

BEAVRS 基准模型热零功率状态的 JMCT 分析

李刚 邓力 张宝印 李瑞 史敦福 上官丹骅 胡泽华 付元光 马彦

JMCT Monte Carlo analysis of BEAVRS benchmark: hot zero power results

Li Gang Deng Li Zhang Bao-Yin Li Rui Shi Dun-Fu Shangguan Dan-Hua Hu Ze-Hua Fu Yuan-Guang Ma Yan

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 052801 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.052801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.052801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

乏燃料贮运用铝基碳化硼复合材料的屏蔽性能计算

Shielding property calculation of B_4C/Al composites for spent fuel transportation and storage

物理学报.2013, 62(22): 222401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.222401>

利用超相对论量子分子动力学模型研究交变梯度同步加速器能区 Au+Au 碰撞中的核阻止效应

Study of nuclear stopping in Au+Au collisions at alternating gradient synchrotron energies by the ultra-relativistic quantum molecular dynamic model

物理学报.2013, 62(22): 222402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.222402>

金属铁中空位团簇演化行为的相场研究

Phase-field modeling of vacancy cluster evolution in Fe

物理学报.2013, 62(18): 182801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.182801>

Nd: YAG 激光烧蚀裂解加工技术模拟分析与实验研究

Finite element analysis and experimental studies on fracture splitting processing by Nd: YAG laser ablation

物理学报.2012, 61(9): 092801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.092801>

BEAVRS 基准模型热零功率状态的 JMCT 分析*

李刚¹⁾ 邓力^{1)†} 张宝印¹⁾ 李瑞²⁾ 史敦福²⁾ 上官丹骅¹⁾
胡泽华¹⁾ 付元光²⁾ 马彦¹⁾

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (中国工程物理研究院高性能数值模拟软件中心, 北京 100088)

(2015年8月15日收到; 2015年12月14日收到修改稿)

使用 JMCT (J Monte Carlo Transport Code) 对来自 MIT 的全堆芯 pin-by-pin 精细建模的国际基准模型 BEAVRS 的热零功率 (HZP) 状态进行了模拟计算, 并与测试数据进行了对比和分析. 比较的物理量包括临界本征值、控制棒价值、反应性温度系数、轴向积分的全堆探测器测量值和不同位置四个组件轴向相对功率密度分布. HZP 状态下不同控制棒位置插入和硼浓度的临界本征值计算, JMCT 结果与理论值 1.000 的误差小于 0.2%, 控制棒价值计算结果与测量值符合. JMCT 对轴向积分的探测器径向相对功率分布和四个组件的轴向归一化的探测器的计算结果与测量值进行了比较和分析, 计算结果与测量值一致, 同时清晰地展示了模型增加格架后, 轴向功率曲线在相应位置出现下凹的现象. 此外, JMCT 给出了轴向积分的组件径向相对功率密度分布和轴向相对功率最大处 (Z 轴位置) 的 pin 径向相对功率密度分布, 并与国际知名程序 MC21 结果进行了对比, 两个图像都符合得非常好. 随着计算机与并行计算的高速发展, 蒙特卡罗程序开始从传统的反应堆校验工具向反应堆设计工具转变.

关键词: pin-by-pin, BEAVRS 模型, 蒙特卡罗, JMCT 程序

PACS: 28.52.Av, 02.70.Uu, 24.10.Lx

DOI: 10.7498/aps.65.052801

1 引言

在核反应堆领域, 无论是反应堆设计、安全分析还是屏蔽防护都离不开数值模拟计算, 尤其是日本福岛核电站爆炸事故后, 反应堆安全问题受到普遍关注, 反应堆设计更加需要大量数值模拟支撑. 在反应堆数值模拟中, 中子(光子)输运求解是核心, 模拟方法通常包括确定论方法和蒙特卡罗方法^[1-3]. 相对于需要对模型进行简化的确定论方法, 蒙特卡罗方法对几何结构解析逼近^[4], 物理建模近似少, 核反应处理精确模拟物理过程, 数值仿真度很高, 特别适合精细结构模型. 但其作为一种统计方法, 需要模拟大量粒子行为来获得高置信结果, 计算时间很长. 早期限于计算机的条件, 蒙特

卡罗方法一直用于模拟验证而无缘反应堆设计.

进入 21 世纪, 反应堆物理分析在不断深入, 对数值模拟提出了越来越高的计算精度要求. 数值模拟要具备高置信度, 首先模型要高度仿真, 几何结构精细建模, 例如反应堆堆芯的几何精度要从传统的组件精细到组件内部的每个燃料芯块(即 pin-by-pin 建模); 其次计算方法要尽量完善, 忠实物理过程, 减少近似处理, 例如采用连续能量截面或数百群的多群截面. 在精细建模与模拟计算的驱动下, 蒙特卡罗方法越来越受到反应堆领域的重视. 特别是大规模并行计算机的广泛应用与并行算法的高速发展, 使得蒙特卡罗天然高效的粒子并行性得到了充分的利用, 计算速度成倍增加, 蒙特卡罗方法成为未来反应堆工程计算方法的一种重要选择^[5,6].

* 能源局 06 专项资助 (批准号: 2015ZX06002008)、国防科工局核能开发项目 (批准号: 科工技 [2012]1523)、国家高技术研究发展计划 (批准号: 2012AA01A303) 和中国工程物理研究院基金 (批准号: 2014B0202029) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: deng_li@iapcm.ac.cn

全堆芯 pin-by-pin 精细模型的蒙特卡罗模拟计算已经成为反应堆安全分析领域国际前沿问题,是近十几年来历届国际顶级反应堆物理与数值计算会议 PHYSOR 和 M&C 会议的讨论焦点之一,尤其是 Kord Smith 挑战^[7]受到普遍关注. 2010年, Jan Eduard 等^[8]把 Kord Smith 挑战具体化为一个轻水堆基准模型,即 H-M 基准模型. 2013年 MIT 基于真实反应堆推出了几何建模更精细、测试数据更详细的压水堆基准模型 BEAVRS^[9],用于考核全堆芯 pin-by-pin 精细模型的蒙特卡罗模拟计算的进程. 美国蒙特卡罗程序 MC21 一直致力于模拟全堆芯 pin-by-pin 精细模型,于 2012年第一个成功对 H-M 基准模型完成模拟并达到精度要求^[10],2013年对 BEAVRS 模型的 HZP 状态进行了计算与物理分析^[11],2014年对 BEAVRS 模型的第一个燃耗周期进行了计算和分析^[12].

本文采用三维蒙特卡罗粒子输运模拟软件 JMCT (J Monte Carlo Transport Code) 对 BEAVRS 模型的热零功率 (HZP) 状态进行了模拟计算,并与测试数据进行了对比分析. 计算物理量包括临界本征值、控制棒价值、温度系数、轴向积分的全堆探测器测量值和不同位置四个组件轴向相对功率密度分布. 此外, JMCT 软件给出了 pin 级的径向相对功率密度分布和轴向积分的组件径向相对功率密度分布,并与 MC21 程序进行了对比. 模拟结果对比和分析表明, JMCT 程序模拟计算全堆芯 pin-by-pin 反应堆模型的结果是可信的.

2 JMCT 软件介绍

JMCT 软件是中物院高性能数值模拟软件中心粒子输运团队正在开发的蒙特卡罗模拟软件^[13,14]. JMCT 的研制目标是以蒙特卡罗方法为核心算法进行反应堆设计和分析,打造自动化计算机辅助的建模和后处理平台. 该软件目前可模拟中子和光子两种粒子的独立及耦合输运计算,支持连续和多群能量处理模式,考虑了包括热化在内的各种核反应,能够模拟固定源、临界本征值及多群伴随输运问题. 同时软件具有丰富的降低方差技巧,并为用户提供了多种标准源,支持大型反应堆“厂房-堆芯-组件-燃料棒-燃料芯块”跨量级空间尺度的模拟,满足工业界反应堆计算分析对高精度的要求.

JMCT 以大规模并行计算为特色. JMCT 是

在三维组合几何蒙特卡罗粒子输运支撑软件框架 JCOGIN^[15]上开发而来的, JCOGIN 框架通过高性能的数据结构和高效成熟的通信算法,封装了大规模并行,具有多级混合并行计算能力,支持 MPI/OpenMP 并行. 依赖 JCOGIN 框架的强大并行能力, JMCT 实现了粒子并行、区域分解并行及二级耦合并行,并行可扩展性可达数十万 CPU 核.

JMCT 程序前后处理配有相应的可视化软件,前处理建模软件负责三维几何模型设计和转换,后处理软件可把结果的各种数据进行三维可视化展示及图像处理,极大地提高了用户使用方便性.

3 BEAVRS 模型和 JMCT 建模

BEAVRS 模型是来源于美国西屋公司的一个真实压水堆,功率为 3411 兆瓦,含有 193 个组件. 每个组件均匀分成 17×17 个小方格子 (pin),其中 264 个小格子插入燃料棒,燃料棒分为三种不同富集度的燃料,分别是 3.1%, 2.4% 和 1.6% 的 U^{235} (图 1(a)). 剩下的 25 个小格子分别插入可燃毒物棒 (含有 12.5% 的 B_2O_3 的有机玻璃)、空导向管/仪表管 (图 1(b)) 或控制棒,根据组件在堆芯中的具体位置,每个组件的可燃毒物棒个数不同,排列方式也不同. 整个堆芯共有 4 组控制棒和 5 组停堆棒,排列分布如图 1(c) 显示. HZP 状态下, BEAVRS 模型温度处于 $560 \text{ }^\circ\text{F}$ ($1 \text{ }^\circ\text{F} = 32 + 1.8(K - 273.15)$), 压强 2250 psia ($1 \text{ psia} = 6895 \text{ Pa}$). 关于 BEAVRS 模型的全堆芯结构详细介绍请参考文献^[16].

JMCT 模型是通过前处理可视化建模软件 JLAMT 建立的,模型几何结构和材料完全按照 BEAVRS 模型的精确描述^[16]而建立,没有丝毫近似. 整个堆芯的 pin 结构主要是含有燃料棒、空导向管、仪表管、燃料吸收棒和控制棒等圆柱体,其中燃料棒材料分为三种,但几何相同,仪表管是在空导向管中插入一个金属管. 这些圆柱体轴向剖分多层,彼此之间分段位置不完全一致;径向划分多圈,半径也是存在较大差异,且随着轴向位置不同,材料几何都有各种变化,包括 pin 之间的金属格架构造,所以建模难度很大. JLAMT 首先把所有圆柱体的轴向划分数据进行了统一整理,形成了一个适合所有 pin 结构的最小轴向划分方案,使得轴向分层位置一致,然后从下向上逐层建模. 每层建模时, JLAMT 都按照文献的精确描述,建立每

种 pin 的单一结构, 包括 pin 之间的水隙、金属格架 (若有) 等, 如图 2(a) 所示; 根据组件的燃料富集度、燃料吸收棒的个数和位置、组件中心位置的仪表管

或导向管区分等由 pin 排列组合而成各种燃料组件 (图 2(b)); 最后由各种燃料组件组成本层的堆芯结构 (图 2(c)).

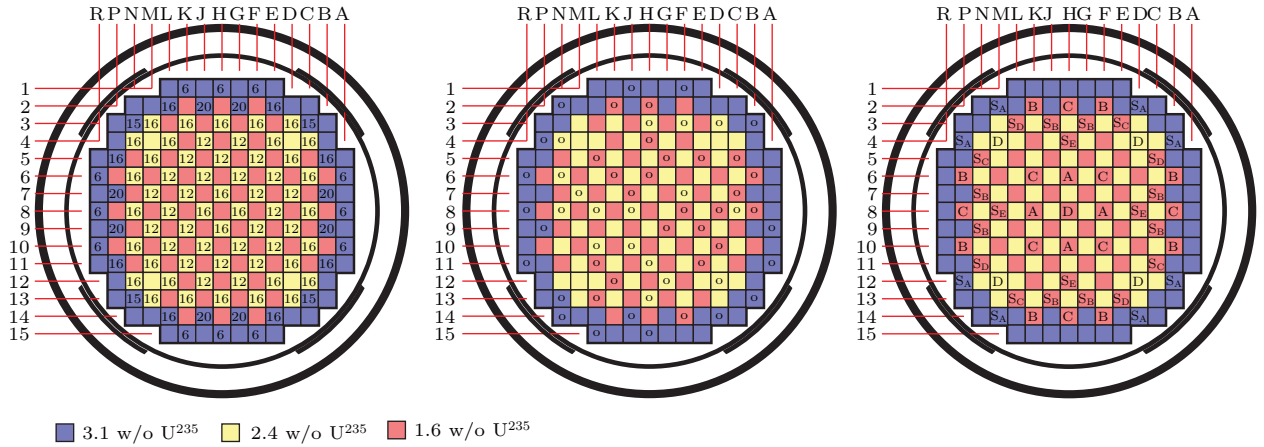


图 1 (网刊彩色) BEAVRS 模型截面图 (a) 燃料分布及可燃毒物棒个数; (b) 含测量数据的仪表管分布; (c) 控制棒和停堆棒分布
Fig. 1. (color online) Core cross-section of BEAVRS: (a) Fuel assemblies showing enrichment loading pattern and burnable absorber positions; (b) instrument tube positions; (c) control rod and shutdown bank positions.

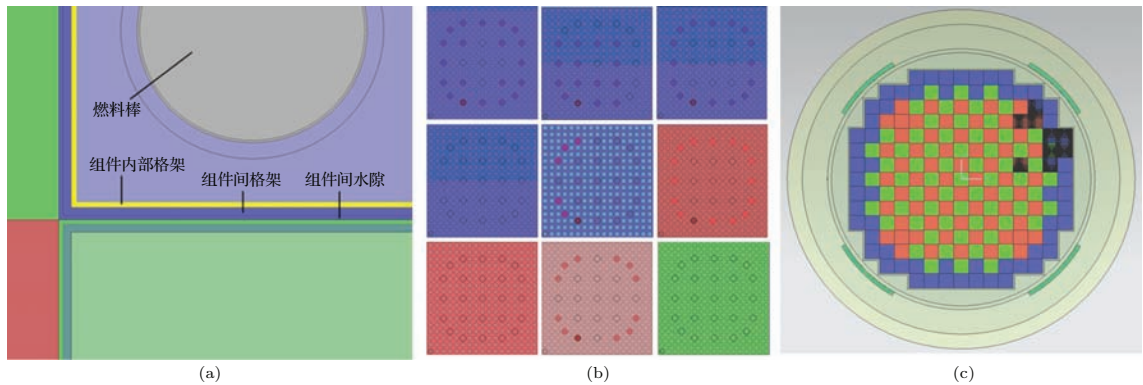


图 2 (网刊彩色) JMCT 模型结构图 (a) 燃料棒及格架水隙; (b) 活性区中心为空导向管的组件; (c) 堆芯活性区横截面
Fig. 2. (color online) JMCT Model of BEAVRS: (a) Fuel pin and spacer; (b) fuel assemblies with the guide tube; (c) core cross-section.

4 HZP 状态模拟结果

4.1 系统物理量比较

BEAVRS 模型含有多组的控制棒/停堆棒, 每组棒各有用处. 为此, JMCT 程序计算了不同组控制棒/停堆棒插入时的临界本征值和控制棒价值.

表 1 列出了 5 个控制棒/停堆棒完全插入状态的临界本征值, 其中临界硼浓度数据来自 BEAVRS 模型的测量值. JMCT 程序通过调整控制棒/停堆棒位置和硼浓度, 进行了 5 次独立计算, 计算结果与理论值 (1.0) 最大偏差不超过 0.2% (相对误差为 95% 置信区间).

表 1 临界本征值 K_{eff} 结果对比表
Table 1. The eigenvalue for the HZP condition comparisons.

HZP 状态控制棒插入	临界硼浓度/ppm	JMCT 计算 K_{eff} 值
ARO(All Rod Out)	975	1.000479±0.000030
D in	902	1.002174±0.000030
C, D in	810	1.001419±0.000032
A, B, C, D in	686	0.999917±0.000032
A, B, C, D, S _E , S _D , S _C in	508	0.998381±0.000032

对于控制棒/停堆棒价值的计算, 每组棒都需要进行两次独立的临界本征值计算, 第一次是该组棒完全拔出的状态, 第二次是该组棒完全插入的状态, 并且这两次计算应采用相同的硼浓度. 由于两个状态的临界硼浓度不同, JMCT采用两者的均值来代替(具体见表2), 这与MC21计算方式相同. 两次独立计算得到临界本征值后, 按(1)式计算得到控制棒价值, 由于数值非常小, 一般都采用pcm(十万分之一)作为控制棒/停堆棒价值的单位.

$$\text{控制棒价值} = \frac{K_{\text{eff,out}} - K_{\text{eff,in}}}{K_{\text{eff,out}} \cdot K_{\text{eff,in}}} \quad (1)$$

表2列出了JMCT对7组控制棒/停堆棒价值的计算结果与测量值和MC21程序结果的比较, 可以看出JMCT计算结果与测量值^[16]大部分都符合得非常好, 与MC21程序结果几乎完全相同. 相对而言, 编号为C和S_E的两组控制棒JMCT计算结果与测量值偏差较大, 分别是55和82 pcm, 但与MC21计算结果极为一致, 仅相差2和1 pcm. 分析原因, 可能是这两个值都是最开始从一个临界状态进行动态调棒进行测量的, 这从文献^[16]给出的数据表中可以看出; 都是降低硼浓度的, 因此在测量时是增加水的, 怀疑水温不稳定, 由于硼浓度较低时对慢化剂比较敏感, 影响了测量值.

此外, JMCT软件还计算了反应性温度系数. 反应性温度系数是反应堆所有材料的温度改变

1 °F时的反应性增量, 计算方法为

$$\alpha_T = \frac{\partial \rho}{\partial T} \approx \frac{\partial K_{\text{eff}}}{K_{\text{eff}} \partial T}, \quad (2)$$

需要计算临界本征值对温度的一阶偏微分. JMCT软件分别进行了550和570 °F两种状态的独立计算, 包括制作了相应温度下的截面参数库和调整含硼水密度, 得到两个温度下的临界本征值, 然后采用差分代替偏微分, 按照(3)式计算(560 °F的临界本征值认为是1.0).

$$\alpha_T = \frac{K_{\text{eff}2} - K_{\text{eff}1}}{1.0(T_2 - T_1)}. \quad (3)$$

表3中列出了三种不同控制棒插入情况的反应性温度系数比较. 定性上看, 理论上反应性系数必须是负值, 这样反应堆才是安全的, 这一点JMCT软件计算结果是符合要求的, 三个数值都是负值. 定量上看, JMCT计算的反应性温度系数与测量值总体趋势相同, 都是硼浓度越低, 反应性温度系数越小, 但JMCT结果的数据变化要缓慢一点. 具体来说, 就是硼浓度为975时, JMCT结果比测量值小; 硼浓度降为902时, JMCT结果接近测量值; 硼浓度降到810时, JMCT结果就比测量值大了. 硼浓度越小, 温度对反应性影响越大, 所以温度系数偏差就大, 计算误差较大. JMCT与MC21一样选择了20 °F的温度区间范围的插值计算作为导数逼近, 由于温度系数比较敏感, 所以计算偏差相对略大. JMCT计算结果的统计误差在0.06左右.

表2 控制棒价值结果对比表

Table 2. Select control rod bank worth comparisons.

HZP 状态控制棒插入	临界硼浓度/ppm	测量值/pcm	MC21/pcm	JMCT/pcm
D	938.5	788	773	770
C with D in	856	1203	1260	1258
B with D, C in	748	1171	1172	1162
A with D, C, B in	748	548	574	578
S _E with D, C, B, A in	597	461	544	543
S _D with D, C, B, A, S _E in	597	772	786	781
S _C with D, C, B, A, S _E , S _D in	597	1099	1122	1107

表3 反应性温度系数结果对比表

Table 3. Select isothermal temperature coefficient comparisons.

HZP 状态控制棒插入	临界硼浓度/ppm	测量值/pcm·°F ⁻¹	MC21/pcm·°F ⁻¹	JMCT/pcm·°F ⁻¹
ARO	975	-1.75	-2.7	-2.21 ± 0.06
D in	902	-2.75	-4.3	-2.99 ± 0.06
C, D in	810	-8.01	-9.1	-6.22 ± 0.06

对于上述临界本征值计算, JMCT 软件每次都计算 1000 代, 每代 400 万粒子, 舍弃前 600 代, 只统计后 400 代模拟粒子. 在广州超算中心的天河二号上采用 200 核并行, 花费 5.3—5.7 h.

4.2 相对功率密度分布

除了系统物理量外, JMCT 程序还计算了堆芯仪表管探测值、径向和轴向相对功率分布等物理量.

BEAVES 模型中 58 个组件中心的仪表管含有测量值 [16], 这些组件非对称地分布在堆芯内 (图 1 (b)), 测量值是通过含有 U^{235} 的探测器在仪表管中移动进行测量及数据归一化处理得到. JMCT 程序的计算值则是通过 U^{235} 裂变反应率计数而得到:

$$R = \frac{1}{V} \int_V \int_t \int_E \sigma_f(E) \cdot \Phi(\mathbf{r}, t, E) dE dt dV, \quad (4)$$

其中 $\sigma_f(E)$ 是微观裂变截面, $\Phi(\mathbf{r}, t, E)$ 是中子通量密度.

图 3 列举了轴向积分的探测器径向相对功率分布的测量值、MC21 计算结果、JMCT 计算结果以及 JMCT 对测量值的相对偏差. 图上数据显示测量值并不是完全对称的, 功率稍微向右下方倾斜. MIT 的 Kord Smith 教授认为在热零功率状态, 功率太低, 测量值误差较大, 因此出现了径向功率倾斜现象 [11].

MC21 与 JMCT 两个程序的计算结果本身的对称性都非常好, 两者的结果基本一致. 与测量值相比, JMCT 计算结果与 MC21 计算结果呈现相同的趋势, 计算偏差在堆芯中部高功率处较小, 在堆芯边缘低功率处较大, 最大偏差都出现在右下角的边缘 B13 组件, MC21 是 -17%, JMCT 是 -14.77%.

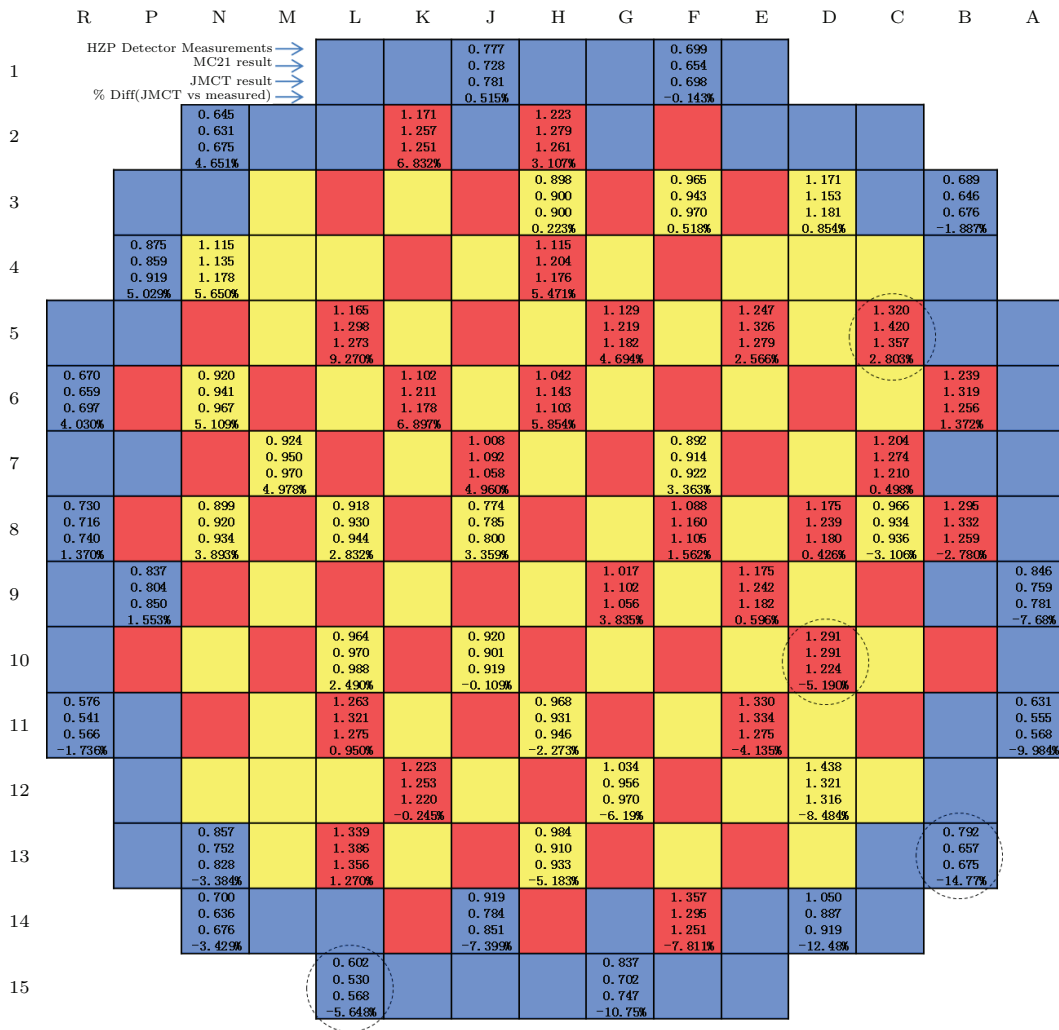


图 3 MC21 和 JMCT 计算值以及测量值的径向探测器相对功率分布

Fig. 3. MC21, JMCT and measured results of radial detector relative power distribution (RPD) (axially integrated).

图3中有四个组件由虚线圈进行了标记,他们是MC21结果与测量值偏差的最大最小值组件(B13, D10)及MC21本身的最大最小值组件(C5, L15). MC21以这四个组件为例,详细比较了组件轴向功率密度分布^[11]. 因此我们也选择了这四个组件的仪表管的轴向功率密度分布,与测量值、MC21结果进行了进一步比较.

如图4所示,每个图上都有三条曲线,分别是测量值(Measure), MC21计算结果(MC21)和JMCT计算结果(JMCT),横坐标是活性区相对高度,纵坐标是归一化的探测器数据^[11]. 图4(a)是B13组件的轴向相对功率密度分布,可以看到JMCT计算结果与测量值整体形状是相符合的,特别是在组件间格架的位置, JMCT和测量值都出现下凹现象,清晰地展示格架建模的影响,由于格架存在,导致含硼水相对减少,慢化效果相对弱. 整个图像上, JMCT计算值比测量值低很多,这与图3给出的轴向积分的相对功率结果是相符合的. 同时, MC21计算值也表现出相同的现象,实际上MC21的轴向积分相对功率与测量值的差别是-17.0%. 图4(b)显示的D10组件中,

JMCT计算值同样比测量值略低(积分值相对偏差-5.190%),在堆芯下半部差别较大,堆芯上半部差别较小,与MC21趋势相符(堆芯下半部MC21计算值比测量值小,堆芯上半部则比测量值大). 图4(c)和图4(d)现象类似, JMCT计算值位于测量值与MC21计算值之间.

此外, JMCT程序还采用两组大小不同的Mesh计数来计算整个堆芯所有组件和pin的径向相对功率密度分布: 第一组Mesh网格包括整个活性区, Mesh规模是 $15 \times 15 \times 1$, 边长与组件大小相同; 第二组Mesh网格在第一组Mesh的基础上进一步细分, X, Y方向分成17份, Z方向分成99份, 即Mesh规模是 $255 \times 255 \times 99$. Mesh计数进行裂变率计数后, 经过归一化处理即可得到相对功率密度分布.

由于BEAVRS模型文献中并没有给出整个堆芯的径向相对功率密度分布, 我们与MC21程序的结果^[11]进行了对比. 图5是轴向积分的组件径向相对功率密度分布图, 193个组件中JMCT与MC21程序最大偏差是3.173%, 最小偏差是0.000%. 两者的计算结果符合得相当好.

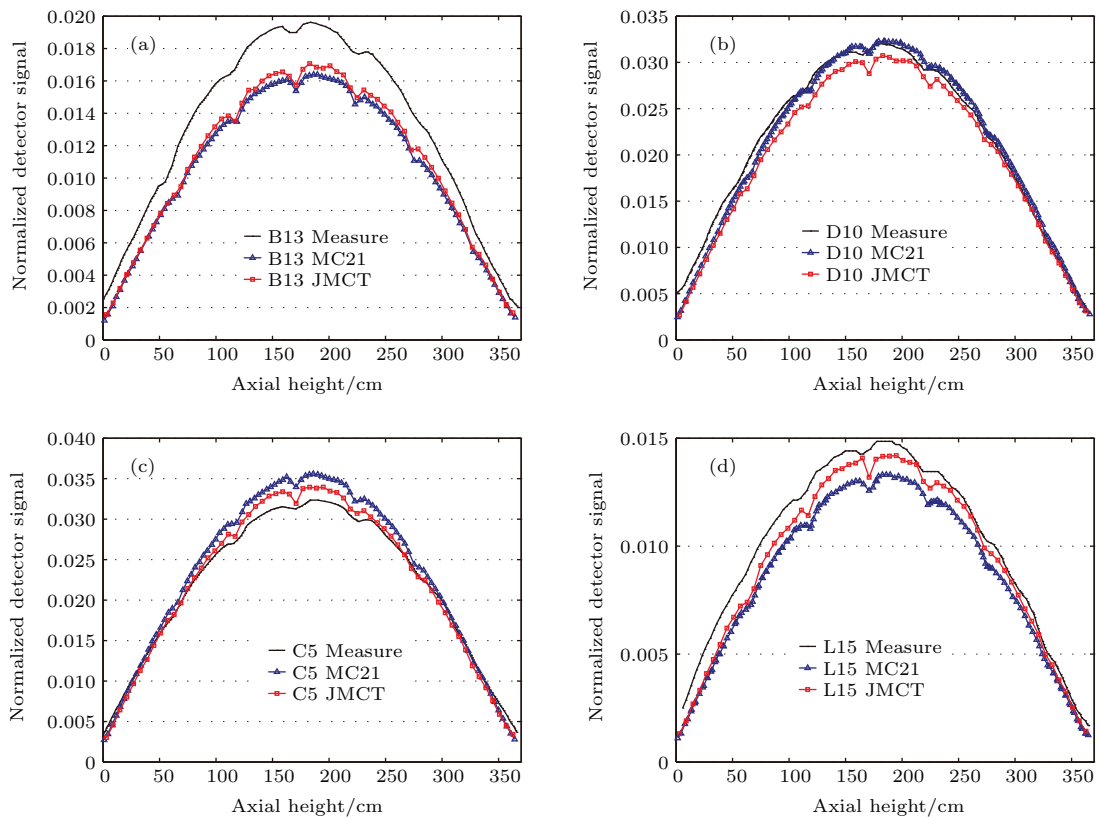


图4 仪表管轴向相对功率密度分布对比图 (a) B13组件; (b) D10组件; (c) C5组件; (d) L15组件

Fig. 4. Axial normalized detector signal: (a) Assembly B13; (b) assembly D10; (c) assembly C5; (d) assembly L15.

	R	P	N	M	L	K	J	H	G	F	E	D	C	B	A		
1																	
					MC21 → 0.734	0.891	1.010	0.961	1.023	0.909	0.745						% The Max Diff: 3.173%
2					JMCT → 0.754	0.917	1.040	0.988	1.046	0.920	0.760						% The Min Diff: 0.000%
					→ 0.027	0.029	2.970%	0.028	0.022	1.210%	0.020						
3																	
4																	
5																	
6																	
7																	
8																	
9																	
10																	
11																	
12																	
13																	
14																	
15																	

图5 JMCT 和 MC21 的轴向积分的组件径向相对功率分布

Fig. 5. The JMCT and MC21 results of assembly RPD (axially integrated).

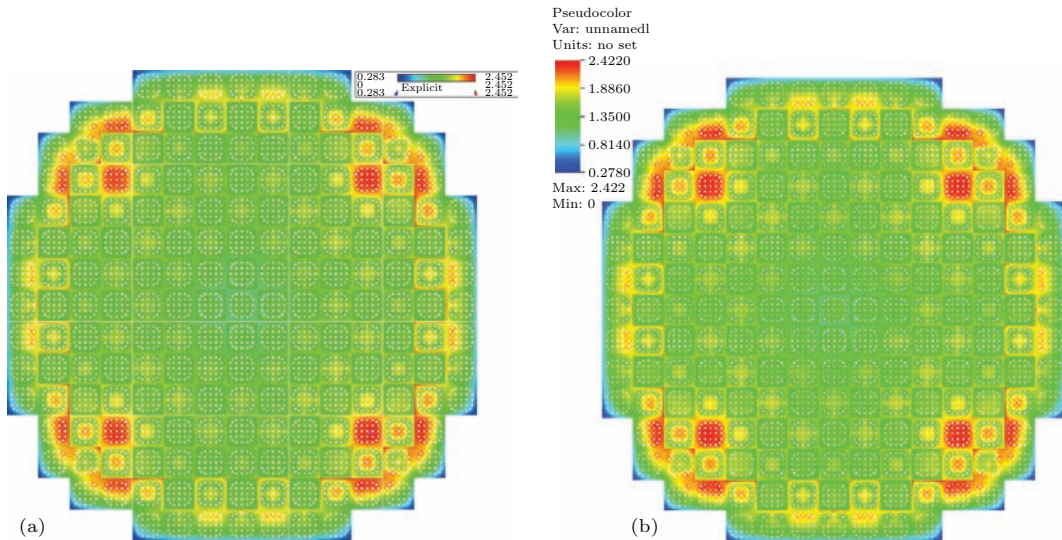


图6 Pin 级别的径向相对功率分布 (a) MC21; (b) JMCT

Fig. 6. Pin power RPD at axial elevation of peak power: (a) MC21; (b) JMCT.

图6是pin级别的径向相对功率密度分布, 选取的是轴向功率相对最大的高度对应的二维平面的Mesh计数结果. 两个图像的颜色设置是相同的,

直观比较显示两个程序的计算结果基本相符. 具体数据上, MC21 计算的最大最小相对功率是2.452和0.283, 而JMCT则是2.422和0.278. JMCT所

有计数的统计误差范围是0.0008到0.0022. 一般来说, 在堆芯边缘, 由于功率小, 粒子到达得比较少, 统计误差较大; 功率大的区域, 模拟的粒子多, 统计误差就小; 因此可以近似认为2.422的统计误差在0.0008左右, 0.278的统计误差在0.0022左右.

对于上述仪表管测量值和相对功率密度分布计算, JMCT软件共计算8000代, 每代400万粒子, 舍弃前3000代, 只统计后5000代模拟粒子, 在广州超算中心的天河二号上采用200个CPU核并行计算了4.8天.

为了验证计算的裂变源收敛性, 我们分析了本次计算的香农熵数据, 香农熵是目前国际上最获认可的临界计算裂变源收敛判据^[17], 其计算方法为

$$H(S^B) = - \sum_{i=1}^B S^B(i) \log_2(S^B(i)), \quad (5)$$

其中, H 表示熵值, B 表示网格划分个数, $S^B(i)$ 表示裂变源点落在网格 i 中的百分比. 本次计算把活性区剖分成 $100 \times 100 \times 110$ 个网格, 图7给出了香农熵 H 随代数变化图, 可以看到, 前3000代模拟完全使得裂变源收敛, 系统达到了本征分布, 因此参与统计的后5000代的裂变源都是从本征分布中抽取的.

需要说明的一点是, 香农熵是后验判据, 即只能在计算结束后给出本次计算裂变源是否收敛的判断, 而不能在计算进行中判断裂变源是否已经收敛.

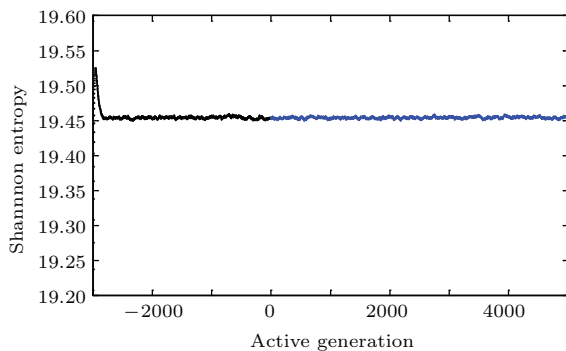


图7 (网刊彩色) 香农熵随代数变化图

Fig. 7. (color online) Demonstration of Shannon entropy convergence.

5 结 论

本文采用JMCT软件对国际精细反应堆基准模型BEAVRS的HZP状态进行了模拟计算, 计算物理量包括了不同组控制棒插入状态的临界本征

值比较、不同组控制棒价值、反应性温度系数、轴向积分的全堆探测器测量值、不同位置的四个组件轴向相对功率密度分布、轴向积分的组件径向相对功率密度分布图和轴向相对功率最大处的pin级别径向相对功率密度分布图. 就所计算物理量的结果, 均与测量值(若有)和MC21模拟结果进行了对比和初步的物理分析. 与MC21比较显示, 对于除温度系数以外的所有物理量, JMCT计算值与MC21结果都符合得非常好, 相对偏差很小; 温度系数两者差异较大, 但依然在工程应用范围之内. 与测量值比较显示, JMCT计算值与大部分测量值也符合, 与少数测量值有一定误差, 例如个别探测器相对功率, 主要原因是测量值误差较大. 与MC21结果和测量值的比较结果验证了软件的正确性, 说明JMCT软件模拟计算全堆芯pin-by-pin反应堆模型的结果是可信的, 模拟结果图像符合物理现象.

JMCT和MC21两个程序采用相同的模型数据进行独立的建模和计算, 计算结果符合得相当好.

限于计算条件和时间原因, JMCT软件距离反应堆设计应用尚有一段距离, 不宜进行“海选阶段”(需要进行大量的数值计算来确定很多不确定参数的初期设计阶段)的模拟, 但可以参与“决赛阶段”(少量的完整设计方案的终期确定阶段)的堆芯设计计算. 随着计算机和并行计算的高速发展, 相信蒙特卡罗方法在反应堆设计方面将发挥越来越重要的作用.

目前JMCT软件已推出1.0版本, 可在中物院高性能数值模拟软件中心网站上申请下载.

参考文献

- [1] Forrest B, Brian K, David B 2012 *Proceedings of PHYSOR 2012-Advances in Reactor Physics-Linking Research, Industry, and Education* Knoxville, Tennessee, USA, April 15–20, 2012
- [2] Du S H, Zhang S F, Feng T G, Wang Y Z, Xing J R 1989 *Computer Simulation of Transport Problems* (Changsha: Hunan Science and Technology Press) p304 (in Chinese) [杜书华, 张树发, 冯庭桂, 王元璋, 邢静茹 1989 输运问题的计算机模拟 (长沙: 湖南科技出版社) 第304页]
- [3] Pei L C, Zhang X Z 1980 *Monte Carlo Methods and Application in Particle Transportation* (Beijing: Science Press) p1 (in Chinese) [裴鹿成, 张孝泽 1980 蒙特卡罗方法及其在粒子输运问题中的应用 (北京: 科学出版社) 第1页]
- [4] Deng L, Li G 2010 *Chin. J. Comput. Phys.* **27** 791 (in Chinese) [邓力, 李刚 2010 计算物理 **27** 791]

- [5] Bill M 2007 *M&C+SNA*, Monterey California, USA, April 15–19, 2007
- [6] Forrest B, William M 2010 *PHYSOR 2010*, Pittsburgh, Pennsylvania, USA, May 9–14 2010
- [7] Kord S 2003 *M&C+SNA* Gatlinburg, Tennessee, USA, April 6–11, 2003
- [8] Jan Eduard H, William M, Bojan P, *Benchmark Specifications Revision 1.1*, <http://www.nea.fr/dbprog/MonteCarloPerformanceBenchmark.htm> [2011-6-20]
- [9] Kord S, Benoit F 2013 *M&C 2013* Sun Valley, Idaho, USA, May 5–9, 2013 p1809
- [10] Daniel K, Thomas S 2012 *Proceedings of PHYSOR 2012 Advances in Reactor Physics-Linking Research, Industry, and Education* Knoxville, Tennessee, USA, April 15–20, 2012
- [11] Daniel K, Brian A 2013 *M&C 2013* Sun Valley, Idaho, USA, May 5–9, 2013 p2962
- [12] Daniel K, Brian A, Paul R 2014 *PHYSOR 2014* Kyoto, Japan, September 28–October 3, 2014
- [13] Li G, Zhang B Y, Deng L 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 158 (in Chinese) [李刚, 张宝印, 邓力 2013 强激光与粒子数 **25** 158]
- [14] Li G, Zhang B Y, Deng L 2013 *ANS Transactions* **109** 1425
- [15] Zhang B Y, Li G, Deng L 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 173 (in Chinese) [张宝印, 李刚, 邓力 2013 强激光与粒子数 **25** 173]
- [16] Nicholas H, Bryan H, 2013 *BEAVRS, Release rev. 1.0.1* <http://crpg.mit.edu/pub/beavrs> [2014-7-7]
- [17] Taro U, Forrest B 2005 *Nuclear Science and Engineering* **149** 38

JMCT Monte Carlo analysis of BEAVRS benchmark: hot zero power results*

Li Gang¹⁾ Deng Li^{1)†} Zhang Bao-Yin¹⁾ Li Rui²⁾ Shi Dun-Fu²⁾ Shangguan Dan-Hua¹⁾
Hu Ze-Hua¹⁾ Fu Yuan-Guang²⁾ Ma Yan¹⁾

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

2) (*CAEP Software Center for High Performance Numerical Simulation, Beijing 100088, China*)

(Received 15 August 2015; revised manuscript received 14 December 2015)

Abstract

J Monte Carlo transport code (JMCT), a new three-dimensional (3D) Monte Carlo transport code, is introduced in this paper. The code is developed on the basis of 3D geometry infrastructure JCOGIN and composed of multilayer modules. JMCT is capable of simulating the collision of particles with multi-group energy or providing energy data libraries. Two forms of parallelism supported in JMCT are domain decomposition and domain replication. The code has very good expansibility. JMCT Monte Carlo results have been compared with hot zero power (HZP) measurements of BEAVRS benchmark model from the MIT Computational Reactor Physics Group. Included in the comparisons are the eigenvalues, control rod bank worths, isothermal temperature coefficients, axially integrated full core detector measurements, axial detector profiles, etc. The eigenvalues for the HZP condition with different control rods positions and boron concentrations are calculated and the error is less than 0.2% compared with the theoretical error 1.000. The results of JMCT for isothermal temperature coefficients are also listed together with MC21 results and measured data. Each calculation for the eigenvalue is run by 1000 cycles in total, discarding 600 cycles, tracking 4 million neutrons each cycle. It takes 5.3–5.7 hours to run on 200 CPU cores. The JMCT results of axially integrated radial detector relative power distribution (RPD) and axial normalized detector signal are compared with the measured data. Power depressions from grid spacers are clearly seen in the JMCT results and accord with the measured data. The JMCT results of axially integrated assembly RPD power distribution are in good agreement with MC21 results, the maximum difference being 3.173% for 193 assemblies. So is the result of pin power RPD relative power at the axial elevation of peak power; the minimum relative power RPD 0.278 of JMCT is comparable to 0.283 of MC21, and the max relative power RPD 2.422 of JMCT is comparable to 2.452 of MC21. The calculation for RPD is run with 3000 inactive cycles and 5000 active cycles, tracking 4 million particles each cycle. It takes about 4.8 days to run on 200 CPU cores. Shannon entropy is used to demonstrate that the fission source distribution is converged after 3000 inactive cycles. With the development of computers and parallel computing, the Monte Carlo method can be used in reactor design instead of benchmarking other calculated results.

Keywords: pin-by-pin, BEAVRS model, Monte Carlo, J Monte Carlo transport code

PACS: 28.52.Av, 02.70.Uu, 24.10.Lx

DOI: 10.7498/aps.65.052801

* Project supported by the Sub-item of Special Projects of the National Energy Bureau, China (Grant No. 2015ZX06002008), the Nuclear Power Development Project of the Science, Technology and Industry for National Defense of China (Grant No. [2012]1523), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2012AA01A303), and the Fund of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2014B0202029).

† Corresponding author. E-mail: deng_li@iapcm.ac.cn