

C-958

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P16 - 4304



Б.С.Сычев

НАКОПЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ  
В ЗАЩИТЕ УСКОРИТЕЛЕЙ

1969

P16 - 4304

Б.С.Сычев

НАКОПЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ  
В ЗАЩИТЕ УСКОРИТЕЛЕЙ

7768/2 ч.



В работах/1,2/ было рассмотрено прохождение в защите протонных ускорителей излучений, свойства которых описываются в рамках каскадной модели ядерных реакций. После развития внутриядерного каскада ядро остается возбужденным. Снятие возбуждения происходит в основном за счёт испускания нейтронов и гамма-излучения. Выход заряженных частиц из возбужденных ядер относительно невелик/3/.

В настоящей работе будет рассмотрено прохождение в защите излучений, образование которых интерпретируется на основе теории составного ядра и модели испарения.

### 1. Выход нейтронов из возбужденных ядер

Энергетический спектр таких нейтронов удовлетворительно описывается моделью испарения. За основу примем формулу для энергетического спектра нейтронов  $N_3(E)$ , предложенную Ле-Кутером/4/:

$$N_3(E) = E^{\ell-1} \cdot \frac{e^{-\frac{E}{T}}}{\Gamma(\ell) T^\ell} \quad (1)$$

После развития ядерного каскада ядро может находиться в состояниях с различной энергией возбуждения, т.е. существует спектр энергий возбуждения.

Пусть в полубесконечной защите распространяются нейтроны высоких энергий, спектральная плотность потока которых есть  $F_n(x, E)$ . Тогда

спектральная плотность источников нейтронов испарения,  $q_3(x, E)$ , очевидно, есть

$$q_3(x, E) = \frac{E^{\ell-1}}{\Gamma(\ell)} \int_{(E', E^*)} n_3(E^*) \mu_n(E') F_n(x, E') \frac{dw(E')}{dE^*} \frac{e^{-\frac{E}{\tau(E^*)}}}{\tau \ell(E^*)} dE^* dE' \quad (2)$$

где  $n_3(E^*)$  - среднее число испарительных нейтронов, вылетающих из ядра, которое имеет энергию возбуждения  $E^*$ ;  $\mu_n(E')$  - сечение неупругого взаимодействия нейтронов высокой энергии с материалом защиты;  $\frac{dw(E')}{dE^*}$  - нормированное на единицу спектральное распределение энергий возбуждения, отвечающее начальной энергии нейтронов  $E'$ .

Зная  $dw(E')/dE^*$ , можно в принципе вычислить  $q_3(E, x)$ . Однако проведение в (2) двойного интегрирования очень неудобно для практических расчётов, поэтому (2) желательно упростить.

Отметим, во-первых, что спектр  $dw(E')/dE^*$ , как правило, имеет довольно чётко выраженный максимум<sup>1,2</sup>. Это позволяет без большой погрешности в дальнейших расчётах использовать следующее приближение:

$$\frac{dw(E')}{dE^*} = \delta[E^* - \bar{E}^*(E')], \quad (3)$$

где  $\bar{E}^*(E')$  - средняя энергия возбуждения, соответствующая начальной энергии нейтронов  $E'$ .

С учётом (3) выражение (2) упрощается:

$$q_3(x, E) = \frac{E^{\ell-1}}{\Gamma(\ell)} \int_{(E')} F_n(E') \mu_n(E') n_3(E') \cdot \frac{e^{-\frac{E}{\tau(E^*(E'))}}}{\tau \ell(\bar{E}^*(E'))} dE' \quad (4)$$

Нуклонам с энергией несколько сотен Мэв, бомбардирующим ядра со средним атомным весом, отвечает средняя энергия возбуждения несколько десятков Мэв<sup>/5/</sup>. С другой стороны, спектры нейтронов высоких энергий на достаточно больших толщинах защиты имеют максимум в районе 100 Мэв (см.<sup>/2/</sup>). Поэтому в (4) можно вместо  $\tau (\bar{E}^* (E'))$  взять значение  $\bar{\tau}$ , соответствующее энергии возбуждения, усредненной по спектральной плотности взаимодействия первичных нейтронов:

$$\bar{\tau} = \frac{11}{12} \sqrt{\frac{\bar{E}^*}{a \Lambda}} ; \quad (5)$$

$$\bar{E}^* = \frac{\int_{(E')} \bar{E}^* (E') \mu_n (E') F_n (x, E') dE'}{\int_{(E')} F_n (x, E') \mu_n (E') dE'} \quad (6)$$

Получаем окончательное приближенное выражение для спектральной плотности источников испарения:

$$q_3 (x, E) = \frac{E^{\ell-1}}{\Gamma(\ell)} \cdot \frac{e^{-\frac{E}{\tau}}}{\bar{\tau}^\ell} \int_{(E')} F_n (x, E) \tau_{n3} (E') \mu_n (E') dE' . \quad (7)$$

Для спектров нейтронов высоких энергий на значительных толщинах защиты (см.<sup>/2/</sup>) средняя энергия возбуждения ядер железа составляет согласно<sup>/5/</sup> величину  $\approx 60$  Мэв. В<sup>/6/</sup> указывается, что для таких энергии возбуждения параметр  $a$  следует брать равным  $\approx 0,1$  Мэв<sup>-1</sup>. Подставляя соответствующие значения в (5), получаем:

$$\bar{\Gamma} = \sqrt{\frac{60}{0,1 \cdot 56}} = 3,3 \text{ Мэв}; \quad \bar{\tau} = 3 \text{ Мэв}.$$

Средняя энергия испарительных нейтронов равна:

$$\bar{E}_3 = \int_0^{\infty} N_3(E) E dE = \frac{\Gamma(\ell+1)}{\Gamma(\ell)} \bar{r} = 4,35 \text{ Мэв.} \quad (8)$$

В качестве материала защиты взято железо. Нетрудно показать, что энергия  $E_3^{(m)}$ , соответствующая максимуму функции  $N_3(E)$ , есть

$$E_3^{(m)} = \bar{r}(\ell-1) = 1,35 \text{ Мэв.} \quad (9)$$

Средние множественности испарительных нейтронов приводятся в работе<sup>/7/</sup>.

## 2. Быстрые нейтроны

Для нейтронов, имеющих энергию несколько Мэв, распространенным методом описания их прохождения в защите является метод эффективных длин релаксации и сечений выведения. Эти параметры используются как для монохроматических быстрых нейтронов, падающих на защиту, так и для спектров нейтронов. Длина релаксации обычно определяется исходя из показаний какого-либо порогового детектора в зависимости от толщины защиты<sup>/8/</sup>. Известно, что для нейтронов деления длина релаксации, измеренная детектором с эффективным энергетическим порогом  $\approx 3$  Мэв, практически совпадает с длиной релаксации, рассчитанной на основании сечения выведения нейтронов<sup>/8/</sup>. С другой стороны, длины релаксации и сечения выведения, измеренные на моноэнергетических источниках нейтронов, для большинства веществ не зависят существенно от начальной энергии нейтронов<sup>/9/</sup>. В нашем случае источник быстрых нейтронов распределен по толщине полупространства. Как будет видно из дальнейшего изложения, для таких условий накопление быстрых нейтронов пропорционально  $\lambda_r$ , эффективной длине релаксации быстрых нейтронов в рассматриваемой среде. Из сказанного следует, что для описания накопления в защите испарительных нейтронов можно воспользоваться длинами релаксации, вычисленными исходя из величин сечений выведения, которые измерены для спектра деления.

Если на защиту падают быстрые нейтроны, то ослабление плотности потока быстрых нейтронов описывается функцией вида

$$G_3\left(\frac{x}{\lambda_r}\right) = B_6\left(\frac{x}{\lambda_r}\right) e^{-\frac{x}{\lambda_r}}, \quad (10)$$

где  $B_6\left(\frac{x}{\lambda_r}\right)$  - фактор накопления; для  $\frac{x}{\lambda_r} \gg 1$  фактор накопления представляет собой постоянную величину. Фактор накопления  $B_6\left(\frac{x}{\lambda_r}\right)$  можно аппроксимировать следующей функцией /10/:

$$B_6\left(\frac{x}{\lambda_r}\right) = B_n - (B_n - 1) e^{-\frac{x}{\lambda_r}}. \quad (11)$$

Асимптотическое значение  $B_n$ , по-видимому, можно считать равным значению фактора первоначального накопления быстрых нейтронов /7/. Для высокопорогового детектора быстрых нейтронов (порог близок к верхней граничной энергии падающего спектра) величина  $B_n$ , очевидно, близка к единице.

Не ставя пока задачей получить спектральную плотность потока нейтронов испарения, запишем аналогично /2/ исходное выражение для интегральной плотности потока испарительных нейтронов,  $F_3(x)$ , в полубесконечной защите, на поверхность которой нормально падает широкий пучок нейтронов высокой энергии:

$$F_3(x) = \int d\Omega \int_{(x')} dx' \int dE'' \mu_n(E'') n_3(E'') F_n(x, E'') \frac{G_3\left[\frac{|x-x'|}{\lambda_r \cos \theta}\right]}{4\pi \cos \theta}. \quad (12)$$

Здесь  $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$  - элемент телесного угла;  $\theta$  - угол относительно нормали к поверхности защиты;  $x$  - толщина вдоль нормали к поверхности защиты;

$$G_3 \left( \frac{x}{\lambda_r} \right) = e^{-\frac{x}{\lambda_r}} [ B_n - (B_n - 1) e^{-\frac{x}{\lambda_r}} ].$$

При написании (12) использовалось выражение (7), а угловое распределение нейтронов испарения считалось изотропным.

Как показано в работе [1], на отдельных участках защиты поток нейтронов с энергией  $E > 20$  Мэв можно аппроксимировать экспоненциальной функцией:

$$\int_0^{\infty} F_n(x, E'') dE'' = F_n(x) \approx e^{-\mu_1 x}. \quad (13)$$

Принимая это во внимание, полагаем в (12)

$$\int_{(E'')} dE'' \mu_n(E'') n_3(E'') F_n(x', E'') = \overline{n_3 \mu_n} e^{-\mu_1 x}, \quad (14)$$

где  $\overline{n_3 \mu_n}$  — усредненное по спектру нейтронов высоких энергий произведение средней множественности испарительных нейтронов на сечение неупругого взаимодействия нейтронов высоких энергий. Подставляя (10) и (14) в (12), получаем для толщин  $x \gg \lambda_r$  следующее соотношение между потоками быстрых нейтронов и нейтронов высоких энергий:

$$B_3^{(1)} = \frac{F_3(x)}{F_n(x)} = \frac{\overline{n_3 \mu_n}}{2\mu_1} [ B_n \ell \frac{1 + \mu_1 \lambda_r}{1 - \mu_1 \lambda_r} - (B_n - 1) \ell_n \frac{2 + \mu_1 \lambda_r}{2 - \mu_1 \lambda_r} ]. \quad (15)$$

Предполагается:  $\lambda_r \mu_1 < 1$ , что практически всегда выполняется.

Величину  $B_3$  назовем "фактором накопления потока быстрых нейтронов". Для высокопорогового детектора быстрых нейтронов  $B_n \approx 1$ ; в этом случае

$$B_3^{(2)} = \frac{F_3(x)}{F_n(x)} = \frac{\overline{n_3 \mu_n}}{2\mu_1} \ell_n \frac{1 + \mu_1 \lambda_r}{1 - \mu_1 \lambda_r}. \quad (16)$$



Для толстой барьерной защиты ( $x \gg \lambda_r$ ) выражение (16) переходит в (17):

$$B_3^{(2)} = \frac{\overline{n_3 \mu_n}}{2 \mu_1} \ell_n \frac{1}{1 - \mu_1 \lambda_r} . \quad (17)$$

Аналогично изменяется и выражение (15). Если  $\mu_1 \lambda_r \ll 1$ , то

$$\frac{B_3^{(2)}}{B_3^{(1)}} = \left( \ell_n \frac{1}{1 - \mu_1 \lambda_r} \right) \left( \ell_n \frac{1 + \mu_1 \lambda_r}{1 - \mu_1 \lambda_r} \right)^{-1} \approx \frac{1}{2} . \quad (18)$$

Указанный результат означает, что для барьерной геометрии фактор накопления потока быстрых нейтронов составляет половину аналогичного фактора накопления в сплошной защите.

При подстановке в (15) и (16) конкретных значений параметров можно получить для таких распространенных защитных материалов, как бетоны и железо, следующие простые выражения для фактора накопления потока быстрых нейтронов:

$$B_3^{(1)} \approx 0,55 \overline{n_3} , \quad (19)$$

$$B_3^{(2)} \approx 0,31 \overline{n_3} ; \quad (20)$$

где  $\overline{n_3}$  — средняя множественность нейтронов испарения, вылетающих из ядер защиты при бомбардировке их нейтронами с энергией 150–170 Мэв.

Вопрос о выборе величины  $B_n$  в (11) согласно [7] в зависимости от вида начального спектра нейтронов и значения порога детектора нейтронов представляется в значительной степени неопределенным. Поэтому более корректно для асимптотического фактора накопления потока быстрых нейтронов записать выражение, учитывающее одновременно (19) и (20):

$$V_3 = (0,31 \div 0,55) \bar{n}_3 . \quad (21)$$

Сравнение экспериментальных и расчётных значений  $V_3$  приведено в табл. 1.

### 3. Промежуточные нейтроны

Ниже порога неупругого рассеяния на ядрах нейтроны теряют свою энергию только за счёт упругих соударений. Достаточно точным и удобным методом для описания замедления нейтронов является теория возраста.

В общем виде возрастное уравнение для промежуточных (замедляющихся) нейтронов выглядит следующим образом<sup>/13/</sup>:

$$\frac{\partial^2 q(x, u)}{\partial x^2} - \frac{\partial q(x, u)}{\partial \tau} = -S(x, u). \quad (22)$$

Здесь  $q(x, u) \equiv q(x, \tau)$  — плотность замедления нейтронов;  
 $u = \ell_n \frac{E_3}{E}$  — логарифм;  $E_3$  — начальное значение замедляющихся нейтронов (эффективная энергия источника замедляющихся нейтронов);  
 $\tau = \int_0^u \frac{du}{3\xi \Sigma_s^2(1-\bar{\omega})}$  — возраст нейтронов;  $\xi$  — среднелогарифмическая потеря энергии нейтронов при замедлении;  $\Sigma_s$  — сечение упругого рассеяния замедляющихся нейтронов;  $\bar{\omega}$  — средний косинус угла рассеяния при замедлении;  $S(x, u)$  — плотность источников замедляющихся нейтронов.

В качестве плотности источников  $S(x, u)$  берем функцию (23), считая для простоты источники монохроматичными:

$$S(x, u) = \frac{1}{n_3 \mu_n} e^{-\mu_1 x} \delta(u), \quad (23)$$

с энергией  $E_3 \approx E_3^{(m)}$ .

Некорректность применения теории возраста на больших расстояниях от источника замедляющихся нейтронов в значительной степени уменьшается вследствие распределенности источника замедляющихся нейтронов по объему защиты.

Для достаточно больших толщин защиты решение уравнения (22) с использованием (23) имеет следующий вид:

$$q(x, u) = \frac{1}{n_3 \mu_n} F_n(x) e^{\mu_1^2 \tau - h(u)}; \quad (24)$$

где  $h(u) = \int_0^u \frac{\Sigma_a(u) du}{\xi(u) \Sigma_s(u)}$  - резонансный интеграл захвата, учитывающий захват нейтронов при замедлении;  $\Sigma_a(u)$  - сечение захвата нейтронов.

Спектральное распределение потока промежуточных нейтронов,  $F_4(x, u)$ , связано с плотностью замедления известным соотношением [13]:

$$F_4(x, u) = \frac{q(x, u)}{\xi \Sigma_s}. \quad (25)$$

Величина

$$B_4(u) = \frac{1}{\xi \Sigma_s} e^{\mu_1^2 \tau - h(u)}$$

называется "фактором накопления потока замедляющихся нейтронов". Используя решение возрастного уравнения для бесконечной среды, можно приближенно учесть барьерность защиты при описании накопления замед-

ляющихся нейтронов, если не рассматривать влияния границы на распределение плотности потока нейтронов. Для барьера толщиной  $d$  фактор накопления  $B_4(x, u)$  связан с асимптотическим значением  $B_4(u)$  следующим образом:

$$B_4(x, u) = \frac{B_4(u)}{2} \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{d-x}{2\sqrt{\tau}} + \mu_1 \sqrt{\tau} \right) - \operatorname{erf} \left( \mu_1 \sqrt{\tau} - \frac{x}{2\sqrt{\tau}} \right) \right]. \quad (26)$$

В большинстве практических случаев защищаемое пространство имеет стены и перекрытия и по сути дела является полостью в полубесконечной защите. Поэтому учёт барьерности защиты следует производить только для внешних стен, а для внутренних стен и перекрытий можно пользоваться значениями факторов накопления в полубесконечной среде. Асимптотический фактор накопления всего потока промежуточных нейтронов,  $B_4^{(n)}$ , очевидно, есть

$$B_4^{(n)} = \int_0^{u_T} B_4(u) du, \quad (27)$$

где  $u_T$  - соответствует тепловой энергии. Соответственно дозовый фактор накопления,  $B_4^{(g)}$  есть

$$B_4^{(g)} = \frac{1}{\beta_n} \int_0^{u_T} \beta(u) B_4(u) du. \quad (28)$$

Здесь  $\beta_n$  - доза на 1 нейтрон высокой энергии;  $\beta(u)$  - доза на 1 промежуточный нейтрон, имеющий летаргию  $u$  (подразумевается, что каждому  $u$  - соответствует определенная энергия  $E$ ).

В табл. 2 и 3 приведены рассчитанные значения факторов накопления замедляющихся нейтронов в различных бетонах. Составы бетонов приведены в табл. 4<sup>7/7</sup>. Начальная энергия замедляющихся нейтронов  $E_3$  принималась равной 1,5 Мэв. При расчёте весь интервал  $0 < u < 18$  разбивался на 84 значения с шагом  $\Delta u = 0,1$  для  $0 < u < 6$  и с шагом  $\Delta u = 0,5$  для  $6 < u < 18$ . Возраст нейтронов вычислялся согласно вы-

ражению (22). Параметры упругого рассеяния брались из работ /14,15/. Во всем интервале  $u$  величина  $(1-\omega)$  для водорода была взята равной  $2/3$ ; для остальных ядер принималось:  $(1-\omega) = 0,8$  для  $0 < u < 3$  и  $(1-\omega) = 1$  для  $u > 3$ ; летаргия  $u = 3$  соответствует энергии нейтронов  $E = 75$  кэв. Захват нейтронов при замедлении учитывался функцией  $h(u)$ , в которой сечение захвата  $\Sigma_a(u)$  соответствует закону  $\propto E^{-1/2}$ . Зависимость  $\beta(u)$  использовалась согласно /16/; величина  $\beta_n$  согласно /17/ принималась равной  $0,062$  (мбэр/час)/(нейтр/см<sup>2</sup>сек).

На рис. 1 и 2 показаны рассчитанные спектры замедляющихся нейтронов в обычном бетоне и железо-водных смесях. Из рассмотрения рис. 2 видно сильное влияние водорода на накопление нейтронов в железо-водных смесях. При энергиях нейтронов  $E < 50$  кэв спектр  $F_1(u)$  в водородосодержащих веществах мало зависит от  $u$ , что отечает энергетическому спектру вида  $E^{-1}$ .

В табл. 5 сравниваются расчётные и экспериментальные значения  $V_4(u_1)$  в железо-водных смесях;  $u_1$  соответствует энергии 1,46 эв резонанса индия. Расчётные значения получены согласно (24), (25) по описанной выше методике. Кроме этого, в табл. 5 пригодятся для железо-водных смесей величины  $V_4(u_1)$ , при вычислении которых учитывалось отличие сечения захвата нейтронов ядрами железа от принятой в расчётах зависимости  $\Sigma_a \approx E$ . В экспериментальных значениях, полученных в /11,12/, учтена погрешность, обусловленная градуировкой детекторов.

#### 4. Решение уравнения возраста при наличии неупругого рассеяния

Выше было рассмотрено в отдельности накопление в защите быстрых и промежуточных нейтронов. Различие в математическом подходе к описанию названных группы нейтронов не позволяет построить единой картины всего спектра испарительных нейтронов в защите. Такую задачу можно решить весьма просто, если экстраполировать теорию возраста на случай неупругого рассеяния нейтронов на ядрах.

Введем следующее определение возраста нейтронов в случае неупругого рассеяния:

$$\tau(E_0, E) = \int_E^{E_0} \frac{dE'}{v'} \cdot \frac{1}{3 \Sigma_{tr}(E') [\Sigma_s(E') \xi_s(E') + \Sigma_{in}(E') \xi_{in}(E')]} \quad (29)$$

Здесь  $E_0$  - энергия нейтрона до замедления;  $E$  - энергия нейтрона после замедления;  $\Sigma_{in}(E')$  - сечение неупругого рассеяния нейтронов;  $\xi_{in}(E')$  - среднелогарифмическая потеря энергии нейтрона при неупругом рассеянии;  $\Sigma_{tr}(E') = \Sigma_s(E')(1 - \bar{\omega}(E')) + \Sigma_{in}(E')$  - транспортное сечение;  $\bar{\omega}(E')$  - средний косинус угла рассеяния при упругом рассеянии. Параметр замедления  $\xi_{in}(E')$  определим следующим образом. Пусть

$N_4(E, E')$  - нормированный на единицу спектр нейтронов, образующихся при неупругом рассеянии на ядрах защиты нейтронов, которые имеют энергию  $E'$ . Тогда для  $\xi_{in}(E')$  получаем:

$$\xi_{in}(E') = \int_0^{E'} l_n \frac{E'}{E} N_4(E, E') dE \quad (30)$$

Для оценок величины  $\xi_{in}(E')$  в качестве  $N_4(E, E')$  можно взять спектр, который дается в статистической теории ядерных реакций, идущих через образование составного ядра:

$$N_4(E, E') = \frac{E'}{T} e^{-\frac{E}{T}} \quad ; \quad (31)$$

$$T = \sqrt{\frac{E'}{aA}} \quad ; \quad a = 0,05 \div 0,10 \quad /6/$$

Подставляя (31) в (30), получаем:

$$\begin{aligned} \xi_{\text{in}}(E') &= \int_0^{E'} \frac{E}{T} e^{-\frac{E}{T}} \ln \frac{E'}{E} dE \approx \ln \frac{E'}{T} = \\ &= \ln \sqrt{E' a A} . \end{aligned} \quad (32)$$

Подставляя в (32) значения  $\bar{E}_3 = 4,35$  Мэв и  $E_3^{(m)} = 1,35$  Мэв и используя  $a = 0,05$  Мэв<sup>-1</sup>, получаем для ядра железа:

$$\xi_{\text{in}}(\bar{E}_3) = \ln \sqrt{4,35 \cdot 0,05 \cdot 56} = \ln 3,5 = 1,25 ;$$

$$\xi_{\text{in}}(E_3^{(m)}) = \ln \sqrt{1,35 \cdot 0,05 \cdot 56} = \ln 1,95 = 0,67 .$$

Проведенные оценки показывают, что  $\xi_{\text{in}}(E)$  в выражении (29) можно принять равным единице.

После того, как введено определение возраста нейтронов при неупругом рассеянии, можно записать, исходя из (24), более общее выражение для плотности замедления:

$$q(x, u) = \frac{1}{3} \mu_n F_n(x) \int_{u^*}^u e^{\mu_n^2 (u'' - h(u'', u)) - h(u'', u)} N_3(u'') du'' . \quad (33)$$

Здесь  $u^*$  — летаргия, соответствующая средней энергии возбуждения (максимальной энергии испарительных нейтронов);  $\tau(u'', u)$  — возраст нейтронов с начальной летаргией  $u''$  и с конечной  $u$ ;  $h(u'', u)$  — резонансный интеграл захвата нейтронов с начальной летаргией  $u''$  и с конечной  $u$ .

Оценки показывают, что в материалах, содержащих  $\approx 0,3\%$  и более водорода по весу (большинство бетонов, используемых при сооружении защит),  $\mu_1^2 \tau(u'', u) \ll 1$ . Захват замедляющихся нейтронов происходит в основном вблизи тепловой области, в которой функция  $N_3(u'')$  практически равна нулю. Поэтому (33) упрощается и переходит в (34):

$$q(x, u) \approx \frac{1}{n_3 \mu_n} F_n(x) e^{-h(u^*, u)} \int_{u^*}^u N_3(u'') du'' \quad (34)$$

Если ввести фактор накопления плотности потока замедляющихся нейтронов  $B_4(u, x)$  согласно следующему соотношению:

$$B_4(u, x) = \frac{q(u, x)}{[\xi_s(u) \Sigma_s(u) + \Sigma_{in}(u)] F_n(x)} \quad (35)$$

то для больших толщин защиты асимптотическое значение этого фактора накопления есть

$$B_4(u) = \frac{\frac{1}{n_3 \mu_n} e^{-h(u^*, u)}}{\xi_s(u) \Sigma_s(u) + \Sigma_{in}(u)} \int_{u^*}^u N_3(u'') du'' \quad (36)$$

предполагается, что  $\mu_1^2 \tau \ll 1$ .

### 5. Тепловые нейтроны

Плотность потока,  $F_5(x)$  нейтронов, замедлившихся до тепловой области, обычно описывают с помощью уравнения диффузии<sup>/13/</sup>:



$$\frac{d^2 F_5(x)}{dx^2} - \frac{1}{L^2} F_5(x) = - \frac{1}{D} q(x, \tau_T), \quad (37)$$

где  $L$  - длина диффузии;  $D$  - коэффициент диффузии;  $\tau_T$  - возраст тепловых нейтронов;  $q(x, \tau_T)$  - соответствует выражению (33) для  $u = u_T$ . Для больших толщин защиты решение уравнения (37) есть

$$F_5(x) = \frac{q(x, \tau_T)}{\Sigma_a} \cdot \frac{1}{1 - (\mu_1 L)^2}, \quad (38)$$

где  $(\mu_1 L) < 1$ ;  $\Sigma_a$  - сечение захвата тепловых нейтронов.

## 6. Суммарный спектр нейтронов

На рис. 3 показан рассчитанный спектр нейтронов в полубесконечной железо-водной защите. На поверхность защиты падает нормально пучок нейтронов с начальной энергией  $E_0 = 300$  Мэв. Содержание водорода в смеси - 0,4% по весу. Толщина защиты  $\mu x = 14$ . Спектр нейтронов высоких энергий для принятых условий приведен в работе/2/; там же дан и спектр протонов. Расчёт спектрального распределения нейтронов низких энергий производился согласно (1), (36) и (38). При расчёте принималось, что  $E^* = 60$  Мэв,  $\bar{n}_3 = 3$ . Построение спектра тепловых нейтронов проведено с использованием максвелловского распределения/13/.

На рис. 3 показаны для сравнения также спектры нейтронов в защите на толщине  $\mu x = 14$ , приведенные в работах/18,19/. В/18/ начальная энергия нейтронов  $E_0 = 300$  Мэв; в/19/  $E_0 = 500$  Мэв. Вычисления/18/ проведены методом Монте-Карло; вычисления/12/ - методом решения уравнения переноса в приближении "прямо-вперед". Спектры работ/18,19/ на рис. 3 отнормированы относительно спектра 1.

## 7. Гамма-излучение

Будем рассматривать три основных источника гамма-излучения:

1) остаточное возбуждение ядер после развития внутриядерного каскада (часть возбуждения снимается нейтронами и заряженными частицами);

2) неупругое рассеяния быстрых нейтронов на ядрах;

3) радиационный захват замедляющихся и тепловых нейтронов.

Прежде, чем перейти к описанию процесса накопления гамма-излучения в защите, получим некоторые соотношения, характеризующие его источники. Часть энергии возбуждения, которая уносится испарительными нейтронами,  $E_{\text{исп.}}$ , есть

$$E_{\text{исп.}} = \bar{n}_3 (E_c + \epsilon), \quad (39)$$

где  $E_c$  - энергия связи нейтронов в ядре;

$$\epsilon = \int_{(E)} N_3(E) E dE.$$

В пренебрежении испарительными заряженными частицами на долю гамма-излучения остается часть энергии возбуждения,  $E_{\gamma}^{(1)}$ , равная:

$$E_{\gamma}^{(1)} = \bar{E}^* - E_{\text{исп.}}$$

Спектральное распределение, по-видимому, без большой погрешности можно взять аналогичным спектру мгновенного гамма-излучения, испускаемого при делении /20/, т.е.

$$N_{\gamma}^{(1)}(E) = E_{\gamma}^{(1)} \nu^2 e^{-\nu E}, \quad (40)$$

где  $\nu = 1,1 \text{ МэВ}^{-1}$ .

При неупругом рассеянии на ядрах быстрые нейтроны потеряют в среднем энергию  $E_{\gamma}^{(2)}$ :

$$E_{\gamma}^{(2)} = \epsilon - E_T ;$$

энергия  $E_T$  передается ядрам отдачи при упругом рассеянии. При радиационном захвате промежуточного или теплового нейтрона выделяется в виде захватного гамма-излучения энергия, близкая энергии связи нейтрона, т.е.  $E_c$ . Энергетический состав захватного гамма-излучения,  $\eta(E_i)$ , достаточно хорошо изучен и приводится в ряде монографий и справочников по физике защиты (см., например, /7,9,13,21/). Аналогичный спектр примем и для гамма-излучения, возникающего при неупругом рассеянии быстрых нейтронов.

Таким образом, для спектральной плотности источников гамма-излучения получаем, соответственно, следующие выражения:

$$q_{\gamma}^{(1)}(x, E) = \bar{\mu}_n F_1(x) N_{\gamma}^{(1)}(E); \quad (41)$$

$$q_{\gamma}^{(2)}(x, E_i) = \bar{\Sigma}_{in} \frac{F_3(x) \eta(E_i) E_{\gamma}^{(2)}}{\sum_{(i)} \eta(E_i) E_i}; \quad (42)$$

$$q_{\gamma}^{(3)}(x, E_i) = \frac{q(x, r_T)}{1 - (\mu_1 L)^2} e^{-\frac{h(u)}{T}} \eta(E_i). \quad (43)$$

$\bar{\Sigma}_{in}$  - сечение неупругого рассеяния быстрых нейтронов, усредненное по спектру испарения. В выражении (43) предполагается, что все захватное гамма-излучение возникает при захвате тепловых нейтронов. Прохож-

дение гамма-излучения через вещество, как правило, описывается с использованием факторов накопления, рассчитанных методом моментов<sup>/22/</sup>. Для вычислений удобно использовать аналитическое выражение для дозового (или энергетического) фактора накопления,  $V_\gamma$ , точечного изотропного источника:

$$V_\gamma(\mu_{6\Gamma}) \approx 1 + f(E)\mu_{6\Gamma}, \quad (44)$$

где  $E$  - начальная энергия гамма-излучения;  $\mu_6$  - полный коэффициент поглощения гамма-излучения. Выражение (44) подобрано исходя из значений факторов накопления, рассчитанных методом моментов<sup>/22/</sup>. Функция  $f(E) = \frac{2,4}{E}$  с точностью  $10 + 20\%$  для  $Z = 10 + 30$ ;  $\mu_{6\Gamma} \leq 15$ ;  $E = 2 + 8$  МэВ. Используя (41) - (43) и (44), получаем выражения для потока энергии гамма-излучения,  $j_\gamma$ , в защите:

$$\frac{j_\gamma^{(1)}}{F_n(x)} = E \gamma \nu^2 \mu_n \int_{(E)} dE E e^{-\nu E} \left[ \frac{f(E)\mu_6(E)}{\mu_6^2(E) - \mu_1^2} + \frac{1}{2\mu_1} \ln \frac{1 + \frac{\mu_1}{\mu_6(E)}}{1 - \frac{\mu_1}{\mu_6(E)}} \right]; \quad (45)$$

$$\frac{j_\gamma^{(2)}}{F_n(x)} = \frac{V_3 \sum_{\ln} F_\gamma^{(2)}}{\sum_{(1)} \eta(E_i) E_i} \sum_{(1)} \eta(E_i) \left[ \frac{f(E_i)\mu_{6i}}{\mu_{6i}^2 - \mu_1^2} + \frac{1}{2\mu_1} \ln \frac{1 + \frac{\mu_1}{\mu_{6i}}}{1 - \frac{\mu_1}{\mu_{6i}}} \right]; \quad (46)$$

$$\frac{j_\gamma^{(3)}}{F_n(x)} = \frac{\mu_{1\Gamma}^2}{\mu_n n_3} \frac{1}{1 - (\mu_1 L)^2} \sum_{(1)} \eta(E_i) \left[ \frac{f(E_i)\mu_{6i}}{\mu_{6i}^2 - \mu_1^2} + \frac{1}{2\mu_1} \ln \frac{1 + \frac{\mu_1}{\mu_{6i}}}{1 - \frac{\mu_1}{\mu_{6i}}} \right], \quad (47)$$

где

$$\mu_{6i} = \mu_6(E_i); \quad \mu_1 x \gg 1.$$

Суммарный поток энергии гамма-излучения есть

$$j_{\gamma} = j_{\gamma}^{(1)} + j_{\gamma}^{(2)} + j_{\gamma}^{(3)} \quad (48)$$

Спектральному распределению нейтронов на рис. 3 соответствует рассчитанное значение потока энергии гамма-излучения  $J_{\gamma}$ , равное 67,4 Мэв. В спектре нейтронов на рис. 3 число нейтронов с энергией  $E > 20$  Мэв равно 3,94, т.е. на 1 нейтрон высокой энергии в защите из железа с содержанием водорода 0,4% по весу приходится поток энергии гамма-излучения

$$\frac{j_{\gamma}^{(x)}}{F_n(x)} = 17,1 \text{ Мэв/нейтр.} \quad (49)$$

Компонентный состав  $j_{\gamma}^{(1)} : j_{\gamma}^{(2)} : j_{\gamma}^{(3)} = 0,439:0,175:0,386$ . Переводя плотность потока энергии в мощность дозы согласно соотношению (см./20/)

$$\frac{j_{\gamma}}{D_{\gamma}} = 2,35 \cdot 10^9 \text{ Мэв/см}^2 \text{ р,}$$

получаем:

$$\frac{D_{\gamma}}{F_n} = 7,3 \cdot 10^{-3} \text{ мкр.см}^2 \text{/нейтр.}$$

В экспериментах<sup>/8/</sup> указанное соотношение получено равным  $(9 \pm 2) \cdot 10^{-3}$  мкр.см<sup>2</sup>/нейтр; в качестве детектора использовалась рентгеновская пленка, отградуированная на источнике <sup>60</sup>Co. В почернение пленки давали вклад протоны. Расчёт для степени почернения, обусловленной протонами (см./2/), даёт величину эквивалентной дозы:

$$\frac{D_p}{F_n} = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ мкр. см}^2 \text{/нейтр.}$$

Для суммарного почернения, обусловленного гамма-излучением и протонами, получаем величину:

$$\frac{\Gamma_{\gamma} + D_p}{F_n} \approx 11 \cdot 10^{-3} \text{ мкр. см}^2/\text{нейтр.}$$

эта величина вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальным значением  $(9 \pm 2) \cdot 10^{-3} \text{ мкр. см}^2/\text{нейтр.}$

## 8. Доза излучений и коэффициент качества

В табл. 6 проиодится сравнение вклада в суммарную дозу различных компонентов излучений для случая, представленного на рис. 3. Поток нейтронов с энергией  $E > 20$  Мэв принимался равным единице. Расчёт дозы нейтронов производился согласно данным, представленным в обзоре<sup>/23/</sup>. Для протонов коэффициент качества принимался равным единице, исходя из того, что спектр протонов представлен в основном протонами с энергией  $E < 250$  Мэв, а для таких энергий коэффициент качества приблизительно равен единице<sup>/24,25/</sup>. При составлении табл. 6 принималось, что поток излучений низкой энергии за защитой в 2 раза ниже потока излучений низкой энергии в защите.

В табл. 7 приводятся экспериментальные данные по составу излучений за защитой протонного синхротрона ЦЕРНа (энергия протонов 28 Гэв). Характеристика детекторов излучений, использованных при измерениях, приведена в табл. 8<sup>/27/</sup>. Можно считать данные табл. 6 и табл. 7 согласующимися между собой. Значительно больший вклад тепловых нейтронов в дозу в экспериментальных данных (табл. 7) объясняется тем, что накопление тепловых нейтронов в обычном бетоне по оценкам согласно (38) приблизительно в 30 раз больше, чем в рассмотренной железо-водной смеси. Некоторое превышение расчётных данных (табл. 6) по частицам высоких энергий над соответствующими экспериментальными данными (табл. 7) можно объяснить возможным наличием рассеянных излучений в эксперименте<sup>/27/</sup>, что ведет к относительному "смягчению" всего спектра излучений. Что касается коэффициента качества излучений, то

расчётные данные согласуются с результатами экспериментальных исследований /26/ и /27/.

### В ы в о д ы

Накопление излучений низкой энергии в защите, через которую проходят нейтроны высоких энергий, вполне удовлетворительно описывается с помощью методики, изложенной в настоящей работе. Из сравнения экспериментальных и расчётных результатов, относящихся как к отдельным компонентам излучений низкой энергии, так и суммарной дозе, можно сделать заключение о практической приемлемости изложенного метода при расчётах защиты ускорителей.

Автор выражает благодарность В.С.Киселеву за помощь при расчёте факторов накопления промежуточных нейтронов и М.М.Комочкову за советы и замечания.

### Л и т е р а т у р а

1. М.М.Комочков, Б.С. Сычев. Препринт ОИЯИ, Р2-3315, Дубна, 1967.
2. Б.С.Сычев. Препринт ОИЯИ, Р16-3593, Дубна, 1967.
3. I.Dostrovsky, R.Bivins, P.Rabinowitz. *Phys. Rev.*, 111, 1659 (1958).
4. K.J.Le Couteur. *Proc. Phys. Soc.*, 65A, 718 (1952).
5. N.Metropolis, R.Bivins, M.Strom, A.Turkevich, J.M.M.Miller, G.Friedlander. *Phys. Rev.*, 110, 185 (1958); *Phys. Rev.*, 110, 204 (1958).
6. Н.А.Перфилов, О.В.Ложкин, В.П.Остроумов. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. Изд-во АН СССР, М.-Л., 1962.
7. Д.Л.Бродер, Л.Н.Зайцев, М.М.Комочков, В.В.Мальков, Б.С.Сычев. Бетон в защите ядерных установок. М., Атомиздат, 1966.
8. Б.П.Синицын, С.Г.Шупин. В сборнике "Вопросы физики защиты реакторов", стр. 75, Атомиздат, М., 1963.

9. Л.Р.Кимель, В.П.Машкович. Защита от ионизирующих излучений. Атомиздат, М., 1966.
10. Л.Н.Зайцев, Л.Р.Кимель, М.М.Комочков, В.П.Сидорин, Б.С.Сычев, О.А.Улитин. Препринт ОИЯИ, Р16-3591, Дубна, 1967.
11. Б.С.Сычев, В.В.Мальков, М.М.Комочков, Л.Н.Зайцев. Атомная энергия, 20, 323 (1966).
12. Б.С.Сычев, В.В.Мальков, М.М.Комочков, Л.Н. Зайцев. Атомная энергия, 20, 355 (1966).
13. Б.Прайс, К.Хортон, К.Спинни. Защита от ядерных излучений. М., ИЛ, 1959.
14. И.В.Гордеев, Д.А.Кардашев, А.В.Мальшев. Ядерно-физические константы. Атомиздат. М., 1963.
15. Атлас нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1959.
16. W.Snyder, J.Neufeld. Brit. J.Radiol., 28, 342 (1955).
17. Санитарные правила работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1960.
18. S.J.Lindenbaum. Shielding of High-Energy Accelerators, in Ann. Rev. Nucl. Sci., 11, 234 (1961).
19. K.O'Brien, R.Sanna, M.Alberg, J.E.McLanaghan, S.A.Rothenberg. Nucl. Sci. Eng., 27, 338 (1967).
20. Г.Гольдштейн. Основы защиты реакторов (перев. с англ.), М., Атомиздат, 1961.
21. Биологическая защита ядерных реакторов (перев. с англ.), М., Атомиздат, 1965.
22. Гольдштейн, Уилкинс. Расчёты прохождения гамма-излучения через вещество, стр. 212 в сборнике переводов "Защита транспортных установок с ядерным двигателем". ИЛ, М., 1961.
23. D.Nachtigall. ISR-VI/66-19.
24. J.E.Turner, C.D.Zerby, R.L.Woodyard, H.A.Wright, W.E.Kinney, W.S.Snyder, J.Neufeld. Helv. Phys., 10, 783 (1964).
25. М.Зельчинский, М.М.Комочков, Б.С.Сычев, А.П.Череватенко. Препринт ОИЯИ, Р9-3363, Дубна, 1967.



26. М.Зельчинский, М.М.Комочков, Б.С.Сычев, А.П.Череватенко. Препринт ОИЯИ, Р9-3365, Дубна, 1967.
27. J.Vaarly and A.U.Sullivan. *Health Phys.*, 11, 353 (1965).

Рукопись поступила в издательский отде;

5 февраля 1969 года.

Таблица I

Сравнение экспериментальных и расчетных значений фактора накопления потока быстрых нейтронов в некоторых материалах

Материал	$\bar{n}_3^*$	Расчет (согласно (21) )	Эксперимент
Железо, $\rho = 7,8 \text{ г/см}^3$	2,35	$1,01 \pm 0,28$	$0,90 \pm 0,23$ /11/
Тяжелый бетон, $\rho = 3,5 \text{ г/см}^3$	1,60	$0,69 \pm 0,19$	$0,65 \pm 0,18$ /12/
Обычный бетон, $\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$	1,06	$0,46 \pm 0,13$	-

х) Получено путем интерполяции данных И.М.Комочкова в /7/.

Таблица 2

Дозовый фактор накопления промежуточных нейтронов в бетоне, отнесенный к одному нейтрону испарения (В<sub>4</sub>, п<sub>0</sub>)

№	Мед.	Плоск.	Толщина бетона, г/см <sup>2</sup>	Число нейтронов, п <sub>1</sub>	Количество водорода, вес %											
					0,1	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0	1,5	2,0
1	2,3	2	1,06	0,58	0,51	0,45	0,35	0,32	0,28	0,24	0,22	0,20	0,17			
2	2,6	46	1,45										0,17	0,12	0,09	
3	3,2	49	1,56				0,40	0,33	0,28	0,24	0,22	0,20				
4	3,6	50	1,56			0,52	0,43	0,35	0,29	0,25	0,22	0,20				
5	4,5	75	1,99			0,68	0,49	0,37	0,31	0,27	0,23	0,21				
6	5,2	78	2,14		0,92	0,77	0,52	0,40	0,33							
7	3,5	42 <sup>x)</sup>	2,52			0,49	0,39	0,31	0,26	0,22	0,20	0,18				

x) Содержание бария.

xx) Получено путем интерполяции данных Л.М. Колочкова в [7].

Таблица 3

Потоковый фактор накопления промежуточных нейтронов в бетоне, отнесенный к одному нейтрону испарения ( $\beta_1 / \beta_2$ )

	Количество водорода, вес. %												
	Количество водорода, вес. %	0,1	0,15	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0	1,5	2,0
Бетон	2	8,5	6,9	5,8	4,25	3,4	2,9	2,4	2,1	1,9	1,6	1,0	0,67
Обычный	25	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,6	1,0	0,67
Лимонитовый													
на основе железных руд и стального скрапа	40-50	-	7,7	5,65	4,0	3,17	2,63	2,22	1,95	1,75	-	-	-
Баритовый	42 <sup>x)</sup>	-	-	5,05	3,8	2,95	2,42	2,02	1,75	1,62	-	-	-

x) Содержание бария.

Таблица 4

## Химический состав бетонов (вес. %)

Плотность, г/см <sup>3</sup>	Состав по элементам х)									
	O	Al	Si	S	Cu	Fe	Ba			
2,3	52,90	4,41	30,95	0,15	7,66	2,03	-			
2,6	40,53	0,74	3,96	-	5,20	46,39	-			
3,2	32,82	0,89	11,10	-	4,94	48,81	-			
3,6	32,05	3,26	12,38	0,38	3,69	50,13	-			
4,6	9,36	1,54	0,69	-	1,67	75,25	-			
5,2	5,05	2,52	0,20	0,13	3,13	78,24	-			
5,5	31,00	2,80	-	11,50	3,50	7,53	42,50			

х) Среднее содержание водорода 0,2 - 0,6 вес. %

Таблица 5

Факторы накопления нейтронов индиевого резонанса ( $E \approx 1,46$  эв)  
в железородных смесях,  $B_4(u_1)$

		Содержание водорода, % по вес.		
		: $0,107 \pm 0,17$ : $0,245 \pm 0,020$ : $0,467 \pm 0,017$		
Эксперимент	/II/	$1,13 \pm 0,27$	$0,55 \pm 0,11$	$0,29 \pm 0,06$
Рас-	I <sup>x</sup> ): $\bar{n}_3=3$	$1,10 \pm 0,17$	$0,57 \pm 0,04$	$0,34 \pm 0,01$
чет	2 <sup>x</sup> ): $\bar{n}_3=2,35$	$0,86 \pm 0,13$	$0,45 \pm 0,03$	$0,27 \pm 0,01$
	3 <sup>xx</sup> ): $\bar{n}_3=2,35$	$0,95 \pm 0,15$	$0,47 \pm 0,03$	$0,26 \pm 0,01$

x) С учетом отклонения зависимости  $\Sigma_n(E)$  от вида  $\approx E^{-1/2}$ .

xx) При вычислениях считалось, что  $\Sigma_n(E) \approx E^{-1/2}$ .

Таблица 6

Состав излучений в защите (за защитой) из железобетонной смеси

Вид излучений	Нейтрон			Гамма-излучение	протоны	Сумма	
	высоких энергий:	острые:	промежуточные:			расчет	эксперимент/26 <sup>х</sup>
Энергия, МэВ	20-300	0,6-20	0,6	$2,5 \cdot 10^{-8}$	< 10	< 300	-
Поток, см <sup>-2</sup>	1,00 (1,00)	2,90 (1,45)	8,20 (4,10)	0,75 (0,37)	-	0,04 (0,04)	- (1,0)
Поглощенная доза, нРад	8,75 (8,75)	11,60 (5,80)	5,10 (2,55)	0,30 (0,15)	0,35 (3,17)	3,35 (3,35)	33 (15 ± 4)
Дозный эквивалент, нБэр	35,0 (35,0)	100,0 (50,0)	37,0 (18,5)	0,9 (0,5)	6,4 (3,2)	3,4 (3,4)	180 (93 ± 30)
Дозный эквивалент, %	19,2 (31,6)	54,8 (45,2)	20,2 (16,7)	0,5 (0,5)	3,5 (2,9)	1,8 (3,1)	100 (100)
Коэффициент качества	4,0 (4,0)	8,7 (8,7)	7,2 (7,2)	3,0 (3,0)	1,0 (1,0)	1,0 (1,0)	5,2 (4,6)

х) Гашение протонного пучка в защитной стене синхротронного Огни.

## Распределение дозы излучений за защитой протонного синхротрона ИРНА /27/

Место измерений	: частицы высоко-энергий	: Быстрые нейтроны	: Гамма-излучение	: Тепловые нейтроны	: Коэффициент качества (оцененное значение)
Северный экспериментальный зал	2 - 14%	55 - 76%	2 - 9%	I4 - 22%	4,4 - I4
Южный экспериментальный зал	10-14%	54 - 62%	7 - 19%	I2 - 22%	2,8 - 5,3
Перекрытие над районом мишеней (1,8м бетона)	9 - 25%	50 - 70%	6 - 9%	II - 16%	3,8 - 5,9
Район экспериментов с мянами	I%	I5%	83%	I%	I,2



Таблица 6  
/27/

Детекторы, использованные для измерения излучений высокой энергии

Вид излучения	Энергетический диапазон	Метод регистрации	Определяемая величина
Частицы высоких энергий	$E > 20$ Мэв	наведенная активность в пластическом сцинтилляторе	Плотность потока
Быстрые нейтроны	$0,1 \text{ Мэв} < E < 15 \text{ Мэв}$	Длинный счетчик	Плотность потока
Быстрые нейтроны	" "	Активация индиевой фольги в замедлителе.	" "
Быстрые нейтроны	" "	Счетчик протонов отдачи	Поток энергии
Тепловые нейтроны	$\sim 0,025 \text{ эв}$	Камеры BF <sub>3</sub>	Мощность дозы
Гамма-излучение и непосредственно ионизирующая радиация	$E > 100 \text{ кэв}$	Сдвоенная ионизационная камера	Мощность дозы гамма-излучения и непосредственно ионизирующей радиации.

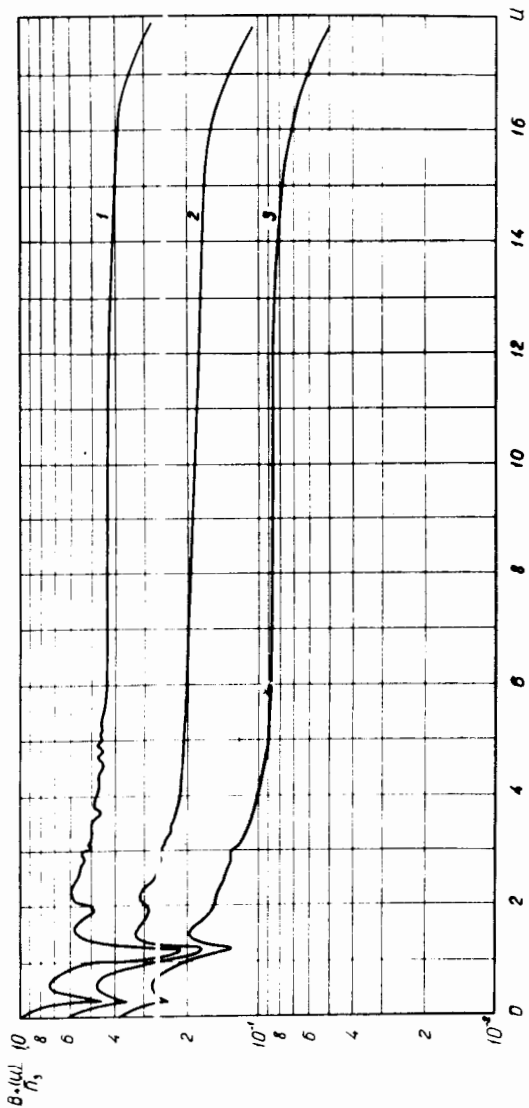


Рис. 1. Спектральное распределение,  $V_4(u)$ , замедляющихся нейтронов в бетоне ( $\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$ ), рассчитанное на 1 нейтрон с энергией  $E > 20 \text{ Мэв}$ . Начальная энергия замедляющихся нейтронов  $E_3 = 1,5 \text{ Мэв}$ ;  $u = \ln \frac{E_3}{E}$ ;  $n_3$  - средняя множественность испарительных нейтронов. Содержание водорода: 1-0,1 вес%; 2-0,35 вес%; 3-0,81 вес. %.

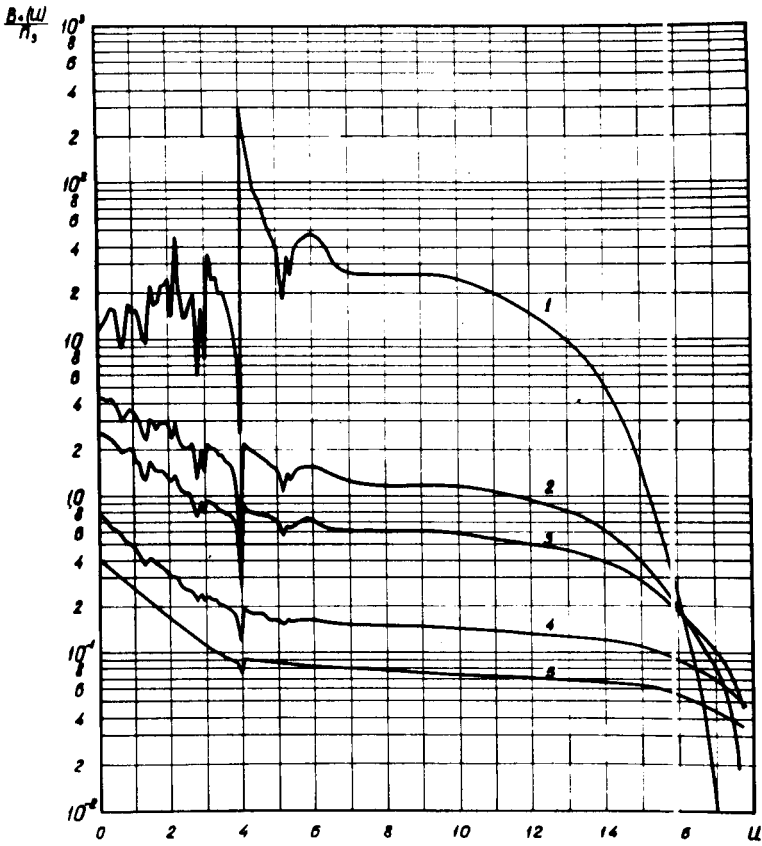


Рис. 2. Спектральное распределение замедляющихся нейтронов,  $V_4(u)$ , в железе и железо-водных смесях, рассчитанное на 1 нейтрон с энергией  $E > 20$  Мэв. Начальная энергия замедляющихся нейтронов  $E_3 = 1,5$  Мэв;  $u = \ln \frac{E_3}{E}$ ;  $\bar{n}_3$  - средняя множественность испарительных нейтронов. Содержание водорода: 1-0,00 вес%; 2-0,05 вес%; 3-0,1 вес%; 4-0,4 вес%; 5-0,8 вес%.

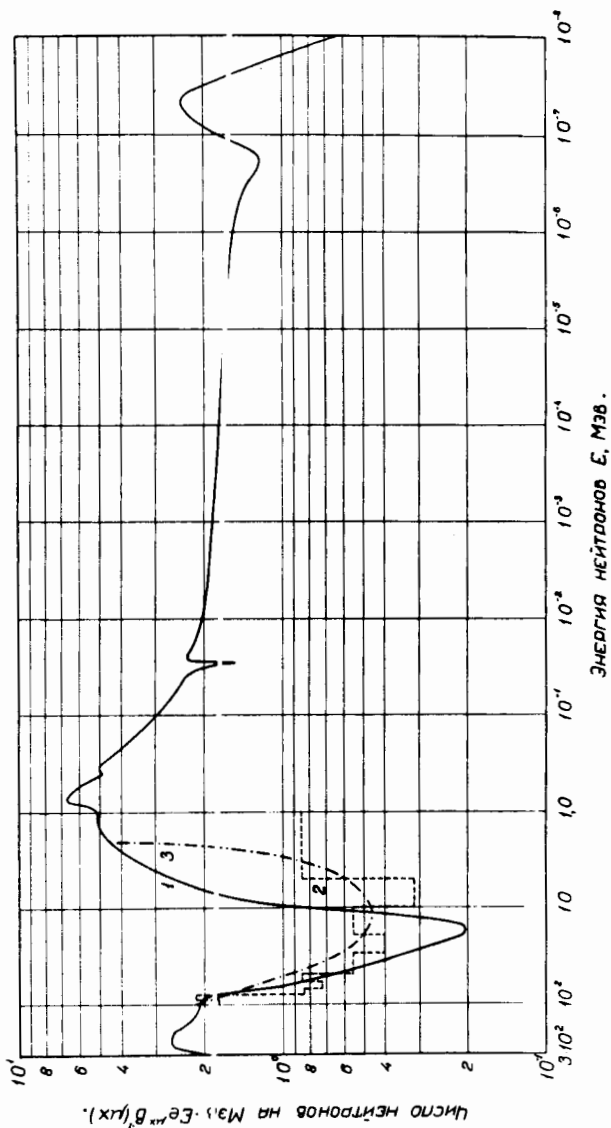


Рис. 3. Спектральное распределение нейтронов в защите на толщине  $\mu x = 14$ . 1 - данные настоящей работы для железо-водной смеси с содержанием водорода 0,4 вес%; начальная энергия нейтронов  $E_0 = 300$  Мэв;  $V(\mu x)$  - фактор накопления нейтронов квази-упругого рассеяния/1/. 2 - данные работы/18/ для тяжелого бета-тона ( $\rho = 3,85$  г/см<sup>3</sup>); начальная энергия нейтронов  $E_0 = 300$  Мэв. 3 - данные работы/19/ для алюминия; начальная энергия нейтронов  $E_0 = 500$  Мэв.