

типа «змейки» над максимальным инкрементом планговой неустойчивости $\zeta_m \gg \sqrt{\delta}(\sqrt{v_{T\perp}}/r_b)$ [1–5].

2. Нелинейная стабилизация неустойчивости типа «змейки» имеет место на достаточно больших амплитудах поперечных колебаний электронного пучка.
3. Эта неустойчивость может развиваться и при инжекции пучка в плазму, если

$(r_b v_{ef}/4c)(I_A^{(0)}/I_b)^2 \ll 1$, v_{ef} – частота столкновений электронов плазмы. В этом случае локальные зарядовые возмущения не будут компенсироваться плазменными электронами, т. к. они будут удерживаться собственным магнитным полем пучка и продвигаться вдоль его оси со скоростью дрейфа.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ: № 12-08-00213-а, № 12-08-00251-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов А.А., Рудаков Л.И. Мощный релятивистский пучок электронов в плазме // Журнал теоретической и экспериментальной физики. – 1970. – Т. 58. – № 4. – С. 1332–1341.
2. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. – М.: Атомиздат, 1975. – 272 с.
3. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. – М.: Атомиздат, 1977. – 280 с.
4. Hofman I. Coherent oscillations of ring relativistic particles // Particle Accelerators. – 1979. – V. 8. – № 3. – P. 151–160.
5. Григорьев В.П., Диденко А.Н. Влияние нелинейных некогерентных колебаний частиц на поперечные размеры электронно-ионного кольца при развитии неустойчивости типа «змейки» // Известия вузов. Физика. – 1981. – Т. 60. – № 10. – С. 51–56.
6. Григорьев В.П., Захаров А.В. Неустойчивость типа «змейки» частично компенсированного по току электронного пучка //

Журнал технической физики. – 1990. – Т. 60. – № 4. – С. 67–71.

7. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. – М.: Наука, 1974. – 504 с.
8. Koval N.N., Grigoryev S.V., Devyatkov V.N., Teresov A.D., Schanin P.M. Effect of Intensified Beam in a Plasma-Cathode Diode // IEEE Trans. PlasmaSci. – 2009. – V. 37. – № 10. – P. 1890–1896.
9. Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Генерация низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом // Известия вузов. Физика. – 1994. – Т. 37. – № 3. – С. 100–114.

Поступила 16.05.2013 г.

УДК 621.039.51

К РАСЧЕТУ ВОЗРАСТА НЕЙТРОНОВ В ГРАФИТЕ

А.В. Кузьмин

Томский политехнический университет
E-mail: kuzminav@tpu.ru

Проведено сравнение результатов расчета возраста нейтронов деления по экспериментальным данным нейтронно-физических характеристик углерода из разных справочников. Приводятся алгоритмы расчета возраста замедляющихся нейтронов. Сравнение результатов расчета при замедлении нейтронов деления до энергии индиевого резонанса по методу групп показало хорошую сходимость с теоретическими и экспериментальными данными.

Ключевые слова:

Возраст нейтронов, сравнение справочных данных, алгоритмы расчета возраста, метод групп.

Key words:

Neutron age, comparison of the reference experimental data, solution algorithms, multigroup method.

В начале 40-х гг. прошлого века Энрико Ферми в поисках решения уравнения замедления, выраженного через поток замедления, учел функциональную связь между летаргией замедляющихся нейтронов u с возрастом τ , т. е. «временем», прошедшим с момента испускания быстрого нейтрона до момента его детектирования. Он ввел новую переменную

$$d\tau = \frac{D(u)}{\zeta \Sigma_s(u)} du,$$

которая в интегральной форме в зависимости от летаргии

$$\tau(u) = \int \frac{D(u)}{\zeta \Sigma_s(u)} du \quad (1)$$

позволяла оценить возраст в заданном интервале энергии по имеющимся экспериментальным данным физических свойств среды.

В выражение (1) в замедляющую способность $\zeta \Sigma_s(u)$ входят: $\zeta(u)$ – среднелогарифмическая потеря энергии за одно соударение; $\Sigma_s(u)$ – эффективное макроскопическое поперечное сечение рассеяния среды, см⁻¹. Коэффициент диффузии среды $D(u)$ (см) может быть определен через макроскопическое транспортное сечение рассеяния $\Sigma_{tr}(u)$, см⁻¹:

$$D(u) = \frac{1}{3 \sum_{tr}(u)} = \frac{1}{3N(\sigma_c + \sigma_s(1 - \bar{\mu}))}, \quad (2)$$

где N – ядерная плотность среды, см^{-3} ; σ_c , σ_s – эффективные микроскопические сечения радиационного захвата и упругого рассеяния, см^2 ; $\bar{\mu}$ – средний косинус угла рассеяния.

Заметим, что в отечественной практике под логарифмом понимают $u = \ln(E_0/E)$, где за E_0 принята средняя энергия спектра мгновенных нейтронов деления равная 2 МэВ.

Примеры первых расчетных оценок возраста по имеющимся экспериментальным данным ядерно-физических свойств, входящих в уравнения (1), (2) приводятся в [1] и более подробно в пособии [2].

Отрывочные и недостаточно полные сведения энергетической зависимости ядерно-физических свойств элементов нацеливали исследователей на проведение прямых экспериментальных методов определения возраста, а также на расширение и уточнение базы данных по физическим свойствам реакторных материалов. Естественно, в первую очередь основное внимание было уделено углероду как первому замедлителю в ядерных реакторах на тепловых нейтронах. Примерно до 1962 г. экспериментальные и аналитические результаты не давали должного согласия [3], что в первую очередь могло говорить о все ещё недостаточно корректных данных по ядерно-физическим свойствам углерода. В табл. 1 приведены экспериментальные и теоретические результаты возраста при замедлении нейтронов деления с энергией $E_0 = 2$ МэВ до энергии индиевого резонанса $E_{in} = 1,46$ эВ.

Таблица 1. Возраст $\tau_{1,46}$ в графите плотностью 1,60 г/см³

Ссылка	Возраст, $\tau_{1,46}$, см ²
Эксперимент	
1. Fermi (1943)	317,0
2. Hill (1949)	310,6±3,0
3. Davey (1958)	337,9
4. Hendrie (1959)	312,6±0,5
5. Paschall [4] (1964)	307,8±1,9
Теория	
1. Goldstein (1961)	304,0±3,0
2. Joanou (1962)	305,0
3. Alter [4] (1964)	307,4±1,0

Первые экспериментальные результаты по определению возраста нейтронов деления до индиевого резонанса, которые можно назвать эталонными, были получены в работе [4], методика и результаты которой подробно изложены в [5]. Появилась реальная возможность по сравнению экспериментального и теоретического (расчетного) значений возраста судить о достоверности ядерно-физических констант.

Ядерно-физические константы в основном предназначены для инженеров-физиков при проектировании и эксплуатации ядерных реакторов и защиты. Эти характеристики постоянно обновляются с получением новых экспериментальных и

теоретических результатов и обобщаются в соответствующих справочниках и библиотеках баз данных. В отечественной технической литературе по данной теме наиболее известны справочники [6, 7]. В первом из них приведены экспериментальные данные, полученные до 1962 г., во втором приводятся таблицы 28-групповых нейтронных констант, основанные на данных до 1977 г.

Целью настоящей работы является оценка эффективности ядерно-физических констант, представленных в справочниках [6, 7], по результатам расчета возраста нейтронов деления до индиевого резонанса.

Сравнительную оценку проведем для графита плотностью $\gamma_c = 1,6$ г/см³, для которого ядерная концентрация равна $N = 0,0802 \cdot 10^{24}$ ядер/см³.

В основу справочника [6] был положен обширный материал, полученный в результате обмена информацией по ядерно-физическим свойствам, инициированного первой Международной конференцией по мирному использованию атомной энергии. В нашем случае для проведения расчетного определения возраста в нем представлены зависимости эффективных микроскопических сечений $\sigma_s(u)$ и $\sigma_{tr}(u)$ с шагом $\Delta u = 0,25$, полученные в работе [7]. Значение среднелогарифмического декремента предполагается постоянным и равным $\zeta = 0,158$.

В соответствие с этими исходными данными приведем формулу (1) с учетом (2) к виду удобному для проведения расчетов

$$\tau(u) = \int \frac{du}{3\zeta \sum_s(u) \sum_{tr}(u)} = \frac{1}{3\zeta N^2} \int \frac{du}{\sigma_s(u) \sigma_{tr}(u)}. \quad (3)$$

Найдем произведение микроскопических сечений, результаты сведем в табл. 2 и представим на графике рис. 1.

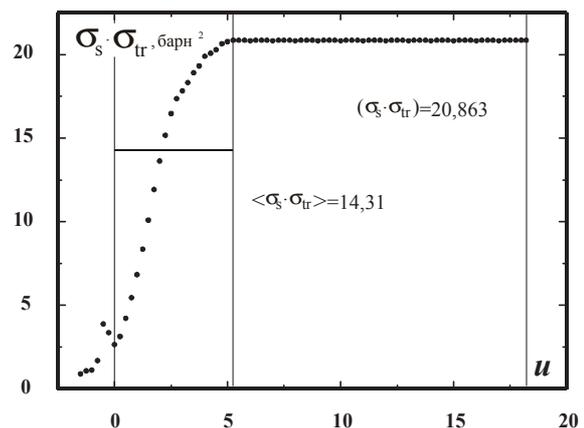


Рис. 1. Среднее $\langle \rangle$ и постоянное () значения произведения сечений в границах замедления нейтронов от E_0 до E_{cm}

В диапазоне логарифмов $u = 0 \dots 18,185$, соответствующем пути замедления от $E_0 = 2$ МэВ до стандартной энергии $E_{cr} = 0,0253$ эВ, нет резонансного поглощения (рис. 1), и это, несомненно, создаёт возможности более точного расчёта возраста до детектируемого значения нейтронов. При этом выделяются 2 зоны графического интегрирования ура-

внения (3), которое с учетом данных табл. 2 можно записать для возраста тепловых нейтронов τ_T в виде

$$\tau_T = \frac{1}{3 \cdot 0,158 \cdot 0,006432 \cdot 10^{48}} \times \left(\frac{1}{\langle \sigma_s \sigma_{tr} \rangle} \int_0^{5,25} du + \frac{1}{(\sigma_s \sigma_{tr})} \int_{5,25}^{18,185} du \right), \quad (4)$$

где $\langle \sigma_s \sigma_{tr} \rangle = 14,3074$ барн² – среднее значение произведения сечений, определенное с помощью машинного кода, $(\sigma_s \sigma_{tr}) = 20,8633$ барн² – постоянное табличное значение.

Таблица 2. Сечения взаимодействия нейтронов с графитом в зависимости от лётаргии

u	σ_s , барн	σ_{tr} , барн	$\sigma_s \sigma_{tr}$, (барн) ²
0,00	1,732	1,533	2,655
0,25	1,880	1,664	3,128
0,50	2,195	1,925	4,225
0,75	2,505	2,179	5,458
1,00	2,805	2,438	6,838
1,25	3,095	2,702	8,323
1,50	3,385	2,982	10,094
1,75	3,665	3,254	11,926
2,00	3,900	3,494	13,627
2,25	4,100	3,702	15,178
2,50	4,250	3,872	16,456
2,75	4,350	3,989	17,352
3,00	4,400	4,052	17,829
3,25	4,450	4,116	18,316
3,50	4,515	4,190	18,918
3,75	4,555	4,241	19,318
4,00	4,590	4,335	19,897
4,25	4,610	4,354	20,072
4,50	4,635	4,377	20,287
4,75	4,675	4,415	20,640
5,00	4,690	4,429	20,772
5,25	4,700	4,439	20,863
...
18,185	4,700	4,439	20,863

Результат расчета возраста нейтронов деления при замедлении до энергии индиевого резонанса $\tau_{1,46}$ в графите по справочным данным, представленным в [6. С. 327], равен:

$$\tau_{1,46} = 260 \text{ см}^2.$$

Очевидно заметное отличие от теоретической оценки Олтера [4]:

$$\delta = \frac{260 - 307,4}{307,4} = -15,4 \text{ \%}.$$

Наиболее вероятными причинами подобного расхождения могут быть:

- устаревшие экспериментальные данные;
- некорректность в определении среднего значения декремента ζ .

Проверка этих предположений была проведена с использованием групповых констант справочника [7], в котором эффективное микроскопическое транспортное сечение определялось по формуле

$$\sigma_{tr}(u) = \sigma_c(u) + \sigma_{in}(u) + \sigma_s(u)(1 - \mu(u)), \quad (5)$$

где σ_c , σ_{in} – микроскопические эффективные сечения радиационного захвата и неупругого рассеяния; $\mu(u)$ – средний косинус угла рассеяния.

Отметим наиболее существенные особенности экспериментальных ядерно-физических констант по углероду, представленных в разное время в справочниках [6, 7].

Если в справочнике [6] предполагается, что среднелогарифмическая потеря энергии за одно соударение нейтрона с ядром атома углерода ζ постоянна на всем интервале замедления, то в 28-групповой системе констант [7] учитывается зависимость её от энергии, особенно заметная в области высоких энергий.

Таблица 3. Разбиение энергии нейтронов на группы

Группа	E_n	\bar{u}
-1	14,5...14,0 МэВ	-1,96361
0	14,0...10,5 МэВ	-1,81238
1	10,5...6,5 МэВ	-1,44692
2	6,5...4,0 МэВ	-0,96508
3	4,0...2,5 МэВ	-0,48551
4	2,5...1,4 МэВ	0,02532
5	1,4...0,8 МэВ	0,59784
6	0,8...0,4 МэВ	1,20397
7	0,4...0,2 МэВ	1,89712
8	0,2...0,1 МэВ	2,59027
9	100,0...46,5 кэВ	3,30702
10	46,5...21,5 кэВ	4,07454
11	21,5...10,0 кэВ	4,84406
12	10,0...4,65 кэВ	5,60961
13	4,65...2,15 кэВ	6,37713
14	2,15...1,0 кэВ	7,14665
15	1,0...0,465 кэВ	7,91219
16	465...215 эВ	8,67971
17	215...100 эВ	9,44923
18	100...46,5 эВ	10,21478
19	46,5...21,5 эВ	10,98230
20	21,5...10,0 эВ	11,75182
21	10,0...4,65 эВ	12,51736
22	4,65...2,15 эВ	13,28488
23	2,15...1,0 эВ	14,05440
24	1,0...0,465 эВ	14,81995
25	0,465...0,215 эВ	15,58747
T	0,0253 эВ	18,18561

Отличие имеет место и с применением среднего косинуса угла рассеяния μ . При пользовании данными [6] эта характеристика считается постоянной и равной $\mu=2/(3A)$, где A – массовое число элемента. В табл. 4 можно видеть, что в области высоких энергий она заметно изменяется.

Сечения $\sigma_s(u)$ и $\sigma_{tr}(u)$, представленные в [7], имеют несколько завышенные значения в сравнении с данными [6] (рис. 2). Очевидно, согласно (4), это приведет к меньшему значению возраста и, следовательно, к большей погрешности результата. На этом основании можно говорить о большой методической погрешности данного способа расчета возраста нейтронов, и поэтому воспользуемся

методом групп.

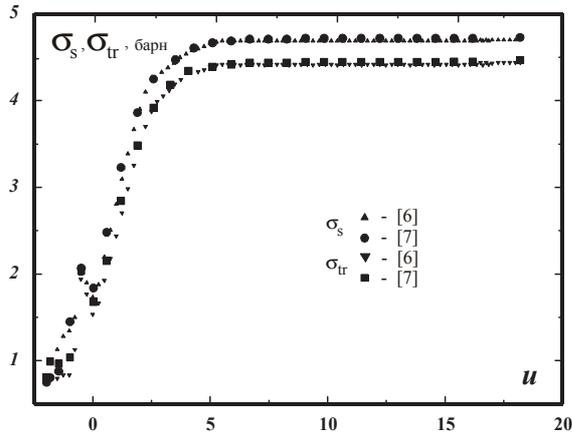


Рис. 2. Сравнение сечений по разным источникам

Основные энергетические характеристики групп представлены в табл. 3, где u означает среднее значение летаргии в группе.

Таблица 4. Основные групповые константы углерода [7]

Группа	σ_s , барн	μ	ζ	σ_c , барн	σ_{in} , барн	σ_{tr} , барн	σ_s , барн
-1	0,751	0,617	0,022	0,081	0,438	0,80626	0,473
0	0,806	0,4436	0,068	0,09	0,454	0,99246	0,343
1	0,878	0,2682	0,104	0,06	0,262	0,96452	0,366
2	1,451	0,3247	0,081	0	0,059	1,03886	0,43
3	2,07	0,0164	0,153	0	0	2,03605	0,767
4	1,84	0,0869	0,16	0	0	1,6801	0,509
5	2,48	0,1323	0,158	0	0	2,1519	0,703
6	3,23	0,1191	0,161	0	0	2,84531	0,749
7	3,86	0,0972	0,158	0	0	3,48481	0,882
8	4,25	0,0787	0,159	0	0	3,91553	0,972
9	4,49	0,0683	0,156	0	0	4,18333	0,912
10	4,62	0,06	0,158	0	0	4,3428	0,947
11	4,68	0,0573	0,157	0	0	4,41184	0,962
12	4,7	0,056	0,159	0	0	4,4368	0,968
13	4,72	0,056	0,159	0	0	4,45568	0,972
14	4,72	0,056	0,159	$1 \cdot 10^{-5}$	0	4,45569	0,972
15	4,72	0,056	0,159	$2 \cdot 10^{-5}$	0	4,4557	0,972
16	4,73	0,056	0,159	$3 \cdot 10^{-5}$	0	4,46515	0,974
17	4,73	0,056	0,159	$4 \cdot 10^{-5}$	0	4,46516	0,974
18	4,73	0,056	0,159	$7 \cdot 10^{-5}$	0	4,46519	0,974
19	4,73	0,056	0,159	$1 \cdot 10^{-4}$	0	4,46522	0,974
20	4,73	0,056	0,159	$1,4 \cdot 10^{-4}$	0	4,46526	0,974
21	4,73	0,056	0,159	$2,1 \cdot 10^{-4}$	0	4,46533	0,974
22	4,73	0,056	0,159	$3,1 \cdot 10^{-4}$	0	4,46543	0,974
23	4,73	0,056	0,159	$4,5 \cdot 10^{-4}$	0	4,46557	0,974
24	4,73	0,056	0,159	$6,6 \cdot 10^{-4}$	0	4,46578	0,974
25	4,73	0,056	0,159	$9,7 \cdot 10^{-4}$	0	4,46609	0,974
T	4,729	0,056	-	0,0034	0	4,46758	

В табл. 4 представлена часть среднегрупповых сечений из работы [7], необходимых для проведения расчета возраста нейтронов до любого детектируемого значения: σ_{in} – сечение неупругого рассеяния с учетом сечений реакций ($n,2n$) и ($n,3n$); $\sigma_s \equiv \sigma_e$ – сечение упругого рассеяния; μ – средний косинус угла рассеяния, вычисленный без учета

того, в какую группу попадет нейтрон после рассеяния; ζ – среднее приращение летаргии при упругом рассеянии (среднелогарифмический декремент); σ_s – сечение упругого замедления. Помимо этого по приведенным данным [7] табл. 4 дополнена расчетом эффективного микроскопического транспортного сечения.

Согласно теории метода групп [8] возраст нейтронов в i -й группе определяется из следующей формулы

$$\tau_i = \frac{D^{(i)}}{N(\sigma_a^{(i)} + \sigma_R^{(i)})}, \quad (6)$$

где сечение поглощения определяется выражением $\sigma_a^{(i)} = \sigma_c^{(i)} + \sigma_{in}^{(i)}$, а сечение увода нейтрона из группы за счет упругого соударения нейтрона с ядром углерода есть сечение упругого замедления $\sigma_R^{(i)} \equiv \sigma_s^{(i)}$. Сумму сечений в (6) $\sigma_a^{(i)} + \sigma_R^{(i)}$ по терминологии [8] называют действующим сечением замедлителя.

Таблица 5. Результаты расчета возраста в группах

Группа	E_n	$D^{(i)} \times N$, барн ⁻¹	$\sigma_s^{(i)} + \sigma_R^{(i)}$, барн	τ_i , см ²
4	2,5...1,4 МэВ	0,1984	0,509	60,60086
5	1,4...0,8 МэВ	0,1549	0,703	34,25753
6	0,8...0,4 МэВ	0,11715	0,749	24,31766
7	0,4...0,2 МэВ	0,09565	0,882	16,86108
8	0,2...0,1 МэВ	0,08513	0,972	13,616840
9	100,0...46,5 кэВ	0,07968	0,912	13,58362
10	46,5...21,5 кэВ	0,07676	0,947	12,60123
11	46,5...21,5 кэВ	0,07555	0,962	12,21064
12	10,0...4,65 кэВ	0,07513	0,968	12,06667
13	4,65...2,15 кэВ	0,07481	0,972	11,9661
14	2,15...1,0 кэВ	0,07481	0,97201	11,96595
15	1,0...0,465 кэВ	0,07481	0,97202	11,9658
16	465...215 эВ	0,07465	0,97403	11,91583
17	215...100 эВ	0,07465	0,97404	11,91568
18	100...46,5 эВ	0,07465	0,97407	11,91523
19	46,5...21,5 эВ	0,07465	0,9741	11,91479
20	21,5...10,0 эВ	0,07465	0,97414	11,91419
21	10,0...4,65 эВ	0,07465	0,97421	11,91315
22	4,65...2,15 эВ	0,07465	0,97431	11,91166
23	2,15...1,0 эВ	0,07465	0,97445	11,90957

Коэффициент диффузии нейтронов в группе определяется выражением:

$$D^{(i)} = \frac{1}{3 \sum_{tr}^{(i)}} = \frac{1}{3N \sigma_{tr}^{(i)}}. \quad (7)$$

Таким образом, формулы (5)–(7) позволяют провести расчет возраста в каждой энергетической группе. Поскольку нас интересует область замедления, которая моделировалась в экспериментах по определению возраста в графите [4]: диапазон летаргий $u=0...14,125$, соответствующий пути замедления от $E_0=2$ МэВ до энергии индиевого резонанса $E_{in}=1,46$ эВ, то результаты расчета возраста в группах, представленные в табл. 5, охватывают только этот диапазон энергий.

Так как требуемые границы являются только частью 4 и 23 групп, то необходимо сделать правку значений возраста, используя простую интерполяцию. Так как в диапазоне 4 группы с энергией 2,5...1,4 МэВ возраст нейтронов при замедлении в этом интервале энергий равен $\tau_i=60,6 \text{ см}^2$, то очевидно, что в интервале 2,0...1,4 МэВ возраст будет иметь значение, равное $32,7272 \text{ см}^2$, а в последней группе – $7,1457 \text{ см}^2$.

После сложения всех составляющих в группах с учетом правки в 4 и в 23 группах получим следующее значение возраста

$$\sum \tau_i^{2 \text{ МэВ} \dots 1,46 \text{ эВ}} = 298,6866 \text{ см}^2,$$

которое с погрешностью менее 3 % отличается от теоретической оценки Олтера [4].

Выводы

Идея оценки качества систем ядерно-физических констант по результатам расчета возраста бы-

ла реализована в [9]. Возраст определялся в гомогенной бесконечной среде в многогрупповом приближении методом пространственно-угловых моментов функции распределения нейтронов, используя 18- и 26-групповые системы констант. 26-групповая система констант более детально учитывала неупругое рассеяние, поправки на резонансную самоэкранировку в среднегрупповые сечения радиационного поглощения, полного и упругого рассеяния, а также пороговые реакции при энергиях свыше 100 кэВ. По имеющимся на то время данным ядерно-физических свойств углерода ошибка расчета возраста в сравнении с экспериментом [4] не превышала 5 %.

Таким образом, применение метода групп, базирующего на более полных и достаточно корректных экспериментальных данных [2], позволяет получить более точные значения возраста замедляющихся нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Меррей Р. Физика ядерных реакторов. – М.: АИ, 1961. – 292 с.
2. Кузьмин А.В. Основы теории переноса нейтронов. 2-е изд. – Томск: Изд-во ТПУ, 2010. – 192 с.
3. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968. – 456 с.
4. Campbell R.W., Paschall R.K., Swanson V.A. The age of fission neutrons to indium-resonance energy in graphite // Nucl. Sci. Engng. – 1964. – V. 20. – P. 445–454.
5. Кузьмин А.В. Экспериментальное и расчетное определение возраста нейтронов деления в различных средах. 1-изд. – Томск: Изд-во ТПУ, 2011. – 232 с.
6. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Ядерно-физические константы: Справочник. – М.: Госатомиздат, 1963. – 507 с.
7. Групповые константы для расчета реакторов и защиты: Справочник / Л.П. Абагян, Н.О. Базаянц, М.Н. Николаев, А.М. Цибуля / под ред. М.Н. Николаева. – М.: Энергоатомиздат, 1981. – 232 с.
8. Основы теории и методы расчёта ядерных энергетических реакторов / Г.Г. Бартоломей, Г.А. Бать, В.Д. Байбаков, М.С. Алхутов. 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 512 с., ил.
9. Марченко Л.В., Сергеев Ю.А. Расчет квадрата длины замедления для различных сред в 18- и 26-групповых приближениях и их сравнение с экспериментальными данными // Бюллетень центра по ядерным данным. – М.: Атомиздат, 1969. – Вып. 6. – С. 319–390.

Поступила 16.02.2013 г.