

Зависимость стандартного отклонения σ и полуширины резонансного пика спектральной плотности флуктуаций мощности реактора γ от стационарной мощности:

1, 1' — расчет по линейной модели шумов; 2, 2' — расчет по нелинейной модели шумов; 3 — расчет автоколебаний в отсутствие шумов. Абсцисса «0» относится к мощности, соответствующей границе линейной устойчивости.

Корреляционный момент $K_{\Delta\rho n}$ определяется уравнением

$$K_{\Delta\rho n} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re} [S_{\Delta\rho n}(\omega)] d\omega. \quad (6)$$

Таким образом, используя выражения (5) и (6), можно вычислить корреляционный момент как функцию отрицательной реактивности ρ_0 :

$$K_{\Delta\rho n} = K(\rho_0). \quad (7)$$

Совместным решением (3) и (7) определяются ρ_0 и статистические характеристики реактора для данного режима.

Расчеты проводились для мощностей, соответствующих и не соответствующих области линейной устойчивости реактора. Принималось, что при небольшом изме-

нении мощности вблизи границы устойчивости паровой коэффициент реактивности пропорционален, а постоянная времени аккумуляции пара обратно пропорциональна мощности. Параметры источника шума полагались неизменными. Зависимость (7) рассчитывалась на ЭВМ.

При расчете амплитуды колебаний в отсутствие источников шума уравнение (3) принимает вид

$$\rho_0 \text{ крит} + K_{\Delta\rho n}(\omega_{\text{рез}}) = 0. \quad (8)$$

Значение $\rho_0 \text{ крит}$, соответствующее положению системы (4) на границе области линейной устойчивости, и резонансная частота $\omega_{\text{рез}}$ определяются с помощью частотного критерия Михайлова. Поскольку в данной методике высшие гармоники не учитываются, амплитуда колебаний реактивности a находится из уравнения

$$\rho_0 \text{ крит} + \frac{a^2}{2} \text{Re} [W_0(\omega_{\text{рез}})] = 0, \quad (9)$$

где W_0 — передаточная функция реактора без обратной связи.

Расчеты статистических характеристик, проведенные по изложенной методике, показывают (см. рисунок), что относительное стандартное отклонение флуктуаций мощности существенно превышает амплитуду колебаний, рассчитанную без учета шумов [4]. На границе устойчивости, где автоколебания имеют нулевую амплитуду, отклонение достигает 16%. Полуширина резонансного пика γ , рассчитанная по нелинейной модели с учетом шума, отлична от нуля во всем диапазоне мощностей. Поэтому для определения границы устойчивости путем экстраполяции γ к нулю следует использовать статистические характеристики мощностей, достаточно далеких от указанной границы. В противном случае необходимо учитывать уширение спектральных характеристик вследствие нелинейности системы.

Поступило в Редакцию 25/IX 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Я. Крамерова, Я. В. Шевелев. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1965.
2. В. А. Афанасьев и др. «Атомная энергия», 24, 363 (1968).
3. А. Аксау. Nucl. Sci. and Engng, 10, No. 4, 331 (1961).
4. Б. В. Кебадзе, В. И. Плютинский. «Атомная энергия», 31, 89 (1971).
5. И. Е. Казаков. «Автоматика и телемеханика», XXVI, № 7, 1210 (1965).
6. Л. Г. Евланов, И. Е. Казаков. «Автоматика и телемеханика», № 12 18 (1969).

Энергетическая зависимость $\bar{\nu}$ при делении U^{238} быстрыми нейтронами

М. В. САВИН, Ю. А. ХОХЛОВ, И. Н. ПАРАМОНОВА, В. А. ЧИРКИН

УДК 546.791:621.039.512.23

В работе [1] опубликованы результаты очень точных измерений среднего числа нейтронов, испускаемых при делении U^{238} нейтронами с энергией 1,5—14 Мэв. Однако эти данные, так же как и ряд других [2, 3],

недостаточно подробны, особенно в интервале энергий нейтронов 1,5—3 Мэв. В настоящей работе ход энергетической зависимости $\bar{\nu}$ для U^{238} измерен с помощью метода времени пролета с разрешением 1 нсек/м. Мето-

лика измерений и аппаратура подробно описаны в работе [4, 5].

Измерения проведены на линейном ускорителе электронов с помощью жидкостного сцинтилляционного детектора объемом приблизительно 400 л. Пролетное расстояние составляло 35 м. Импульс от мгновенных γ -квантов деления использовался для регистрации акта деления, а по числу задержанных по времени импульсов в интервале 0—30 мксек определялось число нейтронов, образовавшихся при делении. Временное разрешение в эксперименте составляло 35 нсек.

Эффективности регистрации γ -квантов и нейтронов деления измерялись с помощью камеры деления со слоем CF_3I ($\bar{\nu} = 3,756 \pm 0,000$), установленной в центре внутреннего канала детектора. Они оказались равными: $\epsilon_\gamma = 0,347 \pm 0,002$ и $\epsilon_n = 0,700 \pm 0,003$.

Образец U^{238} представлял собой набор металлических дисков диаметром 15 мм и толщиной 1 мм, общий вес которых 20 г.

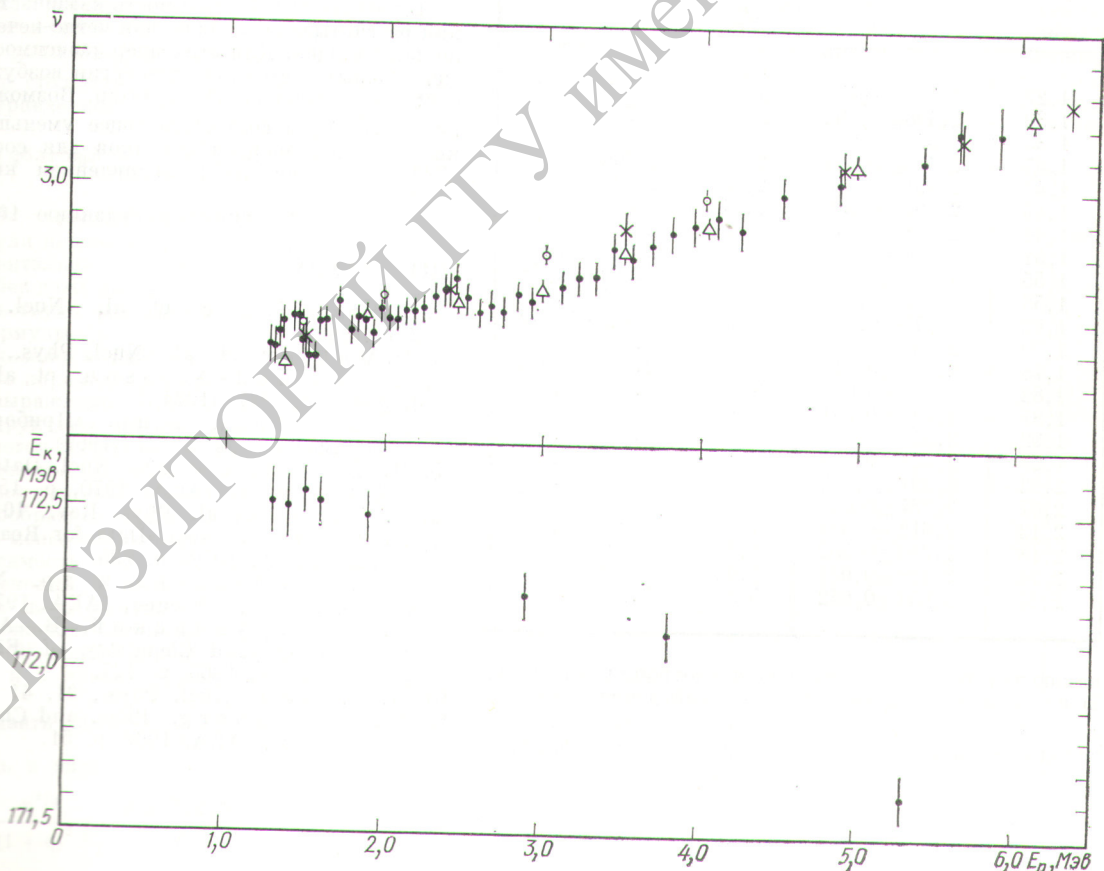
Эксперимент состоял из цикла одинаковых измерений с U^{238} , с образцом свинца и без образца. Измерения со свинцом проводились для учета упругого и неупругого рассеяния нейтронов на U^{238} . В энергетическом интервале 1,5—5 Мэв фон от рассеянных нейтронов во временных распределениях, измеренный с образцом свинца, составлял 4—8% от эффекта. Ошибка, вносимая

в конечный результат из-за неточного определения фона рассеянных нейтронов, учитывалась при вычислении полной ошибки измерений.

Во временном распределении импульсов, соответствующем $\nu = 0$, присутствовала часть импульсов, обусловленных γ -квантами радиационного захвата нейтронов в образце. Для определения в каждом канале k этого распределения числа событий, обусловленных делением N_0^k , предполагали, что все N_0^k при $E_n = 3 \div 5$ Мэв соответствуют делению, так как в этой области сечение захвата мало. В этом диапазоне определяли энергетическую зависимость $N_0^k / \sum_{n=1}^{n=N} N_n^k$. Экстра-

полируя полученную зависимость в область меньших энергий, находили N_0^k при $E_n < 3$ Мэв. При определении числа делений во временном распределении импульсов, соответствующем $\nu = 0$, описанным способом ошибка в конечном результате составляла $\sim 0,5\%$ (при $E_n = 3 \div 5$ Мэв для U^{238} , $\sigma_c \neq 0$). Эта ошибка также учитывалась при определении полной ошибки измерений. После введения вышеуказанной поправки величина $\bar{\nu}$ находилась методом, описанным ранее [6].

В работе [7] было показано, что эффективность регистрации актов деления по мгновенному γ -излуче-



Энергетическая зависимость $\bar{\nu}$ и E_k [8] при делении U^{238} быстрыми нейтронами:

● — настоящая работа; Δ — [1]; \circ — [2]; \times — [3].

нию ε_γ зависит от числа нейтронов, зарегистрированных в данном акте деления. Причем этот эффект зависит от величины ε_γ и конструкции жидкостного детектора. Для определения этой зависимости нами были проведены специальные измерения, в которых акты спонтанного деления Cf^{252} регистрировались одновременно по осколкам и γ -квантам деления. Из измеренной зависимости было получено, что ε_n^γ на 2,5% больше ε_n^f (здесь ε_n^γ , ε_n^f — средние эффективности регистрации нейтронов, когда акты деления регистрируются по γ -квантам и осколкам соответственно).

Однако оказалось, что эффект регистрации γ -квантов не влияет на относительный ход зависимости $\bar{\nu}(E_n)$. Значения $\bar{\nu}$ для U^{238} , полученные из экспериментальных величин N_n^h с эффективностью ε_n^γ , совпали в пределах 0,2% со значениями $\bar{\nu}$, определенными из $\frac{N_n^h}{\varepsilon_n(\gamma)}$ с эффективностью ε_n^f .

При вычислении $\bar{\nu}$ учитывались: 1) угловая корреляция нейтрон деления — падающий нейтрон, воз-

Среднее число мгновенных нейтронов при делении U^{238}

E_n , Мэв	$\bar{\nu}$	E_n , Мэв	$\bar{\nu}$
1,27	2,503±0,055	2,37	2,679±0,043
1,30	2,498±0,052	2,44	2,708±0,043
1,33	2,544±0,051	2,51	2,652±0,042
1,35	2,575±0,049	2,59	2,609±0,044
1,42	2,591±0,046	2,66	2,630±0,045
1,45	2,591±0,046	2,74	2,613±0,044
1,48	2,518±0,045	2,83	2,661±0,045
1,51	2,470±0,044	2,92	2,644±0,047
1,55	2,467±0,042	3,11	2,689±0,048
1,58	2,576±0,044	3,21	2,721±0,049
1,62	2,577±0,044	3,32	2,721±0,049
1,70	2,639±0,042	3,43	2,812±0,053
1,78	2,552±0,041	3,55	2,778±0,053
1,82	2,589±0,041	3,68	2,819±0,056
1,87	2,586±0,041	3,80	2,860±0,057
1,92	2,543±0,041	3,94	2,886±0,058
1,97	2,621±0,039	4,09	2,911±0,061
2,02	2,591±0,039	4,24	2,876±0,058
2,07	2,587±0,041	4,50	2,981±0,057
2,13	2,612±0,039	4,86	3,023±0,057
2,18	2,610±0,039	5,39	3,095±0,080
2,24	2,618±0,042	5,62	3,186±0,092
2,31	2,653±0,042	5,87	3,184±0,092

никающая вследствие угловой анизотропии осколков; 2) изменение средней энергии нейтронов деления с ростом $\bar{\nu}$ и отличие спектра нейтронов деления Cf^{252} , использованного для калибровки, от спектра нейтро-

нов деления U^{238} ; 3) размножение образовавшихся нейтронов в образце.

Результаты измерений представлены в таблице и на рисунке. Значения $\bar{\nu}$ усреднены по двум сериям измерений, проведенным в разное время. Статистическая точность каждой серии составляла 1,5—2%. Отклонение величин $\bar{\nu}$ в каждой серии от средних значений не превышало 1%. Указанные ошибки являются среднеквадратичными. При вычислении ошибок учитывались: 1) статистические флуктуации; 2) изменение эффективности регистрации нейтронов вследствие нестабильности аппаратуры (~ 0,5%); 3) ошибки, обусловленные неточностью определения фона (~ 1%); 4) ошибки, возникшие при определении числа случаев радиационного захвата нейтронов (~ 0,5%).

Вычисленное по методу наименьших квадратов значение $d\bar{\nu}/dE_n$ для U^{238} составило 0,10 при $E_n < 3$ Мэв и 0,18 при $E_n > 3$ Мэв. Полученный результат коррелирует с поведением кинетических энергий осколков деления [8]: увеличение $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n}$ при $E_n > 3$ Мэв соответствует более быстрому уменьшению энергий осколков.

В работе [9] нерегулярности в зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ при делении четно-четного составного ядра U^{236} объясняются ступенчатым изменением числа возбужденных квазичастиц от энергии возбуждения делящегося ядра.

В работах [10, 11] плотность квазичастичных состояний рассчитывалась также для четно-нечетных и нечетно-четных ядер. Для этих ядер зависимость числа квазичастичных состояний от энергии возбуждения также сохраняет ступенчатый характер. Возможно, что изменение $d\bar{\nu}/dE_n$ и соответствующее уменьшение средних кинетических энергий осколков для составного ядра U^{239} также связано с проявлением квазичастичных эффектов.

Поступило в Редакцию 16/VIII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Solfilhae et al. Nucl. Energy., 23, 257 (1969).
2. D. Mather et al. Nucl. Phys., 66, 149 (1965).
3. I. Asplund-Nilsson et al. Nucl. Sci. Engng, 20, 527 (1964).
4. М. В. Савин и др. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 27 (1969).
5. М. В. Савин и др. Nucl. Data for Reactors. Vol. II. Vienna, IAEA, 1970, p. 157.
6. B. Diven et al. Phys. Rev., 101, 1012 (1956).
7. D. Colwin. Nucl. Data for Reactors. Vol. II. Vienna, IAEA, 1970, p. 195.
8. В. Г. Воробьева и др. Nucl. Data for Reactors. Vol. II. Vienna, IAEA, 1970, p. 177.
9. В. М. Струтинский, В. А. Павлинчук. Phys. and Chemistry of Fission. Vol. I. Vienna, IAEA, 1965, p. 127.
10. G. Kluge. Nucl. Phys., 91, 41 (1964).
11. W. Nörenberg. Phys. and Chemistry of Fission. Vienna, IAEA, 1969, p. 51.