



Учет влияния изменения размеров на критическую массу быстрого реактора с помощью теории возмущений

С. Б. Шихов

В работе рассматривается метод, с помощью которого можно вычислить критическую массу реактора в зависимости от состава активной зоны и ее размеров при достаточно толстом отражателе.

Рабочая формула получается путем применения методов теории подобия к обычной схеме первого приближения теории возмущений. Для вычисления коэффициентов формулы необходимо иметь пространственно-энергетические спектры нейтронных потоков и ценностей, рассчитанные численно для некоторого фиксированного объема активной зоны при достаточно толстом отражателе. С помощью коэффициентов формулы, полученных таким способом, оказалось возможным предсказать критическую массу в широком интервале изменения размеров активной зоны (примерно в два раза).

Если размеры активной зоны выходят за пределы изученного интервала, то при вычислении коэффициентов для новой области размеров необходимо снова производить численный расчет спектров.

В работе дана формула, коэффициенты которой рассчитаны по некоторому типичному спектру быстрого реактора для ряда изотопов, входящих в состав активной зоны. Формула проверена девятигрупповым численным расчетом для объемов активной зоны от 200 до 1000 дм^3 . Девятигрупповые константы были составлены по отечественным и зарубежным материалам, опубликованным до 1955 г.

Введение

Вычисление критической массы быстрого реактора связано с громоздкими вычислениями даже в таких относительно простых случаях, когда реактор состоит только из активной зоны и однослойного отражателя. При этом вычисляется пространственное распределение нейтронов спектра деления, смягченного эффектами неупругого и упругого замедления на тяжелых ядрах, входящих в состав активной зоны и экрана.

Если размеры реактора превосходят несколько длин свободного пробега быстрых нейтронов, расчет сводится к решению системы многогрупповых диффузионных уравнений с граничными условиями. В случае расчета небольшого реактора приходится решать многогрупповую систему газокинетических уравнений с соответствующими граничными условиями.

Вычисления усложняются наличием неупругих переходов из каждой энергетической группы во все нижерасположенные

группы и необходимостью применения метода итераций для определения $k_{\text{эфф}}$ системы. Критическая нагрузка определяется «подгонкой» $k_{\text{эфф}}$ к единице. Все эти расчеты могут быть выполнены только численными методами с использованием быстродействующих вычислительных машин. В таких условиях чрезвычайно полезно иметь формулу, позволяющую достаточно надежно оценить критическую нагрузку без решения пространственно-энергетической задачи с граничными условиями.

Теория

В общем виде, пригодном для расчета любых реакторов, формула может быть выведена из точного стационарного газокинетического уравнения баланса нейтронов, обладающих летаргией U и скоростью движения, направленной по орту $\vec{\Omega}$:¹

¹ См., например [1], стр. 280, 281.

$$0 = -\vec{\Omega} \nabla \varphi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) - \Sigma(\vec{r}, u) \varphi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) + \\ + \int_{-\infty}^u \varphi(\vec{r}, u', \vec{\Omega}') du' d\Omega' \Sigma_{si}(\vec{r}, u', U, \mu_0) + \\ + \frac{\chi(u)}{4\pi} \cdot \frac{Q(\vec{r})}{k_{эфф}}. \quad (1)$$

Здесь приняты обозначения, приведенные в работе [4], причем

$$\Sigma_{si}(\vec{r}, u', U, \mu_0) = \Sigma_s(\vec{r}, u', U, \mu_0) + \\ + \Sigma_i(\vec{r}, u', U, \mu_0) -$$

дифференциальное макроскопическое сечение упругого и неупругого рассеяния для перехода нейтрона из состояния $(u', \vec{n}')$ в состояние $(u, \vec{n})$, а $U = u - u'$ характеризует потерю латаргии при таком переходе.

В соответствии с определением полного сечения через дифференциальное имеем

$$\int_0^{\infty} \int \Sigma_{si}(\vec{r}, u', U, \mu_0) dU d\Omega = \\ = \Sigma_{si}(\vec{r}, u') = \Sigma_s(\vec{r}, u') + \Sigma_i(\vec{r}, u').$$

Величина

$$Q(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \chi_f(\vec{r}, u) \Sigma_f(\vec{r}, u) \varphi(\vec{r}, u, \vec{n}) du d\Omega \quad (2)$$

представляет собой полное число нейтронов деления, рождающихся в 1 см^3 за 1 сек в точке с координатами $\vec{r}$.

Величина $\chi(u)$ описывает нормированный на единицу латаргии спектр нейтронов деления, причем для простоты принято, что угловое распределение нейтронов деления изотропно, а энергетический спектр нейтронов не зависит от энергии налетающего нейтрона.

Уравнение (1) удобно представить в сокращенном виде:

$$\hat{L}\varphi = \hat{\omega}\varphi - \Sigma_f\varphi + \frac{\chi(u)}{4\pi} \cdot \frac{Q(\vec{r})}{k_{эфф}} = 0, \quad (1')$$

где интегродифференциальный линейный оператор $\hat{\omega}$ определяется выражением

$$\hat{\omega}\varphi = -\vec{\Omega} \nabla \varphi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) + \\ + \int_{-\infty}^u \varphi(\vec{r}, u', \vec{\Omega}') du' d\Omega' \cdot \Sigma_{si}(\vec{r}, u', U, \mu_0).$$

Общая теория возмущений развивается с помощью сопряженного уравнения

$$\hat{L}^*\varphi^* = \hat{\omega}^*\varphi^* + \frac{\chi_f(\vec{r}, u)}{k_{эфф}} \Sigma_f(\vec{r}, u) Q^*(\vec{r}). \quad (3)$$

Здесь оператор $\hat{\omega}^*$, сопряженный оператору $\hat{\omega}$, определяется выражением

$$\hat{\omega}^*\varphi^*(\vec{r}, u', \vec{\Omega}') = \vec{\Omega}' \nabla \varphi^*(\vec{r}, u', \vec{\Omega}') + \\ + \int_{u'}^{\infty} \Sigma_{si}(\vec{r}, u', U, \mu_0) \cdot du d\Omega \varphi^*(\vec{r}, u, -\vec{\Omega}).$$

Сопряженная функция $\varphi^* = \varphi^*(\vec{r}, u, -\vec{\Omega})$ имеет физический смысл ценности нейтрона, находящегося в точке с координатами $\vec{r}$, латаргией U и направлением движения, определяемым ортом $\vec{\Omega}$ ¹.

В таком случае $Q^*(\vec{r})$ имеет физический смысл ценности нейтрона деления и равно

$$Q^*(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \frac{\chi(u)}{4\pi} \varphi^*(\vec{r}, u, -\vec{\Omega}) du d\Omega. \quad (4)$$

Сопряженность уравнения (3) уравнению (1) очевидна. Как известно, уравнения (1) и (3) определяют одно и то же значение $k_{эфф}$. Перепишем эти уравнения в безразмерной форме. Для этой цели введем безразмерные координаты

$$\vec{r}_0 = \frac{\vec{r}}{l},$$

где l — какой-либо характерный размер системы. В качестве этого размера примем наибольший линейный размер активной зоны. Оператор градиента выразится теперь в виде

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial \vec{r}} = \frac{1}{l} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}_0} = \frac{1}{l} \nabla_0.$$

После подстановки этого выражения в уравнения (1) и (3) умножим оба эти уравнения на l . Тогда все макроскопические сечения примут безразмерную форму

$$l\Sigma = \Sigma_0. \quad (5)$$

¹ Здесь используется определение ценности нейтрона, данное в работе [2].

(В дальнейшем знаком нуль будем отмечать все операторы, выраженные через безразмерные координаты и сечения.)

Уравнения баланса нейтронов и ценностей примут теперь вид

$$0 = \hat{\omega}_0 \varphi - \Sigma_{i0} \varphi + \frac{\chi(u)}{4\pi} \cdot \frac{Q_0}{k_{эфф}} = \hat{L}_0 \varphi, \quad (6)$$

$$0 = \hat{\omega}_0^* \varphi^* - \Sigma_{i0} \varphi^* + \frac{\chi_f \Sigma_{f0}}{k_{эфф}} Q^* = \hat{L}_0^* \varphi^*. \quad (7)$$

Очевидно, подобным формам и одинаковым значениям безразмерных макроскопических сечений Σ_0 отвечают одинаковые энергетические и пространственные распределения нейтронов и ценностей, а также одинаковые значения $k_{эфф}$.

Безразмерные макроскопические сечения будут сохраняться, если ядерные плотности ρ всех изотопов, входящих в состав реактора, изменять обратно пропорционально изменению линейных размеров системы, т. е. если принять

$$\rho \sim \frac{1}{l}. \quad (8)$$

Поскольку критическая масса реактора P пропорциональна произведению ядерной плотности на объем активной зоны $V_{a.з.}$, то при выполнении условия (8) получается следующая зависимость критической массы P от размера:

$$P \sim V \rho \sim \frac{l^3}{l} = l^2. \quad (9)$$

Для оценок критической массы в некоторой ограниченной области изменения размеров зависимость (9) имеет довольно хорошую точность. Уточнение зависимости (9) может быть произведено на основании первого приближения теории возмущений. При изложении теории воспользуемся схемой, предложенной Л. Н. Усачевым. Пусть в системе произошло какое-либо изменение макроскопических безразмерных сечений

$$\Sigma_0 \rightarrow \Sigma'_0.$$

При этом изменяются операторы $\hat{L}$ и $\hat{\omega}$. Поскольку эти операторы линейно зависят от макроскопических сечений, то

$$\hat{L}_0 \rightarrow \hat{L}'_0, \quad \hat{\omega}_0 \rightarrow \hat{\omega}'_0.$$

Обозначим вариацию этих операторов символом δ

$$\delta \Sigma_0 = \Sigma'_0 - \Sigma_0, \quad \delta \hat{L}_0 = \hat{L}'_0 - \hat{L}_0, \quad \delta \hat{\omega}_0 = \hat{\omega}'_0 - \hat{\omega}_0.$$

Очевидно, $\delta \hat{L}_0$ и $\delta \hat{\omega}_0$ линейно зависят от $\delta \Sigma_0$. Изменение макроскопических сечений сопровождается изменением пространственного и энергетического распределения нейтронов. Возмущенные нейтронные потоки удовлетворяют теперь уравнению

$$\hat{L}'_0 \varphi' = 0. \quad (10)$$

Умножим уравнение (7) скалярно на φ' , а уравнение (10) на φ^* и вычтем одно из другого. Тогда получится тождество

$$(\varphi^*, \hat{L}'_0 \varphi') - (\hat{L}_0^* \varphi^*, \varphi') = 0,$$

где скобки обозначают тройной интеграл по всему объему реактора, по летаргии и телесному углу. С помощью свойства сопряженных операторов это тождество может быть приведено к следующему виду

$$(\varphi^*, \hat{L}'_0 \varphi') - (\varphi^*, \hat{L}_0 \varphi') \equiv 0.$$

Отсюда следует

$$(\varphi^*, (\hat{L}'_0 - \hat{L}_0) \varphi') \equiv 0, \quad (\varphi^*, \delta \hat{L}_0 \varphi') \equiv 0. \quad (11)$$

Если в тождестве (11) заменить возмущенные потоки невозмущенными, то получим первое приближение теории возмущений

$$(\varphi^*, \delta \hat{L}_0 \varphi) = 0. \quad (12)$$

Символическое произведение в этом уравнении является линейным по отношению к величинам

$$\delta \Sigma_0, \quad \frac{1}{k'_{эфф}}, \quad \frac{1}{k'_{эфф}},$$

и из него может быть непосредственно вычислена разность

$$\delta \left(\frac{1}{k_{эфф}} \right) = \frac{1}{k'_{эфф}} - \frac{1}{k_{эфф}} \cong \frac{\delta k}{k_{эфф}},$$

которая определяет изменение реактивности, образовавшееся при возмущении безразмерных сечений.

Если потребовать, чтобы возмущенная система была критична, то в уравнении (12) надо положить $k'_{эфф} = 1$ и вычислять соответствующее изменение критической загрузки. Вычисления будут достаточно точны, если замена φ' на φ при переходе от тождества (11) к уравнению (12) не влечет за собой существенного изменения величины символического произведения, т. е. если

пространственное и энергетическое возмущения нейтронных потоков невелики.

Если в уравнение (12) подставить выражение (1') для $\hat{L}\varphi$ и воспользоваться определением ценности нейтрона деления (4), то получим

$$(\varphi^*, \delta \hat{L}_0 \varphi) = -(\varphi^*, \delta \Sigma_{i0} \varphi) + (\varphi^*, \delta \hat{w}_0 \varphi) + \frac{1}{k'_{эфф}} \int Q^* Q'_0 dV - \frac{1}{k_{эфф}} \int Q^* Q_0 dV = 0, \quad (13)$$

где

$$Q'_0 = \int \int_{-\infty}^{\infty} \nu_j \Sigma'_{j0} \varphi du d\Omega, \quad (14)$$

$$Q_0 = \int \int_{-\infty}^{\infty} \nu_j \Sigma_{j0} \varphi du d\Omega. \quad (15)$$

Если обозначить

$$\delta Q_0 = \int \int_{-\infty}^{\infty} \nu_j \delta \Sigma_{j0} \varphi du d\Omega,$$

$$Q'_0 = \delta Q_0 + Q_0,$$

$$\frac{1}{k'_{эфф}} = \delta \left(\frac{1}{k_{эфф}} \right) + \frac{1}{k_{эфф}}$$

и пренебречь произведением

$$\delta \left(\frac{1}{k_{эфф}} \right) \delta Q_0$$

как величиной высшего порядка малости, то в результате получится выражение

$$-(\varphi^*, \delta \Sigma_{i0} \varphi) + (N^*, \delta \hat{w}_0 \varphi) + \frac{1}{k_{эфф}} \int Q^* \delta Q_0 dV + \delta \left(\frac{1}{k_{эфф}} \right) \int Q^* Q_0 dV, \quad (16)$$

удобное для определения $\delta \left(\frac{1}{k_{эфф}} \right)$.

Уравнение (13) в явном виде выражает связь между размерами системы и объемными долями изотопов, входящих в ее состав. Пусть реактор разбит на отдельные зоны и n -я зона имеет объем V_n . Тогда любое безразмерное макроскопическое сечение n -й зоны может быть представлено в виде

$$\Sigma_0^{(n)} = l \sum_m \varepsilon_m^{(n)} \sigma_m \rho_m,$$

где через ρ_m обозначена ядерная плотность m -го изотопа, имеющего микроскопическое сечение σ_m и объемную долю ε_m . Левую часть уравнения (12) теперь можно запи-

сать в виде линейной функции от объемных долей

$$\sum_{n,m} (l' \varepsilon_m^{(n)'} - l \varepsilon_m^{(n)}) A_m^{(n)} + \sum_{n,m} \left(\frac{l' \varepsilon_m^{(n)'}}{k'_{эфф}} - \frac{l \varepsilon_m^{(n)}}{k_{эфф}} \right) B_m^{(n)} = 0. \quad (17)$$

Нетрудно убедиться, что коэффициенты $A_m^{(n)}$ и $B_m^{(n)}$ выражаются следующим образом:

$$A_m^{(n)} = \rho_m \int_{V_n} dV \int d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} du \left[-\sigma_m N + \int_{-\infty}^u d\Omega' \int \varphi(\vec{r}, u', \vec{n}') \sigma_{si,m}(u', U, \mu_0) du' \right]; \quad (18)$$

$$B_m^{(n)} = \rho_m \int_{V_n} dV Q^* \int d\Omega \times \int_{-\infty}^{\infty} \nu_{jm}(u) \sigma_{jm}(u) \varphi(\vec{r}, u, \vec{n}). \quad (19)$$

Уравнение (17) отражает искомую связь между реактивностью системы, линейными размерами и объемными долями входящих в нее элементов.

Если используется возрастное приближение, то выражения для коэффициентов $A_m^{(n)}$ и $B_m^{(n)}$ принимают следующий вид:

$$A_m^{(n)} = \rho_m \int_{V_n} dV \int_{-\infty}^{\infty} du \left\{ \Phi^*(\vec{r}, u) \times \left[-\sigma_{ci,m} \Phi(\vec{r}, u) + \int_{-\infty}^u \Phi(\vec{r}, u') du' \sigma_{in,m} \times \right. \right. \\ \left. \times (u', v) - \xi_m(u) \frac{\partial \sigma_{s,m}(u) \Phi(\vec{r}, u)}{\partial u} \right] + \\ \left. + 3\sigma_{tr}(\vec{r}, u) \vec{i}^*(\vec{r}, u) \vec{i}(\vec{r}, u) \right\}; \quad (20)$$

$$B_m^{(n)} = \rho_m \int_{V_n} dV Q^*(\vec{r}) \times \int_{-\infty}^{\infty} \nu_{jm}(u) \sigma_{jm}(u) \Phi(\vec{r}, u). \quad (21)$$

Связь нейтронных потоков $\Phi(\vec{r}, u)$ и ценностей нейтронов $\Phi^*(\vec{r}, u)$ с пространственно

угловым и энергетическим распределением потоков и ценностей нейтронов выражается в диффузионном приближении известными соотношениями¹:

$$\varphi(\vec{r}, u, \vec{n}) \cong \frac{\Phi(\vec{r}, u)}{4\pi} + \frac{3}{4\pi} \vec{i}(\vec{r}, u) \cdot \vec{\Omega},$$

$$\varphi^*(\vec{r}, u, -\vec{n}) \cong \frac{\Phi^*(\vec{r}, u)}{4\pi} - \frac{3}{4\pi} \vec{i}^*(\vec{r}, u) \cdot \vec{\Omega},$$

которые представляют собой первые два члена разложения φ и φ^* в ряд по шаровым функциям. При этом

$$\sigma_{tr}(u) = \sigma_t(u) - \bar{\nu}_0(u) \sigma_s(u),$$

$$\vec{i}(\vec{r}, u) = -\frac{1}{3\Sigma_{tr}(\vec{r}, u)} \nabla \Phi(\vec{r}, u), \quad (22)$$

$$\vec{i}^*(\vec{r}, u) = -\frac{1}{3\Sigma_{tr}(\vec{r}, u)} \nabla \Phi^*(\vec{r}, u), \quad (23)$$

$$Q^*(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(u) \Phi^* du, \quad Q(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \nu_j \Sigma_f \Phi du. \quad (24)$$

Величина $\xi_m(u)$, которая фигурирует в выражении (20), представляет собой среднелогарифмическую потерю энергии на одно упругое соударение и при наличии анизотропии в системе отсчета, где центр инерции покоится, зависит от энергии.

В многогрупповом приближении интегралы по летаггии, входящие в выражения (22) и (21), представляются конечными суммами по всем p -группам

$$A_m^{(n)} = \rho_m \int_{V_n} dV \sum_{k=1}^p \left\{ \Phi_k^*(\vec{r}) \left[-\sigma_{cf, uv, m}^{(h)} \Phi_k(\vec{r}) + \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{j=1}^{h-1} \sigma_{uv, m}^{hj} \Phi_j(\vec{r}) \right] + 3c_{tr, m}^{(h)} \vec{i}_k^*(\vec{r}) \vec{i}_k(\vec{r}) \right\}; \quad (25)$$

$$B_m^{(n)} = \rho_m \int_{V_n} dV \cdot Q^*(\vec{r}) \sum_{k=1}^p (\nu_j \sigma_f)_k \Phi_k(\vec{r}). \quad (26)$$

Входящие в эти выражения многогрупповые микроскопические сечения усредняются по нейтронному спектру данного реактора, как это рекомендуется, например, в работе [4], или по нейтронному спектру и спектру ценностей ([1], § 62), что представляется более оправданным.

¹ См., например, [3].

Сечение увода σ_{uv}^{hj} учитывает как упругое, так и неупругое рассеяние при переходе нейтрона из группы j в группу k . Практическое значение формула (17) имеет главным образом при решении задачи для двух зон, т. е. когда реактор состоит только из активной зоны (зона $n=1$) и бесконечно толстого отражателя (зона $n=2$). Однако если пористость уранового экрана не превышает 30%, то при толщинах более 20 см для вычисления реактивности он практически может считаться бесконечным.

В таких случаях можно уверенно пользоваться формулой (17), где коэффициенты A_m^2 и B_m^2 вычисляются для бесконечного экрана.

Проверка формулы и обсуждение результатов

Формула (17) была проверена с помощью девятигрупповых расчетов в диффузионно-возрастном приближении для сферической геометрии. Были рассчитаны два сферических реактора объемами 205 и 930 дм³. Назовем их соответственно «система I» и «система II». Толщина отражателя с учетом экстраполированной границы для обеих систем была принята одинаковой—50 см. Объемные доли U²³⁸ (ϵ_u), железа (ϵ_{Fe}) и натрия (ϵ_{Na}), входящих в состав отражателя, также были приняты одинаковыми для обеих систем и равными $\epsilon_u = 0,7$; $\epsilon_{Fe} = 0,1$; $\epsilon_{Na} = 0,2$.

Принималось, что активная зона состоит из сплава горючего с объемной долей $\epsilon_{гор}$, железа с объемной долей ϵ_{Fe} и натрия с объемной долей ϵ_{Na} . Значения объемных долей материалов активной зоны систем I и II не совпадают; они приведены в табл. 1.

Таблица 1
Сравнительные характеристики систем I и II

	$\epsilon_{гор}$	ϵ_{Na}	ϵ_{Fe}	R , см
Система I	0,33	0,50	0,17	36,5
Система II	0,36	0,53	0,11	60,3

Там же приведены сферические радиусы активных зон R . В качестве сплава горючего использовался плутоний с каким-либо разбавителем. Для каждой системы были

рассчитаны пять вариантов сплавов с разбавителями U^{238} , Ba, Zr, Fe, Mo. Для всех элементов, образующих активную зону, была составлена девятигрупповая система констант, основанная на экспериментальных данных, опубликованных до 1955 г.

Подсчет критической массы, вычисление нейтронных спектров и пространственного распределения потоков и ценностей нейтронов производились решением системы многогрупповых диффузионных уравнений нейтронной плотности и ценности нейтронов. Величина $k_{эфф}$ определялась методом итерации источников. Расчеты производились методом конечно-разностной факторизации, изложенным в книге Г. И. Марчука [4], и под его руководством. Изучение спектров, полученных с различными разбавителями в системах I и II, показало, что они имеют в общем одинаковый характер. Результаты решения критической задачи для систем I и II представлены в табл. 2, где ϵ_0 означает объемную долю основного делящегося изотопа—плутония. По полученным спектрам для каждого варианта системы I были составлены коэффициенты формулы (17) в соответствии с формулами (25), (26). Система I рассматривалась как невозмущенная. Величины $k_{эфф}$ и $k'_{эфф}$ для каждого варианта были взяты в соответствии с табл. 2.

Таблица 2

Результаты расчетов систем I и II

Состав сплава горючего	Система I		Система II	
	ϵ_0	$k_{эфф}$	ϵ_0	$k_{эфф}$
Pu+ U^{238}	0,050	0,97	0,034	1,02
Pu+Zr	0,052	1,05	0,023	1,01
Pu+Mo	0,050	0,99	0,033	1,02
Pu+Fe	0,052	0,99	0,031	1,07
Pu+Ba	0,055	0,98	0,032	1,07

Для каждого варианта с различными разбавителями по формуле (17) было найдено ϵ'_0 системы II, причем коэффициенты $A_m^{(n)}$ и $B_m^{(n)}$ вычислялись по расчетному спектру данного варианта системы I. Погрешность вычисления ϵ'_0 нигде не превышала 10%. Это позволило выбрать в качестве основного некоторый типичный спектр быстрого реактора и вычислить на его основе универсаль-

ные коэффициенты формулы (17). В качестве такого спектра был принят спектр системы I с разбавителем U^{238} .

Таблица 3

Сравнение результатов вычислений ϵ'_0 по формуле (17) с данными диффузионного расчета

Состав сплава горючего	Система I			Система II		
	по формуле (17)	расчетные	погрешность, %	по формуле (17)	расчетные	погрешность, %
Pu+ U^{238}	—	0,050	—	0,030	0,0340	10
Pu+Zr	0,051	0,052	2	0,024	0,0230	3
Pu+Mo	0,052	0,050	4	0,032	0,0330	3
Pu+Fe	0,051	0,052	2	0,032	0,0312	2
Pu+Ba	0,049	0,055	10	0,031	0,032	3

В табл. 3 приведены результаты вычислений величины ϵ'_0 по формуле (17) с коэффициентами, вычисленными с помощью этого спектра. Там же дано сравнение с расчетной величиной ϵ'_0 . В табл. 4 даны коэффициенты $A_m^{(n)}$ и $B_m^{(n)}$ для перечисленных в табл. 3 вариантов¹. Ядерные плотности взяты при нормальных условиях. Коэффициенты, относящиеся к экрану, даны только для U^{238} , Na и Fe.

Таблица 4

Коэффициенты формулы (17)

Элементы	$A_m^{(1)}$	$B_m^{(1)}$	$A_m^{(2)}$	$B_m^{(2)}$
U^{238}	-0,2651	0,2524	-0,0006	0,0235
Pu^{239}	-1,9925	6,3167	—	—
Zr	0,0665	0	—	0
Mo	-0,0297	0	—	0
Na	0,0187	0	0,0097	0
Fe	-0,0025	0	0,0264	0

Выводы

Проверка формулы (17) путем решения девятигрупповых диффузионно-возрастных уравнений показала применимость формулы при увеличении размеров системы в два и, возможно, более раз. Погрешность вычисления указанных в табл. 3 констант с раз-

¹ Вычисления коэффициентов и проверка формулы (17) производились инженерами А. П. Карбаевой и В. А. Кузьмичевой.

личными разбавителями и для сферических объемов от 200 до 1000 дм^3 лежит в пределах 10%. Возможность перехода к другим делящимся изотопам и разбавителям и к другим областям объемов активной зоны на базе принятого нейтронного спектра и спектра ценностей нуждается в специальной проверке путем вычисления спектров в новой области размеров.

Для рассмотренных разбавителей в указанной области размеров могут быть приняты коэффициенты табл. 4 при условии, что экран можно считать бесконечным.

В заключение автор благодарит действительного члена АН УССР А. И. Лейпунского, Г. И. Марчука и Л. Н. Усачева за обсуждение работы.

Поступила в редакцию 21/VI 1958 г.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. И. Марчук. Приложение № 3—4 к журналу «Атомная энергия», Атомиздат, 1958.
2. Л. Н. Усачев. Реакторостроение и теория реакторов. Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 251.
3. А. И. Ахмезер, И. Я. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. ГИТТЛ, 1950.
4. R. Erlich, H. Hurwitz. Multigroup Methods for Neutron Diffusion Problems. *Nuclear Science and Engineering*, 12, No. 2, 23 (1954).

