

необходимость строгого контроля за содержанием лития в химических реактивах, вводимых в первый контур реактора.

Поступило в Редакцию 8.XII.77

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аболмасов Ю. П. и др. «Атомная энергия», 1977, т. 43, вып. 1, с. 52.
2. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1968.

3. Плотников И. М., Голубчикова И. Г. В кн.: Десятилетний опыт эксплуатации Нововоронежской АЭС. Нововоронеж, 1974, с. 126.
4. Овчинников Ф. Я. и др. Опыт эксплуатации Нововоронежской АЭС. М., Атомиздат, 1972.
5. Полуэктов Н. С. и др. Аналитическая химия лития. М., «Наука», 1975.
6. Палмер Г. В кн.: Успехи масс-спектрометрии. М., Изд-во иностр. лит., 1963, с. 95.

УДК 539.12.172

К вопросу о пространственно-угловых распределениях быстрых нейтронов в железе

БАРКОВСКИЙ А. Н., ПОПКОВ К. К.

Возможности метода сведения уравнения Больцмана к системе интегральных уравнений при решении задач физики защиты от излучений изучены недостаточно. Попытки применения этого метода для подобных целей ограничивались транспортным приближением в представлении индикатрисы рассеяния [1, 2], хотя система интегральных уравнений для произвольной индикатрисы получена давно [2]. Есть основания предполагать, что метод интегральных уравнений может быть использован для изучения детальных характеристик полей нейтронного и γ -излучений, что, в частности, дает возможность получить тонкую структуру угловых распределений, поскольку позволяет найти точное решение уравнения переноса для данного представления индикатрисы рассеяния.

Используя многогрупповое приближение кинетического уравнения в плоской геометрии, путем преобразований, описанных в работе [2], и введения оптической координаты x можно получить систему интегральных уравнений для угловых моментов плотности потока излучений $\Phi_{kl}(x)$. После тождественных преобразований эта система принимает следующий вид:

$$\Phi_{kl}(x) = F_{kl}(x) - \sum_{i=0}^{E/2-1} \beta_{\{12-1\}(6-i)} \times \\ \times [\Phi_{k, l-2i-2}(x) - F_{k, l-2i-2}(x)] + \\ + \beta_{l_0} \sum_{i=0}^L \int_0^{x_0} S_{ki}(t) E_i^l(|x-t|) [\text{sign}(x-t)]^{i+l} dt, \quad (1)$$

где

$$\Phi_{kl}(x) = \int_{-1}^1 \Phi_k(x, \omega) P_l(\omega) d\omega;$$

$$F_{kl}(x) = \int_0^1 P_l(\omega) [e^{-x/\omega} \Psi_{1k}(\omega) +$$

$$+ (-1)^l e^{-(x_0-x)/\omega} \Psi_{2k}(-\omega)] d\omega;$$

$$S_{ki}(x) = \sum_{n=1}^k \Psi_{ni}(x) \alpha_i^{n-k}(x) + Q_{ki}(x);$$

$$\alpha_i^{n-k}(x) = (2i+1) \pi \int_{-1}^{+1} \alpha_s^{n-k}(x, \mu) P_i(\mu) d\mu;$$

$$Q_{ki}(x) = \frac{2i+1}{2\Sigma_{tk}(x)} \int_{-1}^{+1} q_k(x, \omega) P_i(\omega) d\omega;$$

$$\alpha_s^{n-k}(x, \mu) = \Sigma_s^{n-k}(x, \mu) / \Sigma_{tk}(x);$$

$$E_i^l(x) = \sum_{k=0}^{E(i/2)} \beta_{ik} E_{l+i+1-2k}(x);$$

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

k — номер энергетической группы; $q_k(x, \omega)$ — плотность независимых источников k -й энергетической группы; $\Phi_k(x, \omega)$ — угловой поток в направлении $\arccos \omega$; μ — косинус угла рассеяния; $\Sigma_{tk}(x)$, $\Sigma_s^{n-k}(x)$ — полное сечение и сечение перехода из n -й в k -ю группу; x_0 — оптическая толщина пластины; $E(\epsilon)$ — целая часть ϵ ; β_{ik} — двумерная матрица, состоящая из постоянных коэффициентов; L — число членов ряда, оставленных в разложении; $\Psi_{1k}(\omega) = \Psi_k(0, \omega) |_{\omega > 0}$, $\Psi_{2k}(\omega) = \Psi_k(x_0, \omega) |_{\omega < 0}$.

Система уравнений (1) положена в основу алгоритма программы ОПУС-п. Эта программа написана на языке АЛГОЛ и позволяет получать пространственно-энергетические и угловые распределения плотности потоков излучений (нейтронов и γ -квантов) в плоской одномерной геометрии. При этом погрешность результатов определяется точностью задания индикатрисы рассеяния, т. е. числом членов разложения ее в ряд по полиномам Лежандра, а также точностью использованных квадратурных формул. Программа ОПУС-п обеспечивает возможность использования до 13 членов этого

ряда. «Шар» представления углового распределения произволен.

Возможности программы, а также точность методики изучались специально. Были выполнены расчеты про-

странственно-энергетических и угловых распределений плотности потока излучений в тестовых веществах с заданными параметрами взаимодействия. Сравнение этих результатов с данными, полученными с помощью

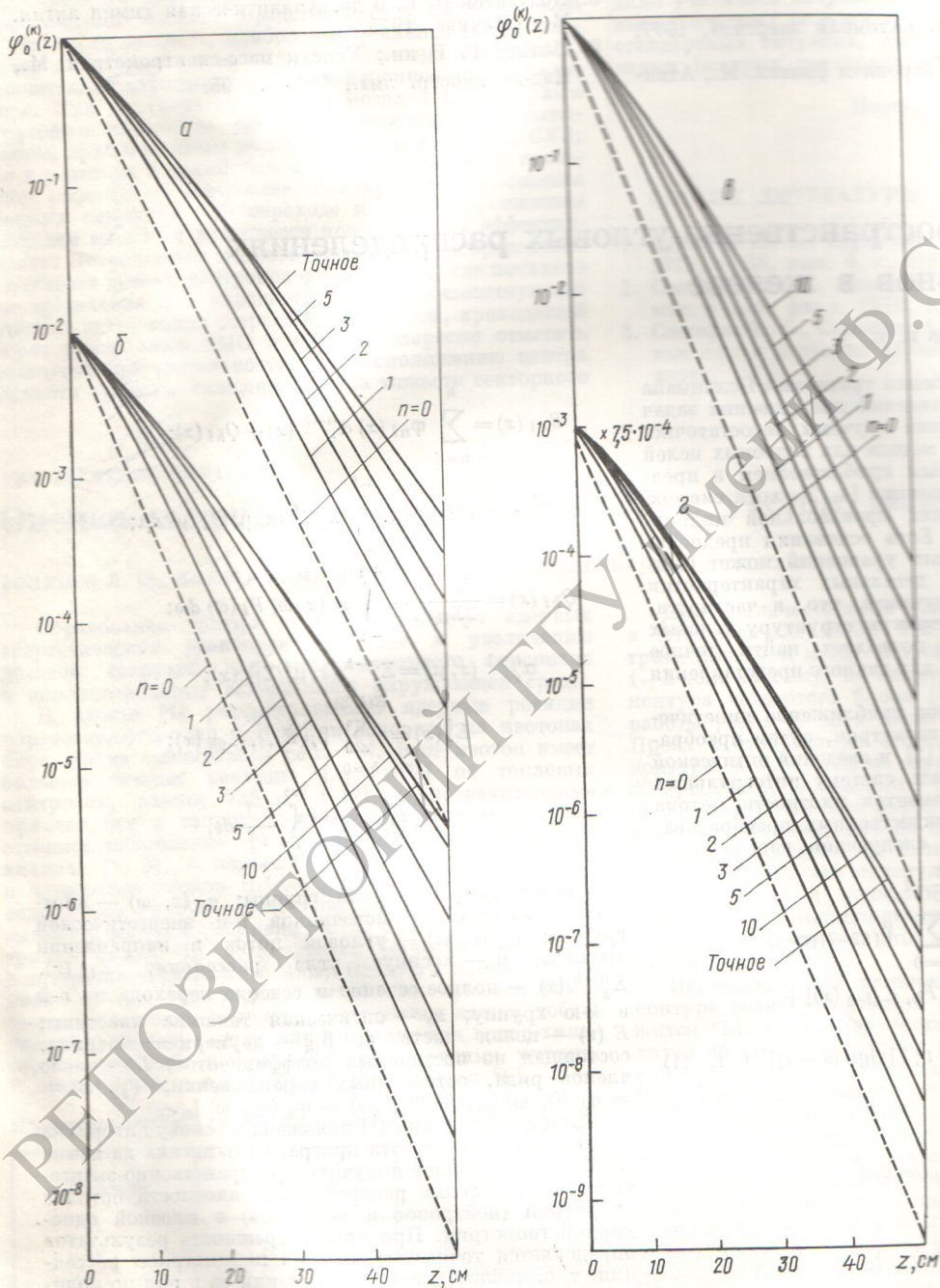


Рис. 1. Пространственное распределение плотности потока нейтронов в железе, рассчитанное с учетом различной кратности рассеяния n . Источник нейтронов — плоский, мононаправленный с начальной энергией 10,5—14,0 (а); 6,5—10,5 (б); 4,0—6,5 (в); 2,5—4,0 МэВ (г)

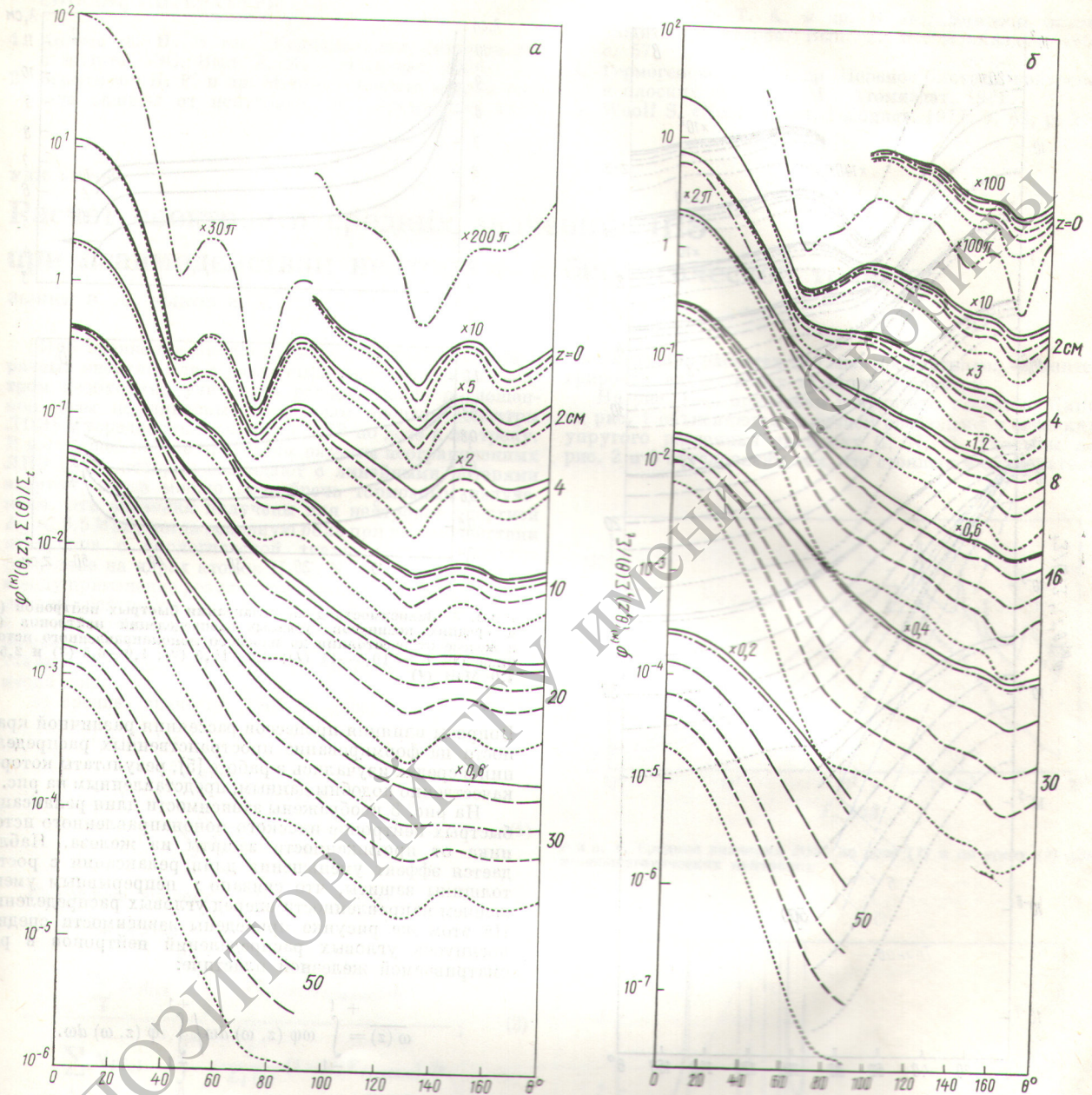


Рис. 2. Угловые распределения плотности потоков нейтронов в железе при $E = 10,5-14$ (а); $6,5-10,5$ (б) и $4-6,5$ Мэв (в), рассчитанные с учетом кратности рассеяния $n = 2$ (---), 3 (— · — · —), 4 (— · — · —), 6 (— · — · —) и 11 (— · — · —); — — — точное решение, [— · — · —] $\Sigma(\theta)/\Sigma_t$ (источник тот же)

программы РОЗ [3], свидетельствует о достаточно высокой точности метода: среднее расхождение указанных результатов составляет 3–5%.

Система уравнений (1) решалась методом итерации источника. При этом если принять в качестве нулевой итерации решение уравнения с независимыми источниками, то n -я итерация определяет функцию распределения, рассчитанную с учетом n -кратного рассеяния.

Таким образом, рассматривая функции распределения, полученные в результате различных итераций, можно изучать влияние процессов рассеяния различной кратности на пространственное и угловое распределения плотности потоков излучений. Подобное исследование было проведено для быстрых нейтронов плоского мононаправленного источника в железе с привлечением групповых констант из работы [4]. На рис. 1 и 2 пред-

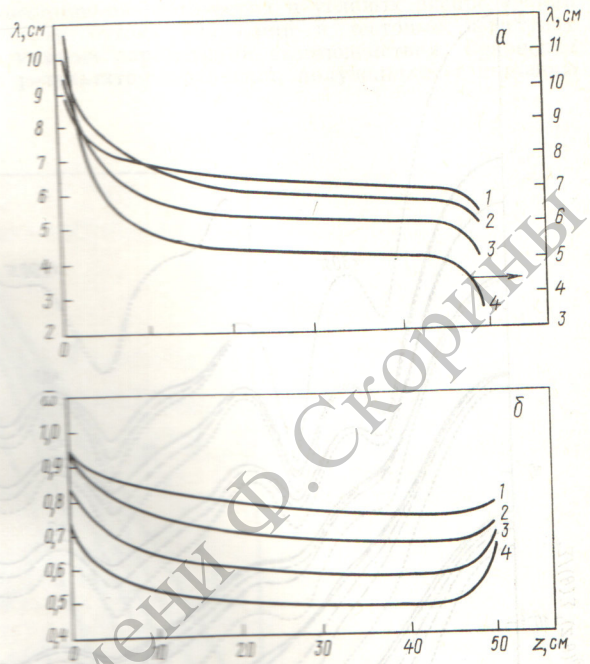
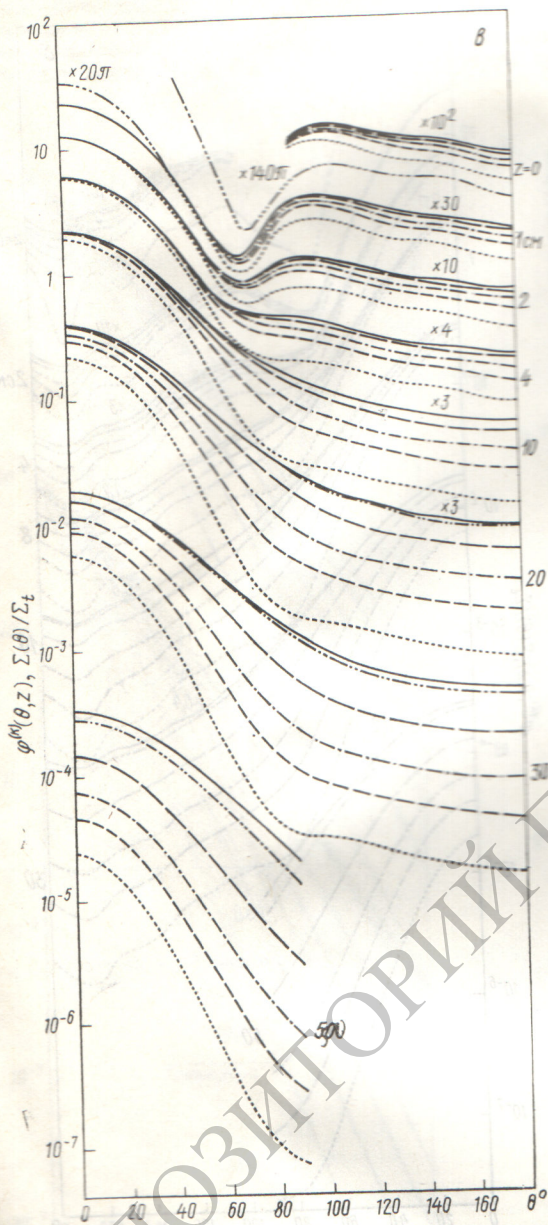


Рис. 3. Зависимость длин релаксации быстрых нейтронов (а) и средних косинусов угловых распределений нейтронов (б) в железе от расстояния до плоского мононаправленного источника для $E = 10,5-14$ (1); $6,5-10,5$ (2); $4,0-6,5$ (3) и $2,5-4,0$ MeB (4).

Вопросы влияния процессов рассеяния различной кратности на формирование пространственных распределений в средах изучались в работе [5], результаты которой качественно подобны данным, представленным на рис. 1.

На рис. 3 изображены зависимости длин релаксации быстрых нейтронов плоского мононаправленного источника от протяженности защиты из железа. Наблюдается эффект уменьшения длин релаксации с ростом толщины защиты, что связано с непрерывным уменьшением направленности вперед угловых распределений. На этом же рисунке приведены зависимости средних косинусов угловых распределений нейтронов в рассматриваемой железной пластине:

$$\overline{\omega}(z) = \frac{\int_{-1}^{+1} \omega \varphi(z, \omega) d\omega}{\int_{-1}^{+1} \varphi(z, \omega) d\omega}.$$

Значения $\overline{\omega}(z)$ монотонно уменьшаются с ростом толщины z вплоть до областей вблизи внешней границы пластины, где начинают проявляться краевые эффекты. Влияние этих эффектов приводит к резкому уменьшению длин релаксации и к увеличению направленности вперед угловых распределений и проявляется в основном в пределах слоя толщиной λ_{rel} .

В заключение авторы выражают глубокую признательность Ю. А. Платовских за плодотворное обсуждение работы.

Поступило в Редакцию 13.XII.77
В окончательной редакции 12.V.78

ставлены рассчитанные с учетом процессов рассеяния различной кратности пространственные и угловые распределения плотности потоков быстрых нейтронов различной энергии в железной пластине толщиной 50 см. Из рисунков видно, что для малой толщины защиты ($z < 1$) форма углового распределения по ходу зависимости в значительной степени повторяет структуру дифференциального углового сечения. С ростом толщины непрерывно возрастает роль многократного рассеяния в процессе формирования полного потока нейтронов; причем влияние многократного рассеяния сказывается в большей степени в области $\theta > 90^\circ$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Князев А. П. В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып. 2. М., Атомиздат, 1976.
2. Бергельсон В. Р. и др. Многогрупповые методы расчета защиты от нейтронов. М., Атомиздат, 1970.

3. Гермогенова Т. А. и др. В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. Вып. 2. М., Атомиздат, 1966, с. 57.
4. Гермогенова Т. А. и др. Перенос быстрых нейтронов в плоских защитах. М., Атомиздат, 1974.
5. Woolf S. «Nucl. Sci. and Engng», 1977, v. 62, p. 278.

УДК 539.109

Расчет спектров и средних значений ЛПЭ при взаимодействии нейтронов с биологической тканью

ЗЫБИН В. А., РЫКОВ В. А.

При сравнении биологического действия нейтронов разных энергий или с различным энергетическим спектром необходимо учитывать распределение поглощенной дозы по линейным передачам энергии (спектры ЛПЭ) и усредненные значения ЛПЭ по дозе и по треку. В настоящей работе проведены расчеты неограниченных ЛПЭ (L_∞), которые совпадают с линейными потерями энергии, когда можно пренебречь тормозным излучением. Эти значения получены для нейтронов энергией $E_n \leq 6,5$ МэВ, когда основную роль при взаимодействии нейтронов с биологической тканью играет упругое рассеяние на ядрах атомов Н, С, N, О. При этом, имея в виду применение результатов к малым объемам, ослаблением нейтронов пренебрегали. Расчеты проводили с учетом потерь энергии ядер отдачи на ядерное торможение [1—3]. Формулы для расчетов при облучении ткани моноэнергетическими нейтронами имеют следующий вид:

а) среднее значение ЛПЭ по дозе:

$$\bar{L}_D(E_n) = \frac{\sum_i N_i \sigma_{ei} \int_0^{E_{i, \max}} \bar{L}_i(\epsilon) (1 - \epsilon/E_{i, \max}) d\epsilon}{\sum_i N_i \sigma_{ei} E_{i, \max}/2}; \quad (1)$$

б) среднее значение ЛПЭ по треку:

$$\bar{L}_T(E_n) = \frac{\sum_i N_i \sigma_{ei} \int_0^{E_{i, \max}} (1 - \epsilon/E_{i, \max}) d\epsilon}{\sum_i N_i \sigma_{ei} \int_0^{E_{i, \max}} \frac{1}{L_i(\epsilon)} (1 - \epsilon/E_{i, \max}) d\epsilon}; \quad (2)$$

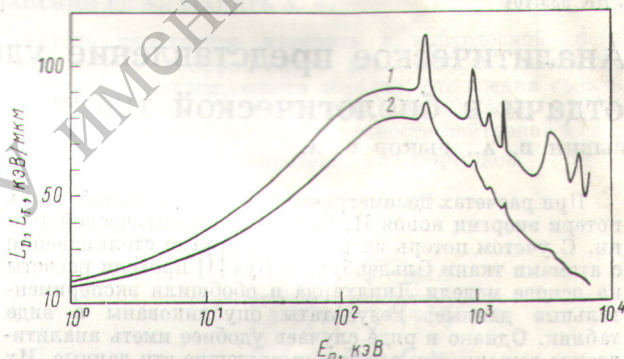
в) распределение дозы по ЛПЭ:

$$D_L = \sum_i \frac{N_i \sigma_{ei} (1 - \epsilon/E_{i, \max})}{dL_i(\epsilon)/d\epsilon}; \quad (3)$$

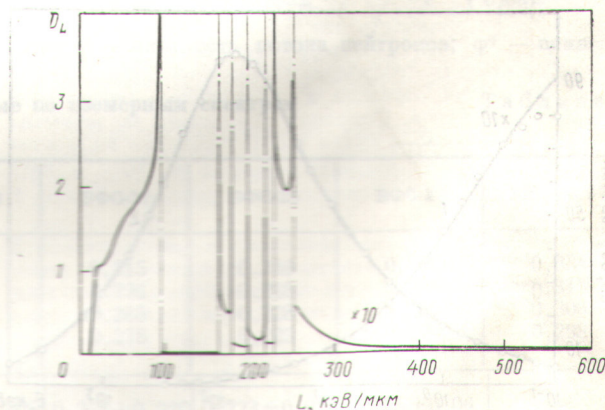
где N_i — число атомов в 1 см^3 ткани; σ_{ei} — сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах атомов ткани; $L_i(\epsilon)$ — линейные передачи энергии ядер отдачи в ткани, включая потери на ядерное торможение; $E_{i, \max}$ — максимальная энергия ядер отдачи после столкновения нейтрона с энергией E_n . Формулы (1) — (3) нетрудно

обобщить при расчетах для спектра нейтронов, проинтегрировав их по всему заданному спектру.

На рис. 1—3 приведены результаты расчетов. Пики на рис. 1 объясняются наличием резонансов в сечениях упругого рассеяния на ядрах С, N, О. Разрывы на рис. 2 и 3 обусловлены тем, что стоящая в знаменателе



Р и с. 1. Средние значения ЛПЭ по дозе (1) и по треку (2) для моноэнергетических нейтронов



Р и с. 2. Распределение дозы по ЛПЭ для нейтронов канала П-2 ($E_n = 350$ кэВ) реактора БР-10 (увеличение относится ко всей части графика с $L > 100$ кэВ/мкм).