

ЛИТЕРАТУРА

ных частиц происходит со сравнимой вероятностью с обеих ступеней возбуждения ядра, то наблюдаемые на опыте значения (1 : 1050 и 1 : 1350) указывают на резкое снижение вероятности сложного деления уже в пределах первого плато. Поэтому можно предположить, что тройное деление происходит преимущественно со второй ступени, т. е. после предварительного испарения нейтрона. Тогда, имея в виду долю делений с этого уровня, мы получим для отношения вероятностей тройного и двойного делений $1 : 480 \pm 110$ для делящегося ядра U^{235} и $1 : 540 \pm 100$ для делящегося ядра U^{238} , т. е. значения, близкие к наблюдаемым при делении нейтронами с меньшей энергией, что свидетельствует в пользу такого предположения.

Полученные вероятности тройного деления различных изотопов урана вместе с результатами других авторов показывают определенную физическую закономерность. На рис. 3 нанесены вероятности деления различных изотопов урана в зависимости от массового числа. Точки, соответствующие различным делящимся ядрам, несмотря на в некоторых случаях значительные ошибки, позволяют сделать вывод о монотонном убывании вероятности тройного деления изотопов урана с ростом их массового числа.

Поступило в Редакцию 24/VIII 1962 г.

1. E. W. Titterton. Phys. Rev., 83, 673 (1951).
2. Н. А. Перфилов, З. И. Соловьева. «Атомная энергия», 5, 175 (1958).
3. З. И. Соловьева. «Атомная энергия», 8, 137 (1960).
4. Н. А. Перфилов, З. И. Соловьева, Р. А. Филлов. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 41, 11 (1961).
5. О. В. Ложкин. «Ж. техн. физ.», 25, 1341 (1955).
6. Е. П. Феррейра, П. Я. Волошек. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955)». Т. 2. М., Физматгиз, 1958, стр. 147.
7. Р. Ванденбах, Дж. Хейзенга. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 366.
8. M. F. Netter et al. Proc. of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958, v. 15, p. 418.
9. R. A. Nobles. Phys. Rev., 126, 1508 (1962).

621.039.58

Поле γ -излучения точечных мононаправленных источников Cs^{137} и Co^{60} в железе

О. И. Лейпунский, Л. Р. Кимель, А. М. Панченко

Исследование поля γ -излучения точечного мононаправленного источника («узкого луча») необходимо для решения задач защиты от источников с произвольным угловым распределением излучения. В последнее время опубликован ряд работ, в которых приведены экспериментальные [1—4] и расчетные [5] данные по пространственному распределению рассеянного γ -излучения узкого луча в воде. В работе [6] дан метод решения кинетического уравнения для среды с точечным мононаправленным источником.

В настоящей работе измерено пространственное распределение потока рассеянных γ -квантов точечных мононаправленных источников Cs^{137} и Co^{60} в железе. Сборка, в которой были проведены измерения, имела вид блока размерами $16 \times 18 \times 25$ см, набранного из отдельных листов железа. В боковой стенке блока было предусмотрено сквозное окно для размещения сменных напек с детектором. В качестве детектора использовали магнитронный газоразрядный счетчик типа СБМ-10 со специально подобранным экраном, снижающим ход с чувствительностью и обеспечивающим практически изоляцию чувствительности счетчика [7]. В настоящей работе применены источники Cs^{137} и Co^{60} активностью 1 и 0,55 кюри соответственно.

Быстро коллимированный пучок γ -квантов (угол колликации равнялся 30°) вводили в сборку через отверстие в передней стенке сборки диаметром 0,7 и длиной 8 см. Схема экспериментального устройства показана на рис. 1 (в правом верхнем углу).

Измерения проводили в точках с координатами h, r , где h — расстояние вдоль пучка от места входа его

в среду; r — радиальное расстояние в плоскости, нормальной лучу. С источником Cs^{137} были проведены измерения для пяти фиксированных расстояний: 1,19; 2,56; 3,92; 5,28; 6,65 длины свободного пробега, а с источником Co^{60} — для трех расстояний: 1; 4; 5 длин свободного пробега. При измерениях в точках, максимально удаленных от пучка, расстояние от детектора до края сборки было больше длины свободного пробега. Это позволяет считать, что измерения выполнены в условиях бесконечной геометрии [5, 8].

На рис. 1 и 2 показаны измеренные распределения рассеянного излучения в функции r для различных расстояний h вдоль пучка. Как видно из кривых, распределение рассеянного излучения в указанных диапазонах h и r имеет экспоненциальный характер.

По данным измерений с точечным мононаправленным источником Cs^{137} были вычислены энергетические факторы накопления B_E для плоского мононаправленного источника. При заданной глубине h вдоль пучка фактор накопления энергии γ -излучения плоского мононаправленного источника может быть записан в следующем виде:

$$B_E = 1 + \frac{2\pi \int_0^\infty I_{\text{расс}} e^{-\alpha r} r dr}{I_{0h}},$$

где $I_{\text{расс}}$ — поток энергии рассеянного излучения в пучке на глубине h , полученный экстраполяцией кривой распределения к $r = 0$; α — коэффициент, характеризующий наклон кривой распределения; I_{0h} — поток

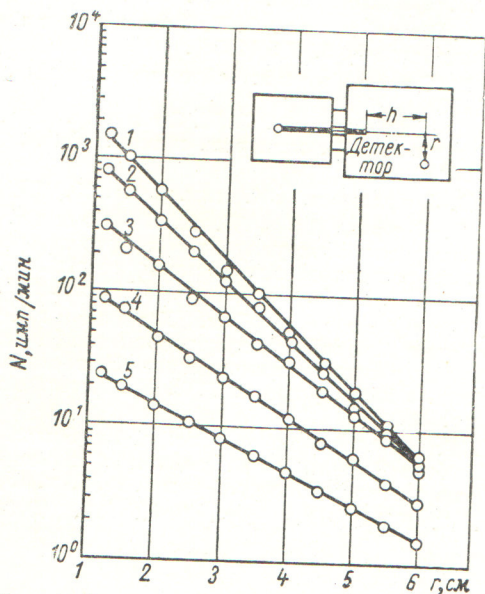


Рис. 1. Распределение рассеянного γ -излучения точечного мононаправленного источника Cs^{137} в железе при значениях μh : 1 — 1,19; 2 — 2,56; 3 — 3,92; 4 — 5,28; 5 — 5,65.

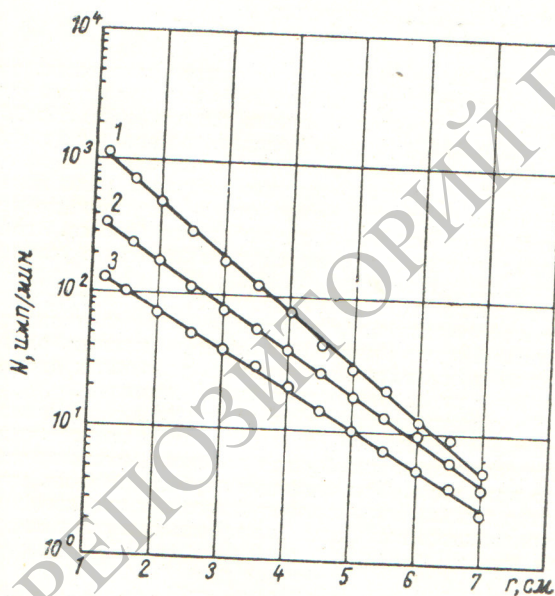


Рис. 2. Распределение рассеянного γ -излучения точечного мононаправленного источника Co^{60} в железе при значениях μh : 1 — 1; 2 — 4; 3 — 5.

энергии нерассеянного излучения в пучке на глубине h . Это выражение получено на основе преобразования от точечного мононаправленного источника к плоскому мононаправленному.

Учитывая, что чувствительность счетчика мало зависит от энергии и угла падения γ -квантов, можно считать

$$I = \frac{N}{\varepsilon},$$

где N — скорость счета, имп/мин; ε — чувствительность детектора, $\text{см}^2 \cdot \text{имп}/\text{Мэв}$.

После интегрирования и подстановки получим

$$B_E = 1 + \frac{2\pi N_{\text{расс}}}{N_{0h}\alpha^2},$$

где $N_{\text{расс}}$ и N_{0h} — скорость счета детектора в пучке на глубине h от рассеянных и нерассеянных γ -квантов соответственно.

На рис. 3 показана зависимость фактора накопления энергии плоского мононаправленного источника от μh в железе для энергий первичных γ -квантов 0,661 Мэв.

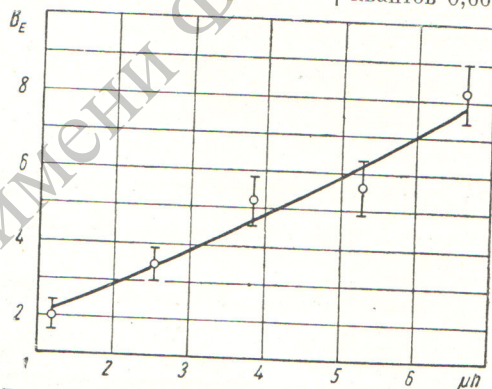


Рис. 3. Экспериментальные (○) и расчетные значения (—) фактора накопления энергии плоского мононаправленного источника в железе для γ -квантов с энергией 0,661 Мэв.

В пределах ошибки эксперимента вычисленные факторы накопления совпадают с данными работы [9], представленными сплошной кривой. При обработке экспериментальных результатов вводили поправку на истинное положение центра детектирования. Аналогичные эксперименты проводились для бетона, алюминия и свинца.

В заключение авторы выражают благодарность В. И. Иванову и В. П. Машковичу за полезные советы, высказанные при обсуждении работы.

Поступило в Редакцию 29/IX 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Stinson. Nucleonics, 12, No. 9, 50 (1954).
2. Защита ядерных реакторов. Материалы КАЭ США. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
3. В. И. Кухтевич, Б. П. Шеметенко. «Атомная энергия», 12, 204 (1962).
4. Л. Р. Кимель, О. И. Лейпунский. Там же, стр. 236.
5. M. Berger, L. Spenser. Radiation. Res., 10, 552 (1959).

6. Е. Б. Брешенкова, В. В. Орлов. «Атомная энергия», 10, 175 (1961).
7. А. М. Панченко. «Атомная энергия», 14, 408 (1963).

8. M. Berger, J. Doggett. J. Res. Nat. Bur. Standards, 56, 89 (1956).
9. H. Goldstein, S. Wilkins. US AES Report NYO-3075 (1954).

621.039.53

К вопросу о кинетике кипящего гомогенного реактора

В. К. Завойский

В кипящем гомогенном реакторе вследствие ряда случайных причин могут происходить флуктуации плотности замедлителя. Это может повлиять на стабильность работы реактора. Поэтому важно оценить скорость изменения паросодержания в активной зоне при возникновении избыточной реактивности.

Предположим, что при импульсе возрастания мощности остается неизменным во времени количество пузырьков пара в замедлителе, т. е. с увеличением тепловыделения, а следовательно, и температуры замедлителя скорость образования новых пузырьков пара не возрастает. В этом случае скорость изменения объема пара будет определяться скоростью увеличения объема всех пузырьков, имеющихся в замедлителе к моменту начала импульса,

$$\frac{dV''}{dt} = \int_0^\infty N_0 \frac{d}{dt} \left[\frac{4\pi}{3} R^3(R_0, t) \right] f(R_0) dR_0, \quad (1)$$

где N_0 — количество пузырьков пара в активной зоне; R_0 — радиус пузырька; $f(R_0)$ — функция распределения пузырьков по размерам при стационарном кипении, нормированная к единице; $R(R_0, t)$ — радиус пузырька в момент времени t после начала импульса. Здесь и далее индекс «0» означает, что соответствующая величина взята при стационарном кипении, т. е. до начала импульса.

Изменение объема пара в замедлителе за время t от начала импульса получим, проинтегрировав (1),

$$V''(t) - V_0'' = \Delta V''(t) = N_0 \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} [R^3(R_0, t) - R_0^3] f(R_0) dR_0. \quad (2)$$

Согласно работе [1] изменение объема пузырька пара, движущегося в перегретой жидкости, определяется выражением

$$\frac{dV}{dt} = 8 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{c\gamma'}{r\gamma''} (au)^{1/2} R_0^{3/2} \Delta T, \quad (3)$$

где c , γ' , a — теплоемкость, плотность и коэффициент температуропроводности жидкости соответственно; r — теплота парообразования; γ'' — плотность пара; u — скорость пузырька относительно жидкости; ΔT — перегрев жидкости, т. е. разность температур жидкости вдали от пузырька и у его поверхности (последняя равна температуре пара в пузырьке).

Если ограничиться рассмотрением небольших отклонений времени и пренебречь членами, нелинейными

относительно t , то, преобразуя (3), получим

$$\frac{4\pi}{3} [R^3(R_0, t) - R_0^3] = 4\pi\beta R_0^{3/2} \int_0^t \Delta T dt, \quad (4)$$

где

$$\beta = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{c\gamma'}{r\gamma''} (au)^{1/2}.$$

Подставляя (4) в (2) и учитывая, что

$$N_0 = \frac{V_0''}{\frac{4\pi}{3} R_0^3}, \quad (5)$$

получим

$$\Delta V''(t) = \frac{3\beta V_0''}{R_0^3} \int_0^\infty R_0^{3/2} f(R_0) dR_0 \int_0^t \Delta T dt. \quad (6)$$

Согласно работе [2]

$$f(R_0) = \frac{3}{2} \alpha R_0^{1/2} e^{-\alpha R_0^{3/2}}, \quad (7)$$

где

$$\alpha \approx 0,855 (\bar{R}_0)^{-3/2}. \quad (8)$$

Подставляя (7) в (6), найдем

$$\Delta V''(t) = \frac{3\beta V_0''}{\alpha R_0^3} \int_0^t \Delta T dt. \quad (9)$$

Обозначив через $v(t)$ относительное изменение объема пара в замедлителе в результате импульса, получим

$$v(t) = \frac{\Delta V''(t)}{V_0''} = \frac{3\beta}{\alpha R_0^3} \int_0^t \Delta T dt. \quad (10)$$

Пусть мощность источников тепла, создающих импульс в активной зоне, $Q(t)$, количество тепла, выделенное ими за время t , составляет $\int_0^t Q(t) dt$. Если не учитывать тепловые потери через стенки активной зоны, то можно считать, что все выделяющееся тепло затрачивается на два процесса: на повышение температуры замедлителя и парообразование. Поэтому

$$Q(t) = cm' \frac{d(\Delta T)}{dt} + r\gamma'' \frac{dV''(t)}{dt}, \quad (11)$$