

## О максимуме потока нейтронов в отражателе при учете поглощения замедляющихся нейтронов

ГЛУШАКОВ В. П.

УДК 621.039.512.45:621.039.573:621.039.55

С использованием принципа максимума Л. С. Понтрягина решается пространственная радиальная задача о распределении ядерного горючего в реакторе, обеспечивающем максимум отношения

$$J = \frac{N_{\text{макс}}}{W},$$

где  $N_{\text{макс}}$  — максимальная плотность тепловых нейтронов в отражателе;  $W$  — мощность реактора. Задача решается в двухгрупповом приближении с учетом поглощения замедляющихся нейтронов при ограничениях на концентрацию горючего

$$0 \leq U(r) \leq U_{\text{макс}}$$

и теплотехническом

$$p = U(r)(N + an) - D \leq 0.$$

Здесь функции  $N(r)$  и  $n(r)$  описывают распределение тепловых и замедляющихся нейтронов по зоне реактора;  $a$  и  $D$  — постоянные. Показано, что при слабом поглощении замедляющихся нейтронов оптимальные компоновки состоят из зон с  $U(r) = U_{\text{макс}}$  и  $p(r) = 0$ , причем максимум  $J$  имеет место в однозонном реакторе с  $U(r) = U_{\text{макс}}$ . Аналогичные результаты получены при рассмотрении задачи без учета поглощения замед-

ляющихся нейтронов [1]. Однако при сильном поглощении замедляющихся нейтронов в центральной части оптимального реактора появляется зона с  $U_0(r) < U_{\text{макс}}$  — зона классического вариационного исчисления, которая не могла быть реализована при пренебрежении захватом замедляющихся нейтронов. Значение  $J_{\text{макс}}$  увеличивается с ростом концентрации горючего, поэтому наибольший интерес представляет случай сильного поглощения, когда двухгрупповая модель без учета поглощения замедляющихся нейтронов не дает правильного ответа о характере оптимальных компоновок.

В работе определены зависимости  $J(N_{\text{макс}})$  или  $J(W)$  для оптимального реактора, позволяющие выбрать вариант, для которого реакторная составляющая [2] затрат минимальна.

(№ 713/6983. Поступила в Редакцию 28/VI 1972 г. Полный текст 0,5 а. л., 3 рис., 10 библиографических ссылок.)

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зарицкая Т. С. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 6, с. 480.
2. Ерыкалов А. Н., Петров Ю. В. «Атомная энергия», 1968, т. 25, вып. 1, с. 52.

## Метод расчета полей доз плоскостных поверхностных облучателей радиационных контуров при быстрых реакторах

РУДОЙ В. А., ВЕТРОВ Е. М., БРЕГЕР А. Х., ПОЛЯНСКИЙ Н. И., ТИХОНОВ В. П.

УДК 621.039.553

Одним из важнейших направлений радиационно-химического аппаратостроения [1] является разработка и создание радиационных контуров (РК) — мощных и экономических источников  $\gamma$ -излучения для использования радиационно-химических процессов в крупных масштабах.

В связи с использованием энергетических быстрых реакторов для одновременного производства электроэнергии и химической продукции рассмотрен вопрос о расчете полей доз плоскостных поверхностных облучателей натриевых радиационных контуров.

В настоящей работе предложено простое соотношение для определения мощности поглощенной дозы в точке, находящейся над вершиной плоского поверхностного прямоугольного облучателя,

$$P = P_\gamma \Psi \bar{\sigma}_s G(m, n, \mu d) B_{\text{пр}}, \quad (1)$$

где  $P_\gamma$  — ионизационная  $\gamma$ -постоянная,  $p \cdot \text{см}^2/\text{ч} \cdot \text{мкюри}$ ;  $\Psi$  — коэффициент перевода рентгенов в рады;  $\bar{\sigma}_s$  — средняя поверхностная активность облучателя,  $\text{мкюри}/\text{см}^2$ ;  $G(m, n, \mu d)$  — функция ослабления  $\gamma$ -из-

лучения;  $B_{\text{пр}}$  — дозовый фактор накопления рассеянного излучения в интегральной форме.

Средняя поверхностная активность  $\bar{\sigma}_s$  может быть представлена в следующем виде:

$$\bar{\sigma}_s = \frac{2\pi}{\mu_s} \cdot \frac{A_p}{V_p + V_k + V_{\text{обл}}} (1 - e^{-\frac{3}{2} \mu_s t}). \quad (2)$$

Здесь  $A_p$  — суммарная активность теплоносителя в I контуре реактора;  $V_p, V_{\text{обл}}, V_k$  — объемы  $\gamma$ -носителя в реакторе, облучателе и коммуникациях соответственно,  $\text{см}^3$ ;  $\mu_s$  — коэффициент ослабления излучения в материале облучателя,  $\text{см}^{-1}$ ;  $t$  — толщина облучателя,  $\text{см}$ .

Для расчета функции ослабления предлагается соотношение:

$$G(m, n, \mu d) = \frac{\pi}{2} E_1(\mu d) - \arctg n E_1 \times \\ \times \left( \mu d \sqrt{1 + \frac{m^2 n}{\arctg n}} \right) - \arctg \frac{1}{n} E_1 \times$$

$$\times \left( \mu d \sqrt{1 + \frac{m^2 n}{\arctg 1/n}} \right), \quad (3)$$

где  $\mu d$  — толщина поглощающего слоя в длинах свободного пробега;  $n, m$  — относительные размеры системы облучатель — облучаемый объект;  $H, L$  — размеры источника;  $b$  — расстояние от источника до точки детектирования.

Точность выражения для определения  $G(m, n, \mu d)$  определена сопоставлением с результатами работы [2], вычисленными на ЭВМ. Сравнение показало, что расхождение значений  $G(m, n, \mu d)$ , вычисленных по выражению (3) и по данным работы [2], составляет не более ~3%.

Величина  $B_{\text{пр}}$  определяется по уравнению

$$B_{\text{пр}} = B_T + A(\mu d) e^{-\frac{K(z)D(n)}{3/m}}, \quad (4)$$

полученному на основании анализа результатов расчета  $B_{\text{пр}}$  для энергий  $^{24}\text{Na}$  ( $E_1 = 1,38 \text{ Мэв}$ ;  $E_2 = 2,76 \text{ Мэв}$ ), толщин материалов  $0 \leq \mu d \leq 5$  для воды, алюминия, железа.

Здесь  $B_T$  — дозовый фактор накопления для точечного источника излучения, значения которого для малых глубин проникновения  $\gamma$ -излучения приняты согласно данным работ [3, 4], а  $K(z)$ ;  $D(n)$ ;  $A(\mu d)$  —

коэффициенты. Значения перечисленных величин приведены в таблице. Точность аппроксимации формулы (2) составляет  $\pm 10\%$ .

Экспериментальная проверка предложенных соотношений с источником излучения  $^{24}\text{Na}$  показала хорошее согласие опытных и расчетных результатов (в пределах ошибки эксперимента). Расчеты, выполненные по предложенной методике для условий, описанных в [5], показали удовлетворительное согласие с результатами этой работы.

(№ 714/7165. Поступила в Редакцию 27/XI 1972 г. Полный текст 0,45 а. л., 4 рис., 1 табл., 19 библиографических ссылок.)

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брегер А. Х. и др. Основы радиационно-химического аппаратостроения. М., Атомиздат, 1967.
2. Гусев Н. Г. и др. Защита от излучения протяженных источников. М., Госатомиздат, 1961.
3. Холленд В. Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. М., Изд-во иностр. лит., 1958, т. 13, с. 339.
4. Дроздов В. Е. и др. «Радиобиология», 1967, т. 7, с. 165.
5. Manowitz B. e. a. Large Radiation Sources in Industry. Vienna, IAEA, 1960, v. 1, p. 65.

## Некоторые особенности фазопеременной фокусировки в протонных линейных ускорителях

ВЛАСОВ А. Д.

УДК 621.384.64.01

Фазопеременная фокусировка (ФПФ) привлекает возможностью обойтись без сложных и дорогостоящих магнитных линз и системы их питания. В 1966 г. В. В. Кушин [1] нашел способ существенно повысить эффективность ФПФ введением постоянной составляющей в закон периодического изменения равновесной фазы, а затем совместно с В. М. Моховым [2] путем одновременного периодического изменения амплитуды ускоряющей волны,

$$\varphi_p = \pm \varphi_1 - \varphi_2, \quad E_M = E_0 \pm \Delta E = E_0 (1 \pm \varepsilon). \quad (1)$$

Как известно, при ФПФ место обычной автофазировки занимает знакопеременная фазировка. В настоящей работе показано, что при этом выражение для размаха колебаний энергии частицы отличается от соответствующего выражения при автофазировке лишь заменой множителя  $\sqrt{\sin \varphi_p}$  на  $\sqrt{v_{\Phi}^2/2B}$ . Здесь  $v_{\Phi}$  — так называемый амплитудный коэффициент;  $B$  — параметр ФПФ [1]. Взяв характерные значения параметров  $v_{\Phi} = 1/3$ ,  $B = 10$ ,  $\varphi_p = 37^\circ$ , получим  $\sqrt{\frac{v_{\Phi}^2}{2B}} = 0,075$ ,  $\sqrt{\sin \varphi_p} = 0,77$ .

Таким образом, захват по энергиям при ФПФ по крайней мере в десять раз меньше, чем при автофазировке. Это не должно заметно сказываться в случае применения ФПФ непосредственно после ионной пушки или

высоковольтного ускорителя, дающих пучки с малым разбросом энергий. Однако малый захват по энергиям может привести к потере не менее 90% частиц, если ФПФ применяется после предварительного ускорения протонов в линейном ускорителе с автофазировкой. По той же причине и предварительное группирование при ФПФ может вызвать значительные потери частиц.

В работе проведено сравнение тепловых потерь в ускорителе с ФПФ и «эталонном» ускорителе с автофазировкой. В предположении одинаковости среднего темпа ускорения частиц для отношения мощностей этих потерь получено выражение

$$\frac{P_{\Phi}}{P_{\text{э}}} = \frac{\cos^2 \varphi_{p,\text{э}}}{\cos^2 \varphi_1 \cos^2 \varphi_2} \times \frac{1 + \varepsilon^2}{(1 + \varepsilon \operatorname{tg} \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_2)^2} \cdot \frac{R_{\text{ш},\text{э}}}{R_{\text{ш}}} \cdot \frac{1 + \delta}{1 + \delta_{\text{э}}}. \quad (2)$$

Здесь  $R_{\text{ш}}$ ,  $\delta$  — шунтовое сопротивление и отношение длины межсекционного промежутка к длине секции ускорителя;  $R_{\text{ш},\text{э}}$ ,  $\delta_{\text{э}}$  — то же для эталонного ускорителя;  $\varphi_{p,\text{э}}$  — его равновесная фаза.

Первый множитель в правой части (2) зависит только от углов  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  и  $\varphi_{p,\text{э}}$ , причем можно принять  $\varphi_{p,\text{э}} = 37^\circ$ . При малых  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  этот множитель меньше единицы. Следовательно, в принципе ФПФ не требует специальных затрат мощности. Однако для эффективности ФПФ необходимы сравнительно большие  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ .