

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:  
Ядерные константы

ВЫПУСК

5 (44)

1981



## ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 5 (44)

Научно-технический сборник

Москва 1981

### СОДЕРЖАНИЕ

|  |    |
|--|----|
| Немировский П.Э., Маневич Л.Г.<br>Энергия деления изотопов урана и трансурановых элементов   | 3  |
| Новоселов Г.М., Коломиец В.М.<br>Об однозначности параметризации нейтронных сечений в низко-<br>энергетической области   | 10 |
| Хуравлев Б.В., Корнилов Н.В.<br>Феноменологическое описание угловых распределений  | 16 |
| Севастьянов В.Д., Ярына В.П.<br>Измерение периода полураспада $^{238}\text{Pu}$  | 21 |
| Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А. и др.<br>Упругое и неупругое рассеяние нейтронов с энергиями от 5 до<br>8 МэВ на кобальте   | 23 |
| Гусев А.Б., Писарев П.В., Сергеев В.К. и др.<br>Библиотека групповых нейтронных сечений радиационного зах-<br>вата осколков деления  | 29 |
| Дмитриев П.П., Молин Г.А.<br>Выходы радиоактивных нуклидов для толстой мишени при энергии<br>протонов 22 МэВ   | 43 |
| Библиографический индекс работ научно-технического сборника<br>"Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы",<br>1981 г., вып. 5(44) в Международной системе СИИДА | 50 |

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Л.Н. УСАЧЕВ

П.П. Благоволин, В.П. Вертебный, В.Я. Головня, Ю.С. Замятин, Ю.А. Казанский,  
С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.А. Коншин, Б.Д. Кузьминов, В.И. Манохин,  
В.И. Матвеев, В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян, М.И. Николаев, Э.Е. Петров,  
Ю.П. Попов, Г.Я. Труханов, О.А. Сальников, С.И. Сухоручкин, Г.Е. Шаталов,  
Г.Б. Яньков, Г.Б. Ярына, М.С. Юткевич

### КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копанец, Ю.В. Сергеевков,  
Ю.В. Хольнов, Н.П. Чижова, Ф.Е. Чукреев

### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

И.А. Архангельский, П.П. Благоволин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский,  
Т.В. Голашвили, Л.В. Диев, В.П. Жарков, С.М. Зарицкий, Ю.А. Казанский,  
В.Г. Кузнецов, А.А. Лукьянов, В.Ф. Любченко, В.Г. Мадеев, В.И. Матвеев,  
В.А. Наумов, М.Н. Николаев, Р.В. Никольский, Г.Б. Померанцев,  
Л.В. Точеный, В.В. Хромов, О.В. Шведов

Ответственный секретарь Д.А. КАРДАШЕВ



Центральный научно-исследовательский институт  
информации и технико-экономических исследований  
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1981

УДК 539.173.4

ЭНЕРГИЯ ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ УРАНА И ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

П.Э.Немировский, Л.Г.Маневич

THE FISSION ENERGY OF NUCLIDES OF  $^{235}\text{U}$ . The total fission energy was obtained from a comparison of the fission nucleus mass and fission fragment masses. The observational energy per fission was calculated by subtraction of neutrino-energy from  $E_{\text{tot}}$ . The neutrino-energy calculation is based on data on decay chains for the fission product nuclei. The calculations were performed for thermal-neutron-induced fission, fast-neutron-induced fission and for fission after bombardment with 14-MeV neutrons. In a comparison of results of the prompt energy calculation with those of the fission fragment energy experiments, of the prompt  $\gamma$ -ray and prompt fission neutron energy measurements, a reasonable agreement is observed.

В работе [1] был осуществлен расчет полной энергии  $E_{\text{tot}}$ , выделяющейся при делении, которая, как известно, может быть выражена следующим образом:

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{pz}} + E_{\beta+\nu+\gamma} + E_{\text{dn}}, \quad (1)$$

где  $E_{\text{pz}}$  - мгновенная энергия деления, определяемая как сумма кинетической энергии осколков  $\mathcal{E}_{\text{к}}^{\text{оск}}$ , кинетической энергии нейтронов  $\mathcal{E}_{\text{n}}^{\text{pz}}$  и энергии мгновенных  $\gamma$ -квантов  $\mathcal{E}_{\gamma}^{\text{pz}}$ . Величина  $E_{\beta+\nu+\gamma}$  соответствует энергии  $\beta$ -распада осколков, при котором вылетают электроны ( $\mathcal{E}_{\beta}$ ),  $\gamma$ -кванты ( $\mathcal{E}_{\gamma}$ ), нейтрино ( $\mathcal{E}_{\nu}$ );  $E_{\text{dn}}$  - энергия, уносимая запаздывающими нейтронами, которая в дальнейшем не учитывается вследствие ее малости. При этом энергия нейтрино уходит в пространство и реальная энергия, выделяющаяся при делении, т.е. наблюдаемая, может быть записана в виде

$$E_{\text{f}}' = E_{\text{tot}} - \mathcal{E}_{\nu}. \quad (2)$$

Обозначим через  $\mathcal{E}_{\rho}$  энергию распада долгоживущих осколков, тогда энергия, выделяющаяся за счет деления в реакторе

$$E_{\text{f}} = E_{\text{f}}' - \mathcal{E}_{\rho}. \quad (3)$$

Кроме того, в реакторе выделяется энергия радиационного захвата. При этом в ряде случаев образуются радиоактивные нуклиды и к энергии радиационного захвата следует прибавить энергию  $\beta$ -распада соответствующих нуклидов. Таким образом, полное тепловыделение на одно деление (на пару осколков) составит

$$Q = E_{\text{f}} + E_{\text{z}}. \quad (4)$$

В настоящей работе проведено сравнение величины энергии  $E_{\text{pz}}$ , рассчитанной из спектра масс и энергий связи, с величиной  $E_{\text{pz}}$ , получаемой из экспериментальных данных по кинетической энергии осколков  $\mathcal{E}_{\text{к}}^{\text{оск}}$ , энергии мгновенных нейтронов  $\mathcal{E}_{\text{n}}^{\text{pz}}$  и мгновенных  $\gamma$ -квантов  $\mathcal{E}_{\gamma}^{\text{pz}}$ .

#### Расчет энергии деления $E_{\text{tot}}$

Энергия  $E_{\text{tot}}$  может быть вычислена как взятая с обратным знаком разность масс стабильных нуклидов, получающихся в результате  $\beta$ -распада осколков, и массы делящегося изотопа. Таким образом, имеем

$$E_{\text{tot}} = M_{\text{f}} c^2 - \sum q_i M_i c^2 = \sum q_i E_{\beta}^i - E_{\beta}^f + \bar{n} \cdot 0,782. \quad (5)$$

Здесь  $q_i$  - выход осколка, отнормированный на два осколка на одно деление;  $E_{\beta}^i$  - энергия связи ядра;  $\bar{n} = (Z_{\rho} + Z_{\text{H}} - Z_{\text{f}})$  - разность окончательного заряда пары нуклидов, получившихся после  $\beta$ -распада осколков, и заряда делящегося ядра  $Z_{\text{f}}$ .

Значение полной энергии деления  $E_{tot}$ , вычисляемое из выходов и масс осколков, сильно зависит от величины  $\nu$  - числа вторичных нейтронов деления, которое дает данное распределение осколков.

Простейший метод расчета правой части уравнения (5) состоит в том, что выход легких осколков принимается равным табличному значению, а выход тяжелых вычисляется следующим образом:

$$q_{A_H^i} = q_{A_f^i} (n - \nu) + q_{A_f^{i-1}} (\nu + 1 - n). \quad (6)$$

Здесь  $A_f^i + A_H^i = A_f + 2 - n$ ;  $n > \nu > (n - 1)$ ,  $n$  - целое, так, что суммируя по  $q_{A_f^i}$ , получим  $A_f + A_H = A_f + 1 - \nu$ . Выход тяжелых осколков при этом не будет совпадать с экспериментальным, но будет обеспечивать необходимое  $\nu$ .

В работе [1] был рассмотрен другой подход, предполагающий отыскание  $\nu$  для каждого значения  $A_f$ . Так, например, в случае  $^{235}\text{U}$  выход  $A_f = 89$  можно сопрячь с выходом  $A_H = 144$  и  $A_H = 145$ . Математически задача сводится к нахождению  $\nu_i$  из цепочки линейных уравнений

$$\begin{aligned} \alpha_i &= y_k \beta_k + (1 - y_{k-1}) \beta_{k-1}; \\ \sum \alpha_i &= 100; \quad \sum \beta_k = 100; \quad y_k > 0, \end{aligned} \quad (7)$$

которая обрывается при очень малых массовых числах для  $A_f \approx (72-75)$  и  $A_H \approx (160-165)$ ;  $\alpha_i$  и  $\beta_k$  соответственно выходы легких и тяжелых осколков.

Решением системы (7) вплоть до симметричного деления было получено  $\nu$ , соответствующее экспериментальному распределению осколков. Это значение несколько отличается от оцененного табличного значения. Для деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  на тепловых нейтронах отличие составляет 0,02-0,05. Можно несколько подправить (в пределах погрешности) оцененное распределение осколков, получить табличное значение  $\nu$  и тогда вычислить  $E_{tot}$  по формуле:

$$E_{tot} = \sum \left[ \alpha_i E_f^{e_i} + (1 - x_i) \alpha_i E_f^{H_i} + x_i \alpha_i E_f^{H_{i+1}} \right] - E_f^f + 0,782 \sum \alpha_i \bar{m}_i. \quad (8)$$

Результаты расчета  $E_{tot}$ , проведенного в работе [1], даны в табл. I, где  $\nu_{oc}$  - оцененное  $\nu$ ,  $\nu_p$  - расчетное.

Таблица I  
Полная энергия деления  $E_{tot}$ , Мэв

| Нуклид            | $E_{tot}$    | $\nu_p$ | $\nu_{oc}$ |
|-------------------|--------------|---------|------------|
| $^{233}\text{U}$  | 198,3 ± 0,5  | 2,448   | 2,479      |
| $^{235}\text{U}$  | 202,6 ± 0,3  | 2,414   | 2,416      |
| $^{239}\text{Pu}$ | 207,05 ± 0,3 | 2,867   | 2,862      |
| $^{241}\text{Pu}$ | 210,8 ± 0,5  | 2,933   | 2,924      |

Погрешность получена из разности между энергиями, соответствующими  $\nu$  из распределения [2], и оцененными значениям  $\nu$ . Как видим, за исключением  $^{233}\text{U}$  расчетные  $\nu$  мало отличаются от оцененных. Поскольку отличие  $\nu$  на 0,01 дает изменение  $E_{tot}$  на 0,07 Мэв, то можно считать согласие хорошим.

#### Энергия $\beta$ -распада

Как уже отмечалось, для получения энергии деления  $E_f$ , необходимо знать энергию нейтрино  $\epsilon_\nu$ . При расчете этой величины определяется полная энергия  $\beta$ -распада  $E_0^i$  для каждой цепочки исходя из данных [3,4]. Затем, используя схемы распада, можно получить среднюю энергию  $\beta$ -электронов [5,6] и отдельно  $\epsilon_\nu$  и  $\epsilon_f$ . Такая программа осуществлена в работе [1]. Полную энергию распада осколков можно записать в виде

$$\bar{E}_0 = \sum q_i E_0^i / 100, \quad (9)$$

где

$$E_0^i = \sum_k p_i^k \epsilon^{ik}. \quad (10)$$

Здесь  $p_i^k = q_{i+1}^k / q_i$  - кумулятивный выход  $k$ -го нуклида, т.е. сумма независимых выходов данного нуклида  $Z_k$  и всех нуклидов с  $Z_k < Z$  в  $i$ -й цепочке. В случае, если известны изомерные переходы, то они учитываются при подсчете независимых выходов.

Неточность в определении величин энергий распада и независимых выходов была оценена в работе [1] и приводит к полной неточности для  $E_0$  приблизительно 0,2 МэВ.

Надо отметить, что энергии распада отдельных нуклидов для области, близкой к линии  $\beta$ -устойчивости, известны с точностью 1% или лучше. Для членов цепочки, удаленных от  $\beta$ -устойчивости на  $\Delta Z > 2$ , следует, однако, полагаться на теоретические оценки [3,7].

Схема распада, с помощью которой определяется доля энергии, приходящаяся на  $\gamma$ -излучение, электроны и нейтрино, известна в меньшем числе случаев, чем полная энергия распада. Статистическое рассмотрение показывает, что  $\gamma$ -кванты уносят (25-30)% энергии распада, а на долю нейтрино приходится в  $^{235}\text{U}$  58% оставшейся энергии [6]. Таким образом,  $0,406E_0 < \epsilon_\nu < 0,435E_0$  для малоизученных нуклидов, энергия распада которых составляет 40% всей энергии  $E_0$ . Это значит, что погрешность в определении энергии нейтрино составит 1,2% полной энергии распада.

Кроме того, ряд нуклидов имеет по два изомерных состояния с временем жизни  $> 1$  с и распад верхнего состояния идет в ряде случаев преимущественно через  $\beta$ -распад. Если возбужденное изомерное состояние образуется при делении, то энергия нейтрино будет несколько выше, чем при образовании основного состояния. Это приведет к добавке в энергии нейтрино 0,04-0,05 МэВ.

Как известно,  $\beta$ -переходы бывают разрешенные и запрещенные. Для того чтобы точно установить, является ли переход разрешенным или запрещенным первого порядка, необходимо знать спины и четность начального и конечного состояний. Они известны далеко не во всех случаях. Однако при энергиях  $\beta$ -переходов  $> 2$  МэВ спектр мало зависит от порядка запрета и определяется граничной энергией  $\beta$ -спектра  $E_\beta^{ik}$  и кулоновским фактором, который является функцией  $Z$  и энергии. Для низкоэнергетических переходов зависимость от порядка запрета более существенна, однако в этом случае, как правило, спины и четности известны. Используя данные о средней энергии  $\beta$ -электронов [6] и учитывая, что основной внос в энергию распада цепочки дают переходы с энергией  $> 3$  МэВ, получаем, например, для  $^{235}\text{U}$  [1]:

$$\begin{aligned} \epsilon_\gamma &= (0,278 \pm 0,01) E_0; \\ \epsilon_\beta &= (0,302 \pm 0,01) E_0; \\ \epsilon_\nu &= (0,42 \pm 0,012) E_0. \end{aligned} \quad (II)$$

Для  $^{239}\text{Pu}$  отношение  $\epsilon_\gamma$  к  $E_0$  больше и составляет  $\epsilon_\gamma = 0,288 E_0$ . В целом данные по  $\beta$ -распаду приведены в табл.2.

Прямые экспериментальные данные по измерению тепловыделения осколков после завершения цепной реакции имеются в основном для  $^{235}\text{U}$ . Эти данные относятся к временам больше 1 с. Для  $1 \text{ с} < \tau < 10^5 \text{ с}$  интегральное энерговыделение составляет 10,8 МэВ на деление с точностью 3-5%. Для еще больших времен интегральное энерговыделение из расчета получается равным 0,92 МэВ. Для  $\tau < 1$  с

оцениваем эту величину в 1,4 МэВ. Таким образом, частично экспериментальные данные дают  $(\epsilon_\beta + \epsilon_\gamma) = (13,12 \pm 0,4)$  МэВ, что на 3% больше расчета. Исходя из системы (II) для  $\epsilon_\nu$  можно получить 9,45 МэВ. Учитывая как чисто расчетные, так и частично экспериментальные данные, можно принять  $\epsilon_\nu = 9,35$  МэВ ( $\epsilon_\beta = 6,78$ ,  $\epsilon_\gamma = 6,22$ ). Для остальных делящихся нуклидов мы сохранили расчетные значения  $\epsilon_\nu$ .

Таблица 2  
Средняя энергия распада на пару осколков, МэВ

| Нуклид            | $E_0$           | $\epsilon_\beta$ | $\epsilon_\gamma$ | $\epsilon_\nu$  |
|-------------------|-----------------|------------------|-------------------|-----------------|
| $^{233}\text{U}$  | $17 \pm 0,3$    | $5,0 \pm 0,35$   | $4,9 \pm 0,35$    | $7,1 \pm 0,38$  |
| $^{235}\text{U}$  | $22,1 \pm 0,2$  | $6,7 \pm 0,25$   | $6,15 \pm 0,25$   | $9,25 \pm 0,28$ |
| $^{239}\text{Pu}$ | $17,6 \pm 0,25$ | $5,2 \pm 0,3$    | $5,07 \pm 0,3$    | $7,33 \pm 0,32$ |
| $^{241}\text{Pu}$ | $22,2 \pm 0,3$  | $6,75 \pm 0,35$  | $6,15 \pm 0,35$   | $9,30 \pm 0,38$ |

### Энерговыделение в реакторе на одно деление

На основании приведенного выше расчета величин  $E_{tot}$  и  $\epsilon_\nu$ , воспользовавшись соотношением (2), получим интересующую нас величину наблюдаемой энергии деления  $E_{f,1}$ . Чтобы получить энергию  $E_{f,1}$ , выделяющуюся в реакторе, следует исключить большую часть энергии распада нуклидов  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  и частично энергии  $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{106}\text{Zr}$ ,  $^{106}\text{Nb}$ ,  $^{144}\text{Pr}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{155}\text{Eu}$ , вы-

деляющемуся в топливе в основном после остановки реактора и извлечения топлива. Наша оценка величины  $\epsilon_r$  в формуле (3) дает  $\epsilon_r \approx 0,15$  МэВ.

Как уже отмечалось, в реакторе происходят также процессы радиационного захвата, сопровождающиеся в ряде случаев  $\beta$ -распадом. В водо-водяном энергетическом реакторе радиационный захват в  $^{235}\text{U}$  испытывает 0,17 нейтрона на одно деление. Далее, из 2,42 нейтрона деления 0,7 захватывается в  $^{238}\text{U}$ ; 0,05 в  $^{135}\text{Xe}$ ; 0,323 в  $\text{H}_2\text{O}$ ; 0,10 в  $\text{Zr}$ ; 0,075 в осколках. В итоге радиационный захват и последующий  $\beta$ -распад дают  $E_z = 7,5$  МэВ. В  $^{239}\text{Pu}$  радиационный захват испытывает на одно деление на 30 % большее число нейтронов.

Таким образом, на основании результатов, изложенных в предыдущих разделах, и в соответствии с формулами (1)-(4) нами получены значения величин энергии  $E_{pz}$ ,  $E_{f'}$ ,  $E_z$  и  $Q$ , которые мы приводим в табл.3.

Таблица 3

Энерговыделение в реакторе за счет деления горючего на тепловых нейтронах, МэВ

| Нуклиды                   | $E_{pz}$  | $E_{f'}$  | $E_z$ | $Q$       |
|---------------------------|-----------|-----------|-------|-----------|
| $^{233}\text{U}$          | 181,3±0,6 | 191,2±0,6 | 7,6   | 198,6±0,6 |
| $^{235}\text{U}$          | 180,2±0,5 | 193,2±0,4 | 7,5   | 200,6±0,4 |
| $^{239}\text{Pu}$         | 189,4±0,5 | 199,7±0,4 | 10,2  | 209,8±0,4 |
| $^{241}\text{Pu}$         | 188,6±0,6 | 201,4±0,6 | 10,5  | 211,8±0,6 |
| $^{241}\text{Am}$         | 192 ±1,5  | 201,5±1   |       |           |
| $^{242\text{m}}\text{Am}$ | 192,1±1,5 | 202,4±1   |       |           |
| $^{238}\text{Pu}$         | 188,3±1,5 | 197,7±1   |       |           |
| $^{243}\text{Cm}$         | 195 ±2,0  | 204 ±1,5  |       |           |
| $^{245}\text{Cm}$         | 193 ±2,0  | 203,1±1,5 |       |           |

Аналогичные расчеты были проведены для энерговыделения при делении на быстрых нейтронах. В этом случае происходит поглощение кинетической энергии падающего нейтрона  $E_n^k$  и

$$E_{tot} = \sum q_i E_\beta^i - E_\beta^f + \bar{\nu} \cdot 0,782 + E_n^k. \quad (12)$$

Однако с точки зрения расчета энерговыделения  $E_n^k$  в равенстве (12) учитывать не следует, так как энергия нейтрона входит в разность энергий связи и мы поэтому рассматриваем величину

$$E^1 = E_{tot} - E_n^k. \quad (13)$$

Оцененные данные для деления на быстрых нейтронах менее достоверны, чем в тепловой области, поэтому решать уравнения для получения  $\nu(A_e)$  не представляется возможным. Нами был проведен расчет по формуле

(6) для одного и того же значения оцененного  $\nu$  отдельно исходя из распределений тяжелых и легких осколков. Если бы оцененное  $\nu$  совпадало с получаемым из  $(A_f - \sum q_i A_i)$ , то оба значения  $E_{tot}$  были бы тождественны, однако это не так.

Вычисляя  $E_{tot}$  для  $^{238}\text{U}$  при делении на спектре деления  $^{235}\text{U}$ , получаем исходя из распределения легких осколков [4,8] для  $E^1$  значение 205,6 МэВ, из распределения тяжелых осколков 205,8 МэВ. Оценки близки и можно принять  $E^1 = 205,7 \pm 0,3$  МэВ.

Аналогичные расчеты можно провести на спектре деления и для других ядер, в частности  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Для указанных ядер точность определения  $E^1$  из энергий связи будет хорошей, так как оцененное  $\nu$  известно с удовлетворительной точностью. Однако для других нуклидов точность определения  $\nu$  хуже.

При рассмотрении деления на нейтронах с энергией 14 МэВ  $\nu$ , получаемое из суммы масс осколков, неплохо согласуется как для  $^{235}\text{U}$ , так и для  $^{238}\text{U}$ . Оценка энергии деления отдельно по легким и тяжелым осколкам дает хорошее согласие.

Энергия  $\beta$ -распада осколков  $^{235}\text{U}$  при делении на нейтронах с энергией порядка 1 МэВ практически совпадает с энергией  $\beta$ -распада при делении на тепловых нейтронах. Энергия  $\beta$ -распада при делении на нейтронах энергии 14 МэВ существенно меньше. Это является следствием роста  $\nu$  с увеличением энергии нейтрона.

Энергия  $\beta$ -распада для  $^{238}\text{U}$  существенно больше, чем для  $^{235}\text{U}$ . При делении на нейтронах спектра деления после вылета мгновенных нейтронов суммарная масса осколков для  $^{238}\text{U}$  больше, чем для  $^{235}\text{U}$  на 2,6. Таким образом, в среднем осколки деления  $^{238}\text{U}$  испытывают на 2,6 распада больше, чем в  $^{235}\text{U}$ .

Результаты расчета для быстрых нейтронов приводятся в табл.4.



Для практических целей в быстрых реакторах существенна энергия  $E_2$ :

$$E_2 = E_f - E_n^k. \quad (14)$$

Из  $E_f$  исключена кинетическая энергия нейтрона, производящего деление, так как она учитывалась бы два раза. Энергия деления  $E_f$  имеет очень близкие значения при делении на тепловых нейтронах, на нейтронах деления и на 14-МэВ нейтронах как для  $^{235}\text{U}$ , так и для  $^{239}\text{Pu}$  (нейтроны деления). В  $^{238}\text{U}$  величины  $E_f$  для нейтронов деления и для нейтронов с  $E_n^k=14$  МэВ также практически совпадают.

Таблица 4

Энергия деления на быстрых нейтронах, МэВ

| Нуклид            | $E_n^k$ | $\nu$           | $E'$  | $\epsilon_\nu$ | $E_2$            |
|-------------------|---------|-----------------|-------|----------------|------------------|
| $^{232}\text{Th}$ | 3,3     | $2,35 \pm 0,07$ | 196,5 | 11,4           | $185,1 \pm 0,7$  |
| $^{235}\text{U}$  | 1       | $2,48 \pm 0,05$ | 202,0 | $9,3 \pm 0,5$  | $192,7 \pm 0,65$ |
| $^{235}\text{U}$  | 14      | $4,39 \pm 0,24$ | 187,0 | $7,5 \pm 0,5$  | $179,5 \pm 1,2$  |
| $^{236}\text{U}$  | 2,5     | 2,69            | 201,8 | $10,0 \pm 0,7$ | $191,8 \pm 2,2$  |
| $^{237}\text{Np}$ | 2,5     | $2,81 \pm 0,09$ | 203,8 | $8,4 \pm 0,7$  | $195,4 \pm 1,0$  |
| $^{238}\text{U}$  | 3       | $2,81 \pm 0,09$ | 205,6 | $11,6 \pm 0,4$ | $194,0 \pm 0,6$  |
| $^{238}\text{U}$  | 14      | $2,45 \pm 0,15$ | 193   | $10,1 \pm 0,5$ | $182,9 \pm 1,2$  |
| $^{239}\text{Pu}$ | 1       | $2,94 \pm 0,05$ | 206,4 | $7,3 \pm 0,3$  | $199,1 \pm 1,1$  |
| $^{240}\text{Pu}$ | 2,5     | $3,24 \pm 0,15$ | 205,5 | $7,9 \pm 0,5$  | $197,6 \pm 1,7$  |

### Обсуждение расчетных и экспериментальных данных

Представляет интерес сравнение полученной нами в основном расчетным путем согласно формуле (1) величины  $E_{pz}$  - мгновенной энергии деления - с соответствующей энергией, которая вытекает из рассмотрения экспериментальных данных. По определению

$$E_{pz} = \epsilon_k^{\text{оск}} + \epsilon_n^{pz} + \epsilon_f^{pz}. \quad (15)$$

Обратимся к анализу каждой из составляющих величин в правой части равенства (15).

Существующие экспериментальные данные по средним кинетическим энергиям осколков  $\epsilon_k^{\text{оск}}$  по измерениям различных авторов расходятся довольно существенно. Рассмотрим сначала деление на тепловых нейтронах. Мы использовали данные, представленные в обзоре [9] и в работах [10, 16]. В результате усреднения, проведенного нами с учетом погрешностей, указанных в этих работах, нами были получены средние кинетические энергии осколков и энергии осколков  $E_k^{\text{оск}}$ , которые получаются после вычитания части энергии мгновенного нейтрона, связанной с движением осколка. Результаты представлены в табл.5.

Таблица 5

Средние кинетические энергии осколков для деления на тепловых нейтронах, МэВ

|                           | $^{233}\text{U}$ | $^{235}\text{U}$ | $^{239}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Am}$ | $^{245}\text{Cm}$ |
|---------------------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $\epsilon_k^{\text{оск}}$ | $171,6 \pm 1,5$  | $171,9 \pm 1,5$  | $178,4 \pm 1,6$   | $179,1 \pm 1,6$   | $182,0 \pm 2,7$   | $184,5 \pm 2,5$   |
| $E_k^{\text{оск}}$        | 169,6            | 170              | 176,2             | 176,8             | 179,5             | 181,5             |

Для деления на быстрых нейтронах имеется ограниченное число данных, поэтому приходится исходить из результатов отдельных авторов. Основным источником служил обзор [9]. В дальнейшем рассматриваются кинетические энергии осколков, усредненные по спектру нейтронов деления  $^{235}\text{U}$ . При таком подходе погрешность возрастает за счет нейтронов верхней части спектра, когда происходит падение  $\epsilon_k^{\text{оск}}$ . В табл.6 мы приводим энергии осколков для деления ядер, не делящихся на тепловых нейтронах.

Следует отметить, что для  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в области энергий нейтронов  $< 4$  МэВ кинетические энергии осколков совпадают с величинами этих энергий при делении на тепловых нейтронах в пределах ошибки эксперимента.

Таблица 6

Кинетические энергии осколков, МэВ

|                           | $^{232}\text{Th}$ | $^{237}\text{Np}$ | $^{238}\text{U}$ | $^{240}\text{Pu}$ |
|---------------------------|-------------------|-------------------|------------------|-------------------|
| $\epsilon_k^{\text{оск}}$ | $163,1 \pm 2$     | $175,2 \pm 2$     | $172 \pm 1,8$    | $178 \pm 2,5$     |
| $E_k^{\text{оск}}$        | $161,4 \pm 2$     | $173,1 \pm 2$     | $169,9 \pm 1,8$  | $175,5 \pm 2,5$   |

Значения средней энергии мгновенных нейтронов  $\epsilon_n^{pz}$  при делении на тепловых нейтронах для  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  взяты нами из работы [11]. Эти данные хорошо согласуются с приводимыми в [12]. Для  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{245}\text{Cm}$  величина  $\epsilon_n^{pz}$  взята из последней работы. Что касается  $^{241}\text{Am}$ , то прямые измерения отсутствуют, и мы приводим свою оценку (табл.7).

При делении на быстрых нейтронах средняя энергия мгновенного нейтрона существенно зависит от энергии падающего нейтрона  $E_n$ . Это подтверждает приводимая нами табл. 8, в которую включены данные из работ [12, 13] для  $^{238}\text{U}$ .

Таблица 7

Значения  $\epsilon_n^{pz}$  для деления на тепловых нейтронах, МэВ

|                       | $^{233}\text{U}$ | $^{235}\text{U}$ | $^{239}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Am}$ | $^{245}\text{Cm}$ |
|-----------------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $\epsilon_n^{pz}$     | $1,98 \pm 0,03$  | $1,93 \pm 0,03$  | $2,05 \pm 0,03$   | $2,00 \pm 0,05$   | $2,1 \pm 0,1$     | $2,25 \pm 0,07$   |
| $\nu \epsilon_n^{pz}$ | $4,88 \pm 0,07$  | $4,65 \pm 0,07$  | $5,82 \pm 0,09$   | $5,85 \pm 0,15$   | $6,85 \pm 0,3$    | $8,62 \pm 0,3$    |

Таблица 8

Значения  $\epsilon_n^{pz}$  для деления  $^{238}\text{U}$ , МэВ

| $E_n$ | $\epsilon_n^{pz}$ |
|-------|-------------------|
| 1,9   | $2,019 \pm 0,08$  |
| 2,3   | $1,85 \pm 0,08$   |
| 2,09  | $1,927 \pm 0,04$  |
| 4,9   | $2,133 \pm 0,04$  |

Видно, что для спектра деления трудно получить однозначный результат, поэтому мы принимаем оценку для всех ядер при делении на быстрых нейтронах  $\epsilon_n^{pz} \approx 2$  МэВ с погрешностью для  $^{238}\text{U}$ , равной 0,1 МэВ, а для прочих 0,2 МэВ.

Наконец, рассмотрим энергию мгновенных  $\gamma$ -квантов  $\epsilon_\gamma^{pz}$ . На основании данных, представленных в работах [14, 15], приведем экспериментальные результаты в табл.9.

Таблица 9

Значения  $\epsilon_\gamma^{pz}$ , МэВ

|                   | $\epsilon_\gamma^{pz}$ [14] | $\epsilon_\gamma^{pz}$ [15] | $\bar{\epsilon}_\gamma^{pz}$ |
|-------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| $^{233}\text{U}$  |                             | $6,69 \pm 0,3$              | $6,76 \pm 0,3$               |
| $^{235}\text{U}$  | $6,51 \pm 0,32$             | $6,43 \pm 0,3$              | $6,50 \pm 0,3$               |
| $^{239}\text{Pu}$ | $6,81 \pm 0,35$             | $6,73 \pm 0,3$              | $6,30 \pm 0,3$               |

Согласно соображениям, приведенным в [14], результаты работы [15] должны быть уменьшены на 6%, так как в этой работе измерения  $\gamma$ -квантов производились в направлении, параллельном движению осколков, и тем самым не учитывалась анизотропия. Далее, в обеих работах спектр обрывался снизу на энергии 0,14 МэВ [14] и 0,1 МэВ [15], и наблюдались  $\gamma$ -кванты с запаздыванием не более  $10^{-8}$  с. Поэтому необходимо ввести поправку на неучтенные  $\gamma$ -кванты соответственно на 4% в работе [14] и на 3% в [15]. Так как погрешность в работах одинакова, то после усреднения получаем  $\bar{\epsilon}_\gamma^{pz}$  которое мы представили в табл.9.

Для  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  и для всех нуклидов, делящихся на быстрых нейтронах, данные по  $\epsilon_\gamma^{pz}$  отсутствуют. Нами были проведены оценки по аналогии с нуклидами, для которых такие данные известны. Так, для  $^{241}\text{Pu}$ , у которого ( $Z/A$ ) совпадает с  $^{235}\text{U}$ , принималось, что энергия мгновенных  $\gamma$ -квантов равна  $\epsilon_\gamma^{pz}$  для  $^{235}\text{U}$ , что подтверждается близостью экспериментальных данных  $\epsilon_\gamma^{pz}$  для  $^{233}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Для  $^{238}\text{U}$  следует ожидать, что величина  $\epsilon_\gamma^{pz}$  меньше, чем для  $^{235}\text{U}$ , так как после вылета мгновенных нейтронов энергия связи нейтрона в осколке  $^{238}\text{U}$  ниже, чем для  $^{235}\text{U}$ , примерно на 0,5 МэВ. Суммарная энергия  $\gamma$ -квантов, вылетающих из осколков, составляет примерно (0,5-0,6) энергии связи нейтрона в этом осколке. Такие соображения приводят нас к оценке, которая представлена в табл.10.

Таблица 10

Значения  $\epsilon_\gamma^{pz}$ , МэВ (оцененные)

| Нуклид                 | $^{241}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Am}$ | $^{238}\text{U}$ | $^{232}\text{Th}$ | $^{237}\text{Np}$ | $^{240}\text{Pu}$ |
|------------------------|-------------------|-------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $\epsilon_\gamma^{pz}$ | $6,5 \pm 0,5$     | $7,0 \pm 0,6$     | $6,0 \pm 0,5$    | $6,2 \pm 0,5$     | $6,7 \pm 0,6$     | $6,6 \pm 0,6$     |

Таким образом, на основании данных, приведенных в таблицах, в соответствии с формулой (15) получаем полную мгновенную энергию  $E_{pz}$  для деления на тепловых нейтронах, исходя из экспериментальных данных (табл.11).

Энергия деления  $E_{pz}$   
для деления на тепловых нейтронах, МэВ

Таблица II

| Нуклид   | $^{233}\text{U}$ | $^{235}\text{U}$ | $^{239}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Pu}$ | $^{241}\text{Am}$ | $^{245}\text{Cm}$ |
|----------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $E_{pz}$ | $181,3 \pm 1,6$  | $181,15 \pm 1,6$ | $188,8 \pm 1,7$   | $189,15 \pm 1,7$  | $193,4 \pm 2,8$   | $196,8 \pm 2,6$   |

Аналогично, используя табл.6,7,10, находим для деления на нейтронах спектра деления  $^{235}\text{U}$  величины  $E_{pz}$  для нуклидов, делящихся на быстрых нейтронах. Результаты приводим в табл.12, где  $E_{pz}^c$  получено расчетным путем на основании метода, описанного выше.

Сравнение значений величины  $E_{pz}$ , полученных из экспериментальных данных, для деления на тепловых нейтронах с результатом расчета  $E_{pz}$  в табл.3 показывает, что для  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  согласие вполне удовлетворительное. Для  $^{235}\text{U}$  при расчете  $E_{pz}$  использовались экспериментальные данные по интегральному энерговыделению осколков в зависимости от времени. Однако если учитывать только оцененную из микроданных энергию  $\beta$ -распада, то  $E_{pz}$  расчетное возрастает до 180,5 МэВ и согласие получается в пределах погрешности. Это может указывать на завышение данных по интегральным экспериментам приблизительно на 5%.

Что касается значений  $E_{pz}$  для деления на быстрых нейтронах, полученных расчетным путем и из экспериментальных данных, то, как видно из табл.12, согласие для всех нуклидов удовлетворительное.

Таким образом, обсуждение, проведенное в этом разделе, показывает, что расчет энерговыделения на одно деление для реактора может быть хорошо согласован с имеющимся набором экспериментальных данных.

#### Список литературы

1. Немировский П.Э.-Препринт ИАЭ-3230, 1979.
2. Meek M.E., Ridder B.F. Compilation of fission product yields. Report NEDO-12154-2, 1977.
3. Wapstra A.H., Boss K. Atomic and Nucl. data tables, 1977, v. 19, p. 175; v. 20, p. 1, p.125.
4. Blanchot J. Conference on fission products nuclear data, Vienna, 1978, v. 2, p. 487.
5. Колабашкин В.М. и др. Бета-излучение продуктов деления. Справочник. М.: Атомиздат, 1978.
6. Gove N.B., Martin M.J. Nucl. data tables, 1971, v. 10, p. 206.
7. Garvey C.T. Rev. Mod. Phys., 1969, v. 41, Supplement 1.
8. Crouch E.A., Atomic and Nucl. data tables, 1977, v. 19, p. 419.
9. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д.-В кн.: Вопросы атомной науки и техники.Сер. Ядерные константы. М.:ЦНИИатоминформ, 1975, вып.19, с.16.
10. Yamamoto T. Annals of Nucl. Energy, 1978, v. 5, p. 613.
11. Андрейчук Л.М. и др. - В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 3-й конференции по нейтронной физике, Киев, 1975) М.:ЦНИИатоминформ, 1976.
12. Smith A.B. Prompt fission neutron spectra, Proceedings of a consultants meeting, Vienna, 1971, IAEA, p. 3.
13. Barnard E. Nucl. Phys., 1965, v. 71, p. 228.
14. Verbinaki V.V., Weber H. Phys. Rev., 1973, v. 7, p. 1173.
15. Pleasonton F., Nucl. Phys., 1973, A.v.213, p. 413.
16. James M.F. Nucl. Energy, 1969, v. 23, p. 517.

Статья поступила в редакцию 29 октября 1981 г.

ОБ ОДНОЗНАЧНОСТИ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ  
В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

Г.М.Новоселов, В.М.Коломиец

ON AMBIGUOUS PARAMETRIZATION OF NEUTRON CROSS-SECTIONS IN THE LOW-ENERGY REGION. The influence of the level-level interference and Dopler-effect on the ambiguity of the determination of the resonance parameters from the neutron cross-section energy dependence is investigated in the low-energy region. It is shown that a condition  $\bar{\Gamma}_n \gg \bar{D}$  should be taken as a criterion of the validity of the single-level approach instead of the well-known condition  $\bar{\Gamma} \gg D$ , where the values  $\bar{\Gamma}$ ,  $\bar{\Gamma}_n$  are average total width and average neutron width of resonances, respectively, and  $\bar{D}$  is the average level spacing. For the example of isotope  $^{152}\text{Eu}$  by  $\bar{\Gamma}_n \sim \bar{D}$  it is shown that the resonance structure is reproduced from the treatment of time-of-flight data nonuniquely even if the level-level interference and Dopler-effect are negligible.

Развитие и совершенствование экспериментальной техники, позволяющие получать с высокой точностью новые данные об энергетической структуре нейтронных сечений ядер, предъявляют более высокие требования к обработке и теоретическому анализу этих данных. Одной из важнейших целей такого анализа в резонансной области является оценка параметров нейтронных резонансов на основе определенного формализма теории ядерных реакций. Для практических приложений наибольшее распространение получил формализм R-матрицы, где параметрами являются не зависящие от энергии действительные числа:  $E_\lambda$  - энергии уровней и  $\Gamma_{\lambda c}^{1/2}$  - амплитуды ширин резонансов в отдельных каналах с. Знание этих параметров необходимо как для прикладной ядерной физики, так и для теоретических исследований; по ним, в частности, могут оцениваться такие важные средние характеристики составного ядра, как плотность уровней и силовая функция.

Однако проблема отыскания параметров резонансов по экспериментальным данным об энергетической зависимости сечений сталкивается с рядом трудностей. Эти трудности носят не только теоретический характер, связанный с выбором того или иного варианта теории, учитывающий необходимые эффекты (интерференцию между резонансами, эффект Доплера и т.п.), но и принципиальный характер. Вопрос о том, всегда ли найденный набор параметров даже в рамках одного и того же используемого формализма является единственно возможным, остается открытым. Специфика обработки экспериментальных данных такова, что и при хорошем разрешении ряд перекрывающихся (вследствие флуктуации межуровневых расстояний или доплер-эффекта) резонансов может быть классифицирован как изолированный резонанс. Более того, как будет показано ниже, даже при очень слабых межуровневой интерференции и эффекта Доплера не всегда сечения удается параметризовать однозначно.

В предлагаемой работе указанные вопросы (выбор необходимого приближения для описания экспериментально наблюдаемых сечений, учет межуровневой интерференции и эффекта Доплера, а также возможность неоднозначного восстановления резонансной структуры сечений) рассматриваются применительно к параметризации полных сечений для неделящихся ядер в области низких нейтронных энергий.

Учет межуровневой интерференции в полных сечениях

При низких энергиях в случаях, когда резонансные уровни ядра не перекрываются, энергетическая зависимость нейтронных сечений хорошо описывается одноуровневым приближением Брейта - Вигнера. Поведение сечений определяется S-матрицей, имеющей вид [1]

$$S_{mn} = e^{-i(\varphi_m + \varphi_n)} \left[ \delta_{mn} - i \sum_{\lambda} \frac{(\Gamma_{\lambda m} \Gamma_{\lambda n})^{1/2}}{E - E_{\lambda} + i \frac{\Gamma_{\lambda}}{2}} \right], \quad (I)$$

где  $\Gamma_{\lambda} = \sum_{\alpha} \Gamma_{\lambda \alpha}$ . Для полных сечений (s - нейтроны) имеем:

$$\sigma_t = 4\pi\lambda^2 \sin^2\varphi + \pi\lambda^2 \sum_{\lambda} \frac{g_{\lambda} \Gamma_{\lambda} \Gamma_{\lambda n}}{(E_{\lambda} - E)^2 + \frac{\Gamma_{\lambda}^2}{4}} \cos 2\varphi - 2\pi\lambda^2 \sum_{\lambda} \frac{g_{\lambda} \Gamma_{\lambda n} (E_{\lambda} - E)}{(E_{\lambda} - E)^2 + \frac{\Gamma_{\lambda}^2}{4}} \sin 2\varphi. \quad (2)$$

Первый член в выражении (2) описывает потенциальное рассеяние, второй - резонансное, третий - интерференцию между ними. Так как в тепловой области резонансы большинства ядер хорошо изолированы, то формулы типа (2) нашли широкое применение для параметризации полных сечений таких ядер. Простой вид этих формул позволяет сравнительно легко учесть эффект Доплера, что дает возможность использовать их и при энергиях выше тепловых. Однако с дальнейшим ростом энергии и соответственно нейтронных ширин возрастает роль межрезонансной интерференции, и указанное приближение оказывается непригодным.

Для описания энергетической зависимости сечений неделящихся ядер при наличии интерференции между уровнями можно использовать многоуровневый R-матричный формализм, развитый Лукьяновым [2]. Этот формализм, основываясь на известном соотношении между S- и R-матрицами Вигнера - Айзенбуда [3], в приближении большого числа независимых радиационных каналов и одноканального упругого рассеяния для диагонального элемента матрицы столкновений дает

$$S_{nn}^{\nu} = e^{-2i\varphi^{\nu}} \frac{1 + iK^{\nu}}{1 - iK^{\nu}}, \quad (3)$$

где

$$K^{\nu}(E) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda(\nu)} \frac{\Gamma_{\lambda n}}{E_{\lambda} - E - i\frac{\Gamma_{\lambda}}{2}}; \quad (4)$$

$\nu$  - индекс, обозначающий совместно возможные значения полного момента и четности;  $\Gamma_{\lambda n}$  и  $E_{\lambda}$  - нейтронная ширина и энергия резонансного уровня;  $\Gamma_{\lambda}$  - радиационная ширина резонанса, предполагаемая одинаковой для всех уровней  $\lambda(\nu)$ . Для  $s$ -нейтронов полное сечение выражается через действительную  $A_{\nu}$  и мнимую  $B_{\nu}$  части функции  $K^{\nu}(E)$  следующим образом:

$$\sigma_t = 4\pi\lambda^2 \sin^2\varphi^{\nu} + 4\pi\lambda^2 \sum_{\nu} g_{\nu} \frac{(A_{\nu}^2 + B_{\nu}^2 + B_{\nu}) \cos 2\varphi^{\nu} - A_{\nu} \sin 2\varphi^{\nu}}{A_{\nu}^2 + (1 + B_{\nu})^2}. \quad (5)$$

К этому же выражению приводит и многоуровневая формула Райха - Мура для сечения делящихся ядер [4], если в ней исключить каналы деления.

Для иллюстрации многоуровневых эффектов на рис. I, а и б представлен энергетический ход полных сечений, рассчитанных в рамках одноуровневого (штриховая кривая) и многоуровневого (сплошная кривая) формализмов. Параметры резонансов на этом рисунке были получены путем разыгрывания методом Монте-Карло [5]. Расстояния между уровнями предполагались распределенными по закону Вигнера [6], а нейтронные ширины - по закону Портера - Томаса [7]; радиационные ширины брались одинаковыми для всех уровней. Для наглядности полагалось, что все уровни имеют один и тот же спин, а доплер-эффект отсутствует. На рис. I, г в той же энергетической шкале изображены положения резонансов и их относительные приведенные нейтронные ширины.

Рис. I, а иллюстрирует случай хорошо изолированных резонансов:  $\bar{\Gamma}_n \ll \bar{D}$ . Обе кривые в этом случае почти совпадают вблизи резонансов, и только в промежутках между ними межуровневая интерференция приводит к некоторому занижению сечений. Следует отметить, что средние резонансные параметры, использованные на рис. I, а, отличны от параметров большинства реальных ядер, таких, как  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и т.п., однако соответствующие расчеты, проведенные для этих изотопов в низкоэнергетической области, дают аналогичный результат.

На рис. I, б представлены результаты расчета для случая  $\bar{\Gamma}_n \sim \bar{D}$ . Кривая полного сечения, рассчитанная по одноуровневой формуле, расположена здесь заметно выше соответствующей многоуровневой кривой, однако качественно она еще передает основные особенности этой кривой. Наконец,

сплошная кривая на рис.1, в отражает характерный вид полного сечения при  $\bar{\Gamma}_n \gg \bar{D}$ . Одноуровневый формализм в этих условиях не применим.

Для нахождения условий применимости одноуровневого формализма воспользуемся приближенной многоуровневой моделью [8]. Внесем в выражения (3) и (4) два упрощающих предположения. Во-первых, распределение резонансных уровней будем считать эквидистантным:  $E_\lambda = E_V + \lambda \bar{D}$ , а во-вторых, нейтронные ширины всех резонансов положим равными средней нейтронной ширине  $\bar{\Gamma}_n$ . В этом случае, рассматривая для простоты случай четно-четных ядер, имеем:

$$K(E) = s \operatorname{ctg}(x - iy), \quad \text{где} \quad s = \frac{\pi \bar{\Gamma}_n}{2 \bar{D}}, \quad x = \frac{\pi(E_V - E)}{\bar{D}}, \quad y = \frac{\pi \Gamma_r}{2 \bar{D}}.$$

Диагональный элемент матрицы столкновений запишем в виде

$$s = e^{-2i\varphi} \left\{ 1 + i \left[ \frac{1}{s} \operatorname{tg}(x - iy) - i \right]^{-1} \right\}.$$

Применяя теорему Миттаг - Леффлера [9], это выражение можно преобразовать к следующему виду:

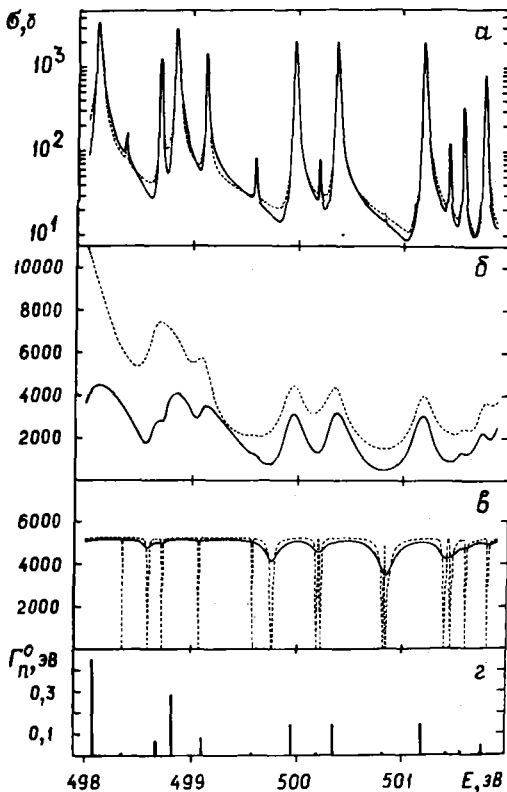
$$s = e^{-2i\varphi} \left\{ 1 - \frac{2s}{s + th y} + \frac{2is}{1 - s^2} \sum_{\lambda=-\infty}^{\infty} \left[ (x - a z \operatorname{ctg}(is) - iy - \pi \lambda)^{-1} + (a z \operatorname{ctg}(is) + iy + \pi \lambda)^{-1} \right] \right\}.$$

При  $s \ll 1$  с точностью до членов первого порядка по  $s$  получим

$$s \approx e^{-2i\varphi} \left[ 1 + i \sum_{\lambda} \frac{2s}{x - iy - \pi \lambda - is} \right].$$

Возвращаясь к первоначальным обозначениям, перепишем выражение для  $S$  в виде

$$S = e^{-2i\varphi} \left[ 1 - i \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_n}{E - E_\lambda + i \frac{\Gamma}{2}} \right].$$



Это выражение совпадает с одноуровневым приближением (1).

Так как в приведенном выше выводе не было сделано никаких предположений относительно радиационной ширины  $\Gamma_r$ , то критерием применимости одноуровневого формализма следует считать условие

$$\bar{\Gamma}_n \ll \bar{D}. \quad (6)$$

Это условие в отличие от хорошо известного  $\bar{\Gamma} \ll \bar{D}$  позволяет использовать соотношения типа (2) и при достаточно больших радиационных ширинах  $\Gamma_r$ .

Рис.1. Полные нейтронные сечения, рассчитанные в рамках многоуровневого R-матричного приближения (сплошная кривая). Параметры резонансов получены путем разыгрывания методом Монте-Карло [5]. Их средние значения: а -  $\bar{\Gamma}_n^0 = 0,00035$  эВ,  $\Gamma_r = 0,012$  эВ, штрих ( $\bar{\Gamma}_n \ll \bar{D}$ ) - те же сечения, рассчитанные в рамках одноуровневого приближения; б -  $\bar{\Gamma}_n^0 = 0,007$  эВ,  $\Gamma_r = 0,12$  эВ, штрих ( $\bar{\Gamma}_n \sim \bar{D}$ ) - те же сечения, рассчитанные в рамках одноуровневого приближения; в -  $\bar{\Gamma}_n^0 = 0,14$  эВ,  $\Gamma_r = 0,12$  эВ, штрих ( $\bar{\Gamma}_n \gg \bar{D}$ ) - случай одноканального рассеяния ( $\Gamma_r = 0$ );  $\bar{D} = 0,2$  эВ; г - положения резонансов и их относительные приведенные нейтронные ширины

Для иллюстрации влияния величины  $\Gamma_r$  на вид кривой полного сечения в случае сильного перекрытия резонансов ( $\bar{\Gamma}_n \gg \bar{D}$ ) на рис.1, в штриховой кривой представлено соответствующее сечение при  $\Gamma_r = 0$  (одноканальное рассеяние). Из сравнения ее со сплошной кривой того же рисунка ( $\Gamma_r = 0,12$  эВ) видно, что включение радиационных каналов приводит к существенному уменьшению интерференционных провалов между резонансами. Заметим, что отсутствие большой изрезанности кривой  $\sigma_t(E)$  в случае  $\bar{\Gamma}_n \gg \bar{D}$  при  $\Gamma_r \neq 0$  находится в некотором противоречии с известными предсказаниями Эриксона [10,11]. Это говорит либо о незначительности эриксоновских флуктуаций в полных сечениях, либо о невозможности их корректного учета в рамках использованного выше многоуровневого формализма.

### Учет эффекта Доплера

Наличие теплового движения ядер мишени, приводящее к уширению наблюдаемых нейтронных резонансов, в некоторых случаях также может оказаться причиной неточностей при определении резонансных параметров.

В одноуровневом формализме учет эффекта Доплера разработан достаточно хорошо [12-14]. В частности, полное сечение (2) с учетом эффекта Доплера при низких энергиях может быть представлено в виде [13]

$$\sigma_{t\Delta} \approx 4\pi\alpha^2 + \frac{2\sqrt{\pi}}{\Delta} \sum_{\lambda} g_{\lambda} \Gamma_{\lambda n} \left[ \pi\lambda^2 \left(1 - \frac{\xi_{\lambda}\Delta}{2E}\right) U(\xi_{\lambda}, \eta_{\lambda}) + \left( \pi\lambda^2 \frac{\eta_{\lambda}\Delta}{2E} - 2\pi\lambda\alpha \right) V(\xi_{\lambda}, \eta_{\lambda}) \right], \quad (7)$$

где  $\alpha = \lambda\varphi$ ,  $\Delta = c\sqrt{\frac{E}{A}}$  - доплеровская ширина для энергии  $E$ ;  $A$  - атомный вес изотопа;  $c$  - константа, определяемая эффективной температурой вещества мишени [14];  $\xi_{\lambda} = \frac{E_{\lambda} - E}{\Delta}$ ;  $\eta_{\lambda} = \frac{\Gamma_{\lambda}}{2\Delta}$ ;  $U(x, y)$ ; и  $V(x, y)$  - соответственно действительная и мнимая части комплексного интеграла вероятности [15].

Для иллюстрации влияния эффекта Доплера на вид экспериментально наблюдаемых сечений на рис.2, а изображена расчетная кривая полного сечения в зависимости от энергии в случае, когда применим одноуровневый формализм. На рис.2, б отмечены положения использованных в расчете резонансов и величины их приведенных нейтронных ширин. Соответствующие средние параметры близки к параметрам изотопа  $^{151}\text{Eu}$ . Как видно из рисунка, тепловое движение ядер приводит к тому, что некоторые группы близлежащих резонансов в экспериментально наблюдаемых нейтронных сечениях даже при идеальном разрешении имеют вид, сходный с изолированными резонансами, что затрудняет определение числа резонансов в таких группах и восстановление истинной резонансной структуры.

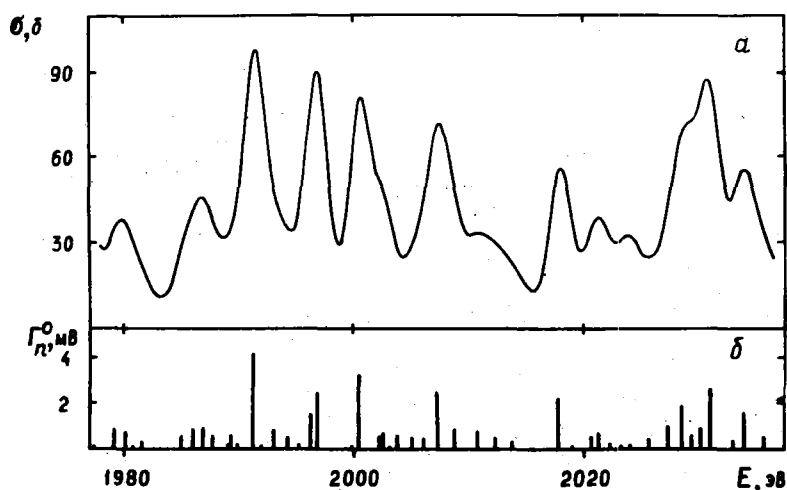


Рис.2. Полное нейтронное сечение, рассчитанное в рамках одноуровневого приближения с учетом эффекта Доплера (а), положения резонансов и их приведенные нейтронные ширины (б); радиационные ширины всех резонансов одинаковы ( $\Gamma_r = 0,09$  эВ)

В многоуровневом формализме зависимость сечений от энергии описывается довольно сложной функцией (5), поэтому возможность простого и корректного учета эффекта Доплера здесь пока не найдена [16,17].

### Неоднозначность восстановления резонансной структуры сечений

Определение параметров резонансов по измеренной энергетической зависимости сечения (или пропускания) осуществляется обычно на основе следующей процедуры (так называемый метод формы): из общего вида экспериментальной кривой приближенно задаются положения резонансов и их ширины, а затем в рамках выбранного формализма эти начальные параметры варьируются (обычно методом наименьших квадратов) для получения наилучшего согласия расчетных сечений с экспериментальными. Такая процедура, очевидно, в самом своем начале содержит некоторый произвол: в данном энергетическом интервале число резонансов фактически не может быть определено точно, возможен пропуск слабых резонансов, а некоторые группы близких резонансов могут быть приняты за одиночные. Однако в случаях, когда наблюдаемые резонансы достаточно узки и хорошо разделены друг от друга (например [18], в области 0,3...0,7 эВ для изотопа  $^{197}\text{Au}$   $\bar{\Gamma} \approx 0,3$  эВ,  $\bar{D} \approx 16$  эВ; для  $^{232}\text{Th}$   $\bar{\Gamma} \approx 0,07$  эВ,  $\bar{D} \approx 7$  эВ; и т.д.), подобные неточности чаще всего невелики. Действительно, из распределения междуровневых расстояний вероятность структуры, состоящей из ряда групп близколежащих резонансов с большими интервалами между самими группами, должна быть очень малой.

Задача параметризации сечений усложняется в случае большей плотности уровней или ширин резонансов, когда становится заметен вклад интерференции между резонансами. Но даже при незначительных межрезонансной интерференции и эффекте Доплера не всегда параметры резонансов могут быть определены однозначно.

На рис.3 представлены экспериментальные значения пропусканий изотопа  $^{152}\text{Eu}$  в зависимости от энергии, измеренные методом времени пролета [19]. Штриховой кривой отмечен результат обработки этих данных, основанный на попытке описать их с помощью пяти резонансов, у которых варьировались как величины энергий и нейтронных ширин, так и значения радиационных ширин. Для обработки использовалась программа RESP, описание которой дано в работе [20], с многоуровневым представлением сечений (5). Так как в данной области эффект Доплера мал, то при обработке он не учитывался. Полученные параметры резонансов на рис.3,б изображены штриховыми линиями. Эти параметры оказались весьма близкими к параметрам, полученным в результате аналогичной обработки в работе [19], за исключением первого резонанса, который там не оценивался.

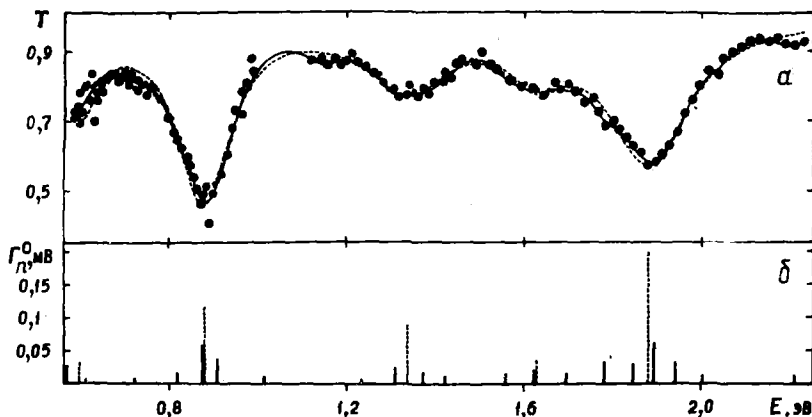


Рис.3. Пропускания изотопа  $^{152}\text{Eu}$  в зависимости от энергии (а); ● - экспериментальные значения, измеренные методом времени пролета [19], --- - результат описания их с помощью пяти резонансов, имеющих радиационные ширины (слева направо) 100,122,216,137,197 мВ, у каждого из которых варьировалось по три параметра:  $E_\lambda, \Gamma_{\lambda n}^0, \Gamma_{\lambda \gamma}^0$ ; — — результат описания их с помощью двадцати резонансов, у которых варьировалось по два параметра:  $E_\lambda$  и  $\Gamma_{\lambda n}^0$ ; полученные значения энергий и нейтронных ширин этих резонансов (б)



Как видно из рис.3, расчетная кривая довольно неплохо описывает экспериментальные данные. Полученные параметры не противоречат известным средним параметрам соседних изотопов, что, по-видимому, говорит в пользу их достоверности.

Однако при попытке описать эти экспериментальные данные с помощью двадцати расположенных в той же области резонансов оказалось, что новая расчетная кривая (на графике она изображена сплошной линией) находится в заметно лучшем согласии с экспериментальными точками, чем первая

(штриховая); среднеквадратичное отклонение  $\chi^2 = \frac{1}{N-n} \sum_{i=1}^N \left( \frac{\Gamma_i^P - \Gamma_i^E}{\Delta \Gamma_i^E} \right)^2$  расчетных значений  $\Gamma_i^P$

от экспериментальных  $\Gamma_i^E$  для нее в два раза меньше. Причем в последнем случае у каждого из двадцати резонансов варьировалось только по два параметра - энергия и нейтронная ширина, а радиационная ширина принималась для всех резонансов постоянной:  $\Gamma_\gamma = 0,1$  эВ.

Следует отметить, что, несмотря на то что для обработки здесь использовался многоуровневый формализм, соответствующая обработка в рамках одноуровневого формализма приведет к тому же результату, поскольку в данном случае выполняется условие (6).

#### Заключение

Выше мы остановились лишь на некоторых чаще всего встречаемых трудностях, связанных с оценкой резонансных параметров по экспериментальным данным об энергетической зависимости сечений (пропусканий). Заметим, что так как при низких энергиях для большинства неделящихся ядер выполняется условие  $\bar{\Gamma}_n \ll \bar{D}$ , то эффекты межуровневой интерференции здесь чаще всего невелики. Учет же теплового движения ядер, напротив, оказывается необходим даже в низкокилоэлектронвольтовой области. Как уже упоминалось, сложности теоретического плана возникают при необходимости учета в рамках R-матричного формализма обоих этих эффектов; эти сложности возрастают при попытке описать в данном формализме структуру сечений для более высоких энергий.

Кроме теоретических затруднений задача определения параметров нейтронных резонансов сталкивается с рядом трудностей и экспериментального характера. Как было показано выше, обработка данных, полученных даже одним из наиболее точных экспериментальных методов - методом времени пролета - не всегда может дать однозначную параметризацию измеренных сечений. Поэтому здесь перспектива повышения точности определения параметров резонансов может быть связана помимо улучшения точности измерения самих сечений с привлечением к обработке дополнительных экспериментальных данных.

#### Список литературы

1. А.Лейн, Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. М.: Иностран. лит., 1960.
2. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
3. Wigner E.P., Eisenbud L. Phys. Rev., 1947, v. 72, p. 29.
4. Reich C.W., Moore M.S. Phys. Rev., 1958, v. 111, p. 929.
5. Новоселов Г.М., Вертебный В.П. - Препринт КИЯИ-77-9, Киев, 1977.
6. Wigner E.P. Proceeding Conference of Applied Mathematics in Toronto, 1959. Univ. Toronto Press, 1959, p. 174.
7. Porter C.E., Thomas R.G. Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 483.
8. Лукьянов А.А. - Препринт ФЭИ-124. Обнинск, 1968.
9. Уиттекер Э.Т., Ватсон Дж.Н. Курс современного анализа. М., 1963, ч. I, с. 187.
10. Ericson T. Ann. Phys., 1963, v. 23, p. 390.
11. Фейнберг Е.Д. Труды проблемного симпозиума по физике ядра. Тбилиси, 1967, т. 2, с. 389.
12. Bethe H.A., Placzek G. Phys. Rev., 1937, v. 51, p. 450.
13. Atta S.E., Harvey J.A. OENL-3205, 1962.
14. Beth K.K., Tabony R.H. Ann. Phys., 1966, v. 40, p. 183.
15. Фадеева В.Н., Терентьев Н.М. Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента. М., 1954.

16. Лукьянов А.А. Бюллетень центра по ядерным данным. М.: Атомиздат, 1969, вып.6, с. 7.
17. Moore M.S., Reich C.W. Phys. Rev., 1960, v. 118, p. 718.
18. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross-Sections. BNL-325, 1973, v. 1.
19. Вертебный В.П., Ворона П.Н., А.И.Кальченко, Кривенко В.Г., Львов С.В., Пшеничный В.А. - Препринт КИЯИ-76-16, Киев, 1976.
20. Муравийский А.В., Разбудей В.Ф. - Препринт КИЯИ-80-5, Киев, 1980.

Статья поступила в редакцию 29 октября 1981 г.

УДК 539.172.4

#### ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Б.В.Е у р а в л е в, Н.В.К о р н и л о в

PHENOMENOLOGY DESCRIPTION OF ANGULAR DISTRIBUTIONS. The angular distributions of neutrons from (n, n'), (p, n) ( $\alpha$ , n) reactions are analysed in framework of phenomenology approach. It is shown that the shapes of continuum angular distributions can be described in terms of Legendre polynomials with the coefficients being a simple function of the energy of the emitted particles.

**О**писание угловых распределений частиц, испущенных в ядерных реакциях в континуумную часть спектра, в последнее время было посвящено много работ, выполненных в рамках теории прямых процессов, экситонной модели, классической термодинамики и неравновесной статистики [1]. Однако практически во всех этих работах делаются довольно серьезные приближения относительно важных физических величин, а получаемые в сложных вычислениях результаты не показывают воспроизводимость экспериментальных распределений при существенном изменении условий ядерных реакций. В свете этого, интересным представляется чисто феноменологическое решение проблемы, предложенное в работе [2]. Исходя из имеющейся информации об интегральных спектрах эмиссии частиц в равновесных и неравновесных процессах и параметризуя экспериментальные данные по приведенным коэффициентам Лежандра, авторы работы получили простые выражения для вычисления дважды дифференциальных сечений в широком диапазоне энергий и массовых чисел. Целью же данной работы является проверка применимости этого метода в описании угловых распределений нейтронов в реакциях (n, n'), (p, n), ( $\alpha$ , n) [3-II], не использованных для параметризации в работе [2].

#### Параметризация

Основой феноменологического подхода, предложенного в работе [2], является установленный авторами факт, что наблюдаемые в различных реакциях угловые распределения не очень чувствительны к энергии подающих частиц и массовому числу ядра-мишени, но сильно коррелируют с энергией испускаемых частиц. Дважды дифференциальное сечение реакции представляется в виде разложения по полиномам Лежандра отдельно для равновесной и неравновесной компонент:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon} = \frac{\sigma_{\text{равн}}(\varepsilon)}{4\pi} \sum_{\substack{\ell=0 \\ \Delta\ell=2}}^{\ell_{\text{max}}} b_{\ell}(\varepsilon) P_{\ell}(\cos\theta) + \frac{\sigma_{\text{неравн}}(\varepsilon)}{4\pi} \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{max}}} b_{\ell}(\varepsilon) P_{\ell}(\cos\theta), \quad (1)$$

причем в равновесную часть дают вклад только четные члены разложения. Подмеченную же энергетическую зависимость угловых распределений авторы работы [2] определили параметризацией систематически экспериментальных данных по приведенным коэффициентам Лежандра [12-16] согласно выражению

$$b_{\ell}(\varepsilon) = \frac{(2\ell+1)}{1 + \exp[A_{\ell}(B_{\ell}-\varepsilon)]}, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} A_{\ell} &= 0,036 + 0,0039\ell(\ell+1), \text{ МэВ}^{-1}; \\ B_{\ell} &= 92 - 90 / \sqrt{\ell(\ell+1)}, \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (3)$$

Сечение равновесной и неравновесной эмиссии определяется из анализа проинтегрированных по углам спектров частиц в рамках современных модельных представлений [17-19].

#### Анализ данных

Выражения (1)-(3) использовались в данной работе для вычисления угловых распределений, наблюдаемых в реакциях, перечисленных в таблице. Энергетическая зависимость сечения равновесной эмиссии аппроксимировалась распределением Максвелла  $A_1 \varepsilon \exp(-\frac{\varepsilon}{T})$  и формулой Лекутера  $A_1 \varepsilon^{5/11} \exp(-\frac{12}{11} \frac{\varepsilon}{T})$  в случае последовательного испарения нескольких частиц ( $E_0=14,22; 45$  МэВ). Неравновесная эмиссия интерпретировалась в рамках прямого механизма взаимодействия [20] и представлялась в виде

$$b_{\text{dir}}(\varepsilon) = A_2 \sqrt{\varepsilon} U^{n-1}, \quad (4)$$

где  $U$  - энергия возбуждения остаточного ядра;  $n$  - число возбужденных квазичастиц в остаточном ядре [для реакций  $(p, n)$  и  $(n, n')$   $n=2$ , для  $(\alpha, n)$   $n=3$ ].

Константы  $A_1, A_2$ , ядерная температура  $T$  и число возбужденных квазичастиц  $n$  определялись из совокупного анализа интегральных спектров частиц в исследуемых реакциях. Максимальное значение  $\ell$  в разложении по полиномам принималось равным 5. Приведенный коэффициент нулевого порядка  $b_0=1$ .

#### Перечень анализируемых данных

| Реакция                  | Энергия падающих частиц, МэВ | Энергия испущенных частиц, МэВ | Количество энергетических интервалов | Литература |
|--------------------------|------------------------------|--------------------------------|--------------------------------------|------------|
| Cr (n,n')                | 9,1                          | 0,5-7,0                        | 5                                    | [3]        |
| <sup>56</sup> Fe (n,n')  | 9,1                          | 0,5-7,0                        | 5                                    | [3]        |
| <sup>89</sup> Y (n,n')   | 9,1                          | 0,5-7,0                        | 5                                    | [3]        |
| <sup>93</sup> Nb (n,n')  | 9,1                          | 0,5-7,5                        | 5                                    | [4]        |
| <sup>181</sup> Ta (n,n') | 9,1                          | 0,5-8,0                        | 5                                    | [5]        |
| <sup>53</sup> Cr (p,n)   | 11,2                         | 0,5-9,0                        | 5                                    | [7]        |
| <sup>54</sup> Cr (p,n)   | 11,2                         | 0,5-9,0                        | 5                                    | [7]        |
| <sup>56</sup> Fe (p,n)   | 11,2                         | 0,5-6,0                        | 5                                    | [7]        |
| <sup>60</sup> Ni (p,n)   | 11,2                         | 0,5-4,0                        | 3                                    | [7]        |
| <sup>62</sup> Ni (p,n)   | 11,2                         | 0,5-6,5                        | 5                                    | [7]        |
| <sup>90</sup> Zr (p,n)   | 11,2                         | 0,5-4,0                        | 3                                    | [6,7]      |
| <sup>91</sup> Zr (p,n)   | 11,2                         | 0,5-9,0                        | 5                                    | [6,7]      |
| <sup>94</sup> Zr (p,n)   | 11,2                         | 0,5-9,0                        | 5                                    | [6,7]      |
| <sup>113</sup> Cd (p,n)  | 11,2                         | 0,5-9,5                        | 5                                    | [7]        |
| <sup>115</sup> In (p,n)  | 11,2                         | 0,5-10,0                       | 5                                    | [7]        |
| <sup>122</sup> Sn (p,n)  | 11,2                         | 0,5-8,5                        | 5                                    | [7]        |
| <sup>181</sup> Ta (p,n)  | 11,2                         | 0,5-8,0                        | 5                                    | [7]        |

Окончание

| Реакция                      | Энергия падающих частиц, МэВ | Энергия испущенных частиц, МэВ | Количество энергетических интервалов | Литература |
|------------------------------|------------------------------|--------------------------------|--------------------------------------|------------|
| $^{181}\text{Au} (p,n)$      | 11,2                         | 0,5-9,0                        | 5                                    | [7]        |
| $^{56}\text{Fe} (n,n')$      | 14,4                         | 0-14,4                         | 5                                    | [11]       |
| $\text{Cu} (n,n')$           | 14,4                         | 0-14,4                         | 5                                    | [11]       |
| $^{93}\text{Nb} (n,n')$      | 14,4                         | 0-14,4                         | 5                                    | [11]       |
| $^{181}\text{Ta} (n,n')$     | 14,4                         | 0-14,4                         | 5                                    | [10]       |
| $^{27}\text{Al} (p,n)$       | 22,2                         | 1-17                           | 16                                   | [8]        |
| $^{52}\text{Cr} (p,n)$       | 22,2                         | 1-17                           | 16                                   | [8]        |
| $^{56}\text{Fe} (p,n)$       | 22,2                         | 1-16                           | 15                                   | [8]        |
| $^{58}\text{Ni} (p,n)$       | 22,2                         | 1-13                           | 12                                   | [8]        |
| $^{60}\text{Ni} (p,n)$       | 22,2                         | 1-15                           | 14                                   | [8]        |
| $^{90}\text{Zr} (p,n)$       | 22,2                         | 1-20                           | 14                                   | [8]        |
| $^{91}\text{Zr} (p,n)$       | 22,2                         | 1-20                           | 15                                   | [8]        |
| $^{94}\text{Zr} (p,n)$       | 22,2                         | 1-20                           | 15                                   | [8]        |
| $^{115}\text{In} (p,n)$      | 22,2                         | 1-22                           | 15                                   | [8]        |
| $^{181}\text{Ta} (p,n)$      | 22,2                         | 1-20                           | 15                                   | [8]        |
| $^{27}\text{Al} (\alpha,n)$  | 45                           | 1-38                           | 15                                   | [9]        |
| $^{52}\text{Cr} (\alpha,n)$  | 45                           | 1-35                           | 15                                   | [9]        |
| $^{53}\text{Cr} (\alpha,n)$  | 45                           | 1-36                           | 15                                   | [9]        |
| $^{56}\text{Fe} (\alpha,n)$  | 45                           | 1-35                           | 15                                   | [9]        |
| $^{58}\text{Ni} (\alpha,n)$  | 45                           | 1-36                           | 15                                   | [9]        |
| $^{60}\text{Ni} (\alpha,n)$  | 45                           | 1-36                           | 15                                   | [9]        |
| $^{62}\text{Ni} (\alpha,n)$  | 45                           | 1-36                           | 15                                   | [9]        |
| $^{90}\text{Zr} (\alpha,n)$  | 45                           | 1-37                           | 15                                   | [9]        |
| $^{91}\text{Zr} (\alpha,n)$  | 45                           | 1-35                           | 15                                   | [9]        |
| $^{94}\text{Zr} (\alpha,n)$  | 45                           | 1-37                           | 15                                   | [9]        |
| $^{113}\text{Cd} (\alpha,n)$ | 45                           | 1-35                           | 15                                   | [9]        |
| $^{115}\text{In} (\alpha,n)$ | 45                           | 1-36                           | 16                                   | [9]        |
| $^{122}\text{Sn} (\alpha,n)$ | 45                           | 1-38                           | 15                                   | [9]        |
| $^{181}\text{Ta} (\alpha,n)$ | 45                           | 1-35                           | 15                                   | [9]        |

Типичные результаты проведенных вычислений представлены на рис. I-6. В целом, наблюдается хорошее согласие с экспериментом для реакций, вызванных как нуклонами, так и  $\alpha$ -частицами в широком диапазоне массовых чисел ядер-мишеней и энергий налетающих и испущенных частиц. Некоторое отличие имеет место лишь для высокоэнергетичных нейтронов из  $(\alpha, n)$ -реакции, где эксперимент указывает на несколько более сильную асимметрию в угловом распределении по сравнению с расчетом. Это связано с тем, что из всей совокупности экспериментальных данных, по которым в работе [2] производилась параметризация приведенных коэффициентов Лежандра, данные из реакции типа (сложная

частица, нуклон) имеют при одинаковой энергетической зависимости более высокие абсолютные значения. Возможно, это отражает некоторую зависимость от массы налетающей частицы, которую следует учитывать при необходимости более корректного расчета угловых распределений.

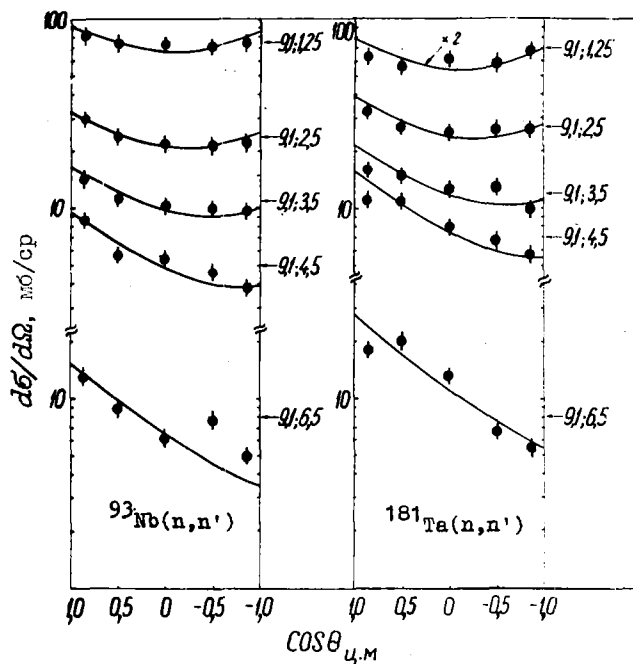


Рис.1. Угловые распределения нейтронов: точками показаны экспериментальные данные, кривыми - результаты проведенных вычислений; числа, указанные стрелкой, обозначают энергии падающей и испущенной частиц соответственно

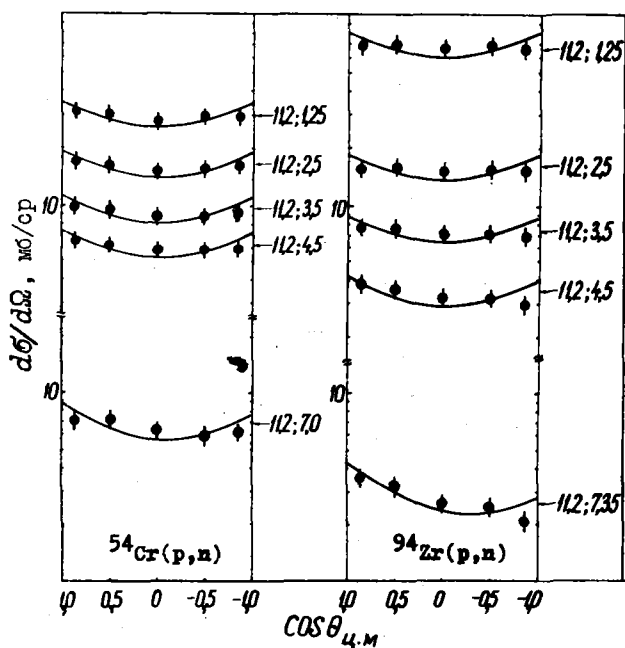


Рис.2. Обозначения те же, что и на рис.1

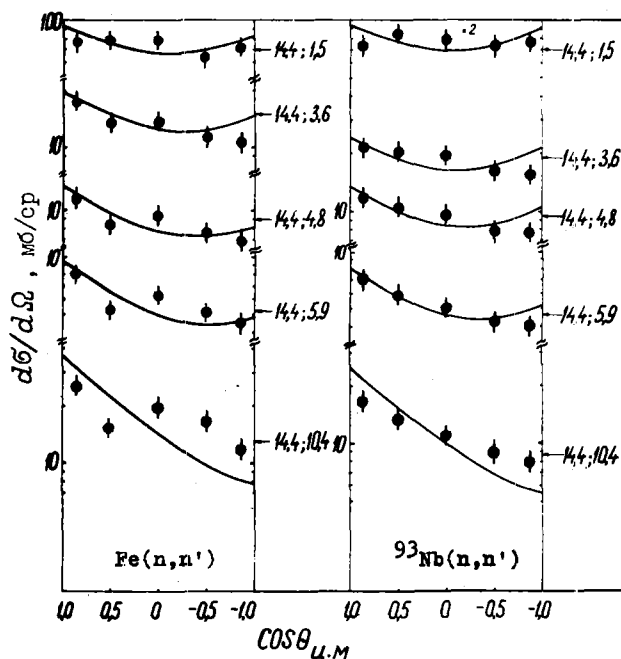


Рис.3. Обозначения те же, что и на рис.1

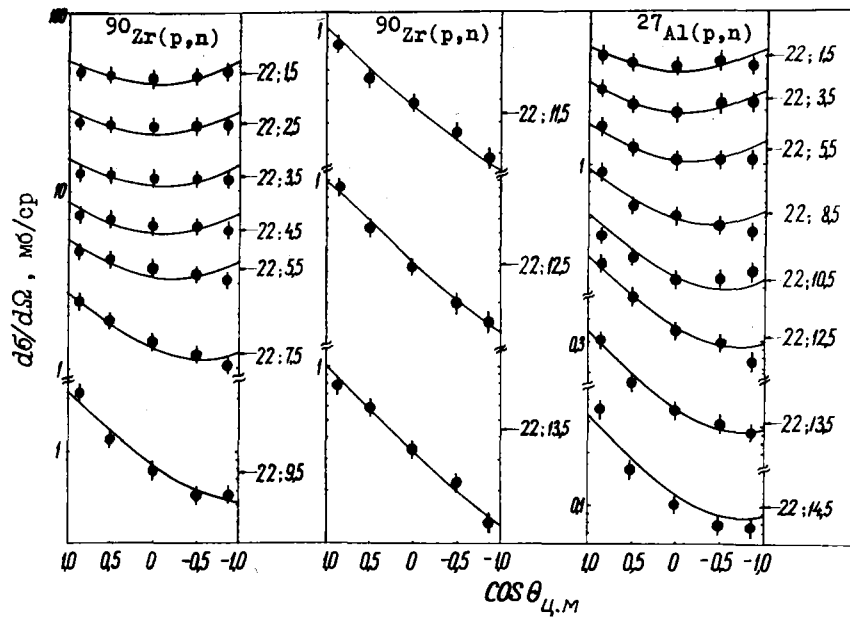


Рис.4. Обозначения те же, что и на рис.1

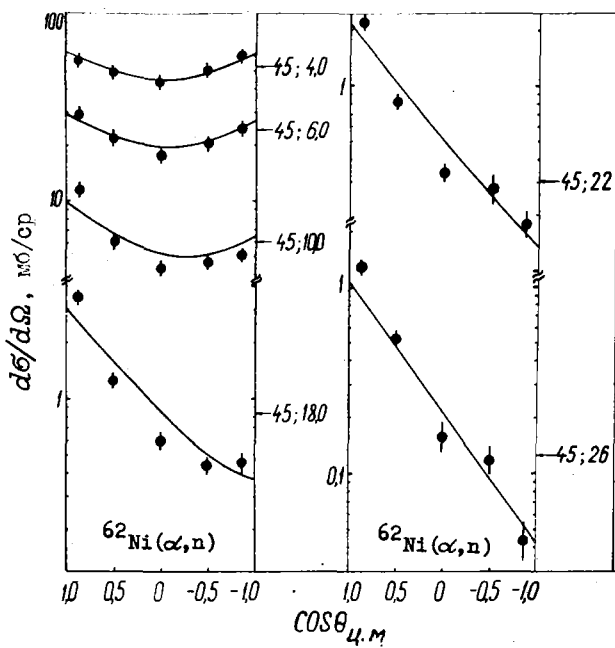


Рис.5. Обозначения те же, что и на рис.1

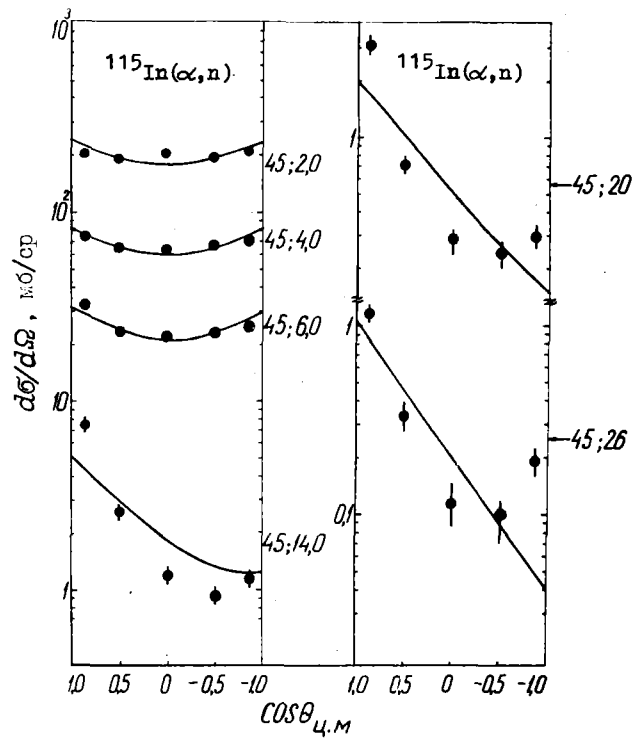


Рис.6. Обозначения те же, что и на рис.1

### Заключение

Результаты проведенных исследований подтверждают выводы, сделанные в работе [2], о том, что форма угловых распределений в первом приближении зависит только от энергии испущенных частиц и относительного вклада неравновесной эмиссии. Масса ядра-мишени, энергия падающей частицы, а так-

же детали механизма ядерной реакции не представляются важными. Угловые распределения частиц могут быть представлены в виде разложения по полиномам Лежандра с приведенными коэффициентами, являющимися простой функцией энергии испущенных частиц и порядка  $\ell$ . Это открывает принципиально новые возможности при вычислении угловых распределений для практических задач ядерной физики, когда их непосредственное измерение затруднено или вообще не представляется возможным.

#### Список литературы

1. Зеллигер Д., Сасонов С. ZfK - 382. (Proc. of the VIII International Symp. on the Interaction of Fast Neutrons Nuclei, Garmisch, 1978) 1979, p. 121.
2. Kalbach C., Mann F.M. ENL-NCS-51245. (Proc. of the Symp. on neutron cross-sections from 10 to 50 MeV, New-York, 1980), 1980, v. 11, p. 689.
3. Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. - В кн.: Нейтронная физика, (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, ч.4, с.118.
4. Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В.-Ядерная физика, 1974, т.19, вып.6, с. 1201.
5. Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. Там же, 1977, т.26, вып.6, с.1146.
6. Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П. Там же, 1979, т.29, вып. 6, с.1443.
7. Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П.-Препринт ФЭИ-910, 1979.
8. Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П.-Ядерная физика, 1980, т. 31, вып. 3, с. 561.
9. Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П.-В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1980). м.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. 2, с. 30.
10. Ануфриенко В.Б., Девкин Б.В., Сальников О.А.-Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 852.
11. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В.-Препринт ФЭИ-216, 1970.
12. Kalbach C., Grimes S.M., Wong C. Z.Phys. A 275, 1975, p. 175.
13. Grimes S.M., Anderson S.D., Wong C. Phys. Rev., 1976, v. C13, p. 2224.
14. Bertrand F.E., Peele R.W. Phys. Rev., 1973, v. C8, p. 1045.
15. Bertrand F.E., Peele R.W., Kalbach C. Phys. Rev., 1974, v. C10, p. 1028.
16. West R.W. Phys. Rev., 1966, v. 141, p. 1033.
17. Blann M., Doering R.R. Galonsky Adron. Nucl. Phys., 1976, v. A257, p. 15.
18. Лукьянов А.А., Сальников О.А., Сапрыкин Е.М.-Ядерная физика, 1975, т. 21, с. 67.
19. Зайдель К., Зеллигер Д., Райф Р., Тонеев В.Д. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 13.
20. Журавлев Б.В. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1981, вып. 2(41).

Статья поступила в редакцию 29 октября 1981 г.

УДК 539.173

ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА  $^{238}\text{Pu}$

В.Д.Севастьянов, В.П.Ярына

MEASUREMENT OF THE HALF-LIFE  $^{238}\text{Pu}$ . The half-life of 86,54 years for  $^{238}\text{Pu}$  has been measured. The evaluation of  $^{238}\text{Pu}$   $T_{1/2}$  has been made equal to 86,96 years.

Основной аттестуемой характеристикой нейтронно-активационных детекторов является число ядер изотопа-мишени в них. Широко применяемый при этом метод аттестации, основанный на измерении активности образца, соответствующей  $\alpha$ -распаду изотопа-мишени, предполагает точное знание периода полураспада  $T_{1/2}$  для него.

Среди стандартных детекторов нейтронов с делящимися изотопами детектор на основе  $^{238}\text{Pu}$  выделяется возможностью получить композиционные детекторы с эффективными порогами в диапазоне  $\sim 10$ – $100$  кэВ, что представляет большой практический интерес. Однако в опубликованных данных по  $T_{1/2}$  для  $^{238}\text{Pu}$  наблюдается значительное рассогласование:  $86,41 \pm 0,30$  года [1];  $86,98 \pm 0,39$  года [2];  $87,404 \pm 0,0041$  года [3];  $87,48 \pm 0,081$  года [4];  $89,59 \pm 0,37$  года [5]; 89 лет [6]; 92 года [7]. С целью экспертизы приведенных данных авторы определяли  $T_{1/2}$   $^{238}\text{Pu}$  непосредственным наблюдением распада изотопа. Измерения выполнены на образцовой радиометрической установке для измерения активности УОР-I [8] и входили в программу ее метрологического исследования.

В качестве образца  $^{238}\text{Pu}$  для определения  $T_{1/2}$  использовали источник из набора ОСАИ (№ 158) [9]. Предварительное исследование спектра  $\alpha$ -излучения образца показало присутствие изотопов, излучающих  $\alpha$ -частицы с энергией 5155 кэВ (изотопы  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ ). Отношение активности примесных изотопов к активности  $^{238}\text{Pu}$  оценили в 0,002%. Воспроизводимость измерений на УОР-I контролировали путем измерения  $\alpha$ -излучения источника  $^{239}\text{Pu}$  ( $T_{1/2} = 2,429 \cdot 10^4$  лет). В процессе измерений также контролировали сохранность образцов  $^{238}\text{Pu}$  и  $^{239}\text{Pu}$  путем оценки радиоактивной загрязненности специальных сборников, в которых хранились образцы. Потеря радиоактивного вещества из источников не превысила 0,005%. Результаты измерений приведены в таблице.

Распад  $^{238}\text{Pu}$

| № серии | Дата     | Текущее время $t$ , сут | Скорость счета от образца $^{238}\text{Pu}$ $n$ , имп.с $^{-1}$ |
|---------|----------|-------------------------|---|
| 1       | 25.12.74 | 0                       | 8654,1  |
| 2       | 15.07.75 | 202                     | 8617,8  |
| 3       | 11.11.75 | 321                     | 8595,9  |
| 4       | 03.12.75 | 343                     | 8586,7  |
| 5       | 16.01.76 | 387                     | 8582,6  |
| 6       | 27.01.77 | 763                     | 8511,2  |
| 7       | 24.02.77 | 791                     | 8502,9  |
| 8       | 17.03.78 | 1178                    | 8434,1  |
| 9       | 07.04.78 | 1199                    | 8431,0  |

Случайная погрешность результатов измерений в каждой серии при доверительной вероятности 0,99 не превышала 0,1%.

Аппроксимацию распада выражением  $n = n_0 e^{-\lambda t}$  выполнили методом наименьших квадратов. Получены значения:  $n_0 = 8654,6$  имп.с $^{-1}$ ;  $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 86,51$  года. Среднее квадратическое отклонение результатов измерений от аппроксимированного значения составило  $S_0 = 0,007\%$ .

Границу суммарной погрешности  $T_{1/2}$  оценили в  $\Delta T_{1/2} = 0,9$  года. Поэтому для оценки  $T_{1/2}$  наряду с полученным результатом 86,51 года использовали значения: 86,41; 86,98; 87,404; 87,48 года.

Оцененное значение периода полураспада  $^{238}\text{Pu}$  составило  $T_{1/2} = 86,96$  года,  $\Delta T_{1/2} = 0,55$  года при доверительной вероятности  $P = 0,99$ .

#### Список литературы

- Hoffman D.C., Ford G.P., Lawrence F.O. J. Inorg. and Nucl. Chem., 1957, v. 5, p. 6.
- Полухов В.Г. и др. - Атомная энергия, т. 40, вып. 1, 1976, с. 61–62.
- Jordan K.C. MIM-1443, 1968.
- Barton D.M., Koontz P.G., Phys. Rev., 1967, v. 162, N 4, p. 1070–1077.
- Jaffey A.N., Lerner J. ANL-4411, 1950.
- Jones G.A. e.a. Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 547.
- Singer S.E., Emmerich Bull. Amer. Phys. Soc., 1954, v. 29, N 1, p. 42.
- Васильев Р.Д. и др. - В кн.: Методы и аппаратура для точных измерений параметров ионизирующих излучений. М.: ВНИИФТРИ, 1975, с. 39–44.
- Велицкий А.Ф. и др. - В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. М.: Атомиздат, 1970, с. 7–15.

Статья поступила в редакцию 29 октября 1981 г.



УДК 539.171.017

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ  
С ЭНЕРГИЯМИ ОТ 5 ДО 8 МэВ НА КОБАЛЬТЕ

С.П.Симаков, Г.Н.Довчикова, О.А.Сальников,  
Г.В.Котельникова, В.А.Виноградов

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS IN THE ENERGY RANGY FROM 5 TO 8 MeV BY COBALT. Differential cross-sections of elastic and inelastic scattering of neutrons by cobalt have been measured for incident neutron energies 4.99, 5.97, 7.00 and 8.09 MeV. The measurements were made by the time-of-flight method using the gas tritium target as the neutron source. The basic details of experiment and method used for separation of elastic and inelastic scattering in time-of-flight spectra are given. The experimental results of present work are compared to those reported by other experimenters.

Сечения взаимодействия нейтронов с кобальтом имеют большое прикладное значение в различных областях [1]. Так, например, в реакторостроении используются сплавы, одним из компонентов которых является кобальт, а процессы радиационного захвата нейтронов моноизотопным кобальтом используются в задачах дозиметрии и контроля нейтронных потоков. В области энергий нейтронов порядка нескольких мегаэлектронвольт упругое и неупругое рассеяния являются основными процессами взаимодействия нейтронов с кобальтом. При энергиях ниже 4,5 МэВ исчерпывающее представление о процессах рассеяния нейтронов на кобальте можно составить по результатам работы [2]. Целью настоящей работы является получение дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями  $4,99 \pm 0,07$ ;  $5,97 \pm 0,07$ ;  $7,00 \pm 0,08$ ;  $8,09 \pm 0,09$  МэВ. В работе кратко описаны основные условия эксперимента, подробно освещен вопрос разделения упруго- и неупругорассеянных нейтронов в измерениях по времени пролета, дано сравнение полученных результатов с доступными данными других авторов.

#### Эксперимент

Источником нейтронов являлась реакция  ${}^3\text{H}(\text{p}, \text{n}){}^3\text{He}$ . Газообразный тритий при давлении 1,8 атм<sup>X</sup> находился в тонкостенной металлической мишени [3]. Импульсный пучок протонов, ускоренный электростатическим перезарядным ускорителем ЭП-10М, попадал в мишень через две фольги из  ${}^{58}\text{Ni}$  толщиной 8,8 и 8,5 мг/см<sup>2</sup>. Между фольгами циркулировал охлаждающий поток гелия при давлении 1 атм. Средний ток протонов на мишени во время эксперимента был 1,5 мкА. Частота следования импульсов 5 МГц, их длительность 1,0 нс.

Исследуемый образец из металлического кобальта (химическая чистота 99,8%) представлял собой полый цилиндр высотой 5,1 см, с внутренним и внешним диаметрами 3,0 и 4,0 см соответственно. Образец содержал 4,15 моль ядер  ${}^{59}\text{Co}$ . Он располагался на расстоянии 16,5 см от мишени, а рассеянные нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором, расположенным на пролетной базе 201 см в массивной защите. Защита, передвигаясь, позволяла измерять спектры рассеянных нейтронов на шести углах: 31, 46, 60, 91, 121 и 151°.

Эффективность регистрации нейтронов детектором определялась по эталонному спектру нейтронов спонтанного деления  ${}^{252}\text{Cf}$ , характеризуемого ядерной температурой  $T = 1,42$  МэВ [4]. В измерениях эффективности использовалась ионизационная камера с тонким слоем  ${}^{252}\text{Cf}$  [5]. Абсолютная величина сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов на кобальте определялась относительно сечения рассеяния нейтронов водородом [6]. Подробное описание экспериментальной установки, блок-схемы и принципа работы электронных устройств, методики проведения измерений и первичной обработки данных дано в наших предыдущих работах [7,8,9].

Одна из проблем, с которой приходится сталкиваться при экспериментальном исследовании взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами, состоит в разделении процессов упругого и неупругого рассеяния. Широко применяемый метод времени пролета позволяет в принципе это сделать, используя разное

<sup>X</sup> В соответствии с системой СИ 1 атм = 101,325 кПа.

время пролета фиксированной базы нейтронами с разными энергиями. Однако конечное временное разрешение любого спектрометра, определяемое множеством экспериментальных факторов, часто затрудняет надежное разделение этих процессов. На рис. I показан временной спектр нейтронов с энергией 4,99 МэВ, рассеянных кобальтом на угол  $45^\circ$ . Отчетливо видны пик упругорассеянных нейтронов, спектр неупруго провзаимодействовавших нейтронов и область их взаимного перекрытия. Основная задача в разделении этих нейтронов заключается в нахождении линии (сплошная кривая на рис. I), форма которой соответствовала бы спектру нейтронов, испытавших только упругие взаимодействия.

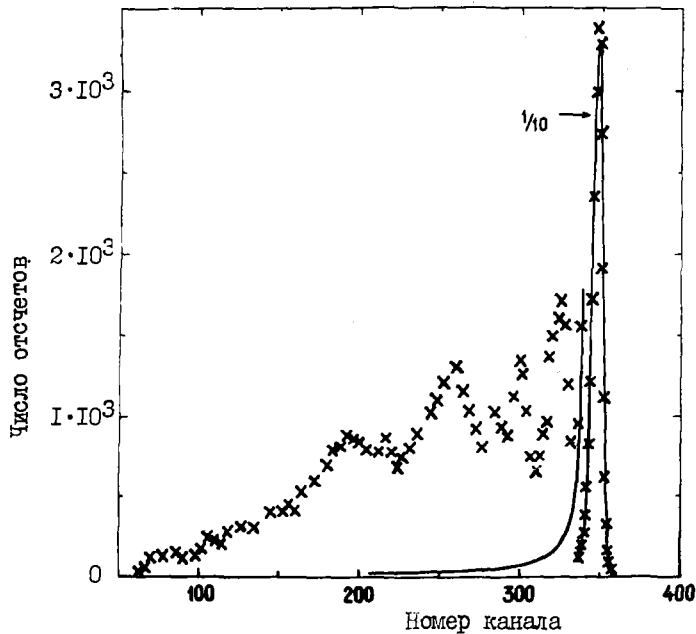


Рис. I. Временной спектр нейтронов с начальной энергией 4,99 МэВ, рассеянных кобальтом на угол  $45^\circ$ . Сплошной линией показан спектр упруго провзаимодействовавших нейтронов

Факторами, определяющими спектр упругого рассеяния, обычно являются: временное разрешение детектора, длительность и форма импульса протонов на мишени; конечные размеры мишени, образца и детектора, приводящие к неопределенности пролетной базы; немоноэнергетичность начальной энергии нейтронов; взаимодействие нейтронов с материалами канала защиты детектора; многократное упругое взаимодействие нейтронов с ядрами рассеивателя.

В конкретных экспериментальных условиях один или несколько из перечисленных факторов могут быть доминирующими в формировании формы пика упругорассеянных нейтронов и поэтому в каждом случае может быть предложен свой способ. Так, в одной из первых работ [10], где длительность импульса пучка протонов была еще значительна ( $\sim 8$  нс) и превосходила все другие временные неопределенности, за форму пика упругого рассеяния принималась форма  $\gamma$ -пики, получаемая на тех же временных спектрах. В дальнейшем, когда длительность сгустка протонов на электростатических ускорителях значительно уменьшилась, основной причиной, определяющей ширину пика упругорассеянных нейтронов, стало собственное временное разрешение детектора (которое, конечно, не одинаково при регистрации  $\gamma$ -квантов и нейтронов). В табл. I дана количественная оценка факторов, влияющих на ширину пика упругорассеянных нейтронов, а также полное разрешение нашего спектрометра. Поскольку, как видно из таблицы, основной вклад в ширину нейтронной линии вносит собственное разрешение детектора, для корректного определения необходимы дополнительные измерения тем же детектором, например, прямого потока нейтронов из мишени [11] или пика упругого рассеяния на углероде [10, 12]. В случае измерений прямого потока учитываются все факторы, влияющие на форму пика упругого рассеяния, кроме тех, которые связаны с конечными размерами рассеивателя. Упругое рассеяние на углероде моделирует полностью упругое рассеяние на исследуемом образце. Однако ввиду сравнительно большого сброса энергии на ядрах углерода, нейтроны, испытавшие многократные упругие взаимодействия в образце, будут иметь "хвост" во временном распределении, тянущийся в сторону больших времен пролета, чего нет в случае исследуемого образца из ядер среднего атомного веса. Для того

Таблица I

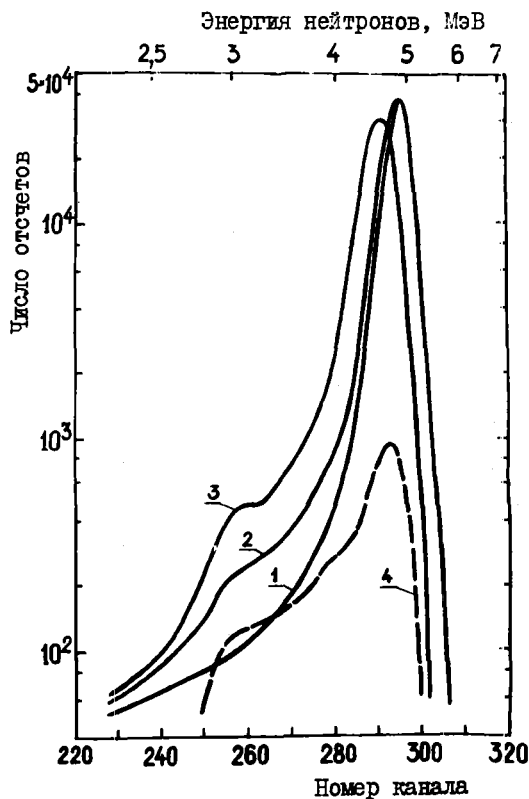
Временное разрешение спектрометра (ширина на полувысоте) и его основные компоненты при разных начальных энергиях нейтронов

| Компоненты временного разрешения, нс                                    | Энергия нейтронов, МэВ |     |     |     |     |
|---|------------------------|-----|-----|-----|-----|
|   | 4                      | 5   | 6   | 7   | 8   |
| Разрешение детектора и длительность сгустка пучка протонов <sup>х</sup> | 3,2                    | 3,0 | 2,7 | 2,6 | 2,4 |
| Разброс из-за конечных размеров образца и детектора                     | 2,5                    | 2,3 | 2,1 | 1,9 | 1,8 |
| Разброс из-за немонотонности начальной энергии нейтронов                | 1,6                    | 1,0 | 0,7 | 0,5 | 0,4 |
| Полное разрешение спектрометра  | 4,4                    | 3,9 | 3,5 | 3,3 | 3,0 |

<sup>х</sup>По оценкам, приведенным в работе [13], вклад собственного разрешения детектора является доминирующим.

чтобы понять насколько велики такие искажения, была составлена программа, в которой методом Монте-Карло прослеживалось реальное время пролета нейтрона от источника до детектора с учетом всех возможных упругих соударений с ядрами рассеивателя. Всякому нейтрону, достигшему детектора, приписывался временной спектр, измеренный на  $0^\circ$ , - таким образом учитывалось разрешение детектора и взаимодействие нейтронов с коллиматором защиты. Оказалось, что полученный таким способом спектр упругорассеянных нейтронов на образце из кобальта незначительно отличается от прямого потока (на рис.2 они изображены одной кривой I). Для образца из углерода приблизительно таких же размеров (высота 4,4 см, внутренний диаметр 3,5 см, внешний 4,5 см) эти искажения настолько велики, что вычитание из исследуемого спектра упругорассеянных нейтронов по форме упругого пика на углероде приводит к отрицательным значениям сечений неупругого рассеяния [7].

Рис.2. Спектры рассеянных нейтронов: I - временной спектр нейтронов, зарегистрированных детектором под  $0^\circ$  (прямой поток нейтронов из мишени); 2,3 - расчетные спектры нейтронов, упруго рассеянных образцом из углерода на углах  $30^\circ$  и  $60^\circ$ ; 4 - спектр многократного упругого рассеяния углеродом на угол  $30^\circ$



Подобных искажений можно избежать, если использовать элемент с большим атомным весом и достаточно большой энергией возбуждения первого уровня (у углерода  $E_{ур1} = 4,43$  МэВ). Такими элементами могут быть  $^{208}\text{Pb}$  ( $E_{ур1} = 2,61$  МэВ) и  $^{40}\text{Ca}$  ( $E_{ур1} = 3,35$  МэВ). Измерения показали, что на спектрометре с пролетной базой 2 м и разрешением 3-4 нс группы нейтронов, испытавших упругое рассеяние и рассеяние с возбуждением первого уровня ядра  $^{208}\text{Pb}$ , разделяются недостаточно, чтобы составить

полное представление о форме пика упругого рассеяния при энергиях нейтронов больше 6 МэВ. Образец из  $^{40}\text{Ca}$  может служить эталоном для упругого рассеяния при энергиях до 7 МэВ. Таким образом, измерения с  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{40}\text{Ca}$  не дают исчерпывающей информации во всем интересующем нас диапазоне энергий. Поэтому с точки зрения единообразия методики измерений и обработки данных разделение упругого и неупругого рассеяния на основе измерений прямого потока в данных экспериментальных условиях кажется наиболее приемлемым.

Процедура разделения включала следующие этапы. Перед каждой серией измерений спектров на шести углах детектор нейтронов устанавливался на  $0^\circ$ . При значительно уменьшенном токе протонов на мишени (за счет уменьшения давления азота в перезарядной трубке ускорителя) измерялись спектры прямого потока нейтронов (третий в мишени) и фона (вакуумированная мишень). После вычитания спектров фоновых нейтронов прямые потоки из отдельных серий сдвигались и суммировались по той же схеме, что и спектры нейтронов, рассеянных образцом [9]. Далее, в форму прямого потока вводились поправки, учитывающие многократные упругие взаимодействия и конечные размеры образца, по программе, описанной выше. Эта же программа нормировала и совмещала пик прямого потока с упругим пиком анализируемого спектра, для чего использовались центры тяжести и площади верхних половин этих пиков. Скорректированный прямой поток представлял собой спектр упругого рассеяния под данным углом, а вычитание его из спектра рассеянных образцом нейтронов давало временной спектр неупругого рассеяния. Дальнейшая раздельная обработка [9] полученных спектров давала сечения упругого и неупругого рассеяния.

### Результаты измерений

Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на кобальте при четырех начальных энергиях приведены в табл.2. В сечения внесены поправки, учитывающие ослабление потока нейтронов и многократные взаимодействия в рассеивателе конечных размеров. Для этого использованы данные по угловым распределениям упругого рассеяния на кобальте, измеренные авторами работ [14,15]. В пределах 10% поправка не зависит от вариации данных, использованных для ее расчета. На рис.3 наши результаты сравниваются с результатами работ [14] и [15]. Поскольку в работе [14] измерения выполнены в основном при промежуточных энергиях, для удобства сравнения эти дифференциальные сечения представлены на рисунке сплошными кривыми, которые были рассчитаны с помощью разложения угловых распределений в ряд по полиномам Лежандра. Коэффициенты при полиномах получены линейной интерполяцией к энергиям настоящего эксперимента коэффициентов, опубликованных в [14]. Как видно из рис.3, согласие результатов разных экспериментов достаточно хорошее, причем на углах больше  $120^\circ$  наши точки лежат ближе к данным работы [15].

Таблица 2

Дифференциальные сечения упругого рассеяния в системе центра масс  $\sigma(\theta_{\text{ц.м}})$ , параметр  $T$  и полные сечения неупругого рассеяния нейтронов  $\sigma_{\text{нп}}$  на кобальте

| Е, лэВ, МэВ                  | 4,99±0,07                             | 5,97±0,07 | 7,00±0,08 | 8,09±0,09 |
|------------------------------|---------------------------------------|-----------|-----------|-----------|
| cos $\theta_{\text{ц.м}}$    | $\sigma(\theta_{\text{ц.м}})$ , мб/ср |           |           |           |
| 0,856±0,011                  | 846 ± 58                              | 857 ± 64  | 797 ± 66  | 627 ± 57  |
| 0,681±0,016                  | 211 ± 15                              | 187 ± 14  | 137 ± 11  | 90 ± 8    |
| 0,481±0,019                  | 24 ± 3                                | 20 ± 2    | 14 ± 2    | 10 ± 1    |
| -0,021±0,022                 | 44 ± 3                                | 38 ± 3    | 28 ± 2    | 20 ± 2    |
| -0,522±0,019                 | 30 ± 3                                | 19 ± 1    | 12 ± 1    | 7 ± 1     |
| -0,875±0,011                 | 16 ± 2                                | 19 ± 2    | 17 ± 2    | 15 ± 2    |
| T, МэВ                       | 0,78±0,05                             | 0,79±0,05 | 0,86±0,05 | 0,90±0,06 |
| $\sigma_{\text{нп}}, \sigma$ | 1,51±0,10                             | 1,53±0,10 | 1,53±0,10 | 1,37±0,09 |

Экспериментальные погрешности, приписываемые сечениям упругого и, далее, неупругого рассеяния нейтронов, в основном определяются следующими причинами: погрешностью определения энергетической зависимости эффективности нейтронного детектора (3 - 6%); неточностью юстировки водородсодержащего и исследуемого образцов перед мишенью (5%); погрешностью данных, использованных для расчета поправок на многократные взаимодействия нейтронов с рассеивателями (3%). В высокоэнергетической части спектров неупругорассеянных нейтронов значительный вклад (до 20%) могут вносить статистический разброс набранных отсчетов и неточность отделения упругорассеянных нейтронов.

Измерению сечений неупругорассеянных на кобальте нейтронов в рассматриваемой области энергий посвящены работы [14, 16]. В работе [14] измерены спектры неупругорассеянных на угол  $90^\circ$  нейтронов с энергиями от 3,5 до 8,5 МэВ.

В работе не приводятся ни дифференциальные, ни полные сечения. Авторы описывают свои спектры распределением Максвелла:

$$\sigma(E_{n'}) \sim E_{n'} \exp(-E_{n'}/T)$$

в области  $E_{n'} = (0,5 - 2)$  МэВ и дают параметр  $T$ . Аналогичный анализ наших спектров дает значения  $T$ , которые приведены в табл.2 и сравниваются с данными работы [16] на рис.4. В работе [14] измерены дважды дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов в диапазоне от 4,2 до 8,5 МэВ.

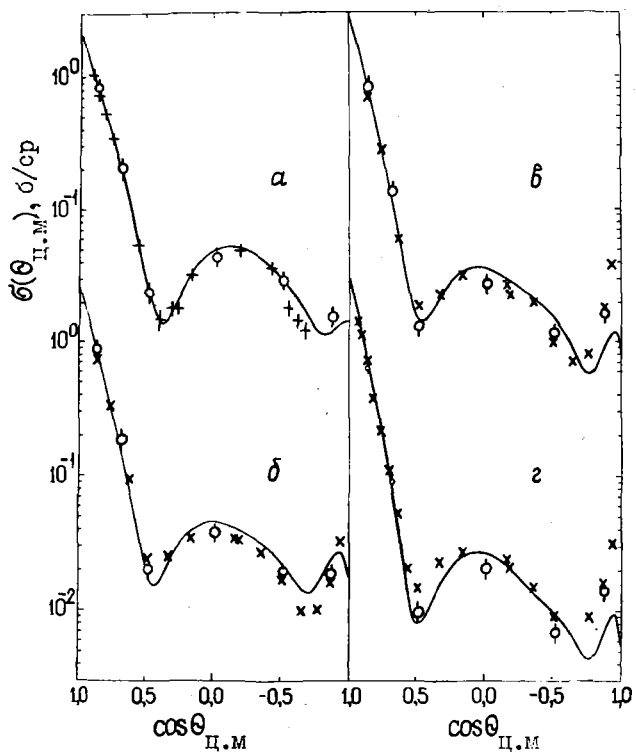


Рис.3

Рис.3. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов кобальтом при четырех энергиях, МэВ: а - 4,91; б - 5,97; в - 7,00; г - 8,09. Данные работ: о - настоящей; + и сплошные кривые - [14]; x - [15]

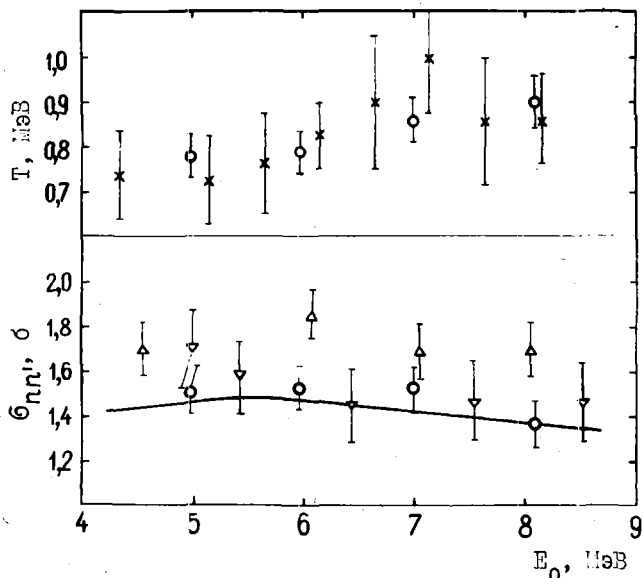


Рис.4

Рис.4. Сравнение ядерных температур  $T$  и полных сечений неупругого рассеяния нейтронов на кобальте. Данные работ: о - настоящей; x - [16];  $\Delta$  - [15];  $\nabla$  - [14]; — - [17]

На рис.5 для двух начальных энергий нейтронов сравниваются спектры неупругого рассеяния двух работ. За счет значительно большей пролетной базы (от 4 до 6 м) переходы на отдельные уровни или группы уровней в работе [14] хорошо разделены. Наш спектр представляет более плавную кривую. Обращает на себя внимание расхождение результатов при энергии 6 МэВ, особенно в области больших энергий возбуждения, где энергетические зависимости сечений прямо противоположны. Однако именно

в этой области наши данные совпадают с результатами работы [16] (совпадение параметров  $T$ , характеризующих энергетическую зависимость спектров). Угловые распределения неупругорассеянных нейтронов, проинтегрированные в определенных интервалах энергий возбуждения остаточного ядра  $^{59}\text{Co}$ , сравниваются с результатами работы [14] на рис.6, полученными при начальной энергии нейтронов 5,44 МэВ. Наши данные представляют собой линейную интерполяцию для указанной энергии соответствующих значений при энергиях 4,91 и 5,97 МэВ. Как видно из рисунка, зависимости угловых распределений неупругорассеянных нейтронов, полученные в двух работах, имеют некоторые отличия: данные работы [14] обнаруживают большую угловую анизотропию. Кроме того, данные существенно расходятся по абсолютной величине, что уже можно было видеть на рис.5.

Ввиду большого объема числовой информации ( $\sim 1200$  точек) дважды дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на кобальте направлены в Центр по ядерным данным.

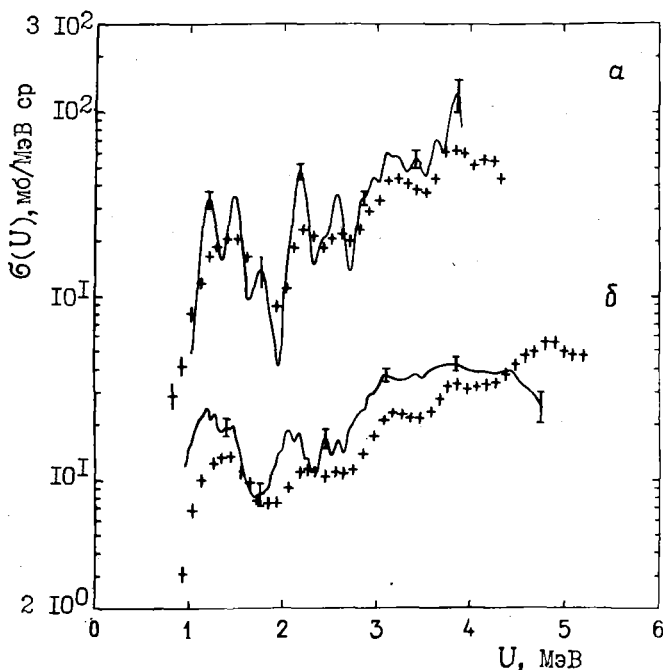


Рис.5

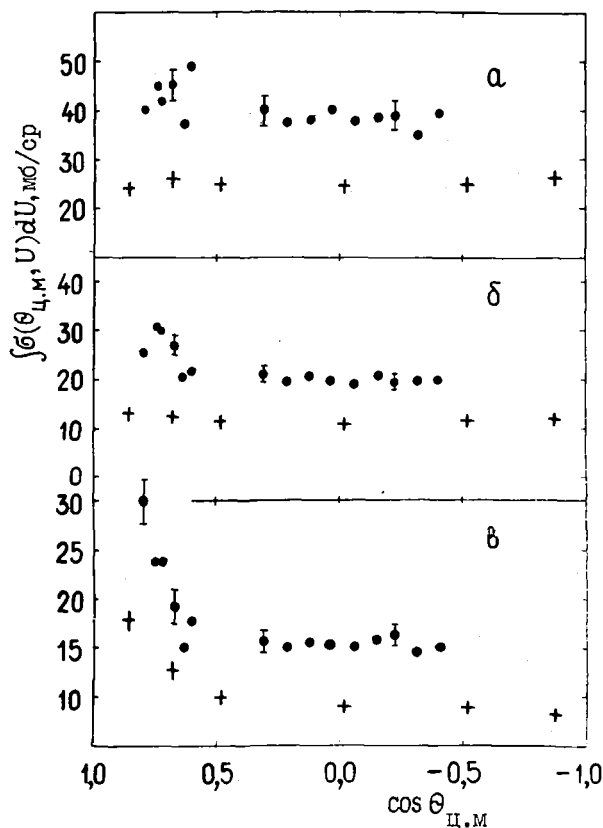


Рис.6

Рис.5. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов в зависимости от энергии возбуждения  $^{59}\text{Co}$ . Данные работ: + - настоящей; а -  $E=4,91$  МэВ, угол рассеяния  $\theta=90^\circ$ , б -  $E=5,97$  МэВ,  $\theta=60^\circ$ ; --- [14]: а -  $E=5,00$  МэВ,  $\theta=90^\circ$ , б -  $E=6,00$  МэВ,  $\theta=52,5^\circ$

Рис.6. Сравнение сечений неупругого рассеяния нейтронов на кобальте, проинтегрированных в интервалах энергий возбуждения остаточного ядра, МэВ: а - 3-4; б - 2-3; в - 1-2. Данные работ: + - настоящей, • - [14]

#### Список литературы

1. Muir D.W. WRENDA 79/80 INDC(SEC)-73/URSF, Vienna, 1979.
2. Guenther P.T., Moldauer P.A. et al. Nucl. Sci. and Engng, 1974, v. 54, p. 274.
3. Смаков С.П., Фетисов Н.И. и др. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. (Материалы 5-й всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1980). М.: ЦНИИатоминформ, 1981, вып. 2(41), с.8.
4. Grundl J., Eisenhauer C. IAEA-208, 1978, v. 1, p. 53.

5. Барнба В.Я., Корнилов Н.Н., Семенова Н.Н. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Реакторостроение. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, вып. 5(19), с. 45.
6. Hogsley A. Nuclear Data, 1966, v. A2, N 3, p. 243.
7. Смаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. - В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1980). М.: ЦНИИАтоминформ, 1980.
8. Смаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. - Атомная энергия, 1981 (в печати).
9. Смаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, вып. 4(39), с. 7.
10. Thomson D.B. Phys. Rev., 1963, v. 129, N 4, p. 1649.
11. Owens R.O., Towle J.H. Nucl. Phys., 1968, v. A112, N 2, p. 337.
12. Wilenzick R.M., Seth K.K. e.a. Ibid., 1965, v. 62, N 3, p. 511.
13. Труфанов А.М. и др. - ПТЭ, 1979, № 2, с. 50.
14. Kinney W.E., Perey F.G. Report OBNL-4549, 1970.
15. Holmqvist B., Wielding T. Report AE-366, 1969.
16. Tsukada K., Tanaka S. e.a. Nucl. Phys., 1966, v. 78, N 2, p. 369.
17. Garber D.I., Kinsey R.R. ENL-325, 3rd edition, 1976, v. 2.

Статья поступила в редакцию 29 октября 1981 г.

УДК 589.172.4

БИБЛИОТЕКА ГРУППОВЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ  
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

А.Б.Гусев, П.В.Писарев, В.К.Сергеев,  
В.В.Рассказов

NEUTRON GROUP CAPTURE CROSS-SECTION LIBRARY FOR FISSION FRAGMENTS. The calculation results of 26-group neutron capture cross-section library for fission fragments according to data of ENDF/B-IV library are given. The composition of this library is briefly described. In calculating the multigroup cross-sections are averaging over standard spectra using the PROPAN-complex program was performed. Resonance integrals were calculated and with data given in commentary to ENDF/B-IV library compared.

Для расчета нейтронно-физических характеристик энергетических реакторов по имеющимся программам необходимы многогрупповые нейтронные сечения радиационного захвата осколков деления. Была получена 26-групповая библиотека указанных сечений с групповым разбиением БНАБ [1] на базе библиотеки оцененных детальных ядерных данных ENDF/B-IV [2], переданной из МАГАТЭ. Ранее были определены [3] групповые сечения ( $n, \gamma$ )-реакции для осколков деления в области энергий от 1 кэВ до 10 МэВ по данным [4]. Известны и другие библиотеки детальных ядерных данных осколков деления: итальянская (CNEB-2), японская (JENDL-1), голландская (RCN-2) [5] и французская (CEA) [6].

Выбор из указанных библиотек библиотеки ENDF/B-IV для получения групповых сечений захвата осколков объясняется ее полнотой. В ENDF/B-IV содержатся файлы по константам радиоактивного распада для 824 нуклидов, а для 181 из них - файлы сечений полного захвата, упругого и неупругого рассеяния в области энергий  $10^{-5}$  эВ - 20 МэВ, для 36 нуклидов имеются файлы сечений типа ( $n, 2n$ ), ( $n, n'p$ ), ( $n, d$ ), ( $n, \alpha$ ), ( $n, p$ ).

В ENDF/B-IV в резонансной области задаются резонансные параметры и табулируемая функция, а сечения получают суммированием резонансной и нерезонансной частей. Для 6 изотопов ( $^{93}\text{Nb}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{153}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$ ) в библиотеке приведены средние резонансные параметры в неразрешенной области.

Для определения групповых нейтронных сечений ( $n, \gamma$ )-реакции по данным ENDF/B-IV использовались программы комплекса ПРОПАН для расчета нейтронно-физических характеристик реакторов. При этом с помощью программы, являющейся модернизированной версией программы АСПЕК-3 [7], был осуществлен перевод библиотеки сечений из формата ENDF/B-IV в формат СОКРАТОР [8], с которым работают все остальные программы. В области замедления групповые сечения определялись методом усреднения по стандартным спектрам (спектр нейтронов деления и спектр Ферми) с помощью программ SPURTC (по табулированным данным, включая нерезонансную составляющую в резонансной области) и SLOGR (по резонансным параметрам разрешенных резонансов и средним параметрам в неразрешенной области при бесконечном разбавлении).

Во втором случае, поскольку в ENDF/B-IV резонансные параметры задаются для одноуровневого формализма Брейта - Вигнера, использовалась формула

$$\sigma_e(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_e \sum_j g_j \sum_z \frac{\Gamma_{nz} \Gamma_{pz}}{(E-E'_z)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_z^2},$$

где  $N_z$  - число учитываемых уровней, остальные обозначения общеприняты. При расчетах полагалось  $N_z=10$ . В резонансной области резонансная и нерезонансная составляющие суммировались. Сечение для 26-й группы определялось интерполяцией для  $E=0,0253$  эВ. Таким образом была получена 26-групповая библиотека сечений захвата осколков деления, которая приведена в таблице.

В целях проверки правильности расчета многогрупповых сечений проводилось сравнение резонансных интегралов для всех осколков с данными комментариев библиотеки ENDF/B-IV и работы [2]. Сравнивались также резонансная и нерезонансная составляющие в сечении захвата в тепловой точке с данными комментариев. Выполнялись и другие проверки. Было показано, что для большинства осколков расхождение в значениях резонансных интегралов не превышает 1%. Для некоторых изотопов с малыми резонансными интегралами расхождение несколько больше.

#### ГРУППОВЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ( $n, \gamma$ ) ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

| И.Г.* | GE- 72 * | GE- 73 * | GE- 74 * | GE- 76 * | AS- 75 * | SE- 76 * | SE- 77 * |
|-------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| 1     | 1.75-03  | 3.09-03  | 1.44-03  | 1.04-03  | 2.31-03  | 2.15-03  | 2.45-03  |
| 2     | 9.36-03  | 2.49-02  | 5.55-03  | 1.09-03  | 1.95-02  | 1.28-02  | 9.00-03  |
| 3     | 1.79-02  | 4.20-02  | 9.27-03  | 2.34-03  | 3.49-02  | 2.21-02  | 1.88-02  |
| 4     | 2.26-02  | 4.65-02  | 9.89-03  | 2.57-03  | 3.46-02  | 3.13-02  | 2.44-02  |
| 5     | 2.49-02  | 4.88-02  | 1.06-02  | 3.23-03  | 3.17-02  | 3.99-02  | 3.12-02  |
| 6     | 3.64-02  | 5.84-02  | 1.48-02  | 5.10-03  | 5.05-02  | 5.06-02  | 5.07-02  |
| 7     | 3.62-02  | 7.53-02  | 2.23-02  | 8.90-03  | 1.10-01  | 6.98-02  | 1.19-01  |
| 8     | 4.18-02  | 1.05-01  | 2.62-02  | 1.04-02  | 1.81-01  | 7.83-02  | 2.13-01  |
| 9     | 5.19-02  | 1.66-01  | 3.35-02  | 1.36-02  | 2.55-01  | 1.01-01  | 2.94-01  |
| 10    | 7.18-02  | 2.71-01  | 4.74-02  | 1.95-02  | 3.81-01  | 1.46-01  | 4.18-01  |
| 11    | 1.04-01  | 4.37-01  | 7.20-02  | 1.30-02  | 5.84-01  | 2.13-01  | 6.10-01  |
| 12    | 1.50-01  | 7.33-01  | 1.02-01  | 2.81-02  | 9.60-01  | 3.46-01  | 9.59-01  |
| 13    | 3.27-01  | 1.29+00  | 2.36-01  | 6.10-04  | 1.42+00  | 6.67-01  | 1.91+00  |
| 14    | 4.29-03  | 2.40+00  | 2.04-03  | 5.58-04  | 2.08+00  | 6.69-01  | 2.63+00  |
| 15    | 3.19-02  | 6.13+00  | 2.50-03  | 1.57+00  | 7.90+00  | 2.29+00  | 3.25+00  |
| 16    | 3.88-02  | 1.95+01  | 3.54-03  | 2.85-03  | 1.27+01  | 5.89+00  | 5.07+00  |
| 17    | 1.30-02  | 4.61+01  | 5.12-03  | 2.16-03  | 8.26-02  | 1.13+00  | 9.22+00  |
| 18    | 1.90-02  | 5.72+00  | 7.46-03  | 2.90-03  | 4.70+01  | 1.65+00  | 8.43-01  |
| 19    | 2.79-02  | 6.02-01  | 1.09-02  | 4.13-03  | 4.65+00  | 2.42+00  | 1.21+00  |
| 20    | 4.10-02  | 7.10-01  | 1.60-02  | 5.99-03  | 2.62-01  | 3.55+00  | 1.76+00  |
| 21    | 6.01-02  | 9.69-01  | 2.35-02  | 8.74-03  | 3.03-01  | 5.21+00  | 2.58+00  |
| 22    | 8.82-02  | 1.38+00  | 3.45-02  | 1.28-02  | 4.11-01  | 7.65+00  | 3.78+00  |
| 23    | 1.30-01  | 2.00+00  | 5.06-02  | 1.88-02  | 5.84-01  | 1.12+01  | 5.55+00  |
| 24    | 1.90-01  | 2.92+00  | 7.43-02  | 2.75-02  | 8.44-01  | 1.65+01  | 8.14+00  |
| 25    | 2.77-01  | 3.98+00  | 9.65-02  | 3.93-02  | 9.23-01  | 2.41+01  | 1.16+01  |
| 26    | 1.92+00  | 1.50+01  | 3.83-01  | 1.42-01  | 4.31+00  | 8.50+01  | 4.20+01  |



H.Г.\* SE- 78 \* SE- 80 \* SE- 82 \* BR- 79 \* BR- 81 \* KR- 80 \* KR- 82 \*

|    |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |
|----|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|
| 1  | * | 1.58-03 | * | 1.49-03 | * | 1.14-03 | * | 2.78-03 | * | 2.29-03 | * | 1.42-02 | * | 5.28-03 | * |
| 2  | * | 5.29-03 | * | 4.95-03 | * | 2.53-03 | * | 2.74-02 | * | 1.61-02 | * | 1.27-02 | * | 9.22-03 | * |
| 3  | * | 8.82-03 | * | 8.13-03 | * | 3.51-03 | * | 5.58-02 | * | 3.23-02 | * | 2.77-02 | * | 2.20-02 | * |
| 4  | * | 1.35-02 | * | 1.31-02 | * | 4.06-03 | * | 6.89-02 | * | 4.32-02 | * | 3.37-02 | * | 3.40-02 | * |
| 5  | * | 1.53-02 | * | 1.59-02 | * | 3.98-03 | * | 6.92-02 | * | 5.51-02 | * | 4.15-02 | * | 4.33-02 | * |
| 6  | * | 2.10-02 | * | 2.35-02 | * | 6.32-03 | * | 1.00-01 | * | 8.15-02 | * | 7.04-02 | * | 7.03-02 | * |
| 7  | * | 2.98-02 | * | 2.84-02 | * | 9.19-03 | * | 2.05-01 | * | 1.33-01 | * | 8.02-02 | * | 6.91-02 | * |
| 8  | * | 3.39-02 | * | 3.17-02 | * | 1.03-02 | * | 3.45-01 | * | 1.97-01 | * | 9.06-02 | * | 7.83-02 | * |
| 9  | * | 4.38-02 | * | 4.12-02 | * | 1.30-02 | * | 4.83-01 | * | 2.94-01 | * | 1.18-01 | * | 1.03-01 | * |
| 10 | * | 6.59-02 | * | 6.32-02 | * | 1.31-02 | * | 7.00-01 | * | 4.48-01 | * | 1.93-01 | * | 1.71-01 | * |
| 11 | * | 8.40-02 | * | 1.03-01 | * | 6.51-03 | * | 1.04+00 | * | 6.73-01 | * | 3.01-01 | * | 2.73-01 | * |
| 12 | * | 1.22-01 | * | 2.55-01 | * | 2.83-02 | * | 1.63+00 | * | 1.05+00 | * | 4.44-01 | * | 4.10-01 | * |
| 13 | * | 3.37-01 | * | 7.63-02 | * | 2.52-04 | * | 2.67+00 | * | 1.61+00 | * | 6.56-01 | * | 6.34-01 | * |
| 14 | * | 2.19-01 | * | 4.12-01 | * | 2.28-04 | * | 4.53+00 | * | 1.89+00 | * | 1.11+00 | * | 9.92-01 | * |
| 15 | * | 4.48-03 | * | 6.31-03 | * | 2.98-04 | * | 7.68+00 | * | 2.24+00 | * | 2.56+00 | * | 7.64-04 | * |
| 16 | * | 4.74+00 | * | 6.64-03 | * | 4.19-04 | * | 2.42+01 | * | 2.32+00 | * | 1.60-02 | * | 5.05-03 | * |
| 17 | * | 7.72-03 | * | 8.74-03 | * | 6.04-04 | * | 4.35+00 | * | 5.07+01 | * | 6.67+01 | * | 3.69-02 | * |
| 18 | * | 8.74-03 | * | 1.23-02 | * | 8.79-04 | * | 2.23+01 | * | 2.47+00 | * | 1.27+00 | * | 1.02+00 | * |
| 19 | * | 1.20-02 | * | 1.77-02 | * | 1.29-03 | * | 1.01+02 | * | 1.32-01 | * | 3.12-01 | * | 2.20+02 | * |
| 20 | * | 1.71-02 | * | 2.57-02 | * | 1.89-03 | * | 9.32-01 | * | 1.39-01 | * | 4.70-01 | * | 1.47+00 | * |
| 21 | * | 2.48-02 | * | 3.76-02 | * | 2.76-03 | * | 8.62-01 | * | 1.81-01 | * | 7.65-01 | * | 1.77+00 | * |
| 22 | * | 3.62-02 | * | 5.51-02 | * | 4.06-03 | * | 1.10+00 | * | 2.53-01 | * | 1.20+00 | * | 2.61+00 | * |
| 23 | * | 5.30-02 | * | 8.08-02 | * | 5.95-03 | * | 1.53+00 | * | 3.63-01 | * | 1.83+00 | * | 3.90+00 | * |
| 24 | * | 7.77-02 | * | 1.18-01 | * | 8.73-03 | * | 2.20+00 | * | 5.27-01 | * | 2.74+00 | * | 5.79+00 | * |
| 25 | * | 1.00-01 | * | 7.42-02 | * | 1.10-02 | * | 2.64+00 | * | 5.18-01 | * | 3.20+00 | * | 2.53+00 | * |
| 26 | * | 4.00-01 | * | 6.11-01 | * | 4.50-02 | * | 1.11+01 | * | 2.69+00 | * | 1.43+01 | * | 3.02+01 | * |

H.Г.\* KR- 83 \* KR- 84 \* KR- 85 \* KR- 86 \* RR- 85 \* RB- 86 \* RB- 87 \*

|    |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |
|----|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|
| 1  | * | 6.90-03 | * | 9.33-04 | * | 1.83-03 | * | 7.23-05 | * | 3.86-03 | * | 1.35-03 | * | 1.08-03 | * |
| 2  | * | 7.52-03 | * | 1.04-03 | * | 3.12-03 | * | 3.12-04 | * | 8.23-03 | * | 8.45-04 | * | 1.32-03 | * |
| 3  | * | 2.79-02 | * | 2.42-03 | * | 4.04-03 | * | 8.47-04 | * | 1.35-02 | * | 1.69-03 | * | 1.23-03 | * |
| 4  | * | 7.11-02 | * | 4.65-03 | * | 4.35-03 | * | 9.34-04 | * | 1.98-02 | * | 3.39-03 | * | 1.29-03 | * |
| 5  | * | 1.03-01 | * | 6.57-03 | * | 4.99-03 | * | 1.78-03 | * | 2.98-02 | * | 7.69-03 | * | 1.35-03 | * |
| 6  | * | 1.19-01 | * | 1.03-02 | * | 6.69-03 | * | 2.45-03 | * | 4.42-02 | * | 2.15-02 | * | 2.52-03 | * |
| 7  | * | 1.56-01 | * | 9.71-03 | * | 9.91-03 | * | 2.36-03 | * | 6.38-02 | * | 3.69-02 | * | 5.34-03 | * |
| 8  | * | 2.32-01 | * | 1.10-02 | * | 1.46-02 | * | 2.64-03 | * | 9.92-02 | * | 5.09-02 | * | 6.87-03 | * |
| 9  | * | 3.63-01 | * | 1.43-02 | * | 2.35-02 | * | 3.51-03 | * | 1.63-01 | * | 8.22-02 | * | 1.00-02 | * |
| 10 | * | 6.33-01 | * | 2.47-02 | * | 4.24-02 | * | 6.30-03 | * | 2.70-01 | * | 1.45-01 | * | 1.73-02 | * |
| 11 | * | 1.02+00 | * | 4.18-02 | * | 7.89-02 | * | 6.56-03 | * | 4.45-01 | * | 2.52-01 | * | 1.52-02 | * |
| 12 | * | 1.69+00 | * | 7.81-02 | * | 1.41-01 | * | 8.10-05 | * | 1.10+00 | * | 4.06-01 | * | 2.98-02 | * |
| 13 | * | 2.80+00 | * | 1.32-01 | * | 2.42-01 | * | 1.20-01 | * | 4.08-01 | * | 6.39-01 | * | 2.66-02 | * |
| 14 | * | 5.08+00 | * | 4.41-01 | * | 4.00-01 | * | 1.57-03 | * | 1.10+00 | * | 1.04+00 | * | 4.03-04 | * |
| 15 | * | 5.48-04 | * | 3.81+00 | * | 2.68-01 | * | 6.82-04 | * | 2.96+00 | * | 2.91+00 | * | 1.88-03 | * |
| 16 | * | 6.45+00 | * | 6.71-03 | * | 1.49-02 | * | 7.11-04 | * | 6.33-01 | * | 1.21+01 | * | 2.55+00 | * |
| 17 | * | 4.61-02 | * | 1.96-03 | * | 2.19-02 | * | 9.09-04 | * | 8.60-02 | * | 1.04+01 | * | 3.40-03 | * |
| 18 | * | 1.34-01 | * | 2.04-03 | * | 3.22-02 | * | 1.26-03 | * | 9.85-03 | * | 5.34-01 | * | 2.99-03 | * |
| 19 | * | 1.80+02 | * | 2.63-03 | * | 4.72-02 | * | 1.79-03 | * | 1.37-02 | * | 1.39-01 | * | 3.83-03 | * |
| 20 | * | 2.29+00 | * | 3.64-03 | * | 6.94-02 | * | 2.60-03 | * | 1.96-02 | * | 2.04-01 | * | 5.26-03 | * |
| 21 | * | 2.62+00 | * | 5.20-03 | * | 1.02-01 | * | 3.79-03 | * | 2.84-02 | * | 3.00-01 | * | 7.48-03 | * |
| 22 | * | 6.66+00 | * | 7.55-03 | * | 1.49-01 | * | 5.56-03 | * | 4.17-02 | * | 4.40-01 | * | 1.10-02 | * |
| 23 | * | 1.55+01 | * | 1.10-02 | * | 2.19-01 | * | 8.15-03 | * | 6.09-02 | * | 6.47-01 | * | 1.60-02 | * |
| 24 | * | 3.02+01 | * | 1.61-02 | * | 3.22-01 | * | 1.19-02 | * | 8.90-02 | * | 9.49-01 | * | 2.32-02 | * |
| 25 | * | 4.94+01 | * | 1.52-02 | * | 4.72-01 | * | 1.75-02 | * | 9.59-02 | * | 1.39+00 | * | 1.63-02 | * |
| 26 | * | 2.08+02 | * | 8.31-02 | * | 1.66+00 | * | 6.16-02 | * | 4.60-01 | * | 4.90+00 | * | 1.20-01 | * |

| H.Г.* | SR- 86 * | SR- 87 * | SR- 88 * | SR- 89 * | SR- 90 * | Y- 89 * | Y- 90 * |
|-------|----------|----------|----------|----------|----------|---------|---------|
| 1 *   | 2.10-03  | 3.13-03  | 1.07-03  | 3.68-03  | 1.21-03  | 1.34-03 | 1.91-03 |
| 2 *   | 6.76-03  | 1.28-02  | 1.04-03  | 6.34-03  | 2.27-03  | 2.16-03 | 4.83-03 |
| 3 *   | 1.19-02  | 1.79-02  | 1.05-03  | 8.38-03  | 3.61-03  | 4.50-03 | 6.74-03 |
| 4 *   | 1.59-02  | 1.64-02  | 1.47-03  | 1.01-02  | 5.51-03  | 7.49-03 | 1.00-02 |
| 5 *   | 2.41-02  | 1.81-02  | 1.41-03  | 7.02-03  | 5.83-03  | 9.70-03 | 1.75-02 |
| 6 *   | 2.46-02  | 2.22-02  | 1.26-03  | 6.46-03  | 9.78-03  | 1.18-02 | 2.72-02 |
| 7 *   | 2.37-02  | 2.82-02  | 1.44-03  | 7.64-03  | 9.69-03  | 1.25-02 | 3.99-02 |
| 8 *   | 2.60-02  | 4.00-02  | 6.85-04  | 1.02-02  | 1.01-02  | 1.42-02 | 6.66-02 |
| 9 *   | 3.51-02  | 6.56-02  | 3.80-04  | 1.58-02  | 1.24-02  | 1.93-02 | 1.08-01 |
| 10 *  | 5.77-02  | 1.18-01  | 9.71-04  | 2.85-02  | 1.98-02  | 3.29-02 | 1.91-01 |
| 11 *  | 9.46-01  | 2.11-01  | 2.49-03  | 5.43-02  | 3.55-02  | 5.70-02 | 3.27-01 |
| 12 *  | 1.26-01  | 3.49-01  | 1.13-05  | 9.32-02  | 3.49-02  | 5.26-02 | 4.40-01 |
| 13 *  | 2.55-01  | 4.47-01  | 8.86-05  | 1.05-01  | 2.56-03  | 3.24-01 | 5.07-01 |
| 14 *  | 1.58-01  | 6.41-01  | 2.42-05  | 1.02-01  | 3.76-03  | 5.52-03 | 6.82-01 |
| 15 *  | 4.22+00  | 2.15+00  | 3.55-05  | 2.57-03  | 5.52-03  | 7.88-03 | 8.45-01 |
| 16 *  | 6.53-02  | 1.63-01  | 5.22-05  | 3.78-03  | 8.10-03  | 1.15-02 | 9.42-01 |
| 17 *  | 4.66-02  | 5.11-02  | 7.67-05  | 5.55-03  | 1.19-02  | 1.69-02 | 9.04-02 |
| 18 *  | 5.96-02  | 7.54-02  | 1.12-04  | 8.14-03  | 1.74-02  | 2.48-02 | 6.78-02 |
| 19 *  | 8.40-02  | 2.47-01  | 1.65-04  | 1.20-02  | 2.56-02  | 3.64-02 | 9.96-02 |
| 20 *  | 1.21-01  | 2.26-01  | 2.42-04  | 1.76-02  | 3.76-02  | 5.35-02 | 1.46-01 |
| 21 *  | 1.75-01  | 1.96+00  | 3.55-04  | 2.57-02  | 5.52-02  | 7.84-02 | 2.14-01 |
| 22 *  | 2.57-01  | 1.39+02  | 5.22-04  | 3.78-02  | 8.10-02  | 1.15-01 | 3.15-01 |
| 23 *  | 3.76-01  | 5.54+00  | 7.67-04  | 5.55-02  | 1.19-01  | 1.69-01 | 4.63-01 |
| 24 *  | 5.50-01  | 4.32+00  | 1.12-03  | 8.14-02  | 1.74-01  | 2.48-01 | 6.78-01 |
| 25 *  | 6.52-01  | 2.57+00  | 1.65-03  | 1.20-01  | 2.56-01  | 3.62-01 | 9.96-01 |
| 26 *  | 2.84+00  | 1.60+01  | 5.80-03  | 4.20-01  | 9.00-01  | 1.28+00 | 3.50+00 |

| H.Г.* | Y- 91 * | ZR- 90 * | ZR- 91 * | ZR- 92 * | ZR- 93 * | ZR- 94 * | ZR- 95 * |
|-------|---------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| 1 *   | 1.46-03 | 1.74-03  | 2.49-03  | 2.49-03  | 3.34-03  | 1.42-03  | 5.30-03  |
| 2 *   | 1.75-03 | 4.63-03  | 9.84-03  | 3.92-03  | 8.30-03  | 2.08-03  | 1.12-02  |
| 3 *   | 1.86-03 | 1.06-02  | 1.37-02  | 5.80-03  | 1.75-02  | 2.86-03  | 2.17-02  |
| 4 *   | 3.33-03 | 2.02-02  | 2.01-02  | 1.07-02  | 2.53-02  | 5.51-03  | 3.97-02  |
| 5 *   | 7.21-03 | 1.53-02  | 1.84-02  | 1.46-02  | 2.22-02  | 7.77-03  | 5.26-02  |
| 6 *   | 1.44-02 | 1.30-02  | 1.72-02  | 1.90-02  | 2.09-02  | 1.06-02  | 4.41-02  |
| 7 *   | 1.65-02 | 1.27-02  | 1.95-02  | 1.74-02  | 2.48-02  | 1.01-02  | 4.46-02  |
| 8 *   | 1.79-02 | 1.33-02  | 2.60-02  | 1.74-02  | 2.89-02  | 9.98-03  | 5.90-02  |
| 9 *   | 2.50-02 | 1.46-02  | 4.18-02  | 2.29-02  | 4.10-02  | 1.21-02  | 9.66-02  |
| 10 *  | 4.33-02 | 1.55-02  | 7.65-02  | 3.66-02  | 7.14-02  | 1.89-02  | 1.74-01  |
| 11 *  | 7.94-02 | 2.08-02  | 1.41-01  | 2.38-02  | 1.26-01  | 4.06-02  | 3.04-01  |
| 12 *  | 1.42-01 | 1.38-01  | 2.91-01  | 2.59-01  | 2.13-01  | 1.92-01  | 4.90-01  |
| 13 *  | 2.31-01 | 1.49-01  | 6.11-01  | 3.14-01  | 3.21-01  | 1.24-01  | 7.41-01  |
| 14 *  | 3.55-01 | 5.46-04  | 4.27-01  | 2.44-01  | 4.61-01  | 4.54-04  | 1.13+00  |
| 15 *  | 4.48-01 | 6.66-04  | 1.01+00  | 1.89-03  | 7.62-01  | 3.84-04  | 1.79+00  |
| 16 *  | 1.26-02 | 9.33-04  | 3.56+00  | 2.51-03  | 4.22+00  | 5.29-04  | 1.74+00  |
| 17 *  | 1.85-02 | 1.34-03  | 8.27-01  | 3.54-03  | 2.89+01  | 7.55-04  | 8.30-03  |
| 18 *  | 2.71-02 | 1.95-03  | 2.22-02  | 5.09-03  | 4.87-02  | 1.09-03  | 9.51-03  |
| 19 *  | 3.98-02 | 2.86-03  | 3.06-02  | 7.47-03  | 7.15-02  | 1.60-03  | 1.40-02  |
| 20 *  | 5.85-02 | 4.19-03  | 4.37-02  | 1.09-02  | 1.05-01  | 2.34-03  | 2.05-02  |
| 21 *  | 8.58-02 | 6.12-03  | 6.34-02  | 1.59-02  | 1.54-01  | 3.43-03  | 3.01-02  |
| 22 *  | 1.26-01 | 9.02-03  | 9.31-02  | 2.35-02  | 2.26-01  | 5.05-03  | 4.41-02  |
| 23 *  | 1.85-01 | 1.32-02  | 1.36-01  | 3.44-02  | 3.31-01  | 7.40-03  | 6.48-02  |
| 24 *  | 2.71-01 | 1.94-02  | 1.99-01  | 5.03-02  | 4.86-01  | 1.08-02  | 9.50-02  |
| 25 *  | 3.98-01 | 2.42-02  | 2.54-01  | 5.65-02  | 7.13-01  | 1.40-02  | 1.40-01  |
| 26 *  | 1.40+00 | 1.00-01  | 1.03+00  | 2.60-01  | 2.50+00  | 5.60-02  | 4.90-01  |

| H.Г.* | ZR- 96 * | NB- 93 * | NB- 94 * | NB- 95 * | MO- 94 * | MO- 95 * | MO- 96 * |
|-------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| 1 *   | 1.88-03  | 1.68-02  | 1.79-03  | 7.02-03  | 1.93-03  | 5.24-03  | 1.87-03  |
| 2 *   | 5.24-03  | 5.62-03  | 2.92-03  | 1.81-02  | 5.30-03  | 1.17-02  | 5.82-03  |
| 3 *   | 1.34-02  | 4.93-03  | 3.85-03  | 3.55-02  | 1.02-02  | 1.90-02  | 1.03-02  |
| 4 *   | 3.36-02  | 1.07-02  | 5.42-03  | 5.22-02  | 1.90-02  | 3.02-02  | 1.92-02  |
| 5 *   | 3.24-02  | 3.22-02  | 7.99-03  | 7.32-02  | 2.00-02  | 5.36-02  | 1.95-02  |
| 6 *   | 2.32-02  | 5.17-02  | 1.50-02  | 9.63-02  | 2.87-02  | 7.39-02  | 2.94-02  |
| 7 *   | 1.96-02  | 6.66-02  | 3.16-02  | 1.09-01  | 2.57-02  | 8.90-02  | 2.56-02  |
| 8 *   | 1.88-02  | 9.09-02  | 7.40-02  | 1.54-01  | 2.65-02  | 1.35-01  | 2.57-02  |
| 9 *   | 2.50-02  | 1.34-01  | 1.71-01  | 2.53-01  | 3.66-02  | 2.22-01  | 3.54-02  |
| 10 *  | 1.33-02  | 2.12-01  | 3.18-01  | 4.30-01  | 4.50-02  | 3.82-01  | 6.15-02  |
| 11 *  | 7.18-05  | 3.50-01  | 5.23-01  | 6.69-01  | 4.69-02  | 6.03-01  | 1.10-01  |
| 12 *  | 8.65-02  | 5.55-01  | 7.85-01  | 9.68-01  | 1.01-01  | 8.84-01  | 1.84-01  |
| 13 *  | 2.01-01  | 1.17+00  | 1.15+00  | 1.37+00  | 4.15-01  | 1.23+00  | 4.20-01  |
| 14 *  | 3.70-04  | 2.20+00  | 1.74+00  | 1.99+00  | 3.41-01  | 2.02+00  | 4.26-02  |
| 15 *  | 1.65-03  | 1.27+00  | 2.74+00  | 4.19+00  | 2.50-04  | 2.42+00  | 1.86-02  |
| 16 *  | 6.50+00  | 2.00+00  | 4.52+00  | 7.81+00  | 2.06-04  | 2.65+00  | 1.94-01  |
| 17 *  | 4.20-03  | 3.06+00  | 7.46+00  | 9.61+00  | 7.41-02  | 1.64+00  | 2.37+01  |
| 18 *  | 1.27-03  | 1.32-01  | 7.10+00  | 2.91-02  | 5.62-04  | 3.12+00  | 7.15-02  |
| 19 *  | 9.37-04  | 4.00-01  | 5.19+00  | 4.27-02  | 4.89-04  | 1.25+02  | 4.21-02  |
| 20 *  | 9.49-04  | 4.90-02  | 1.12+02  | 6.27-02  | 6.85-04  | 8.61-01  | 4.88-02  |
| 21 *  | 1.15-03  | 7.09-02  | 2.99+00  | 9.19-02  | 9.85-04  | 9.99-01  | 6.53-02  |
| 22 *  | 1.56-03  | 1.04-01  | 1.60+00  | 1.35-01  | 1.46-03  | 1.37+00  | 9.34-02  |
| 23 *  | 2.17-03  | 1.52-01  | 1.98+00  | 1.98-01  | 2.12-03  | 1.96+00  | 1.34-01  |
| 24 *  | 3.11-03  | 2.23-01  | 2.74+00  | 2.91-01  | 3.09-03  | 2.83+00  | 1.94-01  |
| 25 *  | 2.64-03  | 3.10-01  | 3.08+00  | 4.27-01  | 1.95-03  | 3.25+00  | 1.69-01  |
| 26 *  | 1.58-02  | 1.15+00  | 1.36+01  | 1.50+00  | 1.60-02  | 1.45+01  | 1.00+00  |

| H.Г.* | MO- 97 * | MO- 98 * | MO- 99 * | MO-100 * | RU- 99 * | RU-100 * | RU-101 * |
|-------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| 1 *   | 3.32-03  | 2.90-03  | 2.76-03  | 1.32-03  | 3.64-03  | 2.55-03  | 3.97-03  |
| 2 *   | 7.35-03  | 9.01-03  | 1.67-02  | 3.17-03  | 2.17-02  | 1.57-02  | 1.06-02  |
| 3 *   | 1.32-02  | 1.69-02  | 3.42-02  | 6.66-03  | 3.25-02  | 2.82-02  | 1.85-02  |
| 4 *   | 2.14-02  | 2.79-02  | 4.51-02  | 9.27-03  | 3.77-02  | 4.58-02  | 2.60-02  |
| 5 *   | 5.29-02  | 3.19-02  | 5.36-02  | 1.21-02  | 4.80-02  | 4.42-02  | 3.77-02  |
| 6 *   | 0.04-02  | 4.52-02  | 9.59-02  | 2.79-02  | 8.46-02  | 4.62-02  | 8.24-02  |
| 7 *   | 9.29-02  | 3.60-02  | 1.69-01  | 3.08-02  | 1.51-01  | 5.90-02  | 2.07-01  |
| 8 *   | 1.28-01  | 3.64-02  | 3.00-01  | 2.97-02  | 2.54-01  | 6.53-02  | 3.49-01  |
| 9 *   | 2.10-01  | 5.26-02  | 5.11-01  | 4.14-02  | 4.36-01  | 9.75-02  | 5.58-01  |
| 10 *  | 3.61-01  | 9.19-02  | 7.43-01  | 7.24-02  | 6.00-01  | 1.67-01  | 8.29-01  |
| 11 *  | 5.76-01  | 1.61-01  | 9.99-01  | 1.29-01  | 9.68-01  | 2.80-01  | 1.11+00  |
| 12 *  | 8.43-01  | 2.76-01  | 1.26+00  | 2.19-01  | 1.27+00  | 4.20-01  | 1.39+00  |
| 13 *  | 9.94-01  | 4.24-01  | 1.58+00  | 4.04-01  | 1.64+00  | 5.88-01  | 1.72+00  |
| 14 *  | 1.68+00  | 2.81-01  | 2.16+00  | 9.36-01  | 2.27+00  | 8.18-01  | 2.32+00  |
| 15 *  | 1.52+00  | 3.57+00  | 2.95+00  | 2.22-01  | 4.24+00  | 4.60+00  | 3.29+00  |
| 16 *  | 6.02-01  | 1.67+00  | 3.97+00  | 2.56+00  | 1.00+01  | 2.46+00  | 3.75+00  |
| 17 *  | 3.32+00  | 2.89-03  | 5.33+00  | 6.96-03  | 2.87+01  | 8.20-02  | 5.25+00  |
| 18 *  | 7.54+00  | 3.32-03  | 7.17+00  | 2.21-01  | 1.19+01  | 1.13-01  | 2.37+01  |
| 19 *  | 7.69+00  | 6.17-03  | 7.49+00  | 6.25-03  | 3.44+01  | 1.65-01  | 1.68+01  |
| 20 *  | 8.01-02  | 2.22+00  | 7.11-02  | 8.68-03  | 5.10+01  | 2.43-01  | 6.09+01  |
| 21 *  | 1.24-01  | 2.64-02  | 1.04-01  | 1.24-02  | 2.85+01  | 3.56-01  | 5.23-01  |
| 22 *  | 1.84-01  | 1.43-02  | 1.53-01  | 1.81-02  | 8.59-01  | 5.22-01  | 4.00-01  |
| 23 *  | 2.71-01  | 1.82-02  | 2.25-01  | 2.64-02  | 8.52-01  | 7.67-01  | 4.76-01  |
| 24 *  | 3.97-01  | 2.54-02  | 3.29-01  | 3.87-02  | 1.08+00  | 1.12+00  | 6.41-01  |
| 25 *  | 5.62-01  | 1.82-02  | 4.04-01  | 3.01-02  | 1.13+00  | 1.65+00  | 6.58-01  |
| 26 *  | 1.89+00  | 1.27-01  | 1.70+00  | 1.99-01  | 5.01+00  | 5.80+00  | 3.11+00  |

| H.Г.* | RU-102 *  | RU-103 *  | RU-104 *  | RU-105 *  | RU-106 *  | RH-105 *  | PD-104 *  |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 1 *   | 7.39-03 * | 3.43-03 * | 2.93-03 * | 2.12-03 * | 1.50-03 * | 2.87-03 * | 3.10-03 * |
| 2 *   | 3.11-02 * | 9.07-03 * | 1.12-02 * | 5.81-03 * | 3.61-03 * | 2.89-02 * | 2.62-02 * |
| 3 *   | 6.97-02 * | 1.53-02 * | 2.34-02 * | 1.32-02 * | 6.64-03 * | 6.57-02 * | 5.64-02 * |
| 4 *   | 8.22-02 * | 2.17-02 * | 3.19-02 * | 2.34-02 * | 8.41-03 * | 9.71-02 * | 1.02-01 * |
| 5 *   | 6.92-02 * | 3.77-02 * | 3.97-02 * | 3.40-02 * | 1.07-02 * | 1.19-01 * | 1.02-01 * |
| 6 *   | 6.81-02 * | 8.83-02 * | 3.59-02 * | 5.07-02 * | 1.55-02 * | 1.59-01 * | 9.79-02 * |
| 7 *   | 8.17-02 * | 1.39-01 * | 5.56-02 * | 9.61-02 * | 2.37-02 * | 2.36-01 * | 1.14-01 * |
| 8 *   | 9.24-02 * | 2.83-01 * | 6.19-02 * | 2.18-01 * | 3.24-02 * | 3.82-01 * | 1.35-01 * |
| 9 *   | 1.41-01 * | 4.63-01 * | 9.16-02 * | 4.14-01 * | 4.40-02 * | 6.04-01 * | 2.04-01 * |
| 10 *  | 2.38-01 * | 6.91-01 * | 1.57-01 * | 6.39-01 * | 7.55-02 * | 8.62-01 * | 3.33-01 * |
| 11 *  | 3.83-01 * | 9.05-01 * | 2.63-01 * | 8.97-01 * | 1.33-01 * | 1.13+00 * | 5.11-01 * |
| 12 *  | 5.52-01 * | 1.11+00 * | 4.06-01 * | 1.02+00 * | 2.28-01 * | 1.38+00 * | 6.93-01 * |
| 13 *  | 7.38-01 * | 1.33+00 * | 5.57-01 * | 1.02+00 * | 1.18+00 * | 1.66+00 * | 9.02-01 * |
| 14 *  | 1.41+00 * | 1.72+00 * | 1.03+00 * | 1.07+00 * | 8.93-01 * | 2.17+00 * | 1.20+00 * |
| 15 *  | 1.21-01 * | 2.47+00 * | 1.31+00 * | 1.23+00 * | 8.95-04 * | 3.04+00 * | 1.73+00 * |
| 16 *  | 4.08-01 * | 4.09+00 * | 4.27+00 * | 1.54+00 * | 1.31-03 * | 4.48+00 * | 1.19+00 * |
| 17 *  | 1.37-01 * | 1.11+01 * | 1.53-02 * | 1.25+00 * | 1.93-03 * | 6.60+00 * | 1.60+01 * |
| 18 *  | 2.53-02 * | 3.09+01 * | 9.25-03 * | 3.88-03 * | 2.83-03 * | 9.72+00 * | 1.98-02 * |
| 19 *  | 3.71-02 * | 3.24+01 * | 1.28-02 * | 5.69-03 * | 4.16-03 * | 1.43+01 * | 1.61-02 * |
| 20 *  | 5.44-02 * | 3.22-01 * | 1.85-02 * | 8.36-03 * | 6.10-03 * | 2.11+01 * | 1.91-02 * |
| 21 *  | 7.98-02 * | 4.72-01 * | 2.69-02 * | 1.23-02 * | 8.95-03 * | 3.00+01 * | 2.56-02 * |
| 22 *  | 1.17-01 * | 6.93-01 * | 3.94-02 * | 1.80-02 * | 1.31-02 * | 4.15+01 * | 3.61-02 * |
| 23 *  | 1.72-01 * | 1.02+00 * | 5.78-02 * | 2.64-02 * | 1.93-02 * | 1.03+04 * | 5.21-02 * |
| 24 *  | 2.52-01 * | 1.49+00 * | 8.47-02 * | 3.88-02 * | 2.83-02 * | 1.01+04 * | 7.57-02 * |
| 25 *  | 3.67-01 * | 2.19+00 * | 1.11-01 * | 5.69-02 * | 4.16-02 * | 6.71+02 * | 1.11-01 * |
| 26 *  | 1.30+00 * | 7.70+00 * | 4.37-01 * | 2.00-01 * | 1.46-01 * | 1.60+04 * | 3.88-01 * |

| H.Г.* | PD-105 *  | PD-106 *  | PD-107 *  | PD-108 *  | PD-110 *  | AG-107 *  | AG-109 *  |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 1 *   | 1.07-02 * | 4.07-03 * | 7.33-03 * | 3.86-03 * | 1.86-03 * | 6.96-03 * | 5.36-03 * |
| 2 *   | 3.58-02 * | 1.58-02 * | 2.74-02 * | 1.49-02 * | 5.44-03 * | 1.88-02 * | 8.23-03 * |
| 3 *   | 6.27-02 * | 3.28-02 * | 4.94-02 * | 2.89-02 * | 1.07-02 * | 6.26-02 * | 3.07-02 * |
| 4 *   | 8.83-02 * | 5.66-02 * | 6.73-02 * | 4.29-02 * | 1.46-02 * | 9.45-02 * | 5.15-02 * |
| 5 *   | 1.21-01 * | 5.71-02 * | 9.00-02 * | 5.55-02 * | 2.33-02 * | 1.03-01 * | 5.63-02 * |
| 6 *   | 1.90-01 * | 6.17-02 * | 1.23-01 * | 5.57-02 * | 2.70-02 * | 1.38-01 * | 7.34-02 * |
| 7 *   | 3.20-01 * | 6.86-02 * | 2.61-01 * | 7.05-02 * | 4.43-02 * | 2.69-01 * | 1.50-01 * |
| 8 *   | 5.12-01 * | 7.33-02 * | 4.04-01 * | 7.40-02 * | 4.38-02 * | 4.14-01 * | 2.36-01 * |
| 9 *   | 7.90-01 * | 1.09-01 * | 6.16-01 * | 1.08-01 * | 5.99-02 * | 6.34-01 * | 3.77-01 * |
| 10 *  | 1.20+00 * | 1.84-01 * | 8.74-01 * | 1.81-01 * | 1.01-01 * | 9.79-01 * | 6.07-01 * |
| 11 *  | 1.75+00 * | 3.04-01 * | 1.12+00 * | 2.97-01 * | 1.74-01 * | 1.40+00 * | 9.29-01 * |
| 12 *  | 2.39+00 * | 4.55-01 * | 1.35+00 * | 4.43-01 * | 2.82-01 * | 1.91+00 * | 1.33+00 * |
| 13 *  | 2.98+00 * | 6.13-01 * | 1.60+00 * | 5.96-01 * | 4.03-01 * | 2.70+00 * | 1.90+00 * |
| 14 *  | 3.65+00 * | 7.58-01 * | 2.06+00 * | 8.01-01 * | 2.40+00 * | 4.18+00 * | 2.94+00 * |
| 15 *  | 4.68+00 * | 7.39-01 * | 2.86+00 * | 1.18+00 * | 2.70+00 * | 4.44+00 * | 6.08+00 * |
| 16 *  | 5.91+00 * | 5.72+00 * | 4.41+00 * | 2.65+00 * | 2.70+00 * | 4.87+00 * | 7.12+00 * |
| 17 *  | 7.25+00 * | 1.30-02 * | 9.98+00 * | 2.28-01 * | 1.10-01 * | 7.03+00 * | 1.80+01 * |
| 18 *  | 2.00+01 * | 7.11-03 * | 1.87+01 * | 4.34+01 * | 4.30-03 * | 3.25+01 * | 3.31+01 * |
| 19 *  | 1.63+01 * | 8.08-03 * | 2.76+01 * | 2.31+02 * | 6.31-03 * | 1.70+01 * | 4.24+01 * |
| 20 *  | 4.44+01 * | 1.08-02 * | 1.44+01 * | 1.17+00 * | 9.26-03 * | 5.63+01 * | 1.83+00 * |
| 21 *  | 1.33+00 * | 1.51-02 * | 6.13-01 * | 9.81-01 * | 1.36-02 * | 2.50+00 * | 1.65+03 * |
| 22 *  | 1.38+00 * | 2.18-02 * | 9.00-01 * | 4.23+00 * | 1.99-02 * | 3.41+00 * | 9.55+01 * |
| 23 *  | 1.92+00 * | 3.17-02 * | 1.32+00 * | 1.75+00 * | 2.92-02 * | 4.92+00 * | 2.35+01 * |
| 24 *  | 2.75+00 * | 4.64-02 * | 1.94+00 * | 2.44+00 * | 4.28-02 * | 7.17+00 * | 2.33+01 * |
| 25 *  | 3.38+00 * | 6.80-02 * | 2.85+00 * | 1.48+00 * | 6.28-02 * | 1.02+01 * | 2.88+01 * |
| 26 *  | 1.40+01 * | 2.38-01 * | 1.00+01 * | 1.22+01 * | 2.20-01 * | 3.69+01 * | 9.20+01 * |

H.Г.\* AG-111 \* CD-108 \* CD-110 \* CD-111 \* CD-112 \* CD-113 \* CD-114 \*

|    |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |
|----|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|
| 1  | * | 2.08-03 | * | 3.88-03 | * | 3.69-03 | * | 4.10-03 | * | 3.31-03 | * | 6.83-03 | * | 3.09-03 | * |
| 2  | * | 8.48-03 | * | 4.72-02 | * | 4.49-02 | * | 1.28-02 | * | 3.68-02 | * | 1.07-02 | * | 3.50-02 | * |
| 3  | * | 1.73-02 | * | 9.78-02 | * | 8.63-02 | * | 2.44-02 | * | 6.84-02 | * | 1.86-02 | * | 7.03-02 | * |
| 4  | * | 2.53-02 | * | 1.11-01 | * | 1.38-01 | * | 3.47-02 | * | 1.02-01 | * | 3.49-02 | * | 1.02-01 | * |
| 5  | * | 3.73-02 | * | 9.55-02 | * | 1.31-01 | * | 4.95-02 | * | 1.16-01 | * | 6.73-02 | * | 1.25-01 | * |
| 6  | * | 7.96-02 | * | 9.41-02 | * | 1.26-01 | * | 9.19-02 | * | 1.11-01 | * | 1.09-01 | * | 1.16-01 | * |
| 7  | * | 1.71-01 | * | 9.76-02 | * | 1.19-01 | * | 1.70-01 | * | 1.12-01 | * | 1.30-01 | * | 1.21-01 | * |
| 8  | * | 2.61-01 | * | 1.10-01 | * | 1.34-01 | * | 2.47-01 | * | 1.22-01 | * | 1.59-01 | * | 1.32-01 | * |
| 9  | * | 4.00-01 | * | 1.63-01 | * | 1.96-01 | * | 3.74-01 | * | 1.75-01 | * | 2.29-01 | * | 1.85-01 | * |
| 10 | * | 5.92-01 | * | 2.68-01 | * | 3.16-01 | * | 5.66-01 | * | 2.81-01 | * | 3.92-01 | * | 2.94-01 | * |
| 11 | * | 8.03-01 | * | 4.21-01 | * | 4.81-01 | * | 7.67-01 | * | 4.32-01 | * | 7.72-01 | * | 4.45-01 | * |
| 12 | * | 1.00+00 | * | 5.37-01 | * | 5.54-01 | * | 9.68-01 | * | 5.78-01 | * | 1.27+00 | * | 6.04-01 | * |
| 13 | * | 1.42+00 | * | 6.02-01 | * | 8.20-01 | * | 1.05+00 | * | 7.89-01 | * | 1.70+00 | * | 1.27+00 | * |
| 14 | * | 6.01+00 | * | 7.25-01 | * | 1.05+00 | * | 2.28+00 | * | 1.25+00 | * | 2.29+00 | * | 2.20+00 | * |
| 15 | * | 1.49+01 | * | 9.85-01 | * | 1.54+00 | * | 3.26+00 | * | 1.41+00 | * | 4.71+00 | * | 3.31+00 | * |
| 16 | * | 2.29+01 | * | 7.51-01 | * | 1.69+00 | * | 8.12+00 | * | 3.15+00 | * | 1.02+01 | * | 3.60+00 | * |
| 17 | * | 3.50+01 | * | 1.45-02 | * | 2.37-01 | * | 9.26+00 | * | 3.38-02 | * | 1.04+01 | * | 1.25+01 | * |
| 18 | * | 5.03+01 | * | 2.13-02 | * | 4.25+01 | * | 6.77+00 | * | 8.48+00 | * | 1.87+01 | * | 1.58-01 | * |
| 19 | * | 8.54-02 | * | 3.13-02 | * | 3.54-01 | * | 2.52+01 | * | 6.91-02 | * | 5.49-02 | * | 1.37-02 | * |
| 20 | * | 1.25-01 | * | 4.60-02 | * | 4.80-01 | * | 1.10+00 | * | 9.40-02 | * | 2.73+00 | * | 1.61-02 | * |
| 21 | * | 1.84-01 | * | 6.74-02 | * | 6.90-01 | * | 1.51+00 | * | 1.36-01 | * | 8.91-01 | * | 2.19-02 | * |
| 22 | * | 2.70-01 | * | 9.90-02 | * | 1.01+00 | * | 2.20+00 | * | 1.99-01 | * | 6.36+00 | * | 3.11-02 | * |
| 23 | * | 3.96-01 | * | 1.45-01 | * | 1.47+00 | * | 3.22+00 | * | 2.91-01 | * | 5.10+01 | * | 4.50-02 | * |
| 24 | * | 5.81-01 | * | 2.13-01 | * | 2.15+00 | * | 4.71+00 | * | 4.27-01 | * | 5.48+02 | * | 6.56-02 | * |
| 25 | * | 8.54-01 | * | 3.13-01 | * | 3.15+00 | * | 6.85+00 | * | 6.10-01 | * | 1.11+04 | * | 1.13-02 | * |
| 26 | * | 3.00+00 | * | 1.10+00 | * | 1.11+01 | * | 2.43+01 | * | 2.20+00 | * | 1.99+04 | * | 3.37-01 | * |

H.Г.\* CD-115M \* CD-116 \* IN-113 \* IN-115 \* SN-115 \* SN-116 \* SN-117 \*

|    |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |
|----|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|
| 1  | * | 2.25-03 | * | 2.35-03 | * | 4.21-03 | * | 2.72-03 | * | 2.15-03 | * | 2.47-03 | * | 2.89-03 | * |
| 2  | * | 5.62-03 | * | 1.62-02 | * | 6.61-02 | * | 1.92-02 | * | 2.25-03 | * | 1.07-02 | * | 9.13-03 | * |
| 3  | * | 1.69-02 | * | 3.30-02 | * | 1.67-01 | * | 6.35-02 | * | 1.88-03 | * | 2.28-02 | * | 1.86-02 | * |
| 4  | * | 3.57-02 | * | 4.63-02 | * | 2.66-01 | * | 1.29-01 | * | 2.93-03 | * | 3.76-02 | * | 2.98-02 | * |
| 5  | * | 5.10-02 | * | 5.00-02 | * | 3.09-01 | * | 1.80-01 | * | 6.04-03 | * | 3.72-02 | * | 5.11-02 | * |
| 6  | * | 6.71-02 | * | 4.86-02 | * | 2.81-01 | * | 1.87-01 | * | 1.13-02 | * | 2.97-02 | * | 6.27-02 | * |
| 7  | * | 9.76-02 | * | 5.70-02 | * | 2.97-01 | * | 1.95-01 | * | 1.81-02 | * | 2.58-02 | * | 6.92-02 | * |
| 8  | * | 1.53-01 | * | 5.81-02 | * | 3.94-01 | * | 2.56-01 | * | 1.98-02 | * | 2.59-02 | * | 1.02-01 | * |
| 9  | * | 2.54-01 | * | 7.66-02 | * | 5.80-01 | * | 3.87-01 | * | 2.59-02 | * | 3.21-02 | * | 1.64-01 | * |
| 10 | * | 4.08-01 | * | 1.23-01 | * | 8.16-01 | * | 5.86-01 | * | 4.28-02 | * | 5.12-02 | * | 2.66-01 | * |
| 11 | * | 5.99-01 | * | 2.05-01 | * | 1.06+00 | * | 8.24-01 | * | 7.65-02 | * | 8.87-02 | * | 4.13-01 | * |
| 12 | * | 7.96-01 | * | 3.11-01 | * | 1.30+00 | * | 1.07+00 | * | 1.33-01 | * | 1.48-01 | * | 5.86-01 | * |
| 13 | * | 1.26+00 | * | 4.18-01 | * | 1.57+00 | * | 1.37+00 | * | 2.20-01 | * | 2.35-01 | * | 8.12-01 | * |
| 14 | * | 7.17+00 | * | 9.19-01 | * | 2.09+00 | * | 1.88+00 | * | 3.32-01 | * | 3.21-01 | * | 1.15+00 | * |
| 15 | * | 2.01+01 | * | 4.80-01 | * | 2.96+00 | * | 2.68+00 | * | 7.94-01 | * | 4.40-01 | * | 1.17+00 | * |
| 16 | * | 3.12+01 | * | 7.95-04 | * | 4.38+00 | * | 6.77+00 | * | 1.54+00 | * | 6.15-04 | * | 2.30+00 | * |
| 17 | * | 4.86+01 | * | 1.08-03 | * | 6.49+00 | * | 6.64+00 | * | 6.61-01 | * | 1.38+01 | * | 4.62+00 | * |
| 18 | * | 7.64+01 | * | 1.69-03 | * | 9.11+00 | * | 5.52+00 | * | 9.69-01 | * | 2.80-02 | * | 9.48-02 | * |
| 19 | * | 5.30+01 | * | 3.62-01 | * | 7.28+01 | * | 1.81+01 | * | 1.42+00 | * | 6.70-03 | * | 1.08+01 | * |
| 20 | * | 1.30+00 | * | 3.84-03 | * | 8.97+01 | * | 2.96+00 | * | 2.09+00 | * | 6.63-03 | * | 1.19-01 | * |
| 21 | * | 1.90+00 | * | 4.85-03 | * | 1.09+01 | * | 5.66+01 | * | 3.06+00 | * | 8.34-03 | * | 1.64-01 | * |
| 22 | * | 2.79+00 | * | 6.95-03 | * | 4.81+00 | * | 7.88+01 | * | 4.50+00 | * | 1.15-02 | * | 2.39-01 | * |
| 23 | * | 4.10+00 | * | 1.02-02 | * | 8.27+01 | * | 3.96+03 | * | 6.61+00 | * | 1.63-02 | * | 6.41-01 | * |
| 24 | * | 6.01+00 | * | 1.49-02 | * | 3.39+00 | * | 1.50+02 | * | 9.69+00 | * | 2.36-02 | * | 5.14-01 | * |
| 25 | * | 8.82+00 | * | 1.90-02 | * | 2.99+00 | * | 8.99+01 | * | 1.42+01 | * | 3.24-02 | * | 6.90-01 | * |
| 26 | * | 3.10+01 | * | 7.69-02 | * | 1.14+01 | * | 2.02+02 | * | 5.00+01 | * | 1.21-01 | * | 2.60+00 | * |

| H.Г.* | SN-118 *  | SN-119 *  | SN-120 *  | SN-122 *  | SN-123 *  | SN-124 *  | SN-125 *  |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 1 *   | 2.82-03 * | 2.05-03 * | 1.78-03 * | 1.62-03 * | 3.64-03 * | 1.67-03 * | 2.12-03 * |
| 2 *   | 2.30-02 * | 2.59-03 * | 4.60-03 * | 3.69-03 * | 2.83-02 * | 4.83-03 * | 4.86-03 * |
| 3 *   | 7.15-02 * | 3.34-03 * | 1.05-02 * | 8.29-03 * | 4.83-02 * | 1.27-02 * | 6.45-03 * |
| 4 *   | 9.21-02 * | 5.98-03 * | 2.10-02 * | 1.51-02 * | 4.48-02 * | 2.18-02 * | 1.09-02 * |
| 5 *   | 8.10-02 * | 9.60-03 * | 2.32-02 * | 1.74-02 * | 3.38-02 * | 2.24-02 * | 1.13-02 * |
| 6 *   | 6.05-02 * | 1.19-02 * | 1.89-02 * | 1.42-02 * | 3.09-02 * | 1.77-02 * | 1.13-02 * |
| 7 *   | 4.98-02 * | 1.33-02 * | 1.68-02 * | 1.27-02 * | 3.48-02 * | 1.58-02 * | 1.33-02 * |
| 8 *   | 5.09-02 * | 1.63-02 * | 1.74-02 * | 1.35-02 * | 4.69-02 * | 1.69-02 * | 1.86-02 * |
| 9 *   | 6.63-02 * | 2.50-02 * | 2.11-02 * | 1.64-02 * | 7.24-02 * | 2.09-02 * | 2.92-02 * |
| 10 *  | 1.06-01 * | 5.65-02 * | 3.17-02 * | 2.39-02 * | 1.25-01 * | 3.06-02 * | 5.08-02 * |
| 11 *  | 1.78-01 * | 1.22-01 * | 7.15-02 * | 3.98-02 * | 2.18-01 * | 5.04-02 * | 9.21-02 * |
| 12 *  | 2.74-01 * | 2.01-01 * | 1.13-01 * | 4.06-02 * | 3.55-01 * | 4.29-02 * | 4.52-01 * |
| 13 *  | 3.95-01 * | 3.12-01 * | 1.35-01 * | 3.10-02 * | 5.56-01 * | 3.05-01 * | 3.21+00 * |
| 14 *  | 3.11-01 * | 4.68-01 * | 2.38-01 * | 1.72-01 * | 8.81-01 * | 1.13-03 * | 6.34+00 * |
| 15 *  | 8.84-01 * | 5.57-01 * | 4.17-01 * | 1.25-03 * | 1.06+00 * | 6.24-02 * | 8.80+00 * |
| 16 *  | 3.69+00 * | 9.24-01 * | 4.04-01 * | 1.43-01 * | 2.97-04 * | 1.84-03 * | 4.95-03 * |
| 17 *  | 3.24-03 * | 8.48-01 * | 1.31-02 * | 3.77-01 * | 4.36-04 * | 6.40-03 * | 7.27-03 * |
| 18 *  | 4.40-02 * | 7.57-02 * | 4.49-02 * | 4.36-03 * | 6.40-04 * | 8.66+00 * | 1.07-02 * |
| 19 *  | 1.81+00 * | 6.56-02 * | 4.05-03 * | 5.22-03 * | 9.39-04 * | 2.11-02 * | 1.57-02 * |
| 20 *  | 4.44-03 * | 9.64-02 * | 5.90-03 * | 7.60-03 * | 1.38-03 * | 9.12-03 * | 2.30-02 * |
| 21 *  | 5.53-03 * | 4.00-01 * | 8.65-03 * | 1.11-02 * | 2.02-03 * | 9.75-03 * | 3.37-02 * |
| 22 *  | 7.71-03 * | 2.00-01 * | 1.27-02 * | 1.63-02 * | 2.97-03 * | 1.28-02 * | 4.95-02 * |
| 23 *  | 1.11-02 * | 3.04-01 * | 1.86-02 * | 2.39-02 * | 4.36-03 * | 1.78-02 * | 7.27-02 * |
| 24 *  | 1.61-02 * | 4.46-01 * | 2.73-02 * | 3.51-02 * | 6.40-03 * | 2.56-02 * | 1.07-01 * |
| 25 *  | 7.50-05 * | 6.53-01 * | 3.95-02 * | 4.75-02 * | 9.39-03 * | 3.39-02 * | 1.57-01 * |
| 26 *  | 8.25-02 * | 2.30+00 * | 1.41-01 * | 1.81-01 * | 3.30-02 * | 1.30-01 * | 5.50-01 * |

| H.Г.* | SN-126 *  | SB-121 *  | SB-123 *  | SB-124 *  | SB-125 *  | SB-126 *  | TE-122 *  |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 1 *   | 1.47-03 * | 5.90-03 * | 2.20-03 * | 2.72-03 * | 5.25-03 * | 2.22-03 * | 3.53-03 * |
| 2 *   | 3.01-03 * | 2.45-02 * | 9.39-03 * | 8.89-03 * | 2.27-02 * | 5.11-03 * | 3.65-02 * |
| 3 *   | 5.18-03 * | 6.80-02 * | 2.67-02 * | 1.65-02 * | 5.38-02 * | 1.00-02 * | 8.84-02 * |
| 4 *   | 5.52-03 * | 1.15-01 * | 4.91-02 * | 2.43-02 * | 8.74-02 * | 1.71-02 * | 1.35-01 * |
| 5 *   | 7.04-03 * | 1.56-01 * | 7.81-02 * | 3.67-02 * | 9.03-02 * | 2.87-02 * | 1.49-01 * |
| 6 *   | 6.24-03 * | 1.58-01 * | 7.93-02 * | 7.04-02 * | 8.52-02 * | 5.63-02 * | 1.45-01 * |
| 7 *   | 5.80-03 * | 1.76-01 * | 9.21-02 * | 1.73-01 * | 1.01-01 * | 1.17-01 * | 1.58-01 * |
| 8 *   | 6.48-03 * | 2.42-01 * | 1.30-01 * | 4.03-01 * | 1.30-01 * | 2.05-01 * | 1.73-01 * |
| 9 *   | 8.20-03 * | 4.16-01 * | 2.01-01 * | 7.72-01 * | 1.96-01 * | 3.28-01 * | 2.37-01 * |
| 10 *  | 1.16-02 * | 6.94-01 * | 3.28-01 * | 1.16+00 * | 3.21-01 * | 5.21-01 * | 3.56-01 * |
| 11 *  | 1.33-02 * | 9.67-01 * | 5.15-01 * | 1.56+00 * | 5.02-01 * | 7.99-01 * | 5.12-01 * |
| 12 *  | 5.81-04 * | 1.28+00 * | 7.67-01 * | 2.08+00 * | 7.56-01 * | 1.19+00 * | 6.95-01 * |
| 13 *  | 8.54-04 * | 1.68+00 * | 1.14+00 * | 2.79+00 * | 1.15+00 * | 1.77+00 * | 1.00+00 * |
| 14 *  | 1.25-03 * | 1.80+00 * | 1.45+00 * | 2.98+00 * | 1.83+00 * | 2.79+00 * | 1.36+00 * |
| 15 *  | 1.84-03 * | 3.45+00 * | 2.04+00 * | 3.08+00 * | 3.05+00 * | 4.55+00 * | 3.74+00 * |
| 16 *  | 2.70-03 * | 3.35+00 * | 2.96+00 * | 3.24+00 * | 5.20+00 * | 7.58+00 * | 5.35+00 * |
| 17 *  | 3.96-03 * | 1.17+01 * | 8.80+00 * | 3.41+00 * | 8.82+00 * | 1.26+01 * | 7.02-02 * |
| 18 *  | 5.81-03 * | 9.41+00 * | 5.67+00 * | 3.59+00 * | 1.11+00 * | 2.10+01 * | 8.11+01 * |
| 19 *  | 8.54-03 * | 1.50+01 * | 2.42+01 * | 3.79+00 * | 2.85-02 * | 3.18+00 * | 2.62-01 * |
| 20 *  | 1.25-02 * | 7.26+01 * | 1.16+02 * | 2.33+00 * | 4.18-02 * | 2.42-01 * | 1.81-01 * |
| 21 *  | 1.84-02 * | 1.42+02 * | 4.89-01 * | 3.98-01 * | 6.13-02 * | 3.55-01 * | 2.07-01 * |
| 22 *  | 2.70-02 * | 2.08+00 * | 4.92-01 * | 5.85-01 * | 9.00-02 * | 5.22-01 * | 2.74-01 * |
| 23 *  | 3.96-02 * | 1.25+00 * | 6.32-01 * | 8.59-01 * | 1.32-01 * | 7.67-01 * | 3.85-01 * |
| 24 *  | 5.81-02 * | 1.44+00 * | 8.77-01 * | 1.26+00 * | 1.94-01 * | 1.12+00 * | 5.53-01 * |
| 25 *  | 8.54-02 * | 1.37+00 * | 1.21+00 * | 1.85+00 * | 2.85-01 * | 1.65+00 * | 7.46-01 * |
| 26 *  | 3.00-01 * | 6.27+00 * | 4.33+00 * | 6.50+00 * | 1.00+00 * | 5.80+00 * | 2.81+00 * |

H.Г.\* TE-123 \* TE-124 \* TE-125 \* TE-126 \* TE-127M \* TE-128 \* TE-129M \*

|    |           |           |           |           |           |           |           |   |
|----|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|---|
| 1  | * 3.31-03 | * 3.39-03 | * 2.58-03 | * 2.23-03 | * 2.90-03 | * 2.33-03 | * 1.93-03 | * |
| 2  | * 1.41-02 | * 3.67-02 | * 6.37-03 | * 9.56-03 | * 1.23-02 | * 1.29-02 | * 2.83-03 | * |
| 3  | * 3.57-02 | * 9.06-02 | * 1.42-02 | * 2.29-02 | * 3.45-02 | * 3.46-02 | * 5.31-03 | * |
| 4  | * 5.80-02 | * 1.33-01 | * 2.42-02 | * 4.39-02 | * 5.80-02 | * 5.49-02 | * 9.48-03 | * |
| 5  | * 9.42-02 | * 1.21-01 | * 4.08-02 | * 4.63-02 | * 7.39-02 | * 5.11-02 | * 1.38-02 | * |
| 6  | * 1.44-01 | * 1.18-01 | * 7.43-02 | * 5.24-02 | * 8.92-02 | * 6.02-02 | * 1.92-02 | * |
| 7  | * 1.90-01 | * 1.27-01 | * 1.13-01 | * 5.55-02 | * 1.20-01 | * 5.32-02 | * 2.83-02 | * |
| 8  | * 2.75-01 | * 1.35-01 | * 1.47-01 | * 5.91-02 | * 1.73-01 | * 5.70-02 | * 4.38-02 | * |
| 9  | * 4.12-01 | * 1.80-01 | * 2.49-01 | * 7.45-02 | * 2.69-01 | * 7.11-02 | * 7.43-02 | * |
| 10 | * 5.89-01 | * 2.73-01 | * 4.36-01 | * 1.13-01 | * 4.23-01 | * 1.06-01 | * 1.31-01 | * |
| 11 | * 8.14-01 | * 4.05-01 | * 6.69-01 | * 1.82-01 | * 6.43-01 | * 1.69-01 | * 2.26-01 | * |
| 12 | * 1.11+00 | * 4.94-01 | * 9.47-01 | * 2.82-01 | * 9.62-01 | * 2.57-01 | * 3.64-01 | * |
| 13 | * 1.53+00 | * 6.35-01 | * 1.37+00 | * 2.90-01 | * 1.47+00 | * 2.22-01 | * 5.76-01 | * |
| 14 | * 2.30+00 | * 1.42+00 | * 2.70+00 | * 3.77-01 | * 2.38+00 | * 4.24-01 | * 9.46-01 | * |
| 15 | * 4.94+00 | * 2.28+00 | * 3.14+00 | * 5.36-03 | * 3.97+00 | * 8.70-02 | * 1.66+00 | * |
| 16 | * 1.18+01 | * 9.30-01 | * 1.24+01 | * 2.29-01 | * 6.74+00 | * 1.45+00 | * 3.08+00 | * |
| 17 | * 2.64+01 | * 9.03-02 | * 3.65+00 | * 1.12+01 | * 1.14+01 | * 2.97-03 | * 1.04-01 | * |
| 18 | * 6.33+00 | * 1.32-01 | * 8.50-02 | * 2.66-02 | * 1.94+01 | * 4.22-03 | * 2.13-02 | * |
| 19 | * 1.24+02 | * 1.94-01 | * 3.94+00 | * 3.25-02 | * 2.60+00 | * 6.15-03 | * 3.13-02 | * |
| 20 | * 2.25+00 | * 2.84-01 | * 8.13-02 | * 4.50-02 | * 3.93-01 | * 8.99-03 | * 4.60-02 | * |
| 21 | * 9.73+00 | * 4.17-01 | * 9.88-02 | * 6.44-02 | * 5.76-01 | * 1.32-02 | * 6.74-02 | * |
| 22 | * 6.05+03 | * 6.12-01 | * 1.42-01 | * 9.41-02 | * 8.46-01 | * 1.93-02 | * 9.90-02 | * |
| 23 | * 8.14+02 | * 8.99-01 | * 2.06-01 | * 1.37-01 | * 1.24+00 | * 2.84-02 | * 1.45-01 | * |
| 24 | * 1.59+02 | * 1.32+00 | * 3.01-01 | * 2.01-01 | * 1.82+00 | * 4.16-02 | * 2.13-01 | * |
| 25 | * 1.52+02 | * 1.92+00 | * 3.83-01 | * 2.49-01 | * 2.68+00 | * 5.92-02 | * 3.13-01 | * |
| 26 | * 4.10+02 | * 6.80+00 | * 1.55+00 | * 1.04+00 | * 9.40+00 | * 2.15-01 | * 1.10+00 | * |

H.Г.\* TE-130 \* TE-132 \* I-127 \* I-129 \* I-130 \* I-131 \* I-135 \*

|    |           |           |           |           |           |           |           |   |
|----|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|---|
| 1  | * 1.34-03 | * 1.17-03 | * 2.85-03 | * 2.53-03 | * 2.26-03 | * 1.70-03 | * 9.31-04 | * |
| 2  | * 1.60-03 | * 9.81-04 | * 9.74-03 | * 8.55-03 | * 4.61-03 | * 3.17-03 | * 7.84-04 | * |
| 3  | * 2.43-03 | * 8.56-04 | * 3.18-02 | * 2.52-02 | * 8.88-03 | * 5.71-03 | * 7.36-04 | * |
| 4  | * 3.78-03 | * 3.24-04 | * 5.85-02 | * 4.70-02 | * 1.70-02 | * 8.91-03 | * 4.80-04 | * |
| 5  | * 5.11-03 | * 5.50-04 | * 8.10-02 | * 7.33-02 | * 2.92-02 | * 1.41-02 | * 2.07-04 | * |
| 6  | * 7.43-03 | * 7.49-04 | * 1.19-01 | * 1.05-01 | * 5.02-02 | * 2.05-02 | * 2.17-04 | * |
| 7  | * 6.92-03 | * 7.95-04 | * 1.64-01 | * 1.23-01 | * 8.93-02 | * 2.65-02 | * 2.88-04 | * |
| 8  | * 7.79-03 | * 5.46-04 | * 2.47-01 | * 1.62-01 | * 1.59-01 | * 3.97-02 | * 4.39-04 | * |
| 9  | * 1.02-02 | * 1.23-06 | * 4.29-01 | * 2.56-01 | * 2.82-01 | * 6.30-02 | * 7.79-04 | * |
| 10 | * 1.30-02 | * 1.80-06 | * 6.76-01 | * 4.46-01 | * 4.66-01 | * 1.06-01 | * 1.51-03 | * |
| 11 | * 2.30-02 | * 2.64-06 | * 9.76-01 | * 7.00-01 | * 7.30-01 | * 1.82-01 | * 1.68-03 | * |
| 12 | * 4.74-02 | * 3.88-06 | * 1.40+00 | * 1.06+00 | * 1.13+00 | * 3.87-01 | * 3.88-05 | * |
| 13 | * 6.55-02 | * 5.69-06 | * 2.10+00 | * 1.64+00 | * 1.91+00 | * 9.22-01 | * 5.69-05 | * |
| 14 | * 1.06-01 | * 8.36-06 | * 3.32+00 | * 2.76+00 | * 5.12+00 | * 1.59+00 | * 8.36-05 | * |
| 15 | * 1.79-03 | * 1.23-05 | * 6.00+00 | * 3.90+00 | * 1.14+01 | * 2.74+00 | * 1.23-04 | * |
| 16 | * 2.61-03 | * 1.80-05 | * 9.06+00 | * 5.03+00 | * 2.07+01 | * 3.89+00 | * 1.80-04 | * |
| 17 | * 3.83-03 | * 2.64-05 | * 1.78+01 | * 9.94+00 | * 3.77+01 | * 9.25-03 | * 2.64-04 | * |
| 18 | * 5.62-03 | * 3.88-05 | * 2.10+01 | * 6.76+00 | * 6.53+01 | * 1.36-02 | * 3.88-04 | * |
| 19 | * 8.25-03 | * 5.69-05 | * 1.27+02 | * 7.74-01 | * 8.04+01 | * 1.99-02 | * 5.69-04 | * |
| 20 | * 1.21-02 | * 8.36-05 | * 9.15+00 | * 1.13+00 | * 7.52-01 | * 2.93-02 | * 8.36-04 | * |
| 21 | * 1.78-02 | * 1.23-04 | * 4.81-01 | * 1.66+00 | * 1.10+00 | * 4.29-02 | * 1.23-03 | * |
| 22 | * 2.61-02 | * 1.80-04 | * 6.17-01 | * 2.43+00 | * 1.62+00 | * 6.30-02 | * 1.80-03 | * |
| 23 | * 3.83-02 | * 2.64-04 | * 8.55-01 | * 3.57+00 | * 2.38+00 | * 9.25-02 | * 2.64-03 | * |
| 24 | * 5.62-02 | * 3.88-04 | * 1.22+00 | * 5.23+00 | * 3.49+00 | * 1.36-01 | * 3.88-03 | * |
| 25 | * 8.24-02 | * 5.69-04 | * 1.16+00 | * 7.66+00 | * 5.12+00 | * 1.99-01 | * 5.69-03 | * |
| 26 | * 2.90-01 | * 2.00-03 | * 6.21+00 | * 2.70+01 | * 1.80+01 | * 7.00-01 | * 2.00-02 | * |

| H.Г.* | XE-128 *  | XE-129 *  | XE-130 *  | XE-131 *  | XE-132 *  | XE-133 *  | XE-134 *  |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 1 *   | 4.98-04 * | 6.89-04 * | 4.44-04 * | 3.64-04 * | 1.78-04 * | 1.95-03 * | 2.74-04 * |
| 2 *   | 8.22-03 * | 3.76-03 * | 5.19-03 * | 7.81-04 * | 2.12-03 * | 2.44-03 * | 2.28-03 * |
| 3 *   | 3.48-02 * | 2.11-02 * | 2.46-02 * | 3.95-03 * | 1.02-02 * | 3.41-03 * | 6.30-03 * |
| 4 *   | 4.71-02 * | 6.02-02 * | 3.68-02 * | 1.19-02 * | 1.91-02 * | 5.64-03 * | 1.03-02 * |
| 5 *   | 5.18-02 * | 7.94-02 * | 4.52-02 * | 2.40-02 * | 2.64-02 * | 8.73-03 * | 1.57-02 * |
| 6 *   | 6.64-02 * | 9.04-02 * | 6.28-02 * | 4.47-02 * | 4.12-02 * | 1.30-02 * | 2.12-02 * |
| 7 *   | 9.52-02 * | 1.24-01 * | 7.45-02 * | 7.92-02 * | 4.11-02 * | 2.22-02 * | 1.97-02 * |
| 8 *   | 1.05-01 * | 1.66-01 * | 8.37-02 * | 1.17-01 * | 4.83-02 * | 3.41-02 * | 2.47-02 * |
| 9 *   | 1.21-01 * | 2.65-01 * | 9.35-02 * | 1.74-01 * | 5.19-02 * | 4.93-02 * | 2.61-02 * |
| 10 *  | 1.90-01 * | 5.22-01 * | 1.47-01 * | 2.92-01 * | 8.11-02 * | 8.00-02 * | 4.04-02 * |
| 11 *  | 3.01-01 * | 7.86-01 * | 2.37-01 * | 4.78-01 * | 1.36-01 * | 1.36-01 * | 7.01-02 * |
| 12 *  | 4.50-01 * | 1.17+00 * | 3.61-01 * | 7.56-01 * | 2.19-01 * | 2.26-01 * | 1.19-01 * |
| 13 *  | 1.97-01 * | 8.73-01 * | 4.84-01 * | 4.01-01 * | 1.23-01 * | 3.67-01 * | 1.88-01 * |
| 14 *  | 5.26-01 * | 2.66+00 * | 1.83-01 * | 1.08+00 * | 4.65-03 * | 6.12-01 * | 3.56-02 * |
| 15 *  | 1.81+00 * | 4.84+00 * | 8.59-02 * | 1.34+00 * | 9.32-01 * | 1.57+00 * | 5.17-03 * |
| 16 *  | 8.27+00 * | 8.44+00 * | 9.38-02 * | 3.12+00 * | 8.12-03 * | 5.55+00 * | 3.61-03 * |
| 17 *  | 8.04-02 * | 1.90+01 * | 9.75-02 * | 3.74+00 * | 7.42-03 * | 1.96+01 * | 3.90-03 * |
| 18 *  | 7.15-02 * | 2.53+01 * | 1.20-01 * | 6.84+00 * | 8.97-03 * | 6.91+01 * | 4.85-03 * |
| 19 *  | 1.01-01 * | 3.61-01 * | 1.76-01 * | 1.84+01 * | 1.30-02 * | 1.85+02 * | 7.12-03 * |
| 20 *  | 1.47-01 * | 7.11+00 * | 2.59-01 * | 1.05+03 * | 1.89-02 * | 8.30+01 * | 1.05-02 * |
| 21 *  | 2.15-01 * | 2.57+02 * | 3.80-01 * | 1.84+01 * | 2.76-02 * | 2.40+01 * | 1.53-02 * |
| 22 *  | 3.16-01 * | 2.56+00 * | 5.58-01 * | 1.21+01 * | 4.06-02 * | 1.71+01 * | 2.25-02 * |
| 23 *  | 4.63-01 * | 2.77+00 * | 8.19-01 * | 1.40+01 * | 5.95-02 * | 2.51+01 * | 3.31-02 * |
| 24 *  | 6.79-01 * | 3.69+00 * | 1.20+00 * | 1.87+01 * | 8.72-02 * | 3.68+01 * | 4.85-02 * |
| 25 *  | 9.59-01 * | 4.96+00 * | 1.76+00 * | 2.63+01 * | 1.28-01 * | 5.40+01 * | 7.12-02 * |
| 26 *  | 3.50+00 * | 1.78+01 * | 6.20+00 * | 9.01+01 * | 4.50-01 * | 1.90+02 * | 2.50-01 * |

| H.Г.* | XE-135 *  | XE-136 *  | CS-133 *  | CS-134 *  | CS-135 *  | CS-136 *  | CS-137 *  |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 1 *   | 1.64-03 * | 3.23-05 * | 5.27-03 * | 2.17-03 * | 1.50-03 * | 2.61-03 * | 1.30-03 * |
| 2 *   | 1.33-03 * | 1.84-04 * | 4.84-03 * | 3.07-03 * | 1.59-03 * | 7.46-03 * | 1.47-03 * |
| 3 *   | 4.74-04 * | 4.64-04 * | 1.71-02 * | 5.40-03 * | 1.80-03 * | 1.31-02 * | 1.79-03 * |
| 4 *   | 3.96-04 * | 9.37-04 * | 4.98-02 * | 1.12-02 * | 2.91-03 * | 1.92-02 * | 1.40-03 * |
| 5 *   | 5.17-04 * | 1.83-03 * | 8.56-02 * | 2.17-02 * | 4.69-03 * | 2.69-02 * | 1.45-03 * |
| 6 *   | 9.06-04 * | 1.36-03 * | 1.14-01 * | 4.82-02 * | 8.41-03 * | 3.85-02 * | 1.82-03 * |
| 7 *   | 1.39-03 * | 1.21-03 * | 1.49-01 * | 1.10-01 * | 1.65-02 * | 5.94-02 * | 2.13-03 * |
| 8 *   | 1.83-03 * | 1.62-03 * | 2.30-01 * | 2.05-01 * | 2.46-02 * | 9.42-02 * | 2.89-03 * |
| 9 *   | 2.86-03 * | 1.68-03 * | 3.77-01 * | 3.43-01 * | 3.80-02 * | 1.58-01 * | 4.66-03 * |
| 10 *  | 4.83-03 * | 2.71-03 * | 6.11-01 * | 5.69-01 * | 6.32-02 * | 2.67-01 * | 8.09-03 * |
| 11 *  | 8.26-03 * | 4.79-03 * | 9.56-01 * | 9.52-01 * | 1.11-01 * | 4.35-01 * | 1.41-02 * |
| 12 *  | 1.46-02 * | 8.65-03 * | 1.50+00 * | 1.59+00 * | 1.90-01 * | 7.02-01 * | 2.62-02 * |
| 13 *  | 2.76-02 * | 1.62-02 * | 1.63+00 * | 2.62+00 * | 3.14-01 * | 1.16+00 * | 2.83-01 * |
| 14 *  | 5.07-02 * | 2.94-02 * | 2.56+00 * | 4.50+00 * | 5.29-01 * | 2.06+00 * | 2.21-01 * |
| 15 *  | 8.00-02 * | 9.81-04 * | 4.87+00 * | 7.22+00 * | 9.70-01 * | 3.79+00 * | 6.74-04 * |
| 16 *  | 1.18-01 * | 1.44-03 * | 1.10+01 * | 1.09+01 * | 1.89+00 * | 8.63+00 * | 9.90-04 * |
| 17 *  | 1.83-01 * | 2.11-03 * | 1.52+01 * | 1.64+01 * | 3.67+00 * | 1.34+01 * | 1.45-03 * |
| 18 *  | 3.31-01 * | 3.10-03 * | 2.84+01 * | 2.64+01 * | 2.30+01 * | 2.06+01 * | 2.13-03 * |
| 19 *  | 9.19-01 * | 4.55-03 * | 3.34+01 * | 4.53+01 * | 2.30+01 * | 7.73-02 * | 3.13-03 * |
| 20 *  | 4.32+00 * | 6.69-03 * | 1.75+00 * | 7.74+01 * | 2.28+01 * | 6.96-02 * | 4.60-03 * |
| 21 *  | 2.68+01 * | 9.81-03 * | 3.74+02 * | 2.55+01 * | 5.32-01 * | 8.85-02 * | 6.74-03 * |
| 22 *  | 1.85+02 * | 1.44-02 * | 9.26+00 * | 1.26+01 * | 7.82-01 * | 1.23-01 * | 9.90-03 * |
| 23 *  | 1.34+03 * | 2.11-02 * | 5.43+00 * | 1.85+01 * | 1.15+00 * | 1.76-01 * | 1.45-02 * |
| 24 *  | 1.06+04 * | 3.10-02 * | 6.50+00 * | 2.71+01 * | 1.68+00 * | 2.55-01 * | 2.13-02 * |
| 25 *  | 1.02+05 * | 4.55-02 * | 8.42+00 * | 3.98+01 * | 2.47+00 * | 9.18-02 * | 3.13-02 * |
| 26 *  | 2.64+06 * | 1.60-01 * | 2.95+01 * | 1.40+02 * | 8.70+00 * | 1.30+00 * | 1.10-01 * |



H.Г.\* BA-134 \* BA-135 \* BA-136 \* BA-137 \* BA-138 \* BA-140 \* LA-139 \*

|    |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |
|----|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|
| 1  | * | 2.52-03 | * | 2.88-03 | * | 1.88-03 | * | 2.26-03 | * | 1.48-03 | * | 1.15-03 | * | 1.52-03 | * |
| 2  | * | 9.76-03 | * | 7.85-03 | * | 3.27-03 | * | 3.59-03 | * | 2.99-03 | * | 1.20-03 | * | 2.13-03 | * |
| 3  | * | 2.63-02 | * | 1.70-02 | * | 6.75-03 | * | 5.38-03 | * | 5.79-03 | * | 1.93-03 | * | 3.21-03 | * |
| 4  | * | 4.01-02 | * | 2.62-02 | * | 1.49-02 | * | 7.11-03 | * | 1.08-02 | * | 1.86-03 | * | 4.95-03 | * |
| 5  | * | 4.30-02 | * | 4.41-02 | * | 1.77-02 | * | 9.50-03 | * | 1.13-02 | * | 1.52-03 | * | 9.91-03 | * |
| 6  | * | 4.69-02 | * | 7.70-02 | * | 2.30-02 | * | 1.36-02 | * | 7.88-03 | * | 1.38-03 | * | 1.02-02 | * |
| 7  | * | 5.80-02 | * | 1.17-01 | * | 2.13-02 | * | 1.71-02 | * | 6.38-03 | * | 1.61-03 | * | 1.18-02 | * |
| 8  | * | 6.42-02 | * | 1.55-01 | * | 2.52-02 | * | 2.30-02 | * | 7.09-03 | * | 2.25-03 | * | 1.85-02 | * |
| 9  | * | 7.90-02 | * | 2.18-01 | * | 3.25-02 | * | 3.37-02 | * | 7.22-03 | * | 3.48-03 | * | 2.88-02 | * |
| 10 | * | 1.13-01 | * | 3.33-01 | * | 4.52-02 | * | 5.36-02 | * | 5.48-03 | * | 5.62-03 | * | 4.70-02 | * |
| 11 | * | 1.73-01 | * | 5.14-01 | * | 6.91-02 | * | 9.04-02 | * | 4.72-04 | * | 9.14-03 | * | 8.09-02 | * |
| 12 | * | 2.59-01 | * | 8.12-01 | * | 1.09-01 | * | 1.53-01 | * | 6.84-04 | * | 1.49-02 | * | 6.69-03 | * |
| 13 | * | 3.81-01 | * | 1.33+00 | * | 7.48-02 | * | 2.53-01 | * | 1.00-03 | * | 2.43-02 | * | 7.62-04 | * |
| 14 | * | 4.50-01 | * | 2.34+00 | * | 1.18-01 | * | 5.58-01 | * | 1.47-03 | * | 3.96-02 | * | 1.12-03 | * |
| 15 | * | 8.24-01 | * | 4.57+00 | * | 1.71+00 | * | 5.79-01 | * | 2.16-03 | * | 7.73-01 | * | 1.64-03 | * |
| 16 | * | 1.78-01 | * | 9.80+00 | * | 8.45-02 | * | 1.77+00 | * | 3.16-03 | * | 1.40+01 | * | 2.41-03 | * |
| 17 | * | 2.68+01 | * | 1.61+01 | * | 5.68-03 | * | 1.13-01 | * | 4.65-03 | * | 7.78-01 | * | 3.54-03 | * |
| 18 | * | 6.36-01 | * | 4.88+01 | * | 8.07-03 | * | 9.94-02 | * | 6.81-03 | * | 3.05-02 | * | 5.19-03 | * |
| 19 | * | 7.74-02 | * | 4.27+01 | * | 1.17-02 | * | 1.45-01 | * | 1.00-02 | * | 4.48-02 | * | 7.62-03 | * |
| 20 | * | 9.76-02 | * | 6.06-01 | * | 1.72-02 | * | 2.13-01 | * | 1.47-02 | * | 6.60-02 | * | 1.12-02 | * |
| 21 | * | 1.37-01 | * | 4.19-01 | * | 2.52-02 | * | 3.13-01 | * | 2.15-02 | * | 9.69-02 | * | 1.64-02 | * |
| 22 | * | 1.97-01 | * | 5.56-01 | * | 3.69-02 | * | 4.59-01 | * | 3.16-02 | * | 1.43-01 | * | 2.41-02 | * |
| 23 | * | 2.87-01 | * | 7.89-01 | * | 5.42-02 | * | 6.74-01 | * | 4.65-02 | * | 2.10-01 | * | 3.54-02 | * |
| 24 | * | 4.20-01 | * | 1.14+00 | * | 7.95-02 | * | 9.88-01 | * | 6.81-02 | * | 3.08-01 | * | 5.19-02 | * |
| 25 | * | 6.13-01 | * | 1.29+00 | * | 1.11-01 | * | 1.43+00 | * | 9.95-02 | * | 4.53-01 | * | 7.62-02 | * |
| 26 | * | 2.16+00 | * | 5.82+00 | * | 4.10-01 | * | 5.10+00 | * | 3.52-01 | * | 1.60+00 | * | 2.68-01 | * |

H.Г.\* LA-140 \* CE-140 \* CE-141 \* CE-142 \* CE-143 \* CE-144 \* FR-141 \*

|    |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |
|----|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|
| 1  | * | 2.90-03 | * | 1.73-03 | * | 2.89-03 | * | 1.63-03 | * | 1.73-03 | * | 1.37-03 | * | 2.94-03 | * |
| 2  | * | 1.57-02 | * | 3.66-03 | * | 1.37-02 | * | 3.67-03 | * | 2.28-03 | * | 2.68-03 | * | 5.37-03 | * |
| 3  | * | 2.55-02 | * | 9.52-03 | * | 3.32-02 | * | 1.16-02 | * | 4.87-03 | * | 7.65-03 | * | 1.20-02 | * |
| 4  | * | 3.15-02 | * | 2.28-02 | * | 5.36-02 | * | 1.89-02 | * | 9.87-03 | * | 1.31-02 | * | 2.74-02 | * |
| 5  | * | 3.44-02 | * | 1.90-02 | * | 5.23-02 | * | 1.57-02 | * | 1.40-02 | * | 1.29-02 | * | 3.70-02 | * |
| 6  | * | 3.84-02 | * | 1.19-02 | * | 4.58-02 | * | 1.99-02 | * | 1.78-02 | * | 1.16-02 | * | 2.87-02 | * |
| 7  | * | 4.96-02 | * | 9.94-03 | * | 4.95-02 | * | 2.11-02 | * | 2.44-02 | * | 1.26-02 | * | 3.37-02 | * |
| 8  | * | 7.27-02 | * | 1.16-02 | * | 6.53-02 | * | 2.49-02 | * | 3.70-02 | * | 1.61-02 | * | 6.01-02 | * |
| 9  | * | 1.15-01 | * | 1.61-02 | * | 9.52-02 | * | 3.24-02 | * | 6.19-02 | * | 2.31-02 | * | 9.69-02 | * |
| 10 | * | 2.02-01 | * | 2.19-02 | * | 1.51-01 | * | 4.26-02 | * | 1.06-01 | * | 3.43-02 | * | 1.51-01 | * |
| 11 | * | 3.42-01 | * | 3.21-02 | * | 2.45-01 | * | 6.24-02 | * | 1.79-01 | * | 5.22-02 | * | 2.55-01 | * |
| 12 | * | 5.56-01 | * | 5.13-02 | * | 4.01-01 | * | 9.71-02 | * | 4.89-01 | * | 8.17-02 | * | 4.30-01 | * |
| 13 | * | 1.00+00 | * | 5.81-02 | * | 6.39-01 | * | 1.45-01 | * | 1.77+00 | * | 1.23-01 | * | 6.91-01 | * |
| 14 | * | 3.01+00 | * | 2.38-03 | * | 7.57-01 | * | 6.13-02 | * | 3.49+00 | * | 1.14+00 | * | 7.83-01 | * |
| 15 | * | 7.25+00 | * | 3.49-03 | * | 1.14+00 | * | 5.82-03 | * | 6.59+00 | * | 6.07-01 | * | 2.49+00 | * |
| 16 | * | 1.40+01 | * | 5.13-03 | * | 2.23+00 | * | 8.55-03 | * | 1.30+01 | * | 8.98-03 | * | 1.10+01 | * |
| 17 | * | 2.72+01 | * | 7.53-03 | * | 4.37+00 | * | 1.26-02 | * | 2.50+01 | * | 1.32-02 | * | 5.16-01 | * |
| 18 | * | 2.96+01 | * | 1.10-02 | * | 5.87+00 | * | 1.84-02 | * | 1.16-01 | * | 1.94-02 | * | 2.63+00 | * |
| 19 | * | 7.68-02 | * | 1.62-02 | * | 8.25-01 | * | 2.70-02 | * | 1.71-01 | * | 2.84-02 | * | 3.34-01 | * |
| 20 | * | 1.13-01 | * | 2.38-02 | * | 1.21+00 | * | 3.97-02 | * | 2.51-01 | * | 4.17-02 | * | 4.85-01 | * |
| 21 | * | 1.65-01 | * | 3.49-02 | * | 1.78+00 | * | 5.82-02 | * | 3.68-01 | * | 6.12-02 | * | 7.07-01 | * |
| 22 | * | 2.43-01 | * | 5.13-02 | * | 2.61+00 | * | 8.55-02 | * | 5.40-01 | * | 8.99-02 | * | 1.04+00 | * |
| 23 | * | 3.57-01 | * | 7.53-02 | * | 3.83+00 | * | 1.26-01 | * | 7.93-01 | * | 1.32-01 | * | 1.52+00 | * |
| 24 | * | 5.23-01 | * | 1.10-01 | * | 5.62+00 | * | 1.84-01 | * | 1.16+00 | * | 1.94-01 | * | 2.23+00 | * |
| 25 | * | 7.68-01 | * | 1.62-01 | * | 8.25+00 | * | 2.70-01 | * | 1.71+00 | * | 2.84-01 | * | 3.06+00 | * |
| 26 | * | 2.70+00 | * | 5.70-01 | * | 2.90+01 | * | 9.50-01 | * | 6.00+00 | * | 1.00+00 | * | 1.15+01 | * |

H.Г.\* PR-142 \* PR-143 \* ND-142 \* ND-143 \* ND-144 \* ND-145 \* ND-146 \*

1 \* 2.08-03 \* 2.11-03 \* 1.96-03 \* 6.10-03 \* 2.41-03 \* 4.60-03 \* 2.89-03 \*  
2 \* 3.61-03 \* 7.28-03 \* 4.20-03 \* 1.00-02 \* 1.15-02 \* 1.12-02 \* 1.48-02 \*  
3 \* 7.24-03 \* 2.40-02 \* 1.25-02 \* 3.04-02 \* 3.92-02 \* 4.51-02 \* 6.68-02 \*  
4 \* 1.49-02 \* 5.09-02 \* 3.74-02 \* 6.95-02 \* 4.87-02 \* 8.27-02 \* 6.70-02 \*  
5 \* 2.58-02 \* 7.16-02 \* 3.27-02 \* 7.94-02 \* 4.57-02 \* 8.21-02 \* 5.47-02 \*  
6 \* 4.23-02 \* 7.85-02 \* 2.10-02 \* 8.37-02 \* 5.33-02 \* 7.40-02 \* 5.36-02 \*  
7 \* 7.53-02 \* 9.74-02 \* 1.83-02 \* 9.75-02 \* 5.07-02 \* 8.15-02 \* 7.81-02 \*  
8 \* 1.35-01 \* 1.32-01 \* 2.20-02 \* 1.30-01 \* 5.84-02 \* 1.18-01 \* 9.48-02 \*  
9 \* 2.44-01 \* 2.06-01 \* 2.91-02 \* 1.77-01 \* 7.10-02 \* 1.84-01 \* 1.19-01 \*  
10 \* 4.26-01 \* 3.30-01 \* 3.93-02 \* 2.70-01 \* 9.33-02 \* 2.98-01 \* 1.54-01 \*  
11 \* 7.12-01 \* 5.16-01 \* 5.70-02 \* 4.43-01 \* 1.33-01 \* 4.85-01 \* 2.03-01 \*  
12 \* 1.20+00 \* 8.54-01 \* 1.17-01 \* 7.24-01 \* 1.05-01 \* 7.91-01 \* 2.66-01 \*  
13 \* 2.06+00 \* 1.48+00 \* 1.85-01 \* 1.19+00 \* 1.24-01 \* 1.29+00 \* 2.62-01 \*  
14 \* 3.24+00 \* 2.74+00 \* 1.53-01 \* 1.95+00 \* 6.72-01 \* 2.66+00 \* 5.08-01 \*  
15 \* 5.51+00 \* 5.20+00 \* 1.46-01 \* 3.17+00 \* 7.56-01 \* 6.54+00 \* 6.31-01 \*  
16 \* 1.02+01 \* 9.99+00 \* 3.51-01 \* 9.54+00 \* 3.00+00 \* 1.06+01 \* 1.04+00 \*  
17 \* 1.87+01 \* 1.92+01 \* 2.48-01 \* 3.27+01 \* 9.88-02 \* 1.93+01 \* 1.91-02 \*  
18 \* 3.47+01 \* 4.05+01 \* 3.62-01 \* 2.52+01 \* 9.01-02 \* 6.75+00 \* 2.74-02 \*  
19 \* 6.47+01 \* 9.25+01 \* 5.32-01 \* 7.40-01 \* 1.14-01 \* 6.42+01 \* 4.01-02 \*  
20 \* 3.76+01 \* 3.20+01 \* 7.82-01 \* 1.81+00 \* 1.58-01 \* 1.84+00 \* 5.87-02 \*  
21 \* 1.23+00 \* 5.45+00 \* 1.15+00 \* 5.28+00 \* 2.26-01 \* 5.88+00 \* 8.59-02 \*  
22 \* 1.80+00 \* 8.01+00 \* 1.68+00 \* 1.36+01 \* 3.28-01 \* 1.66+02 \* 1.26-01 \*  
23 \* 2.64+00 \* 1.18+01 \* 2.47+00 \* 2.88+01 \* 4.79-01 \* 6.16+00 \* 1.85-01 \*  
24 \* 3.88+00 \* 1.72+01 \* 3.62+00 \* 5.19+01 \* 7.00-01 \* 8.41+00 \* 2.71-01 \*  
25 \* 5.69+00 \* 2.53+01 \* 5.32+00 \* 8.41+01 \* 9.48-01 \* 1.11+01 \* 3.62-01 \*  
26 \* 2.00+01 \* 8.90+01 \* 1.87+01 \* 3.26+02 \* 3.61+00 \* 4.20+01 \* 1.40+00 \*

H.Г.\* ND-147 \* ND-148 \* ND-150 \* FM-147 \* FM-148 \* FM-148M \* FM-149 \*

1 \* 2.26-03 \* 4.30-03 \* 1.79-03 \* 3.76-03 \* 4.57-03 \* 4.57-03 \* 3.57-03 \*  
2 \* 5.61-03 \* 2.47-02 \* 8.27-03 \* 1.28-02 \* 6.44-02 \* 6.44-02 \* 5.32-02 \*  
3 \* 2.22-02 \* 9.91-02 \* 3.35-02 \* 5.93-02 \* 2.24-01 \* 2.24-01 \* 2.53-01 \*  
4 \* 5.20-02 \* 1.71-01 \* 5.69-02 \* 1.34-01 \* 4.95-01 \* 4.95-01 \* 5.67-01 \*  
5 \* 7.95-02 \* 1.75-01 \* 7.09-02 \* 2.23-01 \* 7.67-01 \* 7.67-01 \* 7.76-01 \*  
6 \* 1.07-01 \* 7.83-02 \* 6.88-02 \* 2.53-01 \* 9.94-01 \* 9.94-01 \* 8.76-01 \*  
7 \* 1.56-01 \* 8.68-02 \* 7.44-02 \* 2.86-01 \* 1.23+00 \* 1.23+00 \* 1.05+00 \*  
8 \* 2.27-01 \* 1.12-01 \* 1.31-01 \* 3.85-01 \* 1.63+00 \* 1.63+00 \* 1.40+00 \*  
9 \* 3.75-01 \* 1.31-01 \* 2.09-01 \* 7.48-01 \* 2.37+00 \* 2.37+00 \* 1.95+00 \*  
10 \* 6.28-01 \* 1.70-01 \* 2.76-01 \* 1.28+00 \* 3.72+00 \* 3.72+00 \* 3.00+00 \*  
11 \* 9.90-01 \* 2.32-01 \* 3.86-01 \* 2.16+00 \* 6.06+00 \* 6.06+00 \* 4.89+00 \*  
12 \* 1.71+00 \* 3.16-01 \* 5.38-01 \* 3.60+00 \* 1.01+01 \* 1.01+01 \* 8.25+00 \*  
13 \* 3.10+00 \* 4.20-01 \* 7.51-01 \* 6.03+00 \* 1.68+01 \* 1.68+01 \* 1.40+01 \*  
14 \* 5.87+00 \* 4.54-01 \* 1.26+00 \* 1.01+01 \* 2.75+01 \* 2.75+01 \* 2.37+01 \*  
15 \* 1.09+01 \* 1.30+00 \* 2.45+00 \* 1.76+01 \* 3.70+01 \* 4.40+01 \* 3.89+01 \*  
16 \* 2.02+01 \* 5.62+00 \* 3.23+00 \* 3.02+01 \* 4.21+01 \* 6.96+01 \* 6.27+01 \*  
17 \* 3.72+01 \* 1.51+01 \* 2.15-02 \* 5.18+01 \* 4.79+01 \* 1.10+02 \* 1.01+02 \*  
18 \* 6.84+01 \* 4.60-01 \* 1.21+01 \* 6.10+01 \* 5.45+01 \* 1.73+02 \* 1.19+02 \*  
19 \* 1.26+02 \* 1.03-01 \* 3.91-02 \* 8.52+01 \* 6.20+01 \* 2.70+02 \* 1.04+02 \*  
20 \* 2.32+02 \* 1.22-01 \* 5.22-02 \* 4.42+01 \* 7.05+01 \* 4.23+02 \* 9.09+01 \*  
21 \* 3.18+02 \* 1.64-01 \* 7.48-02 \* 2.54+03 \* 8.02+01 \* 6.67+02 \* 4.10+01 \*  
22 \* 4.55+00 \* 2.33-01 \* 1.09-01 \* 6.92+01 \* 9.12+01 \* 1.06+03 \* 7.46+01 \*  
23 \* 6.48+00 \* 3.36-01 \* 1.59-01 \* 2.52+01 \* 2.59+04 \* 1.68+03 \* 1.36+02 \*  
24 \* 9.50+00 \* 4.89-01 \* 2.33-01 \* 3.16+01 \* 2.77+04 \* 2.21+02 \* 2.46+02 \*  
25 \* 1.39+01 \* 7.87-02 \* 2.94-01 \* 2.07+01 \* 3.22+03 \* 1.87+03 \* 3.98+02 \*  
26 \* 4.90+01 \* 2.50+00 \* 1.20+00 \* 1.82+02 \* 2.00+03 \* 1.06+04 \* 1.40+03 \*

H.Г.\* FM-151 \* SM-147 \* SM-148 \* SM-150 \* SM-151 \* SM-152 \* SM-153 \*

|    |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |
|----|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|
| 1  | * | 1.43-03 | * | 6.07-03 | * | 3.94-03 | * | 3.10-03 | * | 4.78-03 | * | 2.32-03 | * | 1.88-03 | * |
| 2  | * | 8.46-04 | * | 1.37-02 | * | 5.55-02 | * | 2.93-02 | * | 2.51-02 | * | 1.03-02 | * | 1.09-03 | * |
| 3  | * | 1.33-04 | * | 4.69-02 | * | 1.88-01 | * | 1.16-01 | * | 1.15-01 | * | 3.91-02 | * | 7.42-05 | * |
| 4  | * | 6.19-04 | * | 1.13-01 | * | 2.47-01 | * | 1.40-01 | * | 2.43-01 | * | 7.39-02 | * | 7.10-05 | * |
| 5  | * | 1.92-03 | * | 1.95-01 | * | 2.10-01 | * | 1.62-01 | * | 3.44-01 | * | 1.16-01 | * | 1.56-04 | * |
| 6  | * | 2.58-03 | * | 2.26-01 | * | 1.87-01 | * | 1.86-01 | * | 4.19-01 | * | 1.31-01 | * | 3.58-04 | * |
| 7  | * | 3.79-03 | * | 2.63-01 | * | 2.14-01 | * | 2.12-01 | * | 5.41-01 | * | 1.38-01 | * | 1.05-03 | * |
| 8  | * | 9.89-03 | * | 3.65-01 | * | 2.16-01 | * | 2.57-01 | * | 7.67-01 | * | 2.25-01 | * | 2.82-03 | * |
| 9  | * | 2.24-02 | * | 5.00-01 | * | 2.38-01 | * | 2.74-01 | * | 1.14+00 | * | 3.36-01 | * | 8.02-03 | * |
| 10 | * | 3.60-02 | * | 7.58-01 | * | 2.97-01 | * | 3.38-01 | * | 1.92+00 | * | 4.39-01 | * | 1.93-02 | * |
| 11 | * | 5.86-02 | * | 1.25+00 | * | 4.08-01 | * | 4.69-01 | * | 3.41+00 | * | 6.07-01 | * | 4.01-02 | * |
| 12 | * | 9.74-02 | * | 2.06+00 | * | 6.40-01 | * | 7.54-01 | * | 6.46+00 | * | 8.39-01 | * | 7.76-02 | * |
| 13 | * | 1.60-01 | * | 3.41+00 | * | 1.06+00 | * | 1.31+00 | * | 1.15+01 | * | 1.21+00 | * | 1.43-01 | * |
| 14 | * | 2.44-01 | * | 5.64+00 | * | 1.63+00 | * | 2.49+00 | * | 1.97+01 | * | 2.15+00 | * | 2.52-01 | * |
| 15 | * | 3.65-01 | * | 8.47+00 | * | 2.87+00 | * | 4.98+00 | * | 3.26+01 | * | 4.90+00 | * | 7.17-01 | * |
| 16 | * | 5.48-01 | * | 2.54+01 | * | 5.68+00 | * | 1.17+01 | * | 5.60+01 | * | 1.19+01 | * | 2.92+00 | * |
| 17 | * | 8.23-01 | * | 5.28+01 | * | 1.12+01 | * | 6.42+00 | * | 9.09+01 | * | 1.23+01 | * | 1.18+01 | * |
| 18 | * | 4.42+00 | * | 7.19+01 | * | 9.53+00 | * | 3.29+01 | * | 1.45+02 | * | 4.03+01 | * | 4.78+01 | * |
| 19 | * | 5.36+01 | * | 1.99+02 | * | 7.68-02 | * | 6.10+00 | * | 2.30+02 | * | 1.06+00 | * | 1.94+02 | * |
| 20 | * | 6.46+02 | * | 3.35+02 | * | 1.13-01 | * | 3.27+02 | * | 3.48+02 | * | 2.88+01 | * | 7.89+02 | * |
| 21 | * | 1.15+03 | * | 3.09+00 | * | 1.65-01 | * | 1.57+00 | * | 6.10+02 | * | 3.68+03 | * | 2.56+03 | * |
| 22 | * | 4.57+02 | * | 2.50+02 | * | 2.43-01 | * | 3.14+00 | * | 3.30+02 | * | 5.29+01 | * | 2.97+01 | * |
| 23 | * | 1.82+02 | * | 7.59+00 | * | 3.57-01 | * | 7.15+00 | * | 2.05+03 | * | 4.05+01 | * | 4.36+01 | * |
| 24 | * | 1.36+02 | * | 1.01+01 | * | 5.23-01 | * | 1.42+01 | * | 5.53+02 | * | 4.73+01 | * | 6.40+01 | * |
| 25 | * | 1.99+02 | * | 9.64+00 | * | 7.68-01 | * | 2.29+01 | * | 5.58+02 | * | 6.28+01 | * | 9.40+01 | * |
| 26 | * | 7.00+02 | * | 6.40+01 | * | 2.70+00 | * | 1.02+02 | * | 1.50+04 | * | 2.06+02 | * | 3.30+02 | * |

H.Г.\* SM-154 \* EU-154 \* EU-155 \* EU-156 \* EU-157 \* GD-154 \* GD-155 \*

|    |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |         |   |
|----|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|---------|---|
| 1  | * | 3.31-03 | * | 1.04-02 | * | 1.51-02 | * | 1.88-03 | * | 1.56-03 | * | 3.21-03 | * | 3.25-03 | * |
| 2  | * | 2.85-02 | * | 4.74-03 | * | 8.98-02 | * | 1.19-03 | * | 1.77-03 | * | 2.58-02 | * | 1.24-02 | * |
| 3  | * | 4.87-02 | * | 2.04-02 | * | 3.72-01 | * | 1.76-04 | * | 2.63-03 | * | 1.71-01 | * | 5.38-02 | * |
| 4  | * | 5.80-02 | * | 5.82-02 | * | 9.70-01 | * | 2.63-04 | * | 3.11-03 | * | 3.62-01 | * | 1.22-01 | * |
| 5  | * | 7.07-02 | * | 1.38-01 | * | 1.37+00 | * | 6.68-04 | * | 4.11-03 | * | 3.99-01 | * | 2.01-01 | * |
| 6  | * | 6.93-02 | * | 3.80-01 | * | 6.77-01 | * | 2.30-03 | * | 5.57-03 | * | 3.90-01 | * | 3.29-01 | * |
| 7  | * | 7.29-02 | * | 9.39-01 | * | 5.29-01 | * | 6.76-03 | * | 8.28-03 | * | 3.85-01 | * | 5.03-01 | * |
| 8  | * | 9.42-02 | * | 1.37+00 | * | 7.86-01 | * | 1.20-02 | * | 1.28-02 | * | 4.54-01 | * | 7.79-01 | * |
| 9  | * | 1.55-01 | * | 1.94+00 | * | 1.23+00 | * | 2.59-02 | * | 2.25-02 | * | 5.70-01 | * | 1.32+00 | * |
| 10 | * | 2.20-01 | * | 2.89+00 | * | 2.11+00 | * | 6.57-02 | * | 4.09-02 | * | 7.58-01 | * | 2.29+00 | * |
| 11 | * | 2.93-01 | * | 4.63+00 | * | 3.77+00 | * | 1.21-01 | * | 7.10-02 | * | 1.17+00 | * | 3.95+00 | * |
| 12 | * | 4.60-01 | * | 7.55+00 | * | 6.73+00 | * | 1.84-01 | * | 1.15-01 | * | 2.08+00 | * | 7.00+00 | * |
| 13 | * | 7.72-01 | * | 1.27+01 | * | 1.20+01 | * | 3.13-01 | * | 1.84-01 | * | 3.91+00 | * | 1.18+01 | * |
| 14 | * | 1.50+00 | * | 2.07+01 | * | 2.15+01 | * | 5.30-01 | * | 2.95-01 | * | 7.51+00 | * | 1.36+01 | * |
| 15 | * | 2.24+00 | * | 3.32+01 | * | 3.84+01 | * | 8.97-01 | * | 4.70-01 | * | 1.42+01 | * | 1.84+01 | * |
| 16 | * | 5.77+00 | * | 5.24+01 | * | 6.52+01 | * | 1.52+00 | * | 7.52-01 | * | 2.21+01 | * | 3.10+01 | * |
| 17 | * | 1.72-01 | * | 8.13+01 | * | 7.66+01 | * | 2.58+00 | * | 1.20+00 | * | 6.71+01 | * | 5.22+01 | * |
| 18 | * | 2.95+01 | * | 5.22+01 | * | 8.72+01 | * | 4.37+00 | * | 1.92+00 | * | 3.62+01 | * | 9.87+01 | * |
| 19 | * | 1.77-01 | * | 2.06+02 | * | 1.03+02 | * | 7.41+00 | * | 3.06+00 | * | 1.06+02 | * | 1.35+02 | * |
| 20 | * | 2.39-01 | * | 2.50+02 | * | 1.59+02 | * | 4.36+02 | * | 3.93+02 | * | 1.89+01 | * | 2.08+02 | * |
| 21 | * | 3.42-01 | * | 2.96+02 | * | 2.47+02 | * | 4.80+02 | * | 4.33+02 | * | 7.22+00 | * | 2.36+02 | * |
| 22 | * | 4.99-01 | * | 1.00+02 | * | 3.63+02 | * | 4.80+02 | * | 4.33+02 | * | 7.72+00 | * | 8.55+02 | * |
| 23 | * | 7.29-01 | * | 1.83+03 | * | 5.34+02 | * | 4.48+02 | * | 3.98+02 | * | 1.13+01 | * | 2.51+02 | * |
| 24 | * | 1.07+00 | * | 3.21+02 | * | 7.83+02 | * | 9.38+01 | * | 3.66+01 | * | 1.65+01 | * | 1.43+02 | * |
| 25 | * | 1.52+00 | * | 1.03+02 | * | 1.15+03 | * | 1.38+02 | * | 5.38+01 | * | 2.35+01 | * | 7.21+02 | * |
| 26 | * | 5.50+00 | * | 3.01+03 | * | 4.04+03 | * | 4.82+02 | * | 1.90+02 | * | 8.50+01 | * | 6.10+05 | * |

| H.Г.* | GD-156 *  | GD-157 *  | GD-158 *  | TC-99 *   | RH-103 *  | SM-149 *  | EU-152 *  |
|-------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 1     | * 2.84-03 | * 3.01-03 | * 2.47-03 | * 1.77-03 | * 2.28-03 | * 1.04-02 | * 8.24-03 |
| 2     | * 1.54-02 | * 1.15-02 | * 5.45-03 | * 5.31-03 | * 7.75-03 | * 1.04-02 | * 9.90-03 |
| 3     | * 6.23-02 | * 4.79-02 | * 2.02-02 | * 1.69-02 | * 1.94-02 | * 1.96-02 | * 5.01-02 |
| 4     | * 1.25-01 | * 1.11-01 | * 4.78-02 | * 3.66-02 | * 4.29-02 | * 4.55-02 | * 1.45-01 |
| 5     | * 1.72-01 | * 1.63-01 | * 7.18-02 | * 5.74-02 | * 7.71-02 | * 1.03-01 | * 3.26-01 |
| 6     | * 1.62-01 | * 1.96-01 | * 8.45-02 | * 8.12-02 | * 1.33-01 | * 2.22-01 | * 7.61-01 |
| 7     | * 1.69-01 | * 2.52-01 | * 1.01-01 | * 1.21-01 | * 2.95-01 | * 4.53-01 | * 1.63+00 |
| 8     | * 2.06-01 | * 3.59-01 | * 1.32-01 | * 2.10-01 | * 4.61-01 | * 7.47-01 | * 2.50+00 |
| 9     | * 2.89-01 | * 6.22-01 | * 2.04-01 | * 3.81-01 | * 6.52-01 | * 1.02+00 | * 3.44+00 |
| 10    | * 3.96-01 | * 1.09+00 | * 2.87-01 | * 6.44-01 | * 9.17-01 | * 1.57+00 | * 5.13+00 |
| 11    | * 5.67-01 | * 1.84+00 | * 3.95-01 | * 9.50-01 | * 1.31+00 | * 2.47+00 | * 7.91+00 |
| 12    | * 9.63-01 | * 3.40+00 | * 8.41-01 | * 1.31+00 | * 1.79+00 | * 2.92+00 | * 1.20+01 |
| 13    | * 1.77+00 | * 7.77+00 | * 1.53+00 | * 1.90+00 | * 2.61+00 | * 5.54+00 | * 1.99+01 |
| 14    | * 2.91+00 | * 5.38+01 | * 2.36+00 | * 2.94+00 | * 3.58+00 | * 1.03+01 | * 3.22+01 |
| 15    | * 6.84+00 | * 1.74+02 | * 4.33+00 | * 4.68+00 | * 4.85+00 | * 1.86+01 | * 5.10+01 |
| 16    | * 4.71+00 | * 1.54+02 | * 9.64+00 | * 2.14+00 | * 1.06+01 | * 3.31+01 | * 7.98+01 |
| 17    | * 2.62+01 | * 6.74+01 | * 5.58-01 | * 1.39+01 | * 1.07+01 | * 2.00+00 | * 1.23+02 |
| 18    | * 9.95-02 | * 6.82+01 | * 4.40-02 | * 3.80+00 | * 2.37+00 | * 1.78+02 | * 7.60+01 |
| 19    | * 1.22+02 | * 3.16+01 | * 5.81+01 | * 3.26+00 | * 2.74-01 | * 1.62+02 | * 2.84+02 |
| 20    | * 2.19-01 | * 2.13+02 | * 1.48+00 | * 4.67+01 | * 8.22-02 | * 1.24+02 | * 2.57+02 |
| 21    | * 1.42-01 | * 2.22+00 | * 2.24-01 | * 3.56+02 | * 5.80-01 | * 5.78+02 | * 4.64+02 |
| 22    | * 1.61-01 | * 1.48+02 | * 2.60-01 | * 1.14+01 | * 8.53+00 | * 1.86+01 | * 6.16+02 |
| 23    | * 2.12-01 | * 5.99+01 | * 3.50-01 | * 4.37+00 | * 1.16+03 | * 1.59+02 | * 1.72+03 |
| 24    | * 2.98-01 | * 3.92+02 | * 4.96-01 | * 4.60+00 | * 1.69+02 | * 2.86+03 | * 9.68+02 |
| 25    | * 2.72-01 | * 5.85+03 | * 4.87-01 | * 5.26+00 | * 7.33+01 | * 2.19+03 | * 1.71+02 |
| 26    | * 1.48+00 | * 2.55+05 | * 2.50+00 | * 1.90+01 | * 1.48+02 | * 8.29+04 | * 4.63+03 |

H.Г.\* EU-153 \*

|    |           |
|----|-----------|
| 1  | * 3.54-03 |
| 2  | * 1.58-02 |
| 3  | * 8.60-02 |
| 4  | * 2.41-01 |
| 5  | * 4.01-01 |
| 6  | * 4.36-01 |
| 7  | * 5.33-01 |
| 8  | * 9.47-01 |
| 9  | * 1.65+00 |
| 10 | * 2.37+00 |
| 11 | * 3.87+00 |
| 12 | * 4.86-07 |
| 13 | * 2.26-07 |
| 14 | * 1.05-07 |
| 15 | * 4.86-08 |
| 16 | * 2.26-08 |
| 17 | * 1.05-08 |
| 18 | * 1.23+02 |
| 19 | * 9.82+01 |
| 20 | * 2.30+02 |
| 21 | * 1.81+02 |
| 22 | * 1.04+03 |
| 23 | * 1.06+02 |
| 24 | * 8.08+01 |
| 25 | * 1.48+02 |
| 26 | * 9.17+02 |

## Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчетов ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
2. Mattes M. Graphs of Neutron capture cross-section of fission product isotopes from FPLIB-65/ /ENDF/B-IV. - Phys. Dat., 1978.
3. Абагян Л.П., Николаев М.Н. Групповые сечения захвата быстрых нейтронов осколками деления. - В кн.: Ядерные константы, М.: ЦНИИАтоминформ, 1972.
4. Benzi V., Reffo G. Fast neutron radiative capture cross-sections of stable nuclei with  $32 \leq z \leq 66$ . - Newsletter Bulletin, C CDN-NW/10, December 1969.
5. Иижима С. Современное состояние данных по нейтронным сечениям продуктам деления. - В кн.: Ядерные данные по продуктам деления. М.: Атомиздат, 1979, вып. 2, с. 47-86.
6. Fort E., Krebs J. e.a. Neutron cross-section for 22 most important fission product. - В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1977) М.: ЦНИИАтоминформ, 1977.
7. Колесов В.Е., Кривцов А.С., Соловьев Н.А. Программное обеспечение функционирования машинной библиотеки нейтронных ядерных данных системы СОКРАТОР. - В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, ч. I, с. 145-149.
8. Колесов В.Е., Николаев М.Н. Формат библиотеки рекомендованных ядерных данных для расчета реакторов. - В кн.: Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1972, вып. 8, ч. 4.

Статья поступила в редакцию 29 октября 1981 г.

УДК 539.172.12

ВЫХОДЫ РАДИОАКТИВНЫХ НУКЛИДОВ ДЛЯ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ  
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 22 МэВ

П.П.Дмитриев, Г.А.Молин

RADIOACTIVE NUCLIDE YIELDS FOR THICK TARGET AT 22 MeV PROTON ENERGY. Experimental results on the radioactive nuclide yields at irradiating thick targets with protons for the energy of 22 MeV have been presented. The 188 yield values have been measured for the 140 radionuclides. The radionuclide formation reactions have been given. This work has been carried out at the cyclotron in the Institute of Physics and Power Engineering.

Выходы радионуклидов при облучении заряженными частицами толстых мишеней являются ядерными константами, которые широко используются в различных прикладных и исследовательских задачах: при получении радионуклидов на ускорителях, в активационном анализе на заряженных частицах, при изучении износа механизмов и машин методом поверхностной активации, в физике твердого тела при применении ядерно-физических методов исследования, при проектировании ускорителей, в вопросах физики защиты и в других приложениях. Национальные центры недавно созданной международной сети по сбору ядерных данных на заряженных частицах собирают данные по выходам радионуклидов для толстых мишеней в реакциях с заряженными частицами. Многие из этих данных записаны в международном обменном формате ЭКСФОР (EXFOR). Выпущенный недавно Брукгейвской национальной лабораторией (США) библиографический сборник публикаций, в которых имеются интегральные ядерные данные на заряженных частицах  $\langle N \rangle$ , содержит много ссылок на работы, где приведены выходы радионуклидов для толстых мишеней.

Величина физического выхода радионуклида в данной реакции определяется функцией возбуждения этой реакции, т.е. зависимостью эффективного сечения реакции от энергии бомбардирующих частиц, величиной пробега частиц и содержанием исходного стабильного изотопа в материале мишени. Связь между средним по пробегу эффективным сечением реакции  $\bar{\sigma}$ , мб, и выходом радионуклида для толстой мишени  $V$ , МБк/мкА.ч, можно записать в следующем виде:

$$\bar{\sigma} = 1,26 \frac{V \cdot T_{1/2} Z_{\alpha}}{R} \frac{A}{P},$$

где  $T_{1/2}$  - период полураспада радионуклида, сут;  $Z_{\alpha}$  - относительный заряд бомбардирующей частицы;  $R$  - пробег бомбардирующей частицы, мг/см<sup>2</sup>;  $A$  - атомный вес элемента;  $P$  - содержание изотопа-мишени, %.

При малой толщине мишени (мал пробег частицы), когда изменением сечения реакции по толщине мишени можно пренебречь, эта формула дает связь между сечением реакции и выходом радионуклида для тонкой мишени. Подобный способ определения сечения реакций широко используется при измерениях функций возбуждения ядерных реакций методом "стопки фольг".

В настоящей работе приведены результаты измерений выходов радионуклидов при облучении толстых мишеней из различных химических элементов протонами с энергией 22 МэВ. Работа выполнена на циклотроне ФЭИ (Обнинск). Всего измерено 188 значений выхода 140 радионуклидов. Полученные данные представлены в табл. I, где использованы следующие обозначения частиц:  $n$  - нейтрон,  $p$  - протон,  $t$  - тритон,  $\tau$  - гелий-3,  $\alpha$  - гелий-4 ( $\alpha$ -частица). Дейтрон, как слабо связанная система, имеет малую вероятность испускания и в графе 3 не указывается.

Таблица I

Выходы радионуклидов для толстой мишени при энергии протонов 22 МэВ

| Радионуклид                   | Мишень | Испускаемые частицы            | Выход, МБк/мкА.ч | Радионуклид      | Мишень           | Испускаемые частицы                | Выход, МБк/мкА.ч |
|-------------------------------|--------|--------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------------------------|------------------|
| 1                             | 2      | 3                              | 4                | 1                | 2                | 3                                  | 4                |
| <sup>17</sup> Be              | Li     | n                              | 10,7(1,4)        | <sup>46</sup> Sc | Ti               | 2p, $\tau$ , $\alpha$ , $\alpha n$ | 38(6)-3          |
|                               | Be     | t                              | 46(6)-2          | <sup>47</sup> Sc | Ca               | 2n                                 | 45(7)-2          |
|                               | V      | $\alpha$ , $\alpha n$          | 19(2,5)-1        |                  | Ti               | 2p, $\tau$ , $\alpha$              | 29(4)-2          |
| <sup>11</sup> C               | V      | n                              | 28(3)+3          | V                | $\alpha$ , p     |                                    | 16(2)-1          |
|                               | C      | pn, t                          | 35(4)+2          | <sup>44</sup> Ti | Sc               | 2n                                 | 15(2)-4          |
|                               | N      | $\alpha$ , $\alpha n$          | 20(2)+2          |                  | <sup>48</sup> V  | Ti                                 | n, 2n            |
| <sup>13</sup> N               | C      | n                              | 48(5)+1          | <sup>49</sup> V  | Ti               | n, 2n                              | 12(2)-2          |
|                               | N      | pn, t                          | 17(2)+3          |                  | V                | pn + 2n, t                         | 37(6)-4          |
|                               | O      | $\alpha$ , $\alpha n$          | 96(10)+2         | <sup>51</sup> Cr | V                | n                                  | 20,5(2,2)        |
| <sup>18</sup> F*              | O      | n                              | 15,5(1,6)        | Cr               | Cr               | pn + 2n, t                         | 59(7)-1          |
|                               | F      | pn + 2n                        | 33(3,5)+2        |                  | Mn               | $\alpha n$                         | 59(7)-2          |
| <sup>22</sup> Na              | Na     | pn + 2n                        | 23(3)-2          | <sup>52</sup> Mn | Cr               | n, 2n                              | 21(2,4)          |
|                               | Mg     | $\tau$ , $\alpha$ , $\alpha n$ | 16,5(2,2)-3      |                  | <sup>54</sup> Mn | Cr                                 | n                |
| <sup>24</sup> Na              | Mg     | 2p, $\tau$                     | 38(5,5)-1        | Mn               | Mn               | pn                                 | 80(10)-2         |
| <sup>26</sup> Al              | Mg     | n                              | 48(7)-9          |                  | <sup>55</sup> Fe | Mn                                 | n                |
|                               | Al     | pn                             | 36(5,5)-8        | Fe               | Fe               | pn + 2n, t                         | 33(6)-2          |
| <sup>42</sup> K               | Ca     | 2p, $\tau$ , $\alpha n$        | 78(12)-4         | <sup>55</sup> Co | Fe               | 2n                                 | 24(3)-1          |
| <sup>43</sup> K               | Ca     | 2p, $\alpha$                   | 18(2,6)-3        |                  | Ni               | $\alpha$                           | 16,6(2,1)        |
| <sup>47</sup> Ca              | Ca     | 2p + pn                        | 28(4)-3          | <sup>56</sup> Co | Fe               | n, 2n                              | 28(4)-1          |
| <sup>44</sup> Sc <sup>m</sup> | Ca     | n                              | 65(10)-2         |                  | Ni               | $\tau$ + t, $\alpha n$             | 17,4(2,3)-3      |
|                               | Sc     | pn                             | 36(6)            | <sup>57</sup> Co | Fe               | n, 2n                              | 21(3)-3          |
| <sup>44</sup> Sc              | Ca     | n                              | 32(5)            |                  | Co               | t                                  | 92(16)-4         |

| Радио-<br>нуклид | Ми-<br>шень | Испускаемые<br>частицы | Выход,<br>МБк/мгА.ч | Радио-<br>нуклид              | Ми-<br>шень | Испускаемые<br>частицы | Выход,<br>МБк/мгА.ч |
|------------------|-------------|------------------------|---------------------|-------------------------------|-------------|------------------------|---------------------|
| 1                | 2           | 3                      | 4                   | 1                             | 2           | 3                      | 4                   |
| 58 <sub>Co</sub> | Ni          | 2p+pn+2n, α, αn        | II(I,4)-I           | 88 <sub>Zr</sub>              | Zr          | τ, α, αn               | 96(14)-4            |
|                  | Co          | pn                     | 4I(5)-I             |                               | Y           | 2n                     | 19(2,7)-I           |
| 60 <sub>Co</sub> | Ni          | τ, α, αn               | 37(5)-3             | 89 <sub>Zr</sub>              | Y           | n                      | 39(5,5)             |
|                  | Ni          | 2p, τ, αn              | I3(2)-5             |                               | Nb          | αn                     | 20,4(3)-I           |
| 56 <sub>Ni</sub> | Ni          | t                      | 35(5)-3             | 95 <sub>Zr</sub>              | Zr          | 2p + pn                | 44(6,5)-3           |
| 57 <sub>Ni</sub> | Ni          | pn + 2n                | 32(4)               | 92 <sub>Nb<sup>m</sup></sub>  | Zr          | n, 3n                  | 89(12)-2            |
| 64 <sub>Cu</sub> | Cu          | pn                     | I3(I,8)+I           | 95 <sub>Nb</sub>              | Zr          | pn                     | 22(3)-I             |
| 67 <sub>Cu</sub> | Zn          | 2p, α                  | 44(8)-3             | 93 <sub>Mo<sup>m</sup></sub>  | Nb          | n                      | 30(4,5)             |
| 62 <sub>Zn</sub> | Cu          | 2n                     | I0,4(I,4)+I         | 93 <sub>Mo</sub>              | Nb          | n                      | I4,4(2,2)-5         |
| 65 <sub>Zn</sub> | Cu          | n                      | 59(7)-2             | 95 <sub>Tc<sup>m</sup></sub>  | Mo          | n, 2n, 3n              | 54(6,5)-2           |
|                  | Zn          | pn + 2n, t             | 39(5)-2             | 96 <sub>Tc</sub>              | Mo          | n, 2n, 3n              | I9,4(2,3)           |
| 66 <sub>Ga</sub> | Ga          | αn                     | 89(II)-3            | 97 <sub>Tc<sup>m</sup></sub>  | Mo          | n, 2n                  | 39(5)-2             |
|                  | Zn          | n, 2n                  | 26(3)+I             | 101 <sub>Rh<sup>m</sup></sub> | Ru          | n, 2n                  | 3I(4,6)             |
| 67 <sub>Ga</sub> | Zn          | n, 2n                  | 32(3,8)             | 102 <sub>Rh<sup>m</sup></sub> | Rh          | t + 3n                 | 70(II)-2            |
|                  | Ge          | α, α2n                 | 23(3,2)-I           |                               | Rh          | pn                     | 24(3,6)-3           |
| 68 <sub>Ge</sub> | Ga          | 2n                     | 67(9)-2             | 102 <sub>Rh</sub>             | Rh          | pn                     | 27(4)-2             |
| 69 <sub>Ge</sub> | Ga          | n, 3n                  | 93(II)              | 103 <sub>Pd</sub>             | Rh          | n                      | 94(13)-I            |
|                  | Ge          | pn + 2n                | 6I(8)               | 105 <sub>Ag</sub>             | Cd          | 2p, α, αn              | 74(II)-3            |
| 71 <sub>As</sub> | Ge          | n, 3n                  | 32(5)               | 106 <sub>Ag<sup>m</sup></sub> | Ag          | pn                     | I0,4(I,5)-I         |
| 72 <sub>As</sub> | Ge          | n, 2n                  | I3,5(2)+I           | 108 <sub>Ag<sup>m</sup></sub> | Ag          | pn                     | I3,7(2)-6           |
| 73 <sub>As</sub> | Ge          | n, 2n                  | I9(2,5)-I           | 110 <sub>Ag<sup>m</sup></sub> | Cd          | 2p, τ, α, αn           | 52(8)-5             |
| 74 <sub>As</sub> | Ge          | n, 3n                  | 70(9)-I             | 107 <sub>Cd</sub>             | Ag          | n, 3n                  | 35(5)+I             |
|                  | As          | pn                     | 35(4,5)-I           | 109 <sub>Cd</sub>             | Ag          | n                      | I9(2,5)-2           |
| 76 <sub>As</sub> | Se          | τ, α, αn               | 56(8)-3             | 115 <sub>Cd</sub>             | Cd          | pn+2n, t+3n            | 27(4)-3             |
|                  | Ge          | n                      | 96(14)-I            |                               | Cd          | pn                     | 74(II)-2            |
| 75 <sub>Se</sub> | As          | n                      | 20(3)-I             | 111 <sub>In</sub>             | Cd          | n, 2n, 3n              | 54(6,5)             |
|                  | Se          | pn + 2n, t             | 23(3,5)-2           | 114 <sub>In<sup>m</sup></sub> | Cd          | n, 3n                  | 4I(5)-2             |
| 76 <sub>Br</sub> | Se          | n, 2n                  | 93(12)              | 113 <sub>Sn</sub>             | In          | pn                     | 42(5,5)-2           |
| 77 <sub>Br</sub> | Se          | n, 2n                  | 34(4,5)             |                               | In          | n, 3n                  | I0,3(I,3)-2         |
|                  | Br          | t                      | 4I(6)-2             | Sn                            | pn+2n, t+3n | II(I,5)-3              |                     |
| 82 <sub>Br</sub> | Se          | n                      | I0,7(I,4)           | 120 <sub>Sb<sup>m</sup></sub> | Sn          | n, 3n                  | 78(II)-2            |
| 79 <sub>Kr</sub> | Br          | n, 2n                  | 67(10)              | 122 <sub>Sb</sub>             | Sb          | n, 3n                  | 33(5)-I             |
|                  | Rb          | pn                     | 52(8)-2             | 124 <sub>Sb</sub>             | Sn          | n                      | 92(14)-3            |
| 84 <sub>Rb</sub> | Sr          | τ, α, αn               | 52(8)-2             | 121 <sub>Te<sup>m</sup></sub> | Sb          | n, 3n                  | 2I,4(3)-2           |
|                  | Rb          | n, 3n                  | 26(3,1)-I           | 121 <sub>Te</sub>             | Sb          | n, 3n                  | 30(4)-I             |
| 85 <sub>Sr</sub> | Sr          | pn + 2n, t             | 2I(2,5)-2           | 123 <sub>Te<sup>m</sup></sub> | Sb          | n                      | I5,5(2)-2           |
|                  | Sr          | n, 2n                  | 6I(9)               | 123 <sub>I</sub>              | Te          | n, 2n, 3n              | 4I(5)               |
| 86 <sub>Y</sub>  | Sr          | n, 2n                  | 85(II)              | 124 <sub>I</sub>              | Te          | n, 2n, 3n              | 96(12)-I            |
| 87 <sub>Y</sub>  | Sr          | n, 2n                  | 85(II)              |                               |             |                        |                     |
| 88 <sub>Y</sub>  | Sr          | n                      | 33(4,3)-I           |                               |             |                        |                     |
|                  | Y           | pn                     | 42(5,5)-2           |                               |             |                        |                     |

| Радио-<br>нуклид    | Ми-<br>шень | Испускаемые<br>частицы | Выход,<br>МБк/мкА.ч | Радио-<br>нуклид    | Ми-<br>шень | Испускаемые<br>частицы | Выход,<br>МБк/мкА.ч |
|---------------------|-------------|------------------------|---------------------|---------------------|-------------|------------------------|---------------------|
| 1                   | 2           | 3                      | 4                   | 1                   | 2           | 3                      | 4                   |
| $^{125}\text{I}$    | Te          | n, 2n                  | 11,4(1,9)-I         | $^{168}\text{Tl}$   | Er          | n, 3n                  | 24(2,8)-2           |
| $^{126}\text{I}$    | Te          | n, 3n                  | 36(4,5)-I           | $^{170}\text{Tl}$   | Er          | n                      | 16,6(3,1)-3         |
|                     | I           | pn                     | 18(2,2)-I           | $^{173}\text{Lu}$   | Yb          | n, 2n                  | 30(4,4)-2           |
| $^{130}\text{I}$    | Te          | n                      | 39(5)               | $^{174}\text{Lu}$   | Yb          | n, 3n                  | 23(4)-3             |
| $^{127}\text{Xe}$   | I           | n                      | 19(3)-I             | $^{175}\text{Hf}$   | Hf          | pn+2n, t+3n            | 40(6)-2             |
| $^{132}\text{Cs}$   | Cs          | pn                     | 17,4(2,4)-I         | $^{176}\text{Ta}$   | Hf          | n, 2n, 3n              | 12,8(2)+1           |
| $^{133}\text{Ba}^m$ | Cs          | n                      | 18,5(2,8)           | $^{177}\text{Ta}$   | Hf          | n, 2n, 3n              | 38(5,5)             |
| $^{133}\text{Ba}$   | Cs          | n                      | 21(3)-3             | $^{181}\text{W}$    | Ta          | n                      | 12(1,8)-2           |
| $^{135}\text{Ba}^m$ | Ba          | pn, t                  | 85(10)-2            | $^{181}\text{Re}$   | W           | 2n, 3n                 | 10,4(1,4)+I         |
|                     | La          | $\alpha$ n             | 85(10)-I            | $^{182}\text{Re}^m$ | W           | n, 2n, 3n              | 87(II)-I            |
| $^{135}\text{La}$   | Ba          | n, 2n, 3n              | 21,5(3)             | $^{182}\text{Re}$   | W           | n, 2n, 3n              | 68(9)               |
| $^{139}\text{Ce}$   | La          | n                      | 44(5,3)-2           | $^{183}\text{Re}$   | W           | n, 2n                  | 12,2(1,6)-I         |
|                     | Ce          | pn + 2n                | 13(1,8)-I           | $^{184}\text{Re}^m$ | W           | n, 3n                  | 30(4)-3             |
| $^{139}\text{Pr}$   | Ce          | 2n                     | 92(13)+I            | $^{184}\text{Re}$   | W           | n, 3n                  | 12,6(1,6)-I         |
| $^{140}\text{Nd}$   | Pr          | 2n                     | 92(13)              | $^{185}\text{Os}$   | Re          | n, 3n                  | 12,2(1,7)-I         |
| $^{143}\text{Pm}$   | Nd          | n, 2n, 3n              | 59(8)-2             | $^{194}\text{Au}$   | Pt          | n, 2n, 3n              | 78(II)              |
| $^{144}\text{Pm}$   | Nd          | n, 2n, 3n              | 21(3)-2             | $^{195}\text{Au}$   | Pt          | n, 2n                  | 15(2,2)-2           |
| $^{148}\text{Pm}$   | Nd          | n, 3n                  | 15(2,1)-I           | $^{196}\text{Au}$   | Pt          | n, 3n                  | 26(3,7)-I           |
| $^{147}\text{Eu}$   | Sm          | n, 2n, 3n              | 24(3,5)-I           |                     | Au          | pn                     | 18(2,7)-I           |
| $^{148}\text{Eu}$   | Sm          | n, 2n, 3n              | 56(8)-2             | $^{197}\text{Hg}$   | Au          | n                      | 92(14)-I            |
| $^{150}\text{Eu}^m$ | Sm          | n, 3n                  | 10,7(1,6)-4         | $^{203}\text{Hg}$   | Hg          | 2p+pn                  | 16,6(2,5)-3         |
|                     | Eu          | pn                     | 10,4(1,5)-4         | $^{200}\text{Tl}$   | Hg          | n, 2n, 3n              | 43(6,4)             |
| $^{152}\text{Eu}$   | Sm          | n, 3n                  | 37(5,5)-4           | $^{201}\text{Tl}$   | Hg          | n, 2n                  | 31(4,6)             |
|                     | Eu          | pn                     | 44(6,5)-4           | $^{202}\text{Tl}$   | Hg          | n, 3n                  | 80(12)-2            |
| $^{154}\text{Eu}$   | Sm          | n                      | 17(2,6)-4           |                     | Tl          | pn                     | 96(14)-3            |
| $^{151}\text{Gd}$   | Eu          | n, 3n                  | 63(10)-3            | $^{201}\text{Pb}$   | Tl          | 3n                     | 28(4,2)             |
| $^{153}\text{Gd}$   | Eu          | n                      | 41(6)-3             | $^{202}\text{Pb}^m$ | Tl          | 2n                     | 63(9,5)             |
| $^{155}\text{Tb}$   | Gd          | n, 2n, 3n              | 55(8)               | $^{203}\text{Pb}$   | Tl          | n, 3n                  | 32(3,9)             |
| $^{156}\text{Tb}$   | Gd          | n, 2n, 3n              | 14,3(2)             | $^{205}\text{Bi}$   | Pb          | 2n, 3n                 | 72(II)-I            |
| $^{158}\text{Tb}$   | Gd          | n, 3n                  | 59(9)-5             | $^{206}\text{Bi}$   | Pb          | n, 2n, 3n              | 11,3(1,7)           |
| $^{165}\text{Tl}$   | Er          | 2n, 3n                 | 73(8,5)             | $^{207}\text{Bi}$   | Pb          | n, 2n                  | 15(2,2)-3           |
| $^{166}\text{Tl}$   | Er          | n, 2n, 3n              | 29(3,3)+I           |                     | Bi          | t + 3n                 | 13(1,9)-4           |
| $^{167}\text{Tl}$   | Er          | n, 2n                  | 93(II)-I            |                     |             |                        |                     |

В графе 3 приведены реакции, энергетические пороги которых меньше 22 МэВ. Запятой разделены реакции, идущие на стабильных изотопах элемента, указанного в графе 2. Очевидно, зная испускаемые частицы, легко указать реакции образования радионуклида. Например, при получении  $^7\text{Be}$  из  $\text{Li}$  испускание частицы n означает реакцию (pn) на  $^7\text{Li}$ :  $^7\text{Li}(pn)^7\text{Be}$ . При получении  $^7\text{Be}$  из бора испускание частиц  $\alpha$  и  $\alpha n$  означает образование  $^7\text{Be}$  по реакциям (p $\alpha$ ) и (p $\alpha$ n) на изотопах бора:  $^{10}\text{B}(p\alpha)^7\text{Be}$  и  $^{11}\text{B}(p\alpha n)^7\text{Be}$ . Испускание частиц 2p,  $\tau$ ,  $\alpha$ ,  $\alpha n$  при получении  $^{46}\text{Sc}$  из титана означает реакции:  $^{47}\text{Ti}(p2p)^{46}\text{Sc}$ ,  $^{48}\text{Ti}(p\tau)^{46}\text{Sc}$ ,  $^{49}\text{Ti}(p\alpha)^{46}\text{Sc}$ ,  $^{50}\text{Ti}(p\alpha n)^{46}\text{Sc}$ .



Знак + в графе 3 указывает, что по некоторым реакциям суммы образуется более короткоживущее изобарное ядро, которое распадается в получаемый радионуклид. Например, при получении  $^{18}\text{F}$  из фтора испускание частиц  $p\alpha+2n$  означает реакции  $^{19}\text{F}(p\alpha)^{18}\text{F}$  и  $^{19}\text{F}(p2n)^{18}\text{Ne}(T_{1/2}=1,67\text{ с})\rightarrow^{18}\text{F}$ . Аналогично, при получении  $^{57}\text{Co}$  из Ni испускание частиц  $2p+p\alpha+2n, \alpha, \alpha n$  указывает на следующие каналы образования  $^{57}\text{Co}$ :  $^{58}\text{Ni}(p2p)^{57}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Ni}(p\alpha)^{57}\text{Ni}(T_{1/2}=36,16\text{ г})\rightarrow^{57}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Ni}(p2n)^{57}\text{Cu}(T_{1/2}=0,18\text{ с})\rightarrow^{57}\text{Ni}\rightarrow^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Ni}(p\alpha)^{57}\text{Co}$ ,  $^{61}\text{Ni}(p\alpha n)^{57}\text{Co}$ . Форма записи, использованная в графе 3, является, очевидно, весьма компактной по сравнению с полной записью реакций.

Следует иметь в виду, что в ряде случаев, например, в области более тяжелых ядер, пороги реакций с испусканием частиц  $p2n$  и  $2p$  могут быть заметно меньше 22 МэВ и эти реакции наряду с реакциями  $(p\alpha)$  и  $(p\tau)$  будут давать вклад в выход радионуклида, который может превышать выход радионуклида за счет реакций с испусканием  $t$  и  $\tau$ . В графе 3 отсутствует реакция радиационного захвата протона  $(p\gamma)$  (испускание только  $\gamma$ -лучей) из-за относительно низкого сечения этих реакций.

В графе 4 приведена величина выхода и в скобках - погрешность этой величины. Третья цифра со знаком + или - означает степень 10: на 10 в этой степени следует умножить величину выхода и погрешность. Например: 28 (3) + 3 означает  $28000 \pm 3000$ ; 16,5 (2,2)-4 соответствует  $0,00165 \pm 0,00022$  и т.д.

Во всех случаях выходы измерены для элементов природного изотопного состава. При облучении химического соединения выход пересчитывался на чистый элемент. Большинство значений выходов в табл. I публикуется впервые, некоторые выходы взяты из ранее опубликованных работ, где измерены выходы радионуклидов в функции энергии бомбардирующих частиц (последние из этих работ [2,3]). Методика измерения выходов описана в работах [3], погрешность величины выходов в большинстве случаев составляет II-15% и в основном обусловлена систематическими ошибками при измерении активности изотопов и интегрального тока облучения образцов. В некоторых случаях (радиотехническое выделение, неблагоприятные условия измерения активности) погрешность величины выхода превышает 15%.

В табл. 2 приведены периоды полураспада, энергия и квантовый выход  $\gamma$ -лучей, использованные при измерении активности нуклидов. Данные для табл. 2 взяты из работ [4,5] и частично из последних изданий Nuclear Data Sheets.

Таблица 2

Характеристики радионуклидов, использованные при измерении активности

| Нуклид             | Период полураспада    | Энергия $\gamma$ -лучей, кэВ | Выход квантов на распад, % | Нуклид           | Период полураспада | Энергия $\gamma$ -лучей, кэВ | Выход квантов на распад, % |
|--------------------|-----------------------|------------------------------|----------------------------|------------------|--------------------|------------------------------|----------------------------|
| 1                  | 2                     | 3                            | 4                          | 1                | 2                  | 3                            | 4                          |
| $^7\text{Be}$      | 53,3 сут              | 477,6                        | 10,3                       | $^{46}\text{Sc}$ | 83,9 сут           | II20                         | 100                        |
| $^{11}\text{C}$    | 20,3 мин              | 5II $^+$                     | 200                        | $^{47}\text{Sc}$ | 3,4 сут            | I59,4                        | 70                         |
| $^{13}\text{N}$    | 9,97 мин              | 5II $^+$                     | 200                        | $^{44}\text{Tl}$ | 47,3 года          | II57                         | 103                        |
| $^{18}\text{F}$    | 109,7 мин             | 5II $^+$                     | 193                        | $^{48}\text{V}$  | 16 сут             | I3II                         | 98                         |
| $^{22}\text{Na}$   | 2,60 сут              | I274                         | 100                        | $^{49}\text{V}$  | 330 сут            | KX4,55                       | 19,3                       |
| $^{24}\text{Na}$   | 15,0 ч                | I368                         | 100                        | $^{51}\text{Cr}$ | 27,7 сут           | 320,0                        | 9,8                        |
| $^{26}\text{Al}$   | $7,38 \cdot 10^5$ лет | I809                         | 99,7                       | $^{52}\text{Mn}$ | 5,67 сут           | 744,0                        | 85                         |
| $^{42}\text{K}$    | 12,4 ч                | I5,25                        | 18                         | $^{54}\text{Mn}$ | 312 сут            | 835,0                        | 100                        |
| $^{43}\text{K}$    | 22,6 ч                | 593,0                        | 8,9                        | $^{55}\text{Fe}$ | 2,6 года           | KX5,93                       | 25,7                       |
| $^{47}\text{Ca}$   | 4,55 сут              | I297                         | 75                         | $^{55}\text{Co}$ | 17,5 ч             | 932,0                        | 75                         |
| $^{44}\text{Sc}^m$ | 2,44 сут              | 270,9                        | 87                         | $^{56}\text{Co}$ | 78,5 сут           | I238                         | 67,6                       |
| $^{44}\text{Sc}$   | 3,92 ч                | II57                         | 103                        | $^{57}\text{Co}$ | 271 сут            | I22,1                        | 85,2                       |

Продолжение табл.2

| Нуклид             | Период полу-<br>распада | Энергия<br>$\gamma$ -лучей,<br>кэВ | Выход<br>квантов<br>на рас-<br>пад, % | Нуклид              | Период по-<br>лураспада | Энергия<br>$\gamma$ -лучей,<br>кэВ | Выход<br>квантов<br>на рас-<br>пад, % |
|--------------------|-------------------------|------------------------------------|---------------------------------------|---------------------|-------------------------|------------------------------------|---------------------------------------|
| $^{58}\text{Co}$   | 70,8 сут                | 810,8                              | 99,4                                  | $^{97}\text{Tc}^m$  | 87 сут                  | KX18,66                            | 49                                    |
| $^{60}\text{Co}$   | 5,27 года               | 13,32                              | 100                                   | $^{101}\text{Rh}^m$ | 4,34 сут                | 306,8                              | 84,3                                  |
| $^{56}\text{Ni}$   | 6,1 сут                 | 750,6                              | 48                                    | $^{102}\text{Rh}^m$ | 2,89 года               | 697,1                              | 46                                    |
| $^{57}\text{Ni}$   | 36,2 ч                  | 1378                               | 82,3                                  | $^{102}\text{Rh}$   | 207 сут                 | 511 $\pm$                          | 28                                    |
| $^{64}\text{Cu}$   | 12,7 ч                  | 1347                               | 0,55                                  | $^{103}\text{Pd}$   | 17,0 сут                | 357,6                              | 0,029                                 |
| $^{67}\text{Cu}$   | 61,9 ч                  | 184,6                              | 47                                    | $^{105}\text{Ag}$   | 41,3 сут                | 644,6                              | 11,8                                  |
| $^{62}\text{Zn}$   | 9,26 ч                  | 596,6                              | 22,7                                  | $^{106}\text{Ag}^m$ | 8,41 сут                | 1045                               | 25,7                                  |
| $^{65}\text{Zn}$   | 244 сут                 | 1115                               | 50,6                                  | $^{108}\text{Ag}^m$ | 127 лет                 | 614,4                              | 92,5                                  |
| $^{66}\text{Ga}$   | 9,4 ч                   | 1039                               | 35,5                                  | $^{110}\text{Ag}^m$ | 250 сут                 | 937,5                              | 32,4                                  |
| $^{67}\text{Ga}$   | 78,3 ч                  | 184,6                              | 22,7                                  | $^{107}\text{Cd}$   | 6,49 ч                  | 93,1                               | 4,7                                   |
| $^{68}\text{Ge}$   | 288 сут                 | 1078                               | 3,2                                   | $^{109}\text{Cd}$   | 453 сут                 | 88,0                               | 3,79                                  |
| $^{69}\text{Ge}$   | 39,0 ч                  | 1106                               | 31                                    | $^{115}\text{Cd}$   | 53,5 ч                  | 527,9                              | 26,4                                  |
| $^{71}\text{As}$   | 64,8 ч                  | 174,9                              | 87,5                                  | $^{111}\text{In}$   | 2,8 сут                 | 245,4                              | 94                                    |
| $^{72}\text{As}$   | 26,0 ч                  | 834,0                              | 77,4                                  | $^{114}\text{In}$   | 49,5 сут                | 191,6                              | 17                                    |
| $^{73}\text{As}$   | 80,3 сут                | 58,3                               | 10,6                                  | $^{113}\text{Sn}$   | 115 сут                 | 391,7                              | 64,2                                  |
| $^{74}\text{As}$   | 17,3 сут                | 595,7                              | 60                                    | $^{120}\text{Sb}^m$ | 5,76 сут                | 197,3                              | 88                                    |
| $^{76}\text{As}$   | 23,6 ч                  | 559,5                              | 43                                    | $^{122}\text{Sb}$   | 2,71 сут                | 564,0                              | 71                                    |
| $^{75}\text{Se}$   | 118 сут                 | 264,6                              | 59,5                                  | $^{124}\text{Sb}$   | 60,2 сут                | 1691                               | 49                                    |
| $^{76}\text{Br}$   | 16,2 ч                  | 559,2                              | 73,4                                  | $^{121}\text{Te}^m$ | 154 сут                 | 212,2                              | 81                                    |
| $^{77}\text{Br}$   | 57 ч                    | 238,9                              | 26,1                                  | $^{121}\text{Te}$   | 17 сут                  | 507,5                              | 19,3                                  |
| $^{82}\text{Br}$   | 35,3 ч                  | 698,3                              | 28,6                                  | $^{123}\text{Te}^m$ | 120 сут                 | 159,0                              | 84                                    |
| $^{79}\text{Kr}$   | 35 ч                    | 398,0                              | 9,5                                   | $^{123}\text{I}$    | 13,3 ч                  | 159,0                              | 82,9                                  |
| $^{84}\text{Rb}$   | 32,8 сут                | 881,5                              | 75,3                                  | $^{124}\text{I}$    | 4,18 сут                | 602,7                              | 62,8                                  |
| $^{85}\text{Sr}$   | 64,7 сут                | 514,0                              | 99,3                                  | $^{125}\text{I}$    | 59,9 сут                | KX28,03                            | 139                                   |
| $^{86}\text{Y}$    | 14,7 ч                  | 627,7                              | 33,3                                  | $^{126}\text{I}$    | 12,9 сут                | 666,4                              | 33                                    |
| $^{87}\text{Y}$    | 80,3 ч                  | 484,8                              | 92,1                                  | $^{130}\text{I}$    | 12,4 ч                  | 1157                               | 11,4                                  |
| $^{88}\text{Y}$    | 107 сут                 | 1836                               | 99,6                                  | $^{127}\text{Xe}$   | 36,4 сут                | 375,0                              | 20                                    |
| $^{88}\text{Zr}$   | 83,4 сут                | 394,0                              | 97                                    | $^{132}\text{Cs}$   | 6,48 сут                | 667,5                              | 98                                    |
| $^{89}\text{Zr}$   | 78,4 ч                  | 909,1                              | 99,9                                  | $^{133}\text{Ba}^m$ | 38,9 ч                  | 275,6                              | 17,5                                  |
| $^{95}\text{Zr}$   | 64 сут                  | 724,2                              | 43,7                                  | $^{133}\text{Ba}$   | 10,5 года               | 356,0                              | 61,6                                  |
| $^{92}\text{Nb}^m$ | 101,1 сут               | 934,0                              | 99,1                                  | $^{135}\text{Ba}^m$ | 28,7 ч                  | 268,2                              | 14,9                                  |
| $^{95}\text{Nb}$   | 35 сут                  | 765,8                              | 998                                   | $^{135}\text{La}$   | 19,5 ч                  | 480,5                              | 1,87                                  |
| $^{93}\text{Mo}^m$ | 6,35 ч                  | 684,6                              | 92                                    | $^{139}\text{Ce}$   | 138 сут                 | 165,8                              | 80,1                                  |
| $^{93}\text{Mo}$   | 3000 лет                | KX16,86                            | 48                                    | $^{139}\text{Pr}$   | 4,42 ч                  | 511 $\pm$                          | 15,8                                  |
| $^{95}\text{Tc}^m$ | 61 сут                  | 204,1                              | 66,2                                  | $^{140}\text{Nd}$   | 3,37 сут                | KX36,75                            | 67                                    |
| $^{96}\text{Tc}$   | 4,28 сут                | 1127                               | 15,2                                  | $^{143}\text{Pm}$   | 265 сут                 | 741,9                              | 47                                    |

| Нуклид              | Период полу-<br>распада | Энергия<br>$\gamma$ -лучей,<br>КэВ | Выход<br>квантов<br>на<br>распад,<br>% | Нуклид              | Период полу-<br>распада | Энергия<br>$\gamma$ -лучей,<br>КэВ | Выход<br>квантов<br>на<br>распад,<br>% |
|---------------------|-------------------------|------------------------------------|--|---------------------|-------------------------|------------------------------------|--|
| 1                   | 2                       | 3                                  | 4                                      | 1                   | 2                       | 3                                  | 4                                      |
| $^{144}\text{Pm}$   | 363 сут                 | 696,5                              | 100                                    | $^{181}\text{W}$    | 121 сут                 | КХ58,8                             | 64,8                                   |
| $^{148}\text{Pm}$   | 5,37 сут                | 1465                               | 24                                     | $^{181}\text{Re}$   | 20 ч                    | 365,5                              | 56,4                                   |
| $^{147}\text{Eu}$   | 24,3 сут                | 197,3                              | 22                                     | $^{182}\text{Re}^m$ | 64 ч                    | 1121                               | 24,5                                   |
| $^{148}\text{Eu}$   | 54 сут                  | 413,9                              | 9,7                                    | $^{182}\text{Re}$   | 12,7 ч                  | 1121                               | 31,5                                   |
| $^{150}\text{Eu}^m$ | 35,8 года               | 439,0                              | 86                                     | $^{183}\text{Re}$   | 70 сут                  | 291,7                              | 3,3                                    |
| $^{152}\text{Eu}$   | 13,2 года               | 964,0                              | 14,2                                   | $^{184}\text{Re}^m$ | 165 сут                 | 920,9                              | 8,3                                    |
| $^{154}\text{Eu}$   | 8,5 года                | 123,1                              | 40,5                                   | $^{184}\text{Re}$   | 38 сут                  | 792,1                              | 34                                     |
| $^{151}\text{Gd}$   | 120 сут                 | 243,6                              | 7,1                                    | $^{185}\text{Os}$   | 94 сут                  | 646,1                              | 81                                     |
| $^{153}\text{Gd}$   | 242 сут                 | 97,43                              | 22,6                                   | $^{194}\text{Au}$   | 39,5 ч                  | 328,5                              | 61                                     |
| $^{155}\text{Tb}$   | 5,32 сут                | 105,3                              | 19,2                                   | $^{195}\text{Au}$   | 192 сут                 | 98,86                              | 12                                     |
| $^{156}\text{Tb}$   | 5,34 сут                | 534,3                              | 66                                     | $^{196}\text{Au}$   | 6,18 сут                | 355,7                              | 90                                     |
| $^{158}\text{Tb}$   | 150 лет                 | 962,2                              | 20,1                                   | $^{197}\text{Hg}$   | 64,1 ч                  | 191,5                              | 0,96                                   |
| $^{165}\text{Tm}$   | 29,6 ч                  | 242,9                              | 36                                     | $^{203}\text{Hg}$   | 46,8 сут                | 279,2                              | 81,4                                   |
| $^{166}\text{Tm}$   | 7,7 ч                   | 1275                               | 14,6                                   | $^{200}\text{Tl}$   | 26,1 ч                  | 368,0                              | 39,3                                   |
| $^{167}\text{Tm}$   | 9,24 сут                | 207,8                              | 41                                     | $^{201}\text{Tl}$   | 73,5 ч                  | 167,4                              | 8,8                                    |
| $^{168}\text{Tm}$   | 93,1 сут                | 198,2                              | 52                                     | $^{202}\text{Tl}$   | 12,2 сут                | 439,4                              | 92                                     |
| $^{170}\text{Tm}$   | 129 сут                 | 84,26                              | 3,1                                    | $^{201}\text{Pb}$   | 9,4 ч                   | 331,2                              | 81                                     |
| $^{173}\text{Lu}$   | 1,37 года               | 272,0                              | 17,6                                   | $^{202}\text{Pb}^m$ | 3,62 ч                  | 787,0                              | 50                                     |
| $^{174}\text{Lu}$   | 3,31 года               | 1241                               | 6                                      | $^{203}\text{Pb}$   | 52,1 ч                  | 279,2                              | 81                                     |
| $^{175}\text{Hf}$   | 70 сут                  | 343,4                              | 88                                     | $^{205}\text{Bi}$   | 15,3 сут                | 1764                               | 21                                     |
| $^{176}\text{Ta}$   | 3,08 ч                  | 1159                               | 24,1                                   | $^{206}\text{Bi}$   | 6,24 сут                | 1719                               | 32                                     |
| $^{177}\text{Ta}$   | 56,6 ч                  | 1130                               | 6                                      | $^{207}\text{Bi}$   | 38 лет                  | 1064                               | 74                                     |

Примечания: 1. Для измерения активности  $^{49}\text{V}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{93}\text{Mo}$ ,  $^{97}\text{Tc}^m$ ,  $^{125}\text{I}$ ,  $^{140}\text{Na}$ ,  $^{181}\text{W}$  использованы КХ-лучи. 2. Активность некоторых нуклидов, например,  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{68}\text{Ge}$ ,  $^{113}\text{Sn}$  измерялась по  $\gamma$ -лучам дочернего нуклида. 3. В графе 3:  $511\pm$  означает аннигиляционное излучение.

Представленные данные по выходам радионуклидов при облучении толстой мишени протонами являются наиболее полными. Опубликованные другими авторами значения выходов [6] относятся к небольшому числу нуклидов и в большинстве случаев являются технологическими выходами. Величина их обычно ниже физического выхода, что может быть обусловлено следующими причинами: а) потери радионуклида при облучении (испарение нуклида и материала мишени); б) часть регистрируемого пучка облучает конструкционные детали мишени; в) потери при радиохимическом выделении изотопов.

Публикация данных по выходам радионуклидов для толстой мишени будет продолжена. Предполагается опубликовать выходы радионуклидов для дейтронов с энергией 22 МэВ и  $\alpha$ -частиц с энергией 44 МэВ.

#### Список литературы

1. Burrows T., Dempsey P. The bibliography of integral charged particle nuclear data. Archival Edition. ENL-NCS-50640. 4th Ed. Pt 1, pt 2, 1980.

2. Дмитриев П.П. и др.-Атомная энергия, 1981, т. 50, с. 418; 1980, т. 49, с. 329; 1979, т. 46, с. 53; 1977, т. 42, с. 148; 1976, т. 41, с. 431; 1976, т. 41, с.48; 1976, т. 40, с.66.
3. Дмитриев П.П. и др.-Там же, 1980, т. 48, с. 402; т. 48, с. 122; 1979, т. 46, с. 185.
4. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов.М.:Атомиздат, 1977.
5. Lederer C., Shirley V. Tables of Isotopes. 7th Ed. J.Wiley and Sons. 1978.
6. Martin J. e.a. Nucleonics, 1955, v. 13, N 3, p. 28; Gruverman J., Kruger P. Inter. J. Appl. Rad. Isotopes, 1959, v. 5, p. 21; Gleson G. e.a. Ibid., 1962, v. 13, p. 223; Qaim S. e.a. Ibid., 1979, v. 30, p. 85.

Статья поступила в редакцию 29 октября 1981 г.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО СБОРНИКА  
"ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. СЕРИЯ: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ",  
1981 г., ВЫП. 5(44) В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИНДА

| Element |      | Quantity | Laboratory | Work-type | Energy (eV) |       | Page | Comments                       |
|---------|------|----------|------------|-----------|-------------|-------|------|--------------------------------|
| S       | A    |          |            |           | min         | max   |      |                                |
| СØ      | 059  | DEL      | FEI        | EXPT      | 5.0 6       | 8.0 6 | 23   | SIMAKØV+TØF, SIG (NEUT-E), TBL |
| СØ      | 059  | DIN      | FEI        | EXPT      | 5.0 6       | 8.0 6 | 23   | SIMAKØV+TØF, SIG (NEUT-E), TBL |
|         | MANY | EVL      |            | EVAL      | 6           |       | 29   | GUSEV+26 GROUP CØNST, NG       |

Редактор Т.Н.Артемова  
Технический редактор С.И.Халиллулина  
Корректор Е.М.Спиридонова

Подписано в печать 8.12.81. Т-30813. Формат 60x84 1/8.  
Офсетная печать. Печ.л.7,0. Уч.-изд.л. 6,5. Тираж 327 экз.  
Индекс 3645. 7 статей. Зак.тип. №1563

Отпечатано в ЦНИИАтоминформе  
127434, Москва, аб/яц 971

УДК 539.173.4

ЭНЕРГИЯ ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ УРАНА И ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ/  
П.Э.Немцовский, Л.Г.Маненчик. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.5(44), с.3-9.

Рассмотрен расчет полной энергии деления  $E_{tot}$  из разности масс делящегося ядра и осколков. На основании данных о  $\beta$ -распадах цепочках осколков получены энергии нейтрино,  $\gamma$ -квантов и  $\beta$ -электронов, что позволяет вычислить реальную энергию, выделяющуюся при делении. Расчеты проведены для деления на тепловых нейтронах, на нейтронах спектра деления и на нейтронах с энергией 14 МэВ. Приводятся имеющиеся экспериментальные данные по кинетической энергии осколков, энергии мгновенных  $\gamma$ -квантов и нейтронов деления. Сравнение расчетной мгновенной энергии деления с этими данными дает удовлетворительное согласие (табл.12, список лит. - 16 назв.).

УДК 539.170.013

ОБ ОДНОЗНАЧНОСТИ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ/Г.М.Новоселов, В.М.Колосниц. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.5(44), с.10-16.

В работе исследовано влияние межрезонансной интерференции и эффекта Доплера на однозначность определения параметров резонансов из данных по энергетической зависимости нейтронных сечений в низкоэнергетической области. Показано, что в качестве критерия применимости одноуровневого формализма вместо широко известного  $\Gamma \ll \bar{D}$  следует считать условие  $\Gamma_n \ll \bar{D}$ , где  $\Gamma$  и  $\Gamma_n$  - соответственно средняя полная и средняя нейтронная ширины резонансов;  $\bar{D}$  - среднее расстояние между уровнями. На примере изотопа  $^{152}\text{Eu}$  показано, что в случае  $\Gamma_n \sim \bar{D}$  при обработке экспериментальных данных, полученных методом времени пролета, даже при пренебрежимо малых межуровневой интерференции и эффекте Доплера резонансная структура восстанавливается неоднозначно (рис.3, список лит. - 20 назв.).

УДК 539.172.4

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ/Б.В.Журавлев, Н.В.Корнилов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.5(44), с.16-21.

Угловые распределения нейтронов из  $(p,n)$ -,  $(n,p')$ - и  $(\alpha,n)$ -реакций проанализированы в рамках феноменологического подхода. Показано, что угловые распределения частиц могут быть представлены в виде разложения по полиномам Лежандра с приведенными коэффициентами, являющимися простой функцией энергии испущенных частиц (рис.6, табл.1, список лит. - 20 назв.).

УДК 539.173

ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА  $^{238}\text{Pu}$  /В.Д.Севастьянов, В.П.Ярина. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.5(44), с.21-22.

Измерен период полураспада  $^{238}\text{Pu}$  на радиометрической установке УОР-1 с целью экспертизы опубликованных данных, проведена оценка этой величины (список лит. - 9 назв.).

УДК 539.171.017

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЙЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ ОТ 5 ДО 8 МэВ НА КОБАЛЬТЕ/С.П.Симаков, Г.Н.Ловчикова, О.А.Сальников и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.5(44), с.23-29.

Измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 4,99; 5,97; 7,00 и 8,09 МэВ на кобальте. Измерения выполнены методом времени пролета на электростатическом ускорителе ЭПН-10М, с использованием газовой третичной мишени в качестве источника моноэнергетичных нейтронов. Перечислены основные параметры эксперимента и описан метод разделения упруго- и неупругорассеянных нейтронов в экспериментальных временных спектрах. Приведены сечения рассеяния нейтронов на кобальте и их экспериментальные погрешности. Полученные результаты сравниваются с известными в литературе данными других авторов (рис.6, табл.2, список лит. - 17 назв.).

УДК 539.172.4

БИБЛИОТЕКА ГРУППОВЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ/А.Б.Гусев, П.В.Писарев, В.К.Сергеев, В.В.Расказов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.5(44), с.29-43.

Цель работы - получение 26-групповой библиотеки нейтронных сечений радиационного захвата осколков деления на базе детальных ядерных данных библиотеки ENDF/B-IV для использования при проведении расчетов нейтронно-физических характеристик энергетических реакторов. В результате определены 26-групповые сечения радиационного захвата осколков деления при групповом разбиении БНАБ путем усреднения по стандартным спектрам (спектры деления и Ферми) данных по сечению ENDF/B-IV. Выполнены проверки и сравнение расчетных резонансных интегралов осколков деления с данными комментариев к библиотеке ENDF/B-IV указывают на приемлемую точность выполненных расчетов (табл.1, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.172.12

ВЫХОДЫ РАДИОАКТИВНЫХ НУКЛИДОВ ДЛЯ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 22 МэВ / П.П.Дмитриев, Г.А.Молит. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.5(44), с.43-50.

Представлены экспериментальные данные по выходам радионуклидов при облучении толстых мишеней из различных химических элементов протонами с энергией 22 МэВ. В таблицах приведены 188 значений выхода 140 радионуклидов, реакции образования радионуклидов и характеристики радионуклидов, использованные при измерении активности (период полураспада, энергия и квантовый выход  $\gamma$ -лучей). Работа выполнена на циклотроне ФЭИ (г.Обнинск) (табл.2, список лит. - 6 назв.).

65 коп.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные  
константы, 1981, вып.5(44), I-50