

В формулах (2) — (4) индексы r и z относятся к радиальным и вертикальным колебаниям соответственно; s — длина дуги равновесной орбиты; r — радиус равновесной орбиты в магнитных секторах; $c = ctg \varphi$; отсчет длины s на прямолинейных участках ведется от граничной линии сектора 1. В секторах 1 и 2 модуль

функции Флоке симметричен относительно центра дуги равновесной орбиты.

(№ 165/4121. Поступила в Редакцию 23/I 1967 г. Полный текст 0,3 а.л., библиография 5 названий.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Мороз. «Атомная энергия», 4, 238 (1958).
2. Ю. Я. Лембра. ЖТФ, 35, 574 (1965).

Применение метода собственных функций к расчету многомерных ядерных реакторов

Ж. Н. БЕЛЬСКАЯ, Б. И. КОЛОСОВ, Ш. С. НИКОЛАЙШВИЛИ

УДК 621.039.51

Предложен полуаналитический подход к решению двумерного уравнения диффузии нейтронов, основанный на классическом методе собственных функций [1]. Рассмотрена общая схема метода, а также его применение к расчету двумерного реактора в (x, y) -геометрии. Кратко изложена численная схема решения задачи и приведены некоторые результаты расчетов.

Суть предлагаемого метода заключается в следующем. Пусть в прямоугольной области G ($0 < x < a$, $0 < y < b$) требуется найти решение $u(x, y)$ двумерного уравнения диффузии нейтронов в однократном приближении [2]. Предполагается, что G состоит из прямоугольных подобластей, внутри которых коэффициенты уравнения сохраняют постоянные значения, а $u(x, y)$ непрерывно вместе с частными производными первого и второго порядков, за исключением внутренних границ G , где выполняются обычные условия сопряжения [2]. Выделим в области G подобласть $G^{(l)}$ ($0 < x < a$, $b_{l-1} < y < b_l$) так, чтобы внутри ее коэффициенты уравнения не зависели от координаты y ; индекс l означает номер зоны в направлении переменной y . В подобласти $G^{(l)}$ решается одномерная задача Штурма — Лиувилля [1]. Совокупность решений $X_n^{(l)}(x)$ задачи Штурма — Лиувилля позволяет получить базисную систему функций, по которой искомое решение представляется в виде конечного ряда:

$$u^{(l)}(x, y) = \sum_{n=1}^N Y_n(y) X_n^{(l)}(x). \quad (1)$$

Для определения коэффициентов $Y_n(y)$ используется система одномерных уравнений диффузионного типа, которая аппроксимируется разностными уравнениями и решается методом матричной факторизации [3]. Таким образом, отыскание решения $u(x, y)$ уравнения диффузии сводится к последовательному нахождению N первых собственных функций $X_n^{(l)}(x)$ задачи

Штурма — Лиувилля в каждой подобласти $G^{(l)}$, определению коэффициентов $Y_n(y)$ и затем синтезу решения согласно выражению (1).

В работе приведены примеры расчета, которые указывают на высокую эффективность метода при отыскании интегральных характеристик реактора. Уже три первых члена разложения (1) позволяют получить коэффициент размножения реактора с погрешностью, не превышающей 0,3%.

(№ 166/3928. Статья поступила в Редакцию 20/VIII 1966 г., аннотация — 10/IV 1967 г. Полный текст 0,7 а. л., 3 рис., 4 табл., библиография 10 названий.)

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Л. Соболев. Уравнение математической физики. М., Гостехиздат, 1950.
2. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1959.
3. С. Г. Годунов, В. С. Рябенский. Введение в теорию разностных схем. М., Физматгиз, 1962.

Применение метода резонансных фильтров для измерения спектра нейтронов в среде

В. И. ГОЛУБЕВ, А. В. ЗВОНАРЕВ, Ю. Ф. КОЛЕГАНОВ, М. Н. НИКОЛАЕВ, М. Ю. ОРЛОВ

УДК 539.12.08

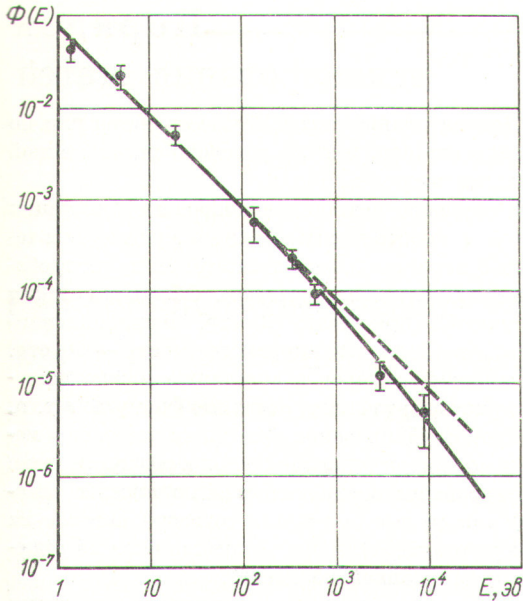
Методом резонансных индикаторов измерен известный спектр нейтронов $\Phi(E) \sim \frac{1}{E}$ в диапазоне энергий 1—10 000 эв в центре графитовой призмы размером $700 \times 700 \times 700$ мм (см. рисунок).

Поток нейтронов при резонансной энергии $\Phi(E_0)$ зависит от разности активностей индикаторов, облученных без фильтров и в фильтрах из материала индикатора, ΔA , от резонансных параметров (радиационной ширины Γ_γ , полного сечения в максимуме резонанса Σ_0) и от фактора η , описывающего резонансную са-

моэкрапировку сечений. Основная расчетная формула

$$\Phi(E_0) = \frac{\Delta A}{\frac{\pi}{2} \Gamma_\gamma \Sigma_0 \eta}.$$

Приведены зависимости параметра η от толщины индикатора и фильтра для случая узких резонансов и чистых резонансов поглощения. Для резонанса Co^{59} при 132 эв этот фактор рассчитан методом Монте-Карло.



Спектр нейтронов в центре графитовой призмы:

— — — спектр Ферми $\Phi(E) \sim \frac{1}{E}$; — — — спектр, рассчитанный в транспортном P_3 -приближении; ● — результаты измерения методом резонансных фильтров.

Характеристики индикаторов

Индикатор	Толщина индикатора, ядер/см ²	Толщина фильтра, ядер/см ²	E_0 , эв	δ_0 , барн	Γ_γ , эв	η
In ¹¹⁵	$3,7 \cdot 10^{17}$	$5,1 \cdot 10^{18}$	1,44	$3,98 \cdot 10^4$	0,072	0,25
Au ¹⁹⁷	$4,6 \cdot 10^{18}$	$1,8 \cdot 10^{19}$	4,95	$3,70 \cdot 10^4$	0,124	0,38
W ¹⁸⁶	$4,4 \cdot 10^{16}$	$4,5 \cdot 10^{19}$	18,8	$1,19 \cdot 10^5$	0,045	0,78
Co ⁵⁹	$2,9 \cdot 10^{19}$	$1,1 \cdot 10^{20}$	132	$8,92 \cdot 10^3$	0,168	0,45
Mn ⁵⁵	$7,9 \cdot 10^{17}$	$1,1 \cdot 10^{21}$	337	$3,39 \cdot 10^3$	0,45	0,67
Cu ⁶³	$2,1 \cdot 10^{20}$	$1,1 \cdot 10^{21}$	580	$1,44 \cdot 10^3$	0,65	0,42
Na ²³	$2,3 \cdot 10^{21}$	$6,1 \cdot 10^{21}$	$2,9 \cdot 10^3$	$5,60 \cdot 10^2$	0,26	0,55
Cl ³⁷	$1,8 \cdot 10^{21}$	$2,8 \cdot 10^{21}$	$8,7 \cdot 10^3$	$1,52 \cdot 10^2$	0,5	0,25

Характеристики индикаторов приведены в таблице. Кратко изложена технология изготовления индикаторов и фильтров.

(№ 167/4142. Поступила в Редакцию 14/II 1967 г. Полный текст 0,5 а. л., 4 рис., 1 табл., библиография 12 названий.)

Обратное рассеяние β-излучения тонких препаратов

М. А. МАЛЕВИЧ, Ю. М. ШТУККЕНБЕРГ

УДК 539.165:539.163.2

При решении некоторых вопросов дозиметрии и радиометрии β-излучения возникает задача определения энергетического состава и углового распределения отраженного излучения.

В настоящей работе спектры отраженных β-частиц S³⁵, Tl²⁰⁴, Sr⁸⁹ и P³² измеряли при помощи магнитного спектрометра с неоднородным полем. Ошибка измерения не превышала 10%. Исследована зависимость энергетического и углового распределения отраженного β-излучения от толщины *t* и атомного номера *Z* подложки (свинец, медь, алюминий и тканеэквивалентный материал) и от значения угла θ между направлением вылета частиц и нормалью к плоскости источника.

Из рис. 1 следует, что с увеличением *Z* спектры отраженных β-частиц становятся жестче, их граничные и средние энергии увеличиваются, число обратно рассеянных частиц растет. Для случая $\theta = 0$ коэффициент *P* обратного рассеяния β-частиц подложкой толщиной *t* описывается соотношением

$$P = P_\infty + (1 - P_\infty) \exp\left(-\frac{0,693}{\Delta} t\right),$$

где P_∞ — коэффициент обратного рассеяния для бесконечно толстой подложки; Δ — слой половинного ослабления. Зависимость Δ от граничной энергии

$E_{\text{макс}}$ (*Мэв*) спектра падающего β-излучения найдена из экспериментальных данных:

$$\Delta = 22,6 E_{\text{макс}}.$$

В диапазоне энергий 0,7—1,7 *Мэв*

$$P_\infty = 1 + 0,054 Z^0,6.$$

Для значений $\theta \neq 0$ эти соотношения несправедливы. Распределение по углам $N''(\theta)$ отраженного β-излучения зависит от толщины и атомного номера подложки. Функцию $N''(\theta)$ находили методом графического интегрирования выражения $E_{\text{макс}}$

$$N''(\theta) = \int_0^{E''_{\text{макс}}} N''(E) dE,$$

используя в качестве функций $N''(E)$ измеренные кривые энергетического распределения для различных значений θ .

На рис. 2 показаны кривые углового распределения отраженных β-частиц P³² для бесконечно толстых подложек. Зависимость $N''(\theta)$ от *Z* носит сходный характер для всех исследованных источников. Независимо от значений $E_{\text{макс}}$ падающего β-излучения угловое