

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Центр по ядерным данным

INDC (ССР)-58/G

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск № 16

Атомиздат — 1974

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Центр по ядерным данным

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск № 16

DISCLAIMER

Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document

УДК 539.17(048)

Редакционная коллегия:

В.А.Кузнецов (гл. науч. редактор), Л.Н.Усачев (зам. гл. науч. редактора), О.Д.Казачковский, В.Г.Заграфов, Ю.С.Замятнин, В.И.Мостовой, Г.И.Морозов, П.Э.Немировский, К.А.Петржак, С.И.Сухоручкин, А.А.Абагян, Б.Г.Дубовский, В.Н.Манохин, Е.И.Ляшенко, М.Н.Николаев, В.В.Орлов, Д.А.Кардашев (отв. редактор).

И $\frac{20400-185}{034(01)-74}$ без объявления

© Атомиздат

**КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ПО ПРОБЛЕМЕ ЯДЕРНЫХ
ДАНЫХ**

Л.Н.Усачев, Ю.Г.Бобков

Abstract - Аннотация

SYSTEM OF PROGRAMMES ON NUCLEAR DATA PROBLEM. System of computer programmes of planning the experiments, determining the requirement accuracy of microscopic nuclear data, determining of information capability of integral experiments and determining of constant set describing all integral and microscopic experiments by means the least squares method is described in this work.

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ПО ПРОБЛЕМЕ ЯДЕРНЫХ ДАНЫХ. Кратко описывается комплекс программ планирования экспериментов, определения требуемых точностей микроскопических ядерных данных, определения информативности интегральных экспериментов, выработки рекомендуемых констант наилучшим, в смысле метода наименьших квадратов, образом описывающих всю совокупность надежных интегральных и микроскопических данных. Делается краткий обзор деятельности по ядерным данным и указывается место и роль описываемого комплекса программ в этой деятельности.

§ I. Структура деятельности по проблеме ядерных данных и место комплекса в этой структуре

Комплекс программ, которому посвящен данный доклад возник в результате того, что три с половиной года назад авторы решили применить идеи "Планирования эксперимента" широко популяризуемые в СССР профессором В.В.Налимовым [1-2] к проблеме ядерных данных для реакторов в связи с развитием Центра по ядерным данным (ЦЯД). Примерно с того же времени ЦЯД успешно решил ряд трудных проблем.

Это, во-первых проблема совместимости ЭВМ М-222 на машинных носителях как с другими типами советских ЭВМ (БЭСМ-6, Минск-32, Минск-22) так и с западными компьютерами (на 7-ми дорожечной полдюймовой магнитной ленте и перфокартах). Это проблема как аппаратная, так и программистская. Во-вторых, это проблема создания мировой машинной библиотеки экспериментальных данных на основе сотрудничества с Центрами в Брукхейвене, Сакле, Вене. Здесь большой труд был затрачен на создание комплекса программ обслуживания этой библиотеки. В-третьих, это создание сервиса для оценки ядерных данных на основе этой библиотеки. Здесь надо отметить создание комплекса программ для вывода ядерных данных на графопостроитель.

Решение указанных проблем создает предпосылки для оценки ядерных данных и для заполнения формата оцененных данных "Сократор", который развивался независимо от ЦЯД и который представлен в специальном докладе. Однако ЦЯД обязан работать с библиотекой оцененных данных и по мере завершения Сократора будет его ставить на ЭВМ ЦЯД включая программы получения групповых констант. Этим линия микроскопических ядерных данных завершается. Хотя остается еще задача научного определения необходимых точностей микроскопических экспериментов и соответственно принятия решения о дальнейшем их совершенствовании при прекращении.

И именно здесь находится место нашему комплексу программ. Тем более, что сюда же должна подходить и информация об интегральных экспериментах на критических сборках.

Планирование эксперимента основано на признании статистической природы погрешностей экспериментов и следовательно погрешностей получаемых на их основе констант. Соответственно этому математический аппарат и основные понятия среднего и дисперсии в существенных чертах - аппарат и понятия метода наименьших квадратов.

Поскольку мы интересуемся ядерными данными для реакторов и хотим пользоваться экспериментами на критических сборках реакторов, нам нужен математический аппарат, который бы давал

линейные соотношения между измененными ядерными данными и всевозможных реакторных величин, которые измеряются на критической сборке или рассчитываются для проектируемого реактора.

Такой аппарат, обобщенная теория возмущений - был развит и опубликован еще в 1963 - 1965 годах [3-4] и реализован в программе для ЭВМ типа М-20 [5].

Существование указанных линейных соотношений позволяет рассматривать эксперименты на критических сборках, как косвенные эксперименты по определению ядерных данных и единым образом рассматривать всю совокупность микроскопических и интегральных экспериментов для разработки рекомендуемых констант, что и делается в представляемом комплексе.

Использование интегральных экспериментов позволяет в принципе улучшать точность предсказаний реакторных параметров и снижать требования на точность измерений микроскопических констант. Поэтому информация о результатах интегральных экспериментов должна храниться в памяти ЭВМ ЦЯД после вынесения рекомендаций об этом экспертов. Они должны удостоверить соответствие расчетной модели функционала реальной постановке эксперимента.

Легко проследить, что наличие этого комплекса чрезвычайно важно с организационной точки зрения.

Дело в том, что идеал организации состоит в таком разделении ответственности между специалистами различных областей, чтобы каждый отвечал за то дело, в котором он специалист и кроме того, чтобы взаимодействие между ними могло быть строго формализовано и независимо от случайностей взаимоотношений, а результат всей деятельности был бы избавлен от чьего-либо субъективизма в максимальной степени.

§ 2. Задачи, решаемые комплексом программ

Комплекс позволяет решать следующие задачи:

I. Выработка рекомендуемых групповых констант и их матриц, ошибок из условия наилучшего в смысле метода наименьших квадратов, описания набора оцененных микроскопических и оцененных интегральных экспериментов рекомендованных экспертами и хранящихся в ЦЯД. Соответствующий алгоритм основан на работах [6], [7]

[8] и особенно [9]. Идея, использованная в последней работе позволила довести число независимых параметров подгонки до 190.

2. Оценка информативности интегральных экспериментов.

Определяется информативность интегрального эксперимента (в терминах работы авторов [9]) до их реальной постановки, т.е. возможность данного эксперимента улучшить точность расчета интересующего нас реакторного параметра. При этом определяется требуемая точность эксперимента. Расчет набора экспериментов позволяет выбрать наиболее информативные эксперименты и отказаться от проведения остальных. Алгоритм решения такой задачи приведен в работе [9].

3. Планирование оптимальной совокупности микроэкспериментов и оценок, обеспечивающей требуемые точности расчета реакторных параметров. В работе авторов [8] - [10] показано, что данная задача сводится к экстремальной задаче следующего типа:

Общая стоимость набора экспериментов $\rightarrow \min$

Точность расчета j -го реакторного параметра $\leq H_j$

$j = 1 \dots \kappa$

O - Требуемая точность ядерных данных \leq достигнутой точности.

4. Планирование оптимальной совокупности микроэкспериментов и оценок, обеспечивающей требуемые точности расчета реакторных параметров с учетом интегральных экспериментов.

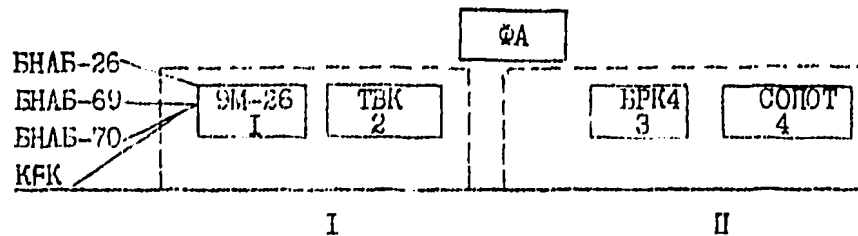
Эта задача так же сводится к задаче нелинейного программирования, аналогичной задаче пункта 3, однако ограничения в этом случае являются более сложными функциями.

5. Оценивать точность расчета на основе рекомендуемых констант и их матрицы ошибок в соответствии с пунктом № 1 любых реакторных параметров, для которых рассчитаны коэффициенты чувствительности.

При решении всех перечисленных задач производится учет корреляций в микроскопических ядерных данных по способу, предложенному авторами в работе [8].

§ 3. Организация комплекса

Блок-схема комплекса в той реализации, которая осуществлена в данный момент в Центре по ядерным данным может быть изображена следующим образом.



Часть комплекса под номером I состоит из используемых в настоящее время реакторных программ, написанных ранее в кодах ЭВМ типа М-20.

В процессе работы блока I (9M-26) производится пространственно-энергетический расчет реакторов и получение 18-групповых микроскопических констант путем произвольного объединения групп 26-групповой системы констант и усреднения их по полученному спектру. При этом производится учет самоэкранировки сечений и коррекция сечений упругого замедления.

Результатом работы блока I является запись на рабочей магнитной ленте 18-групповых микро и макро-сечений, обобщенных по составу каждой из зон реактора.

Блок 9M-26 привязан к 4 библиотекам 26-групповых констант БНАБ-64, БНАБ-69, БНАБ-70 и КПК. Блок КОПИ ТВК использует уже готовые сечения из рабочей ленты для расчета различных функций и функционалов обобщенной теории возмущений. Результатом работы блока 2 является запись на магнитную ленту ФА (Фундаментальный архив) всей информации, необходимой для расчета коэффициентов чувствительности. Сюда записываются: потоки, ценности, обобщенные потоки, обобщенные ценности, различные интегралы от производений этих величин, микроскопические сечения, концентрации элементов, входящих в реактор.

Блок II объединяет написанные нами на АЛГОЛе программы применительно к транслятору ТА I-M.

Блок Расчета Коэффициентов Чувствительности 3 производит на основе информации Фундаментального архива расчет коэффициентов чувствительности, которые записываются с помощью специальной программы связи, в архив АКП в том формате, в каком они используются при работе системы СОПОТ. Принцип организации этих программ позволит в будущем без большого труда использовать для получения коэффициентов чувствительности любой другой реакторный комплекс, который придет на смену блока I. Система СОПОТ (4) предназначена для решения всех перечисленных в § 2 задач.

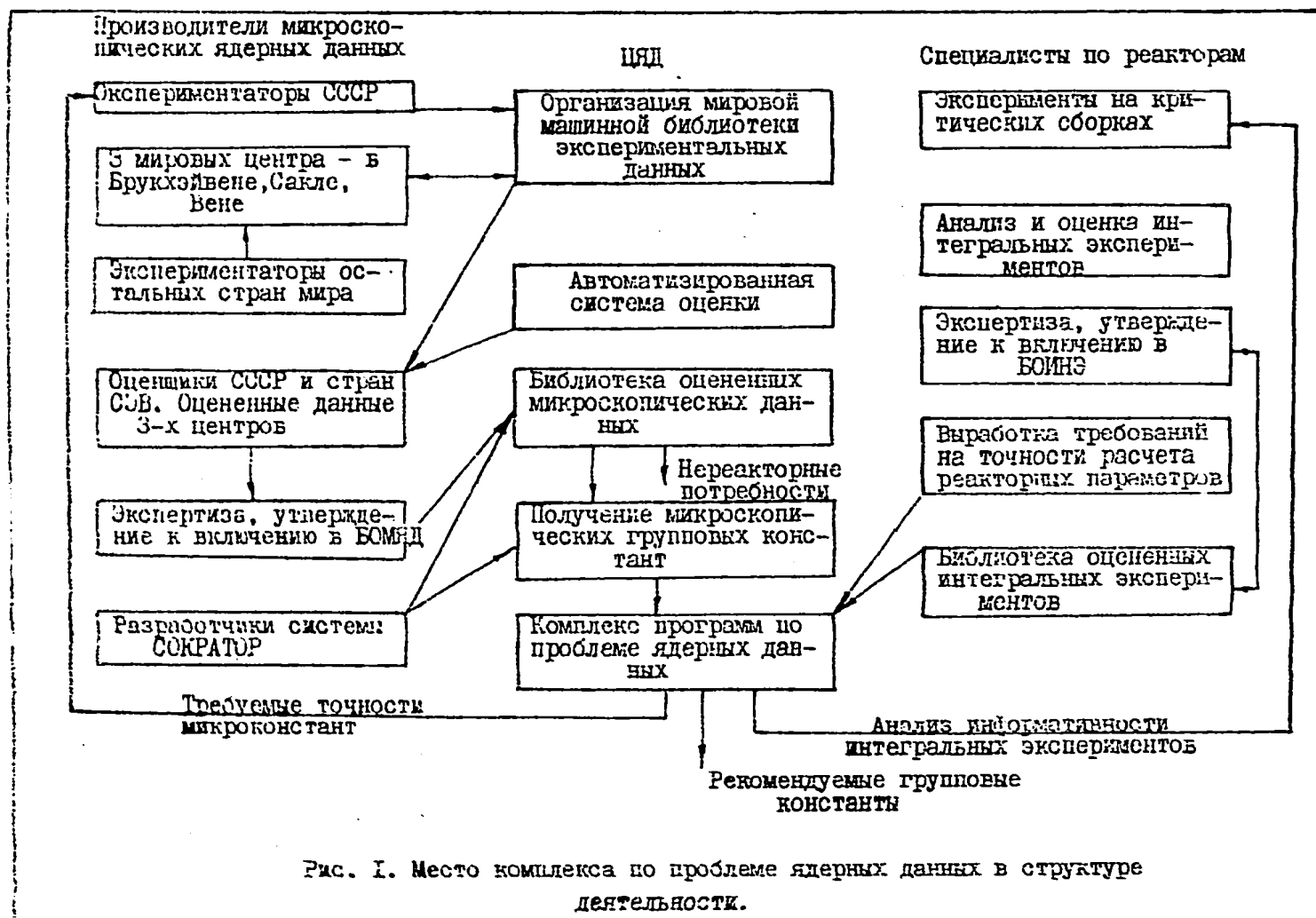
Эта Система Определения Потребностей в микроскопических Ядерных Данных, Определения Информативности Интегральных Экспериментов и Выработки рекомендуемых групповых констант (СОПОТ) написана на АЛГОЛе 60 для ТА I-M и оформлена в виде одиннадцати автономно оттранслированных процедур, совместимых между собой посредством формальных параметров.

С помощью двух процедур нулевого уровня можно учесть корреляции погрешностей любых микроскопических величин и сделать соответствующие преобразования коэффициентов чувствительности. С помощью двух других процедур нулевого уровня производится умножение матрицы на вектор и свертка. Каждая из процедур I-го уровня или их комбинация непосредственно выполняют функции перечисленные в параграфе 2.

Имеется также возможность одни и те же функции выполнять различными способами. Например, включение интегральных экспериментов возможно по одному, а также группами вплоть до 53.

Число параметров подгонки в методе наименьших квадратов может быть равно или меньше 190, если ограничиться хранением ковариационной матрицы на магнитном барабане. Если же перейти на магнитные ленты, то число параметров можно увеличить до 2000_г.

Авторы выражают глубокую благодарность Эвзину М.Н., Машкевич Р.Н., Зарицкому С.М., Алексееву П.Н., за большую помощь в постановке части I комплекса.



ЛИТЕРАТУРА

1. Налимов В.В. Теория эксперимента. Издательство "Наука", Москва, 1971.
2. "Новые идеи планирования эксперимента" под ред. Налимова В.В. Издательство "Наука", Москва, 1972.
3. Усачев Л.Н. "Атомная энергия", 15, 472 (1963).
4. Усачев Л.Н., Зарицкий С.М. БИЦЯД, вып. 2, М., Атомиздат, 1965; с. 242.
5. Зарицкий С.М. БИЦЯД, вып. 6, М., Атомиздат, 1969, с. 289.
6. Роулендс Ж., Макдогел Ж. VNES , Лондон, 1969.
7. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. О совокупном использовании интегральных и дифференциальных экспериментов в проблеме ядерных данных для реакторов. I сборник "Нейтронная физика", т.2, Киев, "Наукова Думка", 1972, с. 139.
8. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Планирование оптимальной совокупности микроэкспериментов и оценок, обеспечивающей требуемую точность расчета реакторных параметров.
9. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. "Ядерные константы", вып. 10, М., Атомиздат, 1972.
10. Усачев Л.Н., Манохин В.Н., Бобков Ю.Г. Точность ядерных данных и ее влияние на разработку быстрых реакторов. Симпозиум МАГАТЭ по применению ядерных данных в науке и технологии. Париж, март 1973.

БАЙЕСОВСКИЙ ПОДХОД В ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ
ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

А.А.Ваньков

Abstract - Аннотация

THE BAYES'ES APPROACH FOR A TREATMENT OF THE PHYSICAL EXPERIMENTS. The Bayes'es approach on evaluating parameters of a physical model from the indirect (integral) measurements is considered. In particular, the problem of this kind is to resolve a distribution (radiation spectrum) from the pulse-height distribution. A connection of the results with the Gaussian statistics is shown.

БАЙЕСОВСКИЙ ПОДХОД В ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕЗУЛЬТАТОВ ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ. В работе рассмотрен байесовский подход с целью оценки параметров модели по результатам косвенных (интегральных) измерений. В частности, в рассматриваемый класс задач входит задача восстановления спектра излучения из аппаратного спектра. Рассмотрение проводится в терминах гауссовских оценок.

Физический эксперимент, грубо говоря, преследует одну из двух целей:

- 1) проверка теоретической модели;
- 2) количественная оценка параметров принятой модели.

Во втором случае задача имеет смысл, если влияние модельной приближенности на значения параметров невелико. Настоящая работа посвящена вопросу оценки параметров модели в предположении, что модель точна, либо имеется количественная мера ее неопределенности. Кроме того, будем предполагать, что погреш-

ности параметров малы в смысле допустимости линейной оценки. Таким образом, вектор параметров x связан с наблюдаемыми величинами y следующим образом:

$$y = Kx. \quad (I)$$

Сделаем оговорку, что мы будем интересоваться конечно-мерными моделями, т.е. в условиях, когда размерности векторов x и y хотя и могут быть велики, но в каждой конкретной задаче фиксированы.

В большинстве случаев параметры x измеряются не непосредственно, а опосредованно, т.е. оператор K не представляется диагональной матрицей. Возникает задача восстановления x по значениям y . Она осложняется тем, что часто обратный оператор K^{-1} в математическом смысле не существует вообще, а если существует, то свойства его таковы, что малым вариациям в y соответствуют большие вариации в x . В таких случаях оценка x в рамках метода наименьших квадратов оказывается неудовлетворительной ввиду неустойчивости решения. Для получения физически приемлемого и достаточно устойчивого решения в алгоритм необходимо ввести физически ясные ограничивающие условия. Ограничения можно вводить путем задания определенного класса, в котором ищется решение. Например, решение ищется в классе положительных функций или в классе гладких функций с некоторым заданным параметром гладкости и т.д. В этих случаях возникает принципиальная трудность оценки матрицы ошибок решения в рамках алгоритма восстановления [1]. Другой подход связан с введением статистических ограничений, т.е. с использованием априорной информации. Под таковой в статистике понимаются результаты всех прошлых опытов, имеющих отношение к рассматриваемому явлению. Этот подход в литературе известен под названием байесовского [2]. В нем речь идет не о получении независимой, а об уточнении предыдущей оценки. Байесовский подход отражает одну из основных статистических концепций и нашел широкое применение в задачах, связанных с выработкой критериев, испытанием гипотез и др.

В настоящей работе этот подход рассматривается для решения задач восстановления, т.е. решения (в статистическом смысле) уравнения Фредгольма первого рода.

Введем обозначения:

- \hat{y} - экспериментальная оценка вектора y ;
- \hat{x}_0 - априорная оценка вектора x ;
- \hat{x} - результирующая (апостериорная) оценка x ;
- $D(\hat{y})$ - матрица ошибок вектора \hat{y} ;
- $D(\hat{x}_0)$ - априорная матрица ошибок вектора \hat{x}_0 ;
- $D(\hat{x})$ - апостериорная матрица ошибок вектора \hat{x} .

Функция правдоподобия по отношению к измерениям y есть:

$$P(y/x) = \text{Const.} \cdot \exp[-\frac{1}{2} \delta y^T D(\hat{y})^{-1} \delta y]; \quad (2)$$

где

$$\delta y = y - \hat{y} - \kappa(x - \hat{x}_0). \quad (3)$$

Символы " T " и " -1 " относятся к транспонированной и обратной матрице, соответственно.

Априорная информация описывается гауссовским распределением

$$P(x) = \text{Const.} \cdot \exp[-\frac{1}{2} (x - \hat{x}_0)^T D(\hat{x}_0)^{-1} (x - \hat{x}_0)]. \quad (4)$$

По теореме Байеса, апостериорная оценка x связана с распределением

$$P(x/y) = \text{Const.} \cdot P(y/x) \cdot P(x); \quad (5)$$

или

$$P(x/y) = \text{Const.} \cdot \exp[-\frac{1}{2} (x - \hat{x})^T D(\hat{x})^{-1} (x - \hat{x})]. \quad (6)$$

Из (2+4) следует:

$$D(\hat{x}) = [D(\hat{x}_0)^{-1} + \kappa^T D(\hat{y})^{-1} \kappa]^{-1}. \quad (7)$$

В работе [3], например, выводится другое эквивалентное выражение для $D(\hat{x})$:

$$D(\hat{x}) = D(\hat{x}_0) - D(\hat{x}_0)K^T [KD(\hat{x}_0)K^T + D(\hat{y})]^{-1} KD(\hat{x}_0). \quad (8)$$

Из принципа максимума функции правдоподобия получается следующая оценка \hat{x}_0

$$\hat{x} = \hat{x}_0 + D(\hat{x}_0)K^T [KD(\hat{x}_0)K^T + D(\hat{y})]^{-1} (\hat{y} - K\hat{x}_0). \quad (9)$$

В приведенных формулах предполагается отсутствие погрешности K . Если таковая известна, она может быть учтена путем переноса погрешности K в матрицу ошибок эксперимента (об этом см. [4]), либо методом рандомизации, рассмотренном в [5].

Байесовский подход был успешно реализован в задаче корректировки групповых констант, в частности, в работе [6]. Вместе с тем имеется множество физических задач (в том числе ядерной и реакторной физики), имеющих "неустойчивое" решение в методе наименьших квадратов. Обычно эти задачи решаются с помощью различных алгоритмов, в рамках которых матрица ошибок решения оценена быть не может. В то же время здесь возможен байесовский подход. Дадим примеры таких задач.

1. Введение поправки на функцию разрешения в энергетическом спектре нейтронов, измеренном по времени пролета.
2. Аналогичная задача возникает при обработке γ -спектров [7].
3. Восстановление спектра нейтронов из амплитудного спектра протонов отдачи [3].
4. Восстановление спектра нейтронов из функций пропускания [9].
5. Восстановление спектра нейтронов по "спектральным индексам". [10].
6. Определение относительных выходов запаздывающих нейтронов из кривой распада [11].

7. Определение параметра поляризуемости нейтрона и параметров оптической модели ядра из дифференциальных нейтронных сечений [12] .

8. Определение характеристик резонансной структуры сечений и средних резонансных параметров из функций пропускания [13] .

9. Восстановление спектра фононных частот из дважды дифференциальных сечений неупругого рассеяния медленных нейтронов с учетом аппаратной функции разрешения [14] .

10. Определение энергетического хода сечения фотоделения [15] .

11. Восстановление температурного профиля в атмосфере по данным спутниковой метеорологии [16] .

12. Определение параметров, определяющих топливный баланс в энергетическом реакторе по результатам химических и физических измерений [17] .

13. Оценка информативности и планирование моделирующих экспериментов на критических сборках.

Круг задач, требующих линейной оценки или допускающих линеаризованную модель, легко продолжить. В перечисленных задачах даются ссылки на литературу из которой следует важность и трудность анализа результатов, косвенных по отношению к искомым величинам.

Имеются далеко не полные обзоры (см., например, [18-20]), содержащие описания алгоритмов восстановления методами ортонормального, полиномиального, кусочно-экспоненциального и других разложений, итерационных алгоритмов с требованием положительности, методов сглаживания по Ланцошу, Тумек, Филиппсу, Тихонову и т.д. Необходимо отметить, что известная идея регуляризации А.Н.

Тихонова привела к пересмотру в математической трактовке так называемых некорректных задач математической физики. Однако попытка привести в метод регуляризации статистическое начало (см. работу А.Ф.Турчина и др. [1]) натолкнулась на принципиальные трудности.

Байесовский подход в указанных выше и других аналогичных работах не использовался, хотя к этому нет никаких причин. Рас-

смотрим, например, задачу восстановления спектра нейтронов в критической сборке. Очевидно, заранее можно проделать расчет этого спектра (что и делается), и исходя из неопределенностей констант можно оценить матрицу ошибок спектра в групповом представлении [6]. Тем самым мы имеем x_0 и $D(x_0)$. Очевидно также, что должен быть проведен анализ погрешностей измерений y (аппаратурного спектра, спектральных индексов и т.д.) и соответственно оценена матрица ошибок $D(y)$. Функция отклика прибора K определяется его характеристиками, знание которых обязательно. Например, для родородного счетчика функция отклика рассчитывается методом Монте-Карло или на основании приближенных физических представлений. Тем самым, имеются все данные для байесовского алгоритма.

Поскольку речь идет об измерениях с целью уточнения или проверки модельных параметров (в данном случае ядерных констант или функционалов от них), то естественно исходить из каких-то предварительных знаний о них. Если исходить из полного незнания этих параметров, как это предполагается в традиционном методе наименьших квадратов, то решение, как правило, получится неустойчивым. Сглаживание его (введение искусственных корреляций) приводит к видимой устойчивости, но при этом теряется представление об ошибке (ковариационной матрице). В байесовском подходе достигается стабилизация решения и сохраняются все его статистические свойства.

Безусловно, в байесовском подходе тоже возникает вопрос о зависимости решения от начальных предположений о $D(x_0)$. Однако здесь уже речь идет о более слабой зависимости от произвола в начальных данных. Существенным является то, что этот подход является строго статистическим подходом, и в предельном переходе к бесконечным дисперсиям в $D(x_0)$ сводится к классическому методу наименьших квадратов.

В заключение сделаем несколько замечаний, касающихся практической реализации байесовского алгоритма. Очевидно, написание универсальной программы обработки не является оправданным в виду различия задач и различного соотношения массивов исходных данных. В тех случаях, когда имеется простая квадратур-

ная формула для вычисления χ в виде интеграла по большому числу узловых точек при наличии погрешности ядра \mathcal{K} , восстановление спектра в умеренном числе групп целесообразно проводить методом рандомизации с последующим корреляционным анализом [5]. При малом числе экспериментальных точек следует провести отдельную оценку "области информативности". Здесь анализ целесообразно проводить по формулам, приведенным выше. Число "точек восстановления" (функционалов) может быть, конечно любым. Наконец, при очень большом числе экспериментальных точек программа должна обеспечивать последовательный ввод отдельных в общем случае коррелированных массивов этих точек с выдачей результатов на каждом шаге. Некоторые из таких программ были составлены А.И.Воропаевым в связи с задачей корректировки констант [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Турчин В.Ф., Козлов В.П., Малкевич М.С. Использование методов математической статистики для решения некорректных задач. УФН, т. 102, вып. 3, с. 345 (1970).
2. Налимов В.В. Теория эксперимента. Изд. "Наука", М. (1971).
3. Dragt I.B. Statistical Consideration on Techniques for Adjustment of Differential Cross Sections with Measured Integral Parameters. Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. Мелекесс, 15-21 ноября 1969.
4. Ваньков А.А. Некоторые важные вопросы анализа реакторно-физических данных. Доклад на 2-ом симпозиуме СЭВ по быстрым реакторам "Состояние и перспективы работ по созданию АЭС с реакторами на быстрых нейтронах", г. Обнинск, 1-5 октября 1973.
5. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Что дает интегральный опыт в физике быстрых реакторов. Препринт ФЭИ-371, г. Обнинск, 1973.
6. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Уточнение групповых констант и расчетных значений функционалов в результате ряда экспериментов на критических сборках. Препринт ФЭИ-444, г. Обнинск, 1973.

7. Burrows W.R. and Verbitski V.V. Fast Neutron Spectroscopy. Nucl. Inst. and Meth. 67, 181 (1969).
8. Альберт Д., Кеберник К., Фогель В. (ГДР). Опыт по измерению спектров протонов отдачи и обработке. Доклад на 2-ом симпозиуме СЭВ по быстрым реакторам "Состояние и перспективы работ по созданию АЭС с реакторами на быстрых нейтронах", г. Обнинск, 1-5 октября 1973.
9. Ваньков А.А., Воронаев А.И. Восстановление энергетического спектра нейтронов из данных по пропусканию. Препринт ФЭИ-368, г. Обнинск, 1973.
10. McElroy W.W., Berg S. and Gigaw G. Neutron-Flux Spectral Determination by Foil Activation Nucl. Sci. and Eng. 27, 533 (1967).
11. Максютенко Б.П. Запавдывающие нейтроны и физика деления. Препринт ФЭИ-268, г. Обнинск, 1971.
12. Аниксин Г.В., Котухов И.И. Анализ угловых распределений нейтронов и поляризуемость нейтрона. "Ядерная физика", т. 14, вып. 2, с. 269 (1971).
13. Ваньков А.А., Григорьев В.В. Анализ экспериментальных данных по пропусканию с целью определения средних резонансных параметров. "Ядерные константы", вып. 12, ИЯД, Атомиздат (1974).
14. Земляков М.Г. и др. Proc. of Symposium Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids 10-14 Sept. (1962) V. 2, p. 125. IAEA.
15. Ишханов Б.С., Шевченко В.Г. Структура резонанса в фотондерных реакциях. Ежеквартальный журнал ОИИИ "Физика элементарных частиц и атомного ядра", т. 3, вып. 4, с. 223 (1962), М., Атомиздат.
16. Kaplan L.D. Jona 49, 1004 (1959).
17. Maack W.L. Fission Product Nuclear Data Requirements for the Determination of Nuclear Fuel Burnup. IAEA Panel Meeting on Fission Product Nuclear Data, November 26-30, 1973, Bologna, Italy.

18. Трошин В.С., Крамер-Агеев Е.А. Экспрессный метод восстановления спектров быстрых нейтронов. "Атомная энергия", 29, 37 (1970).

19. Meyer W. and Multone G.A. Critical. Comparison and Evaluation of Neutron Spectrum Unfolding Codes. National Technical Meeting on New Developments in Reactor Physics and Shielding. Sept. 12-15, 1972. Kiamesha Lake. Book 1, p. 524.

20. Ваньков А.А. Восстановление энергетических спектров излучения из результатов спектрометрических измерений.

Часть 1. Препринт ФЭИ-485 (1974).

Часть 2. Препринт ФЭИ-486 (1974).

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ПРЕДСКАЗАНИЯ ДОПЛЕРОВСКОГО
И НАТРИЕВОГО КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ

А.А.Ваньков, А.И.Воропаев, И.Д.Ракитин

Abstract - Аннотация

EVALUATION OF A PREDICTION ERROR IN DOPPLER AND SODIUM REACTIVITY COEFFICIENTS. Estimations of the constant error of the Doppler and sodium reactivity coefficients are obtained with the use of the constant error matrix accounting for the correlation of group constants due to their correction. A comparison of different error evaluations is carried out. A problem of reactivity coefficients verification on the base of integral experiments is discussed.

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ПРЕДСКАЗАНИЯ ДОПЛЕРОВСКОГО И НАТРИЕВОГО КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ. Получены оценки константной погрешности доплеровского и натриевого коэффициентов реактивности с использованием матрицы константных ошибок, учитывающей корреляции групповых констант из-за их корректировки. Проводится сравнение различных оценок погрешностей. Обсуждается вопрос уточнения коэффициентов реактивности на основе интегральных экспериментов.

Работа посвящена оценке погрешности предсказания реакторных характеристик, важных с точки зрения безопасности работы быстрого энергетического реактора: доплеровского (ДКР) и натриевого (НКР) коэффициентов реактивности.

ДКР ($\frac{\Delta K_{эф}}{\Delta T} T$) определяется как изменение $K_{эф}$ за счет доплер-эффекта при относительном изменении температуры реактора в целом (ниже предполагается изменение от 900°K до 1500°K). НКР определяется как изменение $K_{эф}$ при удалении 50% натрия из активной зоны и отрижателя.

Полученные оценки относятся к оксидным реакторам электрической мощности $\sim 500 + 100$ мвт, с объемным содержанием топлива 40%, натрия 40% и стали 20%. Изотопный состав топлива в активной зоне соответствует некоторому среднестационарному состоянию. Отражатель состоит из двуокиси обедненного урана (60%), натрия (25%) и стали (15%).

Расчеты выполнялись в многогрупповом диффузионном приближении с использованием системы констант БНАБ-70 [1,2]. Коэффициенты чувствительности, необходимые для оценок погрешностей, получены на основе теории возмущений. Под погрешностью везде понимается стандартное отклонение (одна сигма).

Введение

Простейшие соображения, касающиеся требований к точности расчета ДКР и НКР, связаны с оптимальным с точки зрения технико-экономических показателей выбором эффективностей органов регулирования и аварийной защиты и режима эксплуатации реактора. Поэтому желательно иметь точность расчета указанных коэффициентов реактивности, сравнимую с точностью расчета органов регулирования.

Ниже будем ориентироваться на следующие требования к точности предсказания ДКР и НКР, отражающие данные ряда работ (см., например, [3 + 6]):

ДКР $10 + 20\%$ (относительная точность),

НКР $0,2 + 0,4$ ($\% \frac{\Delta K}{K}$) при величине НКР $\sim 1 + 2$ ($\% \frac{\Delta K}{K}$).

В настоящей работе внимание сосредоточено на оценке погрешности стандартного расчета ДКР и НКР, исходя из неопределенностей дифференциальных данных, в предположении, что расчетные методы точны. Однако при оценках погрешностей сечений замедления и факторов блокировок принималась во внимание модельность этих понятий.

I. Краткий обзор

Приведем некоторые опубликованные данные, посвященные вопросу расчетной точности ДКР и НКР.

А. Влияние различий в исходных системах констант

В работе [7] проведен сравнительный анализ некоторых физических характеристик ряда больших быстрых реакторов, рассчитанных с помощью различных систем констант (системы БНАБ [1] и десяти других систем или версий констант [8,9]). Показано, что примерно половина результатов отличается от результатов для БНАБ более чем на 25% в случае ДКР и 50% в случае НКР при значении НКР $2 + 3\% \frac{\Delta K}{K}$. В работе [10] проводилось сравнение результатов расчетов по шести находящимся в использовании системам констант, включая БНАБ. Рассчитывались оксидные плутониевые реакторы с высотой активной зоны от 80 см до 140 см. Разброс результатов достигал 20+30% для ДКР и эффективностей органов регулирования и 10+30% для НКР при величине последнего $\sim 1\% \frac{\Delta K}{K}$.

Различие последних (на 1973 г) версий систем констант КЕДАК и ENDF/B-III исследовалось в работе [11] для оценки влияния на характеристики больших энергетических реакторов с оксидным плутониевым топливом. Это различие оказалось значительным: оно привело к различию в $K_{эфф}$ на несколько процентов и в НКР на $\sim 3\% \frac{\Delta K}{K}$. В работе [12] показано, что значения ДКР и НКР могут заметно зависеть от выбора рекомендованных ядерных данных.

Б. Влияние способа подготовки групповых констант

Способ усреднения групповых констант, в частности, сечений замедления влияет на расчетные значения ДКР и НКР. В работе [13] этот вопрос исследовался путем решения спектральной и сопряженной задачи, исходя из детального хода сечений и с последующей сверткой энергетической группы разными способами. Оказалось, что стандартная процедура подготовки констант (без учета функции ценности) приводит к отличию реактивности натриевого образца от "точного" значения на 30%. Аналогичный вывод получен в работе [14].

На точность температурных приращений сечений, необходимых для расчета ДКР, существенное влияние оказывает неопределенность

знания и модели резонансной структуры. Так, например, из данных по функциям пропускания [15,16] следует, что температурные производные сечений для урана-238 известны с точностью 20±4%.

В работе [17] даны количественные оценки неопределенности нейтронного спектра в реакторе, в связи с чем отмечается большая компонента погрешности ДКР, связанная с моделью замедления в групповом подходе.

Подробное исследование способов получения групповых констант (сечений замедления, факторов блокировки) проведено в работах [18,19] и ряда других. В работе [18] показано, что различие стандартного и "точного" расчета ДКР за счет приближений при усреднении детальных сечений составляет ~20%.

В. Погрешность расчетного метода

Для расчета ДКР и НКР и их константной чувствительности показана применимость теории возмущений первого порядка [20], что существенно облегчает их изучение. Как показала практика, основные расчеты, касающиеся этих величин, могут быть получены в рамках одно- и двумерных диффузионных расчетов (см., например, [10], [21+28]). Потребность совершенствования расчетных методов в задачах ДКР, НКР (то есть пространственно-энергетическая детализация, трехмерная геометрия, высшие кинетические приближения) как и в других реакторных задачах возникает в силу необходимости интерпретировать моделирующие и "чистые" эксперименты с точки зрения их роли в уточнении расчетных реакторных параметров. Эти вопросы составили основное содержание программ работ по ДКР и НКР на сборках ZPPR, ZPR-3-47 (модель реактора SEFOR) и на реакторе SEFOR, предназначенного для исследований по проекту быстрого энергетического реактора LMBFR (США) [26+27]. Аналогичные эксперименты на критсборках проводились в других странах (см., например, [28,29]).

Измерения реактивных эффектов удаления натрия на различных зонах, а также измерения активных выгораемых сборок урана-238 проводились на критических сборках ЕЭС [30,31]. Дальнейшие эффекты удаления натрия измерялись также на критических

ВН-350 [32]. В этих исследованиях подтвердилась необходимость детальных расчетов с целью перехода к оценкам ДКР и НКР.

Г. Влияние технологической неопределенности

Представляет интерес оценка влияния неопределенности ядерных концентраций, которая, принимая во внимание, например, работы [33+35], может оставлять от 0,1% до 1% для основных изотопов и 5+10% для высших изотопов плутония. Имеющаяся неопределенность размеров в конструкции реактора, по-видимому, играет меньшую роль. Как показывают оценки, полученные одним из авторов (Ракитиним Н.Д.) на основе коэффициентов чувствительности, неопределенность ядерных концентраций приводит к неопределенности в ДКР $\sim 1+2\%$ и в НКР $\sim 0,04 + 0,06\% \frac{\Delta K}{K}$ для реакторов с оксидным урановым или плутониевым топливом с объемами активной зоны 2,5 м³ до 5 м³. Такие величины технологических погрешностей можно считать допустимыми в свете выдвигаемых требований к точности расчета ДКР и НКР.

2. Оценка расчетной погрешности ДКР

Тема доплер-эффекта в различных реакторах обсуждается, например, в ряде докладов [36]. Расчетные значения ДКР для нескольких реакторов с натриевым теплоносителем приведены в таблице I. Видно, что они близки между собой.

Таблица I

Расчетные значения ДКР

Объем активной зоны в м ³	Переработчик (урановое оксидное топливо)		Бридер (плутониевое оксидное топливо)	
	2,5	5	2,5	5
$\left(\frac{\Delta K}{\Delta T}\right) \cdot 10^3$	- 3,3	- 4,2	- 3,9	- 4,4

Как оказалось, оценки погрешности ДКР слабо зависят от разновидностей реактора и от учета критичности при определении коэффициентов чувствительностей. Результаты оценок представлены в таблице 2.

Таблица 2

Погрешность (± %) расчета ДКР

Источник погрешности	На основе [17] и оценок настоящей работы	На основе данных 37
	А	Б
а σ_{zj}, ν_j	16	7 + 17
б $\partial f_{zi} / \partial T$	35	8 + 12
в $\Sigma_{ze} (j - j + 1)$	75	15 + 20
Результирующая погрешность	80	20 + 30

В таблице 2 выделены компоненты погрешности ДКР, связанные с (а) групповыми сечениями реакций σ_{zj} и величинами ν_j ; (б) факторами резонансной блокировки f_{zj} , в первую очередь, с их температурными производными для реакций деления и поглощения; (в) сечениями замедления $\Sigma_{ze} (j - j + 1)$. Представлены две группы оценок (столбцы А и Б), отличающиеся величинами погрешностей в компонентах (а), (б) и (в).

Оценки А основаны на матрице ошибок групповых констант [17], реалистично характеризующей погрешность системы констант БНАБ-70. При получении этой матрицы была в основном учтена информация, положенная в основу системы констант БНАБ-70. Погрешность сечений замедления (50+60%) была получена с учетом имеющихся расчетно-экспериментальных расхождений в нейтронных спектрах критсборок. Погрешность температурных производных принималась 30+40%. Такая оценка была получена из анализа результатов работ [15+18].

Оценки в столбце Б близки к полученным в работе [37] и соответствуют данным Гриблера, Пенитца и др. оценкам точности

констант [38-41] (материалы конференции по ядерным данным в Хельсинки, 1971 г). Нижний и верхний уровни в колонке Б вычислялись в предположениях полной некоррелированности (левые числа) или стопроцентной корреляции (правые числа) групповых констант в широких энергетических интервалах. Верхняя оценка компоненты (а) здесь оказалась близкой к аналогичной оценке в столбце А. Однако две другие компоненты в столбце Б получены при более оптимистичных представлениях о точностях [37]: $\sim 10\%$ для $\frac{\partial \sigma_c(U^{238})}{\partial T}$ и $\sim 20\%$ для сечений замедления. Это в 3 + 4 раза более высокая точность, чем принятая в оценках А. Она скорее характеризует потенциальные возможности учета существующих детальных ядерных данных в рамках специальных алгоритмов. Полученная в настоящей работе оценка А расчетной погрешности ДКР, равная 80%, есть верхняя оценка погрешности стандартного расчета ДКР на основе системы констант БНАБ-70. Оценка Б является перспективной и видимо реально достижимой.

Отсюда следует, что для достижения желаемой точности предсказания ДКР 20% необходимо, во-первых, обеспечить более надежное предсказание спектра нейтронов в реакторе; во-вторых, привлечь новую экспериментальную информацию, касающуюся температурной зависимости сечений; в-третьих, использовать результаты интегральных экспериментов. Рассмотрим какие для этого имеются возможности.

С точки зрения уточнения ДКР важно с большой надежностью установить величины и погрешности расчетно-экспериментальных расхождений в спектре нейтронов. В этом свете задачу экспериментального изучения спектров нейтронов в критоборках нельзя считать полностью решенной на сегодняшний день [42+44]. Что касается теоретической интерпретации, то несмотря на появление программ "точного" детального расчета спектров [45,46], по-прежнему есть необходимость в исследовании процедур группового расчета с точки зрения их адекватности детальному расчету [18,19,47+50].

Вопрос о погрешности формализма блокировочных факторов, знании резонансной структуры сечений и их температурной зависимости связан с проверкой модели сечений [51,52]. Обобщающая модель основана на использовании средних резонансных пара-

метров. Основная информация о них поступает из экспериментов в области хорошо разрешенных резонансов. Однако доплер-эффект в быстрых реакторах в основном сосредоточен в области неразрешенных резонансов. Следовательно, необходима проверка и уточнение модели сечений в прямых экспериментах по пропусканию нейтронов с плохим энергетическим разрешением, в особенности с нагреваемыми образцами ^{238}U . Этой задаче были посвящены работы [15, 16, 53, 54]. В настоящий момент обработка данных по температурной зависимости пропусканий с целью уточнения ДКР проводится. Предварительный анализ показывает, что учет данных [15, 16, 53] снизит компоненту (σ) погрешности ДКР примерно вдвое и, по-видимому, приведет к усилению расчетного эффекта.

Можно ожидать заметной информативности интегральных экспериментов по измерению отношений сечений и отношений реактивностей образцов с точки зрения уточнения ДКР. Возможность уточнения определяется корреляцией ДКР с измеряемыми величинами, чувствительными к доле нейтронов в спектре в области малых энергий. Ниже приводится результат использования таких экспериментов [55] на критических сборках БЭС-22 и БЭС-23. Процедура анализа была статистической и обеспечивала одновременную корректировку групповых констант и набора предсказуемых функций. В результате была получена новая точность предсказания ДКР 50% (вместо исходной точности 80%) при смещении исходного расчетного значения ДКР на 35% в сторону более отрицательных эффектов.

Таким образом, нижняя и верхняя оценки погрешности ДКР (вариант Б и вариант А с уточненными "константами замедления") составляют 30% и 50%, что, видимо, отражает существующую константную погрешность стандартного расчета ДКР. Подчеркнем, что имеется реальная возможность снижения этой погрешности до величины 20% путем уточнения температурных производных сечений и спектра нейтронов в реакторе на основе анализа дифференциальных и интегральных данных.

3. Оценка расчетной погрешности НКР

Физическая природа эффекта реактивности при удалении натрия из реактора и зависимость его от многих факторов обсуждаются в работах [28,36,56] и ряда других. Расчетные данные по НКР настоящей работы (таблица 3) получены в условиях, совпадающих с условиями расчета ДКР, но теперь иллюстрируют существенную зависимость от разновидности реактора.

Таблица 3

Расчетные значения НКР

Объем активной зоны в м ³	Переработчик (урановое окисное топливо)		Бридер (плутониевое окисное топливо)	
	2,5	5	2,5	5
НКР в β	- 0,60	0,30	1,67	3,75
НКР в $\% \left(\frac{\Delta K_{eff}}{K_{eff}} \right)$	- 0,40	0,17	0,58	1,1

Таблица 4

Абсолютная погрешность ($\% \frac{\Delta K}{K}$) расчета НКР

Источник погрешности	На основе [17] и оценок настоящей работы	На основе данных [37]
	А	Б
а σ_{zj}, σ_j	0,50	0,20 + 0,40
б f_{zj}	0,25	-
в $\sum_{zj} (j \rightarrow j+1)$	0,30	0,05 + 0,10
Результирующая погрешность	0,63	0,20 + 0,40

Оценки абсолютной погрешности НКР приведены в таблице 4, составленной аналогично таблице 2. Как показали вычисления, абсолютная погрешность НКР слабо зависит от разновидности реактора. Так, основная константная компонента (а), вычисленная исходя из оценок константных неопределенностей Грислера и др. (см. [37]), имеет верхние и нижние значения $0,17 \pm 0,38$; $0,14 \pm 0,36$

(переработчик с объемами а.з. $2,5 \text{ м}^3$ и 5 м^5) $0,16 + 0,36$; $0,21 + 0,43$ (бридер с объемами а.з. $2,5 \text{ м}^5$ и 5 м^3). Как и раньше нижние оценки отвечают некоррелированным константам, верхние - коррелированным, что ближе к реальности. В таблице 4 в колонке Б эти оценки представлены числами $0,20 + 0,40$. В колонке А аналогично дана средняя "реалистическая" оценка $0,50$, полученная на основе матрицы константных ошибок [17].

Компонента погрешности (а) $N_a K P$, в отличие от ДКР, существенно зависят от условия критичности. Приведенные в таблице 4 оценки получены с использованием коэффициентов чувствительности, вычисленных при условии критичности с варьированием радиуса активной зоны. Если требование критичности обеспечивается изменением обогащенного горючего, компонента погрешности (а) уменьшается в среднем на $\sim 50\%$. Статистический смысл оценок погрешности, при использовании разных компенсирующих параметров обсуждается в работе [57].

Компонента (б) обусловлена погрешностью учета резонансной блокировки и оценена на основе результатов [17, 18, 56].

В компоненте (в) были приняты те же предпосылки относительно погрешности сечений замедления, что и в случае ДКР (таблица 2). Следует иметь в виду, что влияние сечений замедления на ДКР и НКР проявляются по-разному: в первом случае через зависимость от доли потока, во-втором - в явном виде.

В итоге получена погрешность стандартного расчета НКР $\sim 0,60\% \frac{\Delta K}{K}$. Оценка погрешности $0,40\% \frac{\Delta K}{K}$ является перспективной. Учет интегральных экспериментов, выполненных на критборках (отношений средних сечений, реактивностей поглощающих и делящихся образцов), в данном случае не привел к существенному улучшению точности предсказания по причине более слабой корреляции измеренных величин с НКР чем в случае ДКР.

Из результатов работы следует соотношение требуемых и имеющихся точностей.

Таблица 5

Сравнение точностей

	Требуемая точность	Имеющаяся точность
ДКР	10 + 20%	50%*)
НКР	0,20 + 0,40% $\frac{\Delta K}{K}$	0,60% $\frac{\Delta K}{K}$

*) При смещении модуля среднего значения на 35% (см. текст).

Напомним, что имеются в виду погрешности стандартного расчета, оцененные исходя из погрешности стандартного расчета, оцененные исходя из погрешности групповых констант. Оценка точностей с привлечением результатов моделирующих экспериментов на критсборках и результатов, полученных на реакторе БН-350, в данной работе не проводилась и является, как отмечалось, специальной задачей.

Авторы выражают благодарность В.В.Орлову, Ю.А.Казанскому, М.Ф.Троянову, В.И.Матвееву и С.М.Зарыцкому за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, М., 1964.
2. Антонова Л.П., Базазянц Н.О., Барыба М.А., Маркелов И.П., Николаев М.Н., Троянов М.Ф. Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. Мелекесс, 15-21 ноября 1969.
3. Усачев Л.Н., Манохин В.Н., Бобков Ю.Г. "Nuclear Data in Science and Technology" Paris, 12-16 march 1973 Proceedings of a Symposium, v. 1, p. 129, IAEA, Vienna.
4. Häfela W. Nuclear Engineering International, nov. 56, p. 936 (1971).
5. Zaritsky S.M., Nikolaev M.N., Troyanov M.F. Nuclear Data Requirements for the Calculation of Fast Reactors, INDC (ССР)-17/V, IAEA, Vienna, 1971.

6. Зарицкий С.М., Ракитин И.Д. Советско-шведский семинар по физике быстрых и тепловых реакторов. Дубна, 11-15 сентября 1972.

7. Казачковский О.Д., Краснояров Н.В., Никольский Р.В., Зизин М.Н. Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. Мелекесс, 15-21 ноября 1969, доклад Д-14.

8. Окрент Д., Коэн К.П. Ядерно-физические проблемы безопасности при проектировании больших энергетических реакторов на быстрых нейтронах. 3-я Женевская конференция по мирному использованию атомной энергии. P/267, 1964.

9. Okrent D. Intercomparison of Calculations. ANI-7120. Proc. of the Conference on Safety, Fuels and core Designs in Large Fast Power Reactor. Oct. 11-14 (1965).

10. Nakagawa H. and Inagaki T. Intercomparison of Large Fast Power Reactor Calculations International Symposium on Physics of Fast Reactors Tokyo, 16-23 Oct. 1963. Rep. A-45.

11. Yiftah et al. "Nuclear Data in Science and Technology", Paris, 12-16 march 1973. Proc. of a Symp. V.2, p.75, IAEA, Vienna.

12. Hummel H.H. Conf. Proc. "Neutron Cross Sections and Technology", Knoxville, march (1971), v. 1, p.65.

13. Kiefhaber E. Nucl. Sci. and Eng. 38, 178 (1969).

14. Nakagawa M., Takano H., Tatsuragi S.J. of Nucl. Sci. and Techn., 10, 419 (1973).

15. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В. и др. Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. Мелекесс, 15-21 ноября 1969. Доклад Д-21.

16. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В. и др. Second Internat Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki 15-19 June, 1970. Conf. Proc. v. 1, p. 559.

17. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Препринт ФЭИ-443, 1973.
18. Kidman R.B. et al. Nucl. Sci and Eng., 48, 189 (1972).
19. Stacey W. Nucl. Sci and Eng. 47, 29 (1972).
20. Celchini G.M., Salvatore M. Nucl. Sci and Eng. 46, 304 (1971).
21. Kleijn H.R. Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. Мелекесс, 15-21 ноября 1969. Доклад Р-33.
22. Evrads G. Stievenart M. Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. Мелекесс, 15-21 ноября 1969. Доклад Р-41.
23. Travelli A. and Beitel I.C. National Topical Meeting on New Developments in Reactor Physics and Shielding Sept. 12-15, 1972. Conf - 720901. Book 2, p. 734.
24. Till C.E. National Topical Meeting on New Developments in Reactor Physics and Shielding Sept. 12-15, 1972. Conf-720901. Book 2, p. 1152.
25. Nikolsky R.V., Ziganshin T.M. International Symposium on Physics of Fast Reactors. Tokyo, 16-23 Oct. 1973, Rep. A-46.
26. Dyos M.W., Paik N.C. International Symposium on Physics of Fast Reactors. Tokyo, 16-23 Oct. 1973, Rep. A-47.
27. Greebler P. et al. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokyo, 16-23 Oct. 1973, Rep. A-48.
28. Matsuno J. et al. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokyo, 16-23 Oct. 1973. Rep. B-22.
29. Stevenson I.M. et al. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokyo, 16-23 Oct. 1973. Rep. A-19.
30. Лейпунский А.И. и др. Обзор последних работ по исследованию физики быстрых реакторов. I-й симпозиум СЗВ. "Состояние и перспективы работ по созданию АЭС", г. Обнинск (1967).
31. Orlov V.V. et al. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokyo, 16-23 Oct. 1973. Rep. A-25.
32. Orlov V.V. et al. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokyo, 16-23 Oct. 1973, Rep. A-13.

33. Smith R.D. Conference on Nuclear Data for Reactors. Paris, October 17-21 (1966), v. 1, p. 27.
34. Zaritsky S.M., Trojanov M.F. "The Physics of Fast Reactor Operation and Design". London, 1969, p. 309.
35. Caner M. et al. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokio, 16-23 Oct. 1973. Rep. B-5.
36. Proc. of the Intern. Conf. on Fast Experim. and Analysis, Argonne (1966). ANL-7320, p. 1070.
37. Ракигин И.Д., Зарицкий С.М. Всесоюзная конференция по нейтронной физике. Г. Киев, 28 мая - 1 июня 1973.
38. Greebler P., Hutchins B.A., Cowan C.L. Second Internat. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 15-19 June, 1970. Conf. Proc. 1, p. 17.
39. Poenitz W.G. Second Internat. Conf on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 15-19 June 1970. Conf. Proc., v. 2, p. 1.
40. Greebler P., Hutchins B.A., Linford R.B. Nuclear Applications, 4, 297 (1968).
41. Davey W.G. Second Internat. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 15-19 June 1970. Conf. Proc. V.2, p. 119.
42. Kazanski Ya.A. et al. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokio, 16-23 Oct. 1973. Rep. B-19.
43. Kappler F. et al. Internat. Symp. on Fast Reactors. Tokio, 16-23 Oct. 1973. Rep. B-17.
44. Meyer W. and Multone G.A. National Meeting on New Developments in Reactor Physics and Shielding. Sept. 12-15, 1972. Kiamesha Lake, Book 1, p. 524.
45. Ito S. and Yamamoto H. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokio, 16-23 Oct. 1973. Rep. B-8.
46. Yamamura Y. Analytical Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokio, 16-23 Oct. 1973. Rep. B-9.
47. Хожлов В.Ф., Савоськин М.М., Николаев М.Н. Выпуск "Ядерные константы", вып. 8, ч. 3, стр. 3. Атомиздат (1972).

48. Orlov V.V., Kasanski Ya.A., Nikolaev M.N., Troyanov M.F. Internat Symp. on Physich of Fast Reactors. Tokio, 16-23 Oct. 1973. Rep. A-7.
49. Lussac J. et al. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokio, 16-23 Oct. Rep. A-1.
50. Fisher E.A. and Keisters H. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokio, 16-23 Oct. 1973. Rep. A-2.
51. Абагян Л.П. и др. Выпуск "Ядерные константы", вып. 8, ч. I, стр. 121. М., 1972.
52. Абагян Л.П. и др. Выпуск " Ядерные константы", вып. 8, ч. I, стр. 154, М., 1972.
53. Byoun I.Y. Block R.C. Semler T. National Topical Meeting on New. Developments in Reactor Physics and Shielding, Sept. 12-15, 1972. Conf.- 720901. Book 2, p. 1115.
54. Ваньков А.А. и др. Выпуск "Ядерные константы", вып. 12, с. 63. Атомиздат (1973).
55. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Препринт ФЭИ-444, (1973).
56. Абагян Л.П., Петрова Л.В., Троянов М.Ф. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Вып. 3, с. 439. Атомиздат (1966).
57. Ваньков А.А. Обнинск, 1973, препринт ФЭИ-428.

ИЗМЕНЕНИЯ И ДОПОЛНЕНИЯ В ФОРМАТЕ БИБЛИОТЕКИ
ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ СИСТЕМЫ СОКРАТОР

И.И. Николаев

Abstract - Аннотация

CHANGES AND ADDITIONS OF THE SOCRATOR EVALUATED NUCLEAR DATA LIBRARY FORMAT. Format for representation of resolved resonance parameters is some changed. The aim is convenience of treating of information. Possibilities of representation of data on energy and angular distributions of secondary neutrons are expanded. Format for representation of partly resolved resonance data is introduced. A number of restrictions of format is introduced. These restrictions are not principal for evaluators but important for data treating point of view.

ИЗМЕНЕНИЯ И ДОПОЛНЕНИЯ В ФОРМАТЕ БИБЛИОТЕКИ ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ СИСТЕМЫ СОКРАТОР. Введено небольшое изменение формата представления данных о параметрах разрешенных резонансов. Цель - удобство обработки информации. Расширены возможности представления данных о спектрах вторичных частиц и их угловых распределениях. Введен формат представления данных о частицах разрешенных резонансах. Введен ряд не принципиальных для оценщиков, но важных с точки зрения обработки данных ограничений.

1. Изменение формата представления данных о параметрах разрешенных резонансов

В опубликованном [1] формате библиотеки СОКРАТОР предполагалось задание резонансных параметров отдельно для каждого изотопа, входящего в состав естественной смеси изотопов. Такое представление данных неудобно для обработки данных с целью по-

лучения многогрупповых констант, т.к. появляется необходимость в расстановке резонансов различных изотопов в том порядке, в котором они встречаются в естественной смеси. Чтобы избежать этой процедуры решено изменить формат представления данных о параметрах разрешенных резонансов (см. [1], параграф III.2.3.) следующим образом.

а. Общая информация

Тип п/к	Позиция	Величина
I.	1.	НТП;
	2.	Резерв;
	3.	Число карт для данного НТП;
	4-6.	Резерв.
II.	1.	E_{0I} -энергия I-го резонанса, эв;
	2.	E_{0II} -энергия последнего резонанса, эв;
	3.	Число изотопов;
	4.	<i>лит</i> -полное число систем уровней с разным спином и четностью в сумме по всем изотопам;
	5.	Полное число резонансов, приводи- мых для всех изотопов;
	6.	Резерв.

б. Информация об изотопе

- III 1. Атомный вес I-го изотопа (в шкале C^{12}).
2. Его концентрация в долях.
3. Число карт с общей информацией для изотопа,
т.е. карт типов III-XV.
4. $\pm a$ - радиус нейтронного канала (ферми). Знак
минус означает наличие энергетической зависи-
мости радиуса или его зависимости от e и γ .
В этом случае здесь задается значение радиуса
при $E=0$, I-го значения e и первого для данно-
го e значения γ .

5. $\pm I$ - четность и спин ядра-мишени. Для ЭВМ не различающих +0 и -0, торсионная четность при $I=0$ дублируется пробивкой признака числа.

6. Число резонансов, проводимых для данного изотопа. Карты типов IV + XV сохраняют свой формат. Карты типов III+XIV повторяются для каждого изотопа. Далее следуют карты с информацией о системах уровней, каждая из которых имеет следующий формат:

- XVI
1. n_i - № системы уровней ($1 \leq n_i \leq n_{it}$).
 2. A - атомный номер изотопа.
 3. $\pm \ell_i$ - наименьший орбитальный угловой момент нейтронов, которые могут быть образовывать указанное состояние. Набирается со знаком минус, если состояние может образовываться и нейтронами с большим угловым моментом. Для ЭВМ, не различающих +0 и -0 при $\ell_i = 0$ знак минус дублируется пробивкой признака числа.
 4. $\pm \gamma$ - четность и спин составного ядра. Для ЭВМ, не различающих +0 и -0, при $\gamma = 0$ знак минус дублируется пробивкой признака числа.

5-6. Резерв.

Карты типа XVI повторяются для всех систем уровней. Далее следуют карты, на которых приведены собственно резонансные параметры - в порядке возрастания резонансной энергии вне зависимости от номера системы уровней, к которой относится данный резонанс.

- XVII
1. E_r - резонансная энергия;
 2. n_i - номер системы уровней;
 3. Число карт для данного резонанса;
 4. $\Gamma_{nc} (|E_r|)$ - нейтронная ширина, (эв) для $\ell = \ell_i (n_i)$;
 5. Γ_{rr} - радиационная ширина, эв;
 6. Γ_{df} - делительная ширина, эв;

Карты типа XVIII (задание Γ_n для орбитальных моментов $\ell > \ell_i (n_i)$ - при $\ell_i (n_i) < 0$) и типа XIX (задание ширин реакций, отличных от рассеяния, захвата и деления - если такие реакции

имеют место) совпадают по формату с соответствующими картами, описанными в [1] (карты XVII и XVIII).

Карты типа XVII и, если надо, типов XVIII и XIX, даются для каждого резонанса.

2. Изменения и дополнения форматов представления данных об энергетических зависимостях вторичных частиц

а) закон № 10

$$Y(E, E_0) = \sum_{n=1}^N P_n \delta[E - \varepsilon(E_0, \theta, \vec{\alpha})], \quad (1)$$

доопределяется так, чтобы с его помощью можно было описывать энергетические распределения вторичных частиц, отличных от нуклонов, а также нейтронов, освобождающихся в результате развала несвязанной многонуклоновой частицы, образующейся в результате реакции (например, в результате прямых реакций типа $D+n \rightarrow$ бинейтрон $+p \rightarrow 2n + p$; $D+n \rightarrow$ несвязанный дейтрон $+n \rightarrow n+p+n$). Для этого в вектор параметров реакции $\vec{\alpha}$, кроме энергии реакции Q , ($Q < 0$ для эндонергетических реакций) и массы ядра мишени M_0 , следует добавить массу вторичной частицы M и массу той интересующей нас частицы, которая образуется в результате ее развала - $m_1 \approx M$. В этом случае:

$$\begin{aligned} \varepsilon(E_0, \theta, Q, M_0, M, m_0, m, m_1) = \\ = E_0 \frac{m_0}{m} \frac{m_1}{M} \left[1 - \alpha \left(1 - \frac{M^2}{(m_0 M^2 + M_0 m^2)} \beta \right) \frac{Q}{E_0} - \frac{M_0}{\beta} \sqrt{1 + \frac{(m_0 + M_0)^2}{(m M_0^2 + M m_0^2)}} \frac{Q}{E_0} \right]; \\ \alpha = \frac{(2m_0 M_0 + M_0^2)(m_0 M^2 + M_0 m^2) - (m M_0^2 + M m_0^2) M^2}{(m_0 + M_0)^2 (m_0 M^2 + M_0 m^2)}; \quad (2) \\ \beta = \frac{\alpha (m_0 + M_0)^2}{2 M m_0^2} \sqrt{\frac{M^2 m_0 + M_0 m^2}{m M_0^2 + M m_0^2}}. \end{aligned}$$

Здесь m_0 - масса налетающей частицы, m - масса частицы, получающейся в результате реакции. Где

$$\begin{aligned} \mu_c = \frac{1}{2k^2} \left[y \mu_c^2 - \frac{2m_0 k}{m_0 + M_0} \pm \mu_c \sqrt{M_0^2 y^2 + 4k^2 x - \frac{4k y m_0}{m_0 + M_0}} \right]; \\ \mu_c = \cos \theta; \quad (3) \end{aligned}$$

$$K = \frac{M}{m_0 + M_0} \sqrt{\frac{m_0 M_0^2 + M m_0^2}{M^2 m_0 + M_0 m^2}} \sqrt{1 + \frac{(m_0 + M_0)^2 \cdot m_0}{m M_0^2 + M m_0^2}} \cdot \frac{Q}{E_0};$$

$$x = 1 - \alpha \left(1 - \frac{M^2}{(m_0 M^2 + M_0 m^2) \beta} \cdot \frac{Q}{E_0} \right);$$

$$y = \frac{L}{\beta} \sqrt{1 + \frac{(m_0 + M_0)^2 \cdot Q}{(m M_0^2 + M m_0^2) E_0}} \quad (3)$$

О числе членов в сумме (1) и использовании знака минус в формуле для μ , см. [1]. Релятивистские эффекты, которые в (2) пренебрегаются, при энергиях до 15 Мэв дают вклад, не превышающий 1% а, как правило, много меньший.

Формат карты для НТП = IIO с данными для IO-го закона оледукций:

IY. 1. НТП = IIO;

2. m ;

3 - 6. Резерв.

Величины M и Q приводятся в других местах файла. Величина m_0 однозначно определена типом реакции. Если m не задано, по умолчанию принимается $m = m_0$;

б). Введен закон № 13, описывающий энергоугловые распределения вторичных нейтронов, образующихся при развале ядра (модель фазового пространства):

$$Y(E_0, \theta, Q, E) = C(E_0, Q) \sqrt{E [E_{\max}(E_0, \theta, Q) - E]^{(3n-8)}};$$

(ниже M - масса ядра мишени в единицах нейтронных масс).

$$C(E_0, Q) = \frac{1}{2\pi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{E_{\max}(E_0, \theta, Q)} \sqrt{E [E(E_0, \theta, Q) - E]^{(3n-8)}} dE}.$$

В случае трех частиц, например, реакции $D(n, 2n)H$:

При $E_0 \leq -QM/(M-1)$:

$$C(E_0) = \frac{2(M+1)^4}{E_0^2 \pi^2 [a^2(1-\mu m) + \frac{2}{3}a(1-\mu m^2) + \frac{8}{9}(1-\mu m^3)]};$$

при $E_0 > -QM/(M-1)$

$$C(E_0) = \frac{2(M+1)^4}{E_0^2 \pi^2 [a^2 - \frac{2}{3}a + \frac{8}{9}]};$$

$$Q = M^2 \left(1 + \frac{M+1}{M} \cdot \frac{Q}{E_0} \right) - 1;$$

$$\mu_m = (M+1) \sqrt{\frac{Q}{E_0} \cdot \frac{M}{M+1} - \frac{M-1}{M+1}};$$

$$E_{\max}(E_0, \theta, Q) = E_0 \left[1 - \frac{2M}{(M+1)^2} \cdot \left(1 - \frac{M+1}{2} \cdot \frac{Q}{E_0} - \mu_c \sqrt{1 - \frac{(M+1)}{M} \cdot \frac{Q}{E_0}} \right) \right];$$

Q - энергия реакции в Мэв (отрицательна для эндоэнергетических реакций); μ_c - косинус угла рассеяния в системе центра инерции. Угловое распределение продуктов реакции должно быть задано изотропным в системе центра инерции. Зависимость E_{\max} от косинуса угла рассеяния в лабораторной системе координат $\mu_c = \cos \theta$ имеет вид:

$$E_{\max}(E_0, \theta, Q) = \frac{2\mu_c^2 + \alpha (\pm) 2\mu_c \sqrt{\mu_c^2 + \alpha}}{(M+1)^2},$$

где знак минус перед μ_c используется лишь при $E_0 < -QM/(M+1)$ и учитывает наличие двух групп нейтронов, летящих под передними углами.

в). В описании формата [1]^{*} определены форматы карт при использовании линейной комбинации законов лишь для случая, когда коэффициенты линейной комбинации постоянны в энергетическом интервале (НТП = 150, 250^{*}). Ниже определяются форматы, позволяющие описать энергетическую зависимость коэффициентов линейной комбинации (НТП = 151, 251).

IV. 1. НТП.

2. Число энергий, при которых задаются коэффициенты линейной комбинации. Первая энергия должна совпадать с нижней, последняя - с верхней энергией интервала ΔE , для которого приводятся данные.

3. Число карт с информацией для этого НТП.

4. Число используемых законов.

* В I указано, что формат № 10 предназначен для НТП=150 и 252. Это ошибка. Приводимый там формат предназначен для НТП =150 и 250.

5. ИНТ, определяющее закон интерполяции коэффициентов линейной комбинации по энергии (для сохранения вероятности в процессе интерполяции рекомендуется использовать ИНТ = 111000000).
 6. Резерв.
- У. 1. E , .
2. $a_1(E)$.
 3. $a_2(E)$ и т.д. пока не будут
и т.д., пока не будут приведены вероятности всех законов при первой энергии. Карты типа У повторяются для каждой энергии.

На последующих картах дается информация о соответствующих законах. Каждый закон может быть представлен с помощью лишь одного НТП, который и определяет формат. Если среди этих НТП имеется хотя бы один, в котором зависимость от начальной энергии задана явно (НТП = 208, 209, 212), то НТП линейной комбинации следует определять равным 251. В противном случае НТП линейной комбинации = 151.

3. Новые типы представления данных по угловым распределениям

В ранее определенном формате [1] предполагалось, что НТП = 121, 221; 122, 222 с помощью которых угловые распределения могут быть заданы в виде суперпозиции парциальных угловых распределений с определенными весами, могут быть использованы также для задания подгрупповой структуры угловых распределений.

Такая возможность, однако, сильно усложняет переработку данных по угловым распределениям: для того, чтобы решить какой смысл имеют коэффициенты α , необходимо провести их сравнение с долями подгрупп, заданными в секции соответствующего парциального (или полного) сечения. Чтобы избежать этой трудности для задания подгрупповой структуры угловых распределений, вводятся НТП = 321, 421; 322, 422 формат которых совпадает с форматом соответственно НТП = 121, 221; 122, 222. В НТП у которых $n_2 = 3$ или 4, коэффициенты α имеют смысл долей подгрупп и должны точно совпадать с долями подгрупп сечений.

4. Учет структуры сечений в области частично разрешенных резонансов

При задании сечений с помощью параметров разрешенных резонансов расширяются возможности учета вклада неразрешенных уровней. В описании формата [1] допускался учет этого вклада лишь как нерезонансного. При этом величина вклада неразрешенных уровней могла быть задана с помощью средних резонансных параметров (см. [1] стр. 31 "Задание нерезонансных сечений при представлении данных о сечениях с помощью параметров разрешенных резонансов", карта типа X, являющаяся заголовочной картой НТП, с помощью которого задается нерезонансное сечение). Если этим НТП являются НТП = 4I1 или 4I2, то в позиции 2 этой карты (см. [1], стр. 34 карта типа I) пробивается 0, если вклад неразрешенных уровней допустимо учитывать как нерезонансный, или I - если необходим учет резонансной структуры неразрешенных уровней.

Для того, чтобы учесть, что часть уровней той или иной системы резонансов разрешена и учтена в параметрах разрешенных резонансов, после карты типа XIV (см. [1] стр. 37) должна быть подложена карта типа XIV-A, имеющая следующий формат:

XIV-A I. Отношение приведенной нейтронной ширины, соответствующей порогу разрешения к средней приведенной ширине I-й системы уровней, или 0, если уровни данной системы полностью не разрешаются.

В следующих позициях этой карты пробивается аналогичная информация для остальных систем уровней. При необходимости информация переходит на следующую карту того же формата.

Введение карты типа XIV-A при использовании НТП с $n_1 = 4$ для задания "нерезонансного" вклада в области разрешенных резонансов является обязательным.

5. Ограничения возможностей представляемых форматом библиотеки, определенным в работе [1]

а). В полном файле данных каждое сечение должно быть задано во всей области энергии, для которой определен файл. Это относится и к пороговым реакциям: в интервале ниже порога равенство сечения нулю должно быть задано явно с помощью ИТД=101.

б). В секциях сечений реакций границы энергетических областей, различающихся типами представления, должны точно соответствовать границам соответствующих областей в секции полного сечения за исключением случая, когда нижеэнергетическая граница области совпадает с порогом реакции.

Таким образом, границы энергетических областей в секции полного сечения соответствуют изменению типа представления сечения, по крайней мере одной реакции.

в). В каждом энергетическом интервале полное сечение и сечение парциальных реакций должны задаваться только в эквивалентных типах представления:

представление с помощью резонансных параметров должно описывать сечения всех реакций (некоторые из них могут быть заданы только в виде нерезонансного вклада в формате, предусмотренном для задания такого вклада при описании сечений резонансными параметрами);

поточечное представление может быть только общим для задания сечений всех типов. Значения энергий, при которых задаются значения парциальных сечений могут быть выбраны лишь из множества значений энергии, при которых задано полное сечение;

подгрупповое представление может быть только общим для реакций всех типов (нерезонансные сечения задаются равными значениями подгрупповых сечений).

г). Законы интерполяции сечений по энергии могут быть, вообще говоря, различными для разных сечений. Рекомендуется, однако, использовать линейно-линейную или линейно-логарифмическую интерполяции, гарантирующие сохранение равенства сумм парциальных сечений полному.

д). При использовании НТП, позволяющих описывать энергетические зависимости сечений всех реакций в секции полного сечения внешний цикл по температуре не допускается: температурная зависимость сечений должна быть задана так, как это предусмотрено форматом соответствующего НТП. При задании энергетической зависимости сечений резонансными параметрами данные приводятся лишь для одной температуры - 0°K .

Внешний цикл по температуре сохраняется для задания сечений в НТП = 111, 112, 121, 122.

Задание температурной зависимости энергетических и угловых распределений не предусматривается.

е). Угловые распределения не могут быть заданы резонансными параметрами. Даже если сечения заданы резонансными параметрами, определяющими и угловые распределения, последние, тем не менее, должны быть заданы в явной форме.

ж). Учет резонансной структуры параметров энергетических распределений (температуры в законах КМ 9, 11, 12; вероятностей переходов в законе К 6) с помощью подгруппового представления не предусматривается.

Влияние резонансной самоэкранировки на форму угловых распределений в области неразрешенных резонансов может быть учтено лишь путем описания подгрупповой структуры сечений реакцией, характеризующихся различными энергетическими распределениями вторичных нейтронов.

з). Сечения могут быть заданы с помощью не более, чем трех типов представления. При использовании нескольких типов представления НТП должны следовать друг за другом в порядке старшинства.

Самыми старшими являются представления с помощью резонансных параметров (НТП = n_1, n_2, n_3 , начинающиеся с $n_1 = 3$ - область разрешенных резонансов, или $n_1 = 4$ - область неразрешенных резонансов).

Следующими по старшинству являются точечные представления ($n_1 = 5, n_2 = 1$ или $n_1 = 1, n_1 + n_2 < 3$).

Самыми младшими являются подгрупповые представления ($n_1 = 1, n_1 + n_2 \geq 3$ или $n_1 = 5, n_2 > 1$).

и). При задании сечений, энергетических и угловых распределений на карте заголовка НТП должно указываться максимальное число параметров (долей подгрупп, значений μ или ω).

В частности, при задании сечений с помощью НТП=I2I в карте заголовка НТП (карта типа IV) в позиции 4 должно быть указано максимальное число подгрупп (в формате [I] предусматривалась пробивка нуля, если число подгрупп меняется от энергии к энергии).

При задании угловых распределений с помощью НТП=III или 2II; I2I или 22I; 32I или 42I в карте заголовка НТП (карта типа IV) в позиции 6 должно быть указано максимальное число значений косинуса угла рассеяния или, соответственно, максимальное число членов разложения по полиномам Лежандра. При использовании НТП = I22 или 222, 322 или 422 аналогичная информация должна быть приведена в позиции 6 карты типа V, следующей за картой заголовка НТП.

6. Ошибка в описании закона № 9

В работе [1] допущена ошибка в описании закона № 9 распределения вторичных нейтронов по энергиям. Нормировочный множитель для этого закона равен

$$N(E_0, u, v) = T^2(E_0) \left[\left(1 + \frac{v}{T(E_0)}\right) e^{-\frac{uT(E_0)}{v}} - \left(1 + \frac{E_0 - u}{T(E_0)}\right) e^{-\frac{E_0 - u}{T(E_0)}} \right].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Колесов, М.Н. Николаев. Формат библиотеки рекомендованных данных для расчета реакторов. Сб. "Ядерные константы", вып. 8, ч. 4, с. 3. М., ЦНИАТОМИНФОМ, 1972.

О ТОЧНОСТИ 2I-ГРУППОВЫХ ЭФФЕКТИВНЫХ КОНСТАНТ ВОДОРОДА
ПРИ РАСЧЕТЕ КВАДРАТА ДЛИНЫ ЗАМЕДЛЕНИЯ В РАЗЛИЧНЫХ
СРЕДАХ

В.Н.Турин, А.М.Поплавко

Abstract - Аннотация

ON ACCURACY OF 2I-GROUP EFFECTIVE HYDROGEN CONSTANTS IN AGE CALCULATIONS FOR DIFFERENT MATERIAL COMPOSITIONS. In this article investigation of accuracy of 2I-group system of effective hydrogen constants for calculation of hydrogenous reactors in diffusion - transport approximation is continued. The Age Calculations have been performed for compositions contained the mixtures of water with different reactor materials. It is shown that this system of effective hydrogen constants has required accuracy in description of diffusion and slowing down on hydrogen nuclei.

О ТОЧНОСТИ 2I-ГРУППОВЫХ ЭФФЕКТИВНЫХ КОНСТАНТ ВОДОРОДА ПРИ РАСЧЕТЕ КВАДРАТА ДЛИНЫ ЗАМЕДЛЕНИЯ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ. В работе продолжается исследование точности 2I-групповой системы эффективных констант водорода для расчета водородосодержащих реакторов в диффузионно-транспортном приближении. Выполнены расчеты квадрата длины замедления для различных составов, содержащих смеси воды с разными реакторными материалами. Показано, что эта система эффективных констант водорода обладает необходимой точностью при описании замедления и диффузии на ядрах водорода.

В работе продолжается исследование точности 2I-групповой системы эффективных констант водорода, предназначенной для проведения расчетов в диффузионно-транспортном приближении [1,2]. Одним из способов проверки точности описания замедления с использованием той или иной системы констант является вычисление квадрата длины замедления и сравнение с экспериментом.

В настоящей работе расчеты квадрата длины замедления выполнялись с использованием эффективных констант водорода [1]

(далее в тексте и в таблицах модель M2), а также с константами водорода из каталога [3] (модель M1).

Для проведения расчетов была использована программа "КДЗ" [4].

Квадраты длин замедления были рассчитаны для различных композиций реакторных материалов, таких как $Al-H_2O$, $Zr-H_2O$ и т.д. (см. таблицы I, II). Экспериментальные и расчетные (с использованием различных систем констант) данные по квадратам длин замедления для этих композиций материалов опубликованы в работе [5]. В настоящей работе, кроме того, выполнялись расчеты по определению квадратов длин замедления нейтронов в растворах уранилнитратов ($UO_2(NO_3)_2 + H_2O$) в области R_n/ρ_0 50-1500 и в механической смеси ($U + H_2O$) в области R_n/ρ_0 10-1500. Результаты этих расчетов сравниваются со значениями квадратов длин замедления, полученными с помощью корректировки системы трехгрупповых констант по данным интегральных экспериментов.

Результаты всех расчетов приведены в таблицах I, II. Из таблиц I видно, что наибольшая ошибка (до 30%) в расчете квадрата длины замедления по обеим моделям обнаруживается для композиций материалов, включающих уран в форме блочков. Здесь, по-видимому, дело в том, что в расчетах не учитываются гетерогенные эффекты размещения топлива. В остальных случаях ошибка в пределах 6% - 7%. Результаты расчетов квадратов длин замедления по двум моделям согласуются в пределах 1%-2%. Для композиций материалов $Be-H_2O$, $Fe-H_2O$ расхождение несколько больше: 3%-5%.

Для растворов ($\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 + \text{H}_2\text{O}$) и смесей ($\text{U} + \text{H}_2\text{O}$) ошибка в определении квадрата длины замедления по сравнению с экспериментом, как видно из таблицы II, находится в пределах 6%. Максимальное расхождение между расчетами с использованием двух исследуемых моделей составляет в этих системах ~ 1,1%.

ВЫВОДЫ

Предложенная ранее авторами система эффективных констант водорода в 2I группах проверена сравнением с экспериментальными данными и результатами более точных расчетов квадрата длины замедления нейтронов в различных композициях реакторных материалов. Показано, что эта система обладает необходимой точностью при описании замедления и диффузии на ядрах водорода. Расхождения с экспериментом, имеющие место для сред, содержащих блочки урана и железа, в равной степени присущи обеим моделям и требуют отдельного изучения.

Таблица I

Квадрат длины замедления нейтронов в различных средах
(без учета делений)

№ вар	Состав	Объемная доля материала	L_s^2 (эксп.) [5] CM ²	L_s^2 (М1) CM ²	L_s^2 (М2) CM ²	$\frac{\Delta L_s^2}{L_s^2} = \frac{L_s^2(М2) - L_s^2(эксп.)}{L_s^2(эксп.)}$ %	$\frac{\Delta L_s^2}{L_s^2} = \frac{L_s^2(М2) - L_s^2(М1)}{L_s^2(М1)}$ %
1	2	3	4	5	6	7	8
1.	Al - H ₂ O	0,2	33,5±0,5	31,68	31,8	-5,1	0,4
2.	Al - H ₂ O	0,33	43±0,7	43,68	43,8	1,9	0,3
3.	Al - H ₂ O	0,5	59±9	51,49	51,24	-1,3	-0,5
4.	Fe - H ₂ O	0,317	30,3±0,5	28,23	28,28	-6,6	0,2
5.	Fe - H ₂ O	0,475	37,4±0,5	32,13	32,01	-14	-0,4
6.	Fe - H ₂ O	0,635	46,4±0,5	37,47	35,66	-23	-4,8
7.	U - H ₂ O - Al	0,575	58±5	43,95	43,42	-25	-0,1
8.	U - H ₂ O - Al	0,43	44±3	31,25	30,79	-30	-0,1
9.	U - H ₂ O - Al	0,305	35±2	27,28	27,04	-23	-0,1

Продолжение таблицы I

I	2	3	4	5	6	7	8
10. λ_{L-H_2O}	0,258	$33,5 \pm 0,6$	32,06	31,98	-4,5	-	
11. λ_{L-H_2O}	0,361	$37,2 \pm 0,6$	36,36	36,04	-3,2	-0,1	
12. λ_{L-H_2O}	0,545	$49,7 \pm 0,9$	47,99	46,99	-5,5	-2,1	
13. Be- H_2O	0,8		41,44	39,98		-3,5	
14. Be- H_2O	0,6		32,28	31,25		-3,3	
15. Be- H_2O	0,4		28,07	27,49		-2,1	
16. Be- H_2O	0,2		25,96	25,8		-0,6	

Таблица II

Квадрат длины замедления нейтронов в однородных уран-водных
смеслях и растворах уранилнитрата в воде (обогащение 90%)

№ вар.	Состав	Ядерное отнош. ρ_n/ρ_s	L_s^2 *	L_s^2 (M1)	L_s^2 (M2)	ΔL_s^2	L_s^2 (M2) - L_s^2 (эксп.)	ΔL_s^2	L_s^2 (M2) - L_s^2 (M1)
			без учета делений $сн^2$	без учета делений $сн^2$	без учета делений $сн^2$	L_s^2	L_s^2 (эксп.)	L_s^2	L_s^2 (M1)
					%		%		
1.	U + H ₂ O	10	23,37	22,65	22,8	-2,4			0,6
2.	"	30	25,35	24,56	24,6	-2,2			0,9
3.	"	100	25,8	24,73	25,0	-3,1			1,0
4.	"	500	26,68	25,01	25,2	-5,5			0,8
5.	"	1500	25,52	25,12	25,4	-0,5			1,1
6.	UO ₂ (NO ₃) ₂ + H ₂ O	50	29,96	28,23	28,2	-5,9			-0,1
7.	"	100	27,455	26,74	26,8	-2,4			0,2
8.	"	200	26,68	25,96	26,1	-2,2			0,5
9.	"	500	26,17	25,5	25,7	-1,8			0,8

*) Получены с помощью корректировки системы малогрупповых констант по
данным критических экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гурин В.Н., Поплавко А.М., Попова К.Е. Эффективные константы водорода для многогрупповых расчетов уран-водных реакторов в диффузионно-транспортном приближении. В сб. "Ядерные константы", вып. 10, 1973.
2. Гурин В.Н., Поплавко А.М. О точности расчетов реакторов в многогрупповом диффузионно-транспортном приближении с системой эффективных констант водорода. В сб. "Ядерные константы", вып. 11, 1973.
3. Захарова С.М., Сивак Б.Н., Тошинский Г.И. Ядерно-физические константы для расчета реакторов. Приложение к третьему выпуску Бюллетеня Информационного Центра по ядерным данным. Атомиздат, 1967.
4. Кочергин В.П., Зажирко А.Ф. Программа расчета квадрата длины замедления нейтронов в однородных средах в многогрупповом приближении. ФЭИ, 1963.
5. Марченко Л.В., Сергеев Ю.А. Расчет квадрата длины замедления для различных сред в 18-ти и 26-групповом P_1 - приближении и их сравнение с экспериментальными данными. В БИИЯД, вып. 6, М., Атомиздат, 1969.

СИСТЕМА КОНСТАНТ В РАСЧЕТАХ СПЕКТРА
ИСТОЧНИКОВ ВТОРИЧНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ
В ВОЗДУХЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ

В.М.Кувшинников, Ю.А.Медведев, Е.В.Плетников,
Б.М.Степанов, Г.Я.Труханов

Abstract - Аннотация

THE SYSTEM OF CONSTANTS FOR SECONDARY INITIATED NEUTRON GAMMA-RAY SOURCE SPECTRUM CALCULATION IN AIR. The system of constants for secondary initiated neutron gamma-ray source spectrum in air including the latest nuclear data is described.

СИСТЕМА КОНСТАНТ В РАСЧЕТАХ СПЕКТРА ИСТОЧНИКОВ ВТОРИЧНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ. Предлагается система констант для расчета спектра источников вторичного гамма-излучения в воздухе под действием нейтронов, которая включает в себя последние ядерные данные.

I. Введение

Знание спектра вторичного гамма-излучения, возникающего в воздухе под действием нейтронов, необходимо в ряде задач физики защиты, в некоторых геофизических и биофизических задачах.

Так, например, при расчетах теневой защиты летательных аппаратов [1] следует иметь в виду, что объекты надежно защищенные от прямого облучения, могут получать значительные дозы вторичного гамма-излучения с незащищенных направлений, так как источник вторичного гамма-излучения носит объемный характер, распределение излучения изотропно, а вторичные гамма-кванты могут иметь большую проникающую способность, чем нейтроны и таким образом создавать внутри объекта большую дозу проникающей радиации.

Знание спектра вторичного гамма-излучения представляет интерес также в ряде геофизических задач, в частности, в задачах ядерной геофизики [2,3], связанных с нейтронным гамма-каротажем (НГК) скважин. Присутствие в спектре вторичного гамма-излучения отдельных линий, характерных для азота и кислорода, может указывать на наличие на данном геологическом горизонте пустот, заполненных воздухом.

Данные по спектру источников вторичного гамма-излучения используются в исследованиях естественного фона проникающих излучений [4] и в задачах, связанных с возбуждением ионизации в атмосфере Земли под действием проникающих излучений [5,6,7].

Имеется также и биофизический аспект рассматриваемой проблемы [8]. Вторичное гамма-излучение, инициируемое нейтронами в воздухе, по своему действию на живой организм может оказаться существенным и поэтому должно учитываться в исследованиях воздействия нейтронов на биологические объекты, находящиеся в воздушной среде.

Вторичное гамма-излучение образуется в воздухе под действием нейтронов в результате следующих реакций взаимодействия нейтронов с ядрами атомов азота, кислорода и водорода: реакций неупругого рассеяния, реакций $(n, \alpha p)$ и $(n, d p)$ и реакций радиационного захвата нейтронов. Реакции упругого рассеяния нейтронов и захвата нейтронов, непосредственно не приводящие к образованию вторичного гамма-излучения, сказываются на спектре этого излучения косвенно через энергетическое распределение нейтронов [9].

Для расчета спектра источников вторичного гамма-излучения в воздухе помимо данных по сечениям взаимодействия нейтронов с ядрами элементов, составляющих воздух, необходимо знание энергетического спектра вторичного гамма-излучения, испускаемого при отдельных реакциях.

Существующие в настоящее время данные по нейтронным сечениям (в особенности для процессов неупругого рассеяния и захвата нейтронов с образованием заряженных частиц), а также по спектрам гамма-излучения, сопровождающего эти реакции, не полны, отрывочны и в некоторых случаях противоречивы.

Погрешность экспериментальных данных по нейтронным сечениям составляет в среднем 25-30%, а для некоторых величин достигает 50%.

В то же время, как показали расчеты, выполненные нами [9]^ж и в работах [10,11]^{жж}, некоторые интегральные характеристики (суммарная интенсивность и полная энергия) вторичного гамма-излучения чувствительны к изменениям в сечениях нейтронных реакций. Это означает, что результаты расчетов зависят заметным образом от выбора системы констант; откуда следует, что составление системы констант представляет важную задачу в проблеме расчета спектра вторичного гамма-излучения.

В настоящей работе предлагается система констант, которую следует по мнению авторов использовать в расчетах спектра вторичного гамма-излучения в воздухе под действием нейтронов при современном уровне экспериментальных погрешностей в ядерных данных (гл. 2).

Выбор предложенной системы констант осуществлялся на основе систематизации существующих данных по отдельным нейтронным реакциям в воздухе. Результаты различных авторов по сечениям нейтронных реакций и спектрам гамма-излучения, сопровождающего некоторые из них, сопоставлялись между собой. С использованием предварительных расчетов спектра вторичного гамма-излучения выбирались наиболее достоверные средние значения сечений и параметров вторичного гамма-излучения.

Погрешности усредненных величин оценивались на основании погрешностей исходных данных.

Очевидно, что вид системы констант определяется в значительной степени спецификой метода расчета, в котором она используется.

^ж Для моноэнергетических нейтронов с энергиями, лежащими в диапазоне от 0,1 Мэв до 14 Мэв.

^{жж} Для нейтронов со спектром деления и для нейтронов, энергия которых равномерно распределена в диапазоне от 12 до 15 Мэв.

Система констант, предлагаемая в настоящей работе, ориентирована, главным образом, на применение ее в расчетах методом Монте-Карло с использованием точечной аппроксимации сечений, хотя она может быть использована и в любом другом методе расчета вторичного гамма-излучения.

Одной из особенностей метода Монте-Карло является большая дисперсия результатов при расчетах параметров тех реакций, которые обладают малым сечением. Эффективным средством уменьшения дисперсии в этом случае служит аналитическое осреднение.

Поэтому при составлении системы констант часть реакций, имеющих малые сечения, объединялись в одну эффективную реакцию, сечение которой принималось равным сумме сечений отдельных реакций. Результаты расчета в случае необходимости могут быть распределены между отдельными процессами пропорционально их сечениям.

Введение эффективных реакций приводит не только к уменьшению дисперсии окончательных результатов, но и к уменьшению общего объема данных по сечениям. В совокупности это дает экономию машинной памяти и выигрыш во времени счета при одновременном улучшении точности результатов.

Для дальнейшего улучшения выбранной системы констант необходимо прежде всего сформулировать требования к точности в ядерных данных в зависимости от требований к точности окончательных результатов расчета. Кроме того нужно знать вклад отдельных нейтронных реакций в определяемую величину с тем, чтобы оценить необходимость учета тех реакций, которые дают наименьший вклад в окончательный результат при данном уровне требований к точности расчета. Эти две задачи взаимосвязаны.

Действительно, для формулирования требований к точности в ядерных константах необходимо определить чувствительность результатов расчета к изменениям в исходных данных. Такое определение возможно лишь на основе некоторой исходной системы констант, имеющих заданную погрешность. При этом чувствительность различных интегральных параметров (например, полной интенсивности и суммарной энергии вторичного гамма-излучения) к сечениям отдельных нейтронных реакций будет, очевидно, зависеть от вкладов каждой из них в определяемую величину.

В свою очередь необходимость учета отдельных реакций обусловлена структурой и точностью системы констант, на основе которых определяется вклад этих реакций в интегральную величину. В самом деле, вклад некоторых реакций может быть того же порядка величины, что и абсолютная погрешность вклада от других реакций. Поэтому, при повышении точности исходной системы констант может возникнуть необходимость учета новых реакций, ранее не принимавшихся во внимание.

Таким образом, улучшение выбранной системы констант представляет собой некоторый нелинейный итерационный процесс.

Настоящая работа была предпринята с целью решения части этой проблемы. С использованием выбранной системы констант были рассчитаны методом Монте-Карло спектры (интенсивности и энергетический спектр) источников вторичного гамма-излучения и определены вклады отдельных нейтронных реакций в суммарную интенсивность и энергию вторичного гамма-излучения в зависимости от энергии нейтронов источника в диапазоне от 0,1 Мэв до 14 Мэв* (гл. 3).

Были определены также (с помощью расчетов методом Монте-Карло) коэффициенты чувствительности суммарной интенсивности и полной энергии источников вторичного гамма-излучения к изменениям в сечениях всех рассматриваемых нейтронных реакций для кислорода. На основе полученных результатов были оценены погрешности в интегральных параметрах, обусловленные существующими в настоящее время экспериментальными погрешностями в отдельных сечениях для кислорода (гл. 4).

Полученные результаты позволяют сформулировать требования к точности ядерных данных в расчетах интегральных характеристик вторичного гамма-излучения, если известны требования к точности расчета самых интегральных характеристик.

* Выбор рассматриваемого диапазона энергии источников нейтронов был обусловлен тем, что спектр нейтронов, как естественного /3/, так и искусственного происхождения (ядерные и термо-ядерные реакторы, дейтерий-третиевые генераторы нейтронов /12/, радий-бериллиевые и полоний-бериллиевые источники, источник спонтанного деления ^{252}Cf и т.д.), охватывает выбранный диапазон энергии /13/.

2. Система констант для расчета вторичного гамма-излучения в воздухе

Известно [4,13] , что нейтроны с энергиями до 14 Мэв вступают во взаимодействие с ядрами атомов элементов, составляющих воздух: азота, кислорода и водорода (в водяном паре) в следующих основных типах реакций:

1. Неупругое рассеяние быстрых нейтронов ядрами атомов азота и кислорода;
2. Захват нейтронов ядрами атомов азота и кислорода, сопровождающихся испусканием заряженных частиц (протонов, альфа-частиц, ядер атомов дейтерия и трития) и в некоторых случаях также возбуждением вторичных ядер;
3. Радиационный захват нейтронов ядрами атомов азота и водорода;
4. Упругое рассеяние нейтронов ядрами атомов всех трех элементов.

В расчетах источников вторичного гамма-излучения следует учитывать все нейтронные реакции.

Необходимость учета процессов, не приводящих непосредственно к образованию вторичного гамма-излучения: реакций упругого рассеяния и захвата нейтронов с испусканием заряженных частиц, не связанных с гамма-возбуждением вторичных ядер (например, реакций (n, p)), - вызвано тем, что эти реакции сказываются на спектре вторичного гамма-излучения косвенно через энергетическое распределение нейтронов.

Для нейтронных реакций, сопровождающихся гамма-излучением: реакций неупругого рассеяния, реакций захвата нейтронов с испусканием заряженных частиц, связанных с гамма-возбуждением вторичных ядер и реакций радиационного захвата нейтронов, в расчетах спектра вторичного гамма-излучения (в особенности, при использовании метода Монте-Карло), целесообразно вместо полных сечений этих реакций, соответствующих возбуждению некоторой группы уровней вторичного ядра, использовать парциальные сечения возбуждения отдельных уровней этого ядра. Это связано с двумя обстоятельствами.

Во-первых, весь спектр гамма-излучения, испускаемого при возбуждении данного фиксированного уровня атомного ядра, определяется только энергией возбуждения этого уровня и не зависит от энергии нейтрона до взаимодействия.

Во-вторых, энергия нейтрона после неупругого рассеяния, связанного с возбуждением некоторого конкретного уровня атомного ядра, однозначно определяется энергией нейтрона до рассеяния и энергией возбуждения и не зависит от вероятности возбуждения других уровней этого ядра.

При использовании парциальных сечений вместо полных спектр вторичного гамма-излучения целиком определяется интенсивностью отдельных реакций, связанных с возбуждением фиксированных уровней атомных ядер.

Применение парциальных сечений при расчетах методом Монте-Карло интенсивностей отдельных реакций неупругого рассеяния позволяет уменьшить затраты машинного времени при сохранении точности расчетов, так как отпадает необходимость дополнительно разыгрывать (при каждом неупругом рассеянии) энергию возбуждения атомного ядра по вероятности, зависящей от энергии падающего нейтрона.

Отметим, однако, что использование парциальных сечений приводит к возрастанию объема машинной памяти, занятой под информацию о сечениях, а также к увеличению общего числа рассматриваемых процессов. Тем не менее, применение парциальных сечений дает выигрыш в эффективности расчетов. Естественная ширина линий спектра возбуждения вторичных ядер учитывается в этом случае автоматически, так как при экспериментальном измерении парциальных сечений результаты усредняются по ширине уровней возбуждения.

2.1. Неупругое рассеяние нейтронов

При неупругом рассеянии нейтронов на азоте возможно возбуждение серии уровней ядра ^{14}N . Возбуждение с этих уровней может сниматься каскадно путем излучения гамма-квантов с энергиями от 0,78 до ~ 8 Мэв (14,15,16,17).

Из всего многообразия реакций образования гамма-квантов при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах азота наименьшим энергетическим порогом обладает реакция $^{14}\text{N}(n, n_1)^{14}\text{N}$, сопровождающаяся излучением гамма-кванта с энергией $E_{\gamma_1} = 2,3 \text{ Мэв}$ (энергия соответствующего уровня возбуждения ядра ^{14}N , $E_{\beta_1} = 2,3 \text{ Мэв}$).

Сечение этой реакции становится отличным от нуля при энергиях нейтронов, превышающих 3 Мэв. При больших энергиях нейтронов сечение реакции значительно и составляет ~ 80 мбарн (рис. 1, 2).

При возбуждении следующего разрешенного уровня ядра ^{14}N ($E_{\beta_2} \approx 3,9 \text{ Мэв}$) наиболее вероятно излучение гамма-кванта с энергией $E_{\gamma_2} = 1,6 \text{ Мэв}$ (реакция $^{14}\text{N}(n, n_2)^{14}\text{N}$).

Экспериментальные значения сечений реакций $^{14}\text{N}(n, n_1)^{14}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(n, n_2)^{14}\text{N}$ приведены на рис. 2.

Результаты эксперимента были аппроксимированы кривой (сплошная линия), которая также представлена на рис. 2. Предпочтение было отдано при этом более поздним и более точным измерениям сечений рассматриваемых реакций [14, 15]. Из рисунка видно, что аппроксимационная кривая удовлетворительно описывает в пределах ошибки измерений результаты эксперимента. В расчетах вторичного гамма-излучения целесообразно, на наш взгляд, использовать значения сечений, соответствующих этой кривой. Ошибка в сечениях не превышает при этом 30-50%.

Многочисленность остальных реакций неупругого рассеяния нейтронов ядрами атомов азота и сравнительная малость сечений этих реакций [14, 16, 18] затрудняет учет каждой из них в отдельности.

Рассмотрим вначале ту часть из них, в которую входят реакции, сопровождающиеся излучением гамма-квантов с энергиями от 3,14 Мэв до 8 Мэв. Сечения для этой группы реакций наиболее достоверно и полно были измерены в работах [14, 15, 16].

Расчеты показывают, что средняя энергия гамма-квантов, $E_{\gamma_{cp}}$, возникающих при этих реакциях, практически не зависит от энергии взаимодействующих нейтронов E_n и в диапазоне энергий $5 \text{ Мэв} < E_n < 14 \text{ Мэв}$ с точностью порядка 10% равна 5,15 Мэв. Коэффициент поглощения гамма-квантов с энергиями в области от

3,14 Мэв до 8 Мэв, отличается от своего значения при $E_{\gamma_0} = 5,15$ Мэв не более, чем на 20% /8/.

Это дает возможность учитывать гамма-излучение, создаваемое всеми реакциями рассматриваемой группы, с помощью эффективной реакции неупругого рассеяния, названной нами $^{14}\text{N}(n, n'_3)^{14}\text{N}$. Эффективные реакции, дают, как это отмечалось во введении, значительный выигрыш при использовании их в расчетах методом Монте-Карло. Кроме того существенно уменьшается общий объем данных по сечениям отдельных реакций и спектрам вторичного гамма-излучения, необходимых в расчетах.

Сечение эффективной реакции $^{14}\text{N}(n, n'_3)^{14}\text{N}$, равное сумме сечений всех реакций рассматриваемой группы, было получено нами путем суммирования результатов работ /14,15,16/. Оно обозначено на рис.3 значками "х". Энергия гамма-излучения сопровождающего эту реакцию равна $E_{\gamma_3} = 5,15$ Мэв.

Сечение эффективной реакции аппроксимировалось кривой (сплошная линия), также представленной на рис.3. Значения, определенные по этой кривой, и следует, на наш взгляд, использовать в качестве сечения реакции $^{14}\text{N}(n, n'_3)^{14}\text{N}$. Ошибка полученных значений не превысит при этом 30-50%.

На рис.3. приведены также сечения, взятые из работ /14,15,17/ для реакции, относящейся к рассматриваемой группе к сопровождающейся испусканием гамма-квантов с энергией $E_{\gamma_0} = 5,1$ Мэв (эта реакция названа нами реакцией $^{14}\text{N}(n, n'_{30})^{14}\text{N}$).

Из рис.3 видно, что данные из работы /17/, относящиеся к этой реакции, близки к аппроксимационной кривой, описывающей сумму сечений всех реакций данной группы, в то время как сечения для реакции $^{14}\text{N}(n, n'_{30})^{14}\text{N}$, приведенные в работах /14,15/, меньше данных из работы /17/ примерно в 2 раза.

По-видимому, это объясняется тем, что в работе /17/ сечение реакции $^{14}\text{N}(n, n'_{30})^{14}\text{N}$ было приписано значение сечения эффективной реакции $^{14}\text{N}(n, n'_3)^{14}\text{N}$.

Сечение следующей реакции $^{14}\text{N}(n, n'_4)^{14}\text{N}$, сопровождающейся излучением гамма-квантов с энергией $E_{\gamma_4} = 2,8$ Мэв, не превышает 15 мбн /15,16/. Эту реакцию также можно учесть эффективно, используя то обстоятельство, что отношение сечения

реакции $^{14}\text{N}(n, n_4)^{14}\text{N}$ к сечению реакции $^{14}\text{N}(n, n_3)^{14}\text{N}$ практически не зависит от энергии падающего нейтрона и равно примерно 0,09 (в пределах точности измерения сечения реакции $^{14}\text{N}(n, n_4)^{14}\text{N}$). Это означает, что в расчетах вторичного гамма-излучения реакции $^{14}\text{N}(n, n_3)^{14}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(n, n_4)^{14}\text{N}$ целесообразно объединить в одну с сечением, равным сумме сечений этих реакций. Окончательные результаты в случае надобности должны распределяться между двумя реакциями пропорционально их сечениям. Наконец, последняя из зарегистрированных экспериментально реакций неупругого рассеяния нейтронов на ядрах атомов азота $^{14}\text{N}(n, n_5)^{14}\text{N}$ имеет малое сечение (менее 30 мбарн /14,15/). В результате этой реакции возникают гамма-кванты с энергией $E_{\gamma} = 0,78$ Мэв.

Ввиду малости сечения и малости энергии гамма-кванта, возникающего в этой реакции, можно заранее утверждать, что вклад этой реакции в формирование спектра гамма-излучения невелик. В связи с этим мы приводим здесь лишь аппроксимацию сечения этой реакции, полученную на основе данных работ /14,15,16/ (рис.1). Ошибка аппроксимированного сечения нигде не превышает $\pm 50\%$.

Рассмотрим теперь неупругое рассеяние нейтронов на ядрах кислорода.

При неупругом рассеянии нейтронов на ядрах кислорода наиболее существенна реакция $^{16}\text{O}(n, n_1)^{16}\text{O}$, сопровождающаяся вылетом гамма-кванта с энергией $E_{\gamma} = 6,13$ Мэв. На рис.4 приведены экспериментальные значения сечения этой реакции. Из рис.4 видно, что данные работы /18/ примерно в два раза ниже данных работы /19/. Авторы /18/ объясняют эту разницу в основном ошибкой калибровки. У нас нет оснований не доверять результатам работы /18/, тем более, что проведенные ранее авторами /18/ измерения сечений взаимодействия нейтронов с ядрами азота /14,15/ находятся в удовлетворительном согласии с другими результатами /17/. Кроме того, проведенный авторами работы /18/ тщательный анализ сечений с точки зрения сохранения полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами кислорода, еще раз убеждает в предпочтительности данных /18/. Этому же мнению придерживается и автор статьи /11/. Поэтому в расчетах вторичного гамма-излучения, по нашему мнению, следует использовать значения, полученные путем аппроксимации результатов работы /18/

(см. рис.4).

Экспериментально обнаружены еще две реакции неупругого рассеяния нейтронов на ядрах атомов кислорода, которые сопровождаются излучением гамма-квантов с энергиями 6,92 Мэв и 7,12 Мэв.

В работе /19/ измерялась сумма сечений этих реакций. При этом считалось, что отношение сечений этих реакций постоянно и равно 14:4.

Однако в работе /18/ получено, что сечения этих реакций примерно равны и составляют ~ 50 мб. Энергии гамма-квантов, образующихся в результате этих реакций, близки, и поэтому при расчетах целесообразно учитывать совместный эффект, производимый этими реакциями.

Введем поэтому эффективную реакцию, названную нами реакцией $O^{16}(n, n'_2) O^{16}$, сечение которой равно сумме сечений обеих рассматриваемых реакций неупругого рассеяния. Будем считать, что в результате этой реакции испускается гамма-квант со средней энергией $E_{\gamma_2} = 7,0$ Мэв.

Сечения реакции $^{16}O(n, n'_2)^{16}O$, полученные по данным работы /18/, и соответствующая аппроксимационная кривая представлены на рис.5. Значения, полученные путем аппроксимации, рекомендуются нами для расчетов вторичного гамма-излучения. При энергиях нейтронов, превышающих 9 Мэв, становятся возможными реакции неупругого рассеяния нейтронов ядрами атомов кислорода, сопровождающихся испусканием гамма-квантов с энергиями 0,98; 1,48; 1,76; 1,96 и 2,75 Мэв. Сечения этих реакций, за исключением последней реакции $^{16}O(n, n'_3)^{16}O$, сопровождающейся излучением гамма-кванта с энергией 2,75 Мэв, меньше 10 мбн. Учитывать эту группу реакций при существующем уровне экспериментальных погрешностей в сечениях не имеет смысла, поскольку экспериментальная ошибка в сечениях основных реакций неупругого рассеяния для кислорода составляет в среднем ± 20 мбн /18/.

Сечение реакции $^{16}O(n, n'_3)^{16}O$, построенное нами по данным работ /18/, приводится на рис.5.

- 64 -

Реакции захвата нейтронов, приводящие к образованию
тяжелых заряженных частиц

При взаимодействии нейтронов с ядрами атомов азота и кислорода с заметным сечением идут реакции захвата нейтрона с последующим испусканием тяжелой заряженной частицы (протона или α - частицы). Очевидно, что в реакциях этого типа гамма-излучение может возникать только в том случае, когда энергия нейтрона превышает первый возбужденный уровень вторичного ядра.

Реакция $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ на ядрах азота сопровождается вылетом протона. В отличие от остальных реакций в воздухе, связанных с рождением заряженных частиц, реакция $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ является экзотермической и возможна поэтому для самых низких энергий нейтронов (энергия реакции $Q_p = 0,62$ Мэв). Сечение этой реакции для тепловых нейтронов составляет примерно 2 бари /17/. С ростом энергии нейтрона E_n сечение убывает по закону $1/\sqrt{E_n}$ /13/ (рис.6). В области энергий нейтронов от 0,4 Мэв до 3 Мэв сечение реакции имеет ряд резонансов, положение и величина которых по данным разных работ /20, 21, 22, 23/ удовлетворительно совпадают. Далее сечение примерно постоянно и составляет величину ~ 50 мб.

При энергиях нейтронов, превышающих 7 Мэв, в остаточном ядре ^{14}C могут возбуждаться уровни 6,09 Мэв, 6,72 Мэв и 6,89 Мэв с последующим испусканием гамма-квантов этих же энергий. Сечение этих реакций не велико (не превышает 0,01 бари.) /13, 15, 16/. Поэтому учет данной группы реакций в расчетах вторичного гамма-излучения не имеет смысла, поскольку ошибка в сечениях основных процессов, ответственных за вторичное гамма-излучение в воздухе, во всяком случае превышает ± 10 мбн.

При энергиях нейтронов, не превышающих 4,14 Мэв для сечения реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ наиболее целесообразно, по нашему мнению, использовать оцененные данные /23/, а при больших энергиях данные из работы /21/, так как в других работах эти данные отсутствуют. Кривая, аппроксимирующая результаты работ /21, 23/ для всего рассматриваемого диапазона энергии нейтронов и рекомендуемая нами для использования в расчетах вторичного гамма-излучения, представлена на рис.6.

Реакция $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ на кислороде, сопровождающаяся вылетом протона, имеет высокий энергетический порог

(~ 10 Мэв.) и сечение, не превышающее 80 мбарн /17,21/ (рис.7). В связи с этим ее влияние на энергетическое распределение нейтронов незначительно. В этой реакции возможно рождение гамма-квантов с энергиями 120,270,295 и 390 кэв. Ввиду слабой интенсивности выхода гамма-излучения этот факт не был экспериментально подтвержден /18/. Таким образом учет реакции $^{16}O(n, p)^{16}N$ в расчетах спектра источников вторичного гамма-излучения малоцелесообразен.

Реакции $^{14}N(n, \alpha)^{11}B$ на азоте и $^{13}C(n, \alpha)^{10}B$ на кислороде сопровождаются вылетом α -частицы и могут идти как с испусканием, так и без испускания гамма-кванта.

Сечение реакции $^{14}N(n, \alpha_0)^{11}B$ ($Q_p=0,2$ Мэв) без гамма-возбуждения остаточного ядра становится отличным от нуля при энергиях нейтронов, больших 1 Мэв, и в области энергий нейтронов от 3 до 5 Мэв колеблется около 0,3 барн. /20,21, 23/. Для этого диапазона энергий нейтронов реакция $^{14}N(n, \alpha_0)^{11}B$ оказывает существенное влияние на дальнейшее перераспределение их энергий.

В работе /23/ приводятся оцененные сечения этой реакции, которые, как мы полагаем, и следует использовать в расчетах вторичного гамма-излучения при современном уровне экспериментальных ошибок в сечениях. Погрешность оцененных данных порядка 30+40%. (рис.8).

При больших энергиях нейтронов в остаточном ядре ^{11}B реакции $^{14}N(n, \alpha)^{11}B$ могут возбуждаться уровни 2,14 Мэв, 4,46 мэв и 5,05 мэв с последующим испусканием гамма-квантов этих же энергий.

Сечение реакции $^{14}N(n, \alpha_{\gamma_1})^{11}B$ ($Q_p=2,34$ Мэв), сопровождающейся испусканием гамма-квантов с энергией

$E_{\gamma_1}=2,14$ Мэв, становится отличным от нуля при энергиях нейтронов, превышающих 4 Мэв /17,21/, и далее колеблется в районе 50 мб (рис.9).

На рис.10 нанесены известные нам экспериментальные результаты по измерению сечения этой реакции /14,15,16,17/. Данные различных работ в пределах ошибок эксперимента согласуются.

На рис. II приведены экспериментальные данные по сечению реакции $^{14}\text{N}(n, \alpha\gamma_2)^{11}\text{B}$, сопровождающейся гамма-излучением с энергией $E_{\gamma_2} = 4,46$ Мэв ($Q_p = 4,66$ Мэв). Здесь так же наблюдается удовлетворительное согласие данных различных работ /14,15,16,17/.

На наш взгляд, наиболее оправданным является использование в расчетах вторичного гамма-излучения для сечений реакций $^{14}\text{N}(n, \alpha\gamma_1)^{11}\text{B}$ и $^{14}\text{N}(n, \alpha\gamma_2)^{11}\text{B}$ аппроксимационных кривых, представленных на рис. IO и II, которые удовлетворительно описывают результаты экспериментов /14,15,16,17/ с ошибкой порядка 30-50%.

Сечение третьей реакции $^{14}\text{N}(n, \alpha\gamma_0)^{11}\text{B}$, в которой испускаются γ - кванты с энергией $E_{\gamma_0} = 5,03$ Мэв, по данным работ /17/ составляет ~ 70 мб.

В работах /14,15/ при тщательном проведении эксперимента реакции $^{14}\text{N}(n, \alpha\gamma_3)^{11}\text{B}$ не была обнаружена. Однако авторы этих работ указывают, что для сохранения полного сечения взаимодействия нейтронов при энергиях $E_n > 6,7$ Мэв, должна присутствовать реакция с тем же сечением, по-видимому, $^{14}\text{N}(n, t_0)^{12}\text{C}$ или $^{14}\text{N}(n, \alpha_0)^{13}\text{C}$. Сечение реакции $^{14}\text{N}(n, t_0)^{12}\text{C}$ приведено в работе /24/ и составляет ~ 20 мбарн, следовательно, сечение реакции $^{14}\text{N}(n, \alpha\gamma_3)^{11}\text{B}$, приведенное в работе /17/, необходимо отнести к реакции $^{14}\text{N}(n, t_0)^{13}\text{C}$. Пороги реакций $^{14}\text{N}(n, \alpha_0)^{13}\text{C}$ и $^{14}\text{N}(n, t_0)^{12}\text{C}$, соответственно, равны 4 Мэв и 5,3 Мэв. С целью увеличения точности при расчетах эффектов, производимых этими реакциями, целесообразно, как указывалось во введении, объединить сечения обеих реакций. При энергиях падающего нейтрона $E_n < 7$ Мэв энергия полученной таким образом эффективной реакции $^{14}\text{N}(n, t_0 + \alpha_0)$ равна $Q_p = 4$ Мэв (в этой области идет только реакция $^{14}\text{N}(n, \alpha_0)^{13}\text{C}$) а при $E_n > 7$ Мэв $Q = 5$ Мэв (средняя энергия обеих реакций).

Сечение эффективной реакции $^{14}\text{N}(n, t_0 + \alpha_0)$, приведено на рис.8. При $E_n > 9$ Мэв становится заметным сечение группы реакций $^{14}\text{N}(n, \alpha\gamma_n)^{13}\text{C}$ с близкими сечениями и

энергиями, в результате которых в среднем испускается гамма-квант с энергией $E_{\gamma} = 3,7$ Мэв. Суммарное осечение этих реакций, которое рекомендуется нами при расчетах гамма-излучения, приведено на рис.9 (построено по данным работ /18/).

Реакция $^{16}\text{O} (n, \alpha) ^{13}\text{C}$ идет без гамма-излучения до энергий нейтронов E_n , меньших ~ 7 Мэв. Сечения реакций $^{16}\text{O} (n, \alpha_0) ^{13}\text{C}$, приводимые в работах /17, 19, 21/, находятся между собой в хорошем согласии. В расчетах следует использовать оцененные сечения /19/ (рис.7). Энергия реакции

$$Q_p = -2 \text{ Мэв.}$$

При $E_n > 7$ Мэв становятся заметными сечения реакций группы $^{16}\text{O} (n, \alpha \gamma_n) ^{13}\text{C}$, сопровождающихся излучением γ - квантов с энергиями 3+4 Мэв для энергий нейтронов $7,5 < E_n < 8,5$ Мэв

В работе /17/ приводятся результаты измерения сечения реакции $^{16}\text{O} (n, \alpha \gamma_1) ^{13}\text{C}$ ($E_{\gamma_1} = 3,09$ Мэв), а также суммарное сечение реакций $^{16}\text{O} (n, \alpha \gamma_2) ^{13}\text{C}$ ($E_{\gamma_2} = 3,66$ Мэв) и

$^{16}\text{O} (n, \alpha \gamma_3) ^{13}\text{C}$ ($E_{\gamma_3} = 3,86$ Мэв). В работе /18/ измерено сечение каждой из этих реакций в диапазоне $6,7 \leq E_n < 11$ Мэв. Данные работ /17, 18/ в пределах точности эксперимента /17/ согласуются. Авторы работы /18/ указывают, однако, что вследствие трудностей, связанных с измерением и обработкой результатов измерения сечений реакций $^{16}\text{O} (n, \alpha \gamma_n) ^{13}\text{C}$, и обусловленных близостью возбужденных уровней в ядре ^{13}C , результаты достоверны лишь в смысле полной энергии, выделяемой при этих реакциях в виде гамма-излучения.

В связи с этим в настоящей работе мы учитывали лишь суммарный эффект реакций $^{16}\text{O} (n, \alpha \gamma_n) ^{13}\text{C}$, считая, что при взаимодействии нейтрона в эффективной реакции с сечением равным сумме сечений всех реакций $^{16}\text{O} (n, \alpha \gamma_n) ^{13}\text{C}$ (рис.5), в среднем высвечивается γ - квант с энергией $E_{\gamma} = 3,6$ Мэв

$$(Q_p \approx -5,6 \text{ Мэв}).$$

Радиационный захват нейтронов

Для нейтронов с $E_n < 3$ Мэв реакция радиационного захвата на азоте является единственной, сопровождающейся гамма-излучением.

В результате радиационного захвата нейтрона ядром атома азота в виде гамма-излучения выделяется $\approx 10,8$ Мэв энергии.

Имеется ряд экспериментальных работ, посвященных изучению спектра гамма-излучения, образующегося в результате $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$. Результаты этих работ приведены в работе /25/.

Из большого количества различных экспериментальных данных, представленных в работе /25/, наиболее предпочтительными, по нашему мнению, являются самые последние и наиболее точные измерения спектра гамма-излучения, приведенные в табл. I.

Таблица I
Спектр захватного гамма-излучения при поглощении нейтронов ядрами азота

Энергия гамма-квантов	1,7	1,9	2,0	2,5	2,8	3,5	
Число квантов на 1 захват	0,12	0,21	0,04	0,06	0,015	0,09	
3,7	3,8	4,5	5,27	5,3	5,5	5,6	6,3
< 0,23	0,008	0,16	0,32	0,21	0,21	0,11	0,18
7,3	8,3	9,0	9,15	10,8			
0,09	0,04	0,005	0,014	0,14			

Сечение этой реакции для тепловых нейтронов составляет $80\text{мб} /17/$ и с ростом энергии нейтрона уменьшается пропорционально $E_n^{-1/2} /13/$ (см. рис. 12).

Реакция радиационного захвата нейтронов ядрами атомов кислорода ^{16}O также возможна, однако ее сечение крайне мало (менее $0,3$ мбарн) /18/. Поэтому в расчетах вторичного гамма-излучения этой реакции следует пренебречь.

Сечение реакции $\text{N}(n, \gamma)\text{D}'$, сопровождающейся гамма-излучением с энергией $E_\gamma = 2,23$ Мэв, известно с хорошей точностью /17, 20, 21/. В систему констант включены оцененные данные

из работы /21/, которые являются, по нашему мнению, наиболее достоверными и точными. Основные параметры нейтронных реакций (со ссылками на литературный источник) на ядрах атомов кислорода, азота и водорода, сопровождающиеся гамма-излучением, с указанием экспериментальных погрешностей в сечениях представлены в табл.2.

Упругое взаимодействие нейтронов

При упругом взаимодействии нейтронов и состав, ни внутренняя энергия, ни другие свойства ядер не меняются, а происходит лишь перераспределение кинетической энергии нейтрона и ядра по законам упругого удара.

Как видно из предыдущего, сечения всех реакций, приводящих к образованию гамма-излучения, достаточно сильно зависят от энергии нейтрона. Поэтому при расчете вторичного гамма-излучения очень важно следить за трансформацией спектра первичного нейтронного излучения.

Точность розыгрыша длины пробега нейтрона, его энергии и т.п. во многом определяется точностью задания в расчетах полного сечения взаимодействия нейтронов. Поэтому при расчетах вторичного гамма-излучения необходимо точно выдерживать полное сечение взаимодействия нейтронов.

С этой точки зрения целесообразно получать сечения упругого рассеяния нейтронов вычитанием из полных сечений (которые известны с точностью до 5%) сечений всех неупругих процессов. Полученные таким образом сечения упругого взаимодействия нейтронов с ядрами азота и кислорода представлены на рис.13 и 14.

Полные сечения взаимодействия нейтронов иллюстрируют рис.15 и 16.

3. Сравнительная роль отдельных нейтронных реакций, сопровождающихся гамма-излучением, в формировании суммарного спектра вторичного гамма-излучения

Для выяснения сравнительной роли отдельных реакций в формировании суммарного спектра (спектра интенсивности и энергетического спектра) вторичного гамма-излучения был произведен расчет интенсивности отдельных реакций с использованием системы констант, рассмотренной в гл. 2.

Интенсивности отдельных реакций при использовании парциальных оценок возбуждения определенных уровней вторичных ядер однозначно определяют, как было отмечено в гл.2, спектр вторичного гамма-излучения. Интенсивность нейтронных реакций (на один нейтрон, испущенный источником), сопровождающихся испускаемым гамма-квантов (см.гл.2) в однородной воздушной среде нормальной плотности, состоящей из азота - 78%, кислорода 21,5% и водорода - 0,5%; от точечного изотропного монохроматического источника нейтронов рассчитывалась методом Монте-Карло. Энергия источника нейтронов варьировалась в пределах от 0,1 мэв до 14 мэв.

При расчетах использовалась несмещенная оценка метода математических ожиданий по пробегу, усредненному по условной плотности распределения длины пути в области взаимодействия - оценка E_{abc} х) :

$$E_{abc} = \frac{\Sigma_r}{\Sigma_t} (1 - e^{-\Sigma_t D}),$$

- где Σ_r - макроскопическое сечение рассматриваемой реакции,
 Σ_t - полное макроскопическое сечение,
 D - максимально возможная длина пути нейтрона в области взаимодействия. Нейтроны, влетевшие за пределы рассматриваемой области (3 км), из дальнейшего рассмотрения исключались.

Взаимодействие нейтронов с ядрами атомов среды рассматривалось в диапазоне энергий от 0 до 14 мэв.

Тепловое движение ядер среды, влияющее на энергетическое распределение нейтронов малых энергий ($E_n < 1$ эв), учитывалось в одnogрупповом приближении следующим образом:

х) Как показали проведенные расчеты, применение оценки типа E_{abc} вместо обычной оценки по соударениям $E = \Sigma_r / \Sigma_t$ приводит к уменьшению дисперсии результатов примерно на порядок; время счета для рассматриваемой задачи увеличивается при этом не более, чем на 70%.

история каждого нейтрона прослеживалась от энергии нейтронов источника E_0 до некоторой граничной энергии тепловой области

E_{φ} (которая полагалась в расчетах равной 1 эв); далее нейтрон рассматривался в однокрупном приближении, то есть его энергии полагалась равной усредненной по спектру тепловых нейтронов групповой энергии $E_T = \frac{\int E \Phi(v) \alpha v}{\int \Phi(v) \alpha v}$, а сечение взаимодействий σ_j также усредненным по спектру групповым значениям $\sigma_{jT} = \frac{\int \sigma_j(v) \Phi(v) \alpha v}{\int \Phi(v) \alpha v}$.

Групповые значения определялись, исходя из результатов решения диффузионного уравнения для однородной среды с помощью программы "Деметра" /27/. Для воздуха было получено значение

$E_T = 0,246$ эв, которое примерно на порядок превышает энергию теплового движения ядер среды (0,025 эв).

Таким образом, весь диапазон энергий нейтронов от 0 до 14 мэв разбивался на два участка: от 0 до 1 эв, где взаимодействие нейтронов с ядрами среды рассматривалось в однокрупном приближении, и от 1 эв до 14 Мэв, где взаимодействие рассматривалось с использованием точечной аппроксимации сечений.

Точность вычислений методом Монте-Карло оценивалась по стандартному отклонению, определяемому в процессе счета как корень квадратный из дисперсии результатов.

Для каждой реакции, сопровождающейся вторичными гамма-излучением, было просчитано по 10.000 историй. Максимальное относительное стандартное отклонение при этом не превышало 1%, а среднее составляло 0,5%.

Результаты расчетов представлены на рис. 17-20.

На рис. 17, 18 показаны полная интенсивность и суммарная энергия вторичного гамма-излучения в воздухе (верхние кривые) и интенсивность и энергия вторичного гамма-излучения, обусловленного только пороговыми (эндотермическими) реакциями, без учета реакции радиационного захвата (нижние кривые), как функции энергии источника в расчете на один нейтрон источника.

Из рисунков видно, что вторичное гамма-излучение в воздухе при энергиях нейтронов источника, превышающих 5 мэв, преимущественно образуется в пороговых реакциях, а вклад реакции

радиационного захвата $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ в этом диапазоне энергий нейтронов источника незначителен. При энергиях нейтронов источника, меньших 4 Мэв, поток вторичного гамма-излучения создается за счет реакции радиационного захвата. Интенсивность и суммарная энергия вторичного гамма-излучения резко падают с уменьшением энергии нейтронов источника (особенно в диапазоне 5+8 Мэв) от значений 0,8 кв/н и 3,0 Мэв/н при энергии нейтронов источника 13 Мэв до 0,02 кв/н и 0,2 Мэв/н, соответственно, при энергиях 4+5 Мэв.

При дальнейшем уменьшении энергии нейтронов полная интенсивность и суммарная энергия гамма-излучения опять увеличиваются, достигая при энергии нейтронов источника 0,1 мэв значений 0,04 кв/н и 0,4 Мэв/н, соответственно. Интенсивность реакции радиационного захвата даже для тепловой области не превышает 0,015 кв/н. Такой медленный рост интенсивности этой реакции при уменьшении энергии нейтронов источника связан с поглощением нейтронов в конкурирующей реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, сечение которой примерно в 25 раз превышает сечение реакции $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ и достигает в тепловой области ~ 2 барн (см. рис. 6). Эти выводы полностью подтверждаются результатами расчетов интенсивности и энергии вторичного гамма-излучения, испускаемого при отдельных нейтронных реакциях (см. табл. 2), представленными на рис. 19 и 20, соответственно.

Из рисунков 19 и 20 видно, также, что вторичное гамма-излучение при энергиях нейтронов источника, превышающих 4 Мэв, создается, главным образом, за счет большого количества эндотермических реакций и обладает, поэтому сложным линейчатым спектром (см. гл. 2). Очевидно, что наибольший вклад в спектр интенсивности вторичного гамма-излучения в воздухе дают две реакции неупругого рассеяния нейтронов на ядрах атомов азота:



(8)

Остальные реакции дают меньшие вклады, не превышающие каждый 15%. Однако, так как число реакций, дающих вклады в суммарную интенсивность более 5%, как следует из рис. 19, равно 8, а

более 1% - 12, то необходимо учитывать все процессы.

В энергетический спектр наибольший вклад дает реакция (10)
 $E_{\gamma_{10}} = 5,15$ Мэв из-за сравнительно низкой энергии γ - излучения $E_{\gamma_8} = 2,31$ Мэв (см. табл. I).

Интересно сопоставить графики зависимостей интенсивности (и энергии) вторичного гамма-излучения от энергии нейтронов источника для отдельных нейтронных реакций с графиками энергетических зависимостей микроскопических сечений этих реакций.

Прежде всего отметим тот факт, что графики интенсивности и энергии гамма-излучения, испускаемого при отдельных эндотермических реакциях, в общих чертах подобны графикам микроскопических сечений соответствующих реакций. Так, например, общее количество максимумов на обеих кривых практически совпадает почти для всех эндотермических реакций, хотя максимумы на графиках вторичного гамма-излучения сдвинуты в сторону более высоких энергий источника нейтронов. Из рис. 19 и 20 видно также, что отсутствует явный корреляция между отдельными графиками для различных пороговых реакций.

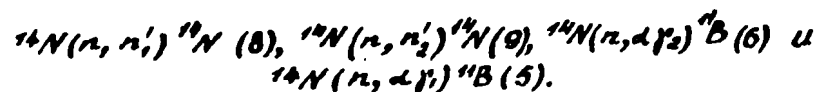
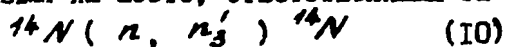
Все это указывает на то, обстоятельство, что различные эндотермические процессы протекают независимо, не конкурируя между собой, так как основным процессом, который выводит нейтроны из области взаимодействия (413 Мэв), характерной для этих реакций, является упругое рассеяние нейтронов, приводящее к быстрой потере энергии последними. Совершенно иная картина наблюдается при сопоставлении графиков зависимости интенсивности и энергии захватного гамма-излучения (рис. 19 и 20) с графиком энергетической зависимости микроскопического сечения для реакции радиационного захвата $^{14}\text{N} (n, \gamma) ^{15}\text{N}$ (рис. 12). Здесь отсутствует даже самое отдаленное сходство между двумя кривыми, поскольку радиационный захват нейтронов имеет заметную величину лишь в области тепловых энергий нейтронов. Число захватов в реакции $^{14}\text{N} (n, \gamma) ^{15}\text{N}$ при данной энергии пропорционально отношению сечения реакции захвата к сумме сечений двух основных реакций поглощения нейтронов в тепловой области энергий:

$^{14}\text{N} (n, p) ^{14}\text{C}$ и $^{14}\text{N} (n, \gamma) ^{15}\text{N}$ и числу нейтронов, достигавших данной энергии за счет замедления более быстрых.

В области энергий нейтронов источника от 13+7 Мэв наблюдается возрастание числа захватов при уменьшении энергии нейтронов источника. Это возрастание объясняется уменьшением числа поглощенных нейтронов за счет пороговых реакций и возрастанием числа нейтронов, достигающих тепловых энергий.

Уменьшение числа захватов в области энергий 7+5 Мэв связано с наличием широкого резонанса в сечении реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ в области энергий от 0,1 Мэв до 5 Мэв, которая является конкурирующей по отношению к реакции захвата. Это уменьшение связано также с реакциями ослабления интенсивности реакций неупругого рассеяния, которые могли бы выводить нейтроны из области резонансного поглощения в реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. Рост кривой в области энергии 5 Мэв + 0,1 Мэв обусловлен уменьшением числа поглощенных нейтронов за счет реакции (n, p) во всей области энергий, при уменьшении энергии нейтронов источника. Таким образом, большее число нейтронов достигает энергий, при которых существует радиационный захват.

Результаты, полученные в настоящей главе, могут быть использованы для улучшения системы констант, предложенной в гл. 2. Если ограничиться в результатах расчета точностью порядка 1%, то можно исключить из рассмотрения две реакции неупругого рассеяния $^{16}\text{O}(n, n_1')^{16}\text{O}$ (4) и $^{14}\text{N}(n, n_2')^{14}\text{N}$ (II), с близкими энергиями гамма-излучения $E_{\gamma_1} = 2,75$ Мэв, дающие наименьшие вклады в суммарную интенсивность и энергию вторичного гамма-излучения (см. рис. 19, 20). Если требуемая точность окончательных результатов не превышает 10%, то в области энергий нейтронов больших 4 Мэв можно ограничиться пятью эндотермическими реакциями на азоте, ответственными за вторичное гамма-излучение:



Кроме того, следует принять во внимание очевидный факт, что максимальная энергия нейтронов источника должна превышать энергетические пороги тех реакций, которые учитываются в расчетах. Это позволяет, в случае, когда максимальная энергия нейтронов источника не превышает, например, 1 Мэв, ограничиться рассмотрением

лишь четырех реакций: двух реакций упругого рассеяния $^{16}\text{O}(n, n)^{16}\text{O}$ и $^{14}\text{N}(n, n)^{14}\text{N}$ и двух реакций поглощения нейтронов $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ и $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$, из которых лишь одна реакция — радиационного захвата сопровождается гамма-излучением (см. гл. 2).

Для источников с энергиями до 4 Мэв к четырем рассмотренным реакциям добавится только одна $^{14}\text{N}(n, \alpha)^{11}\text{B}$.

Это обстоятельство существенно уменьшает общий объем системы констант, необходимых в расчетах.

4. Коэффициенты чувствительности интегральных параметров вторичного гамма-излучения к вариациям в сечениях отдельных нейтронных реакций.

Вычислялись коэффициенты чувствительности $S(c; \sigma_j)$, определяемые соотношением /28/:

$$\frac{\partial c}{c} = \sum_{j=1}^N S(c, \sigma_j) \left(\frac{\partial \sigma_j}{\sigma_j} \right)_j,$$

где $\left(\frac{\partial \sigma}{\sigma} \right)_j$ — относительная вариация сечения j -й нейтронной реакции, σ_j — сечение, приводящая к относительному изменению $\frac{\partial c}{c}$ какого-либо интегрального параметра c ;

N — полное число нейтронных реакций.

Расчеты проводились методом Монте-Карло по программе, в основу которой был положен алгоритм, являющийся обобщением алгоритма, предложенного в работе /29/.

При расчетах использовалась оценка по соударениям $k = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a}$ как единственно возможная при расчетах возмущений функционалов выбранным методом /29/.

В связи с этим точность расчетов коэффициентов чувствительности была меньше точности расчетов интегральных параметров: относительное стандартное отклонение результата не превышало 5%, а среднее составляло 2,5% при существенно больших затратах машинного времени. При расчетах возмущений тепловое

движение ядер ореды также учитывалось. Результаты расчетов коэффициентов чувствительности представлены на рис.21,22 и в табл.3.

На рис.21 и 22 изображены коэффициенты чувствительности $S(I_{\gamma}; \sigma_i)$ и $S(E_{\gamma}; \sigma_i)$ суммарной интенсивности I_{γ} и полной энергии E_{γ} вторичного гамма-излучения в воздухе к сечениям нейтронных реакций σ_i , ответственных за вторичное гамма-излучение, как функции энергии нейтронов источника E_0 . Из рисунков видно, что $S(I_{\gamma}; \sigma_i)$ и $S(E_{\gamma}; \sigma_i)$ достигают для сечений нескольких основных реакций значительной величины, превышающей 0,25. Зависимости $S(I_{\gamma}; \sigma_i)$ и $S(E_{\gamma}; \sigma_i)$ от энергии нейтронов источника для многих реакций существенно различны. Коэффициенты чувствительности интенсивности и энергии вторичного гамма-излучения к сечению реакции $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ выходят на 1 при $E_0 < 4$ Мэв, так как при этих энергиях реакция радиационного захвата остается единственным источником гамма-излучения.

Коэффициенты чувствительности $S(I_{\gamma}; \sigma_i)$ интенсивности отдельных спектральных составляющих $I_{\gamma i}$, а суммарной интенсивности I и полной энергии E_{γ} вторичного гамма-излучения $S(I_{\gamma}; \sigma_i)$ и $S(E_{\gamma}; \sigma_j)$ к изменениям в сечениях σ_j всех учтенных нами при расчетах нейтронных реакций для кислорода ^{16}O представлены в табл.3. Отметим, что коэффициенты чувствительности $S(I_{\gamma i}; \sigma_i)$ интенсивности отдельных спектральных составляющих $I_{\gamma i}$ к

х) Эти коэффициенты были вычислены без учета влияния изменений интенсивности других реакций вследствие вариации в сечениях данной реакции. Хотя для одной отдельно взятой реакции это влияние мало (на порядок меньше, чем возмущение, вызванное изменениями в сечении данной реакции), оно может ощутимо изменять величину коэффициентов чувствительности (уменьшать примерно до 50%) из-за наличия большого числа различных реакций. Таким образом, данные расчеты можно рассматривать, как первый этап работы, дающий максимальные оценки коэффициентов чувствительности.

кх) Эти расчеты были выполнены с учетом влияния изменения интенсивности всех реакций вследствие вариаций в сечении данной реакции.

сечениям всех других реакций σ_j ($i \neq j$) отрицательны, одного порядка величины и составляют несколько единиц на 10^{-2} , независимо от типа реакции и энергии нейтронов источника.

Исключения составляют коэффициенты чувствительности интенсивности захватного гамма-излучения к изменению сечения упругого рассеяния, которые имеют на порядок меньшую величину (с точностью до статистической погрешности), что согласуется с данными теоретического анализа /8/. На порядок меньшую величину имеют также и коэффициенты чувствительности к изменениям в сечениях реакции $^{16}O(n, n')^{16}O$, которая дает чрезвычайно малый вклад во вторичное гамма-излучение. Коэффициенты чувствительности интенсивности всех других реакций к изменению сечения упругого рассеяния при энергии нейтронов источника $E_0 = 5$ Мэв отрицательные, почти на порядок больше средней величины и составляют $(1+2) \cdot 10^{-1}$. Это обусловлено тем обстоятельством, что в области энергии, меньшей 5 Мэв, увеличение сечения упругого рассеяния приводит к выведению нейтронов из области взаимодействия (для пороговых реакций) или к усилению поглощения в конкурирующих реакциях (для реакций радиационного захвата).

Коэффициенты чувствительности отдельных составляющих к изменению сечения той же самой реакции $S(I_{\gamma i}; \sigma_i)$ положительны и весьма близки к единице, что очевидно.

Коэффициенты чувствительности $S(I_{\gamma i}; \sigma_j)$ и $S(E_{\gamma i}; \sigma_j)$ к изменению сечений всех реакций, кроме реакции $^{16}O(n, n')^{16}O$ и реакции упругого рассеяния для $E_0 = 5$ Мэв, также близки между собой (по абсолютной величине) и к средним значениям $S(I_{\gamma i}; \sigma_j)$. При этом коэффициенты чувствительности к изменению сечений реакций, ответственных за вторичное гамма-излучение, положительны, а к изменениям сечений всех остальных реакций - отрицательны.

В заключение были оценены относительные максимальные вариации $\delta c/c$ и дисперсии $D^2(c)/c^2$ полной интенсивности

I_{γ} и суммарной энергии E_{γ} вторичного γ -излучения, исходя из существующих в настоящее время экспериментальных погрешностей в сечениях отдельных реакций (см. табл. 2):

$$\delta I_{\gamma}/I_{\gamma} \sim \delta E_{\gamma}/E_{\gamma} \sim 70\%$$

$$\sqrt{D^2(I_\gamma)/I_\gamma^2} \sim \sqrt{D^2(E_\gamma)/E_\gamma^2} \sim 40\%.$$

Это означает, что экспериментальная погрешность сечений отдельных нейтронных реакций, ответственных за вторичное гамма-излучение, должна быть уменьшена, как минимум, вдвое (т.е. доведена до $10 \pm 20\%$), чтобы обеспечить точность расчета интегральных параметров вторичного гамма-излучения порядка $70 \pm 80\%$.

5. В В В О Д Ы

Система констант для расчета вторичного гамма-излучения в воздухе, предлагаемая в настоящей работе, соответствует современному состоянию экспериментальных погрешностей в сечениях отдельных нейтронных реакций и спектрах гамма-излучения, сопровождающего некоторые из этих реакций. Данная система констант ориентирована, главным образом, на применение ее в расчетах методом Монте-Карло с использованием точечной аппроксимации сечений, хотя она может быть использована в любом другом методе расчета вторичного гамма-излучения.

При энергиях нейтронов источника, превышающих 5 Мэв, вторичное гамма-излучение в воздухе обусловлено большим числом эндотермических реакций, наиболее существенными из которых являются процессы неупругого рассеяния нейтронов ядрами атомов азота.

При энергиях нейтронов источника, меньших 4 Мэв, вторичное гамма-излучение в воздухе создается исключительно за счет реакции радиационного захвата, основной из которых является реакция захвата нейтронов ядрами атомов азота, сопровождающаяся гамма-излучением со сложным линейчатым спектром (см. табл. I).

Интенсивности гамма-излучения создаваемого отдельными подготовленными реакциями взаимно не зависят и целиком определяются сечениями соответствующих процессов.

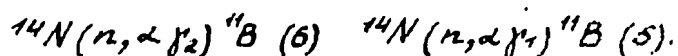
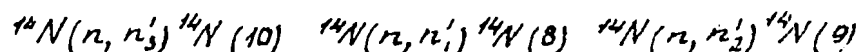
Интенсивность захватного гамма-излучения при энергиях нейтронов источника меньших 4 определяется соотношением

сечений двух конкурирующих реакций захвата и реакции

Минимальная суммарная интенсивность вторичного гамма-излучения порядка 0,02 кн/н достигается при энергии нейтронов источника 4,5 Мэв, а минимальная полная энергия $\sim 0,2$ Мэв/н при энергии $\sim 5,0$ Мэв. Эти величины соответственно в 40 и 15 раз меньше суммарной интенсивности и полной энергии при энергии нейтронов источника, равной 13 Мэв. Это обстоятельство следует учитывать при расчетах теневой защиты и при исследовании биологического действия нейтронов на живые организмы так при энергии нейтронов источника 4-5 Мэв обеспечиваются минимальные дозы вторичного гамма-излучения в воздухе.

Сравнительная оценка вкладов отдельных нейтронных реакций в интегральные параметры вторичного гамма-излучения позволяет скорректировать предложенную систему констант.

Так, например, если ограничиться погрешностью в интегральных параметрах, не превышающей 10%, то в области энергий нейтронов, больших 4 Мэв, можно ограничиться пятью эндотермическими реакциями на азоте, ответственными за вторичное гамма-излучение:



Поведенный анализ показал, что интенсивность и энергия источников вторичного γ - излучения весьма чувствительны к неточностям ядерных данных. Если считать, что ошибка интегральных параметров не должна превышать 70-80%, то погрешности сечений должны быть уменьшены, как минимум, вдвое. Надо полагать, что учет корреляции измерений в отдельных энергетических интервалах приведет к еще более жестким требованиям. То же самое можно сказать и в отношении расчетов дифференциальных распределений источников вторичного γ - излучения.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить сотрудников вычислительных центров гг. Грабовского В.А., Лебедева В.Я., Карпова Г.А., Усову И.А., а также Тишалоюича И.И., Федорова Б.И., Великова Г.К., Васильева В.И. и других за большую помощь при организации и проведении численных расчетов.

Таблица 2

Данные по сечениям нейтронных реакций в воздухе, сопровождающихся вторичным
гамма-излучением

№ № п/п	Тип реакции	Энергия гамма-из- лучения (МэВ)	Ссылка на основно- литературный ис- точник	Статистическая ошибка измере- ний (%)	Разброс ре- зультатов различных ра- бот	Примечание
1.	$^{16}\text{O}(n, \alpha \gamma_n)^{13}\text{C}$	3,6	/16,18/	10-30		
2.	$^{16}\text{O}(n, n_1')^{16}\text{O}$	6,13	/16,18/	10-30	в 2 раза	
3.	$^{16}\text{O}(n, n_2')^{16}\text{O}$	7,0	/16,18/	20-40	в 2 раза	
4.	$^{16}\text{O}(n, n_3')^{16}\text{O}$	2,75	/16,18/	30-50		
5.	$^{14}\text{N}(n, \alpha \gamma_1)^{11}\text{B}$	2,74	/14,15,16,17/	30-40		
6.	$^{14}\text{N}(n, \alpha \gamma_2)^{11}\text{B}$	4,46	/14,15,16,17/	30-40		
7.	$^{14}\text{N}(n, \alpha \gamma_n)^{13}\text{C}$	3,7	/15,16/	40-50		
8.	$^{14}\text{N}(n, n_1')^{14}\text{N}$	2,31	/14,15,16,17/	10-30	результаты ра- бот /13,14/	
9.	$^{14}\text{N}(n, n_2')^{14}\text{N}$	1,6	/14,15,16,17/	10-30	совпадает с точностью 30-40%	
10.	$^{14}\text{N}(n, n_3')^{14}\text{N}$	5,15	/14,15,16/	10-30		
11.	$^{14}\text{N}(n, n_4')^{14}\text{N}$	2,8	/15,16/	10-30		
12.	$^{14}\text{N}(n, n_5')^{15}\text{N}$	0,78	/14,15,16/	40-50		
13.	$^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$	10,82	/17,25/	25-30	30-40%	сложный спектр из табл. 1.
14.	$^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{D}$	2,23	/17,21/	25-30		

Таблица 3

Коэффициенты чувствительности $S(I_j, \sigma_j)$ интенсивности I_j отдельных нейтронных реакций, коэффициенты чувствительности $S(I_\gamma, \sigma_j)$ полной интенсивности I_γ и коэффициенты чувствительности $S(E_\gamma, \sigma_j)$ суммарной энергии E_γ вторичного гамма-излучения к сечениям σ_j нейтронных реакций типа j для кислорода

№ табл. I тип реак- ции	тип реак- ции	$^{16}O(n,n)^{16}O$	$^{16}O(n,n)^{16}O$	$^{16}O(n,\alpha)^{12}C$	$^{16}O(n,\alpha)^{12}C$	$^{16}O(n,\alpha)^{12}C$	$^{16}O(n,p)^{15}N$	$^{16}O(n,n_1)^{16}O$	$^{16}O(n,n_2)^{16}O$	$^{16}O(n,n_3)^{16}O$
		$E_H=13$ МэВ	$E_H=5$ МэВ	$E_H=13$ МэВ	$E_H=5$ МэВ	$E_H=13$ МэВ	$E_H=13$ МэВ	$E_H=13$ МэВ	$E_H=13$ МэВ	$E_H=13$ МэВ
1		-0,035	-	-0,034	-	+0,9	-0,013	-0,047	-0,037	-0,0027
2		-0,044	-	-0,035	-	-0,041	-0,012	+0,89	-0,037	-0,0025
3		-0,051	-	-0,032	-	-0,038	-0,012	-0,044	+0,91	-0,0026
4		-0,085	-	-0,026	-	-0,028	-0,0083	-0,034	-0,029	+0,97
5		-0,06	-0,16	-0,042	-0,022	-0,032	-0,012	-0,054	-0,018	-0,0033
6		-0,04	-	-0,037	-	-0,041	-0,012	-0,045	-0,032	-0,0026
7		-0,075	-	-0,027	-	-0,031	-0,0096	-0,036	-0,03	-0,0025
8		-0,047	-0,16	-0,039	-0,018	-0,041	-0,012	-0,04	-0,035	-0,0025
9		-0,05	-	-0,04	-	-0,04	-0,012	-0,04	-0,036	-0,0024
10		-0,043	-	-0,037	-	-0,041	-0,012	-0,047	-0,038	-0,0026
11		-0,043	-	-0,037	-	-0,041	-0,012	-0,047	-0,038	-0,0026
12		-0,19	-	-0,042	-	-0,047	-0,014	-0,056	-0,042	-0,009
13		-0,0025	-0,23	-0,062	-0,032	-0,059	-0,016	-0,022	-0,057	-0,016
14		+0,0018	-0,26	-0,072	-0,035	-0,057	-0,019	-0,023	-0,055	-0,013
	$S(I_j, \sigma_j)$	-0,052	-0,17	-0,037	-0,022	-0,019	-0,012	-0,029	+0,018	+0,0037
	$S(E_\gamma, \sigma_j)$	-0,049	-0,13	-0,035	-0,025	-0,014	+0,013	+0,074	+0,052	+0,0052

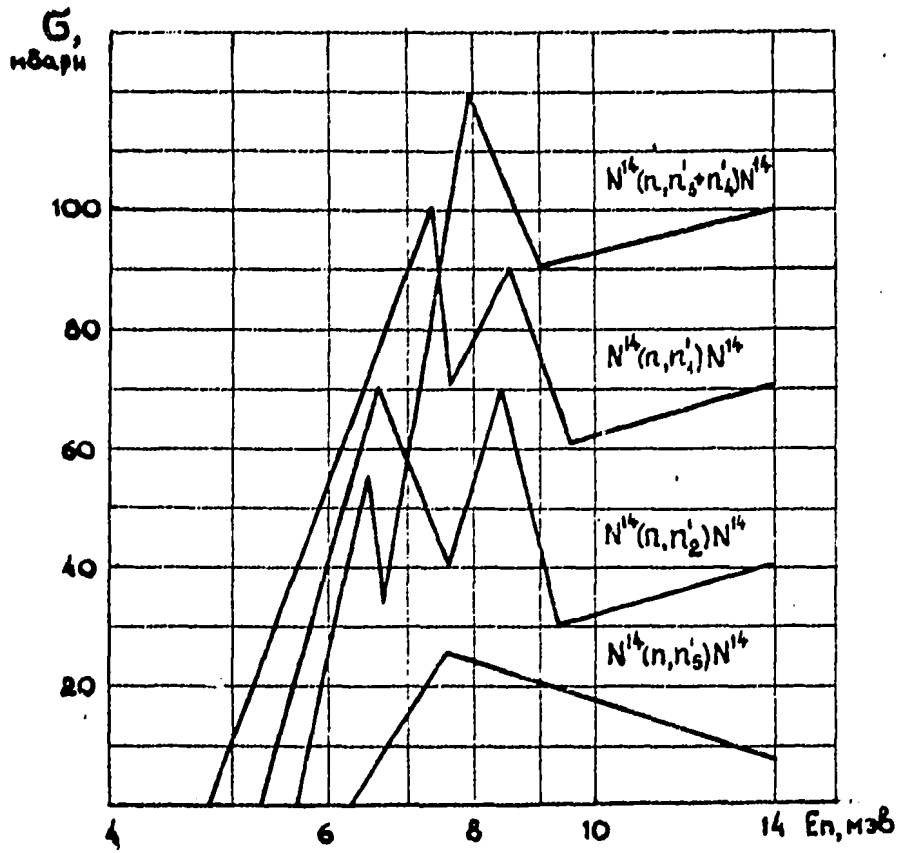


Рис. 1. Аппроксимированные сечения неупругого рассеяния нейтронов ядрами атомов азота.

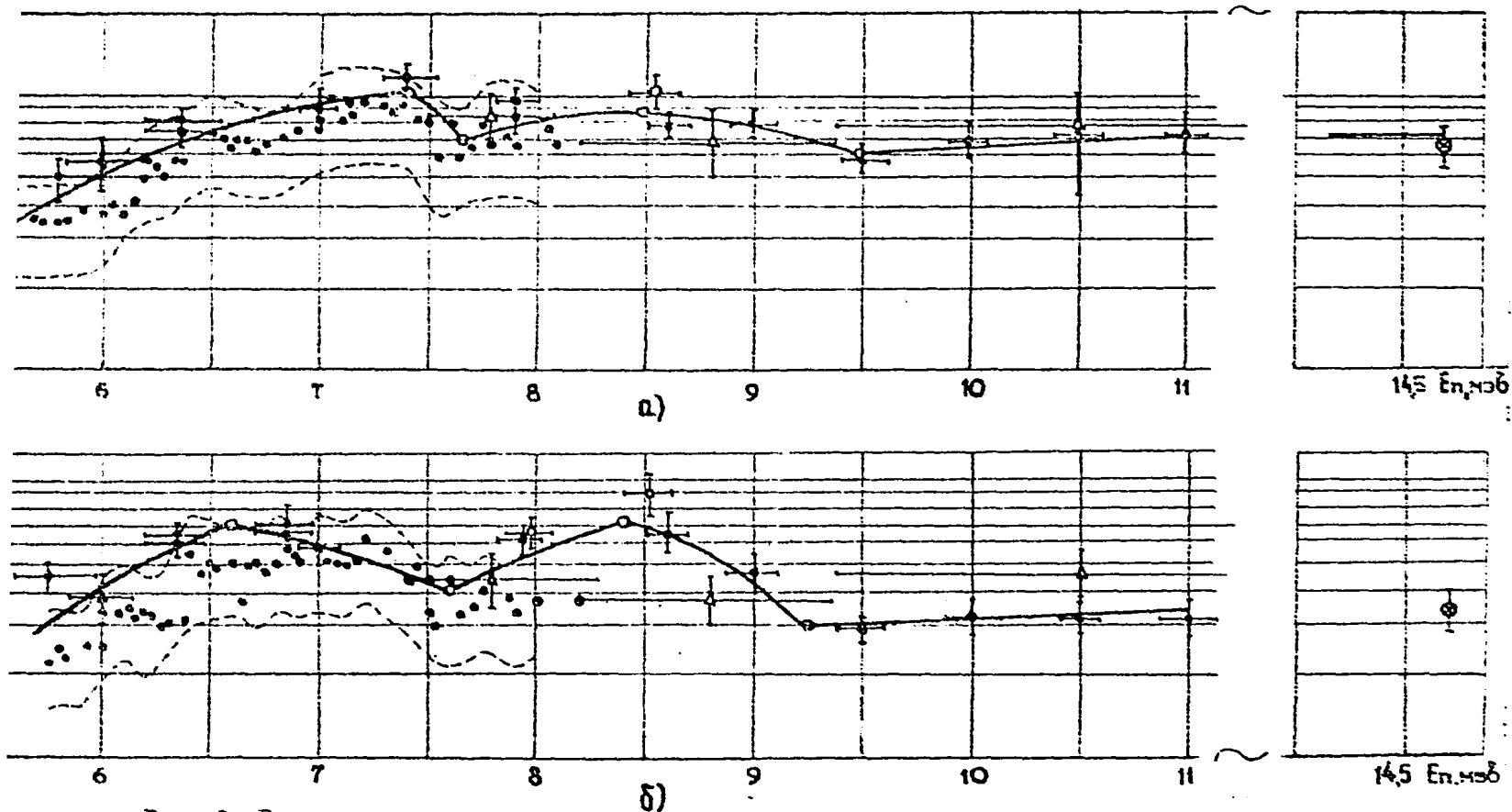


Рис. 2. Результаты экспериментальных измерений сечений двух реакций неупругого рассеяния нейтронов ядрами атомов азота и аппроксимированные значения:
 а) реакции $^{14}\text{N}(n, n')^{14}\text{N}$; б) реакции $^{14}\text{N}(n, n')^{14}\text{N}$. +, +, +, + данные работ /14, 15/;
 * данные работы /16/; • - результаты работы /17/; --- шпиха эксперимента в работе - /17/; — - результаты аппроксимации.

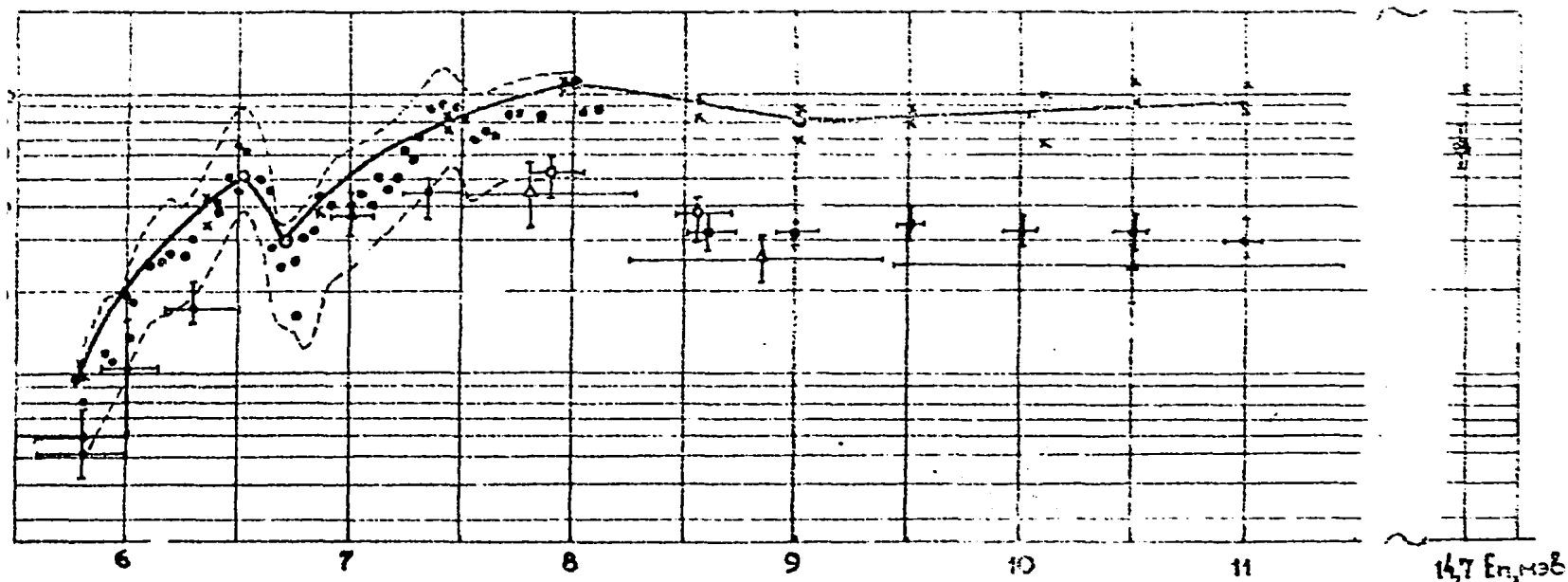


Рис. 3. Сечение эффективной реакции $^{14}\text{N}(n, n_3)^{14}\text{N}$ и реакции $^{14}\text{N}(n, n_{30})^{14}\text{N}$ неупругого рассеяния нейтронов ядрами атомов азота.

$\dagger \dagger \dagger \dagger$ - данные работ /14, 15, 16, 17/ для сечений реакции $^{14}\text{N}(n, n_{30})^{14}\text{N}$;
 = = = ошибка эксперимента в работе /17/;
 * - просуммированные результаты работ /14, 15/ для полученных сечений эффективной реакции $^{14}\text{N}(n, n_{30})^{14}\text{N}$;
 - результаты аппроксимации просуммированных сечений для реакции $^{14}\text{N}(n, n_3)^{14}\text{N}$.

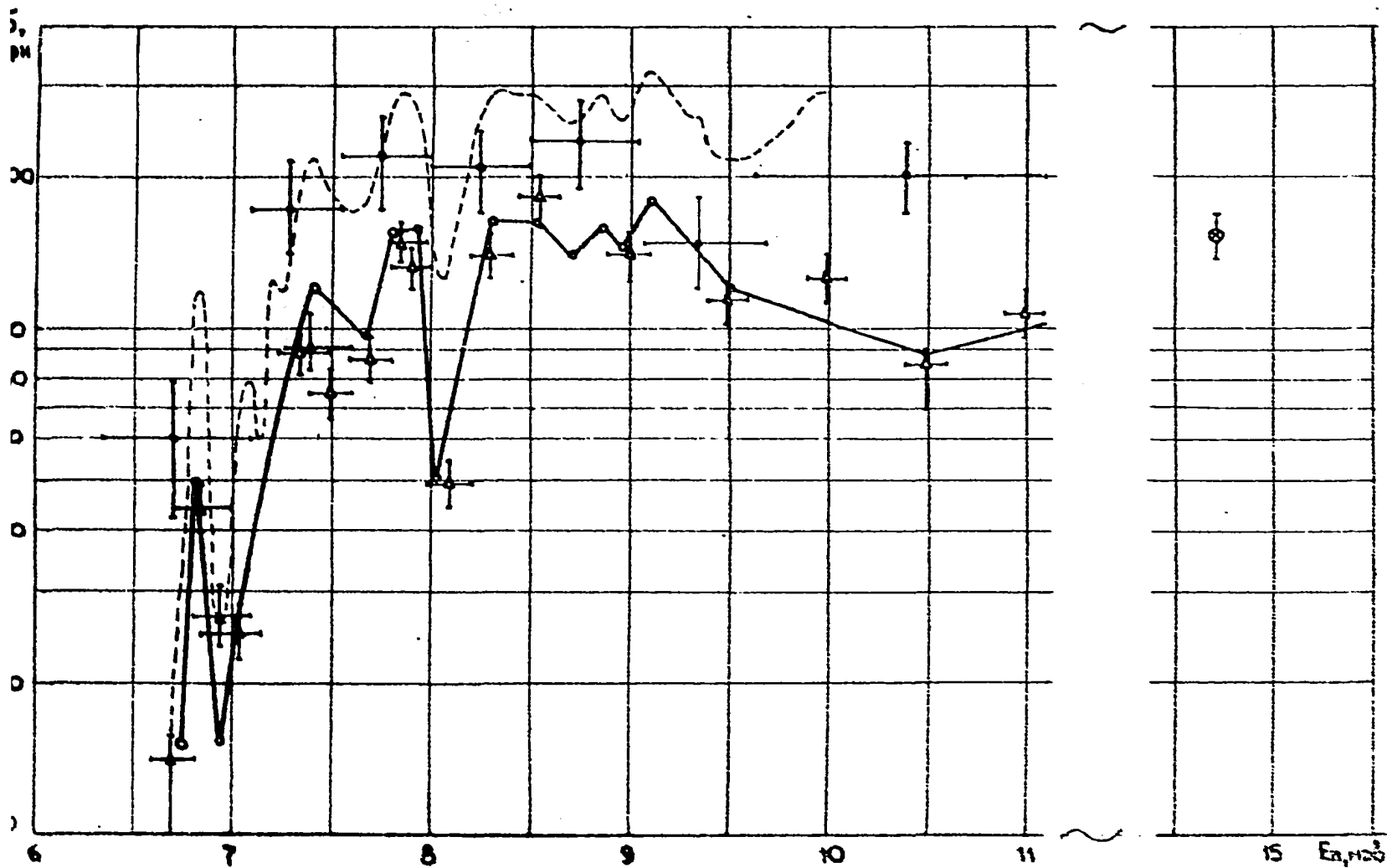


Рис. 4. Сечения реакции $O^{16}(n,n')O^{16}$
 ++ - данные работы /18/; ● - данные работы /16/; ---- - данные работы /19/;
 — - результаты аппроксимации.

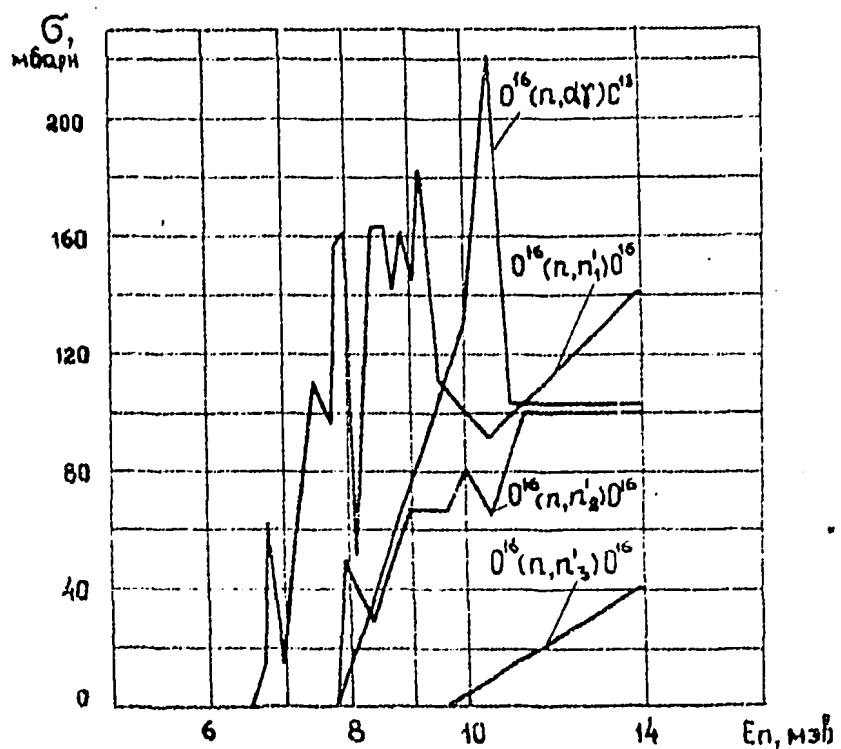


Рис. 5. Аппроксимированные сечения основных реакций, сопровождающихся испусканием гамма-излучения при взаимодействии нейтронов с ядрами атомов кислорода.

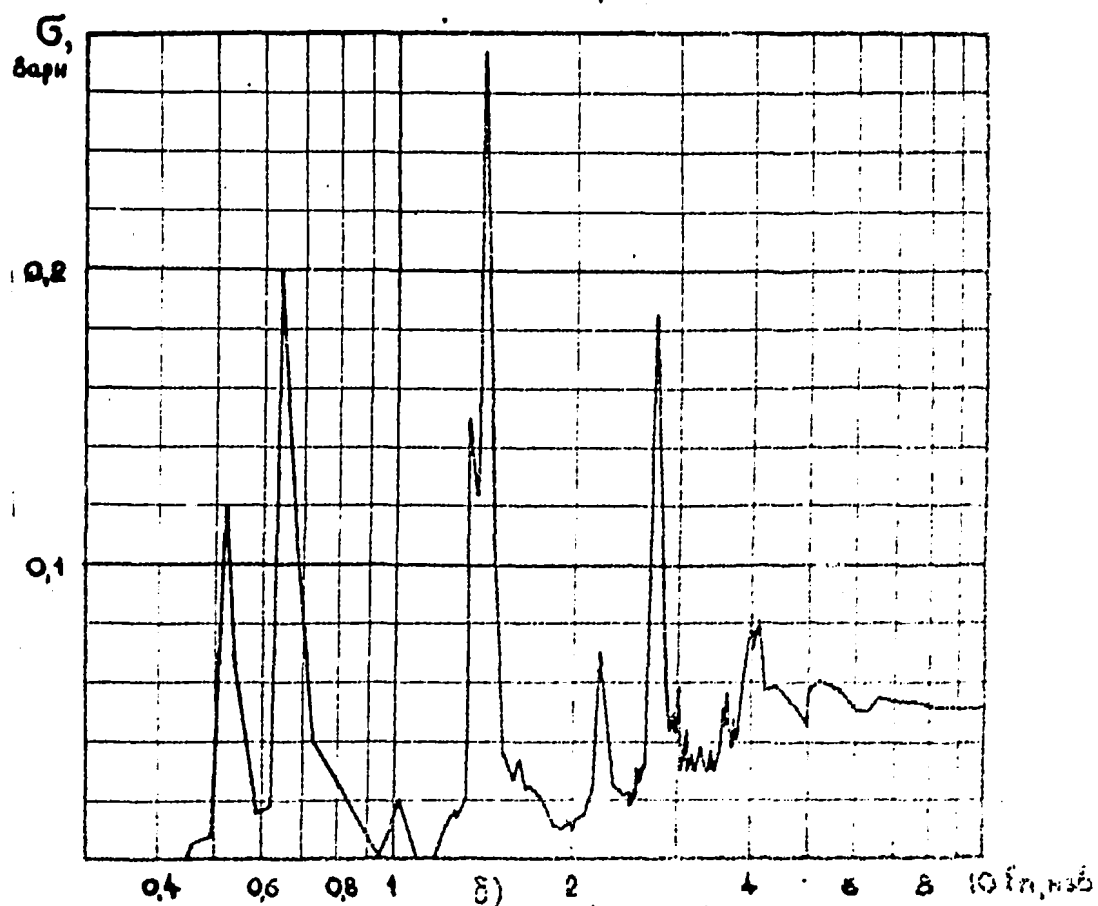
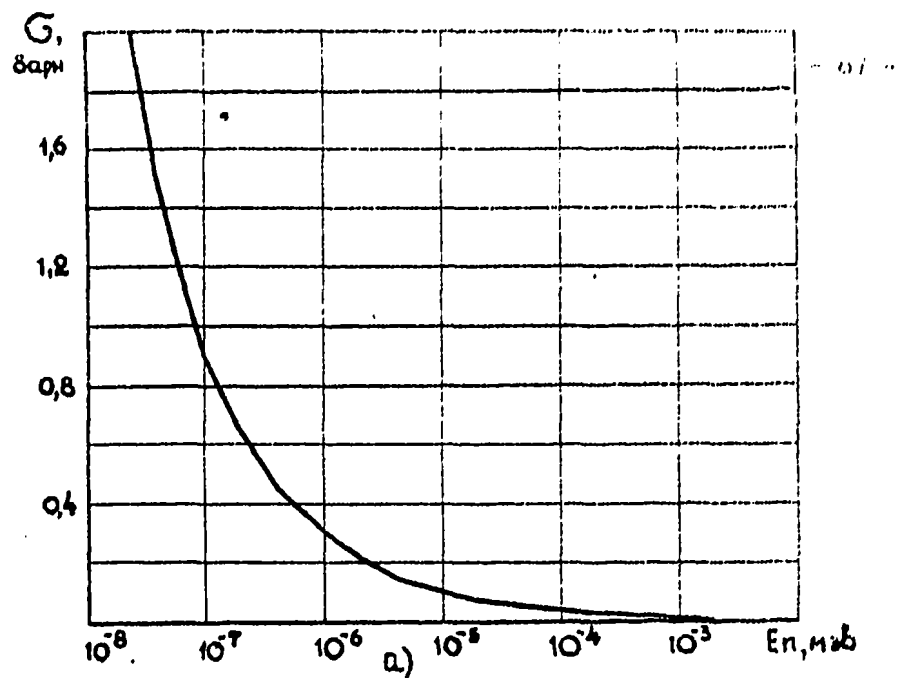


Рис. 6. Сечение реакции $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$.

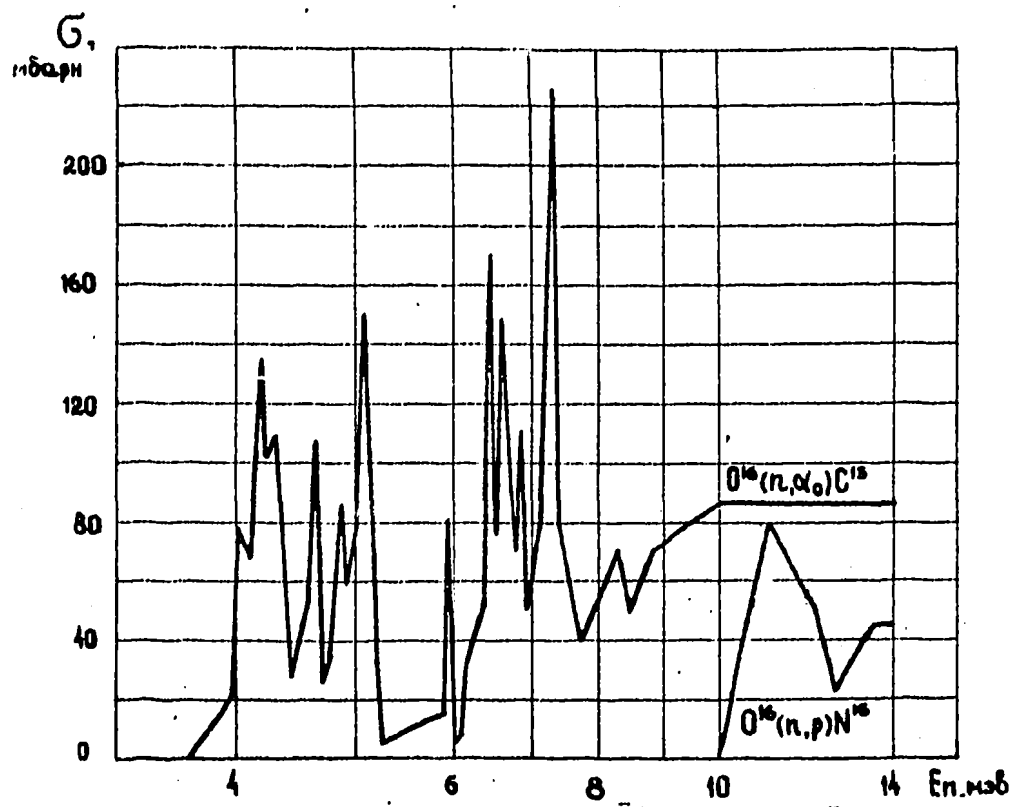


Рис. 7. Сечения реакций $^{16}\text{O}(n, \alpha)^{13}\text{C}$ и $^{16}\text{O}(n, p)^{15}\text{N}$.

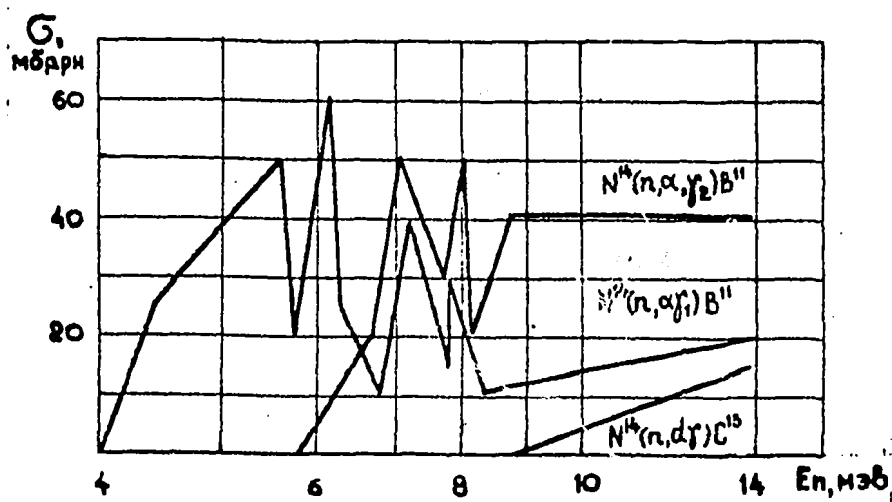


Рис. 9. Сечения реакции захвата нейтронов ядрами атомов азота, сопровождающиеся вылетом заряженных частиц и гамма-излучением.

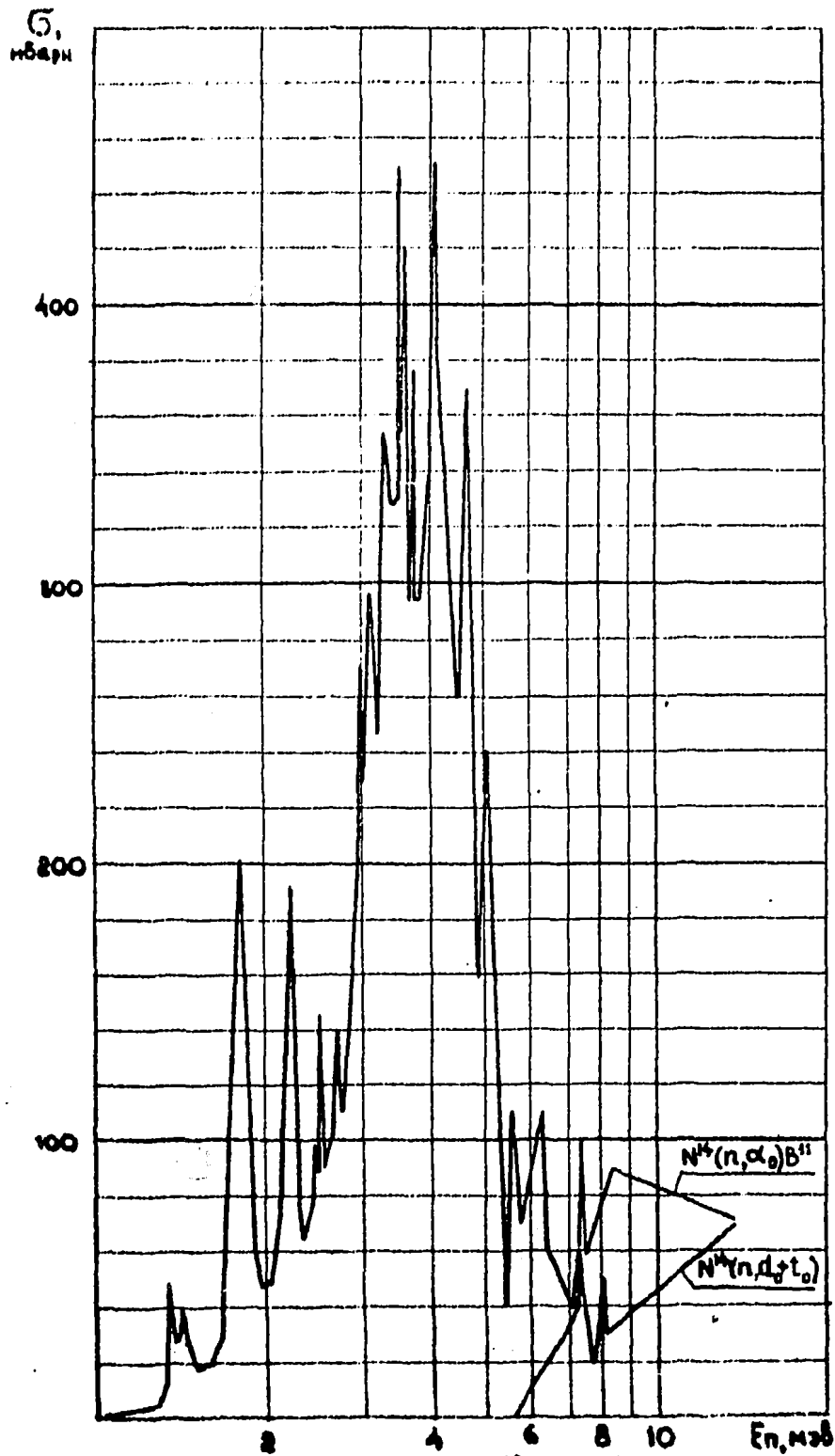


Рис. 8. Сечения реакций $^{14}N(n, \alpha)^{11}B$ и $^{14}N(n, d)^{13}C$, не сопровождающихся гамма-излучением.

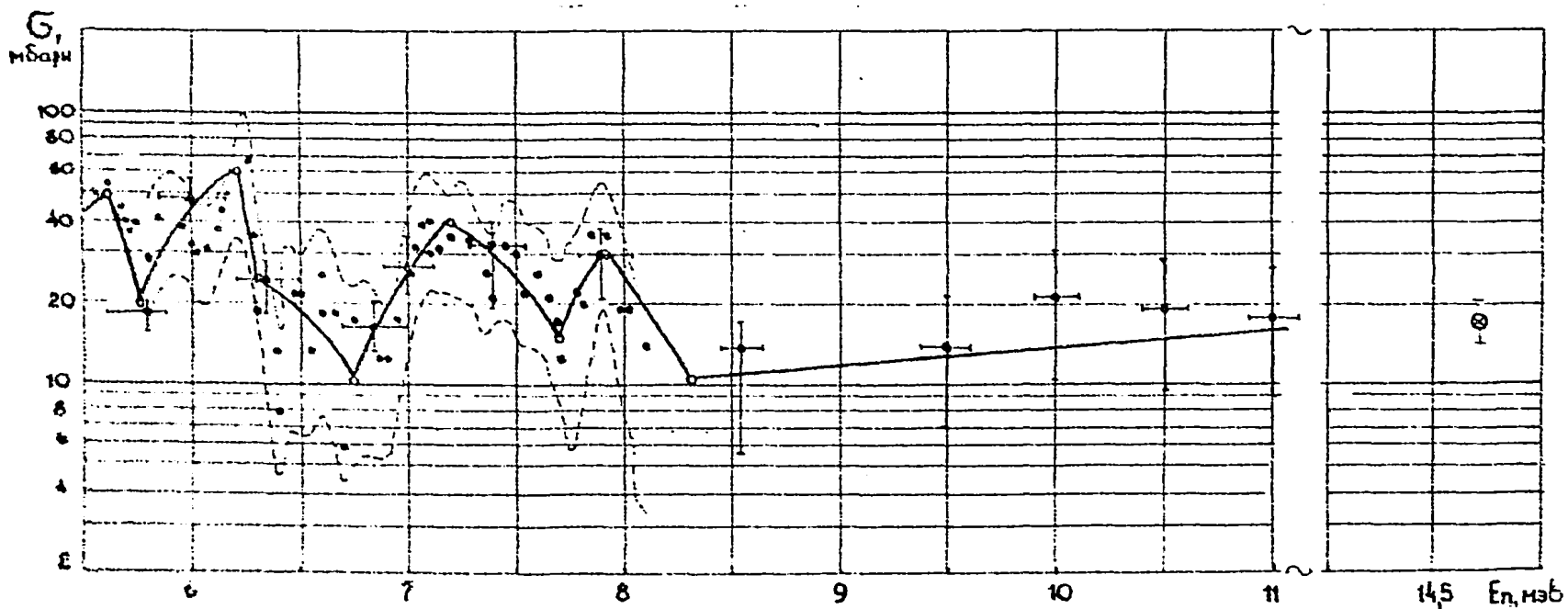


Рис. 10. Сечение реакции $^{14}\text{N}(n, \alpha)^{11}\text{B}$.
 * - данные работ /14, 15/; † - данные работы /16/; • - данные в == = ошибка эксперимента в работе /17/; — - результаты аппроксимации.

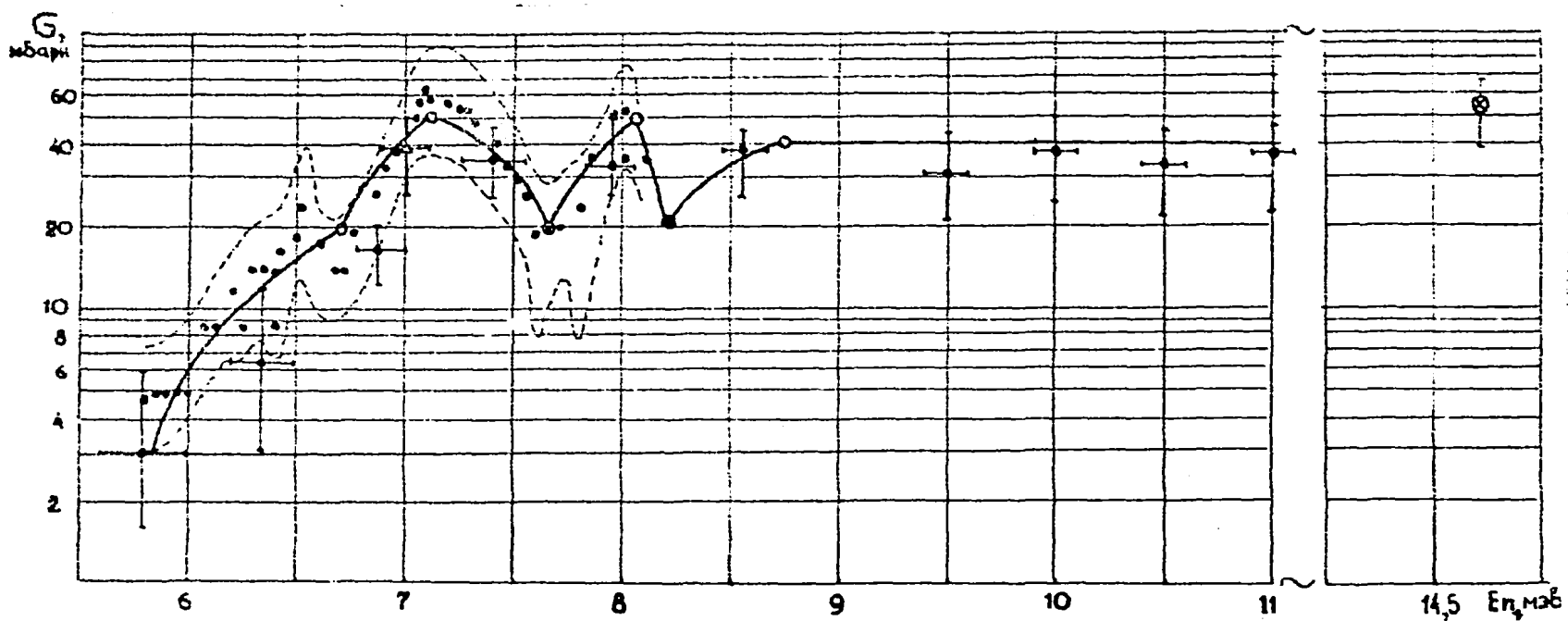


Рис. II. Сечение реакции $^{14}\text{N}(n, \alpha)^{12}\text{C}$. . .
 —+— данные работ /14,15/; \odot — данные работы /16/; • — данные и
 === ошибка эксперимента в работе /17/; — — — результаты аппроксимации.

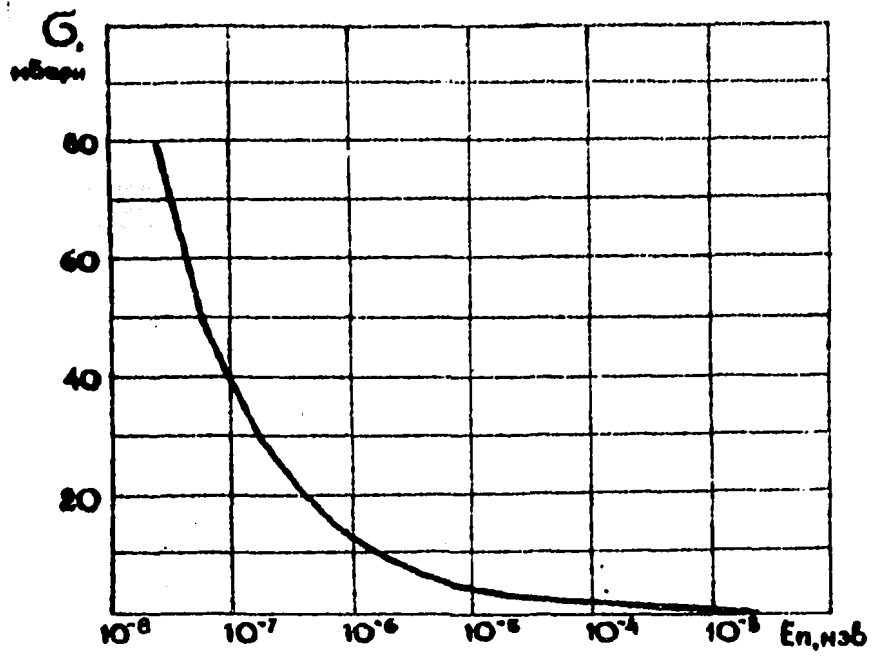


Рис. 12. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами атомов азота.

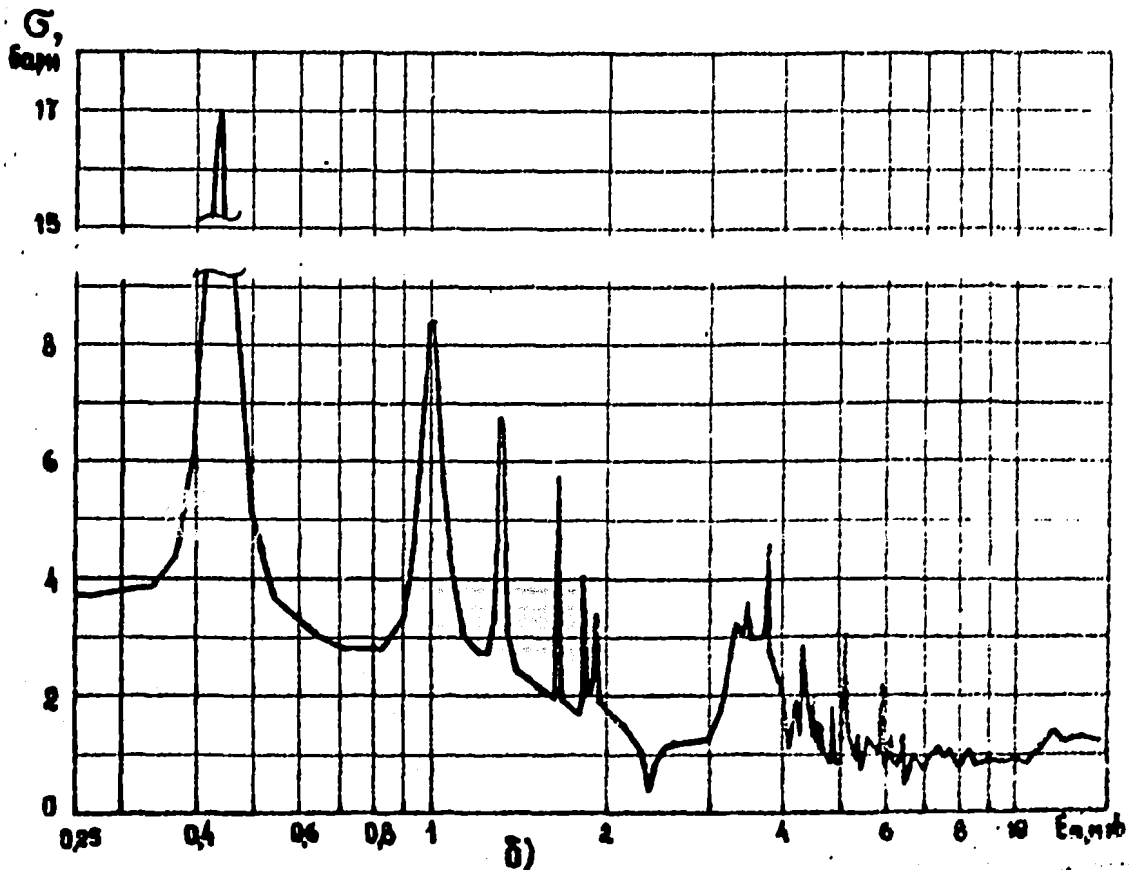
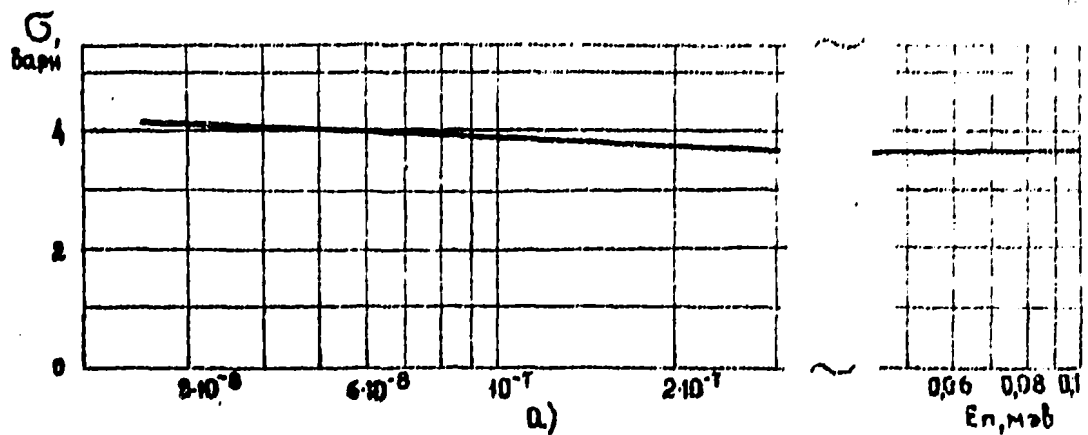


Рис. 14. Сечение упругого рассеяния нейтронов ядрами атомов кислорода.

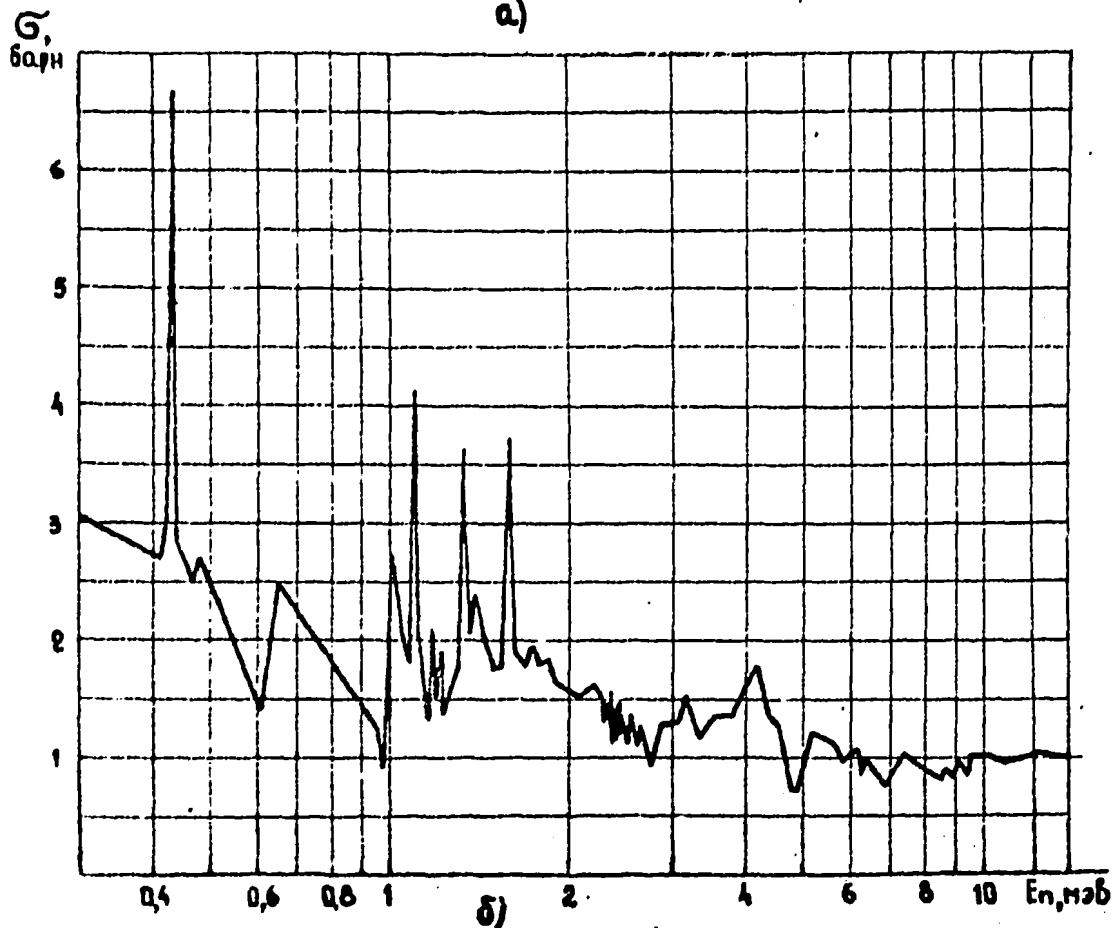
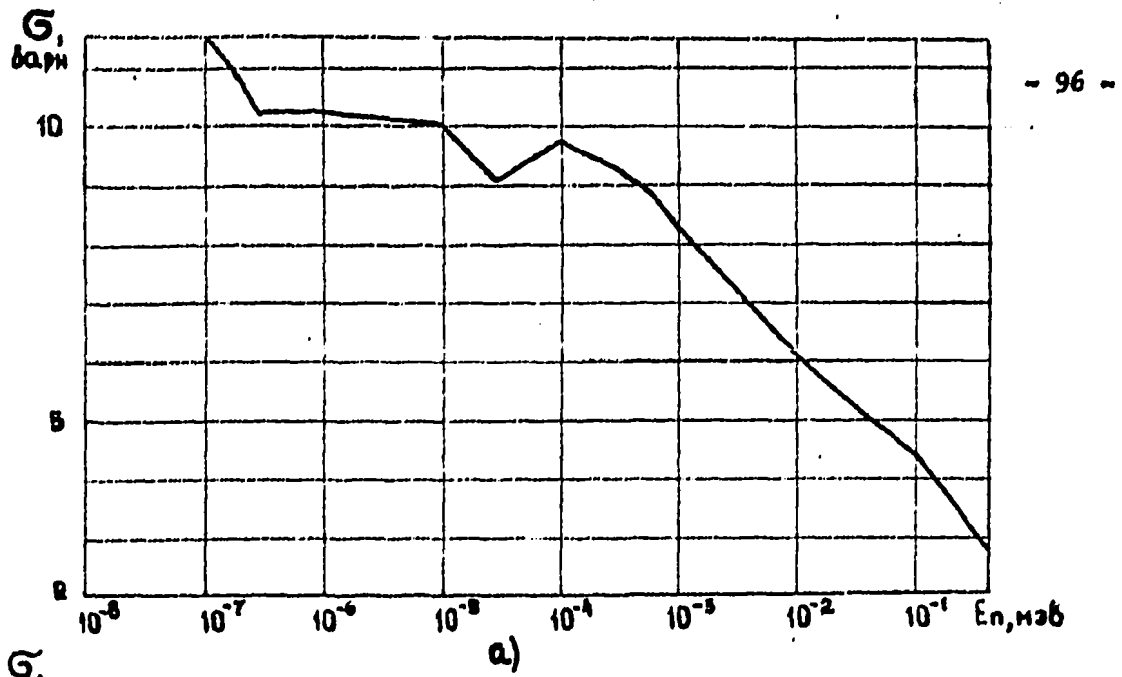


Рис. 15. Полное нейтронное сечение для ядер атомов азота.

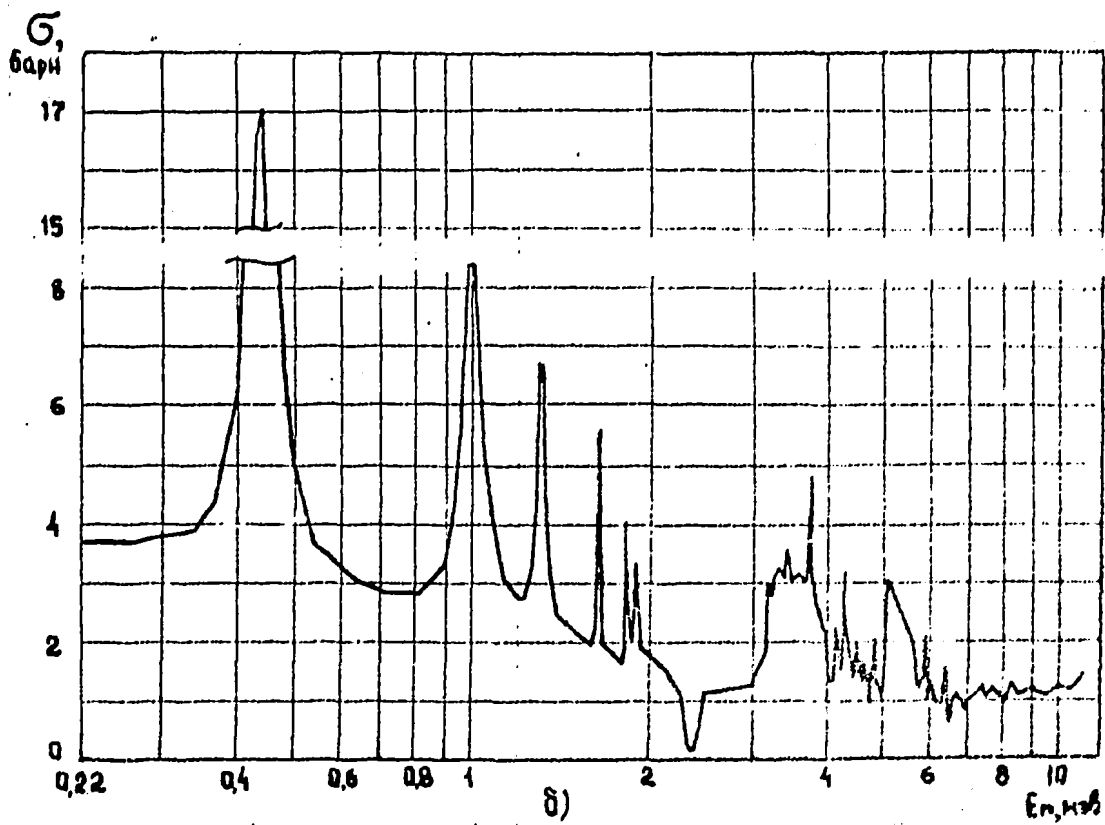
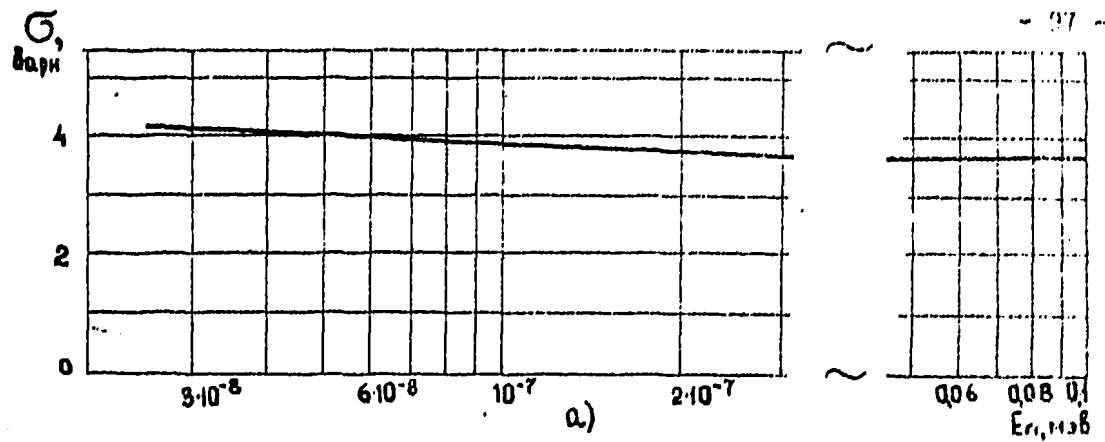


Рис. 16. Полное нейтронное сечение для ядер атомов кислорода.

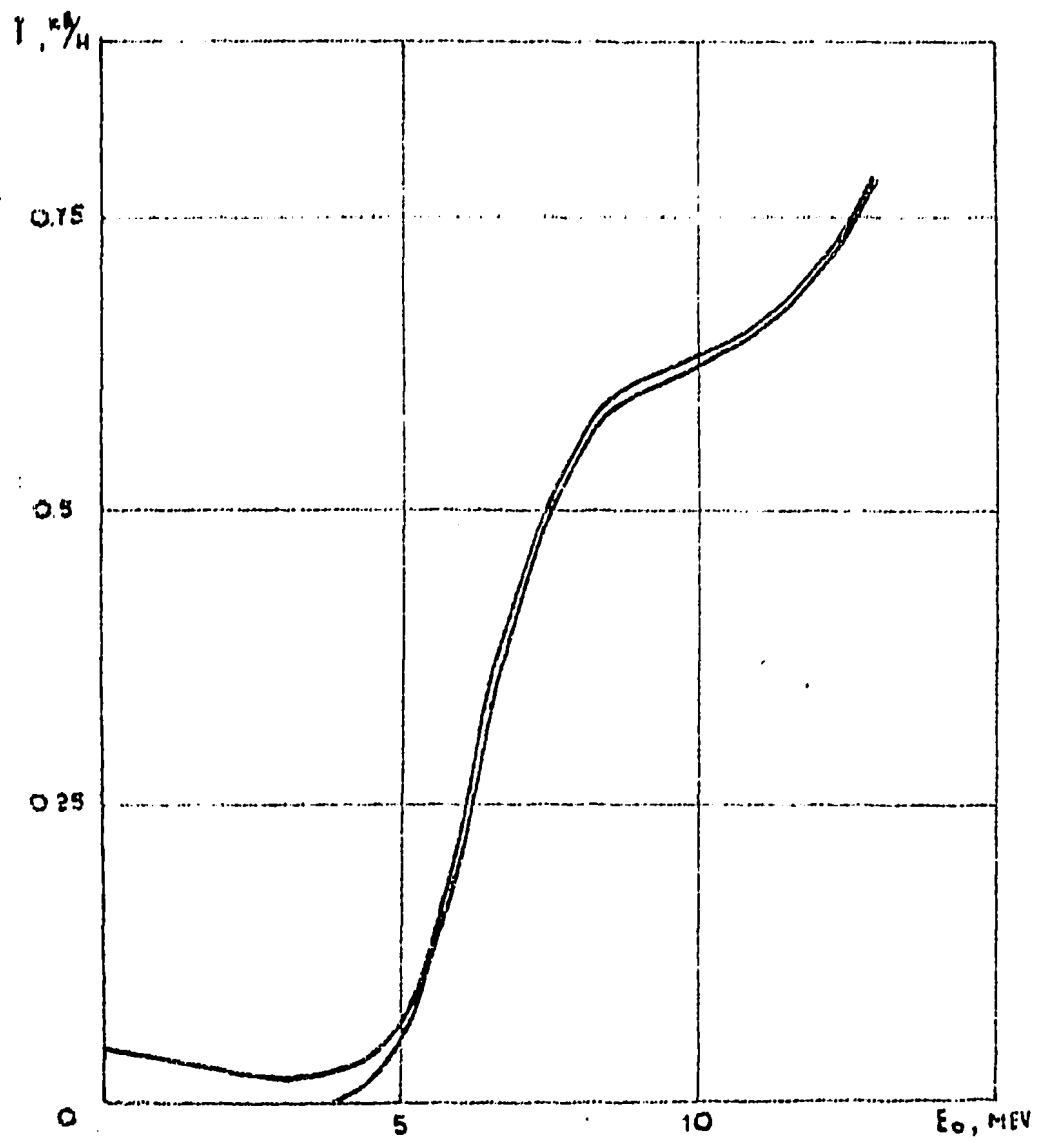


Рис. 17. Суммарная интенсивность I_γ вторичного гамма-излучения в воздухе как функция энергии E_0 нейтронов источника.

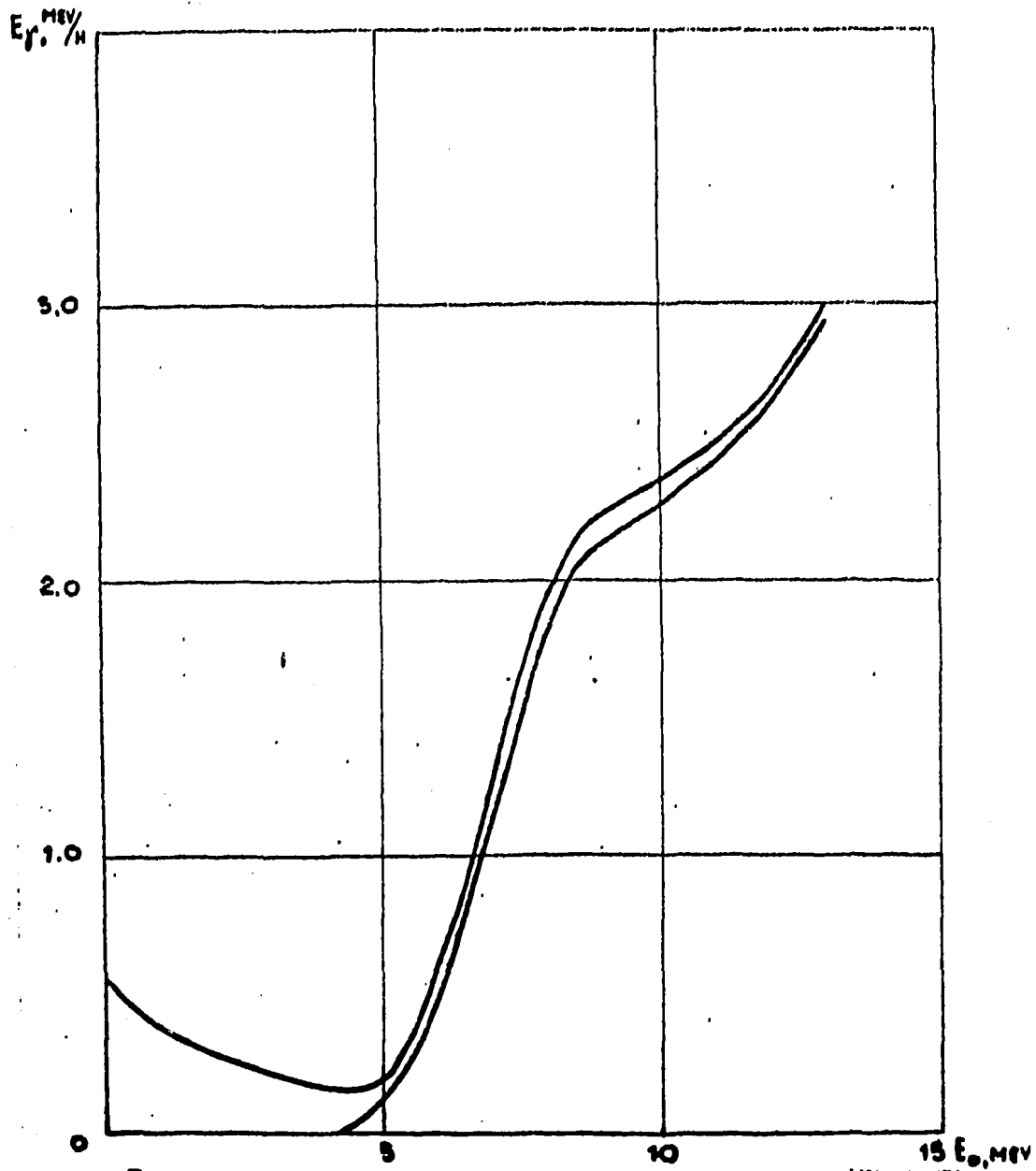


Рис. 18. Полная энергия E_γ вторичного гамма-излучения в воздухе как функция энергии E_0 нейтронов источника.

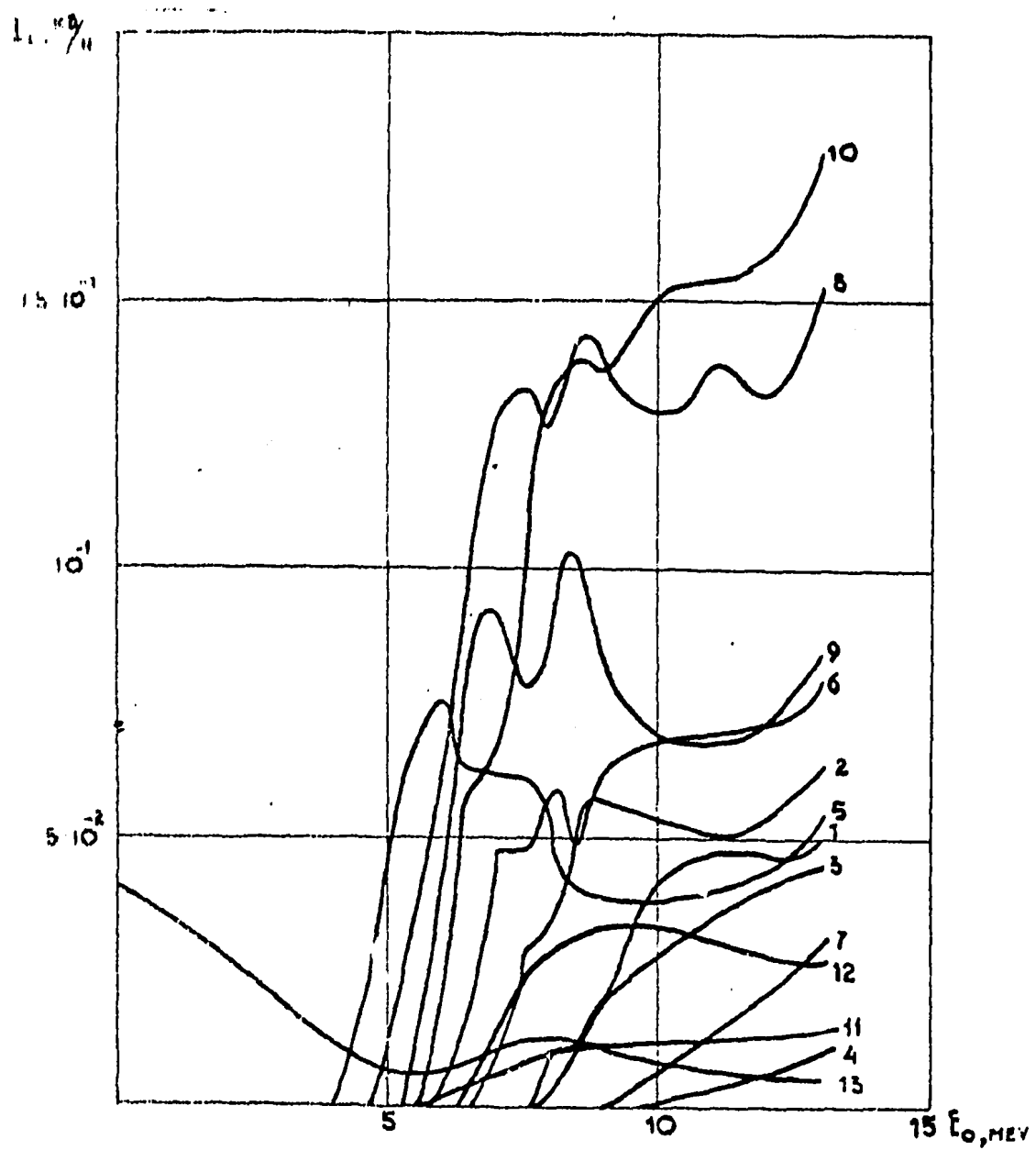


Рис. 19. Отдельные составляющие I_L спектра интенсивности вторичного гамма-излучения в воздухе как функция энергии нейтронов источника (номера i реакции расшифрованы в табл. 2).

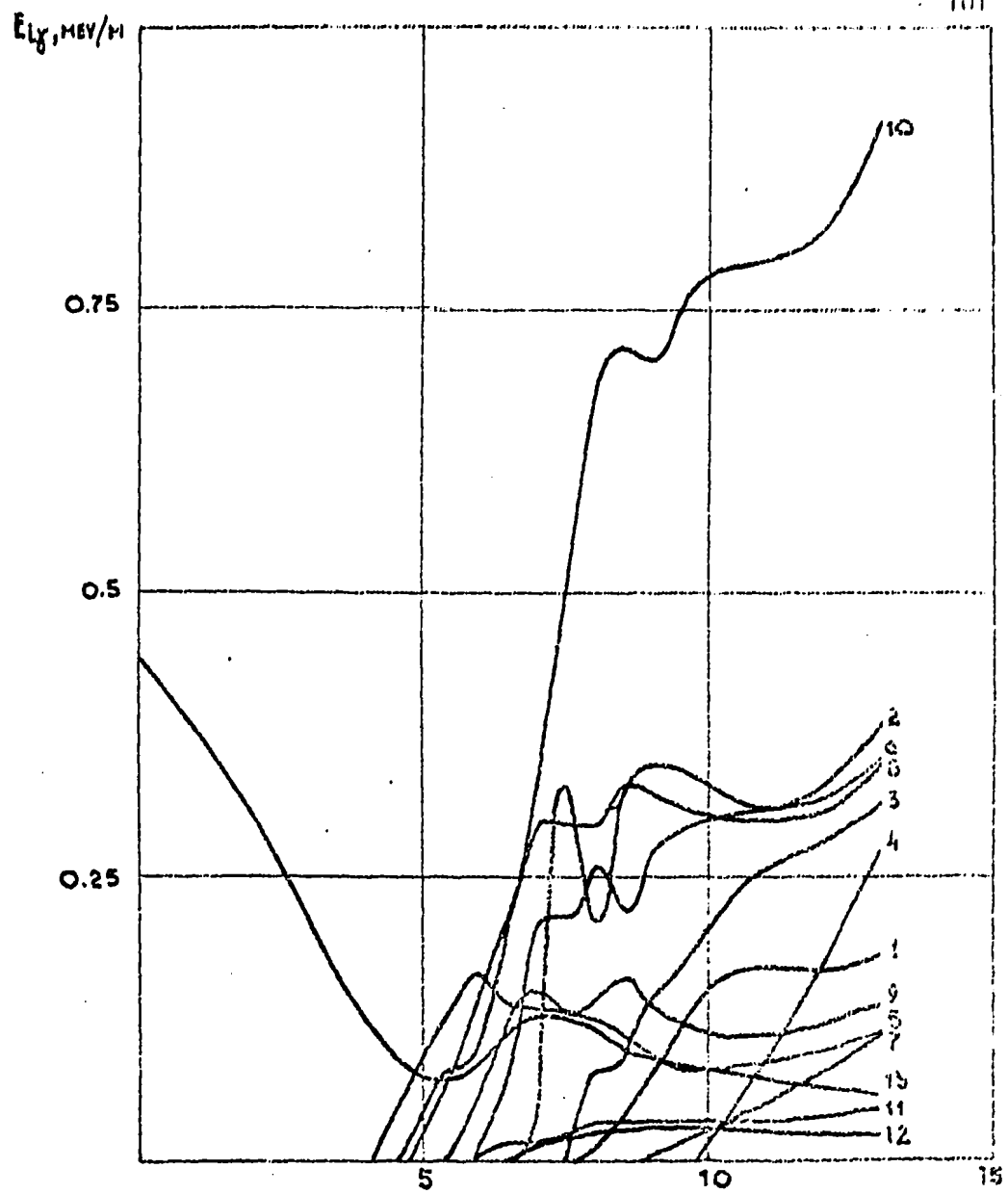


Рис. 20. Отдельные составляющие E_{γ} энергетического спектра вторичного гамма-излучения в воздухе как функция энергии нейтронов источника (номера i реакций расшифрованы в табл. 2).

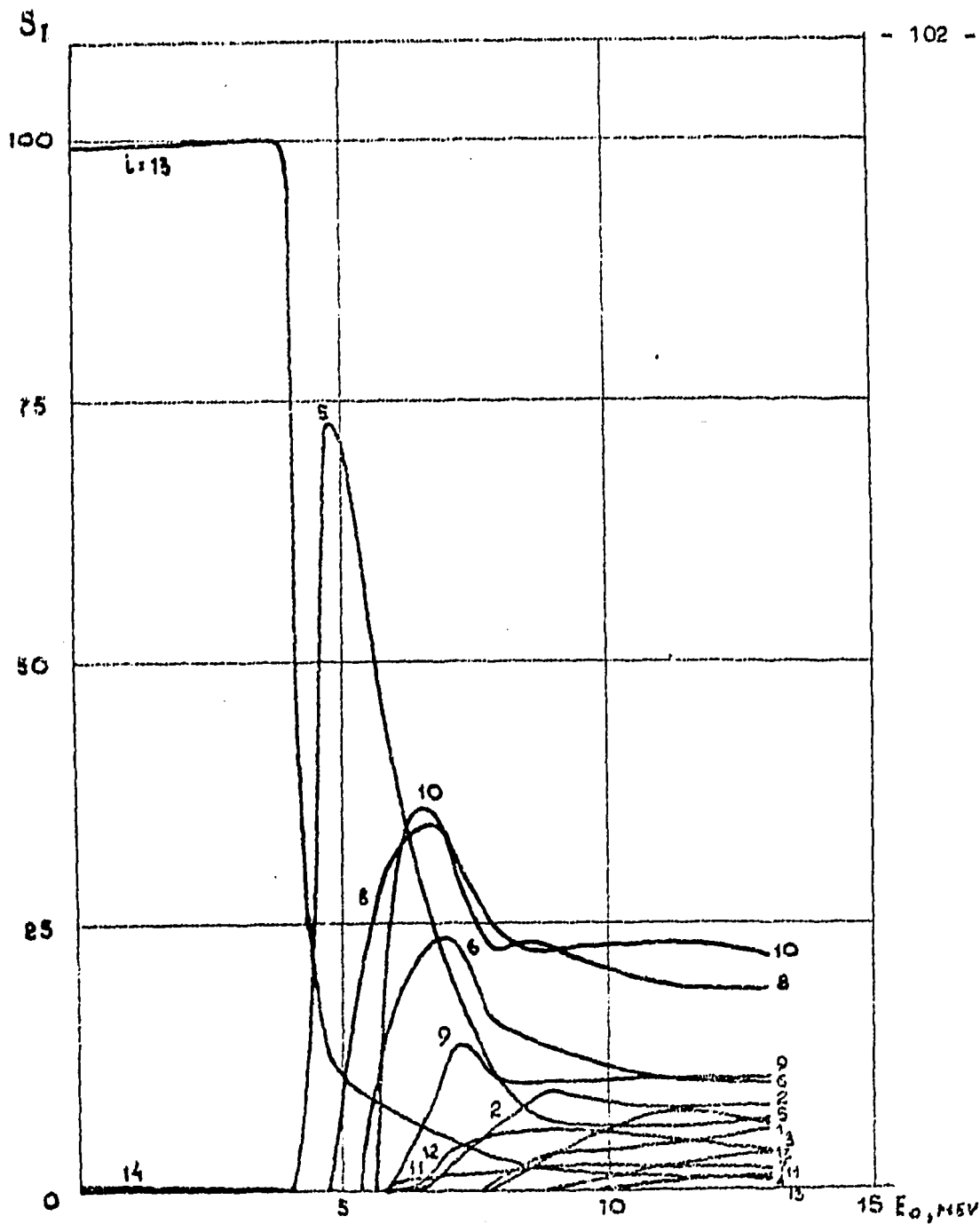


Рис. 21. Коэффициенты чувствительности $S(I_f; \delta \sigma)$ полной интенсивности I_f вторичного гамма-излучения к вариациям в сечении различных нейтронных реакций типа L как функции энергии нейтронов источника (номера L реакции расшифрованы в табл. 2).

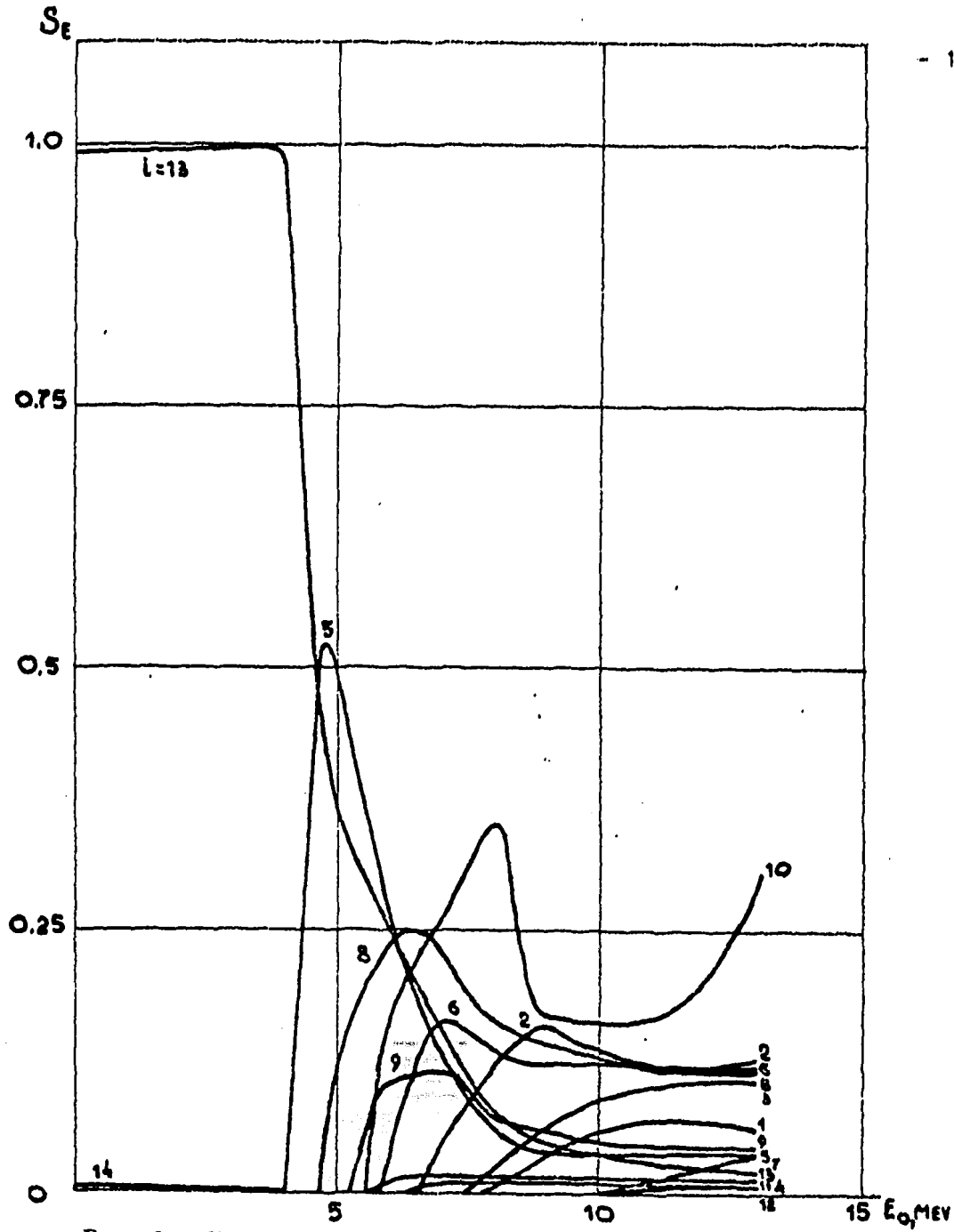


Рис. 22. Коэффициенты чувствительности $S(E_0; \sigma_l)$ суммарной энергии E_0 вторичного гамма-излучения к вариациям в сечениях σ_l различных нейтронных реакций типа l как функция энергии нейтронов источника (номера l реакций расшифрованы в табл. 2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Генерозов и др. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. 12. М., Атомиздат, 1972.
2. Дядькин И.Г., Лисененков А.Т., Зверев Г.Н. Известия АН СССР, сер. Геофизическая. № II (1963).
3. Дядькин И.Г., Стариков В.Н., Енижеева Ф.Х. Известия АН СССР, сер. Физика земли, № 5, 24 (1969).
4. Горшков Г.В. и др. Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры. М., Атомиздат, 1966.
5. Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Федорович Г.В. ЖТФ.39, 5, 875 (1969).
6. Жемерев А.В., Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Труханов Г.Я. "Атомная энергия", 4, (1972).
7. Бондарев А.А., Кувшинников В.М., Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Труханов Г.Я. Ядерные константы в расчетах ионизации воздуха под действием нестационарного потока нейтронов. Доклад на всесоюзной конференции по нейтронной физике, г.Киев, май, 1974.
8. Биологическая защита реакторных транспортных установок, под ред. Бродера Д.Л. М., Атомиздат, 1969.
9. Кувшинников В.М., Медведев Ю.А., Плетников Е.В., Степанов Б.М., Труханов Г.Я. Потребности в ядерных данных для расчетов распределения спектра вторичного гамма-излучения, инициируемого нейтронами в воздухе. Доклад на всесоюзной конференции по нейтронной физике, г. Киев, мая, 1973.
10. Straker E.A. Nucl.Sci. and Eng. 41, No.1, 147 (1970).
11. Straker E.A. Nucl. Sci. and Eng. 46, No.3, 344 (1971).
12. Портативные генераторы нейтронов в ядерной геофизике. Сб. М., Госатомиздат, 1962.
13. Власов Н.А. Нейтроны. М., "Наука", 1971.
14. Dickens T.K., Perey F.G. Nucl. Sci. and Eng. 36, 3, 280 (1969).
15. Dickens T.K., Perey F.G. Nucl. Sci. and Eng. 40, 2, 135 (1970).

16. Engesser F.C., Thompson W.E. "Journ. Nucl. Energ." 21, 6, 487 (1967).
17. John R. Stehn, Murrey D. et al. BNL-325, Suppl. No.2, 1964.
18. Dickens T.K., Perey F.G. "nucl. Sci. and Eng." 40, 2, 283 (1970).
19. Tables of evaluated neutron cross sections for fast reactor materials. I Cagner, SS, Schict D. Woll, Sanuarg, 1968. Institut fur neutronen phisik und reactor technik, KFK-750.
20. Murrey D. et al. ENL-325. Sec. Ed., 1958.
21. K.Parker. The Aldermaston Nuclear Data Library as at May., 1963, AWRE No. 070/63, 1963.
22. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. М., Атомиздат, 2, 1965.
23. Каталог библиотеки экспериментальных данных по нейтронным сечениям, вып. I, ГК ИАЭ, Центр по ядерным данным, Бычков, 1971.
24. Auxur J.A., W.S.Snyder, Jones T.D. "Radiation Dosimetry", v. 1, Savtat Yugoslavia, Beograd, 1971.
25. Ядерные данные. М., Атомиздат, 1969.
26. Дж.Спанье, Э.Гелбард. Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
27. Труханов Г.Я. Программа "деметра". Препринт ИАЭ-2010, М., 1970.
28. Усачев Л.Н. "Атомная энергия", 15, 472 (1963).
29. Солотухин В.Г. и др. Прохождение излучений через неоднородности в защите. М., Атомиздат, 1969.

РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ВОЗМУЩЕНИЙ
ПЛОТНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКА ИЗЛУ-
ЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Е.В.Плетников, Г.Я.Труханов

Abstract - Аннотация

ON THE CALCULATION OF PERTURBATIONS OF NEUTRON INTERACTIONS DENSITY IN MEDIUM BY MONTE-CARLO METHOD. The algorithm for the calculation of perturbations of neutron interactions density in medium, caused by variations in neutron cross-sections is described. Coefficients of Sensitivity of secondary gamma-ray parameters in air to variations in cross-sections are determined.

РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ. Предлагается алгоритм для расчета методом Монте-Карло возмущений плотности взаимодействий нейтронов в среде, обусловленных вариациями в сечениях. Определены коэффициенты чувствительности параметров вторичного гамма-излучения в воздухе к изменениям в сечениях.

1. При изучении физических процессов, сопровождающих перенос проникающих излучений в среде, иногда возникает потребность оценки возмущений плотности взаимодействия излучения, обусловленных вариациями в исходных данных. К таким задачам, в частности относятся: оценка ядерных данных (1) где возникает необходимость определения коэффициентов чувствительности некоторых интегральных параметров потока к вариациям в сечениях, оценка влияния флуктуаций параметров среды (плотности, температуры, состава) на интегральные параметры потока и проблема выбора эффективных констант для расчета функционалов потока (см. например, (2)). В работе (2) описан общий метод оценки возмущений

линейных функционалов дифференциального потока методом Монте-Карло. Предложенный алгоритм не позволяет однако рассчитывать возмущения тех функционалов потока, для которых весовая функция оценки возмущена. Плотность взаимодействия излучения как раз и относится к таким функционалам. Действительно, воспользовавшись, например, оценкой по соударениям (3) получим, что плотность взаимодействия с сечением типа Σ_z равна математическому ожиданию случайной величины.

$$\bar{\xi}_z = \sum_{i=1}^{\ell} V_i \frac{\Sigma_z(x_i)}{\Sigma_i(x_i)}, \quad (1)$$

где V_i - статистический вес частицы при i -м взаимодействии, $\Sigma_z(x_i)$ - макроскопическое сечение реакции взаимодействия z -го типа в некоторой точке x_i фазового пространства T (точкой X фазового пространства T служит совокупность трех компонент радиуса-вектора z точки рассеяния частицы, двух компонент вектора $\bar{\Omega}$ характеризующего направление движения частицы и ее энергии E), $\Sigma_i(x_i)$ - полное макроскопическое сечение взаимодействия частицы с веществом в точке

x_i . Суммирование ведется вдоль траектории частицы, испытывающей ℓ рассеяний (после чего частица гибнет в результате поглощения или утечки из среды). Очевидно, что весовая функция $\psi(x_i) = \frac{\Sigma_z(x_i)}{\Sigma_i(x_i)}$ будет возмущена, если возмущение плотности соударений, определяемое случайной величиной (1) обусловлено вариациями в сечениях реакции какого-либо одного z -го типа или в сечениях группы реакции.

2. Для получения оценки возмущений функционалов потока в случае, когда весовая функция оценки для самого функционала возмущена, воспользуемся основным предложением, высказанным в работе (2). Оно гласит, что при условии абсолютной непрерывности мер возмущенной траектории $dP'_z(\cdot)$ относительно соответствующих мер невозмущенной траектории $dP_z(\cdot)$ возмущение $\delta\gamma = \gamma' - \gamma$ функционала γ равно математическому ожиданию по невозмущенной траектории случайной величины:

$$\bar{\xi} = \sum_{i=1}^{\ell} (W_i - 1) \psi(x_i), \quad (2)$$

где
$$W_L = \prod_{k=1}^L \frac{\sum_{\sigma, \mu, \nu} \Sigma_{\sigma, \mu, \nu}(\chi_k)}{\sum_{\sigma, \mu, \nu} \Sigma_{\sigma, \mu, \nu}(\chi_k)} e^{-\delta\tau(\chi_{k-1}, \chi_k)};$$

а
$$\delta\tau(\chi_{k-1}, \chi_k) = \tau'(\chi_{k-1}, \chi_k) - \tau(\chi_{k-1}, \chi_k),$$

- есть возмущение оптического расстояния между точками $\bar{\chi}_{L-1}$ и $\bar{\chi}_L$ для энергии E_L .

Вероятностная мера траектории

$$dP_{\bar{e}}(\cdot) \sim \prod_{i=1}^L \Sigma_{\sigma, \mu, \nu}(\chi_i) e^{-\tau(\chi_{i-1}, \chi_i)},$$

где $\Sigma_{\sigma, \mu, \nu}(\chi_i)$ - макроскопическое сечение рассеяния ν -го типа на μ элементе в точке χ_i фазового пространства T , а $\tau(\chi_{i-1}, \chi_i)$ оптическое расстояние между точками $\bar{\chi}_{i-1}$ и $\bar{\chi}_i$ для энергии E_L . В случае, когда весовая функция $\psi(\chi_i)$ возмущена обобщением соотношения (2) является выражение:

$$\bar{\xi}_1 = \sum_{i=1}^L (W_i \frac{\psi'_e(\chi_i)}{\psi_e(\chi_i)} - 1) \psi(\chi_i), \quad (3)$$

где $\psi'(\chi_i)$ - значение возмущенной весовой функции в точке χ_i . При вычислении функционалов типа (1) выражение (3) принимает вид:

$$\bar{\xi}_1 = \sum_{i=1}^L (W_i \frac{\Sigma'_1(\chi_i) \Sigma_2(\chi_i)}{\Sigma_2(\chi_i) \Sigma'_2(\chi_i)} - 1) \cdot \frac{\Sigma_2(\chi_i)}{\Sigma'_2(\chi_i)}, \quad (4)$$

где $\Sigma'_2(\chi_i)$ и $\Sigma'_1(\chi_i)$ - возмущенные сечения рассматриваемой реакции и полное сечение, соответственно в точке χ_i фазового пространства T .

3. На основе предложенного алгоритма была составлена расчетная схема (рис. 1). В нее входят три основных блока:

1) первый блок работает совместно с блоком запуска частицы и присваивает начальное значение величине $W_i = 1$ перед запуском каждой новой частицы;

2) второй блок работает совместно с блоком розыгрыша длины свободного пробега и осуществляет вычисление величин
$$e^{-\delta\tau(\chi_{k-1}, \chi_k)};$$

3) третий блок работает после каждого розыгрыша типа процесса взаимодействия совместно с блоком накопления результатов. В нем определяется вес W_i вдоль траектории частицы, а также весовой множитель в выражении (4). Весу частицы V_i присваивается полученное ранее значение весового множителя и управление передается стандартному блоку, вычисляющему оценку плотности соударений вида (1). Полученная оценка стандартным образом распределяется по ячейкам фазового пространства (z, t, E, Ω) для получения требуемых распределений, а затем суммируется в каждой ячейке.

4. Для исследования возмущений (обусловленных вариациями в сечениях какой-либо одной реакции или произвольной группы реакций) плотности взаимодействий нейтронов в различных реакциях в соответствии с рассмотренной выше схемой была составлена программа. Она оформлена в виде блока, который подключался к уже имеющейся программе для расчета плотностей взаимодействия. Программа позволяет рассчитывать возмущение интегральных величин и различных распределений (пространственно-временных, угловых и энергетических) плотностей взаимодействий. Она дает возможность учитывать вариации в сечениях любой нейтронной реакции для нескольких произвольных энергетических интервалов (на которые разбивается весь энергетический диапазон изменения данного сечения). Таким образом, возможна оценка влияния отдельных резонансов или провалов в сечениях некоторых реакций на результаты расчетов.

Возмущенное сечение Σ'_z для любой нейтронной реакции может быть задано в каждом из энергетических интервалов в виде:

$$\Sigma'_z = \Sigma_z + \Delta \Sigma_z$$

где $\Delta \Sigma_z$ - абсолютная вариация в этом сечении. Одновременный учет вариаций большого числа реакций позволяет определять возмущения интегральных параметров, обусловленные существующими в настоящее время экспериментальными погрешностями, абсолютными или относительными, в зависимости от способа измерения данного сечения - в сечениях различных реакций. Отметим, что дисперсия оценки типа (4) превышает дисперсию оценки по усредненному пробегу E_{ave} . (3), которая применялась при расчетах самих функционалов. Для расчета возмущений по рассматриваемому методу нельзя использо-

вать оценки, искажающие распределение точек взаимодействия частиц в фазовом пространстве Γ (в частности, оценки E_{abc}). Стандартное отклонение результатов в расчетах возмущений по составленной программе не превышало 10% при числе историй, равном 10.000 (4).

5. Составленная программа использовалась в расчетах коэффициентов чувствительности интегральных параметров вторичного гамма-излучения в воздухе (полной интенсивности и суммарной энергии) к вариациям в сечениях различных нейтронных реакций (4). Коэффициенты чувствительности $S(C; \sigma_i)$ некоторого интегрального параметра C к вариациям $\delta\sigma_i$ в сечениях σ_i любой i -й нейтронной реакции определяются выражением (1):

$$\frac{\delta C}{C} = \sum_{i=1}^n S(C; \sigma_i) \frac{\delta \sigma_i}{\sigma_i},$$

где n - полное число возможных нейтронных реакций. Коэффициенты чувствительности $S(C; \sigma_i)$ вычислялись по формуле

$$S(C; \sigma_i) = \sum_{j=1}^k \alpha_j S(C_j; \sigma_i), \quad (6)$$

где k - число нейтронных реакций j -го типа, сопровождающихся гамма-излучением;

$\alpha_j = \frac{C_j}{C}$ - относительный вклад реакций j -го типа в интегральный параметр $C (C = \sum_{j=1}^k C_j)$;

$S(C_j; \sigma_i) = \left(\frac{\delta C_j}{C_j} \right) / \left(\frac{\delta \sigma_i}{\sigma_i} \right)$ - коэффициент чувствительности интенсивности C_j реакции j -го типа к вариациям $\delta\sigma_i$ в сечении σ_i реакции i -го типа. Величины C_j рассчитывались методом Монте-Карло по обычной программе с использованием оценки по усредненному пробегу E_{abc} (3). Возмущения δC_j функционалов C_j вычислялись при некоторых фиксированных значениях $(\delta\sigma_i / \sigma_i)$ по программе, описанной выше.

Результаты расчетов коэффициентов чувствительности интегральных параметров вторичного гамма-излучения к вариациям в сечениях различных нейтронных реакций для кислорода представлены и подробно обсуждаются в работе (4). Они могут быть использованы при формировании требований к точности в ядерных константах

в зависимости от требований к точности расчета интегральных параметров источников вторичного гамма-излучения.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В.Г.Золотухину за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Н.Усачев. "Атомная энергия", 15, 472, 1963.
2. В.Г.Золотухин и др. Прохождение излучений через неоднородности в защите. М., Атомиздат, 1969.
3. Дж.Спанье, Э.Гелбард. Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
4. В.М.Кувшинников, Ю.А.Медведев, Е.В.Плетников, Б.М.Степанов, Г.Я.Труханов. Потребность в ядерных данных для расчетов пространственно-временного распределения спектра вторичного гамма-излучения, инициируемого нейтронами в воздухе. Доклад на Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, май, 1973.

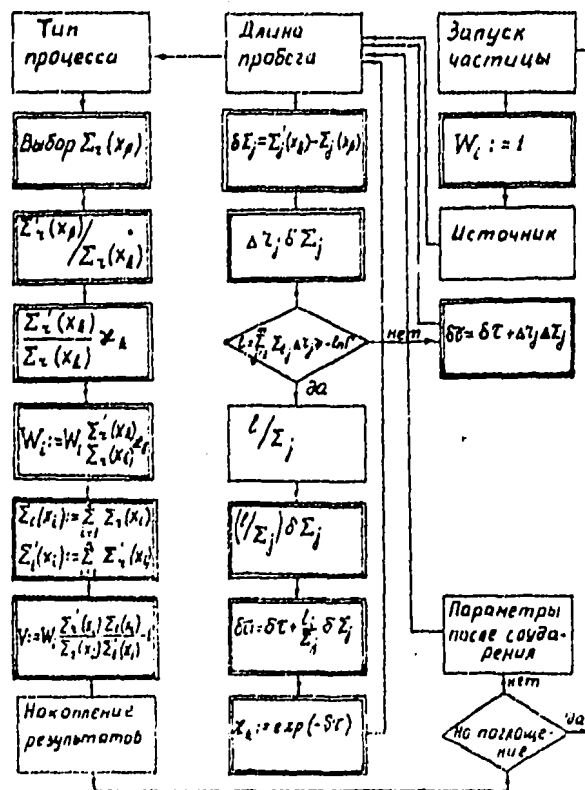


Рис. 1. Расчетная схема для оценки возмущений функционалов потока (блоки, непосредственно относящиеся к вычисленным возмущениям, обведены на схеме двумя чертами, прочие блоки - одной чертой).

РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ПОПРАВКИ НА
МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ДЛЯ СПЕКТРОВ НЕ-
УПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ

В.И.Попов, Г.В.Котельникова

Abstract - Аннотация

CALCULATION OF A CORRECTION ON MULTIPLE SCATTERING FOR SPECTRA OF INELASTICALLY SCATTERED NEUTRONS BY THE MONTE-CARLO METHOD. A program is compiled that models by the Monte-Carlo method the processes of fast neutron scattering in a hollow cylindrical sample. The program gives a possibility with the help of iterations to introduce corrections on multiple scattering into experimental spectra of inelastically scattered neutrons.

РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ПОПРАВКИ НА МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ДЛЯ СПЕКТРОВ НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ. Составлена программа, моделирующая методом Монте-Карло процессы рассеяния быстрых нейтронов в полем цилиндрическом образце. Программа позволяет с помощью итераций вводить поправки на многократное рассеяние в экспериментальные спектры неупруго рассеянных нейтронов.

Измерение спектров неупруго рассеянных нейтронов является средством изучения свойств атомных ядер, а также позволяет получать константы, необходимые для расчета ядерных реакторов. При проведении экспериментов обычно используются рассеиватели, размеры которых сравнимы со средней длиной свободного пробега нейтронов в веществе, поэтому измеренные спектры нуждаются во введении поправок на многократное рассеяние и ослабление потока нейтронов в образцах.

В данной работе описана алгол-программа для расчета поправки на указанные эффекты в экспериментальные спектры неупруго

рассеянных нейтронов с помощью моделирования процессов рассеяния методом Монте-Карло.

Программа составлена для обработки результатов конкретных экспериментов по рассеянию γ и 14 Мэв нейтронов [1,2], однако ее можно применять при любой начальной энергии нейтронов.

Предполагается, что на боковую поверхность полого цилиндрического рассеивателя падает параллельный пучок нейтронов, а рассеянные нейтроны регистрируются пятью точечными детекторами, расположенными под углами 30° , 60° , 90° , 120° и 150° к падающему пучку. Дифференциальные сечения принимались изотропными, за исключением упругого рассеяния при первом соударении. Весь изучаемый интервал энергий нейтронов разбивался на группы. Каждой из этих групп приписывался определенный закон рассеяния (исходя из соответствующих оценок), причем при неупругом рассеянии нейтроны переходили из группы в группу согласно этому закону. Программа позволяет рассчитать экспериментальный спектр рассеянных нейтронов от образца с конечными размерами, если известен спектр от тонкого образца. На практике приходится решать обратную задачу, что может быть сделано с помощью приведенной программы методом итераций (аналогичный случай рассмотрен, например, в работе [3]).

Данную программу, написанную для транслятора ТА-2М, можно условно разбить на следующие блоки, часть которых без изменений взята из работы [3]:

Б л о к № I. Описание идентификаторов

- НН - число энергетических интервалов спектра,
- Н - половина высоты цилиндрического рассеивателя (см),
- А, RН - внутренний и внешний радиусы рассеивателя (см),
- ММ - число разыгрываемых историй,
- ММ - максимальное число соударений нейтрона.
- NE - число ядер в см³ рассеивателя (в единицах 10^{24}),
- RI - расстояние между центрами рассеивателя и детектора.
- STOT, SN, SP, SP.N [1:НН] - полные нейтронные сечения, сечения неупругих взаимодействий, сечения реакций (σ , ρ) и (σ , ρ) для рассматриваемых энергетических интервалов.

$F[1:NN, 1:NN]$ - матрица, образованная из спектров неупруго рассеянных нейтронов на основе ранее сделанных оценок. Каждая последующая строка матрицы характеризует спектр (в отн. ед.) при начальной энергии, большей, чем предшествующая, на один принятый интервал энергии.

$B[0 : 16]$ - коэффициенты разложения в ряд по полиномам Лежандра угловых распределений упругого рассеяния падающих нейтронов.

PP - статистический вес нейтрона.

Б л о к № 2. Расчет макроскопического полного сечения (ΣA), а также вероятностей упругого рассеяния (ΣS) и процесса (κ, ρ) ($G2$) в зависимости от энергии нейтрона.

Б л о к № 3. Вычисление массива (S) необходимого для разыгрываемых энергий нейтронов при неупругом рассеянии.

Б л о к № 4. Расчет координат детекторов.

Б л о к № 5. Расчет коэффициентов для разыгрыва угла рассеяния нейтрона после упругого рассеяния при первом соударении.

Б л о к № 6. Разыгрывание координат точки вхождения нейтрона в образец.

Б л о к № 7. Разыгрывание координат точки очередного соударения.

Б л о к № 8. Расчет локального потока нейтронов ($w2$) в детекторах при упругом рассеянии.

Б л о к № 9. Разыгрывание энергии нейтрона после неупругого рассеяния и расчет локального потока в детекторах.

Б л о к № 10. Разыгрывание направления полета нейтрона после первого соударения, если оно оказалось упругим.

Б л о к № 11. Разыгрывание направления полета нейтрона для всех остальных случаев.

Б л о к № 12. Расчет "экспериментальных" спектров путем суммирования локальных потоков для всех кратностей рассеяния и вывод результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С.Бириков, Б.В.Журавлев и др. "Ядерные константы", вып. 12, ч. I, с. 23, 1973.
2. О.А.Сальников и др. "Ядерная физика", т. 12, вып. 6, с. 1132, 1970.
3. В.И.Попов и др. Бюллетень ИЦЯД, вып. 5, с. 129, 1968.

```
-С-О-М-М-Е-Н-Т БЛОК N 1;
-В-Е-Г-И-Н -Р-Е-А-Л A,B,D,L,YT,T1,U,V,W,U1,V1,W1,X,
V,Z,X1,V1,Z1,SY,SF, CF,DK,DB,D1E,NU,AF,BF,NE,
G,M,M,PP,Q,RH,R1,W2,Я,C,R,T2,T3,H1,H2,SE,EA,
CT,ST1,P)
I-N-T-E-G-E-R I,J,K,N,NN,Ш,MM,HH;
COD('R10-2',HH);
-В-Е-Г-И-Н -А-Р-Р-А-У Г,ТА,РВ,П,Ф,E1[1:5],S[1:HH,0:HH],
S1[0:HH],F[1:HH,1:HH],D,D1[1:5,1:5,1:HH],DA,DA1
[1:5,1:HH],X,STOT,SN,S2N,NA,G1,SD,F1[1:HH],B[0:16],
T[1:16],EP[0:16],O2,SP[1:HH];
-С-О-М-М-Е-Н-Т -D-О 'S'210'F'200'D'D1'350'DA'DA1'70
'X' STOT'SN'S2N'NA'G1'G2'SD'F1'S1'SP'20;
COD('R10-2',M,RH,R,NN,MM,NE,R1,STOT,SN,
SP,S2N,F,B,'P2-10',HH,H,RH,R,NN,MM,NE,R1,STOT,
SN,SP,S2N,B);
COD('PRAN',A,B,1);S1[0]:=0;
-С-О-М-М-Е-Н-Т БЛОК N 2;
-Ф-О-Р I:=1 -С-Т-Е-Р 1 -U-N-T-I-L HH -D-О -В-Е-Г-И-Н
X[I]:=(STOT[I]-SN[I])/STOT[I];
G2[I]:=(STOT[I]-SP[I])/STOT[I];
NA[I]:=NE*STOT[I];S[I,0]:=0;
-С-О-М-М-Е-Н-Т БЛОК N 3;
-Ф-О-Р J:=1 -С-Т-Е-Р 1 -U-N-T-I-L HH -D-О
S[I,J]:=S[I,J-1]+F[I,J] -E-N-D ;
-Ф-О-Р I:=1 -С-Т-Е-Р 1 -U-N-T-I-L HH -D-О
-Ф-О-Р J:=1 -С-Т-Е-Р 1 -U-N-T-I-L HH -D-О -В-Е-Г-И-Н
-I-F S[I,J]>0 -Т-Н-Е-Н S[I,J]:=S[I,J]/S[I,HH] -E-N-D ;
-Ф-О-Р J:=1 -С-Т-Е-Р 1 -U-N-T-I-L 9 -D-О
-Ф-О-Р U:=1 -С-Т-Е-Р 1 -U-N-T-I-L 9 -D-О
-Ф-О-Р I:=1 -С-Т-Е-Р 1 -U-N-T-I-L HH -D-О A(J,U,I):=D1(J,U,I):=0;
-С-О-М-М-Е-Н-Т БЛОК N 4;
-Ф-О-Р I:=1 -С-Т-Е-Р 1 -U-N-T-I-L 9 -D-О -В-Е-Г-И-Н
E1[I]:=30*I;CT:=COS(E1[I]/97,2958);
ST1:=SQRT(1-CT*CT);Ф[I]:=R1*CT;
П[I]:=R1*ST1 -E-N-D ;
-С-О-М-М-Е-Н-Т БЛОК N 5;
T[1]:=B[0]-B[2]*0.5+B[4]*0.375-B[6]*0.3125+B[8]*
0.27344-B[10]*0.2461+B[12]*0.22559-B[14]*0.20748;
T[2]:=B[1]-B[3]*1.5+B[5]*1.875-B[7]*2.1875+B[9]*
2.46095-B[11]*2.70706+B[13]*2.93266-B[15]*3.14213;
T[3]:=B[2]*1.5-B[4]*3.75+B[6]*6.5625-B[8]*9.84375+
B[10]*13.53518-B[12]*17.59583+B[14]*21.9948;
T[4]:=B[3]*2.5-B[5]*8.75+B[7]*19.6875-B[9]*36.09378+
B[11]*58.65237-B[13]*87.97902+B[15]*126.63678;
T[5]:=B[4]*4.375-B[6]*19.6875+B[8]*54.14062-B[10]*
117.30474+B[12]*219.94698-B[14]*379.90987;
T[6]:=B[5]*7.875-B[7]*43.3125+B[9]*140.76573-B[11]*
351.91403+B[13]*747.82044-B[15]*1420.85442;
T[7]:=B[6]*14.4375-B[8]*93.84375+B[10]*351.91427-
```

```

B(12)=997,09231+B(14)*2368,09408;
T(8)=B(7)*26,8123-B(9)*201,00388+B(11)*854,64862-
B(13)*2706,39717+B(15)*7104,269;
T(9)=B(8)*50,27344-B(10)*427,32447+B(12)*2029,79456-
B(14)*7104,28272;
T(10)=B(9)*94,961+B(11)*902,12897+B(13)*4736,19453-
B(15)*18155,3554;
T(11)=B(10)*180,4259-B(12)*1894,47454+B(14)*10893,2349;
T(12)=B(11)*344,44928-B(13)*3961,18034+B(15)*24737,3063;
T(13)=B(12)*660,1956-B(14)*8252,4514;
T(14)=B(13)*1269,60895-B(15)*17139,676;
T(15)=B(14)*2448,52973;
T(16)=B(15)*4733,81598;
F"O"R I:=1 "S" T" E" P 1 "U" N" T" I" L 16 "D" O
EP(1)=T(1)/I;SE:=(EP(1)+EP(3)+EP(5)+EP(7)+
EP(9)+EP(11)+EP(13)+EP(15))*2;EA:=0;
F"O"R I:=1 "S" T" E" P 1 "U" N" T" I" L 16 "D" O "B" E" G" I" N
T(I)=T(I)/SE;EP(I)=EP(I)/SE;
EA:=EA+EP(I)*(-1)^(I+1) "E" N" D 1
C"O" M" M" E" N" T БЛОК N 6;
F"O"R N:=1 "S" T" E" P 1 "U" N" T" I" L NN "D" O "B" E" G" I" N
I" F N=10000 "T" H" E" N COD('P2-10',MM,H,RH,R,
MM,MM,NE,R1,STOT,SN,SD,S2N,6);
I" F N=20000 "T" H" E" N COD('P2-10',MM,H,RH,R,
MM,MM,NE,R1,STOT,SN,SD,S2N,6);
COD('RANDOM',A,B,D);X:=(2*D-1)*RH;
COD('RANDOM',A,B,D);V:=(2*D-1)*H;
Z:=-SQRT(RH*RH-X*X);
U:=V:=0;W:=PP:=1;K:=HH;
C"O" M" M" E" N" T БЛОК N 7;
F"O"R I:=1 "S" T" E" P 1 "U" N" T" I" L MM "D" O "B" E" G" I" N
DK:=U*X+W*Z;OB:=U*U+W*W;
D:=DK*DK-DB*(X*X+Z*Z-RH*RH);
I" F D<=0 "T" H" E" N "G" O" T" O L3;
T1:=(-DK+SQRT(D))/DB;
I" F ABS(V+V*T1)>H "T" H" E" N "B" E" G" I" N
T1:=(-H-V)/V;I" F T1<0 "T" H" E" N T1:=(H-V)/V "E" N" D ;
D:=DK*DK-DB*(X*X+Z*Z-RH*RH); I" F D<=0 "T" H" E" N
"G" O" T" O L4;D:=SQRT(D);T3:=(-DK-D)/DB;
T2:=(-DK+D)/DB;H1:=V+V*T3;H2:=V+V*T2;
I" F T2>0 "T" H" E" N "B" E" G" I" N I" F ABS(H1)<=H "T" H" E" N
"G" O" T" O L7 "E" N" D ;
L4: "B" E" G" I" N TT:=T1; "G" O" T" O L5 "E" N" D ;
L7: I" F ABS(H1)<=H "T" H" E" N "B" E" G" I" N I" F ABS(H2)>H "T" H" E" N
"B" E" G" I" N TT:=T3;
L5:Q:=EXP(-NA(K)*TT);G:=1-Q;
COD('RANDOM',A,B,D);L:=LN(1-Q)/NA(K);
"G" O" T" O L6 "E" N" D "E" N" D ;
I" F ABS(H2)<=H "T" H" E" N "B" E" G" I" N TT:=T1-T2+T3;

```

```

Q:=EXP(-NA(K)*YT);G:=1-Q;
COD('RANDOM',A,B,0);L:=-LN(1+D*G)/NA(K);
  'I'F L>T3 'T'H'E'N L:=L+T2-Y3 'E'N'D ;
L6;PP:=PP*G;X1:=X;Y1:=Y;Z1:=Z;
X:=X1+U*L;Y:=Y1+V*L;Z:=Z1+W*L;
COD('RANDOM',A,B,P);
  'F'OR J:=1 'S'T'E'P 1 'U'N'T'I'L 5 'D'O 'B'E'G'I'N
RB(J):=(N(J)-X)I2-Y*Y*(N(J)-Z)I2;
G:=SQRT(RB(J));U1:=(N(J)-X)/G;V1:=-Y/G;
W1:=(N(J)-Z)/G;DK:=U1*X+W1*Z;
DB:=(U1*U1+W1*W1);TA(J):=(-DK*SQRT(DK+DK-DB*
(X*X+Z*Z-RH*RH)))/DB;
  'I'F R<R5 'T'H'E'N 'G'O'T'O LF;
D:=DK*DK-DB*(X*X+Z*Z+P*R);
  'I'F D<0 'T'H'E'N 'G'O'T'O LF;
D:=SQRT(D);T2:=(DK+D)/DB;
  'I'F T2<0 'T'H'E'N 'G'O'T'O LF;
T3:=(DK-D)/DB;TA(J):=TA(J)-T2+T3;
'C'O'M'M'E'N'T БЛОК N 9;
  'I'F P<X(K) 'T'H'E'N 'B'E'G'I'N 'I'F P<G2(K) 'I'H'E'N 'B'E'G'I'N
Q:=EXP(-NA(K)*TA(J));W2:=Q*PP/RB(J);
A(J,U,K):=A(J,U,K)+W2 'E'N'D 'E'N'D ;
'C'O'M'M'E'N'T БЛОК N 9;
  'I'F P>X(K) 'T'H'E'N 'B'E'G'I'N 'I'F P<G2(K) 'I'H'E'N 'B'E'G'I'N
COD('RANDOM',A,B,0);PP:=PP*(SN(K)-S2N(K))/SN(K);
'F'OR I:=1 'S'T'E'P 1 'U'N'T'I'L K 'D'O 'B'E'G'I'N

  'I'F D>S(K,I-1) 'T'H'E'N 'B'E'G'I'N 'I'F D<S(K,I)
'T'H'E'N K:=I 'E'N'D 'E'N'D ;
'F'OR J:=1 'S'T'E'P 1 'U'N'T'I'L 5 'D'O 'B'E'G'I'N

Q:=EXP(-NA(K)*TA(J));W2:=Q*PP/RB(J);
A(J,U,K):=A(J,U,K)+W2 'E'N'D 'G'O'T'O LK 'E'N'D ;
'E'N'D ;
'C'O'M'M'E'N'T БЛОК N 10;
LH: 'I'F U<MM 'T'H'E'N 'B'E'G'I'N 'I'F K<NN 'T'H'E'N 'B'E'G'I'N
COD('RANDOM',A,B,D1E);EP(0):=EA-D1E;
TT:=( 'I'F EP(0)<0 'T'H'E'N 1 'E'L'S'F -1);
P:=2;M:=TT/P;
  'F'OR I:=1 'S'T'E'P 1 'U'N'T'I'L 12 'D'O 'B'E'G'I'N O:=EP(1A);
  'F'OR J:=15 'S'T'E'P -1 'U'N'T'I'L 0 'D'O O:=O+M*EP(J);
TT:=TT*2-SIGN(D);P:=P*2;M:=TT/P 'E'N'D ;
'G'O'T'O L2 'E'N'D ;
'C'O'M'M'E'N'T БЛОК N 11;
LK:COD('RANDOM',A,B,0);M:=O*2-1;
L2:COD('RANDOM',A,B,P);L:=O,5-P;
COD('RANDOM',A,B,D);IT:=O,5-O;
D:=L*L+IT*TT; 'I'F D>0,25 'T'H'E'N 'G'O'T'O L2;
G:=SQRT(D);CF:=L/G;SF:=TT/G;ST:=SQRT(1-M+M);
D:=1-M*W;TT:=SQRT(D);

```



```
IF ABS(D) < EPS THEN B=0 U:=ST*CF  
V:=ST*SF/W:=W*M "END ELSE B=0  
L:=U/U:=(ST*CF*W*(U-ST*SF*V)/TT+M*U)  
V:=(ST*CF*W*V+ST*SF*L)/TT+M*V  
W:=-ST*CF*TT+M*W "END "END "END IL3; "END  
"COMMENTS БЛОК N 12)  
R:=2*RH*R1=R1/(HE*3.1416*(RH+RH+R*R)=NN)  
FOR J:=1 STEP 1 UNTIL 5 DO  
FOR W:=1 STEP 1 UNTIL MM DO  
FOR I:=1 STEP 1 UNTIL HH DO B=0  
A(J,W,I):=A(J,W,I)*R  
D1(J,W,I):=A(J,W,I)/F(HH,I) "END  
FOR J:=1 STEP 1 UNTIL 5 DO B=0  
FOR I:=1 STEP 1 UNTIL HH DO B=0  
DA(J,I):=DA1(J,I):=0  
FOR W:=1 STEP 1 UNTIL MM DO B=0  
DA(J,I):=DA(J,I)+A(J,W,I)  
DA1(J,I):=DA1(J,I)+D1(J,W,I) "END  
F(J):=0 FOR I:=1 STEP 1 UNTIL HH DO  
F(J):=F(J)+DA(J,I) "END  
COD('P2-10',DA1;D1,DA,R,F,SE) "END "END
```

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗОЛИРОВАННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ УРОВНЕЙ

В.М.Горбачев, Ю.С.Замятнин, А.А.Лбов

Abstract - Аннотация

INDIVIDUAL RESONANCE PARAMETERS. The individual resonance parameters for isotopes of the heavy elements from Th-228 to Cf-252 are given in this work.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗОЛИРОВАННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ УРОВНЕЙ. В данной работе приводятся параметры изолированных резонансных уровней для изотопов тяжелых элементов от Th - 228 до Cf - 252.

Параметры взаимодействия нейтронов с делящимися материалами в резонансной области энергий представляют существенный интерес при разработке реакторов на быстрых и промежуточных нейтронах. Определение данных (в первую очередь сечений взаимодействия) для практически важной киловольтной области энергии нейтронов зачастую осуществляется экстраполяцией результатов, найденных для резонансных энергий. Систематика и анализ статистических распределений параметров резонансных уровней имеет большое значение при изучении статистических свойств ядер, механизма деления и т.д. Так данные по подбарьерному делению в резонансной области Pu - 240, Np - 237 и др. указывают на существование "промежуточной структуры" в сечении деления, связанной с моделью деления ядра через барьер сложной формы.

Теоретические формулы для описания нейтронных сечений в резонансной области весьма сложны. Лишь при отсутствии интерференции между резонансами ход нейтронных сечений может быть удовлетворительно описан простой одноуровневой формулой Брейта-Вигнера. Учет взаимодействия зачастую требует искусственного введения дополнительных резонансов.

Для более точного описания хода сечений в резонансной области и определения параметров резонансов используют многоуров-

новый анализ. Соответствующий формализм развит в работах /53, 62, 113/. Анализ экспериментальных данных с целью получения средних значений параметров и определения характера распределения параметров резонансных уровней содержится, например, в обзорах /118, 119/, а также в материалах III Международной конференции по нейтронным сечениям и технологии (Кноксвилл, США, 1971).

В данной работе приводятся параметры изолированных резонансных уровней для изотопов тяжелых элементов от тория-228 до калифорния-252. Для каждого изотопа указаны спин (I) и четность (π) его основного состояния. Для каждого уровня указывается его положение в составном ядре (E_0), отсчитанное от нуля кинетической энергии падающего нейтрона. Затем следуют полная ширина резонанса (Γ), парциальные ширины для вылета нейтрона (Γ_n) и гамма-кванта (Γ_γ), делительная ширина (Γ_f), приведенная нейтронная ширина (Γ_n^0). Энергия уровня и ширины выражены в эв и мв соответственно. Для нейтронов с орбитальным моментом $\ell = 0$ (s -резонансы) величина Γ_n^0 определяется как:

$$\Gamma_n^0 = \Gamma_n \sqrt{\frac{I_0 \delta}{E_0 + \delta}}$$

Для ядер, имеющих спин отличный от нуля $I \neq 0$ приводятся значения $2g\Gamma_n$ и $2g\Gamma_n^0$, где

g - статистический весовой множитель, равный

$$g = \frac{2J + 1}{2(2I + 1)},$$

J - спин составного ядра. (При $I = 0$, $J = 1/2$ и $g = 1$).

Случай P -резонансов ($\ell = 1$) оговариваются особо. Для ряда уровней указан спин J .

В графе "Разные величины" приводятся имеющиеся экспериментальные данные о значениях сечений в резонансах (σ_0 , барн), различные комбинации величин ($\sigma_0 \Gamma_n \Gamma_f$, $\Gamma_n \Gamma_f / \Gamma$, $2/\sqrt{\sigma_+}$ и др.), значения анизотропии деления $W_0(0^\circ)/W_{90}(90^\circ)$ (например, для нептуния-

- 237).

В тех случаях, когда уровни при анализе разбивались на 2 или 3 группы (Γ_{f1} и Γ_{f2}) с разными значениями спина для каждой из этих групп, дается соответствующее указание, а также

приводится значение фазового угла θ . В последней графе таблиц даны ссылки на экспериментальные работы, в которых определялись параметры данного резонанса. При этом первое число означает год выполнения работы (например, 68-13-работа /13/ выполнена в 1968 году). Соблюден хронологический порядок приведения экспериментальных данных для каждого резонанса.

Экспериментальные данные приводятся по оригинальным работам без изменений и перенормировок.

Таблицы содержат в основном материалы, опубликованные до 1972 года.

Таблица I

Резонансные параметры Th- 228
($I^{\pi} = 0^{+}$) [67-2]

E_0 , эв	Γ_y , мВ	Γ_{π}^0 , мВ
$1,896 \pm 0,002$	36 ± 2	$0,57 \pm 0,04$
$7,55 \pm 0,02$	70 ± 30	$0,44 \pm 0,15$

Таблица 2

РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТН-229 ($I \pi = 5/2^+$)

- 124 -

№, ЗВ	Γ , мВ	$2g\Gamma_n$, мВ	$2y\Gamma_n^2$, мВ	σ , барн	Литература
0,240					60-3
0,563					60-3
0,509	47 \pm 4	0,132 \pm 0,005	0,17	6000 \pm 470	62-4
0,61					63-5
0,727					60-3
1,25	41 \pm 16	0,160 \pm 0,008	0,14	4600 \pm 1800	62-4
1,27					63-5
1,42		0,024 \pm 0,008	0,020		62-4
1,46					63-5
1,71	38 \pm 24	0,075 \pm 0,005	0,057	1500 \pm 950	62-4
1,73					63-5
1,94	60 \pm 25	0,186 \pm 0,008	0,134	2150 \pm 850	62-4
1,99					63-5
2,62		0,016 \pm 0,010	0,010		62-4
2,72					63-5
3,15		0,100 \pm 0,025	0,056		62-4
3,21					63-5
4,12	137 \pm 41	1,36 \pm 0,10	0,68	3200 \pm 830	62-4
4,21					63-5
4,75		0,037 \pm 0,028	0,017		62-4
5,5		0,58 \pm 0,04	0,25		62-4
5,63					63-5
6,93		0,76 \pm 0,06	0,29		62-4
6,97					63-5
8,25		0,16 \pm 0,08	0,056		62-4
8,3					63-5
9,10		0,36 \pm 0,16	0,12		62-4
9,2					63-5
9,6					63-5
10,4					63-5
12,55		1,39 \pm 0,35	0,39		62-4
12,6					63-5
14,52		0,32 \pm 0,11	0,084		62-4
14,7					63-5
15,25		2,48 \pm 0,25	0,64		62-4
15,5					63-5
16,8					63-5
29,9		3,14 \pm 0,85	0,58		62-4

Таблица 3

РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ Th^{230}

E_0 , эВ	Γ_n , мВ	Γ_n , мВ	Γ_γ , мВ	Γ_n° , мВ	Литература
¹⁾ 1,107±0,006	-	-	-	-	67-109
1,431±0,007		0,19±0,01	27,8±2	0,159±0,01	67-109
2,39±0,008 ¹⁾					"
7,80±0,05 ¹⁾					"
17,40±0,08		5,1±0,6	23,1±0,4	1,22±0,05	"
24,0±0,12		4,60±0,8	26,8±8	0,94±0,16	"
31,9±0,2		1,40±0,25	21,0±8	0,250±0,04	"
39,2±0,3		3,2±0,8	27±10	0,51±0,12	"
47,5±0,35		2,2±0,8	26±11	0,32±0,12	"

1) Возможный уровень гафния.

Резонансные параметры ^{232}Th ($I^\Pi = 0^+$)

Таблица 4

Ео, эВ	Γ , мВ	Γ_n , мВ	J	\sqrt{g} , мВ	Γ_n^0 , мВ	Разные величины	Литера- тура
1	2	3	4	5	6	7	8
- 7				30	5,5		58-108
- 4,3				40	0,704		61-107
- 3,5				30	0,636		61-107
8,34		$0,00023 \pm 0,000012$	(I)				64-12
8,346	$29,4 \pm 8,8$	$0,00028 \pm 0,00002$		$29,4 \pm 8,8$	$0,00010 \pm 0,00001$		64-6
8,35		$0,00028 \pm 0,00004$					69-158
13,11		$0,00019 \pm 0,00004$	(I)				64-12
13,110		$0,00020 \pm 0,00003$			$0,00006 \pm 0,00001$		64-6
13,11		$0,00022 \pm 0,00004$					69-158

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
22,0 [±] 0,2		2,06 [±] 0,40		(30 [±] 10)	0,43 [±] 0,08		55-19
22,1		1,9 ± 0,5		30 [±] 10			56-18
22,00 [±] 0,15		1,24 [±] 0,36		27,5 [±] 11,0	0,27 [±] 0,08	6. $r^2 = 4,5 \pm 0,3$	57-17
21,73		2,2 ± 0,2		(21,4)			63-12
21,8		2,6 ± 0,2		30,0 [±] 2,0	-		64-11
21,84		-		21,5	0,38 [±] 0,04		64-10
21,80 [±] 0,04		2,1 [±] 0,2		21 ± 5	-		64-9
21,69		1,80 [±] 0,15		23 ± 2			64-8
21,8	28,5 [±] 7,0	2,40 [±] 0,25		26,1 [±] 70		5. = 10000 [±] 3000	64-7
21,783	28,5 [±] 1,7	1,98 [±] 0,04		26,5 [±] 2,1	0,424 [±] 0,008		64-6
21,69		1,88 [±] 0,05 ^(I)		24,6 [±] 1,2 ^(I)			66-114
23,7 [±] 0,3		3,70 [±] 0,63		(30 [±] 10)	0,76 [±] 0,13		55-19
23,8		3,8 ± 1,0		30 ± 10			56-18
23,60 [±] 0,16		3,35 [±] 0,77		25 ± 8	0,70 [±] 0,16	7. $r^2 = 12,0 \pm 0,5$	57-17

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
23,35		$3,7 \pm 0,3$		(25)			63-13
23,5		$3,7 \pm 0,2$		$27,6 \pm 1,5$			64-II
$23,47 \pm 0,04$		$4,0 \pm 0,3$		22 ± 4			64-9
23,48				25	$0,66 \pm 0,040$		64-10
23,35		$3,4 \pm 0,2$		29 ± 3			64-8
23,5	$39 \pm II$	$4,2 \pm 0,56$		$34,8 \pm 11,0$		$6. = 11700 \pm 5000$	64-7
23,439	$31,3 \pm 1,9$	$3,77 \pm 0,07$		$27,5 \pm 2,2$	$0,779 \pm 0,016$		64-6
23,35		$3,41 \pm 0,08$		$29,9 \pm 1,6$			66-II4
36,9		$0,00110 \pm 0,00016$	(I)				64-12
36,948		$0,00099 \pm 0,00020$			$0,00016 \pm 0,00003$		64-6
36,9		$0,00103 \pm 0,00030$					69-158
36,9		$0,00094 \pm 0,00026$					71-159

Продолжение таблицы 4

I	!	2	!	3	!	4	!	5	!	6	!	7	!	8
38,1				0,00068 [±] 0,00012		(I)								64-12
38,181				0,00058 [±] 0,00015						0,00009				
38,2				0,00061 [±] 0,00024										69-158
38,2				0,00057 [±] 0,00019										71-158
41,1				0,00060 [±] 0,00015		(I)								64-12
40,947				0,00059 [±] 0,00015						0,00009 [±] 0,00002				64-6
41,0				0,00058 [±] 0,00023										69-158
41,0				0,00058 [±] 0,00020										71-159
47,1				0,0016 [±] 0,0003		(I)								64-12
47,062				0,00170 [±] 0,00026						0,00025 [±] 0,00004				64-6
47,0				0,00135 [±] 0,00040										69-158
47,0				0,00174 [±] 0,00015										

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
49,92		$0,00075 \pm 0,00018$			$0,00011 \pm 0,00003$		64-6
49,6		$0,0006 \pm 0,00045$					59-158
		$0,00046 \pm 0,00020$					71-159
54,1							69-158
54,1		$0,0011 \pm 0,0005$					71-159
58,69		$0,0075 \pm 0,0015$			$0,00098 \pm 0,00020$		64-6
58,8		$0,0096 \pm 0,0011$					69-158
58,8							71-159
59,8 ± 0,8		$4,55 \pm 0,90$		(30 ± 10)	$0,59 \pm 0,12$		55-19
60,8 ± 0,7		$6,8 \pm 1,9$		(25 ± 10)	$0,87 \pm 0,25$		57-17
59,89		$4,60 \pm 1,00$		$20,8 \pm 2,5$			63-14
59,82		5 ± 1		$(21,4)$			63-13
59,8		$4,5 \pm 0,3$		37 ± 5	-		64-11
59,88		-		20,8	$0,60 \pm 0,13$		64-10

Продолжение таблицы 4

I	!	2	!	3	!	4	!	5	!	6	!	7	!	8
59,5 [±] 0,1				4,0 ± 0,4				22 ± 7		-				64-9
59,6		24,5 [±] 7,0		4,90 [±] 0,83				19,6 [±] 7,0				6, =8700 [±] 3600		64-7
59,46		33,1 [±] 4,3		3,51 [±] 0,351				29,6 [±] 0,05						64-6
59,34				3,34 [±] 0,09				23,2 [±] 2,0						66-II4
59,5								22,7 [±] 6 (2)						71-159
64,48				0,0016 [±] 0,0004						0,00019 [±] 0,00005				64-6
64,6				0,0005 [±] 0,0005										69-158
64,6														71-159
70,1 [±] 0,8				39,3 ± 8,0				(30 [±] 10)		4,7 ± 0,9				55-19
70,7 [±] 0,9				44 ± 11				(25 [±] 10)		5,3 ± 1,3		6,1 [±] 113 [±] 7		57-17
68,95				42,4 ± 1,7				18,4 [±] 1,5						63-14
69,02 [±] 0,02		65,9 [±] 4,1		46,1 ± 2,5										63-13
69,4				38 ± 6				26 ± 5						64-II
69,20				-				18,4		5,1 ± 0,2				64-10
69,2 [±] 0,1				47 ± 15				24 ± 2		-				64-9

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
68,95		41 ± 3		23 ± 2			64-8
69,2	90 ± 18	$40,2 \pm 3,0$		$49,8 \pm 18,0$		$\sigma = 16750 \pm 3700$	64-7
69,13	$64,9 \pm 5,2$	$42,3 \pm 1,3$		$22,6 \pm 3,4$	$5,09 \pm 0,15$		64-6
68,95		$41,4 \pm 1,2$		$21,2 \pm 1,0$			66-II4
69,1				$21,9 \pm 2,8$			71-159
$78,1^{(3)}$		$0,0011 \pm 0,0007$	(I)				64-12
90,1		$0,0039 \pm 0,0008$	(I)				64-12
90,121		$0,0070 \pm 0,0017$			$0,00074 \pm 0,00019$		64-6
90,1		$0,007 \pm 0,003$					69-158
90,1		$0,014 \pm 0,007$					71-159
$96,0^{(3)}$		$0,0013 \pm 0,0009$	(I)				64-12

Продолжение таблицы 4

I	1	2	3	4	5	6	7	8
98,0			0,0038 \pm 0,0010	(I)				64-12
98,056			0,0048 \pm 0,0010			0,00048 \pm 0,00010		64-6
97,9			0,005 \pm 0,0025					69-158
97,9			0,004 \pm 0,0011					71-159
103,6			0,0042 \pm 0,0010	(I)				64-12
103,661			0,0090 \pm 0,0027			0,00038 \pm 0,00026		64-6
103,5			0,006 \pm 0,0024					69-158
103,5			0,0055 \pm 0,0021					71-159
111,99			0,0052 \pm 0,0021			0,00049 \pm 0,00020		64-6
112,0			0,004 \pm 0,004					69-158
114 \pm 2			17 \pm 4	(30 \pm 10)		1,6 \pm 0,4		55-19
115 \pm 2			15 \pm 2	(25 \pm 10)		1,4 \pm 0,5	$\sigma_{\sqrt{}} = 50 \pm 16$	57-17
112,61			13,0 \pm 1,0		22,0 \pm 2,0			63-14
113,3			12,4 \pm 2,0		32,0 \pm 4,0			64-11

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
II2,90 \pm 0,08		15 \pm 2		15 \pm 3	1,13 \pm 0,20		64-10
II2,6		12 \pm 2		22 \pm 4			64-8
II3	34,0 \pm 5,3	7,2 \pm 1,0		(26,8)		$\bar{\sigma}_0 = 4900 \pm 1000$	64-7
II2,845		12,0 \pm 2,4		-	1,13 \pm 0,23		64-6
II2,6		11,0 \pm 0,5		20,1 \pm 0,9			66-II4
II2,9				21,0 \pm 4			71-159
II7,70		0,0020 \pm 0,0012			0,00018 \pm 0,00011		64-6
II7,8		0,002 \pm 0,002					69-158
I22 \pm 2		29,8 \pm 6,0		(30 \pm 10)	2,7 \pm 0,5		55-19
I25 \pm 2		25 \pm 10		(25 \pm 10)	2,2 \pm 0,9	$\bar{\sigma}_0 = 38 \pm 4$	57-17
I20,54		22,5 \pm 2,0		22,5 \pm 2,0			63-14
I21		21 \pm 3					64-II
I20,73 \pm 0,10		18,5 \pm 2,0		20 \pm 5	\pm 0,20		64-10
I20,5		22 \pm 2		22 \pm 3			64-8
I22	44 \pm 4	17,2 \pm 1,3		(26,8)		$\bar{\sigma}_0 = 8500 \pm 1000$	64-7

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
120,77		$15,6 \pm 3,7$			$1,69 \pm 0,34$		64-6
120,5		$20,5 \pm 0,6$		$20,7 \pm 0,7$			68-II4
120,8				$21,0 \pm 5,8$			7I-169
128,00 $\pm 0,10$		$0,11 \pm 0,04$			$0,010 \pm 0,004$		64-10
128,21		$0,070 \pm 0,017$			$0,0062 \pm 0,0015$		64-6
128,2		$0,073 \pm 0,007$					69-158
130,2		$11,4 \pm 3,3$		(30 ± 10)	$1,0 \pm 0,3$		55-19
131,0 $\pm 2,3$		15 ± 6		(25 ± 10)	$1,3 \pm 0,5$	$\bar{\sigma}_f^2 = 19 \pm 3$	57-17
128,78		$3,5 \pm 1,1$		(21,5 $\pm 3,5$)			63-14
128,2		$3,5 \pm 0,5$		(22)			64-8
130		$3,5 \pm 0,2$					64-II
129,0 $\pm 0,10$		$3,4 \pm 0,5$		(19)	$0,30 \pm 0,05$		64-10
130	33,8 $\pm 4,6$	$7,0 \pm 1,1$		(26,8)		$\bar{\sigma}_f^2 = 4160 \pm 875$	64-7
130,11		$3,4 \pm 0,7$			$0,30 \pm 0,06$		64-6
127,8		$3,0 \pm 0,1$		21,4 $\pm 3,4$			66-II4

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
145,39							63-14
145,32 \pm 0,10		0,036 \pm 0,012		(19)	0,003 \pm 0,001		64-10
145,86		0,086 \pm 0,017			0,0071 \pm 0,0014		64-6
145,4							66-114
145,7		0,091 \pm 0,009					69-158
145,7		0,109 \pm 0,025					71-159
148,01		0,018 \pm 0,005			0,0015 \pm 0,0005		64-6
147,3		0,012 \pm 0,004					69-158
147,3		0,0078 \pm 0,0052					71-159
154,04							63-14
154,34 \pm 0,10		0,12 \pm 0,02		(19)	0,010 \pm 0,002		64-10
154,39		0,120 \pm 0,036			0,0097 \pm 0,0029		64-6
154,0							66-114
154,1		0,205 \pm 0,016					69-158
154,1		0,208 \pm 0,046					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
166,93		$0,035 \pm 0,012$			$0,0027 \pm 0,0009$		64-6
167,0		$0,016 \pm 0,010$					69-158
173 \pm 3		58 ± 9		(30 ± 10)	$4,4 \pm 0,7$		55-19
175,0 \pm 3,4		34 ± 12		(25 ± 10)	$2,6 \pm 0,9$	$\sigma_{\sqrt{z}} = 20 \pm 6$	57-17
170,00		60 ± 6		26 ± 4			63-14
171		50 ± 10		(21)			64-11
170,4 \pm 0,20		58 ± 5		(19)	$4,45 \pm 0,40$		64-10
170,0		61 ± 3		$22,5 \pm 2,0$			64-8
171	107,0 \pm 9,5	$70,2 \pm 7,0$		(26,8)		$\sigma_{\sqrt{z}} = 11400 \pm 1100$	64-7
170,09		58 ± 12			$4,4 \pm 0,9$		64-6
170,0		$58,9 \pm 1,9$		$22,2 \pm 0,9$			66-114
170,2				$22,3 \pm 2,5$			71-159
178,93		$0,039 \pm 0,012$			$0,0029 \pm 0,0009$		64-6
178,7		$0,021 \pm 0,007$					59-158

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
178,7		$0,025 \pm 0,010$					71-159
195 \pm 5		$27,9 \pm 10,0$		(30 \pm 10)	$2,0 \pm 0,7$		55-19
195 \pm 4		22 ± 7		(25 \pm 10)	$1,6 \pm 0,5$	$6\sqrt{z} = 28 \pm 11$	57-17
195	54	16,5		(37,5)	1,18	$\sigma_0 = 4000$	59-12
192,22		$23,0 \pm 3,5$		(21)			63-14
192,56 \pm 0,15		$14,9 \pm 2,0$		(19)	$1,08 \pm 0,15$		64-10
192,68		15 ± 3			$1,08 \pm 0,22$		64-6
192,2		$15,3 \pm 1,4$		$19,6 \pm 1,4$			66-114
192,6				$30,3 \pm 7,2$			71-159
195,96							63-14
196,00 \pm 0,16		$0,35 \pm 0,04$		(19)	$0,025 \pm 0,003$		64-10
196,35		$0,25 \pm 0,08$			$0,018 \pm 0,005$		64-6
196,0							66-114
196,4		$0,083 \pm 0,010$					69-158
196,4		$0,17 \pm 0,09$					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
201 ± 5		22,7 ± 10,0		(30 ± 10)	1,6 ± 0,7		55-19
200	45	7,5		(37,5)	0,53	$\bar{v}_s = 2250$	59-16
199,00		14,0 ± 2,0		(21)			63-14
199,19 ± 0,16		11 ± 2		(19)	0,78 ± 0,14		64-10
199,39		11,0 ± 2,2			0,78 ± 0,16		64-6
199,0		8,4 ± 0,9		19,9 ± 4,5			66-114
202,73		0,043 ± 0,015			0,0030 ± 0,0011		64-6
202,7		0,028 ± 0,007					69-158
202,7							71-159
211,09		0,023 ± 0,009			0,0016 ± 0,0006		64-6
210,9		0,016 ± 0,006					69-158
210,9		0,016 ± 0,011					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
219,41		$0,045 \pm 0,007$			$0,0030 \pm 0,0005$		64-6
225 ^{±6}		30 ± 12		(30 ± 10)	$2,0 \pm 0,8$		55-19
225 ^{±5}		16 ± 9		(25 ± 10)	$1,0 \pm 0,6$	$6, \sqrt{2} = 18 \pm 7$	57-17
223	60	22,5		$(37,5)$	1,52	$6, = 4400$	59-16
220,73		$30,0 \pm 4,0$		$24,7 \pm 4,0$			63-14
220,98 ^{±0,18}		$31,2 \pm 3$		16 ± 5	$2,10 \pm 0,20$		64-10
220,7		27 ± 3		$20,5 \pm 2,0$			64-8
221,20	$54,8 \pm 3,3$	$28,9 \pm 0,4$		$25,9 \pm 2,6$	$1,94 \pm 0,03$		64-6
220,7		$27,5 \pm 1,6$		$20,3 \pm 1,0$			66-114
221,1				$21,9 \pm 3,4$			71-159
232,0		$0,013 \pm 0,009$					71-159
234,2		$0,020 \pm 0,011$					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
242,31		$0,050 \pm 0,007$			$0,0032 \pm 0,0005$		64-6
242,4		$0,049 \pm 0,010$					69-158
242,4		$0,044 \pm 0,024$					71-159
249,82		$0,020 \pm 0,005$			$0,0013 \pm 0,0003$		64-6
256 ± 7		40 ± 14		(30 ± 10)	$2,5 \pm 0,9$		55-19
260 ± 6		$4,5 \pm 3,0$		(25 ± 10)	$0,28 \pm 0,19$	$\sigma_{f^2} = 8 \pm 5$	57-17
252	69	31,5		(37,5)	2,00	$\sigma_0 = 4600$	59-16
251,09		32 ± 5		(21)			63-14
$251,29 \pm 0,20$		$31,7 \pm 3,0$		$22 \pm 3,0$	$2,00 \pm 0,20$		64-10
251,1		32 ± 3		$21,5 \pm 3,0$			64-8
251,56	$59,3 \pm 3,6$	$30,5 \pm 0,5$		$28,2 \pm 2,9$	$1,92 \pm 0,03$		64-6
251,1		$29,8 \pm 2,5$		$21,1 \pm 1,2$			66-11
251,4				$22,2 \pm 3,0$			71-15

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
258,29		$0,020 \pm 0,010$			$0,0012 \pm 0,0006$		64-6
258,3		$0,01 \pm 0,01$					69-156
268 \pm 7		36 ± 15		(30 \pm 10)	$2,2 \pm 0,9$		55-19
270 \pm 6		60 ± 12		(25 \pm 10)	$3,70 \pm 0,75$	$G_{\Gamma^2} = 76 \pm 20$	57-17
263	57,5	20,0		(37,5)	1,24	$G_{\Gamma} = 3400$	59-16
262,50		24 ± 3		(21)			63-14
263,18 \pm 0,25		$18,9 \pm 2,0$		(19)	$1,17 \pm 0,12$		64-10
262,5		20 ± 3		19,5 \pm 3,0			64-8
263,12	45,8 \pm 2,7	$20,5 \pm 0,4$		25,2 \pm 2,5	$1,27 \pm 0,025$		64-6
262,5		$22,5 \pm 2,2$		17,9 \pm 1,4			66-114
263,1		-		17,3 \pm 3,1			71-159
272,6		$0,019 \pm 0,015$					71-159
276,8		$0,035 \pm 0,030$					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
290 ± 8		37,5 ± 15,0		(30 ± 10)	2,2 ± 0,9		55-19
295 ± 8		12 ± 7		(25 ± 10)	0,7 ± 0,4	$G \cdot \Gamma^2 = 16 \pm 8$	57-17
285,06		33 ± 6		(21)			63-14
285,61 ± 0,25		28,0 ± 2,5		7 ± 5	1,66 ± 0,15		64-10
285,1		31 ± 3		22 ± 5			64-8
285,79	56,8 ± 3,5	29,1 ± 0,4 [*]		27,7 ± 2,8	1,72 ± 0,026		64-6
285,1		28,9 ± 2,9		21,8 ± 1,4			66-114
235,7				18,8 ± 2,4			71-159
290,41		0,070 ± 0,010			0,0041 ± 0,0006		64-6
290,4		0,07 ± 0,018					69-158
290,4		0,076 ± 0,032					71-159
299,58		0,052 ± 0,010			0,0030 ± 0,0006		64-6
299,6		0,042 ± 0,011					69-158

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
302,64		$0,13 \pm 0,02$			$0,0075 \pm 0,0011$		64-6
302,6		$0,128 \pm 0,025$					69-158
310 \pm 9		106 \pm 35		(30 \pm 10)	6 \pm 2		55-19
304,95		25 \pm 5		(21)			63-14
305,27 \pm 0,30		26 \pm 3		16 \pm 6	1,50 \pm 0,20		64-10
305,0		24 \pm 2		23 \pm 3			64-8
305,49	51,3 \pm 3,1	27,4 \pm 0,6		23,9 \pm 2,8	1,57 \pm 0,03		64-6
305,0		23,1 \pm 1,6		24,2 \pm 1,7			66-114
305,4				18,3 \pm 3,2			71-159
309,35		$0,070 \pm 0,014$			$0,0040 \pm 0,0008$		64-6
309,4		$0,053 \pm 0,026$					69-158
309,4		$0,074 \pm 0,035$					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
321,75		$0,060 \pm 0,009$			$0,0033 \pm 0,0005$		64-6
321,9							
321,9		$0,10 \pm 0,06$					71-152
329		56 ± 8		(30)	3,08		62-15
328,79		77 ± 8		$27,5 \pm 5,0$			63-14
$328,75 \pm 0,20$		$68,8 \pm 5,0$		20 ± 10	$3,80 \pm 0,30$		64-10
328,8		78 ± 8		24 ± 3			64-8
328,95	$99,7 \pm 0,0$	$72,5 \pm 1,1$		$27,2 \pm 3,3$	$4,00 \pm 0,06$		64-6
328,8		$74,9 \pm 4,2$		$22,9 \pm 1,0$			66-114
328,9		-		$21,8 \pm 2,3$			71-152
335,1		$0,035 \pm 0,034$					69-152
335,1							71-152
335,05		$0,030 \pm 0,010$			$0,0027 \pm 0,0005$		64-6

ИЗМЕНЕНИЯ ВРЕМЕНИ

1	2	3	4	5	6	7	8
350 ± 9		220 ± 50		(25 ± 10)	12 ± 3	6,7 ± 390 ± 150	57-17
342		33 ± 5		(30)	1,78		62-15
341,16		32 ± 7		23 ± 6			63-14
341,90 ± 0,20		36 ± 2		(19)	1,95 ± 0,10		64-10
341,2		31 ± 3		21 ± 3			64-8
341,84	61,2 ± 3,7	38,5 ± 0,8		22,7 ± 2,3	2,06 ± 0,04		64-6
341,2		37,2 ± 3,8		20,5 ± 1,0			66-114
341,8		-		20,6 ± 3,4			71-159
351,8		0,077 ± 0,035					71-159
361,22		0,10 ± 0,02			0,0053 ± 0,0010		64-6
361,2		0,10 ± 0,03					69-158
361,2							71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
365		27 ± 5		(30)	1,41		62-15
$365,06 \pm 0,20$		$27,8 \pm 2,0$		22 ± 4	$1,46 \pm 0,10$		64-10
365,19	$48,6 \pm 3,9$	$24,7 \pm 0,5$		$23,9 \pm 2,9$	$1,29 \pm 0,03$		64-6
365,3							66-114
365,1				$21,8 \pm 5,7$			71-159
369		29 ± 4		(30)	1,51		62-15
$369,31 \pm 0,20$		$27,8 \pm 2,0$		25 ± 5	$1,45 \pm 0,10$		64-10
369,33	$54,5 \pm 5,4$	$25,2 \pm 0,5$		$29,3 \pm 3,5$	$1,31 \pm 0,03$		64-6
369,5							66-114
369,3				$21,2 \pm 5,8$			71-159
380,50		$0,12 \pm 0,02$			$0,0056 \pm 0,0010$		64-6
380,9		$0,115 \pm 0,030$					60-159
380,9		$0,12 \pm 0,03$					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
39I,70		0,20 ± 0,03			0,010 ± 0,002		64-6
39I,7		0,176 ± 0,053					69-158
39I,7							71-159
40I		10,7 ± 2,0		(30)	0,53		62-15
400,82 ± 0,25		10,0 ± 1,0		(19)	0,50 ± 0,05		64-10
400,94	51,7 ± 6,7	11,3 ± 0,7		40,4 ± 8,1	0,56 ± 0,03		64-6
400,8				-			66-114
400,9				19,3 ± 10			71-159
403,0		0,104 ± 0,040					71-159
411,79		0,30 ± 0,05			0,015 ± 0,002		64-6
412,0		0,28 ± 0,028					69-158
412		0,21 ± 0,05					71-159

Продолжение таблицы 4

I	!	2	!	3	!	4	!	5	!	6	!	7	!	8
420				$0,5 \pm 0,3$				(30)						62-15
$420,70 \pm 0,25$				$0,20 \pm 0,10$				(19)		$0,010 \pm 0,005$				64-10
420,86				$0,55 \pm 0,07$						$0,027 \pm 0,003$				64-6
420,6														66-114
421,0				$0,54 \pm 0,09$										69-158
421,0				$0,43 \pm 0,10$										71-159
427,1				$0,019 \pm 0,012$										71-159
454				$3,0 \pm 1,5$				(30)		0,14				62-15
$454,34 \pm 0,30$				$0,8 \pm 0,4$				(19)		$0,01 \pm 0,02$				64-10
454,22				$1,20 \pm 0,12$						$0,056 \pm 0,006$				64-6
454,1														66-114
454,3				$1,23 \pm 0,16$										69-158
454,3				$1,07 \pm 0,25$										71-159
458,87				$0,12 \pm 0,03$						$0,006 \pm 0,001$				64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
458,9		$0,06 \pm 0,024$					69-158
458,9		$0,07 \pm 0,038$					71-159
463		59 ± 10		(30)	2,74		62-15
463		62 ± 10		23 ± 3			64-8
462,42 \pm 0,30		62 ± 4		30 ± 10	$2,89 \pm 0,20$		64-10
462,53	$87,7 \pm 7,0$	$62,4 \pm 1,25$		$25,3 \pm 3,48$	$2,90 \pm 0,06$		64-6
462,8		$58,5 \pm 6,1$		$21,5 \pm 1,1$			66-114
462,5				$19,3 \pm 3,5$			71-159
466,6		-					69-158
466,6		$0,10 \pm 0,04$					71-159
470,62		$0,08 \pm 0,02$			$0,0037 \pm 0,0018$		64-6
470,5		$0,04 \pm 0,03$					69-158
470,5		$0,048 \pm 0,032$					71-159
476,12		$0,20 \pm 0,03$			$0,0092 \pm 0,0014$		64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
475,5		$0,10 \pm 0,03$					69-158
475,5		$0,16 \pm 0,05$					71-159
489		50 ± 7		(30)	2,26		62-15
489		47 ± 7		$20,5 \pm 4,0$			64-8
$488,61 \pm 0,30$		$59,6 \pm 4,0$		30 ± 20	$2,70 \pm 0,20$		64-10
488,76	$80,6 \pm 6,4$	$58,1 \pm 1,2$		$22,5 \pm 4,5$	$2,63 \pm 0,05$		64-6
489,1		$48,6 \pm 5,6$		$19,2 \pm 1,2$			66-II4
488,7				$17,2 \pm 3,8$			71-159
499,67		$0,13 \pm 0,06$			$0,0059 \pm 0,0030$		64-6
500,0		$0,05 \pm 0,01$					69-158
500,0		-					71-159
510		5 ± 1		(30)	0,22		62-15
$510,69 \pm 0,35$		$4,9 \pm 1,0$		(19)	$0,22 \pm 0,04$		64-10

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ТАБЛИЦЫ

1	2	3	4	5	6	7
510,40		$3,7 \pm 0,7$			$0,16 \pm 0,03$	64-6
510,5						66-114
510,3		$5,32 \pm 0,05$				69-158
510,3		$3,13 \pm 1,13$				71-159
528		13 ± 2		(30)	0,57	62-15
528,57 \pm 0,35		16 ± 2		(19)	$0,70 \pm 0,10$	64-10
528,51		$14,4 \pm 0,9$			$0,63 \pm 0,04$	64-6
528,4						66-114
528,5				$17,4 \pm 3,8$		71-159
533,46		$0,30 \pm 0,07$			$0,013 \pm 0,003$	64-6
533,3		$0,31 \pm 0,06$				69-158
533,3		$0,25 \pm 0,09$				71-159
534,75 \pm 0,35		$0,2 \pm 0,2$		(19)	$0,01 \pm 0,01$	64-10

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
535,44		$0,35 \pm 0,07$			$0,015 \pm 0,003$		64-6
535,6		$0,34 \pm 0,07$					69-158
535,6		$0,40 \pm 0,10$					71-159
540		$0,8 \pm 0,4$		(30)	0,04		62-15
540,1 \pm 0,35		$0,7 \pm 0,2$		(19)	$0,03 \pm 0,01$		64-10
540,20		$0,90 \pm 0,14$			$0,039 \pm 0,006$		64-6
540,4							66-114
540,1		$1,18 \pm 0,21$					69-158
540,1		$0,98 \pm 0,23$					71-159
550,1		$0,41 \pm 0,37$					71-159
570		38		(30)	1,59		62-15
569,8 \pm 0,40		25 ± 1		(19)	$1,05 \pm 0,05$		64-10
569,77	52,1 \pm 6,8	$26,7 \pm 1,1$		25,4 \pm 7,6	$1,12 \pm 0,05$		64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
569,8		$29,7 \pm 3,7$		$19,3 \pm 2,2$			66-114
569,8		-		$30,2 \pm 10,5$			71-159
573,72		$0,83 \pm 0,12$			$0,035 \pm 0,005$		64-6
573,9		$0,75 \pm 0,15$					69-158
573,9		$0,60 \pm 0,16$					71-159
578		$2,7 \pm 0,7$		(30)	0,11		62-15
$578,19 \pm 0,40$		$2,0 \pm 0,5$		(19)	$0,08 \pm 0,02$		64-10
578,09		$2,7 \pm 0,5$			$0,11 \pm 0,02$		64-6
578,2							66-114
577,8		$2,97 \pm 0,54$					69-158
577,8		$1,8 \pm 0,41$					71-159
583,7		$0,085 \pm 0,084$					71-159
594,20		$0,10 \pm 0,03$			$0,0041 \pm 0,0012$		64-6

Продолжение таблицы 4

I	!	2	!	3	!	4	!	5	!	6	!	7	!	8
594,0				$0,10 \pm 0,05$										69-158
594,0				$0,145 \pm 0,084$										71-159
598				11 ± 2				(30)		0,45				62-15
598,17 \pm 0,40				$9,0 \pm 0,7$				(19)		$0,37 \pm 0,03$				64-10
598,29				$9,4 \pm 0,9$						$0,38 \pm 0,04$				64-6
598,3														66-II4
598,2								38 ± 20						71-159
618				4 ± 1				(30)		0,16				62-15
617,93 \pm 0,45				$3,7 \pm 0,7$				(19)		$0,15 \pm 0,03$				64-10
617,80				$4,9 \pm 0,7$						$0,20 \pm 0,03$				64-6
618,0														66-II4
617,5				$4,1 \pm 0,7$										69-158
617,5				$3,52 \pm 1,27$										71-159
625,1														69-158
625,1				$0,053 \pm 0,043$										71-159

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛИЦЫ 4

1	2	3	4	5	6	7	8
627,7		$0,055 \pm 0,010$					71-159
633,9		$0,073 \pm 0,060$					71-159
644,02		$0,11 \pm 0,03$			$0,0043 \pm 0,0013$		64-6
644,3		$0,09 \pm 0,002$					69-158
644,3		$0,20 \pm 0,09$					71-159
656		37 ± 8		(30)	1,44		62-15
$656,79 \pm 0,45$		$47,4 \pm 8,0$		(19)	$1,85 \pm 0,30$		64-10
656,57	75 ± 11	$45,6 \pm 2,7$		$29,3 \pm 13,2$	$1,78 \pm 0,11$		64-6
656,8							66-II4
656,5				$16,7 \pm 3$			71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
665		26 ± 5		(30)	1,01		62-15
665,19 \pm 0,49		$19,3 \pm 1,2$		(19)	$0,75 \pm 0,05$		64-10
665,26		$23,2 \pm 2,0$			$0,90 \pm 0,10$		64-6
665,4							66-114
665,2				$14,6 \pm 2,5$			71-159
675		195 ± 23		(30)	7,5		62-15
675,19 \pm 0,50		208 ± 13		32 ± 15	$8,00 \pm 0,50$		64-10
675,17	240 ± 24	$201,4 \pm 7,8$		38 ± 17	$7,8 \pm 0,3$		64-6
675,2							66-114
675,2				$10,4 \pm 2,5$			71-159
687		55 ± 10		(30)	2,10		62-15
687,40 \pm 0,50		63 ± 5		(19)	$2,40 \pm 0,20$		64-10
687,27		$55,1 \pm 1,4$			$2,10 \pm 0,17$		64-6
687,6							66-114
687,2				$10,1 \pm 3$			71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
695,5		-					63-158
695,5		$0,17 \pm 0,12$					71-158
698,70		$0,20 \pm 0,06$			$0,0076 \pm 0,0023$		64-6
698,9		$0,15 \pm 0,11$					69-158
701		18		(30)	0,68		62-15
$700,96 \pm 0,50$		$15,8 \pm 1,3$		(19)	$0,60 \pm 0,05$		64-10
701,20		$8,5 \pm 2,1$			$0,32 \pm 0,03$		64-6
701,0							66-114
701,1				28 ± 7			71-159
704,72		$0,17 \pm 0,06$			$0,0064 \pm 0,0022$		64-6
704,1		$0,17 \pm 0,13$					69-158
704,1		$0,21 \pm 0,08$					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
713		28		(30)	1,05		62-15
712,83±0,55		32 ± 8		28 ± 8	1,20 ± 0,30		64-10
712,89		30,1 ± 3,6		-	1,13 ± 0,14		64-6
712,9				-			66-114
712,9				13,1±4			71-159
719,7		0,093±0,052					71-159
724,06		0,12 ± 0,06			0,0045±0,0022		64-6
723,8		0,15 ± 0,11					69-158
723,8		0,12 ± 0,06					71-159
741		196 ± 20		(30)	7,20		62-15
740,80±0,55		218 ± 14		23±22	8,00 ± 0,50		64-10
741,06		183 ± 21		-	6,7 ± 0,8		64-6
741,1		188,1±13,3		21,6±1,4	-		66-114
740,9				-	19,8 ± 2		71-159

Продолжение табл. № 1

Г	1	2	3	4	5	6	8
758,8			$0,034 \pm 0,033$				7I-159
758,50			$0,26 \pm 0,13$			$0,0094 \pm 0,0017$	64-6
778,5							66-II4
758,0			$0,24 \pm 0,12$				69-158
758,0			$0,048 \pm 0,017$				7I-159
765,20			$1,70 \pm 0,68$			$0,061 \pm 0,024$	64-6
764,07			$0,82 \pm 0,16$				69-158
764,07			$0,67 \pm 0,17$				7I-159
770,9							69-158
770,9			$0,104 \pm 0,082$				7I-159
771,34			$0,08 \pm 0,04$			$0,0029 \pm 0,0014$	64-6
774,4			$0,05 \pm 0,04$				69-158

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
778		10		(30)	0,36		62-15
778,74 \pm 0,55		11,1 \pm 1,4		(19)	0,40 \pm 0,05		64-10
778,69		11,7 \pm 1,2			0,42 \pm 0,04		64-6
778,7				24,2 \pm 4,5			71-159
784,0		0,077 \pm 0,062					71-159
787,8		0,078 \pm 0,063					71-159
792,3		-					69-158
792,3		0,083 \pm 0,072					71-159
804		205 \pm 25		(30)	7,24		62-15
804,42 \pm 0,60		198,5 \pm 28,0		35 \pm 55	7,00 \pm 1,00		64-10
804,18		173 \pm 17		-	6,1 \pm 0,6		64-6
804,1		194,9 \pm 28,8		20,5 \pm 2,0			69-114
804,3		-		19,5 \pm 2,3			71-159
808,35		0,10 \pm 0,099					69-158
808,35		0,135 \pm 0,056					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
816,50		$0,28 \pm 0,11$			$0,0098 \pm 0,0039$		64-6
814,9		$0,18 \pm 0,09$					69-158
814,9		$0,074 \pm 0,065$					71-159
821,61 $\pm 0,60$		$0,57 \pm 0,14$			$0,020 \pm 0,005$		64-10
820,93		$1,32 \pm 0,40$			$0,046 \pm 0,014$		64-6
820,4		$1,15 \pm 0,21$					69-158
820,4		$1,03 \pm 0,26$					71-159
828,80		$0,28 \pm 0,07$			$0,0097 \pm 0,0024$		64-6
828,9		$0,28 \pm 0,08$					69-158
828,9		$0,19 \pm 0,11$					71-159
836,81		$1,64 \pm 0,33$			$0,057 \pm 0,011$		64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
836,0		1,59 ± 0					69-158
836,0		1,56 ± 0,39					71-159
842,70 ± 0,60		27,5 ± 1,4		(19)	0,95 ± 0,05		64-10
842,29		25,9 ± 3,9			0,89 ± 0,13		64-6
842,4		29,3 ± 6,8		23,2 ± 4,9			66-114
842,5				20,8 ± 4,2			71-159
850		0,7 ± 0,6		(30)			62-15
850,82 ± 0,65		0,6 ± 0,3		(19)	0,02 ± 0,01		64-10
850,72		1,12 ± 0,28			0,038 ± 0,010		64-6
850,8							66-114
849,8		1,14 ± 0,19					69-158
849,8		1,15 ± 0,29					71-159
876		13		(30)	0,46		69-15
880,01 ± 0,65		14,7 ± 0,9		(19)	0,50 ± 0,03		64-10
880,06		12,2 ± 1,0			0,43 ± 0,03		64-

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
866,2							66-114
866,5				26 ± 7			71-159
869,34		0,76 ± 0,19			0,026 ± 0,005		64-6
868,7		0,78 ± 0,16					69-158
868,7		0,52 ± 0,18					71-159
872,5		-					69-158
872,5		0,19 ± 0,11					71-159
884,58		0,40 ± 0,08			0,013 ± 0,003		64-6
884,6		0,36 ± 0,08					69-158
884,6		0,30 ± 0,15					71-159
890		32		(30)	1,07		62-15
890,30 ± 0,70		33 ± 3		(19)	1,10 ± 0,10		64-10
890,09		35,6 ± 1,4			1,19 ± 0,05		64-6
890,2				24,4 ± 3,4			71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
897,20 \pm 0,70		0,3 \pm 0,3		(19)	0,01 \pm 0,01		64-10
898,8		0,082 \pm 0,073					71-169
906,57 \pm 0,70		1,8 \pm 0,6			0,06 \pm 0,02		64-10
906,44		2,14 \pm 0,21			0,071 \pm 0,007		64-6
905,7		2,11 \pm 0,38					69-158
905,7		1,77 \pm 0,44					71-159
918,87		0,48 \pm 0,10			0,016 \pm 0,003		64-6
918,5		0,48 \pm 0,24					69-158
918,5		0,57 \pm 0,17					71-159
926,72		0,47 \pm 0,09			0,015 \pm 0,003		64-6
926,6		0,44 \pm 0,11					69-158
926,6		0,53 \pm 0,18					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
934,29		$0,34 \pm 0,07$			$0,011 \pm 0,002$		64-6
934,6		$0,27 \pm 0,11$					69-159
934,6		$0,39 \pm 0,16$					71-159
942		42		(30)	1,37		62-15
$943,65 \pm 0,75$		37 ± 9		(19)	$1,20 \pm 0,30$		64-10
943,14	$65,8 \pm 9,2$	$41,9 \pm 1,5$		(24 \pm 10)	$1,36 \pm 0,05$		64-6
943,4				$29,6 \pm 4,3$			71-159
956,0		$0,18 \pm 0,14$					69-159
956,0		-					71-159
962		7		(30)	0,23		62-15
$963,05 \pm 0,75$		$6,2 \pm 1,2$		(19)	$0,20 \pm 0,01$		64-10
963,63		$6,2 \pm 0,6$			$0,21 \pm 0,02$		64-6
961,1		$6,62 \pm 0,99$					69-159

Продолжение таблиц 4

1	2	3	4	5	6	7	8
961,1		$7,29 \pm 2,63$					71-159
973,9		$0,27 \pm 0,20$					69-158
973,9		$0,26 \pm 0,18$					71-159
982		25		(30)	0,80		62-15
$983,05 \pm 0,80$		$29,7 \pm 6,0$		(19)	$0,95 \pm 0,20$		64-10
982,84		$33,6 \pm 5,0$			$1,07 \pm 0,16$		64-6
982,9				$20,6 \pm 3,5$			71-159
999		90		(30)	2,86		62-15
$990,71 \pm 0,85$		$75,5 \pm 8,0$		(19)	$2,40 \pm 0,25$		64-10
990,30		$78,0 \pm 7,8$			$2,5 \pm 0,2$		64-6
990,5				$18,4 \pm 3$			71-159
995,80		$0,58 \pm 0,17$			$0,018 \pm 0,005$		64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
996,1		0,58 ± 0,44					69-158
996,1		0,41 ± 0,19					71-159
1001,28		0,35 ± 0,11			0,011 ± 0,003		64-6
1000,9		0,28 ± 0,11					69-158
1000,9		0,21 ± 0,14					71-159
1011		100 ± 15		(30)	3,14		62-15
1010,70 ± 0,90		149,4 ± 10,0		(19)	4,70 ± 0,30		64-10
1010,36		107 ± 16			3,4 ± 0,5		64-6
1010,5					20,2 ± 3,2		71-159
1021,43		0,43 ± 0,21			0,013 ± 0,006		64-6
1020,9		0,38 ± 0,29					69-158
1020,9		0,49 ± 0,12					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
1029,3I		0,38 ± 0,15			0,012 ± 0,005		64-6
1029,3		0,35 ± 0,26					69-158
1029,3		0,21 ± 0,07					71-159
1039		15 ± 3	(30)	0,47			62-15
1039,54±0,90		14,5 ± 1,5	(19)	0,45 ± 0,05			64-10
1039,II		6,8 ± 1,7		0,21 ± 0,05			64-6
1043,62		0,70 ± 0,28			0,078 ± 0,009		64-6
1043,5		0,70 ± 0,21					69-158
1043,5		0,59 ± 0,15					71-159
1048,3		0,26 ± 0,08					71-159
1053,6		0,34 ±					71-159

PROPERTIES TABLE 4

1	2	3	4	5	6	7	8
1059.5		3.26 ± 0.17					71-159
1055		10		(30)	0.31		62-15
1055.80 \pm 0.95		3.2 ± 1.0		(19)	0.10 ± 0.03		64-10
1054.32		5.5 ± 1.1			0.17 ± 0.03		64-6
1052.9		6.0 ± 1.2					69-159
1052.9		5.7 ± 0.77					71-159
1076		13		(30)	0.40		62-15
1077.56 \pm 1.00		11.8 ± 3.0		(19)	0.36 ± 0.08		64-10
1077.13		5.8 ± 1.4			0.21 ± 0.04		64-6
1091							62-15
1093.06 \pm 1.00		4.0 ± 0.7		(19)	0.12 ± 0.03		64-10
1092.59		1.40 ± 0.28			0.042 ± 0.008		64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
IO92, I		$1,78 \pm 0,39$					69-158
IO92, I		$2,1 \pm 0,34$					71-159
II09		31 ± 10		(30)	$0,93$		62-15
III0, I3 ^{II} , 05		$27,9 \pm 1,0$		(19)	$0,84 \pm 0,03$		64-10
II09, 88		$18,5 \pm 2,2$			$0,56 \pm 0,07$		64-3
III0, 0				31,3 ^{II}			71-159
III4							62-15
III4, 48		$2,7 \pm 0,7$			$0,021 \pm 0,020$		64-3
III4, 5		$1,70 \pm 0,68$					69-158
III4, 5		-					71-159
III6, 30		$0,30 \pm 0,15$			$0,0097 \pm 0,0048$		64-3

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛИЦЫ 4

1	2	3	4	5	6	7	8
III6,2		$1,00 \pm 0,75$					69-158
III6,2		-					71-159
III9							62-15
II20,46		$3,31 \pm 0,50$			$0,099 \pm 0,015$		64-6
III9,2		$3,35 \pm 0,57$					69-158
III9,2		$3,71 \pm 0,56$					71-159
II22,42 ± 1,05		$1,3 \pm 0,7$	(19)		$0,04 \pm 0,02$		64-10
II27,89		$0,35 \pm 0,18$			$0,010 \pm 0,005$		64-6
II27,1		$0,25 \pm 0,07$					69-158
II27,1		$0,17 \pm 0,13$					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
II32,45		$0,70 \pm 0,35$			$0,021 \pm 0,010$		64-6
II32,I		$0,40 \pm 0,14$					69-158
II32,I		$0,43 \pm 0,17$					71-159
II38		20		(30)	0,59		62-15
II39,13 [±] 1,05		$13,8 \pm 2,0$		(19)	$0,41 \pm 0,05$		64-10
II38,79		$14,2 \pm 1,8$			$0,42 \pm 0,05$		64-6
II39,0				23,0 [±] 7			71-159
II50		23		(30)	0,68		62-15
II50,83 [±] 1,10		24 ± 2		(19)	$0,70 \pm 0,05$		64-10
II50,34		$15,0 \pm 2,1$			$0,44 \pm 0,06$		64-6
II56,70 [±] 1,10		$1,0 \pm 0,6$		(19)	$0,03 \pm 0,02$		64-10
II66,2		$0,10 \pm 0,10$					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
II75,70		$0,80 \pm 0,32$			$0,023 \pm 0,009$		64-6
II75,5		$0,35 \pm 0,11$					69-158
II75,5		$0,34 \pm 0,08$					71-159
II83,9		$0,1 \pm 0,1$					71-159
II93		10 ± 4		(30)	$0,29$		62-15
II94,20 \pm 1,10		$5,5 \pm 0,6$		(19)	$0,16 \pm 0,02$		64-10
II94,39		$6,0 \pm 0,9$			$0,17 \pm 0,03$		64-6
I203							62-15
I204,47 \pm 0,60		$1,0 \pm 0,3$		(19)	$0,03 \pm 0,01$		64-10
I204,31		$2,0 \pm 0,4$			$0,058 \pm 0,012$		64-6
I203,7		$2,16 \pm 0,50$					69-158
I203,7		$1,9 \pm 0,3$					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I2I4,I		$0,3 \pm 0,3$					69-158
I2I4,I		-					71-159
I2I7,2I		$0,63 \pm 0,19$			$0,018 \pm 0,005$		64-6
I2I6,2		$0,6 \pm 0,42$					69-158
I2I6,2		$0,55 \pm 0,28$					71-159
I224,03		$0,42 \pm 0,15$			$0,012 \pm 0,004$		64-6
I224,I		$0,42 \pm 0,21$					69-158
I227		42 ± 10	(30)		1,20		62-15
I227,76±0,60		$21,7 \pm 1,5$	(19)		$0,62 \pm 0,05$		64-10
I227,85		$34,1 \pm 5,1$			$0,97 \pm 0,15$		64-6
I227,8				6.173.8			71-159

115-

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I233,20		$1,20 \pm 0,48$			$0,034 \pm 0,014$		64-6
I233,2		$0,70 \pm 0,49$					69-158
I233,2		$0,98 \pm 0,19$					71-159
I241		18 ± 5		(30)	0,51		62-15
I243,24 $\pm 0,60$		$14,8 \pm 1,4$		(19)	$0,42 \pm 0,04$		64-10
I242,98		$15,1 \pm 2,3$			$0,43 \pm 0,06$		64-6
I248		145 ± 25		(30)	4,10		62-15
I248,69 $\pm 0,60$		$74,2 \pm 3,5$		(19)	$2,10 \pm 0,10$		64-10
I248,78		113 ± 18			$3,2 \pm 0,5$		64-6
I248,7				22,8 $\pm 3,9$			71-159
I260,70		$1,00 \pm 0,30$			$0,028 \pm 0,008$		64-6
I261,7		$1,00 \pm 0,28$					69-158
I361,7		$1,02 \pm 0,20$					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I266,20		$0,28 \pm 0,14$			$0,0079 \pm 0,0040$		64-6
I266,4		$0,26 \pm 0,21$					69-158
I269		23 ± 4		(30)	0,65		62-15
I269,55 $\pm 0,60$		$16,7 \pm 1,4$		(19)	$0,47 \pm 0,04$		64-10
I269,32		$19,5 \pm 2,9$			$0,55 \pm 0,03$		64-6
I287,6		$0,1 \pm 0,1$					69-158
I287,6		-					71-159
I292		70 ± 20		(30)	1,95		62-15
I292,21 $\pm 0,60$		61 ± 7		(19)	$1,70 \pm 0,20$		64-10
I291,97		94 ± 19			$2,6 \pm 0,5$		64-6
I292,1				$24,3 \pm 1,7$			71-159
I300		47 ± 10		(30)	1,30		62-15
I300,23 $\pm 0,60$		15 ± 2		(19)	$0,98 \pm 0,05$		64-10

Продолжение таблицы 4

I	2	3	4	5	6	7	8
I301,40		45,7 ± 6,8			1,27 ± 0,19		64-6
I301,6				15,6 ± 3,7			71-159
I307,5		0,35 ± 0,18					71-159
I334,680 ± 0,6					0,07 ± 0,02		64-10
I334,74					0,085 ± 0,013		64-6
I334,5		3,2 ± 0,54					69-158
I334,5		3,51 ± 0,53					71-159
I345,460 ± 0,6					0,02 ± 0,01		64-10
I345,70					0,025 ± 0,008		64-6
I346,2		1,05 ± 0,32					69-158
I346,2		1,16 ± 0,19					
I354,99 ± 0,65					1,50 ± 0,20		64-10

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I354,62					$2,0 \pm 0,1$		64-6
I354,8				$18,5 \pm 3,6$			71-159
I359,80 \pm 0,65					$0,10 \pm 0,02$		64-10
I360,02					$0,16 \pm 0,03$		64-6
I359,2		$9,0 \pm 2,25$					69-158
I359,2		$6,39 \pm 0,96$					71-159
I372,14					$0,032 \pm 0,013$		64-6
I371,6		$1,00 \pm 0,30$					69-158
I371,6		$1,73 \pm 0,87$					71-159
I377,88 \pm 0,65					$0,95 \pm 0,05$		64-10
I377,84					$1,17 \pm 0,12$		64-6
I377,9				$21,5 \pm 3,6$			71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I387,05 [±] 0,65					0,04 ± 0,02		64-10
I387,17					0,081 [±] 0,016		64-6
I386,2		2,2 ± 0,55					69-158
I386,4		2,79 ± 0,43					71-159
I397,75 [±] 0,65					2,00 ± 0,20		64-10
I397,54					3,2 ± 0,5		64-6
I397,7				19,7 [±] 3,8			71-159
I408,2		0,5 ± 0,5					69-158
I408,2		0,4 ± 0,2					71-159
I416,59 [±] 0,65					0,02 ± 0,01		64-10
I417,98 [±]					0,017 [±] 0,05		64-6
I418,2		0,6 ± 0,2					69-158

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I418,2		0,54 ± 0,16					71-159
I426,96 ± 0,65					1,65 ± 0,20		64-10
I426,25					2,7 ± 0,4		64-6
I426,6			21,2 ± 3,7				71-159
I433,58 ± 0,70					0,95 ± 0,10		64-10
I433,73					0,90 ± 0,18		64-6
I433,7			26,8 ± 5				71-159
I441,04					0,037 ± 0,013		64-6
I441,0		1,5 ± 0,53					69-158

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I441,0		$1,05 \pm 0,26$					71-159
I449,1		$0,28 \pm 0,28$					71-159
I460,70					$0,044 \pm 0,011$		64-6
I460,4		$1,4 \pm 0,4$					69-158
I460,4		$1,22 \pm 0,31$					71-159
I464,9		$0,15 \pm 0,15$					71-159
I478,10					$0,060 \pm 0,015$		64-6
I4,77,1		$2,3 \pm 0,58$					69-158
I477,1		$2,14 \pm 0,43$					71-159
I483,7		$0,15 \pm 0,15$					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I503,00					$0,015 \pm 0,005$		64-6
I501,6		$0,8 \pm 0,32$					69-158
I501,6		$0,52 \pm 0,26$					71-159
I509,51 $\pm 0,70$					$0,06 \pm 0,03$		64-10
I508,80					$0,077 \pm 0,019$		64-6
I507,1		$5,0 \pm 1,25$					69-158
I507,1		$4,95 \pm 0,99$					71-159
I515,30					$0,031 \pm 0,019$		64-6
I518,40 $\pm 0,70$					$2,35 \pm 0,20$		64-10
I518,42					$4,5 \pm 0,7$		64-6
I518,4				$19,8 \pm 3$			71-159
I524,11 $\pm 0,70$					$2,70 \pm 0,20$		64-10

183-

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I524,06					$4,8 \pm 0,5$		64-6
I524,1				$25,2 \pm 4$			71-159
I555,63 $\pm 0,75$					$0,12 \pm 0,04$		64-10
I555,21					$0,21 \pm 0,04$		64-6
I553,9		$6,4 \pm 2,1$					69-158
I553,3		$8,07 \pm 1,61$					71-159
I581,21 $\pm 0,75$					$0,25 \pm 0,04$		64-10
I580,82					$0,45 \pm 0,11$		64-6
I581,0				$26,4 \pm 8,5$			71-159
I589,01 $\pm 0,75$					$5,20 \pm 0,40$		64-10
I589,23					$8,5 \pm 1,3$		64-6
I589,1				$23,1 \pm 3,5$			71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
1600,80					0,95 ± 0,10		64-10
					1,26 ± 0,19		64-6
1602,7				27,1 [±] ₆			71-159
1610,79					0,025 ± 0,010		64-6
1611,5		0,95 ± 0,67					69-158
1611,5		1,05 ± 0,21					71-159
1623,1		0,3 ± 0,3					69-158
1623,1		0,71 ± 0,43					71-159
1630,69 [±] _{0,80}					7,50 ± 0,50		64-10
1630,53					12,8 ± 1,3		64-6
1630,6				19,2 [±] _{3,6}			71-159
1640,68 [±] _{0,80}					1,00 ± 0,15		64-10
1640,51					0,90 ± 0,14		64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I640,6				19,8 ± 3,9			71-159
I660,94 ± 0,85					1,90 ± 0,20		64-10
I661,04					3,0 ± 0,4		64-6
I661,0				24,4 ± 3,9			71-159
I668,4							71-159
I672,30 ± 0,85					0,04 ± 0,02		64-10
I677,79 ± 0,85					0,46 ± 0,04		64-10
I677,76					0,42 ± 0,13		64-6
I677,8				18,4 ± 7			71-159
I689,40					0,024 ± 0,012		64-6
I689,0		1,1 ± 0,77					69-158
I689,0		1,06 ± 0,37					71-159

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I696,70					0,053 ± 0,016		64-6
I697,8		2,5 ± 1,0					69-158
I697,8		1,60 ± 0,80					71-159
I705,50 ± 0,90					0,12 ± 0,06		64-10
I704,90					0,080 ± 0,020		64-6
I704,0		3,5 ± 0,98					69-158
I704,0		3,0 ± 0,6					71-159
I720,09 ± 0,90					0,72 ± 0,04		64-10
I719,40					0,72 ± 0,14		64-6
I724,2		1,30 ± 1,29					69-158
I724,2		1,21 ± 0,36					71-159
I728,20 ± 0,90					0,04 ± 0,02		64-10

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
I729,80					0,036 ± 0,014		64-6
I728,6		1,80 ± 0,72					69-158
I728,6		1,41 ± 0,42					71-159
I739,85 ± 0,95					0,15 ± 0,03		64-10
I740,00					0,15 ± 0,05		64-6
I739,0		6,80 ± 1,36					69-158
I739,0		8,6 ± 2,15					71-159
I746,85 ± 0,95					0,62 ± 0,04		64-10
I746,20					0,72 ± 0,22		64-6
I746,5				19,7 ± 3,7			71-159
I753,7		0,7 ± 0,69					69-158

ИДРОДИМЕННА РАБОТНИЦА 4

1	2	3	4	5	6	7	8
1763,00±1,00					1,85 ± 0,15		64-10
1762,53					2,5 ± 0,6		64-6
1762,7				24,6±4,5			71-158
1785,10					0,062±0,012		64-6
1783,7		2,4 ± 0,84					69-158
1783,7		1,72±0,43					71-158
1793,00					0,012±0,006		64-6
1793,3		0,48 ± 0,34					69-158
1803,31±1,00					1,50 ± 0,15		64-10
1803,01					1,9 ± 0,5		64-6
1803,2				18,0±3			71-158

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
1811.75 \pm 1.05					0.95 \pm 0.05		64-10
1811.90					0.68 \pm 0.17		64-6
1811.8				28 \pm 6			71-159
1823.46 \pm 1.10					1.70 \pm 0.20		64-10
1824.30					1.57 \pm 0.31		64-6
1824.4				20.2 \pm 4.5			71-159
1834.19					0.035 \pm 0.014		64-6
1835.7		1.4 \pm 0.84					69-158
1835.7		0.9 \pm 0.36					71-159
1848.60 \pm 1.10					0.05 \pm 0.02		64-10
1847.65					0.074 \pm 0.018		64-6
1847.4		4.2 \pm 1.05					69-158
1847.4		3.5 \pm 1.4					71-159

Продолжение таблицы 4

	1	2	3	4	5	6	7	8
1853,76 \pm 1,10						0,80 \pm 0,10		64-10
1854,00						0,79 \pm 0,16		64-6
1853,9					24,3 \pm 8			71-159
1861,46 \pm 1,15						0,68 \pm 0,05		64-10
1861,60						0,53 \pm 0,11		64-6
1861,5					29,6 \pm 8			71-159
1888,80						0,021 \pm 0,010		64-6
1887,6			1,1 \pm 0,44					69-158
1887,6			0,72 \pm 0,36					71-159
1900,66 \pm 1,15						2,20 \pm 0,20		64-10
1901,00						1,72 \pm 0,34		64-6

Продолжение таблицы -

1	2	3	4	5	6	7	8
1930,59 [±] 1,20					0,52 ± 0,04		64-10
1929,90					0,39 ± 0,10		64-6
1940,0		0,32 ± 0,36					59-158
1940,0		-					71-159
1950,54 [±] 1,20					1,80 ± 0,20		64-10
1951,85					1,81 ± 0,54		64-6
1951,2				18,9 [±] 3,7			71-159
1970,81 [±] 1,20					3,50 ± 0,50		64-10
1971,64					4,1 ± 1,2		64-6
1971,2				19,0 [±] 4,5			71-159
1987,73 [±] 1,20					1,20 ± 0,10		64-10
1988,69					0,36 ± 0,13		64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
2004,87 [±] 1,25					0,56 ± 0,03		64-10
2005,56					3,6 ± 0,9		64-6
2015,20 [±] 1,25					0,05 ± 0,02		64-10
2034,79 [±] 1,25					0,08 ± 0,02		64-10
2034,60					0,033 [±] 0,027		64-6
2051,27 [±] 1,25					0,35 ± 0,02		64-10
2051,87					0,42 ± 0,08		64-6
2061,51 [±] 1,25					0,96 ± 0,10		64-10
2061,79					1,06 ± 0,26		64-6
2073,16 [±] 1,25					0,15 ± 0,05		64-10
2074,36					0,088 [±] 0,031		64-6

Продолжение таблицы 4

I	!	2	!	3	!	4	!	5	!	6	!	7	!	8
2078,32 \pm 1,30										0,36 \pm 0,04				64-10
2079,41										0,20 \pm 0,06				64-6
2097,20										0,028 \pm 0,014				64-6
2116,56 \pm 1,30										1,45 \pm 0,20				64-10
2116,80										2,0 \pm 0,6				64-6
2138,80										0,032 \pm 0,011				64-6
2147,65 \pm 1,30										1,50 \pm 0,30				64-10
2147,20										1,25 \pm 0,25				64-6
2157,40										0,075 \pm 0,026				64-6
2162,76 \pm 1,30										1,80 \pm 0,20				64-10
2162,00										1,9 \pm 0,5				64-6
2170,80										0,21 \pm 0,006				64-6
2178,03 \pm 1,30										1,50 \pm 0,20				64-10
2178,50										0,77 \pm 0,19				64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
2196,29 [±] 1,35					1,10 ± 0,20		64-10
2197,70					0,96 ± 0,19		64-6
2206,30					0,013 [±] 0,006		64-6
2216,20 [±] 1,40					0,25 ± 0,05		64-10
2215,50					0,106 [±] 0,026		64-6
2221,95 [±] 1,40					1,10 ± 0,20		64-10
2222,40					1,00 ± 0,25		64-6
2234,20					0,042 ± 0,008		64-6
2242,64					0,018		64-6
2261,88					0,018 ± 0,006		64-6
2270,18 [±] 1,45					0,20 ± 0,05		64-10
2270,51					0,18 ± 0,02		64-6

Продолжение таблицы 4

I	2	3	4	5	6	7	8
2276,13 \pm 1,45					0,85 \pm 0,20		64-10
2276,29					0,38 \pm 0,04		64-6
2286,60 \pm 1,50					4,60 \pm 0,40		64-10
2286,75							64-6
2306,27					0,065 \pm 0,016		64-6
2312,18					0,035 \pm 0,012		64-6
2321,52 \pm 1,50					0,12 \pm 0,10		64-10
2320,80					0,11 \pm 0,02		64-6
2329,33					0,067 \pm 0,013		64-6
2335,41 \pm 1,55					1,80 \pm 0,30		64-10
2336,84							64-6
2343,63					0,070 \pm 0,021		64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
2352,55 \pm 1,55					0,60 \pm 0,15		64-10
2352,73					0,51 \pm 0,13		64-6
2362,60 \pm 1,60					0,10 \pm 0,05		64-10
2361,12							64-6
2368,79					0,0094 \pm 0,0017		64-6
2374,60 \pm 1,60					1,65 \pm 0,30		64-10
2374,95							64-6
2381,60 \pm 1,60					0,15 \pm 0,05		64-10
2382,07					0,13 \pm 0,03		64-6
2389,60 \pm 1,60					0,04 \pm 0,02		64-10
2391,24					0,073 \pm 0,018		64-6
2406,12					0,021 \pm 0,008		64-6
2412,42					0,011 \pm 0,005		64-6

Продолжение таблицы 4

I	1	2	1	3	1	4	1	5	1	6	1	7	1	8
2418,12 [±] 1,65										1,40 ± 0,20				64-10
2418,76														64-6
2426,71										0,024 ± 0,010				64-6
2434,70										0,014 ± 0,007				64-6
2439,40 [±] 1,65										0,10 ± 0,05				64-10
2440,31										0,11 ± 0,02				64-6
2449,98										0,043 ± 0,013				64-6
2456,11 [±] 1,65										2,90 ± 0,40				64-10
2456,14														64-6
2462,16										0,026 ± 0,013				64-6
2473,60										0,022 ± 0,007				64-6
2480,17										0,015 ± 0,006				64-6
2491,59 [±] 1,70										0,04 ± 0,01				64-10
2491,74										0,18 ± 0,03				64-6

Продолжение таблицы 4

I	!	2	!	3	!	4	!	5	!	6	!	7	!	8
2500,05										$0,058 \pm 0,029$				64-6
2508,75 $\pm 1,70$										$5,00 \pm 0,40$				64-10
2508,57														64-6
2526,09 $\pm 1,70$										$1,00 \pm 0,30$				64-10
2526,93										$0,80 \pm 0,20$				64-6
2535,42										$0,18 \pm 0,05$				64-6
2543,10										$0,059 \pm 0,018$				64-6
2547,38										$0,027 \pm 0,11$				64-6
2555,97										$0,027 \pm 0,008$				64-6
2563,10 $\pm 1,70$										$4,00 \pm 0,50$				64-10
2562,88														64-6
2568,45 $\pm 1,75$										1,00				64-10
2569,81										$0,40 \pm 0,17$				64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
2582,01					$0,019 \pm 0,010$		64-6
2589,03					$0,046 \pm 0,012$		64-6
2594,30					$0,021 \pm 0,010$		64-6
2602,25					$0,047 \pm 0,014$		64-6
2611,89 $\pm 1,75$					$1,15 \pm 0,20$		64-10
2611,48					$4,4 \pm 0,9$		64-6
2622,90 $\pm 1,80$					$0,10 \pm 0,05$		64-10
2623,62					$0,14 \pm 0,04$		64-6
2634,02 $\pm 1,80$					$2,50 \pm 0,50$		64-10
2634,40					$9,4 \pm 1,9$		64-6
2654,56 $\pm 1,85$					$0,06 \pm 0,02$		64-10
2653,43					$0,039 \pm 0,020$		64-6
2663,97 $\pm 1,85$					$3,00 \pm 0,50$		64-10

Продолжение таблицы 4

I	2	3	4	5	6	7	8
2664,40					$11,2 \pm 2,2$		64-6
2677,23 $\pm 1,85$					$0,20 \pm 0,05$		64-10
2677,20					$0,17 \pm 0,04$		64-6
2688,68 $\pm 1,90$					$2,80 \pm 0,20$		64-10
2687,47					$10,42 \pm 2,1$		64-6
2713,74 $\pm 1,90$					$1,15 \pm 0,25$		64-10
2711,41					$4,2 \pm 0,8$		64-6
2721,52 $\pm 1,95$					$0,12 \pm 0,05$		64-10
2722,17					$0,16 \pm 0,04$		64-6
2733,25 $\pm 1,95$					$5,80 \pm 0,20$		64-10
2733,19					$5,7 \pm 1,2$		64-6
2747,04 $\pm 2,00$					$0,15 \pm 0,05$		64-10
2747,91					$0,19 \pm 0,03$		64-6
2763,80 $\pm 2,00$					$0,06 \pm 0,04$		64-10

101

Продолжение таблицы 4

I	!	2	!	3	!	4	!	5	!	6	!	7	!	8
2762,38										$0,010 \pm 0,010$				64-6
2772,92 \pm 2,00										$0,98 \pm 0,02$				64-10
2773,05										$0,99 \pm 0,20$				64-6
2781,83														64-6
2793,08 \pm 2,05										$2,25 \pm 0,25$				64-10
2792,04										$2,2 \pm 0,4$				64-6
2801,50										$0,020 \pm 0,005$				64-6
2809,43										$0,004 \pm 0,003$				64-6
2815,50 \pm 2,05										$0,40 \pm 0,10$				64-10
2815,39														64-6
2823,38										$0,027 \pm 0,013$				64-6
2831,99 \pm 2,10										$0,50 \pm 0,10$				64-10
2833,40										$0,51 \pm 0,10$				64-6

Продолжение таблицы 4

I	1	2	1	3	1	4	1	5	1	6	1	7	1	8
2839,45										0,004 ± 0,003				64-6
2843,48										0,0089 ± 0,0070				64-6
2852,79 ± 2,10										2,75 ± 0,25				64-10
2852,68														64-6
2861,77										0,054 ± 0,019				64-6
2869,95										0,036 ± 0,014				64-6
2882,31 ± 2,15										0,24 ± 0,15				64-10
2883,32										0,19 ± 0,05				64-6
2895,10 ± 2,15										0,25 ± 0,10				64-10
2894,71										0,13 ± 0,05				64-6
2906,16										0,032 ± 0,013				64-6
2914,44 ± 2,15										0,16 ± 0,08				64-10
2913,49										0,13 ± 0,04				64-6
2921,89										0,025 ± 0,010				64-6

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
2931,39					$0,059 \pm 0,018$		64-6
2938,81					$0,016 \pm 0,008$		64-6
$2947,12 \pm 2,15$					$1,40 \pm 0,30$		64-10
2947,33							64-6
$2955,92 \pm 2,20$					$0,58 \pm 0,20$		64-10
2955,88					$0,50 \pm 0,10$		64-6
$2964,77 \pm 2,20$					$0,38 \pm 0,20$		64-10
2965,54					$0,29 \pm 0,07$		64-6
$2978,11 \pm 2,20$					$0,20 \pm 0,10$		64-10
2978,07					$0,17 \pm 0,04$		64-6
$2909,30 \pm 2,25$					$0,60 \pm 0,20$		64-10
2988,28					$0,49 \pm 0,12$		64-6
2994,83					$0,027 \pm 0,014$		64-6
$3006,20 \pm 2,25$					$0,15 \pm 0,05$		64-10

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
3005,78					$0,11 \pm 0,03$		64-6
3016,41 $\pm 2,25$					$0,43 \pm 0,10$		64-10
3027,82 $\pm 2,30$					$3,15 \pm 0,30$		64-10
3039,29 $\pm 2,30$					$0,70 \pm 0,15$		64-10
3049,70 $\pm 2,30$					$0,18 \pm 0,08$		64-10
3060,10 $\pm 2,30$					$0,55 \pm 0,05$		64-10
3081,12 $\pm 2,35$					$0,85 \pm 0,20$		64-10
3102,40 $\pm 2,40$					$0,05 \pm 0,05$		64-10
3109,40 $\pm 2,40$					$0,50 \pm 0,20$		64-10
3147,94 $\pm 2,40$					6 ± 2		64-10
3152,79 $\pm 2,40$					$6,5 \pm 2,0$		64-10
3163,80 $\pm 2,45$					$0,32 \pm 0,10$		64-10
3187,10 $\pm 2,45$					$1,25 \pm 0,25$		64-10
3206,95 $\pm 2,50$					$1,86 \pm 0,25$		64-10

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
3242,15 \pm 2,55					0,20 \pm 0,05		64-10
3252,30 \pm 2,55					1,10 \pm 0,25		64-10
3267,65 \pm 2,55					0,60 \pm 0,20		64-10
3296,04 \pm 2,60					6 \pm 1		64-10
3316,92 \pm 2,60					0,05 \pm 0,05		64-10
3330,08 \pm 2,65					1,00 \pm 0,20		64-10
3340,65 \pm 2,65					2,50 \pm 0,25		64-10
3371,40 \pm 2,65					0,05 \pm 0,03		64-10
3383,48 \pm 2,65					1,75 \pm 0,25		64-10
3410,66 \pm 2,75					0,50 \pm 0,10		64-10
3421,63 \pm 2,75					0,15 \pm 0,10		64-10
3428,60 \pm 2,75					0,71 \pm 0,10		64-10
3443,72 \pm 2,75					0,80 \pm 0,20		64-10
3471,63 \pm 2,75					0,50 \pm 0,20		64-10
3491,37 \pm 2,80					0,20 \pm 0,05		64-10

100

Продолжение таблицы 4

1	2	3	4	5	6	7	8
3519,87 \pm 2,85					1,75 \pm 0,25		64-10
3566,20 \pm 2,90					0,04 \pm 2,90		64-10
3574,99 \pm 2,90					0,20 \pm 0,10		64-10
3592,66 \pm 2,95					0,36 \pm 3,10		64-10

Примечания к таблице

1. Для величин \sqrt{n} и \sqrt{f} работы [66-114] приведена только статистическая погрешность.
2. В работе [71-159] при определении \sqrt{f} в интервале энергий 100-1000 эв использовались значения \sqrt{n} из [64-10] в интервале 1000-2000 эв - из [64-6],
3. Недостоверный уровень:

Таблица 5

Резонансные параметры ^{231}Pa ($I^x = 3,2\%$)

E_0 , эВ	Γ_f , мВ	Γ_d , мВ	β/ν , мВ	$\sigma_f/\sigma_{\text{барн}}$	Литера- тура
0,318	55		0,111		62-22
0,396	-	0,0015		$0,255 \pm 0,100$	61-23
0,396	43	-	0,116		62-21
0,40			$0,134 \pm 0,006$		62-22
0,496	-	0,0087	-	$0,185 \pm 0,140$	61-23
0,493	40		0,024		62-21
0,50	-	-	$0,012 \pm 0,002$		62-22
0,745	-	0,00073	-	$0,075 \pm 0,040$	61-23
0,743	50		0,0100		62-21
0,743	38 ± 2		$0,00786 \pm 0,00012$		62-22
1,235	46 ± 3	0,0061		0,12	61-23
1,24	45		0,026		62-21
1,238	47 ± 2		$0,0238 \pm 0,0004$		62-22
1,41	45		0,0005		62-21
1,405	-		$0,0014 \pm 0,0006$		62-22
1,96	45		0,0053		62-21
1,960	46 ± 4		$0,00504 \pm 0,00010$		62-22
2,80	40		0,0059		62-21
2,787	39 ± 5		$0,00590 \pm 0,00016$		62-22
3,49	50		0,28		62-21
3,480	47 ± 5		$0,0252 \pm 0,0004$		62-22
4,12	(50)		$0,047 \pm 0,005$		62-21
4,12	(45)		$0,0416 \pm 0,0012$		62-22
4,35	(50)		$0,032 \pm 0,003$		62-21
4,35	(45)		$0,0282 \pm 0,0012$		62-22
4,54	(50)		$0,006 \pm 0,002$		62-21
4,53	(45)		$0,0090 \pm 0,0006$		62-22
5,05	63 ± 10		$0,220 \pm 0,009$		62-21
5,07	(45)		$0,212 \pm 0,010$		62-22
5,27	(50)		$0,031 \pm 0,005$		62-21
5,28	(45)		$0,039 \pm 0,002$		62-22
5,62	(50)		$0,025 \pm 0,004$		62-21
5,64	(45)		$0,0198 \pm 0,0008$		62-22

Продолжение таблицы 5

E_0 , эВ	Γ_r , мВ	Γ_f , мВ	$2g\Gamma_n^0$, мВ	$\sigma_0 \Gamma_f / \Gamma$, барн	Литература
5,81	(50)		$0,029 \pm 0,005$		62-21
5,82	(45)		$0,0236 \pm 0,0006$		62-22
6,54	(50)		$0,025 \pm 0,004$		62-21
6,55	(45)		$0,0180 \pm 0,0008$		62-22
6,86	46 ± 11		$0,101 \pm 0,005$		62-21
6,88	(45)		$0,094 \pm 0,004$		62-22
7,56	(55)		$0,040 \pm 0,008$		62-21
7,58	(45)		$0,0328 \pm 0,0008$		62-22
7,81	(55)		$0,078 \pm 0,010$		62-21
7,83	(45)		$0,0608 \pm 0,0016$		62-22
8,71	57 ± 10		$0,236 \pm 0,012$		62-21
8,74	(45)		$0,26 \pm 0,01$		62-22
9,69	(50)		$0,070 \pm 0,006$		62-21
9,72	(45)		$0,078 \pm 0,004$		62-22
10,31	49 ± 10		$0,218 \pm 0,011$		62-21
10,34	(45)		$0,238 \pm 0,010$		62-22
10,73	30 ± 20		$0,100 \pm 0,010$		62-21
10,77	(45)		$0,108 \pm 0,004$		62-22
11,26	(45)		$0,108 \pm 0,004$		62-22

Следующие параметры определены в работе [62-22]
в предположении, что $\Gamma_y = 45$ мВ.

E_0 , эВ	$2g\Gamma_n^0$, мВ	E_0 , эВ	$2g\Gamma_n^0$, мВ
11,67 ⁴⁾	$0,200 \pm 0,018$	15,57	$0,051 \pm 0,002$
12,08	$0,0062 \pm 0,0008$	16,02	$0,082 \pm 0,004$
13,26	$0,22 \pm 0,04$	16,66	$0,056 \pm 0,004$
13,38	$0,30 \pm 0,04$	16,99	$0,074 \pm 0,004$
14,10	$0,154 \pm 0,008$	18,29	$0,354 \pm 0,020$
15,06	$0,0282 \pm 0,0016$	18,74	$0,160 \pm 0,008$

$\epsilon_0, \text{ЭВ}$	$2g \Gamma_n^0, \text{МВ}$	$\epsilon_0, \text{ЭВ}$	$2g \Gamma_n^0, \text{МВ}$
19,25	0,040 ± 0,006	46,39	0,048 ± 0,010
19,55	0,018 ± 0,006	47,22	0,150 ± 0,024
20,3	0,009 ± 0,002	48,60	0,042 ± 0,008
20,6	0,220 ± 0,012	50,12	0,018 ± 0,003
21,3	0,12 ± 0,04	50,85	0,120 ± 0,012
21,45	0,14 ± 0,04	51,25	0,068 ± 0,010
22,12	0,100 ± 0,006	51,92	0,136 ± 0,014
24,75	0,056 ± 0,004	52,54	0,30 ± 0,02
25,45	0,018 ± 0,004	53,91	0,110 ± 0,012
25,97	0,210 ± 0,010	54,45	0,184 ± 0,014
26,85	0,030 ± 0,004	55,20	1,26 ± 0,10
27,32	0,106 ± 0,008	56,05	0,20 ± 0,02
28,23	0,038 ± 0,004	56,52	0,110 ± 0,012
28,69	0,050 ± 0,004	57,16	0,188 ± 0,018
29,62	0,31 ± 0,02	60,16	0,032 ± 0,008
30,22	0,010 ± 0,003	61,35	0,36 ± 0,04
31,73	0,60 ± 0,04	61,77	0,10 ± 0,04
32,2	0,010 ± 0,004	62,35	0,028 ± 0,012
32,80	0,032 ± 0,004	63,38	0,174 ± 0,018
33,39	0,024 ± 0,004	64,40	0,036 ± 0,010
35,15	0,034 ± 0,004	65,30	0,134 ± 0,018
36,14	0,064 ± 0,006	66,43	0,014 ± 0,010
36,65	0,24 ± 0,04	67,35	0,116 ± 0,018
36,8	0,06 ± 0,02	68,21	0,026 ± 0,012
37,53	0,16 ± 0,01	69,09	0,22 ± 0,04
38,26	0,032 ± 0,006	70,07	0,032 ± 0,012
39,73	0,166 ± 0,010	70,64	0,100 ± 0,016
41,27	0,070 ± 0,016	71,33	0,18 ± 0,04
42,08	0,100 ± 0,016	72,03	0,064 ± 0,014
43,34	0,230 ± 0,024	73,8	0,080 ± 0,018
44,54	0,028 ± 0,006	74,9	0,142 ± 0,022
44,91	0,016 ± 0,006	75,9	0,042 ± 0,014
45,64	0,180 ± 0,024	76,6	0,060 ± 0,018

E_0 , эВ	$2g\Gamma_n^0$, мВ	E_0 , эВ	$2g\Gamma_n^0$, мВ
77,8	$0,098 \pm 0,020$	85,7	$0,22 \pm 0,06$
78,5	$0,038 \pm 0,016$	87,7	$0,22 \pm 0,06$
79,2	$0,050 \pm 0,016$	90,0	$0,12 \pm 0,04$
80,1	$0,112 \pm 0,020$	91,5	$0,12 \pm 0,04$
81,0	$0,086 \pm 0,022$	92,8	$0,050 \pm 0,028$
83,5	$0,36 \pm 0,12$	93,9	$0,062 \pm 0,028$
84,7	$0,22 \pm 0,06$	95,8	$0,40 \pm 0,08$
		99,0	$0,22 \pm 0,04$

Таблица 6
Резонансные параметры ^{233}Pa ($I^x = 3/2^-$)

E_0 , эВ	Γ_r , мВ	Γ_f , мВ	$2g\Gamma_n^0$, мВ	Литература
$(-0,100)^a)$	50		0,0030	67-120 ^{b)}
(0,430)	500		0,0013	67-120
0,795	50		0,0016	67-120
1,341		$0,0941 \pm 0,0139$		
1,341	39		0,121	67-120
1,644		$0,282 \pm 0,038$	-	-
1,644	41	-	0,332	67-120
2,356	50		0,0076	67-120
2,830		$0,139 \pm 0,020$	-	-
2,830	46	-	0,123	67-120
3,386	-	$0,277 \pm 0,037$	-	-
3,386	40	-	0,220	67-120

Примечание.

а) - предполагаемый уровень, вводимый для получения наилучшего согласия с экспериментальными данными.

б) - предварительные данные содержатся в работах 24,25.

Продолжение таблицы 2

$E_0, \text{эВ}$	$\Gamma_f, \text{эВ}$	$\Gamma_f, \text{эВ}$	Z_{eff}	Литература
4,288	-	$0,137 \pm 0,068$	-	-
4,288	48		0,056	67-120
5,152	55		0,231	67-120
7,181	60		0,080	67-120
8,26	65		0,0234	67-120
8,97	70		0,074	67-120
9,37	70		0,490	67-120
10,35	50		0,044	67-120
10,89	65		0,0625	67-120
11,52	50		0,0312	67-120
(11,66)	50		0,0050	67-120
11,93	50		0,0080	67-120
12,15	75		0,132	67-120
12,90	60		0,039	67-120
(14,14)	50		0,080	67-120
14,42	70		0,140	67-120
14,80	50		0,200	67-120
15,96	70		0,297	67-120
(16,35)	50		0,015	67-120
(16,73)	50		0,015	67-120
17,00	50		0,0891	67-120
18,41				64-24

Таблица 7

Резонансные параметры ^{232}U ($I^x = 0^+$)

E_0 , эВ	Γ_n , мВ	Γ_γ , мВ	Γ_β , мВ	Γ_n^0 , мВ	Литература
-0,600		47	47	0,108	67-121
-0,6		40	40	0,187	68-125
5,945		(47)	23	0,61	63-27
5,99	$0,79 \pm 0,25$	(50)	31 ± 24	-	64-26
5,985		47	24	0,60	67-121
5,980		40	26	0,38	68-125
12,656		(47)	253	1,75	63-27
12,75	$4,41 \pm 0,68$	(50)	261 ± 25	-	64-26
12,73		47	263	1,81	67-121
12,67		40	264	2,1	68-125
20,95	-	(47)	753	0,55	63-27
21,04	$1,6 \pm 0,5$	(50)	913 ± 150	-	64-26
21,10		47	500	0,39	67-121
20,85		40	650	0,44	68-125
23,71		(47)	93	1,20	63-27
23,86	$3,3 \pm 1,5$	(50)	80 ± 40		64-26
23,87		47	80	1,00	67-121
23,73		40	105	1,18	68-125
24,75		40	1150	0,10	68-125
27,65		(47)	453	0,75	63-27
27,7	$2,2 \pm 1,0$	(50)	540 ± 40	-	64-26
27,75		47	150	0,45	67-121
27,60		40	200	0,45	68-125
29,65		40	900	0,0156	68-125
34,24		40	360	0,10	68-125
40,0		40	2600	0,04	68-125
43,2					63-27
43,5	$3,6^{+1,1}_{-0,5}$	(25)	40^{+60}_{-20}		64-26
43,13		40	178	1,20	68-125
47,61		40	340	0,154	68-125

Продолжение таблицы 2

E_0 , эВ	Γ_n , мВ	Γ_r , мВ	Γ_f , мВ	Γ_a , мВ	Лаборатория- №
52,5					63-27
52,8	$2,1 \pm 1,5$	(50)	240 ± 100		64-26
52,48		40	284	0,270	63-125
75					63-27
75,1	$18,4 \pm 5,0$	(50)	930 ± 100		64-26
74,24		40	720	360	63-125
108					63-27
109					64-26
113					63-27
114					64-26
127					64-26
129					63-27
130					64-26
141					63-27
144					64-26
157					63-27
158					64-26
187					63-27
189					64-26
258					64-26

Таблица 6

Резонансные параметры ^{233}U ($I^{\pi} = 5/2^{+}$)

E , эВ	Γ , мБ	$2g\Gamma_n$, мБ	J	Γ_g , мБ	Γ_f , мБ	$2g\Gamma_n^0$, мБ	Разные величины, $\delta_{\text{см.}} \rightarrow \xi$	Литература
1	2	3	4	5	6	7	8	9
-5,0				41	360	6,48		56-34
-10			(3)	(45)	170	0,10		60-29
-0,3			(2)	(45)	960	0,044	$B, \theta = 0$	60-29
0,10				40	1000	0,00334		55-34
0,10			(2)	56	994	0,0586	$B, \theta = 0^{\circ}$	60-31
0,150 ^б			(3)	30	60	0,00002	$A, \theta = 10^{\circ}$	60-30
0,195 ^а			(3)	44	60	0,00069		
0,188			(3)	(40)	63	0,00046	$A, \theta = 0^{\circ}$	60-29
1,45	400		(2)	30	370		$\Gamma^2 = 28$	55-37

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛИЦЫ 8

$\epsilon_0, \text{ЭВ}$	$\Gamma, \text{МВ}$	$2g\Gamma_n, \text{МВ}$	\mathcal{J}	$\Gamma_y, \text{МВ}$	$\Gamma_f, \text{МВ}$	$2g\Gamma_n^c, \text{МВ}$	Разные величины <i>и т.д.</i>	литература
I,47							$\sigma_0 \bar{I}_z = 60 \pm 15$	58-31
I,45			(2)	54	718	0,152	$B, \theta = 100^\circ$	60-31
I,56 ^с			(3)	54	420	0,121	$A, B, \theta = 240^\circ$	60-30
I,55 ^а			(2)	60	562	0,137		
I,61			(2)	(45)	600	0,142	$B, \theta = 150^\circ$	60-29
I,785 \pm 0,005	300 \pm 50				270	0,40 \pm 0,04	$\sigma_0 \bar{I}_z = 264$	55-38
I,75	250			40	210		$\sigma_0 \Gamma^2 = 62,5$	55-37
I,82								55-36
I,775	210 \pm 40						$\sigma_0 = 1650 \pm 350$	55-35
I,81				45	254	0,300		55-34
I,78							$\sigma_0 \bar{I}_z = 195 \pm 15$	55-33
I,76			(3)	49	231	0,235	$A, \theta = 150^\circ$	60-31
I,775 ^с			(3 ^с)	3 ^с	18 ^с	0,18 ^с		
I,76 ^в			(3 ^в)	3 ^в	18 ^в	0,18 ^в	$A, \theta = 150^\circ$	60-30
I,785			(3)	(45)	210	0,225	$A, \theta = 150^\circ$	60-28
I,799				(45)	277	0,331	$\sigma_0 \bar{I}_z = 300$	60-28
I,803	309	0,484		(45)	281	0,334		60-27
2,191	160	0,072		118		0,041		60-26

Продолжение таблицы 2

E_0 , об	Γ , мВ	$2g\Gamma_n$, мВ	γ	Γ_f , мВ	Γ_f , мВ	$2g\Gamma_n^\circ$, мВ	Разные величины Зачн. эв	Литера- тура
2,290±0,005	100±5				70	0,18	$6_0\Gamma_f = 71,5$	55-38
2,23	140		40	100			$6_0\Gamma^2 = 13,0$	55-37
2,3								56-36
2,30								56-35
2,325				40	62	0,122		56-34
2,23							$6_0\Gamma_f = 58±4$	58-32
2,30			(3)	47	49	0,116	$A, \theta = 270^\circ$	60-31
2,305 ^с			(3 ^с)	34,6 ^с	48 ^с	0,100 ^с	$A, \theta = 308^\circ$	60-30
2,31 ^а			(3 ^а)	34,6 ^а	48 ^а	0,100 ^а		
2,307			(3)	(45)	50	0,115	$A, \theta = 295^\circ$	60-29
2,318				(45)	40,5	0,139	$6_0\Gamma_f = 54$	64-28
2,321	70,9	0,141		(45)	66,4	0,092		65-141
2,80	500					0,012		70-150
3,21		0,011±0,003				0,006±0,002		55-19
3,29		0,014±0,004				0,008±0,003		55-19
3,418	312	0,047			267	0,025		65-148
3,49	700					0,069		70-150
3,635	198±30	0,14±0,02			168±34		$6_0\Gamma_f = 39±2$	55-38
3,61		0,08±0,01				0,044±0,007		55-19

Продолжение таблицы 8

E_0 , эВ	Γ , мБ	$2g\Gamma_n$, мБ	γ	Γ_f , мБ	Γ_f^a , мБ	$2g\Gamma_n^a$, мБ	Разные величины барк, эВ	Интервалы
4,7				40	130	0,020		56-34
4,5							$6.\Gamma_f = 4,0 \pm 1,5$	56-32
4,80			(2)	60	740	0,164	$B, \theta = 225^\circ$	60-31
4,825 ^б			(3 ^б)	80 ^б	850 ^б	0,123 ^б	$A, B, \theta = -20^\circ$	60-30
4,75 ^а			(2 ^а)	80 ^а	718 ^а	0,108 ^а		
4,79			(2)	(45)	950	0,187	$B, \theta = 240^\circ$	60-29
4,83			(2)	(45)	720	0,108	$6.\Gamma_f = 63,5$	64-29
4,819	857	0,298		(45)	809	0,084		65-148
4,77	1000					0,186		70-150
5,13								56-35
5,9								55-38
5,90		0,17 \pm 0,03				0,059 \pm 0,010		55-19
6,04								56-35
5,82 ^а			(3 ^а)	80 ^а	316 ^а	0,055 ^а	$A, \theta = 180^\circ$	60-30
5,85			(3)	(45)	195	0,041	$A, \theta = 230^\circ$	60-29
6,02				(45)	431	0,086	$6.\Gamma_f = 43,5$	64-28
5,995	421	0,156		(45)	376	0,064		65-148
5,89	350					0,060		70-150
6,723	750	0,398			705	0,153		65-148
6,40	650					0,086		70-150

Продолжение таблицы 8

E_0 , эВ	Γ , мВ	$2g \Gamma_n$, мВ	γ	Γ_y , мВ	Γ_f , мВ	$2g \Gamma_n^0$, мВ	Разные величины барн, эВ	Литера- тура
6,80±0,06	187±28				157±25	0,99±0,15	$\sigma_0 \Gamma_f = 159 \pm 24$	55-38
6,70								55-19
6,4							$\sigma_0 \Gamma^2 = 32,3$	55-37
6,9								56-36
6,79								56-35
6,80±0,03	120±40	0,818±0,128				0,326±0,050	$\sigma_0 = 1360 \pm 680$	57-33
6,8					57±30		$\sigma_0 \Gamma_f = 73 \pm 8$	58-32
6,77			(3)	50	I60	0,203	$A, \theta = 0^\circ$	60-31
6,82 ^o			(3 ^o)	55 ^o	I46 ^o	0,350 ^o	$A, \theta = 0^\circ$	60-30
6,82 ^a			(3 ^a)	55 ^a	I46 ^a	0,350 ^a		
6,85			(3)	(45)	I65	0,41	$A, \theta = 80^\circ$	60-23
6,90				(45)	II2	0,34	$\sigma_0 \Gamma_f = 130$	64-28
6,912	146	0,775		(45)	III	0,293		65-148
6,81	170					0,380		70-150
75±0,1								55-38
7,5±0,1		0,030				0,012	$\sigma_0 \Gamma = 5$	57-33
7 ^a			(3 ^a)	48 ^a	I25 ^a	0,008 ^a	$A, \theta = 180^\circ$	60-30
7,57			(3)	(45)	90	0,015	$A, \theta = 200^\circ$	60-29
7,65				(45)	2I2	0,019	$\sigma_0 \Gamma_f = 8,3$	64-28
7,00	322	0,049		(45)	277	0,012		65-148
7,50	200					0,014		70-150

Продолжение таблицы 8

E_0 , эВ	Γ , мВ	$2\sigma\Gamma_n$, мВ	γ	Γ_y , мВ	Γ_f , мВ	$2\sigma\Gamma_n^2$, мВ	Разные величины барн, эВ	Литература
7,80	500					0,012		70-150
8,0±0,1		0,06				0,02	$\sigma_0\Gamma = 10$	57-33
8,33	500					0,010		70-150
8,63		0,06±0,02				0,021±0,006		55-19
8,6±0,1		0,04				0,014	$\sigma_0\Gamma = 7$	57-33
8,7 ^а			(3 ^а)	40 ^а	300 ^а	0,012 ^а	A, $\theta = 180^\circ$	60-30
8,78			(2)	(45)	700	0,067	B, $\theta = 15^\circ$	60-29
8,75				(45)	329	0,012	$\sigma_0\Gamma_f = 5,3$	64-28
8,71	399	0,076		(45)	354	0,025		65-148
8,68	390					0,024		70-150
9,25±0,05								55-38
9,31		0,14±0,03				0,047±0,009		55-19
9,38								56-35
9,3±0,1		0,08				0,026	$\sigma_0\Gamma = 12$	57-33
9,2 ^а			(3 ^а)	50 ^а	180 ^а	0,022 ^а	A, $\theta = 180^\circ$	60-30
9,30			(3)	(45)	195	0,047	A, $\theta = 165^\circ$	60-29
9,455				(45)	241	0,038	$\sigma_0\Gamma_f = 13,8$	64-28
9,48	559	0,204		(45)	514	0,066		65-148
9,25	250					0,039		70-150
9,66	650					0,041		70-150

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
10,4±0,1	294±59				264±53	1,59±0,32	$\sigma_{\Gamma} = 180 \pm 36$	55-38
10,36		2,8±0,4				0,86±0,13		55-19
9,5							$\sigma_{\Gamma^2} = 84,7$	55-37
10,7								56-36
10,45								56-35
10,44±0,05	300±100	1,185±0,096				0,374±0,030	$\sigma_{\Gamma} = 500 \pm 200$	57-33
10,4					250±130		$\sigma_{\Gamma} = 135 \pm 12$	58-32
10,47 ⁰			(3 ⁰)	85 ⁰	270 ⁰	0,480 ⁰		
10,47 ²			(3 ²)	85 ²	270 ²	0,480 ²	$A, \theta = 0^{\circ}$	60-30
10,41			(3)	(45)	235	0,51	$A, \theta = 5^{\circ}$	60-29
10,55				(45)	278	0,436	$\sigma_{\Gamma} = 163$	64-28
10,54	347	1,625		(45)	302	0,530		65-148
10,38	320					0,520		70-150
11,00	350					0,022		70-150
11,60	0,20±0,06					0,06±0,02		55-19
11,48			(3)	(45)	175	0,035	$A, \theta = 145^{\circ}$	60-29
11,53				(45)	502	0,081	$\sigma_{\Gamma} = 30,3$	64-28
11,41	594	0,312		(45)	549	0,092		65-148
11,32	350					0,060		70-150
12,16				(45)	361	0,048	$\sigma_{\Gamma} = 16,9$	64-28
12,29	1102	0,284			1057	0,080		65-148
12,05	300					0,408		70-150

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
12,76		2,3±0,3				0,7±0,1		55-19
12,2							$\sigma_r^2 = 46,3$	55-37
13,5								56-36
12,8								56-35
12,82±0,05	370±160	1,42±0,122				0,320±0,034	$\sigma_r = 400±150$	57-33
12,7					330±200		$\sigma_r \sqrt{f} = 103±8$	58-32
12,88			(3)	(45)	250	0,40	$\lambda, \theta = 200^\circ$	60-29
13,00				(45)	274	0,038	$\sigma_r \sqrt{f} = 122$	64-28
12,98	318	1,33		(45)	273	0,370		65-148
12,81	300					0,408		70-150
13,45	150					0,015		70-150
13,64		0,29±0,07				0,08±0,02		55-19
13,75								56-35
13,74±0,07		0,320±0,060				0,086±0,016		57-33
13,89			(3)	(45)	300	0,125	$\lambda, \theta = 350^\circ$	60-29
13,93				(45)	331	0,112	$\sigma_r \sqrt{f} = 37$	64-28
13,94	429	0,456		(45)	384	0,122		65-148
13,74	300					0,106		70-150

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
15,3		1,2±0,2				0,30±0,05		55-19
15,6								56-35
15,54±0,09		0,882±0,170				0,224±0,044		57-33
15,4							$\sigma_{\bar{f}} = 41 \pm 4$	58-32
15,46			(3)	(45)	190	0,255	$\Delta, \theta = 315^\circ$	59-29
15,64				(45)	148	0,186	$\sigma_{\bar{f}} = 47$	64-28
15,56	64	0,641		-	19	0,163		65-148
15,69	230	0,500		(45)	185	0,136		65-148
15,36	90					0,120		70-150
15,51	225					0,108		70-150
16,39		1,6±0,3				0,40±0,08		65-19
16								66-36
16,4								68-35
16,45±0,10	90±60	1,410±0,264				0,348±0,066		67-33
16,4					75±50		$\sigma_{\bar{f}} = 96 \pm 15$	68-32
16,32			(3)	(45)	450	0,270		69-29
16,56				(45)	675	0,337	$\sigma_{\bar{f}} = 107$	74-28
16,48	672	1,300		(45)	627	0,320		65-148
16,26	600					0,334		70-150
16,67			(3)	(45)	140	0,126		69-29
16,82				(45)	60	0,070	$\sigma_{\bar{f}} = 12,8$	64-28
16,81	182	0,492		(45)	137	0,120		65-148
16,59	150					0,118		70-150

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
18,1		0,40±0,02				0,08±0,04		55-19
18,0±0,2		0,100				0,024	$\sigma_{\Gamma} = 7$	57-33
18,10			(3)	(45)	150	0,076		60-29
18,27				(45)	165	0,060	$\sigma_{\Gamma} = 14,7$	64-28
18,27	158	0,250		(45)	113	0,0508		65-148
18,01	250					0,099		70-150
18,60			(3)	(45)	115	0,044		60-29
18,75				(45)	124	0,040	$\sigma_{\Gamma} = 9,1$	64-28
18,72	155	0,153		(45)	110	0,036		65-148
18,50	250					0,061		70-150
19,0		2,4±0,5				0,56±0,11		55-19
19,0								56-35
19,05±0,12	120±25	1,428±0,120				0,328±0,028	$\sigma_{\Gamma} = 830 \pm 230$	57-33
19,0					105±40		$\sigma_{\Gamma} = 90 \pm 9$	58-32
19,09			(3)	(45)	240	0,43		60-29
19,31				(45)	295	0,380	$\sigma_{\Gamma} = 97$	64-28
19,26	350	1,705		(45)	305	0,390		65-148
18,98	270					0,406		70-150
19,40	500					0,060		70-150

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
19,94	400					0,018		70-150
20,8								56-19
20,85±0,15	60±20	1,120±0,082				0,246±0,012	$\sigma_0 = 1200 \pm 350$	57-33
20,76			(3)	(45)	470	0,265		60-29
20,95				(45)	373	0,194	$\sigma_0 \sqrt{t} = 51,5$	64-28
20,92	481	0,872		(45)	436	0,191		65-148
20,535				(40)	320	0,32	$B, \theta = 0$	68-149
20,64	450					0,258		70-150
22,00	482	0,312			437	0,056		65-148
21,47	400					0,038		70-150
22,00			(3)	(45)	205	0,250		60-29
22,24				(45)	154	0,150	$\sigma_0 \sqrt{t} = 32,4$	64-28
22,23	205	0,791		(45)	160	0,168		65-148
21,885	-			40	190	0,49	$A, \tau = 0^0$	68-149
21,90	250					0,314		70-150
22,3								60-35
22,35±0,15	450±80	5,14±0,28				1,090±0,050	$\sigma_0 = 60 \pm 150$	57-33
22,50			(3)	(45)	390	0,68		60-29
22,69				(45)	357	0,714	$\sigma_0 \sqrt{t} = 199$	64-28
22,69	445	3,023		(45)	400	0,635		65-148

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
22,33				40	355	1,34	$B, \theta = 180^\circ$	68-149
22,37	350					0,714		70-150
23,17	1910	1,912			1865	0,376		65-148
22,94				65	950	0,61	$C, \theta = 0^\circ$	68-149
22,93	700					0,178		70-150
24,15				(45)	374	0,135	$B, \bar{f}_f = 33$	64-28
24,15	332	0,364		(45)	287	0,074		65-148
23,61				40	540	0,185	$B, \theta = 180^\circ$	68-149
23,77	450					0,124		70-150
23,90			(2)	(45)	(900)	0,280		60-29
24,78				(45)	604	0,080	$B, \bar{f}_f = 21,8$	64-28
24,63	571	0,293		(45)	529	0,059		65-148
24,28	700					0,088		70-150
25,5								56-35
25,4±0,2		0,24				0,048	$B, \bar{f}_f = 12$	57-33
25,48			(3)	(45)	290	0,230		60-29
25,69				(45)	367	0,164	$B, \bar{f}_f = 43,7$	64-28
25,69	410	0,896		(45)	365	0,177		65-148
25,245				65	220	0,25	$C, \theta = 0^\circ$	68-149
25,30	320					0,174		70-150

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
25,9±0,2		0,16				0,32	$\sigma_r = 8$	57-33
26,17				(45)	30	0,048	$\sigma_r = 5,1$	64-28
25,84				40	40	0,013	A, $\theta = 180^\circ$	68-149
25,89	900					0,152		70-150
26,33	150					0,007		70-150
26,50				(45)	235	0,037	$\sigma_r = 8,3$	64-28
26,31	812	0,479			767	0,095		65-148
26,30				40	550	0,115	B, $\theta = 0^\circ$	68-149
26,66	300					0,098		70-150
27,00				(45)	433	0,104	$\sigma_r = 26$	64-28
27,00	542	0,571			497	0,112		65-148
26,63				40	330	0,19	A, $\theta = 180^\circ$	68-149
27,15	600					0,032		70-150
27,28				40	250	0,0074	B, $\theta = 0^\circ$	68-149
27,69				65	725	0,14	C, $\theta = 180^\circ$	68-149
28,05	800					0,102		70-150
28,14	503	0,017			458	0,003		65-148
28,35	40				200	0,09	A, $\theta = 0^\circ$	68-149

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
28,38	170					0,038		70-150
28,48				(45)	788	0,106	$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,7$	64-28
28,64	1390	0,996			1345	0,186		65-148
28,5								56-35
29,2±0,2	300±150	1,930±0,280				0,356±0,052	$\sigma_{\sqrt{f}} = 280 \pm 180$	57-33
29,51				(45)	465	0,260	$\sigma_{\sqrt{f}} = 64$	64-28
29,54	580	1,56			535	0,286		65-148
29,11				40	420	0,5	B, $\theta = 0$	69-149
29,11	530					0,352		70-150
29,55				40	250	0,105	A, $\theta = 0$	68-149
29,65	250					0,036		70-150
30,00				40	10	0,005	A, $\theta = 0^{\circ}$	68-149
30,41				40	200	0,045	A, $\theta = 180^{\circ}$	68-149
30,43	400					0,028		70-150
30,72				40	260	0,235	B, $\theta = 0^{\circ}$	68-149
30,79	250					0,114		70-150
31,10				40	20	0,025	A, $\theta = 0^{\circ}$	68-149

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
31,1								56-35
31,3±0,3		1,176±0,238				0,210±0,042		57-33
31,23			(45)	395		0,116	$\sigma_{\Gamma} = 27,4$	64-28
31,30			65	440		0,128	$C, \theta = 180^\circ$	68-149
31,44	550					0,126		70-150
31,97			(45)	389		0,083	$\sigma_{\Gamma} = 14,9$	64-28
32,1								56-35
32,3±0,3		1,310±0,212				0,230±0,038		57-33
32,50			(45)	199		0,166	$\sigma_{\Gamma} = 32,5$	64-28
32,06			40	160		0,27	$C, \theta = 180^\circ$	68-149
32,09	350					0,278		70-150
32,94			40	620		0,125	$B, \theta = 0^\circ$	68-149
33,18	1000					0,218		70-150
33,99			(45)	1230		0,237	$\sigma_{\Gamma} = 56,6$	64-28
34,14			65	850		0,29	$C, \theta = 0^\circ$	68-149
34,02	1000					0,228		70-150
34,6								56-35
34,7±0,3		2,220±0,348				0,376±0,060		57-33
35,04			(45)	671		0,251	$\sigma_{\Gamma} = 52,5$	64-28
34,64			40	450		0,37	$B, \theta = 180^\circ$	68-149

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
34,58	600					0,206		70-150
35,20	500					0,034		70-150
35,96				(45)	540	0,082	$\sigma_0 \bar{f} = 17,7$	64-28
35,43				65	1500	0,51	$\sigma, \theta = 0^\circ$	68-149
35,75	1500					0,264		70-150
36,51				(45)	88	0,027	$\sigma_0 \bar{f} = 4,1$	64-28
36,615				40	120	0,20	$\sigma, \theta = 0^\circ$	68-149
36,65	170					0,156		70-150
37,1								68-35
37,0±0,3	55±25	4,36±0,78				0,716±0,128		57-33
37,10				(45)	275	0,110	$\sigma_0 \bar{f} = 20,6$	64-28
37,505				40	365	0,198	$\sigma, \theta = 0^\circ$	68-149
37,55	430					0,128		70-150
38,05				(45)	278	0,070	$\sigma_0 \bar{f} = 12,5$	64-28
39,18				40	350	0,08	$\sigma, \theta = 180^\circ$	68-149
39,39				65	660	0,22	$\sigma, \theta = 0^\circ$	68-149
39,42	850					0,170		70-150
40,0								68-35

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
40,4±0,4		1,26±0,36				0,20±0,06		57-33
40,24								64-28
40,00	600					0,074		70-150
40,8								56-35
40,93				65	740	0,126	C,θ =180°	68-149
40,50	600					0,112		70-150
41,03				40	200	0,115	A,θ =0°	68-149
40,15	300					0,094		70-150
41,53								64-28
41,90				40	460	0,034	B,θ =180°	68-149
42,05	800					0,040		70-150
42,5								56-35
42,69				40	170	0,21	A,θ =180°	68-149
42,72	230					0,138		70-150
43,5		0,44±0,08				0,680±0,012		57-33
43,31								64-28
43,495				40	240	0,104	B,θ =0°	68-149
43,62	330					0,072		70-150
44,17								64-28

Продолжение таблицы E

1	2	3	4	5	6	7	8	9
44,69				40	690	0,102	$B, \theta = 180^\circ$	68-149
44,75	1000					0,114		70-150
45,28								64-28
45,50				40	72	0,011		68-149
46,16				40	150	0,11	$A, \theta = 180^\circ$	68-149
46,23	250					0,090		70-150
46,73	200					0,012		70-150
47,07								64-28
47,36				40	385	0,20	$B, \theta = 0^\circ$	68-149
47,38	470					0,152		70-150
47,9								64-28
48,79				40	90	0,49	$A, \theta = 0^\circ$	68-149
48,83	200					0,362		70-150
49,1								56-35
49,0 \pm 0,5		2,70 \pm 0,78				0,386 \pm 0,112		57-33
49,6								64-28
49,29				40	190	0,085	$B, \theta = 180^\circ$	68-149
49,35	300					0,048		70-150
50,48				65	1000	0,23	$C, \theta = 0$	68-149

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
50,60	1100					0,172		70-150
51,4								64-28
51,25				40	390	0,036	$B, \theta = 0$	68-149
51,45	400					0,019		70-150
52,50				40	240	0,017	$B, \theta = 180^\circ$	68-149
52,15	300					0,023		70-150
53,16				65	400	0,29	$C, \theta = 0^\circ$	68-149
54,0								64-28
54,15				40	330	0,285	$A, \theta = 0^\circ$	68-149
54,5								56-35
55,5±0,6		2,82±0,70				0,378±0,094		57-33
55,0								64-28
54,83				40	500	0,275	$B, \theta = 180^\circ$	68-149
55,82								64-28
56,16				40	500	0,305	$B, \theta = 0^\circ$	68-149
56,7								56-35
56,56				40	380	0,39		68-149
57,15								64-28

Продолжение таблицы 8

1	2	3	4	5	6	7	8	9
57,60				65	800	0,74		68-149
58,0±0,7		6,4±1,4				0,84±0,18		57-33
58,5								64-28
58,59				40	290	0,21	A,θ = 0°	68-149
59,3								64-28
59,10				40	110	0,01	B,θ = 180°	68-149
60,08				40	20	0,01	A,θ = 0°	68-149
61,6								56-35
61,62				65	510	0,45		68-149
62,71				40	130	0,33		68-149
65,0								56-35
69,4								56-35
75,1								56-35
79,5								56-35

Продолжение таблицы 8

<u>1</u>	<u>!</u>	<u>2</u>	<u>!</u>	<u>3</u>	<u>!</u>	<u>4</u>	<u>!</u>	<u>5</u>	<u>!</u>	<u>6</u>	<u>!</u>	<u>7</u>	<u>!</u>	<u>8</u>	<u>!</u>	<u>9</u>
82,6																56-35
91,3																56-35
98,1																56-35

MECHANICAL PARAMETERS

ITEM	TIME	T_{11} MS	T_{12} MS	T_{13} MS	T_{14} MS	ORBITAL SOLUTIONS NO.	DESCRIPTION
11.0-12.0					1.2±1.1		57-39
11.10-11.20	24-28	3.4±0.3				$\sigma_{11} = 1730 \pm 170$	57-39
11.19-12.05	35-39	4.2±1.2	31-39	-	1.83±0.5	$\sigma_{11} = 59000 \pm 15000$	58-41
11.20	-	4.4±0.3	32-39		1.93±0.15	-	58-39
11.20						$\sigma_{11} = 30 \pm 9$	61-21
11.19				0.018±0.002		$\sigma_{11} = 1.250 \pm 0.085$	63-126
11.40		7.7±2.0	(25)		1.4±0.4		58-39
11.4				0.011±0.002	-	$\sigma_{11} = 0.204 \pm 0.025$	63-126
16.4		0.07±0.04	(25)		0.010±0.005		58-39
16.0				0.45±0.30	-	$\sigma_{11} = 0.071 \pm 0.026$	68-126
19.4		11-14	(25)		1.6±0.5		58-39
19.6				0.003±0.002	-	$\sigma_{11} = 0.050 \pm 0.030$	68-126
26.3		6.4±1.5	(25)		0.72±0.17		58-39
26.1				0.013±0.007		$\sigma_{11} = 0.091 \pm 0.047$	68-126

Продолжение таблицы 9

$E, \text{эВ}$	$\Gamma, \text{мВ}$	$\Gamma_n, \text{мВ}$	$\Gamma_r, \text{мВ}$	$\Gamma_f, \text{мВ}$	$\Gamma_n^0, \text{мВ}$	Разные величины эв, барн	Литература
88,7		$0,9 \pm 0,5$	(25)		$0,10 \pm 0,05$		58-39
91,4				$0,038 \pm 0,057$		$\sigma_f \Gamma_f = 0,038 \pm 0,053$	68-126
95,3		28 ± 7	(25)		$2,9 \pm 0,8$		58-39
95,4				$0,048 \pm 0,008$		$\sigma_f \Gamma_f = 0,683 \pm 0,067$	68-126
106,9		$3,1 \pm 1,1$	(25)		$0,30 \pm 0,10$		58-39
107,5				$0,114 \pm 0,040$		$\sigma_f \Gamma_f = 0,302 \pm 0,080$	68-126
112,1		13 ± 3	(25)		$1,2 \pm 0,3$		58-39
112,1				$0,365 \pm 0,062$		$\sigma_f \Gamma_f = 2,85 \pm 0,23$	68-126
132,9		14 ± 5	(25)		$1,2 \pm 0,5$		58-39
133,6				$0,008 \pm 0,002$		$\sigma_f \Gamma_f = 0,057 \pm 0,066$	68-126
145,9		17 ± 7	(25)		$1,4 \pm 0,5$		58-39
145,4				$0,004 \pm 0,001$		$\sigma_f \Gamma_f = 0,031 \pm 0,$	68-126
154,0		19 ± 6	(25)		$1,5 \pm 0,5$		58-39
154,0				$0,024 \pm 0,010$		$\sigma_f \Gamma_f = 0,176 \pm 0,070$	68-126

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛИЦЫ 9

$\Sigma_{\text{с.эв}}$	$\Gamma, \text{МБ}$	$\Gamma_{\text{н}}, \text{МБ}$	$\Gamma_{\text{г}}, \text{МБ}$	$\Gamma_{\text{д}}, \text{МБ}$	$\Gamma_{\text{д}}, \text{МБ}$	ТАБЛИЦЫ ВОЗНИКАЮЩИХ В СЛУЧАЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ	Литература
179,0 178,2		70=30	(25)		0,066±0,013	0,071±0,013	56-39 56-121
184,0 184,7		20=12	(25)		0,185±0,037	0,15±0,015	58-39 58-121
191 190,7		110=40	(25)		0,027±0,009	0,297±0,097	56-39 56-121
274 253,2		26=17	(25)		0,188±0,070	0,91±0,17	56-39 56-121
295 292,4		60=50	(25)		0,149±0,030	0,99±0,13	56-39 56-121
319 315,4		110=60	(25)		0,050±0,020	0,33±0,14	58-39 58-121
357 354,5		30=20	(25)		0,136±0,070	0,30±0,20	56-39 58-121

Продолжение таблицы 9

$E_0, \text{эВ}$	$\Gamma, \text{МэВ}$	$\Gamma_n, \text{МэВ}$	$\Gamma_\gamma, \text{МэВ}$	$\Gamma_f, \text{МэВ}$	$\Gamma_{\text{н}}, \text{МэВ}$	Разные величины, эВ, барн	Литература
369		220 \pm 150	(25)		12 \pm 8		68-129
367,5				0,009 \pm 0,024		$\sigma_f \Gamma_f = 0,36 \pm 0,13$	68-128
395,6						$\sigma_f \Gamma_f = 1,31 \pm 0,25$	68-128
463,1						$\sigma_f \Gamma_f = 11,90 \pm 0,93$	68-128
497,7						$\sigma_f \Gamma_f = 5,05 \pm 0,43$	68-128
524,9						$\sigma_f \Gamma_f = 17,75 \pm 1,32$	68-128
567,9						$\sigma_f \Gamma_f = 13,30 \pm 1,35$	68-128
590,5						$\sigma_f \Gamma_f = 14,20 \pm 1,10$	68-128
652,9						$\sigma_f \Gamma_f = 5,30 \pm 0,57$	68-128
703,0						$\sigma_f \Gamma_f = 8,89 \pm 0,79$	68-128
739,7						$\sigma_f \Gamma_f = 3,85 \pm 0,51$	68-128
8330						$\sigma_f \Gamma_f = 52,3 \pm 9,9$	68-128
13939						$\sigma_f \Gamma_f = 32 \pm 15$	68-128

Таблица Ю

Резонансные параметры ^{235}U ($\sqrt{\Gamma} = 7/2^-$)

Эв.	Эв	Γ , мб	$2g\Gamma_n$, мб	Γ_γ , мб	Γ_f , мб	$2g\Gamma_n^0$, мб	Разные величины барн. Эв	Литера- тура
1	2	3	4	5	6	7	8	
-2,0				(40)	187			64-45
-1,45	259			(33)	223	3,056	$\theta = 0^\circ$	58-51
-0,95				27,6	169,4	1,488	$\theta = 0^\circ$	60-31
-0,1								64-44
-0,02	97			(34)	63	0,00072		58-51
0,30	160						$6_0\sqrt{f} = 13,4$	56-57
$0,290 \pm 0,005$	138 ± 5	$0,0037 \pm 0,0001$	40 ± 6	98 ± 7	$0,0069 \pm 0,0002$			56-55
0,29	(138 ± 5)		35 ± 5	103 ± 14			$5_0\sqrt{f} = 10,5 \pm 0,6$	57-33
$0,290 \pm 0,005$	147 ± 20	$0,0040 \pm 0,0004$	31 ± 26	116 ± 18	$0,0074 \pm 0,0007$		$6_0\sqrt{f} = 14,0 \pm 1,5$	58-52
0,282	114,7		32,2	82,5	0,00516		$\theta = 270^\circ$	58-51
0,273			29	99	0,00563		$\theta = 278^\circ$	60-31
$0,30 \pm 0,01$			36 ± 3	99 ± 8				64-45
0,30	135		36	99				64-44
$0,282 \pm 0,003$	114 ± 8	$0,0027 \pm 0,0003$	32 ± 3	82 ± 8	$0,0052 \pm 0,0005$		$6_0\sqrt{f} = 9,3 \pm 0,9$	65-42
1,12	150						$6_0\sqrt{f} = 12,7$	56-57

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
I, I3±0,01	I42±7	0,0146±0,0006	35±8	I07±I0	0,0138±0,0006		56-55
I, I4	(I42±7)		54±7	88±I0		$\sigma_{\theta} \Gamma = 11,0 \pm 0,4$	57-33
I, I0±0,01	I64±24	0,0165±0,0015	I6±30	I48±22	0,0157±0,0014	=17,7±1,5	58-52
I, I38	I48		42	I06	0,0143	$\theta = 90^{\circ}$	58-51
I, I40			44	I24,6	0,01613	$\theta = 104^{\circ}$	60-31
I, I4±0,01			43±5	I29±I3		$\theta = 114^{\circ}$	64-45
I, I4	I50		38	II2			64-44
I, I38±0,010	I48±I2	0,0149±0,0015	42±4	I06±II	0,014±0,001	$\sigma_{\theta} \Gamma_f = 12,1 \pm 1,2$	65-42
2,05							56-57
2,04±0,03	43±5	0,0066±0,0003	31±5	I2±3	0,0046±0,0002		56-55
2,04	(43±5)		33±9	I0±2		$\sigma_{\theta} \Gamma_f = 1,2 \pm 0,1$	57-33
2,05±0,02	53±I2	0,0094±0,009	(35)	I8±I2	0,0066±0,0007	$\sigma_{\theta} \Gamma_f = 0,32 \pm 0,06$	58-52
2,036	41,4		34,6	6,8	0,00530		58-51
2,035			35	I2	0,00537		60-31
2,04±0,01			38±4	I0±2			64-45
2,04	48		38	I0			64-44
2,026±0,004						$\sigma_{\theta} \Gamma_f = 1,47 \pm 0,05$	64-42
2,03	42±3	0,0078±0,0003	38±4	I0±I	0,0055±0,0002	$\sigma_{\theta} \Gamma_f = 1,0 \pm 0,1$	64-43
						$\sigma_{\theta} \Gamma = 5 \pm 0,2$	
2,026±0,004	54±7	0,0067±0,0009	40	I4±2	0,0061±0,0006	$\sigma_{\theta} \Gamma_f = 1,47 \pm 0,05$	65-42

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
2,82±0,05		0,0026±0,0007			0,0015±0,0004		56-55
2,9	(90±40)		20±16	70±55		$\bar{\sigma}_0 \sqrt{f} = 1,4 \pm 0,1$	57-33
2,84±0,04			(40)	160		$\beta/\sqrt{f} = 0,80 \pm 0,15$	64-45
						$\theta = -70^\circ$	64-45
2,80	200		(40)	160			64-44
2,83		0,012±0,002			0,0071±0,0006		64-43
2,84±0,02	173±53	0,0033±0,0007	40	133±40	0,0020±0,0004	$\bar{\sigma}_0 \sqrt{f} = 1,15 \pm 0,25$	65-42
3,1							56-57
3,14±0,02	150±40	0,028±0,002	(35)	115±44	0,016±0,001		56-55
3,14	(150±40)		57±23	93±38		$\bar{\sigma}_0 \sqrt{f} = 7,7 \pm 0,4$	57-32
3,20±0,05	71±13	0,032±0,002	(35)	36±13	0,018±0,003	$\bar{\sigma}_0 \sqrt{f} = 6,6 \pm 0,7$	58-52
3,16			31,1	155	0,01823	$\theta = 225^\circ$	50-31
3,14±0,02			44±5	79±10			64-45
3,13	123		44	79			64-44
3,14	167±15	0,0280±0,0015	51±9	116±15	0,0158±0,0008	$\bar{\sigma}_0 \sqrt{f} = 8,1 \pm 0,00$	64-43
						$\bar{\sigma}_0 \sqrt{f} = 11,6 \pm 0,6$	
3,136±0,006	133±15	0,027±0,003	31±6	92±12	0,015±0,002	$\bar{\sigma}_0 \sqrt{f} = 7,90 \pm 0,6$	65-42
3,55	100					$\bar{\sigma}_0 \sqrt{f} = 12$	56-57
3,61±0,02	80±20	0,053±0,003	(35)	46±24	0,026±0,002		56-55
3,609±0,005	80±40	0,042±0,004	48±34	32±22	0,0214±0,0022	$\bar{\sigma}_0 \sqrt{f} = 6,3 \pm 0,6$	57-33

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
3,66±0,05	132±50	0,042±0,005	(35)	97±50	0,022±0,003	$\sigma_{\theta} \Gamma^2 = 11 \pm 1$	53-50
3,599	81,4		37	45	0,0243	$\theta = 90^\circ$	53-51
3,60±0,02			40±4	43±4		$\theta = 120^\circ$	64-40
3,60	95		40	43			64-44
3,61	93±8	0,048±0,002	46±5	47±5	0,025±0,001	$\sigma_{\theta} \Gamma^2 = 8,65 \pm 0,90$	64-43
						$\sigma_{\theta} \Gamma^2 = 17,3 \pm 0,7$	
3,584±0,006	81±7	0,047±0,004	31±4	50±5	0,025±0,002	$\sigma_{\theta} \Gamma^2 = 10,3 \pm 0,5$	63-42
5,15						$\sigma_{\theta} \Gamma^2 = 3,4$	53-37
4,84±0,02	29±10	0,054±0,005	25±9	4,0±2,5	0,025±0,002		53-57
4,85±0,01	45±22	0,0556±0,0056	39±28	6,7±4,5	0,0252±0,0026	$\sigma_{\theta} \Gamma^2 = 3,2 \pm 0,5$	57-33
4,847	27,8		25,5	2,3	0,025		57-51
4,85			(33)	2,9	(0,025)	$\sigma_{\theta} \Gamma^2 = 1,2$	63-46
4,84±0,02			(40)	4		$\chi^2/\nu = 0,095 \pm 0,010$	64-45
4,84	44		(40)	4			64-44
4,84	41±3	0,060±0,003	37±4	3,8±0,5	0,0270±0,0013	$\sigma_{\theta} \Gamma^2 = 1,51 \pm 0,15$	64-43
						$\sigma_{\theta} \Gamma^2 = 16,2 \pm 0,8$	
4,81±0,01	34±20	0,066±0,005	29,5±19	4,5±3	0,030±0,002	$\sigma_{\theta} \Gamma^2 = 2,6 \pm 0,2$	65-41
5,45±0,10		0,022±0,004			0,009±0,002		53-57
5,47±0,02	50±20	0,0206±0,0120			0,0089±0,0060		57-33
5,50							63-45
5,45±0,02			(40)	23		$\chi^2/\nu = 0,36 \pm 0,04$	64-47
						$\theta = 0^\circ$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
5,45		~ 0,009			0,0038		64-43
5,45	70±20	0,023±0,003	46±11	27±4	0,0099±0,0013	$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,1 \pm 0,3$	65-42
5,83±0,10		0,016±0,003			0,0066±0,0010		56-55
5,85±0,02	90±40	0,0196±0,0030	45±31	45±31	0,0082±0,0012	$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,2 \pm 0,2$	57-33
5,82	103±49	0,012±0,004	40	63±30	0,005±0,002	$\sigma_{\sqrt{f}} = 1,6 \pm 0,5$	65-42
6,12±0,10		0,027±0,004			0,011±0,002		56-55
6,15±0,05		0,020±0,006			0,009±0,002		57-33
6,10				77±17			59-49
6,10			(33)	39±28			59-48
6,20						$\sigma_{\sqrt{f}} = 3,8$	59-50
6,20			(33)	12	(0,011)	$\sigma_{\sqrt{f}} = 1,5$	63-46
6,20±0,08			(40)	270±70		$\theta = 180^\circ$	64-45
6,20	300		(40)	260			64-44
6,19		0,035±0,004			0,0140±0,0015		64-43
6,20±0,07	106±31	0,031±0,006	33±17	68±23	0,013±0,002	$\sigma_{\sqrt{f}} = 4,0 \pm 1,0$	65-42
6,15						$\sigma_{\sqrt{f^2}} = 22$	55-37
6,3						$\sigma_{\sqrt{f}} = 16$	56-57
6,40±0,05	53±10	0,30±0,03	(35)	18±14	0,119±0,012		56-55
6,42±0,02	65±10	0,262±0,016	55±13	10±2	0,104±0,006	$\sigma_{\sqrt{f}} = 8,3 \pm 0,7$	57-33
6,44±0,03		> 0,11			0,042	$\sigma_{\sqrt{f}} = 22 \pm 2$	58-52
6,10	42		(33)	9	0,100	$\theta = 90^\circ$	58-51
6,38				25±3			59-49

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
6,38			(33)	12±3			59-48
6,36			(33)	6,4	(0,117)	$\bar{\sigma}_f = 9,8$	59-50
6,40			(33)	7,2	(0,111)	$\bar{\sigma}_f = 10,2$	63-46
6,39±0,03			(40)	II		$\delta/\nu = 0,21 \pm 0,02$	64-45
						$\theta = 180^\circ$	
6,38	45±3	0,260±0,015	33±3	12±2	0,103±0,006	$\bar{\sigma}_f = 14,0 \pm 1,5$	64-43
						$\bar{\sigma}_f = 53 \pm 2,5$	
6,40±0,01	65±15	0,30±0,02	52±13	11±3	0,118±0,008	$\bar{\sigma}_f = 11,5 \pm 0,4$	65-42
6,39±0,0007			36±2	9±1		$\alpha_{\text{в}} = 4,18 \pm 0$	68-15 ⁽²⁾
						$\bar{\sigma}_f = 10,1 \pm 0,2$	
7,0						$\bar{\sigma}_f = 11$	56-57
7,10±0,05	56±15	0,11±0,02	(35)	21±19	0,041±0,006		56-55
7,8±0,02	55±15	0,100±0,010	40±16	15±6	0,038±0,004	$\bar{\sigma}_f = 5,2 \pm 0,5$	57-33
7,16±0,10		0,08			0,03	$\bar{\sigma}_f = 14 \pm 2$	58-52
7,10				33±3			59-49
7,10			(33)	16±3			59-48
7,09			(33)	16	(0,041)	$\bar{\sigma}_f = 6$	59-50
7,10			(33)	31	(0,039)	$\bar{\sigma}_f = 9,5$	59-46
7,07±0,03			(40)	25		$\delta/\nu = 0,35 \pm 0,03$	64-47
7,07	64±5	0,126±0,006	36±5	28±4	0,047±0,002	$\bar{\sigma}_f = 10 \pm 1$	64-43
						$\bar{\sigma}_f = 23,8 \pm 1$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
7,095±0,015	52±9	0,115±0,006	31±5	21±4	0,043±0,002	$\sigma_0 \bar{f} = 9,1 \pm 0,4$	65-42
7,08±0,0007			36±3	27±3		$\alpha = 1,33 \pm 0$	68-154
						$\sigma_0 \bar{f} = 9,8 \pm 0,1$	
8,6						$\sigma_0 \bar{f}^2 = 45$	55-37
8,75						$\sigma_0 \bar{f} = 147$	56-57
8,82±0,07	95±15	1,3±0,1	(35)	59±19	0,43±0,04		56-55
8,8						$\sigma_0 \bar{f} = 113 \pm 10$	56-54
8,79±0,03	130±10	1,030±0,046	78±15	52±10	0,348±0,016	$\sigma_0 \bar{f} = 62 \pm 5$	57-33
8,95±0,15	115±34	1,66±0,60	(35)	80±34	0,56±0,20	$\sigma_0 \bar{f} = 170 \pm 20$	58-51
8,795	93		(33)	60	0,257	$\theta = 90^\circ$	58-51
8,76				67±14			59-49
8,78			(33)	(56±5)			59-48
8,79			(33)	30	(0,430)	$\sigma_0 \bar{f} = 89,7$	59-50
8,85			(33)	54	(0,34)	$\sigma_0 \bar{f} = 91,8$	63-46
8,80±0,04			(40)	(49)		$\chi/\nu = 0,55 \pm 0,03$	64-45
8,78	133±13	1,18±0,05	50±10	82±10	0,40±0,02	$\sigma_0 \bar{f} = 105,5 \pm 5,0$	64-43
8,77±0,02	113±17	1,15±0,05	40±7	73±12	0,39±0,02	$\sigma_0 \bar{f} = 174 \pm 9$	65-42
8,79±0,0008			47±6	34±9		$\sigma_0 \bar{f} = 106 \pm 4$	
						$\alpha = 0,56 \pm 0,01$	68-154
						$\sigma_0 \bar{f} = 109,9 \pm 0,8$	
8,78	133	1,13				$2g \bar{f}_n \bar{f} = 0,0085 \pm 0,0006$	70-155

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
9,25±0,05	(100)		(30)		0,054±0,015		56-50
9,3±0,1		0,11±0,02			0,036±0,007		56-55
9,30±0,03	90±40	0,174±0,018	43±30	47±33	0,058±0,006	$\sigma_{\bar{f}} = 13 \pm 2$	57-33
9,26				150±26			59-49
9,20			(33)	100±50			59-46
9,28							59-50
9,30			(33)	19	(0,040)	$\sigma_{\bar{f}} = 6,2$	63-46
9,26±0,05			(40)	25		$\beta/\mu = 0,38 \pm 0,10$	64-45
9,28	160±40	0,20±0,04	65±35	95±40	0,066±0,012	$\sigma_{\bar{f}} = 17 \pm 4$ $\sigma_{\bar{f}} = 28 \pm 6$	64-43
9,30±0,03	109±43	0,147±0,014	37±15	72±30	0,048±0,005	$\sigma_{\bar{f}} = 13,1 \pm 0,5$	65-42
9,29±0,0027			45±26	115±37		$\alpha = 0,39 \pm 0,03$	68-154
9,26	153±40		44	108,9±38		$\sigma_{\bar{f}} = 19,9 \pm 0,4$ $\sigma_{\bar{f}} = 20 \pm 2$ $\sigma_{\bar{f}} = 28 \pm 6$	71-156
9,70±0,05	(100)		(30)		0,022±0,005		56-56
9,8±0,1		0,025±0,004			0,008±0,001		56-55
9,82±0,03		0,068±0,006			0,022±0,002		57-33
9,7							59-50
9,75			(33)	4,1	(0,0161)	$\sigma_{\bar{f}} = 0,9$	63-40

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
9,74		0,026±0,005			0,0023±0,0015		64-43
9,73±0,06	127±74	0,047±0,015	40	87±51	0,015±0,005	$\sigma_{\bar{f}} = 4,3 \pm 1,0$	65-42
9,74						$\sigma_{\bar{f}} = 3$ $\sigma_{\bar{r}} = 3,5$	71-156
10,13±0,05	(100)		(30)		0,017±0,005		56-56
10,2±0,1		0,065±0,008			0,020±0,002		56-55
10,2±0,1		0,084±0,006			0,026±0,002		57-33
10,16						$\sigma_{\bar{f}} = 5,2$	59-50
10,10			(33)	35	(0,019)	$\sigma_{\bar{f}} = 3,8$	63-46
10,16±0,05			(40)	7		$\gamma/\mu = 0,15 \pm 0,05$	64-45
10,18	95±10	0,064±0,006	37±19	58±14	0,020±0,002	$\sigma_{\bar{f}} = 5 \pm 1$	64-43
						$\sigma_{\bar{r}} = 8,2 \pm 0,8$	
10,20±0,03	88±23	0,066±0,006	41±14	47±13	0,021±0,002	$\sigma_{\bar{f}} = 4,6 \pm 0,6$	65-42
10,20±0,0016			49±7	46±7		$\sim = 1,07 \pm 0,01$	68-154
						$\sigma_{\bar{f}} = 3,9 \pm 0,1$	
10,18	95±10		41±16	54,4±10		$\sigma_{\bar{f}} = 4,7 \pm 0,5$	71-156
						$\sigma_{\bar{r}} = 3,2 \pm 0,8$	
10,6±0,1		0,033±0,007			0,010±0,002		56-55
10,6±0,1		0,048±0,006			0,0150±0,0016		57-33
10,20			(33)	13	(0,020)	$\sigma_{\bar{f}} = 2,3$	63-46

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
10,80		$0,016 \pm 0,008$			$0,0050 \pm 0,0025$	$\sigma_{\Gamma} = 1,9 \pm 0,9$	64-43
$10,65 \pm 0,06$	120	$\sim 0,025$	40	20	$\sim 0,007$	$\sigma_{\Gamma} \sim 2$	65-42
10,90						$\sigma_{\Gamma} = 1,9 \pm 0,9$	71-156
II, 1 $\pm 0,1$		$0,045 \pm 0,007$			$0,014 \pm 0,002$		56-55
II, 1 $\pm 0,04$		$0,054 \pm 0,008$			$0,0164 \pm 0,0020$		57-33
II, 50							63-46
II, 05 $\pm 0,03$	60	$\sim 0,026$	40	20	$\sim 0,008$		65-42
II, 6 $\pm 0,1$			(30)	9 ± 11	$0,171 \pm 0,015$		56-56
II, 7 $\pm 0,1$	42 ± 15	$0,79 \pm 0,08$	(35)	6 ± 19	$0,23 \pm 0,02$		58-55
II, 7						$\sigma_{\Gamma} = 11,8 \pm 3,0$	56-54
II, 76 $\pm 0,04$	80 ± 15	$0,542 \pm 0,036$	67 ± 21	13 ± 4	$0,158 \pm 0,010$	$\sigma_{\Gamma} = 10,0 \pm 0,8$	57-33
II, 65				13 ± 2			59-49
II, 65			(33)	6,8 $\pm 1,5$			59-48
II, 64			(33)	2,6	(0,20)	$\sigma_{\Gamma} = 5,5$	59-50
II, 70			(33)	2,3	(0,20)	$\sigma_{\Gamma} = 4,9$	63-46
II, 69 $\pm 0,04$			(40)	6		$\lambda/\nu = 0,13 \pm 0,04$	64-44
II, 66	40 ± 5	$0,59 \pm 0,04$	36 ± 6	3,5 $\pm 0,6$	$0,173 \pm 0,012$	$\sigma_{\Gamma} = 5,95 \pm 0,7$	64-43
						$\sigma_{\Gamma} = 66 \pm 5$	
II, 66 $\pm 0,04$	68 ± 13	$0,62 \pm 0,03$	59 ± 11	9 ± 2	$0,182 \pm 0,009$	$\sigma_{\Gamma} = 10,3 \pm 0,3$	65-42
II, 65 $\pm 0,0008$			35 ± 4	4 ± 1		$\sigma_{\Gamma} = 8,21 \pm 0,01$	66-154
						$\sigma_{\Gamma} = 7,0 \pm 0,1$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
II,56	46±5		40±7	5,2±1		$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 7,5 \pm 1$ $\bar{c}_0 \bar{f} = 65,8 \pm 5$	71-156
I2,3						$\bar{c}_0 \bar{f}^2 = 59$	55-37
I2,2						$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 64$	56-57
I2,4±0,1			(30)	6±12	0,396±0,025		56-56
I2,4±0,1	61±15	1,4±0,1	(35)	25±19	0,39±0,04		56-55
I2,3						$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 50 \pm 5$	56-54
I2,40±0,05	80±10	1,090±0,066			0,310±0,020	$\bar{c}_0 = 1400 \pm 250$	57-33
I2,4				35±5			59-49
I2,4			(33)	21±3			59-48
I2,38			(33)	12	(0,39)	$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 38,8$	59-50
I2,45			(33)	10,1	(0,39)	$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 34,4$	63-46
I2,40±0,04			(40)	15		$\bar{h}/\bar{h} = 0,27 \pm 0,04$	64-45
I2,39	69±6	1,29±0,06	44±6	24±3	0,368±0,020	$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 47 \pm 3$ $\bar{c}_0 \bar{f} = 135 \pm 7$	64-43
I2,39±0,04	65±9	1,29±0,05	42±6	23±4	0,367±0,014	$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 47,0 \pm 2,0$	65-42
I2,39±0,0012			40±4	28±3		$\infty = 1,41 \pm 0,01$	69-154
I2,39	65	1,28				$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 54,6 \pm 0,7$	
I2,39	70±6		43±7	25,8±3		$2 \bar{g} \bar{f}_f / \bar{r} = 0,0195 \pm 0,0014$	70-155
						$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 50,0 \pm 3$	71-156
						$\bar{c}_0 \bar{f} = 136,4 \pm 8$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
12,8±0,1	(100)		(30)		0,014±0,005		56-56
13,1±0,1		0,04			0,012		57-33
12,85			(33)	34±12			59-48
12,85							59-50
12,90			(33)	17	(0,014)	$\bar{v}_0 = 1,7$	63-46
13,00±0,08			(40)	13		$\bar{v}/\bar{v} = 0,25±0,12$	64-45
12,85	83±13	0,040±0,015	23±12	60±15	0,0111±0,0012	$\bar{v}_0 = 2,9±0,5$	64-43
						$\bar{v}_0 = 4,05±0,50$	
12,82±0,04	100±40	0,046±0,006	39±18	61±24	0,013±0,002	$\bar{v}_0 = 3,1±0,4$	65-42
12,85±0,0023			11±27	72±29		$\alpha = 0,16±0,03$	68-134
						$\bar{v}_0 = 3,5±0,1$	
12,85	83±13		29±21	55,2±1,5		$\bar{v}_0 = 2,7±0,5$	71-156
						$\bar{v}_0 = 4,1±0,5$	
13,3±0,1	(100)		(30)		0,030±0,005		56-56
13,4±0,1		0,08±0,02			0,021±0,003		55-55
13,4±0,1		0,064±0,022			0,018±0,003		57-33
13,3			(33)	64±48			59-48
13,26							59-50
13,30			(33)	3,7	(0,027)	$\bar{v}_0 = 1,0$	55-46
13,40±0,05			(40)	4		$\bar{v}/\bar{v} = 0,1$	64-45
13,28		0,055±0,015			0,015±0,004	$\bar{v}_0 = 1,3±0,4$	64-43
						$\bar{v}_0 = 2,4±1,5$	
13,20±0,05	90±30	0,057±0,009	45±17	51±16	0,016±0,002	$\bar{v}_0 = 3,0±0,5$	65-42
13,28	80		41	39		$\bar{v}_0 = 2,6±1$	71-156
						$\bar{v}_0 = 0,4±1,5$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
13,8±0,1		0,15±0,03			0,040±0,008		56-55
13,80±0,05		0,208±0,016			0,056±0,006		57-33
13,9			(33)	77±30			59-48
13,71		0,040±0,015			0,011±0,004	$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 2,4 ;$	64-43
13,67±0,10	135±48	0,055±0,023	40	95±34	0,015±0,006	$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 3,8 \pm 1,5$	65-42
13,69±0,0067			43±27	32±22		$\alpha = 1,34 \pm 0,04$	68-154
13,71						$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 1,6 \pm 0,5$	
						$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 3 \quad \sigma_{\omega} \sqrt{f} = 3,8 \pm 1,5$	71-156
13,9							56-57
14,1±0,1	(100)		(30)		0,092±0,010		56-56
14,1±0,1		0,20±0,03			0,053±0,008		56-55
14,15±0,07		0,276±0,024			0,072±0,008		57-33
14,1			(33)	40±20			59-48
14,00						$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 20,8$	63-46
14,1±0,1			(40)	74		$h/\sqrt{f} = 0,65 \pm 0,10$	64-45
13,98		0,34±0,07			0,090±0,020	$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 27 \pm 5$	64-43
						$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 31,5 \pm 6$	
13,98±0,05	217±102	0,40±0,09	40	174±83	0,11±0,03	$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 30 \pm 7$	65-42
14,02						$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 31 \pm 6$	71-156
						$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 31,6 \pm 6$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
14,7±0,1	(100)		(30)		0,032±0,005		56-56
14,6±0,2		0,17±0,02			0,044±0,004		56-55
14,62±0,07		0,176±0,018			0,046±0,006		57-33
14,6			(33)	36±9			59-48
14,53			(33)	40	(0,040)	$\bar{\sigma}_0 f_j = 7,4$	59-50
14,55						$\bar{\sigma}_0 f_j = 1,2$	63-46
14,5±0,1			(40)	(40)		$\gamma/\mu = 0,50 \pm 0,20$	64-45
14,54	52±8	0,25±0,010	29±9	23±7	0,0330±0,0025	$\bar{\sigma}_0 f_j = 5 \pm 1$;	64-43
						$\bar{\sigma}_0 f_j = 11,2 \pm 0,9$	
14,50±0,06	73±12	0,18±0,04	40	33±5	0,047±0,009	$\bar{\sigma}_0 f_j = 7,3 \pm 1,9$	65-42
14,51±0,0023			38±6	14±2		$\alpha = 2,83 \pm 0,01$	68-154
						$\bar{\sigma}_0 f_j = 2,9 \pm 0,1$	
14,51	52-8		40±10	11,6±3		$\bar{\sigma}_0 f_j = 2,5 \pm 0,5$	71-150
						$\bar{\sigma}_0 f_j = 11,2 \pm 0,9$	
14,95							63-46
15,5±0,1	(100)		(30)		0,054±0,005		56-56
15,5±0,2		0,27±0,03			0,069±0,008		56-55
15,42±0,08	90±35	0,234±0,022	68±13	22±14	0,060±0,006	$\bar{\sigma}_0 f_j = 13 \pm 2$	57-33
15,4				49±10			59-49
15,4				36±12			59-48
15,39			(33)	19	(0,059)	$\bar{\sigma}_0 f_j = 6,8$	59-50

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
15,45			(33)	17	(0,060)	$\bar{\sigma}_0 f_f = 6,7$	63-46
15,5±0,1			(40)	33		$\frac{f}{N} = 0,45 \pm 0,04$	64-45
15,40	98±15	0,25±0,02	49±13	49±10	0,064±0,005	$\bar{\sigma}_0 f_f = 10,5 \pm 1$ $\bar{\sigma}_0 f = 21 \pm 1,6$	64-43
15,42±0,05	93±27	0,24±0,01	49±14	44±13	0,061±0,003	$\bar{\sigma}_0 f_f = 10,4 \pm 0,4$	65-42
15,40±0,0021			44±8	53±9		$\infty = 0,83 \pm 0,01$	68-154
15,40	85±10		45±12	40,1±7		$\bar{\sigma}_0 f_f = 11,4 \pm 0,2$ $\bar{\sigma}_0 f = 10 \pm 1$ $\bar{\sigma}_0 f = 21,1 \pm 1,6$	71-154
16,2±0,1			(30)	12 ⁺¹⁷ 12	0,087±0,005		56-56
16,1±0,2		0,29±0,04			0,07±0,01		56-55
16,16±0,08		0,42±0,04			0,104±0,010		57-33
16,1			(33)	13±3			59-48
16,07			(33)	9,2	(0,084)	$\bar{\sigma}_0 f_f = 5,9$	59-50
16,15			(33)	9,5	(0,084)	$\bar{\sigma}_0 f_f = 6,1$	63-46
16,2±0,1			(40)	17		$\frac{f}{N} = 0,30 \pm 0,00$	64-45
16,09	56±7	0,37±0,02	37±6	19±4	0,092±0,005	$\bar{\sigma}_0 f_f = 10 \pm 1$ $\bar{\sigma}_0 f = 30 \pm 1,7$	64-43
16,03±0,05	41±10	0,35±0,02	31±7	10±3	0,087±0,005	$\bar{\sigma}_0 f_f = 9,6 \pm 0,3$	65-42
16,06±0,0019			35±3	18±3		$\infty = 2,01 \pm 0,01$	68-154
16,02	56±7		39±7	16,2±0,3		$\bar{\sigma}_0 f_f = 9,8 \pm 0,2$ $\bar{\sigma}_0 f_f = 8,7 \pm 1$ $\bar{\sigma}_0 f = 29,9 \pm 1,7$	71-255

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
16,8±0,2	(100)		(30)		0,055±0,005		56-56
16,8±0,2		0,29±0,04			0,07±0,01		56-55
16,8±0,91		0,312±0,022			0,052±0,006		57-33
16,7				28±6			59-49
16,7			(33)	33±8			59-48
16,64			(33)	23	(0,067)	$\sigma_0 f_f = 8,7$	59-50
16,70			(33)	27	(0,067)	$\sigma_0 f_f = 9,5$	63-46
16,7±0,1			(40)	37		$\lambda/\lambda = 0,48±0,05$	64-45
16,66	139±15	0,28±0,02	52±15	86±15	0,0685±0,0050	$\sigma_0 f_f = 13,6±1,5$	64-43
						$\sigma_0 f = 21,7±1,5$	
16,66±0,06	74±19	0,30±0,01	30±8	44±12	0,074±0,003	$\sigma_0 f_f = 13,7±0,6$	65-42
16,69±0,0023			41±8	97±13		$\alpha = 0,42±0,01$	66-154
						$\sigma_0 f_f = 15,2±0,3$	
16,67	120±15		42±23	77,7±12		$\sigma_0 f_f = 14,2±1$	71-156
						$\sigma_0 f = 21,9±1,5$	
17,1±0,1		0,12			0,030		57-33
16,90±0,10	53	~ 0,05	40	13	~ 0,013	$\sigma_0 f_f \sim I$	65-42
18,2±0,2	(100)		(30)		0,079±0,003		56-56
18,1±0,2		0,46±0,07			0,11±0,02		56-55
18,1±0,1		0,42±0,14			0,096±0,034		57-33
18,1			(33)	36±9			59-49
18,07			(33)	46	(0,080)	$\sigma_0 f_f = 14,2$	59-50
18,10			(33)	25	(0,079)	$\sigma_0 f_f = 10,6$	63-46

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
18,2±0,1			(40)	37		$\beta/\nu = 0,48 \pm 0,05$	64-45
18,05	150±20	0,36±0,03	70±22	90±20	0,085±0,007	$\bar{\sigma}_0 \bar{f}_f = 14,5 \pm 2,5$ $\bar{\sigma}_0 \bar{r} = 25,9 \pm 2,1$	64-43
18,04±0,02							64-41
18,05±0,06	108±26	0,36±0,03	36±10	72±18	0,085±0,006	$\bar{\sigma}_0 \bar{f}_f = 17,3 \pm 0,7$	65-42
18,07±0,0091			44±15	116±20		$\infty = 0,38 \pm 0,02$	68-154
18,06	155±20		44±25	110,8±21		$\bar{\sigma}_0 \bar{f}_f = 18,6 \pm 1,6$ $\bar{\sigma}_0 \bar{f}_f = 18,5 \pm 2$ $\bar{\sigma}_0 \bar{r} = 25,9 \pm 2,1$	71-156
18,62±0,02							64-41
18,7±0,2		0,20±0,06			0,046±0,014		56-55
18,6±0,1		0,30±0,02			0,046±0,004		57-33
18,7			(33)	25±5			59-48
18,99		0,084±0,020			0,019±0,005	$\bar{\sigma}_0 \bar{r} = 5,7 \pm 1,4$	64-43
18,97±0,02							64-41
18,6±0,1	107	~ 0,07	40	67	~ 0,02	$\bar{\sigma}_0 \bar{f}_f \sim 3$	65-42
18,96	65		43	22,4		$\bar{\sigma}_0 \bar{f}_f = 2 \pm 0,5$ $\bar{\sigma}_0 \bar{r} = 5,8 \pm 1,4$	71-156
20						$\bar{\sigma}_0 \bar{f}_f^2 \leq 280$	55-37
19,0						$\bar{\sigma}_0 \bar{f}_f = 91$	56-57
19,5±0,2			(30)	79±22	0,63±0,04		56-56

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
19,3±0,2	120±20	3,2 ± 0,3	(35)	82±24	0,73±0,07		56-55
19,3						$\sigma_{\bar{f}} = 111 \pm 10$	56-54
19,30±0,08	80±10	3,14±0,22	55±14	25±6	0,714±0,050	$\sigma_{\bar{f}} = 68 \pm 5$	57-33
19,3				54±10			59-49
19,3			(33)	25±2			59-49
19,27			(33)	40	(0,66)	$\sigma_{\bar{f}} = 107$	59-50
19,40			(33)	25	(0,66)	$\sigma_{\bar{f}} = 81$	63-46
19,4±0,1			(40)	24		$\sigma_{\bar{f}} = 0,38 \pm 0,04$	64-45
19,29	105±10	3,10±0,15	50±8	52±7	0,705±0,035	$\sigma_{\bar{f}} = 103 \pm 5$	64-43
						$\sigma_{\bar{f}} = 209 \pm 10$	
19,30±0,03							64-41
19,30±0,05	109±10	3,2±0,13	48±6	60±7	0,73±0,03	$\sigma_{\bar{f}} = 112,0 \pm 1,0$	65-42
19,31±0,0010			45±2	60±6		$\sigma_{\bar{f}} = 118,8 \pm 1,0$	
19,30	105±10		41±8	60,7±7		$\sigma_{\bar{f}} = 0,69 \pm 0,01$	68-154
						$\sigma_{\bar{f}} = 121,3 \pm 2$	71-156
						$\sigma_{\bar{f}} = 208,9 \pm 10$	
19,86±0,03							64-41
20,2							59-50
20,20						$\sigma_{\bar{f}} = 2,0$	63-46
20,15		0,13±0,02			0,029±0,005	$\sigma_{\bar{f}} = 5 \pm 1,5$	64-48
						$\sigma_{\bar{f}} = 8,5 \pm 1,3$	
20,10±0,08	97±11	0,09±0,03	40	57±24	0,020±0,006	$\sigma_{\bar{f}} = 3,5 \pm 1,3$	65-42

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
20,16±0,03							64-41
20,13	120±20		46±34	74,2±22		$\bar{c}_0 \bar{f}_i = 5,2 \pm 1$ $\bar{c}_0 \bar{f} = 8,4 \pm 1,3$	71-156
20,6±0,2		0,36±0,11			0,08±0,02		56-55
20,6			(33)	14±3			58-49
20,65			(33)	20	(0,08)	$\bar{c}_0 \bar{f}_i = 8,6$	59-50
20,70			(33)	7,5	(0,08)	$\bar{c}_0 \bar{f}_i = 4,3$	63-46
20,62	92±10	0,19±0,02	59±12	33±6	0,042±0,004	$\bar{c}_0 \bar{f}_i = 4,35 \pm 0,3$ $\bar{c}_0 \bar{f} = 12 \pm 1$	64-43
20,62±0,06	62±10	0,25±0,04	40	22±4	0,055±0,008	$\bar{c}_0 \bar{f}_i = 5,8 \pm 0,2$	65-42
20,65±0,03							64-41
20,61±0,0038			38±7	54±8		$\bar{c}_0 \bar{f}_i = 0,71 \pm 0,01$	68-154
20,61	91±10		43±12	47,7±8		$\bar{c}_0 \bar{f}_i = 6,9 \pm 0,2$ $\bar{c}_0 \bar{f}_i = 6,3 \pm 0,5$ $\bar{c}_0 \bar{f} = 12,0 \pm 1$	71-153
21,2±0,2	(100)		(30)		0,28±0,06		56-50
21,1±0,2		0,9±0,3			0,20±0,06		58-55
21,2			(33)	10±2			59-40
21,1			(33)	30	(0,24)	$\bar{c}_0 \bar{f}_i = 32,5$	59-50
21,20			(33)	20	(0,24)	$\bar{c}_0 \bar{f}_i = 25,9$	63-46
21,06	70±6	1,58±0,10	47±7	21±3	0,344±0,020	$\bar{c}_0 \bar{f}_i = 29 \pm 1,5$ $\bar{c}_0 \bar{f} = 96 \pm 6$	64-43

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
21,13±0,05	60±15	1,22±0,12	37±11	23±6	0,26±0,03	$\bar{m}_f = 33,0 \pm 1,0$	65-42
21,08±0,0013			43±4	25±3		$\bar{m}_f = 1,72 \pm 0,01$	68-154
21,07	69±6		43±7	24,4±3		$\bar{m}_f = 34,7 \pm 0,4$	71-156
						$\bar{m}_f = 34,6 \pm 1$	
						$\bar{m}_f = 97,5 \pm 6$	
21,80							63-46
21,8±0,1	170	~ 0,02	40	130	~ 0,0051		65-42
22,1±0,3		0,09			0,019±0,005		56-55
22,2±0,2		0,30±0,06			0,064±0,012		57-33
22,05							50-47
22,13		0,006±0,003			0,0013±0,0006	$\bar{m}_f = 2,5 \pm 0,17$	64-43
22,03±0,04							64-41
22,4±0,1	170	~ 0,02	40	130	~ 0,0055	$\bar{m}_f \sim 0,3$	65-42
22,50			(33)	2,8	(0,019)	$\bar{m}_f = 0,5$	63-46
23,2±0,3	(100)		(30)		0,13±0,02		56-55
22,9±0,3		0,65±0,08			0,14±0,02		56-55
23,0±0,2		0,60±0,18			0,126±0,038		56-55
23,0			(33)	18±2			59-48
22,94			(33)	16	(0,14)	$\bar{m}_f = 12,5$	59-50
22,00			(33)	10	(0,14)	$\bar{m}_f = 8,9$	68-48

Продолжение таблицы 11

1	2	3	4	5	6	7	8
22,93	92±10	0,45±0,03	50±9	42±6	0,094±0,006	$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 11,7 \pm 0,6$ $\bar{c}_0 \bar{f} = 25,5 \pm 1,7$	64-43
22,99±0,06 22,94±0,02	77±17	0,46±0,04	42±11	35±7	0,096±0,008	$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 13,9 \pm 0,3$	65-42 64-41
22,94±0,0015			40±6	52±7		$\infty = 0,77 \pm 0,01$ $\bar{c}_0 \bar{f}_f = 14,2 \pm 0,2$	68-154
22,93 22,94	90±10	0,60	42±9	48±7		$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 13,6 \pm 0,5$ $\bar{c}_0 \bar{f} = 25,5 \pm 1,7$	70-155 71-156
23,45 23,55						$\bar{c}_0 \bar{f} = 2,0$	59-50 63-46
23,40	37±4	0,69±0,06	29±4	8,0±1,5	0,142±0,012	$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 9 \pm 1$ $\bar{c}_0 \bar{f} = 38,4 \pm 3,5$	54-43
23,43±0,15 23,43±0,04	47±13	0,55±0,14	40	7±2	0,11±0,03	$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 4,5 \pm 0,9$	65-42 64-41
23,42±0,0020			30±3	6±1		$\infty = 5,20$ $\bar{c}_0 \bar{f}_f = 6,0 \pm 0,2$	68-154
23,41	50±10		40±10	9,1±2		$\bar{c}_0 \bar{f}_f = 7,0 \pm 0,5$ $\bar{c}_0 \bar{f} = 53,3 \pm 3,5$	71-156
23,7±0,3 23,5±0,3		1,8±0,2	(30)	105±81	0,31±0,02 0,37±0,04		56-56 56-55

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
23,7±0,1		1,78±0,18			0,366±0,038		57-33
23,7			(33)	27±2			59-48
23,7			(33)	18	(0,33)	$\bar{c}_c f_f = 30,7$	59-50
23,70			(33)	11	(0,33)	$\bar{c}_c f_f = 21,7$	63-46
23,61		0,95±0,10			0,195±0,020	$\bar{c}_c f_f = 22±4$	64-43
						$\bar{c}_c f_f = 52±5$	
23,66±0,07	140±30	0,89±0,16	54±15	86±31	0,18±0,03	$\bar{c}_c f_f = 30±7$	65-42
23,63±0,04							64-41
23,61	133	0,70				$2g f_n / r = 0,0053±0,001$	70-155
23,61						$\bar{c}_c f_f = 30±5$	71-156
						$\bar{c}_c f_f = 52,3±5$	
24,8							56-57
24,5±0,3	(100)		(30)		0,13±0,02		56-56
24,4±0,3		0,44±0,06			0,09±0,01		56-55
24,5±0,1		0,62±0,08			0,124±0,016		57-33
24,4				39±10			59-49
24,4			(33)	28±2			59-48
24,3			(33)	38	(0,10)	$\bar{c}_c f_f = 14,0$	59-50
24,35			(33)	9,7	(0,10)	$\bar{c}_c f_f = 6,0$	63-46
24,26		0,345±0,040			0,070±0,008	$\bar{c}_c f_f = 8±1,5$	64-43
						$\bar{c}_c f_f = 18,5±2$	263

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
24,25±0,07	70±23	0,33±0,11	40	30±10	0,067±0,022	$\sigma_{\sigma f} = 7,5 \pm 3,2$	65-42
24,33±0,04							64-41
24,27	75		46	28,4		$\sigma_{\sigma f} = 7,0 \pm 1$ $\sigma_{\sigma f} = 18,5 \pm 2$	71-156
24,33		~ 0,13			0,0264	$\sigma_{\sigma f} \approx 7$	64-43
24,40						$\sigma_{\sigma f} = 5$ $\sigma_{\sigma f} = 7,0$	71-156
24,65							59-50
24,56		~ 0,12			0,0242	$\sigma_{\sigma f} \approx 6,5$	64-43
24,41±0,15	80±24	0,14±0,04	40	40±12	0,028±0,009	$\sigma_{\sigma f} = 3,9 \pm 1,5$	65-42
24,55±0,04							64-41
24,74						$\sigma_{\sigma f} = 8$ $\sigma_{\sigma f} = 6,4$	71-156
25,6±0,3	(100)		(30)		0,12±0,03		56-51
25,3±0,3		0,38±0,07			0,076±0,014		56-55
25,2±0,2		0,58±0,08			0,114±0,014		57-33
25,1			(33)	64±22			59-48
25,40							63-46
25,19		≈ 0,16			0,0316	$\sigma_{\sigma f} \approx 9,2$	64-43
25,16±0,16	113±31	0,22±0,06	40	73±20	0,044±0,012	$\sigma_{\sigma f} = 7,4$	65-42
25,20±0,10							64-41

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
25,23						} $\sigma_{\sqrt{f}} = 44$ $\sigma_{\Gamma} = 44$	71-156
25,59							
25,9±0,4	(100)		(30)		0,076±0,025		56-56
25,8±0,3		0,31±0,00			0,06±0,01		56-55
25,8±0,2		0,48±0,10			0,094±0,016		57-33
25,6			(33)	62±11			59-48
25,60							63-46
25,53		~ 0,65			0,13	$\sigma_{\sqrt{f}} \approx 33$	64-43
25,56±0,10	62±17	0,61±0,19	40	22±6	0,12±0,04	$\sigma_{\sqrt{f}} = 11±4$	65-42
25,55±0,04							64-41
25,94±0,15	90±33	0,11±0,04	40	50±19	0,022±0,009	$\sigma_{\sqrt{f}} = 3,0±1,5$	65-42
26,40						$\sigma_{\sqrt{f}} = 1,6$	63-46
26,8±0,4	(100)		(30)		0,16±0,04		56-56
26,5±0,3		0,49±0,09			0,097±0,017		56-55
26,7±0,2		0,70±0,34			0,136±0,066		57-33
26,5			(33)	31±6			59-48
26,53			(33)	82	(0,10)	$\sigma_{\sqrt{f}} = 18,0$	59-50
26,55			(33)	25	(0,10)	$\sigma_{\sqrt{f}} = 10,9$	63-46
26,48		0,62±0,03			0,120±0,006	$\sigma_{\Gamma} = 23,4±1,5$	64-43
26,55±0,07	138±34	0,43±0,07	40	98±24	0,08±0,01	$\sigma_{\sqrt{f}} = 15±3$	65-42
26,48±0,04							64-41

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
26,49 26,79	I50		46	103,1		$\bar{b}_0 \sqrt{f} = 22,0 \pm 0,2$ $\bar{b}_0 \sqrt{f} = 4,6$	71-156 71-156
27,3 \pm 0,3 27,15 27,15 27,15		0,11 \pm 0,04	(33)	59	0,021 \pm 0,008 (0,021) (0,021) 0,019 \pm 0,006	$\bar{b}_0 \sqrt{f} = 4,8$ $\bar{b}_0 \sqrt{f} = 3,4$ $\bar{b}_0 \sqrt{f} = 4 \pm 1,5$ $\bar{b}_0 \sqrt{f} = 4,8 \pm 1,5$	56-55 59-50 63-46 64-43 64-43
27,16 \pm 0,07 27,16 \pm 0,04	74 \pm 18	0,18 \pm 0,06	40	34 \pm 8	0,035 \pm 0,011	$\bar{b}_0 \sqrt{f} = 3,9 \pm 1,6$	65-42 64-41
27,15	I44		42	102		$\bar{b}_0 \sqrt{f} = 3,4 \pm 1$ $\bar{b}_0 \sqrt{f} = 4,8 \pm 1,5$	71-156
28,0 \pm 0,4 27,9 \pm 0,3 28,0 \pm 0,2 27,9 27,82 27,80 27,80	(100)	0,78 \pm 0,11 0,88 \pm 0,40	(33)	26 \pm 7 25 16	0,13 \pm 0,02 0,15 \pm 0,02 0,166 \pm 0,076 (0,14) (0,14)	$\bar{b}_0 \sqrt{f} = 15,0$ $\bar{b}_0 \sqrt{f} = 11,2$ $\bar{b}_0 \sqrt{f} = 16,5 \pm 1,0$ $\bar{b}_0 \sqrt{f} = 33,7 \pm 2,3$	56-56 56-55 57-33 59-48 59-50 63-46 64-43
27,86 \pm 0,07 27,82 \pm 0,04	128 \pm 15 I31 \pm 29	0,72 \pm 0,05 0,56 \pm 0,06	65 \pm 17 40	62 \pm 10 91 \pm 20	0,136 \pm 0,010 0,11 \pm 0,01	$\bar{b}_0 \sqrt{f} = 18 \pm 2$	65-42 64-41

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
27,82±0,0010			59±8	68±9		$\alpha = 0,86 \pm 0,01$	68-154
27,80	128±15		43±17	84,8±14		$\sigma_{\bar{f}} = 17,8 \pm 0,1$ $\sigma_{\bar{f}} = 22,4 \pm 2$ $\sigma_{\bar{f}} = 33,7 \pm 2,7$	71-156
28,12		0,03±0,015			0,0058±0,0030		64-43
28,09						$\sigma_{\bar{f}} = 1,2$ $\sigma_{\bar{f}} = 1,4$	71-156
28,6±0,4	(100)		(30)		0,066±0,020		56-56
28,4			(33)	11	(0,07)	$\sigma_{\bar{f}} = 1,2$	59-50
28,30			(33)	22	(0,07)	$\sigma_{\bar{f}} = 6,9$	63-46
28,36	140±30	0,16±0,02	44±26	96±30	0,030±0,004	$\sigma_{\bar{f}} = 5 \pm 1$ $\sigma_{\bar{f}} = 7,3 \pm 0,9$	64-43
28,45±0,09	97±27	0,17±0,03	40	57±16	0,332±0,006	$\sigma_{\bar{f}} = 4,6 \pm 1,0$	65-42
28,32±0,04							64-41
28,38±0,0026			29±15	111±29		$\alpha = 0,26 \pm 0,02$	68-154
						$\sigma_{\bar{f}} = 5,8 \pm 0,1$	
28,37	157±20		37±31	119,4±24		$\sigma_{\bar{f}} = 5,6 \pm 0,5$ $\sigma_{\bar{f}} = 7,3 \pm 0,9$	71-156
28,7							59-50
29,10						$\sigma_{\bar{f}} = 1,3$	63-46

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
28,69		0,06±0,03			0,011±0,005		64-43
28,85±0,9	59±25	0,10±0,03	40	29±10	0,019±0,006	$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,0 \pm 0,7$	65-42
28,70±0,04							64-41
28,69						$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,5$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 2,7$	71-156
29,9±0,5	(100)		(30)		0,048±0,020		56-56
30,1±0,3		0,68±0,20			0,124±0,040		57-33
29,70			(33)	7,3	(0,07)	$\sigma_{\sqrt{f}} = 3,0$	59-50
29,55			(33)	13	(0,048)	$\sigma_{\sqrt{f}} = 3,3$	63-46
29,64	73±10	0,18±0,01	45±9	28±6	0,033±0,002	$\sigma_{\sqrt{f}} = 3 \pm 0,6$	64-43
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 7,9 \pm 0,5$	
29,69±0,09	62±10	0,19±0,03	40	22±4	0,035±0,006	$\sigma_{\sqrt{f}} = 3,0 \pm 0,6$	65-42
29,63±0,04							64-41
29,64±0,0030			42±6	30±5		$\alpha = 1,39 \pm 0,01$	68-154
29,64	75±8		41±11	33,6±6		$\sigma_{\sqrt{f}} = 3,3 \pm 0,1$	
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 3,55 \pm 0,5$	71-156
30,7±0,4		0,44±0,07			0,079±0,012		56-55
30,6							59-50
30,59	150±15	0,21±0,02	73±23	77±18	0,038±0,004	$\sigma_{\sqrt{f}} = 4,6 \pm 0,9$	64-43
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 8,92 \pm 0,90$	
30,55±0,30	70±21	0,22±0,05	40	30±9	0,040±0,09	$\sigma_{\sqrt{f}} = 4,1 \pm 0,9$	65-42
30,60±0,04							64-41

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
30,59±0,0045			49±11	101±14		$\sim = 0,48 \pm 0,01$	68-154
30,59	150±15		40±32	109,3±23		$\sigma_{\bar{f}} = 6,0 \pm 0,2$ $\sigma_{\bar{f}} = 6,5 \pm 1$ $\sigma_{\bar{f}} = 8,9 \pm 0,9$	71-156
31,1±0,5	(100)		(30)		0,20±0,03		56-56
31,1±0,4		0,45±0,08			0,081±0,014		56-55
31,2±0,3		1,16±0,20			0,21±0,040		57-33
30,9			(33)	11±2			59-48
30,9			(33)	11	(0,12)	$\sigma_{\bar{f}} = 7,0$	59-50
30,70			(33)	8,7	(0,012)	$\sigma_{\bar{f}} = 5,9$	63-46
30,86	60±6	0,52±0,05	42±8	17±3	0,094±0,010	$\sigma_{\bar{f}} = 6,2 \pm 0,7$ $\sigma_{\bar{f}} = 21,9 \pm 2,2$	64-43
30,86±0,10	68±19	0,40±0,09	40	28±8	0,072±0,016	$\sigma_{\bar{f}} = 6,8 \pm 1,5$	65-42
30,85±0,05							64-41
30,86±0,0026			40±4	19±3		$\alpha = 2,05 \pm 0,01$	68-154
30,86	65±6		42±7	22,8±4		$\sigma_{\bar{f}} = 7,1 \pm 0,2$ $\sigma_{\bar{f}} = 7,7 \pm 0,6$ $\sigma_{\bar{f}} = 21,9 \pm 2,2$	71-156
31,2							59-50
31,43						$\sigma_{\bar{f}} = 0,3$	71-156
31,6							59-50

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
32,3±0,5	(100)		(30)		0,41±0,10		56-56
32,1±0,4		1,2±0,2			0,20±0,03		56-55
32,3±0,3		1,70±0,24			0,29±0,04		57-53
32,1			(33)	15±1			59-48
32,1			(33)	25	(0,30)	$\bar{\sigma}_c \bar{f}_f = 29,3$	59-50
32,05			(33)	26	(0,30)	$\bar{\sigma}_c \bar{f}_f = 30,6$	63-46
32,07	100±10	1,95±0,15	52±11	46±8	0,344±0,026	$\bar{\sigma}_c \bar{f}_f = 36±4$	64-43
32,10±0,09	96±10	1,97±0,20	50±7	46±6	0,35±0,04	$\bar{\sigma}_c \bar{f}_f = 78,6±0,6$	65-42
32,02±0,05						$\bar{\sigma}_c \bar{f}_f = 38±5$	64-41
32,07±0,0009			45±6	53±7		$\alpha = 0,84±0,01$	63-154
32,07	100	1,90				$\bar{\sigma}_c \bar{f}_f = 41,8±0,3$	
32,07	101±10		42±11	57,3±8		$2g \bar{f}_m / \bar{f}' = 0,0190±0,0019$	70-155
						$\bar{\sigma}_c \bar{f}_f = 45±2$	71-156
						$\bar{\sigma}_c \bar{f}_f = 79,1±6$	
32,90							63-46
33,0±0,5	(100)		(30)		0,35±0,07		55-56
33,6±0,4		2,2±0,4			0,38±0,08		56-55
33,9±0,3		1,44±0,20			0,260±0,040		57-33
33,6			(33)	14±2			59-48
33,57			(33)	21	(0,36)	$\bar{\sigma}_c \bar{f}_f = 31,2$	59-50

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
33,50			(33)	12	(0,36)	$\sigma_0/f = 20,9$	63-46
33,52	62±8	1,92±0,12	47±7	20±4	0,332±0,020	$\sigma_0/f = 24,5±3,7$ $\sigma_1/f = 74,5±4,7$	64-43
33,56±0,09	62±12	1,7±0,2	40	25±5	0,29±0,03	$\sigma_1/f = 26±5$	65-42
33,50±0,05							64-41
33,53±0,0029			37±5	23±3		$\sigma_0/f = 1,64±0,01$	68-154
33,52	67±8		40±8	25,3±4		$\sigma_0/f = 27,1±0,7$ $\sigma_1/f = 28,2±2$ $\sigma_2/f = 74,5±4,7$	71-156
34,7±0,6			(30)	48±7	0,06±0,08		56-58
34,6±0,5		4,5±0,9			0,76±0,15		56-58
34,6±0,4		1,28±0,16			0,213±0,030		57-33
34,5			(33)	22±4			59-48
34,40			(33)	23	(0,60)	$\sigma_0/f = 53,8$	59-58
34,35			(33)	6,3	(0,60)	$\sigma_1/f = 27,6$	63-46
34,34	85±10	2,20±0,20	47±12	34±7	0,375±0,035	$\sigma_1/f = 33±5$ $\sigma_2/f = 83±8$	64-43
34,45±0,14	69±14	2,12±0,34	40	29±6	0,36±0,06	$\sigma_1/f = 32±5$	65-42
34,35±0,05						$\sigma_0/f = 3,73±0,5$	64-41
34,39±0,0024			44±7	38±6		$\sigma_0/f = 1,16±0,01$	68-154
34,34	80	2,34				$2q\sigma_1/f = 0,0203±0,001$	70-155
34,39	85±10		43±11	39,7±6		$\sigma_0/f = 39,0±2$ $\sigma_1/f = 83,3±8$	71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
34,03	110±30	0,9±0,2	60±30	49±23	0,15±0,03	$\sigma_{\Gamma} = 15 \pm 5$ $\sigma_{\Gamma} = 33,6 \pm 7$	64-43
34,90±0,20	65±20	0,9±0,3	40	25±8	0,15±0,05	$\sigma_{\Gamma} = 13 \pm 4$ $\sigma_{\Gamma} = 25,2 \pm 1,2$	65-42 64-41
34,81±0,05			25±20	84±30		$\sigma_{\Gamma} = 0,30 \pm 0,02$	68-154
34,83±0,0076			38	101,3±31		$\sigma_{\Gamma} = 24,4 \pm 2$ $\sigma_{\Gamma} = 33,6 \pm 7$	71-156
34,85	140±30					$\sigma_{\Gamma} = 138$	56-57
34			(30)	92±33	0,90±0,15		56-56
35,2±0,6					1,3±0,3		56-55
35,2±0,5		7,7±1,5					
35,4±0,3	155±70	8,94±1,74			1,50±0,30	$\sigma_{\Gamma} = 2150 \pm 1400$	57-33
35,2			(33)	28±2			59-48
35,3			(33)	34	(1,0)	$\sigma_{\Gamma} = 111$	59-50
35,15			(33)	22	(1,0)	$\sigma_{\Gamma} = 87$	63-46
35,17	175±25	4,5±0,3	63±24	107±30	0,753±0,050	$\sigma_{\Gamma} = 102 \pm 20$ $\sigma_{\Gamma} = 167 \pm 11$	64-43 65-42
35,27±0,10	114±21	4,5±0,7	40	74±14	0,76±0,12	$\sigma_{\Gamma} = 107 \pm 20$	64-41
35,15±0,05							
35,20±0,0031			45±11	126±20		$\sigma_{\Gamma} = 0,36 \pm 0,01$ $\sigma_{\Gamma} = 118,3 \pm 2,0$	68-154
35,17	165	4,5				$2\sigma_{\Gamma} = 0,0273 \pm 0,0027$	70-155
35,20	180±25	42±16	133,7±21			$\sigma_{\Gamma} = 124,0 \pm 4$ $\sigma_{\Gamma} = 166,3 \pm 11$	71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
37,50						$\sigma_{\bar{f}} = 3$	71-156
38,4±0,7	(100)		(30)		0,026±0,007		56-56
38,4						$\sigma_{\bar{f}} = 13,5$	59-50
38,25						$\sigma_{\bar{f}} = 6,9$	63-46
38,31		0,55±0,05			0,089±0,010	$\sigma_{\bar{f}} = 12,4$	64-43
						$\sigma_{\bar{f}} = 18,7±2$	
38,40±0,11	95±27	0,66±0,18	40	55±16	0,11±0,03	$\sigma_{\bar{f}} = 13,4$	65-42
38,30±0,05							64-41
38,30						$\sigma_{\bar{f}} = 10,7±2$	71-156
						$\sigma_{\bar{f}} = 18,7±2$	
39,7±0,7	(100)		(30)		0,040±0,10		56-56
39,7			(33)	19±2			59-48
39,5			(33)	34	(0,40)	$\sigma_{\bar{f}} = 41,9$	59-50
39,35			(33)	25	(0,40)	$\sigma_{\bar{f}} = 36$	63-46
39,41	95±10	2,5±0,2	45±11	47±6	0,397±0,032	$\sigma_{\bar{f}} = 41,4$	64-43
						$\sigma_{\bar{f}} = 82,5±7$	
39,47±0,11	73±13	2,6±0,4	40	33±6	0,42±0,06	$\sigma_{\bar{f}} = 39,6$	65-42
39,40±0,05							64-41
39,41±0,0010			38±4	55±6		$\sigma_{\bar{f}} = 0,59±0,01$	68-154
39,41	95±10		38±10	54,4±7		$\sigma_{\bar{f}} = 47,3±0,3$	
						$\sigma_{\bar{f}} = 47,4±1$	71-156
						$\sigma_{\bar{f}} = 82,5±7$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
39,8							59-50
39,90		0,46±0,05			0,073±0,007	$\bar{c}_j = 6$; $\bar{c}_r = 15 \pm 1,5$	64-43
39,88							64-41
39,9±0,2	105±31	0,40±0,12	40	55±20	0,053±0,019	$\bar{c}_j = 8 \pm 3$	65-42
39,90						$\bar{c}_j = 6,7 \pm 0,5$ $\bar{c}_r = 15,0 \pm 1,5$	71-156
40,7			(33)	19±6			59-48
40,0							59-50
40,5		0,45±0,15			0,070±0,023	$\bar{c}_j = 10$; $\bar{c}_r = 14,5$	64-43
40,60±0,05							64-41
40,50±0,15	140±52	0,53±0,16	40	100±37	0,083±0,024	$\bar{c}_j = 12 \pm 4$	65-42
40,53	200		41	158,7		$\bar{c}_j = 11,5 \pm 1$ $\bar{c}_r = 14,4$	71-156
40,80						$\bar{c}_j = 3,9$	71-156
41,27		0,25±0,10			0,039±0,016	$\bar{c}_j = 8$ $\bar{c}_r = 7,8$	64-43
41,33±0,06							64-41
41,3±0,2	70±19	0,57±0,16	40	30±8	0,079±0,025	$\bar{c}_j = 7 \pm 3$	65-42
41,30						$\bar{c}_j = 7$ $\bar{c}_r = 7,9$	71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
41,5							50-50
41,54		0,40±0,15			0,062±0,023	$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 4$; $\sigma_{\sigma} \Gamma = 12,5$	64-43
41,54±0,00							64-41
41,5±0,2	100±39	0,22±0,07	40	60±23	0,034±0,011	$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 4 \pm 1,5$	65-42
41,56	65±15		39	25,9		$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 5,0$ $\sigma_{\sigma} \Gamma = 12,5$	71-156
42,0±0,7	(100)		(30)		0,35±0,10		50-50
42,0			(33)	17±2			59-48
41,9			33	21	(0,35)	$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 27,6$	50-50
41,86	90±10	1,45±0,10	50±10	38±9	0,224±0,016	$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 19 \pm 2$ $\sigma_{\sigma} \Gamma = 45 \pm 3$	64-43
41,90±0,00							64-41
41,6±0,2	71±10	1,3±0,3	40	31±7	0,20±0,05	$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 17 \pm 5$	65-42
41,88±0,0024			67±8	21±2		$\sigma_{\sigma} = 3,17 \pm 0,01$	68-154
41,88	90±10		62±11	26,5±4		$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 10,5 \pm 0,2$ $\sigma_{\sigma} \Gamma = 13,3$ $\sigma_{\sigma} \Gamma = 45,0 \pm 3$	71-156
42,3							50-50
42,23		0,36±0,05			0,070±0,010	$\sigma_{\sigma} \Gamma = 11 \pm 1,5$	64-43
42,19±0,00							64-41

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
42,2±0,3	93±37	0,23±0,02	40	53±21	0,035±0,012	$\sigma_{\sqrt{f}} = 4 \pm 1,7$	65-42
42,23	110		40	70,8		$\sigma_{\sqrt{f}} = 7,1$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 11,1 \pm 1,5$	71-156
42,69	64±6	0,29±0,03	42±8	22±4	0,014±0,005	$\sigma_{\sqrt{f}} = 3,0 \pm 0,5$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 9,2 \pm 0,9$	64-43
42,70±0,00							64-41
42,7±0,3	69±20	0,15±0,05	40	29±8	0,023±0,008	$\sigma_{\sqrt{f}} = 2 \pm 0,2$	65-42
42,70±0,0039			47±5	17±3		$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,81 \pm 0,01$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 2,3 \pm 0,1$	69-154
42,69	64±6		40±10	18,1±3		$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,5 \pm 0,2$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 3,8 \pm 0,2$	71-158
43,7±0,8	(100)		(30)		0,15±0,05		55-52
43,6			(33)	21±6			59-48
43,45			(33)	12	(0,15)	$\sigma_{\sqrt{f}} = 7,3$	59-50
43,39	66±7	0,68±0,05	39	26	0,133±0,007	$\sigma_{\sqrt{f}} = 8$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 20 \pm 1,5$	64-43
43,45±0,06							64-41
43,4±0,2	66±20	0,42±0,11	40	26±10	0,064±0,017	$\sigma_{\sqrt{f}} = 5 \pm 2$	65-42
43,39±0,0030			45±5	21±3		$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,07 \pm 0,01$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 6,5 \pm 0,1$	69-154
43,40	70±7		45±9	24,5±3		$\sigma_{\sqrt{f}} = 7,2 \pm 0,5$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 20,4 \pm 1,5$	72-156

Продолжение таблиц 10

1	2	3	4	5	6	7	8
44,0							59-50
43,94		$0,64 \pm 0,05$			$0,096 \pm 0,008$	$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 10 \pm 3$	64-43
43,95 $\pm 0,06$							64-41
43,9 $\pm 0,2$	73 ± 18	$0,54 \pm 0,13$	40	33 ± 8	$0,081 \pm 0,020$	$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 9 \pm 3$	65-42
43,94	120		50	69,5		$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 11,0$	71-156
						$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 18,9 \pm 1,5$	
44,8 $\pm 0,8$	(100)		(30)		$0,27 \pm 0,07$		56-56
44,8			(33)	29 ± 7			59-48
44,7			(33)	24	(0,27)	$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 22,5$	59-50
44,60		$0,8 \pm 0,3$			$0,12 \pm 0,004$		54-43
44,65 $\pm 0,06$							64-41
44,6 $\pm 0,2$	114 ± 52	$0,55 \pm 0,21$	40	74 ± 34	$0,082 \pm 0,031$	$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 12 \pm 5$	65-42
44,60	220		22	197		$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 21,0$	71-156
						$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 23,3 \pm 9$	
45,0							59-50
45,0		$0,5 \pm 0,2$			$0,074 \pm 0,030$		54-43
45,02 $\pm 0,06$							64-41
45,0 $\pm 0,3$	140 ± 70	$0,30 \pm 0,11$	40	100 ± 50	$0,045 \pm 0,016$	$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 6 \pm 2,5$	65-42
45,0						$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 13$	71-156
						$\sigma_{\sigma} \sqrt{f} = 14,4 \pm 4$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
45,85							59-50
45,80		$0,23 \pm 0,08$			$0,034 \pm 0,012$		64-43
45,75 $\pm 0,06$							64-41
45,8 $\pm 0,2$	63 ± 18	$0,48 \pm 0,16$	40	23 ± 7	$0,071 \pm 0,023$	$\sigma_0 \sqrt{f} = 5 \pm 2$	65-42
45,80	57 ± 6		37 ± 28	20,0 ± 9		$\sigma_0 \sqrt{f} = 2,3 \pm 0,5$ $\sigma_0 \Gamma = 6,5 \pm 2,3$	71-156
46,82 $\pm 0,06$							64-43
46,79		$0,57 \pm 0,06$			$0,083 \pm 0,009$		64-43
46,79	85 ± 10		29 ± 19	65,7 ± 13		$\sigma_0 \sqrt{f} = 11,0 \pm 1,5$ $\sigma_0 \Gamma = 15,8 \pm 1,6$	71-156
47,1 $\pm 0,8$	(100)		(30)		$0,18 \pm 0,04$		56-56
47,1			(33)	19 ± 3			59-48
47,0			(33)	72	(0,18)	$\sigma_0 \sqrt{f} = 23,4$	59-50
47,0			$0,97 \pm 0,10$		$0,140 \pm 0,014$		64-43
47,06 $\pm 0,14$						$\sigma_0 \sqrt{f} = 22,6$	64-42
46,98 $\pm 0,06$							64-41
47,06	72 ± 12	$1,8 \pm 0,3$	40	32 ± 5	$0,26 \pm 0,04$	$\sigma_0 \sqrt{f} = 23 \pm 5$	65-42
47,0	130		39	90,3		$\sigma_0 \sqrt{f} = 18,7$ $\sigma_0 \Gamma = 26,8 \pm 2,7$	71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
48,02±0,06							64-41
47,97	76±8	0,84±0,06			0,121±0,008	$\sigma_{\sqrt{f}} = 7 \pm 1$	64-43
48,0±0,15	65±16	1,0±0,3	40	25±6	0,14±0,04	$\sigma_{\sqrt{f}} = 10 \pm 3$	65-42
47,95±0,0056			54±6	21±3		$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,59 \pm 0,011$	68-154
47,95	76±8		39±11	36,6±8		$\sigma_{\sqrt{f}} = 6,2 \pm 0,4$	68-154
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 11,0 \pm 2$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 22,8 \pm 1,2$	
48,6±0,9	(100)		(30)		0,75±0,16		56-58
48,5			(33)	23±3			59-48
48,15±0,20						$\sigma_{\sqrt{f}} = 25$	60-47
48,30		1,10±0,08			0,158±0,012	$\sigma_{\sqrt{f}} = 14 \pm 2$	64-43
48,30±0,06							64-41
48,3±0,2	90±34	0,8±0,3	40	50±19	0,12±0,04	$\sigma_{\sqrt{f}} = 12 \pm 5$	65-42
48,30	100		43	56,2		$\sigma_{\sqrt{f}} = 16,7$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 29,6 \pm 2,2$	
48,77		0,95±0,07			0,139±0,013	$\sigma_{\sqrt{f}} = 11 \pm 3$	64-43
48,80±0,06							64-41
48,6±0,2	120±48	0,3±0,1	40	50±32	0,05±0,02	$\sigma_{\sqrt{f}} = 6,0 \pm 2,5$	65-42
48,80	65±8		39±9	25,6±4		$\sigma_{\sqrt{f}} = 10,0 \pm 1$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 25,3 \pm 1,8$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
49,04						$\sigma_{\sqrt{f}} = 3,8$	71-156
49,52							59-50
49,43	60±6	0,75±0,08	35±9	24±6	0,106±0,011	$\sigma_{\sqrt{f}} = 8±2$	64-43
49,45±0,06							64-41
49,3±0,3	62±14	0,8±0,2	40	22±5	0,12±0,03	$\sigma_{\sqrt{f}} = 7±2$	65-42
49,43±0,0036			37±4	22±3		$\alpha = 1,71±0,01$	68-154
49,43	60±6		41±9	17,9±3		$\sigma_{\sqrt{f}} = 7,1±0,2$	
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 5,9±0,5$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 19,7±2$	
50,10	54±7	0,25±0,02	33±9	21±6	0,035±0,003	$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,5±0,7$	64-43
50,2±0,3	65±16	0,4±0,1	40	25±6	0,06±0,015	$\sigma_{\sqrt{f}} = 4±1,5$	65-42
50,14±0,0069			29±4	25±4		$\alpha = 1,19±0,01$	68-154
50,12	55±7		38±10	16,9±5		$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,9±0,1$	
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 2,0±0,5$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 6,5±0,5$	
50,55							59-50
50,48±0,17						$\sigma_{\sqrt{f}} = 17$	60-47
50,57±0,07							64-41
50,46	122±13	1,13±0,03			0,160±0,005		64-43
50,49±0,0026			60±7	61±7		$\alpha = 0,97±0,01$	68-154
50,48	122		49	72,2		$\sigma_{\sqrt{f}} = 14,5±0,2$	
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 17,3±1$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 29,1±0,8$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
51,6±0,9		6,40±1,5					56-56
51,37							59-50
51,27±0,20						$\sigma_{\bar{f}} = 51$	60-47
51,30±0,07							64-41
51,26		3,76±0,20			0,255±0,026		64-43
51,26	III	3,60				$2,7 \ln \bar{f} = 0,0324 \pm 0,003$	70-155
51,26	192		49	139,4		$\sigma_{\bar{f}} = 69,5$	71-156
						$\sigma_{\bar{f}} = 95,4 \pm 5$	
51,66±0,06							64-41
51,64	50±8	0,27±0,03			0,038±0,004		64-43
51,72±0,0241			39±0,03	10±3		$\alpha = 3,76 \pm 0,011$	68-154
51,65	70±10		39±13	30,8±7		$\sigma_{\bar{f}} = 1,4 \pm 0,2$	
						$\sigma_{\bar{f}} = 3,0 \pm 0,5$	71-156
						$\sigma_{\bar{f}} = 6,8 \pm 0,6$	
52,35							59-50
52,21±0,19						$\sigma_{\bar{f}} = 45$	60-47
52,30±0,07							64-41
52,22		2,43±0,10			0,336±0,013		64-43
51,22	360		38	320,1		$\sigma_{\bar{f}} = 54,0$	71-156
						$\sigma_{\bar{f}} = 60,5 \pm 2,5$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
52,92±0,07							64-41
53,55							59-50
53,46±0,19						$\sigma_{\sqrt{f}} = 12$	60-47
53,48±0,07							64-41
53,43	164±25	0,64±0,07			0,088±0,007		64-43
53,46±0,0024			59±12	104±18		$\alpha = 0,56±0,02$	68-154
53,45	119		43	66,9		$\sigma_{\sqrt{f}} = 9,8±0,1$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 9,5±0,5$	
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 15,6±1,2$	
54,3							59-50
54,11±0,27						$\sigma_{\sqrt{f}} = 4$	60-47
54,20±0,07							64-41
54,10		0,26±0,03			0,035±0,004		64-43
54,08						$\sigma_{\sqrt{f}} = 3,3$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 6,3±0,7$	
54,4±1,0	(100)	0,39±0,08	(30)				56-56
55,18							59-50
55,00±0,23						$\sigma_{\sqrt{f}} = 38$	60-47

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
55,05±0,07							64-41
55,06	121±12	3,28±0,08			0,44±0,02		64-43
55,08±0,0029			60±6	58±6		$\chi = 1,04 \pm 0,01$	68-154
55,06	110	3,55				$\sigma_{\sqrt{f}} = 36,7 \pm 0,6$	
55,06	107		53	50,9		$2g\sqrt{n}/\Gamma = 0,0323 \pm 0,003$	70-155
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 37,0 \pm 1$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 77,4 \pm 1,9$	
56,4±1,0	(100)	1,15±0,25	(30)				56-56
56,0							59-50
55,87±0,20						$\sigma_{\sqrt{f}} = 33$	60-47
55,85±0,07							64-41
55,84		2,3±0,4			0,31±0,06		64-43
55,84	129	1,95				$2g\sqrt{n}/\Gamma = 0,0151 \pm 0,0025$	70-155
55,84	250		43	205		$\sigma_{\sqrt{f}} = 44$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 53,6 \pm 9$	
56,09						$\sigma_{\sqrt{f}} = 18$	71-156
56,55							59-50
56,46±0,20						$\sigma_{\sqrt{f}} = 72$	60-47
56,48±0,04							64-41

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
56,49 56,50±0,0023	I47±I5	4,89±0,35		49±9 93±12	0,65±0,03	$\tilde{\nu} = 0,53 \pm 0,01$ $\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 70,6 \pm 0,8$	64-43 68-154
56,49 56,60	I49 I40	8,0		44 91,6		$2,5 \sqrt{m} / \Gamma = 0,0336 \pm 0,003$ $\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 73,9 \pm 2$ $\sigma_{\omega} \Gamma = 12,5 \pm 9$	70-155 71-156
57,70±0,04 57,81 57,80		1,14±0,05		43 45,5	0,150±0,008	$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 13,0$ $\sigma_{\omega} \Gamma = 25,6 \pm 1,1$	64-41 64-43 71-156
58,3±I,0 58,1 57,95±0,24 59,09±0,04	(100)	0,80±0,10	(30)			$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 32$	56-56 59-50 60-47 64-41
58,06 58,06±0,0032	65±10	1,36±0,08		33±6 30±5	0,178±0,011	$\tilde{\nu} = 1,09 \pm 0,01$ $\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 14,2 \pm 0,4$	64-43 68-154
58,06	80±10			32±10 47,1±8		$\sigma_{\omega} \sqrt{f} = 18 \pm 2$ $\sigma_{\omega} \Gamma = 30,5 \pm 1,8$	71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
58,8							59-50
58,66±0,24						$\sigma_{\sqrt{f}} = 18$	60-47
58,70±0,04							64-41
58,67	160±20	1,42±0,10			0,185±0,013		64-43
58,70±0,0018			49±10	109±16		$\infty = 0,45±0,01$	68-154
58,68	155±20		46±14	108,0±17		$\sigma_{\sqrt{f}} = 21,3±0,2$	
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 22±1$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 31,5±2,2$	
59,8							59-50
59,61±0,35						$\sigma_{\sqrt{f}} = 5$	60-47
59,75±0,04							64-41
59,75		0,233±0,032			0,030±0,004		64-43
59,76	220		40	180		$\sigma_{\sqrt{f}} = 4,1$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 5±0,7$	
60,3							59-50
60,13±0,25						$\sigma_{\sqrt{f}} = 13$	60-47
60,18±0,05							64-41
60,18		1,28±0,07			0,165±0,008		64-43
60,18						$\sigma_{\sqrt{f}} = 18,5$	71-156
						$\sigma_{\sqrt{f}} = 27,7±1,5$	
61,0±1,1	(100)	0,15±0,08	(30)				59-50

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
61,0							59-50
60,95±0,26						$\sigma_{\text{ср}} = 20$	60-47
60,90±0,05							64-41
60,82	170±40	0,51±0,03			0,065±0,004		64-43
60,85±0,0048			46±13	123±30		$\alpha = 0,38±0,02$	68-154
						$\sigma_{\text{ср}} = 7,8±0,2$	
60,85	170±25		45±20	124,3±21		$\sigma_{\text{ср}} = 8,0±0,5$	71-156
						$\sigma_{\text{ср}} = 10,9±0,7$	
61,15±0,05							64-41
61,12	173±50	0,55±0,05			0,058±0,007		64-43
61,18±0,0067			60±22	113±35		$\alpha = 0,53±0,03$	68-154
						$\sigma_{\text{ср}} = 6,2±0,2$	
61,15						$\sigma_{\text{ср}} = 5,5±0,7$	71-156
						$\sigma_{\text{ср}} = 9,6±1$	
62,0							59-50
61,63						$\sigma_{\text{ср}} = 9$	71-156
62,5							59-50
62,24±0,46						$\sigma_{\text{ср}} = 9$	60-47
62,40±0,05							64-41
62,49		0,16±0,003			0,020±0,003		64-43
62,40						$\sigma_{\text{ср}} = 2,1$	71-156
						$\sigma_{\text{ср}} = 3,3±0,6$	

Продолжение таблицы 10

1	1	2	1	3	1	4	1	5	1	6	1	7	1	8
63,2														59-50
63,8														59-50
63,51±0,33												$\sigma_{\sigma f} = 12$		60-47
63,60±0,05														64-41
63,65				1,26										64-43
63,65												$\sigma_{\sigma f} = 21,9$ $\sigma_{\sigma \Gamma} = 25,7$		71-156
64,4														59-50
64,20±0,47												$\sigma_{\sigma f} = 7$		60-47
64,28±0,05														64-41
64,30	60±7			1,25±0,06						0,156±0,007				64-43
64,31±0,0061						52±6		6±1				$\alpha = 8,22±0,011$ $\sigma_{\sigma f} = 2,7±0,1$		68-154
64,28	60±7					49±7		9,0±2				$\sigma_{\sigma f} = 3,8±0,5$ $\sigma_{\sigma \Gamma} = 25,3±1,2$		71-156
65,80±0,38												$\sigma_{\sigma f} = 3$		60-47
65,78	60±30			0,31±0,06						0,038±0,004				64-43
65,82±0,0083						24±14		36±19				$\alpha = 0,65±0,02$ $\sigma_{\sigma f} = 3,7±0,2$		68-154
65,78	65±10					36±20		28,5±9				$\sigma_{\sigma f} = 2,7±0,5$ $\sigma_{\sigma \Gamma} = 6,1±1,2$		71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
66,40±0,38						$\sigma_{\bar{f}} = 3$	60-47
66,40		0,37±0,04			0,045±0,005		64-43
66,38±0,0082			29±10	38±12		$\sigma_{\bar{f}} = 0,75±0,01$	68-154
66,38	70±15		36±14	33,7±9		$\sigma_{\bar{f}} = 4,1±0,2$ $\sigma_{\bar{f}} = 3,5±0,4$ $\sigma_{\bar{f}} = 7,2±0,7$	71-156
67,20±0,05							64-41
67,24		0,088±0,020			0,011±0,0025		64-43
67,28	45		34	10,5		$\sigma_{\bar{f}} = 0,4$ $\sigma_{\bar{f}} = 1,7±0,4$	71-156
68,5I		0,13±0,02			0,016±0,0025		64-43
68,5I	90		50	40		$\sigma_{\bar{f}} = 1,1$ $\sigma_{\bar{f}} = 2,5±0,4$	71-156
69,34±0,27						$\sigma_{\bar{f}} = 9$	60-47
69,28±0,05							64-41
69,29		0,074±0,04			0,089±0,005		64-43
69,30	200±30		53±27	146,4±28		$\sigma_{\bar{f}} = 10,2±1$ $\sigma_{\bar{f}} = 13,9±0,8$	71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
70,56±0,28						$\sigma_{\bar{f}} = 51$	60-47
70,42±0,06							64-41
70,43		2,90					64-43
70,62±0,26						$\sigma_{\bar{f}} = 66,0$	65-42
70,41	193		49	140,6		$\sigma_{\bar{f}} = 39,0$ $\sigma_{\bar{f}} = 53,5$	71-156
70,72±0,06							64-41
70,77		2,25					64-43
70,75	224		39	182,8		$\sigma_{\bar{f}} = 34,0$ $\sigma_{\bar{f}} = 41,3$	71-156
71,50±0,06							64-41
71,53±		0,47±0,05			0,055±0,006		64-43
71,57						$\sigma_{\bar{f}} = 3,2$ $\sigma_{\bar{f}} = 8,5±0,85$	71-156
72,42±0,28						$\sigma_{\bar{f}} = 33$	60-47
72,49±0,28						$\sigma_{\bar{f}} = 34,0$	64-42
72,35±0,06							64-41
72,39	130±30	3,20±0,40			0,376±0,050		64-43
72,40±0,0015			59±17	68±18		$\sigma_{\bar{f}} = 0,88±0,02$	68-154
						$\sigma_{\bar{f}} = 29,6±0,5$	
72,40	120±30		42±23	74,9±22		$\sigma_{\bar{f}} = 36±3$	71-156
						$\sigma_{\bar{f}} = 57,5±7,2$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
72,91		$0,26 \pm 0,03$			$0,03 \pm 0,003$		64-43
72,92						$\sigma_{\sqrt{f}} = 4$ $\sigma_{\Gamma} = 4,6 \pm 0,3$	71-156
74,62 $\pm 0,29$						$\sigma_{\sqrt{f}} = 27$	60-47
74,52 $\pm 0,06$							64-41
74,55	118 ± 12	$2,96 \pm 0,20$			$0,343 \pm 0,024$		64-43
74,57 $\pm 0,0046$			60 ± 8	56 ± 7		$\sigma_{\sqrt{f}} = 1,07 \pm 0,01$	68-154
74,57	118 ± 12		46 ± 12	$68,6 \pm 10$		$\sigma_{\sqrt{f}} = 24,1 \pm 0,9$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 30,1 \pm 2$ $\sigma_{\Gamma} = 51,6 \pm 3,1$	71-156
75,18 $\pm 0,06$							64-41
75,17		$1,30$					64-43
75,14						$\sigma_{\sqrt{f}} = 15,2$ $\sigma_{\Gamma} = 22,5$	71-156
75,46 $\pm 0,31$						$\sigma_{\sqrt{f}} = 21$	60-47
75,50 $\pm 0,06$							64-41
75,55		$1,23 \pm 0,30$			$0,142 \pm 0,023$		64-43
75,54	230 ± 60		32	197 ± 64		$\sigma_{\sqrt{f}} = 18,2 \pm 2$ $\sigma_{\Gamma} = 21,2 \pm 3,4$	71-156
76,30 $\pm 0,06$							64-41

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
76,73		0,068±0,011			0,0078±0,0018		64-43
76,73	75±10		36±2,5	38,9±15		$\sigma_{\bar{f}_i} = 0,6 \pm 0,2$ $\sigma_{\bar{f}} = 1,2 \pm 0,2$	71-156
77,50±0,43						$\sigma_{\bar{f}_i} = 8$	60-47
77,50±0,06							64-41
77,49	121±10	1,02±0,08			0,116±0,009		64-43
77,53±0,0052			54±7	66±8		$\chi = 0,81 \pm 0,01$ $\sigma_{\bar{f}_i} = 9,3 \pm 0,2$	68-154
77,52	120±10		54±13	65±8		$\sigma_{\bar{f}_i} = 9,3 \pm 0,5$ $\sigma_{\bar{f}} = 17,1 \pm 1,2$	71-156
78,14±0,33						$\sigma_{\bar{f}_i} = 12$	60-47
78,08±0,06							64-41
78,11	140±15	1,02±0,08			0,115±0,009		64-43
78,11±0,0058			39±9	100±14		$\chi = 0,38 \pm 0,01$ $\sigma_{\bar{f}_i} = 12,1 \pm 0,3$	68-154
78,12	155±15		36±20	118,2±17		$\sigma_{\bar{f}_i} = 13,0 \pm 1$	71-156
78,47		0,13±0,03			0,015±0,004		64-43
78,70						$\sigma_{\bar{f}_i} = 2,5$ $\sigma_{\bar{f}} = 2,2 \pm 0,5$	71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
79,05±0,06							64-41
79,35±0,06							64-41
79,66±0,44						$\sigma_{\bar{f}} = 7$	60-47
79,65±0,06							64-41
79,68	120±12	0,69±0,03			0,077±0,004		64-43
79,69±0,0089			37±6	82±10		$\alpha = 0,45±0,01$	68-154
						$\sigma_{\bar{f}} = 7,7±0,3$	
79,67	150±30		43±15	106,2±23		$\sigma_{\bar{f}} = 8,0±0,5$	71-156
						$\sigma_{\bar{r}} = 11,3±0,45$	
80,37±0,33						$\sigma_{\bar{f}} = 8$	60-47
80,35	170±30	0,74±0,03			0,082±0,003		64-43
80,37±0,0082			25±9	144±27		$\alpha = 0,17±0,01$	68-154
						$\sigma_{\bar{f}} = 10,1±0,3$	
80,35	235±60		33±22	201,4±53		$\sigma_{\bar{f}} = 10,3±0,5$	71-156
						$\sigma_{\bar{r}} = 12,0±0,5$	
80,72±0,07							64-41
81,44±0,34						$\sigma_{\bar{f}} = 9$	60-47
81,40±0,07							64-41

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
81,44	110±10	0,89±0,03			0,099±0,0035		64-43
81,46±0,0067			28±5	81±8		$\alpha = 0,35 \pm 0,01$	68-154
						$\bar{v}_c f = 10,3 \pm 0,3$	
81,44	125±15		35±10	89,4±12		$\bar{v}_c f = 10,2 \pm 0,6$	71-156
						$\bar{v}_c f = 14,2 \pm 0,4$	
82,15±0,07							64-41
82,06		0,05					64-43
82,06						$\bar{v}_c f = 0,3$ $\bar{v}_c f = 0,8$	71-156
82,74±0,33						$\bar{v}_c f = 8$	60-47
82,60±0,07							64-41
82,67		2,20±0,12			0,242±0,014		64-43
82,76						$\bar{v}_c f = 11,1$	71-156
						$\bar{v}_c f = 34,6 \pm 1,7$	
83,65±0,07							64-41
83,57		1,17±0,09			0,128±0,010		64-43
83,59	118±20		48±17	69,1±14		$\bar{v}_c f = 10,7 \pm 1$	71-156
						$\bar{v}_c f = 18,2 \pm 1,3$	
84,05±0,07							64-41

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
84,05		≈ 1,50					64-43
84,05						$\sigma_{\sqrt{f}} = 20,8$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 23,2$	71-156
84,22±0,35						$\sigma_{\sqrt{f}} = 54$	60-41
84,25±0,07							64-41
84,30		≈ 1,9					64-43
84,37						$\sigma_{\sqrt{f}} = 25,3$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 29,3$	71-156
84,95±0,07							64-41
85,06		≈ 1					64-43
85,04						$\sigma_{\sqrt{f}} = 21,9$	71-156
85,36±0,62						$\sigma_{\sqrt{f}} = 14$	60-47
85,60±0,07							64-41
85,66		≈ 0,60					64-43
85,57						$\sigma_{\sqrt{f}} = 8,2$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 9,1$	71-156
86,35±0,07							64-41
86,14		≈ 0,05					64-43
86,14						$\sigma_{\sqrt{f}} = 0,5$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 0,8$	71-156

Продолжение таблицы 10

I	!	2	!	3	!	4	!	5	!	6	!	7	!	8
86,75±0,07														64-41
86,83				0,72±0,06						0,077±0,006				64-43
86,88		80				52		27,4				6,0 \sqrt{f} = 3,7 6,0 f = 10,3±0,8		71-156
87,25±0,68												6,0 \sqrt{f} = 8		60-47
87,40±0,04														64-41
87,58				0,74±0,06						0,079±0,006				64-43
87,54												6,0 \sqrt{f} = 8,0 6,0 f = 11,0±0,85		71-156
87,62±0,07														64-41
88,35±0,07														64-41
88,79±0,41												7,0 \sqrt{f} = 32		60-47
88,80±0,07														64-41
88,75				3,30±0,30						0,35±0,03				64-43
88,75												6,0 \sqrt{f} = 36,0 6,0 f = 13,3±4,35		71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
89,10		$\approx 0,18$					64-43
89,11						$\sigma_0 \sqrt{f} = 2,0$ $\sigma_0 \Gamma = 2,6$	71-156
89,80 $\pm 0,07$							64-41
89,80	138 ± 20	0,66 $\pm 0,05$			0,070 $\pm 0,005$		64-43
89,85 $\pm 0,0093$			51 ± 10	87 ± 14		$\alpha = 0,59 \pm 0,01$	68-154
89,80	130 ± 15		39 ± 18	90,8 ± 15		$\sigma_0 \sqrt{f} = 5,9 \pm 0,2$ $\sigma_0 \sqrt{f} = 6,7 \pm 0,6$ $\sigma_0 \Gamma = 9,6 \pm 0,7$	71-156
90,42 $\pm 0,39$							60-47
90,30 $\pm 0,08$							60-41
90,38	63 ± 6	4,83 $\pm 0,20$			0,51 $\pm 0,02$		64-43
90,44 $\pm 0,0047$			48 ± 5	10 ± 1		$\alpha = 4,88 \pm 0,01$	69-154
90,40	58 ± 6		44 ± 6	8,8 ± 1		$\sigma_0 \sqrt{f} = 10,8 \pm 0,2$ $\sigma_0 \sqrt{f} = 10,6 \pm 0,6$ $\sigma_0 \Gamma = 69,5 \pm 2,80$	71-156

ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛИЦЫ 10

1	2	3	4	5	6	7	8
91,30±0,40							60-47
91,25±0,08							64-41
91,27		2,96±0,40			0,31±0,04		64-43
91,28	280±60		39	238±66		$\overline{\sigma}_c f = 35,8 \pm 4$ $\overline{\sigma}_c f = 42,2 \pm 5,7$	71-156
92,05±0,08							64-41
92,06		0,72±0,05			0,07±0,005		64-43
92,08	120±20		44±16	75,3±15		$\overline{\sigma}_c f = 6,4 \pm 0,5$ $\overline{\sigma}_c f = 6,4 \pm 0,5$	71-156
92,56±0,42							60-47
92,58±0,08							64-41
92,58	98±15	2,53±0,20			2,63±0,020		64-43
92,60±0,0049			50±9	45±8		$\overline{\sigma}_c f = 1,11 \pm 0,01$ $\overline{\sigma}_c f = 16,2 \pm 0,3$	64-154
92,59	90±15		45±12	42,7±8		$\overline{\sigma}_c f = 16,9 \pm 1$ $\overline{\sigma}_c f = 35,5 \pm 2,3$	71-156
93,23		0,33±0,06				0,034±0,003	64-43

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
93,23	85		39	46		$\sigma_{\bar{f}} = 2,5$ $\sigma_{\bar{f}} = 4,5 \pm 0,8$	71-156
94,18 \pm 0,42							60-47
94,05 \pm 0,08							64-41
94,10	75 \pm 15	4 \pm 0,3			0,41 \pm 0,03		64-43
94,12 \pm 0,0044			62 \pm 13	9 \pm 2		$\sigma_{\bar{f}} = 6,70 \pm 0,02$ $\sigma_{\bar{f}} = 6,7 \pm 0,2$	60-154
94,11	75 \pm 15		61	10,1 \pm 2		$\sigma_{\bar{f}} = 7,5 \pm 0,5$ $\sigma_{\bar{f}} = 55,3 \pm 4$	71-156
94,34		0,7					64-43
94,76	105	6,9	41	65,5		$\sigma_{\bar{f}} = 4,3$ $\sigma_{\bar{f}} = 6,9$	71-156
95,20 \pm 0,08							64-41
95,52 \pm 0,42							60-47
95,52 \pm 0,08							64-41
95,59		1,58 \pm 0,15			0,162 \pm 0,015		64-43
95,58						$\sigma_{\bar{f}} = 13,9$ $\sigma_{\bar{f}} = 21,5 \pm 2$	71-156

Продолжение таблицы 10

I	!	2	!	3	!	4	!	5	!	6	!	7	!	8
96,09												$\sigma_{\sqrt{f}}=3$		71-156
96,38±0,08														64-41
96,43				1,03±0,15						0,105±0,015				64-43
96,50												$\sigma_{\sqrt{f}}=7$ $\sigma_{\Gamma}=13,9±2$		71-156
98,08±0,08														64-41
98,11				2,78±0,10						0,281±0,01				64-43
98,13	230±40					51±17		17,6±32				$\sigma_{\sqrt{f}}=26,3±1$ $\sigma_{\Gamma}=36,8±1,3$		71-156
99,50±0,08														64-41
99,55				0,32±0,06						0,032±0,005				64-43
99,60												$\sigma_{\sqrt{f}}=4,6$ $\sigma_{\Gamma}=8,1±0,7$		71-156
100,25±0,09														64-41
100,33	135±20			0,66±0,04						0,066±0,004		$\sigma_{\sqrt{f}}=4,4±0,1$ $\sigma_{\Gamma}=0,9±0,05$		64-43
100,40±0,0076						64±11		71±11						68-154
100,35	130±20					55±15		74,2±13				$\sigma_{\sqrt{f}}=4,9±0,3$ $\sigma_{\Gamma}=8,6±0,5$		71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
100,96±0,09							64-4I
101	92±10	1±0,05			0,089±0,005		64-43
101,00±0,0069			64±7	27±3		$\sigma_{\bar{f}} = 3,7 \pm 0,1$ $\sim = 2,40 \pm 0,01$	68-154
101,00	88±10		54±10	33±5		$\sigma_{\bar{f}} = 4,9 \pm 0,5$ $\sigma_{\Gamma} = 12,9 \pm 0,7$	7I-156
101,85±0,09							64-4I
101,85	107±20	0,36±0,03			0,036±0,003		64-43
101,90±0,0164			36±10	70±15		$\sim = 0,52 \pm 0,01$	68-154
101,84	75±20		40±17	35±12		$\sigma_{\bar{f}} = 3,0 \pm 0,2$ $\sigma_{\Gamma} = 2,2 \pm 0,4$ $\sigma_{\Gamma} = 4,6 \pm 0,4$	68-154 7I-156
102,94	120±12	2,52±0,30			0,248±0,030		64-43
103,00±0,0047			39±10	78±12		$\sim = 0,50 \pm 0,01$ $\sigma_{\bar{f}} = 20,5 \pm 0,4$	68-154
102,94	130±25		42±27	86±20		$\sigma_{\bar{f}} = 21,1 \pm 1$ $\sigma_{\Gamma} = 26,0 \pm 1,3$	7I-156
103,45±0,09							64-4I

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
I03,56	I46±20	2,07±0,10			0,203±0,010		64-43
I03,60±0,0074			72±11	72±11		$\sigma_{\bar{f}} = 1,00 \pm 0,02$ $\sigma_{f_i} = 12,7 \pm 0,3$	68-154
I03,57	I46±30		58±17	86,5±19		$\sigma_{\bar{f}} = 15,5 \pm 1$ $\sigma_{f_i} = 26,0 \pm 1,3$	71-156
I04,16		0,27±0,03			0,026±0,003		64-43
I04,20						$\sigma_{\bar{f}} = 2,6$ $\sigma_{f_i} = 3,4 \pm 0,4$	71-156
I05,15±0,09							64-41
I05,20		2,40±0,12			0,234±0,012		64-43
I05,16	I40±40		41±16	96,4±28		$\sigma_{\bar{f}} = 20,5 \pm 1$ $\sigma_{f_i} = 29,7 \pm 1,5$	71-156
I05,55		0,31±0,03			0,03±0,003		64-43
I05,44						$\sigma_{\bar{f}} = 2,3$ $\sigma_{f_i} = 3,8 \pm 0,3$	71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
I06,05±0,09							64-41
I06,12		I,16±0,05			0,113±0,005		64-43
I06,11	200±50		43±19	155,6±40		$\sigma_{\bar{f}} = 11,1 \pm 0,5$ $\sigma_{\bar{r}} = 14,2 \pm 0,6$	71-156
I06,72		0,11					64-43
I06,72						$\sigma_{\bar{f}} = 1,5$ $\sigma_{\bar{r}} = 1,7$	71-156
I07,58±0,09							64-41
I07,64	77±7	4,12±0,10			0,397±0,01		64-43
I07,60±0,0080			53±5	19±2		$\infty = 2,75 \pm 0,01$ $\sigma_{\bar{f}} = 12,5 \pm 0,4$	68-154
I07,65	77±7		51±6	21,6±2		$\sigma_{\bar{f}} = 14,0 \pm 0,7$ $\sigma_{\bar{r}} = 49,8 \pm 1,2$	71-156
I08,06	120±18	0,44±0,04			0,042±0,004		64-43
I08,10±0,0316			52±12	67±14		$\psi = 0,78 \pm 0,012$ $\sigma_{\bar{f}} = 2,9 \pm 0,3$	68-154
I08,03	115		60	54		$\sigma_{\bar{f}} = 2,5$ $\sigma_{\bar{r}} = 5,3 \pm 0,5$	71-156

Продолжение таблицы 10

I	!	2	!	3	!	4	!	5	!	6	!	7	!	8
I08,82±0,09														64-41
I08,90	97±10			1,26±0,04						0,121±0,004				64-43
I08,90±0,0118						58±6	38±4					$\approx = 1,51 \pm 0,01$		68-154
												$\sigma_{\bar{f}} = 5,8 \pm 0,3$		
I08,92	95±10					60±9	34±5					$\sigma_{\bar{f}} = 5,4 \pm 0,4$		71-156
												$\sigma_{\bar{f}} = 15,0 \pm 0,5$		
I09,80±0,09														74-41
I09,84±				2,12±0,08						0,202±0,008				64-43
I09,72														
I10,10													$\sigma_{\bar{f}} = 11,2$	71-156
I10,18				0,58±0,08						0,055±0,008				64-43
III,10±0,10														64-41
III,16	103±15			0,48±0,02						0,046±0,002				64-43
III,20±0,0350						79±12	23±4					$\alpha = 3,44 \pm 0,02$		68-154
												$\sigma_{\bar{f}} = 1,2 \pm 0,1$		

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
III,65±0,10							64-41
III,67	98±10	1,13±0,04			0,107±0,004	$\sigma_0 \Gamma_2 = 3,1 \pm 0,1$	64-43
III,70±0,0064			51±6	46±5		$\sigma_0 \Gamma_2 = 1,10 \pm 0,01$	68-154
III,68	95±10		47±7	46,8±6		$\sigma_0 \Gamma_2 = 6,5 \pm 0,3$ $\sigma_0 \Gamma_2 = 13,2 \pm 0,4$	71-156
II2,80±0,10							64-41
II3,15±0,10							64-41
II3,52±0,10							64-41
II3,55		1,44±0,06			0,135±0,006		64-43
II3,57	203±20		56±16	144,7±17		$\sigma_0 \Gamma_2 = 16,5 \pm 0,7$ $\sigma_0 \Gamma_2 = 11,8 \pm 0,5$	71-156
II5,05±0,10							64-41
II5,10	73±17	0,44±0,06			0,041±0,006		64-43
II5,30±0,0318			39±11	33±10		$\sigma_0 \Gamma_2 = 1,19 \pm 0,02$ $\sigma_0 \Gamma_2 = 2,2 \pm 0,3$	68-154
II5,12	55±15		39±18	15,4±7		$\sigma_0 \Gamma_2 = 1,4 \pm 0,5$ $\sigma_0 \Gamma_2 = 5,0 \pm 0,7$	71-156

Продолжение таблицы 10

I	!	2	!	3	!	4	!	5	!	6	!	7	!	8
115,90±0,10														64-41
115,94				2,86±0,30						0,266±0,030				64-43
115,97												$6_0 \sqrt{1} = 31$	$6_0 \sqrt{1} = 37,7$	71-156
117,95±0,10														64-41
118,38±0,10														64-41
118,20				≈ 1,5										64-43
118,20												$6_0 \sqrt{1} = 30$	$6_0 \sqrt{1} = 30$	71-156
118,60±0,10														64-41
118,63				≈ 3										64-43
118,73												$6_0 \sqrt{1} = 20$	$6_0 \sqrt{1} = 34,0$	71-156
121,00±0,11														64-41
120,3														71-156
121,85±0,11														64-41
121,94				5,8±0,6						0,51±0,06				64-43
121,95	150±25					42±23		102,7±22					$6_0 \sqrt{1} = 42,5 \pm 1$	71-156
													$6_0 \sqrt{1} = 62,1 \pm 6$	

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
I22,85±0,11							64-41
I22,93		0,60±0,10			0,054±0,009		64-43
I23,60±0,11							64-41
I23,57		0,40±0,10			0,036±0,009		64-43
I23,57	90		41	49		$\sigma_{\bar{f}} = 2,3$ $\sigma_{\bar{f}} = 4,2 \pm 1$	71-156
I23,36		0,11±0,04			0,010±0,004		64-43
I23,96	120					=1,0 =1,2±0,4	71-156
I24,70±0,11							64-41
I24,80	182±27	2,20±0,30			0,195±0,027		64-43
I24,80±0,0093			61±19	118±24		$\alpha = 0,52 \pm 0,02$	68-154
I24,83	182±40		53±37	127±35		$\sigma_{\bar{f}} = 14,8 \pm 0,4$ $\sigma_{\bar{f}} = 16,1 \pm 1,5$ $\sigma_{\bar{f}} = 22,9 \pm 3$	71-156
I25,60±0,11							64-41
I25,64		4,2±1			0,37±0,009		64-43
I25,67						$\sigma_{\bar{f}} = 14,5$ $\sigma_{\bar{f}} = 43,4 \pm 1$	71-156
I26,00±0,11							64-41

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
I26,01		$1,9 \pm 0,5$			$0,18 \pm 0,05$		64-43
I26,00	160		34	II4		$\sigma_{\sqrt{t}} = 15,0$ $\sigma_{\Gamma} = 19,6 \pm 5,1$	71-156
I26,45		4 ± 1			$0,35 \pm 0,09$		64-43
I26,47						$\sigma_{\sqrt{t}} = 32,3$ $\sigma_{\Gamma} = 10,2$	71-156
I27,74		$0,65 \pm 0,20$			$0,057 \pm 0,017$		64-43
I27,71						$\sigma_{\sqrt{t}} = 3,5$ $\sigma_{\Gamma} = 6,6 \pm 2$	71-156
I28,10 ± 0,11							64-41
I28,18		$1,50 \pm 0,20$			$0,13 \pm 0,02$		64-43
I28,19	230 ± 60		47	182 ± 58		$\sigma_{\sqrt{t}} = 12 \pm 1,5$ $\sigma_{\Gamma} = 15,2 \pm 7$	71-156
I29,54		$0,68 \pm 0,20$			$0,050 \pm 0,018$		64-43

217

107

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
129,56	120		35	84		$\sigma_{\sqrt{f}} = 4,8$ $\sigma_{\sqrt{r}} = 6,8 \pm 2$	71-156
129,75 \pm 0,11							64-41
129,92	82 \pm 12	1,69 \pm 0,15			0,15 \pm 0,02		64-43
130,10			68 \pm 10	12 \pm 2		$\alpha = 5,67 \pm 0,02$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 2,5 \pm 0,2$	68-154
129,92	64 \pm 25		51 \pm 22	11 \pm 5		$\sigma_{\sqrt{f}} = 3,0 \pm 0,5$ $\sigma_{\sqrt{r}} = 16,9 \pm 1,5$	71-156
131,22 \pm 0,12							64-41
131,24		2,2 \pm 0,6				$\sigma_{\sqrt{f}} = 0,19 \pm 0,05$	64-43
131,24	155		51	102		$\sigma_{\sqrt{f}} = 14,4$ $\sigma_{\sqrt{r}} = 21,8 \pm 5$	71-156
131,64		I					64-43
131,64	200		21	177		$\sigma_{\sqrt{f}} = 8,8$ $\sigma_{\sqrt{r}} = 9,9$	71-156
132,05 \pm 0,12							64-41

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
I32,16		2,2±0,6			0,19±0,05 ^(I)		64-43
I32,17						6,σ _f =18,8 6,σ _r =21,6±5,8	71-156
I32,65±0,12							64-41
I32,70	64±10	1,2±0,4			0,10±0,033 ^(I)		64-43
I32,80±0,0415			43±16	19±14		α =2,33±0,04 6,σ _f =3,5±2,3	68-154
I32,70	75		29	44		6,σ _r =7,0 6,σ _r =11,8±4	71-156
I33,04		I					64-43
I33,04						6,σ _f =9,3 6,σ _r =10,8	71-156
I33,60±0,12							64-41
I33,63	99±14	4,47±0,50			0,38±0,04 ^(I)		64-43
I33,60±0,0112			43±9	51±9		α =0,84±0,01 6,σ _f =22,4±0,9	68-154
I33,62	80±20		42±16	34±10		6,σ _f =18,5±2 6,σ _r =43,5±5	71-156

Продолжение таблицы 11

1	2	3	4	5	6	7	8
I35,15±0,12							64-41
I35,15		4					64-43
I35,08	200		53	143		$\sigma_{\bar{f}} = 27,6$ $\sigma_r = 38,5$	71-156
I35,47		4					64-43
I35,47	250		32	214		$\sigma_{\bar{f}} = 33,0$ $\sigma_r = 38,4$	71-156
I36,25±0,12							64-41
I36,32	124±12	3,15±0,20			0,27±0,02	$\sigma_{\bar{f}} = 12,1±0,5$ $\sigma_r = 1,40±0,01$	64-43
I36,40±0,0118			70±8	50±6			68-154
I36,36	90±30		60±23	27±9		$\sigma_{\bar{f}} = 9,0±1,5$ $\sigma_r = 30,0±2$	71-156
I37,45							64-41
I37,56	59±7	3,10±0,30			0,26±0,03		64-43
I37,60±0,0077			33±5	23±4		$\alpha = 1,43±0,01$ $\sigma_{\bar{f}} = 11,3±0,3$	68-154
I37,55	59±25		37±18	19±9		$\sigma_{\bar{f}} = 9,7±2$ $\sigma_r = 29,3±2,6$	71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
I39,15±0,12							64-41
I39,19	45±7	0,47±0,06			0,040±0,005		64-43
I39,20±0,0142			23±5	22±5		$\alpha = 1,05 \pm 0,01$ $\sigma_{\sigma f} = 2,1 \pm 0,1$	68-154
I39,27	45		29	15		$\sigma_{\sigma f} = 1,5$ $\sigma_{\sigma f} = 4,4 \pm 0,5$	71-156
I40,20±0,13							64-41
I40,27		1,30±0,20			0,11±0,02		64-43
I40,27						$\sigma_{\sigma f} = 12,1$	71-156
I41,80		≈ 0,6					64-43
I41,80	100		41	58		$\sigma_{\sigma f} = 3,2$ $\sigma_{\sigma f} = 5,5$	71-156
I42,00±0,13							64-41
I42,10		5,6±0,30			0,470±0,025		64-43
I42,15	95		45	44		$\sigma_{\sigma f} = 23,8$ $\sigma_{\sigma f} = 51,2 \pm 2,5$	71-156

Продолжение таблицы 10

1	2	3	4	5	6	7	8
143,10±0,13							64-41
143,13		≈ 0,15					64-43
143,05						$\sigma_{\sqrt{f}} = 1,4$	71-156
144,00±0,13							64-41
144,70±0,13							64-41
145,55±0,13							64-41
145,65.		7,30±0,60			0,60±0,05		64-43
145,60						$\sigma_{\sqrt{f}} = 32,3$ $\sigma_r = 65,2 \pm 5,2$	71-156
147,30±0,13							64-41
147,35	73±8	2,70±0,15			0,220±0,012		64-43
147,40±0,0061			37±5	34±4		$\sigma_{\sqrt{f}} = 1,10 \pm 0,01$ $\sigma_{\sqrt{f}} = 10,9 \pm 0,3$	68-154
147,35	73±20		36±12	34±10		$\sigma_{\sqrt{f}} = 11,1 \pm 1$ $\sigma_r = 23,8 \pm 1,2$	71-156
148,95±0,13							64-41
149,90±0,13							64-41

Резонансные уровни U^{235} при энергии выше 100 эВ [11]

E_0 , эВ	E_0 , эВ	E_0 , эВ	E_0 , эВ	E_0 , эВ
151,65±0,06	177,50±0,07	203,80±0,10	238,60±0,12	267,90±0,16
153,60±0,06	178,50±0,07	205,60±0,10	239,60±0,12	270,60±0,16
154,90±0,06	179,33±0,07	207,00±0,10	241,30±0,14	270,50±0,16
155,65±0,06	180,32±0,08	209,60±0,10	242,50±0,14	272,70±0,16
156,15±0,06	182,32±0,08	211,40±0,10	244,80±0,14	275,30±0,16
156,90±0,06	183,50±0,08	212,70±0,10	245,40±0,14	276,60±0,16
158,85±0,06	183,88±0,08	213,70±0,10	246,20±0,14	279,70±0,16
159,35±0,06	184,10±0,08	214,90±0,10	247,90±0,14	280,90±0,16
159,90±0,06	185,95±0,08	215,60±0,10	249,00±0,14	282,00±0,16
160,95±0,06	186,43±0,08	216,30±0,10	250,50±0,14	282,70±0,16
162,20±0,06	186,35±0,08	217,10±0,10	251,50±0,14	284,30±0,16
162,60±0,06	187,46±0,08	219,20±0,10	253,20±0,14	286,10±0,16
163,56±0,06	190,83±0,09	220,60±0,10	253,80±0,14	287,50±0,16
166,28±0,06	192,28±0,09	221,50±0,12	256,00±0,14	289,30±0,16
167,94±0,06	193,50±0,09	223,20±0,12	257,50±0,14	290,80±0,20
169,30±0,06	194,19±0,09	224,70±0,12	258,70±0,14	292,20±0,20
170,29±0,07	196,30±0,09	226,50±0,12	260,10±0,16	293,60±0,20
171,70±0,07	197,30±0,09	229,10±0,12	261,50±0,16	295,10±0,20
172,37±0,07	198,40±0,09	231,00±0,12	262,90±0,16	296,20±0,20
173,31±0,07	200,3±0,10	231,30±0,12	263,80±0,16	296,90±0,20
174,12±0,07	201,10±0,10	232,90±0,12	264,90±0,16	297,50±0,20
174,50±0,07	201,90±0,10	233,90±0,12	266,30±0,16	298,50±0,20
176,47±0,07	202,20±0,10	235,30±0,12	266,80±0,16	300,50±0,20

Таблица 12

РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ $U-236$ ($I^{\text{эф}}=0^+$)

$E_0, \text{эВ}$	$\Gamma, \text{мэВ}$	$\Gamma_n, \text{мэВ}$	$\Gamma_{\nu}, \text{мэВ}$	$\Gamma_n^{\circ}, \text{мэВ}$	Разные величины эВ, сдм	Литература
-8			(30)	(2,4)		58-40
$5,48 \pm 0,006$	31 ± 7	$1,95 \pm 0,40$	29 ± 7	$0,83 \pm 0,20$	$6_{\nu} = 29800 \pm 7000$	58-40
5,49	-	$1,76 \pm 0,21$	(25)	$0,75 \pm 0,12$		58-39
5,49	-	-	-	-	$6_{\nu} E_{\nu} / \Gamma$	61-23
5,48	-	$2,40 \pm 0,25$	$32,5 \pm 3,5$	-	-	68-122
30,2		$0,61 \pm 0,11$	(25)	$0,111 \pm 0,019$		58-39
34,6		$2,6 \pm 1,2$	(25)	$0,44 \pm 0,20$		58-39
44,5		19 ± 5	(25)	$2,8 \pm 0,8$		58-39
72,3		40 ± 10	(25)	$4,7 \pm 1,1$		58-39
87,4		44 ± 11	(25)	$4,7 \pm 1,1$		58-39
121,0		53 ± 19	(25)	$4,8 \pm 1,7$		58-39
126,0		8 ± 4	(25)	$0,7 \pm 0,3$		58-39
133		-	-	-		58-39
198		94 ± 25	-	$6,7 \pm 1,7$		58-39
216		80 ± 30	(25)	$5,4 \pm 2,0$		58-39
280		100 ± 50	(25)	6 ± 3		58-39
308		130 ± 70	(25)	7 ± 4		58-39
384		190 ± 100	(25)	10 ± 5		58-39

1. J.R.Stehn, M.D.Goldberg, R.Wiener-Champan,
S.F.Mughabghab, B.A.Magurno and V.M.May. Neutron Cross
Sections, vol. 111, BNL-325 Second Ed., Suppl. No.2, 1965.
2. O.D.Simpson, R.P.Schuman, J.R.Berreth. Nucl.
Sci.Engng., 29, 423(1967).
3. И.И.Конакович, М.И.Певанер. "Атомная энергия", 8,
47(1960).
4. R.E.Cote, H.Diamond, J.E.Gindler(1962), ДАННЫЕ ПРИ-
ВОДЯТСЯ В /I/.
5. L.M.Bollinger, H.Diamond, J.E.Gindler. Bull.Am.
Phys.Soc., 8, 370(1963).
6. P.Ribon, H.Derrien, A.Michaudon, M.Sanche. Proc.
of the Int. Conf. on Nucl.Phys., July, 1964, Paris.
7. R.E.Cote, L.M.Bollinger, D.A.Dahlberg, G.E.Thomas
(1964), ДАННЫЕ ПРИВЕДЕНЫ В /I/.
8. E.Rae(1964), ДАННЫЕ ПРИВЕДЕНЫ В /I/.
9. B.Haddad, S.J.Freisenhahn, F.H.Fröner, W.M.Lopez.
Phys.Rev., 140B, 50(1965).
10. J.B.Garg, J.Rainwater, J.S.Petersen, W.W.Havens, Jr.,
Phys.Rev., 134, B985(1964).
11. H.Palevsky, R.E.Chrien, B.Haddad, W.M.Lopez. Bull.
Am.Phys. Soc., 9, 20(1964), а ТАКЖЕ I.
12. L.M.Bollinger, G.E.Thomas. Phys.Letters, 8, 45(1964).
13. N.J.Pattenden, R.C.Block, S.Hardsley. AERE-PR/NP5,
p.6(1963), ДАННЫЕ ПРИВЕДЕНЫ В /I/.
14. C.A.Uttley, R.H.Jones. AERE-M1223(1963), ДАННЫЕ ПРИ-
ВЕДЕНЫ В /I/.
15. C.A.Uttley, R.H.Jones. AERE-PR/NP2, p.1(1962), ДАННЫЕ
ПРИВЕДЕНЫ В /I/.

16. L.M.Bollinger, R.H.Cote, D.A.Dahlberg, G.E.Thomas (1953).
17. И.А.Радкевич, В.В.Владимирский, В.В.Соколовский. "Атомная энергия", 1956, 1, 55.
18. J.S.Levin, D.J.Hughes. Phys.Rev., 101,132B(1956).
19. V.E.Pilcher(1955), данные приведены в /I/.
20. J.A.Harvey, R.B.Schwartz. Progress in Nuclear Energy, v. 2 - Physics and Mathematics, Pergamon Press, London, 1958, p.51.
21. F.B.Simpson, W.H.Burgus, J.E.Evans, H.W.Kirby. Nuclear Sci. and Engn., 12, 243 (1962).
22. J.B.Patterson, J.A.Harvey. ORNL-3268,(1962) p.47, данные приведены в /I/.
23. F.R.Leonard, Jr.,R.H.Odegaarden. Bull.Am.Phys.Soc., 6,8(1961), а также данные, приведенные в /I/.
24. F.B.Simpson, J.R.Berreth, J.W.Codding, R.P.Schuman, Bull.Am.Phys.Soc., 9, 433(1964), а также данные, приведенные в/I/.
25. W.H.Burgus, F.B.Simpson. EANDC-US-44(L),(1963). Данные приведены в /I/ ; F.B.Simpson, R.P.Schuman, ANS Transactions,6,43,(1963).
26. G.D.James. Nuclear Phys., 55, 517(1964).
27. J.R.Berreth, M.S.Moore, O.D.Simpson. Trans.Am. Nuclear Soc., 6, 44(1963), IDO-16917, p.14(1963), IDO-16898, p.9 (данные, приведенные в/I/).
28. M.H.Nifenecker, J. Phys., 25, 877(1964); M.H.Nifenecker, D.Paun, J.Fagot. J.Phys.Radium, 24, 254(1963).

29. N.J.Pattenden, J.H.Harvey. Proc. International Conf. on Nuclear Structure. Kingston, Ontario (D.A.Brodie, and E.W.Vogt, eds.), 1960, p. 882, Univ. of Toronto, Canada.
30. M.S.Moore, L.G.Miller, O.D.Simpson. Phys.Rev., 118, 714 (1960);
M.S.Moore, C.W.Reich. Phys.Rev., 118, 718(1960).
31. E.Vogt. Phys.Rev., 118, 724(1960).
32. В.В.Владимирский, А.А.Панов, И.А.Радкевич, В.В.Соколовский. "Атомная энергия" 5, 69(1958).
33. В.В.Соколовский, В.В.Владимирский, И.А.Радкевич, А.А.Панов. "Атомная энергия" 2, 129(1957).
34. M.S.Moore, L.G.Miller, C.W.Reich. Bull.Am.Phys.Soc., 1, 327(1956).
35. J.E.Lynn, N.J.Pattenden. Первая Женевская конференция, т.4, стр.252, доклад P/423(1955), изд. АН СССР, М., 1957.
36. Д.В.Адыгуч, В.Ф.Герасимов, Б.В.Вршов, В.С.Зенкевич, В.М.Мостовой, М.И.Певзнер, А.П.Цитович, А.А.Чернышов. Материалы международной конференции по мирному использованию атомной энергии, состоявшейся в Женеве 8-20 августа 1955 г., т.4, стр.259, доклад P/645, изд. АН СССР, М., 1957 г.
37. С.Я.Никитин, С.И.Сухоручкин, К.Г.Игнатъев, Н.Д.Галакина. Сессия АН СССР по мир.испол.атомной энергии 1-5 июля 1955 г. заседания отд. физ.мат.наук(Москва), стр. 87(1955), М., АН СССР.
38. V.L.Sailor. Phys.Rev., 100, 1249A(1955), а также /I/.

39. J.A.Harvey, D.J.Hughes, Phys.Rev., 109,471(1958).
40. G.J.McCallum, J.Nuclear Energy 6, 181(1958).
41. J.B.Garg, W.W.Havens, Jr, J.Rainwater(1964), данные приведены в /1/.
42. Ван-Ши-ди, Ван Юн-Чан, Е.Дерменджиев, Ю.В.Рябов, "Phys. and Chem. of Fission, Vienna, IAEA, v.1, 1965", Vienna, p. 287, " Атомная энергия ", 19,43(1965).
43. A.Michaudon, H.Derrien, P.Ribon, M.Sanche. Nucl. Phys., 69, 545(1965).
44. И.В.Кирпичников, К.Г.Игнатьев, С.И.Сухоручкин. "Атомная энергия", 16, 211 (1964).
45. К.Г.Игнатьев, И.В.Кирпичников, С.И.Сухоручкин. " Атомная энергия ", 16, 110 (1964).
46. C.D.Bowman, G.F.Auchampaugh, S.G.Pultz. Phys.Rev., 130, 1482 (1963).
47. A.Michaudon, R.Bergere, A.Coin, R.Joly.J.Phys. Radium, 21, 429 (1960).
48. P.D.Brooks. Neutron Time-of-Flight Methods, Euratom Brussels, p. 131 (1961), а также N.R.D.C.-123 (1959) P.D.Brooks, E.R.Rae, данные приведены в /1/.
49. E.H.Collins, T.M.Kavanagh, J.E.Lynn. N.R.D.C-177 (1959), данные приведены в /1/.
50. W.W.Havens, Jr.E.Melkonian, L.J.Rainwater, J.L.Rosen. Phys.Rev, 116, 1538(1959).
51. F.J.Shore, V.L.Sailor. Phys.Rev., 112, 191(1958).

- 31 -
52. E.Melkonian, V.Perez-Mendez, M.L.Melkonian, W.W.Havens, Jr, L.J.Rainwater. Nuclear Sci. and Engng. 3, 435(1958).
 53. E.Vogt. Phys.Rev., 112, 203 (1958); 118, 724(1960).
 54. M.L.Yeater, W.R.Mills, E.R.Gaerttner. Phys.Rev., 104, 479 (1956).
 55. V.E.Pilcher, J.A.Harvey, D.J.Hughes. Phys.Rev., 103, 1342 (1956), а также данные, приведенные в /1/.
 56. O.D.Simpson, R.G.Fluharty, F.B.Simpson. Phys. Rev., 103, 971 (1956).
 57. B.T.Price, J. Nuclear Energy 2, 128 (1955), а также данные N.R.D.C. 81 (1956), приведенные в /1/.
 58. F.W.K.Firk, J.E.Lynn, M.C.Мохон. Nuclear Phys., 41, 614 (1963).
 59. M.C.Мохон, С.М.Мусock, 1962, данные приведены в /1/.
 60. H.E.Jackson, J.E.Lynn. Phys.Rev., 127, 461(1962).
 61. J.L.Rosen, J.S.Desjardnis, J.Rainwater, W.W.Havens. Phys. Rev., 118, 687 (1960).
 62. C.W.Reich, M.S.Moore. Phys.Rev., 111, 929 (1958).
 63. L.M.Bollinger, R.E.Cote, D.A.Dahlberg, G.E.Thomas. Phys. Rev., 105, 661 (1957).
 64. R.G.Fluharty, F.B.Simpson, O.D.Simpson. Phys.Rev., 103, 1778 (1956).
 65. J.A.Harvey, D.J.Hughes, R.S.Carter, V.E.Pilcher, Phys. Rev., 99, 10 (1955), а также данные, приведенные в /1/.

56. G.G.Slaughter, J.A.Harvey, R.C.Block. ORNL-3005, p. 42 (1961), данные приведены в /1/.
67. Ю.В.Адамчук, С.С.Москалев, М.И.Павзнер. "Атомная энергия", 6, 569 (1959) ; Nuclear Energy 13, 72 (1960).
68. J.E.Cline, E.H.Magleby, W.H.Burges. Bull. Am. Phys. Soc., 4, 270 (1959), а также данные, приведенные в /1/.
69. R.C.Block, J.A.Harvey, G.L.Jenkins, G.G.Slaughter, W.J.Martin, G.W.Parker, P.Lantz. ORNL-2610, p.22(1958), данные приведены в /1/.
70. M.S.Smith, R.R.Smith, E.G.Joki, J.E.Evans. Phys. Rev., 107, 525 (1957).
71. T.E.Young, F.B.Simpson. IDO-16805, p.8(1952); /1/;
T.E.Young, F.B.Simpson, M.S.Coors. Bull.Amer. Phys.Soc., 7, 305 (1962).
72. К.Г.Игнатьев и др. Euro Nuclear 2, 77(1965).
73. J.S.Fraser, R.B.Schwartz. Nuclear Phys., 30, 269 (1962).
74. L.M.Bollinger, R.E.Cote, G.E.Thomas. Second Geneva Conf., vol. 15, p. 127, Paper P/687 (1958).
75. P.A.Egelstaff, D.S.Gayther, K.P.Nicholson, J.Nuclear Energy, 6, 303 (1958).
76. И.В.Кирпичников, В.В.Окороков, С.И.Сухоручкин. "Атомная энергия", 2, 247 (1957) ; J.Nuclear Energy, 6, 163 (1958).
77. N.J.Pattended, J.Nuclear Energy, 2, 187 (1956).
78. J.E.Lynn, N.R.D.C. 81, p.19(1956), данные приведены в /1/.

79. R. Richmond, B.T. Price. *J. Nuclear Energy* 7, 177 (1956); J. Ruffe, B.T. Price, *First Geneva Conference*, vol. 4, p. 107, Paper P/422 (1955); Вспомогательная международная конференция по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955, т.4, стр. 225, изд. АН СССР М. (1957).
80. W.W. Havens, Jr., E. Melkonian, L.J. Rainwater, M. Lerner. (Reported by B.R. Leonard, Jr., in *First Geneva Conference*, vol. 4, p. 193, Paper P/589 (1955); в русском переводе стр. 232, изд. АН СССР, М., (1957).
81. E.F. Anderson, L.S. Lavatelli, B.D. McDaniel, R.B. Sutton (там же).
82. B.R. Leonard, Jr., E.S. Sepp, W.J. Friese (там же).
83. J.M. Auclair, M. Galula, P. Hubert, B. Jacrot, R. Joly, P. Netter, G. Vendryes, *First Geneva Conference*, vol. 4, p. 235, Paper P/354 (1955) стр. 280 русского перевода. Изд. АН СССР, М., (1957).
84. С.Я. Никитин, Н.Д. Галенина, К.Г. Игнатьева, Е.В. Окорюков, и др. *First Geneva Conference*, vol. 4, p. 224, Paper P/646 (1955), стр. 269 русского перевода, изд. АН СССР, М., (1957).
85. Ю.Г. Абов. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1-5 июля 1965 г. Заседания отделения физ. матем. наук. Москва, стр. 294, изд. АН СССР, М., (1955).
86. H. Palevsky, R. Zimmerman (1955), данные приведены в /I/.
87. М.С. Мохон, В.Р. Нае, С.М. Мускок, AVRE-PR/NP, 4, p. 16 (1963), данные приведены в /I/.
88. B.R. Leonard, Jr., E.J. Serpi, W.J. Friese. *Nuclear Sci. and Engng*, 5, 32 (1959).

89. R.E.Cote, L.M.Kollinger, H.F.Barnes, H.Diamond.
Phys. Rev., 114, 505 (1959).
90. H.J.Pattenden, V.B.Rathey. J. Nuclear Energy 11, 14
(1959).
91. O.D.Simpson, R.G.Planarty, РТК-203 (1957), данные
приведены в /I/.
92. R.Zimmerman., H.Palovvku (1956), данные приведены в /I/.
93. H.J.Pattenden, S.Borovley, АЕРБ/НР 6, p.10 (1964),
данные приведены в /I/.
94. G.D.James, D.A.Endacott. АЕРБ/НР 6, p.3 (1964), данные
приведены в /I/ ; G.D.James. Nuclear Physics 65, 353
(1965); G.D.James. Physics and Chemistry of Fission, vol.1,
p. 235, IAEA, Vienna, 1965.
95. M.S.Moore, O.D.Simpson, T.Watanabe, J.Russel,
R.Hockenbury, Phys.Rev., 135, B945 (1964).
96. D.S.Craig, C.H.Westcott. Canad. Journ.Phys., 42,
2384(1964), а также /I/.
97. N.H.Marschall, O.D.Simpson. IDO-16954, not added in
proof, p. 6, (1963), данные приведены в /I/.
98. G.D.James, "Neutron Time-of-Flight Methods",
Euroatom, p.115 (1961).
99. F.B.Simpson, O.D.Simpson. Phys. Rev.,123, 559(1961).
100. B.R.Leonard, Jr., E.J.Friesenhahn, HW-62727, p.19
(1959).
101. R.B.Schwartz. Bull.Am.Soc., 3, 176(1958).
102. C.D.Bowman, M.S.Coops, G.F.Auchampaugh, S.C.Filtz.
Phys. Rev., 137, B326 (1965).

103. R.G. Block, G.G. Slaughter, J.A. Harvey. ORNL-2718, p.26 (1959).
104. B.R. Leonard, Jr., E.J. Seppi. Bull. Am. Phys. Soc. 4, 31 (1959), а ТАКЖЕ HW-59126, p.3 (1959) - приведены в /1/.
105. R.E. Cote, R.F. Barnes, H. Diamond. Phys. Rev., 134, B1281 (1964).
106. L.I. Tiren, J.M. Jenkins. AEEW-R 163, p. 15 (1962), данные приведены в /1/.
107. G.S. Cooper, J.D. Garrison, W.A. Hines. Trans. Am. Nuc. Soc. 4, 271 (1961).
108. K.K. Seth, D.J. Hughes, R.L. Zimmerman, R.C. Garth, Phys. Rev., 110, 692 (1958).
109. С.М. Келебин, Р.Н. Иванов, П.Н. Целый, Э.К. Каралова, Г.М. Кукавадзе, В.И. Пыкова, Н.П. Шибалева, Г.В. Руколайне. Nuclear Data for Reactors, v. 1, CN-23/104, p.71, IAEA, Vienna (1967).
110. В.Ф. Герасимов. Nuclear Data for Reactors, v. 2, CN-23/112 p. 129, IAEA, Vienna (1967).
111. K.H. Böckhoff, A. De Keyser, H. Hortman, W. Kolar, H. Martin. CN-23/89, p. 135.
112. H. Darrien, J. Blons, C. Eggermann, A. Michaudon, D. Pays, P. Ribon. CN-23/70, p. 195.
113. D.B. Adler, F.T. Adler. Trans. Am. Nucl. Soc., 5, 53 (1962).
114. M. Asghar, C.M. Chaffey, M.C. Moxon, N.J. Pattended, E.R. Rae, C.A. Uttley. Nucl. Phys., 76, 1, 196 (1966).
115. F.B. Simpson. ANS. Transactions 9, 41 (1963).
116. M. Asghar, C.M. Chaffey, M.C. Moxon. Nucl. Phys., 85, 305 (1966).

117. G.F. Auchampaugh, C.D. Bowman, M.S. Coops, S.C. Plutz. Phys. Rev., 146, No. 3, 146 (1966) and Extended Int. Conf. on Study Nucl. Interact. with Neutrons. Antwerp, 1965.
118. И.В.Кирпичников. "Атомная энергия", 23, 6, (1967).
119. С.И.Сухоручкин. "Атомная энергия", 31, 595(1971).
120. F.B. Simpson, J.W. Godding, Jr., Nuclear Sci. Engng. 28, 133 (1967).
121. O.D. Simpson, M.S. Moor, J.R. Berreth. Nuclear Sci. Engng. 29, 415 (1967).
122. N.P. Baumann, J.D. Halford, D.J. Fellarin. Nuclear Sci. Engng. 32, 265 (1968).
123. W.F. Stubbins, C.D. Bowman, G.F. Auchampaugh, M.S. Coops. Phys. Rev., 154, 1111 (1967).
124. T.E. Young, F.B. Simpson, J.R. Berreth, M.S. Coops. Nuclear Sci. Engng. 30, 355 (1967).
125. G.F. Auchampaugh, C.D. Bowman, J.E. Evans. Nuclear Physics, A112, 329 (1968).
126. C.D. James, E.R. Rae. Nuclear Phys. A118, 313(1968).
127. D.V.S. Ramakrishna, M.P. Navalkar. Nuclear Data for Reactors, IAEA, Vienna, 1970, v.1, p. 553.
128. R.W. Hockenbury, J.D. Boice, W.H. Moyer, R.C. Block. Proc. of the Third Conf. Neutron Cross-Sections and Technology, Knoxville, v. 2, p. 721 (1971); предварительные результаты приведены в R.W. Hockenbury et al. Trans. Am. Soc., 13, 299 (1970).
129. M.G. Gao, E. Migneco, J.P. Theobald, J.A. Wartena. Neutron Cross-Sections and Technology, NRS Special Publication 299, v.1, p.513 (1968).
130. W. Kolar, K.H. Bockhoff. J.Nucl. Energy 22, 299(1968).

131. H. Weigmann, H. Schmid, J. Nucl. Energy 22, 117 (1968).
132. E. Migneco, J. P. Theobald. Nuclear Phys. A 117, 103 (1968).
133. N. J. Pattenden. Internat. Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons. Antwerp., Belgium, 1965 (не опубл., данные приведены в /117/).
134. T. E. Young, S. D. Reeder. Nucl. Sci. Engng. 40, 319 (1970).
135. D. Paya et al. Supplement to Proc. Intl. Data for Reactors Conf. Paris (1966) (IAEA INDC/136 (1967)).
136. D. Paya, H. Derrien et al. "Nucl. Data for Reactors. IAEA, Vienna, v. 2, 1967". Vienna, p. 123.
137. N. J. Pattenden, "Physics and Chemistry of Fission, 1969, Vienna", IAEA, Vienna, p. 330 (ДИСКУССИЯ ПО ДОКЛАДУ IAEA-SM-122/123).
138. К. А. Гаврилов, К. К. Кошаева, С. Н. Крайтор, Л. Б. Пиквальнер. "Атомная энергия", 28, 362 (1970).
139. F. Poortmans, H. Ceulemans, J. Theobald, E. Migneco. Proc. of the Third Conf. Neutron Cross-Sections and Technology, Knoxville, v. 2, p. 667 (1971).
140. M. S. Moor, W. K. Brown et al. "Nuclear Data for Reactors, Vienna, IAEA, v. 1, 1970". Vienna, p. 527.
141. M. S. Moor, J. H. McNally, R. D. Baybarz. Phys. Rev. C4, 273 (1971).
142. C. D. Bowman, G. F. Auchampaugh, S. C. Pultz, R. W. Hoff. Phys. Rev., 166, 1219 (1968).
143. G. D. Sauter, C. D. Bowman. Neutron Cross-Sections and Technology, NBS Special Publication 299, 1, 541 (1968), а также Phys. Rev., 174, 1413 (1968).

144. O.D. Simpson, R.G. Fluharty, M.S. Moor, H.H. Marshall, H.C. Diven, A. Hemmendinger. Proc. Conf. Neutron Cross-Sections Technol., Washington, D.C. (P.B. Hemming, ed.), 1966, 11, 910. USAEC Rpt. CONF-660303.

145. J. Blons, G. Debril, J. Fermandjian, A. Michaudon. Nuclear Data for Reactors, 1970, IAEA, Vienna, v.1, 469.

146. J. Blons, H. Derrien, A. Michaudon. Proc. of the Third. Conf. Neutron Cross-Sections and Technology, Knoxville, v.2, 836 (1971).

147. W. Kolar, J.P. Theobald, J.A. Wartona, там же, стр.823.

148. H. Nifenecker, G. Ribon. "Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, v.1" (1965), p.245.

149. D.W. Bergon, M.G. Silbert. Phys.Rev., 166, 1178(1968).

150. W. Kolar, G. Carraro, G. Nastro. "Nuclear Data for Reactors", Vienna, IAEA, v.1, 1970, Vienna, p.387.

151. J.A. Farrell. Phys.Rev., 165, 1371 (1968).

152. J. Blons, H. Derrien, A. Michaudon. "Nuclear Data for Reactors", Vienna, IAEA, v.1, (1970); Vienna, p.513.

153. Д.В.Рябов, Ван-Юн-Чан, Е.Дерменджиев, Чжан Пэй-шу. "Ядерная физика". 5, 925 (1967).

154. M.G. Siso, E. Migneco, J.P. Theobald, J.A. Wartona, J. Winter. J.Nucl.Engng. 22, 211 (1968).

155. F. Poortmans, H. Ceulemans, E. Migneco, J.P. Theobald, "Nucl. Data for Reactors, Vienna, IAEA, v.1, 1970". Vienna, p. 449.

156. J. Blons, H. Derrien, A. Michaudon. Proc. of the Third Conf. Neutron Cross-Sections and Technology, Knoxville, v.2, p. 829 (1971).

157. M. Aghar. Nuclear Physics, 70, 196 (1966).
158. P. Ribon. CEA-N-1149 (1969) (по данным, приведенным в /159/).
159. L. Forman et al. Proc. of the Third Conf. Neutron Cross-Sections and Techn., Knoxville, v.2, p. 735 (1971).
160. N.W. Glass, A.D. Schalberg, L.D. Tatro, J.H. Warren. Neutron Cross-Sections and Technology, Washington, 1968, NBS Special Publication 299, v.1, p. 573.
161. G. Röhr, H. Weigmann, J. Winter. Nuclear Data for Reactors, Vienna, IAEA, 1970, v. 1, p. 413.
162. G. Carraro, W. Kolar, *ibid.* v.1, p. 403.
163. G. Carraro, W. Kolar. Proc. of the Third Conf. Neutron Cross-Sections and Technology, Knoxville, v.2, p. 701 (1971).
164. F.J. Rahn, H. Camarda, G. Hacken, W.W. Havens, Jr., H.I. Liou, J. Rainwater, M. Slagowitz, S. Wynchank, J. Arho, C. Ho, *ibid.*, p. 65B.

Редколлегия сборника "Ядерные константы" в настоящий момент депонирует таблицы № 13-32 данной статьи и передает в библиотеку Центра по ядерным данным. Эти таблицы в форме копии (на фотошленке или бумаге) можно получить по запросу, посланному в Центр.

Таблицы, депонированные в Центре:	Стр.
1. Таблица 13. Резонансные параметры u - 238	325
2. Таблица 14. Резонансные параметры u - 238 выше 2000 эв	376
3. Таблица 15. Резонансные параметры ν_p - 237	391
4. Таблица 16. Резонансные параметры ν_n - 238	403
5. Таблица 17. Резонансные параметры ν_n - 239	406
6. Таблица 18. Резонансные параметры ν_n - 239 при энергии выше 100 эв	420
7. Таблица 19. Резонансные параметры ν_n - 240	438
8. Таблица 20. Резонансные параметры ν_n - 240 выше 1 кэв	453
9. Таблица 21. Резонансные параметры ν_n - 241	460
10. Таблица 22. Резонансная структура ν_n - 242	483
11. Таблица 23. Резонансные параметры $A_{\text{ш}}$ - 241	486
12. Таблица 24. Резонансные параметры $A_{\text{ш}}$ - 242 _ш	493
13. Таблица 25. Резонансные параметры $A_{\text{ш}}$ - 243	494
14. Таблица 26. Резонансные параметры $S_{\text{ш}}$ - 244	495
15. Таблица 27. Резонансные параметры $S_{\text{ш}}$ - 245	496
16. Таблица 28. Резонансные параметры $S_{\text{ш}}$ - 246	497
17. Таблица 29. Резонансные параметры $S_{\text{ш}}$ - 247	500
18. Таблица 30. Резонансные уровни $S_{\text{ш}}$ - 248	501
19. Таблица 31. Резонансные параметры $Q_{\text{ш}}$ - 252	502

ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ Pu^{239} В ОБЛАСТИ
ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 10^{-3} ЭВ - 15 МЭВ

В.А.Коньшин, Г.Б.Анципов, Л.А.Бахалович,
Г.Б.Мороговский, Е.Ш.Суховицкий, А.Р.Бендерский

Abstract - Аннотация

THE NUCLEAR DATA EVALUATION FOR $Pu-239$ IN THE ENERGY RANGE 10^{-3} EV - 15 MEV. The results of the nuclear data evaluation for $Pu-239$ in the energy range 10^{-3} ev - 15 Mev are described. Below the abstract, contents and list of literature used are given. The whole work which contains 436 pages and 118 tables is in Nuclear Data Centre (CJD).

ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ Pu^{239} В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 10^{-3} ЭВ - 15 МЭВ. В работе описаны результаты оценки ядерных данных для Pu^{239} в области энергий 10^{-3} эв - 15 Мэв. Ниже даны аннотация работы, оглавление и список цитируемой литературы. Полный текст работы, содержащей 436 стр. и 118 таблиц находится в Центре по ядерным данным.

В настоящей работе описываются результаты оценки ядерных констант для Pu^{239} в области энергий 10^{-3} эв - 15 Мэв. В тепловой области энергий (10^{-3} - 1 эв) проведен анализ имеющихся экспериментальных данных для σ_a , σ_f , σ_{sc} и σ_{tr} сделана оценка этих величин и проведено выравнивание величин

σ_{tr} , полученных прямым методом и из отношения сечений. В резонансной области энергий предложен многоуровневый формализм с учетом интерференции, разработана и поставлена на ЭВМ "Минск-22" соответствующая программа и проведен анализ одновременно трех типов сечений - σ_a , σ_f и σ_{sc} . В неразрезанной резонансной области энергий разработан алгоритм и получены соответствующие параметры для описания сечений в этой области энергий.

Проведена оценка полного сечения, сечения деления, величины \bar{v} и α с анализом имеющихся экспериментальных данных. Произведен расчет сечения неупругого рассеяния нейтронов по статистической модели ядра.

Разработана модель для расчета сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$. Произведено разложение по полиномам Лежандра угловых распределений упруго рассеянных нейтронов.

Оценены константы для ${}^{239}\text{Pu}$ представлены в принятом формате.

Работа содержит 436 стр., 118 табл., 89 рис., библиография -- 424.

ЛИТЕРАТУРА

1. Greebler P., Hutchins B.A. and Cowan G.L. 1972 Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki. v. 1. p.17 (1970).
2. Douglas A.C. and Barry J.F. AWRE-O-79/64 (1965).
3. Harvey J.A. and Sanders J.E. Progress in Nuclear Energy, 1, New-York (1956).
4. Leonard B.R., Jr. Report TNC(US)-58, August 1959.
5. Андрилов Г.В., Коньшин В.А., Морозовский Г.Е. Вестник Центра по ядерным данным. Вып. 10, 1973 (в печати).
6. Hanna G.C., Westcott C.H., Lammell R.D. et al. Atomic Energy Review, v.7, No.4, p.3 (1969).
7. Richmond R. and Price B.T. J.Nucl. Energy, 2, 177 (1956).
8. Leonard B.R. Proc. of the 1st Geneva Conf., v. 4, p. 193 (1955).
9. Roof R.B., Jr, Arnold G.P. et al. Acta Cryst., 15, 351 (1962).
10. Uttley C.A. Congres Intern. de Physique Nucleaire, Paris, 2, 700 (1964).
11. Uttley C.A. Intern. Conference of the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerpen, 1965.
12. Havens W, W, Jr et al. Report CUD-(92) (1951).
13. Skarsgard H.M. and Kenward G.J., J.Nucl. En., 6, 212 (1958).
14. Bollinger L.M. et al. Proc. of the Intern. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 15, 127 (1958).
15. Derrien H., private communication, 1971.
16. Gwin R, Weston L.M. et al. Nucl. Science and Engineering, 45, 25 (1971).
17. Palevsky H., data quoted in BNL-325, suppl. 1 (1957).
18. Safford G.J., Havens W.W. Jr. Nucl. Sci. Eng., 11, 65 (1961).
19. Pattenden N.J. J.Nucl. En., 2, 187 (1956).
20. Leonard B.R., Seppi E.J., Priesen W.J., Report HW-44525, 47(1956).

21. Никитин С.Я., Галанин И.Д., Игнатъев К.Г., Окожков В.В., Сухоручкин С.И. I Женевская конференция по мирному использованию атомной энергии, т. 4, стр. 224 (1955).
22. Anclair J.M., Galbra M. et al. Proc. of the 1st Internat. Conference in Geneva, v. 4, 235 (1955).
23. Egelstaff P.A. Report AERE-NRDC-81 (1956).
24. Pattended N.J. et al. Report AERE-NP/M-88 (1957).
25. Leonard B.R., Jr, Seppi E.J. and Friesen W.J. Report HW-33384, 33 (1954).
26. Deruytter A.J., Wagemans G. and Penning G., EAND(E)-131 AL (1970).
27. Pruyssse G. and Prosdociami A. Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, v. 1, p. 255 (1965).
28. Адамчук Ю.В. и др. Женевская конференция 1955 г., т. 4, стр. 216 (1955).
29. Cocking S.J., J. Nucl. En., 6, 285 (1958).
30. Tunnicliffe P.R., Report CRGP-458 (1951).
31. Raffle J.F. 1955 Geneva Conf. 4, 187 (1956) and Report AERE/R-2998 (1958).
32. Bignam C.B., Hanna G.C. et al. 1958 Geneva Confer. Proc., 16, 125 (1959) and NSE, 6, 379 (1959).
33. Keith R.L.G. et al. J.Nucl. En., 22, 477 (1968).
34. Price B.T., J.Nucl. Energy, 2, 128 (1955).
35. Deruytter A.J. and Becker W. Helsinki Conf. on Nuclear Data for Reactors, 1, 117 (1970).
36. Brooks F.D. AERE/M-1709 (1966) and AERE/NP/GEN-35 (1966).
37. Seppi E.J., Leonard B.R. and Friesen W.J. Bull. Amer. Phys. Soc., 1, 249 (1956).
38. Palevsky H., Hughes D.F. et al. J.Nucl. En., 3, 177 (1956),
also Palevsky H. Proc. Intern. Conf. in Geneva, v. 4, p. 311 (1955).
39. Zimmerman R.L., Palevsky H., Hughes D.J. Bull. AM. Phys. Soc., 2, 1, 8 (1956).

40. Farley F.J.M., J. of Nucl. Energy, 2, 33 (1956).
41. Egelstaff P.A. and Sanders J.E., 1955 Geneva Conference, v. 4, p. 307 (1955).
42. Спивак И.Е., Ерволимский Б.Г., Дорофеев Г.А. и др. "Атомная энергия", 3, 13 (1956).
43. Игнатъев К.Г., Кирпичников И.В., Сухоручкин С.И. "Атомная энергия", т. 16, вып. 2, стр. 110 (1964).
44. Brooks F.D. ANS Conference on Reactors Physics in the Resonance and Thermal Energy Region, San Diego, Febr. 1966.
45. Auclair J.M., Landon H.H., Jacob M., Compt.Rend., 246 (1955).
46. Leonard B.R., Jr, Seppi E.J. and Friesen W.J. Bul. Am. Phys. Soc., 1, 8 (1956); HW-42182, 54 (1955).
47. Bollinger L.M., Cote R.E. et al. Bul. Am. Phys. Soc., 2, 1, 165 (1965).
48. Sanders J.E. and Kenward G.J., J.Nucl. En, 2, 70 (1956).
49. Ribon P., IAEA Conf., Helsinki, v. 1, 571 (1970).
50. Derrien H. et al. IAEA Conf., Helsinki. v. 1, 481 (1970).
51. Vogt E. Phys. Rev., v. 112, 203 (1958).
52. Vogt E. Phys. Rev., v. 118, 724 (1960).
53. Cristu M.I. et al. Rev. Roum.Phys., v. 14, 841 (1969).
54. Adler F.T., Adler D.E. Rep. OOO-1546-7 (1967).
55. Reich C.W., Moore M.S. Phys.Rev., v. 111, 929 (1958).
56. Cramer J.D., Nucl. Phys., v. A126, 471 (1969).
57. Farrell J.A. Phys. Rev., v. 165, 1371 (1968).
58. Лукьянов А.А. Бюллетень ЦЯЦ, № 6, 7 (1969).
59. Lambropoulos P. Nucl.Scit.Eng., v. 40, 342 (1970).
60. Feshbach G. et al. Phys. Rev., v. 96, 448 (1954).
61. Смирнов В.И. Курс высшей математики, т. 4, ГИИЛ (1957).
62. Bollinger L.M. et al. AERE-NP/R-2076 (1956).

63. Simpson O.D. Bull. Am. Phys. Soc., v. 2, 219, 512 (1957).
64. Reinstaff P.A. J. Nucl. En., 6, 303 (1958).
65. Brooks F.D. AERE-M1709 (1966).
66. Uttley C.A. AERE-PR/NP9 (1966).
67. Berrien H. IAEA Conf., Paris, v. 2, 195 (1966).
68. Игнатьев К.Г. и др. "Атомная энергия", т. 16, 110 (1964).
69. Blons J. et al. Compt. Rend., v. 267, 901 (1968).
70. Patric B.H. AERE-PR/NP14 (1968).
71. Deruytter A.J. et al. IAEA Conf., Helsinki, v. 1, 151 (1970). J. of Nucl. Energy, 26, 293 (1972).
72. James G.D. AERE-PR/NP14 (1968).
73. Shunk E.R. et al. LA-DC-7620 (1966).
74. Trochon J. et al. IAEA Conf., Helsinki, v. 1, 157 (1970).
75. Ribon F., Le Coq G., CEA-N-1484 (1971).
76. Blons J. et al. IAEA Conf., Helsinki, v. 1, 513 (1970).
77. Fitterle T.A. et al. Report AFDA-216, v. 1, June 1969.
78. Griebler P. and Hutchins B.A. Proc. of the Seminar on Physics of Fast and Intermediate Reactors, IAEA, Vienna 1967, v. 1, p. 121.
79. Toppel B.J. et al. Report ANL-7318, p. 68, June 1967.
80. OHL-90274 (3-601), ENDF-102, v. 1, Edited by H. G. Thoenes, October 1970.
81. Northrop J.A., Stokes R.H. and Boyer K. Phys. Rev., 115, 1277 (1959).
82. Абаган Л.Н., Корчагина Ж.А., Николаев М.Н., Нестерова В.И. ИЯЭ. ЕНД. В, т. 1, стр. 121 (1972).
83. Schmidt J.J. KYK-120, Febr. 1966.
84. Griebler P., Alline P., Hutchins B. Report GEAP-5272, Dec. 1966.
85. Hennis H.H. DAA-SR-11980, v. 5, May 1967.

86. Harvey J.A. EAMDC-Conference on Neutron Transport Flight Methods, Saclay, 1961, Proc., p. 23.
87. Derrien H. et al. Nuclear Data for Reactors, Paris, v. 2, p. 195 (1967).
88. Uttley C.A. Report EAMDC(UK)-40"1", 1964.
89. Рябов Ю.В., Фенин Ю.И. "Ядерная физика", т. 10, вып. 5, 1971.
90. Otter J.M. Report NAA-SR-12515, October 1967.
91. Lane A.M. and Lynn J.E. Report ABRE-TR 2210 (1957).
92. Maier-Leibnitz A., Armbruster P. and Specht H.J. Physics and Chemistry of Fission, 2, 113 (1965).
93. Gwin R., Weston L.W., De Saubure G. et al. Nucl. Sci. Eng., 40, 306 (1970).
94. Soleilhas M., (1970), unpublished. See also Colvin D.W. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 2, 195 (1970).
95. Schomberg M.G., Sowerby M.G., Boyce D.A., Murray K.J. and Sulton D.L. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, 1, 315 (1970).
96. Cairr J.B. and Lindsey J.S. Nucl. Sci. and Eng., 41, 56 (1970) and IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1, 331 (1970).
97. Беляев Ф.Н., Игнатъев К.Г., Сухоручкин С.И. и др. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1, 339 (1970);
98. Farrell J.A., Auchampagh G.F., Moore M.S. and Seager P.A. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, 1, 543 (1970).
99. Куров М.А., Рябов Ю.В., Со Дон Сик, Стависский Ю.Я., Чиков Н., Кононов В.Н., Полегаев Е.Д., Прокопец Ю.С. Препринт ОИЯИ РЗ-5112 (1970) и IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1, 345 (1970).
100. Рябов Ю.В., Со Дон Сик, Чиков Н., Куров М.А. Препринт ОИЯИ РЗ-5113 (1970), IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, 1, 345 (1970).

101. Sowerby M.G., Konshin V.A. Atomic Energy Review, v. 10, p. 453 (1972).
102. Schomberg M.G., Sowerby M.G. and Evans F.W. Fast Reactor Physics, 1, 289, Vienna (1968).
103. Patrick B.H., Sowerby M.G., Schomberg M.J. and Jolly J.E. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Paris, 2, 117 (1967).
104. Weinstein S., Reed R. and Block R.C. Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, p. 477 (1969).
105. Reports to the AEC Nuclear Cross-Sections Advisory Committee, NCSAC-42, 17-19 Nov. 1971, p. 199.
106. Lounsbury M., Durham R.W. and Hanna G.C. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 1, 287 (1970).
107. Derrien H., Elons J., Eggerman C., Michaudon A. et al. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, 2, 195 (1967).
108. Farrell J.A. Phys. Rev., 165, 1371 (1968).
109. Stehn J.R. et al. BNL-325, 2nd Edition, Suppl. No. 2, (1965).
110. Schomberg M.G., Sowerby M.G. et al. Report at the IAEA Specialists Meeting on Alpha for Pu-239, Winfrith (1969).
111. Рябов Ю.В. и др. "Атомная энергия". 5, 925(1967).
112. Рябов Ю.В. и др. "Атомная энергия". 24, 351(1968).
113. Двухшерстнов В.Г., Казанский Ю.А., Фураманов В.М. "Атомная энергия". 33, вып. I, 577 (1972).
114. Smith J.R. and Reeder S.D. Report WASH-1127, p. 72, (1969).
115. Бергман А.А., Стависский Ю.Я. Челноков В.Б., Самсонов А.Е., Толстикова В.А., Медведев А.Н. "Ядерная физика", I4, II23(1971).
116. Walton R.B. and Sund R.E. Phys.Rev., 178, 1894 (1969).
117. Sowerby M.G., Patrick B.H. Report FRIDWP/P85 (1967).
118. Ribon P., Le Coq G. Report CEA-N-1484, Nov. 1971.
119. Bendl R.E., Meivner H. and Fröhner F.H. Knoxville Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology, paper 11, 8 (1971).

120. Boffin A., Maeder H.W., De Saussure G. and et al. *Conf. on Nuclear Data for Reactors*, Paris, 2, 235 (1967).
121. Кононов В.И., Полетаев В.Д., Прокопец Э.В., Мотлев А.А., Станьковский Ю.Л. "Атомная энергия", 32, 35 (1972).
122. Янъков Г.Б., Воротников П.Е., Вуколов В.А., Колтыпин Е.А. и др. Доклад на Всесоюзном совещании по нейтронной физике. Киев, май 1973.
123. Hopkins J.C. and Diven B.C. *Nucl.Sci. and Eng.*, 12, 169 (1962).
124. Сливая П.Е. и др. "Атомная энергия". 3, 21 (1956).
125. Андреев В.Н. "Атомная энергия". 4, 185 (1958).
126. Ваньков А.А., Станьковский Ю.Л. "Атомная энергия", 19, 41 (1965).
127. Lalovic M. and Werle H. *Journal of Nucl.En.*, 24, 123 (1970).
128. Schmitt H.W. *Nucl.Physics*, 20, 220 (1960).
129. Ryves T.B. and Beele D.W. *Int. Journal of Applied Rad. and Isotopes*, 18, 204 (1967).
130. Kikuchi Y. and An S., *J.Nucl.Sci. and Techn.*, 5, 86 (1968).
131. Durston C, and Katsuragi S. Report JAERI-1162(1968).
132. Paya D., Derrien H. et al. *IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors*, Paris, 2, 128 (1966).
133. Weigman H. and Schmidt H. *J.Nucl.Energy*, 22, 317 (1968).
134. Patrick B.H. and James G.D. *Phys.Lett.*, 28B, 258 (1968).
135. Струтинский В.М. *Nuclear Phys.* A95, 420 (1967).
136. Perez R.B., De Saussure G. et al. *Physics and Chemistry of Fission*, 283 (1969).
137. James G.D. and Patrick B.H. *Physics and Chemistry Fission*, IAEA, 391 (1969).
138. Bouchard J., Barre J.Y. et al. *Helsinki Conf.*, 2, 487 (1970).

139. Kato W.Y., Armani R.J. et al. Nucl. Science and Eng., 45, 37 (1971).
140. Bratscher M.M., Gasildo J.M. et al. Trans. Am. Nucl. Soc., 13, 88 (1970).
141. Campbell C.G. and Rozlunda J.L. Helsinki Conf., 2, 391 (1970).
142. Davey W.G. Nuclear Science and Engineering, v. 26, p. 149 (1966).
143. Davey W.G. NSE, v. 27, p. 36, 1968.
144. Hart W. ANSB(S)R-124 (1967).
145. Hart W. ANSB(S)R-169 (1969).
146. Greene M.M., Lucius J.L. and Craven C.W. Jr. ORNL-TM-2797 (1970).
147. Byer T.A. and Konshin V.A.. Third Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology, Knoxville, USA, v. 1, p. 393 (1971).
148. Byer T.A. and Konshin V.A. Report INDC(NDS)-33"U" (1971).
149. Byer T.A. Atomic Energy Review, v.10, p.529(1972).
150. Sowerby M.G. and Patrick B.H. IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors. Helsinki, v. 2, p.703 (1970).
151. Коньшин В.А., Николаев М.Н. "Ядерные константы", БЦЯД, вып. 9, 3 (1972).
152. Андрипов Г.В., Коньшин В.А. и др. Бюллетень ЦЯД, 1973 (в печати).
153. Gwin R., Weston L.M., G. de Saussure, Ingle R.W., Todd J.H. and Gillespie F.E. Part 2, ORNL-TM-3171 (1970).
154. Sowerby M.G., Patrick B.H., Uttley C.A. and Diment K.M. AERE-R-6316 (1970).
155. Blons J., Derrien H. and Michaudon A. 1970 IAEA Nuclear Data Conference, Helsinki, v. 1, p. 513 (1970).
156. Blons J., Eggermann C. and Michaudon A. Comptes Rendus, Acad.Sci., Paris, v. 267, p. 901 (1968).
157. James C.D. and Patrick B.H. AERE-M-2065 (1968).

158. Beerten H., Blons J., Eggemann G., Michaudon A., Fays D. and Gibon P. 1966 IAEA Nuclear Data Conference, Paris, v. 2, p. 195 (1966).
159. Private communication from Blons J. to Byer T.A. and Konshin V.A. (1970).
160. De Saussure G., Blons J., Jousseume G., Michaudon A., Tranal Y., 1965 IAEA Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, v.1, p.205 (1965).
161. Schomberg M.G., Sowerby M.G., Boyce P.A., Murray K.J. and Helsinki, v. 1, p. 315 (1970).
162. Patrick B.H., Schomberg M.G., Sowerby M.G. and Joly J.E., 1966 IAEA Nuclear Data Conference, Paris, v. 2, p. 117 (1966).
163. Patrick B.H., Sowerby M.G. and Schomberg M.G., EANDC(UK)-96AL (1968).
164. Schomberg M.G., Sowerby M.G. and Evans F.W. 1967 IAEA Symposium of Fast Reactor Physics, Karlsruhe, v. 1, p. 289 (1967).
165. James G.D. EANDC-33U, p. 14, 1963.
166. James G.D. 1965 IAEA Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, v. 1, p. 235 (1965).
167. James G.D. EANDC(UK)-35L, p. 4 (1964).
168. James G.D. Internal Report TRDWP/P30 (1965).
169. James G.D. AERE-PR/NP-10, p. 1 (1966).
170. James G.D. 1970 IAEA Nuclear Data Conference, Helsinki, v. 1, p. 267 (1970).
171. James G.D. ANL-7320, p. 16 (1966).
- 171 a. Westcott C.H., Ekberg K., Hanna G.C., Pattended N.J., Sanatani S. and Attree P.M. Atomic Energy Review, v. 3, No. 2 (1965).
172. Farrell J.A., Auchampaugh G.F., Moore M.S. and Seeger P.A. 1970 IAEA Nuclear Data Conference, Helsinki, v. 1, p. 543 (1970).
173. Private communication from Farrell J.A. to Konshin B.A. (1971).

174. Рябов Ю.В., Ванг Юнг-Чанг и др. "Ядерная физика". 6, 657 (1967).
175. Рябов Ю.В., Ванг Юнг-Чанг и др. Препринт ОИЯИ-Р-2713 (1966).
176. Рябов Ю.В., Со Дон Сик, Чиков Н., Янева П. "Атомная энергия". 24, 351 (1968).
177. Рябов Ю.В., Со Дон Сик и др. Препринт ОИЯИ-РЗ-5113 (1970).
178. Куров М.А., Рябов Ю.В. и др. Конференция по ядерным данным. Хельсинки, т. 1, стр. 345 (1970).
179. Czirr J.B. and Lindsey J.S. UCRL-72080 (1969).
180. Czirr J.B. and Lindsey J.S. 1970 IAEA, Helsinki, Nuclear Data Conference, Helsinki, v. 1, p. 331 (1970).
181. Czirr J.B. and Lindsey J.S. Nuclear Science and Engineering, v. 41, p. 56 (1970).
182. Shunk E.R., Brown W.K. and La Bauve R. LA-3586, p. 45 (1966).
183. Shunk E.R., Brown W.K. and La Bauve R. Conf.-660303, p. 979 (1966).
184. Shunk E.R., Brown W.K. and La Bauve R. LA-DC-7620 (1966).
185. Schwarz S., Strömberg L.G. and Bergström A. Nuclear Physics, v. 53, p. 593 (1965).
186. Szabo I., Marquette J.P., Fort E. and Leroy J.L. 1970 IAEA Nuclear Data Conference, Helsinki, v.1, p.229 (1970).
187. Szabo I., Filippi G., Huet J.L., Leroy J.L. and Marquette J.P. Report DRP/SMPNF/70/21 (1970); also Paper Presented to the EANDC Symposium on Neutron Standards, Argonne (USA), October 1970.
188. Szabo I., Filippi G., Huet J.L. and Marquette J.P. Third Conference on Neutron Cross-Sections and Technology, Knoxville (USA) 1971, Report DRP/SMPNF/71/06 (1971).

189. Leroy J.L., Huet J.L., Saabo I. and Fort E. 1970 IAEA Nuclear Data Conference, Helsinki, v. 1, p. 243 (1970).
190. Perkin J.L., White P.H., Fieldhouse P., Axton W.J., Crosa P. and Robertson J.G. Journal of Nucl. En., v. 19, p. 423 (1965).
191. Schmitt H.W. Nuclear Physics, v. 20, p. 220 (1960).
192. Ryves T.B. and Heale D.W. International Journal of Applied Radiation and Isotopes, v. 18, p. 204 (1967).
193. Lalovic M. and Werle H. JNE, v. 24, p. 123 (1970).
194. Дубровина С.М., Ефим Д.А. ДАН, т.9, с.579 (1965).
195. Горлов Г.В., Морозов В.М. и др. "Атомная энергия", 6, 453 (1959).
196. Allen W.D. and Ferguson A.T.G., Proceedings of the Physical Society, v. 70 A, p. 573 (1957).
197. Дорофеев Г.А., Добрынина Ю.П. Journ. of Nucl. En., 5, 217 (1957).
198. Смиренькин Г.Н., Нестеров Д.Г., Бондаренко И.И. "Атомная энергия", 13, 366 (1962).
199. The data for Pu^{239} and U^{235} are given in INDC-64, p. 260 (1964).
200. Szeinszneider D., Nagglar V. and Netter F., Makleonika (Poland), v. 1, No. 2, p. 95 (1956).
201. Szeinszneider D., Nagglar V. and Netter F. 1955 Geneva Conference On Peaceful Uses of Atomic Energy, v. 4, p. 245 (1955).
202. Netter F. CEA-1913 (1961).
203. Netter F., Julien J., Corge C. and Ballini R., Journal Phys.Rad., v. 17, p. 585 (1956).
204. Private Communication from J.J.Schmidt, who obtained these data from the report by Douglas A.C. and Barry J.F., AWRB-0-79/64 (1965).
205. Henkel R.L. and Harshall H.H., LA-1714 (1955).

206. Henkel R.L. LA-2114 (1957).
207. Diven B.C. LA-1336 (1953).
208. Калинин С.П., Панкратов В.М. Конференция по мирному использованию атомной энергии. Женева, т. 16, стр. 136 (1958).
209. Панкратов В.М. "Атомная энергия", 14, 167 (1963).
210. White P.H., Hodgkinson J.C. and Wall G.J. 1965 IAEA Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, v. 1, p. 219 (1965).
211. White P.H. JNE, v. 19, p. 325 (1965).
212. White P.H. and Warner G.P. JNE, v. 21, p. 671 (1967).
214. Poenitz W.P. Second Conference on Neutron Cross Sections and Technology, Washington D.C., v. 1, p. 503 (1968).
213. Poenitz W.P. Nuclear Science and Engineering, v. 40, p. 383 (1970).
215. Smith R.K., Henkel R.L. and Nobles R.A. Bulletin of the American Physical Society, 2, 2, p. 196 (1957);
216. Hansen G., McGuire S. and Smith R.K. WASH-1074, p. 75 (1967).
217. Private communication from Leona Stewart, Los Alamos Scient.Lab., 1970.
218. Савин М.В., Замятин Ю.С., Хохлов Ю.А., Парамонова И.И. "Атомная энергия", 29, 218 (1970).
219. Poenitz W.P. Nucl.Sci.Eng., 47, 288 (1972).
220. Савин М.В. и др. INDC(СР)-8/U, стр. 16 (1970).
221. Lehto W.K. NSE, v. 39, p. 361 (1970).
222. Neutron Cross-Sections, v. 111, BNL-325, 2 nd Edition, Suppl. 2 (1965).
223. Westcott G.W. AECL-1101 (1960).
224. Pfletschinger E. and Käppeler F. NSE, v. 40, p. 375 (1970).
225. Private Communication from Farrell J.A. (1971).
226. Sollilnac M., Frehaut J., Saurian J. and Mosinske G., 1970 IAEA Nuclear Data Conference, v. 2, p. 145 (1970).

227. Lander I., Schmidt J.J. and Wall D. KFK 304(1966).
228. Private communication from Bolatnac J. (1971).
229. Неостеров В.Г., Смиренский Г.Н. "Атомная энергия", т. 24, стр. 224(1968).
230. The data from reference (229) are given in INDC (CSP)-4/G, p. 339 (1967).
231. Gilboy W.B. and Knoll G.F. KFK-450 (1966).
232. Private Communication of Käppeler F. (1971).
233. Segre E. and Wiegand, LA-21 (1943).
234. Heydenburg and Meyer, CP-626 (1943).
235. Tanchok R.F. and Williams J.H. LA-28 (1944).
236. Lemley J.R. et al. Nucl.Sci. Eng., 43, 281(1971).
237. Горюев Г.В. и др. J.Nucl. En., 12, 79 (1960). "Атомная энергия", 6, 453 (1959).
238. Blons J., Debril G. et al. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 1, 469 (1970).
239. De Saussure G., Gwin R., Weston L.W., Ingle R.W. Report ORNL-TM-1804(1967) and Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors, v. 2, p. 223 (1966).
240. Wilburk et al. Proc. Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology, Washington, v. 2, p. 97 (1966).
241. Van-Shi-Di et al. IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission, 1, 287 (1965).
242. Michaudon A. et al. Report CEA-1093(1959).
243. Michaudon A. et al. Nucl. Phys. 69, 545(1965).
244. Knoll G.F. and Poenitz W.P. J.Nucl.En., 21, 643 (1967).
245. Patric B.H., Sowerby M.G. and Schomberg M.G. J.Nucl.En., 24, 269(1970).
246. Poenitz W.P. Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology, Washington, v. 1, p. 503 (1968).
247. Diven B.C. Phys.Rev., 105, 1350 (1957).
248. Käppeler F. EANDC Symposium on Neutron Standards and Flux Normalisation, p. 272, October 1970, Argonne, USA.
249. Poenitz W.P. EANDC Symposium on Neutron Standards and Flux Normalization, p. 281, October 1970, Argonne, USA.

250. Панкритов В. "Атомная энергия", 14, 167(1964).
251. Adams B., Bachelor R. and Green T.S. J.Nucl.En., A/B 14, 85 (1961).
252. Asplund-Nilsson I., Conde H. and Starfelt N. Nucl. Sci. Eng., 16, 124 (1963).
253. Hopkins J.C. and Diven B.C. Nucl. Phys., 48, 433 (1963).
254. Colvin D.W. and Sowerby H.G. Proc. of IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, 2, 25(1965).
255. Mout A., Mather D.S. and McTaggart. J.Nucl.En., A/B 15, 102(1961).
256. Colvin D.W., Sowerby H.G. and MacDonald R.I. Proc. of IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors, Vienna, 1,307 (1967).
257. White P.H. and Axton E.J. J.Nucl. Energy, 22, 73 (1968).
258. Axton E.J., Bardell A.G. and Audric B.N. EANDC(UK)-110, 70(1969).
259. De Volpi A. and Forges K.G. Phys.Rev., G1, 683 (1970).
260. Boldeman J.W. Сообщение на заседании подкомитета по стандартам. Вена, июль 1972.
261. Colvin D.W. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 2, 195(1970).
262. Signarbieux C., Ribrag M. et al. Nucl.Instr. and Meth.(1971).
263. Guy F.W. Report UGRL-50810(1970).
264. Ajitanand N.H. Nucl. Phys., A164, 300(1971).
265. Walton R.B. and Sund R.E. Nucl.Instr. and Meth., 68, 163(1969). Phys.Rev., 178, 1894(1969).
266. De Volpi A. Third Conf. on Neutron Cross-Section and Technology, Knoxville, Tenn., 15-17 March 1971.
267. Нестеров В.Г., Нурпейсов Б. и др. Конференция по ядерным данным. Хельсинки, 2, 167(1970).

- 30 -
268. Manero F., Konshin V.A. Report INDC(NDS)-34/G, Febr. 1972, and Atomic En.Review, v. 10, No. 4, p. 637(1972).
269. Graves E.R. Неопубликовано, 1954, цитируется в отчета ANL-5800, 2nd edition (1958).
270. Bethe H.A., Byster J.R., Carter R.E. Report LA-1939 (1955).
271. Diven B.C., Martin H.C., Tauschek R.F., Terrell J. Phys. Rev., 101, 1012(1956).
272. Allen R.C., Walton R.B. et al. Phys.Rev., 104, 731(1956).
273. Johnstone I. Report AERE-NP/R-1912(1956).
274. Auclair J.M., Landon H.H. and Jacob M. Physica 22, 1187(1957).
275. Калашникова В.И., Лебедев В.И. и др. "Атомная энергия", 2, 18(1957).
276. Андреев В.Н. Цитируется в трудах 2 Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии. IF, 353(1958).
277. Hansen G.E., unpublished, 1958, quoted by Leachman R.B., 2nd Geneva Conf., 15, 229(1958).
278. Hansen G.E. Unpublished, Quoted by Leachman R.B., 2nd Geneva Conf., 15, 331 (1958).
279. Смиреникин Г.Н., Бондаренко И.И. и др. "Атомная энергия", 4, 188(1958).
280. Leroy J. J.Phys. Radium, 21, 45 (1960), see also S.Blaise et al. J.Phys. Rad., 19(1958).
281. Engle R.B., Hansen G.E. and Paxton H.C. Nucl.Sci. Eng., 8, 543(1960).
282. Флеров Н.Н., Талызин В.М. "Атомная энергия". 10, 68(1961).
283. Hopkins J.C. and Diven B.C. Nucl.Phys., 48, 433(1963).
284. Mather D.S., Fieldhouse P. and Moat A. Nucl.Phys., 66, 149, 1965.
285. Conde H., Hansen J. and Holmberg M. J.Nucl.En, A/B 20, 191(1966).

286. Soleilhac M., Fréchet J. and Guérin J. Nucl. Energy 23, 257 (1969) and private communication, March 1970.
287. Soleilhac M., Fréchet J., Guérin J. and Kosinski G., IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, 2, 145(1970).
288. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Замитин Ю.С., Нарамонова И.Н. Конференция по ядерным данным. Хельсинки, 2, 157(1970).
289. Mather D.S., Bampton P.F. et al. Report AWRB-042/70, Febr. 1970.
290. Conde H. and Winden L. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 2, 139(1970).
291. Boldeman J.W. Private Communication, June 1971.
292. Schmidt J.J. KFK-120, v. 1(1966).
293. Davy W.G. Nucl. Sci.Eng., 44, 345(1971).
294. Mather D.S. and Bampton P.F. Report AWRB-086/70 (1970).
295. Hirkelman B., Krieg B., Langer I., Schmidt J.J. and Woll D. KFK-1340(1971).
296. Walsh R.L. and Boldeman J.W. AAEC/TM 574(1971) and J.Nucl.Energy, 25, 321(1971).
297. Keepin G.R., in Progress in Nuclear Energy, 1, Pergamon Press, London(1956).
298. Keepin G.R. Nucleonics, 20, (8), 150(1962).
299. Amiel S., Proc. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Salzburg 1965, 2, 171(1965).
300. Amiel S. Proc. Second IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Vienna 1969, 569(1969).
301. Brunson G.S., Pettitt E.N. and McCurdy R.D. Report ANL-5480(1955) and Nucl. Sci.Eng., 1, 174(1956).
302. Keepin G.R., Wilmott J.F. and Zeigler R.K. J.Nucl. Eng., 6, 1(1957) and Phys.Rev., 107, 1044(1957).
303. Rose H. and Smith R.D. J.Nucl.Eng., 4, 133(1957).
304. Шпаков В.И., Петряк И.А., Бак М.А. и др. "Атомная энергия", II, 539(1961).

305. Masters C.P., Thorpe M.M. and Smith D.E. *Sci.Eng.*, 36, 202(1969).
306. Los Alamos Scientific Lab. Report LA-4771-MS (1969); also LA-4320-MS(1969).
307. Krick M.S. and Evans A.E. *Trans.Am.Nucl.Soc.*, 11, 746(1970).
308. Conant J.F. and Palmedo P.F. *Nucl.Sci-Eng.*, 44, 173 (1971).
309. Krick M.S. and Evans A.E. *Nucl.Sci. and Engin.*, 47, 311 (1972).
310. Максютенко Б.И. *ЖЭТФ*, 35, 815(1958), "Атомная энергия", 7, 474(1960); *АЕ*, 15, 157 и 321(1963). Труды совещания экспертов МАГАТЭ по замедляющим нейтронам, 100 (1967).
311. Keepin G.R. *J.Nucl.Energy*, 7, 13 (1958).
312. McGarry W.I. et al. *Bull.Am.Phys.Soc.*, 5, 33(1960).
- 313.
314. Herrmann G. "Delayed Fission Neutrons", *Proc. of a Panel, Vienna, 1967, p. 147 (1968)*.
315. Cox S.A. and Dowling Whiting E.E. *ANL-7610*, 45(1970).
316. Brown M.G. et al. *Radiochim. Acta*, 15, 109(1971).
317. Cowan G.A., Bayhurst B.P. et al. *Phys.Rev.*, 144, 979(1966).
318. Melkonian F. and Mehta E. *Proc.Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Salzburg 1965, 2, 355 (1965)*.
319. Елюшкина Ю.А., Бондаренко И.К. и др. *Nucl.Phys.*, 52, 648 (1964).
320. Weinstein S., Reed R. and Block R.C. *Proc. IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Vienna, 477(1969)*.
321. Рябов Ю.В., Со Дон Сик, Чиков Н., Янева Н. Препринт ОИЯИ-Р3-5297(1970).
322. Дерменджиев Е. Симпозиум по физике и химии деления, Вена, 487 (1969).
323. Michaudon A. *Proc.Second IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Vienna 1969, 489(1969)*.

324. Weston L.W. and Todd J.H. ORNL-TM-3331(1971).
325. Weston L.W. and Todd J.H. Proc. Third Conf. on Neutron Cross-Section and Techn., March 15-17, 1971, Knoxville, p. 861.
326. Reed R.L. and Block R.C. BNL-50298, 174(1971).
327. Asghar M. Nucl.Phys., A98, 33(1967) and Proc.Conf. Nucl. Data for Reactors, Paris, 2, 185(1967).
328. Derrien H., Blons J. et al. IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors, Paris, 2, 195(1967).
329. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Парамонова И.И., Чиркин В.А. "Атомная энергия", 32, 408 (1972).
330. Trochon J., Ryabov Y. Rep. EANDC(E) 150"U" (1972).
331. Володин К.Е., Кузнецов В.Ф., Ностеров В.Г., Нурпейсов Б., Прохорова Л.И., Турчин Ю.М., Смиренкин Г.Н. "Атомная энергия", т. 33, 901 (1972).
332. Schuster S.H. and Howerton R.J., J. of Nucl. En., A/B 18, p. 125(1964).
333. Howerton R.J. Nucl. Sci. Eng., 46, 42(1971).
334. Uttley C.A. AERE-PR/N, p.9(1966); AERE-PR/N, p.11 (1967); EANDC(UK)-35"L"(1964) and EANDC(UK)-40"L" (1964).
335. Foster D.G., Glasgow Jr and Dale W. Physical Review, v. 3, No.2 (1971).
336. Uttley C.A. Report AERE-M-1272(1963).
337. Cabe J., Cance M., Adam A., Labot M., Beanfour M. 70 Helsinki, v. 2, p. 31(1970).
338. Bratenahl A., Peterson J.M., Stoering J.P., 58 Geneva, v. 14, p. 109(1958) and PR, v. 110, p. 927(1958).
339. Allen W.D., Henkel R.L. Progress in Nuclear Energy, 1, v. 2, p. 1(1961).
340. Simpson O.D., Miller L.G. WASH-1136, p.59(1969).
341. Schmidt J.J. KFK-120, 1966.
342. Meads R.E. AERE-HP/R-1643(1955).

- 30 -
343. Данные Лос Аламос, цитируются в BNL-325 (1958).
344. Hibdon C.T., Langsdorf A. ANL-5175(1954).
345. Egelstaff P.A., Gayther D.B., Nicholson K.F. JNE, v. 6, p. 303(1958).
346. Cote R.E., Bollinger L.M., Le Blanc J.M., Thomas G.E. Bull. Am. Phys. Soc., 11, v. 1, p. 187(1957).
347. Cavanagh P.E. UKAEA Rep. AWRE O-55/69(1969).
348. Cranberg L.A. LASL Rep. LA-2177(1959).
349. Allen R.C. Nucl. Sci. Eng., 2, 707(1957).
350. Batchelor R. and Wyld K. UKAEA Rep. O-55/69(1969).
351. Allen R.C. et al. Phys. Rev., 104, 731(1956).
352. Allen R.C. Phys. Rev., 95, 4637, (1954).
353. Андреев В.Н. Сб. "Нейтронная физика". М., Гостомиздат, 287(1961).
354. Bethe H.A. et al. Rep. LA-1939(1955).
355. MacGregor M.H. et al. Phys. Rev., 130, 1471(1963).
356. Дегтярев Ю.Г. "Атомная энергия", 19, 456(1965).
357. Дегтярев Ю.Г., Надточий В.Г. "Атомная энергия", II, 397(1961).
358. Douglas A.C., J.F. Barry, AWRE-O-79/64(1965).
359. Coleman R.F. et al. Proc. Phys. Soc., 72, 215(1959).
360. Brown J. and Muirhead H. Phil. Mag., 2, 473(1957).
361. Gardner D.G. Nucl. Phys., 29, 373(1962).
362. Hauser W., Feshbach H. Phys. Rev., 87, 366(1952).
363. Базазянц Н.О., Гордеев И.В. "Атомная энергия", I3, 321(1962).
364. Prince A. Nuclear Data for Reactors (conf. Proc. Helsinki, 1970) v. 11, p. 825, IAEA Vienna, 1970.
365. Moldauer P.A. IAEA Seminar Physics of Fast and Intermediate Reactors (Proc. Seminar Vienna, 1961), v. 1, IAEA, Vienna(1962), 171.

366. Yiftah S. et al. "Fast Reactor Cross-Sections", Pergamon Press (1960).
367. Howerton R.J. UCRL-5347, UCRL-5351(1958).
368. Barber R.E. et al. Rep. LA-3528(1968).
369. Английская библиотека оцененных данных CERN - 65A (1971).
370. Немецкая библиотека оцененных данных, KfK-DK (1971).
371. Hollander J.M. et al. Geneva Conf. Proceed., 14, 165 (1958).
372. Lederer C.M. UCRL-11028(1963).
373. Джелопов Б.С. и др. ЖЭТФ, 18, 937(1964).
374. Davies D.W. and Hollander J.M. Nucl. Phys., 68, 151(1965).
375. Smith A.B. et al. Nucl. Sci. Eng., 47, 19(1972).
376. Lambropoulos P. Nucl. Sci. Eng., 46, 356(1971).
377. Ribon P. Le Coq G. Report OEA-N-1454, Nov. 1971.
378. Замятин Ю.С. и др. "Атомная энергия", т.4, вып.4(1958).
379. Benzi V., Zuffi L. et al. Helsinki Conf. on Nuclear Data for Reactors. v. 2, p. 863(1970).
380. Batchelor R. et al. Nucl. Phys., 65, 236(1965).
381. Garber D.I., Strömberg L.G. et al. BNL-400, 3^d Ed., v. 2, June 1970.
382. Николаев М.Г., Баззянц Н.О. Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. Атомиздат, 1972.
383. Allen R.C. et al. Phys. Rev., 104, 731(1956).
384. Cranberg L.A., Los Alamos Report LA-2177(1959).
385. Cavanagh P.E., Coleman C.F., Boyce D.A. et al. Report AERE-R-5972(EANDC(UK)-101 AL), March 1969.
386. Batchelor R. and Wyld K. AWRE-055/69(1969).
387. Knitter H.H. and Coppola M., Z. Physik, 228, 286 (1969).
388. Coppola M. and Knitter H.H., Z. Physik, 232, 294(1970).
389. Smith A.B., Guenther P. and Whalen J.F., NCSAC-42, Nov. 1971.

390. G. G. G. et al. *Journal of Nuclear Energy*, **14**, 1964.
391. G. G. G. et al. *NSR*, **12**, 1964.
392. G. G. G. et al. *NSR Report*, **70/40**.
393. Stanford C. L., Allen M. *NSR-OR-12271*, *Physics* (1971).
394. Горбачев В. М., Завитин М. О., Докл. АН СССР: Исследования характеристик источников быстрых нейтронов. Л. Атомиздат, 1970.
395. Завитин М. О. *Известия Академии Наук СССР*, 1969.
396. G. G. G. et al. *Report* **SAKA-1103**, Aug. 1969.
397. Prince A., *Nuclear Data for Reactors*, Helsinki 15-19 June 1970, v. 11, p. 109 (1970).
398. Smith A. B. *Prompt Fission Neutron Spectra*, Proc. of a Consultants' Meeting, Vienna, 25-27 Aug. 1971, p. 3, (1972).
399. Campbell C. and Rowlands J. *IAEA Helsinki Conference*, v. 2, p. 391 (1970).
400. Grundl J. *Nucl. Sci. Eng.*, **31**, 191 (1968).
401. Блатт Д., Занкселф В. *Теоретическая ядерная физика*. ИЛ (1955).
402. Kapoor J. et al. *Phys. Rev.*, **131**, 283 (1963).
403. Bowman H. *Phys. Rev.*, **126**, 2120 (1962).
404. Werle H. and Bluhm H. *J. Of Nucl. En.*, **26**, 165 (1972), *Prompt Fission Neutron Spectra*, Proc. of a Consultants' Meeting, Vienna, 1971 p. 65, (1972).
405. Smith A. B. *Nucl. Sci. Eng.*, **44**, 439 (1971).
406. Nereason N. *Phys. Rev.*, **88**, 823 (1952).
407. Barnard E. et al. *Nucl. Phys.*, **71**, 228 (1965).
408. Conde H. and During G., *Arkiv for Fysik*, **22**, 313 (1965), *Physics and Chemistry of Fission*, Proc. Symp. Salzburg, 1965, **2**, 93 (1965).
409. Белов Л. и др. *"Ядерная физика"*. 9, 727 (1969).

410. Boyce D. et al. Report AERE-PR/NP-14(1968).
411. Batchelor R. and Wyld K. AWRE-C55/69(1969).
412. Knitter H. and Coppola M., Zeits für Physik, 228, 286 (1969), 232, 286 (1970) and Prompt Fission Neutron Spectra, Vienna, p.41(1972).
413. Змятнин Ю.С. и др. "Атомная энергия", 4, 443(1958).
414. Borner T.W. Nucl.Phys., 23, 116(1961) and Bramblett R.L. et al. Nucl. Instr.Methods, 2, 1(1960).
415. Бондаренко И.И. и др. Международная конференция по мирному использованию атомной энергии. Женева, 15, 353 (1958).
416. Ковалев В.П. и др. ЖЭТФ, 33, 1069(1957); ЖЭТФ, 6, 825(1958).
417. Harris D. ANS Trans., 9, 453(1966).
418. Terrell J. Proc. Symp.Phys. and Chemistry of Fission, Salzburg, v. 2, p. 3(1965).
419. Batchelor R., Gilboy W.B. and Towle J.H. Nucl.Phys., 65, 236(1965).
420. Howerton R.J. and Doyas R.J. Nucl.Sci.Eng., 46, 414(1971).
421. Szabo I. et al. Доклад на Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, май 1973.
422. Debievre P. et al. EANDC(E)-133A, 1970.
423. Simpson O.D. and Simpson P.V. Report UC-34, Dec.1971.
424. Наумов В.А., Розин С.Г. Доклад на Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, май 1973.

С о д е р ж а н и е

(к статье "Оценки ядерных данных для Pu^{239} в области энергий нейтронов 10^{-3} эв -- 15 Мэв В.А.Коньшин, Г.Е.Анципов, Л.А.Бахшинович и др.)

Введение.....	8
Возможные реакции нейтронов с ядром Pu^{239} в области энергий до 15 Мэв.....	10
1. Ядерные данные для Pu^{239} в тепловой области энергий нейтронов (10^{-3} -1эв).....	12
1.1. Введение.....	12
1.2. Метод оценки.....	12
1.3. Сечение поглощения σ_a в области энергий ниже 1 эв.....	14
1.4. Экспериментальные данные для σ_a (Pu^{239}) в области энергий ниже 1 эв.....	17
1.5. Оцененные данные для σ_a (Pu^{239}) в области энергий ниже 1 эв.....	30
1.6. Сечения деления σ_f (Pu^{239}) в области энергий ниже 1 эв.....	42
1.7. Экспериментальные данные для σ_f (Pu^{239}) в области энергий ниже 1 эв.....	42
1.8. Оцененные значения σ_f (Pu^{239}) в области энергий ниже 1 эв.....	63
1.9. Величина λ (Pu^{239}) в области энергий ниже 1 эв.....	74
1.10. Величина η (Pu^{239}) в области энергий ниже 1 эв.....	75
1.11. Экспериментальные данные для η (Pu^{239}).....	79
1.12. Изменение величины ν с энергией....	84
1.13. Сравнение величин η , полученных из прямых измерений и из отношения сечений	84
1.14. Заключение.....	89
2. Сечения ядерных реакций для Pu^{239} в резонансной области энергий нейтронов.....	91

2.1.	Экспериментальные данные	11
2.2.	Анализ односторонних формализмов	15
2.3.	Резонансные параметры, получаемые в рамках односторонних формализмов	21
2.4.	Многоуровневый формализм, использованный в настоящей работе	27
2.5.	Экспериментальные данные, использованные для оценки сечений	28
2.6.	Метод получения ширины	101
2.7.	Поправка на пропуск уровней	102
2.8.	Средние резонансные параметры	115
2.9.	Требования к экспериментам в резонансной области энергий	116
2.10.	Корректный учет эффекта теплового движения атомов мишени и эффекта энергетического разброса нейтронов в резонансной области энергий	118
3.	Ядерные данные для Pu^{239} в неразрешенной резонансной области энергий нейтронов	123
3.1.	Введение	123
3.2.	Схема расчета сечений в неразрешенной резонансной области	123
3.3.	Выбор резонансных параметров, не зависящих от энергии	126
3.4.	Сределение зависящих от энергии резонансных параметров	130
3.5.	Оценка сечений в неразрешенной резонансной области энергий	132
4.	Оценка величины σ (Pu^{239}) в области энергий 100 эв - 15 Мэв	138
4.1.	Введение	138
4.2.	Измерения σ (Pu^{239}) в области энергий 0,1-30 кэв	141
4.3.	Оценка величины σ (Pu^{239}) в области 0,1-30 кэв	157

4.4.	Оценка величины α (Pu^{239}) в области энергий выше 30 кэВ.....	177
4.5.	Интерпретация энергетической зависимости величины α (Pu^{239}).....	180
4.6.	Сравнение оцененных значений α (Pu^{239}) с результатами интегральных экспериментов.....	182
4.7.	Выводы.....	185
5.	Сечение деления σ_f (Pu^{239}) и отношение сечений деления $\sigma_f(\text{Pu}^{239})/\sigma_f(\text{U}^{235})$ в области энергий 1 кэВ - 15 МэВ.....	193
5.1.	Метод оценки.....	193
5.2.	Классификация экспериментальных данных по σ_f (Pu^{239}).....	195
5.3.	Экспериментальные данные по σ_f (Pu^{239}) в области энергий 1-30 кэВ.....	195
5.4.	Абсолютные данные для σ_f (Pu^{239}), полученные с использованием источников моноэнергетических нейтронов.....	204
5.5.	Относительные данные для σ_f (Pu^{239}), полученные с использованием источников моноэнергетических нейтронов.....	210
5.6.	"Выведенные" данные для σ_f (Pu^{239}), полученные с использованием источников моноэнергетических нейтронов.....	214
5.7.	Прямые данные для отношения $\frac{\sigma_f(\text{Pu}^{239})}{\sigma_f(\text{U}^{235})}$ в области 1 кэВ - 15 МэВ.....	218
5.8.	"Выведенные" данные для отношения $\frac{\sigma_f(\text{Pu}^{239})}{\sigma_f(\text{U}^{235})}$ в области энергий 1 кэВ-15 МэВ.....	237
5.9.	Оцененные величины σ_f (Pu^{239}), $\frac{\sigma_f(\text{Pu}^{239})}{\sigma_f(\text{U}^{235})}$ в области энергий от 1 кэВ до 15 МэВ..	240
5.10.	Сравнение σ_f (Pu^{239}) с оценками других авторов.....	264
5.11.	Выводы.....	264
6.	Оценка величины $\bar{\nu}$ (ϵ) для Pu^{239} в области энергий от тепловой до 15 МэВ.....	266

6.1.	Абсолютная величина \bar{V} (Cf^{252}).....	266
6.2.	Оценка величины ν (E) для Pu^{239}	270
6.3.	О влиянии реакции (n, n') и ($n, 2n'$) на величину \bar{V} (Pu^{239})	289
6.4.	Величина ν_{eff} (Pu^{239}) для застревающих нейтронов	292
6.5.	Величина \bar{V} (Pu^{238}) в резонансной облас- ти энергии.....	298
6.6.	Выводы	300
7.	Оценка полного сечения σ_t (Pu^{239}) в области энергии: 1 кэВ - 15 МэВ.....	305
7.1.	Введение	305
7.2.	Экспериментальные данные по σ_t (Pu^{239})... ..	305
7.3.	Оцененные значения σ_t (Pu^{239}) в области 1 кэВ - 15 МэВ.....	321
7.4.	Выводы.....	324
8.	Сечение неупругого рассеяния для Pu^{239}	325
8.1.	Введение	325
8.2.	Обзор экспериментальных данных по $\sigma_{nn'}(E)$..	325
8.3.	Обзор существующих оценок сечения неупруго- го рассеяния нейтронов.....	331
8.4.	Метод получения оцененных значений $\sigma_{nn'}(Pu^{239})$ использованных в настоящей рабо- те.....	333
8.5.	Оцененные значения величины сечения неупру- го рассеяния.....	339
8.6.	Энергетическое распределение неупруго рассеянных нейтронов.....	358
8.7.	Угловое распределение неупруго рассеянных нейтронов.....	362
9.	Угловые распределения упруго рассеянных нейтронов для Pu^{239}	366
9.1.	Введение	366
9.2.	Экспериментальные данные по угловым распре- делениям упруго рассеянных нейтронов.....	366
9.3.	Разложение угловых распределений по полино- мам Лежандра.....	389

Ю.	Оценка сечений процессов $(n, 2n)$ и (n, n)	
	для Pu^{239}	396
	Ю.1. Модель для расчета сечений реакции	
	$(n, 2n)$ и $(n, 3n)$	396
	Ю.2. Оценка сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$	402
II.	Спектр нейтронов деления	407
	Заключение	414
	Литература	415
	Приложение	437

О г л а в л е н и е

1. Д.Н.Усачев, Ю.Г.Бобков. Комплекс программ по проблеме ядерных данных.....	3
2. А.А.Ваньков. Байесовский подход в интерпретации результатов физических экспериментов.....	11
3. А.А.Ваньков, А.И.Борисов, И.Д.Ракигин. Оценка погрешности предсказания доверительного и натриевого коэффициентов реактивности.....	20
4. М.И.Николаев. Изменения и дополнения в формате библиотеки оцененных ядерных данных системы "Сократор"...	35
5. В.И.Гурин, А.М.Пошлавко. О точности Σ -групповых эффективных констант водорода при расчете квадрата длины замедления в различных средах.....	40
6. В.М.Кувшинников, Ю.А.Медведев, Е.В.Плетников и др. Система констант в расчетах спектра источников актиричного гамма-излучения в воздухе под действием нейтронов.....	53
7. Е.В.Плетников, Г.Я.Труханов. Расчет методом Монте-Карло возмущений плотности взаимодействия потока излучения с веществом.....	106
8. В.И.Попов, Г.В.Котельникова. Расчет методом Монте-Карло поправки на многократное рассеяние для спектров неупруго рассеянных нейтронов.....	113
9. В.М.Горбачев, Ю.С.Замятин, А.А.Лбов. Характеристики изолированных резонансных уровней.....	121
10. В.А.Коньшин, Г.Б.Анципов, Л.А.Баханович и др. Оценка ядерных данных для Pu^{239} в области энергий нейтронов 10^{-3} эв - 15 Мэв.....	329

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск № 16

Корректор Г.И.Семенова

ТБ-03903 от 2.10.74. Заказ № 569. Тираж 350 экз.

Объем 15 уч.изд.л. Цена 1 руб. 50 коп.

Отпечатано на ротационной ФЭИ, ноябрь 1974 г.