

Главный редактор

М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ

Заместители главного редактора:

Н. А. ВЛАСОВ, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ, И. Н. ГОЛОВИН,
Н. А. ДОДЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛНИН, А. К. КРАСИН,
А. Н. ЛЕЙБУНСКИЙ, В. В. МАТВЕЕВ, М. Г. МЕЩЕРЯКОВ, И. П. ПАЛЕЙ,
Д. Л. СИМОНЕНКО, В. И. СМЕРНОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО.

СОДЕРЖАНИЕ

СТАТЬИ

И. П. Ларский, П. П. Корешков, П. И. Моисейев. Уровни внешнего облучения персонала при работах с различными источниками излучений 463

Г. Б. Усатин. Расчет состава топлива и характеристика быстрого энергетического реактора в установившемся режиме 466

В. И. Гришков, В. А. Афанасьев, Г. А. Сапковский, Р. А. Шугам, И. Н. Соколов, Ю. А. Соловьев. Исследование системы автоматического регулирования атомной энергетической установки с кипящим реактором 469

В. И. Павловский, Л. Л. Финштейн. К выводу уравнения динамики паросодержания в парогенерирующих каналах при кипении перегретой воды 474

Р. Г. Васильков, В. И. Гольдманский, Я. В. Еришманов, О. С. Лукиндин, Б. А. Нименов. Нейтронный выход и потоки тепловых нейтронов в системе сшивки — вода, бомбардируемой протоками высоких энергий 479

А. П. Тугаринов, Г. Е. Ордынец, Р. И. Щенякова, Е. И. Крыськов. Об использовании палладий изотопного состава свинца при изменении уранового региона 483

В. С. Ермеев. Исследование динамики углерода на монокарбиде урана в молибдене и полибране 489

А. В. Давыдов, Е. С. Давышин, И. Н. Палей, Р. А. Прибылова. Соединения ионов Pa(V) в растворах галогеноводородов 493

Ю. А. Сахаровский, Я. Д. Бельвинский. Экспериментальное определение значения коэффициента распределения при обменном обмене между жидким амальгамом и водородом 499

И. А. Копан, Л. И. Козаровицкая, И. М. Подгорный, В. А. Рязанов, В. П. Смирнов, А. М. Спектор, Д. А. Франк-Камецкий. Нагрев плазмы магнитно-звуковыми волнами 503

Г. В. Яковлевский, Ю. И. Серебряков. Развитие неустойчивости пучка электронов в магнитном ускорителе 507

А Н О Т И Ц И И Д Е Н О Н И Р О В А Н Н ы Х С Т А Т Е Й

Г. А. Сапковский, В. П. Гришков, Л. Л. Полтавцева, В. И. Плотинский. Методика исследования устойчивости водо-водяного кипящего реактора 514

В. Б. Дубровский, Ш. Ш. Ибрагимов, М. Я. Екин, А. Р. Тадыгин, Б. К. Пергаменцев. Устойчивость серпентинного б 515

Г. Я. Рязанов, В. С. Дмитриева. Исследования в среде с пустым 515

И. А. Иванов, Н. Ф. Прандок. Возможности использования молибдена и вольфрама для оценки относительного распределения изотопов быстрых нейтронов в реакторе 516

Л. Бродер, С. А. Колосовский, в. С. Клыжуров, К. К. Попков, А. А. Сметанин. Прохождение быстрых нейтронов и γ -излучения через прямоуг 517

И. П. Зольников, К. А. Суханова, Б. Л. Двининин. Энергетическое и пространственное распределение обратно рассеянного γ -излучения 518

И. К. Карпенко. Полуэллиптические волны в минимум среднего магнитного поля в двухзачодном стеллараторе 518

И. К. Карпенко. Возможность существования магнитной ямы в комбинированном поле одного двухзачодного стелларатора 519

М. И. Авраменко, В. С. Кузнецов. К вопросу о расчете фазовой фокусировки иттенсивных ионных пучков 520

П И С Ь М А В Р Е Д А К Ц И Ю

Э. А. Стумбур. О некоторых интегральных соотношениях в теории реакторов 522

О. А. Мизлер, А. М. Демидов, Ф. И. Овчинников, Л. И. Голубев, М. А. Сумчаганов. Гамма-спектры теплоносителя реактора первого блока Ново-Воронежской АЭС 524

Г. Г. Завени, И. А. Горак, Н. Т. Скаир, И. А. Тонант. Сечение радиационного захвата быстрых нейтронов изотопами Cu^{63} , Cu^{65} и W^{186} 526

С. Б. Ермагамбетов, Г. Н. Смиреники. Сечение деления Pu^{238} быстрыми нейтронами 527

А. Г. Добинко, В. Е. Козесов, В. П. Королева, В. А. Толстиков, Ю. Н. Шубин. Сечение радиационного захвата нейтроном с энергией 0,2—3 Мэв ядрами Te^{128} и Te^{130} 529

Л. И. Прохорова, Г. Н. Смиреники, Ю. М. Турчин. Среднее число мгновенных нейтронов при спонтанном делении Pu^{242} 530

236052



РЕПОЗИТОРИЙ ИМЕНА Ф. СКОРИНЫ

Расчет состава топлива и характеристик быстрого энергетического реактора в установившемся режиме

Г. Б. УСЫНИН

УДК 621.039.526:621.039.516.22

Плутоний, предназначенный для использования в энергетических реакторах на быстрых нейтронах, должен содержать значительную долю высших изотопов Pu^{240} , Pu^{241} , Pu^{242} . Наличие этих изотопов в активной зоне существенно влияет на физические характеристики реактора [1]. Основные факторы, которые будут определять устанавливающийся в активной зоне состав плутония: глубина выгорания, спектр нейтронов, качество плутония, поступающего на подпитку, доля возвращаемого в реактор плутония из выгоревших твэлов.

В настоящей работе рассматривается способ определения равновесного состава и некоторых характеристик быстрого реактора при различных режимах пополнения плутония, выгорающего в активной зоне.

Изменение изотопного состава топлива может быть описано уравнением

$$\frac{d\rho_i}{dt} = -\rho_i \bar{\sigma}_{cfi} \bar{\Phi} + \rho_{i-1} \bar{\sigma}_{ci-1} \bar{\Phi}, \quad (1)$$

где ρ_i — ядерная концентрация i -го изотопа; $\bar{\sigma}_{ci}$ — средние сечения радиационного захвата; $\bar{\sigma}_{cfi}$ — средние сечения захвата и деления; $\bar{\Phi}$ — средний поток нейтронов. Индекс i принимает значения 0, 1, 2, 3, 4, относящиеся соответственно к U^{238} , Pu^{239} , Pu^{240} , Pu^{241} , Pu^{242} . Для U^{238} второй член правой части уравнения (1) равен нулю.

За время между перегрузками реактор может находиться в нескольких состояниях, каждое из которых характеризуется различным составом активной зоны и экрана. Обычно рассматривают несколько наиболее характерных состояний (например, до и после перегрузки) и определяют физические характеристики реактора как некоторые средние величины по этим состояниям.

Можно, однако, определить характеристики реактора только для одного предельного состояния, когда оперативный запас реактивности равен нулю (непрерывная подпитка активной зоны), а все изменения, связанные с наличием стержней управления, учитывать с помощью теории возмущений. Такое рассмотрение особенно удобно для сравнительного изучения реактора при различных режимах работы.

Решение уравнений (1) можно записать в виде

$$\rho_i(\tau) = \sum_j f_{ij}(\tau) \rho_j^0, \quad (2)$$

где $\tau = \bar{\Phi}t$; ρ_i^0 — концентрации урана и изотопов плутония в загружаемом топливе.

Диагональные элементы матрицы $\{f_{ij}(\tau)\}$ равны $f_{ii} = \exp(-\bar{\sigma}_{cfi}\tau)$, а остальные выражаются через диагональные элементы и средние сечения, причем $f_{ij} = 0$, если $j > i$. Предположим, что ядерные концентрации безразмерны, и выразим их в долях от суммарной концентрации всех тяжелых ядер. Обозначим концентрации тяжелых ядер в выгружаемом топливе через ρ_i^1 , а коэффициенты $f_{ij}(\tau)$, соответствующие выгружаемому топливу с установленной максимальной концентрацией продуктов деления $\rho_{\text{оск}}^1$, через f_{ij} . В этом случае

$$\sum_i \rho_i^0 = 1; \quad \rho_i^1 = \sum_j f_{ij} \rho_j^0; \quad \rho_{\text{оск}}^1 = 1 - \sum_i \rho_i^1. \quad (3)$$

Пусть не весь плутоний, извлекаемый из выгружаемого топлива, расходуется на приготовление новых твэлов. Некоторая доля его $(1 - \epsilon_x)$ теряется в процессе химической переработки, а часть, равная $1 - \epsilon_p$, выдается в качестве продукта и в дальнейших загрузках не участвует.

Запишем уравнение материального баланса для загружаемого топлива

$$\sum_i \rho_i^0 - \epsilon \sum_i \rho_i^1 = \rho_0^n + \rho_1^n \sum_{i=1}^4 \frac{\rho_i^n}{\rho_1^n}, \quad (4)$$

где ρ_i^n — концентрации урана и плутония, расходующиеся на подпитку; $\epsilon = \epsilon_p \epsilon_x$. Очевидно, что

$$\left. \begin{aligned} \rho_2^0 &= \epsilon \rho_2^1 + \rho_1^n \frac{\rho_2^n}{\rho_1^n}; & \rho_3^0 &= \epsilon \rho_3^1 + \rho_1^n \frac{\rho_3^n}{\rho_1^n}; \\ \rho_4^0 &= \epsilon \rho_4^1 + \rho_1^n \frac{\rho_4^n}{\rho_1^n}. \end{aligned} \right\} \quad (4a)$$

Величины ρ_i^n / ρ_1^n характеризуют качество плутония, идущего на подпитку.

Вследствие постоянства размеров активной зоны реактора изменения реактивности, связанные с заменой выгоревшего твэла на свежий, не должны меняться от перегрузки к перегрузке.

Пусть реактивность, вносимая i -м изотопом в среднем на одно ядро, равна $\left(\frac{\delta K_{\text{эфф}}}{K_{\text{эфф}}}\right)_i$.

Обозначим $C_i = \frac{\left(\frac{\delta K_{\text{эфф}}}{K_{\text{эфф}}}\right)_i}{\left(\frac{\delta K_{\text{эфф}}}{K_{\text{эфф}}}\right)_1}$, тогда $C_1 = 1$.

Уравнение баланса реактивности для следующих друг за другом загрузок имеет вид

$$\sum_i C_i (\rho_i^0 - \varepsilon \rho_i^1) = C_0 \rho_0^0 + \rho_1^0 \sum_{i=1}^4 C_i \frac{\rho_i^0}{\rho_1^0}. \quad (5)$$

Среднюю концентрацию изотопа в активной зоне можно определить из условия

$$\bar{\rho}_i = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} \rho_i(\tau) d\tau,$$

где τ_0 соответствует предельному накоплению продуктов деления. Учитывая выражение (2), можно записать

$$\bar{\rho}_i = \sum_j \bar{f}_{ij} \rho_j^0; \quad \bar{\rho}_{\text{оск}} = 1 - \sum_i \bar{\rho}_i. \quad (6)$$

Здесь \bar{f}_{ij} могут быть представлены матрицей, аналогичной $\{f_{ij}\}$. Диагональные члены этой матрицы $\bar{f}_{ii} = \frac{1 - f_{ii}}{\sigma_{cf} \tau_0}$, а остальные элементы получаются из соответствующих элементов $\{f_{ij}\}$ заменой в них f_{ii} на \bar{f}_{ii} .

Уравнение критичности имеет вид

$$\sum_i C_i \bar{\rho}_i + C_{\text{оск}} \bar{\rho}_{\text{оск}} = \sum_i C_i \rho_i^k, \quad (7)$$

где $C_{\text{оск}}$ — относительная реактивность, вносимая парой осколков; ρ_i^k — концентрации U^{238} и изотопов плутония в некотором критическом «базовом» варианте. Выражения (3) — (7) составляют систему линейных уравнений 18-го порядка относительно $\rho_i^0, \rho_i^1, \rho_i^k, \bar{\rho}_i, \bar{\rho}_{\text{оск}}$.

Состав топлива можно определить следующим образом. Сначала рассчитывается основной («базовый») вариант с выводом его на критичность. В качестве основного может быть взят, например, вариант реактора с топливом, состоящим только из U^{238} и Pu^{239} . На основе этого варианта определяются $\bar{\sigma}_i, f_{ij}, \bar{f}_{ij}, C_i$, а также величина $\sum_i C_i \rho_i^k$. После этого решается система линейных уравнений и определяется состав загружаемого, выгружаемого и среднего по зоне топлива.

Для проверки соответствия используемых средних сечений и коэффициентов C_i рассмат-

риваемому режиму работы можно провести расчет реактора с полученными значениями средних концентраций $\bar{\rho}_i, \bar{\rho}_{\text{оск}}$; $K_{\text{эфф}}$ такого реактора не должен сильно отличаться от единицы. В противном случае требуется введение поправок в коэффициенты системы линейных уравнений.

Схема расчета состава топлива может быть распространена на многозонный реактор. Уравнения (3) — (7) сохраняют прежний вид, только у всех величин должен быть поставлен индекс l — номер зоны. Кроме того, в первые члены правых частей уравнений (4), (4а) и (5) вводится множитель β_l и производится суммирование по всем зонам. Здесь β_l означает долю плутония из l -й зоны, используемого на новую загрузку. Порядок новой системы уравнений будет равен $18L$, где L — число зон.

Зная состав выгружаемого и загружаемого топлива, а также баланс нейтронов в реакторе, можно определить скорость выдачи плутония. При этом ценность каждого изотопа по относительному вкладу его в критическую массу для данного реактора удобно выражать в сравнении с ценностью Pu^{239} , т. е. по C_i .

На каждое деление, происходящее в актив-

ной зоне, расходуется $\sum_{i=1}^4 C_i \rho_i^0$ ядер плутония;

в то же время выгружается $\frac{(1 - \varepsilon_p) \sum_{i=1}^4 C_i \rho_i^1}{\sum_i (\rho_i^0 - \rho_i^1)}$

ядер плутония.

Плутоний, образующийся в зоне воспроизводства быстрого реактора, характеризуется малым содержанием высших изотопов. Пренебрегая образованием в экране более высоких изотопов, чем Pu^{240} , примем, что на каждое деление в активной зоне в экране образуется $\frac{(N_c^s - N_{cf}^s + C_{40} N_c^s)_{\text{экр}}}{(N_f)_{\text{а.з.}}}$ ядер плутония. Числа захватов N_c и делений N_f определяются из баланса нейтронов в реакторе. Тогда скорость выдачи плутония запишется в виде

$$p = \frac{\varepsilon_x (N_c^s - N_{cf}^s + C_{40} N_c^s)_{\text{экр}}}{(N_f)_{\text{а.з.}}} - \frac{\sum_{i=1}^4 C_i \rho_i^0 - \varepsilon_x (1 - \varepsilon_p) \sum_{i=1}^4 C_i \rho_i^1}{\sum_i (\rho_i^0 - \rho_i^1)}. \quad (8)$$

Величина p представляет превышение числа образующихся ядер горючего над числом разделившихся ядер, поэтому $1+p$ удобно определить как интегральный коэффициент воспроизводства с учетом топливного цикла:

$$ИКВ = 1 + p. \quad (9)$$

Этот коэффициент характеризует воспроизводящие возможности реактора при многоизотопном горючем и может быть непосредственно использован для определения времени удвоения T_2 [2]. Время удвоения можно определить через отношение количества плутония во всем рабочем цикле, приходящегося на одно деление в активной зоне, к скорости образования дополнительного плутония:

$$T_2 = \frac{M}{p} \ln 2. \quad (10)$$

Величина M выражается приближенно через состав выгружаемого топлива:

$$M = \frac{\sum_{i=1}^4 C_i \rho_i^1}{\sum_{i=1}^4 (\rho_i^0 - \rho_i^1)} (T_a + T_{п.а}) + \frac{(N_c^0 - N_c^1 + C_{40} N_c^0)_{\text{экв}}}{(N_f)_{\text{а.з}}} (T_a + T_{п.э}), \quad (11)$$

где T_a , T_a — времена пребывания плутония в активной зоне и экране; $T_{п.а}$, $T_{п.э}$ — соответственно времена химической переработки топливного и воспроизводящего материалов.

Одной из характеристик реактора, отражающей внутреннее воспроизводство горючего (воспроизводство в активной зоне), может служить потеря реактивности при выработке единицы энергии:

$$\frac{1}{K_{\text{эфф}}} \cdot \frac{dK_{\text{эфф}}}{dE} = \frac{\sum_{i=1}^4 (C_i - C_{\text{оск}}) (\rho_i^0 - \rho_i^1)}{a \sum_{i=1}^4 (\rho_i^0 - \rho_i^1)} \left(\frac{\delta K_{\text{эфф}}}{K_{\text{эфф}}} \right)_1, \quad (12)$$

где a — теплотворная способность ядерного топлива (на одно ядро); $\left(\frac{\delta K_{\text{эфф}}}{K_{\text{эфф}}} \right)_1$ — реактивность, вносимая ядром Pu^{239} в среднем по объему активной зоны.

Если неизвестно точное значение $\left(\frac{\delta K_{\text{эфф}}}{K_{\text{эфф}}} \right)_1$, то величину $\frac{1}{K_{\text{эфф}}} \cdot \frac{dK_{\text{эфф}}}{dE}$ можно определить приближенно. Изменение реактивности реактора при изменении концентрации делящегося

материала обычно описывается выражением

$$\frac{\delta K_{\text{эфф}}}{K_{\text{эфф}}} = A \frac{\delta \rho_1}{\rho_1}.$$

Тогда $\left(\frac{\delta K_{\text{эфф}}}{K_{\text{эфф}}} \right)_1 = \frac{A}{V_{\text{а.з}} \rho_1 \epsilon_r \rho_r}$ и, следовательно,

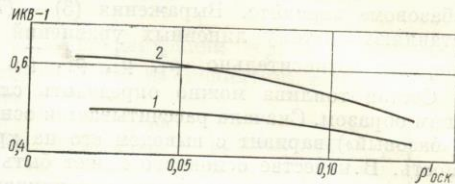
$$\frac{1}{K_{\text{эфф}}} \cdot \frac{dK_{\text{эфф}}}{dE} = \frac{\sum_{i=1}^4 (C_i - C_{\text{оск}}) (\rho_i^0 - \rho_i^1)}{a \sum_{i=1}^4 (\rho_i^0 - \rho_i^1)} \cdot \frac{A}{V_{\text{а.з}} \rho_1 \epsilon_r \rho_r}. \quad (13)$$

Здесь ϵ_r — объемная доля горючего в активной зоне; ρ_r — ядерная плотность горючего, см^{-3} ; $V_{\text{а.з}}$ — объем активной зоны, см^3 . Коэффициент A для большей части быстрых реакторов равен 0,4—0,6.

В качестве примера был рассмотрен реактор типа БН-350 с объемом активной зоны 1800 л на окисном топливе [3]. Объемный состав активной зоны $\epsilon_r = 0,45$; $\epsilon_{\text{Na}} = 0,31$; $\epsilon_{\text{нерж}} = 0,24$; объемный состав экрана: $\epsilon_r = 0,60$; $\epsilon_{\text{Na}} = 0,22$; $\epsilon_{\text{нерж}} = 0,18$. Расчет критического состава, баланса нейтронов и средних сечений проводился в 24-групповом диффузионном приближении и в сферической геометрии на основе констант БНАБ [4]. Коэффициенты C_i были рассчитаны в 18-групповом приближении на основе тех же констант. Для решения системы линейных уравнений использована стандартная программа.

В таблице представлены средние сечения элементов в активной зоне и коэффициенты C_i , которые были использованы в расчетах.

На рисунке показана рассчитанная предлагаемым методом зависимость интегрального коэффициента воспроизводства от глубины выгорания для двух способов загрузки зоны.



Зависимость ИКВ от глубины выгорания:

1 — догрузка активной зоны Pu^{239} ($\epsilon = 0$; $\frac{\rho_2^{\text{II}}}{\rho_1^{\text{II}}} = \frac{\rho_2^{\text{II}}}{\rho_1^{\text{II}}} = \frac{\rho_4^{\text{II}}}{\rho_1^{\text{II}}} = 0$);

2 — догрузка активной зоны плутонием, поступающим из экрана ($\epsilon = 0$; $\frac{\rho_2^{\text{II}}}{\rho_1^{\text{II}}} = 0,04$; $\frac{\rho_3^{\text{II}}}{\rho_1^{\text{II}}} = \frac{\rho_4^{\text{II}}}{\rho_1^{\text{II}}} = 0$).

Значения сечений элементов в активной зоне и коэффициентов C_i , использованные в расчетах

| Элемент | $\bar{\sigma}_c$, барн | $\bar{\sigma}_{cf}$, барн | C_i |
|------------------|-------------------------|----------------------------|---------|
| U^{238} | 0,2919 | 0,3397 | -0,0192 |
| Pu^{239} | 0,4347 | 2,4045 | 1 |
| Pu^{240} | 0,6961 | 1,0532 | 0,100 |
| Pu^{241} | 0,4176 | 3,2035 | 1,449 |
| Pu^{242} | 0,3640 | 0,6520 | 0,060 |
| Продукты деления | — | — | -0,0273 |

В заключение автор выражает благодарность М. Ф. Троянову за обсуждение результатов

работы и С. К. Кирпичниковой, принимавшей участие в расчетах.

Поступила в Редакцию 11/XII 1967 г.
В окончательной редакции 15/II 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Yiftan. Proceedings of the Seminar on the Physics of Fast and Intermediate Reactors. SM-18/13. Vienna, IAEA, 1962.
2. А. И. Лейпунский и др. Доклад № 369, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
3. А. И. Лейпунский и др. Там же, доклад № 311.
4. Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1964.

Исследование системы автоматического регулирования атомной энергетической установки с кипящим реактором

В. И. ГРИЦКОВ, В. А. АФАНАСЬЕВ, Г. А. САНКОВСКИЙ,
Р. А. ШУГАМ, И. Н. СОКОЛОВ, Ю. А. СОЛОВЬЕВ

УДК 621.039.51

При создании системы управления перво-степенное значение имеет вопрос о режиме работы АЭС в энергосистеме. АЭС либо работает в базисном режиме, либо выполняет регулировочную функцию. Первый режим наиболее благоприятен как для реактора, так и для другого основного оборудования. Роль системы автоматического регулирования в этом случае незначительна и обычно сводится к стабилизации нескольких параметров (уровень, давление и т. д.) при очень незначительных по величине или плавных возмущениях, которые возникают в объекте (например, при плавных переводах на другой уровень мощности или при плавном переключении части оборудования). При работе во втором режиме возникает необходимость автоматического приведения мощности АЭС в соответствие с нагрузкой и автоматической стабилизации некоторых параметров, отклонения которых при внешних возмущениях могут быть значительными. На полупромышленной АЭС с реактором ВК-50 [1, 2] предусмотрены различные варианты схемы автоматического регулирования.

Схемы системы автоматического регулирования установки

Принципиальная схема системы автоматического регулирования установки представлена на рис. 1.

При основных режимах работы возможны несколько вариантов схем связи систем автоматического регулирования давления пара перед турбиной и в реакторе.

1. Реактор работает при постоянной мощности (которая может быть изменена оператором в соответствии с определенной программой) при давлении 35—100 атм и давлении перед турбиной 25—27 атм. В этом случае давление в реакторе регулируется системой $РД_1$ (либо вручную) с воздействием на дроссельные клапаны 3 (клапаны установлены на четырех паропроводах). Мощность реактора регулируется либо автоматически с помощью регулятора нейтронной мощности $РНМ$, либо дистанционно оператором. Регулирование давления пара перед турбиной может быть осуществлено с помощью $РД_3$, который управляет синхронизатором регулятора скорости $РС$, или с помощью $РД_4$ с воздействием на клапан 7, который изменяет расход пара во вспомогательный конденсатор 8.

2. Реактор работает при давлении 35—100 атм, а его мощность определяется нагрузкой турбогенератора. В этом случае давление в реакторе регулируется с помощью системы $РД_1$, а регулятор давления перед турбиной $РД_3$ воздействует на задатчик $РНМ$. При этом оператор уже не может произвольно менять мощность реактора воздействием на СУЗ, но может изменить мощность АЭС воздействием на синхронизатор турбины.