



Курс:

Модуль 3. Экспериментальная реакторная физика.

Лекция 2. Методы измерения реактивности.

К.т.н. Смирнов Валентин Ефимович.



В сегодняшней лекции будут рассмотрены следующие темы:

1. Уравнения кинетики ядерного реактора в точечном (нульмерном) приближении.
2. Метод обратного умножения.
3. Метод установившегося периода.
4. Метод сброса поглотителя (дифференциальный).
5. Метод сброса поглотителя (интегральный).
6. Методы измерения реактивности, основанные на обращенном решении уравнения кинетики.

Вводные замечания

Измерения реактивности – основные измерения на критических сборках и энергетических реакторах.

1. Реактивность $\rho = \frac{k_{эф} - 1}{k_{эф}}$ – параметр, определяющий поведение реактора во времени. Для безопасного управления реактором необходимо контролировать вводимую в него реактивность.
2. Многие характеристики ядерного реактора (например, эффективность стержней регулирования и аварийной защиты, коэффициенты реактивности) определяют по воздействию на реактивность (по “эффектам реактивности”).
3. Измеренные изменения реактивности при введении в реактор образцов материалов используют для проверки расчетных методов и групповых констант.

Вводные замечания (продолжение)

- Реактивность определяется посредством расчетного анализа (интерпретации) экспериментально измеренного процесса изменения мощности. Поэтому термин **“измерение реактивности”** неточен. Более точным был бы термин **“экспериментально расчетное определение”**, в литературе используется только более экономный термин **“измерение реактивности”**, который и будет применяться в дальнейшем изложении.

Тема 1. Точечная модель кинетики ядерного реактора

Аналитические зависимости между потоком нейтронов и реактивностью установлены в рамках точечной модели, справедливой при незначительном отклонении от критического состояния ($|\rho| < 0,1\beta_{эф}$).

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta_{эф}}{\Lambda} n(t) + \sum_1^6 \lambda_i C_i(t) + Q; \quad (1)$$

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{(\beta_i)_{эф}}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t); \quad (2)$$

$$i = 1 \dots 6,$$

где: Q - внешний источник нейтронов;

$n(t)$ - плотность нейтронов;

$(\beta_i)_{эф}$ - эффективная доля запаздывающих нейтронов i -той группы;

$\beta_{эф} = \sum_{i=1}^6 (\beta_i)_{эф} = \sum_{i=1}^6 \xi_i \beta_i$ - эффективная доля запаздывающих нейтронов;

$C_i(t)$ - концентрация эмиттеров запаздывающих нейтронов i группы;

$\Lambda = \frac{l}{k}$ - время генерации мгновенных нейтронов;

l - время жизни мгновенных нейтронов.



Тема 2. Метод обратного умножения

В стационарных условиях $\frac{dn(t)}{dt} = 0$, $\frac{dC(t)}{dt} = 0$ (подкритический стелд (ПКС) с внешним источником нейтронов Q) выполняется соотношение: $\frac{Q\Lambda}{n} = \rho$

или, что то же самое,

$$|\rho| = \frac{\Lambda Q}{n} = \frac{const}{N_d} = \frac{const}{N_d} \quad (3)$$

где $N_d \approx n$ - число зарегистрированных детектором нейтронов.

Если мы имеем два состояния ПКС с реактивностью ρ_1 и ρ_2 , а также соответственные им скорости счета детектора N_{d1} и N_{d2} , то:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{N_{d2}} \frac{1}{M} \quad (4)$$

где $M = N_{d2}/N_{d1}$ - умножение плотности нейтронов в ПКС при переходе от ρ_1 к ρ_2 .

Последнее соотношение дало название методу измерения реактивности: "метод обратного умножения" (МОУ).



Тема 2. Метод обратного умножения (продолжение)

В работе [1] приведены общие (не ограниченные точечным приближением) соотношения для расчетно-экспериментального определения реактивности методом обратного умножения. Реактивность ρ и число зарегистрированных детектором нейтронов N_d выражены через решение уравнения подкритического реактора с источником нейтронов и решение сопряженного ему условно-критического уравнения:

$$\rho = \frac{k_{\text{эф}} - 1}{k_{\text{эф}}} = - \frac{\langle \varphi_k^+, Q \rangle}{\langle \varphi_k, \chi Q \varphi_Q \rangle}$$

(5) В знаменателе (5) стоит ценность нейтронов деления, в числителе – число нейтронов источника, испущенных в единицу времени и взвешенных по той же функции ценности.

Тема 2. Метод обратного умножения (продолжение)

$$N_d = \varepsilon_Q \langle \varphi_k^+, Q \rangle + \varepsilon_{\chi Q} \langle \varphi_k^+, \chi Q \varphi_Q \rangle \quad (6)$$

и $\varepsilon_{\chi Q}$ в (6) – расчетные эффективности детектора к этим функционалам (нейтронам деления и нейтронам, испущенным источником).

Функционалы – выражения в угловых скобках – числа, полученные в результате расчетов. Комбинируя (5) и (6) получим формулу для расчетно-экспериментального определения реактивности:

$$|\rho| = \frac{\varepsilon_Q}{\varepsilon_{\chi Q}} \left[\frac{N_d}{\varepsilon_{\chi Q} \langle \varphi_k^+, Q \rangle} - 1 \right]^{-1}$$

Тема 2. Метод обратного умножения (продолжение)

Точное выражение (7) преобразуется в простую приближенную зависимость (3) если при переходе от реактивности ρ_1 к реактивности ρ_2 :

- не происходит изменения эффективности детектора,
- не происходит изменения эффективного выхода нейтронов из источника и ценности нейтронов деления,
- доля регистрируемых детектором нейтронов источника пренебрежимо мала по сравнению с долей регистрируемых нейтронов деления.

Перечисленные условия и есть условия применимости МОУ. Если эти условия не выполнены, то необходимо вносить расчетные поправки. **В этом случае метод называют модифицированным методом обратного умножения.**

При измерении значительных ($|\rho| > \beta_{эф}$) отрицательных реактивностей точечное приближение неправомерно и, кроме того, меняются входящие в уравнение кинетики интегральные параметры реактора Λ и $\beta_{эф}$. По этой причине в соотношения точечной модели необходимо вносить расчетные поправки.

Тема 2. Метод обратного умножения (продолжение)

В работе [1] рассмотрены другие возможные приложения МОУ :

- Для сравнения двух подкритических состояний, реактивность одного из которых ρ_0 известна (измерена каким либо другим методом):

$$\rho = \rho_0 \frac{N_{d,0}}{N_d} \left[\frac{\varepsilon_{\gamma Q} \langle \varphi_k^+, Q \rangle}{\varepsilon_{\gamma Q,0} \langle \varphi_{k,0}^+, Q \rangle} \right]_{\text{расчет}}$$

- Для определения реактивности подкритической системы, если имеется стержень с известной реактивностью ρ_0 :

$$\rho = \rho_0 \left[\frac{N_d}{N_{d,0}} \left(\frac{N_{d,0}}{N_d} \frac{\rho + \rho_0}{\rho} \right)_{\text{расчет}} - 1 \right]^{-1}$$

- Для контроля реактивности при наборе критической массы, методика которого будет изложена детально.

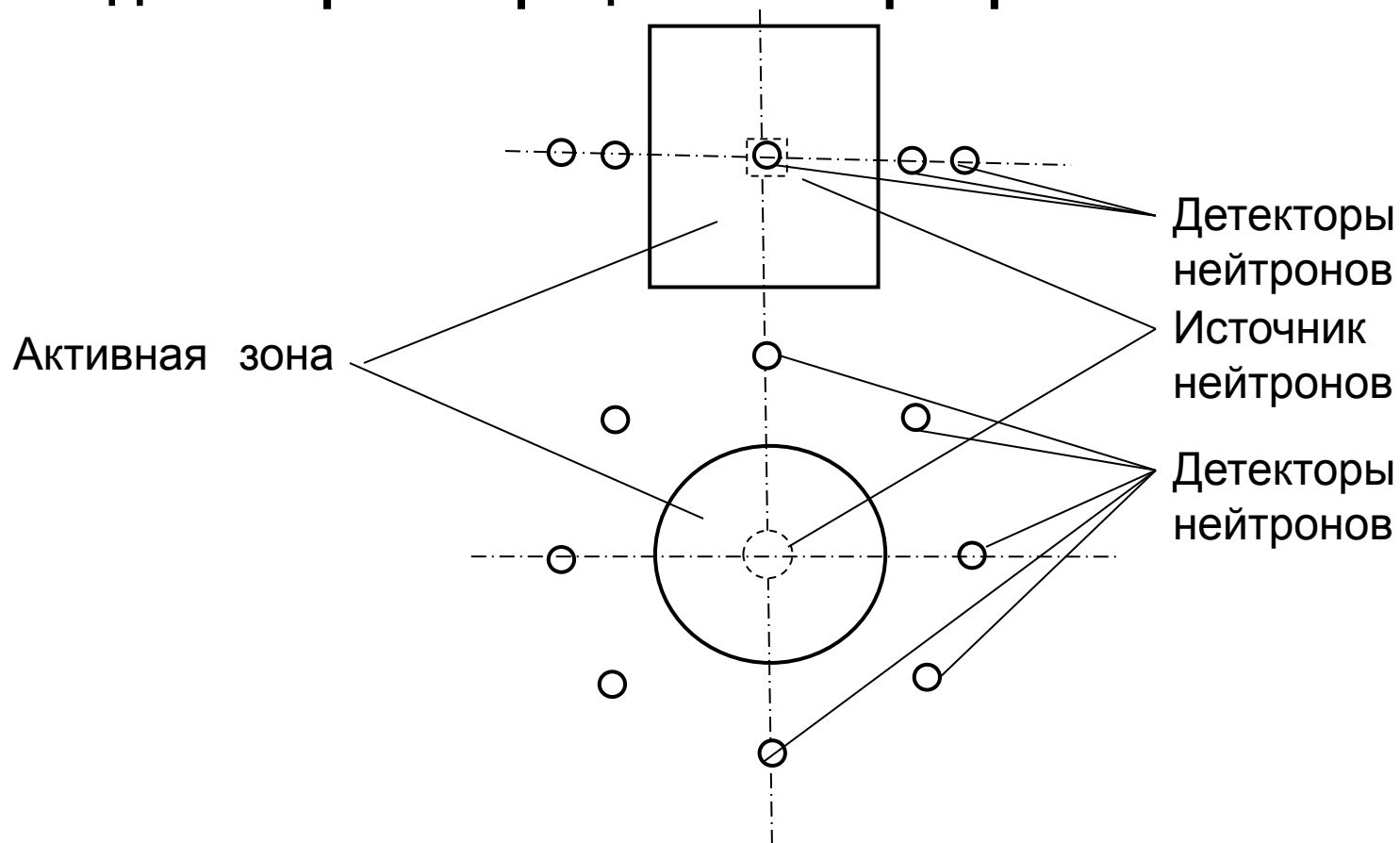
Тема 2. Метод обратного умножения (продолжение)

До установки ТВС в центр активной зоны реактора помещают источник нейтронов, а детекторы нейтронов, как правило, размещают вне активной зоны.

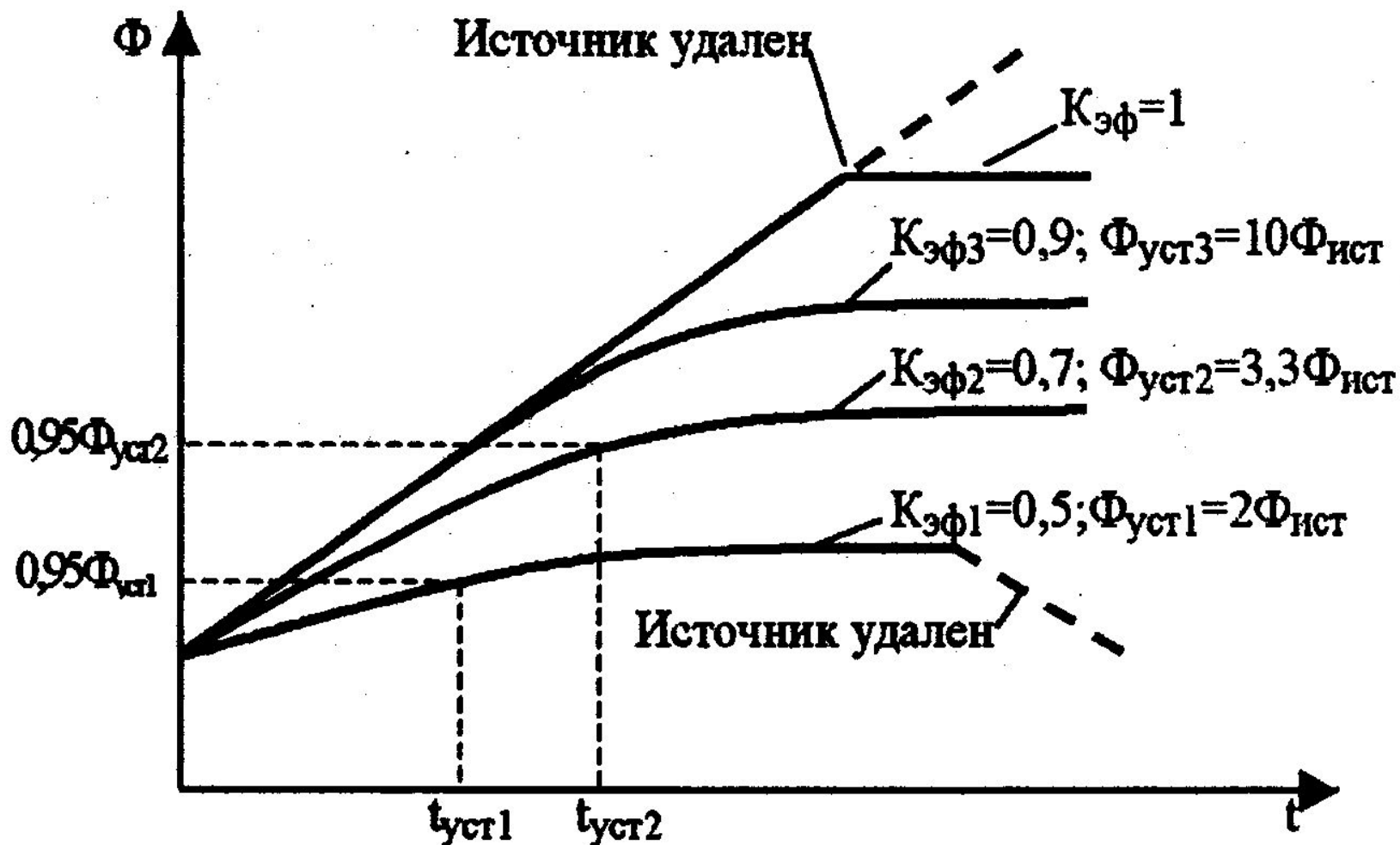
По мере загрузки делящихся материалов вследствие размножения нейтронов делящимися ядрами поток нейтронов возрастает и увеличивается скорость счета детекторов. Чем ближе реактор к критическому состоянию, тем больше скорость счета детекторов. Если строить зависимость обратного счета от числа загруженных ТВС, то можно прогнозировать реактивность реактора в относительных единицах. Эта кривая будет стремиться к 0 при приближении загрузки к критической (в соответствии с (3)).

Тема 2 Метод обратного умножения (продолжение)

Схема взаимного расположения источника нейтронов и детекторов в процессе набора критической массы



Тема 2. Метод обратного умножения (продолжение)

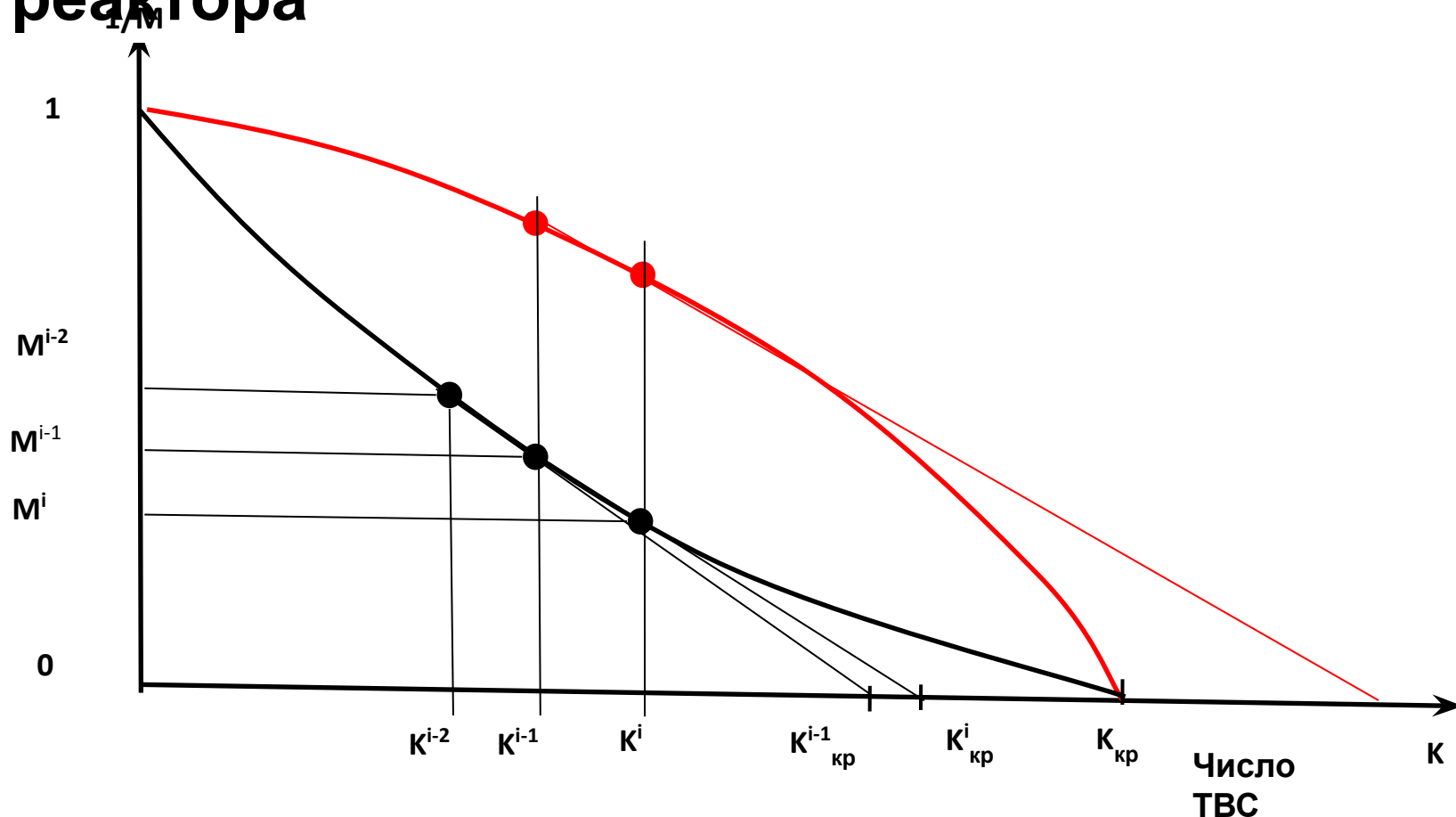




Тема 2. Метод обратного умножения

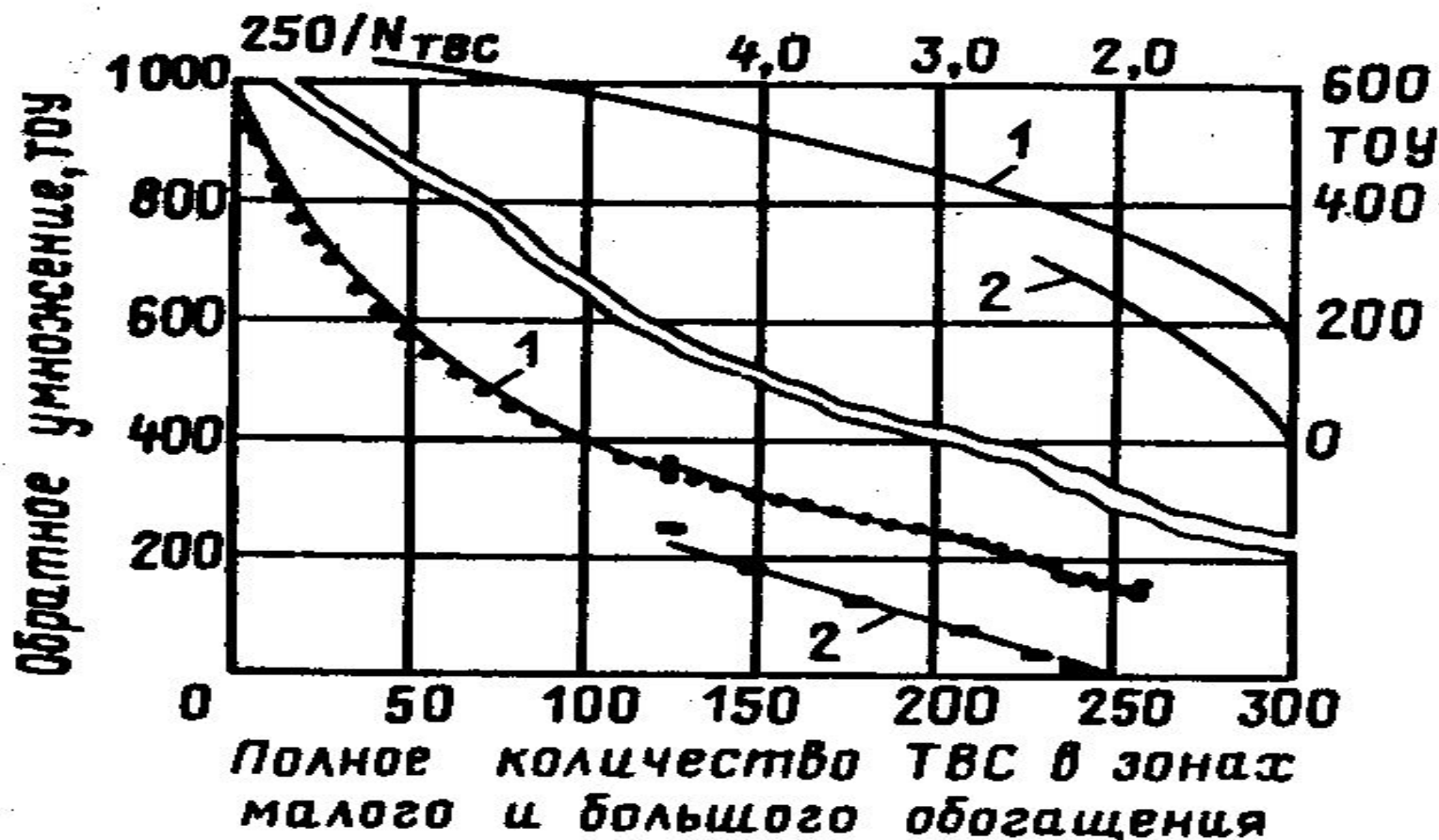
(продолжение)

Пусковые кривые при физическом пуске реактора



Тема 2 Метод обратного умножения (продолжение)

Пусковые кривые (обратного умножения) при физическом пуске реактора БН-600



Тема 3. Метод асимптотического периода

Вернемся к уравнениям кинетики ЯР в точечном приближении:

$$\begin{aligned} \frac{dn(t)}{dt} &= \frac{\rho - \beta_{\text{эф}}}{\Lambda} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t); \\ \frac{dC_i(t)}{dt} &= \frac{(\beta_i)_{\text{эф}}}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t); \end{aligned} \quad (2)$$

Считаем, что реактор без источника нейтронов находится в стационарном состоянии с $\rho = 0$ и плотностью нейтронов $n = n_0$.

В момент времени $t = 0$ в реактор введена реактивность $\rho(0) = \rho$.

Решение системы уравнений (1) и (2) ищется в виде

$$n(t) = \sum_{j=0}^6 A_j \exp\left(\frac{(8)t}{T_j}\right),$$

где T_j - период j гармоники решения (8).

Тема 3. Метод асимптотического периода (продолжение)

Периоды T_j - корни характеристического уравнения:

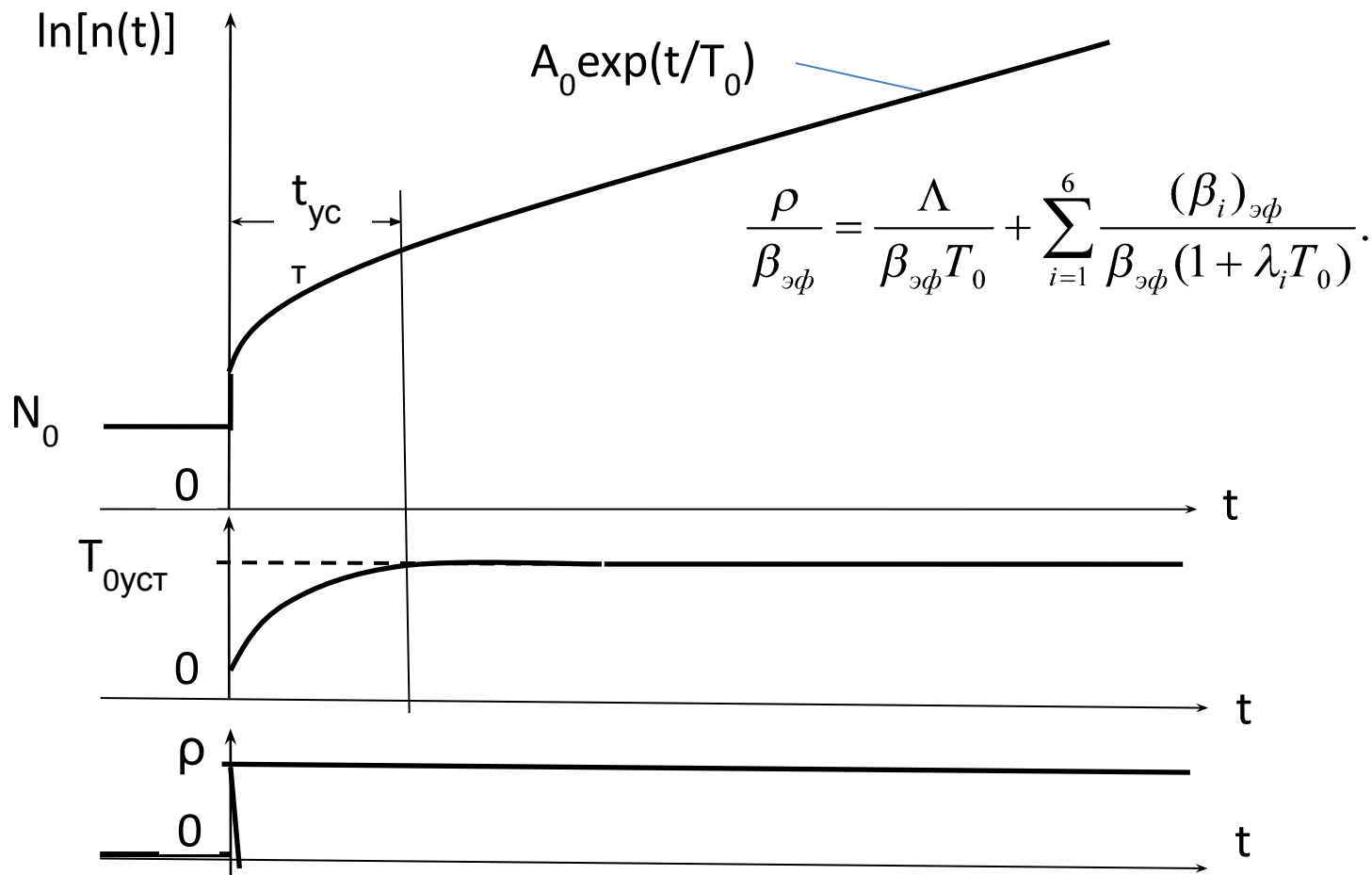
$$\frac{\rho}{\beta_{эф}} = \frac{\Lambda}{\beta_{эф} T} + \sum_{i=1}^6 \frac{(\beta_i)_{эф}}{\beta_{эф} (1 + \lambda_i T)}$$

Всего корней 7: $T_0 \dots T_6$;

При условии, что $\rho < \beta_{эф}$:

- $|T_0| > |T_1| \dots |T_6|$;
- Знак T_0 совпадает со знаком ρ ;
- $T_1 \dots T_6 < 0$.

Тема 3. Метод асимптотического периода (продолжение)



Тема 3. Метод асимптотического периода

(продолжение)

Проблема времени ожидания выхода на асимптотический режим:

1. Погрешность вследствие преждевременного определения T : $T < T_0$ \square
 $\rho(T) > \rho(T_0)$ Метод завышает ρ , то есть обладает повышенной ядерной безопасностью.
2. Время ожидания установившегося периода определяется следующими факторами:

- Затуханием высших гармоник.
- Наличием постоянного нейтронного фона от внешних источников нейтронов и спонтанного деления $n(t) = \Phi + A \exp(t/T_0)$. Время, необходимое для достижения условия $\Phi \ll A \exp(t/T_0)$ велико, мощность реактора может увеличиться на одну - две декады. Однако, асимптотический период реактора можно определить не дожидаясь выполнения этого условия по формуле

$$\left[\frac{N_d\left(\frac{t+\Delta t}{T}\right) - N_d\left(\frac{t}{T}\right)}{N_d\left(\frac{t}{T}\right) - N_d\left(\frac{t-\Delta t}{T}\right)} \right]$$

- Наличием фотонейтронов из реакций ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ и ${}^2\text{D}(\gamma, n){}^1\text{H}$ в реакторах с тяжеловодным или бериллиевым замедлителем.

Тема 3. Метод асимптотического периода (продолжение)

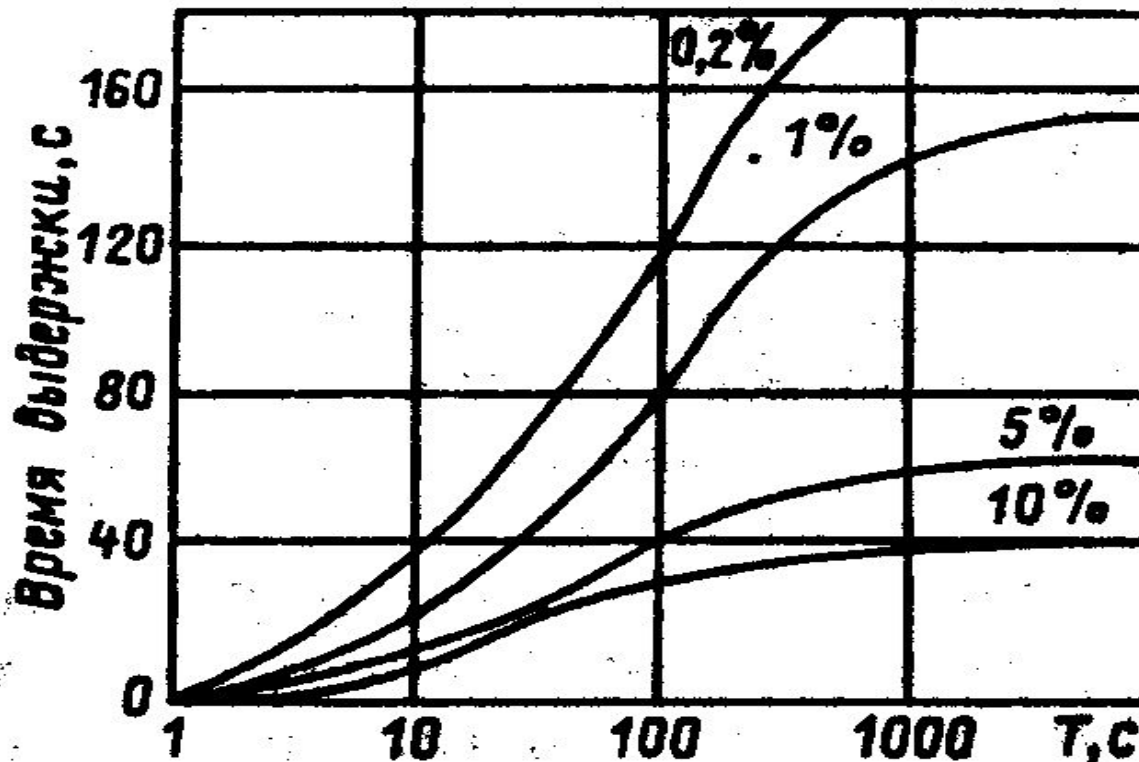
Замечание:

Метод асимптотического периода - асимптотический. Асимптотический период реактора определяется конечным значением введенной реактивностью и не зависит от траектории изменения вводимой реактивности.

Асимптотическое состояние реактора считается достигнутым, когда временное поведение плотности нейтронов во всех точках реактора определяется единым законом.

Тема 3. Метод асимптотического периода (продолжение)

Время задержки, необходимое для измерения положительного асимптотического периода с указанной погрешностью ($\mu = 10^{-5}$)



Тема 3. Метод асимптотического периода (продолжение)

Зависимость отношения погрешности определения реактивности $\Delta\rho$ к погрешности определения асимптотического периода ΔT можно получить путем дифференцирования соотношения

$$\frac{\rho}{\beta_{эф}} = \frac{\Lambda}{\beta_{эф} T} + \sum_{i=1}^6 \frac{(\beta_i)_{эф}}{\beta_{эф} (1 + \lambda_i T)}.$$

Первым членом в правой части выражения можно пренебречь. В тепловом реакторе при $T > 10$ с этот член не превышает 1% от второго.

Тема 3. Метод асимптотического периода

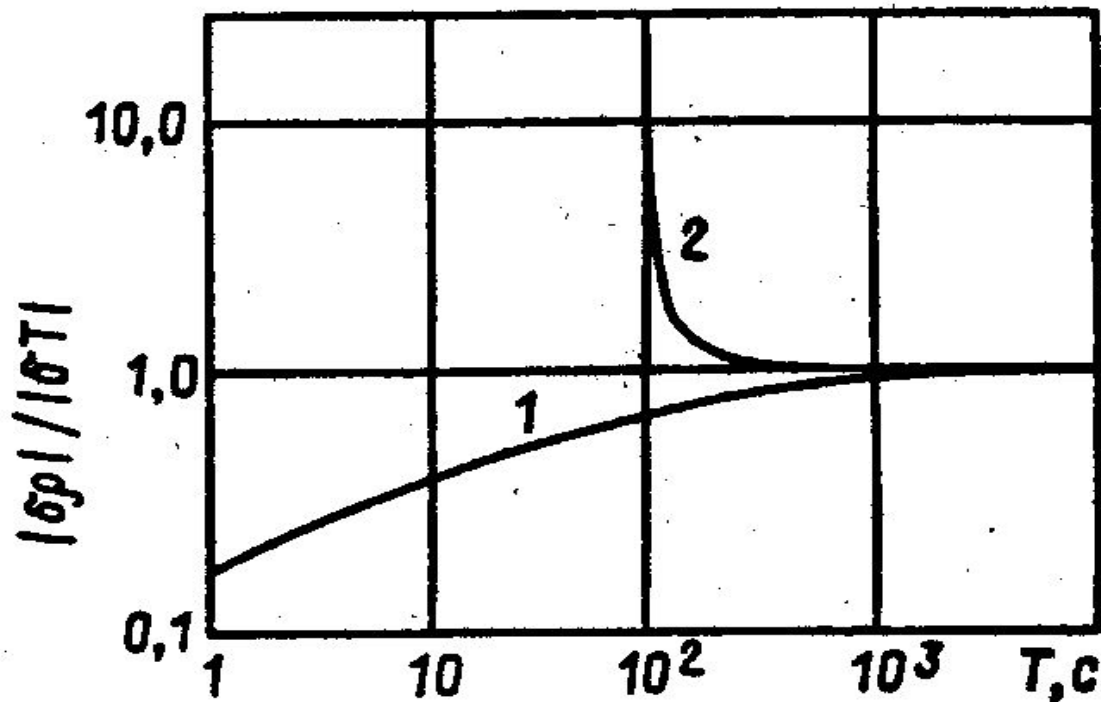
(продолжение)

Зависимость отношения погрешности определения реактивности

$\Delta\rho$

к погрешности определения асимптотического периода ΔT_0 для

β



Тема 3. Метод асимптотического периода

(продолжение)

Метод установившегося периода позволяет:

- измерять отношение $\rho/\beta_{\text{эф}}$ с относительной погрешностью 5%,
- измерять разность близких значений реактивности с абсолютной погрешностью $\pm 3 \cdot 10^{-4} \beta_{\text{эф}}$,
- производить прецизионное сравнение эффективности стержней регулирования, которые различаются не более чем на 0,3% $\Delta k/k_{\text{эф}}$.

Наличие фотонейтронов из реакций ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$ и ${}^2\text{D}(\gamma, n){}^1\text{H}$ в реакторах с тяжеловодным или бериллиевым замедлителем исключает возможность измерения реактивности таких реакторов методом установившегося периода. Время жизни эмиттеров запаздывающих фотонейтронов существенно больше времени жизни эмиттеров запаздывающих нейтронов из реакции деления. По этой причине для достижения равновесия между числом распадающихся и вновь образующихся ядер предшественников запаздывающих фотонейтронов необходимо очень большое (исчисляемое годами) время.

Для измерения реактивности реакторов с тяжеловодным или бериллиевым замедлителем предложены методы сброса стержня дифференциальный или интегральный.

Тема 4. Метод сброса стержня

(дифференциальный)

Уравнения кинетики ядерного реактора с **одной эффективной группой запаздывающих нейтронов** имеют вид:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta_{эф}}{\Lambda} n(t) + \lambda C(t);$$

$$\frac{dC(t)}{dt} = \frac{\beta_{эф}}{\Lambda} n(t) - \lambda C(t);$$

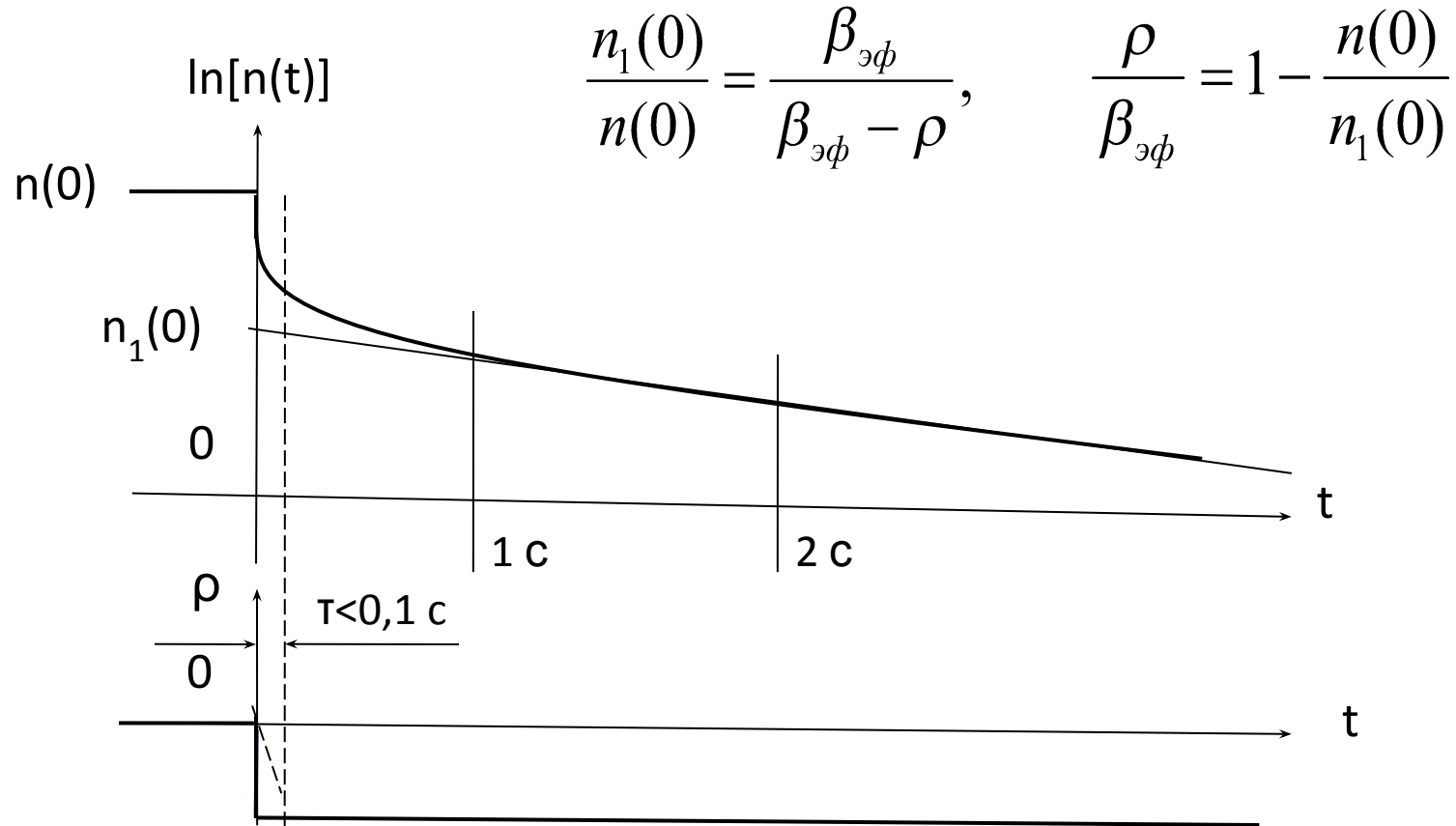
$$\lambda = \left[\frac{1}{\beta_{эф}} \sum_{i=1}^6 \frac{(\beta_i)_{эф}}{\lambda_i} \right]^{(10)^{-1}}$$

Решение системы (10) после **мгновенного** сброса стержня в критический реактор без источника нейтронов имеет вид:

$$n(t) = n(0) \left[\frac{\beta_{эф}}{\beta_{эф} - \rho} e^{\frac{t}{T_0}} - \frac{\rho}{\beta_{эф} - \rho} e^{\frac{t}{T_1}} \right],$$

Тема 4. Метод сброса поглотителя (дифференциальный)

где $T_0 = \frac{\beta_{эф} - \rho}{\lambda \rho}$ - периоды 0-ой и 1-ой гармоник решения системы (10).



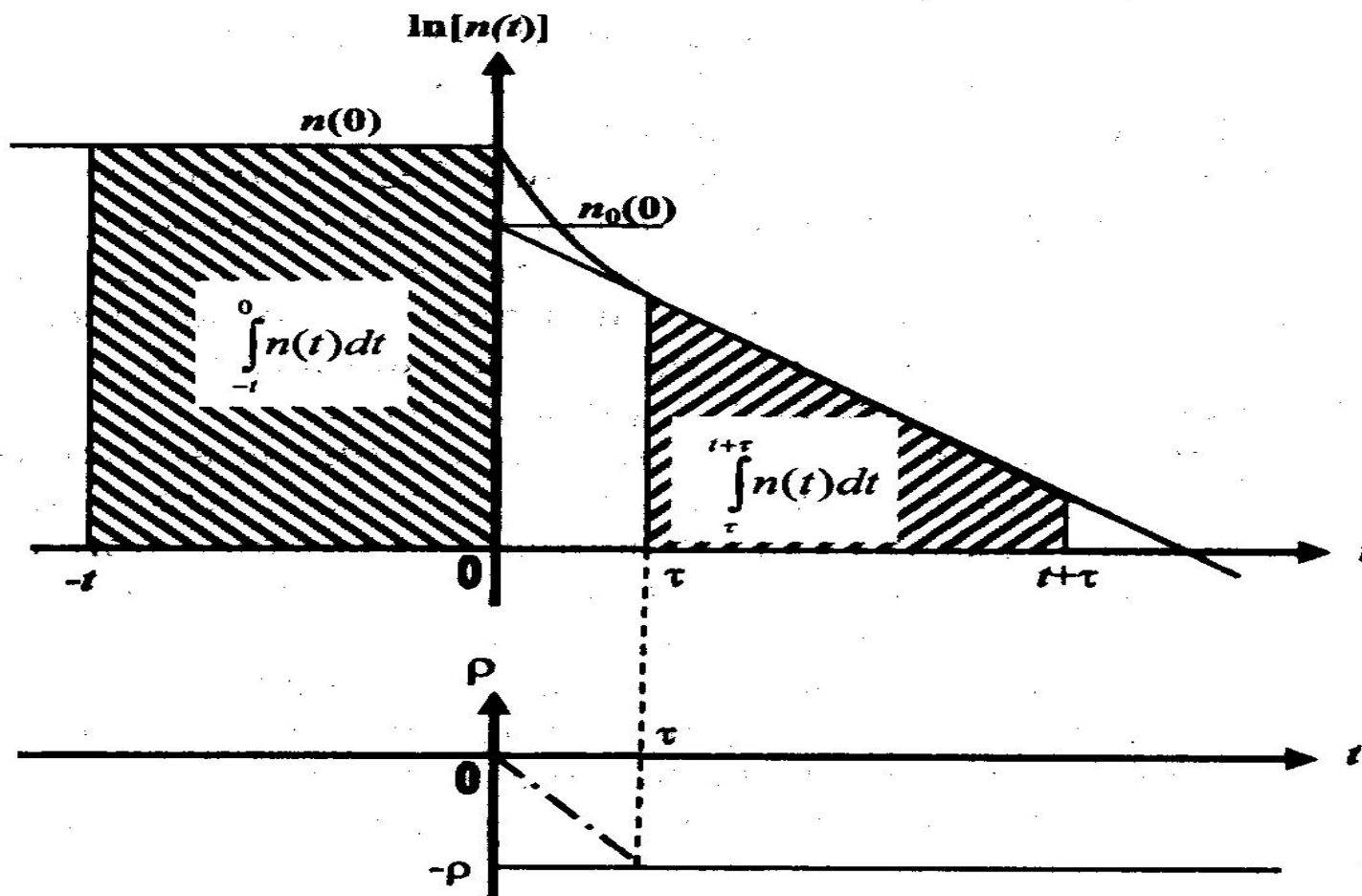


Тема 5. Метод сброса стержня (дифференциальный)

Замечания:

1. Время сброса стержня τ физически не может быть мгновенным ($\tau < \tau_{\text{кст}} \approx 0,1$ с). Имеет значение зависимость вводимой реактивности от времени (траектория).
2. Возникает проблема начала временной шкалы.
3. Необходимо учитывать возможное изменение эффективности детектора после сброса стержня.
4. Метод не получил широкого распространения.

Тема 5. Метод сброса стержня



Тема 5. Метод сброса стержня (интегральный)

Формула Шульца:
$$\frac{\rho}{\beta} = C(1 - R)$$

где:

$$R = \frac{\int_0^t n(t) dt}{\int_{-\tau}^t n(t) dt} = \frac{n_0 t}{\int_{-\tau}^t n(t) dt}$$

$C = f(\tau, t, \Lambda, \beta, \rho)$ – параметр, слабо зависящий от реактивности (квазиконстанта). Зависимость $C(\rho)$ определяют в процессе расчета по математической модели, адекватной исследуемому реактору;

n_0 - плотность нейтронов в критическом реакторе перед сбросом стержня регулирования (см. рисунок);

τ - время сброса стержня (см. рисунок);

$t \approx 15$ с - некоторое время, подлежащее оптимизации по критерию минимальной зависимости C от ρ .



Тема 5. Метод сброса стержня (интегральный)

Замечания:

1. Необходимо расчетное определение зависимости $C(t, \tau, \rho)$.
2. Необходимо учитывать возможное изменение эффективности детектора после сброса стержня.

Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного уравнения кинетики реактора

Общее выражение для обращенного решения уравнения кинетики [1]

имеет вид:

$$\frac{\rho(t)}{\beta_{эф}} = 1 - \frac{\langle \varphi_k^+, \sum_i \lambda_i \beta_i f_i \int_{-\infty}^t d\tau \exp[-\lambda_i(t-\tau)] \hat{Q}\varphi \rangle + \langle \varphi^+, Q \rangle}{\langle \varphi_k^+, \sum_i \beta_i f_i \hat{Q}\varphi \rangle^{(13)}} + \frac{\alpha(t)\lambda(t)}{\beta_{эф}(t)}$$

Здесь: λ_i, β_i, f_i – соответственно, постоянные распада, доли и спектры запаздывающих нейтронов l – той группы.

Если $\rho/\beta_{эф} < 0,6$, то последним слагаемым в правой части (13) можно пренебречь.

$$\varphi(r, E, \Omega, t)$$

Как следует из уравнения (13), измерив поток $\varphi(r, E, \Omega, t)$ и используя расчетную функцию \hat{Q} из сопряженного условно-критического уравнения, можно точно определить $\rho/\beta_{эф}$ для исследуемой системы. В знаменателе второго члена правой части (13) мы имеем число делений в реакторе, взвешенное по ценности и количеству запаздывающих нейтронов, в числителе – интеграл числа делений с весовой функцией $\exp[-\lambda(t-\tau)]$, усредненный по количеству и ценности запаздывающих нейтронов.

Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного

уравнения кинетики реактора

В случае разделения переменных $\psi(r, E, \Omega, t) = \psi(r, E, \Omega)N(t)$, т. е. когда пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов в реакторе не зависит от времени, и **показания любого детектора нейтронов пропорциональны либо мощности реактора, либо плотности потока нейтронов**, обращенное уравнение кинетики

реактора принимает вид:

$$\frac{\rho(t)}{\beta_{эф}} = 1 - \frac{1}{N_d(t)} \left[\sum_{i=1}^6 \frac{\lambda_i(\beta_i)_{эф}}{\beta_{эф}} \int_{-\infty}^t N_d(\tau) \exp[-\lambda_i(t-\tau)] d\tau + \frac{\tilde{Q}}{\beta_{эф}} \right] + \frac{\alpha(t)\Lambda(t)}{\beta_{эф}} \quad (14)$$

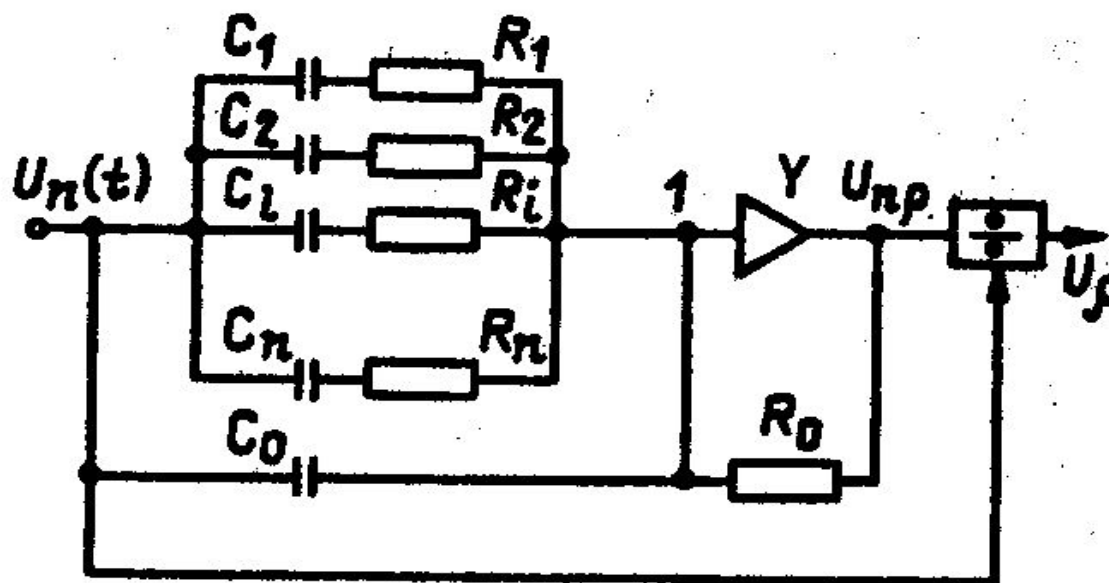
Последнее слагаемое в правой части (14) существенно при импульсном возбуждении реактора за время порядка Λ .

Если известны начальные условия: мощность источника нейтронов и предистория изменения мощности реактора, то уравнение (14) решается “просто” с помощью ЭВМ в режиме реального времени.

Устройство, решающее обращенное уравнение кинетики ядерного реактора, называют реактиметром. В зависимости от типа (аналоговая, цифровая) используемой ЭВМ реактиметры разделяют на аналоговые и цифровые.

Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного уравнения кинетики реактора: аналоговые реактиметры

Схема аналогового реактиметра с разомкнутым циклом



Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного уравнения кинетики реактора: аналоговые реактиметры

Аналоговый реактиметр (несколько иного типа – с замкнутым циклом) установлен на реакторе Белоярской АЭС. Имеет 14 шкал и рассчитан на измерение положительных реактивностей в диапазоне $(10^{-5} \dots 5 \cdot 10^{-1})\beta_{эф}$ и отрицательных в диапазоне $(10^{-5} \dots 10)\beta_{эф}$. Динамический диапазон соответствует одной декаде мощности, быстродействие – 1с.

Недостатками аналоговых реактиметров по сравнению с цифровыми являются:

- необходимость перестройки схемы при переходе от одних параметров кинетики к другим;
- меньший динамический диапазон: в пределах выбранной шкалы.

Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного уравнения кинетики реактора: цифровые реактиметры

Цифровой реактиметр может быть реализован на основе ЭВМ в режиме реального времени. Скорость счета $N_d(t)$ заменяют числом нейтронов N_j , зарегистрированных в заданном временном интервале (например, 1 с или 5 с):

$$N_j = \int_{t_j}^{t_j + \Delta t} N_d(t) dt$$

а интегрирование в (13) заменяется суммированием:

$$\frac{\rho(t)}{\beta_{эф}} = 1 - \frac{1}{N_d(t)} \sum_{i=1}^6 \frac{\lambda_i(\beta_i)_{эф}}{\beta_{эф}} \int_{-\infty}^t N_d(\tau) \exp[-\lambda_i(t - \tau)] d\tau$$

Предполагается, что известна предистория реактора при $t < 0$. Для определения ρ в долях $\beta_{эф}$ необходимо с заданной точностью

вычислить интеграл

$$I(t^*) = \sum_{i=1}^6 \exp(-\lambda_i t^*) \int_{t^*}^0 N_d(\tau) \frac{\lambda_i(\beta_i)_{эф}}{\beta_{эф}} \exp(\lambda_i \tau) d\tau$$

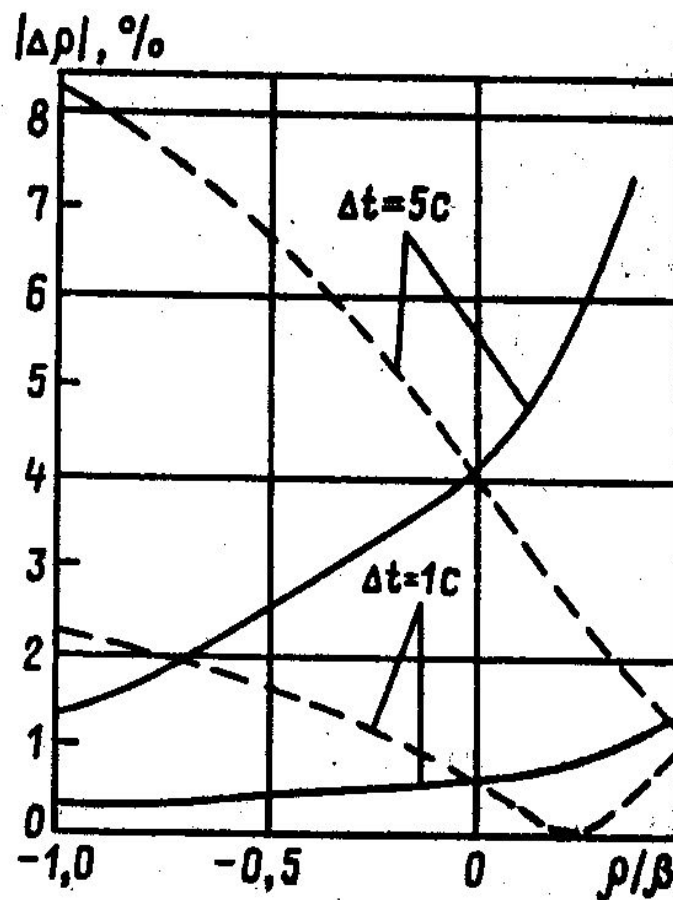
Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного уравнения кинетики реактора: цифровые реактиметры

Зависимость погрешности описания распределения во времени источников запаздывающих нейтронов от времени измерения t^*



Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного уравнения кинетики реактора: цифровые реактиметры

Наибольшее отклонение вычисленного значения реактивности $|\Delta\rho|$ от истинного при кусочно-линейной (-----) и экспоненциальной (----) аппроксимации потока нейтронов при интервалах измерений 1 и 5 с.





Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного уравнения кинетики реактора: цифровые реактиметры

Учет пространственно-энергетических эффектов [1]

Сравнительно простые соотношения между реактивностью реактора и временным поведением скорости счета детектора реализуются только в приближении точечной кинетики, когда выполняется предположение о пропорциональности между регистрируемой детектором скоростью счета и мощностью реактора.

Не существует сколько-нибудь простого, пусть даже приближенного аналитического соотношения, связывающего скорость счета детектора в данном месте его расположения с мощностью реактора, когда изменяются либо размеры реактора, либо его состав.

В реальной ситуации измеряют временную зависимость какого-либо процесса в определенной точке реактора с помощью нейтронного детектора, скорость счёта которого

$$N_d(r_0, t) = \int \Sigma_d(r_0, E) \Phi_{\Omega}(r_0, E, t) dE$$

Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного уравнения кинетики реактора: цифровые реактиметры

Чтобы связать скорость счета детектора N_d с функционалами уравнения (13) введем расчетно-экспериментальные нормирующие функции :

$$\varepsilon_i(\vec{r}_0, t) = \frac{\langle \varphi_k^+, f_i \beta_i Q \varphi \rangle}{N_d} = \frac{\langle \varphi_k^+, f_i \beta_i Q \varphi \rangle}{\int \Sigma_d(\vec{r}_0, E) \Phi_{\Omega}(\vec{r}_0, E, t) dE}$$

В этом случае, пренебрегая малым третьим членом уравнения (13), получим:

$$\frac{\rho(t)}{\beta_{эф}} = 1 - \frac{\sum_{i=1}^6 \lambda_i \int_{-\infty}^t d\tau \exp[-\lambda_i(t-\tau)] N_d(\tau) \varepsilon_i(\vec{r}_0, \tau) + \langle \varphi_k^+ Q \rangle}{N_d(t) \sum_{i=1}^6 \varepsilon_i(\vec{r}_0, t)}$$

Для определения реактивности по показаниям детектора используя формулу (15) необходимо рассчитать, то есть решить нестационарную задачу для нахождения и условно-критическое уравнение для нахождения .



Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного уравнения кинетики реактора: цифровые реактиметры

Частный случай, когда реактор длительное время (при $t < 0$) имел постоянную реактивность, а в момент времени $t=0$ произошло её изменение, то можно считать, что

$$\varphi(r, E, \Omega, t) = N(t)\psi_1(r, E, \Omega) \quad \text{при } t < 0;$$

$$\varphi(r, E, \Omega, t) = N(t)\psi_2(r, E, \Omega) \quad \text{при } t \geq 0;$$

$$\varphi_k^+(r, E, \Omega) = \varphi_1^+(r, E, \Omega) \quad \text{при } t < 0;$$

$$\varphi_k^+(r, E, \Omega) = \varphi_2^+(r, E, \Omega) \quad \text{при } t \geq 0.$$

В рассмотренном случае уравнение (13) для $t > 0$ принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\beta_{эф}} = 1 - & \left[\sum_{i=1}^6 \langle \varphi_1^+, f_i \beta_i \hat{Q} \psi_1 \rangle \lambda_i \int_{-\infty}^0 \exp[-\lambda_i(t-\tau)] N(\tau) d\tau + \right. \\ & \left. + \sum_{i=1}^6 \langle \varphi_2^+, f_i \beta_i \hat{Q} \psi_2 \rangle \lambda_i \int_{-\infty}^0 \exp[-\lambda_i(t-\tau)] N(\tau) d\tau + \langle \varphi_k^+, Q \rangle \right] / \sum_{i=1}^6 \langle \varphi_i^+, f_i \beta_i \hat{Q} \psi_2 \rangle N(t) \end{aligned}$$



Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного уравнения кинетики реактора: цифровые реактиметры

Если числитель и знаменатель предыдущего выражения разделить на ценность нейтронов $\langle \varphi_1^+, f_i \beta_i \hat{Q} \psi_1 \rangle$ и обозначить

$$\langle \varphi_1^+, f_i \beta_i \hat{Q} \psi_1 \rangle / \langle \varphi_2^+, \chi \hat{Q} \psi_2 \rangle = \varepsilon \beta_i$$

то выражение примет вид :

(16)

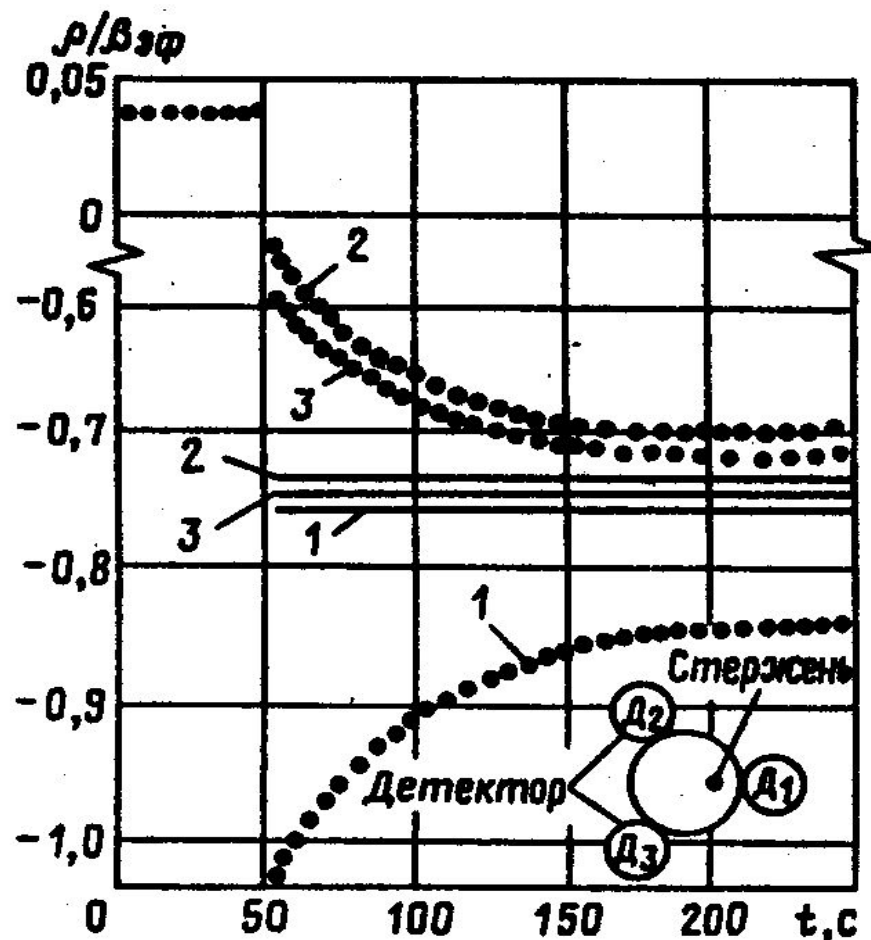
$$\frac{\rho}{\beta_{эф}} = 1 - \frac{1}{N(t)} \left\{ \varepsilon \sum_{i=1}^6 a_i \lambda_i \int_{-\infty}^0 \exp[-\lambda_i(t-\tau)] N(\tau) d\tau + \sum_{i=1}^6 a_i \lambda_i \int_0^t \exp[-\lambda_i(t-\tau)] N(\tau) d\tau + \frac{\langle \varphi_2^+ Q \rangle}{\beta_{эф}} \right\}$$

Полученное уравнение может быть использовано для определения $\rho/\beta_{эф}$ по наблюдаемой скорости счета детектора с учетом пространственного эффекта методом наименьших квадратов без расчетного определения по математической модели реактора функционалов ε и $\langle \varphi_2^+ Q \rangle$.

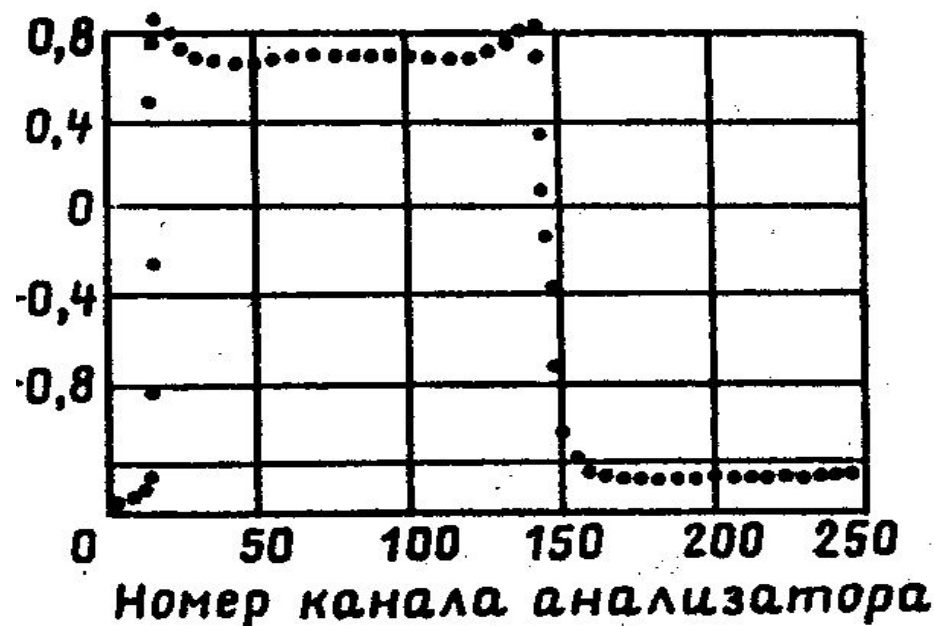
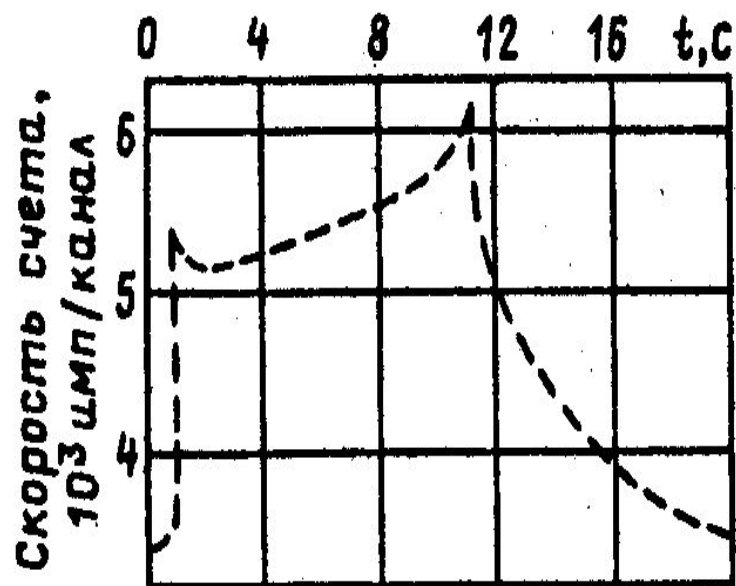
Определение методом наименьших квадратов сразу трех параметров $\rho/\beta_{эф}$, ε и $\langle \varphi_2^+ Q \rangle$ возможно со значительными погрешностями. Чтобы их уменьшить целесообразно оценить $\langle \varphi_2^+ Q \rangle$ вводя в реактор малые реактивности и полагая $\varepsilon=1$.

Тема 6. Методы, основанные на решении обращенного уравнения кинетики реактора: цифровые реактиметры

Зависимость измеренной с помощью реактиметра реактивности от времени в приближении точечной кинетики (точки) и с учетом изменения эффективности детекторов (-----).



Тема 7. Осцилляторный метод измерения реактивности



Зависимость скорости счета нейтронов датчиком осциллятора и изменение реактивности, полученное методом решения обращенного уравнения кинетики в быстрой сборке “КОБРА”. Ширина канала анализатора 0,1 с.



Список цитированной литературы.

1. **Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.** Экспериментальная физика реакторов. Учебное пособие для ВУЗов. М.: Энергоатомиздат, 1994. 352 с.
2. **Казанский Ю. А. , Матусевич Е. С. .** Экспериментальные методы физики реакторов. - М. : Энергоатомиздат, 1984. - 270 с.
3. **Абрамов А. И., Казанский Ю. А. , Матусевич Е. С..** Основы экспериментальных методов ядерной физики - 3-е изд., перераб. и доп. - М. : Энергоатомиздат, 1985. - 488 с.
4. **Владимиров В.И.** Физика ядерных реакторов: Практические задачи по их эксплуатации. Изд. Стереотип. - М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ». 2015. – 480 с.