

Биологические дозы нейтронов, распространяющихся в воздушной среде, от точечных источников

П. А. ЯМПОЛЬСКИЙ, А. И. ХОВАНОВИЧ, В. Ф. КОКОВИХИН,
А. И. КУКАРИН, Н. А. КОНДУРУШКИН

УДК 529.12.04

В связи с возрастающим использованием источников нейтронов представляет интерес определение биологических доз нейтронов на различных расстояниях от источника в воздушной среде. Для этого необходимы данные о пространственно-энергетическом распределении нейтронов и зависимости биологической дозы от потока нейтронов различных энергий. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в воздухе описано в работе [1]. Известны также приближенные зависимости биологической дозы D_b от потока нейтронов различной энергии $P(E)$, однако в некоторых случаях (например, при оценке острых поражений) их необходимо уточнить. Принятые в настоящее время для практического использования соотношения между D_b и $P(E)$ [2] основаны на следующих предположениях: 1) поражение организма определяется максимальной поглощенной дозой; 2) относительная биологическая эффективность (ОБЭ) протонов и тяжелых ядер отдачи близка к 10 и 20 соответственно. Это можно считать справедливым при оценке отдаленных последствий облучения.

При авариях ядерных установок и в других случаях возможны кратковременные воздействия больших доз нейтронов. При этом важно правильно оценить возможные острые поражения, проявляющиеся в ранний период после облучения. Степень этих поражений определяется среднетканевой дозой. Кроме этого, величины ОБЭ протонов и тяжелых ядер отдачи, определенные по острым поражениям, значительно меньше, чем ОБЭ, оцененные по отдаленным последствиям.

В работе [3] рассчитано соотношение между среднетканевой биологической дозой $D_{ст.б}$ и $P(E)$ при использовании различных значений ОБЭ протонов и тяжелых ядер отдачи для нейтронов промежуточной энергии. Однако в этой работе не дается рекомендация, какой из приведенных величин ОБЭ следует пользоваться при расчетах, и не учитывается зависимость ОБЭ протонов и тяжелых ядер отдачи от энергии. Эту зависимость можно определить на основании данных работы [4], в которой приведены систематизированные значения ОБЭ нейтронов различной энергии, установленные по острым облучениям мышей. Ввиду малых размеров используемых объектов облучения можно считать, что энергия нейтронов передается ткани только в результате первого взаимодействия с ядрами атомов биологической ткани. Путем обработки данных, приведенных в работе [4], найдено, что суммарная ОБЭ протонов отдачи и тяжелых ядер отдачи равна

$$\eta_{я.о} = 0,9 + 2,65 E_n^{-0,36} \quad (0,1 < E_n < 15 \text{ Мэв}),$$

где E_n — энергия нейтронов, Мэв.

Глубинное распределение биологической дозы в объектах больших размеров (слой ткани толщиной 30 см) может быть определено по соотношению

$$D_b(x) = D_\gamma(x) + D_{p'}(x) \eta_{п'} + [D_p(x) + D_{т.я}(x)] \eta_{эфф},$$

где $D_\gamma(x)$, $D_{p'}(x)$, $D_p(x)$, $D_{т.я}(x)$ — поглощенные дозы вторичного γ -излучения, протонов, возникающих при реакции $N^{16}(n, p)C^{14}$ ($E_p = 0,63 \text{ Мэв}$), протонов отдачи и тяжелых ядер отдачи соответственно. Числовые значения

этих величин взяты из работ [5—7]; $\eta_{п'}$ — ОБЭ протонов с энергией 0,63 Мэв принималась равной 2. Величина $\eta_{эфф}$ оценивалась по формуле

$$\eta_{эфф} = \frac{\int N(E) E \eta_{я.о}(E) dE}{\int N(E) E dE},$$

где $N(E)$ — спектр нейтронов на глубине x . Значения $N(E)$ определялись по данным работы [8], в которой

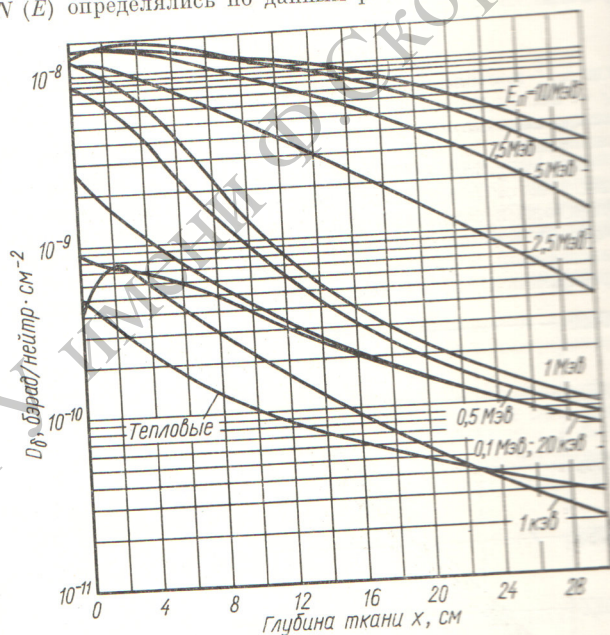


Рис. 1. Глубинное распределение биологической дозы в ткани для нейтронов с различной начальной энергией.

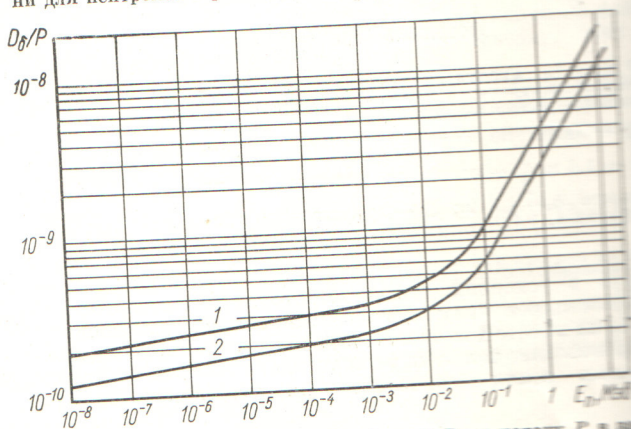
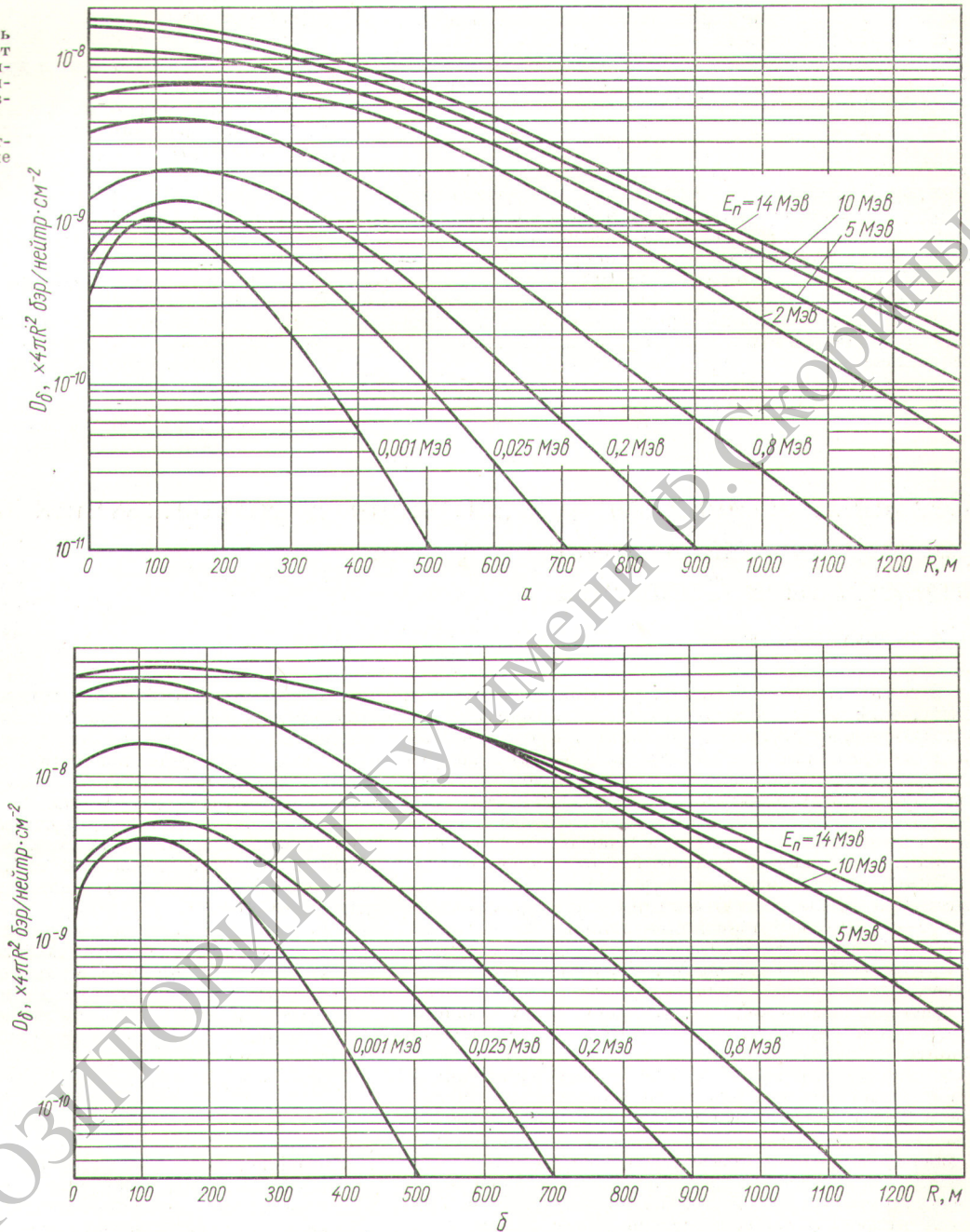


Рис. 2. Отношение биологической дозы D_b к потоку P в зависимости от энергии нейтронов:
1 — бэр/нейтр·см²; 2 — бэр/нейтр·см⁻².

Рис. 3. Зависимость биологической дозы от расстояния для точечных изотропных источников нейтронов в воздухе при $x = 30$ см:

a — острые последствия; b — отдаленные последствия.



приведены спектральные распределения нейтронов, имеющих различную начальную энергию в воде.

Глубинное распределение биологической дозы в ткани для нейтронов с различной начальной энергией приведено на рис. 1. Среднетканевую биологическую дозу находили по соотношению

$$D_{\text{ст. б}} = \frac{\int_0^{30} D_{\text{б}}(x) dx}{30}$$

До настоящего времени дозу γ -излучения в основном измеряют в рентгенах. В связи с этим наряду с биологическим эквивалентом рада (бэрад) применяется биологический эквивалент рентгена (бэр). Для определения соотношения между ними необходимо знать величину среднетканевой поглощенной дозы γ -излучения Co^{60} ($\bar{E}_{\gamma} = 1,25$ Мэв), принимаемого за «стандарт» при экспозиционной дозе 1 р.

Среднетканевая доза γ -излучения может быть найдена по данным о прохождении γ -излучения через

слой воды [9]. Расчет показывает, что в слое воды толщиной 30 см при энергии γ -квантов 1,25 Мэв поглощается примерно 57% энергии падающего излучения. Следовательно, при экспозиционной дозе 1 р поглощается энергия $1,9 \cdot 10^3$ эрг/см, что соответствует 0,63 бэр/ад.

На рис. 2 приведена зависимость $\frac{D_0}{P} = f(E)$ в бэр/нейтр.см⁻² и бэр/нейтр.см⁻². На основании данных рис. 2 и работы [1] рассчитаны биологические дозы нейтронов, выраженные в бэрах и бэр/адах, в отношении острых последствий для точечных источников изотропного излучения в бесконечной воздушной среде нормальной плотности ($\rho = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³).

Зависимость дозы от расстояния излучения приведена на рис. 3, а. Аналогичная зависимость, полученная на основании существующих правил радиационной безопасности [2], приведена на рис. 3, б.

Поступило в Редакцию 24/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Ямпольский и др. «Атомная энергия», 21, 262 (1966).
2. А. А. Моисеев, В. И. Иванов. Краткий справочник по радиационной защите и дозиметрии. М., Атомиздат, 1964.
3. А. Г. Истомина, И. Б. Керим-Маркус. «Атомная энергия», 8, 239 (1960).
4. J. Bateman et al. Radiation Res., 15, 694 (1961).
5. W. Snyder, J. Neufeld. ORNL-LR-DW, 11546, 1964.
6. П. А. Ямпольский и др. «Атомная энергия», 7, 351 (1959).
7. W. Snyder, J. Neufeld. Brit. J. Radial., 28, 342 (1955).
8. Г. Гольдштейн. Основы защиты реакторов. М. Госатомиздат, 1961.
9. У. Фано, Л. Спенсер, М. Бергер. Перенос гамма-излучения. М., Госатомиздат, 1963.

Сезонные изменения концентрации короткоживущих продуктов распада радона в приземном слое атмосферы в Ташкенте

А. Э. ШЕМБИ-ЗАДЕ

УДК 551.577.7

В зависимости от погодных условий меняются как интенсивность эксхалляции эманаций из почвы, так и условия концентрирования дочерних продуктов их распада в приземном слое атмосферы. Поэтому в различных районах земного шара средняя величина удельной активности воздуха должна изменяться в тех или иных пределах; кроме того, распределение годичных экстремумов может иметь характерные особенности для определенных областей (в зависимости от микроклимата).

Сезонный ход уровня естественной удельной активности приземного слоя атмосферы рассмотрен в работах [1—6]. По опубликованным данным, концентрация короткоживущих продуктов распада эманаций в течение года несколько раз достигает минимальных и максимальных значений. Подобный годичный ход удельной активности атмосферы, когда кроме двух главных экстремумов отмечаются и побочные, назовем немонотонным. Сезонные вариации содержания радона в воздухе трудно объяснить одними только изменениями турбулентности атмосферы и эксхалляционной способности почвы. Следует отметить, что все пункты, обследованные в работе [5], находятся вблизи побережья и даже на островах. Можно предположить, что в этих случаях на годичный ход концентрации радона и его дочерних продуктов влияет сезонное изменение направлений ветров, дующих с материка или с акватории [7, 8]. Что касается данных, приведенных в работе [6], то здесь играет существенную роль повышенная удельная активность горных пород тех районов Альп, над которыми проходят ветры, господствующие в тот или иной сезон [7].

Немонотонность сезонного хода уровня радоновой активности, отмеченная в работах [1—4], частично обусловлена прохождением воздушных масс морского или континентального происхождения. Однако, в работе [3] утверждается, что этот фактор не влияет на уровень радоновой активности. Это позволяет предполо-

жить, что существует дополнительный фактор, который может влиять на концентрацию продуктов распада радона в приземном слое атмосферы.

Исследование удельной активности приземного воздуха в Ташкенте проводится с мая 1959 г. Концентрации дочерних продуктов радона в контролируемом воздухе определялись посредством измерения проб, отобранных на фильтры из ткани ФПП-15. Для регистрации β -частиц применяли торцовый гейгеровский счетчик МСТ-17, калиброванные при помощи препарата Sr⁹⁰—Y⁹⁰.

По скорости распада дочерних продуктов эманаций, собранных на фильтре, можно рассчитать активность единицы объема исследуемого воздуха. Если q — скорость накопления радиоактивных ядер на фильтре за время аспирации t_1 , то их количество N на фильтре к моменту t_2 — начала измерения пробы определяется соотношением

$$N = \frac{q}{\lambda_{эфф}} [1 - \exp(-\lambda_{эфф} t_1)] \exp(-\lambda_{эфф} t_2), \quad (1)$$

где $\lambda_{эфф} = 0,02$ мин⁻¹.

Очевидно, что $q = C v_0$, где C — концентрация радиоактивных ядер в воздухе; v_0 — скорость аспирации, приведенная к нормальным условиям. Так как удельная активность воздуха $A = \lambda_{эфф} C$, то, используя формулу (1), получим

$$A = \frac{N \lambda_{эфф}^2 \exp(\lambda_{эфф} t_2)}{v_0 [1 - \exp(-\lambda_{эфф} t_1)]}. \quad (2)$$

В этой формуле все величины, кроме N , могут быть определены экспериментально. Если ΔN — число распадов, происшедших за время радиометрического измерения t_3 , то

$$N = \frac{\Delta N}{1 - \exp(-\lambda_{эфф} t_3)}.$$