ЖУРНАЛ «АТОМНАЯ ЭНЕРГИЯ», Т. 27, ВЫП. 2 (АВГУСТ 1969)

Пространственно-временные оптимизационные реакторные задачи

А. П. РУДИК

УДК 621.039.50

Рассматривается пространственно-временная оптимизационная задача: фазовые переменные зависят как от пространственного аргумента r, так и от времени t; минимизируемый функционал имеет форму двойного интеграла от заданной функции по r и t; управление также является функцией двух переменных.

Предполагается, что часть фазовых переменных удовлетворяет линейным дифференциальным уравнениям, содержащим производные только по t (например, концентрации различных изотопов), остальные переменные — линейным дифференциальным уравнениям, содержащим производные только по r (плотности нейтронов и их градиенты). В этом случае удается однозначно ввести гамильтониан задачи и определить сопряженные функции. Тогда оптимизационная задача может быть решена при помощи принципа максимума Л. С. Понтрягина.

Общий метод иллюстрируется на примере решения задачи оптимального (имеется в виду минимум времени или максимум выделяемой энергии) прохождения «иодной ямы» при снижении мощности реактора. Для упрощения предполагается, что пространственное распределение нейтронов не меняется в течение переходного процесса. Путем введения моментов плотности нейтронов четырех типов (с весами соответственно концентраций I^{135} и Xe^{135}, ядерного горючего и единицей) удается преобразовать исходные уравнения к бесконечной системе зацепляющихся уравнений для функций, зависящих только от t. Эту систему уравнений можно решить с помощью теории возмущений, причем в каждом приближении оптимизационная задача сводится к хорошо изученной задаче для «точечной модели», т. е. когда предполагается, что реактор можно характеризовать некими усредненными по пространству величинами.

(№ 323/4934. Статья поступила в Редакцию 13/VI 1968 г., аннотация — 14/V 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 15 библиографических ссылок.)

Методы расчета стационарных режимов теплосъема в реакторах с помощью естественной циркуляции

Ю. Е. БАГДАСАРОВ, Е. П. ЛЕВШИН, В. Н. ЛЕОНЧУК

УДК 621.039.566

Описан метод расчета стационарных режимов естественной циркуляции в многоконтурных ядерных энергетических установках с однофазным теплоносителем и протяженными по высоте теплообменными устройствами. Путем расчета температурного поля в теплообменниках * с использованием метода последовательных приближений задача сводится к нахождению некоторой приведенной разности высот между центрами эффективного теплообмена и, как следствие, к задаче с точечными нагревателями и холодильниками в контурах. Для получения удовлетворительной точности требуется не более двух-трех приближений.

При небольшом общем расходе теплоносителя через активную зону распределение расхода в технологических каналах отличается от номинального вследствие изменяющихся в зависимости от скорости соотношений потерь на трение и на местных сопротивлениях, а также в связи с определяющим влиянием температур теплоносителя по каналам на движущиеся напоры естественной циркуляции.

С помощью уравнения Бернулли, записываемого для каждой группы каналов с идентичными мощностными и гидравлическими характеристиками, задача нахождения величины развертки расхода решается двумя способами: графическим (точное решение) и приближенным аналитическим. Показано, что приближенное решение обеспечивает хорошую точность и менее трудоемко по сравнению с графическим способом.

Практический интерес представляет вопрос об устойчивости расхода через реактор в режиме естественной циркуляции при наличии неохлаждаемой и неотключаемой гидравлически петли первого контура. При некоторых упрощающих предпосылках уравнения нестационарного движения теплоносителя имеют вид

$$a_1 \frac{dG_1}{d\tau} + H\gamma_1 + A_1G_1 + B_1G_1 \mid G_1 \mid = H\gamma_2 - A_2G_2 - B_2G_2 \mid G_2 \mid - a_2 \frac{dG_2}{d\tau}; \quad (1)$$

* М. А. Михеев. Основы теплоотдачи. М., Госэнергоиздат, 1956.

$$a_1 \frac{dG_1}{d\tau} + H\gamma_1 + A_1G_1 + B_1G_1 \mid G_1 \mid = x\gamma_2 +$$

$$+ (H - x)\gamma_1 - A_3G_3 - B_3G_3 \mid G_3 \mid - a_3 \frac{dG_3}{d\tau}; \qquad (2)$$

$$\frac{dx}{d\tau} = -\frac{1}{S_3} G_3; \qquad (3)$$

$$G_1 - G_2 - G_3 = 0 \qquad (4)$$

с соответствующими граничными условиями. Здесь G — расход; γ — удельный вес; S — сечение для прохода теплоносителя; H — высота канала; x — линейная координата по высоте; индексы 1—3 — соответственно активная зона, все охлаждаемые петли (рассматриваемые как одна с приведенными характеристиками) и неохлаждаемая петля.

Методом вариантных расчетов с помощью системы (1) — (4) исследовано влияние различных возмущений на устойчивость расхода в установке мощностью ~600 *Мвт* (эл.). Показано, что для такой установки при всех реальных возмущениях расход теплоносителя через реактор меняется апериодически возвращаясь к статическому значению.

(**№ 324/5129.** Статья поступила в Редакцию 28/X 1968 г., аннотация — 14/IV 1969 г.. Полный текст 0,5 а. л., 4 рис., 2 библиографических ссылки.)

Расчет гидродинамических характеристик при турбулентном течении жидкости в круглой трубе и плоской щели

В. М. КАЩЕЕВ, Е. В. НОМОФИЛОВ

УДК 621.039.564.5

На основании расчета распределения скорости $\bar{u}$, коэффициентов турбулентного обмена ε_ν и гидравлического сопротивления f при установившемся турбулентном течении несжимаемой жидкости в круглой трубе диаметром $2r_0$ и плоской щели, образованной двумя бесконечно протяженными параллельными пластинами, отстоящими друг от друга на расстоянии $2r_0$, рассматривается возможность использования новой аппроксимационной формулы для эффективной скорости возвратного течения * при гидродинамических расчетах.

Соответствующая безразмерная система уравнений, описывающая течение жидкости в рассматриваемых каналах, имеет вид

$$\frac{1}{\xi^\alpha} \cdot \frac{d}{d\xi}\left(\xi^\alpha \psi \frac{d\varphi}{d\xi}\right) = -2^\alpha, \qquad (1)$$

$$\frac{1}{\xi^\alpha} \cdot \frac{d}{d\xi}\left(\xi^\alpha \psi \frac{d^2\varphi}{d\xi^2}\right) = \frac{1}{\xi^\alpha} \cdot \frac{d}{d\xi}\left(\xi^\alpha \varphi_в \frac{d\varphi}{d\xi}\right) \qquad (2)$$

с граничными условиями

$$\frac{d\varphi}{d\xi} = 0 \quad \text{при } \xi = 0, \qquad (3)$$

$$\varphi = 0, \quad \frac{d\varphi}{d\xi} = -\mathrm{Re}_\tau, \quad \psi = \frac{1}{\mathrm{Re}_\tau} \quad \text{при } \xi = 1, \qquad (4)$$

где α принимает значение 1 или 0 (труба и щель соответственно); $\varphi = \frac{v}{v_\tau}$ — скорость; $\psi = \frac{\varepsilon_\nu + \nu}{v_\tau r_0}$ — суммарный коэффициент обмена; $v_\tau = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ — скорость трения; ρ — плотность; τ_0 — касательное напряжение на стенке; ν — вязкость; $\mathrm{Re}_\tau = \frac{v_\tau r_0}{\nu}$ — динамическое число Рейнольдса; $\xi = \frac{r}{r_0}$ — безразмерная координата; r — координата; $\varphi_в$ — эффективная скорость возвратного течения:

$$\varphi_в = \varphi_{0в}\left\{1 - \exp\left[-\beta\left(1 - \frac{\mathrm{Re}_\tau^*}{\mathrm{Re}_\tau}\right) y_+\right]\right\} \times$$

$$\times \eta\left(1 - \frac{\mathrm{Re}_\tau^*}{\mathrm{Re}_\tau}\right); \qquad (5)$$

$\varphi_{0в}$ и β — полуэмпирические постоянные; $y_+ = \frac{v_\tau y}{\nu}$ — безразмерное расстояние от стенки; $y = r_0 - r$ — расстояние от стенки; Re_τ^* — критическое число Рейнольдса; $\eta(x)$ — единичная функция.

Система (1), (2) с граничными условиями (3), (4) имеет следующие решения:

$$\varphi = \int_\xi^1 \frac{\xi}{\psi} d\xi, \qquad (6)$$

$$\psi = \xi\left\{\frac{1}{\mathrm{Re}_\tau} + \int_\xi^1 \varphi_в \xi^{-1} \exp\left[-\frac{C}{\alpha}(1 - \xi^{-\alpha})\right] d\xi\right\} \times$$

$$\times \exp\left[\frac{C}{\alpha}(1 - \xi^{-\alpha})\right], \qquad (7)$$

где C — постоянная интегрирования. При значениях полуэмпирических постоянных $\varphi_{0в} = 0,4$ и $\beta = 0,063$ результаты расчета скорости, коэффициента турбулентного обмена и коэффициента гидравлического сопротивления хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В случае ламинарного течения решение для щели совпадает с точным, а решение φ для круглой трубы отклоняется от точного не более чем на $\pm 7\%$.

При расчете гидродинамических характеристик в сложных каналах с помощью уравнений, приведенных в указанной выше работе, для аппроксимации скорости возвратного течения в первом приближении можно использовать функцию (5), считая, что она справедлива по нормалям к стенке рассматриваемого канала.

(**№ 325/5073.** Поступила в Редакцию 19/IX 1968 г., в окончательной редакции — 5/III 1969 г. Полный текст 0,4 а. л., 6 рис., 14 библиографических ссылок.)

* В. М. Кащеев, Е. В. Номофилов. «Атомная энергия», **26**, 280 (1969)