нансов проявляется слабее, чем в чистых элементах. На рисунке в качестве иллюстрации приведены экспериментальные данные пропускания для железа и нержавеющей стали.

(№ 327/5244. Статья поступила в Редакцию 4/II 1969 г., аннотация — 8/IV 1969 г. Полный текст 0,5 а. л., 5 рис., 16 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Кухтевич, О. А. Трыков, Л. А. Трыков. «Атомная энергия», **23**, 191 (1967).
2. В. В. Филиппов, М. Н. Николаев. Англо-советский семинар по ядернофизическим константам (Дубна, 1968).
3. C. Clifford et al. Nucl. Sci. and Engng, **27**, 299 (1967).
4. Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевич. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. Вып. 4, М., Атомиздат, 1967, стр. 513.

Прохождение промежуточных и тепловых нейтронов через неоднородности в защите

Д. Л. БРОДЕР, С. А. КОЗЛОВСКИЙ, В. С. КЫЗЬЮРОВ, К. К. ПОПКОВ, А. А. СМЕТАНИН

УДК 539.125.162.2:539.125.162.3

В статье предлагается и экспериментально обосновывается методика расчета прохождения промежуточных и тепловых нейтронов через цилиндрические каналы и плоские щели. Эта методика предусматривает расчет прямой компоненты потока (компоненты прямой видимости) с помощью метода лучевого анализа (см. работу [1]), определение вклада отраженного излучения методом Саймона — Клиффорда [2] и расчет компоненты потока, связанной с «подтечкой» нейтронов со стенок канала или щели по формулам, полученным интегрированием по поверхностям этих стенок с учетом спада удельной мощности поверхностных источников по длине канала или щели в предположении косинусоидального углового распределения вылетающих частиц.

Расчетная формула для определения потока подтечки в точке, расположенной на расстоянии H от входа в цилиндрический канал радиуса R и длины L на его оси, при условии экспоненциального спада мощности источников вдоль оси $q=q_0e^{-kx}$ (x отсчитывается от входа в канал) при $L-H>2R$ и $kL>2$ имеет вид

$$\varphi=q_0e^{-kH}\left\{2+\left(\frac{R}{H}\right)^2\overline{E}_3(kH)-\frac{1}{4}\overline{E}_3(2kR)+\right.$$
$$\left.+\left(\frac{R}{L-H}\right)^2E_3[k(L-H)]\right\}, \qquad (1)$$

где

$$E_n(x)=x^{n-1}\int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t^n}\,dt, \qquad \overline{E}_n(x)=x^{n-1}\int_{-\infty}^{x}\frac{e^t}{t^n}\,dt$$

— интегральные показательные функции.

Для плоской щели высотой $2T$, шириной b и длиной L при $b\gg T$ и $L-H>2T$ в аналогичных условиях

$$\varphi=\frac{2q_0}{\pi}e^{-kH}\left\{2+\frac{T}{H}\overline{E}_2(kH)-\frac{1}{2}\overline{E}_2(2kT)+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{2}E_2(2kT)-\frac{T}{L-H}E_2[k(L-H)]\right\}. \qquad (2)$$

Многочисленные эксперименты, проведенные авторами на реакторе, а также с использованием плоских изотропных источников нейтронов, показали, что предлагаемая методика обеспечивает совпадение расчетных и экспериментальных результатов с точностью не меньше $\pm30\%$. В экспериментах использовались различные композиции: прямые цилиндрические каналы и прямоугольные щели, облучаемые источником, находящимся на входе канала или рядом с каналом или щелью; цилиндрические каналы и прямоугольные щели с уступом, а также смещенные, т. е. каналы или щели, состоящие из двух параллельных секций, расположенных на некотором расстоянии друг от друга.

(№ 328/4753. Статья поступила в Редакцию 11/III 1968 г., аннотация — 17/IV 1969 г. Полный текст 0,8 а. л., 10 рис., 13 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Биологическая защита ядерных реакторов. Перев. с англ. Под ред. Ю. А. Егорова. М., Атомиздат, 1965.
2. A. Simon, C. Clifford. Nucl. Sci. and Engng, **1**, 156 (1956).

Замедление резонансных нейтронов в веществе

(Сообщение 1)

Д. А. КОЖЕВНИКОВ, В. С. ХАВКИН

УДК 621.039.512.4

Развивается аналитическая теория, позволяющая последовательно рассматривать физические закономерности стационарного и нестационарного замедления нейтронов и (γ-квантов) в веществе произвольного состава, сечения рассеяния и поглощения которого изменяются в зависимости от энергии нейтронов по произвольному закону.

Уравнение переноса (обозначения общепринятые)

$$(\tau(u)\frac{\partial}{\partial t}+\lambda(u)\boldsymbol{\omega}\nabla+1)\psi(\mathbf{r},u,\boldsymbol{\omega},t)=$$

$$=\int_{\Omega}d\boldsymbol{\omega}'\int_{u^+}^{u}h(u')\psi(\mathbf{r},u',\boldsymbol{\omega}',t)W\begin{pmatrix}u'\longrightarrow u,\\ \boldsymbol{\omega}'\longrightarrow\boldsymbol{\omega}\end{pmatrix}du'+$$

$$+S(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega},t)\,\delta(u-u^+) \qquad (1)$$

эквивалентно уравнению

$$(\tau(u)\frac{\partial}{\partial t}+\lambda(u)\boldsymbol{\omega}\nabla+1)\psi(\mathbf{r},u,\boldsymbol{\omega},t)=$$

$$=h(u^+)\int_{\Omega}\psi(\mathbf{r},u^+,\boldsymbol{\omega}',t)R\begin{pmatrix}u^+\longrightarrow u,\\ \boldsymbol{\omega}'\longrightarrow\boldsymbol{\omega}\end{pmatrix}d\boldsymbol{\omega}'-$$

$$-\int_{\Omega}d\boldsymbol{\omega}'\int_{u^+}^{u}(\tau(u')\frac{\partial}{\partial t}+\lambda(u')\boldsymbol{\omega}'\nabla+g(u'))\times$$

$$\times\psi(\mathbf{r},u',\boldsymbol{\omega}',t)R\begin{pmatrix}u'\longrightarrow u\\ \boldsymbol{\omega}'\longrightarrow\boldsymbol{\omega}\end{pmatrix}du'. \qquad (2)$$

Функция $\psi(\mathbf{r},u^+,\boldsymbol{\omega},t)$ описывает распределение нерассеянных частиц и удовлетворяет односкоростному уравнению

$$(\tau(u^+)\frac{\partial}{\partial t}+\lambda(u^+)\boldsymbol{\omega}\nabla+1)\psi(\mathbf{r},u^+,\boldsymbol{\omega},t)=S(\mathbf{r},\boldsymbol{\omega},t). \qquad (3)$$

Функция $R\begin{pmatrix}u^+\to u\\ \boldsymbol{\omega}^+\to\boldsymbol{\omega}\end{pmatrix}$, играющая в уравнении (2) роль индикатрисы рассеяния, удовлетворяет интегральному уравнению

$$R\begin{pmatrix}u^+\longrightarrow u\\ \boldsymbol{\omega}^+\longrightarrow\boldsymbol{\omega}\end{pmatrix}=W\begin{pmatrix}u^+\longrightarrow u,\\ \boldsymbol{\omega}^+\longrightarrow\boldsymbol{\omega}\end{pmatrix}+$$

$$+\int_{\Omega}d\boldsymbol{\omega}'\int_{u^+}^{u}W\begin{pmatrix}u^+\longrightarrow u'\\ \boldsymbol{\omega}^+\longrightarrow\boldsymbol{\omega}'\end{pmatrix}R\begin{pmatrix}u'\longrightarrow u\\ \boldsymbol{\omega}'\longrightarrow\boldsymbol{\omega}\end{pmatrix}du' \qquad (4)$$

и представляет стационарное пространственно-однородное распределение нейтронов в непоглощающей среде с мононаправленными источниками. Нулевой угловой момент $R_0(u^+\to u)$ определяется выражением

$$R_0(u^+\longrightarrow u)=\int_{\Omega}R\begin{pmatrix}u^+\longrightarrow u\\ \boldsymbol{\omega}^+\longrightarrow\boldsymbol{\omega}\end{pmatrix}d\boldsymbol{\omega}^+ \qquad (5)$$

и совпадает с функцией Плачека.

В частном случае пространственно-однородной задачи с изотропными источниками уравнение (2) принимает вид

$$\psi_0(u)=h(u^+)R_0(u^+\longrightarrow u)-$$

$$-\int_{u^+}^{u}g(u')\psi_0(u')R_0(u'\longrightarrow u)\,du'. \qquad (6)$$

В теории резонансного поглощения (6) известно как уравнение Вейнберга — Вигнера — Корнголда.

Уравнение (2) значительно удобнее уравнения переноса, записанного в своей канонической форме (1), и положено нами в основу построения дальнейшей теории.

(№ 329/5166. Статья поступила в Редакцию 24/II 1969 г., аннотация — 4/IV 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 1 табл., 7 библиографических ссылок.)

Замедление резонансных нейтронов в веществе

(Сообщение 2)

Д. А. КОЖЕВНИКОВ, В. С. ХАВКИН

УДК 621.039.512.4

На основе решения обобщенного уравнения Вейнберга — Вигнера — Корнголда * рассматриваются стационарные и нестационарные пространственно-однородные задачи теории замедления резонансных нейтронов в веществе произвольного состава.

Стационарный энергетический спектр нейтронов в общем случае имеет вид

$$\psi_0(u)=\frac{u(u^+)}{\tilde{\xi}(u)}\exp\left(-\int_{u^+}^{u}g(u')\frac{du'}{\tilde{\xi}(u')}\right), \qquad (1)$$

где u^+ — начальная летаргия нейтронов ($u^+\geqslant 0$);

$$\tilde{\xi}(u)=\xi(u)-\xi_1(u); \qquad (2)$$

$$\xi_1(u)=\xi^2(u)\int_{u^+}^{u}\frac{g(u')}{\xi(u')}\times$$

$$\times\exp\left(\int_{u'}^{u}\frac{g(u'')}{\xi(u'')}du''\right)R_{\sim}(u'\longrightarrow u)\,du'; \qquad (3)$$

$h(u)$, $g(u)$ — соответственно полные вероятности рассеяния и поглощения; $\xi(u)$ — среднее изменение летаргии; $R_{\sim}(u'\to u)$ — осциллирующая компонента функции Плачека $R_0(u'\to u)$:

$$R_0(u'\longrightarrow u)=\frac{1}{\xi(u)}-R_{\sim}(u'\longrightarrow u). \qquad (4)$$

Учет неасимптотических осцилляций функции Плачека в средах, не содержащих водорода, приводит к уменьшению замедляющей способности сред и увеличению резонансного интеграла поглощения, а в водородсодержащих средах — к увеличению замедляющей способности и уменьшению величины резонансного интеграла поглощения.

Если пренебречь неасимптотическим поведением функции Плачека, приняв $R_{\sim}(u'\to u)=0$, то $\xi_1(u)=0$, и выражение (1) перейдет в результат Вигнера.

Энергетически временное распределение нейтронов $\psi_0(t,u)$ в поглощающих средах допускает аналитическое представление (через табулированные функции) при произвольной энергетической зависимости сечений взаимодействия. Для импульсного источника при

* Д. А. Кожевников, В. С. Хавкин. См. настоящий выпуск, стр. 142.