

PACS: 29.25.Dz; 29.30.Hs; 07.05.Kf; 06.20.Dk

## MEASUREMENT OF THE MAIN CHARACTERISTICS OF PuBe AND $^{238}\text{PuBe}$ NEUTRON SOURCES USING BONNER SPHERE SPECTROMETER WITH A $^3\text{He}$ -COUNTER

V.B. Ivanskyi, O.N. Letuchy, A.N. Orobinskyi, H.V. Siroko

*National Scientific Centre «Institute of Metrology»*

*42, Mironosickaya Str., Kharkov, 61002, Ukraine*

*E-mail: orobin61@gmail.com*

Received April 22, 2017

The energy and pulse height spectrum of PuBe and  $^{238}\text{PuBe}$  neutron sources are measured without taking into account scattered radiation, taking into account this radiation (without the shadow cone) and own scattered radiation from these sources (with a shadow cone) using a NEMUS spectrometer on Bonner spheres with  $^3\text{He}$ -counter. An analytical solution of the likelihood function equation is given, taking into account the fact that the counting rate of pulses obeys the chi-square distribution used to estimate the variances, the discrete Poisson distribution, and the normal distribution, using the Bayes theorem and the Lagrange multiplier method. The values of the main characteristics of neutron radiation are measured: neutron flux density, ambient dose rate equivalent, individual dose rate equivalent and average neutron radiation energy. Extensive uncertainties were obtained in the measurement of these characteristics with a confidence level of 0.95. Calculation of energy spectrum, basic characteristics of neutron radiation and extended uncertainties is performed by the MAXED (maximum entropy and deconvolution) method using the UMG\_3.3 software.

**KEY WORDS:** NEMUS spectrometer on Bonner spheres,  $^3\text{He}$  neutron counter, shadow cone, neutron radiation spectrum, Bayes theorem, response function, likelihood function, MAXED method, maximum entropy and deconvolution method, Shannon entropy, Lagrange multiplier method, neutron flux density

### ВИМІРЮВАННЯ ОСНОВНИХ ХАРАКТЕРИСТИК PuBe ТА $^{238}\text{PuBe}$ ДЖЕРЕЛ НЕЙТРОНІВ ЗА ДОПОМОГОЮ СПЕКТРОМЕТРА НА СФЕРАХ БОННЕРА З $^3\text{He}$ -ЛІЧИЛЬНИКОМ

В.Б. Іванський, О.М. Летучий, А.М. Оробінський, Г.В. Сіроко

*Національний науковий центр «Інститут метрології»,*

*42, вул. МIRONOSИЦЬКА, м. Харків, 61002, Україна*

Виміряні енергетичні та амплітудно-імпульсні спектри PuBe і  $^{238}\text{PuBe}$  джерел нейтронів без урахування розсіяного випромінювання, з урахуванням цього випромінювання (без тінювого конуса) і власне розсіяного випромінювання від даних джерел (з тінювим конусом) за допомогою спектрометра NEMUS на сферах Боннера з  $^3\text{He}$ -лічильником. Наведено аналітичне рішення рівняння функції правдоподібності з урахуванням того, що швидкість лічення імпульсів відповідає розподілу хі-квадрат, яке застосовується для оцінки дисперсій, дискретному розподілу Пуассона та нормальному розподілу, з використанням теореми Байєса і метода множників Лагранжа. Виміряні значення основних характеристик нейтронного випромінювання: густини потоку нейтронів, потужності амбієнтного еквівалента дози, потужності індивідуального еквівалента дози та середньої енергії нейтронного випромінювання. Отримані розширені невизначеності при вимірюванні цих характеристик та довірчою імовірністю 0,95. Розрахунок енергетичних спектрів, основних характеристик нейтронного випромінювання та розширених невизначеностей виконано методом MAXED (максимальної ентропії та деконволюції) за допомогою програмного забезпечення UMG\_3.3.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** спектрометр NEMUS на сферах Боннера,  $^3\text{He}$ -лічильник нейтронів, тінювий конус, спектр нейтронного випромінювання, теорема Байєса, функція відгуку, функція правдоподібності, метод MAXED, метод максимальної ентропії та деконволюції, ентропія Шеннона, метод множників Лагранжа, густина потоку нейтронів

### ИЗМЕРЕНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК PuBe И $^{238}\text{PuBe}$ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОМЕТРА НА СФЕРАХ БОННЕРА С $^3\text{He}$ -СЧЕТЧИКОМ

В.Б. Иванский, А.Н. Летучий, А.Н. Оробинский, Г.В. Сироко

*Национальный научный центр «Институт метрологии»,*

*42, ул. МIRONOSИЦЬКАЯ, г. Харьков, 61002, Украина*

Измерены энергетические и амплитудно-импульсные спектры PuBe и  $^{238}\text{PuBe}$  источников нейтронов без учета рассеянного излучения, с учетом этого излучения (без теневого конуса) и собственно рассеянного излучения от данных источников (с теньевым конусом) с помощью спектрометра NEMUS на сферах Боннера с  $^3\text{He}$ -счетчиком. Приведено аналитическое решение уравнения функции правдоподобия с учетом того, что скорость счета импульсов подчиняется распределению хи-квадрат, применяемому для оценки дисперсий, дискретному распределению Пуассона и нормальному распределению, с использованием теоремы Байєса и метода множителей Лагранжа. Измерены значения основных характеристик нейтронного излучения: плотности потока нейтронов, мощности амбиентного эквивалента дозы, мощности индивидуального эквивалента дозы и средней энергии нейтронного излучения. Получены расширенные неопределенности при измерении данных характеристик при доверительной вероятности 0,95. Расчет энергетических спектров, основных характеристик нейтронного излучения и расширенных неопределенностей выполнен методом MAXED (максимальной энтропии и деконволюции) при помощи программного обеспечения UMG\_3.3.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** спектрометр NEMUS на сферах Боннера,  $^3\text{He}$ -счетчик нейтронов, теньевой конус, спектр нейтронного излучения, теорема Байєса, функция отклика, функция правдоподобия, метод MAXED, метод максимальной энтропии и деконволюции, энтропия Шеннона, метод множителей Лагранжа, плотность потока нейтронов

Одним из основных применений PuBe и <sup>238</sup>PuBe источников нейтронов является их использование при регулировке и калибровке дозиметров и радиометров нейтронного излучения.

В настоящее время для исследования спектров нейтронного излучения наряду с другими применяется спектрометр на сферах Боннера [1 – 4] с <sup>3</sup>He-счетчиком [2].

Расчет спектров выполнен методом MAXED (максимальной энтропии и деконволюции) [5, 6], применяя теорему Байеса [7, 8].

В известной нам литературе [9 – 11] отсутствуют данные о спектрах PuBe и <sup>238</sup>PuBe источников нейтронов с учетом рассеянного излучения (без теневого конуса) и собственно рассеянного излучения (с теньевым конусом) от данных источников.

В данной работе измерены спектры PuBe и <sup>238</sup>PuBe источников нейтронов с целью:

- измерения плотности потока нейтронов, мощности амбиентного эквивалента дозы, мощности индивидуального эквивалента дозы, коэффициентов перехода от флюенса нейтронного излучения к амбиентному и индивидуальному эквиваленту дозы, средней энергии спектра нейтронного излучения без учета рассеянного излучения, с учетом этого излучения (без теневого конуса) и собственно рассеянного излучения от данных источников (с теньевым конусом);
- оценки расширенной неопределенности;
- сравнения спектров PuBe и <sup>238</sup>PuBe источников нейтронов.

### НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР NEMUS НА СФЕРАХ БОННЕРА

Измерения спектров PuBe и <sup>238</sup>PuBe источников нейтронов выполнены с помощью спектрометра NEMUS (Neutron Multisphere Spectrometer) на сферах Боннера [2], разработанного в Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Braunschweig, Germany, с пропорциональным <sup>3</sup>He-счетчиком нейтронов SP9 (далее по тексту – счетчик SP9) производства фирмы «Centronic Ltd», UK. Структурная схема спектрометра приведена на рис. 1 [12].

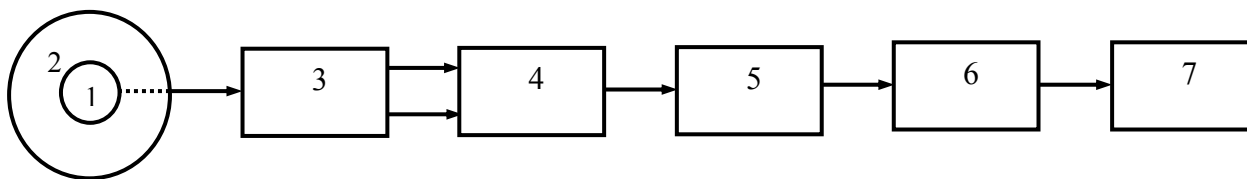


Рис. 1. Структурная схема спектрометра NEMUS на сферах Боннера.

- 1 – счетчик SP9 (диаметр – 32 мм) без сферы – 0W0iso (iso – изотропный, 0") (" – дюйм);
- 2 – сфера из чистого полиэтилена, применяется 10 сфер: 3W0 (d = 3"); 3W5 (d = 3,5"); 4W0 (d = 4"); 4W5 (d = 4,5"); 5W0 (d = 5"); 6W0 (d = 6"); 7W0 (d = 7"); 8W0 (d = 8"); 10W0 (d = 10") и 12W0 (d = 12"); d – диаметр сферы;
- 3 – универсальный аналоговый спектрометр AIOSAP-02;
- 4 – аналого-цифровой преобразователь АЦП FAST 7070;
- 5 – webMATE: Ethernet мультимедийный анализатор (MCA);
- 6 – NETGEAR FS108P: свич Ethernet;
- 7 – персональный компьютер с программным обеспечением для измерения спектра нейтронного излучения webMATE [13] совместно с winTMCA32 [14] и для его расчета UMG\_3.3 [15, 16].

Приведем основные характеристики источников нейтронного излучения [17].

1. Поток нейтронов в телесный угол  $4\pi$  ср,  $c^{-1} - B$ .
2. Спектральный поток нейтронов,  $c^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1} - B_E = \frac{dB}{dE}$ , где  $E$  – энергия.
3. Плотность потока нейтронов (ППН) на расстоянии  $R$  от геометрического центра источника нейтронов,  $cm^{-2} \cdot c^{-1} - \varphi = \frac{B}{4\pi \cdot R^2} \cdot e^{-\Sigma \cdot R}$ , где  $\Sigma$  – линейный коэффициент ослабления нейтронов в воздухе.
4. Спектральная плотность потока нейтронов,  $cm^{-2} \cdot c^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1} - \varphi_E = \frac{d\varphi}{dE}$ .
5. Флюенс нейтронов,  $cm^{-2} - \Phi$ .
6. Спектральный флюенс нейтронов,  $cm^{-2} \cdot \text{МэВ}^{-1} - \Phi_E = \frac{d\Phi}{dE}$ .
7. Мощность амбиентного эквивалента дозы (МАЭД),  $mkZv \cdot c^{-1} - \dot{H}^*(10)$ .
8. Амбиентный эквивалент дозы (АЭД),  $mkZv - H^*(10)$ .

9. Коэффициент перехода от флюенса нейтронного излучения к АЭД, пЗв·см<sup>2</sup> –  $h_{\Phi}^*(10)$ .
  10. Мощность индивидуального эквивалента дозы (МИЭД), мкЗв·ч<sup>-1</sup> –  $\dot{H}_p(10)$ .
  11. Индивидуальный эквивалент дозы (ИЭД), мкЗв·ч<sup>-1</sup> –  $H_p(10)$ .
  12. Коэффициент перехода от флюенса нейтронного излучения к ИЭД, пЗв·см<sup>2</sup> –  $h_{p\Phi}(10)$ .
  13. Средняя энергия спектра нейтронного излучения, МэВ –  $\bar{E}$ .
- Спектр нейтронного излучения представляют зависимостью  $B_i, B_{E_i}, \varphi_i, \varphi_{E_i}, \Phi_i$  или  $\Phi_{E_i} = f(E_i)$ .

В данной работе спектр представим в виде  $\varphi_{E_i} \cdot E_{0i} = f(E_i)$ , где  $\varphi_{E_i} \cdot E_{0i} = \varphi_{Li} = \frac{\varphi_i}{u_{Li}}$ ,  $u_{Li} = \ln \frac{E_{i+1}}{E_i}$  – логарифм;  $E_{0i} = \sqrt{E_{i+1} \cdot E_i}$  – средняя энергия ячейки при логарифмическом масштабе энергии ( $lgE$ ).

Как правило, для зависимости  $\varphi_{Li} = f(E_i)$  выбирают логарифмический масштаб по энергии; для зависимостей  $\varphi_{E_i} = f(E_i)$  и  $\varphi_i = f(E_i)$  – линейный. При линейном масштабе –  $E_{i0i} = 0,5 \cdot (E_{i+1} + E_i)$ .

Чтобы учитывать рассеянное нейтронное излучение при измерениях, применяют теневой конус (далее – по тексту конус) (рис. 2) [18, 19].

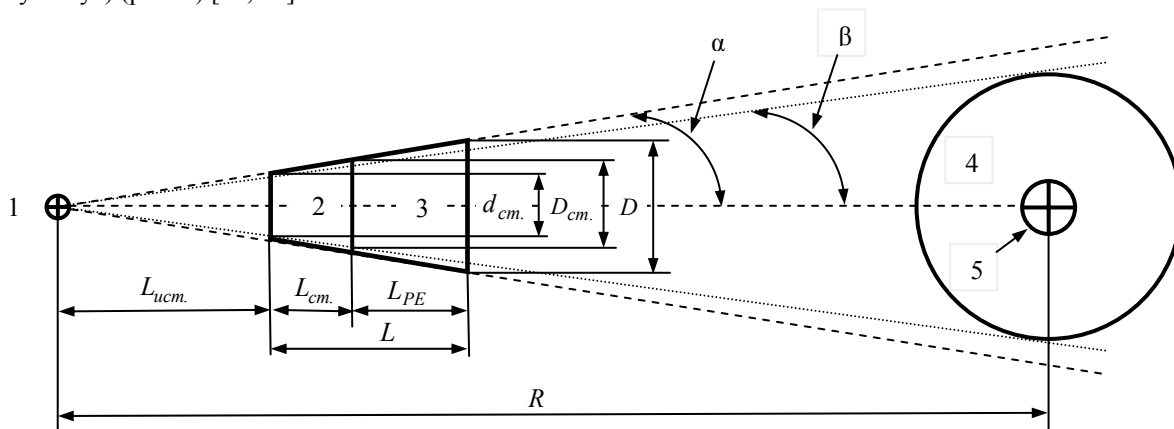


Рис. 2. Расположение источника нейтронов, теневого конуса и сферы спектрометра NEMUS.

1 – источник нейтронов; 2 – часть конуса из стали; 3 – часть конуса из полиэтилена; 4 – сфера; 5 – счетчик SP9.

Плотность потока нейтронов от источника вычислим по формуле

$$\varphi = \varphi_{\Sigma} - \varphi_K, \tag{1}$$

где  $\varphi_{\Sigma}$  – суммарная плотность потока нейтронов, включая рассеянное излучение (без конуса);

$\varphi_K$  – плотность потока нейтронов за счет рассеянного излучения (с конусом).

Геометрические размеры конуса должны удовлетворять условию  $\beta < \alpha < 2 \cdot \beta$  (рис. 2) [18]. Для 10 сфер и счетчика SP9 с учетом данного условия, необходимо применять три конуса, рассчитанные геометрические размеры которых приведены в таблице 1. Соответствие конусов сферам установлено расчетно-экспериментальным методом.

Таблица 1.

Геометрические размеры конусов.

Конус	Сфера	$\alpha$ , град	$D$ , мм	$D_{cm.}$ , мм	$L_{uctm.}$ , мм
Конус 1	0W0iso, 3W0, 3W5, 4W0	2,121	53,6	31,4	224,1
Конус 2	4W5, 5W0, 6W0	3,768	82,4	43,0	126,0
Конус 3	7W0, 8W0, 10W0, 12W0	5,643	115,4	56,2	84,0

Примечание –  $d_{cm.} = 16,6$  мм;  $L = 500$  мм;  $L_{cm.} = 200$  мм;  $L_{PE} = 300$  мм;  $R = 1620$  мм.

При расчете измеренного спектра нейтронного излучения применим теорему Байеса [7, 8].

Для результатов измерений существует известное априорное распределение вероятности. В измерении содержится дополнительная информация. Благодаря ее использованию можно получить апостериорное распределение вероятности:

$$P(\lambda|n_k, I) \propto P(n_k|\lambda, I) \cdot P^0(\lambda|I),$$

где  $P^0(\lambda|I)$  – априорная вероятность (известный начальный спектр нейтронного излучения  $\varphi_{E_i}^{DS} \cdot E_{0i} = f(E_i)$  (Default Spectrum – DS);

$P(n_k|\lambda, I)$  – функция правдоподобия, которая зависит от функций отклика (Response Function – RF) или матрицы чувствительностей  $R_d = R_{ki} = f(E_i)$  (рис. 3), где  $k=1, 2, \dots, m$  – количество сфер  $m=11$ ;  $i=1, 2, \dots, n$  – количество энергий;  $R_{ki}$  вычисляется при помощи компьютерного кода N-частиц Монте Карло (MCNP) [20] для моноэнергетических нейтронов; с ростом диаметра сферы энергия максимума функции отклика увеличивается.

$P(\lambda|n_k, I)$  – апостериорная вероятность (измеренный спектр нейтронного излучения  $\varphi_{Li} = f(E_i)$ ;

$I$  – дополнительная информация (энтропия, неопределенности при измерении, распределения случайных величин);

$\lambda$  – параметр;

$n_k$  – измеренная скорость счета импульсов;

$\propto$  – символ пропорциональности или правдоподобия (символ Карпа).

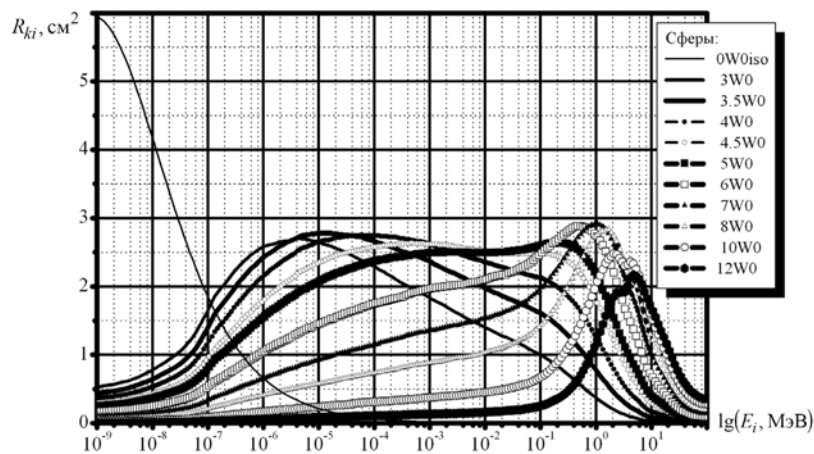


Рис. 3. Функции отклика  $R_{ki} = f(E)$ .

В качестве начального спектра используется нормированный спектр ( $\sum_{i=1}^n \varphi_i^{DS} = 1$ ) PuBe источника нейтронов в диапазоне энергий  $10^{-9} \leq E \leq 15$  (МэВ) [21].

В дискретном виде для  $k$ -сферы справедливо выражение (функция правдоподобия) [22]:

$$n_k + e_k = \sum_{i=1}^n R_{ki} \cdot \varphi_i, \quad (2)$$

где  $e_k = n_{kC} - n_k$ ;

$n_{kC} = \sum_{i=1}^n R_{ki} \cdot \varphi_i$  и  $n_{kC}^{DS} = \sum_{i=1}^n R_{ki} \cdot \varphi_i^{DS}$  – рассчитанное значение скорости счета импульсов для измеренного и начального спектра  $k$ -сферы, соответственно.

Значения  $n_{kC}$  и  $n_k$  подчиняются  $\chi^2$  – распределению, применяемое для оценки дисперсий, со степенями свободы  $m$  [22] с учетом того, что значения  $n_k$  при измерении подчиняются дискретному распределению Пуассона и нормальному распределению.

Запишем дополнительные условия

$$\sum_{k=1}^m \left( \frac{\varepsilon_k}{\sigma_k} \right)^2 = \chi^2, \quad (3.1)$$

$$\sum_{k=1}^m \frac{\varepsilon_k}{\sigma_k} = 0, \quad (3.2)$$

где

$$\sigma_k = \sqrt{\sigma_{kA}^2 + \sigma_{kB}^2} \quad (3.3)$$

суммарная стандартная неопределенность при измерении  $n_k$  и расчете  $n_{kC}$ ;

$$\sigma_{kA} = \sqrt{N} \quad (3.4)$$

стандартная неопределенность типа А результатов измерений (среднее квадратическое отклонение – СКО) с учетом распределения Пуассона;

$N$  – измеренное количество импульсов;

$\sigma_{kB}$  – стандартная неопределенность типа В при измерении  $n_k$  (обусловлена неисключенной систематической погрешностью).

Уравнение (2) с учетом условия (3.1) решим методом MAXED (**M**aximum **E**ntropy **D**econvolution) – максимальной энтропии и деконволюции [5, 6].

Критерий метода MAXED –  $\frac{\chi^2}{m} = 1,1$  [15, 16].

Энтропию (меру неопределенности, вероятности какого-либо события) представим в виде [22]:

$$S = -\sum_{i=1}^n \left[ \varphi_i \cdot \ln \frac{\varphi_i}{\varphi_i^{DS}} + \varphi_i^{DS} - \varphi_i \right], \quad (4)$$

где первое слагаемое – энтропия Шеннона – кросс-энтропия, полученная для дискретных распределений [22]; второе слагаемое обеспечивает  $S = 0$  при  $\varphi_i = \varphi_i^{DS}$ ; третье слагаемое гарантирует, что при отсутствии каких-либо других ограничений,  $\varphi_i = \varphi_i^{DS}$  при  $S = 0$ .

Максимальная энтропия означает, что неопределенность стремится к минимуму, следовательно,  $|S| \rightarrow \min$ .

Уравнение (4) с учетом (2) и (3.1) решим методом множителей Лагранжа [22].

Лагранжиан представим в виде функционала:

$$L(\varphi_i, \varepsilon_k, \lambda_k, \mu) = -\sum_{i=1}^n \left[ \varphi_i \cdot \ln \frac{\varphi_i}{\varphi_i^{DS}} + \varphi_i^{DS} - \varphi_i \right] - \sum_{k=1}^m \lambda_k \cdot \left[ \sum_{i=1}^n R_{ki} \cdot \varphi_i - n_k - \varepsilon_k \right] - \mu \cdot \left[ \sum_{k=1}^m \left( \frac{\varepsilon_k}{\sigma_k} \right)^2 - \chi^2 \right], \quad (5)$$

где  $\lambda_k, \mu$  – множители Лагранжа (параметры).

Для того, чтобы найти экстремум (решить задачу оптимизации) функционала  $L(\varphi_i, \varepsilon_k, \lambda_k, \mu)$  относительно множителя  $\lambda_k$ , частные производные  $\frac{\partial L}{\partial \varphi_i}$ ,  $\frac{\partial L}{\partial \varepsilon_k}$  и  $\frac{\partial L}{\partial \mu}$  должны быть равны нулю.

Вычислив частные производные и приравняв их нулю, получим

$$\begin{aligned} \ln \frac{\varphi_i}{\varphi_i^{DS}} + \sum_{k=1}^m \lambda_k \cdot R_{ki} &= 0, \\ \lambda_k - 2 \cdot \frac{\mu \cdot \varepsilon_k}{\sigma_k^2} &= 0, \\ \sum_{k=1}^m \left( \frac{\varepsilon_k}{\sigma_k} \right)^2 &= \chi^2. \end{aligned}$$

Из последних трех уравнений найдем

$$\varphi_i = \varphi_i^{DS} \cdot e^{-\sum_{k=1}^m \lambda_k \cdot R_{ki}}, \quad (6)$$

$$\varepsilon_k = \frac{\lambda_k \cdot \sigma_k^2}{2 \cdot \mu} = \frac{\lambda_k \cdot \sigma_k^2}{2} \cdot \left[ \frac{4 \cdot \chi^2}{\sum_{k=1}^m (\lambda_k \cdot \sigma_k)^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

$$\mu = \left[ \frac{1}{4 \cdot \chi^2} \sum_{k=1}^m (\lambda_k \cdot \sigma_k)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Функционал (5) представим в виде

$$L(\varphi_i, \varepsilon_k, \lambda_k, \mu) = -Z - 1,$$

где  $Z$  – потенциал функционала.

Подставив (6) – (8) в (5) при условиях, что  $\sum_{i=1}^n \varphi_i^{DS} = 1$  и  $Z = 0$ , получим

$$Z = -\sum_{i=1}^n \varphi_i^{DS} \cdot e^{-\sum_{k=1}^m \lambda_k \cdot R_{ki}} \left[ \chi^2 \cdot \sum_{k=1}^m (\lambda_k \cdot \sigma_k)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \sum_{k=1}^m n_k \cdot \lambda_k = 0. \quad (9)$$

Таким образом, исходная задача сведена к решению системы  $m$  уравнений (9) с  $m$  неизвестными  $\lambda_1, \dots, \lambda_m$ .

При расчете спектра нейтронного излучения применяем подпрограмму MAXED for Few-Channel (FC) ( $m \ll n$ ) – MXD\_FC33 из программы UMG\_3.3 [15, 16], в которой, кроме уравнений (2), (6) – (9), добавлено уравнение

$$\sum_{k=1}^m \frac{n_k}{\sigma_k} - \sum_{k=1}^m \sum_{i=1}^n \frac{R_{ki} \cdot \varphi_i}{\sigma_k} = 0, \quad (10)$$

которое получим, определив  $\varepsilon_k$  из (2) и подставив в (3.2), и введен параметр  $\gamma$ , с учетом которого (6) преобразуем к виду

$$\varphi_i = \varphi_i^{DS} \cdot e^{-\sum_{k=1}^m R_{ki} \left( \lambda_k + \frac{\gamma}{\sigma_k} \right)}. \quad (11)$$

Алгоритм решения уравнений (2), (7) – (11), применяя матрицы и деконволюцию функций, приведен в [15, 16].

В данной работе косвенно измерены в диапазоне энергий  $10^{-9} \leq E \leq 15$  (МэВ) следующие характеристики:  $\varphi$ ,  $\dot{H}^*(10)$ ;  $\dot{H}_p(10)$ ;  $h_{\Phi}^*(10)$ ;  $h_{p\Phi}(10)$  и  $\bar{E}$ , которые рассчитываются по формулам:

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i, \quad \dot{H}(10) = \sum_{i=1}^n h_{\Phi i}(10) \cdot \varphi_i, \quad h_{\Phi}(10) = \frac{\dot{H}(10)}{\varphi}, \quad \bar{E} = \frac{\sum_{i=1}^n \varphi_i \cdot E_{10i}}{\sum_{i=1}^n \varphi_i}, \quad (12)$$

где  $\varphi_i = \varphi_{Li} \cdot u_{Li}$ .

Примечание: измеренные величины без конуса и с конусом рассчитываются по аналогичным формулам.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОВ PuBe и <sup>238</sup>PuBe ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ

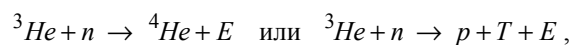
В данной работе были исследованы источники нейтронов: PuBe типа ИБН-9 ( $B = 3,47 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ ) и <sup>238</sup>PuBe типа ИБН-8-7 ( $B = 3,34 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ ).

Измерение спектра нейтронного излучения с помощью спектрометра NEMUS на сферах Боннера выполняется в три этапа:

- измерение амплитудно-импульсных спектров (АИС);
- обработка результатов измерений АИС;

- расчет спектра нейтронного излучения методом MAXED с использованием теоремы Байеса и метода множителей Лагранжа.

Реакцию взаимодействия нейтронов с атомами <sup>3</sup>He запишем в виде



где  $p$  (<sup>1</sup>H) – протон,  $T$  (<sup>3</sup>H) – тритий,  $E = 764$  кэВ,  $E_p = \frac{3}{4} \cdot E = 573$  кэВ,  $E_T = \frac{1}{4} \cdot E = 191$  кэВ.

АИС источников PuBe с конусом и <sup>238</sup>PuBe без конуса приведены на рис. 4 и рис. 5, соответственно. Нормированные по амплитуде АИС – на рис. 6 – рис. 8.

Анализ АИС нейтронного излучения, приведенных на рис. 4 – рис. 8, показывает следующее:

- спектры от всех сфер и счетчика SP9 качественно похожи; отличие в том, что в зависимости от диаметра сферы изменяется площадь под кривой (рис. 4 и рис. 5);
- максимальная чувствительность к нейтронам для источника PuBe с конусом получилась для сферы 5W0, для источника <sup>238</sup>PuBe без конуса – для сферы 7W0, следовательно, второй спектр (рис. 5) более высокоэнергетичный (рис. 3), чем первый (рис. 4);
- нормированные по амплитуде АИС источников PuBe с конусом и <sup>238</sup>PuBe без конуса совпадают (рис. 6 – рис. 8), следовательно, нормированный АИС нейтронного излучения постоянен и не зависит от энергии нейтронов;
- СКО измеренного количества импульсов для источника PuBe (рис. 4) больше ( $\approx 4$  раза), чем для источника <sup>238</sup>PuBe (рис. 5), так как значения  $N$  (рис. 4) меньше ( $\approx 16$  раз), что соответствует распределению Пуассона (4.4).

Анализ АИС, проведенный специалистами РТВ [12], показывает, что для нейтронного излучения  $\Delta E = \bar{E} - E_T = 20$  кэВ (рис. 8).

Скорость счета импульсов вычислим по формуле

$$n = \frac{N}{t_{LT} - N \cdot \tau}, \tag{13}$$

где  $N = \sum_{j=65}^{600} N_j$  – суммарное количество импульсов;  $j$  – номер канала;  $t_{LT}$  – разрешающее время АЦП FAST

7070,  $\tau = 16$  мкс – мертвое время счетчика SP9.

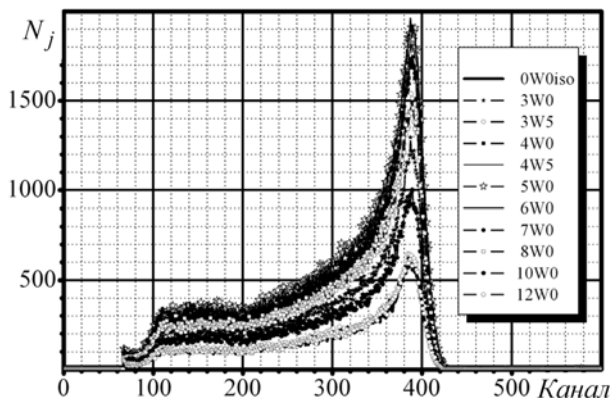


Рис. 4. АИС PuBe источника с конусом.

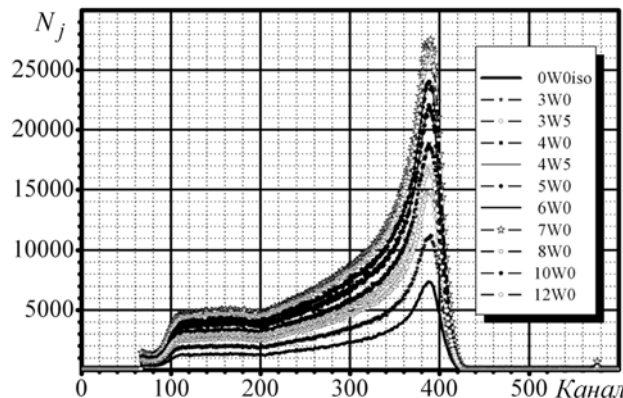


Рис. 5. АИС <sup>238</sup>PuBe источника без конуса.

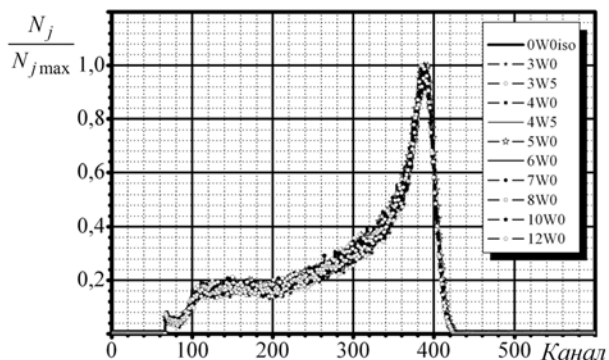


Рис. 6. Нормированные АИС PuBe источника с конусом.

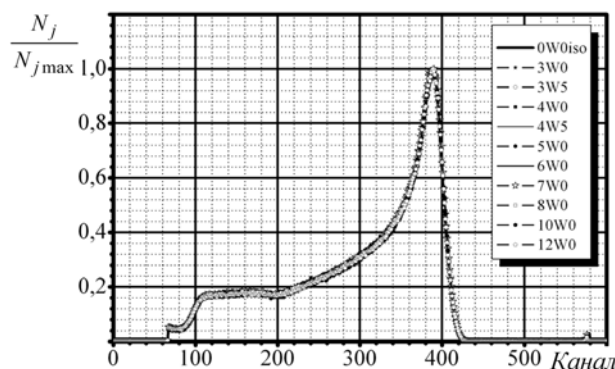


Рис. 7. Нормированные АИС <sup>238</sup>PuBe источника без конуса.

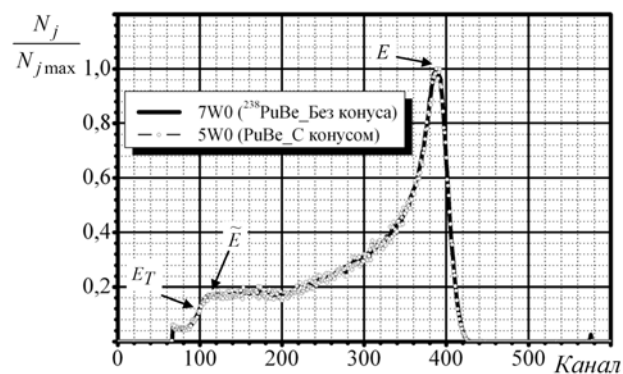


Рис. 8. Нормированные АИС источников PuBe с конусом (сфера 5W0) и <sup>238</sup>PuBe без конуса (сфера 7W0).

$$E = 764 \text{ кэВ}, 388 \text{ канал};$$

$$E_T = 191 \text{ кэВ}, 97 \text{ канал} - \text{точка перегиба};$$

$$\tilde{E} = 211 \text{ кэВ}, 117 \text{ канал};$$

$$\Delta E = \tilde{E} - E_T = 20 \text{ кэВ}.$$

Скорость счета импульсов от источника нейтронов без учета рассеянного излучения согласно (1) вычислим по формуле

$$n_k = n_{\Sigma k} - n_{Kk}, \tag{14}$$

где  $n$  – по формуле (13).

Стандартную неопределенность типа А определим как результат косвенного измерения

$$\sigma_{kA} = \sqrt{(\sigma_{n_{\Sigma k}})^2 + (\sigma_{n_{Kk}})^2}. \tag{15}$$

Стандартные неопределенности  $\sigma_{n_{\Sigma k}}$  и  $\sigma_{n_{Kk}}$  определим по формуле

$$(\sigma_{n_q})^2 = \left[ \frac{t_{LT}}{(t_{LT} - N_q \cdot \tau)^2} \right]^2 \cdot (\sigma_{N_q})^2 + \left( \frac{n_q}{t_{LT} - N_q \cdot \tau} \right)^2 \cdot (\sigma_{t_{LT}})^2 + n_q^2 \cdot (\sigma_\tau)^2,$$

где  $q$  – индекс,  $q = \Sigma k$  и  $q = Kk$ .

Так как  $N_q \cdot \tau \ll t_{LT}$ ,  $\frac{n_q}{t_{LT}} \cdot \sigma_{t_{LT}} \ll \frac{\sigma_{N_q}}{t_{LT}}$  и  $\sigma_\tau = 0$  ( $\tau = \text{Const}$ ), то  $\sigma_{n_q} = \frac{1}{t_{LT}} \cdot \sigma_{N_q}$ . Следовательно, при  $t_{1LT} = t_{2LT} = t_{LT}$  (15) преобразуем к виду

$$\sigma_{kA} = \frac{1}{t_{LT}} \cdot \sqrt{(\sigma_{N_{\Sigma k}})^2 + (\sigma_{N_{Kk}})^2},$$

где  $\sigma_{N_{\Sigma k}}$  и  $\sigma_{N_{Kk}}$  вычислим по формуле (3.4).

При измерении спектров считаем, что относительная стандартная неопределенность типа В равна  $\sigma_{\delta_{kB}} = 0,05$ .

Суммарную стандартную неопределенность  $\sigma_k$  вычислим по формуле (3.3).

Стандартная неопределенность типа А согласно распределению Пуассона определяется временем измерения количества импульсов.

Стандартная неопределенность типа В определяется погрешностью при расчете  $R_{ki}$  [20]; правильностью расчета геометрических размеров конусов, качеством их изготовления, чистотой материала, из которого они изготовлены; размещением сферы относительно источника нейтронов; анизотропией счетчика SP9; нестабильностью AIOSAP-02 и АЦП FAST 7070.

Таблица 2.

Результаты измерений и расчета для PuBe и <sup>238</sup>PuBe источников нейтронов

№ п/п	Сфера	Источник				Без конуса				С конусом			
		$n_k, \text{c}^{-1}$	$\varepsilon_k, \text{c}^{-1}$	$\sigma_k, \text{c}^{-1}$	$\lambda_k, \text{см}^{-2}$	$n_{\Sigma k}, \text{c}^{-1}$	$\varepsilon_k, \text{c}^{-1}$	$\sigma_k, \text{c}^{-1}$	$\lambda_k, \text{см}^{-2}$	$n_{Kk}, \text{c}^{-1}$	$\varepsilon_k, \text{c}^{-1}$	$\sigma_k, \text{c}^{-1}$	$\lambda_k, \text{см}^{-2}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1а.	0W0iso	0,003	–	–	–	0,332	-0,003	0,017	-9,83(-2)	0,569	-0,011	0,029	-2,20(-1)
1б.		0,002	–	–	–	0,320	-0,002	0,016	-8,60(-2)	0,565	-0,011	0,028	-2,13(-1)
2а.	3W0	0,208	0,032	0,012	3,36(-1)	0,744	0,021	0,037	1,37(-1)	1,134	0,049	0,057	2,39(-1)
2б.		0,208	0,027	0,011	3,99(-1)	0,728	0,022	0,036	1,42(-1)	1,134	0,054	0,057	2,60(-1)
3а.	3W5	0,405	0,023	0,022	7,65(-2)	0,981	-0,028	0,049	-1,05(-1)	1,401	-0,017	0,070	-5,29(-2)
3б.		0,408	0,016	0,021	6,25(-2)	0,967	-0,029	0,048	-1,10(-1)	1,407	-0,018	0,070	-5,75(-2)
4а.	4W0	0,681	-0,005	0,035	-7,02(-3)	1,226	-0,077	0,061	-1,82(-1)	1,631	-0,083	0,082	-1,94(-1)
4б.		0,669	0,005	0,034	7,19(-3)	1,218	-0,082	0,061	-1,94(-1)	1,657	-0,105	0,083	-2,38(-1)
5а.	4W5	1,001	-0,013	0,051	-7,73(-3)	1,428	-0,070	0,071	-1,22(-1)	1,754	-0,080	0,088	-1,62(-1)
5б.		0,993	-0,006	0,050	-4,42(-3)	1,423	-0,074	0,071	-1,29(-1)	1,774	-0,097	0,089	-1,93(-1)
6а.	5W0	1,319	-0,093	0,067	-3,34(-2)	1,610	-0,112	0,081	-1,54(-1)	1,841	-0,113	0,092	-2,08(-1)
6б.		1,306	-0,079	0,065	-3,02(-2)	1,581	-0,090	0,079	-1,27(-1)	1,820	-0,089	0,091	-1,68(-1)
7а.	6W0	1,795	-0,073	0,090	-1,45(-2)	1,783	-0,049	0,089	-5,34(-2)	1,805	-0,069	0,090	-1,30(-1)
7б.		1,852	-0,126	0,093	-2,45(-2)	1,790	-0,055	0,090	-6,13(-2)	1,779	-0,043	0,089	-8,32(-2)
8а.	7W0	2,129	-0,060	0,107	-8,41(-3)	1,819	0,007	0,091	8,59(-3)	1,631	-0,030	0,082	-6,93(-2)
8б.		2,127	-0,053	0,106	-7,58(-3)	1,825	0,010	0,091	9,80(-3)	1,634	-0,033	0,082	-7,63(-2)
9а.	8W0	2,266	-0,041	0,114	-5,16(-3)	1,731	0,063	0,087	7,55(-2)	1,382	0,021	0,069	6,76(-2)
9б.		2,257	-0,026	0,113	-3,24(-3)	1,742	0,066	0,087	7,54(-2)	1,389	0,013	0,069	4,14(-2)
10а.	10W0	2,150	-0,004	0,108	-6,32(-4)	1,414	0,127	0,071	2,26(-1)	0,919	0,088	0,046	6,52(-1)
10б.		2,132	0,020	0,107	2,79(-3)	1,425	0,136	0,071	2,33(-1)	0,921	0,084	0,046	6,25(-1)
11а.	12W0	1,786	-0,005	0,090	-9,44(-4)	1,077	0,094	0,054	2,87(-1)	0,594	0,054	0,030	9,54(-1)
11б.		1,807	-0,021	0,090	-4,10(-3)	1,101	0,089	0,055	2,57(-1)	0,592	0,055	0,030	9,89(-1)

Примечания  
1 а – PuBe, б – <sup>238</sup>PuBe.  
2 В скобках указана степень экспоненциальной записи числа.

Нормированные результаты измерений  $(\sum_{i=1}^n \varphi_i, \sum_{i=1}^n \varphi_{\Sigma i}, \sum_{i=1}^n \varphi_{Ki} = 1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{c}^{-1}) - n_k$  для PuBe и <sup>238</sup>PuBe источников нейтронов и рассчитанные значения  $\varepsilon_k, \sigma_k, \lambda_k, \mu, \gamma, \frac{\chi^2}{m}$  и  $\sum_{k=1}^m \frac{\varepsilon_k}{\sigma_k}$  приведены в таблице 2 и



таблице 3; зависимости  $n_{\Sigma k}, n_{Kk}, n_k = f(d)$  – на рис. 9 – 11 [23]; зависимости  $h_{\Phi}^*(10)_i = f(E_i)$  и  $h_{p\Phi}(10)_i = f(E_i)$  – на рис. 12; спектры PuBe и <sup>238</sup>PuBe источников нейтронов – на рис. 13 (ППН) [23] и рис. 14 (МАЭД).

Таблица 3.

Значения  $\mu, \gamma, \frac{\chi^2}{m}$  и  $\sum_{k=1}^m \frac{\epsilon_k}{\sigma_k}$ .

Вид излучения	Источник				Без конуса				С конусом			
	$\mu, 10^{-4} \text{ см}^{-2}$	$\gamma, 10^{-4} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$\frac{\chi^2}{m}$	$\sum_{k=1}^m \frac{\epsilon_k}{\sigma_k}$	$\mu, 10^{-3} \text{ см}^{-2}$	$\gamma, 10^{-3} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$\frac{\chi^2}{m}$	$\sum_{k=1}^m \frac{\epsilon_k}{\sigma_k}$	$\mu, 10^{-3} \text{ см}^{-2}$	$\gamma, 10^{-3} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$\frac{\chi^2}{m}$	$\sum_{k=1}^m \frac{\epsilon_k}{\sigma_k}$
PuBe	7,97	-3,72	1,103	0,053	4,46	-2,09	1,110	-0,009	7,75	-7,88	1,103	-0,018
<sup>238</sup> PuBe	8,22	-5,32	1,104	0,071	4,38	-1,96	1,103	0,118	7,78	-7,87	1,102	-0,028

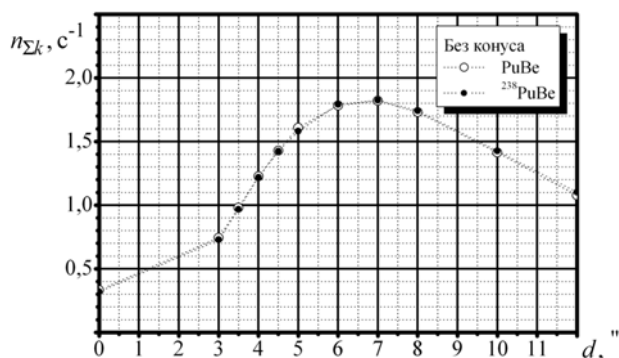


Рис. 9. Зависимости  $n_{\Sigma k} = f(d)$  без конуса

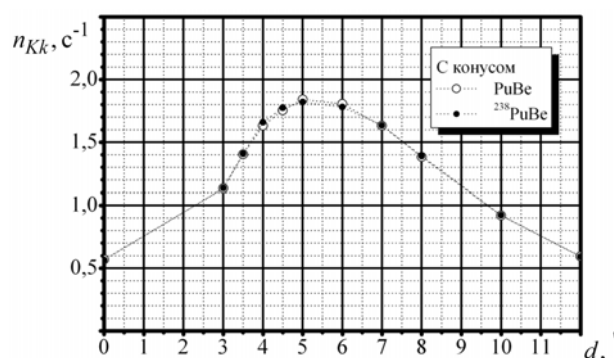


Рис. 10. Зависимости  $n_{Kk} = f(d)$  с конусом

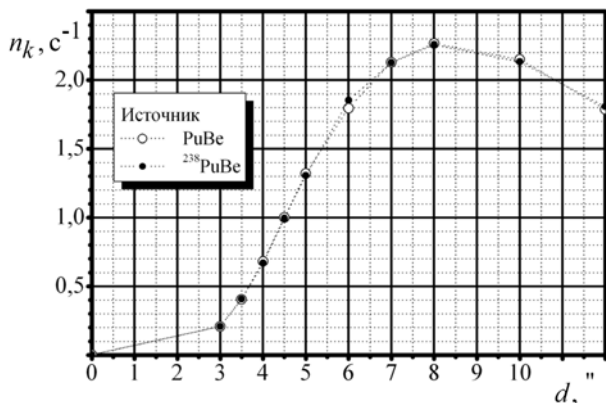


Рис. 11. Зависимости  $n_k = f(d)$  PuBe и <sup>238</sup>PuBe источников нейтронов

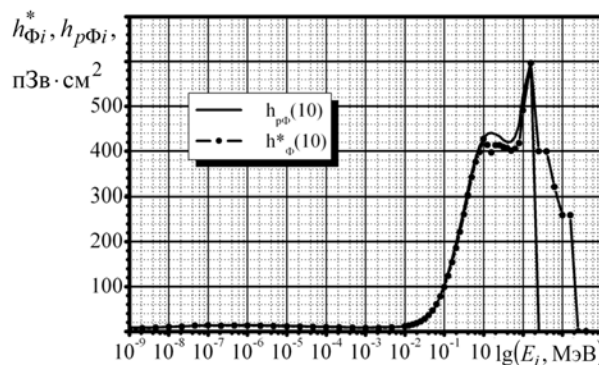


Рис. 12. Зависимости  $h_{\Phi}^*(10)_i = f(E_i)$  и  $h_{p\Phi}(10)_i = f(E_i)$

Анализ данных, приведенных в таблице 2, зависимостей  $n_{\Sigma k}, n_{Kk}, n_k = f(d)$  (рис. 9 – 11) и спектров (рис. 13, 14), показывает следующее:

- зависимости  $n_k = f(d)$  и спектры PuBe и <sup>238</sup>PuBe источников нейтронов (при заданном начальном спектре) совпадают (рис. 13 и рис. 14), можно сделать обобщающий вывод: если зависимости скорости счета импульсов от диаметра сферы совпадают, то совпадают и спектры нейтронного излучения;

- спектры нейтронного излучения МАЭД и МИЭД в диапазоне энергий  $10^0 \leq E \leq 15$  (МэВ) качественно совпадают, так как качественно совпадают зависимости  $h_{\Phi}^*(10)_i = f(E_i)$  и  $h_{p\Phi}(10)_i = f(E_i)$  (рис. 12);

- распределение нейтронов по энергиям для спектров МАЭД и МИЭД без учета рассеянного излучения, без конуса и с конусом практически не изменяется (рис. 14), в отличие от спектров ППН (рис. 13), что связано с зависимостями  $h_{\Phi}^*(10)_i = f(E_i)$  и  $h_{p\Phi}(10)_i = f(E_i)$  (рис. 12);

- для счетчика SP9 без сферы (0W0iso)  $n_{SP9} = n_1 \ll (n_2, \dots, n_{11})$ ; это подтверждает то, что чувствительность

счетчика SP9 к нейтронам с  $E > 1$  кэВ (рис. 3) стремится к нулю;

- максимум чувствительности PuBe и  $^{238}\text{PuBe}$  источников нейтронов без учета рассеянного излучения соответствует сфере 8W0, что совпадает с данными, приведенными в [21];

- максимум чувствительности PuBe и  $^{238}\text{PuBe}$  источников нейтронов без конуса соответствует сфере 7W0, что совпадает с данными, приведенными на рис. 5;

- максимум чувствительности PuBe и  $^{238}\text{PuBe}$  источников нейтронов с конусом соответствует сфере 5W0, что совпадает с данными, приведенными на рис. 4.

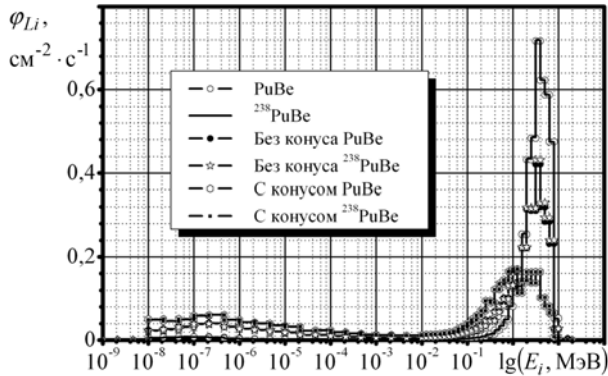


Рис. 13. Спектры PuBe и  $^{238}\text{PuBe}$  источников нейтронов (ППН)

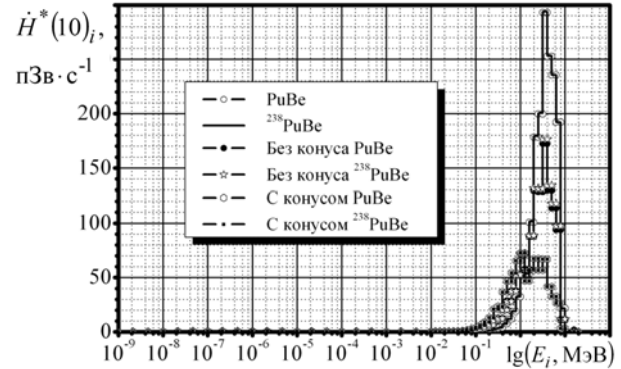


Рис. 14. Спектры PuBe и  $^{238}\text{PuBe}$  источников нейтронов (МАЭД)

Результаты измерений ППН, МАЭД и МИЭД приведены в таблице 4;  $h_{\Phi}^*(10)$ ,  $h_{p\Phi}(10)$  и  $\bar{E}$  – в таблицах 5, 6 и 7.

Таблица 4.

Результаты измерений ППН, МАЭД и МИЭД.

Измеренная характеристика	Источник		Без конуса		С конусом	
	$X$	$U_{\delta}(X)$ , %	$X_{\Sigma}$	$U_{\delta}(X_{\Sigma})$ , %	$X_K$	$U_{\delta}(X_K)$ , %
$\text{PuBe}$ ; $\varphi$ , $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ ; $\dot{H}^*(10)$ , $\dot{H}_p(10)$ , $\text{мкЗв}\cdot\text{ч}^{-1}$						
$\varphi$	10,8	3,6	26,3	3,2	15,3	3,2
$\dot{H}^*(10)$	15,0	4,0	26,3	4,6	10,0	5,4
$\dot{H}_p(10)$	15,7	4,0	27,5	4,6	10,5	5,4
$^{238}\text{PuBe}$ ; $\varphi$ , $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ ; $\dot{H}^*(10)$ , $\dot{H}_p(10)$ , $\text{мкЗв}\cdot\text{ч}^{-1}$						
$\varphi$	96,6	3,6	227	3,2	128	3,2
$\dot{H}^*(10)$	135	4,0	230	4,6	83,9	5,4
$\dot{H}_p(10)$	141	4,0	240	4,6	87,1	5,4

Примечание –  $U_{\delta}(X) = k \cdot u_{\delta}(X)$  – расширенная относительная неопределенность при доверительной вероятности  $P = 0,95$  ( $k = 2$  – коэффициент охвата);  $u_{\delta}(X)$  – рассчитанные значения относительных суммарных стандартных неопределенностей.

Таблица 5.

Результаты измерений  $h_{\Phi}^*(10)$ ,  $\text{пЗв}\cdot\text{см}^2$ .

Вид источника	Источник				Без конуса		С конусом	
	$h_{\Phi}^*(10)$	$U_{\delta}(h_{\Phi}^*)$ , %	$h_{\Phi}^*(10)_0$	$\delta(h_{\Phi}^*)$ , %	$h_{\Phi}^*(10)_{\Sigma}$	$U_{\delta}(h_{\Phi}^*)_{\Sigma}$ , %	$h_{\Phi}^*(10)_K$	$U_{\delta}(h_{\Phi}^*)_K$ , %
$\text{PuBe}$	387	4,0	371 <sup>1</sup>	4,3	278	4,6	182	5,4
$^{238}\text{PuBe}$	388	4,0		4,6	282	4,6	182	5,4

Таблица 6.

Результаты измерений  $h_{p\Phi}(10)$ , пЗв·см<sup>2</sup>.

Вид источника	Источник				Без конуса		С конусом	
	$h_{p\Phi}(10)$	$U_{\delta}(h_{p\Phi}), \%$	$h_{p\Phi 0}$	$\delta(h_{p\Phi}), \%$	$h_{p\Phi}(10)_{\Sigma}$	$U_{\delta}(h_{p\Phi})_{\Sigma}, \%$	$h_{p\Phi}(10)_K$	$U_{\delta}(h_{p\Phi})_K, \%$
<i>PuBe</i>	405	4,0	388 <sup>1</sup>	4,4	290	4,6	190	5,4
<sup>238</sup> <i>PuBe</i>	406	4,0		4,6	294	4,6	189	5,4

Таблица 7.

Результаты измерений  $\bar{E}$ , МэВ

Вид источника	Источник				Без конуса		С конусом	
	$\bar{E}$	$U_{\delta}(\bar{E}), \%$	$\bar{E}_0$	$\delta\bar{E}, \%$	$\bar{E}_{\Sigma}$	$U_{\delta}(\bar{E})_{\Sigma}, \%$	$\bar{E}_K$	$U_{\delta}(\bar{E})_K, \%$
<i>PuBe</i>	3,648	5,4	3,504 <sup>1</sup>	4,1	2,112	8,8	0,900	13,4
<sup>238</sup> <i>PuBe</i>	3,655	5,4		4,3	2,161	8,6	0,897	13,4

Примечания к таблицам 5, 6 и 7:

- 1)  $\delta(X)$  – отклонение от  $X_0$ ;  
 2) <sup>1</sup> – значения получены расчетным путем по данным таблицы 4.XI [21].

Анализ данных, приведенных в таблицах 4, 5, 6 и 7 с учетом формул (12), показывает следующее:

- все измерения – косвенные, значения  $\varphi_i$  коррелированы, поэтому при расчете неопределенностей при измерении  $\varphi$ ,  $\dot{H}^*(10)$ ;  $\dot{H}_p(10)$ ;  $h_{\Phi}^*(10)$ ;  $h_{p\Phi}(10)$  и  $\bar{E}$  учитывают коэффициенты корреляции [15, 16];

- коэффициенты  $h_{\Phi}^*(10)$  и  $h_{p\Phi}(10)$  можно рассчитать при условии, что  $\sum_{i=1}^n \varphi_i = 1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

( $h_{\Phi}(10) = \sum_{i=1}^n h_{\Phi}(10)_i \cdot \varphi_i$ ), поэтому согласно (12) неопределенности при расчете  $\dot{H}(10)$  и  $h_{\Phi}(10)$  равны;

- минимальные неопределенности получены при измерении  $\varphi_{\Sigma}$  и  $\varphi_K$ , потому что эти измерения – косвенные без применения формулы (14), измерения  $\varphi$  – косвенные с применением (14):  $U_{\delta}(\varphi_K) \approx U_{\delta}(\varphi_{\Sigma}) < U_{\delta}(\varphi)$ ;

- максимальные неопределенности получены при измерении  $\bar{E}$  с конусом, потому что согласно (12)  $\bar{E}$  рассчитывается по более сложной формуле, чем другие характеристики;

-  $U_{\delta}(X_K) > U_{\delta}(X_{\Sigma}) > U_{\delta}(X)$  при измерении  $\dot{H}^*(10)$ ;  $\dot{H}_p(10)$ ;  $h_{\Phi}^*(10)$ ;  $h_{p\Phi}(10)$  и  $\bar{E}$ , потому что спектры без конуса и с конусом (рис. 13) более широкополосные (больше составляющих, не равных нулю) по сравнению со спектром источника;

- с ростом  $\bar{E}$  увеличиваются значения  $h_{\Phi}^*(10)$  и  $h_{p\Phi}(10)$ ;

- результаты измерений  $h_{\Phi}^*(10)$ ;  $h_{p\Phi}(10)$  и  $\bar{E}$  без учета рассеянного излучения согласуются со значениями, полученными расчетным путем по данным таблицы 4.XI [21], в пределах расширенных неопределенностей при  $P = 0,95$ .

Оценка расширенной относительной неопределенности при  $P = 0,95$ , не превышает, при измерении:

- $\varphi - \pm 4 \%$ ;
- $\dot{H}^*(10)$ ;  $\dot{H}_p(10)$ ;  $h_{\Phi}^*(10)$ ;  $h_{p\Phi}(10)$  без учета рассеянного излучения –  $\pm 4 \%$ ;
- $\dot{H}^*(10)$ ;  $\dot{H}_p(10)$ ;  $h_{\Phi}^*(10)$ ;  $h_{p\Phi}(10)$  без конуса –  $\pm 5 \%$ ;
- $\dot{H}^*(10)$ ;  $\dot{H}_p(10)$ ;  $h_{\Phi}^*(10)$ ;  $h_{p\Phi}(10)$  с конусом –  $\pm 6 \%$ ;
- $\bar{E}$  без учета рассеянного излучения –  $\pm 6 \%$ ;
- $\bar{E}$  без конуса –  $\pm 9 \%$ ;
- $\bar{E}$  с конусом –  $\pm 14 \%$ .

### ВЫВОДЫ

1. Нормированный амплитудно-импульсный спектр нейтронного излучения постоянен и не зависит от энергии нейтронов.

2. Если зависимости скорости счета импульсов от диаметра сферы совпадают, то совпадают и спектры нейтронного излучения.

3. Оценка расширенной относительной неопределенности при доверительной вероятности 0,95, не превышает, при измерении:

- ППН –  $\pm 4\%$ ;

- МАЭД, МИЭД,  $h_{\Phi}^*(10)$  и  $h_{p\Phi}(10)$  без учета рассеянного излучения –  $\pm 4\%$ ;

- МАЭД, МИЭД,  $h_{\Phi}^*(10)$  и  $h_{p\Phi}(10)$  без конуса –  $\pm 5\%$ ;

- МАЭД, МИЭД,  $h_{\Phi}^*(10)$  и  $h_{p\Phi}(10)$  с конусом –  $\pm 6\%$ ;

- средней энергии без учета рассеянного излучения –  $\pm 6\%$ ;

- средней энергии без конуса –  $\pm 9\%$ ;

- средней энергии с конусом –  $\pm 14\%$ .

4. Нормированные спектры PuBe и  $^{238}\text{PuBe}$  источников нейтронов в диапазоне энергий от  $10^{-9}$  МэВ до 15 МэВ при заданном начальном спектре совпадают в пределах расширенной неопределенности при измерении ППН, МАЭД и МИЭД.

5. Распределение нейтронов по энергиям для спектров МАЭД и МИЭД PuBe и  $^{238}\text{PuBe}$  источников нейтронов без учета рассеянного излучения, без конуса и с конусом практически не изменяется, в отличие от спектров ППН.

В заключение авторы статьи хотят выразить свою признательность и благодарность сотрудникам Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Braunschweig, Germany): Dr. Burkhard Wiegel, Dr. Marcel Reginatto, Dr. Oleksiy Burda, Mr. Stefan Dette и Mr. André Lücke и сотруднику фирмы Centronic Ltd (Croydon, United Kingdom) Dr. Bashwar Baral за очень хорошо организованную и проведенную учебу с представителями ННЦ «Институт метрологии» в рамках проекта Комиссии Европейских Сообществ «Поставка оборудования для предоставления метрологических услуг и услуг по проведению испытания» по изучению принципа работы нейтронного спектрометра NEMUS на сферах Боннера, программного обеспечения, необходимого для расчета и построения спектров источников нейтронного излучения, и организацию практической работы на спектрометре NEMUS на сферах Боннера.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bramblett R.L., Ewing, R. J., Bonner, T.W. A New Type of Neutron Spectrometer // Nuclear Instruments and Methods. – 1960. – No. 9. – P. 1-12.
2. Wiegel B., Alevra A.V. NEMUS – the PTB Neutron Multisphere Spectrometer: Bonner sphere and more // Nuclear Instruments and Method in Physics Research. Section A. – 2002. – Vol. 476. – P. 36-41.
3. Alevra A.V., Thomas D.J. Neutron spectrometry in mixed fields: multisphere spectrometers // Radiation Protection Dosimetry. – 2003. – Vol. 107. – No. 1 – 3. – P. 37-72.
4. Cruzate, J.A., Carelli, J.L., Gregori, B.N. Bonner Sphere Spectrometer / Proceedings of Workshop on «Uncertainty Assessment in Computational Dosimetry: a Comparison of Approaches». – Bologna. – 2007. – P. 45-52.
5. Reginatto M., Goldhagen P. MAXED, A computer code for maximum entropy deconvolution of multisphere neutron spectrometer data // Health Physics. – 1999. – Vol. 77. – No. 5. – P. 579-583.
6. Reginatto M., Goldhagen P., Neumann S. Spectrum unfolding, sensitivity analysis and propagation of uncertainties with the maximum entropy deconvolution code MAXED // Nuclear Instruments and Method in Physics Research. Section A. – 2002. – Vol. 476. – P. 242-246.
7. Reginatto M. Unfolding techniques for neutron spectrometry / Preprint (24.01.2008). Submitted to the Proceedings of Workshop on «Uncertainty Assessment in Computational Dosimetry: a Comparison of Approaches». – Bologna. – 2007. – 8 p.
8. Reginatto M. What can we learn about the spectrum of high-energy stray neutron fields from Bonner sphere measurements? // Radiation Measurements. – 2009. – Vol. 44. – P. 692-699.
9. Vega-Carrillo H.R., Torres-Muhech C. Low energy neutrons from a  $^{239}\text{PuBe}$  isotopic neutron source inserted inmoderating media // Revista Mexicana de Fisica. – 2002. – Vol. 48. – No. 5. – P. 405-412.
10. Dann C. Ward. Impact of Switching To The ICRP-74 Neutron Flux-To-Dose Equivalent Rate Conversion Factors At The Sandia National Laboratory Building 818 Neutron Source Range / SANDIA REPORT. SAND2009-1144. – Albuquerque, New Mexico 87185 and Livermore, California 94550. – 2009. – 52 p.
11. Vega-Carrillo H.R., Hernandez-Davila V.M., Rivera-Montalvo T., Sanchez A. Characterization of a  $^{239}\text{PuBe}$  Isotopic Neutron Source / Proceedings of the XIII International Symposium XXIII National Congress on Solid State Dosimetry. – Mexico. – 2012. – P. 64-69.
12. Manual Bonner Sphere Spectrometer of the National Scientific Centre «Institute of Metrology». – Braunschweig. – 2010. – 26 p.
13. WebMATE. User Manual. ICx Technologies GmbH. WebMATE/en/1.4(3967). – Solingen. – 2009. – 16 p.
14. WinTMCA32. User Manua. ICx Technologies GmbH. WebMATE/en/1.2(3366). – Solingen. – 2009. – 134 p.
15. Reginatto M., Wiegel B., Zimbal A., UMG 3.3 – Unfolding with MAXED and GRAVEL, available from the NEA Data Bank // <http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nea-1665>, <https://rsic.org/codes/psr/psr5/psr-529.html>.

16. Reginatto M. The «few-channel» unfolding programs in the UMG package: MXD\_FC33, GRV\_FC33 and IQU\_FC33. UMG package, version 3.3. PTB. – Braunschweig. – 2004. – 51 p.
17. ISO 8529-1:2001. Reference neutron radiations. Part 1. Characteristics and methods of production. – Geneva. – 2001. – 24 p.
18. ISO 8529-2:2000. Reference neutron radiations. Part 2. Calibration fundamentals of radiation protection devices related to the basic quantities characterizing the radiation field. – Geneva. – 2000. – 31 p.
19. Khabaz R., Hakimabad H.M. Determination of  $^{241}\text{Am-Be}$  Spectra using Bonner Sphere Spectrometer by Applying Shadow Cone Technique in Calibration // *Journal of Applied Sciences*. – 2011. – Vol. 11. – No. 15. – P. 2849-2854.
20. Wiegel B., Alevra A.V., Siebert B.R.L. Calculations of the Response Functions of Bonner Spheres with a Spherical  $^3\text{He}$  Proportional Counter. Using a Realistic Detector Model / PTB-Bericht N-21. – Braunschweig. – 1994. – 84 p.
21. Compendium of Neutron Spectra and Detector Responses for Radiation Protection Purposes. Supplement to Technical Reports Series No. 318 / Technical Reports Series No. 403. IAEA. – Vienna. – 2001. – 337 p.
22. Reginatto M., Goldhagen P. MAXED. A computer code for the deconvolution of multisphere neutron spectrometer data using the maximum entropy method // *Environmental Measurements Laboratory. EML-595*. U.S. Department of Energy. – New York. – 1998. – 40 p.
23. Ivanskyi V.B., Letuchyi A.N., Orobinskyi A.N., Siroko H.V. Researches of the spectrum of PuBe and  $^{238}\text{PuBe}$  neutron sources using Bonner sphere spectrometer with a  $^3\text{He}$ -counter // *Proceedings of the International scientific-technical conference «METROLOGY-2017»*. – Minsk. – 2017. – P. 136 – 141 (in Russian).