

CN9400351

CNIC-00120

NERDI-0003

中国核科技报告

CHINA NUCLEAR SCIENCE & TECHNOLOGY REPORT

秦山核电厂弹棒事故分析程序



中國核情報中心

China Nuclear Information Centre

CNIC-00120

NERDI-0003

秦山核电厂弹棒事故分析程序

朱 鑫 官

(上海核工程研究设计院)

中国核情报中心

北京·1987.12

摘 要

为了分析秦山核电厂的弹棒事故编制了两个程序。一个以有温度反应性反馈的点模型为基础。在这个程序中,弹棒价值是“绝热”近似下得到的。在另一个程序中,用节块格林函数方法解时-空中子动力学方程。用这两个程序计算了秦山核电厂寿期初的两个弹棒例子的堆芯核功率瞬态。

关键词 点模型 时-空中子动力学 弹棒事故

**TWO CODES USED IN ANALYSIS OF ROD
EJECTION ACCIDENT FOR QIN SHAN
NUCLEAR POWER PLANT**

Zhu Xinguan

(Shanghai Nuclear Engineering research and Design Institute)

ABSTRACT

Two codes were developed to analyse rod ejection accident for Qin Shan Nuclear Power Plant. One was based on point model with temperature reactivity feedback. In this code, the worth of ejected rod was obtained under "adiabatic" approximation. In the other code, the Nodal Green's Function Method was used to solve space-time dependent neutron diffusion equation. Using these codes, the transient core-power have been calculated for two rod ejection cases at beginning of core-life in Qin Shan Nuclear Power Plant.

一、引 言

在压水型反应堆里,由于控制棒驱动机构密封壳套破裂,在堆芯冷却剂系统的高压水的作用下,控制棒将会被快速从堆芯弹出至全抽出堆芯状态。对于一个正运行着的反应堆,一束控制棒的快速弹出,不但在堆芯快速引入正反应性,而且在堆芯出现一个很坏的功率分布,这可能导致局部燃料棒损坏。因此,尽管发生这样的控制棒弹出事故的几率很小,它仍然是大家关心的,它是压水堆重要的设计基准事故。

在秦山核电厂初步安全分析报告中,我们利用自编的快速计算机程序PDK-II⁽¹⁾,计算分析弹棒事故。该程序在保守的假设下,利用简化模型模拟事故发生后的核的和热工水力的瞬态过程。

瞬态中,在燃料芯块内沉积的能量,依赖于堆芯核功率的瞬变过程。由于弹棒事故的很强的局部反应性扰动,精确计算堆芯核功率瞬态,最好应用三维时-空中子动力学模型^(2,3),PDK-II程序的中子动力学模型是点模型,它不能很好地实际地反映瞬态中的时-空效应。为了分析这种效应,评价安全分析报告中的结果,近年来MIT受美国核管理委员会(NRC)的委托研制了三维瞬态分析程序⁽⁴⁾,对压水堆在零功率状态下发生的中心棒弹出事故,作了三维堆芯的瞬态分析⁽⁵⁾。但是对在非1/4对称位置上的控制棒弹出事故瞬态,没有计算分析。然而,从弹棒后的堆芯瞬态行为特性及其后果而言,后者是更应着重计算分析的。

在编写秦山核电厂的最终安全分析报告中,编制了一个三维堆芯瞬态分析程序,计算了两个假想的弹棒事故瞬态。通过这两个例子的三维和点模型的结果的比较,分析了事故中空间效应对结果的影响,评价了PDK-II程序计算结果的保守性。

二、PDK-II 程序

PDK-II程序是在PDK-I程序⁽⁶⁾的基础上发展起来的。程序用一根具有堆芯平均特性的燃料元件-冷却剂通道(名义管)来描述堆芯;用一根具有最不利的核的和热工-水力特性的燃料元件-冷却剂通道来描述热管。程序通过联立求解堆芯的基本守恒方程得到堆芯的重要物理量在瞬态中的变化。PDK-II的主要特性如下:

(1) 中子动力学

PDK-II程序利用有六组缓发中子的点中子动力学模型计算瞬态中的核功率响应。点模型的结果依赖于点动力学方程的参数的计算,后者又依赖于计算这些参数所用的通量形状函数。在弹棒事故分析中,弹出控制棒的价值是点动力学的最主要的参数。PDK-II程序中,利用控制棒弹出后的无温度反馈的中子通量分布作为形状函数计算控制棒的弹棒价值:

$$\delta\rho = \frac{(\phi_0^* b(\beta - \hat{M})\phi)}{(\phi_0^* \hat{F}\phi)} \quad (2.1)$$

这里,“(,)”表示对活性区体积分, ϕ_0^* 是弹棒前的中子价值函数; ϕ 是弹棒后的中子通量分布; \hat{F} 和 \hat{M} 分别表示中子产生算符和移去算符。

(2) 温度反应性反馈

在PDK-II程序中主要考虑燃料Doppler反馈和慢化剂密度反馈。在弹棒事故中,由于弹棒组件及其附近有较高的功率,在这些区域的燃料棒内有较高的温度,因而有较高的Doppler反应性反馈。这意味着实际的反应性反馈比用点模型计算得到的强。通过不同的稳态温度分布的燃料温度反应性反馈与平温度分布的燃料温度反应性反馈的比较,确定有效权重因子,将它应用到点模型的燃料温度反应性反馈中去。这样,将燃料Doppler反应性反馈修正到全堆芯的反馈。在计算燃料反馈反应性时,以有效共振温度为基准,有效共振温度由下式计算^[7]:

$$T_{i,0} = W_i \bar{T}_i + (1 - W_i) T_{i,0} \quad (2.2)$$

式中, \bar{T}_i 和 $T_{i,0}$ 分别表示燃料芯块的平均温度和表面温度, $T_{i,0}$ 为有效共振温度, W_i 是权重因子。

(3) 热工水力计算

在PDK-II程序中,利用准二维模型求解燃料棒的热传导方程。在弹棒事故中,少量燃料棒的芯块中心可能熔化,如果出现熔化,要求计算熔化份额,判断是否满足安全设计要求。因此,程序可以模拟事故瞬态中燃料芯块的熔化和超熔化过程。

在燃料棒包壳同冷却剂传热时,有四种传热方式:即强迫对流、泡核沸腾、过渡沸腾和膜态沸腾传热。程序可以根据实际情况自动选择,也可规定某种传热方式。

在弹棒事故中,包壳的温度可能超过铅水反应的阈温。这样,包壳表面的边界条件为:

$$-\lambda_3 \frac{\partial T_1(r, z, t)}{\partial r} \Big|_{r=r_3} + \phi_{uw}(z, t) = \phi(z, t) \quad (2.3)$$

式中 λ_3 ——包壳的导热系数;
 $T_1(r, z, t)$ ——燃料棒内的温度分布;
 r_3 ——包壳外径;
 $\phi_{uw}(z, t)$ ——由铅水反应产生的热流密度;
 $\phi(z, t)$ ——包壳表面的热流密度。

PDK-II程序利用轴向一维模型求解冷却的质量、能量和动量守恒方程。通过堆芯压降的计算和压降平衡原理,迭代计算热管在稳态和瞬态过程中的入口质量流率及质量流率的轴向分布。

(4) 衰变热模型

衰变热是停堆以后的裂变产物中的同位素的衰变产生的。虽然在复杂的衰变链中有许多核素,一般可以用六组具有不同的衰变率 λ_i 的衰变热核来符合高燃耗反应堆的衰变热曲线。这样,即时功率 P_i 可以表示为:

$$P_i = (1 - \alpha)N + \sum_{i=1}^6 \lambda_i D_i \quad (2.4)$$

这里, α 是裂变功率中的衰变功率份额, N 是裂变功率, D_i 由以下方程组确定:

$$\frac{dD_i}{dt} = \alpha_i N - \lambda_i D_i \quad (2.5)$$

$i=1, \dots, 6$

三、三维堆芯瞬态程序: PARCT

编制三维堆芯瞬态分析程序 PARCT⁽¹⁾ 的主要目的, 是为了评价 PDK-II 程序的计算结果, 计算分析压水堆弹棒事故瞬态。该程序也可用于评价其他在电站审查中用的简化模型以及分析有强空间依赖的压水堆堆芯瞬态。

(1) 中子动力学计算

中子动力学方程采用节块格林函数方法求解⁽²⁾。三维中子通量方程可化为三个一维的偏积分通量方程。利用节块格林函数的性质, 可以从偏积分通量满足的方程, 得到通量和偏流满足的耦合积分方程组。由于控制棒动作和温度反馈效应, 在瞬态计算过程中必须每步重新计算格林函数。为了节约格林函数的计算时间, 应用参考格林函数的方法, 得到实际求解的偏积分通量和假偏中子流满足的积分方程组:

$$\begin{aligned} \phi_{gk}^{\pm}(u, t) = & \frac{1}{\alpha_k^{\pm}} \int_{-a_k^{\pm}}^{a_k^{\pm}} du \tilde{G}_{gk}^{\pm}(u | u_0) \times \left(-\frac{1}{v_r} \frac{\partial}{\partial t} \phi_{gk}^{\pm}(u_0, t) \right. \\ & \left. + Q_{gk}^{\pm}(u_0, t) - L_{gk}^{\pm}(u_0, t) \right) + 2\tilde{G}_{gk}^{\pm}(u | a_k^{\pm}) \bar{J}_{gk}^{\pm}(a_k^{\pm}, t) \\ & + 2\tilde{G}_{gk}^{\pm}(u | -a_k^{\pm}) \bar{J}_{gk}^{\pm}(-a_k^{\pm}, t) \quad (3.1) \\ & -a_k^{\pm} < u < a_k^{\pm}; u=x, y, z; \\ & g=1, 2; k=1, \dots, K \end{aligned}$$

上式中诸量下标 g 表示中子能群, k 为节块号, a_k^{\pm} 为节块 k 在 u 方向的节块半宽度。相似地可以得到定义在节块表面上的出射偏流的六个积分方程表示:

$$\begin{aligned} \bar{J}_{gk}^{\pm}(\pm a_k^{\pm}, t) = & \frac{1}{\alpha_k^{\pm}} \int_{-a_k^{\pm}}^{a_k^{\pm}} du \tilde{G}_{gk}^{\pm}(\pm a_k^{\pm} | u) \\ & \times \left(-\frac{1}{v_r} \frac{\partial}{\partial t} \phi_{gk}^{\pm}(u_0, t) + \bar{Q}_{gk}^{\pm}(u_0, t) - L_{gk}^{\pm}(u_0, t) \right) \\ & + (\tilde{G}_{gk}^{\pm}(a_k^{\pm} | a_k^{\pm}) - 1) \times \bar{J}_{gk}^{\pm}(\pm a_k^{\pm}, t) \\ & + \tilde{G}_{gk}^{\pm}(a_k^{\pm} | -a_k^{\pm}) \times \bar{J}_{gk}^{\pm}(\mp a_k^{\pm}, t) \quad (3.2) \\ & -a_k^{\pm} < u < a_k^{\pm}; u=x, y, z; k=1, \dots, K; g=1, 2 \end{aligned}$$

对上述各式中的符号说明如下:

$\phi_{gk}^{\pm}(u, t)$ —— 在 k 节块, g 群, t 时刻的 u 依赖偏积分通量;

$\tilde{G}_{gk}^{\pm}(u | u_0)$ —— 在 k 节块, g 群的参考格林函数;

$\bar{J}_{gk}^{\pm}, \bar{J}_{gk}^{\pm, \perp}$ —— 分别为在 k 节块, g 群, 与 u 方向垂直的两个方向上的节块表面的平均入射和出射流;

$\bar{Q}_k^g(n, t)$ —— k 节块、 g 群、 t 时刻的多数源项；

$L_k^g(n, t)$ —— k 节块、 g 群、 t 时刻在与 n 方向垂直的两个方向上的净泄漏。

根据中子流在节块交界面上连续的条件，可以得到假偏流在节块交界面上的连续性条件：

$$\begin{aligned} \bar{J}_{k, k+m}^g(a_k^g, t) &= 1/2 \left(1 + \frac{\alpha_k^g(t)}{\alpha_m^g(t)} \right) \times \bar{J}_{k, k+m}^g(-a_m^g, t) \\ &+ 1/2 \left(1 - \frac{\alpha_k^g(t)}{\alpha_m^g(t)} \right) \times \bar{J}_{k, k+m}^g(-a_k^g, t) \end{aligned} \quad (3.3)$$

这里 k, m 表示相邻两个节块， $\alpha_k^g(t)$ 定义为：

$$\alpha_k^g(t) \equiv \frac{D_k^g(t)}{\bar{D}_k^g} \quad (3.4)$$

式中 $D_k^g(t)$ 是 k 节块 g 群、 t 时刻的材料的扩散系数， \bar{D}_k^g 是 k 节块、 g 群的材料参考（初始）扩散系数。

在迭代求解通量方程和流方程过程中，为了保证节块中子平衡，同时联立求解如下节块中子平衡方程：

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_k} \frac{\partial}{\partial t} \bar{\phi}_k^g(t) + \sum_{g' \neq g} [J_{k, k}^{g'g}(a_k^g, t) - J_{k, k}^{g'g}(-a_k^g, t) \\ + J_{k, k}^{gg'}(-a_k^g, t) - J_{k, k}^{gg'}(a_k^g, t)] \\ + \Sigma_{k, g}^g(t) \bar{\phi}_k^g(t) = \bar{Q}_k^g(t) \end{aligned} \quad (3.5)$$

式中：

$$\bar{\phi}_k^g \equiv \frac{1}{V_k} \int_{V_k} d^3r \phi_g(r, t)$$

$$\begin{aligned} \bar{Q}_k^g(t) &\equiv \sum_{g' \neq g} [x_{g'}(1-\beta) \nu \Sigma_{k, g'}^g(t) + \Sigma_{k, g'}^g(t) \cdot \bar{\phi}_k^{g'}(t) \\ &+ \sum_{g'} x_{g'} \lambda_{g'} \bar{C}_k^{g'}(t)] \end{aligned}$$

$$\bar{C}_k^g(t) \equiv \frac{1}{V_k} \int_{V_k} C_g^g(r, t) d^3r$$

$$\beta = \sum_{g'} \beta_{g'}$$

这里 $\beta_{g'}$ 是缓发中子份额， V_k 是 k 节的体积， $\bar{\phi}_k^g$ 、 \bar{Q}_k^g 和 \bar{C}_k^g 分别是中子通量、源项和缓发核浓度在 k 节块内的平均值。

在解方程 (3.5) 时，应用最新的偏流值代入方程。方程 (3.5) 中的 J 是真偏流，因此，当从方程 (3.1)、(3.2) 和 (3.3) 得到假偏流 \bar{J} 后，通过如下关系得到真偏流 J ：

$$\begin{pmatrix} J_{k, k+m}^g(-a_m^g, t) \\ J_{k, k+m}^g(a_k^g, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{J}_{k, k+m}^g(a_k^g, t) \\ \bar{J}_{k, k+m}^g(-a_m^g, t) \end{pmatrix} = \frac{1}{\alpha_k^g(t) + \alpha_m^g(t)}$$

$$\times \begin{pmatrix} a_2^+(t) (1+a_2^+(t)) & a_2^+(t) (1-a_2^+(t)) \\ a_2^+(t) (1-a_2^+(t)) & a_2^+(t) (1+a_2^+(t)) \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} \bar{J}_{2,2}^{+,-}(-a_2^+, t) \\ \bar{J}_{2,2}^{+,-}(a_2^+, t) \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

这里 \$k, m\$ 是相邻的两个节块。

程序在解方程 (3.1)、(3.2) 和 (3.3) 时, 用二次多项式来近似偏积分通量、群源、先驱核浓度及横向往返, 并且利用权重剩余的方法, 将空间有关的积分方程化简到仅与时间有关的矩阵方程:

$$[A_m] \dot{\phi}_{2,2}^+(t) = \frac{1}{a_2^+(t)} [\bar{G}_{2,2}^{+,-}] \times \left[-\frac{1}{v_2} \frac{d}{dt} \dot{\phi}_{2,2}^+(t) \right. \\ \left. + \hat{Q}_{2,2}^+(t) - L_{2,2}^+(t) \right] + 2\hat{G}_{2,2}^{+,-} \bar{J}_{2,2}^{+,-}(+a_2^+, t) \\ + 2\hat{G}_{2,2}^{+,-} \bar{J}_{2,2}^{+,-}(-a_2^+, t) \quad (3.7)$$

$$\bar{J}_{2,2}^{+,-}(\pm a_2^+, t) = \frac{1}{2a_2^+(t)} [\hat{G}_{2,2}^{+,-}]^T \times \left(\frac{1}{v_2} \frac{d}{dt} \dot{\phi}_{2,2}^+(t) \right. \\ \left. + \hat{Q}_{2,2}^+(t) - L_{2,2}^+(t) \right) + \hat{R}_{2,2}^{+,-} \bar{J}_{2,2}^{+,-}(\pm a_2^+, t) \\ + \hat{T}_{2,2}^{+,-} \bar{J}_{2,2}^{+,-}(\pm a_2^+, t) \quad (3.8)$$

在上述方程中, \$[A_m]\$、\$[\bar{G}_{2,2}^{+,-}]\$ 为 \$3 \times 3\$ 的矩阵, 而带有“\$a\$”的量为列向量, \$[A_m]\$ 和 \$[\bar{G}_{2,2}^{+,-}]\$ 的矩阵元素为:

$$[A_m]_{n,1} = \int_{-a_2^+}^{a_2^+} du u^{n-1} P_{2,2}^+(u) \\ [\bar{G}_{2,2}^{+,-}]_{n,1} = \int_{-a_2^+}^{a_2^+} du u^{n-1} \int_{-a_2^+}^{a_2^+} du' \bar{G}_{2,2}^+(u | u') P_{2,2}^+(u') \\ m=1,2,3; n=1,2,3 \\ P_{2,2}^+(u) \equiv 1 \\ P_{2,2}^+(u) \equiv u \\ P_{2,2}^+(u) \equiv u^2 - \frac{1}{2}(a_2^+)^2 \\ [\hat{G}_{2,2}^{+,-}]_{n,1} = \int_{-a_2^+}^{a_2^+} du u^{n-1} \hat{G}_{2,2}^+(u | \pm a_2^+) \\ [\hat{G}_{2,2}^{+,-}]_{n,2} = \int_{-a_2^+}^{a_2^+} \hat{G}_{2,2}^+(\pm a_2^+ | u) P_{2,2}^+(u) du \\ \hat{T}_{2,2}^{+,-} \equiv \hat{G}_{2,2}^+(a_2^+ | -a_2^+) \\ \hat{R}_{2,2}^{+,-} \equiv \hat{G}_{2,2}^+(a_2^+ | a_2^+) - 1$$

在解与时间有关的偏积分通量方程和输流方程时, 采用全隐式差分近似, 对有关方程进行时间离散化。由于采用全隐式近似, 所以数值稳定性好, 但需迭代求解, 迭代过程与稳态迭代求解过程相似。不同的是, 稳态是本征值问题, 而动态是非齐次的固定源问题。

(2) 稳态中子扩散方程的求解

在求解中子动力学方程时, 需要提供初始值。为了使程序是自启动的, 程序包括求解稳态方程。在研究温度反馈对初始稳态功率分布的瞬态效应时, 需要进行燃料温度和增殖剂密度迭代。为了节约格林函数的计算时间, 将动力学计算引入的参考格林函数的方法推广到稳态。

偏积分通量满足的稳态方程为:

$$-D_g^0 \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2} \phi_{gk}^0(\mathbf{r}) + \Sigma_{gk}^0 \phi_{gk}^0(\mathbf{r}) = Q_{gk}^0(\mathbf{r}) - L_{gk}^0(\mathbf{r}) \quad (3.9)$$

$$\mathbf{r} = x, y, z; \quad g = 1, 2; \quad k = 1, \dots, K$$

上述方程中各量的意义同上节, 若 D_g^0 和 Σ_{gk}^0 的初始值为 \bar{D}_g^0 和 $\bar{\Sigma}_{gk}^0$, 这里 $\bar{\Sigma}_{gk}^0$ 是 k 节块 g 群的宏观移去截面, 则上述方程可改写为:

$$-\bar{D}_g^0 \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2} \phi_{gk}^0(\mathbf{r}) + \bar{\Sigma}_{gk}^0 \phi_{gk}^0(\mathbf{r}) = \frac{1}{\alpha_g} [\bar{Q}_{gk}^0(\mathbf{r}) - L_{gk}^0(\mathbf{r})]$$

$$\bar{Q}_{gk}^0(\mathbf{r}) \equiv Q_{gk}^0(\mathbf{r}) + [\alpha_g \bar{\Sigma}_{gk}^0 - \Sigma_{gk}^0] \phi_{gk}^0(\mathbf{r}) \quad (2.10)$$

参考格林函数满足的方程为:

$$-\bar{D}_g^0 \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2} \bar{G}_{gk}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_0) + \bar{\Sigma}_{gk}^0 \bar{G}_{gk}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_0) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$$

利用上述各方程, 可以得到与参考格林函数有关的解偏积分通量和偏流耦合的方程组。由于利用参考格林函数, 在稳态温度迭代过程中, 不必反复计算节块格林函数。

(3) 粗网再平衡

在迭代求解稳态方程时, 采用粗网再平衡和渐近源结合起来的方法来加速迭代的收敛速度。稳态粗网再平衡因子满足如下的方程:

$$-\sum_j J^{j \rightarrow i} f_j + (\sum_j J^{j \rightarrow i} + A_i) f_i = \frac{1}{k_{eff}} P_i \cdot f_i$$

式中 A_i 和 P_i 是在粗网 V_i 中的中子总吸收率和产生率, $J^{j \rightarrow i}$ 是从粗网 V_j 到相邻粗网 V_i 的总的中子泄漏。上述粗网再平衡方程可以写成如下的矩阵形式:

$$[M]j = \frac{1}{k_{eff}} [P]j \quad (3.11)$$

在三维情况下, 由于上述矩阵阶数较高, 不宜用直接矩阵求逆的方法求解再平衡因子, 改用下面的技术求解。在三维情况下, 上述矩阵方程可写为:

$$\begin{pmatrix} H_1 & CMM1(2) & 0 & \dots & 0 \\ CMM2(1) & H_2 & CMM2(2) & \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & CMMk(1) & H_k & CMMk(2) & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \dots & CMMK(1) & H_K & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{P}(1) \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \hat{P}(K) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{P}(1) \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \hat{P}(K) \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

式中 k 是轴向平面编号(组网), $CMMk(1)$, $CMMk(2)$ 是 k 平面的上、下两个平面的组网到 k 平面的中子流入率, $f(k)$ 是列向量, 它表示在 k 平面里的再平衡因子, $\beta(k)$ 是 k 平面里的裂变源矢量, 上述矩阵形式与轴向一维情况下的三点差分格式的系数矩阵相似, 可用追赶法求解。

动态的再平衡方程为:

$$[M(t_{j+1})] \dot{i} = \dot{S}(t_{j+1}) \quad (3.13)$$

也可用与解稳态再平衡方程相同的技巧, 求解上述动态再平衡方程。

(4) 反馈对微面的修正

在考虑燃料多普勒反馈时, 一般以燃料芯块的平均温度为基准, 但这样得到的共振积分与实际情况有较大的差别, 特别是对在瞬态中轴-230的共振积分, 差别更大。为此, 在PARCT程序中也有以有效共振温度为基准, 计算共振积分, 这与在PDK-II程序中的处理相似, 在考虑慢化剂密度反馈中不仅考虑了温度效应, 而且考虑空泡效应。

四、校核与例题

(1) PARCT程序的校核

利用三维轻水堆动力学试验问题⁽¹⁷⁾, 对该三维瞬态程序进行了校核。三维动力学试验问题是个二能群中子动力学问题, 它描写一个轻水堆, 由于控制棒移动引起的中子动力学瞬态, 瞬态先由两束部分插入堆芯的控制棒, 在0s至26.7s时间内提升引起的, 然后在7.5s至47.5s内, 又有另外两束棒以同样的速度从堆顶插入, 瞬态共60s, 下表为PARCT程序的计算结果及其与标准值的相对偏差。

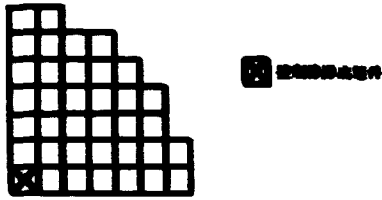
表 1 三维动力学计算结果

时 间 (s)	时间步长 (s)	功率密度 (kW/cm ³)	相对偏差 (%)
0.0		150.0	
10.0	10.0	206.4	3.1
20.0	10.0	250.6	-1.0
30.0	10.0	191.3	-5.2
40.0	10.0	117.0	-2.7
50.0	10.0	75.5	0.8
60.0	10.0	57.3	0.5

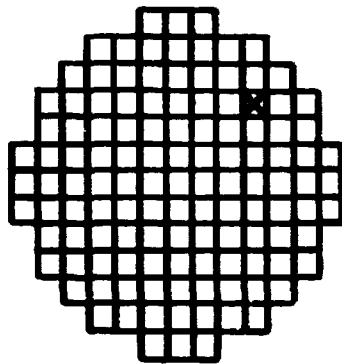
(2) 例题

选择秦山核电厂作为对象, 在堆芯寿期初, 零功率状态下, 计算分析了两个瞬态事故瞬态, 一个是中心棒弹出的事故瞬态; 另一个是非1/4对称位置上的控制棒(该例题中的控制棒布置与实际的不同, 是假想的)弹出的事故瞬态, 弹棒位置见图1。用PARCT程序计算这两个例题时, 对中心棒弹出事故, 用1/4堆芯几何, 而对另一个例题, 由于在非对称位置弹棒用全堆芯几何计算。

为了比较三维模型和点模型的差别，在用PARCT和PDK-II计算这两个例题时，热工水力模型是相同的。图2、图3，分别画出了上述两个例题的核功率瞬态的计算结果，为了比较，图中同时画出了三维模型和点模型的计算结果。



例一、中心弹棒位置



例二、非对称弹棒位置

图1 弹棒位置

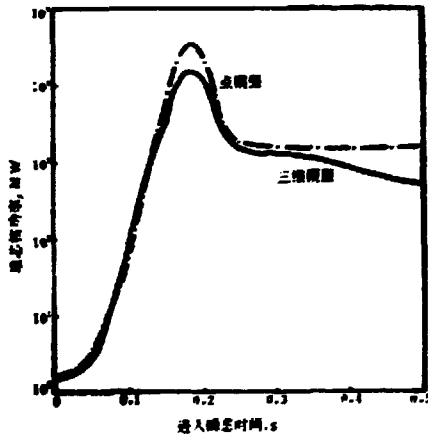


图2 中心弹棒出的核功率响应

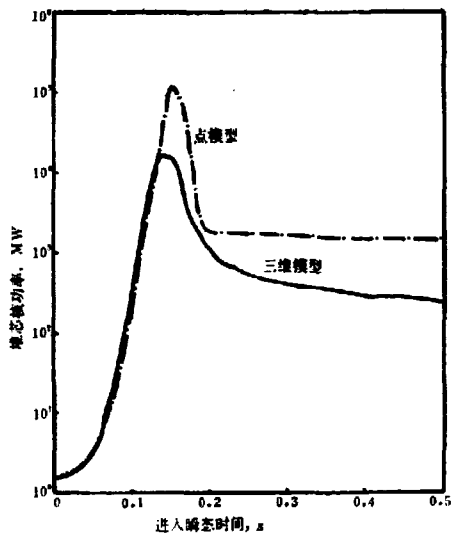


图3 非对称位置控制棒弹出后的核功率响应

从图中看到，不论是中心棒弹出，还是在非对称位置上的控制棒弹出，PARCT 程序计算得到的瞬态核功率峰远小于同样情况下的PDK-II的计算结果。这完全是由于在弹棒事故瞬态中的形状反应性效应造成的^[11]。

四、结 束 语

综上所述，PDK-II和PARCT都是堆芯瞬态分析程序。PDK-II程序的模型简单，计算速度快。PARCT程序由于进行三维堆芯的核的和热工-水力分析，需耗费很长的计算机机时（计算同样的方案，约为PDK-II的计算机时的50~200倍），而且还需占用很大的计算机内存。从两个程序对例题的计算结果的比较看到，PDK-II程序的计算结果有较大的保守余量。因此，它可在核电站审批的安全分析报告中使用，也可用它做各种敏感性分析。PARCT程序应用了比较精确的三维模型，能较好地描述堆芯瞬态中的时-空效应，可用作评价程序，或者直接用于有强空间依赖的各种堆芯瞬态分析。

参 考 文 献

- [1] 朱鑫官、黄贇本, “PDK-II: 弹棒事故分析程序”, 内部资料, 1983年
- [2] J.B.Yarsinsky and A.F.Henry, “Some Numerical Experiments concerning Space-Time Reactor Kinetics Behaviour”.Nucl.Sci.Eng., V.22, 171 (1965)
- [3] J.B.Yarsinsky, “On the Use of Point Kinetics for the Analysis of Rod Ejection Accidents”, Nucl.Sci.Eng., V.39, 241 (1970)
- [4] A.L.Aronson et.al., “MEKIN-B the BNL version of the LWR Core Dynamics Code MEKIN”, BNL-NUREG-28071, Broakhaven National Lab., June (1980)
- [5] P.Noegy et.al., “Shape-Reactivity Effects in the Rod Ejection Accidents”, ANS transaction, V.44, 381 (1983)
- [6] 朱鑫官等, “有温度反馈的点动力学程序”, 内部资料, 1976年
- [7] Sha, W.T., “Effective Resonance Temperature Correlation of UO_2 ”, Nucl.Appl., V.1, 535 (1965)
- [8] 朱鑫官等, “PARCT-三堆压水堆瞬态分析程序”, 内部资料, 1986年
- [9] R.D.Lawrence and J.J.Dorning, “A Nodal Green's Function Method for Multidimensional Neutron Diffusion Calculations”, Nucl.Sci.Eng., V.76, 218 (1980)
- [10] S.Langenhuch, W.Maureb et al., Nucl.Sci.Eng., V.63, 437 (1977)
- [11] 朱鑫官等, “在压水堆弹棒事故中的时-空效应”, 待发表, 1986年

CHINA NUCLEAR SCIENCE & TECHNOLOGY REPORT



P.O.Box 2103

Beijing, China

China Nuclear Information Centre