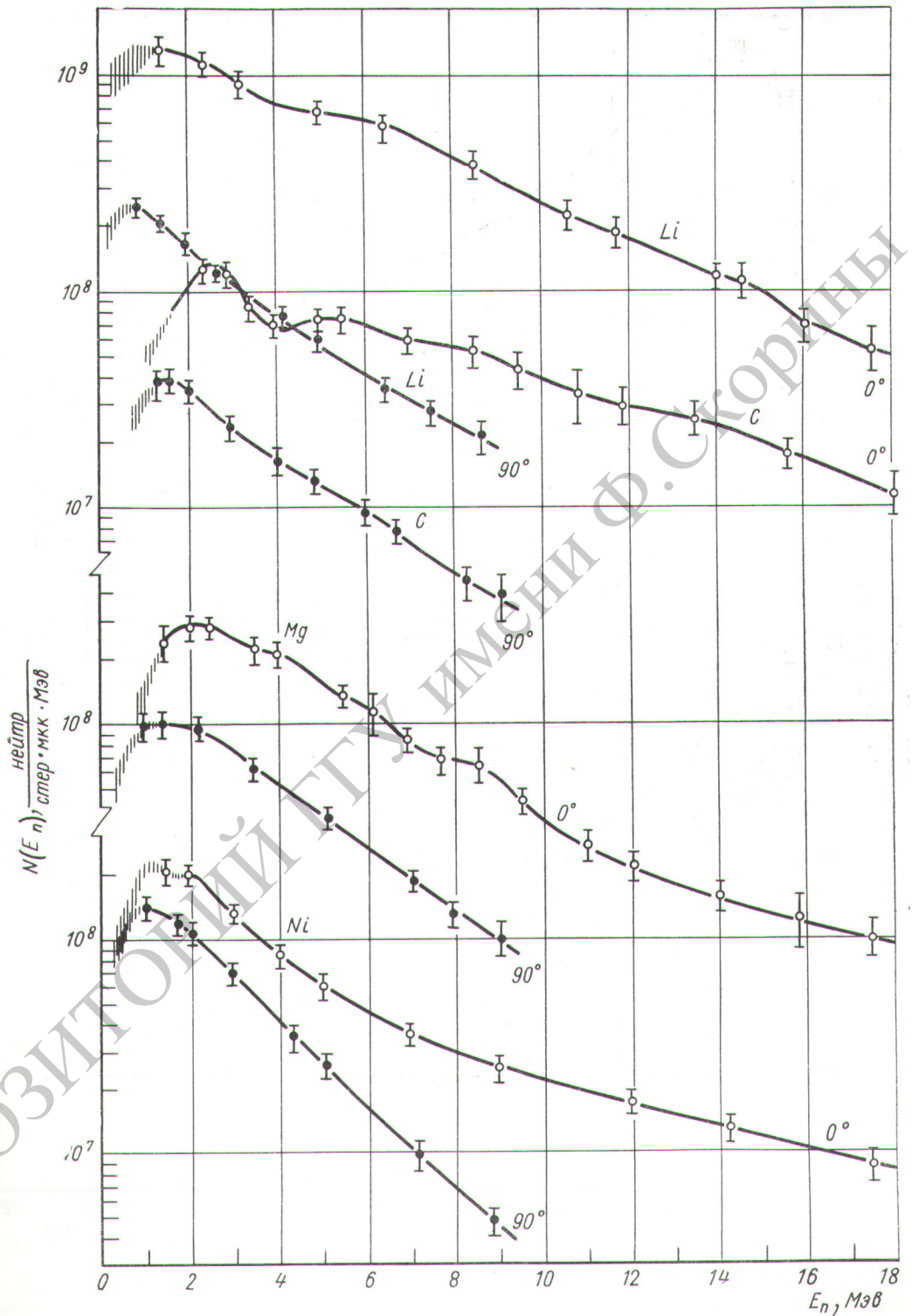


Рис. 2. Спектры нейтронов из Li, C, Mg, Ni-мишеней ( $E_\alpha = 46 \text{ Мэв}$ ).

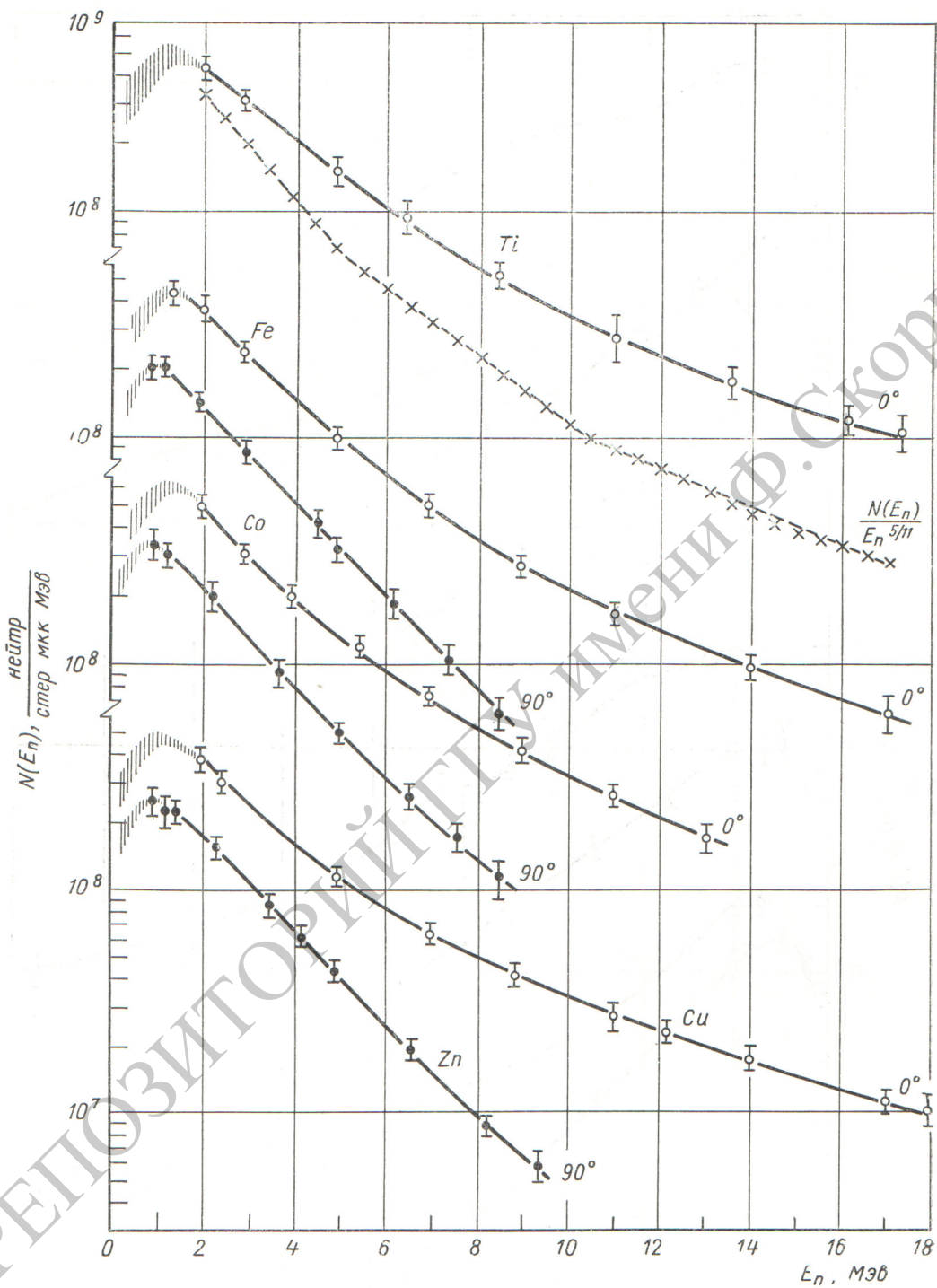


Рис. 3. Спектры нейтронов из Ti, Fe, Co, Cu, Та-мишеней ( $E_\alpha = 46$  Мэв).

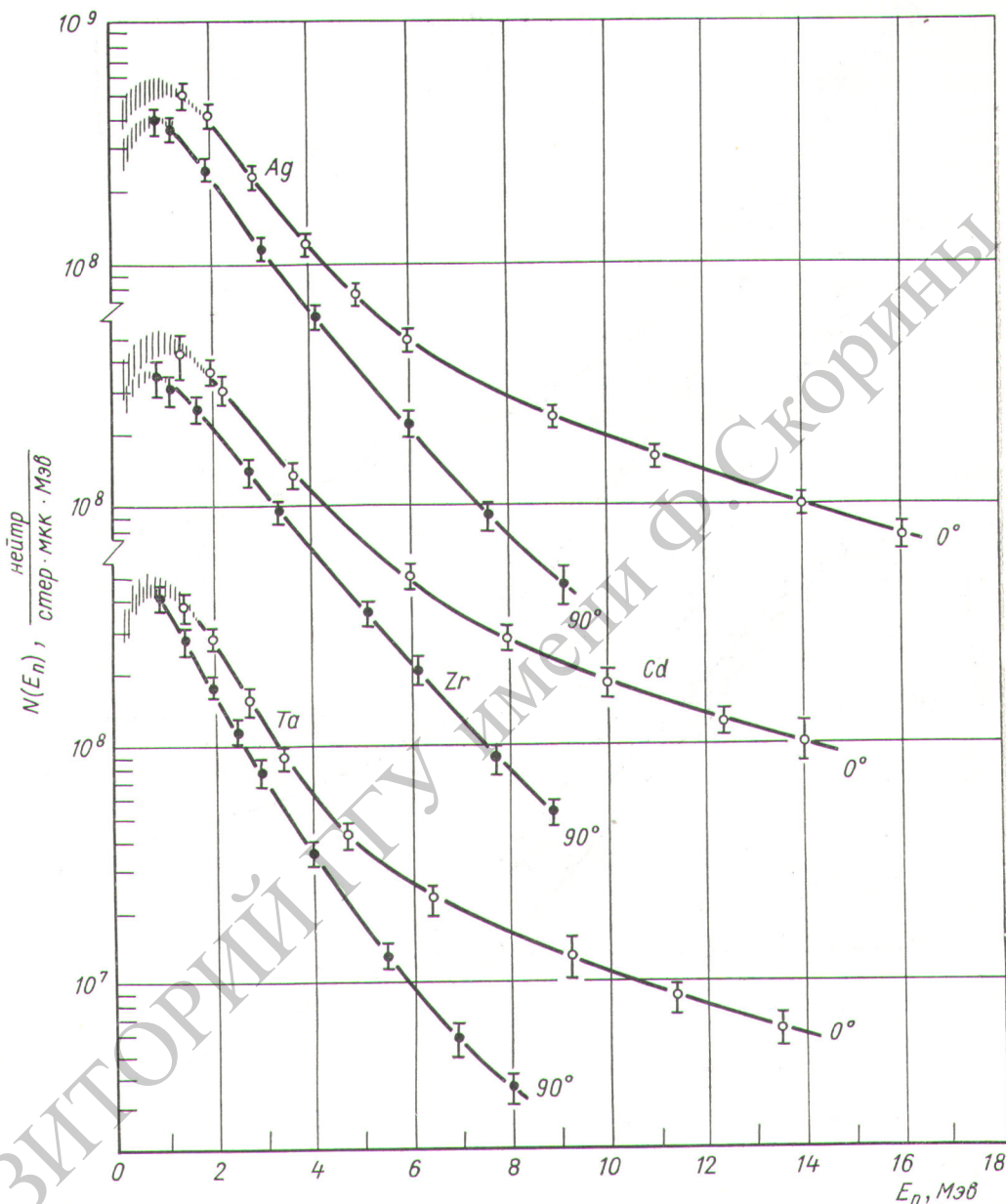


Рис. 4. Спектры нейтронов из Ag, Cd, Zr, Ta-мишеней ( $E_\alpha = 46 \text{ Мэв}$ ).

Спектров под углом  $\theta_{\text{п.м.}} = 90^\circ$  значения  $T_L = T_L$  сравниваются с аналогично полученными в работах [5, 6] значениями параметра  $T$  для участка спектров  $E_n < 10 \text{ Мэв}$ .

Во втором столбце табл. 2 указана средняя эффективная (относительно нейтронного выхода) энергия ( $E_\alpha$ ) бомбардирующей  $\alpha$ -частицы при ядерных взаимодействиях в толстой мише-

ни. Эта величина вычислялась [3] на основании известных данных о парциальных сечениях реакций с выходом нейтронов.

**Угловые распределения.** Угловые распределения выходов нейтронов (рис. 6) с энергиями  $E_n > 0$  и  $E_n \geq 1,8 \text{ Мэв}$  из толстых мишеней представляют собой гладкие функции  $Y(\theta)$  и характеризуются большей или меньшей вытянутостью в направлении  $\theta = 0^\circ$ . Даже



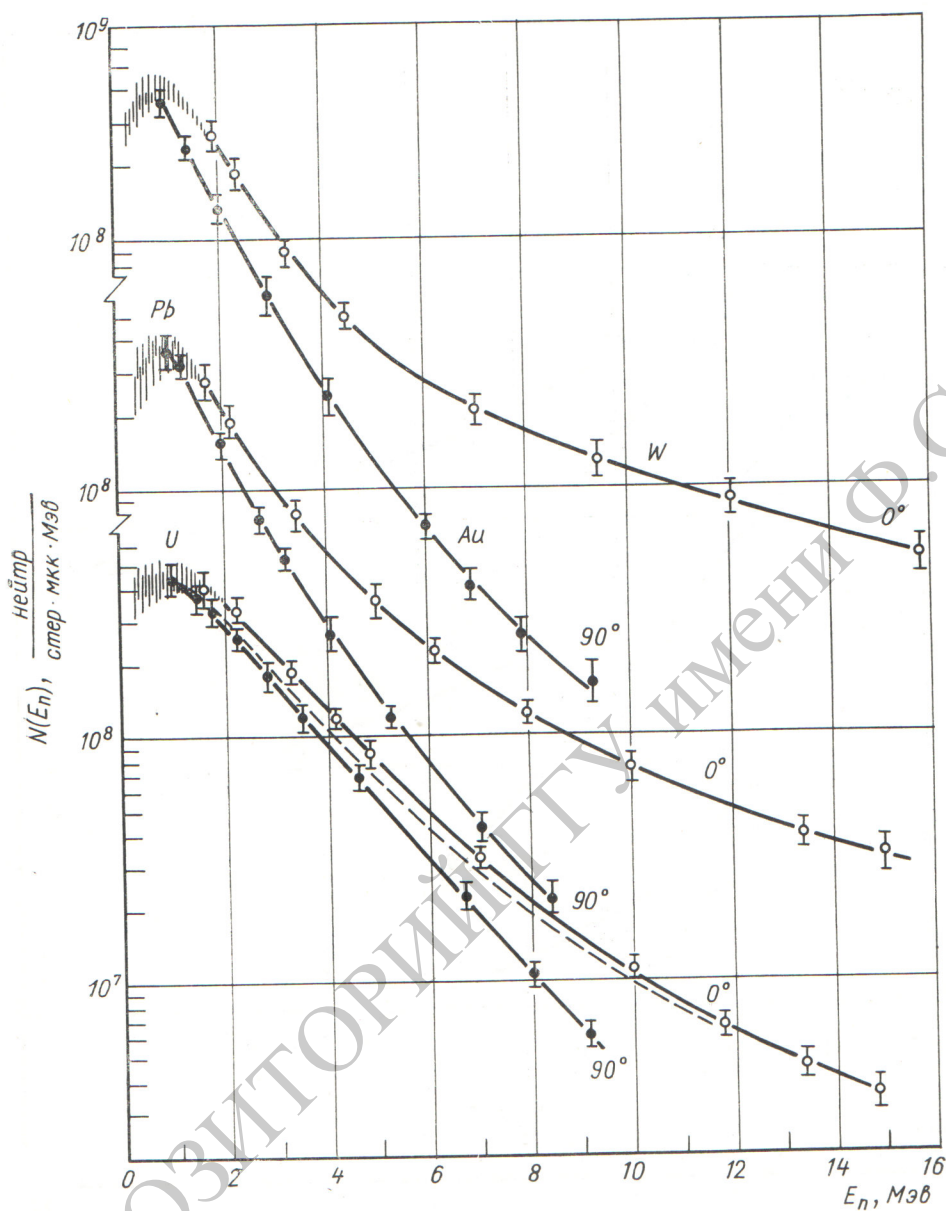


Рис. 5. Спектры нейтронов из W, Au, Pb, U-мишеней ( $E_{\alpha} = 46$  Мэв).

САМЫХ ТЯЖЕЛЫХ элементов отношение выходов  $Y(0^{\circ})/Y(90^{\circ})$  составляет около 1,6 при  $E_n > 0$  и около 2 при  $E_n \geq 1,8$  Мэв. Только в случае бомбардировки  $\alpha$ -частицами урановой мишени это отношение (соответственно 1,27 и 1,5) будет более низким из-за большого вклада нейтронов деления, угловое распределение которых близко к изотропному. На рис. 7 показана зависимость величины отношения  $Y(0^{\circ})/Y(90^{\circ})$  от  $Z$  — атомного номера ядер мишеней.

Не представляется возможным подобрать единую аналитическую форму записи экспериментальных распределений  $Y(\theta)$  вторичных нейтронов из толстых мишеней для всех углов  $\theta$  и всех  $Z$ . Можно предложить следующую приближенную формулу, описывающую распределения  $Y(\theta)$  в области углов  $\theta = 0 \div 90^{\circ}$  и  $Z > 10$ :

$$Y(\theta, Z)/Y(0^{\circ}, Z) \approx [1 + (\eta - 1) \sin^k \theta]^{-1},$$

$$k = \frac{Y(0^\circ)}{Y(90^\circ)} \text{ (см. рис. 7); } k = f(Z) \approx 2 + \frac{\theta^\circ}{45^\circ}.$$

Точность описания относительного хода углового распределения нейтронов этой формулой не хуже  $\pm 20\%$ .

Вводя понятие о средней эффективной энергии бомбардирующей частицы  $\langle E_\alpha \rangle$  и приняв [3] некоторые допущения при преобразовании спектров из лабораторной системы координат в систему центра масс (см. рис. 1 и 5), можно оценить степень влияния на угловое распределение нейтронов усредненной переносной скорости «составного ядра». На рис. 7 нижняя кривая (крестики) показывает зависимость от  $Z$  расчетной величины отношения  $Y(0^\circ)/Y(90^\circ)$  в лабораторной системе координат в предполо-

жении, что в системе центра масс угловое распределение нейтронов ( $E_n > 0$ ) изотропно (с учетом влияния только переносной скорости).

**Абсолютные выходы.** На рис. 8 приведены значения абсолютных выходов нейтронов, измеренные под углом  $\theta = 0^\circ$  для различных толстых мишеней. Измерялись выходы нейтронов с энергией  $E_n > 0$  и энергией выше порога детектора  $ZnS(Ag) + \text{плексиглас}$ . Общая картина распределения выходов в зависимости от  $Z$  мишеней аналогична той, что наблюдалась для случая бомбардировки толстых мишеней протонами с энергией  $23,5 \text{ Мэв}$  [8]. Обращают на себя внимание пониженные выходы из мишеней в районе замкнутой оболочки ( $Z = 28$ ) и более чем в 2 раза повышенный выход из урана (по

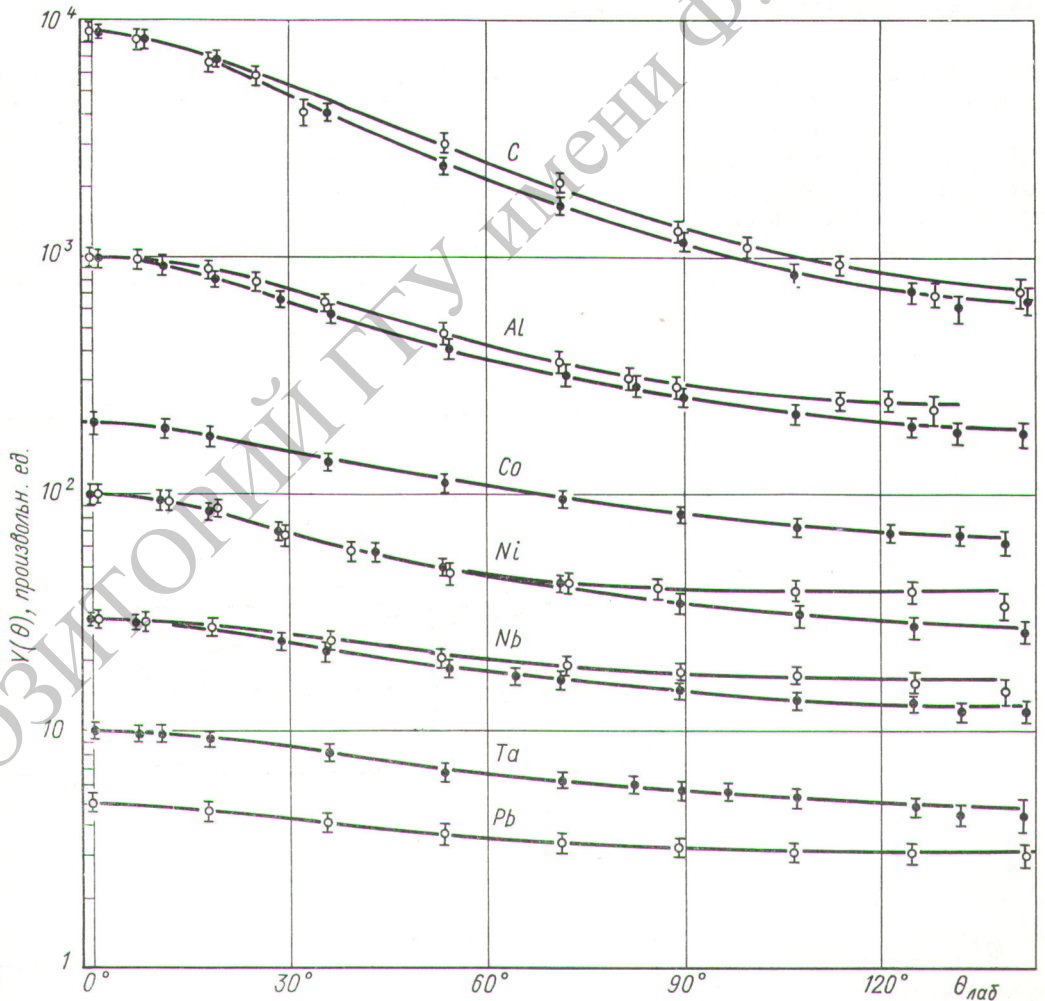


Рис. 6. Угловые распределения нейтронов из некоторых мишеней (○ —  $E_n > 0$ ; ● —  $E_n > 1,8 \text{ Мэв}$ ).



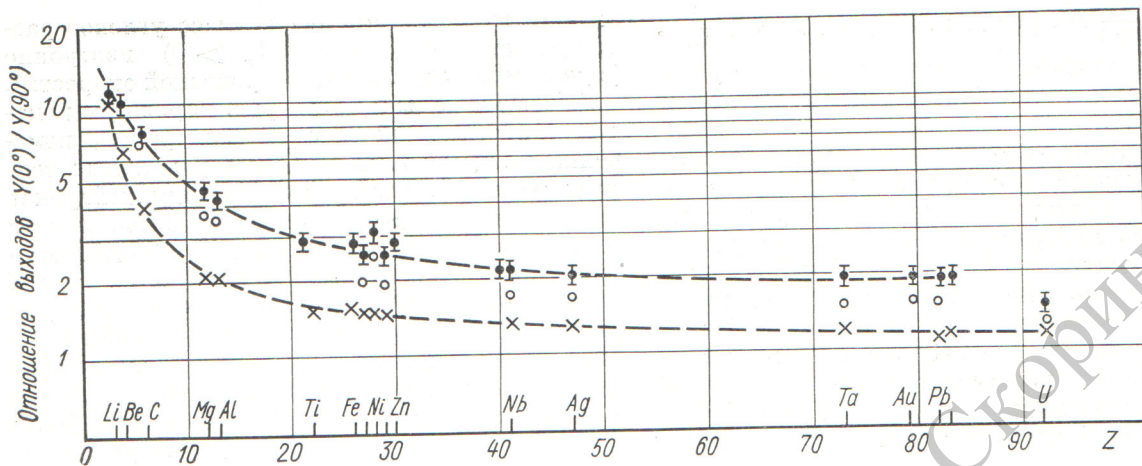


Рис. 7. Зависимость отношения выходов нейтронов в направлениях  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 90^\circ$  от атомного номера  $Z$  мишеней ( $\circ - E_n > 0$ ;  $\bullet - E_n > 1,8 \text{ Мэв}$ ).

сравнению с величиной, экстраполированной по значениям выходов для Ta — Bi), обусловленный делением остаточного ядра.

Полученные в экспериментах значения абсолютных выходов нейтронов и угловые распределения были использованы для определения интегральных полных выходов  $Y_{4\pi}(E_n > 0)$  нейтронов из толстых мишеней, бомбардируе-

мых  $\alpha$ -частицами с энергией 46 Мэв. Полученные величины приведены в табл. 3.

В третьем столбце табл. 3 указаны интегральные полные выходы нейтронов, рассчитанные по экспериментальным данным об абсолютных величинах сечений генерации нейтронов в реакциях с участием  $\alpha$ -частиц [3]. В тех случаях, когда имелась полная информация о парциаль-

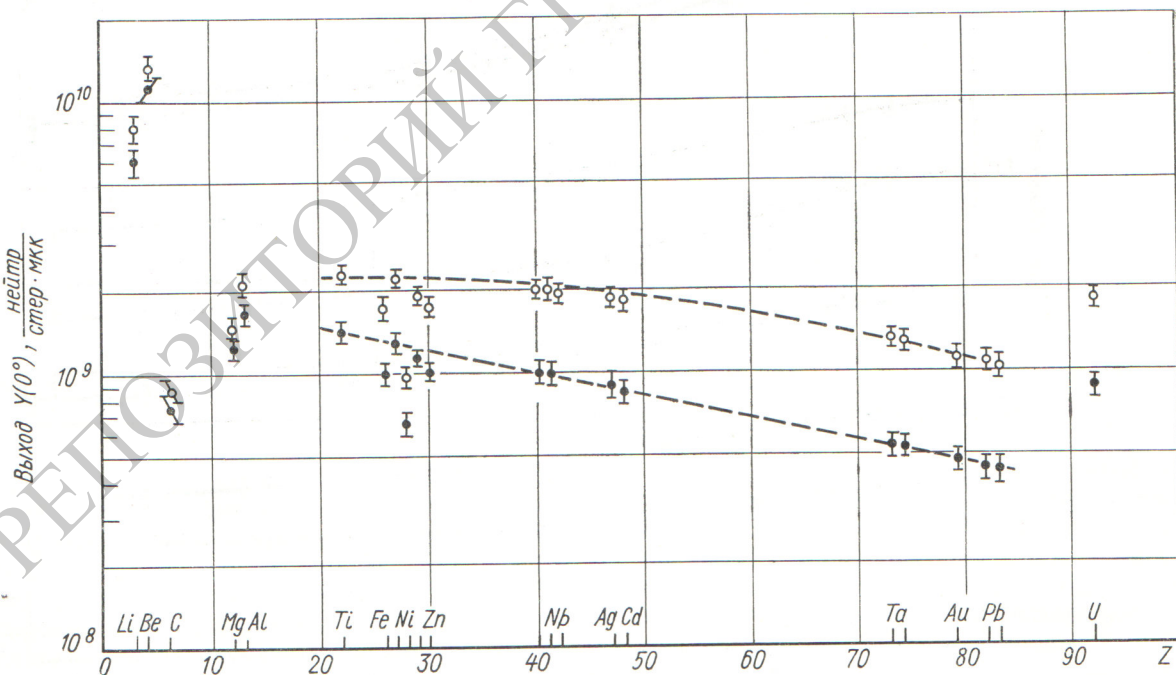


Рис. 8. Распределение по  $Z$  абсолютных выходов нейтронов в направлении  $\theta = 0^\circ$  ( $\theta_{\text{лаб}} = 0^\circ$ ;  $E_\alpha = 46 \text{ Мэв}$ ;  $\circ - E_n > 0$ ;  $\bullet - E_n > 1,85 \text{ Мэв}$ ).



Полные интегральные выходы нейтронов

Таблица 3

Элемент	$Y_{4\pi}$ , нейтр/мкк (эксперимент)	$Y_{4\pi}$ , нейтр/мкк (расчет)
Li	$1,7 \cdot 10^{10} \pm 20\%$	—
Be	$2,9 \cdot 10^{10} \pm 17\%$	—
C	$0,25 \cdot 10^{10} \pm 15\%$	—
Mg	$0,67 \cdot 10^{10} \pm 13\%$	—
Al	$1,0 \cdot 10^{10} \pm 13\%$	—
Si	$1,15 \cdot 10^{10} \pm 14\%$	—
P	$1,6 \cdot 10^{10} \pm 15\%$	—
S	$0,55 \cdot 10^{10} \pm 13\%$	$> 1,1 \cdot 10^{10}$
Cl	$1,4 \cdot 10^{10} \pm 14\%$	$0,56 \cdot 10^{10} \pm 20\%$
Ar	$1,25 \cdot 10^{10} \pm 15\%$	$> 1,1 \cdot 10^{10}$
K	$1,7 \cdot 10^{10} \pm 13\%$	$> 0,57 \cdot 10^{10}$
Ca	$1,6 \cdot 10^{10} \pm 13\%$	—
Sc	$1,6 \cdot 10^{10} \pm 14\%$	$1,4 \cdot 10^{10} \pm 30\%$
Ti	$1,6 \cdot 10^{10} \pm 13\%$	—
V	$1,5 \cdot 10^{10} \pm 14\%$	$1,8 \cdot 10^{10} \pm 20\%$
Cr	$1,15 \cdot 10^{10} \pm 13\%$	$1,25 \cdot 10^{10} \pm 30\%$
Mn	$1,0 \cdot 10^{10} \pm 13\%$	$1,2 \cdot 10^{10} \pm 15\%$
Fe	$0,95 \cdot 10^{10} \pm 12\%$	$1,03 \cdot 10^{10} \pm 15\%$
Ni	$0,9 \cdot 10^{10} \pm 13\%$	$1,05 \cdot 10^{10} \pm 15\%$
Cu	$1,75 \cdot 10^{10} \pm 11\%$	$0,94 \cdot 10^{10} \pm 15\%$
Zn		$1,85 \cdot 10^{10} \pm 15\%$

ные выходы совпали в пределах ошибок их определения.

Авторы приносят благодарность В. А. Дулину, В. Г. Двухшерстнову, Н. Н. Пальчикову за помощь в измерениях.

Поступила в Редакцию 20/XII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Т. Б а к о в [и др. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып. 3. М., Атомиздат, 1966, стр. 266.
2. В. К. Д а р у г а и др. В сб. «Дозиметрия излучений и физика защиты ускорителей заряженных частиц». Дубна, ОИЯИ, 1970, стр. 85.
3. В. К. Д а р у г а. Диссертация. Дубна, ОИЯИ, 1971.
4. В. К. Д а р у г а и др. Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 2. М., Атомиздат, 1971, стр. 3.
5. D. D r a k e et al. Direct interactions and nuclear reaction mechanism. Vol. 1, N. Y.—L., 1963, p. 282.
6. О. Д. Б р и л л ь и др. Ядерные взаимодействия в защите космических кораблей. М., Атомиздат, 1968, стр. 147.
7. К. Л е К у т е р. В сб. «Ядерные реакции». Т. I. М., Госатомиздат, 1962, стр. 323.
8. В. К. Д а р у г а, Е. С. М а т у с е в и ч. «Атомная энергия», 29, 456 (1970).

ных сечениях в области энергий  $E_{\alpha} \leq 46$  Мэв (тяжелые ядра), экспериментальные и расчет-

Abstracts of Articles in this Issue

UDC 621.039.7

The Problem of Radioactive Waste Disposal by B. S. K o b e t s h e v, V. V. K u l i t c h e n k o and F. V. R a u z e n. *Atomnaya energiya*, 33, 723 (1972).

A review [of papers of Fourth International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy is presented. The status of investigations in the field of decontamination of liquid and gaseous radioactive waste, and progress in waste solidification and burial, is summarized. (9 references.)

UDC 621.039.5.058

Strength Investigation of Fuel-Channel Structural Elements of Beloyarsk Atomic Power Plant Reactors by I. Y a. E m e l y a n o v, O. A. S h a t s k a y a, E. Y u. R i v k i n and N. Y a. N i k o l a e n k o. *Atomnaya energiya*, 23, 729 (1972).

In this paper, there are considered the results of an investigation of stress conditions, cyclic strength and stress corrosion of reactor fuel-channel elements at the Beloyarsk Atomic Power Plant. It is shown that the thermal-expansion compensators of the fuel channel are subjected to the greatest stress. It has been established that the cyclic strength of fuel-channel elements is satisfactory. Corrosion cracking can result in the failure of compensators and the welded joints of channel tubing. Recommendations are given for the elimination of such damage. (4 figures, 1 table.)

UDC 621.039.56

Power Plant Automation and Discrete Drive Control Systems by I. Y a. E m e l y a n o v, V. V. V o s k o b o y e v, A. A. S t a n i s l a v s k i y and V. P. P e r f i l y e v. *Atomnaya energiya*, 33, 725 (1972).

Certain problems associated with the use discrete control systems in automated nuclear power plants are considered in this paper. The advantages of discrete systems operating in conjunction with digital computers are shown. Discrete drive control systems are presented the main types discrete drives used in modern reactor engineering, their basic design features and data obtained during operation in nuclear reactor. (5 figures, 7 references.)

UDC 621.039.548

The Effect of Surface Roughness of a Rod Fuel Element on Heat Transfer by O. S. V i n o g r a d o v and P. I. P u t c h k o v. *Atomnaya energiya*, 33, 741 (1972).

The results of experimental investigation of heat transfer and the resistance of rod fuel elements having smooth and rough heat-transfer surfaces are presented.

It has been shown that it is possible to significantly increase (~80%) heat transfer by providing surface roughness of relatively small dimensions. (3 figures, 2 tables, 6 references.)

UDC 621.039.516.22

Radiation Swelling of Certain Transition Metal Borides by T. M. G u s e v a, V. P. G o l t s e v and V. A. O l k h o v i k o v. *Atomnaya energiya*, 33, 747 (1972).

The results of radiation swelling studies of boron-containing compositions subjected simultaneously to high temperatures and neutron irradiation are given in this paper. Compositions based on chromium diboride and chromium plus titanium diborides were investigated. Specimens were irradiated in reactor SM-2 for ~230 eff. days. The undisturbed flux of thermal neutrons was  $5 \cdot 10^{14}$  n/cm<sup>2</sup>·s and of fast neutrons —  $1 \cdot 10^{14}$  n/cm<sup>2</sup>·s. It has been shown that the material swelling is in fact consistent with the extent of porosity, which was determined by measuring the density before and after irradiation, and also by means of structure metallography.

The dependence of swelling and burn-up of B<sup>10</sup> on specimen radius and the dependence of swelling on burn-up are presented. Also presented are the results of temperature dependence studies of swelling. A complete scheme for radiation swelling has been plotted on the basis of the investigations performed. (4 figures, 1 table, 5 references.)