

实时RPV中子剂量测量的共轭探测器响应函数方法研究

陈 勇, 张 斌*

华北电力大学核科学与工程学院, 北京

收稿日期: 2026年4月12日; 录用日期: 2026年4月24日; 发布日期: 2026年7月15日

摘 要

精确的反应堆压力容器辐照评估, 对延长反应堆寿命和核电站的长期运行至关重要。每个反应堆压力容器都有其独特的辐照历史, 因此需要进行大量的输运计算。传统方法效率低下, 无法针对每种运行条件快速重新计算。本文建立了一个实时探测器响应计算框架, 称为共轭探测器响应函数(Adjoint Detector Response Function, ADRF)方法。ADRF系数通过结合首次碰撞源(First-Collision Source, FCS)技术进行的一系列共轭计算预先求得。这些系数与ARES系统中的中子源分布进行线性组合。结果表明, ADRF方法在将计算时间缩短几个数量级的同时, 其模拟结果与完整输运计算结果的偏差控制在1%左右。该方法为反应堆压力容器的实时剂量测量提供了高保真度的替代方案, 为下一代在线监测系统的开发奠定了基础。

关键词

反应堆压力容器, 辐照损伤, 快中子通量密度, 共轭探测器响应函数

An Adjoint Detector Response Function Method for Real-Time RPV Neutron Dosimetry

Yong Chen, Bin Zhang*

School of Nuclear Science and Engineering, North China Electric Power University, Beijing

Received: April 12, 2026; accepted: April 24, 2026; published: July 15, 2026

Abstract

Accurate irradiation assessment of the reactor pressure vessel (RPV) is critical for reactor life

*通讯作者。

文章引用: 陈勇, 张斌. 实时 RPV 中子剂量测量的共轭探测器响应函数方法研究[J]. 核科学与技术, 2026, 14(3): 153-168. DOI: 10.12677/nst.2026.143014

extension and the long-term operation of nuclear power plants. Each RPV possesses a unique irradiation history, necessitating a multitude of transport calculations. The inefficiency of traditional methods prevents rapid recalculation for every operating conditions. This paper establishes a real-time detector response calculation framework, referred to as Adjoint Detector Response Function (ADRF) methodology. The ADRF coefficients are pre-calculated through a series of adjoint calculations with the First-Collision Source (FCS) technique. These coefficients are linearly combined with neutron source distributions from the ARES system. Results demonstrate that the ADRF method reproduces full transport results within 2%, while reducing computational time by several orders of magnitude. The methodology provides a high-fidelity alternative for real-time RPV dosimetry, enabling next generation online monitoring systems.

Keywords

Reactor Pressure Vessel, Irradiation Damage, Fast Neutron Flux, Adjoint Detector Response Function

Copyright © 2026 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

反应堆压力容器(Reactor Pressure Vessel, RPV)在核电机组长期运行中承担着核心结构屏蔽与承压功能,其老化与辐照损伤程度直接关系到核电厂的运行安全与寿命管理[1]。中子辐照导致的材料辐照脆化,会降低容器钢材的断裂韧性,进而影响其抗断裂能力,因此对辐照损伤程度的量化评估是反应堆延寿决策中的关键环节[2]。尤其是在典型轻水反应堆 40 年设计寿期接近尾声的背景下,越来越多的机组正在开展寿命延长(Long-Term Operation, LTO)评估[3],因此,精确的 RPV 中子通量计算长期以来被视为确保结构完性、指导材料监测与优化检修策略的重要基础。近年来,美国若干商用核电机组已陆续取得 60 年甚至 80 年的运行许可[4],国际上也在持续推进对更长寿期运行条件的可行性研究。这一趋势意味着 RPV 在全寿期内所承受的累计快中子通量显著超过传统设计值,因而监管机构与运营商必须具备更高精度、更高效率的 RPV 辐射场预测能力,以支撑寿期延长的安全论证与材料脆化评估[5]。然而,在现有技术体系下,传统的中子输运计算方法面临诸多局限。一方面,直接采用蒙特卡洛方法虽然物理建模精确,但收敛速度缓慢,深穿透问题中统计方差难以有效控制,导致计算时间动辄需要数十小时乃至数天[6]。另一方面,确定性输运方法虽具有较高效率,但在处理强吸收、强非均匀结构以及高能区深穿透输运问题时,若无特殊处理,往往受到数值扩散或射线效应的影响而限制精度[7]。这些特性使传统方法难以兼顾高精度与实时性,在满足常规分析需求的同时难以胜任在线监测或快速响应场景。

为了克服上述瓶颈,过去几十年中研究者提出了多种旨在提升效率与精度的改进策略,包括:以蒙特卡洛为主,通过优化抽样、加权窗口等方差缩减技术改善统计收敛性[8][9];以确定性方法为主,通过加速算法[10]、空间自适应网格[11]、能量多群优化[12]等方式改善求解效率;以及结合两者优点的混合方法(如 CADIS、FW-CADIS、Hybrid Transport 等)[13][14]。这些方法在屏蔽计算和剂量评估中均已取得广泛应用。然而,其共同限制在于:一旦几何结构、材料参数或源项发生变化,往往需要重新执行完整输运求解,结果缺乏模块化复用能力;同时,其计算代价仍难以满足“实时计算与快速评估”的应用需求,如在线辐射监测、运行期间剂量速算、堆芯瞬态响应评估、材料监测样品布置优化等。

本研究基于多阶段响应函数传输(Multi-stage Response Transport, MRT)思想[15],提出了共轭探测器

响应函数(Adjoint Detector Response Function, ADRF)方法。其核心思想是将传统的端到端输运求解划分为两个解耦阶段：第一阶段通过首次碰撞源(First-Collision Source, FCS)与离散纵标输运(S_N)方法[16], 对不同探测器位置与类型构建独立的共轭输运场, 并获得源区与探测器之间的映射系数: ADRF 系数; 第二阶段利用预先计算的 ADRF 系数, 与确定论代码 ARES 所生成的空间群源项进行直接线性组合[17], 即可在无需再次求解输运方程的情况下得到实时探测器响应。由于 RPV 辐射场的变化主要源于堆芯功率分布、燃耗和材料温度的变化, 而这些变化可通过在线堆芯监测系统实时获得, 因此 ADRF 方法能够在结构保持不变的前提下, 将复杂输运问题转化为简单的短阵运算, 实现毫秒级的实时响应。对于 RPV 外侧探测器所在的深穿透场景, 点源激发的强射线效应是影响确定论方法精度的主要因素之一[18]。为此, 本方法采用 FCS 技术来缓解射线效应引起的数值震荡与伪影。

ADRF 方法与传统 MRT 及混合输运方法相比, 在工程应用路径上具有更明确的优势。传统 MRT 方法虽然能够通过多阶段响应函数减少重复计算, 但其响应函数通常依赖特定分界面或中间变量定义, 在面对连续变化的体源分布时仍需进行额外的输运耦合计算。而 ADRF 方法通过构建直接面向源区的全局响应函数矩阵, 将所有输运效应在离线阶段完全吸收, 从而在在线阶段彻底摆脱对输运求解器的依赖。相较于 CADIS、FW-CADIS 等典型混合方法, ADRF 方法不再依赖重要性函数驱动的方差缩减过程, 而是通过确定性的共轭响应函数实现线性重构, 避免了统计不确定性传播问题。这一特性使其在需要可重复且快速响应的工程场景中具有更高的效率及可靠性。

综上, ADRF 方法将预计算的共轭输运信息与实时更新的源项信息以线性方式耦合, 实现从传统“每次变化均需重新求解输运方”到“基于数据库的即时响应预测”的范式转变。该方法在结构完整性评估、在线中子通量监测、事故快速响应预测、辐照样品布置优化等核工程应用中具有显著优势。本研究在理论方法、数值实现与基准验证三个层面系统论述了 ADRF 的构建与应用, 为未来面向延寿核电厂的实时辐射场评估提供了一种高效、可扩展且物理严谨的计算解决方案。

2. 方法

2.1. ADRF 方法理论

探测器响应的基本定义可表示为:

$$R = \int_{V_d} \int_0^\infty \int_{4\pi} \psi(\mathbf{r}, E, \Omega) \sigma_d(\mathbf{r}, E, \Omega) d\Omega dE dV \quad (1)$$

其中 R 为探测器的反应率或计数率, $\psi(\mathbf{r}, E, \Omega)$ 为角通量密度, $\sigma_d(\mathbf{r}, E, \Omega)$ 为探测器的反应截面。若定义源项 $S(\mathbf{r}, E, \Omega)$ 表示中子在堆芯各体积元的分布, 则角通量满足稳态线性玻尔兹曼方程:

$$\begin{aligned} & \Omega \cdot \nabla \psi(\mathbf{r}, E, \Omega) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \psi(\mathbf{r}, E, \Omega) \\ &= \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \psi(\mathbf{r}, E', \Omega') d\Omega' + Q(\mathbf{r}, E, \Omega) \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\mathbf{r}, E, \Omega$ 分别为空间、能量、角度变量, ψ 为角通量密度, Σ_t 、 Σ_s 分别为宏观总截面和宏观散射截面, Q 为固定源。

在共轭理论框架下, 定义共轭角通量 $\psi^\dagger(\mathbf{r}, E, \Omega)$, 其满足共轭输运方程:

$$\begin{aligned} & -\Omega \cdot \nabla \psi^\dagger(\mathbf{r}, E, \Omega) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \psi^\dagger(\mathbf{r}, E, \Omega) \\ &= \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} \Sigma_s(\mathbf{r}, E \rightarrow E', \Omega \rightarrow \Omega') \psi^\dagger(\mathbf{r}, E', \Omega') d\Omega' + Q^\dagger(\mathbf{r}, E, \Omega) \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $Q^\dagger$ 为共轭源项, 用于表示探测器对粒子的能量和角度敏感度。通过将式(2)与(3)代入互换积分并利用共轭关系, 可得:

$$R = \int_{V_d} \int_0^\infty \int_{4\pi} S(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \psi^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) d\boldsymbol{\Omega} dE dV \quad (4)$$

式(4)表明探测器的响应等价于源项与共轭通量在全空间的加权积分。此式为 ADRF 理论的核心依据, 即在共轭问题中以探测器为源, 则其产生的共轭通量场即代表每一空间点对该探测器响应的“重要度”或“贡献度”。

当系统被划分为 N 个离散源区 V_j , 并在每一源区内假设角通量近似均匀, 则探测器 i 的响应可写为离散形式:

$$R_i = \sum_{j=1}^N \alpha_{i,j} S_j \quad (5)$$

其中 $\alpha_{i,j}$ 即为 ADRF 系数, 表示“第 j 源区”对“ i 型探测器”响应的贡献, S_j 是 j 处网格的源强。离散源分布可通过蒙特卡罗、确定论方法计算获得。由式(4)推得:

$$\alpha_{i,j} = \int_0^\infty \int_{4\pi} \psi_i^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) d\boldsymbol{\Omega} dE \quad (6)$$

通过一次共轭计算即可获得所有源区的响应函数, 实现探测器响应与源分布的线性耦合。这一性质为实时辐射场计算奠定了理论基础。

在 RPV 的深穿透问题中, 为获得平滑而物理合理的共轭通量分布, 本研究采用首次碰撞源方法处理, 从而显著削弱射线效应。

首次碰撞源思想源于将通量分解为未碰撞部分和碰撞部分, 即:

$$\psi^\dagger = \psi_0^\dagger + \psi_c^\dagger \quad (7)$$

其中 $\psi_0^\dagger$ 表示共轭点源发出的中子在未发生任何碰撞情况下传播到各点的“未碰撞通量”, 而 $\psi_c^\dagger$ 表示首次碰撞后及其后续散射形成的“碰撞通量”。未碰撞通量满足:

$$\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \psi_0^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \psi_0^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = q^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) \quad (8)$$

其解析解可表示为:

$$\psi_0^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{\sigma_d(E)^{-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d)}}{4\pi s^2} \quad (9)$$

其中 $\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d)$ 为光学厚度, $s = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_d|$ 为从探测器到目标点的距离。以此为基础定义首次碰撞体积源:

$$Q_1^\dagger(\mathbf{r}, E, \boldsymbol{\Omega}) = \int_0^\infty \int_{4\pi} \Sigma_s(\mathbf{r}, E' \rightarrow E, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}) \psi_0^\dagger(\mathbf{r}, E', \boldsymbol{\Omega}') d\boldsymbol{\Omega}' dE' \quad (10)$$

该项代表探测器点源发出的粒子在空间第一次散射后在各方向上形成的“扩展体积源”。由于 $Q_1^\dagger$ 在整个计算域内连续分布, 从而消除了点源引起的角度集中性, 使共轭方程的源项更加平滑, 可有效抑制射线效应。碰撞通量部分满足:

$$\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla \psi_c^\dagger + \Sigma_t \psi_c^\dagger = Q_1^\dagger + \int \Sigma_s(\boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}) \psi_c^\dagger d\boldsymbol{\Omega}' \quad (11)$$

该方程由确定论 S_N 方法求解, 得到平滑且数值稳定的共轭通量场。最后将 $\psi_0^\dagger$ 与 $\psi_c^\dagger$ 叠加即可得到总的共轭通量分布, 从而保证了 ADRF 系数的物理正确性与数值光滑性。

2.2. 计算框架与实现

ADRF 方法的工程实现可概括为一个典型的“离线预计算”和“在线快速重构”两阶段计算框架。在几何结构和材料分布保持不变的条件下, 通过共轭输运计算预先生成源区到探测器之间的响应系数。在

任意运行工况下, 仅需由源强计算模块提供当前中子源分布, 即可通过这些预计算系数快速重构探测器响应, 而无需再次求解完整输运方程。上述过程可如图 1 所示。

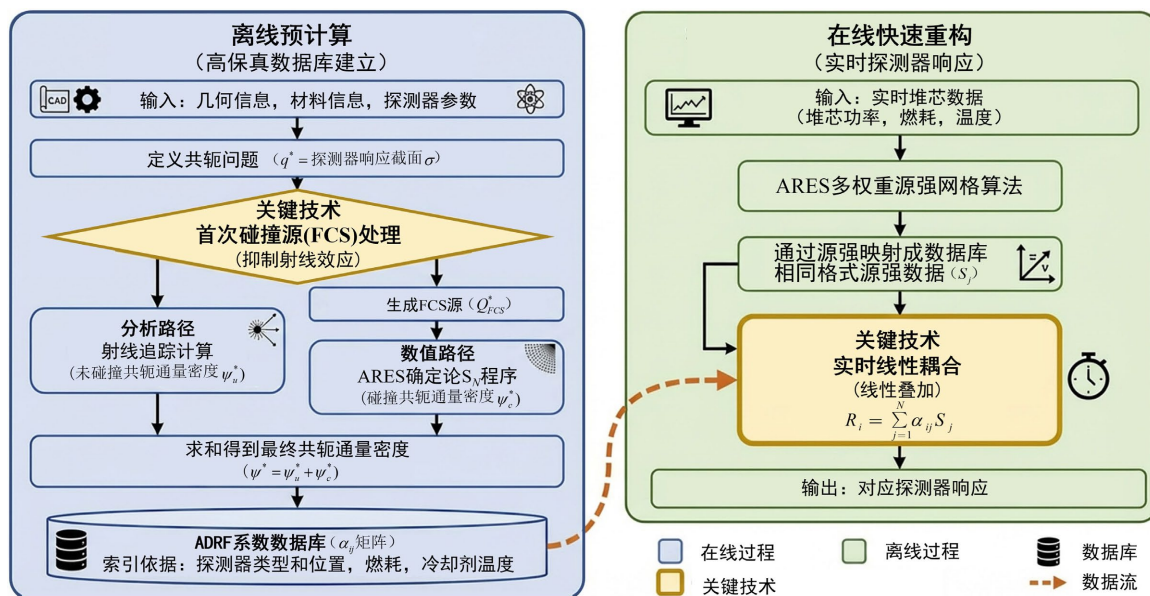


Figure 1. The execution process of the ADRF methodology

图 1. ADRF 方法的计算过程

第一阶段是离线生成阶段, 重点在于严格的物理建模。该阶段采用并行离散坐标法代码 ARES [19] 求解共轭输运方程, 并结合“首次碰撞源”技术以消除射线效应。随后对所得的共轭函数场进行积分并映射到堆芯几何结构上, 从而生成一个涵盖全面运行参数包括温度、冷却剂密度和燃料状态的 ADRF 系数数据库。

第二阶段为在线合成阶段, 旨在实现瞬时响应。在反应堆运行期间, 从电站监测系统获取堆芯源分布数据。随后从 ADRF 数据库中选取合适的 ADRF 矩阵, 并根据当前热水力工况进行必要的插值。通过源分布与所选 ADRF 矩阵的线性叠加, 计算出探测器响应。该方法将复杂的积分输运问题转化为快速的代数运算, 从而实现对反应堆压力容器的连续、实时监测。

2.3. ADRF 数据库构建

在获得经数值验证的共轭通量场后, 下一步即为 ADRF 系数的精确积分与工程化数据库生成。该过程不仅是数学上对共轭通量进行区域积分的实现, 还涉及源与探测器网格的映射谱加权、归一化策略、元数据记录、存储优化、以及为了实际应用所需的快速查找与插值功能。

根据公式(6), 第 i 个探测器与第 j 个源区的 ADRF 系数可由共轭通量在该源区上的积分得到, 考虑上源项具有能量权重谱, 进一步修正为离散形式:

$$\alpha_{i,j} = \sum_{g=1}^G \sum_{m=1}^M S_g \omega_m \psi_{g,m}^\dagger \quad (12)$$

由于一次共轭求解即可获得全域共轭通量场, 故在积分后即可同时得到所有源区的 $\alpha_{i,j}$ 。

在工程应用中要实现高效调用, 数据库需要针对常用查找字段建立索引结构。一般以探测器编号、源区编号、能群结构及燃料级别为主要索引维度, 实现多级哈希索引或基于键值映射的快速访问。在在

线监测或实时剂量计算中, 调用流程通常为: 得到源强向量 $\mathbf{S}$, 检索对应的 $\alpha_{i,j}$ 数据矩阵或通过插值重建近似值, 并通过矩阵乘法

$$\mathbf{R} = \mathbf{A}\mathbf{S} \quad (13)$$

快速得到各探测器的响应结果。为降低延迟并提高吞吐率, 常用的实现策略是在主内存中缓存高频访问的 $\alpha_{i,j}$ 向量, 并利用多线程或分布式内存架构实现并行查询, 使响应计算时间可控制在毫秒级别, 从而满足堆芯运行监测系统的实时性要求。

对于不同运行状态下参数的连续变化, 采用线性或高阶插值可获得未显式计算的中间状态值。例如温度插值可写为:

$$\alpha_{i,j}(T) = \frac{T_2 - T}{T_2 - T_1} \alpha_{i,j}(T_1) + \frac{T - T_1}{T_2 - T_1} \alpha_{i,j}(T_2) \quad (14)$$

在燃耗或谱硬化参数变化较大的情形下, 还可采用多项式或样条插值, 以保持插值平滑性与物理一致性

通过严格的计算与积分策略和插值方案以及高效的数据库架构设计, 可以实现从共轭通量场到响应系数矩阵的高保真映射, 形成结构清晰、性能优越、可追溯且具备实时应用能力的 ADRF 数据库体系。

3. 数值验证

3.1. 自设压水堆问题

自设模型具备典型压水堆的几何结构, 共包含堆芯、下降段、堆芯吊篮与压力容器等 8 个基本体区域。堆芯总热功率为 100.0 MW, 源区由三个尺寸为 $4\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 30\text{ cm}$ 的燃料组件构成。设置两个边长为 1 cm 的立方体探测器, 其中心坐标分别为 $(13.5, 13.5, 25.5)$ 和 $(19.5, 19.5, 25.5)$, 分别代表位于下降段内的近场测点和位于 RPV 外空腔中的远场测点。模型几何示意如图 2 示。

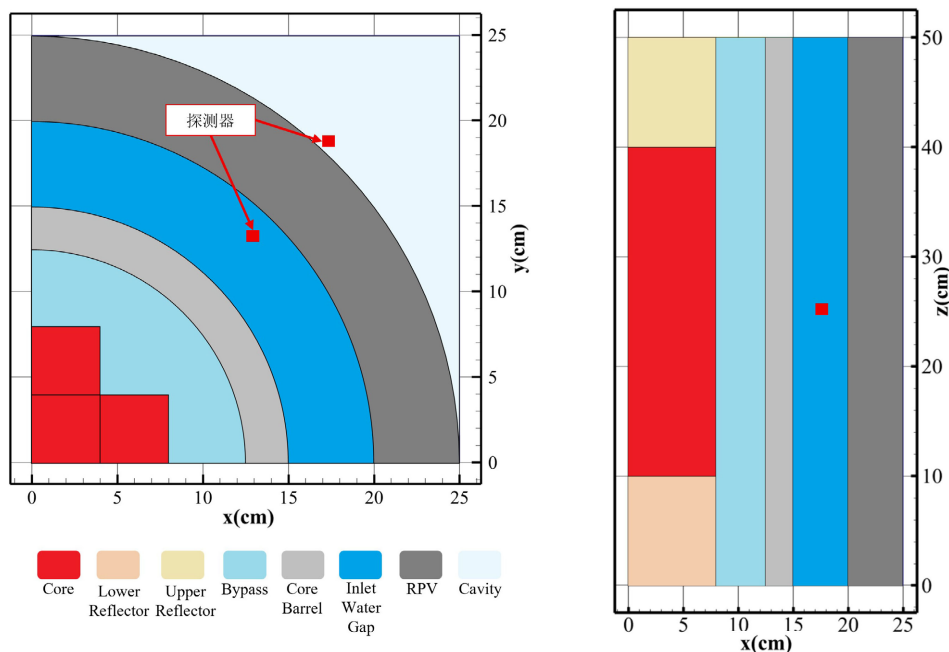


Figure 2. Geometric model of the simplified test model problem

图 2. 自设例题几何模型示意图

3.2. ADRF 系数生成及验证

为了更形象地展示模型内共轭通量密度数值的准确性, 计算采用 47 群能群结构, 角度离散分别采用 S_8 阶求积组、 S_{40} 阶求积组、 S_{80} 阶求积组和首次碰撞源方法进行输运计算, 共轭源项按照单位探测器响应源设置, 内迭代收敛准则统一取为 10^{-3} 。为保证不同计算方案之间具有可比性, 除离散角度和首次碰撞源处理方式外, 其余参数均保持一致。如图 3 所示, 分别采用四种求解方法得到的共轭通量密度的空间分布情况。当求积组阶数较低时, 如图 3(a)所示, 共轭通量密度分布呈现明显的射线效应。当求积组阶数增加到 S_{40} 和 S_{80} 时, 如图 3(c)和 3(d), 随着角度离散方向的增加, 射线效应逐渐减弱, 但在局部仍有较明显的射线效应存在。采用 S_8 阶 $P_N T_N$ 求积组耦合首次碰源方法计算得到的未碰撞共轭通量密度的空间分布情况如图 3(b)所示, 可以看出采用首次碰撞源方法在低阶数时就可以明显缓解射线效应。得到平滑且数值稳定的共轭通量场, 从而保证了 ADRF 系数的物理正确性与数值光滑性。

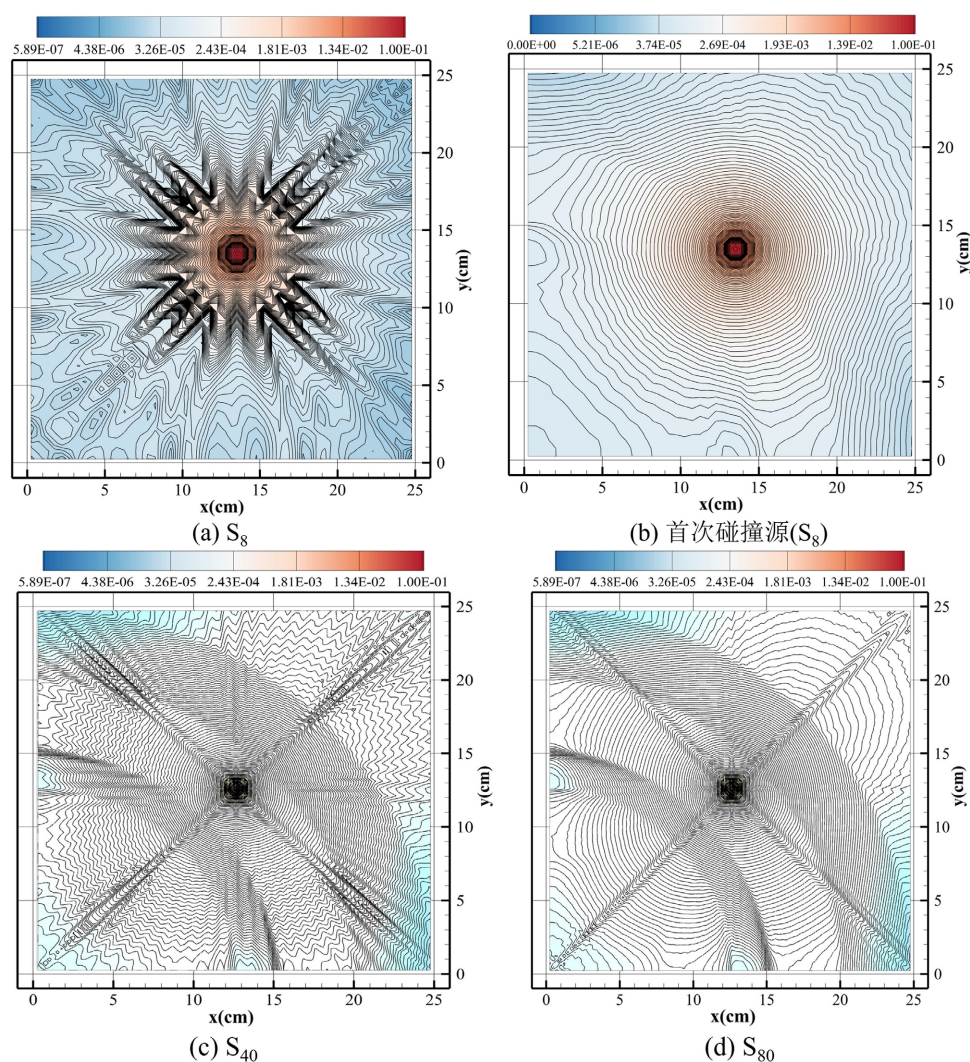


Figure 3. Adjoint flux distribution under four solution conditions

图 3. 四种求解条件下共轭通量密度分布图

在获得平滑稳定的共轭通量场后, 可以进一步计算对应的 ADRF 系数, 并分析其空间分布特征。由

于 ADRF 系数本质上表征的是各源区对目标探测器响应的贡献强度, 因此其分布特征不仅反映了几何和材料屏蔽条件, 还体现了中子深穿过程中不同源区贡献的空间差异。

图 4 给出了两个探测器在不同位置对应的 ADRF 系数分布示意, 其中图 4(a)为下降段内探测器的结果, 图 4(b)为 RPV 外空腔探测器的结果。可以看出, 两组结果都表现出明显的空间非均匀性, 靠近堆芯外缘、且与探测器更近的源区具有较高 ADRF 系数, 是因为在边缘产生的中子更有可能穿透结构并产生探测器响应, 而需经过更多散射与吸收才能到达探测器的源区, 其 ADRF 系数明显减小。这一分布规律符合深穿透中子输运问题的基本物理图像, 即探测器响应主要由少数几何位置更有利、穿透路径更短或高能中子贡献更大的源区决定。

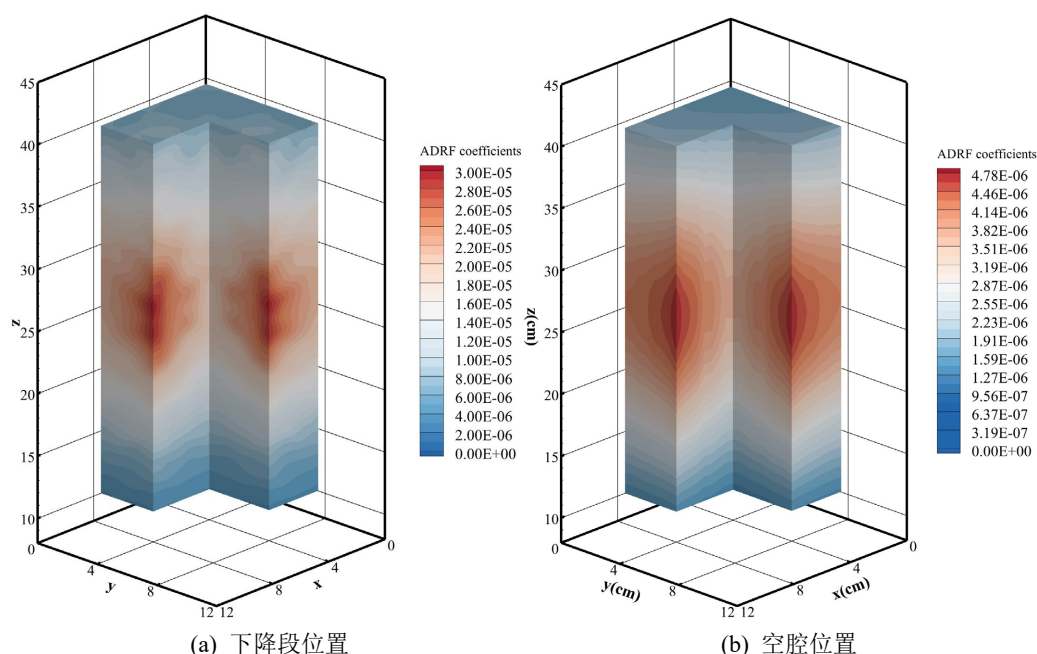


Figure 4. ADRF coefficients distribution for the $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$ detector
图 4. $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$ 探测器在不同位置的 ADRF 系数分布图

3.3. ADRF 系数敏感性分析

ADRF 系数反映了源区单位强度对探测器响应的贡献程度, 其数值受多种物理参数影响。在辐射屏蔽计算方面, 研究 ADRF 系数对不同参数的敏感性非常重要。根据灵敏度研究的信息, 可以更好地管理 ADRF 系数数据库。为定量评估不同参数变化对 ADRF 系数的影响程度, 本研究在 ARES 确定论输运框架下, 基于上述自设例题进行了系统敏感性分析。敏感性系数定义为输出量相对于输入参数的归一化变化率, 其数学形式可表示为:

$$S_x = \frac{\alpha(x + \Delta x) - \alpha(x)}{\alpha(x)} \quad (15)$$

其中 S_x 为 ADRF 系数对参数 x 的敏感性系数, α 为相应的 ADRF 值。若 $S_x > 0$, 表示参数增大导致 ADRF 系数增大; 若 $S_x < 0$, 则表示相反趋势。

为保证结果的可比性, 所有参数变化均以基准工况为参照, 即以标准计算参数(能群数 47 群、角度阶数 S_8 、均匀空间网格划分、300 K 截面库)下计算所得 ADRF 为基准值。

3.3.1. 探测器类型影响

探测器类型是影响 ADRF 系数的最直接因素之一。其根本原因在于, 不同探测器对应不同的反应截面或响应函数, 从而直接改变共轭输运方程中的共轭源项的定义。图 5 给出了不同类型探测器在中平面下对应源区的 ADRF 系数。从图中可以看出, 不同探测器在同一位置对应的系数大小存在明显差别。其中, 对低能区更敏感的 $^{115}\text{In}(\text{n}, \text{n}')^{115\text{m}}\text{In}$ 探测器对应的 ADRF 系数最大, 而对高能区中子更敏感的 $^{63}\text{Cu}(\text{n}, \alpha)^{60}\text{Co}$ 探测器对应的 ADRF 系数相对较小。这一结果说明, 响应能区越低、能区覆盖越宽的探测器, 在深穿透场景下能接收更多经散射和降能后的中子贡献, 因此其 ADRF 系数整体水平更高。相反, 快中子阈值越高的探测器, 其响应主要依赖于能量较高的中子, 源区贡献范围更窄, 系数值也相对较低。

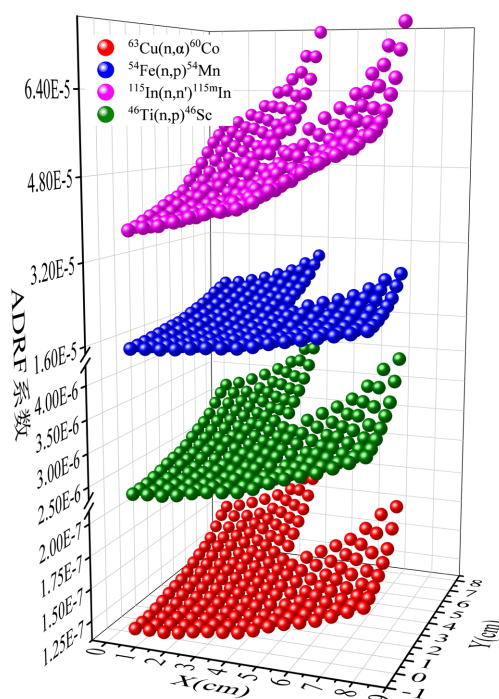


Figure 5. α coefficients for different types of detectors

图 5. 不同类型的探测器在中平面下的 α 系数

3.3.2. 裂变谱影响

在轻水反应堆中, 产生热裂变的核素主要是 ^{239}Pu 和 ^{235}U 。随着燃耗的加深, 堆芯这两种核素组成发生变化, 导致裂变中子能谱也会不同。堆芯裂变谱决定了初始中子能量分布, 是影响 ADRF 的主要源参数之一。图 6 显示了根据公式(15)计算出的 ADRF 系数对不同剂量计的敏感性系数, ^{239}Pu 浓度从 0%到 100%。

结果显示, $^{63}\text{Cu}(\text{n}, \alpha)^{60}\text{Co}$ 、 $^{46}\text{Ti}(\text{n}, \text{p})^{46}\text{Sc}$ 、 $^{54}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{54}\text{Mn}$ 和 $^{115}\text{In}(\text{n}, \text{n}')^{115\text{m}}\text{In}$ 剂量计的最大变化分别为 14.1%、11.22%、7.59%和 4.23%。剂量计类型会影响 ADRF 系数对 $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ 比率的灵敏度。由于四种剂量计对不同能量范围的中子敏感, 预计阈值能量越高的剂量计对 $^{239}\text{Pu}/^{235}\text{U}$ 比率越敏感。这主要是因为在深穿过程中, 能量较高的中子更有可能穿透核反应堆。在所有剂量计中, $^{63}\text{Cu}(\text{n}, \alpha)^{60}\text{Co}$ 、和 $^{46}\text{Ti}(\text{n}, \text{p})^{46}\text{Sc}$ 剂量计的阈值能量最高, 因此对 ADRF 系数的影响也最大。 $^{115}\text{In}(\text{n}, \text{n}')^{115\text{m}}\text{In}$ 剂量计的阈值能量最低, 为 0.95 MeV, 因此对 ADRF 系数的影响较弱。换言之, 裂变谱组成通过改变源区高能中子的相对份额, 影响了不同源区对探测器响应的有效贡献比例, 这种影响在高阈值探测器中表现得更为显著。

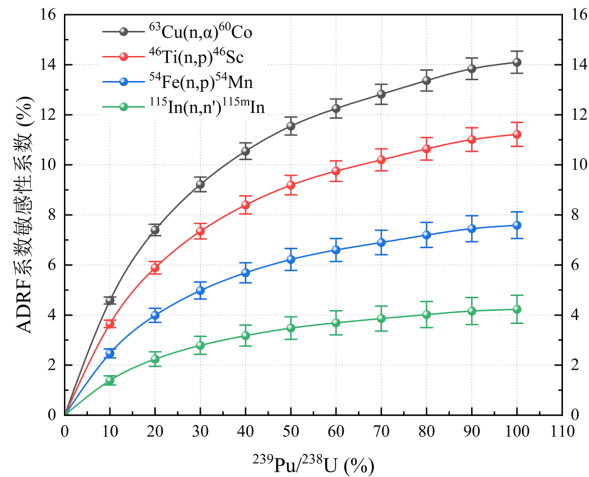


Figure 6. Impact of $^{239}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ ratio on the ADRF coefficient
图 6. 钚铀比对 ADRF 系数的影响

3.3.3. 冷却剂温度影响

温度变化主要通过影响材料的宏观截面与密度实现对输运过程的影响。随着温度升高, 材料密度下降、原子热运动增强, 导致中子散射角分布更加各向同性, 总截面 Σ_t 与散射截面 Σ_s , 均随温度变化而改变。

根据 ENDF/BVII.1 截面库的温度插值结果[20], 在 300~600 K 范围内的变化约 0.5%~1.0%, 计算结果表明, 所有剂量的变化都微乎其微, 仅为 0.03%。因为对于 RPV 中子通量计算, 只有能量大于 1 MeV 的中子才会引起响应。温度只会影响共振频率的形状, 而重要核素的共振能区都低于 1 MeV。图 7 显示了轻水反应堆中重要重核素的总微观截面。从图中可以看出 ^{56}Fe 、 ^{58}Ni 和 ^{16}O 核素在 $E > 1 \text{ MeV}$ 时有共振峰, 但由于以下原因, 它们变得并不重要: 大量的 ^{56}Fe 和 ^{58}Ni 位于 RPV, 但 RPV 的温度不会像堆芯和冷却剂那样高, 因此, 其影响微乎其微。 ^{16}O 的共振峰与其他重核素的共振峰相比, 相对要小得多, 因此影响也就不那么明显。

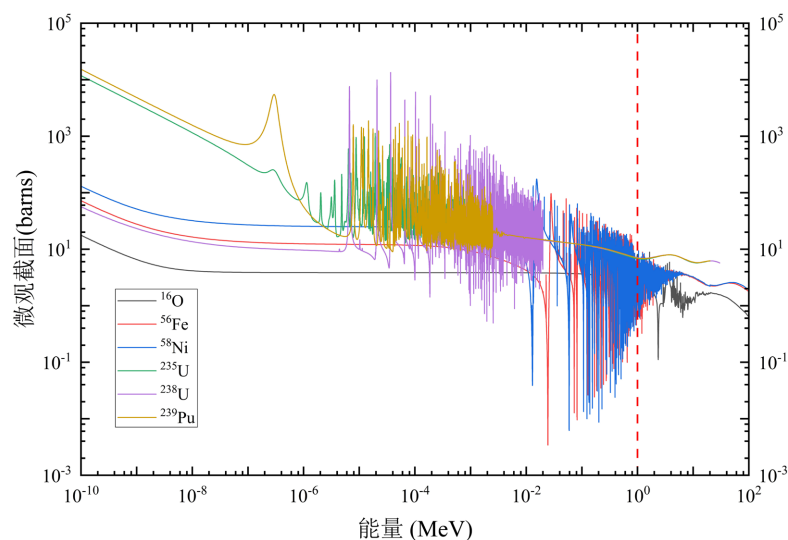


Figure 7. Microscopic cross section of important nuclides
图 7. 重要核素的微观截面

3.3.4. 冷却剂密度影响

冷却剂密度是影响反应堆辐射输运特性的重要工况参数之一, 特别是在压水堆 PWR 中, 其对中子慢化能力、能谱分布以及中子泄漏率均具有显著调制作用。由于 ADRF 系数本质上反映了源区与探测器之间的输运耦合关系, 因此冷却剂密度的变化会通过改变中子在堆芯与结构间的传播特性而直接影响 ADRF 系数的数值与分布形态。

一回路温度冷却剂温度为 $\sim 320^{\circ}\text{C}$, 在 15.5 MPa 下冷却剂密度在 0.65 至 1.00 g/cm^3 之间变化。图 8 显示了 ADRF 系数对冷却剂密度的敏感性。这里以冷却剂密度为 1.00 g/cm^3 时的 ADRF 系数为参考。结果表明, 当一次冷却剂密度为 0.65 g/cm^3 时, $^{63}\text{Cu}(\text{n}, \alpha)^{60}\text{Co}$ 、 $^{46}\text{Ti}(\text{n}, \text{p})^{46}\text{Sc}$ 、 $^{54}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{54}\text{Mn}$ 和 $^{115}\text{In}(\text{n}, \text{n}')^{115\text{m}}\text{In}$ 剂量计的最大变化分别为 33%、35%、41% 和 47%。这一结果远高于裂变谱和温度所引起的变化量, 说明冷却剂密度是影响 ADRF 系数最显著的运行参数之一。

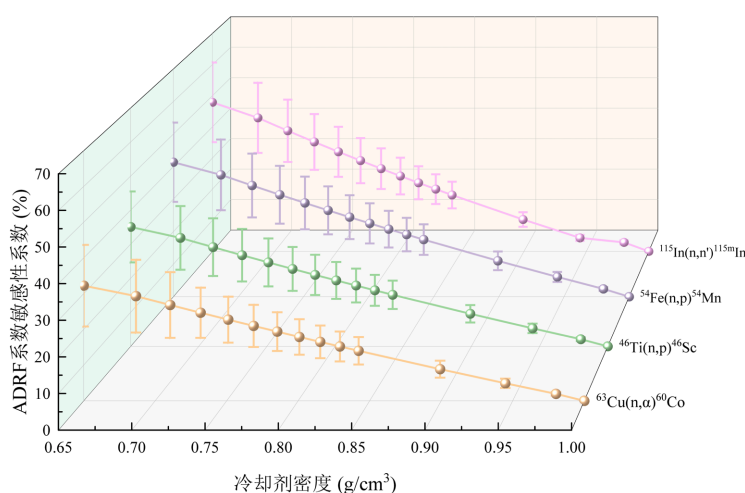


Figure 8. Impact of coolant density on ADRF coefficients
图 8. 冷却剂密度对 ADRF 系数的影响

4. 实时探测器响应计算

4.1. H.B.Robinson-2 基准题

H.B.Robinson-2 号机组是西屋公司设计的热功率为 2300 MW 的压水堆核电机组[21], 于 1971 年 3 月并网发电。基准报告给出了其第 9 循环中若干典型燃耗点的堆芯功率分布数据, 包括 147、417、1632、3363、5257、7595、9293 和 10,379 MWd/MTU 等燃耗阶段。相较于只使用循环平均功率分布, 基于这些离散燃耗点展开分析, 能够更准确地反映运行历史中中子源分布的动态变化特征, 也更符合反应堆压力容器辐照评估的实际需求。

H.B.Robinson-2 号反应堆的堆芯是由 157 个燃料组件组成的, 各组件中燃料栅元呈 15×15 分布, 燃料组件燃耗水平不同导致组件功率存在明显不同。燃料组件形状为正六面体, 基本尺寸为 $21.504 \text{ cm} \times 21.504 \text{ cm} \times 265.67 \text{ cm}$ 。压力容器径向厚度 23.614 cm, 内外半径分别为 198.041 cm 与 221.655 cm。外面依次围绕有堆芯围板、堆芯筒(又称吊篮筒)、热屏、压力容器和水泥生物屏蔽层。两个探测器分别位于 20° 方位角的辐照监督管内和 0° 方位角的空腔内。上述多层结构共同构成了典型的反应堆压力容器深穿透中子输运路径, 使该基准题能够充分体现本文方法所针对问题的物理本质。图 9 为 H.B.Robinson-2 基准题的几何模型示意图, 基准报告提供了各区域的材料成分信息。

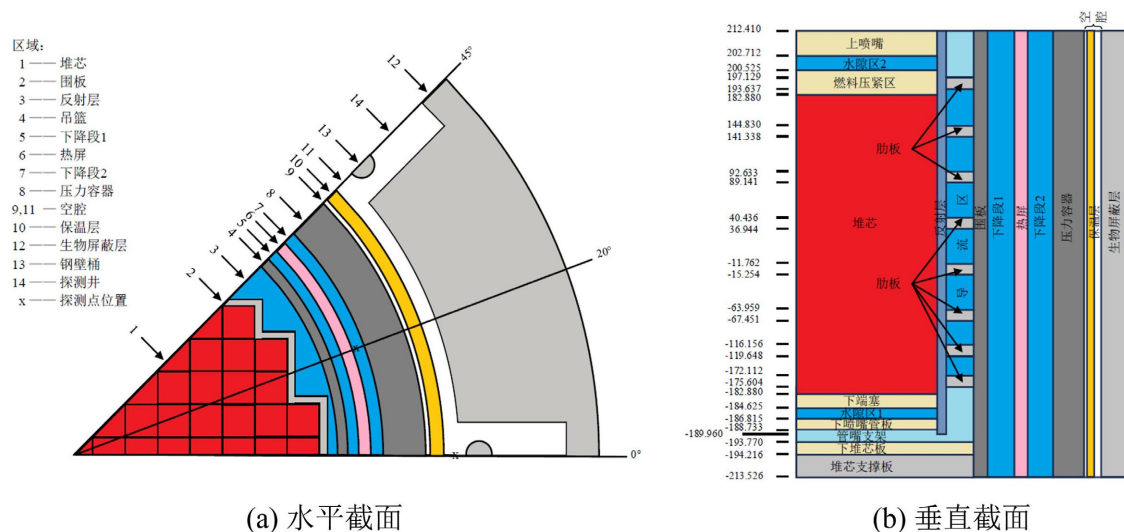


Figure 9. Schematic sketch of the H.B.Robinson-2 reactor
图 9. H.B.Robinson-2 基准题几何模型示意图

4.2. 源强计算结果分析

在实时探测器响应计算中，首先需获得堆芯及压力容器内的中子源强分布。本文采用 ARES 程序的多权重源强网格映射模块计算得到稳态功率分布下的源强分布，并对堆芯区域的空间分辨率进行细化，以保证源强表示的精度。由基准报告提供的功率文件并采用固定源生成模块对堆芯中子源项进行计算。图 10 展示了典型稳态工况下的三维源强分布结果，其中横坐标表示堆芯径向方向、纵坐标表示轴向位置，颜色深度对应能群加权后的中子源项密度。由图可知外围组件源强变化趋势呈阶梯分布，最外侧的源强达到最小值。图 10 所示的源强分布经过标准化处理，以每兆瓦功率对应的中子发射率为基准。这一处理方式在短期功率分布不变的工况下保证了源强可在不同功率水平下直接缩放，同时便于与 ADRF 数据库中的单位源强归一化系数进行直接耦合，从而实现探测器响应的线性组合计算。

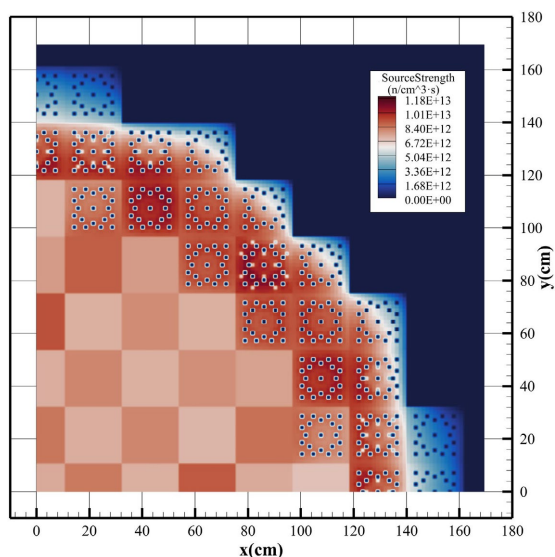


Figure 10. Neutron source strength distribution of the H.B.Robinson-2 core midplane
图 10. H.B.Robinson-2 基准题的堆芯中平面中子源强分布

4.3. 重构结果对比分析

依据前文建立的数据库调用与在线重构流程，对 H.B.Robinson-2 基准题中不同位置、不同类型探测器的响应进行快速计算。本节选取辐照监督管位置和空腔位置两类典型测点作为研究对象，分别对 $^{58}\text{Ni}(\text{n}, \text{p})^{58}\text{Co}$ 、 $^{54}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{54}\text{Mn}$ 、 $^{46}\text{Ti}(\text{n}, \text{p})^{46}\text{Sc}$ 和 $^{63}\text{Cu}(\text{n}, \alpha)^{60}\text{Co}$ 四类常用剂量计的响应进行重构，并将结果与 ARES 完整正向输运计算结果进行对比，以验证 ADRF 方法在真实工程问题中的精度。

表 1 给出了辐照监督管位置四类剂量计在第 9 循环初期用新鲜燃料棒、总功率为额定功率 76% 的工况下的响应对比结果。可以看出，ADRF 方法计算结果与 ARES 正向输运结果具有较高一致性。 $^{58}\text{Ni}(\text{n}, \text{p})^{58}\text{Co}$ 、 $^{54}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{54}\text{Mn}$ 、 $^{46}\text{Ti}(\text{n}, \text{p})^{46}\text{Sc}$ 和 $^{63}\text{Cu}(\text{n}, \alpha)^{60}\text{Co}$ 的相对误差分别为-0.80%、-0.64%、-0.02%和-0.40%。辐照监督管位置的四类探测器响应误差均控制在 1% 以内，表明 ADRF 方法能够较准确地重构靠近压力容器内侧区域的探测器响应。

Table 1. Detector response comparison in capsule ADRF methodology and ARES forward calculations

表 1. 辐照监督管位置不同探测器的响应对比

位置	探测器类型	计算方法	探测器响应/(n/s)	相对误差/(%)
辐照监督管	$^{58}\text{Ni}(\text{n}, \text{p})^{58}\text{Co}$	ADRF 方法	1.50E+11	-0.80%
		正向输运	1.51E+11	Ref.
	$^{54}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{54}\text{Mn}$	ADRF 方法	1.09E+11	-0.64%
		正向输运	1.09E+11	Ref.
	$^{46}\text{Ti}(\text{n}, \text{p})^{46}\text{Sc}$	ADRF 方法	2.00E+10	-0.02%
		正向输运	2.00E+10	Ref.
	$^{63}\text{Cu}(\text{n}, \alpha)^{60}\text{Co}$	ADRF 方法	1.14E+09	0.40%
		正向输运	1.14E+09	Ref.

表 2 给出了空腔位置对应的四类剂量计响应对比结果。与辐照监督管位置类似，ADRF 方法对空腔位置的计算结果同样与正向输运计算结果吻合良好。 $^{58}\text{Ni}(\text{n}, \text{p})^{58}\text{Co}$ 、 $^{54}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{54}\text{Mn}$ 、 $^{46}\text{Ti}(\text{n}, \text{p})^{46}\text{Sc}$ 和 $^{63}\text{Cu}(\text{n}, \alpha)^{60}\text{Co}$ 的相对误差分别为-0.61%、-0.73%、-0.77%和-0.50%。尽管空腔位置相较辐照监督管位置具有更长的穿透路径和更厚的屏蔽结构，但 ADRF 方法仍能够保持较高的重构精度。这说明由共轭首次碰撞源方法生成的 ADRF 系数矩阵能够较好地反映深穿透条件下源区到远场测点之间的响应映射关系。

Table 2. Detector response comparison in cavity ADRF methodology and ARES forward calculations

表 2. 空腔位置不同探测器的响应对比

位置	探测器类型	计算方法	探测器相应/(n/s)	相对误差/(%)
空腔	$^{58}\text{Ni}(\text{n}, \text{p})^{58}\text{Co}$	ADRF 方法	3.07E+08	-0.61%
		正向输运	3.05E+08	Ref.
	$^{54}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{54}\text{Mn}$	ADRF 方法	2.06E+08	-0.73%
		正向输运	2.07E+08	Ref.
	$^{46}\text{Ti}(\text{n}, \text{p})^{46}\text{Sc}$	ADRF 方法	3.80E+07	-0.77%
		正向输运	3.83E+07	Ref.
	$^{63}\text{Cu}(\text{n}, \alpha)^{60}\text{Co}$	ADRF 方法	2.39E+06	-0.50%
		正向输运	2.41E+06	Ref.

表 3 和表 4 给出了 H.B.Robinson-2 基准题辐照监督管处和空腔处的比活度计算结果。总体来看, ADRF 方法在两个位置均能较好重构测量结果, 且整体精度优于正向平均方法。对于辐照监督管处, 正向平均方法的 C/M 为 0.87~0.90, 平均值为 0.88 ± 0.01 , 表现出明显的系统性低估。ADRF 方法的 C/M 提高到 0.92~0.94, 平均值达到 0.93 ± 0.01 , 四个类型的探测器均比正向平均方法更接近测量值, 平均偏差由约 11.8%降低至 7.3%。对于空腔处, 正向平均方法和 ADRF 方法均与测量值符合较好, 其中前者的平均 C/M 为 1.02 ± 0.04 , 后者为 1.00 ± 0.03 , 表明 ADRF 在深穿透、低响应水平区域仍保持了较高精度, 并进一步减小了整体偏差与离散性。结合辐照监督管处和空腔处相差近两个数量级的比活度水平可知, ADRF 方法在不同空间位置 and 不同响应强度条件下均表现出较好的鲁棒性, 验证了该方法用于 RPV 中子剂量快速重构的有效性。

Table 3. The specific activity in the capsule
表 3. H.B.Robinson-2 基准题辐照监督管处的比活度结果

反应类型	比活度计算结果(Bq/mg)				
	测量值 M	正向平均方法		ADRF 方法	
		计算值 C	C/M	计算值 C	C/M
$^{58}\text{Ni}(\text{n,p})^{58}\text{Co}$	1.79E+04	1.56E+04	0.88	1.67E+04	0.94
$^{54}\text{Fe}(\text{n,p})^{54}\text{Mn}$	9.34E+02	8.11E+02	0.87	8.47E+02	0.92
$^{46}\text{Ti}(\text{n,p})^{46}\text{Sc}$	3.50E+02	3.06E+02	0.88	3.26E+02	0.93
$^{63}\text{Cu}(\text{n},\alpha)^{60}\text{Co}$	2.65E+01	2.37E+01	0.90(0.93)	2.42E+01	0.92(0.95)
标准差	—	—	0.88 ± 0.01 (0.89 ± 0.02)	—	0.93 ± 0.01 (0.94 ± 0.01)

Table 4. The specific activity in the cavity
表 4. H.B.Robinson-2 基准题空腔处的比活度结果

反应类型	比活度计算结果(Bq/mg)				
	测量值 M	正向平均方法		ADRF 方法	
		计算值 C	C/M	计算值 C	C/M
$^{58}\text{Ni}(\text{n,p})^{58}\text{Co}$	1.96E+02	1.91E+2	0.97	1.97E+02	1.00
$^{54}\text{Fe}(\text{n,p})^{54}\text{Mn}$	8.71E+00	8.80E+0	1.01	8.50E+00	0.98
$^{46}\text{Ti}(\text{n,p})^{46}\text{Sc}$	3.31E+00	3.46E+0	1.05	3.44E+00	1.04
$^{63}\text{Cu}(\text{n},\alpha)^{60}\text{Co}$	2.65E-01	2.75E-1	1.04(1.07)	2.56E-01	0.97(1.00)
标准差	—	—	1.02 ± 0.04 (1.03 ± 0.04)	—	1.00 ± 0.03 (1.00 ± 0.02)

4.4. 计算效率分析

在反应堆压力容器 neutron 剂量测量问题中, 计算方法是否具有工程应用价值, 不仅取决于结果精度, 还取决于在多工况和运行历史分析中的计算效率。表 5 给出了两类方法在单工况和八个燃耗点条件下的时间对比结果。可以看出, 对于 H.B.Robinson-2 基准题, 完整确定论输运方法在单一工况下的计算时间约为 7.21 h, 而 ADRF 在线重构阶段完成同一工况下探测器响应计算仅需约 2.80 s。即使考虑离线数据库预计算所需时间, 由于该部分只需执行一次, 并可供后续多个工况重复调用, 因此在多工况分析中, ADRF

方法的综合效率仍显著优于传统逐工况运输求解。

Table 5. Comparison of computational efficiency between traditional transport methods and the ADRF method

表 5. 传统运输方法与 ADRF 方法计算效率对比

方法	单工况计算时间	8 个燃耗点总时间	备注
完整 S_N 正向运输	7.21 h	57.68 h	每个工况需重新求解
ADRF 在线重构	2.80 s	22.40 s	不含离线数据库生成
ADRF 离线 + 在线	离线建库时长 39.22 h + 2.80 s	离线建库时长 39.22 h + 22.40 s	适用多工况调用

从表 5 可以进一步看出, ADRF 方法的效率优势主要来源于对重复运输求解的避免。对于传统方法, 工况数越多, 总计算时间增长越快。而在 ADRF 方法中, 工况变化仅意味着源强 S 的更新以及系数矩阵 A 的插值调用, 因此单工况额外成本极低。若对 H.B.Robinson-2 第九循环的每一天工况都进行计算, ADRF 方法通过在线重构响应 449 次, 加上前期构建数据库所花费的时间 39.22 h, 总共仅需要 39.57 h, 而对每天的工况使用正向运输求解, 总共需要 3237.29 h。因此, ADRF 方法特别适用于运行历史回溯、多燃耗步扫描、方案比较和在线监测等需要大量重复调用的应用场景。

5. 结论

基于多阶段响应函数传输思想研究了共轭探测器响应函数方法, 用于快速、准确地计算与反应堆压力容器监测相关的中子响应。该方法将共轭运输计算与首次碰撞源技术相结合, 有效缓解了射线效应, 产生平滑且物理上一致的共轭通量密度。由此得到的 ADRF 系数定义了空间源分布与探测器响应之间的固定关系。结合 ARES 系统生成的中子源数据, 即可实现直接响应重建。敏感性分析表明, 冷却剂密度、探测器类型、燃耗及能谱变化会影响 ADRF 的行为, 而快中子能区内的温度效应可忽略不计。通过与完整确定论运输计算结果对比, 验证了 ADRF 方法能够在全运行历史范围内保持较高精度, 偏差控制在 1% 左右。在计算效率上比传统逐工况运输方法提升了 80 倍左右, 具有良好的工程应用前景。

参考文献

- [1] Kryukov, A., Debarberis, L., von Estorff, U., Gillemot, F. and Oszvald, F. (2012) Irradiation Embrittlement of Reactor Pressure Vessel Steel at Very High Neutron Fluence. *Journal of Nuclear Materials*, **422**, 173-177. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2011.12.026>
- [2] Odette, G.R. and Nanstad, R.K. (2009) Predictive Reactor Pressure Vessel Steel Irradiation Embrittlement Models: Issues and Opportunities. *JOM*, **61**, 17-23. <https://doi.org/10.1007/s11837-009-0097-4>
- [3] Blom, F.J. (2007) Reactor Pressure Vessel Embrittlement of NPP Borssele: Design Lifetime and Lifetime Extension. *Nuclear Engineering and Design*, **237**, 2098-2104. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2007.02.008>
- [4] NUREG/CR-2191 (2017) Generic Aging Lessons Learned for Second License Renewal. US Nuclear Regulatory Commission.
- [5] Ballesteros, A., Altstadt, E., Gillemot, F., Hein, H., Wagemans, J., Rouden, J., et al. (2014) Monitoring Radiation Embrittlement during Life Extension Periods. *Nuclear Engineering and Design*, **267**, 197-206. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2013.11.068>
- [6] Kulesza, J.A., Adams, T.R., Armstrong, J.C., Bolding, S.R., Brown, F.B., Bull, J.S. and Zukaitis, A.J. (2022) MCNP® Code Version 6.3.0 Theory & User Manual. Los Alamos National Laboratory.
- [7] Zhang, B., Zhang, L., Liu, C. and Chen, Y. (2017) Goal-Oriented Regional Angular Adaptive Algorithm for the S_N Equations. *Nuclear Science and Engineering*, **189**, 120-134. <https://doi.org/10.1080/00295639.2017.1394085>
- [8] Yadav, P., Rachamin, R., Konheiser, J. and Baier, S. (2024) Estimation of Weight Window Parameters Based on Recursive Monte Carlo Approach for Reactor Shielding Problems. *Annals of Nuclear Energy*, **197**, Article ID: 110277.

- <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2023.110277>
- [9] Chraïbi, H., Dutfoy, A., Galtier, T. and Garnier, J. (2017) Monte-Carlo Acceleration: Importance Sampling and Hybrid Dynamic Systems. arXiv: 1707.08136.
- [10] Adams, M.L. and Larsen, E.W. (2002) Fast Iterative Methods for Discrete-Ordinates Particle Transport Calculations. *Progress in Nuclear Energy*, **40**, 3-159. [https://doi.org/10.1016/s0149-1970\(01\)00023-3](https://doi.org/10.1016/s0149-1970(01)00023-3)
- [11] Baker, R.S. (2002) A Block Adaptive Mesh Refinement Algorithm for the Neutral Particle Transport Equation. *Nuclear Science and Engineering*, **141**, 1-12. <https://doi.org/10.13182/nse02-a2262>
- [12] Hu, J., Zhang, B., Dai, N., Liu, C. and Chen, Y. (2021) Optimization Algorithms Based on Contribution Theory for Broad-Group Energy Structures in Shielding Calculation. *Radiation Physics and Chemistry*, **186**, Article ID: 109547. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2021.109547>
- [13] Wagner, J.C., Peplow, D.E. and Mosher, S.W. (2014) FW-CADIS Method for Global and Regional Variance Reduction of Monte Carlo Radiation Transport Calculations. *Nuclear Science and Engineering*, **176**, 37-57. <https://doi.org/10.13182/nse12-33>
- [14] Wagner, J.C., Peplow, D.E., Mosher, S.W. and Evans, T.M. (2011) Review of Hybrid (Deterministic/Monte Carlo) Radiation Transport Methods, Codes, and Applications at Oak Ridge National Laboratory. *Progress in Nuclear Science and Technology*, **2**, 808-814. <https://doi.org/10.15669/pnst.2.808>
- [15] Haghighat, A., Royston, K. and Walters, W. (2016) MRT Methodologies for Real-Time Simulation of Nonproliferation and Safeguards Problems. *Annals of Nuclear Energy*, **87**, 61-67. <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2015.06.004>
- [16] Zheng, Y., Zhang, B., Chen, M., Zhang, L., Cao, B., Chen, Y., *et al.* (2016) Application of the First Collision Source Method to CSNS Target Station Shielding Calculation. *Chinese Physics C*, **40**, Article ID: 046201. <https://doi.org/10.1088/1674-1137/40/4/046201>
- [17] Zhang, P., Zhang, B. and Chen, Y. (2024) Core Neutron Source Generation Method for Nuclear Reactor Shielding Calculation. *Nuclear Techniques*, **46**, Article ID: 050603.
- [18] Lathrop, K.D. (1968) Ray Effects in Discrete Ordinates Equations. *Nuclear Science and Engineering*, **32**, 357-369. <https://doi.org/10.13182/nse68-4>
- [19] Zhang, L., Zhang, B., Liu, C. and Chen, Y. (2019) Numerical Analysis of Spatial Discretization Schemes in ARES Transport Code for Shielding Calculation. *Progress in Nuclear Energy*, **110**, 236-244. <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2018.10.001>
- [20] Chadwick, M.B., Herman, M., Obložinský, P., Dunn, M.E., Danon, Y., Kahler, A.C., *et al.* (2011) ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data. *Nuclear Data Sheets*, **112**, 2887-2996. <https://doi.org/10.1016/j.nds.2011.11.002>
- [21] Remec, I. and Kam, F.B. (1998) H.B. Robinson-2 Pressure Vessel Benchmark. Oak Ridge National Laboratory.