

О переносе нейтронов в движущейся среде

Е. А. ГАРУСОВ, А. А. КОСТРИЦА, Ю. В. ПЕТРОВ

УДК 539.125.52

Уравнение переноса нейтронов в движущейся среде может быть получено из уравнения переноса в неподвижной среде преобразованием Галилея системы координат $K(\mathbf{r}, \mathbf{V})$, в которой суммарный импульс всех ядер, распределенных по спектру $f(v_n)$, равен нулю, к системе $L(\mathbf{r}, \mathbf{W})$, движущейся по отношению к K с постоянной нерелятивистской скоростью U . Это приводит к замене спектра $f(v_n)$ спектром $f(|\mathbf{W}_n - U|)$:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N(\mathbf{r}, \mathbf{W}, t)}{\partial t} + \mathbf{W} \nabla N(\mathbf{r}, \mathbf{W}, t) + N(\mathbf{r}, \mathbf{W}, t) n_n \times \\ & \times \int \sigma(|\mathbf{W} - \mathbf{W}_n|) |\mathbf{W} - \mathbf{W}_n| f(|\mathbf{W}_n - U|) d\mathbf{W}_n = \\ & = n_n \int N(\mathbf{r}, \mathbf{W}', t) d\mathbf{W}' \int \sigma_s(|\mathbf{W}' - \mathbf{W}_n|) |\mathbf{W}' - \mathbf{W}_n| \times \\ & \times g(\mathbf{W}' \rightarrow \mathbf{W}; \mathbf{W}_n) f(|\mathbf{W}_n - U|) d\mathbf{W}_n + Q(\mathbf{r}, \mathbf{W}, t). \end{aligned} \quad (1)$$

Сдвигом только в пространстве скоростей $\mathbf{V} = \mathbf{W} - U$ можно из (1) получить вспомогательное уравнение*, решение которого хотя и не описывает измеряемой на опыте функции распределения, но, приводя интеграл столкновений к такому же виду, что и в системе K , позволяет иногда упростить решение задач.

Уже решения задач без учета пространственной диффузии о рассеянии нейтронов, испущенных моноэнергетическим источником со скоростью w_0 на ядрах бесконечной массы, показывают, что кривая углового распределения нейтронов имеет разрывы при $\gamma_0 \equiv \frac{u}{w_0} > 1$. Поэтому P_N -метод в этом случае неприменим, так же как и при $\gamma_0 \ll 1$ для решений уравнения (1), зависящих от энергии. Однако для решения, проинтегрированного по энергии, при $\gamma_0 \ll 1$ теория возмущений применима и справедливо P_1 -приближение.

При наличии пространственной диффузии в линейном приближении по $\gamma \equiv \frac{u}{w}$ и $\epsilon \equiv \left(\frac{\Sigma_a}{\Sigma_s}\right)^{1/2}$ при

* А. А. Кострица. «Атомная энергия», 14, 218 (1963).

$\Sigma_s(w) = \text{const}$ из (1) можно получить уравнение непрерывности и выражение для тока в P_1 -приближении:

$$\text{div } \mathbf{j}(\mathbf{r}) + \bar{\Sigma}_a \Phi_0(\mathbf{r}) = Q_0; \quad (2)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \frac{-1}{3\Sigma_{tr}} \nabla \Phi_0(\mathbf{r}) + \frac{U}{w} \Phi_0(\mathbf{r}) + \frac{Q_s}{\Sigma_{tr}}, \quad (3)$$

где $\bar{\Sigma}_a$ — усредненное по потоку сечение поглощения, а w — модуль скорости нейтронов, усредненный по их спектру.

Уравнения (2), (3) справедливы на расстояниях от источника $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| \ll (\Sigma_s \epsilon^2)^{-1} \approx \Sigma_a^{-1}$. Добавочный член в выражении для тока, возникающий за счет выделенного направления передачи импульса нейтронам ядрами среды, приводит к появлению в диффузионном уравнении добавочного члена $\text{div} \frac{U}{w} \Phi_0(\mathbf{r})$.

Граничные условия на границе двух сред в P_1 -приближении состоят в непрерывности потока и тока нейтронов, а выражение для логарифмической производной на границе с черным телом содержит поправку порядка ϵ .

Существование двух длин диффузии L , следующее из характеристического уравнения

$$\delta^2 + 3j\delta - 3\epsilon^2 = 0, \quad \delta \equiv (\Sigma L)^{-1}, \quad (4)$$

обуславливает появление в решении уравнения диффузии множителя $\exp\left\{\frac{3\Sigma_{tr}}{2w} U r\right\}$. Этот множитель показывает, что, изменяя скорость движения среды, можно экспериментально определить величину $\frac{\Sigma_{tr}}{w}$ по изменению интенсивности потока нейтронов в одной точке.

Для сильно асимметричных реакторов вклад движения теплоносителя в реактивность Δk может быть приблизительно равен γ . При больших U величина Δk может сравниться с долей запаздывающих нейтронов, что станет опасным при внезапной остановке теплоносителя.

(№ 93/3569. Статья поступила в Редакцию 30/XII 1965 г., аннотация — 13/V 1966 г. Полный текст 0,5 а. л., 3 рис., библиография — 7 названий.)

Эффективность камнебетона в защите ускорителей

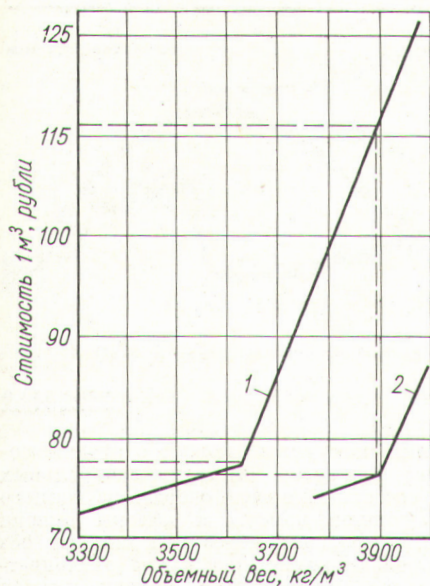
В. Б. ДУБРОВСКИЙ, Л. Н. ЗАЙЦЕВ, В. В. МАЛЬКОВ
В. Н. СОЛОВЬЕВ

УДК 621.384.61:621.039.538.7

Проникающим излучением ускорителей электронов являются потоки γ -излучения и фотонейтронов, а в защите ускорителей протонов — потоки сверхбыстрых нейтронов и μ -мезонов. Толщина защиты для этих видов излучений в основном зависит от объемного веса (плотности) бетонов. Ограничение толщины защиты ведет к необходимости использования более тяже-

лых бетонов, но при этом стоимость защиты возрастает. В этих условиях экономически целесообразно применение относительно дешевого бетона повышенной плотности.

Втапливанием слоя камня (руды) в подстилающий слой из бетонной смеси получают новый материал — камнебетон, который обладает лучшими технико-эконо-



Сравнение стоимостей блочно-сборочного бетона 1 и камнебетона 2.

мическими показателями по сравнению с бетоном и широко применяется при сооружении массивных малоармированных конструкций.

Для оценки эффективности камнебетона в защите ускорителей исследовались условия, при которых бетон и камнебетон на одинаковых заполнителях (гематитовой руде) могут иметь максимальную плотность. Полученные результаты иллюстрируются в статье таблицами и графиками.

Наибольший практический интерес для сравнения эффективности двух материалов представляет область плотностей от 3500 до 3900 кг/м³ (см. рисунок).

Стоимости бетона и камнебетона, максимальные плотности которых составляют 3630 и 3900 кг/м³ соответственно, практически одинаковы, однако стоимость защиты из камнебетона в пересчете на эффективную толщину примерно на 10% ниже. Если принять плотности бетона и камнебетона равными (3900 кг/м³), то стоимость защиты из бетона будет в 1,5 раза больше, так как в этом случае обязательно потребуется ввести в бетон дорогостоящие стальные заполнители.

Экономическая целесообразность применения камнебетона в защите ускорителей проиллюстрирована в работе примерами.

(№ 96/3686. Поступила в Редакцию 8/IV 1966 г. Полный текст 0,4 а. л., 2 рис., 3 табл., библиография — 17 названий.)

ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ!

АТОМИЗДАТ ИМЕЕТ В НАЛИЧИИ

Ли Д. Е. Действие радиации на живые клетки.
Пер. с англ. 1963 г., 288 стр., цена 2 р. 12 к.

В книге изложены важнейшие проблемы действия лучистой энергии на организмы. О большой ценности монографии говорит уже один тот факт, что она успешно выдержала проверку временем и вышла за рубежом в нескольких изданиях.

Монография Ли вошла в основной фонд радиобиологической литературы и является настольной книгой для радиобиологов всего мира.

Заказы направляйте по адресу:

Москва, В-71, Ленинский проспект, 15. Союзкнига, отдел научно-технической литературы или в Атомиздат: Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7.

Атомиздат