

С 348а

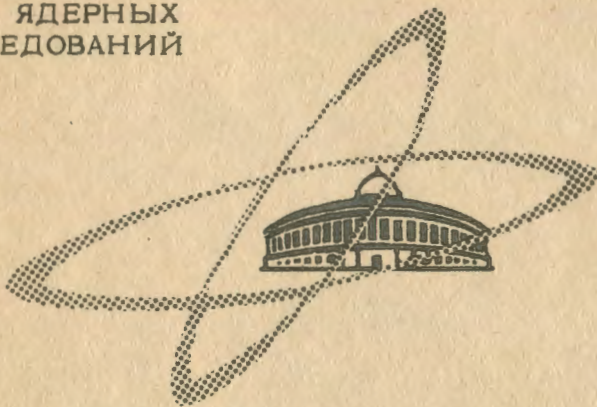
К-591

19/IX

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2828



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Б. Козик, Ли Хон Себ

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ТОЧЕЧНЫХ ДВУХЗОННЫХ
РЕАКТОРНЫХ СИСТЕМ

1966

P-2828

У439/, кр.

Б. Козик, Ли Хон Сёб

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
ТОЧЕЧНЫХ ДВУХЗОННЫХ
РЕАКТОРНЫХ СИСТЕМ

Институт атомной энергии
Департамент ядерной энергии
Организация Объединенных Наций

1. Введение

В работе /1/ рассматривалась статистическая модель точечного реактора. Выражения для нейтронной корреляционной функции и для спектральной плотности мощности нейтронных шумов в стационарном реакторе, полученные на основе этой модели, широко используются для измерения кинетических параметров реактора /2/. Однако при высоких частотах такая модель уже не будет хорошим приближением, поскольку влияние пространственной структуры реактора становятся заметным. Кроме того, в одноточечной модели не учитывается многозонный характер некоторых реакторов, в частности, не учитывается влияние отражателя. В работе /3/ система активная зона - отражатель рассматривалась как двухточечная система, что дало возможность определить влияние отражателя на спектр шумов и на корреляционную функцию нейтронов (метод Росси - а). В данной работе рассматривается общая корреляционная теория двухточечных систем. Такая модель применима к системам, состоящим из двух разных, связанных между собой зон. В частности, одна из зон может быть отражателем. Если двухточечную модель применить к однозонному реактору (который моделируется двумя точками), то это сводится в самом приближении к учету пространственной растяженности реактора и позволяет получить оценку для верхней границы частот, ниже которой спектральную плотность мощности можно определять по одноточечной модели, т.е. ниже которой пространственные эффекты не играют роли.

2. Центральные моменты второго порядка

Пусть $P_1(\vec{n}, \vec{m}; t)$ - вероятность того, что в момент t числа нейтронов и предшественников запаздывающих нейтронов в зоне 1 находятся в состоянии $\vec{n} = (n_0, n_1, \dots, n_\ell)$, а в зоне 2 - в состоянии $\vec{m} = (m_0, m_1, \dots, m_\ell)$, где n_0, m_0 - числа нейтронов, а n_i, m_i ($i = 1, 2, \dots, \ell$) - числа предшественников запаздывающих нейтронов сорта i . Тогда производящая функция

$$H_1(\vec{x}, \vec{y}; t) = \sum_{\vec{n}, \vec{m}} P_1(\vec{n}, \vec{m}; t) x_0^{n_0} \dots x_\ell^{n_\ell} y_0^{m_0} \dots y_\ell^{m_\ell} \quad (1)$$

удовлетворяет следующему уравнению^{/1/}:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_1}{\partial t}(\vec{x}, \vec{y}, t) = & \lambda_1 (G_1 - x_0) \frac{\partial N_1}{\partial x_0} + \lambda_2 (G_2 - y_0) \frac{\partial N_1}{\partial y_0} + \\ & + \sum_{k=1}^{\ell} \lambda_k^{(1)} (x_0 - x_k) \frac{\partial N_1}{\partial x_k} + \sum_{k=1}^{\ell} \lambda_k^{(2)} (y_0 - y_k) \frac{\partial N_1}{\partial y_k} + \\ & + S_1(t)(x_0 - 1)N_1 + S_2(t)(y_0 - 1)N_1. \end{aligned} \quad (2)$$

где S_1, S_2 - мощности источников нейтронов в зонах 1 и 2, $\lambda_k^{(1)}, \lambda_k^{(2)}$ - постоянные распада предшественников запаздывающих нейтронов ($k=1, 2, \dots, \ell$), $\lambda_1^{-1}, \lambda_2^{-1}$ - средние времена жизни мгновенных нейтронов в зонах 1 и 2, а производящие функции единичного акта размножения G_i ($i=1, 2$) имеют вид:

$$\begin{aligned} G_1(\vec{x}, y_0) = & P_{10} + P_{12} y_0 + P_{1f} h_1(\vec{x}), \\ G_2(\vec{y}, x_0) = & P_{20} + P_{21} x_0 + P_{2f} h_2(\vec{y}). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь p_{10} - вероятность бесполезной гибели нейтрона зоны "1", p_{1k} - вероятность рассеяния нейтрона зоны "1" в зону "k", а p_{1f} - вероятность поглощения нейтрона зоны "1", сопровождающегося делением ядра горючего. Производящие функции h_i распределения мгновенных нейтронов и предшественников запаздывающих нейтронов, порожденных делением одного ядра горючего, имеют вид^{/3/}

$$h_1(\vec{x}) = \sum_{\nu_1} P_{\nu_1} \nu_1^{-1} \left[(1 - \beta_1 \nu_1) x_0 + \sum_{k=1}^{\ell} \beta_k^{(1)} \nu_1 x_k \right]. \quad (4)$$

где P_{ν_1} - вероятность того, что при делении одного ядра горючего в зоне 1 появятся ν_1 нейтронов деления (мгновенных и запаздывающих), $\beta_k^{(1)}$ - доля запаздывающих нейтронов сорта "k", а $\beta_1 = \sum_{k=1}^{\ell} \beta_k^{(1)}$. Из уравнения (2) получаем уравнения для средних чисел нейтронов и предшественников запаздывающих нейтронов и для центральных моментов второго порядка, а из соответствующего уравнения типа (1) для производящей функции $N_2(\vec{x}', \vec{y}', t'; \vec{x}, \vec{y}, t)$ получаем систему уравнений для корреляционных функций процесса^{/1,4/}.

Будем с самого начала рассматривать стационарные системы. Для простоты фон предшественников запаздывающих нейтронов рассмотрим как независимый пуассоновский источник нейтронов. Практически это означает, что полученные выражения будут хорошим приближением только для частот $\omega^2 \gg (\lambda_k^{(1)})^2$ ($i=1, 2; k=1, \dots, \ell$) и для достаточно малых времен корреляции. Но именно такие частоты и времена корреляции рассматриваются практически^{/2/}. Тогда уравнения для средних чисел нейтронов имеют вид:

$$\begin{aligned} a_1 \bar{n} = & \lambda_{21} \bar{m} + k_1 \beta_1 \bar{n} + S_1; \\ a_2 \bar{m} = & \lambda_{12} \bar{n} + k_2 \beta_2 \bar{m} + S_2. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь

$$a_i = \lambda_i [1 - K_i (1 - \beta_i)] \quad (i=1, 2); \quad (6)$$

K_i - полный средний коэффициент размножения в зоне "i";

$$k_1 = \frac{\partial G_1(\vec{x}, y_0)}{\partial x_0} \Big|_{x_1=y_0=1} + \sum_{k=1}^{\ell} \frac{\partial G_1}{\partial x_k} \Big|_{x_1=y_0=1}; \quad (7)$$

а

$$\lambda_{12} = P_{12} \lambda_1, \quad \lambda_{21} = P_{21} \lambda_2. \quad (8)$$

Полагая $S_1 = S_2 = 0$, получаем условие критичности на запаздывающих нейтронах:

$$(1 - k_1)(1 - k_2) = P_{12} P_{21}. \quad (9)$$

Уравнения для стационарных центральных моментов

$$\begin{aligned} \sigma_1^2 = & \bar{n}^2 - \bar{n}^2, \quad \sigma_2^2 = \bar{m}^2 - \bar{m}^2, \\ \mu = & \bar{nm} - \bar{n}\bar{m} \end{aligned} \quad (10)$$

получаются в виде

$$\begin{aligned} a_1 \sigma_1^2 - \lambda_{21} \mu = & \lambda_1 \bar{n}, \\ a_2 \sigma_2^2 - \lambda_{12} \mu = & \lambda_2 \bar{m}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\lambda_{12} \sigma_1^2 + \lambda_{21} \sigma_2^2 - (a_1 + a_2) \mu = \lambda_{12} \bar{n} + \lambda_{21} \bar{m};$$

где

$$\begin{aligned} \lambda_i = & a_i + \lambda_i \Gamma_i / 2, \\ \Gamma_i = & \frac{k_i \nu_i (\nu_i - 1)}{\bar{\nu}_i} (1 - 2\beta_i). \end{aligned} \quad (12)$$

Решая уравнения (11), получаем

$$\sigma_1^2 = \bar{n}_1 + \frac{\lambda_1 \Gamma_1 \bar{n}_1 (a_1 + a_k)}{2a_1(a_1 + a_2)} + \frac{\lambda_k \Gamma_k \bar{n}_k \frac{\lambda_{k1}}{a_1}}{2a_k(a_1 + a_2)} ;$$

$$\mu = \frac{\lambda_1 \Gamma_1 \bar{n}_1 \lambda_{12}}{2a_1(a_1 + a_2)} + \frac{\lambda_2 \Gamma_2 \bar{n}_2 \lambda_{21}}{2a_2(a_1 + a_2)} .$$
(13)

Здесь $\bar{n}_1 = \bar{n}$, $\bar{n}_2 = \bar{n}$, $k=2$, если $i=1$, и $k=1$, если $i=2$, а коэффициенты a_1, a_2 имеют вид

$$a_i = a_i - \frac{\lambda_{12} \lambda_{21}}{a_k} .$$
(14)

В частном случае, когда вторая зона не содержит делющихся веществ (отрагатель, тепловая колонка), имеем $k_2 = 0$ и $\Gamma_2 = 0$.

3. Корреляционные функции

Стационарные корреляционные функции

$$K_{ik}(t) = \overline{n_i(t') n_k(t'') - n_i(t') \bar{n}_k(t'')} ;$$

$$(t = t'' - t', \quad i, k = 1, 2, \quad n_1 = n, \quad n_2 = m)$$
(15)

удовлетворяют уравнениям (1,4)

$$\frac{dK_{11}(t)}{dt} + a_1 K_{11}(t) = \lambda_{11} K_{11}(t) ,$$

$$\frac{dK_{1k}(t)}{dt} + a_k K_{1k}(t) = \lambda_{1k} K_{11} .$$
(16)

начальным условиям

$$K_{11}(0) = \sigma_1^2 \quad (i=1,2) .$$

$$K_{1k}(0) = \mu \quad (i, k = 1, 2; \quad i \neq k)$$
(17)

и свойствам симметрии

$$K_{ik}(t) = K_{ki}(-t) .$$
(18)

Они получаются в виде

$$K_{11}(t) = \rho_{11} e^{-\gamma_1 |t|} + \rho_{12} e^{-\gamma_2 |t|} \quad (i=1,2) ,$$

$$K_{12}(t) = \begin{cases} q_{11} e^{-\gamma_1 t} + q_{12} e^{-\gamma_2 t} & (t > 0) , \\ q_{21} e^{\gamma_1 t} + q_{22} e^{\gamma_2 t} & (t < 0) . \end{cases}$$
(19)
(20)

где γ_1, γ_2 - корни уравнения

$$\gamma^2 - (a_1 + a_2)\gamma + a_1 a_2 - \lambda_{12} \lambda_{21} = 0 ;$$
(21)

а для коэффициентов ρ_{ik}, q_{ik} получаем выражения

$$\rho_{11} = \frac{(a_2 - \gamma_1) \sigma_1^2 + \lambda_{21} \mu}{\gamma_2 - \gamma_1} ,$$

$$\rho_{12} = \frac{(a_2 - \gamma_2) \sigma_1^2 + \lambda_{21} \mu}{\gamma_1 - \gamma_2} ,$$
(22)

$$q_{11} = \frac{(a_2 - \gamma_1) \mu + \lambda_{21} \sigma_2^2}{\gamma_2 - \gamma_1} ,$$

$$q_{12} = \frac{(a_2 - \gamma_2) \mu + \lambda_{21} \sigma_2^2}{\gamma_1 - \gamma_2} .$$
(23)

Корреляционные функции (19, 20) измеряются методом Росс-а, где условные вероятности $P_{ik}(t)dt$ регистрации пары нейтронов с расстоянием t связаны с корреляционными функциями следующим образом ^{/1,3/}:

$$P_{ik}(t)dt = C_k dt + \epsilon_k \lambda_k \frac{K_{ik}(t)}{n_i} ,$$
(24)

где ϵ_1, ϵ_2 - эффективности детекторов, помещенные в зону 1 и зону 2, а C_k - скорость счета детектора, помещенного в зону "k" и регистрирующего нейтрон в интервале dt около момента времени t .

Рассмотрим некоторые частные случаи. Пусть $\gamma_1 \gg \gamma_2$ (зона "2" типа отрагателя).

Тогда

$$\gamma_1 \approx a_1 + a_2, \quad (25)$$

$$\gamma_2 \approx \frac{a_1 a_2 - \lambda_{12} \lambda_{21}}{a_1 + a_2}$$

при условии

$$a_2 \gg \frac{a_1}{(1 + a_1/a_2)^2} \quad (26)$$

Если потребовать

$$a_2 \gg a_1 - \frac{\lambda_{12} \lambda_{21}}{a_2} = a_1, \quad (27)$$

то одновременно имеют место неравенства

$$\gamma_1 \gg \gamma_2, \quad \rho_{12} \gg \rho_{11}. \quad (28)$$

В таком случае корреляционная функция $K_{11}(t)$ практически имеет одноэкспоненциальный вид:

$$K_{11}(t) \approx \rho_{12} e^{-\gamma_2 |t|} - \rho_{12} e^{-a_1 |t|} \quad (29)$$

$$r = 1 + \frac{a_1}{a_2}. \quad (30)$$

Отметим, что отсюда не следует, что и все остальные корреляционные функции будут иметь одноэкспоненциальный вид. Например, из соображений симметрии следует, что неравенство $\rho_{21} \ll \rho_{22}$ имеет место только при условии

$$a_1 \gg a_2 = a_2 - \frac{\lambda_{12} \lambda_{21}}{a_1}. \quad (31)$$

Неравенства (27) и (31) совместимы, например, если a_1 и a_2 одного порядка. Рассмотрим этот случай более подробно. Пусть имеются две примерно одинаковые активные зоны: $a_1 = a_2 = a$, связанные между собой. Тогда

$$\gamma_1 = a + \sqrt{\lambda_{12} \lambda_{21}} = a + \lambda_0,$$

$$\gamma_2 = a - \sqrt{\lambda_{12} \lambda_{21}} = a - \lambda_0, \quad (32)$$

Пусть связь между обеими зонами симметрична: $\lambda_{12} = \lambda_{21} = \lambda_0$, и пусть система в целом критическая на запаздывающих нейтронах. Тогда

$$\gamma_1 = a + \lambda_0 = 2\lambda_0 + k\beta\lambda, \quad (33)$$

$$\gamma_2 = a - \lambda_0 = k\beta\lambda;$$

где $k_1 = k_2 = k$, $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ и $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$, а условие критичности имеет вид

$$1 - k = \lambda_0 / \lambda. \quad (34)$$

Корреляционные функции $K_{ik}(t)$ получаются в простом виде:

$$K_{11}(t) = K_{22}(t) = K(t) = \frac{\sigma^2 + \mu}{2} e^{-\gamma_2 |t|} + \frac{\sigma^2 - \mu}{2} e^{-\gamma_1 |t|}, \quad (35)$$

$$K_{12}(t) = K_{21}(t) = \frac{\sigma^2 + \mu}{2} e^{-\gamma_2 |t|} - \frac{\sigma^2 - \mu}{2} e^{-\gamma_1 |t|}, \quad (36)$$

где $\sigma_1^2 = \sigma_2^2 = \sigma^2$. Если связь между зонами очень слаба, то каждая зона в отдельности будет почти критической и из (34), (33) следует, что γ_1 будет мало отличаться от γ_2 . Но тогда коэффициенты

$$\sigma^2 \pm \mu = \bar{n} + \frac{\lambda \Gamma \bar{n}}{2a} \left(\frac{a \pm \lambda_0}{a} \right), \quad (37)$$

где $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = \bar{n}$, $a_1 = a_2 = a$, также будут мало отличаться друг от друга, и в корреляционных функциях (35), (36) необходимо учесть оба экспоненциальных члена. При сильной же связи каждая зона в отдельности будет сильно подкритической, так что $\gamma_1 \gg \gamma_2$:

$$\gamma_1 \approx 2\lambda_0,$$

$$\gamma_2 = k\beta\lambda = \beta(\lambda - \lambda_0). \quad (33a)$$

при условии сильной связи

$$2\lambda_0 \gg k\beta\lambda,$$

или

$$2 \frac{\lambda_0}{\lambda} = 2\rho \gg \beta k. \quad (38)$$

При этом выполнены условия (27) и (31), и корреляционные функции (35), (38) будут иметь одноэкспоненциальный вид:

$$K(t) = K_{12}(t) = A e^{-\beta(\lambda - \lambda_0)|t|} \quad (39)$$

$$A = \frac{1}{2} \left(\bar{n} + \frac{\Gamma_0 \bar{n}}{2\beta} \right), \quad \Gamma_0 = \frac{\nu(\nu - 1)}{\rho} (1 - 2\beta). \quad (40)$$

Считая β известной величиной, можно непосредственно методом Росси-а определить величину $\lambda - \lambda_0 = \lambda$.

В заключение отметим следующее. Можно себе представить однозонный реактор, гипотетически разделенный на две симметричные половины. Тогда к такой критической системе также можно применить двухточечную модель. В этом случае связь будет максимально сильной. Поскольку детектор, помещенный в одну из симметричных гипотетических половин реактора, регистрирует только нейтроны, находящиеся в этой половине, то измеряется статистика именно этих нейтронов, обусловленная процессом размножения нейтронов в рассматриваемой половине и влиянием нейтронов второй половины, рассеянных в рассматриваемую часть. Последнее обстоятельство можно истолковать как пространственный эффект, благодаря которому корреляционная функция в рассматриваемой половине должна отличаться от корреляционной функции, полученной на основе одноточечной модели. Но из рассуждений, приведших к одноэкспоненциальному виду (39) корреляционных функций, следует, что корреляционная функция нейтронов в рассматриваемой половине реактора практически не отличается от корреляционной функции критической системы, полученной на основе одноточечной модели ^{1/}. Это означает, что пространственная растяженность активной зоны не должна влиять на экспоненциальный спад измеряемой вероятности в Росси-а эксперименте. Таким образом, измерение Росси-а практически не зависит от положения детектора в активной зоне (влияние отражателя рассмотрено в работе ^{3/}). При этом определяется величина

$$\beta(\lambda - \lambda_0) = \beta\lambda^* \quad (41)$$

где $(\lambda^*)^{-1}$ - эффективное время жизни мгновенных нейтронов в рассматриваемой критической системе.

4. Спектральные плотности мощности нейтронных шумов

Корреляционные функции счета детекторов, помещенных в зону 1 и зону 2, имеют вид ^{1,3/}:

$$k_{1k}(t) = C_1 \delta_{1k} \delta(t) + (\epsilon_1 \lambda_1)(\epsilon_k \lambda_k) K_{1k}(t). \quad (42)$$

Отсюда по теореме Винера-Хинчина получаем спектральные плотности мощности шумов соответствующих детекторов:

$$\langle |n_1 n_k| \rangle_{Det} = 2C_1 \delta_{1k} + (\epsilon_1 \lambda_1)(\epsilon_k \lambda_k) \langle |n_1 n_k| \rangle,$$

$$\langle |n_1 n_k| \rangle = 4 \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} K_{1k}(t); \quad (43)$$

где $\omega = 2\pi f$, f - частота в герцах.

Спектральная плотность мощности шумов в зоне 1 имеет вид

$$\langle |n_1(t)|^2 \rangle = 4 \left\{ \frac{\rho_{11} \gamma_1}{\gamma_1 + \omega} + \frac{\rho_{12} \gamma_2}{\gamma_2 + \omega} \right\}, \quad (44)$$

причем выражение (44) будет правильным только при частотах $\omega^2 \gg (\lambda_k^{(1)})^2$, где $\lambda_k^{(1)}$ - постоянные распада предшественников запаздывающих нейтронов в зоне 1.

Как было показано в гл.3, при условии $\gamma_1 \gg \gamma_2$ и $\rho_{11} \ll \rho_{12}$, то есть при условии (27), корреляционная функция $K_{11}(t)$ имеет одноэкспоненциальный вид (39). Но это еще не означает, что в спектральной плотности мощности (44) первым членом можно пренебречь. При условии $a_2 \gg a_1$ (27) приближение

$$\langle |n_1(t)|^2 \rangle \approx \frac{4\rho_{12}\gamma_2}{\gamma_2 + \omega^2} \quad (45)$$

имеет место только для частот

$$\omega^2 \lesssim \gamma_2 \gamma_1 = a_2 a_1. \quad (46)$$

При двух симметричных зонах ($a_1 = a_2 = a$; $\lambda_{12} = \lambda_{21} = \lambda_0$; $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$)

(46) принимает вид

$$\omega^2 \lesssim (a + \lambda_0)(a - \lambda_0) = 2\lambda_0(\lambda - \lambda_0)\beta. \quad (47)$$

В (47) учтено, что зоны сильно связаны. В слабо же связанных зонах приближение (45) не имеет места.

В случае однозонного двухточечного реактора спектральная плотность мощности шумов нейтронов в одной точке следует из (45) в виде

$$\langle |n(t)|^2 \rangle \approx \frac{\Gamma_0 \bar{n} \lambda^*}{(\lambda^*)^2 + \omega^2}; \quad (48)$$

$$(\lambda_k^{(1)})^2 \ll \omega^2 \leq \lambda_0 \lambda^* \beta. \quad (49)$$

Так как из-за сильной связи

$$\lambda_0 = \frac{1-k}{k} \lambda^* = 0,1 \lambda^*, \quad (50)$$

то в этой интерпретации (48), (49) означает, что

$$\omega_0 = 10^{-2} \lambda^* \quad (51)$$

будет граничной частотой, ниже которой пространственные эффекты несущественны, и при измерении спектральной плотности мощности может быть применена одноточечная модель. Наоборот, при частотах выше ω_0 пространственными эффектами нельзя пренебречь. Таким образом, ω_0 можно считать границей применения точечной модели при исследовании шумов стационарного однозонного реактора. В случае обычных термических реакторов $\lambda^* = 10^4$, так что $\omega_0 = 10^2$. В быстрых же реакторах ω_0 будет соответственно больше, т.е. пространственные эффекты проявляются при более высоких частотах. Дадим ограничение частот в несколько иной форме. Для этого определим спектральную плотность мощности прямым фурье-преобразованием уравнений (16) (при $\lambda_{12} = \lambda_{21} = \lambda_0$ и т.д.):

$$\langle |n(t)|^2 \rangle = \frac{\Lambda(f)}{B(f) + \omega^2 L(f)}, \quad (52)$$

$$B(f) = a - \frac{\lambda_0^2}{a} \frac{1}{1 + (\frac{\omega}{a})^2}, \quad (53)$$

$$L(f) = 1 + \frac{\lambda_0^2}{a^2} \frac{1}{1 + (\frac{\omega}{a})^2}, \quad (54)$$

$$\Lambda(f) = 4 \left\{ \sigma^2 B - \lambda_0 \mu \left(L - \frac{2}{1 + (\frac{\omega}{a})^2} \right) \right\}. \quad (55)$$

Выражение (52) верно для любых частот $\omega^2 \gg (\lambda_k^{(1)})^2$. Оно не содержит явно корней γ_1, γ_2 . Если теперь ограничиться частотами

$$\omega^2 \ll a^2, \quad (56)$$

то выражения (53)–(55) будут иметь вид

$$B = \frac{a^2 - \lambda_0^2}{a}, \quad L = \frac{a^2 + \lambda_0^2}{a^2}, \quad (57)$$

$$\Lambda = 4 \frac{a^2 - \lambda_0^2}{a} \left(\sigma^2 + \mu \frac{\lambda_0}{a} \right)$$

при любой связи. В случае сильной связи имеем (38):

$$\lambda_0 \gg k\lambda\beta = \lambda^* \beta, \quad (58)$$

то есть $a = \lambda_0$, и спектральная плотность мощности получается в виде

$$\langle |n(t)|^2 \rangle = \frac{2(\sigma^2 + \mu)\lambda^* \beta}{(\lambda^* \beta)^2 + \omega^2} = \frac{\Gamma_0 \lambda^* \bar{n}}{(\lambda^* \beta)^2 + \omega^2}, \quad (59)$$

что совпадает с приближением (48). Таким образом, приближение (59) имеет место, если выполнены условия

$$\omega^2 \ll \lambda_0^2, \quad \lambda_0 \gg \lambda^* \beta. \quad (60)$$

причем условия (60) относятся к двум симметричным, сильно связанным зонам. В случае двухточечной модели однозонного реактора оно само собой выполнено. Взаимная спектральная плотность $\langle |n_1 n_2| \rangle$ при условии (60) будет совпадать с выражением (59). Таким образом, применение в методе Росс-а двух детекторов, расположенных в двух симметричных точках реактора, теоретически не дает никаких преимуществ по сравнению с использованием одного детектора (формула (24)). Но при определении спектральной плотности мощности измерением взаимных спектральных плотностей мощности двух симметрично расположенных детекторов исключается белый шум (формула (43)), а аналитическое выражение остается таким же простым, как в случае одноточечной модели, если только ограничиться частотами $\omega^2 \ll \lambda_0^2$.

Л и т е р а т у р а

1. Б. Козик. АЭ, 20, 21 (1966); Препринт ОИЯИ Р-1996, Дубна 1965.
2. I. Ordnoff. Nucl. Sci. Eng., 2, 450 (1957); C. Cohn. Nucl. Sci. Eng., 2, 33 (1959);
R. Badgley, R. Ubring. Nucl. Sci. Eng., 19, 158 (1964).
3. Б. Козик. Корреляционная теория реактора с отражателем. Препринт ОИЯИ, Р-2335, Дубна, 1965; АЭ (в печати).
4. Б. Козик. Корреляционные функции случайных процессов типа размножения. ЯФ, 3, выпуск 5 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июля 1966 г.