

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ  
ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ  
КАФЕДРА РАДИАЦИОННОЙ ФИЗИКИ И БЕЗОПАСНОСТИ АТОМНЫХ  
ТЕХНОЛОГИЙ

На правах рукописи

УДК- 621.039.564:539.1.08

**Оценка спектра тепловых и надтепловых нейтронов  
аппроксимацией максвелловским распределением и функцией переходной  
области**

Выпускная квалификационная работа специплиста

Направление подготовки 14.05.02 Атомные станции:  
проектирование, эксплуатация, инжиниринг

Выпускная квалификационная работа защищена

«\_\_» \_\_\_\_\_ 2021г.

Оценка

\_\_\_\_\_

Секретарь ГЭК

\_\_\_\_\_

г. Москва  
2021

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
"НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
НИЯУ "МИФИ"

---

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИИ  
КАФЕДРА «РАДИАЦИОННОЙ ФИЗИКИ И БЕЗОПАСНОСТИ АТОМНЫХ  
ТЕХНОЛОГИЙ»

Пояснительная записка к выпускной квалификационной работе на тему:

**Оценка спектра тепловых и надтепловых нейтронов аппроксимацией  
максвелловским распределением и функцией переходной области**

Студент группы С15-161

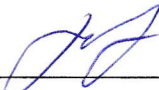
Форма обучения: очная (дневная)

Полат

Эсат

Научный руководитель

специалист по УМР 1 кат. ф.1

  
25.01.21г.

Камнев В.А.

Рецензент

к.ф.-м.н., нач. службы РБ  
ИРТ АЦ НИЯУ МИФИ



Кожин А.Ф.

Зав. кафедрой №1 доцент,

к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_

Дёмин В.М.

г. Москва

2021

### **Аннотация**

В работе рассмотрены подходы, связанные с аппроксимацией спектров тепловых и надтепловых нейтронов максвелловским распределением с измеренным значением температуры нейтронов и функцией переходной области. Сравниваются различные виды параметрической интерполяции спектра в области энергий от тепловых до 1000 эВ. Исследуется влияние выбора спектра начального приближения на результат. Дается оценка устойчивости метода восстановления спектров к неопределенностям в интегральных данных эксперимента.

Ключевые слова: реакторный спектр нейтронов, активационный метод, функция переходной области, тепловые и надтепловые нейтроны.

## Содержание

Аннотация.....	3
Введение .....	5
Глава 1. Теоретические основы определения спектра нейтронов активационным методом .....	7
1.1 Активационный метод .....	7
1.2 Активация и активность.....	7
1.3 Активационный интеграл .....	9
1.4 Фильтрации нейтронов при активационных измерениях .....	10
1.5 Ядерные реакции на нейтронах в разных диапазонах энергий .....	12
1.6 Нейтронно-активационный анализ спектров.....	17
Глава 2. Определение спектра тепловых нейтронов активационным методом.....	20
2.1 Определение характеристик поля тепловых нейтронов .....	20
2.2 Расчет спектров тепловых нейтронов для заданной температуры .....	21
Глава 3. Определение спектра промежуточных нейтронов активационным методом.....	24
Глава 4. Аппроксимация спектра функцией переходной области .....	30
Глава 5. Определение спектров тепловых и надтепловых нейтронов .....	35
5.1 Аппроксимация реальных спектров .....	35
5.2 Анализ результатов.....	38
Заключение.....	40
Список литературы.....	41
Приложение.....	42
Благодарности.....	47

## Введение

Информация о спектрах нейтронов имеет большое значение для того чтобы понять, какие процессы идут в активной зоне реактора и на его периферии, а также для исследований влияния излучений на живые и неживые объекты природы. Данные о спектрах нейтронов необходимы и для корректного расчета защиты реактора. Под воздействием  $\gamma$ -излучений в материалах возникают эффекты, которые зависят от энергий нейтронов и их плотности потока. Зная пространственно-энергетические распределения нейтронов и эффективные сечения реакций, можно рассчитать многие эксплуатационные и экономические показатели работы реактора.

Методы спектрометрии нейтронного излучения распространены в области радиационной защиты и дозиметрии нейтронов. Спектр тепловых нейтронов описывается максвелловским распределением, и в этой области форма спектра существенно зависит от температуры нейтронов. Для измерения характеристик поля тепловых и промежуточных нейтронов обычно применяют реакции захвата –  $(n,\gamma)$ -реакции. Задача о пространственно-энергетическом распределении тепловых нейтронов в реакторных системах решена как теоретически, так и экспериментально. Однако точность расчетов многих современных систем ограничивается уже детальным пространственно-энергетическим распределением промежуточных нейтронов. Это обстоятельство становится особенно существенным при расчетах реакторных систем на промежуточных и быстрых нейтронах.

Разные методы и аппараты применяются для спектрометрии нейтронов. Широкое применение ядерно-физических установок как источников нейтронного излучения при радиационных исследованиях и в технике ставит задачу повышения точности и воспроизводимости

результатов измерения характеристик полей этих источников. Решение этой задачи возможно только при условиях метрологического обеспечения нейтронных измерений. Активационный метод является одним из основных. Для определения элементного состава вещества активационный метод дает более точные результаты, чем многие другие методы.

Для расчета спектра нейтронов нужны мощные компьютеры и соответствующие расчетные программы. Для обработки результатов измерений и для вычисления пространственного и энергетического распределения нейтронов используют различные модельные приближения. В настоящей работе представлены результаты расчетов, которые в том числе могут быть использованы в качестве начального приближения для компьютерных кодов. Использование таких приближений существенно упрощает вычисления.

**Цель данной работы** - разработка методов аппроксимация спектров тепловых и промежуточных нейтронов с учетом температуры нейтронов максвелловским распределением и параметрической функцией переходной области.

**Актуальность работы** заключается в том, что расчетная и экспериментальная информация о спектрах нейтронов востребована при анализе воздействия излучения на вещество, при оценках радиационной стойкости материалов, сроков службы экспериментальных устройств и корпусов реакторов, в оценках дозиметрических параметров.

## **Глава 1. Теоретические основы определения спектра нейтронов активационным методом**

### **1.1 Активационный метод**

Активационный метод – метод качественного и количественного элементного анализа вещества, основанный на активации ядер атомов и исследовании образовавшихся радиоактивных изотопов (радионуклидов). Вещество облучают частицами (тепловыми или быстрыми нейтронами, протонами, дейтронами,  $\alpha$  - частицами и т.д.) или  $\gamma$  - квантами. Затем определяют вид, т.е. порядковый номер и массовое число, образовавшихся радионуклидов по их периодам полураспада  $T_{1/2}$  и энергиям излучения  $E$ , которые табуированы. Поскольку ядерные реакции, приводящие к образованию тех или иных радионуклидов, обычно известны, можно установить, какие атомы были исходными. При облучении нейтронами, протонами и другими высокоэнергетическими частицами многие нерадиоактивные элементы становятся радиоактивными. Активационный метод основан на измерении их радиоактивности. Процесс нейтронного облучения связан прежде всего с процессами, происходящими в активной зоне реактора.

### **1.2 Активация и активность**

На практике наиболее часто используются в качестве образцов фольги, т.е. образцы, исполненные в виде тонких дискообразных фольг с площадью поверхности порядка (0.1-10) см<sup>2</sup>. Иногда для измерения пространственного распределения потока используется образцы в форме длинных полосок или проволочек. При использовании фольг и полосок активация и активность часто выражаются величинами, приведенными к

1 см<sup>2</sup> поверхности, в то время как для проволочек соответствующие значения относятся к 1 см длины. Активация  $C$  может быть определена как число радиоактивных атомов, образующихся при поглощении нейтронов в 1 см<sup>2</sup> поверхности образца за 1 сек. Величина  $C$  зависит от интенсивности поля нейтронов  $F(r, \Omega, E)$ , толщины образца  $d$  и зависят от значения сечений  $\Sigma_{act}(E)$ ,  $\Sigma_a(E)$  и  $\Sigma_s(E)$ .

При  $[\Sigma_a(E) + \Sigma_s(E)] d \ll 1$ , т.е. для тонких образцов, нейтронное поле при прохождении через образец практически не ослабляется, так что

$$C = \Phi \bar{\Sigma}_{act} d, \quad (1.1.1)$$

где  $\Phi$  – поток тепловых нейтронов, точнее, средний по поверхности образца поток тепловых нейтронов,  $\bar{\Sigma}_{act}$  – «среднее» сечение активации.

Таким образом, активация тонких образцов пропорциональна потоку или плотности нейтронов; если сечение  $\Sigma_{act}(v)$  следует закону  $1/v$ , то величина  $C = n\bar{v} \Sigma_{act}(\bar{v}) d$ . В этом случае можно определить плотность потока нейтронов с помощью активации, даже если спектр неизвестен. Полная активация  $B(t)$  - это число радиоактивных атомов, имеющих в данный момент на 1 см<sup>2</sup> поверхности образца. Если  $\lambda$  – постоянная распада, то при постоянной активации, которая начинается при  $t=0$ ,

$$B(t) = \frac{C}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (1.1.2)$$

Величина  $B(t)$  достигает значения  $C/\lambda$ , соответствующего насыщению, после бесконечно долгого облучения. После облучения в течение времени, равного периоду полураспада образца  $T_{1/2} = 0.693/\lambda$ , полная активация составляет 50% величины насыщения, а по истечении десяти периодов полураспада она достигает уже 99.9%. После прекращения облучения  $B(t)$  уменьшается по закону

$$B(t_2) = \frac{C}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} \quad (1.1.3a)$$

Где  $t_1$  – время облучения, а  $t_2$  – время, прошедшее после окончания облучения. Наконец активность  $A$  – это число атомов, распадающихся за 1 сек на 1 см<sup>2</sup> поверхности образца. Очевидно  $A = \lambda B$ ,  $A(t_2) = C (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2}$ , или

$$AT = C \quad (1.1.3б)$$

Где зависимость от времени определяется временным фактором

$$T = \frac{e^{\lambda t_2}}{1 - e^{-\lambda t_1}} \quad (1.1.3в)$$

При сравнении результатов различных измерений обычно вычисляют активность, умноженную на соответствующий временной фактор. Отметим то, что величина  $A$  является истинной активностью образца, в то время как измерения с помощью счетчика дают кажущуюся активность, которая меньше истинной вследствие самопоглощения излучаемой радиации и геометрических (телесный угол) эффектов [4].

### 1.3 Активационный интеграл

Активационный метод определения характеристик поля нейтронов основан на использовании ядерных реакций деления и реакций, приводящих к образованию радиоактивных изотопов и изомеров.

Используются ядерные реакции, в результате которых образуются радиоактивные ядра. Затем измеряют наведенную активность облучённого детектора.

Образование радиоактивных ядер описывается соотношением:

$$\frac{dn}{dt} = -\lambda n + qn_0, \quad (1.2.1)$$

где:  $n_0$  – число ядер-мишеней,  $n$  – количество радиоактивных ядер,  $\lambda$  – постоянная распада изотопа-продукта реакции,  $q$  – активность в

насыщении, приведенная к одному ядру изотопа-мишени (активационный интеграл).

Число взаимодействий в единицу времени на одно ядро [1]

$$q = \int_0^{\infty} \sigma(E)\varphi(E)dE . \quad (1.2.2)$$

Где:  $\varphi(E)$  – дифференциальное энергетическое распределение плотности потока нейтронов (дифференциальный спектр);  
 $\sigma(E)$  – энергетическая зависимость сечения реакции. Значение активационного интеграла  $q$  определяется экспериментально.

#### **1.4 Фильтрации нейтронов при активационных измерениях**

Для уменьшения вклада в активацию нейтронов различных энергетических групп используют сильно поглощающие фильтры. Тепловые нейтроны обычно имеют большее поперечное сечение поглощения, чем быстрые нейтроны. Для поглощения тепловых и надтепловых нейтронов используется фильтр на основе кадмия или бора. Кадмий обладает большим сечением поглощения в области энергий до 0.5 эВ. Фильтр из кадмия толщиной большей 0.5 мм практически не пропускает тепловые нейтроны. Скорость активации детектора в фильтре

$$q = \int_0^{\infty} T_{\phi}(E)\Phi \varphi(E)\sigma(E)dE , \quad (1.3.1)$$

где  $T_{\phi}$  – функция пропускания нейтронов фильтром.

Кадмий, имеющий доминирующий резонанс при энергии от 0.176 эВ до 0.180 эВ, сильно поглощает тепловые и медленные нейтроны и пропускает быстрые нейтроны.

Для кадмия возможно представление функции пропускания в виде

$$T_{Cd} = \begin{cases} 1, & E < E_{Cd}, \\ 0, & E \geq E_{Cd}. \end{cases} \quad (1.3.2)$$

Значение граничной энергии поглощения кадмиевым фильтром  $E_{Cd}$  определяется из соотношения

$$q_{Cd} = \int_0^{\infty} T_{Cd}(E, d_{Cd}) \sigma(E) \varphi(E) dE = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE. \quad (1.3.3)$$

Где  $d_{Cd}$  - толщина кадмиевого фильтра.

Принято определять граничную энергию поглощения для сечения реакции, изменяющегося как  $1/\sqrt{E}$ . В общем случае  $E_{Cd}$  зависит не только от толщины и формы применяемого фильтра, но и от спектра нейтронов и их углового распределения.

В работе [2] предложено определять кадмиевую отсечку в виде:

$$E_{Cd}(\text{эВ}) = 0.52 + 0.162 \ln \delta,$$

$$\delta = \xi_{Cd} * d_{Cd}; \quad d_{Cd} = (0.5 \div 1.5) \text{ мм.}$$

Рекомендуется использовать кадмиевые фильтры толщиной стенок 1 мм, так как при меньшей толщине сказывается сильное влияние спектра нейтронов на величину  $E_{Cd}$ .

Фильтры с бором применяют для увеличения вклада в активацию быстрых нейтронов. Функцию пропускания обычно рассчитывают методом Монте-Карло, так как необходимо учитывать не только поглощение, но и рассеяние нейтронов материалом фильтра и связующим веществом [4].

## 1.5 Ядерные реакции на нейтронах в разных диапазонах энергий

По характеру взаимодействия нейтронов с веществом реакции делятся на группы: реакции, которые наиболее чувствительны к нейтронам низких энергий;  $(n,\gamma)$ -,  $(n,f)$ - и реакции активации, которые существенны при энергиях нейтронов выше некоторого значения, называемого энергетическом порогом реакции (пороговые реакции).

Основными пороговыми реакциями являются реакции захвата нейтронов с испусканием заряженных частиц  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$ , неупругое рассеяние нейтронов  $(n,n')$ , реакция захвата нейтронов с испусканием двух нейтронов  $(n,2n)$  и реакция деления  $(n,f)$ . В реакторном спектре нейтронов обычно рассматривают три характерные энергетические группы: тепловые, промежуточные и быстрые нейтроны.

Быстрые (энергия более 100 кэВ) – это нейтроны деления, спектр которых трансформируется за счет взаимодействия с веществом.

Промежуточные (0.1 эВ – 100 кэВ) – нейтроны, образующиеся в основном из-за замедления быстрых нейтронов.

Тепловые – замедлившиеся нейтроны, находящиеся в тепловом равновесии со средой и имеющие среднюю энергию 0.025 эВ при  $T = 293$  К. Очень часто измерение поля тепловых нейтронов производится на фоне потока эпитепловых (надтепловых) нейтронов. Поэтому возникают прежде всего два вопроса:

- 1) какие нейтроны, т. е. ниже какой энергии, следует называть тепловыми и
- 2) каким образом отделить эффект, вызванный эпитепловыми нейтронами, от аналогичного эффекта, производимого тепловыми нейтронами.

Решить эту задачу можно, используя какой-либо сильный поглотитель тепловых нейтронов. Действительно, если иметь поглотитель, избирательно поглощающий только тепловые нейтроны, то производя два измерения: одно с поглотителем, а другое без него, можно отделить эффект тепловых нейтронов от эпитепловых. Тогда в качестве границы естественно

принять граничную энергию в сечении поглощения данного поглотителя. Для активации тепловыми нейтронами применяют кадмиевые фильтры. Кадмий обладает большим сечением поглощения в области энергий до 0.5 эВ. Фильтр из кадмия толщиной большей 0.5 мм практически не пропускает тепловые нейтроны.

С целью уменьшения активации промежуточными нейтронами используют фильтры из  $^{10}\text{B}$  толщиной (0.1-2) г/см<sup>2</sup>. Чаще всего при облучении в детекторе протекает одновременно несколько реакций. Для увеличения доли активности исследуемой реакции кроме фильтрации нейтронного излучения кадмием и  $^{10}\text{B}$  подбирают оптимальные времена облучения, которые составляют не большее одного-двух периодов полураспада. Оптимальное время выдержки определяют из условия практически полного распада короткоживущей составляющей активности. Активность исследуемого изотопа выделяется на фоне долгоживущей мешающей активности или селективной регистрацией  $\gamma$ -излучения, или анализом зависимости скорости счета от времени.

Ниже даются характеристики пороговых реакций для ДНА на их основе, которые использовались авторами книги в своих исследовательских работах. Распространенность изотопов в естественной смеси, энергии  $\gamma$ -квантов, электронов и  $\beta$ -частиц, выход  $\gamma$ -квантов на распад и период полураспада изотопов продуктов реакции приведены по данным работы [10].

Радиационный захват ( $n, \gamma$ ) нейтрона протекает при любой энергии и на любом ядре. При поглощении нейтрона ядром энергия возбуждения равна сумме кинетической энергии поглощенного нейтрона и энергии связи нейтрона.

Вероятность радиационного захвата увеличивается с убыванием скорости нейтронов. Сечение радиационного захвата заметно уменьшается

с повышением энергии нейтронов, а при энергии нейтронов выше (10 – 20) кэВ становится довольно малым. Для медленных и особенно тепловых нейтронов с энергией (0.1-10) эВ сечение радиационного захвата является наибольшим.

В результате реакции захвата нейтрона ( $n,\gamma$ ) образуется более тяжёлый изотоп того же химического элемента. Практически у всех элементов периодической системы по реакции ( $n,\gamma$ ) образуются радиоизотопы. Поскольку они, как правило, являются нейтроноизбыточными, то претерпевают  $\beta^-$  - распад. Имеется также небольшое количество случаев, когда получившийся радиоизотоп испытывает  $\beta^+$  - распад.

Реакции ( $n,p$ ) и ( $n,\alpha$ ) – это реакции, в которых появляются заряженные частицы. Они возможны при энергии нейтрона, превышающей значение  $Q(1+1/A)$ , где  $Q$  – энергия реакции, и называются пороговыми. Для эффективного протекания реакций энергия нейтронов может быть в пределах (0.5 – 10) МэВ. Сечения этих реакций для быстрых нейтронов могут достигать нескольких сот миллибарн, если энергия протонов или  $\alpha$ -частиц, образуемых в реакциях, превышает кулоновский барьер ядра. Правда, для некоторых легких элементов, когда потенциальный барьер еще невелик, эти реакции возможны и под действием медленных нейтронов. По реакции  ${}^M_Z A(n,p) {}^M_{Z-1} A$  образуется изобар исходного ядра, который почти всегда радиоактивен и, так как он нейтроноизбыточный, претерпевает  $\beta^-$  распад, превращаясь снова в исходное ядро. Продукты реакции  ${}^M_Z A(n,\alpha) {}^M-3_{Z-2} A$  также почти всегда радиоактивны и испытывают  $\beta^-$ -распад [8].

Реакция ( $n,2n$ ) является пороговой реакцией. Для большинства ядер порог реакции начинается с (9-10) МэВ. Большой порог реакций вида ( $n,2n$ ) объясняется тем, что для освобождения из ядра двух нуклонов должна быть затрачена энергия, которая должна быть достаточна на получение энергии всеми нуклонами, тогда как при проникновении первичного нейтрона в

ядро вносится только одна порция энергии связи. По реакции  ${}^M_ZA(n, 2n){}^{M-1}_ZA$  образуется нейтронодефицитный изотоп исходного элемента, который часто бывает радиоактивным и обычно распадается путем позитронного распада. Для нейтронов с энергией 14 МэВ сечение реакции  $(n, 2n)$  возрастает с увеличением атомного номера ядра примерно от 0.01 барн для легких ядер до (1 – 2) барн для элементов с  $Z > 50$ .

Реакция деления ядер  $(n, f)$ . Делением называется реакция расщепления атомного ядра (обычно тяжёлого) на две (иногда на три) примерно равные по массе части (осколки деления) в результате облучения его нейтронами.

В процессе ядерного деления выделяется энергия  $Q \approx 200$  МэВ, значительную часть которой уносят осколки в форме кинетической энергии. Фрагменты, образующиеся при делении, сильно перегружены нейтронами, в результате чего они образуют  $\beta$ -радиоактивные цепи из продуктов деления. В процессе деления испускаются мгновенные нейтроны. А продукты деления испускают запаздывающие нейтроны. Образующиеся продукты деления являются изотопами многих элементов, находящихся в середине периодической системы примерно от Zn до Cd. Мгновенные и запаздывающие нейтроны имеют энергию в пределах от (0 до 7) МэВ, где на один нейтрон приходится в среднем около 2 МэВ. Поскольку изотопы обычно содержат избыток нейтронов, они радиоактивны и испускают  $\beta$ -частицы. В процессе  $\beta$ -распада фрагменты высвобождают около 20 МэВ энергии, 5 МэВ уносятся мгновенными  $\gamma$ -квантами. Деление ядер сопровождается выделением большого количества энергии. Когда тяжелое ядро делится на два фрагмента, выделяется энергия приблизительно 1,1 МэВ на нуклон. Мгновенные нейтроны испускаются движущимися осколками, а запаздывающие остановленными продуктами деления после предварительного  $\beta$ -распада. Сечение реакции деления зависит от типа ядер и энергии нейтронов. Например, нейтроны высокой энергии в несколько

десятков МэВ вызывают деление практически всех ядер. Нейтроны с энергией в несколько МэВ вызывают деление только тяжелых ядер  $A > 210$ . Нейтроны с энергией порядка 1 МэВ вызывают деление ядер  ${}_{92}^{238}\text{U}$ ,  ${}_{90}^{232}\text{Th}$ ,  ${}_{91}^{231}\text{Pa}$  и  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ . Нейтроны с энергией (0.001 – 0.5) эВ (тепловые нейтроны) активно вступают в реакции с ядрами  ${}_{92}^{235}\text{U}$ ,  ${}_{90}^{230}\text{Th}$ ,  ${}_{92}^{233}\text{U}$  и  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ . Испускаемые при делении ядер нейтроны могут вызывать новые акты деления, что делает возможным осуществление цепной реакции деления – ядерной реакции, в которой частицы, вызывающие реакцию, образуются как продукты этой реакции [7].

Неупругое рассеяние ( $n, n'$ ) – процесс, происходящий после попадания в ядро нейтрона с энергией в несколько сот кэВ, переводящий его в возбужденное состояние, и который может снова вылететь из ядра (может вылететь не тот, что влетел), но уже с меньшей энергией. Неупругое рассеяние ( $n, n'$ ) нейтронов происходит в том случае, когда кинетическая энергия вылетающего из составного ядра нейтрона меньше первичного, а конечное ядро образуется в возбужденном состоянии. На тяжелых ядрах рассеяние наблюдается при энергии нейтронов более 0.5 МэВ, а у легких – выше 1 МэВ. Сечение неупругого рассеяния тоже зависит от атомного номера ядра и энергии нейтронов. Оно увеличивается с переходом от легких к тяжелым ядрам и с увеличением энергии нейтронов. В этом случае сечение неупругого рассеяния мало меняется - в пределах (0.6–3) барн. При переходе из возбужденного состояния в основное испускается  $\gamma$ -квант с энергией, характерной для каждого ядра. В очень небольшом числе случаев неупругое рассеяние приводит к образованию изомеров.

Ядерные реакции с нейтронами занимают особое место в прикладной физике ядра. Одно из интересующих нас направлений – нейтронный активационный анализ.

## 1.6 Нейтронно-активационный анализ спектров

Нейтронный активационный анализ (НАА) делят на три метода: активационный анализ на тепловых, резонансных (промежуточных) и быстрых нейтронах. Аналитические возможности этих методов существенно различны в связи с особенностями взаимодействия основных энергетических групп нейтронов с веществом [6].

### Активационный анализ на тепловых нейтронах.

Во-первых, при облучении большинства элементов протекает только одна ядерная реакция ( $n, \gamma$ ), в результате которой образуется радиоизотоп исходного элемента. Это уменьшает число радионуклидов, которые могут быть получены при многоэлементном анализе, а в отсутствии реакций, связанных с изменением заряда ядер, исключает эффекты интерференции  $\gamma$ -линий различных элементов.

Во-вторых, большинство нуклидов являются  $\gamma$ -излучателями.

В-третьих, по реакции ( $n, \gamma$ ) у подавляющего числа элементов периодической системы происходит образование радиоизотопов, что придает методу определенную универсальность.

Наконец, аналитическое определение возможно не только по излучению радиоизотопов, но и по мгновенному  $\gamma$ -излучению радиационного захвата, а это определенным образом расширяет возможности метода. Благодаря большим сечениям реакции ( $n, \gamma$ ) достигается высокая чувствительность метода.

### Резонансный (промежуточный) нейтронный активационный анализ.

НАА на резонансных нейтронах имеет много общего с активационным анализом на тепловых нейтронах, так как и в том и в другом случае ведущую роль играет реакция радиационного захвата.

Однако, этому методу свойственны определенные особенности, связанные, главным образом, со спецификой взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами элементов и способами облучения образцов.

Сечение реакций в резонансной области равномерно убывает с ростом энергии нейтронов согласно закону  $1/v$  ( $v$  – скорость нейтронов). Но у многих изотопов функция возбуждения при определенной энергии нейтронов имеет резонансные пики. Это наблюдается в случае, когда энергия возбуждения совпадает с одним из энергетических уровней составного ядра. В области резонанса сечение радиационного захвата достигает высоких значений и может превосходить сечение активации на тепловых нейтронах более чем на два порядка.

Такой характер функции возбуждения позволяет повышать избирательность анализа элементов. Но эта возможность не всегда может быть реализована из-за отсутствия источника моноэнергетических нейтронов с требуемой энергией.

Для аналитических целей используются только резонансные нейтроны, получающиеся, главным образом, в процессе замедления быстрых нейтронов. В ядерных реакторах потоки резонансных нейтронов всегда сопровождаются интенсивным потоком тепловых нейтронов. Поток резонансных нейтронов имеет сплошное распределение, но плотность потока изменяется по закону близкому к  $1/E$ , где  $E$  – энергия нейтронов.

Уже сама зависимость плотности потока резонансных нейтронов от энергии способствует большей активации элементов, резонансы которых расположены в области низких энергий, так как здесь плотность потока резонансных нейтронов выше плотности потока тепловых. Воздействовать на избирательность активации резонансными нейтронами можно путем применения фильтров, которые видоизменяют энергетический спектр нейтронов в желаемую сторону. Наиболее удачный фильтр – кадмиевый, тонкий слой которого (1 мм) поглощает все нейтроны с энергией менее

0.55 эВ. Нейтронный активационный анализ на резонансных нейтронах представлен тремя вариантами: облучение с нерезонансным фильтром, облучение с резонансным фильтром и анализ по времени замедления нейтронов.

Нейтронный активационный анализ на быстрых нейтронах. Для быстрых нейтронов сечение реакции  $(n, \gamma)$  невелико, и основную роль начинают играть пороговые реакции типа  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$ . Величина порога таких реакций обычно составляет несколько МэВ.

Сечения ядерных реакций на быстрых нейтронах в большинстве случаев лежат в пределах  $(0.01 - 1)$  барн. Более слабое взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами приводит к двум важным аналитическим особенностям. Значительно падает чувствительность анализа и уменьшается влияние вещества пробы на поток нейтронов (эффект экранирования). Взаимодействие быстрых нейтронов с ядрами элементов может протекать по нескольким каналам, которые часто связаны с изменением заряда ядра. Эта особенность ядерных взаимодействий быстрых нейтронов, с одной стороны, облегчает подбор подходящей ядерной реакции, а с другой стороны, создает источник взаимных помех при определении соседних элементов, что может затруднить получение надежных и точных результатов [6,9].

## Глава 2. Определение спектра тепловых нейтронов активационным методом

### 2.1 Определение характеристик поля тепловых нейтронов

В процессе замедления и термализации нейтроны теряют энергию до тех пор, пока их скорость не станет сравнима с наиболее вероятной для данной среды.

Обычно принято спектр нейтронов представлять в виде суммы трех компонент:  $\varphi_T(E)$ , промежуточной (надтепловой)  $\varphi_{HT}(E)$  и быстрой  $\varphi_6(E)$  :

$$\varphi(E) = \varphi_T(E) + \varphi_{HT}(E) + \varphi_6(E). \quad (2.1.1)$$

При этом необходимо учитывать реальную температуру нейтронов для соответствующих условий измерения.

Распределение плотности нейтронов по скоростям имеет вид

$$n_T(v) = n_0^T \frac{4v^2}{\sqrt{\pi} v_T^3} \exp[-v^2/v_T^2] = n_0^T \rho_M(v); \quad (2.1.4)$$

$$n(v) = n_T(v) + n_{HT}(v) + n_6(v). \quad (2.1.2)$$

Спектр тепловых нейтронов описывается в бесконечной непоглощающей среде максвелловским распределением

$$\varphi_T(E) = \frac{\Phi_T}{kT} \frac{E}{kT} \exp[-E/kT], \quad (2.1.3)$$

где  $\Phi_T$  и  $n_0^T$  – плотность потока и плотность тепловых нейтронов;  $T$  – температура нейтронов;  $k$  – постоянная Больцмана. Наиболее вероятная энергия нейтронов равна  $E_T = kT$ , которой соответствует скорость нейтронов  $v_T = (2kT/m)^{1/2}$ , где  $m$  – масса нейтрона. В качестве стандартных принята температура нейтронов  $T=293.6$  К и соответствующие ей наиболее

вероятная энергия и скорость нейтронов  $E_0 = 0.0253$  эВ,  $v_0 = 2200$  м/с.

Температура нейтронного газа измеряется экспериментально. Тогда

$$\Phi_T = n_0^T \sqrt{\frac{4 T}{\pi T_0}}, \quad (2.1.5)$$

Или 
$$\Phi_T = \int_0^{\infty} \varphi_T(E) dE. \quad (2.1.6)$$

Выражение (2.1.3) справедливо в случае полного отсутствия поглощения.

## 2.2 Расчет спектров тепловых нейтронов для заданной температуры

Чтобы освоить сам алгоритм построения спектра в тепловой и надтепловой областях, задавали значения температуры нейтронов 315 К, 400 К и 600 К. Рассчитали наиболее вероятные энергии, соответствующие заданными температурами, –  $E_T = 0.0271$  эВ, 0.0345 эВ и 0.0517 эВ. Провели расчет и нанесли на график результаты построения спектра тепловых нейтронов для соответствующей температуры; при этом значение  $\Phi_T$  брали условно равным 1.

Результаты расчета спектров для заданных температур представлены на рисунках 2.1, 2.2, 2.3 и 2.4 (сравнение спектров для разных температур нейтронов).

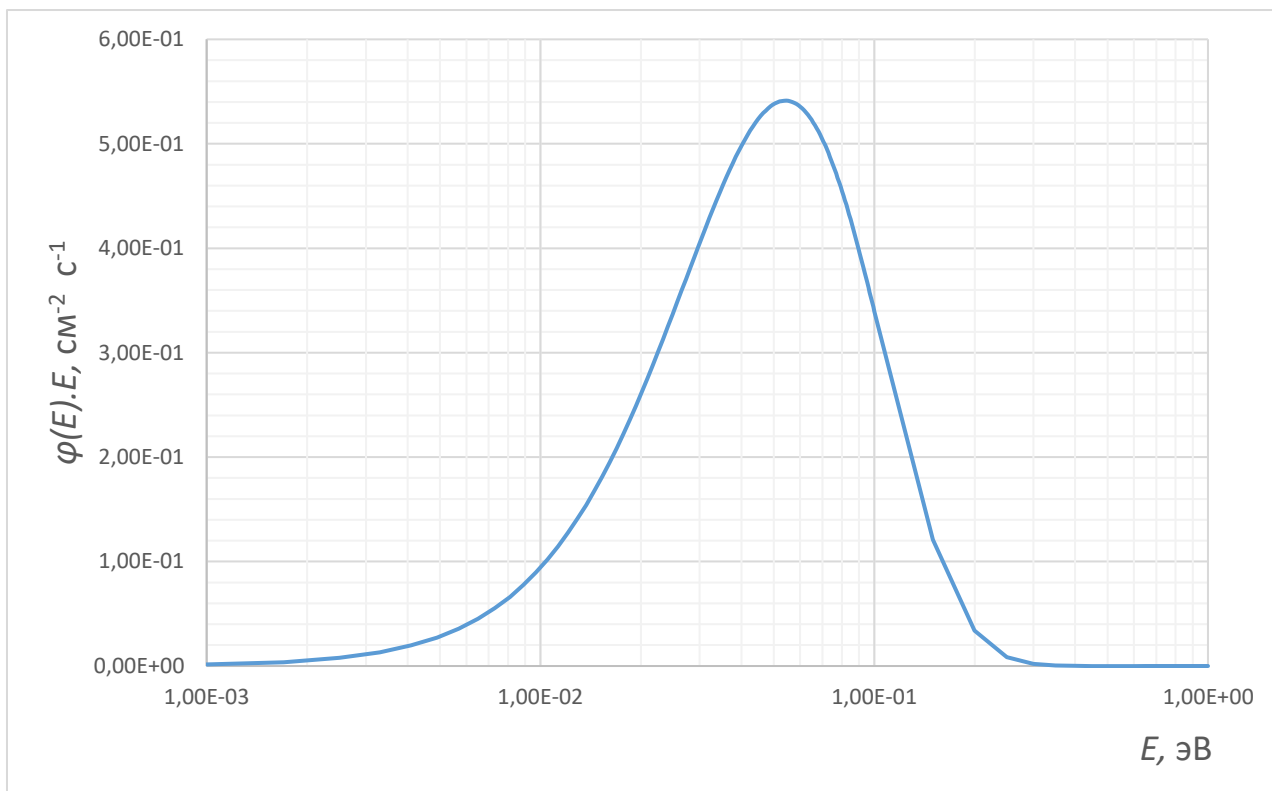


Рисунок 2.1 Дифференциальная энергетическая плотность потока тепловых нейтронов (  $T= 315$  К)

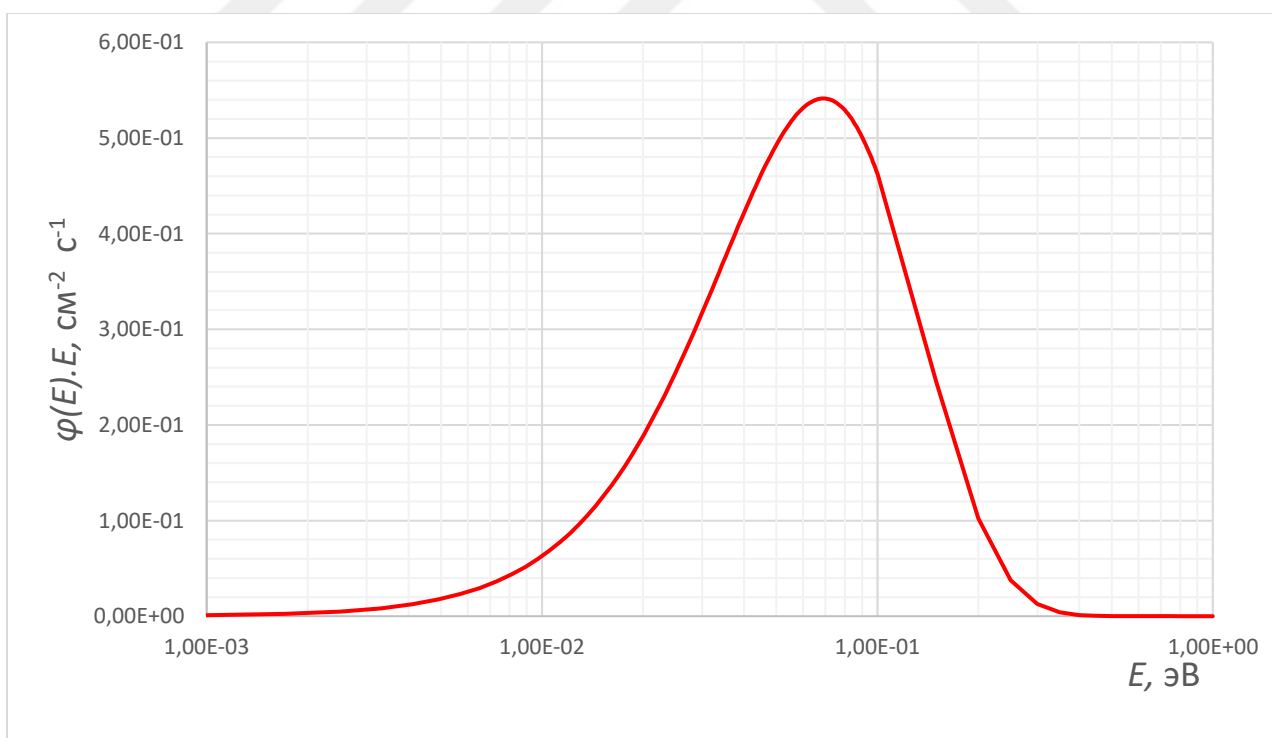


Рисунок 2.2 Дифференциальная энергетическая плотность потока тепловых нейтронов (  $T= 400$  К )

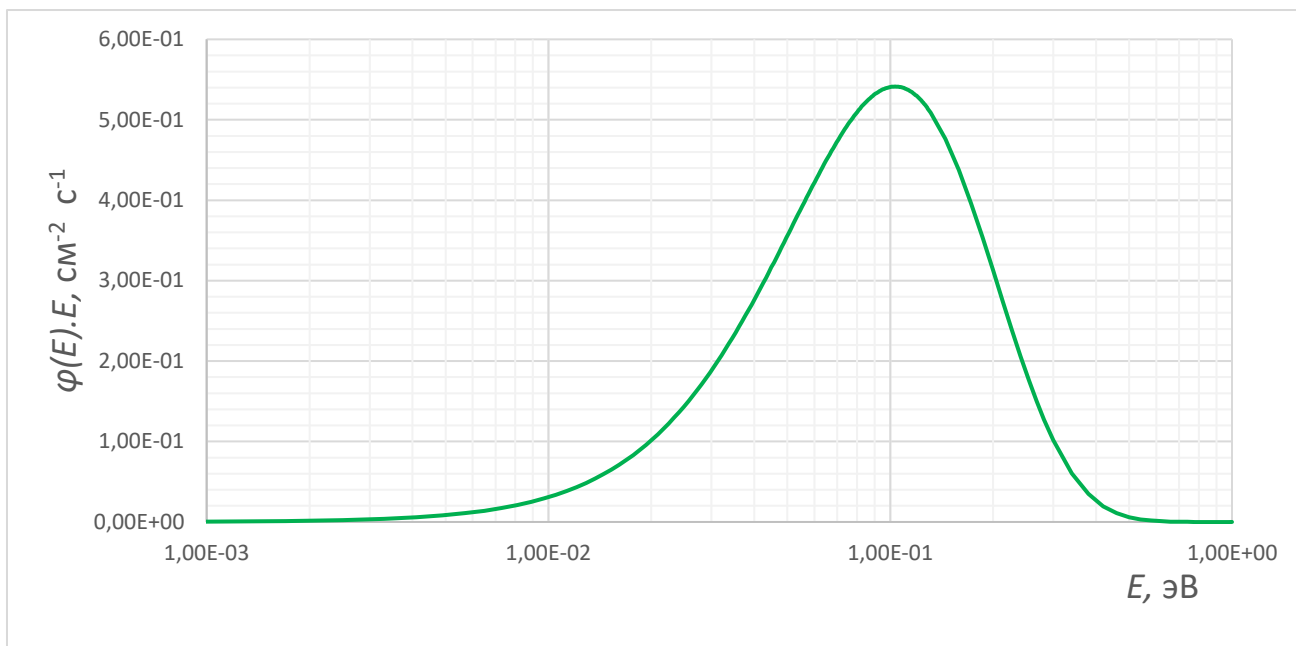


Рисунок 2.3 Дифференциальная энергетическая плотность потока тепловых нейтронов ( T= 600 К )

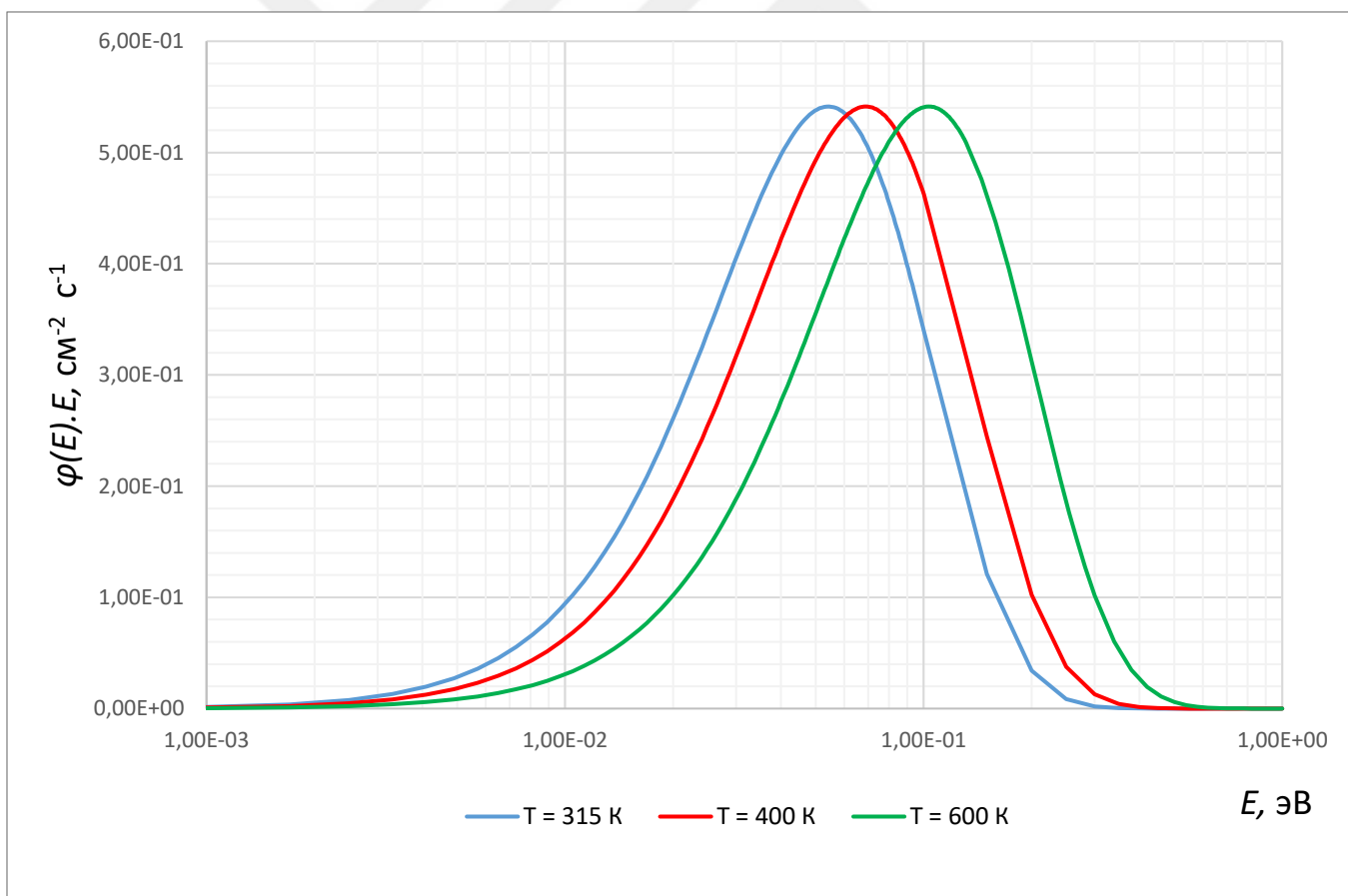


Рисунок 2.4 Дифференциальная энергетическая плотность потока тепловых нейтронов ( T= 315 К, 400 К, 600 К )

Спектры тепловых нейтронов представлены в энергетическом диапазоне от 0.0001 эВ до 1 эВ. Максимум дифференциальной плотности потока тепловых нейтронов приходится на энергию  $kT$ , при этом площади этих спектров одинаковы. Видно, что максвеловская часть спектра существенно зависит от температуры среды.

### Глава 3. Определение спектра промежуточных нейтронов активационным методом

Спектр промежуточных нейтронов можно представить в виде

$$\Phi_{\text{нт}}(E) = \Phi_{\text{нт}} \frac{\Delta(E/kT)}{E}, \quad (2.1.6)$$

где  $\Delta(E/kT)$  – функция переходной области.

Или для более подробного описания спектра промежуточных нейтронов:

$$\Phi_{\text{нт}}(E) = \Phi_{\text{нт}} \frac{\left(\frac{E}{E^*}\right)^\beta}{E} \Delta\left(\frac{E}{E_T}\right) \exp\left\{-U \left[\left(\frac{E}{E^*}\right)^{1/2} - 1\right]\right\} \frac{\Delta(E/kT)}{E}. \quad (2.1.7)$$

Предлагаемая функция через параметры спектра  $\beta$  и  $U$  позволяет скорректировать параметры и форму спектра.

Интегральную характеристику  $\Phi_{\text{нт}}$  для начальных оценок приняли равной 1. В работе принято считать  $E^* = 1$  эВ – это одновременно и начало спектра промежуточных нейтронов и энергия немного выше энергии кадмиевой отсечки  $E_{\text{Cd}}$ .

Помимо переходной области  $\Delta(E/kT)$  в данном представлении спектра появляются параметры  $\beta$  и  $U$ . Параметр  $\beta$  учитывает отличие формы спектра от вида  $1/E$  (фермиевского распределения). Реально отличие от фермиевского спектра можно учесть через изменение параметров наклона функции.

Через указанные параметры появляется возможность учесть условия формирования спектров (замедлитель, теплоноситель) и их влияние на вид спектра.

В данной работе исследовались возмущения спектров в зависимости от значений параметров  $\beta$  и  $U$ :  $\beta = 0.05; -0.05; 0.1; -0.1; 0.9; 1; 1.1$ ; и  $U = 0.5; -1; -2; 1; 1.5; 2$ . На рисунках 3.1-3.8 показаны деформации в форме спектра при изменении параметров расчета. Приведены рассчитанные дифференциальные спектры промежуточных нейтронов в зависимости от параметров бета и  $U$  при температуре 315 К для замедлителей из воды и графита.

Это доказывает возможность уточнять спектр через параметры в итерационном процессе.

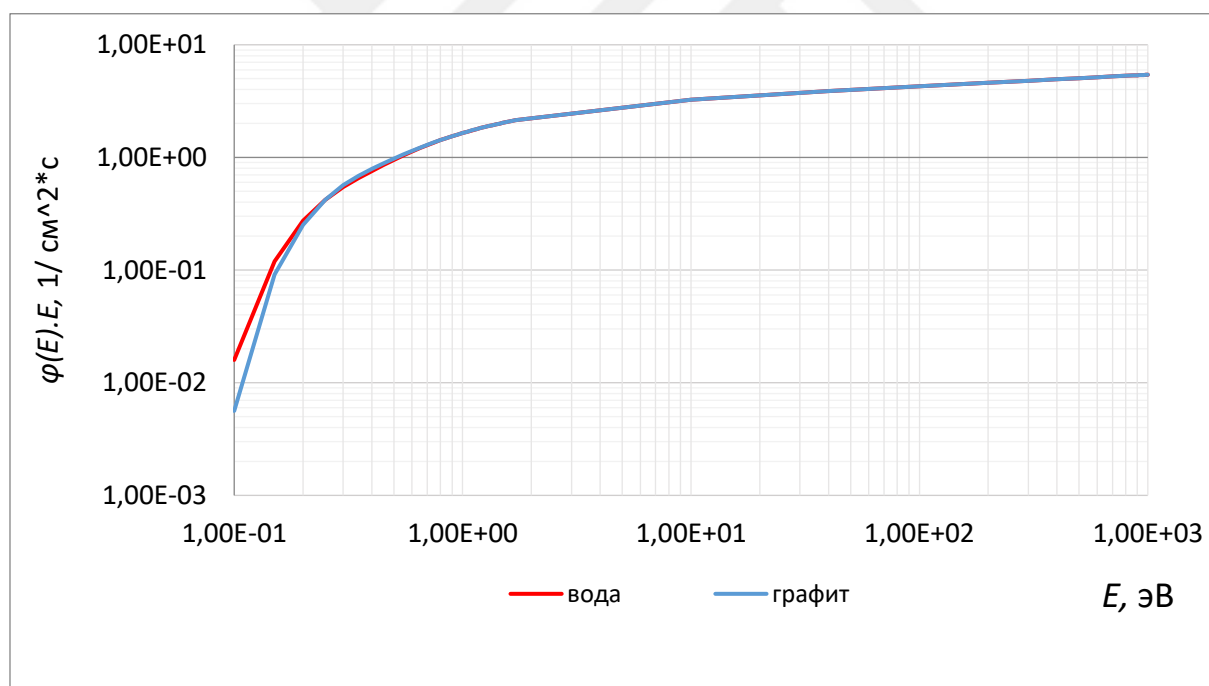


Рисунок 3.1 Дифференциальная энергетическая плотность потока промежуточных нейтронов ( $T = 315 \text{ К}$ ),  $\beta = 0.1$ ;  $U = 1$ .

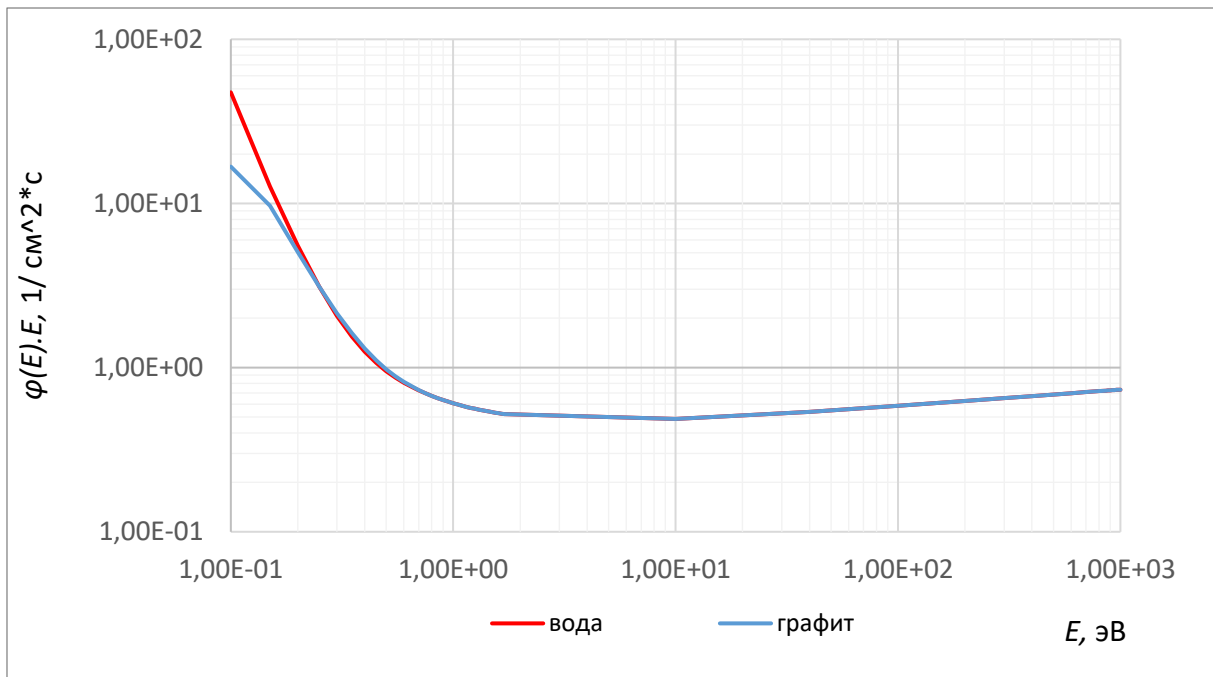


Рисунок 3.3 Дифференциальная энергетическая плотность потока промежуточных нейтронов ( $T= 315 \text{ K}$ ),  $\beta = 0.1$ ;  $U = -1$ .

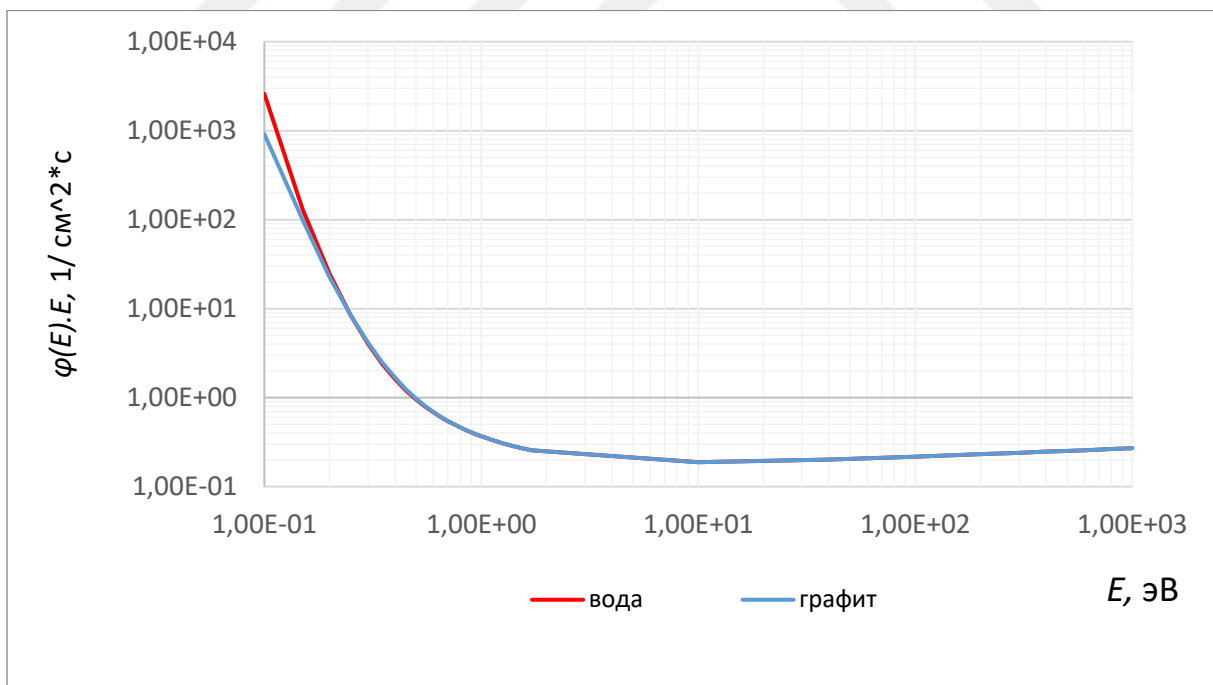


Рисунок 3.2 Дифференциальная энергетическая плотность потока промежуточных нейтронов ( $T= 315 \text{ K}$ ),  $\beta = 0.1$ ;  $U = -2$ .

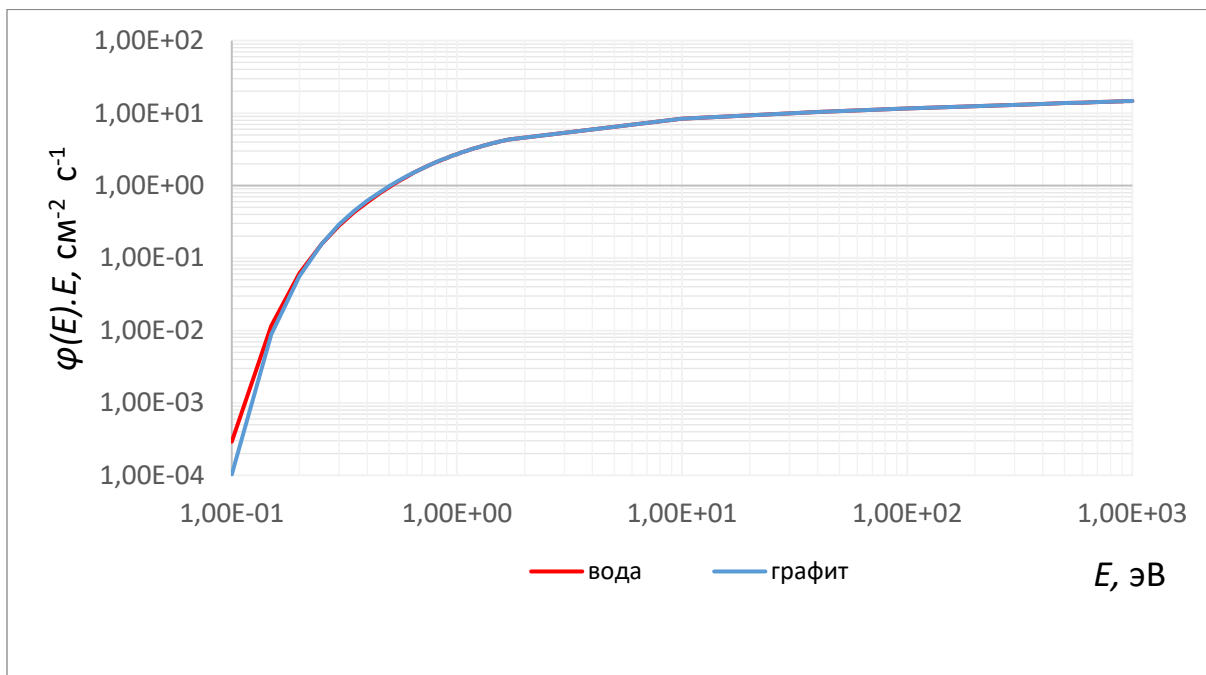


Рисунок 3.4 Дифференциальная энергетическая плотность потока промежуточных нейтронов ( $T=315\text{K}$ ),  $\beta=0.1$ ;  $U=2$ .

На первых четырех спектрах бета постоянно и равно 0.1, а параметр  $U$  меняется 1; -1; 2; -2 при температуре 315К. Таким образом исследовали влияние параметра  $U$  на результат аппроксимации.

А на следующих спектрах, наоборот, параметр  $U$  задан постоянным (-1), а бета меняется 0.05, 0.1, -0.05, -0.1 при температуре 315 К. Видна деформация спектров, что дает возможность уточнять форму спектра через параметры в итерационном процессе.

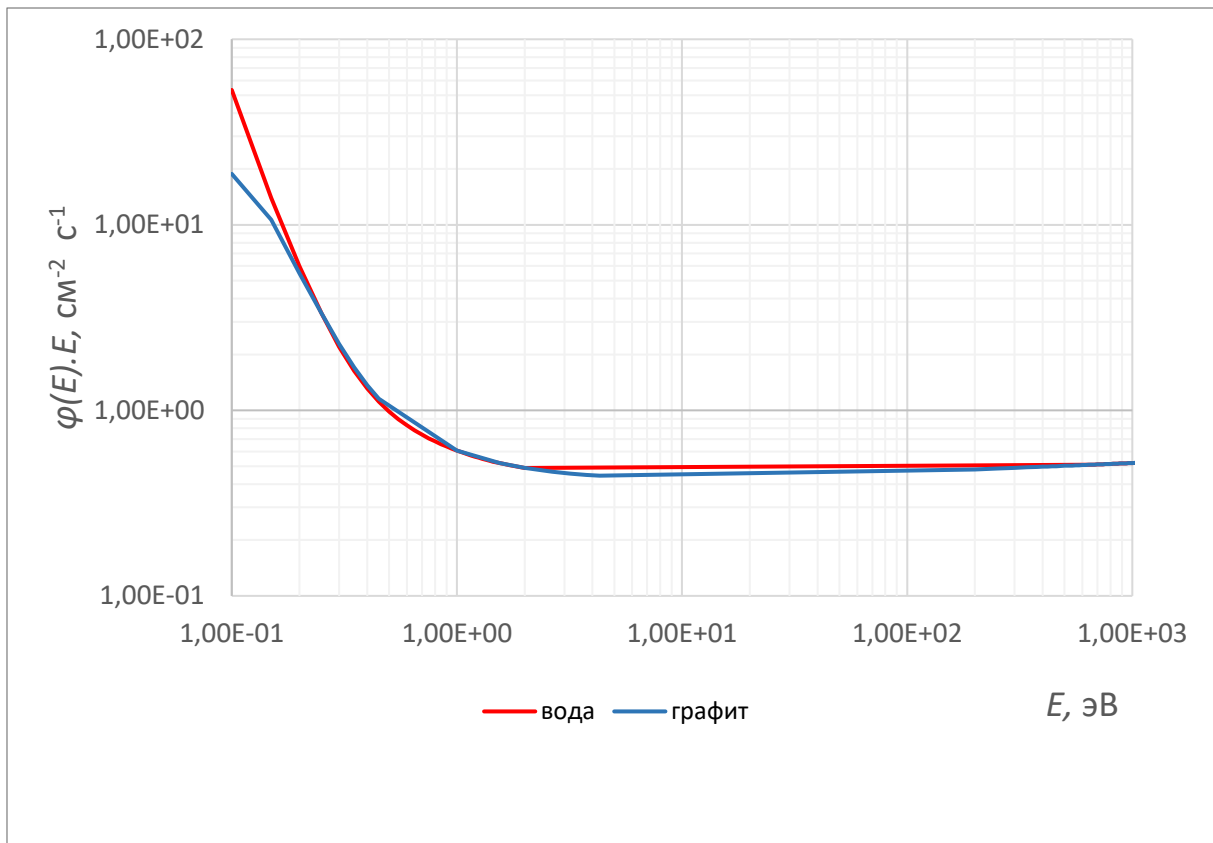


Рисунок 3.5 Дифференциальная энергетическая плотность потока промежуточных нейтронов ( $T=315\text{K}$ ),  $\beta=0.05$ ;  $U= -1$ .

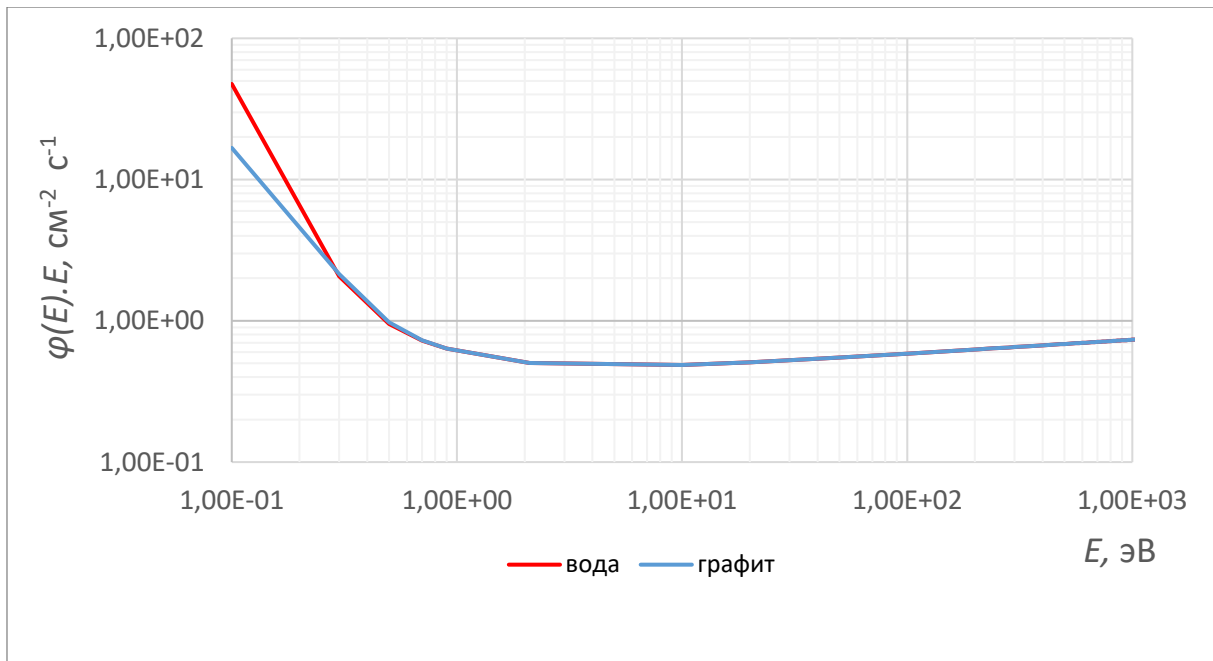


Рисунок 3.6 Дифференциальная энергетическая плотность потока промежуточных нейтронов ( $T=315\text{K}$ ),  $\beta=0.1$ ;  $U= -1$ .

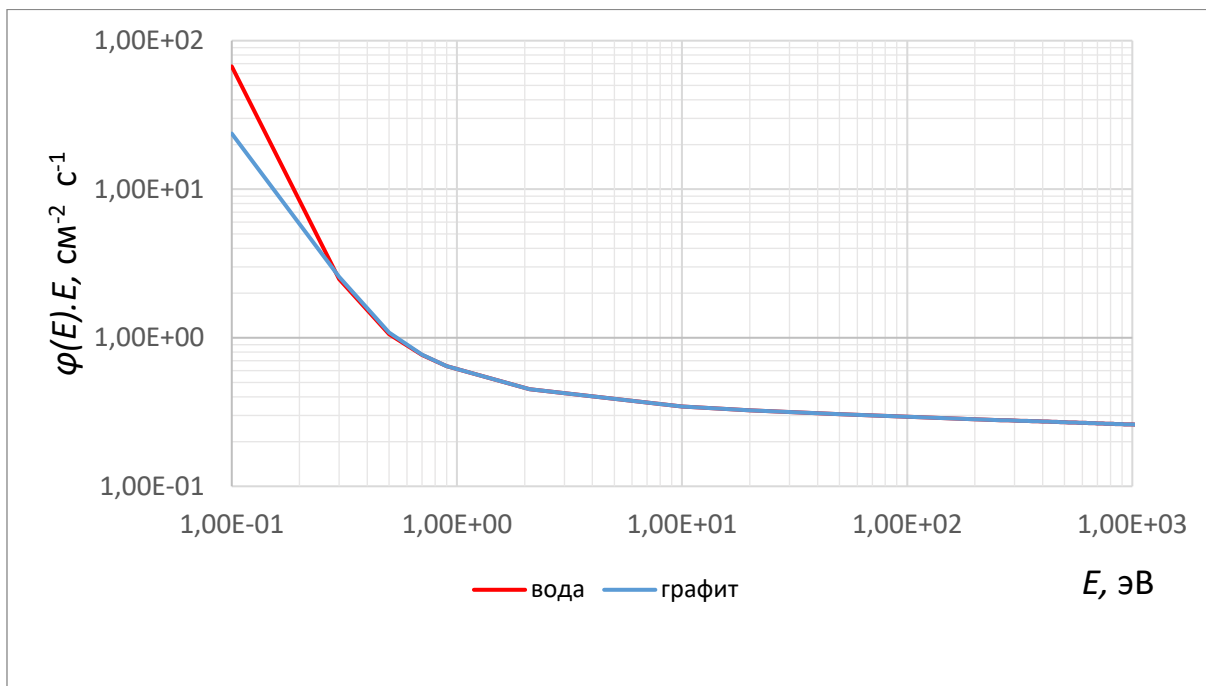


Рисунок 3.7 Дифференциальная энергетическая плотность потока промежуточных нейтронов ( $T=315\text{K}$ ),  $\beta=0.1$ ;  $U= -1$ .

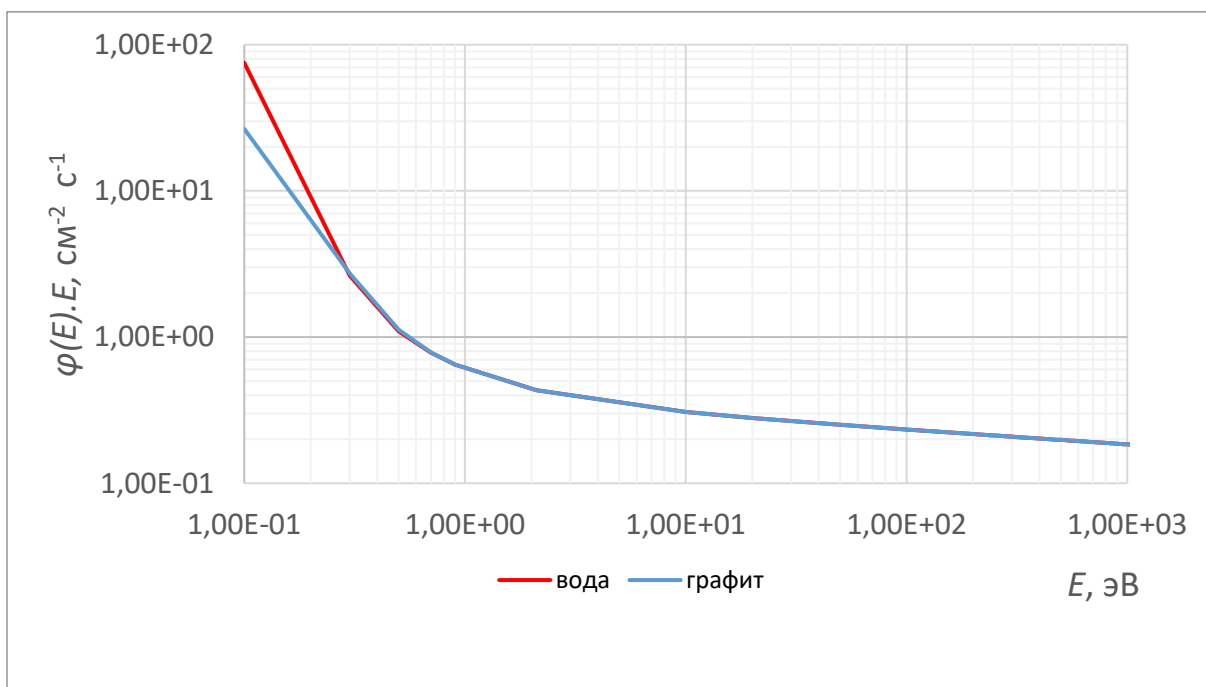


Рисунок 3.8 Дифференциальная энергетическая плотность потока промежуточных нейтронов ( $T=315\text{K}$ ),  $\beta= -0.1$ ;  $U= -1$ .

В работе также проведены аналогичные расчеты дифференциальных спектров промежуточных нейтронов в зависимости от различных параметров бета и  $U$  для температур 400К и 600К.

Параметры  $\beta$  и  $U$  для реальных спектров на подготовительном этапе можно рассчитать по данным измерений в отдельных точках энергий. И после этого подобрать аппроксимирующие функции.

#### **Глава 4. Аппроксимация спектра функцией переходной области**

В главе рассматриваются характерные виды функции  $\Delta(E/kT)$ , называемые функцией переходной области. Функция переходной области ближе к энергии кадмиевой отсечки приближается к единице. Здесь заканчивается тепловая область и начинается область промежуточных нейтронов. В большинстве случаев в средах, являющихся хорошими замедлителями, для энергий, больших (20-30)  $kT$ , функция переходной области постоянна и равна единице, однако в средах с значительным поглощением этого не наблюдается.

Наиболее простой аппроксимацией функции переходной области является

$$\Delta(E/kT) = \begin{cases} 1 & (E \geq \mu\text{кТ}) \\ 0 & (E < \mu\text{кТ}) \end{cases} \quad (2.1.8)$$

Для спектров надтепловых нейтронов, сформированных в воде и графите,

обычно принимают  $\mu = 3.4 \pm 0.2$ .

Исследованные функции переходной области предложены разными авторами для случая замедлителей из воды, тяжелой воды, графита, произвольных случаев и для функции Весткотта для температур 315 К, 400 К, 600 К. Распределение тепловых нейтронов и переходная функция позволяют описать весь спектр в данном диапазоне энергий.

Весткотт рассмотрел четыре типа альтернативных  $\Delta$ -функций, из которых наибольшее предпочтение отдается функции вида

$$\Delta(E/kT) = \left[ 1 - \frac{0.26}{1 - (E/16.4kT)^5} + \left( \frac{4.75kT}{E} \right)^7 \right]^{-1}. \quad (2.1.9)$$

Для замедлителя из воды используется  $\Delta$ -функция вида

$$\Delta(E/kT) = 1 + 2.2 \left( \frac{E}{E_T} - 3.5 \right) \exp \left( -0.4 \frac{E}{E_T} \right); \quad E \geq 2.34E_T. \quad (2.1.10)$$

Для замедлителя из графита используется  $\Delta$ -функция вида

$$\Delta(E/kT) = 1 + 1.6 \left( \frac{E}{E_T} - 5.0 \right) \exp \left( -0.333 \frac{E}{E_T} \right); \quad E \geq 3.19E_T. \quad (2.1.11)$$

Для замедлителя из тяжелой воды используется  $\Delta$ -функция вида

$$\Delta(E/kT) = 1 + 0.694 \left( \frac{E}{E_T} \right) \exp \left( -0.213 \frac{E}{E_T} \right); \quad E \geq 3.54E_T. \quad (2.1.12)$$

Для замедлителя произвольного случая используется  $\Delta$ -функция вида

$$\Delta(E/kT) = 1 - \exp \left( - \frac{E}{E_T} + 2.415 \right); \quad E \geq 2.415E_T; \quad (2.1.13)$$

Для эквивалентной ступенчатой  $\Delta$ -функции  $\mu=3.25$ . Для простой аппроксимации с малым поглощением применена функция переходной области вида

$$\Delta(E/kT) = \begin{cases} 0 & (E < E_{нт} = \mu kT) \\ CE^{+\beta} & (E \geq E_{нт}) \end{cases}. \quad (2.1.14)$$

Условия нормировки, применяемые в [1],  $C = E_{нт}^{-\beta}$ , у авторов книги  $C = 1$ . На наш взгляд нормировка  $C=1$  следует отдать предпочтение, так как сохраняется смысл  $\Phi_{нт}$  как плотности потока надтепловых нейтронов при энергии 1эВ при всех представлениях  $\Delta$ -функции.

Для измерения характеристики поля тепловых и промежуточных нейтронов обычно применяют  $(n,\gamma)$ , сечение активации которых представляет суперпозицию сечений, изменяющихся по закону  $\frac{\sigma_a \sqrt{E_0}}{\sqrt{E}}$ , плюс брейт- вигнеровский резонанс.

На следующих рисунках 4.1, 4.2 и 4.3 показаны рассчитанные функции переходной области для разных видов замедлителей при температуре нейтронного газа 315 К. Аналогичные расчеты проведены для температур 400К и 600К.

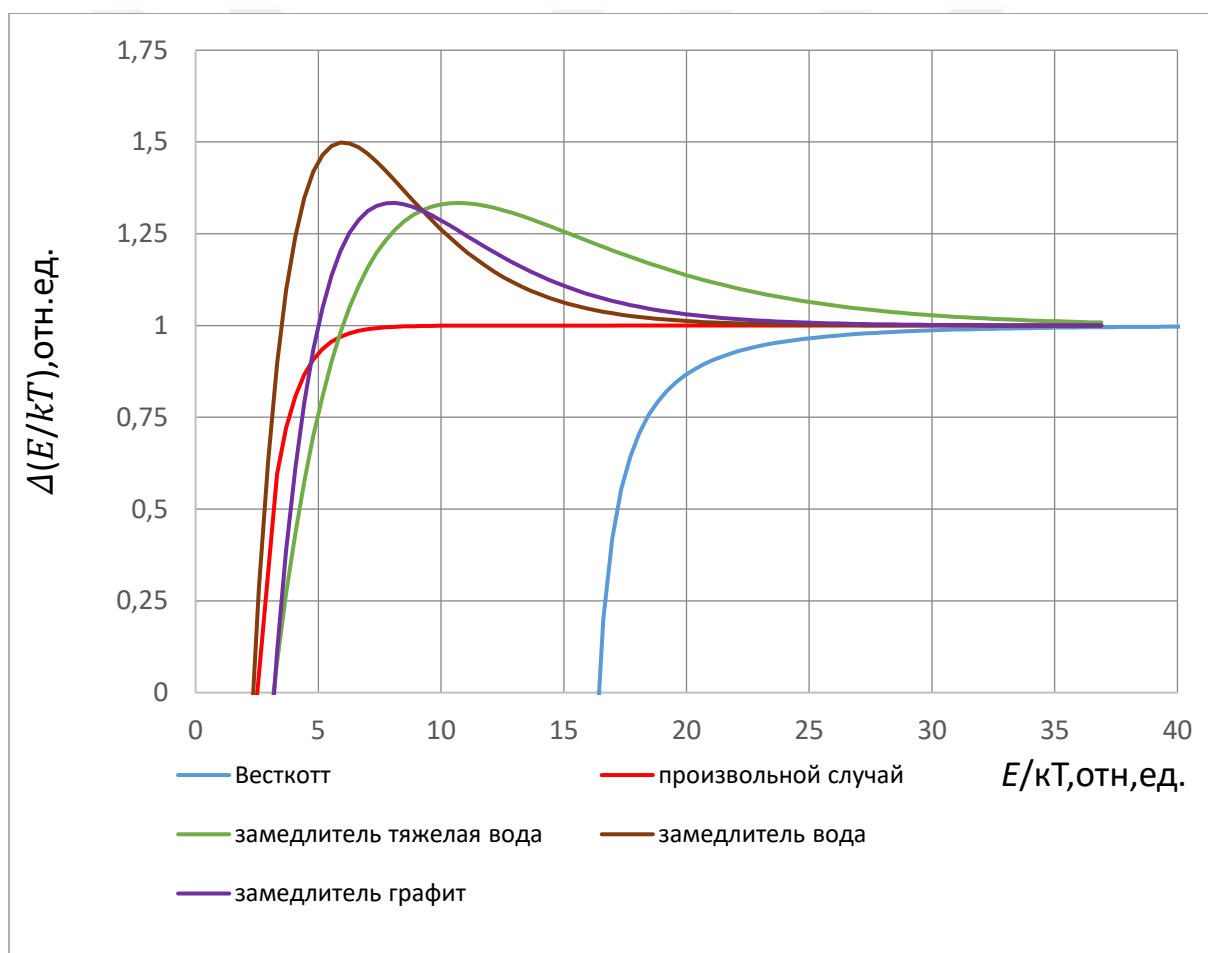


Рисунок 4.1 Дельта-функция переходной области для разных замедлителей (T=315 К)

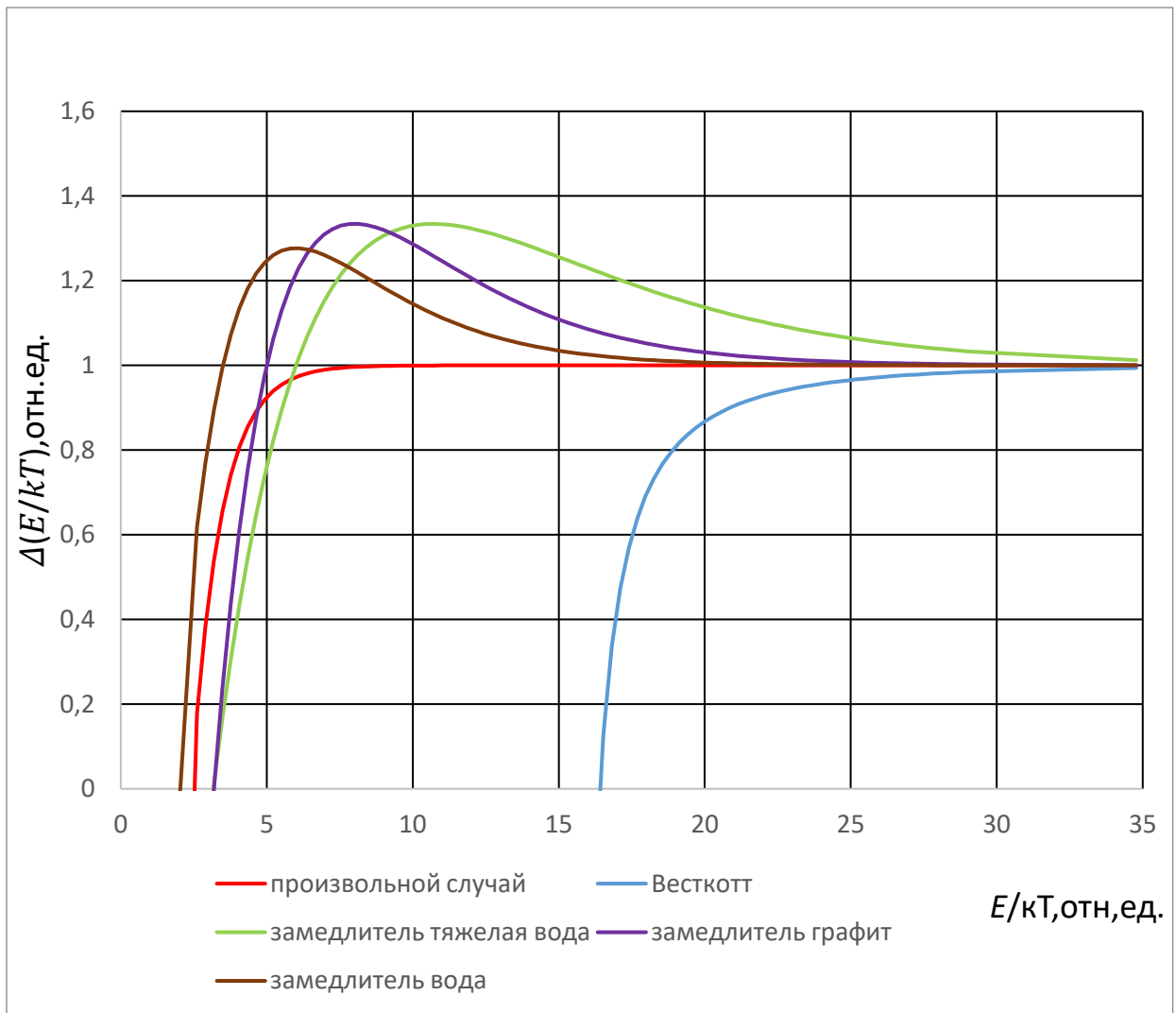


Рисунок 4.2 Дельта-функция переходной области для разных замедлителей (T=400 К)

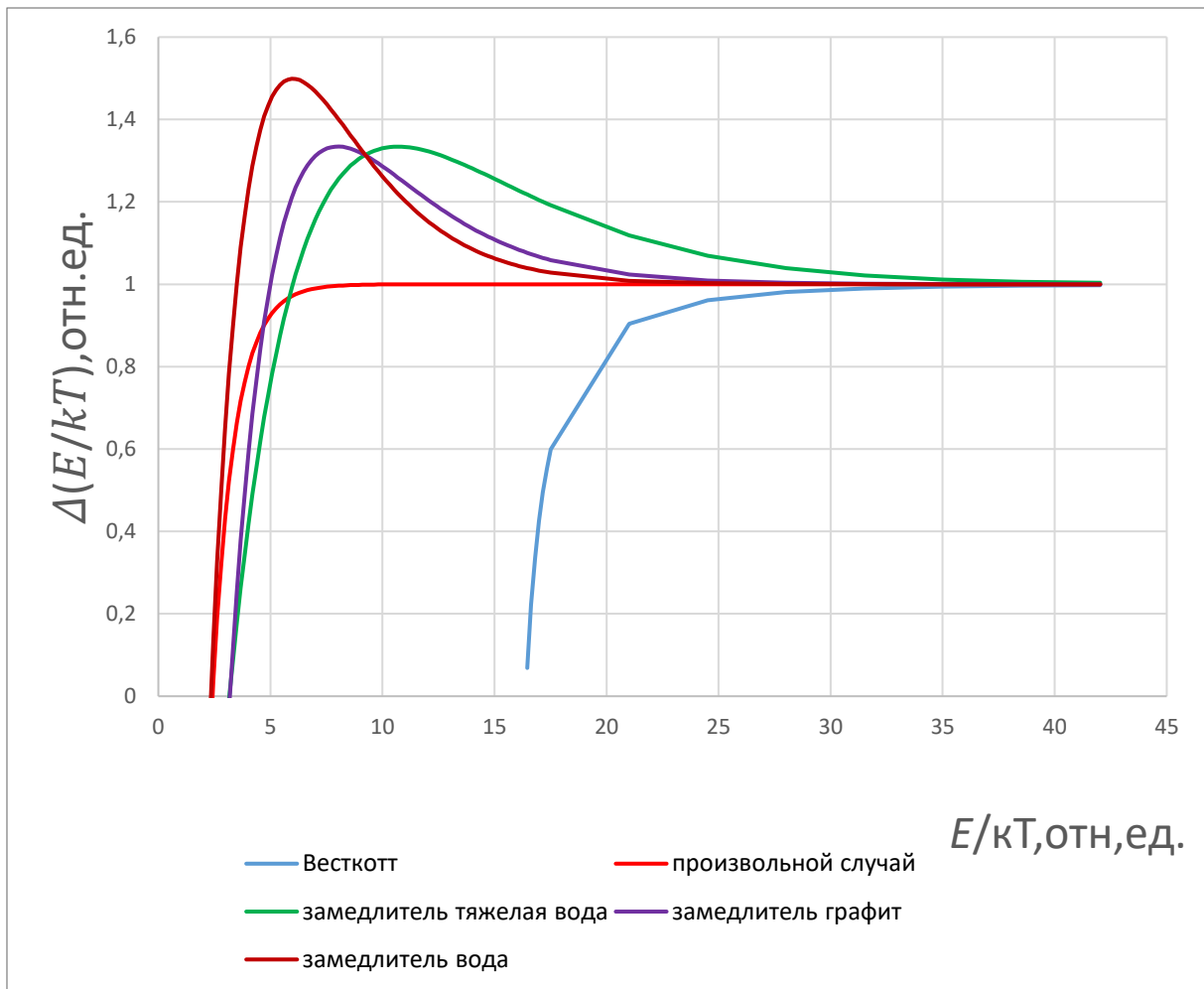


Рисунок 4.3 Дельта-функция переходной области для разных замедлителей (T=600 К)

Из рисунков видно, что дельта - функции резко меняются по энергии. Функция переходной области постоянна или имеет некоторый наклон для фермиевских спектров. Что также учитывается параметрами. Отличия от фермиевского учитывается через параметр бета. В данном случае бета=1. В первом приближении таким образом можно представить переход от теплового спектра к надтепловому. Для более подробного описания требуются уточнения функции.

## Глава 5. Определение спектров тепловых и надтепловых нейтронов

### 5.1 Аппроксимация реальных спектров

В главе рассмотрены результаты аппроксимации спектров тепловых и надтепловых нейтронов максвелловским распределением и обобщенной функцией переходной области.

На рисунке 5.1 отображается взаимное сопряжение спектров тепловых и промежуточных нейтронов ( $T=315$  К). Здесь работает суперпозиция функций: красным цветом показано распределение тепловых нейтронов; оранжевым область перехода и серым надтепловая часть спектра. Отмечается постепенное уширение спектра при переходе от тепловой к надкадмиевой области. И плавный переход к фермиевскому распределению с некоторым наклоном.

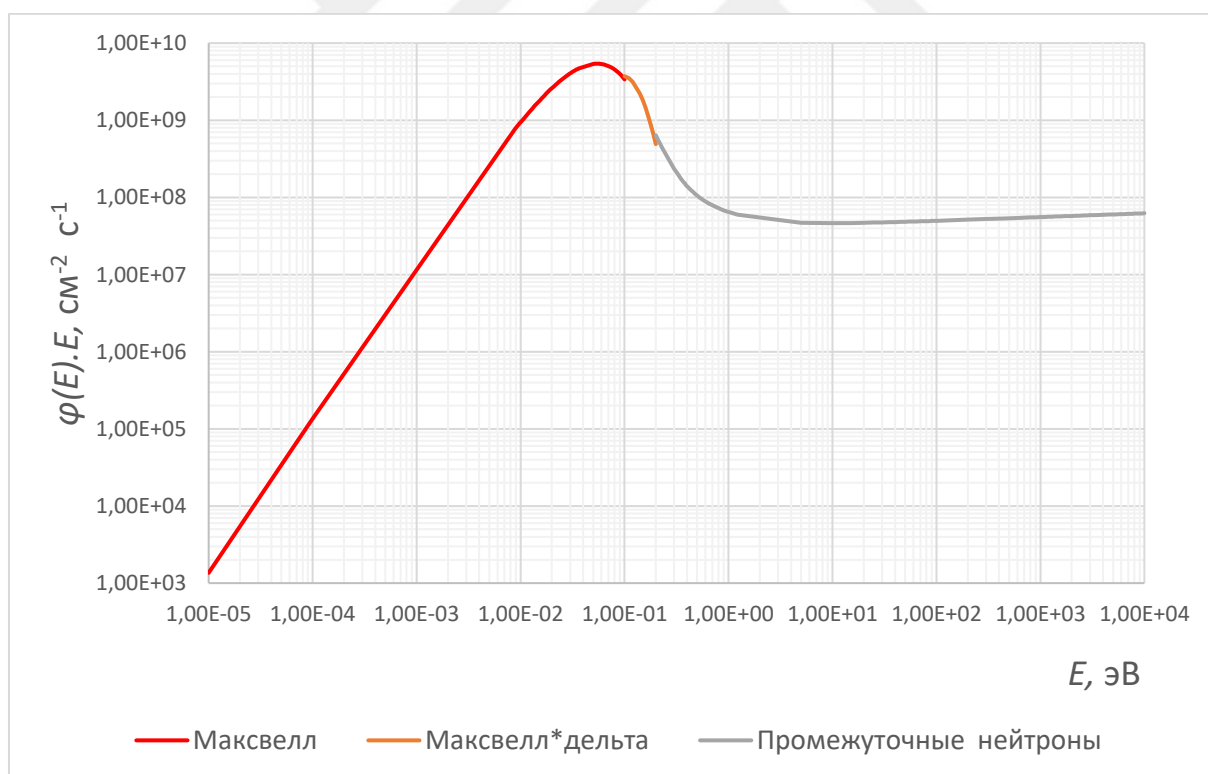


Рисунок 5.1 Сопряжения спектров тепловых и промежуточных нейтронов ( $T=315$  К)

Экспериментальные интегральные характеристики спектров на рисунках 5.1 и 5.2 соответствуют  $\Phi_T = 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  и  $\Phi_{HT} = 1.069 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  при бета = 0.05 и  $U = -1$ .

На рисунке 5.2 для наглядности показана красным часть теплового спектра, чтобы увидеть постепенное уширение спектра в области работы дельта-функции.

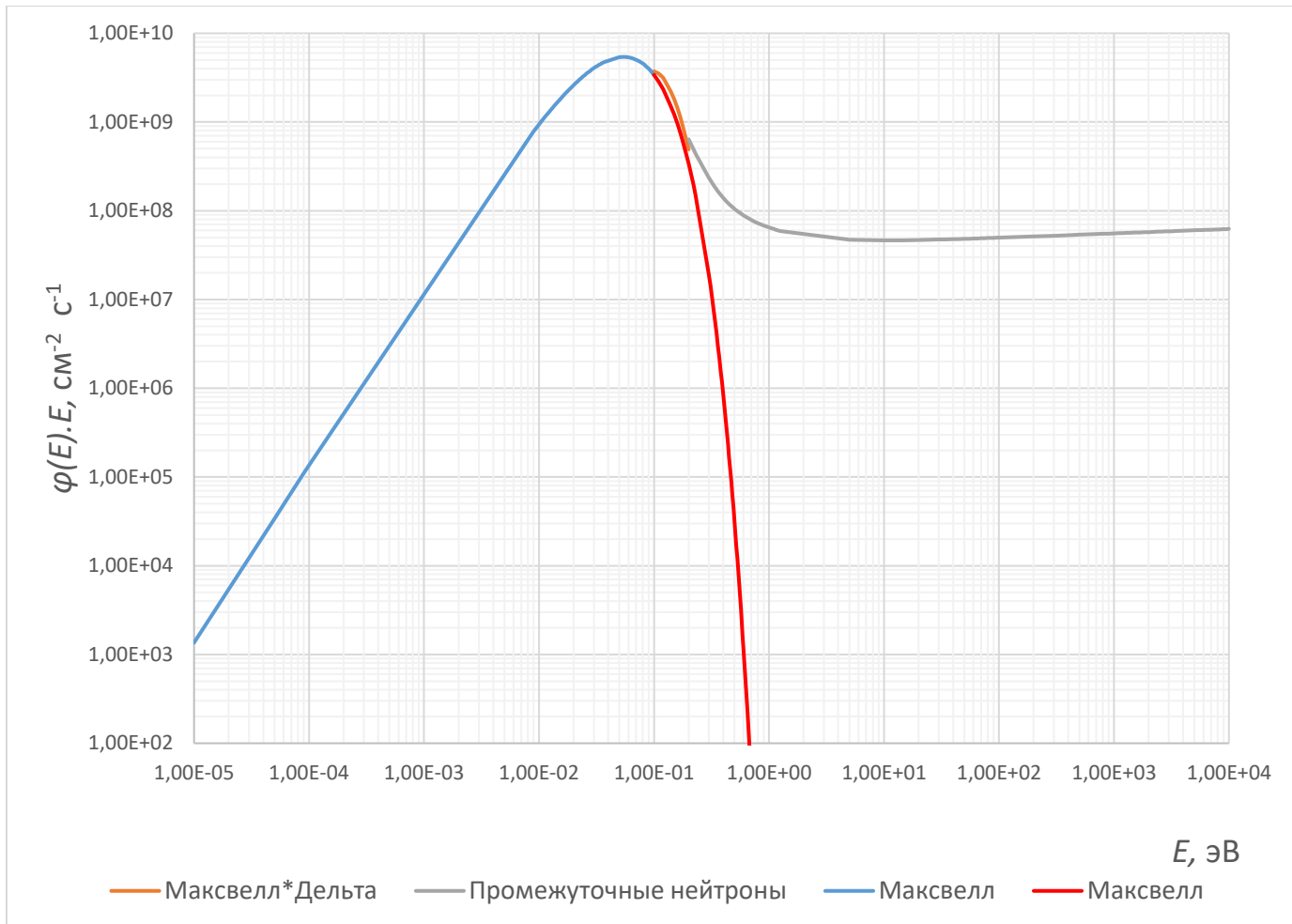


Рисунок 5.2 Сопряжения спектров тепловых и промежуточных нейтронов; для сравнения представлено распределение Максвелла (T=315 К)

На рисунках 5.3 и 5.4 показаны спектр тепловых и надтепловых нейтронов для температуры 600 К. Отчетливо видно влияние функции переходной области на форму спектра надтепловых нейтронов.

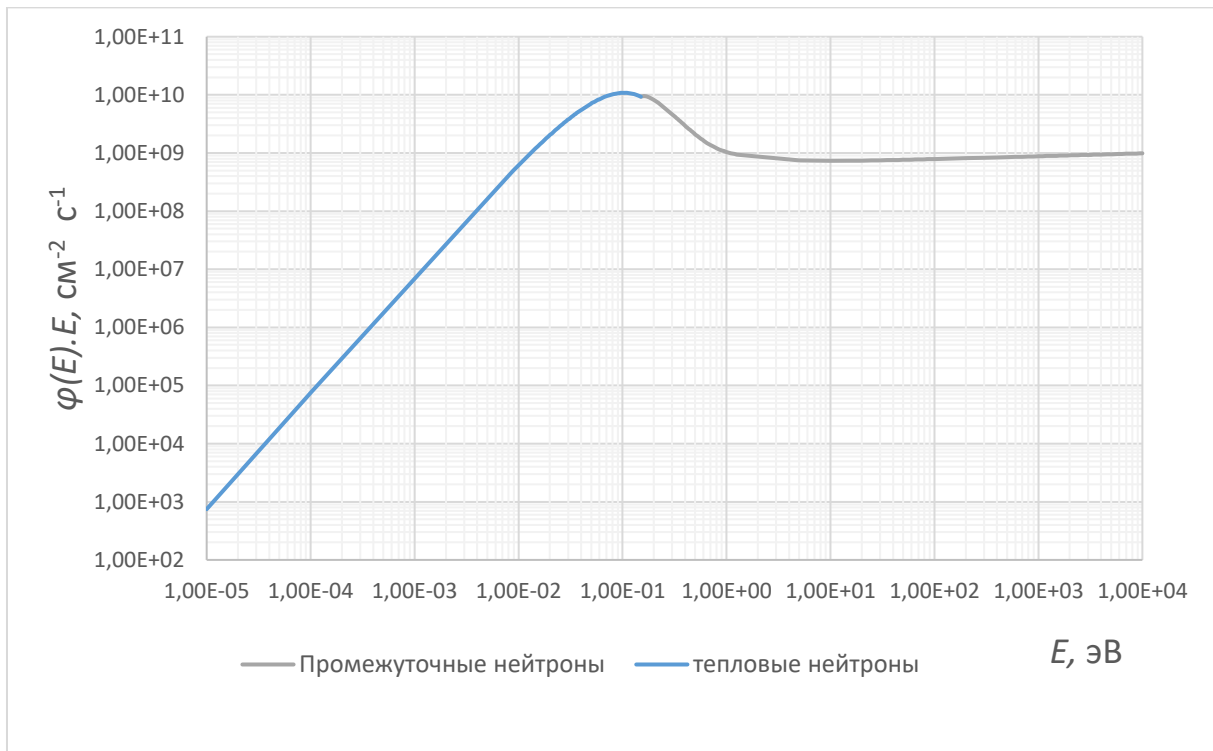


Рисунок 5.3 Сопряжения спектров тепловых и промежуточных нейтронов ( $T=600 \text{ К}$ )

Экспериментальные интегральные характеристики на рисунках 5.3 и 5.4  $\Phi_T = 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  и  $\Phi_{\text{HT}} = 9.862 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  при  $\beta = 0.05$  и  $U = -1$ .

На рисунке 5.4 можно видеть, что деформация спектра здесь более значительная, что определяется более высоким значением температуры нейтронов. Предложенная аппроксимация позволяет описать данный участок спектра более корректно.

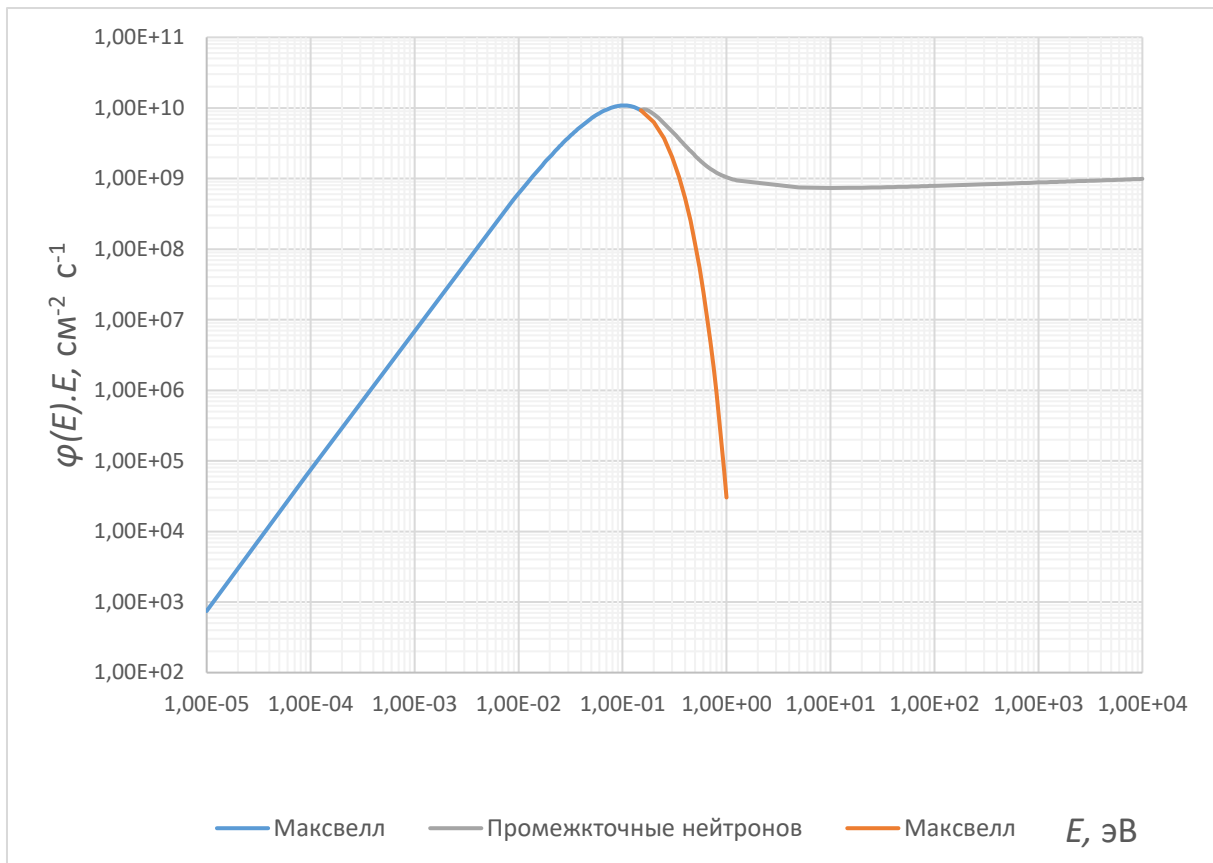


Рисунок 5.4 Сопряжения спектров тепловых и промежуточных нейтронов; для сравнения дано распределение Максвелла ( $T=600\text{ K}$ )

## 5.2 Анализ результатов

Предложенный подход позволяет определить спектр нейтронов в тепловой и надтепловой области. С учетом экспериментальной информации (активационные интегралы реакций захвата) имеется возможность выбрать первоначальное значение параметров и наклон спектра и провести предварительное восстановление спектра с дальнейшим его уточнением через вариацию параметров. При этом важно правильно выбрать функцию переходной области в соответствии с условиями формирования реальных спектров (замедлитель, теплоноситель, геометрия измерений).

Данный алгоритм может быть реализован также в компьютерных программах расчета спектров. В данном приложении оцененный спектр будет являться начальным приближением в рекуррентной процедуре поиска спектра.

Тепловой спектр в этом случае задается максвелловским распределением с некоторой температурой, а надтепловой – обобщенной функцией переходной области, позволяющей осуществить переход от тепловых нейтронов к области надкадмиевых и эпитепловых. При этом параметры  $\beta$  и  $U$  могут уточняться программным образом. Критерием может быть максимальное приближение расчетных параметров спектра к интегральным данным эксперимента. Здесь же формируется и наклон фермиевской части спектра.

В Приложении приведены результаты расчетов по теме настоящей работы.



## Заключение

Основные результаты проделанной работы:

- Разработан алгоритм и написана программа в среде Excel для расчета спектра тепловых нейтронов с учетом температуры нейтронного газа.
- Разработан алгоритм и написана программа в среде Excel для расчета функций переходной области для разных условий формирования спектра.
- Разработан алгоритм и написана программа в среде Excel для расчета обобщенной функции переходной области с изменяющимися спектральными параметрами.
- Представлены результаты расчетов и сравнение спектров тепловых нейтронов с заданными значениями температуры.
- Представлены результаты расчетов и сравнение по параметрам спектров тепловых и надтепловых нейтронов.
- Даны рекомендации по использованию полученной системы расчета для восстановления спектров реальных ядерно-физических установок

## Список литературы

1. Брискман Б.А., Генералова В.В., Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С. Внутрореакторная дозиметрия. М.: Энергоатомиздат, 1985, с. 127-174.
2. Крамер-Агаев Е. А., Трошин В. С., Тихонов Е. Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М.: Атомиздат, 1976.
3. Лапенас А. А. Измерение спектров нейтронов активационным методом. Рига:ЗИНАТНЕ, 1975, с. 85.
4. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1968, с. 295
5. Беланова Т. С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б., Пляскин В. И. Радиационный захват нейтронов. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986, 248с.
6. Кузнецов Р. А. Активационный анализ. М.: Атомиздат, 1974.
7. Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. Ядерная физика. Изд. 2-е, перераб. М., «Наука», 1980 г., 728 с.
8. Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Изд. 2-е, перераб. и доп. М., Атомиздат, 528 с.
9. Фронтасьева М. В. Нейтронный активационный анализ на реакторе ИБР-2 ЛНФ ОИЯИ. Методическое пособие. Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна, 2009.
10. Lederer C.M., Hollander J.M., Periman I. Tables of isotopes .Sixth ed. N.Y., 1968.

## Приложение.

В таблицах 1,2,3 приведены численные значения спектра тепловых нейтронов T = 315K; 400K; 600K

Таблица 1 (T=315K)

Таблица 2 (T=400K)

Таблица 3 (T=600K)

E	$\varphi(E)$
0,0001	0,1356622
0,0009	1,185443511
0,0193	12,89211388
0,0201	13,03594082
0,0297	13,51626682
0,0361	12,97309202
0,0393	12,55009004
0,0481	11,10130036
0,0489	10,95764269
0,0497	10,81294921
0,0513	10,5211724
0,0601	8,908318362
0,0609	8,76431642
0,0617	8,621154312
0,0625	8,478905026
0,0689	7,380995912
0,0697	7,249499423
0,0705	7,11940759
0,0785	5,90091534
0,0817	5,457450163
0,0985	3,539756801
0,0993	3,464702437
0,1001	3,39101936
0,15	0,80595108
0,1999	0,170353652
0,2997	0,006424922
0,3995	0,000215447
0,4494	3,84395E-05
0,5991	2,0446E-07
0,649	3,51297E-08
0,6989	6,0002E-09
0,7987	1,72495E-10
0,8985	4,88151E-12
0,9983	1,36439E-13
1	1,28361E-13

E	$\varphi(E)$
0,0001	0,083772791
0,0009	0,736673247
0,0049	3,571704206
0,0057	4,059603929
0,0097	6,152159117
0,0153	8,249983484
0,0193	9,26757211
0,0201	9,430487107
0,0209	9,58106436
0,0297	10,54987605
0,0305	10,58571387
0,0313	10,61436584
0,0361	10,65205344
0,0369	10,63853689
0,0377	10,6200434
0,0385	10,59680821
0,0393	10,56905841
0,0401	10,53701319
0,0465	10,14988988
0,0473	10,0878571
0,0497	9,88740627
0,0593	8,931687593
0,0697	7,765936803
0,0793	6,689399003
0,0801	6,602004761
0,1001	4,620750057
0,15	1,630107295
0,1999	0,511427714
0,2498	0,150456318
0,2997	0,042496315
0,649	3,68837E-06
0,7987	5,92262E-08
0,9484	9,17616E-10
0,9983	2,27393E-10
1	2,16828E-10

E	$\varphi(E)$
0,0001	0,037340393
0,0009	0,330903356
0,0017	0,615442323
0,0097	3,008208479
0,0105	3,206308244
0,0145	4,098102857
0,0153	4,257807855
0,0161	4,411642176
0,0169	4,559748451
0,0233	5,55454268
0,0289	6,182279866
0,0337	6,569909313
0,0377	6,802518064
0,0385	6,840200925
0,0393	6,875122736
0,0497	7,11019286
0,0505	7,113709829
0,0593	7,045908458
0,0601	7,031314941
0,0689	6,799215963
0,0697	6,772549188
0,0705	6,745098292
0,0713	6,716893641
0,0793	6,399556653
0,0897	5,919789044
0,0993	5,44277457
0,1999	1,565365338
0,3995	0,065860313
0,5492	0,00500398
0,5991	0,002079268
0,649	0,000857989
0,7987	5,83578E-05
0,8486	2,36181E-05
0,9983	1,53561E-06
1	1,48847E-06

В таблицах 4 и 5 приведены численные значения спектра надтепловых нейтронов для замедлителей воды и графита

Таблица 4 (вода)

E	$\varphi(E)$	$E*\varphi(E)$
0,1	533,1022983	53,31022983
0,15	93,11333123	13,96699968
0,2	29,89467213	5,978934427
0,25	13,33574533	3,333936334
0,35	4,653563858	1,62874735
0,4	3,273558576	1,30942343
0,45	2,47591287	1,114160792
0,5	1,971493381	0,985746691
0,65	1,19906283	0,77939084
0,7	1,056250855	0,739375599
0,75	0,942511119	0,706883339
0,8	0,849941637	0,679953309
0,85	0,773249443	0,657262027
0,9	0,708758266	0,63788244
0,95	0,653835741	0,621143954
1	0,606547989	0,606547989
1,35	0,400625274	0,54084412
1,4	0,381934689	0,534708565
1,45	0,364890585	0,529091349
1,5	0,349287997	0,523931995
1,55	0,334954182	0,519178983
1,6	0,321742597	0,514788155
1,65	0,309528156	0,510721458
1,7	0,298203485	0,506945925
2	0,244512262	0,489024523
680,5	0,000749614	0,510112569
700,5	0,000729252	0,510841197
980,5	0,000529727	0,519396913
1000	0,000519903	0,519903409
1050	0,000496344	0,521160857
1500	0,000353642	0,530462693
2000	0,000269052	0,538103221
2500	0,000217645	0,544113345
3000	0,000183026	0,549077899
4500	0,000124509	0,560291971
5500	0,000102896	0,565930544
6000	9,47323E-05	0,568393721
7000	8,18264E-05	0,572784743
8500	6,80429E-05	0,57836501
9500	6,12197E-05	0,58158682
10000	5,83079E-05	0,583078775

Таблица 5 (графит)

E	$\varphi(E)$	$E*\varphi(E)$
0,1	188,1345177	18,81345177
0,15	71,00126559	10,65018984
0,2	27,41905639	5,483811278
0,25	13,32240365	3,330600912
0,3	7,601203456	2,280361037
0,45	2,561985416	1,152893437
1	0,606673298	0,606673298
1,55	0,334954327	0,519179208
2	0,244512262	0,489024524
3,75	0,119751716	0,449068934
4,3	0,103373648	0,444506688
200	0,002403326	0,480665281
250	0,001943261	0,48581521
300	0,001633669	0,490100793
340	0,001450238	0,493080846
380	0,001304616	0,495753898
480,5	0,001043635	0,501466709
580,5	0,000871902	0,506138879
600,5	0,000844267	0,506982279
700,5	0,000729252	0,510841197
780,5	0,000658005	0,513573231
800,5	0,000642367	0,514215128
820,5	0,000627474	0,514842155
840,5	0,000613272	0,515455003
860,5	0,000599714	0,516054313
880,5	0,000586758	0,516640686
900,5	0,000574364	0,517214682
1000	0,000519903	0,519903409
2000	0,000269052	0,538103221
2500	0,000217645	0,544113345
3000	0,000183026	0,549077899
3500	0,000158089	0,553313113
4000	0,000139252	0,557009759
4500	0,000124509	0,560291971
5000	0,000112649	0,563245133
6500	8,77953E-05	0,57066941
7000	8,18264E-05	0,572784743
8500	6,80429E-05	0,57836501
9000	6,44465E-05	0,5800184
9500	6,12197E-05	0,58158682
10000	5,83079E-05	0,583078775

В таблицах 6 и 7 приведены численные значения функции переходной области для замедлителя из воды и графита

Таблица 6 (вода)

Таблица 7 (графит)

E	E/kT	d(E/kT)
0,01	0,36900369	-4,942958944
0,02	0,73800738	-3,523141576
0,04	1,47601476	-1,467288847
0,05	1,84501845	-0,740617336
0,06	2,21402214	-0,166920134
0,07	2,58302583	0,282102837
0,08	2,95202952	0,629865309
0,09	3,32103321	0,895702819
0,1	3,6900369	1,09555107
0,11	4,05904059	1,242514913
0,2	7,380073801	1,445874398
0,21	7,749077491	1,421274037
0,22	8,118081181	1,395029109
0,23	8,487084871	1,36805421
0,24	8,856088561	1,34104389
0,35	12,91512915	1,11821191
0,36	13,28413284	1,105987533
0,39	14,39114391	1,075770198
0,4	14,7601476	1,067587519
0,41	15,12915129	1,060223769
0,42	15,49815498	1,05360828
0,47	17,34317343	1,029569265
0,48	17,71217712	1,026191657
0,49	18,08118081	1,023184224
0,5	18,4501845	1,020508973
0,51	18,81918819	1,018131369
0,57	21,03321033	1,008559359
0,58	21,40221402	1,00754022
0,59	21,77121771	1,006639606
0,6	22,1402214	1,005844177
0,61	22,50922509	1,005142025
0,62	22,87822878	1,004522529
0,63	23,24723247	1,003976226
0,67	24,72324723	1,002367918
0,68	25,09225092	1,002078501
0,69	25,46125461	1,001823925
0,7	25,8302583	1,001600077
0,8	29,5202952	1,000426122
0,81	29,88929889	1,000372861
0,9	33,2103321	1,0001112
0,99	36,53136531	1,000032749
1	36,900369	1,000028571

E	E/KT	d(E/kT)
0,07	2,58302583	-0,636193394
0,08	2,95202952	-0,226086135
0,09	3,32103321	0,111056706
0,1	3,6900369	0,386625555
0,11	4,05904059	0,610352254
0,19	7,011070111	1,311605989
0,2	7,380073801	1,326139704
0,21	7,749077491	1,333146223
0,22	8,118081181	1,33417195
0,23	8,487084871	1,33050631
0,24	8,856088561	1,323220503
0,25	9,225092251	1,313200727
0,26	9,59409594	1,301176643
0,27	9,96309963	1,287745728
0,28	10,33210332	1,273394083
0,29	10,70110701	1,258514204
0,3	11,0701107	1,243420132
0,31	11,43911439	1,228360342
0,32	11,80811808	1,213528716
0,4	14,7601476	1,114541509
0,41	15,12915129	1,105126991
0,44	16,23616236	1,08066092
0,45	16,60516605	1,073676874
0,46	16,97416974	1,067229504
0,47	17,34317343	1,061288076
0,48	17,71217712	1,05582179
0,49	18,08118081	1,050800201
0,5	18,4501845	1,046193555
0,51	18,81918819	1,041973032
0,58	21,40221402	1,021078171
0,59	21,77121771	1,019060299
0,6	22,1402214	1,01722726
0,61	22,50922509	1,015563289
0,69	25,46125461	1,006805249
0,7	25,8302583	1,006126904
0,75	27,67527675	1,003608048
0,8	29,5202952	1,002110662
0,81	29,88929889	1,0018947
0,9	33,2103321	1,000710637
0,91	33,57933579	1,000636688
0,99	36,53136531	1,000262842
1	36,900369	1,00023517

В таблицах 8 и 9 приведены численные значения функции переходной области для замедлителя из тяжелой воды и произвольного случая

Таблица 8 (тяжелая вода)

E	$E/kT$	$d(E/kT)$
0,07	2,58302583	-0,367914878
0,08	2,95202952	-0,127959611
0,09	3,32103321	0,083535731
0,1	3,6900369	0,269502615
0,11	4,05904059	0,432591952
0,12	4,42804428	0,575199752
0,19	7,011070111	1,15760995
0,2	7,380073801	1,198870372
0,21	7,749077491	1,232992661
0,22	8,118081181	1,26082019
0,23	8,487084871	1,28310962
0,24	8,856088561	1,300539186
0,3	11,0701107	1,332919605
0,31	11,43911439	1,330153219
0,32	11,80811808	1,325902878
0,33	12,17712177	1,320408727
0,4	14,7601476	1,262112362
0,41	15,12915129	1,252506115
0,42	15,49815498	1,242854504
0,5	18,4501845	1,16974853
0,51	18,81918819	1,161568306
0,59	21,77121771	1,105994712
0,6	22,1402214	1,100275278
0,61	22,50922509	1,094814878
0,62	22,87822878	1,089607031
0,7	25,8302583	1,056139289
0,71	26,19926199	1,052861497
0,72	26,56826568	1,049758473
0,73	26,93726937	1,046822524
0,74	27,30627306	1,044046123
0,8	29,5202952	1,030341389
0,81	29,88929889	1,02848797
0,82	30,25830258	1,026741387
0,83	30,62730627	1,025096078
0,84	30,99630996	1,023546711
0,9	33,2103321	1,015994869
0,91	33,57933579	1,014986357
0,92	33,94833948	1,01403892
0,97	35,79335793	1,010102392
0,98	36,16236162	1,009454433
0,99	36,53136531	1,00884671
1	36,900369	1,008276842

Таблица 9 (произвольной случай)

E	$E/kT$	$d(E/kT)$
0,05	1,84501845	-0,768234427
0,06	2,21402214	-0,222597703
0,09	3,32103321	0,595875876
0,1	3,6900369	0,720579343
0,11	4,05904059	0,80680217
0,12	4,42804428	0,866418604
0,13	4,79704797	0,907638769
0,2	7,380073801	0,993022564
0,21	7,749077491	0,995175641
0,22	8,118081181	0,996664328
0,29	10,70110701	0,999748006
0,3	11,0701107	0,999825766
0,31	11,43911439	0,999879531
0,35	12,91512915	0,999972467
0,36	13,28413284	0,999980963
0,37	13,65313653	0,999986837
0,38	14,02214022	0,999990899
0,39	14,39114391	0,999993707
0,4	14,7601476	0,999995649
0,5	18,4501845	0,999999891
0,54	19,92619926	0,999999975
0,55	20,29520295	0,999999983
0,56	20,66420664	0,999999988
0,57	21,03321033	0,999999992
0,58	21,40221402	0,999999994
0,59	21,77121771	0,999999996
0,6	22,1402214	0,999999997
0,61	22,50922509	0,999999998
0,67	24,72324723	1
0,68	25,09225092	1
0,69	25,46125461	1
0,7	25,8302583	1
0,71	26,19926199	1
0,78	28,78228782	1
0,79	29,15129151	1
0,8	29,5202952	1
0,89	32,84132841	1
0,9	33,2103321	1
0,91	33,57933579	1
0,98	36,16236162	1
0,99	36,53136531	1
1	36,900369	1

В таблицах 10 и 11 приведены численные значения сопряженных спектров тепловых и надтепловых нейтронов

Таблица 10

$E$	$\varphi(E)$	$E*\varphi(E)$
1,0E-05	74666426,34	746,6642634
5,0E-05	373043677,3	18652,18386
9,0E-05	670959802,4	60386,38221
0,0001	745366845,4	74536,68454
0,0089	55964037036	498079929,6
0,0097	60058852725	582570871,4
0,1	1,08142E+11	10814162649
0,11	98053690344	10785905938
0,12	88172035183	10580644222
0,13	78735634657	10235632505
0,14	69893111831	9785035656
0,15	61727112418	9259066863
0,15	61812829279	9271924392
0,16	59654702274	9544752364
0,17	55330806849	9406237164
0,9	1232527958	1109275162
0,95	1128290979	1071876430
1	1040726125	1040726125
1	1040726125	1040726125
1,1	901790553	991969608,3
1,15	845693477	972547498,6
1,2	796315570,1	955578684,1
1,25	752488953,2	940611191,5
5	148936165	744680824,8
10	73334265,54	733342655,4
15	49066153,07	735992296
20	37022955,83	740459116,6
100	7866176,65	786617665
200	4061621,628	812324325,7
300	2760901,132	828270339,7
700	1233273,203	863291242
800	1086245,947	868996757,8
900	971187,5658	874068809,2
1000	878636,7617	878636761,7
1500	597654,6343	896481951,4
5200	183413,2918	953749117,2
8200	118985,9122	975684479,7
8800	111264,9456	979131521,4
9400	104506,6346	982362365,4
10000	98540,313	985403130

Таблица 11

$E$	$\varphi(E)$	$E*\varphi(E)$
1,0E-05	136113487,6	1361,134876
5,0E-05	679563651,5	33978,18257
9,0E-05	1221410422	109926,938
0,0001	1356622000	135662,2
0,0089	87261635365	776628554,7
0,0097	92338873948	895687077,3
0,0145	1,15627E+11	1676586004
0,0153	1,18457E+11	1812392233
0,1	34001553061	3400155306
0,1	37250437828	3725043783
0,15	12001995257	1800299289
0,16	8907558696	1425209391
0,17	6533378588	1110674360
0,18	4747492638	854548674,8
0,19	3424257563	650608937
0,2	2455255282	491051056,3
0,2	3195740451	639148090,2
1	64839980	64839980
5	9420873,393	47104366,97
10	4638717,744	46387177,44
50	966061,2537	48303062,69
85	581152,2416	49397940,54
90	550257,0132	49523131,19
100	497570,5822	49757058,22
200	256915,5929	51383118,59
300	174639,2491	52391774,74
400	132821,7199	53128687,97
500	107422,6876	53711343,79
600	90323,64341	54194186,04
4600	13034,9836	59960924,56
5200	11601,70467	60328864,28
5800	10458,37159	60658555,25
6400	9524,58753	60957360,19
7000	8747,241285	61230689
7600	8089,820448	61482635,41
8200	7526,386988	61716373,3
8800	7038,00159	61934413,99
9400	6610,508426	62138779,21
10000	6233,112107	62331121,07

## **Благодарности**

Автор выражает искреннюю благодарность НИЯУ МИФИ, научному руководителю проекта и сотрудникам кафедры «Радиационной физики и безопасности атомных технологий» за возможность выполнения работы и за качественные знания, полученные за годы учебы в университете

