

потоке:

$$w'' = (0,8 \div 0,9) \rho''^{-\frac{1}{2}} [Dg(\rho' - \rho'')]^{\frac{1}{2}}.$$

С использованием этой формулы легко рассчитать граничное паросодержание:

$$x_1 = \frac{w'' F \rho'' g}{G}.$$

Эксперименты, проведенные авторами данной работы на воде при давлениях 2—4 атм, показали, что $x_1 = 0,02 \div 0,05$. Это хорошо согласуется с формулой Уоллиса.

На рисунке опытные данные, полученные на воде, калии и цезии, сравниваются с результатами расчетов по предлагаемой формуле; из рисунка следует, что

представленная формула правильно передает не только качественные, но и количественные зависимости.

(№ 257/4761. Статья поступила в Редакцию 11/III 1968 г., аннотация — 16/IX 1968 г. Полный текст 0,6 а. л., 6 рис., 13 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Дорошук. «Теплофизика высоких температур», 4, 552 (1966).
2. G. Hewitt et al. AERE-R4864, 1965.
3. G. Hewitt et al. AERE-R5072, 1966.
4. Ф. А. Агафонова, Б. С. Филиппович. «Инж.-физ. ж.», 10, 620 (1966).
5. T. van C, I. Huughe. Sympos. Two Phase Flow, Exeter, Devon, England, SC201-SC212, 1965.
6. G. Wallis. AEEW-R142, 1962.

Принцип локальной защиты источников излучений на ускорителях

Л. Н. ЗАЙЦЕВ

В последнее время в ускорительной технике наблюдается тенденция к существенному увеличению мощности * пучков [1, 2]. Очевидно, что объем защиты определяется не полной мощностью пучка, а частью мощности, потерянной на мишениях в узлах и деталях ускорителя. Как показывают последние исследования [3, 4], потери пучка по длине (периметру) ускорителя весьма неравномерны, поэтому можно использовать принцип локальной защиты.

Этот принцип заключается в том, что все источники излучений, обусловленные потерями частиц в ускорителе, разбиваются на две группы: мощные источники и источники относительно слабые. Источники первой группы защищаются эффективной локальной защитой, за которой уровень излучения становится сравнимым со средним уровнем излучения от второй группы источников. Затем группы источников, находящиеся в зале, защищаются глобальной защитой, обеспечивающей допустимые дозы вне здания ускорителя.

Как правило, число мощных источников в ускорительном комплексе невелико, поэтому создание локальной защиты приводит к уменьшению объема и стоимости защиты комплекса в целом. Например, для протонного синхротрона (бустера) на энергию 18 ГэВ с током циркулирующего пучка $\sim 10^{14}$ протон.сек⁻¹ при мощности потерь в «горячих точках» 300 квт и распределенной по камере 3 квт стоимость строи-

тельства кольцевого туннеля уменьшается на 30—40%. Следовательно, устанавливать толщину глобальной защиты по максимальному выходу излучений, как это делалось раньше на всех ускорителях, нецелесообразно. С другой стороны, для расчетов и конструирования локальной защиты необходим комплекс исследований, который должен дать состав и спектрально-угловое распределение вторичных частиц при данных потерях. Разработка и создание локальной защиты непосредственно на самом ускорителе сопряжены также с определенными техническими трудностями, однако экономические преимущества от ее внедрения, особенно на сильноточных ускорителях, очевидны.

(№ 258/4752. Статья поступила в Редакцию 11/III 1968 г., аннотация — 2/VIII 1968 г. Полный текст 0,4 а. л., 3 рис., 1 табл., 8 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Proceeding of the USAEC First Symposium on Accelerators Radiation Dosimetry and Experience, BNL, New York, November 3—5, 1965.
2. International Conference on Isochronous Cyclotron, Gatlinburg, Tennessee, May 2—5, 1966.
3. R. Fortune et al. Rep. UCID-10199, 1967.
4. W. Casey et al. Nucl. Instrum. and Methods, 55, 253 (1967).

Об использовании математического формализма для определения спектра нейтронов реактора по активности детекторов

Н. В. ЗИНОВЬЕВ

С математической точки зрения задача определения спектра нейтронов $\Phi(E)$ по активности A_i пороговых,

УДК 621.039.519:539.125.164

резонансных или других детекторов является неопределенной, так как существует бесконечное множество решений, удовлетворяющих системе уравнений:

$$A_i = \alpha_i \int \Phi(E) \sigma_i(E) dE \quad (i=1,2, \dots, q). \quad (1)$$

* Мощность может приближенно служить глобальной характеристикой размеров защиты.

Задача становится достаточно определенной только в том случае, если физические соображения сводят класс возможных решений к минимуму. К сожалению, число реакторов, число доступных детекторов, точность измеренных сечений реакций $\sigma_i(E)$ и активности A_i не могут создать достаточного соответствия между возможностями эксперимента и требованиями элементарной статистики.

Изучая результаты опубликованных и собственных работ, автор настоящей статьи пришел к выводу, что определение $\Phi(E)$ должно основываться на стратегии минимума — максимума функции риска. Функция риска R в данном случае может быть сведена к виду

$$R(j) = c_j \chi_j^2 \quad (j = 1, 2, \dots, m), \quad (2)$$

где c_j — вероятность того, что j -е предположение $\Phi_j(E)$ о виде функции $\Phi(E)$ будет правильным; χ^2 — критерий Пирсона для разброса теоретических экспериментальных A_i при j -м решении.

Невизвестные параметры $\Phi_j(E)$ определяются на основе обычного формализма метода наименьших квадратов.

Функция $\Phi(E)$ принимает вид

$$\Phi(E) = \sum_{j=1}^m c_j \Phi_j(E). \quad (3)$$

Минимаксная стратегия дает для c_j выражение

$$c_j = \left(\sum_{q=1}^m \frac{1}{\chi_q^2} \right)^{-1} \frac{1}{\chi_j^2}. \quad (4)$$

При достаточно разнообразном выборе функций $\Phi_j(E)$ из физически обоснованного класса функций амплитуды и знаки систематических ошибок при различных решениях будут распределены хаотически, и, следовательно, суммарная систематическая ошибка с увеличением m стремится к нулю. Последнее утверждение вытекает из усиленного закона больших чисел Колмогорова.

(№ 259/4806. Статья поступила в Редакцию 12/IV 1968 г., аннотация — 30/XI 1968 г. Полный текст 0,35 а. л., 6 библиографических ссылок.)

Матричный метод расчета спектрально-угловых характеристик γ -квантов, вышедших из плоского барьера

С. А. ЧУРИН, В. В. ЧЕРНЯХОВСКИЙ

УДК 539.122:539.121.72

В работе проводится расчет спектрально-угловых характеристик γ -квантов, вышедших из плоского барьера, матричным методом.

Пусть между двух элементарных слоев находится источник излучения $I(Z, E, \theta)$, где Z — расстояние от оси Z , перпендикулярной к плоскости барьера; E — энергия γ -кванта; θ — угол между направлением полета γ -кванта и осью Z . В этом случае спектрально-угловое распределение γ -квантов вышедшего излучения можно найти, используя матрицы отражения и пропускания элементарных слоев [1, 2]:

$$I = T_2(E - R_1 R_2)^{-1}(E + R_1) I_0, \quad (1)$$

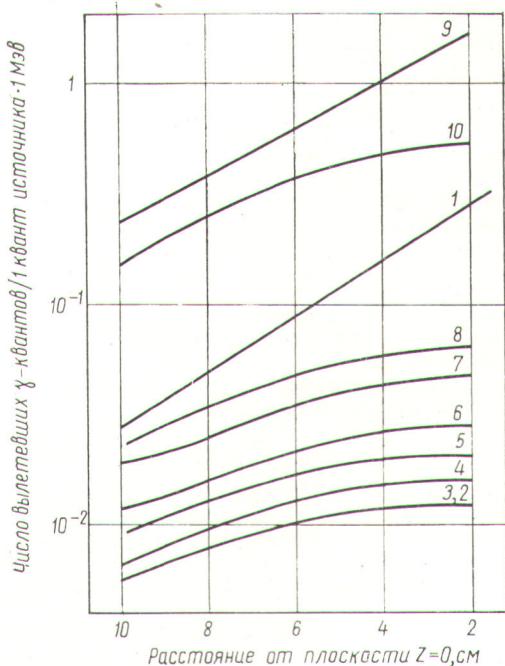
где I_0 — вектор излучения источника; I — вектор выходящего излучения; R_1 — матрица отражения первого слоя; T_2 , R_2 — матрицы пропускания и отражения для второго слоя; E — единичная матрица.

Если же плоский барьер представляется в виде набора элементарных слоев с граничными плоскостями Z_k , где k меняется от 1 до $n - 1$, то матрицы пропускания и отражения можно получить, пользуясь выражениями для матриц R и T барьера, составленного из двух элементарных слоев [2, 3]:

$$T = T_2(E - R_1 R_2)^{-1} T_1; \quad (2)$$

$$R = R_1 + T_1 R_2 (E - R_1 R_2)^{-1} T_1. \quad (3)$$

На рисунке представлена найденная с помощью приведенной выше методики зависимость числа вылетевших γ -квантов как функция расположения источника с энергией γ -квантов $E_0 = 8 \text{ МэВ}$, причем для



Зависимость числа вылетевших γ -квантов различных энергетических групп от месторасположения изотропного источника с $E_0 = 8 \text{ МэВ}$:

1 — энергия γ -квантов 9—7 МэВ; 2 — 7—5 МэВ; 3—5 — 3,5 МэВ; 4 — 3,5—2,5 МэВ; 5 — 2,5—1,75 МэВ; 6 — 1,75—1,25 МэВ; 7 — 1,25—0,7 МэВ; 8 — 0,7—0,55 МэВ; 9 — 0,55—0,4 МэВ; 10 — 0,4—0,1 МэВ.