

и γ от 0 до 180°. Интервал изменения θ равен 30°, интервалы изменения γ составляют 0—30°, 30—90°, 90—180° для первого и второго колец в плоскости $h = 2,4$ см. Из рисунка хорошо видно смещение спектра в область малых энергий при увеличении угла θ , что соответствует уменьшению энергии за счет возрастания числа рассеяний или за счет рассеяний на большие углы. Менее резко эта тенденция проявляется при увеличении угла γ .

Спектры рассеянного излучения, проинтегрированные по всем углам для некоторых колец Δr_j , показаны на рис. 3. В кольцах нулевой плоскости и заднего полупространства энергия γ -квантов ограничена в основном интервалом 0,13—0,26 Мэв. Для колец переднего полупространства характерно увеличение количества γ -квантов в области мягких энергий при увеличении радиуса.

На рис. 4 показаны радиальные распределения рассеянной энергии (гистограммы) в плоскостях $h = 2,4$ см и $h = 7,2$ см. Для сравнения приведены экспериментальные кривые из работы [4]. Расчетные и экспериментальные значения нормированы на 1 Мэв падающей энергии.

На основе полученных результатов для точечного мононаправленного источника были рассчитаны энер-

гетические факторы накопления V_E для плоского мононаправленного источника. Результаты расчетов показаны на рис. 5, где для сравнения приведена кривая факторов накопления, построенная на основе данных работы [5].

Авторы выражают благодарность О. И. Лейпунскому за постоянное внимание к работе и В. Н. Селезневу за помощь в программировании задачи.

Поступило в Редакцию 28/II 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
2. И. М. Соболев. «Теория вероятностей и ее применения», 3, 205 (1958).
3. Д. И. Голенко. Сб. «Вычислительная математика», № 5, 83 (1959).
4. О. И. Лейпунский, Л. Р. Кимель, А. М. Панченко. «Атомная энергия», 14, 577 (1963).
5. Г. Гольдштейн. Основы защиты ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.

УДК 621.039.58:537.531

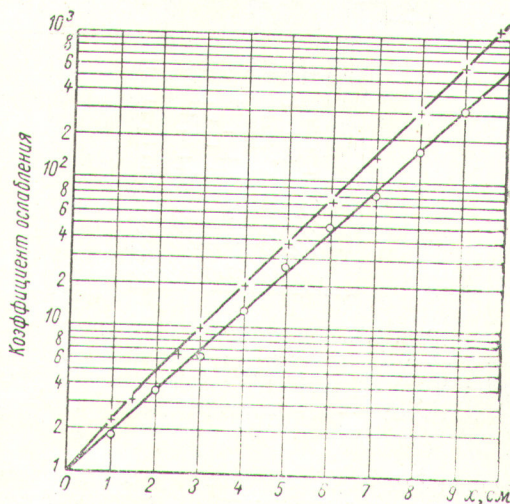
О влиянии формы защитного барьера на ослабление γ -лучей объемных источников

Д. П. Осанов

Для защиты от излучений обычно используются плоские барьеры из различных материалов. Однако в некоторых случаях эффективнее может быть защита более сложной геометрии. Например, излучение объемных источников будет ослабляться сильнее защитным слоем, форма поверхности которого подобна форме поверхности источника. Это, в частности, относится к цилиндрическому защитному слою, являющемуся теневой защитой цилиндрического источника. При одинаковой толщине плоского и цилиндрического защитных слоев путь лучей от поверхностных частей источника, вносящих наибольший вклад в дозу, в цилиндрическом слое всегда больше, чем в плоском. Эта разница увеличивается, если защитный барьер приближается к поверхности источника, и достигает максимальной величины, когда он становится стенкой источника.

Расчет ослабления γ -лучей цилиндрического источника в защите, имеющей форму цилиндрического слоя, приводит к сложным вычислениям. Поэтому количественные данные о различии в ослаблении γ -лучей объемных источников плоским и цилиндрическим защитными слоями были получены экспериментально. С этой целью свинцовым пластинам толщиной $x = 0,5$ см и с поверхностью $S = 100 \times 100$ см² была придана цилиндрическая форма. Радиус кривизны возрастал от одной пластины к другой, так что их можно было устанавливать вплотную к источнику γ -излучения и друг к другу. На рисунке приводятся одна из экспериментальных кривых, полученная при использовании источника в виде цилиндрической емкости диаметром 50 см и высотой 100 см. Источник заполнялся раствором CoSO_4 с изотопом Co^{60} . На этом же рисунке при-

ведена кривая ослабления, полученная в аналогичных условиях для плоского защитного барьера. Различие между кривыми, достигающее 30% при $x = 2$ см,



Сравнение кривых ослабления в цилиндрическом (\times) и плоском (\circ) защитных слоях.

непрерывно возрастает и при $x = 10$ см достигает 120%. Таким образом, если защите придать цилиндрическую

форму, для объемных источников с большой удельной активностью можно получить существенную экономию в толщине, а следовательно, и в весе защиты. С другой стороны, экспериментальные данные показывают, что при малых толщинах разница в ослаблении плоским и цилиндрическим слоями невелика и поэтому ослабле-

ние излучения стенкой емкости можно определять без учета кривизны стенки.

В заключение благодарю Ю. П. Каюрина и А. И. Бондаря за помощь в проведении опыта.

Поступило в Редакцию 25/1 1963 г.

УДК 621.039.51

Измерение частотных характеристик реактора типа ИРТ-1000 осцилляторным методом

Л. В. Константинов, А. И. Ефанов, В. В. Постников

Применение осцилляторного метода для измерения частотных характеристик различных реакторов описано в работах [1—3], в которых для регистрации и анализа сигнала использовалась сложная электронная аппаратура. Однако такая аппаратура вследствие нестабильности работы электронных элементов не дает высокой точности.

Частотные характеристики могут определяться также методом анализа шумов реактора [4]. Основная трудность при использовании этого метода возникает при обработке результатов. В настоящей работе удалось получить частотные характеристики реактора типа ИРТ-1000 [5] в диапазоне частот 0,3—60 гц при использовании измерительной аппаратуры без электронных элементов. Блок-схема установки показана на рис. 1.

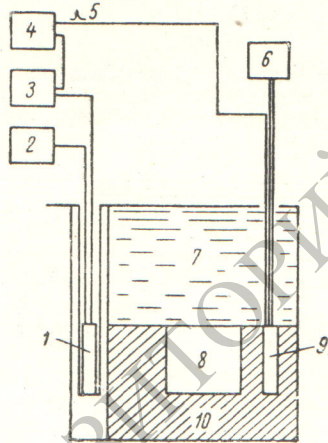


Рис. 1. Блок-схема установки:

1 — ионизационная камера; 2 — блок высокого напряжения; 3 — блок компенсации; 4 — шлейфовый осциллограф; 5 — реперный импульс; 6 — двигатель постоянного тока; 7 — вода; 8 — активная зона; 9 — осциллятор реактивности; 10 — отражатель.

Принцип измерения частотных характеристик осцилляторным методом заключается в определении амплитуды и фазы колебаний мощности реактора при синусоидальном изменении реактивности. Если амплитуда колебаний реактивности δk_0 мала ($\delta k_0 < 3 \cdot 10^{-3}$), то

$$\left(\frac{n}{\delta n}\right)^2 = \frac{\beta_{\text{эфф}}^2}{\delta k_0^2} (1 - \varepsilon_2)^2 + \frac{l^2}{\delta k_0^2} \omega^2 (1 + \varepsilon_1)^2, \quad (4)$$

где n — средний уровень мощности; δn — амплитуда колебаний мощности; l — среднее время жизни нейтронов в реакторе; ω — частота колебаний реактивности;

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{\beta} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2};$$

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{\beta} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2}$$

(здесь β_i — эффективная доля запаздывающих нейтронов i -й группы; τ_i — среднее время жизни запаздывающих нейтронов i -й группы); $\beta_{\text{эфф}} = \sum_{i=1}^6 \beta_i$.

Поправочные члены $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ малы в области высоких частот ($\omega^2 \gg \lambda_0^2$, где λ_0 — наибольшая постоянная распада), и в этом случае

$$\left(\frac{n}{\delta n}\right)^2 = \left(\frac{l}{\delta k_0}\right)^2 \omega^2 + \left(\frac{\beta_{\text{эфф}}}{\delta k_0}\right)^2. \quad (2)$$

Выражение для сдвига фаз между колебаниями мощности реактора и реактивности имеет вид

$$\varphi = \arctg \frac{\omega \left(l + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \tau_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2} \right)}{\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \omega^2 \tau_i^2}{1 + \omega^2 \tau_i^2}}$$

(3)

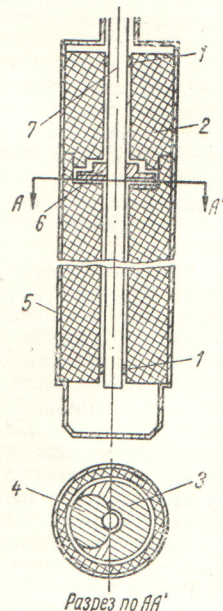


Рис. 2. Общий вид осциллятора реактивности:

1 — опорные подшипники; 2 — плексигласовый стакан; 3 — кадмиевый лепесток — статор; 4 — кадмиевый лепесток — ротор; 5 — кожух из алюминия; 6 — дюралюминиевый диск, закрепленный на валу; 7 — вращающийся вал из алюминия.