

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

К-438

На правах рукописи

УДК 539.171

КОТУХОВ ИГОРЬ ИВАНОВИЧ

**Измерение и анализ
энергетической зависимости сечений
рассеяния нейтронов на малые углы
тяжелыми ядрами**

01.04.16 — физика ядра и элементарных частиц

*Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук*

Дубна — 1990

Работа выполнена в ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени Физико-энергетическом институте.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник
АНИКИН Г. В.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
СТАВИНСКИЙ В. С.
доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник
САМОСВАТ Г. С.

Ведущее предприятие: Ленинградский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, АН СССР.

Защита состоится 28 декабря 1990 года в 12³⁰ час. на заседании специализированного совета Д 047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан 28 ноября 1990 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

ТАРАН Ю. В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Исследование малоуглового рассеяния быстрых нейтронов имеет уже продолжительную историю и важно как в теоретическом, так и в практическом отношении. С точки зрения практики расчётов реакторов и их защиты важно надёжное знание сечений рассеяния нейтронов вперёд. Что касается теоретических аспектов проблемы, можно отметить, что малоугловое рассеяние служит средством оценки дальности действия между нуклонами или между нуклоном и рассеивающим ядром. Компоненты взаимодействия, спадающие с расстоянием более медленно, чем ядерное, имеют главным образом электромагнитный характер и возрастают с ростом заряда ядра-рассеивателя. Это обстоятельство определило выбор в качестве мишеней для рассеяния нейтронов таких тяжелых элементов, как ^{239}Pu , ^{238}U , Pb .

Имеется довольно большое количество данных других авторов о дифференциальных сечениях упругого рассеяния нейтронов указанными ядрами, которые измерены в форме угловых распределений для отдельных энергий нейтронов. Измеренные в настоящей работе сечения малоуглового рассеяния в форме энергетической зависимости для одного угла (например, 1.5° и 3°) являются существенным дополнением к имеющимся данным, поскольку позволяют объединить их в единую систему пространственно-энергетического распределения рассеянных нейтронов, не прибегая к абсолютизации наших данных, но в этой работе определен и абсолютный уровень сечений.

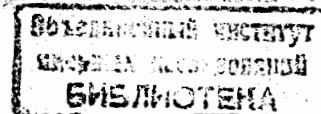
Цель работы: во-первых, получение в рамках единого эксперимента энергетической зависимости сечения рассеяния нейтронов ядрами тяжелых элементов на малый угол, и, во-вторых, анализ этой энергетической зависимости в рамках единого подхода, связанного с применением оптической модели с включением в расчёт дальности действия (например, поляризационного типа).

Научная новизна работы

1. Впервые применен способ нормировки дифференциальных сечений на сечение швингеровского рассеяния.

2. Применен способ оценки спектров нейтронов мощного источника. На оба предложенных способа получены авторские свидетельства.

3. Вместо традиционного измерения сечений малоуглового рассеяния в форме угловых распределений для отдельных энергий нейтронов, в работе измерена энергетическая зависимость дифференциального сечения для двух малых углов рассеяния. Это позволило надёжнее проследить интерференционный характер отклонений экспериментальных сечений от расчёта, выполненного с ядерным потенциалом без учёта дальности действия, отметить корреляцию отклонений эксперимента от расчёта с ходом реальной части



дальной амплитуды и сделать вывод о целесообразности введения дальнего действия при расчёте сечений малоуглового рассеяния нейтронов.

4. Впервые в рамках единого подхода с использованием оптической модели выполнен анализ экспериментального материала по упругому рассеянию нейтронов свинцом в очень широком энергетическом диапазоне от $0,00025 + 14 \text{ МэВ}$ и от $0,070 + 14 \text{ МэВ}$ для урана.

5. Отмечено большое сходство в структуре энергетической зависимости параметров потенциала для двух ядер, свинца и урана.

Практическая ценность работы

1. Измерены сечения малоуглового рассеяния нейтронов в реакторном диапазоне энергий для нескольких элементов, важных в реакторостроении.

2. Осуществлена не только подгонка параметров оптического потенциала для описания обширного экспериментального материала о рассеянии нейтронов ядрами урана и свинца, но и указан способ плавной аппроксимации этих параметров (Падэ-приближение), позволяющий вычислить сечения для любых промежуточных энергий.

3. Указан способ измерения (контроля) спектров нейтронов мощных источников без снижения их мощности.

Основные положения и результаты, вынесенные на защиту

1. Методика нормировки сечений рассеяния и оценка спектров нейтронов мощного источника, основанная на использовании свойств швингеровского рассеяния нейтронов.

2. Результаты измерения энергетической зависимости дифференциального сечения рассеяния нейтронов, выходящих из реактора, тяжёлыми элементами ^{238}U , Pb на углы $1,5^\circ$ и 3° .

3. Результаты анализа полученных сечений для свинца совместно с данными других авторов в рамках оптической модели, учитывающей дальнее действие.

4. Оценка нейтрон-ядерного дальнего действия по малоугловому рассеянию нейтронов ураном в рамках оптической модели со сферически-симметричным потенциалом.

Личный вклад автора

1. Создана установка, система коллимации и детектор для измерения спектров рассеянных нейтронов в малоугловом диапазоне.

2. Выполнены измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов в малоугловом диапазоне для нескольких элементов с получением абсолютных величин сечений нормировкой на разностный эффект швингеровского рассеяния.

3. Отлажена вычислительная программа, позволявшая в режиме поиска определить оптимальные параметры оптического потенциала.

4. Выполнен теоретический анализ на ЭВМ сечений малоуглового рассеяния в рамках оптической модели с дальним действием.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на I Международной конференции по нейтронной физике (Киев, 1967 г.) и обсуждались на семинарах в ФЭИ и ДНФ ОИЯИ.

Объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, приложения и списка цитируемой литературы из 94 наименований. Работа изложена на 116 страницах, включающих 28 рисунков, 12 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность темы, даётся краткое содержание диссертации по главам, и формулируются основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена основным физическим эффектам, определяющим форму углового распределения нейтронов при малых углах рассеяния.

Граница диапазона углов, в котором рассматривается экспериментальный материал, может быть указана весьма условно и зависит от конкретного вида искомого дальнего действия. Так в теории дифракции быстрых нейтронов указывается угловой размер главного дифракционного максимума, который равен $\theta \approx \frac{\lambda}{R}$, где λ - длина волны нейтрона, а R - радиус ядра.

Впервые внимание к вопросу о рассеянии нейтронов на малые углы, было привлечено работой Швингера в 1948 году, в которой указывалось, что спин-орбитальное взаимодействие магнитного момента нейтрона с кулоновским полем ядра должно приводить к сильному росту сечения рассеяния при углах $\theta < 2^\circ$ и к значительной поляризации рассеянных нейтронов $\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) + \gamma^2 \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2}$, где $\gamma = \frac{1}{2} \mu_n \left(\frac{h}{Mc} \right) \left(\frac{Ze^2}{hc} \right)$ (1)

Важно отметить, что вычисленное в борновском приближении сечение швингеровского рассеяния $\sigma(\theta)$ не зависит от энергии нейтрона.

Уже в первых работах по малоугловому рассеянию в 1950-1960 годах подробно обсуждались различные виды взаимодействий, которые могли бы дать вклад в сечение упругого рассеяния нейтронов вперёд. Обсуждались: влияние квадрупольного и магнитного момента ядра, взаимодействие вращённого Э.Д.М. нейтрона и его заряда с зарядом ядра, влияние электронной оболочки (поляризуемость К-оболочки и неупругое рассеяние на К-электронах) и другие эффекты. Оказалось, что указанные взаимодействия слабо влияют на величину сечения малоуглового рассеяния.

В ранних работах был отмечен ещё один эффект, способный вызвать аномалии в поведении сечений малоуглового рассеяния-взаимодействия наведённого дипольного электрического момента нейтрона (Э.Д.М.) с кулоновским полем ядра. Поскольку нейтрон не является истинно нейтральной частицей, а имеет сложную электромагнитную структуру, можно было ожидать появления у него в сильном электрическом поле наведённого

электрического момента $\vec{P} = \alpha_n \vec{E}$, пропорционального полю, Коэффициент пропорциональности α_n , зависящий от жёсткости электромагнитной структуры нейтрона, называют "коэффициентом поляризуемости". Дополнительный член в гамильтониане взаимодействия, обусловленный поляризуемостью, выражается как $H_{пол} = -\frac{1}{2} \alpha_n E^2$. Во внешней области ядра электрическое поле спадает как $E = \frac{Ze}{r^2}$ и $H_{пол} = -\frac{1}{2} \alpha_n \frac{(Ze)^2}{r^4}$. Для такой добавки к энергии взаимодействия вычислена амплитуда рассеяния в борновском приближении,

$$f_{пол}(\theta) = \frac{M \alpha_n (Ze)^2}{2R} KR \left[\frac{\sin(KR)}{(KR)^2} + \frac{\cos(KR)}{KR} + 5L(KR) \right], \quad (2)$$

где $K = 2k \sin \frac{\theta}{2}$, k - волновое число нейтрона, R - радиус обрезания $H_{пол}$, Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов в области малых углов, записанное в виде

$$\sigma(\theta) = |f_{0\theta}|^2 + 2 \operatorname{Re} A(\theta) f_{пол} + |f_{пол}|^2 + 2 \cdot (I_m B(\theta)) \sqrt{\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}} + |f_{шв}|^2, \quad (3)$$

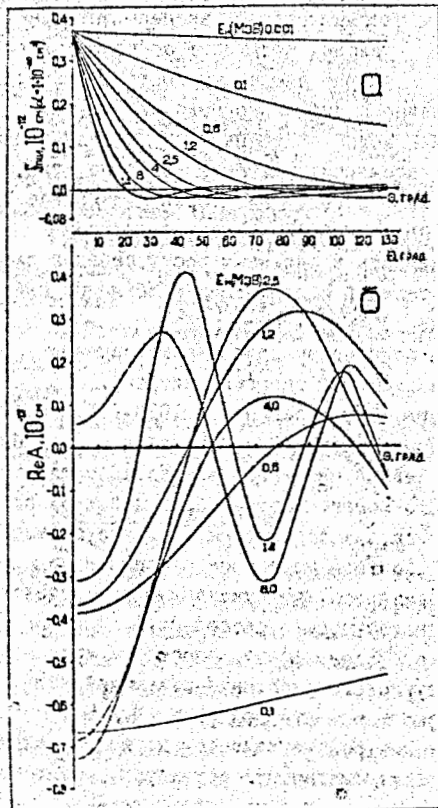


Рис. 1. Амплитуда рассеяния быстрых нейтронов потенциалом А - поляризационным, обрезанным на границе ядра и В - ядерно-оптическим с параметрами Вилмора-Ходгсона, вычисленная для ядра урана.

где $f_{пол}$ и $f_{шв}$ - амплитуды поляризационного и швингеровского рассеяния, может быть приведено к виду, где $\sigma(\theta) = \sigma_1(\theta) + 2 \operatorname{Re} A(\theta) f_{пол} + |f_{пол}|^2$ (4) $\sigma_1(\theta)$ - часть сечения рассеяния, не зависящая от $f_{пол}$. На рисунке 1 представлена угловая зависимость $f_{пол}$ и $\operatorname{Re} A(\theta)$ для ядра урана. Можно отметить, что в диапазоне малых углов величины $f_{пол}(\theta)$ и $\operatorname{Re} A(\theta)$ имеют для большинства энергий разный знак и поэтому в формуле (4) будет возникать взаимная компенсация

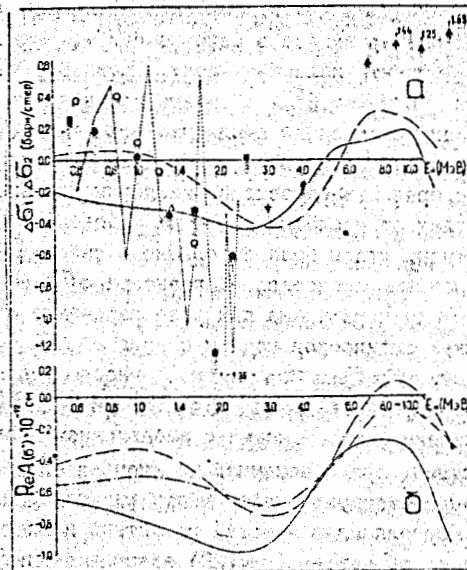


Рис. 2. А - Сравнение энергетических зависимостей $\Delta \sigma_1$ и $\Delta \sigma_2$ с В - энергетической зависимостью реальной части ядерной амплитуды, вычисленной с параметрами:
 — Ауэрбаха-Мура,
 --- Вилмора-Ходгсона,
 - · - · - Бечетти-Гринлесса.

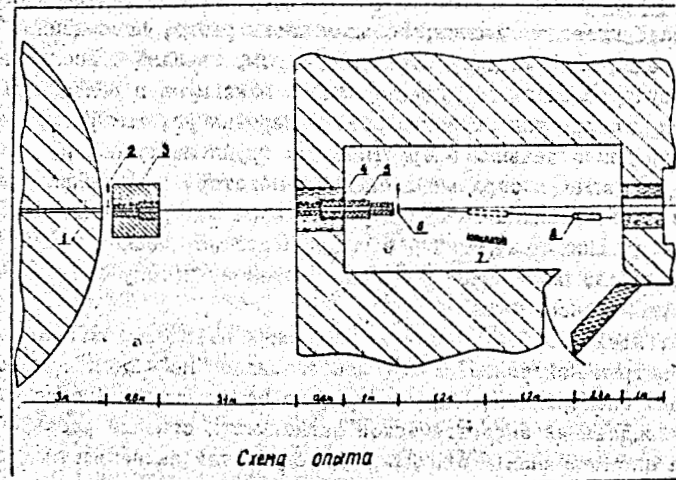


Рис. 3.

второго и третьего членов, различная для разных энергий нейтрона. Степень компенсации и общий размер вклада в сечение будут, конечно, зависеть и от величины коэффициента поляризуемости. Поскольку реальная часть ядерной амплитуды при углах $5^\circ + 6^\circ$ имеет характерную энергетическую зависимость, а поляризационная амплитуда при этих углах меняется мало с энергией нейтрона, то присутствие интерференционного вклада можно заметить, если сравнить отклонения экспериментальных сечений рассеяния при этих углах от расчётных сечений с поведением реальной части ядерной амплитуды, что и было выполнено в работе [1]. На рисунке 2А различными значками представлены разности $\Delta\sigma_1$ сечений, измеренных разными авторами для ядра урана при угле рассеяния 6° , и сечений, вычисленных в рамках оптической модели с параметрами Ауэрбаха и Мура. Ход разности $\Delta\sigma_1 = \sigma_{\text{эксп}} - \sigma_{\text{расч}}$ имеет много общего с энергетической зависимостью другой разности $\Delta\sigma_2 = \sigma(\alpha_n = 1 \cdot 10^{-40} \text{ см}^2) - \sigma(\alpha_n = 0)$ между двумя расчётными сечениями, полученными с добавлением дальнего действия, и без дальнего действия, представленной на рисунке сплошной кривой, пунктирная кривая соответствует аналогичному расчёту с параметрами Вилмора-Ходгсона. Корреляция разностей расчётных и экспериментальных сечений с реальной частью (рис. 2Б) ядерной амплитуды, демонстрируемая на рисунке, могла бы быть и большей при отсутствии систематических ошибок эксперимента, различных у разных авторов.

Вторая глава посвящена методике измерения энергетической зависимости малоуглового сечения. Большая часть работ, посвящённых проблеме дальнего действия между нейтроном и ядром, связана с исследованием тонкой структуры главного дифракционного максимума в угловом распределении упруго рассеянных нейтронов. Измерения угловых распределений выполнялись для отдельных энергетических групп нейтронов и, как правило, на ускорителях заряженных частиц. Некоторые измерения угловых распределений выполнены на пучке реактора на быстрых нейтронах. Преимущество таких измерений - в высокой статистической точности сечений рассеяния, получаемой благодаря большому потоку быстрых нейтронов в реакторном пучке.

В настоящей работе в качестве источника нейтронов использовался реактор быстрых нейтронов БР-10. Использование нейтронного источника со сплошным спектром является совершенно естественным, когда ставится задача исследования энергетической зависимости сечения рассеяния нейтронов на определённый угол. Для получения этой зависимости достаточно сопоставить спектр нейтронов в прямом пучке источника со спектром рассеянным образцом под заданным углом. Измерения спектров были выполнены однокристалльным спектрометром на основе кристалла стильбена с подавлением γ -фона. Качество работы схемы разделения π и δ лучей контролировалось с помощью измерения спектра нейтронов

спонтанного деления ^{252}Cf , хорошо известной формы.

Спектр нейтронов источника, в данном случае спектр реактора БР-10, получался двумя способами. В первом способе спектр получался как результат непосредственных пят измерений, выполненных на малой мощности работы реактора 0.4 кВт, 1 кВт, 5 кВт. Во втором случае спектр нейтронов получался как разность двух спектров упруго рассеянных нейтронов на углы 1.5° и 3° [2]. В измерениях счёт детектора изменяется в каждой энергетической группе при переходе, скажем, с угла рассеяния 3° на угол 1° пропорционально потоку нейтронов в той же энергетической группе спектра нейтронов (реакторного пучка) и изменению сечения рассеяния Швингера $\Delta\sigma_{\text{шв}} = \sigma(1^\circ) - \sigma(3^\circ)$. Все другие эффекты рассеяния: упругое и неупругое рассеяние короткодействующим ядерным потенциалом, многократное рассеяние - практически не меняются при столь незначительном изменении угла. Поскольку $\sigma_{\text{шв}}$ - известная из теории величина, относительное количество нейтронов в энергетических группах исходного спектра легко может быть получено по энергетическому ходу разницы отсчётов сцинтилляционного детектора при двух указанных углах рассеяния. Дополнительное удобство этого метода состоит в том, что рассеяние Швингера одинаково для всех значений энергий нейтронов. Этот результат, полученный в приближении Борна, до сих пор не был экспериментально проверен. Если он, однако, соответствует истине, то процедура определения спектра источника максимально упрощается: разность между спектрами, измеренными под углами, например, 1.5° и 3° , будет совпадать по форме со спектром источника, т.е. со спектром реактора. В работе показано, что две оценки прямого спектра реактора, одна из которых получена непосредственным измерением на малой мощности, а другая - как разность спектров, измеренных для двух малых углов рассеяния, - оказываются практически совпадающими. Поскольку в точность определения сечений входит точность измеренного прямого спектра реактора, то в высших энергетических группах $E_n \approx 2$ МэВ статистическая точность оценки спектра реактора гораздо выше при непосредственном измерении на малой мощности и она использовалась для получения (нормировки) в настоящей работе энергетической зависимости сечения рассеяния в высших энергетических группах. С другой стороны, при малых энергиях нейтронов $E_n \sim 0.5 + 2$ МэВ заметный вклад в ошибку оценки ординат спектра могут дать околопороговые искажения спектра, связанные с настройкой схемы разделения нейтронов и γ лучей. А роль этих искажений будет сведена к минимуму при использовании разностной оценки прямого спектра реактора. Именно поэтому процедура измерения спектров рассеянных нейтронов разбивалась на ряд достаточно коротких серий, 7 + 10 серий на каждое измерение энергетической зависимости сечения.

Третья глава посвящена рассмотрению экспериментальной процедуры и результатам измерения сечений. Геометрия опыта представлена на рисунке 3. Поток нейтронов из канала I реактора БР-10 через систему коллиматоров в защите измерительного бокса 3 - 5 рассеивался образцом 6 и регистрировался сцинтилляционным детектором 8, который дистанционно, с помощью поворотного устройства, мог быть установлен под нужным углом к оси пучка нейтронов. При измерениях фона рассеянный поток мог быть перекрыт защитным конусом 7, помещаемым между рассеивателем и детектором. Процедура оценки чистого эффекта малоуглового рассеяния нейтронов образцом была достаточно сложной и включала учёт различных компонентов фонового потока. Для учёта ослабления нейтронного потока рабочим рассеивающим образцом 6 (см. рис.3) выполнялись дополнительные измерения с образцом 2, помещаемым около защиты реактора и эквивалентным по ослаблению нейтронного потока рабочему образцу 6.

Измерительная серия включала измерение шести аппаратурных спектров и измерения спектров стандартного набора γ -источников для контроля линейности шкалы спектрометра и спектра стандартного источника ^{252}Cf . В работе получено удовлетворительное согласие измеренного спектра стандартного источника ^{252}Cf с оценкой спектра, выполненной Маннхартом.

В работе приводятся таблицы результатов измерения сечений рассеяния нейтронов на углы 1.5° и 3° для трёх элементов с большим Z - плутония, урана, свинца, опубликованные в работах [3,4]. Для всех элементов при каждом из углов 1.5° и 3° выполнено по 8 + 10 серий измерений спектров рассеянных нейтронов и найден усреднённый по всем сериям спектр. Приведённые относительные погрешности в энергетической зависимости сечений определены по разбросу нормированных серий и составляют в среднем 5 + 7%. Абсолютные погрешности сечений составляют 10 + 15%. В окончательные сечения внесены поправки на многократное и неупругое рассеяние и на нейтроны деления.

Четвёртая глава посвящена анализу полученных дифференциальных сечений в рамках оптической модели ядра. Опыт расчёта нейтронных сечений в рамках оптической модели показал, что наиболее точная подгонка расчётных сечений к эксперименту получается при изменении параметров оптического потенциала с энергией нейтрона. Мало того, даже плавная энергетическая зависимость параметров (например линейного роста глубины мнимой ямы и линейного уменьшения глубины реальной ямы с ростом E_n) оказывается недостаточной для удовлетворительной аппроксимации полных и дифференциальных экспериментальных сечений. Параметры потенциала при точной подгонке испытывают флуктуации при переходе от одной энергии нейтрона к другой. Чтобы учесть необходи-

мость введения флуктуации параметров и таким образом надёжнее выделить плавные изменения сечений рассеяния в малоугловом диапазоне, которые могли бы возникнуть при наличии электромагнитного дального действия, в настоящей работе была разработана специальная вычислительная программа, которая могла осуществлять поиск параметров потенциала для двадцати энергий нейтрона. При этом учитывались полные сечения взаимодействия σ_{Σ} и дифференциальные сечения упругого рассеяния $\sigma(\theta, E_n)$ как в форме угловых распределений для одной энергии нейтрона, так и в форме энергетической зависимости для одного угла рассеяния, а также данные по поляризации рассеянных нейтронов. Для одной энергии нейтрона можно было учесть несколько угловых распределений, измеренных разными авторами в диапазонах как малых, так и больших углов рассеяния. Данным каждого автора по дифференциальным сечениям приписывался отдельный нормировочный множитель перед вычислением квадратичного функционала. Упругое рассеяние с образованием составного ядра учитывалось в виде изотропной добавки к потенциальному рассеянию, определяемой по полуэмпирической формуле

$\sigma_{\text{св}}(\theta) = (\sigma_{\text{с}} - \sigma_{\text{не}})/4\pi$, где $\sigma_{\text{с}}$ - сечения неупругих взаимодействий, взятые из оценки ENDF/B-IV. При выборе экспериментального материала предпочтение отдавалось данным, измеренным с низким энергетическим разрешением (около 20+30%). Сечения рассеяния для нейтронов со средними энергиями $E_n = 1.33$ МэВ и $E_n = 2.45$ МэВ измерены на реакторе ранее и расчётные сечения для сравнения с ними усреднялись по экспериментальным спектрам в шестигрупповом приближении.

Уже в предварительном исследовании был использован оптический потенциал усложнённой формы. Его реальная часть представляла собой сумму двух потенциалов Вудса-Саксона. Такое усложнение может быть оправдано представлением о различном распределении плотности протонов и нейтронов в ядре; суммарный потенциал взаимодействия ядра с налетающим нейтроном определяется суперпозицией двух распределений плотности, т.е. имеет более сложную форму у "поверхности" ядра. Мнимая часть, как и обычно, взятая в форме производной от реальной, имела два максимума. Кроме того, и "объёмное поглощение" бралось в виде доли от реальной части потенциала. Для спин-орбитального взаимодействия также вводилась возможность получения более сложной формы (двух максимумов) в окрестности ядерной поверхности. Таким образом, суммарный ядерный потенциал для нейтронов имел следующий вид:

$$-U_s(r) = U_R(r) + iU_I(r) + U_{SO}(r) \quad (3)$$

В работе вводится понятие "геометрические" параметры (например, радиусы реальной и мнимой ямы, параметры размытия края ямы), которые варьировались и считались едиными для всех энергий нейтрона. Вводится понятие "динамических" параметров (глубины реальной и мнимой ямы), которые могли принимать отдельные значения для каждой энергии E_n .

Если в порядке циклического изменения параметров при их оптимизации менялся один из "геометрических" или общих параметров, сечения вычислялись для всего набора (двадцати) энергий нейтрона, при вариации "динамических" или индивидуальных параметров переисчислялись только сечения, относящиеся к данному E_n . В процессе работы программы было введено дополнительное усложнение потенциала. Его реальная часть представляла сумму уже трёх потенциалов Вудса-Саксона. Это привело к соответствующему усложнению мнимой и спин-орбитальной частей потенциала.

В процессе поиска оптимальных параметров минимизировался квадратичный функционал типа $\chi^2 = \sum_{i=1}^n F_i \chi_i^2$, составленный из частных сумм χ_i^2 , относящихся к различным экспериментальным данным: полным сечениям, поляризации, дифференциальным сечениям (отдельные суммы для диапазонов больших и малых углов рассеяния). Каждая из частных сумм имела структуру

$$\chi_i^2 = \sum_j (\frac{\sigma_j - \sigma_{ex}}{\Delta \sigma_j})^2$$

где σ_j , σ_{ex} и $\Delta \sigma_j$ - соответствующие расчётные и экспериментальные величины и ошибки сечения. Весовые множители F_i могли обеспечить преимущество при подгонке того или иного вида экспериментальных данных. Минимизация функционала χ^2 осуществлялась в рамках процедуры циклического изменения параметров потенциала.

Введение в программу оптимизации усложнённых форм-факторов (5) потенциала способствовало получению удовлетворительного описания данных о рассеянии нейтронов без изменения геометрии потенциала. Такой подход явился альтернативой предложению об изменении геометрических параметров потенциала с энергией нейтрона E_n .

Предварительное исследование оптического потенциала выполнено для ядер свинца, поскольку именно для этого элемента выполнены измерения сечений рассеяния нейтронов от киловольтного диапазона до энергий 15 МэВ. Был образован набор экспериментальных данных из трёхсот сорока точек для восемнадцати энергий нейтрона в диапазоне от 0.0052 МэВ до 14 МэВ. В результате проведённого поиска были получены наборы "геометрических" и "динамических" параметров, которые приводятся в работе. После выполнения исследования геометрии ядерного потенциала для ядер свинца в широком энергетическом диапазоне, можно было приступить к интерпретации экспериментальных данных, специально измеренных для оценки возможного дальнего действия между нейтроном и ядром. Для этого в вычислительной программе к ядерному потенциалу (5) добавлено дальнее действие в форме

$$-U_{1M}(r) = \begin{cases} \frac{1}{2} \alpha_n r^2 e^{-2(1/r^4)} & r > R \\ \frac{1}{2} \alpha_n \frac{r^2}{R^4} e^{-2(3-2r/R)} & r \leq R \end{cases} \quad (6)$$

Поскольку добавление дальнего действия могло привести к некоторой перенормировке параметров ядерного потенциала, подгонка последних была повторена с использованием того же набора экспериментальных данных, но с включением дальнего действия. Полученный набор был использован в качестве исходного для детального исследования в двух энергетических диапазонах 0.25 + 157 кэВ и 0.63 + 14 МэВ. В качестве дифференциальных сечений киловольтного диапазона использованы угловые распределения нейтронов, измеренные Александровым и др. с энергиями 0.46 + 26 кэВ и угловые распределения для энергий 70 + 157 кэВ полученные Лэйном. В качестве полных сечений использованы данные разных авторов после усреднения с энергетическим разрешением, указанным для соответствующих угловых распределений. Результаты подгонки параметров в киловольтной области могут быть суммированы следующим образом. Квадратичный функционал, относящийся к полным сечениям имеет минимум при $\alpha_n = 1 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$, в то время как квадратичный функционал дифференциальных сечений имеет минимум при $\alpha_n = 0$ и меняется всего на 15 % при изменении α_n от 0 до $1 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ [5]. На рисунке 4 представлены угловые распределения, просчитанные с $\alpha_n = 0$ (сплошные кривые) и с $\alpha_n = 0.7 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ (штриховые), тёмные кружки - данные Александра и др., тёмные треугольники - данные Лэйна и др.

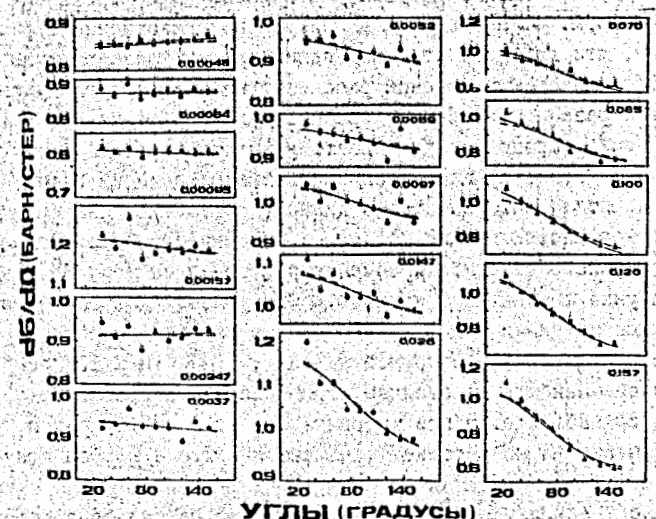


Рис. 4.

При допущении для киловольтной области "геометрии" потенциала, отличающейся от усреднённой по широкому энергетическому диапазону, качество описания полных сечений значительно улучшается при сохранении качества описания угловых распределений при $\alpha_n = 1 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$.

Для каждой из выбранных энергий в интервале $0,6 + 9 \text{ МэВ}$ вычислялось дифференциальное сечение упругого рассеяния на угол 3° и полученная энергетическая зависимость трёхградусного сечения сопоставлялась с аналогичной экспериментальной зависимостью. На рисунке 6А представлена энергетическая зависимость реальной части ядерной амплитуды для свинца. На рисунке 6Б представлена энергетическая зависимость упругого рассеяния на угол 3° . Экспериментальные данные - черные треугольники представляют результаты настоящей работы и на них нормированы результаты работы других авторов в диапазоне от $0,6 \text{ МэВ}$ до $2,2 \text{ МэВ}$. Результаты работы поисковой программы в высокоэнергетическом диапазоне сводятся к следующему. Квадратичный функционал для всей совокупности экспериментальных данных мало меняется с изменением α_n в диапазоне от 0 до $1 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$. Наибольшие отличия расчётных кривых, в диапазоне ооьших углов рассеяния при введении дальнего действия, наблюдаются при энергиях $E_n = 0,63, 0,84, 2,5, 5,5, 7 \text{ МэВ}$. Именно эти энергии коррелируют с экстремальными точками реальной части ядерной амплитуды на рисунке 6 и именно в этих точках наиболее вероятны изменения в соотношении вкладов интерференционного члена (см. форм. 4) и квадрата амплитуды поляризационного рассеяния. Отметим, что для всех этих выделенных энергий квадратичный функционал дифференциальных сечений рассеяния на большие углы уменьшается в $1,5 + 2$ раза при введении в расчёт дальнего действия с $\alpha_n = 0,7 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ и продолжает уменьшаться вплоть до $\alpha_n = 1,5 + 2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$, но при этом ухудшается описание полных сечений взаимодействия. Для практических расчётов в диапазоне $0,6 + 14 \text{ МэВ}$ была выполнена линейная аппроксимация найденных динамических параметров. Расчёт энергетической зависимости сечения рассеяния на угол 3° представлен на рисунке 6Б сплошной кривой. В малоугловом диапазоне на рисунке 6 разными значками представлены данные разных авторов. Расчёт с $\alpha_n = 0$ представлен сплошной кривой, с $\alpha_n = 0,7 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ - пунктирной кривой. Наибольшее отличие формы расчётной кривой от экспериментальной наблюдается при энергиях $E_n = 1,33$ и $2,45 \text{ МэВ}$ и квадратичный функционал на вставке уменьшается в $1,5 + 2$ раза при $\alpha_n = 1 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$.

Таким образом, анализ данных о взаимодействии нейтронов с ядрами свинца показал, что в диапазоне перекрываюдем пять порядков на энергетической шкале E_n , улучшается описание экспериментальных данных в рамках единого подхода, с использованием оптической модели,

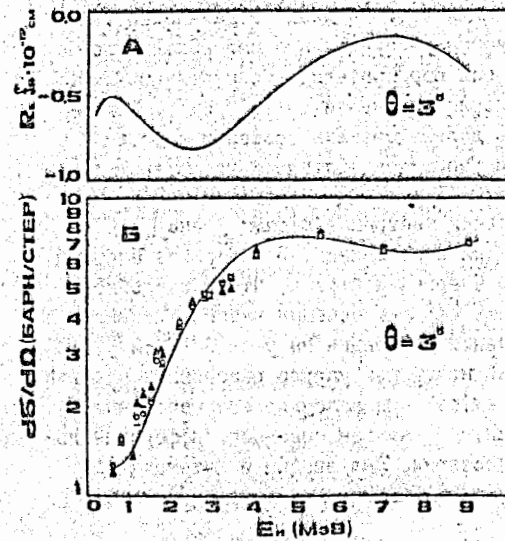
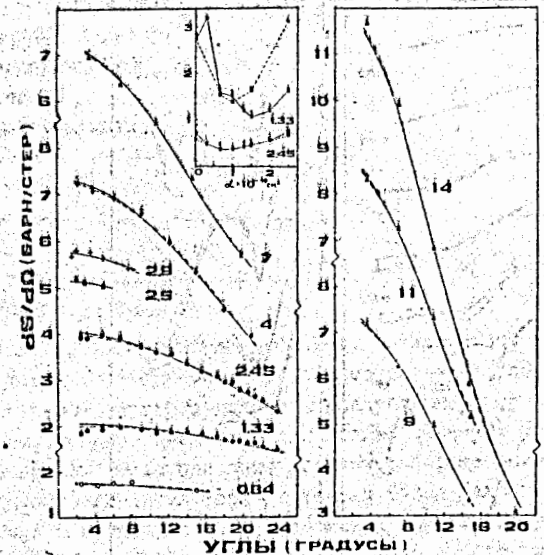


Рис. 5.
 А - энергетическая зависимость реальной части ядерной амплитуды для ядер свинца.
 Б - энергетическая зависимость сечения упругого рассеяния на угол $\theta = 3^\circ$ для свинца.
 Δ - эксперимент [4].
 \circ - расчёт с дискретными параметрами настоящей работы с $\alpha_n = 0$.
 — то же, но с $\alpha_n = 0,7 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$.
 — расчёт с линейными параметрами (см. текст).

Рис. 6.
 Дифференциальные сечения малоуглового рассеяния нейтронов свинцом.
 Расчётные кривые нормированы на эксперимент. На вставке - зависимость квадратичного функционала от α_n для кривых с $E_n = 1,33$ и $E_n = 2,45 \text{ МэВ}$.

— расчёт с $\alpha_n = 0$.
 --- расчёт с $\alpha_n = 0,7 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$.



учитывающей дальное действие. В рамках этого подхода с дальнедействием $\chi_L = 1$ удалось описать и угловые распределения нейтронов киловольтного диапазона, которые до сих пор считались совместимыми лишь с поляризуемостью почти на два порядка меньшей ($5 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3$). Можно отметить, что положительная роль дального действия особенно заметна при реализации концепции "единой геометрии" оптического потенциала во всём энергетическом диапазоне.

Аппроксимация данных о рассеянии нейтронов ядрами урана [7] аналогична той, которая описана для ядер свинца. В интервале энергий $0.075 + 14.1 \text{ МэВ}$ было выбрано 20 энергий нейтрона, чтобы подробно описать энергетическую зависимость полного сечения взаимодействия σ_t ; зависимость от энергии сечения рассеяния на угол 3° [3] и угол 1.5° , форму угловых распределений нейтронов, упруго рассеянных на углы $20^\circ + 150^\circ$, а также данные U_1, O_1, U_2, O_2 по малоугловому рассеянию в диапазоне $3^\circ + 20^\circ$. В надежде получить лучшее описание дифференциальных сечений при больших углах рассеяния, был введён в потенциал третий форм-фактор Вудса-Саксона с начальными параметрами $V_3 = 0$, $R_3 = 3 \text{ фм}$, $A_3 = 2 \text{ фм}$,

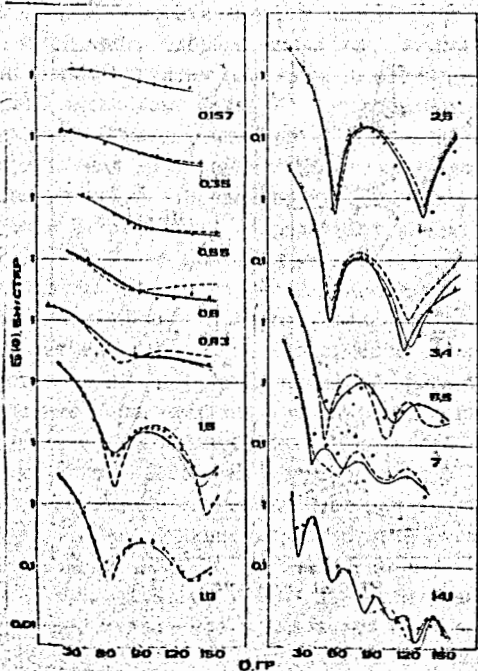
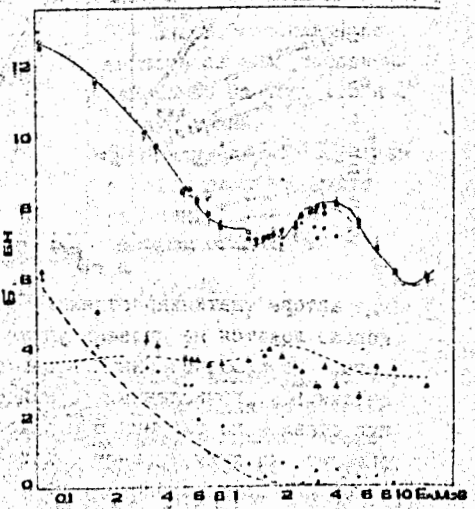


Рис. 7. Угловые распределения нейтронов упруго рассеянных ядрами урана. \odot данные разных авторов
 Расчётные кривые:
 - - - два форм-фактора Вудса-Саксона, без вариации σ_{se} .
 - - - два форм-фактора Вудса-Саксона, но с вариацией σ_{se} .
 — три форм-фактора с вариацией σ_{se} .

которые в результате поиска приняли значения $V_3 = -4.45 \text{ МэВ}$, $R_3 = 2.75 \text{ фм}$, $A_3 = 0.1 \text{ фм}$. Наибольший эффект от введения третьего форм-фактора Вудса-Саксона выразился в улучшении $\sigma(\theta)$, главным образом при больших углах рассеяния для интервала энергий нейтрона $1.5 + 4 \text{ МэВ}$, рисунок 7. Качество описания полных сечений σ_t этим набором параметров представлено на рисунке 8 светлыми ромбами, сечения реакции - тёмными треугольниками. Можно было предположить, что совместному описанию дифференциальных и полных сечений мешает недостаточно точная оценка вклада составного ядра в упругий канал (сечение σ_{sc} по указанной полуэмпирической формуле), а также примесь неупругого рассеяния в сечении упругого рассеяния нейтронов. Оба этих фактора были учтены путём вариации произвольной константы,

Рис. 8. Полные сечения взаимодействия и сечения реакции для ядер U. \square Усреднённые экспериментальные данные разных авторов, \circ Подгонка с двумя форм-факторами.
 - - - Сечения реакции с деформированным потенциалом Лагранжа.
 - - - Оценка σ_{sc} по статистической модели.
 — σ_t с параметрами настоящей работы (в Паде-приближении).
 - - - Расчёт σ_t с деформированным потенциалом Лагранжа.



доавленной к сечению потенциального рассеяния, вычисляемому в рамках оптической модели. Переход к такой процедуре на втором этапе подгонки привёл к уменьшению втрое величины квадратичного функционала дифференциальных сечений и вдвое - для полных сечений. На рисунке 7 представлен результат описания угловых распределений без вариации и с вариацией σ_{se} двумя форм-факторами Вудса-Саксона. Крестиками на рисунке 8 представлены произвольные константы (умноженные на 4χ), которые поисковая программа добавила к потенциальному рассеянию. Для энергий 0.7, 1.5, 2.5, 3.4 МэВ из работы Лагранжа,

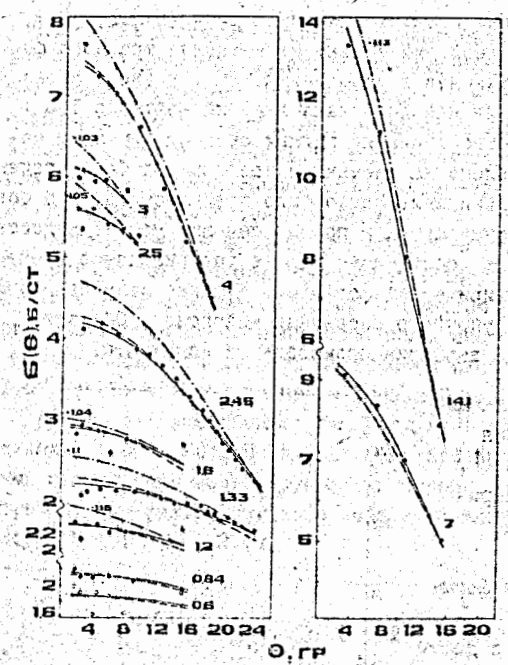


Рис. 9. Сечения малоуглового рассеяния нейтронов ядрами урана.
 ○, ⊙ Экспериментальные данные разных авторов
 — Расчёт с дискретным набором параметров и $\alpha_n = 2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$,
 --- то же с $\alpha_n = 0$.
 - · - - - Расчёт с деформированным потенциалом Лагранжа, пришитый к нашему расчёту при наибольшем угле каждого углового распределения.

где авторы тщательно отделили вклад неупругого рассеяния, крестики хорошо ложатся на уровень упругого рассеяния с образованием составного ядра $\sigma_{\text{св}}$, оценённый в рамках статистической модели с коэффициентами $T_{\alpha\beta}$, вычисленными с найденными параметрами. Этот уровень представлен на рисунке 8 штриховой линией. Для других энергий превышение над этим уровнем близко к вкладу неупругого рассеяния на одном или двух нижайших уровнях ^{238}U . Для интерполяции параметров оптического потенциала ядер урана, приведённых в работе в таблице, осуществлена аппроксимация этого набора рациональными дробями (Паде-аппроксимация). На рисунке 9 представлены сечения рассеяния нейтронов на углы меньше 25° . Сплошные кривые вычислены с параметрами настоящей работы и $\alpha_n = 2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$. Штрих-пунктирными кривыми представлен расчёт в рамках оптической модели с деформированным потенциалом. Видно, что учёт деформации не привёл к имитации дальнего действия, к согласованному описанию формы угловых распределений, тогда как введение одного параметра дальнего действия позволяет решить эту задачу.

Рисунок 10 демонстрирует очень важный результат, который определённо указывает на то, что при вычислении сечений малоуглового рассеяния только с короткодействующим ядерным потенциалом

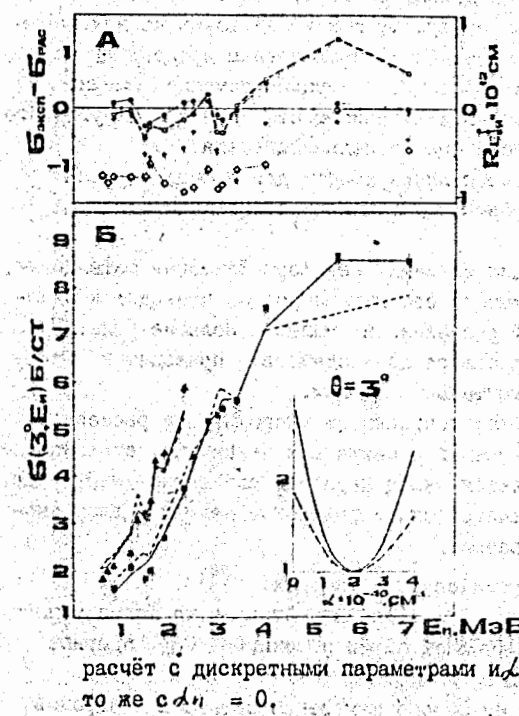


Рис. 10.
 А - Зависимость разности ($\sigma_{\text{эксп}} - \sigma_{\text{расч}}$) для угла рассеяния $\theta = 3^\circ$ от энергии.
 ○ - данные работы [3],
 разность сечений при $\alpha_n = 0$
 ⊙ - разность $\sigma_{\text{эксп}} - \sigma_{\text{расч}}$ для $\alpha_n = 2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$,
 ◇ - реальная часть ядерной амплитуды.
 + - разность при расчёте с деформированным потенциалом.
 Б - Энергетическая зависимость сечения рассеяния нейтронов на углы 1.5° и 3° ядрами урана.
 ⊠ - данные работы [3] за вычетом швингеровского рассеяния.
 ▲ - данные Yu, Overley.

расчёт с дискретными параметрами и $\alpha_n = 2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$,
 то же с $\alpha_n = 0$.

не учитывается некое дополнительное взаимодействие, амплитуда которого интерферирует с "чисто ядерной" амплитудой. Вставка на рисунке 10Б позволяет дать приближённую оценку оптимальной величины коэффициента поляризуемости только по энергетической зависимости малоуглового сечения на уровне $\alpha_n = 2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$. Важно отметить, что при одинаковых фаз-факторах ядерного потенциала и учёте экспериментальных данных разных авторов, взятых по одинаковому энергетическому диапазону, оценки коэффициентов поляризуемости для свинца и урана оказываются достаточно близкими ($\alpha_n = 1.3 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ для свинца и $\alpha_n = 1.5 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ для урана).

Заключение

1. Благодаря использованию нормировки на швингеровское рассеяние была не только измерена энергетическая зависимость сечений, но и определён их абсолютный уровень.
2. Отмечена корреляция стклонений расчётных сечений при малых углах рассеяния от опыта с реальной частью ядерной амплитуды,

если в расчёте не учитывается дальное действие. Поскольку отклонения различны при разных энергиях нейтронов, а для некоторых из них равны нулю, то эти отклонения не могут быть нивелированы процедурой нормировки из-за неточного знания абсолютного уровня сечений. Именно поэтому исследование энергетической зависимости сечения малоуглового рассеяния даёт надёжный способ оценки дального действия.

3. Значения коэффициентов поляризуемости для свинца и урана 1.0 и $1.5 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3$ не противоречат Z^2 зависимости от Z введённой в потенциал взаимодействия.

4. Предельная детализация описания как форм-факторов потенциала, так и энергетической зависимости его параметров не приводят к одновременному описанию сечений рассеяния на малые и большие углы. В то же время введение одного параметра дального действия приводит к согласованному описанию экспериментальных данных.

В приложении I вычисляются поправки на многократное рассеяние для двух упругих столкновений и смешанных двукратных столкновений.

В приложении II оценивается вклад неупруго рассеянных нейтронов.

В приложении III учитывается вклад нейтронов деления для уранового и плутониевого образцов.

Основные результаты опубликованы в работах:

1. Аникин Г.В., Котухов И.И. О рассеянии нейтронов на малые углы ядрами ^{239}Pu // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып. I. С. 20-25.
2. Аникин Г.В., Котухов И.И. Способ измерения спектров нейтронов мощных источников // Атомная энергия. 1983. Т. 54, Вып. 5. С. 372-374.
3. Аникин Г.В., Котухов И.И. Сечения рассеяния быстрых нейтронов вперёд ядрами ^{238}U и ^{239}Pu // Атомная энергия. 1986. Т. 60, Вып. I. С. 51-54.
4. Аникин Г.В., Котухов И.И. Сечения рассеяния быстрых нейтронов вперёд ядрами Ca и Pb // Атомная энергия. 1986. Вып. I. Т. 60. С. 51-54.
5. Аникин Г.В., Котухов И.И. Описание упругого рассеяния нейтронов свинцом в рамках оптической модели, учитывающей дальное действие // Ядерная физика. 1989. Т. 49, Вып. I. С. 101-112.
6. Аникин Г.В., Котухов И.И. Исследование геометрии ядерно-оптического потенциала при рассеянии нейтронов свинцом // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986, Вып. 3. С. 3-7.
7. Аникин Г.В., Котухов И.И. Сравнение параметров сферического потенциала оптической модели для нейтронов, рассеянных ядрами свинца и урана // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1989, Вып. 4. С. 58-79.