

## 基于 0.5 维快速集成模拟程序的氢硼聚变研究\*

周会彬<sup>1)</sup> 刘文军<sup>2)</sup> 陈罗玉<sup>1)</sup> 李跃岩<sup>3)†</sup> 谢华生<sup>2)‡</sup> 魏来<sup>1)††</sup>

1) (大连理工大学物理学院, 大连 116024)

2) (新奥科技发展有限公司, 廊坊 065001)

3) (天津职业技术师范大学理学院, 天津 300222)

(2025 年 12 月 9 日收到; 2026 年 3 月 15 日收到修改稿)

氢硼聚变燃料无放射性、资源丰富、无中子损伤且产物粒子可提升能量转换效率, 被视为磁约束聚变中极具潜力的方案之一。然而, 现有的集成模拟程序缺乏面向氢硼反应的物理模块, 难以有效支撑相关装置参数设计与物理分析。为此, 本研究基于 0.5 维集成模拟框架, 耦合氢硼聚变模块, 构建了兼具物理完备性与计算效率的磁约束装置集成模拟快速分析 (Ciyueshuzhuangzhi Jichengmoni Kuaisufenxi, CJK) 程序。针对新奥的和龙-2 装置, 系统探究了等离子体电流、环向磁场、辅助加热、几何位形以及等离子体组分等关键参数对氢硼聚变功率的影响。基于模拟结果, 本研究提出了和龙-2 装置氢硼聚变性能的优化策略: 在工程可行性与物理限制下, 采用较高等离子体电流 (3 MA)、环向磁场 (3 T) 和中性束注入功率 (14 MW); 同时, 调控优化拉长比 ( $\kappa \approx 2.1$ )、束能 ( $< 130$  keV)、电子回旋共振加热 ( $\rho \approx 0.35$ ,  $P_{ECW} \approx 5$  MW) 以及硼氢比例 (0.15 ~ 0.20), 实现氢硼聚变功率达 200 W。本研究深化了对氢硼聚变物理机制的理解, 并为和龙-2 装置的实验设计与工程优化提供了理论依据与数值支持。

**关键词:** 氢硼聚变, 集成模拟, 和龙-2**DOI:** 10.7498/aps.75.20251691**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251691

## 1 引言

随着全球能源转型加速及传统能源局限性日益凸显, 核聚变能源凭借其能量密度大、清洁、理论上安全、原料储量丰富等优势, 被视为未来能源体系的重要探索方向<sup>[1]</sup>。以氘氚为燃料的磁约束聚变已在英国 JET、美国 TFTR 为代表的大环径托卡马克装置上验证了其科学可行性, 然而氘燃料的增殖自持能力, 中子对第一壁材料的损伤、放射性废料处理等工程挑战仍制约着其商业化进程。相比

之下, 氢硼聚变反应 ( $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3 {}^4\text{He} + 8.68 \text{ MeV}$ ) 具有如下优点: (1) 反应的原料无放射性, 且资源丰富、成本低; (2) 主反应中子产额极低, 避免了对器壁的损伤; (3) 反应产物为带电的  $\alpha$  粒子, 可实现具有更高能量转换效率的电能直接转换; 因此氢硼是获得清洁聚变能源的理想燃料之一<sup>[2]</sup>。日本国立聚变科学研究所 (National Institute for Fusion Science, NIFS) 于 2023 年首次在磁约束聚变等离子体中实现了氢硼聚变实验<sup>[3]</sup>。但氢硼聚变反应需要极高的芯部离子温度来克服质子与硼的高库仑势垒, 对装置约束性能要求更高<sup>[4]</sup>。球形托卡马克

\* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2019YFE03090300)、国家自然科学基金 (批准号: 12475214, 12075048)、中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: DUT25Z2536) 和辽宁省自然科学基金 (批准号: 2025-MSLH-157) 资助的课题。

† 通信作者. E-mail: [yyli@zju.edu.cn](mailto:yyli@zju.edu.cn)

‡ 通信作者. E-mail: [xiehuasheng@enn.cn](mailto:xiehuasheng@enn.cn)

†† 通信作者. E-mail: [laiwei@dlut.edu.cn](mailto:laiwei@dlut.edu.cn)

(Spherical Tokamaks, ST) 有着比常规托卡马克更低的环径比 ( $A = 1.5 \sim 2.0$ ), START<sup>[5]</sup>、Globus-M<sup>[6]</sup> 等实验已证明较小的环径比对磁流体动力学 (Magnetohydrodynamic, MHD) 的稳定性具有显著影响, 使 ST 等离子体能够在高比压下维持稳定, 因此紧凑型的 ST 是实现氢硼聚变商业化的潜力装置.

和龙-2(ENN He-Long-2, EHL-2) 是新奥集团正在设计建设的一台目标为氢硼聚变放电的球形环装置, 其大半径  $R = 1.05$  m, 环径比为 1.85<sup>[7]</sup>. 在新装置的运行设计中, 关键参数往往需要多次调整, 因此一套高效的集成模拟程序必不可少.

集成模拟程序是支撑托卡马克装置物理过程分析、运行模式设计的核心工具, 其本质是通过耦合运输、平衡、加热、电流驱动等多物理过程, 对目标系统开展综合计算模拟, 近年来在我国聚变装置 (如 CFETR、EXL-50 U 及 HL-3 等) 的放电设计与参数预测中发挥了关键的先验指导作用<sup>[8-10]</sup>. 目前常见的集成模拟程序 (如 OMFIT<sup>[11]</sup>、CRONOS<sup>[12]</sup>) 虽物理完备, 但因计算量大、耗时长, 难以满足新装置快速迭代设计需求. 相比之下, METIS<sup>[13]</sup> 是一款用于托卡马克等离子体快速分析与预测的数值程序, 它结合了零维定标律、一维电流扩散与二维平衡, 通过物理机制的合理简化, 实现了快速计算. 新奥团队使用 METIS 为和龙-2 设计了一个等离子体电流  $I_p \sim 1.5$  MA 的高性能稳态运行场景<sup>[14]</sup>, 但其模拟主要针对纯氢主等离子体, 硼仅被视为杂质离子, 未包含氢硼核反应过程. 这是因为当时的 METIS 尚未开发氢硼聚变模块.

在此背景下, 本研究以 0.5 维集成模拟程序框架为基础, 耦合氢硼聚变模块, 开发了一套磁约束装置集成模拟快速分析程序 (CJK), 用于和龙-2 装置氢硼放电的计算模拟, 以及关键参数对聚变功率的敏感性分析, 这将为氢硼聚变实验的参数设计、物理机制剖析、工程优化提供支撑和参考. 近期, METIS 开源的代码中已集成了氢硼聚变物理模型, 但其等离子体组分密度的处理方法与本程序存在差异. 我们与之进行了对比验证, 结果进一步证实了本程序的合理性, 详细对比数据参见附录 A.

本文的后续安排如下: 在第二节中系统阐述数值程序 CJK 的核心物理模型与方程, 包括背景氢硼聚变反应以及氢束与背景硼的反应. 第三节基于和龙-2 装置设计目标, 开展数值模拟研究, 重点探究

了等离子体电流与环向磁场, 中性束注入 (Neutral Beam Injection, NBI) 的功率、束能及切向半径, 电子回旋波 (Electron Cyclotron Wave, ECW) 功率与沉积位置, 几何位形 (拉长比、三角形变) 以及硼氢密度比等参数对氢硼聚变功率的影响, 分析对应的物理机制, 并提出提高聚变功率的优化方案. 第四节对本研究工作进行总结与讨论.

## 2 物理模型

本研究所开发的 CJK 程序是对磁约束聚变装置进行 0.5 维集成模拟的快速计算程序. 它具备完善的物理模块并封装为独立的子函数, 便于维护与拓展. 主要物理模块的关系如图 1 所示, 核心包括平衡、电流扩散模型<sup>[12]</sup> 和热运输模型两部分. 输入的几何位形参数包括边界的拉长比和三角形变等, 结合电流扩散模块求解的极向磁通以及热运输模块计算的压强剖面, 即可实现 MHD 平衡的简化求解<sup>[15]</sup>. 电流扩散模块主要求解了极向磁通的扩散. 在数值方法上, 空间采用中心差分法, 时间采用纯隐式的指数积分法<sup>[16]</sup> 求解. 模型考虑锯齿效应对剖面的展平作用, 进而修正极向磁通<sup>[17]</sup>, 在循环中通过超松弛迭代最终获得收敛解. 外部电流源包括中性束注入电流驱动 (Neutral Beam Current Drive, NBCD)、电子回旋波电流驱动 (Electron Cyclotron Current Drive, ECCD) 等, 其中 NBCD 通过 Fokker-Planck 方程解析计算, 聚变产生的快  $\alpha$  粒子驱动的电由简化的定标律公式计算<sup>[18]</sup>, 自举电流和新经典电阻率则采用 Sauter 模型计算<sup>[19,20]</sup>. 平衡计算将更新极向磁通扩散中的相关位形系数, 并反馈至热运输模块, 从而形成了一个平衡、电流扩散模块与热运输模块紧密耦合的自洽体系. 热运输模块通过求解稳态热运输方程实现, 在迭代过程中引入能量约束对温度剖面进行修正, 并通过超松弛迭代法得到收敛解. 离子热源包含离子回旋共振加热、沉积于离子上的 NBI 加热和聚变  $\alpha$  粒子加热, 其余源项和辐射损失项则归入电子热源. 程序中包含多个输运系数剖面计算模型可供选择, 本文采用的是玻姆-回旋玻姆模型<sup>[21]</sup>.

氢硼聚变模块主要涵盖两类物理过程: 背景主等离子体的热核反应以及 NBI 氢束与背景硼的束-热反应. 背景氢硼反应根据参数数据库<sup>[22]</sup> 获得反应截面的天体物理因子  $S(E)$ , 假设背景等离子体

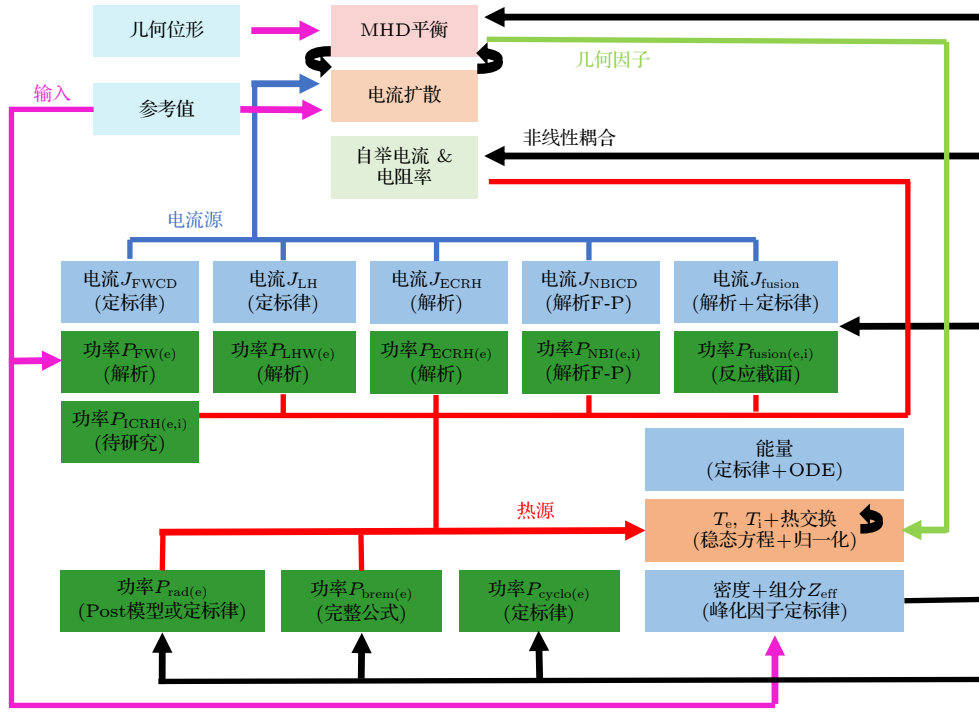


图 1 CJK 程序主要物理模块调用关系图

Fig. 1. Calling relationships of the main physical modules in CJK code.

服从麦克斯韦分布, 使用 Clayton 积分公式<sup>[23]</sup> 计算反应率:

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{th}} = \frac{8}{\pi \sqrt{\mu} (kT)^{3/2}} \int_0^\infty E \sigma(E) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE,$$

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-\sqrt{E_G/E}} \quad (1)$$

其中  $\mu$  是氢硼的折合质量,  $E_G$  是 Gamow 能量, 对于氢硼聚变反应为 22.589 MeV. Peres 模型也提供了插值系数, 但其适用温度范围较窄, 而本程序采用的数据库插值方法可覆盖 10 keV 至 1000 keV 的温度范围. 束能量为  $E_b$  的单能氢束与温度为  $T_i$  的麦克斯韦分布的背景硼等离子体的反应率为<sup>[24]</sup>:

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{bt}} = \frac{1}{v_b v_{\text{th}} \sqrt{\pi}} \int_0^\infty \sigma v^2 \left\{ \exp\left[-\left(\frac{v-v_b}{v_{\text{th}}}\right)^2\right] - \exp\left[-\left(\frac{v+v_b}{v_{\text{th}}}\right)^2\right] \right\} dv$$

$$= \sqrt{\frac{m_b}{2m_i^2 E_b T_i \pi}} \int_0^\infty S(E_{\text{cm}}) \frac{\sqrt{E}}{E_{\text{cm}}} \exp\left(-\frac{E_G}{\sqrt{E_{\text{cm}}}}\right)$$

$$\times \left\{ \exp\left[-\left(\sqrt{E} - \sqrt{\frac{m_i}{m_b} E_b}\right)^2 / T_i^2\right] - \exp\left[-\left(\sqrt{E} + \sqrt{\frac{m_i}{m_b} E_b}\right)^2 / T_i^2\right] \right\} dE \quad (2)$$

其中  $m_b$  和  $m_i$  分别为氢束和硼靶的质量,  $v_b = \sqrt{2E_b/m_b}$  和  $v_{\text{th}} = \sqrt{2T_i/m_i}$  分别为氢束速度和硼靶的热速度. 两种氢硼聚变反应率如图 2 所示:

程序基于理论公式计算的氢硼反应率构建为数据库. 计算过程中, 通过插值得到当前离子温度  $T_i$  下的反应率  $\langle \sigma v \rangle_{\text{HB}}(T_i)$ , 结合密度分布计算反应生成的  $\alpha$  粒子数  $S_\alpha = n_{\text{H}} n_{\text{B}} \langle \sigma v \rangle_{\text{HB}}(T_i)$ , 进而计算聚变功率  $P_{\text{fus}} = e E_\alpha S_\alpha$ , 其中反应释放的 3 个  $\alpha$  粒

子总能量为  $E_\alpha = 8.68$  MeV. 对于氢束与背景硼的反应则需要考虑 NBI 的慢化分布函数

$$f(v) = \frac{P_{\text{NBI}}}{e E_{\text{NBI}}} \frac{\tau_s}{4\pi} \frac{\Theta(v_0 - v)}{v^3 + v_c^3},$$

进行积分求解.

多个 ST 装置已建立能量约束时间的定标律<sup>[25]</sup>, 本模拟采用的 H 模约束时间定标律如下<sup>[26]</sup>:

$$\tau_{E,H} = 0.066 I_p^{0.53} B_t^{1.05} P_{\text{abs}}^{-0.58} n_e^{0.65} R^{2.66} \kappa^{0.78} \quad (3)$$

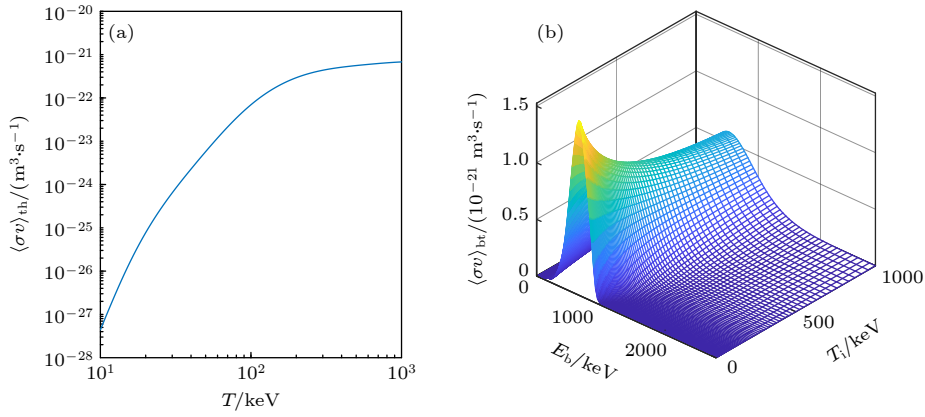


图 2 氢硼聚变反应率 (a) 热核反应; (b) 束-热反应

 Fig. 2. Reactivity of  $p-^{11}\text{B}$  fusion: (a) thermonuclear reaction; (b) beam-thermal reaction.

其中  $I_p$  为等离子体电流 (MA),  $B_t$  为环向磁场 (T),  $P_{\text{abs}}$  为吸收功率 (MW),  $n_e$  为电子密度 ( $10^{19} \text{ m}^{-3}$ ),  $R$  是大半径,  $\kappa$  是拉长比.

电子密度剖面的构造根据等离子体运行模式 (L 模或 H 模) 分别进行物理计算与重构. 在 L 模下, 电子密度剖面由简化公式确定. 剖面形状主要由体平均密度  $\langle n_e \rangle$ 、边界密度  $n_{e,a}$  和峰化因子  $\nu_n$  确定, 其具体曲线公式为:

$$\begin{aligned} n_e(\rho) &= n_{e,a} + (n_{e,0} - n_{e,a}) \cdot (1 - \rho^2)^{\nu_n}, \\ n_{e,0} &= \langle n_e \rangle \cdot (\nu_n + 1) \end{aligned} \quad (4)$$

H 模相比 L 模需要额外考虑台基结构. 为侧重数学平滑性并逼近目标形状, 算法定义归一化台基高度变量  $\hat{n}_{\text{ped}} \in [0, 1]$ , 利用三次厄密插值构建归一化形状函数  $S(\rho; \hat{n}_{\text{ped}})$ . 该模型通过扫描归一化台基高度, 寻找使其峰化因子最接近目标标定律计算值的剖面形状. 在寻找最优解的过程中, 不仅需要匹配峰化因子, 还需满足由压强除以密度得到的温度剖面保持单调下降的物理约束条件. 确定最优归一化台基高度  $\hat{n}_{\text{ped}}^{\text{best}}$  后, 最终的物理密度剖面表达式为:

$$n_e(\rho) = n_{e,a} + (n_{e,0} - n_{e,a}) \cdot S(\rho; \hat{n}_{\text{ped}}^{\text{best}}) \quad (5)$$

无论采用何种模式重构电子密度, 生成初始剖面后, 都强制将预设的线平均密度  $\bar{n}_e$  作为最高约束进行修正. 该修正通过对芯部隆起或整体剖面幅度进行放缩, 确保绝对幅度符合目标  $\bar{n}_e$ . 离子密度剖面形状则与电子密度一致, 各组分的密度通过电中性条件与有效电荷数方程计算:

$$n_e = n_H + 5n_B + 2n_{\text{He}} + (Z_{\text{imp}} + r_{\text{imp}}Z_{\text{max}})n_{\text{imp}} \quad (6)$$

$$Z_{\text{eff}}n_e = n_H + 25n_B + 4n_{\text{He}} + (Z_{\text{imp}}^2 + r_{\text{imp}}Z_{\text{max}}^2)n_{\text{imp}} \quad (7)$$

其中  $Z_{\text{max}}$  和  $Z_{\text{imp}}$  对应主要辐射杂质和轻杂质的电荷数,  $r_{\text{imp}}$  为二者密度的比例, 定义氢硼总燃料密度  $n_1 = n_H + n_B$ , 并引入输入参数硼氢密度比  $f_{\text{BH}} = n_B/n_H$  后, 方程组可改写为:

$$n_e = n_1 \cdot \frac{1 + 5f_{\text{BH}}}{1 + f_{\text{BH}}} + 2n_{\text{He}} + (Z_{\text{imp}} + r_{\text{imp}}Z_{\text{max}})n_{\text{imp}} \quad (8)$$

$$Z_{\text{eff}}n_e = n_1 \cdot \frac{1 + 25f_{\text{BH}}}{1 + f_{\text{BH}}} + 4n_{\text{He}} + (Z_{\text{imp}}^2 + r_{\text{imp}}Z_{\text{max}}^2)n_{\text{imp}} \quad (9)$$

结合目标电子密度, 联立求解上述方程即可自洽确定杂质与氢硼离子密度分布.

### 3 数值结果

模拟参数基于新奥团队<sup>[4]</sup>为和龙-2 装置设计的高性能稳态运行方案: 等离子体电流  $I_p = 1.5 \text{ MA}$ , 环向磁场  $B_t = 2 \text{ T}$ . 芯部电子密度  $n_{e,0} = 7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 硼与氢的密度比  $f_{\text{BH}} = 0.1$  (即硼密度为氢的 10%), 其密度剖面如图 3(b) 所示. 模拟总时长为 5 s, 在  $t = 1 \text{ s}$  时注入沉积于归一化半径  $\rho = 0.4$  处、功率为 4 MW 的 ECW; 在  $t = 2 \text{ s}$  时加入功率为 6 MW、束能为 80 keV 的氢中性束, 如图 3 中的 (a) 和 (d) 所示. 模拟结果如图 3 所示, 自举电流  $I_{\text{BS}} = 1.16 \text{ MA}$ , 占比为 77.6%, 归一化比压  $\beta_N$  为 3.08, 极向比压  $\beta_p$  为 2.80. 安全因子呈现反剪切剖面特征:  $q_0 = 7.1$ ,  $q_{\text{min}} = 2.9$ ,  $q_{95} = 13.1$ . 这些结果均满足和龙-2 高性能稳态运行模式的设计目标 ( $f_{\text{BS}} > 70\%$ ,  $q_0 > 1.5$ ,  $q_{\text{min}} > 1$ ,  $q_{95} > 5$ ,  $\beta_N > 3$ ,  $\beta_p > 2.3$ ).

然而, 在当前参数设置下, 芯部离子温度仅为 15 keV, 对应的氢硼聚变反应率为  $1.2 \times 10^{-26} \text{ m}^3/\text{s}$ ,

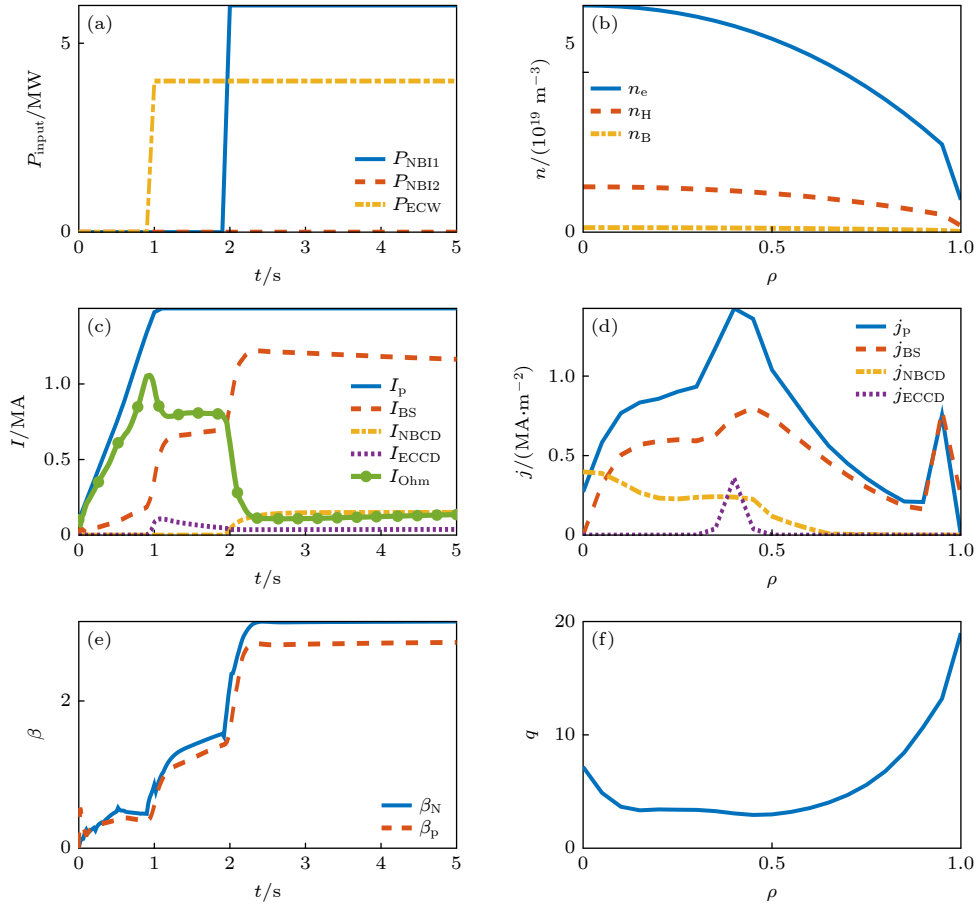


图 3 和龙-2 装置的高性能稳态运行模式模拟结果 (a) 输入 NBI 和 ECW 的功率波形; (b) 稳态密度剖面; (c) 电流演化; (d) 稳态电流密度剖面; (e)  $\beta_N$  和  $\beta_p$ ; (f) 稳态  $q$  剖面

Fig. 3. Simulation results of high-performance steady-state scenario for the EHL-2: (a) input power waveforms of NBI and ECW; (b) density profiles at  $t = 5$  s; (c) current evolution; (d) steady-state current density profiles; (e)  $\beta_N$  and  $\beta_p$ ; (f) steady-state  $q$  profile.

在离子温度低于 10 keV 的边界区域, 反应率显著降低, 可忽略不计. 此时芯部的氢密度为  $1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 硼密度为  $1.4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , 计算得到的热核聚变功率仅为 0.12 W. 此外, 由于等离子体电流较低, 极向磁场相对较弱, 导致对高能  $\alpha$  粒子的约束能力不足, 粒子轨道宽度显著增大. 加之和龙-2

装置小半径较小 ( $a = 0.568 \text{ m}$ ), 等离子体约束区域有限. 具有较大轨道宽度的  $\alpha$  粒子无法完成完整的极向周期运动, 其最大径向位移已超出等离子体边界, 从而发生第一轨道损失.  $\alpha$  粒子能量无法有效沉积于等离子体, 致使当前参数下的有效  $\alpha$  粒子加热功率为 0 W, 如图 4 所示.

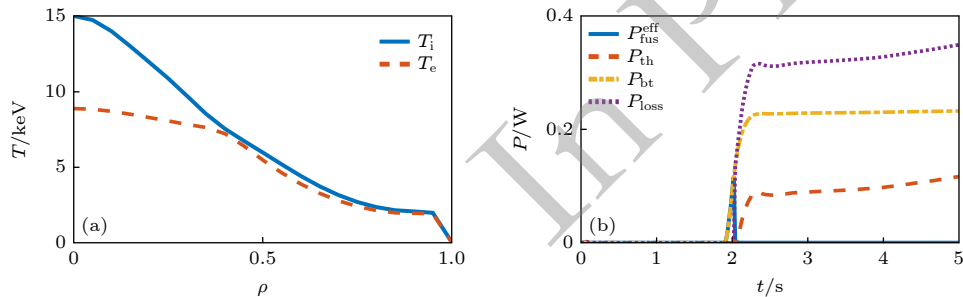


图 4 和龙-2 装置的高性能稳态运行模式模拟结果 (a) 稳态温度剖面; (b) 聚变功率演化

Fig. 4. Simulation results of high-performance steady-state scenario for the EHL-2: (a) steady-state temperature profiles; (b) fusion power.

综上所述, 为了提高聚变功率, 除了提升氢硼燃料密度和离子温度外, 还需重点加强对聚变产物  $\alpha$  粒子的约束<sup>[27]</sup>. 后文将系统探究等离子体电流、环向磁场、辅助加热 (NBI/ECW)、几何位形及等离子体组分等关键参数的影响机制, 并据此提出提升和龙-2 装置氢硼聚变性能的优化方案.

### 3.1 等离子体电流对聚变功率的影响

等离子体电流是托卡马克装置运行的核心参数之一. 在本研究的模拟方案中, 等离子体电流在爬升阶段主要由欧姆感应驱动; 进入平顶阶段后, 为维持稳态运行, 则依赖非感应电流驱动机制, 主要包括 NBCD、ECCD 以及自举电流. 针对等离子体电流扫描的模拟结果如图 5(d) 所示. 结果表明, 聚变功率随等离子体电流的增加呈现显著上升趋势. 其物理机制主要体现在两个方面: 首先, 提高等离子体电流可增强极向磁场并降低极向比压, 从而显著改善对  $\alpha$  粒子的约束, 减小其粒子轨道宽度和沙弗拉诺夫位移. 如图 5(b) 所示, 在当前参数下, 随着等离子体电流由 1.5 MA 增至 2.4 MA,  $\alpha$  粒子的第一轨道损失比例逐渐降为 0. 其次, 较高的等离子体电流提升了装置的整体约束性能, 增加了等离子体储能, 如图 5(a) 所示, 芯部离子温度随之由 15 keV 上升至 22 keV, 进而大幅提高了热核聚变反应率. 综上所述, 由于热核反应产生的  $\alpha$  粒

子数量增多, 且其第一轨道损失比例显著降低, 使得总聚变功率得以大幅提升.

此外, 对比图 5(d) 中的功率分量可以发现: 在等离子体电流低于 1.8 MA 时, 离子温度相对较低, 此时束-热反应功率高于热核反应功率. 若要实现以背景热核氢硼聚变为主导的燃烧状态, 必须达到更高的离子温度, 这一规律与新奥团队此前利用高能粒子轨道跟踪程序 (TGCO 与 PTC<sup>[28]</sup>) 所得的模拟结果一致<sup>[4]</sup>.

### 3.2 环向磁场对聚变功率的影响

环向磁场是决定托卡马克装置约束性能与稳定性的另一核心参数. 它不仅与极向磁场耦合形成磁场剪切以维持磁流体稳定, 更直接影响粒子的回旋半径及微观输运过程. 图 6 展示了在等离子体电流为 3 MA 的条件下, 不同环向磁场强度对聚变性能的影响. 模拟结果表明, 随着环向磁场强度的提高, 聚变功率显著提高. 这主要是因为强磁场有效抑制了热输运, 玻姆-回旋玻姆模型下的热扩散系数减小, 导致等离子体总储能增加. 在此机制驱动下, 芯部离子温度进一步升高至 37 keV, 极大地提高了热核反应率, 最终促使氢硼聚变功率显著提升至 14 W.

在当前  $I_p = 3$  MA 和  $B_t = 3$  T 的参数下, 尽管等离子体温度已处于较高水平, 但聚变功率仍然偏

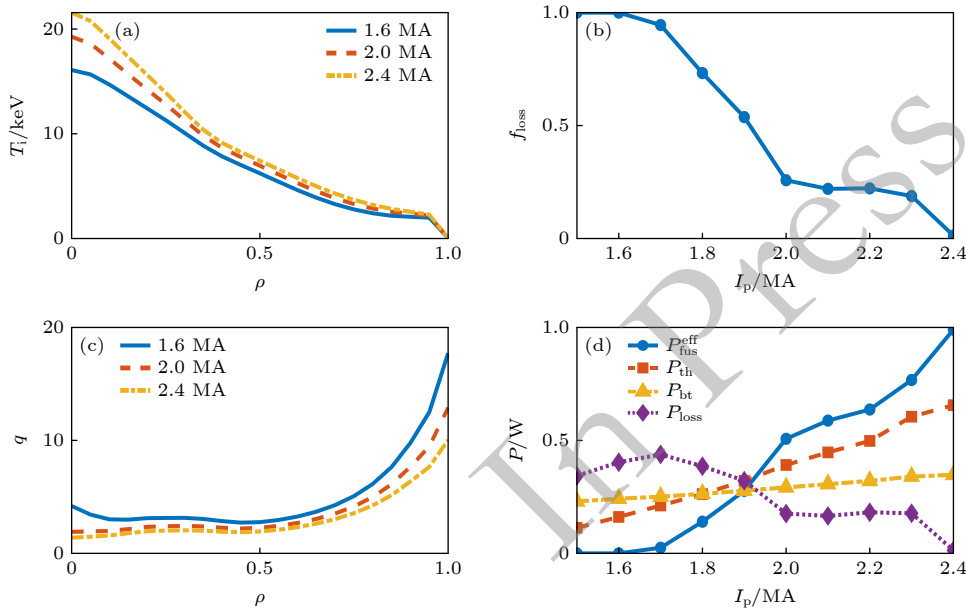


图 5 和龙-2 装置在不同等离子体电流下模拟结果 (a) 稳态温度剖面; (b)  $\alpha$  粒子轨道损失比例; (c) 稳态  $q$  剖面; (d) 聚变功率  
 Fig. 5. Simulation results for the EHL-2 device at different plasma currents: (a) steady-state temperature profile; (b) fraction of  $\alpha$ -particle orbit loss; (c) steady-state  $q$ -profile; (d) fusion power.

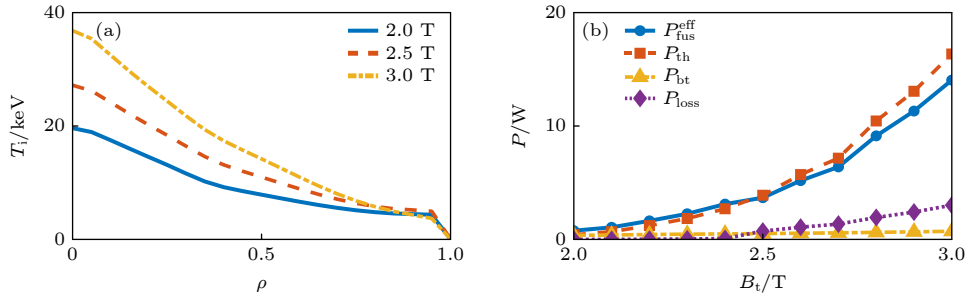


图 6 和龙-2 装置在不同环向磁场下模拟结果 (a) 稳态温度剖面 (b) 聚变功率

Fig. 6. Simulation results for the EHL-2 at different toroidal magnetic fields: (a) steady-state temperature profile; (b) fusion power.

低. 理论上, 提高目标电子密度可通过增加氢硼燃料粒子数来提升聚变功率. 然而, 模拟结果显示聚变功率反而呈下降趋势, 如图 7 所示. 这是因为硼组分的增加导致辐射损失 (尤其是韧致辐射) 显著增强. 在辅助加热功率恒定的情况下, 这致使芯部离子温度降低. 由于氢硼反应截面对温度高度敏感, 温度降低导致的反应率衰减超过了密度增加带来的收益, 最终导致聚变功率下降.

### 3.3 辅助加热对聚变功率的影响

在托卡马克的辅助加热方案中, NBI 与 ECW 是两种主要手段, 其中 NBI 主要用于离子加热, 而 ECW 则主要用于电子加热. 本研究通过束强度衰减方程与 Fokker-Planck 方程对 NBI 的物理过

程进行描述. 在  $I_p = 3 \text{ MA}$ ,  $B_t = 3 \text{ T}$ , 芯部电子密度  $n_{e,0} = 10^{20} \text{ m}^{-3}$  的基准参数下, 不同 NBI 功率的模拟结果如图 8 所示. 随着 NBI 功率  $P_{\text{NBI}}$  提升至 14 MW, 聚变功率提升至 56 W. 这是由于 NBI 功率主要沉积在等离子体芯部, 直接提升了离子温度, 从而有效增强了背景热核聚变反应率. 在此过程中, 由于总电流剖面变化较小,  $\alpha$  粒子的第一轨道损失比例基本保持稳定.

在 NBI 加热方案中, 除注入功率外, 束能量  $E_{\text{NBI}}$  与注入切向半径  $R_{\text{tan}}$  亦是关键参数. 图 9 展示了在固定 NBI 功率 (10 MW) 时, 不同束能下的模拟结果. 随着束能的增加, 聚变功率先基本保持不变, 随后逐渐上升. 这一现象源于两种竞争的机制: 一方面, 随着束能增大, NBI 能量沉积于离子的比

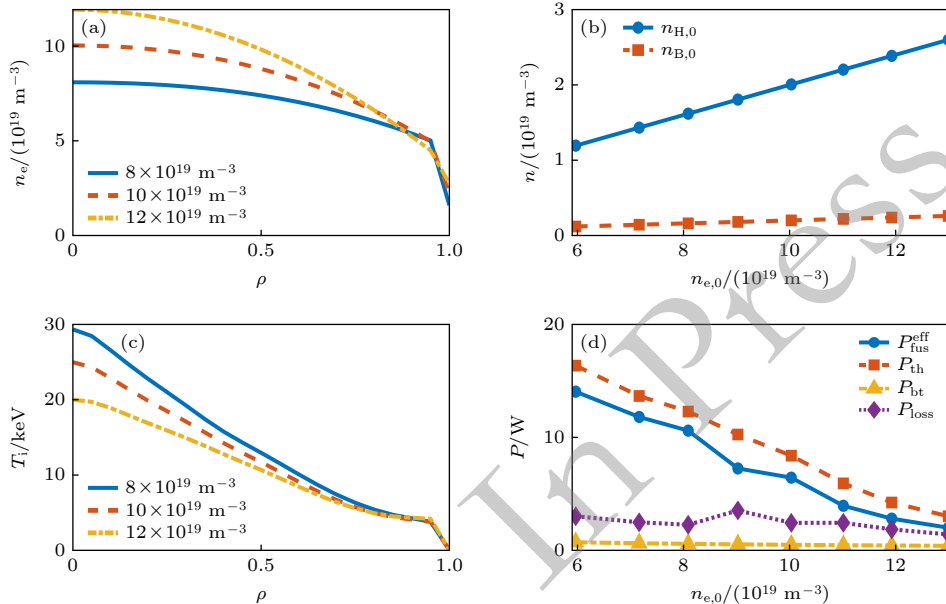


图 7 和龙-2 装置在不同线平均密度下模拟结果 (a) 稳态密度剖面 (b) 芯部的氢硼密度随芯部电子密度的变化 (c) 稳态温度剖面 (d) 聚变功率

Fig. 7. Simulation results for the EHL-2 at different line-averaged densities: (a) steady-state density profile; (b) core hydrogen and boron densities versus core electron density; (c) steady-state temperature profile; (d) fusion power.

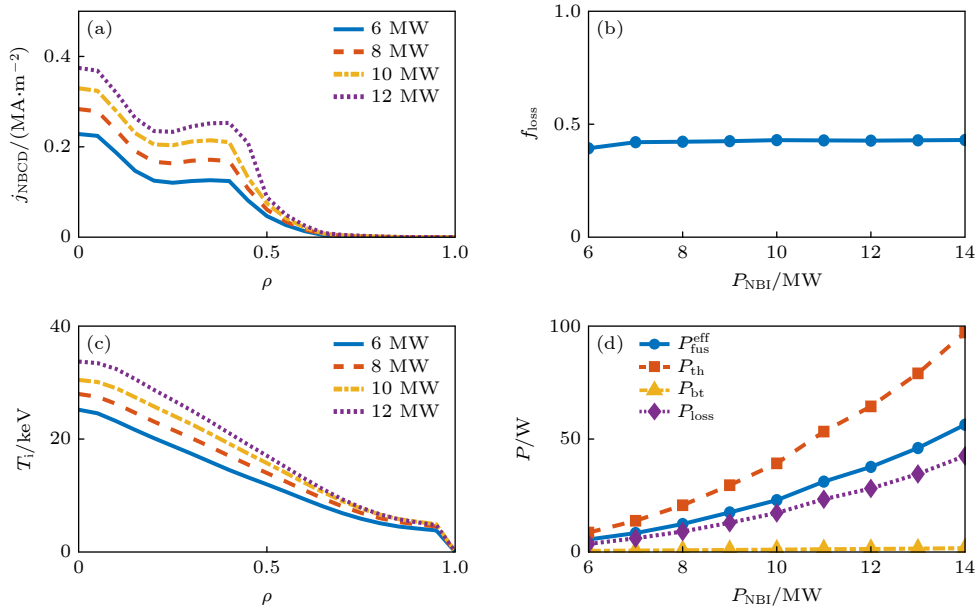


图 8 和龙-2 装置在不同 NBI 输入功率下的模拟结果 (a) NBCD 电流密度剖面 (b)  $\alpha$  粒子第一轨道损失比例 (c) 温度剖面 (d) 聚变功率; 其中剖面均在  $t = 5$  s

Fig. 8. Simulation results for the EHL-2 under different NBI input powers: (a) NBCD current density profile; (b) fraction of  $\alpha$ -particle orbit loss; (c) temperature profile; (d) fusion power; all profiles are at  $t = 5$  s.

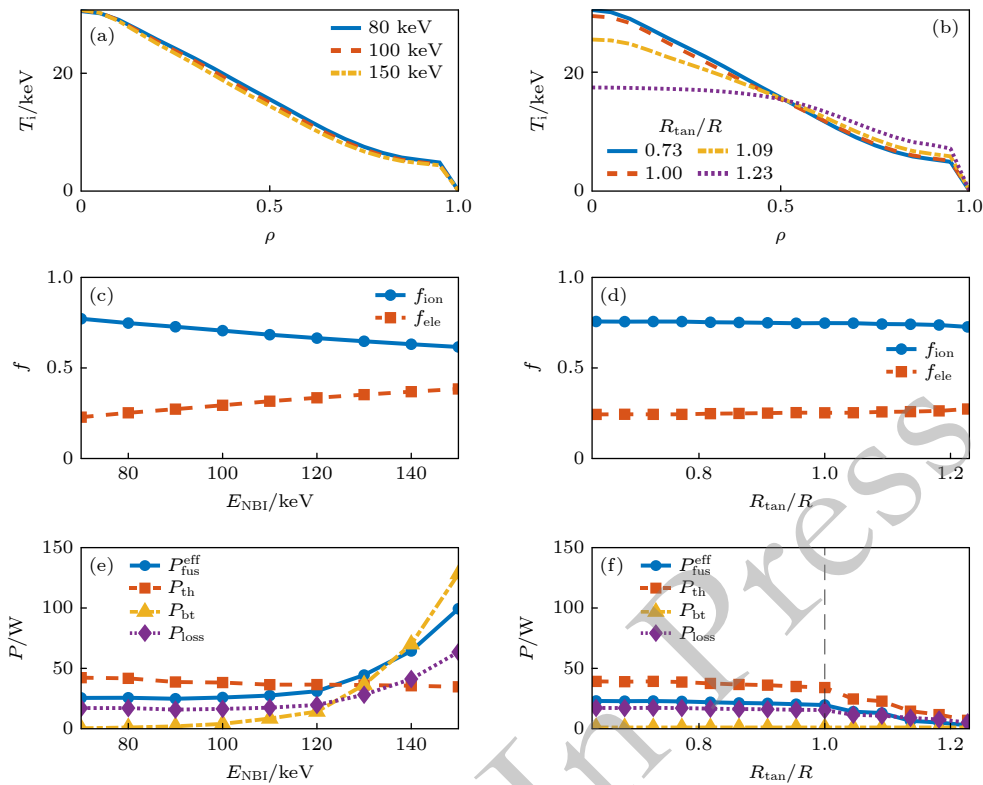


图 9 和龙-2 装置在不同 NBI 束能下的模拟结果 (a) 稳态温度剖面 (b) NBI 热源沉积在离子和电子上的份额 (c) 聚变功率; 和龙-2 装置在不同 NBI 切向半径下的模拟结果 (d) 稳态温度剖面 (e) NBI 热源沉积在离子和电子上的份额 (f) 聚变功率

Fig. 9. Simulation results for the EHL-2 at different NBI beam energies: (a) steady-state temperature profile; (b) fraction of NBI heating deposition on ions and electrons; (c) fusion power; Simulation results for the EHL-2 device at different NBI tangency radius: (d) steady-state temperature profile; (e) fraction of NBI heating deposition on ions and electrons; (f) fusion power.

例下降(更多能量传递给电子),导致背景离子温度降低,进而削弱热核反应功率<sup>[29]</sup>;另一方面,高能氢束与背景硼之间的束-热反应功率随束能增加而显著提高.模拟表明,当束能量超过约130 keV时,束-热反应甚至超过热核反应成为主导.因此,为维持背景热核聚变的主导地位并兼顾工程可行性,需将NBI束能量控制在合理范围内.此外,扩大NBI切向半径的扫描范围后发现,其对聚变功率的影响与中性束是否能够有效沉积在芯部密切相关.当切向半径小于或等于大半径( $R_{\text{tan}}/R \leq 1$ )时,中性束能够有效穿透并加热等离子体芯部,芯部离子温度维持在较高水平,此时总聚变功率保持相对稳定.然而,当切向半径进一步增加并越过磁轴( $R_{\text{tan}}/R > 1$ )后,NBI的功率沉积逐渐转为离轴注入,导致芯部失去有效加热,离子温度显著下降.由于聚变反应率对芯部离子温度极其敏感,这直接导致了聚变功率的快速衰减,如图9(f)所示.因此,只有保证NBI的功率沉积能够有效覆盖芯部区域,才能维持最优的聚变性能.

在ECW的简化模型中,功率沉积位置由外部

参数设定,其沉积剖面采用高斯分布形式.该分布的半高宽由共振层物理宽度决定,且与沉积位置的电子温度及ECCD电流呈正相关,ECCD的驱动效率则由经验定标律描述<sup>[30]</sup>.图10展示了沉积在归一化半径 $\rho = 0.4$ 处的ECW功率扫描结果.虽然ECW主要加热电子,但通过电子-离子碰撞能量交换, $\rho = 0.4$ 附近的离子温度仍有所上升,促进了氢硼热核聚变功率提高.然而,随着沉积于该处的ECW功率增加,局域ECCD电流密度显著增大.这会导致电流剖面重塑,相对降低了芯部的电流密度.这削弱了对 $\alpha$ 粒子的约束能力,表现为其香蕉轨道宽度增大,进而导致第一轨道损失比例升高(图10(d)).结果表明,当ECW功率超过5 MW后, $\alpha$ 粒子损失的负面效应超过了加热带来的正面收益,导致有效聚变功率转为下降趋势.因此,必须对ECW功率进行限制以避免过大的粒子损失.

在ECW调控中,沉积位置是影响ECCD效率及电流剖面的关键参数.根据ECCD驱动效率的定标律,其效率随沉积位置从等离子体芯部向边界移动而逐渐降低,在 $\rho \approx 0.35$ 处降为零,此后转

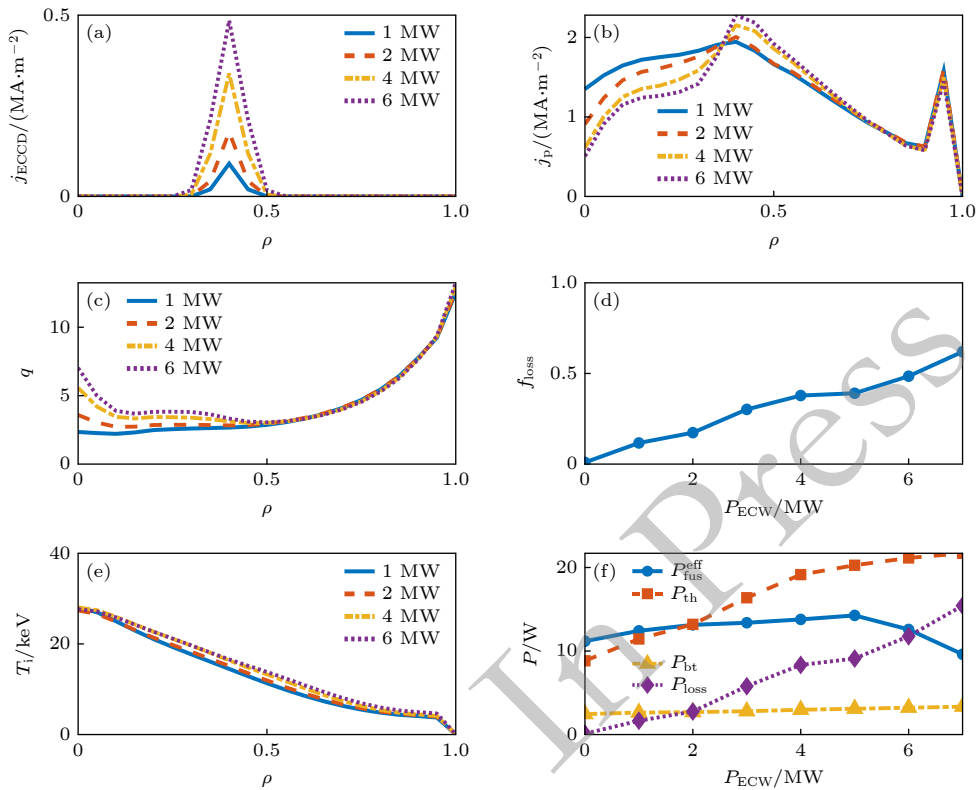


图10 和龙-2装置在不同ECW输入功率下的模拟结果 (a) ECCD电流密度剖面 (b) 等离子体电流密度剖面 (c)  $q$ 剖面 (d)  $\alpha$ 粒子第一轨道损失比例 (e) 温度剖面 (f) 聚变功率;其中剖面均在 $t = 5$  s

Fig. 10. Simulation results for the EHL-2 under different ECW input powers: (a) ECCD current density profile; (b) plasma current density profile; (c)  $q$  profile; (d) fraction of  $\alpha$ -particle orbit loss; (e) temperature profile; (f) fusion power; all profiles are at  $t = 5$  s.

为负值. 负效率意味着产生与等离子体电流方向相反的驱动电流, 其绝对值随径向距离增大而增加. 在此区域 ( $\rho > 0.35$ ), 可通过将 ECW 注入方向设置为等离子体电流的反方向, 从而实现有效的同向电流驱动. 图 11 展示了 4 MW 的 ECW 下不同沉积位置的模拟结果. 在同向驱动模式下, 沉积位置距离  $\rho = 0.35$  越远, 产生的 ECCD 电流密度幅值越大. 这种电流剖面的改变直接影响  $\alpha$  粒子的约束, 模拟显示当沉积在  $\rho = 0.35$  附近时粒子第一轨道损失比例最小. 此外, 当 ECW 沉积位置向边界移动时, 芯部离子输运系数增大, 导致离子温度梯度减小、剖面趋于平缓, 从而使得热核聚变功率呈下降趋势. 综合以上效应, 在 4 MW 的 ECW 功率下, 沉积位置在  $\rho = 0.35$  附近时, 可获得最高的有效聚变功率. 基于上述分析, 若要在 ECW 调控中有效提升聚变功率, 需合理平衡 EC 电流驱动与粒子约束之间的关系: 过高的 ECCD 驱动效率或过大的 ECW 功率均会加剧  $\alpha$  粒子损失, 从而降低聚变功率.

### 3.4 几何位形对聚变功率的影响

为直观展示几何参数扫描过程中的宏观形状演化, 图 12 给出了不同拉长比与三角形变下的最外层闭合磁面.

在和龙-2 装置的几何参数研究中, 不同磁面拉长比  $\kappa$  下的模拟结果如图 13 所示. 当拉长比从 2.0 增大至 2.5 时, 等离子体体积相应增大, 被约束的有效  $\alpha$  粒子数量增多, 从而使氢硼热核聚变功率呈现上升趋势. 然而, 拉长比的增大也重构了等离子体平衡, 导致电流密度剖面整体下降, 进而减弱了对  $\alpha$  粒子的约束. 模拟显示,  $\alpha$  粒子的香蕉轨道宽度和沙弗拉诺夫位移显著增大, 致使第一轨道损失比例升高. 在当前参数下, 当  $\kappa > 2.1$  后, 因粒子损失过多聚变功率转呈下降趋势. 因此, 针对特定运行情景, 需优化  $\kappa$  值以在体积增益与粒子损失之间取得平衡. 需要说明的是, 本研究中的平衡计算基于固定边界假设, 后续工作将引入自由边界平衡以进行更深入的物理分析.

不同磁面几何三角形变  $\delta$  的模拟结果如图 14

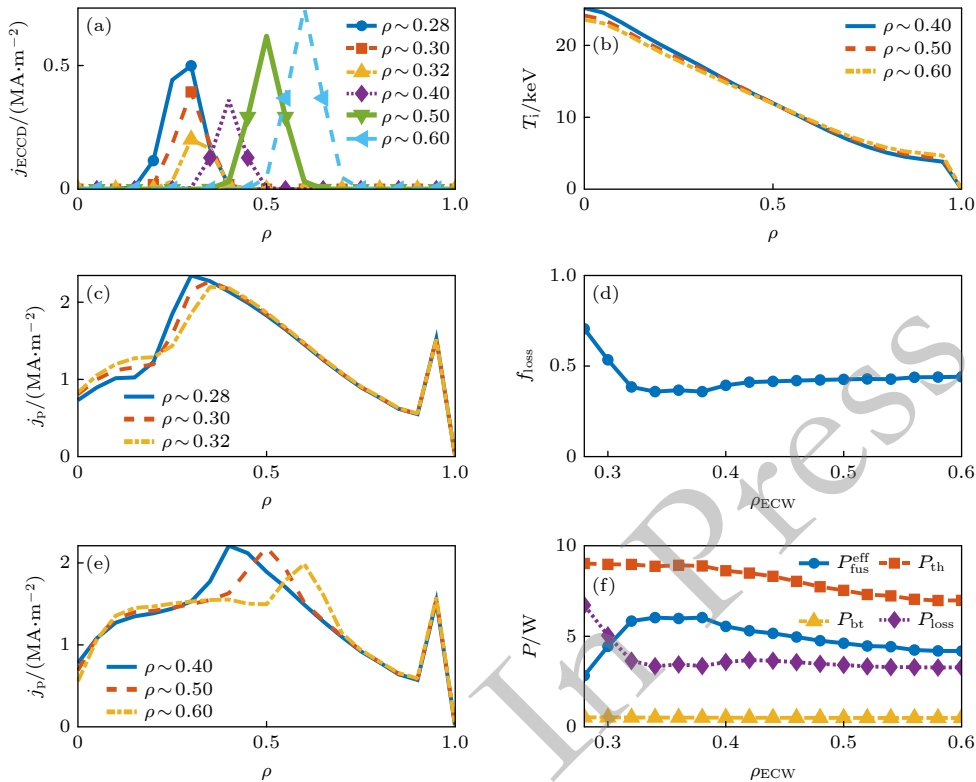


图 11 和龙-2 装置在不同 ECW 沉积位置下的模拟结果 (a) ECCD 电流密度剖面 (b) 温度剖面 (c)(e) 等离子体电流密度剖面 (d)  $\alpha$  粒子第一轨道损失比例 (f) 聚变功率; 其中剖面均在  $t = 5$  s

Fig. 11. Simulation results for the EHL-2 under different ECW deposition locations: (a) ECCD current density profile; (b) temperature profile; (c)(e) plasma current density profile; (d) fraction of  $\alpha$ -particle orbit loss; (f) fusion power; all profiles are at  $t = 5$  s.

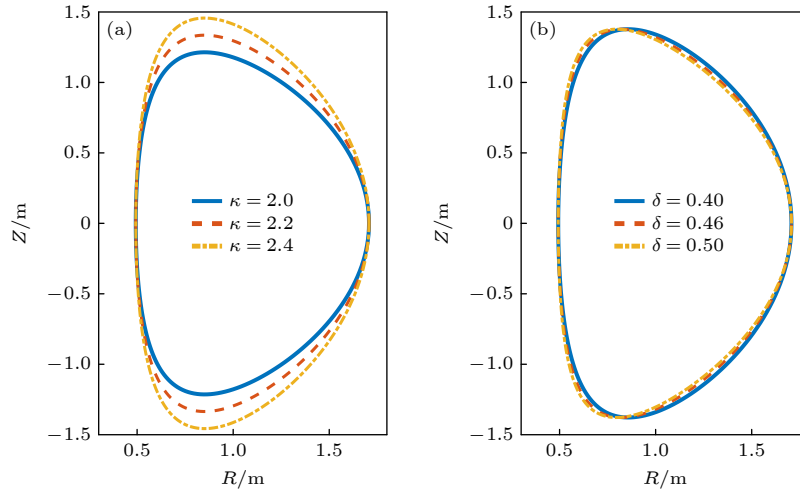


图 12 和龙-2 装置在不同 (a) 拉长比和 (b) 三角形变下的最外层闭合磁面

Fig. 12. The last close magnetic surface configurations of the EHL-2 under different (a) elongations and (b) triangularities.

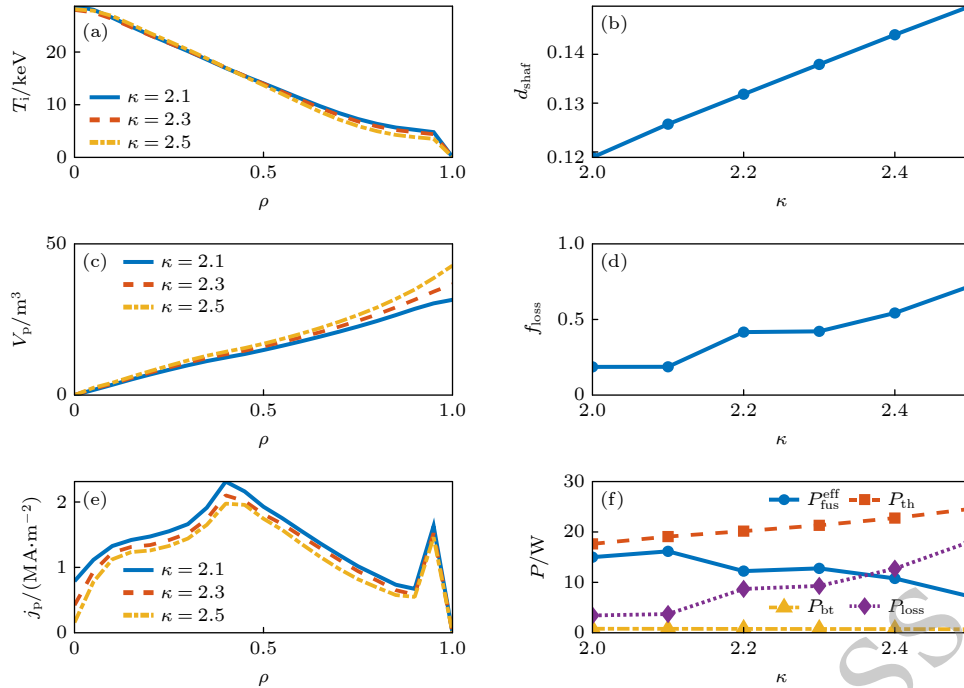

 图 13 和龙-2 装置在不同磁面拉长比下的模拟结果 (a) 离子温度剖面 (b) 沙弗拉诺夫位移 (c) 体积元剖面 (d)  $\alpha$  粒子第一轨道损失比例 (e) 等离子体电流密度剖面 (f) 聚变功率; 其中剖面均在  $t = 5$  s

 Fig. 13. Simulation results for the EHL-2 under different flux surface elongation: (a) ion temperature profile; (b) Shafranov shift; (c) volume element; (d) fraction of  $\alpha$ -particle orbit loss; (e) plasma current density profile; (f) fusion power; all profiles are at  $t = 5$  s.

所示。在三角形变参数  $\delta$  于 0.4 至 0.5 范围内变化时, 有效聚变功率基本保持稳定。具体而言: 随着磁面三角形变的增大, 等离子体体积略有减小, 导致氢硼热核聚变功率小幅下降; 但磁面三角形变对沙弗拉诺夫位移及等离子体电流剖面均未产生显著影响,  $\alpha$  粒子第一轨道损失比例维持稳定。综合上述效应, 有效聚变功率在此参数区间内无显著变化。

### 3.5 等离子体组分对聚变功率的影响

本研究基于等离子体电荷守恒与准电中性条件, 模拟分析了不同种类杂质对聚变功率的影响, 结果如表 1 所示。参数设置为: 芯部电子密度  $n_{e,0} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , 系统有效电荷数  $Z_{\text{eff}} = 3$ , 硼氢密度比为 10%。模拟结果表明, 在固定  $Z_{\text{eff}}$  的前提下, 较高电荷数的杂质所对应的粒子数密度较

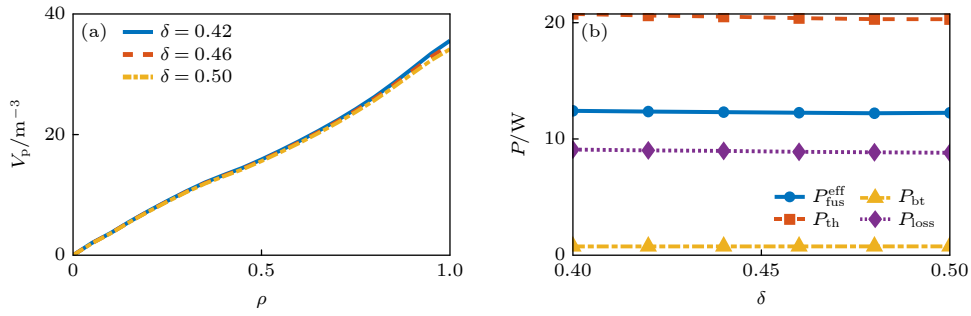


图 14 和龙-2 装置在不同磁面几何三角形变下的模拟结果 (a) 体积元剖面 (b) 聚变功率

Fig. 14. Simulation results for the EHL-2 under different flux surface geometrical triangularity: (a) volume element; (b) fusion power; all profiles are at  $t = 5$  s.

低, 氢硼燃料密度更高, 聚变功率更大. 因此, 尽管高  $Z$  杂质 (如氧) 会增强辐射损失并导致离子温度有所下降, 但燃料密度的显著增加对聚变功率的提升起到了主导作用. 如表 1 所示, 以氧 ( $Z = 8$ ) 为主要杂质时, 聚变功率最高, 达到 150 W. 另一方面, 针对碳杂质 ( $Z = 6$ ), 我们通过调节  $Z_{\text{eff}}$  来改变其密度, 进而分析其对燃料密度和聚变功率的影响, 结果如图 15 所示. 随着有效电荷数的增大, 碳杂质密度上升, 导致氢、硼燃料密度下降, 聚变功率因此呈现降低趋势.

在优化燃料配比的研究中, 聚变功率随硼氢比  $f_{\text{BH}} = n_{\text{B}}/n_{\text{H}}$  的变化关系如图 16 所示. 结果显示,

表 1 和龙-2 装置不同杂质下的模拟结果 ( $Z_{\text{eff}} = 3$ ,  $n_{\text{e},0} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ )

Table 1. Simulation results for the EHL-2 under different impurities ( $Z_{\text{eff}} = 3$ ,  $n_{\text{e},0} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ).

杂质	$Z$	$n_0/(10^{19} \text{ m}^{-3})$			$P_{\text{fus}}/W$
		$n_{\text{imp},0}$	$n_{\text{H},0}$	$n_{\text{B},0}$	
硼	5	0.20	2.03	0.20	44.16
碳	6	0.16	2.90	0.29	82.36
氧	8	0.10	4.15	0.42	150.04

随着  $f_{\text{BH}}$  的增大, 聚变功率呈现先快速上升后缓慢下降的趋势. 在模拟过程中, 随着硼比例的提高, 系统  $Z_{\text{eff}}$  也随之自洽变化. 在电荷守恒和准电中性条件的约束下, 硼密度 ( $Z = 5$ ) 的上升导致氢密

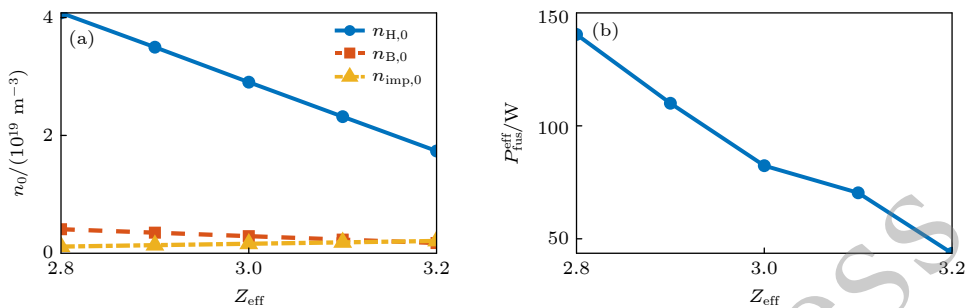


图 15 和龙-2 装置在不同有效电荷数下的模拟结果 (a) 芯部离子密度 (b) 聚变功率

Fig. 15. Simulation results for the EHL-2 under different  $Z_{\text{eff}}$ : (a) ion density in the core; (b) fusion power.

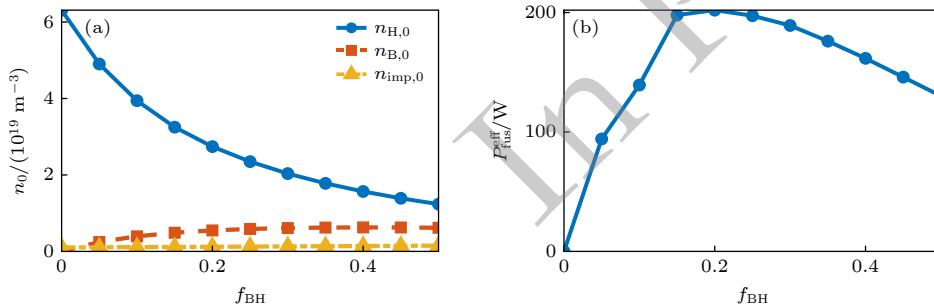


图 16 和龙-2 装置在不同硼氢比例下的模拟结果 (a) 芯部离子密度 (b) 聚变功率

Fig. 16. Simulation results for the EHL-2 under different  $f_{\text{BH}}$ : (a) ion density in the core; (b) fusion power.

度 ( $Z = 1$ ) 大幅下降, 以保持电子密度恒定. 这导致反应物密度乘积  $n_B \times n_H$  呈现非单调变化, 该乘积直接决定聚变产物粒子数量, 从而主导了聚变功率的变化趋势. 模拟结果显示, 在  $f_{BH} = 0.2$  时, 聚变功率达到峰值, 约为 200 W.

## 4 总结与讨论

为有效支撑新奥和龙-2 装置氢硼聚变的参数设计与物理机制分析, 本研究基于 0.5 维集成模拟框架, 开发并耦合氢硼聚变模块, 构建了兼具物理完整性与计算高效性的集成模拟程序 CJK. 依托该程序, 本文系统研究了氢硼聚变的放电过程, 通过对等离子体电流、环向磁场、辅助加热、几何位形及等离子体组分等关键参数的扫描, 揭示了影响聚变功率的内在物理规律. 研究表明, 上述外部参数主要是通过调控离子温度、氢硼燃料密度以及  $\alpha$  粒子的第一轨道损失率这三个核心物理量, 最终实现对装置聚变功率的优化, 具体而言:

等离子体电流的提升可增强约束、提高离子温度并显著降低  $\alpha$  粒子的第一轨道损失比例, 从而有效提升聚变功率. 在较高离子温度下, 主等离子体热核聚变才会超越束-热反应, 成为聚变反应的主导机制. 环向磁场的增强有助于改善输运, 从而提高离子温度与聚变功率. 辅助加热中, NBI 功率的提高能显著提升芯部离子温度, 且未引起  $\alpha$  粒子第一轨道损失的显著变化, 从而有效提升聚变功率. 但需控制 NBI 束能量不宜过高, 以确保主等离子体热核聚变的主导地位, 避免束-热反应过度增强. ECW 加热沉积在  $\rho \approx 0.35$  附近时  $\alpha$  粒子第一轨道损失率最低, 但过高的 ECW 功率会改变电流剖面与  $q$  剖面, 进而增大  $\alpha$  粒子损失, 导致聚变功率下降. 几何位形方面, 适中的拉长比 ( $\kappa \approx 2.1$ ) 可在由等离子体体积增大所带来的增益, 与由沙弗拉诺夫位移增大和电流剖面下降所导致的损失之间取得平衡. 三角形变对聚变功率的影响相对较弱. 在等离子体组分方面, 提高目标电子密度虽可提升燃料密度, 但伴随的辐射损失会降低离子温度, 总体上抑制聚变功率. 在固定  $Z_{\text{eff}}$  时, 高电荷数杂质有利于提高燃料密度, 从而提升功率; 而在固定杂质种类时, 提高  $Z_{\text{eff}}$  会稀释燃料密度, 导致功率下降. 硼氢比例优化显示, 聚变功率随  $f_{BH}$  先增后减, 在  $f_{BH} = 0.2$  时达到峰值.

基于上述分析, 本研究提出了和龙-2 装置氢硼聚变性能的综合优化策略: 在工程和物理约束内, 选用较高等离子体电流 (3 MA)、环向磁场 (3 T) 和 NBI 功率 (14 MW); 并协同优化拉长比 ( $\kappa \approx 2.1$ )、NBI 束能 ( $< 130$  keV)、ECW 加热 ( $\rho \approx 0.35$ ,  $P_{\text{ECW}} \approx 5$  MW) 以及硼氢比例 (0.15 ~ 0.20). 在该优化方案下, 预计可实现约 200 W 氢硼聚变功率. 本研究为新奥氢硼聚变实验提供了关键的理论支撑与参数设计指导.

与新奥此前将硼视为杂质的研究相比, 本研究直接耦合了氢硼聚变模块, 更系统地揭示了关键参数的影响机制. 在当前和龙-2 的设计参数下, 所获得的聚变功率仍处于百瓦量级, 而韧致辐射损失高达  $10^5$  W, 为实现能量增益, 仍需进一步优化运行条件, 例如提高离子温度及其与电子温度的比值.

本研究仍存在一定局限性: 模拟中平衡计算采用固定边界近似, 未来将引入自由边界平衡模型以提升物理真实性; ECW 沉积剖面采用简单的高斯分布, 后续计划将耦合波的传播与加热代码进行精细模拟; 密度演化仍基于简化模型, 后续将耦合输运代码并发展迭代优化算法, 在保证精度的前提下提升计算效率. 目前, 团队正致力于发展基于变分法的平衡与输运模型, 以进一步优化算法.

最后, 考虑到新奥和龙-2 装置目前正处于建设阶段, 本研究的理论预测与参数寻优将为未来的物理实验提供重要的先验指导. 待该装置正式建成并投入首阶段放电后, 计划利用真实的装置放电数据, 对本研究的模拟结果开展基准校验. 届时, 将依托丰富的实验数据, 重点对现有程序中针对球形环及氢硼等离子体的经验物理模型与能量约束定律进行持续的修正与完善; 进而以更精确的数值模拟支撑后续物理实验的设计与运行, 为其提供可靠的预测与参考; 最终通过理论与实验的深度交叉迭代, 为实现氢硼聚变的商业化运行奠定坚实基础.

感谢新奥集团实验和理论模拟团队、中国科学院合肥物质科学研究院胡友俊博士、核工业西南物理研究院宋啸博士的讨论. 感谢法国原子能和替代能源委员会 (CEA) 开源发布的 METIS 程序.

附录 A 本文模拟代码 CJK 与 METIS 程序计算结果对比分析

为验证本文所开发模拟程序 CJK 的可靠性, 我们在相

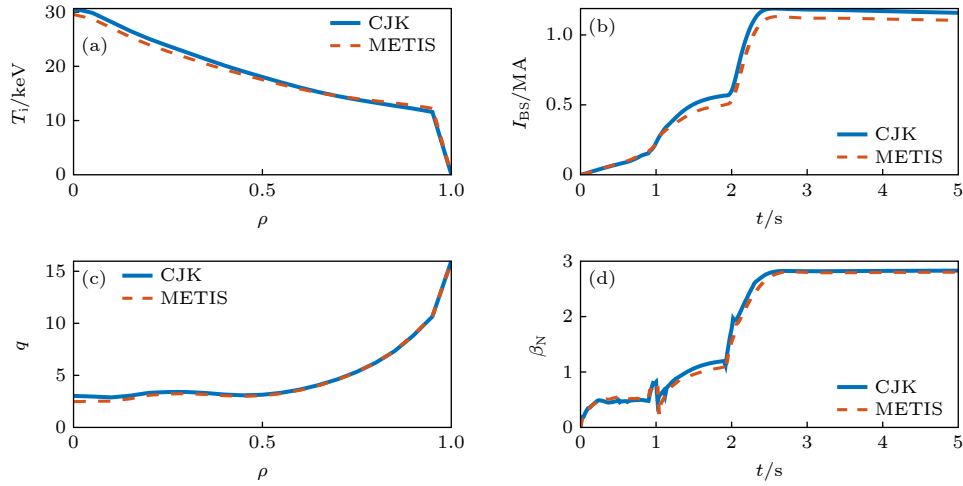

 图 A1 本文模拟代码 CJK 与 METIS 程序计算结果对比 (a) 离子温度剖面 (b) 自举电流  $I_{BS}$  (c)  $q$  剖面 (d)  $\beta_N$ 

Fig. A1. Comparison of the calculation results of the simulation code CJK and the METIS in this paper (a) ion temperature profile (b)  $I_{BS}$  (c)  $q$  profile (d)  $\beta_N$ .

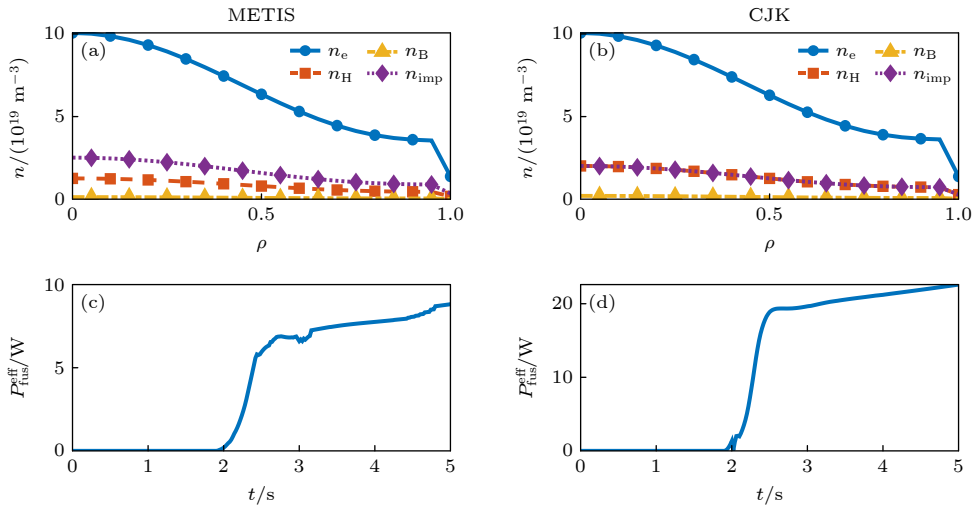


图 A2 本文模拟代码 CJK 与 METIS 程序计算结果对比 (a)(b) 组分密度剖面 (c)(d) 聚变功率

Fig. A2. Comparison of the calculation results of the simulation code CJK and the METIS in this paper (a)(b) component density profile (c)(d) fusion power.

同参数条件下 (芯部电子数密度  $n_{e,0} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , NBI 功率 10 MW、ECW 功率 4 MW) 将其与 METIS 程序的计算结果进行对比, 结果如图 A1 和图 A2 所示.

由图 A1 可见, 两者在离子温度剖面、安全因子  $q$  剖面、自举电流和比压等关键等离子体物理量上吻合良好. 这表明 CJK 程序在描述等离子体宏观约束、能量平衡及电流演化的核心物理过程方面具有可靠性. 两者较为显著的差异在于聚变功率, 这主要源于两种程序对等离子体组分处理方式的不同: CJK 程序严格依据电荷守恒方程与准电中性条件求解组分, 并通过硼氢比例关系实现氢、硼燃料密度的自洽计算; 而 METIS 程序在杂质密度计算中简化了硼离子贡献, 导致其在电荷守恒的约束下高估了杂质密度, 从而稀释了氢硼燃料密度, 最终导致其估算的氢硼聚变功率

小于 CJK 的结果. 具体对比结果如图 A2 所示. 尽管存在数值上的差异, 但两者的计算结果仍处于同一量级, 且变化趋势一致, 这进一步印证了 CJK 程序在氢硼聚变模拟中的合理性与适用性.

## 参考文献

- [1] Xie H S 2023 *Introduction to Fusion Ignition Principles* (Hefei: University of Science and Technology of China Press). (in Chinese) [谢华生 2023 聚变点火原理概述 (合肥: 中国科学技术大学出版社)]
- [2] Dong J, Chen W, Chen Z, Wang Z, Yang Q, Ye M, Yu Q 2025 *Plasma Sci. Technol.* **27** 020101
- [3] Magee R M, Ogawa K, Tajima T, Allfrey I, Gota H, McCarroll P, Ohdachi S, Isobe M, Kamio S, Klumper V, Nuga H, Shoji M, Ziaei S, Binderbauer M W, Osakabe M

- 2023 *Nat. Commun.* **14** 955
- [4] Liang Y, Xie H, Shi Y, Gu X, Jiang X, Dong L, Wang X, Yang D, Liu W, Sun T, Wang Y, Li Z, Cai J, Song X, Tan M, Yang G, Zhao H, Dong J, Peng Y K M, Song S, Chen Z, Li Y, Liu B, Luo D, Yang Y, Liu M, EHL-2 Team 2025 *Plasma Sci. Technol.* **27** 024001
- [5] Gryaznevich M, Akers R, Carolan P G, Conway N J, Gates D, Field A R, Hender T C, Jenkins I, Martin R, Nightingale M P S, Ribeiro C, Robinson D C, Sykes A, Tournianski M, Valovic M, Walsh M J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3972
- [6] Gusev V K, Aleksandrov S E, Alimov V K, Arkhipov I I, Ayushin B B, Barsukov A G, Ber B Y, Chernyshev F V, Chugunov I N, Dech A V, Golant V E, Gorodetsky A E, Dyachenko V V, Kochergin M M, Kurskiev G S, Khitrov S A, Khromov N A, Lebedev V M, Leonov V M, Litunovsky N V, Mazul I V, Minaev V B, Mineev A B, Mironov M I, Miroshnikov I V, Mukhin E E, Nikolaev Y A, Novokhatsky A N, Panasenkov A A, Patrov M I, Petrov M P, Petrov Y V, Podushnikova K A, Rozhansky V A, Rozhdestvensky V V, Sakharov N V, Sheherbinin O N, Senichenkov I Y, Shevelev A E, Suhov E V, Trapeznikova I N, Terukov E I, Tilinin G N, Tolstyakov S Y, Varfolomeev V I, Voronin A V, Zakharov A P, Zalavutdinov R K, Yagnov V A, Kuznetsov E A, Zhilin E G 2009 *Nucl. Fusion* **49** 104021
- [7] Liu M S, Xie H S, Wang Y M, Dong J Q, Feng K M, Gu X, Huang X L, Jiang X C, Li Y Y, Li Z, Liu B, Liu W J, Luo D, Peng Y K M, Shi Y J, Song S D, Song X M, Sun T T, Tan M Z, Wang X Y, Yang Y M, Yin G, Zhao H Y 2024 *Phys. Plasmas* **31** 062507
- [8] Liu C Y, Wu B, Qian J P, Li G Q, Hou Y W, Wei W, Chen M X, Lei M Z, Guo Y 2020 *Chin. Phys. B* **29** 025202
- [9] Hao B L, Li Y Y, Chen W, Hao G Z, Gu X, Sun T T, Wang Y M, Dong J Q, Yuan B S, Peng Y K, Shi Y J, Xie H S, Liu M S, ENN Team 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 215215 (in Chinese) [郝保龙, 李颖颖, 陈伟, 郝广周, 顾翔, 孙恬恬, 王岷民, 董家齐, 袁保山, 彭元凯, 石跃江, 谢华生, 刘敏胜, ENN TEAM 2023 物理学报 **72** 215215]
- [10] Li Z J, Chen W, Hao G Z, Song X, Zhu Y R, Li J Q, Li J X, Du H L, Zhang Y H, Zhao Y F, Dong G Q, Zhao H Z, Shi Y F, Sun A P, Wang Z, Wang Z 2026 *Acta Phys. Sin.* **75**. (in Chinese) [李正吉, 陈伟, 郝广周, 宋啸, 朱毅仁, 李继全, 李佳鲜, 杜海龙, 张一恒, 赵弋菲, 董冠岐, 赵瀚之, 史永福, 孙爱萍, 王哲, 王卓 2026 物理学报 **75**]
- [11] Meneghini O, Smith S P, Lao L L, Izacard O, Ren Q, Park J M, Candy J, Wang Z, Luna C J, Izzo V A, Grierson B A, Snyder P B, Holland C, Penna J, Lu G, Raum P, McCubbin A, Orlov D M, Belli E A, Ferraro N M, Prater R, Osborne T H, Turnbull A D, Staebler G M, DIII-D Team 2015 *Nucl. Fusion* **55** 083008
- [12] Artaud J F, Basiuk V, Imbeaux F, Schneider M, Garcia J, Giruzzi G, Huynh P, Aniel T, Albajar F, Ane J M, Becoulet A, Bourdelle C, Casati A, Colas L, Decker J, Dumont R, Eriksson L G, Garbet X, Guirlet R, Hertout P, Hoang G T, Houlberg W, Huysmans G, Joffrin E, Kim S H, Kochl F, Lister J, Litaudon X, Maget P, Masset R, Pegourie B, Peysson Y, Thomas P, Tsitrone E, Turco F 2010 *Nucl. Fusion* **50** 043001
- [13] Artaud J F, Imbeaux F, Garcia J, Giruzzi G, Aniel T, Basiuk V, Becoulet A, Bourdelle C, Buravand Y, Decker J, Dumont R, Eriksson L G, Garbet X, Guirlet R, Hoang G T, Huynh P, Joffrin E, Litaudon X, Maget P, Moreau D, Nouailletas R, Pegourie B, Peysson Y, Schneider M, Urban J 2018 *Nucl. Fusion* **58** 105001
- [14] Jiang X, Shi Y, Song S, Liu W, Yang G, Song X, Wang X, Gu X, Yin G, Yang D, Zhao H, Wang Y, Xie H, Li P, Wang H, Zhang K, Han L, Wu X, Liu C, Wu B, Song C, Li C, Chen J, Zheng P, Banerjee D, Yang Q, Dong J, Liang Y, Yuan B, Peng Y K M, Zhang X, EHL-2 Team 2025 *Plasma Sci. Technol.* **27** 024012
- [15] Lao L L, Hirshman S P, Wieland R M 1981 *Phys. Fluids* **24** 1431
- [16] Lu Y Y 2003 *J. Comput. Appl. Math.* **161** 203
- [17] Porcelli F, Boucher D, Rosenbluth M N 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 2163
- [18] Eriksson L G, Porcelli F 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** R145
- [19] Sauter O, Angioni C, Lin-Liu Y R 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2834
- [20] Sauter O, Angioni C, Lin-Liu Y R 2002 *Phys. Plasmas* **9** 5140
- [21] Erba M, Aniel T, Basiuk V, Becoulet A, Litaudon X 1998 *Nucl. Fusion* **38** 1013
- [22] Tentori A, Belloni F 2023 *Nucl. Fusion* **63** 086001
- [23] Nevins W M, Swain R 2000 *Nucl. Fusion* **40** 865
- [24] Mikkelsen D R 1989 *Nucl. Fusion* **29** 1113
- [25] Kaye S M, Connor J W, Roach C M 2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 123001
- [26] Kurskiev G S, Gusev V K, Sakharov N V, Petrov Y V, Bakharev N N, Balachenkov I M, Bazhenov A N, Chernyshev F V, Khromov N A, Kiselev E O, Krikunov S V, Minaev V B, Miroshnikov I V, Novokhatskii A N, Zhiltsov N S, Mukhin E E, Patrov M I, Shulyatiev K D, Shchegolev P B, Skrekel O M, Telnova A Y, Tkachenko E E, Tikhmeneva E A, Tokarev V A, Tolstyakov S Y, Varfolomeev V I, Voronin A V, Goryainov V Y, Bulanin V V, Petrov A V, Ponomarenko A M, Yashin A Y, Kavin A A, Zhilin E G, Solovey V A 2022 *Nucl. Fusion* **62** 016011
- [27] Sun Y W, Qiu Z Y, Wan B N 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 175202 (in Chinese) [孙有文, 仇志勇, 万宝年 2024 物理学报 **73** 175202]
- [28] Feng W, Rui Z, Wang Z X, Yue Z, Li Z H, Li S J, HL-2 A Team 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 055201
- [29] Wesson J (translated by Wang W H) 2021 *Tokamaks (4th Ed.)* (Beijing: Tsinghua University Press). (in Chinese) [Wesson J 著 (王文浩译) 2021 托卡马克 (第4版) (北京: 清华大学出版社)]
- [30] Giruzzi G 1987 *Nucl. Fusion* **27** 1934

# Research on $p-^{11}\text{B}$ fusion based on 0.5-D fast integrated simulation program\*

ZHOU Huibin<sup>1)</sup> LIU Wenjun<sup>2)</sup> CHEN Luoyu<sup>1)</sup> LI Yueyan<sup>3)†</sup>  
 XIE Huasheng<sup>2)‡</sup> WEI Lai<sup>1)††</sup>

1) (*School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

2) (*ENN Science and Technology Development Co., Ltd., Langfang 065001, China*)

3) (*School of Science, Tianjin University of Technology and Education, Tianjin 300222, China*)

( Received 9 December 2025; revised manuscript received 15 March 2026 )

## Abstract

Hydrogen-boron ( $p-^{11}\text{B}$ ) fusion is widely regarded as one of the most promising candidates for advanced magnetic confinement fusion due to its remarkable advantages, including negligible neutron damage, abundant and non-radioactive fuel resources, and the potential for highly efficient direct energy conversion through energetic  $\alpha$  particles. However, existing integrated simulation codes generally lack dedicated physics modules for  $p-^{11}\text{B}$  reactions, limiting their capability to support the parametric design and physics analysis of such advanced-fuel devices. To address this issue, a 0.5-dimensional (0.5-D) integrated simulation framework named CJK was developed in this study by coupling a specific  $p-^{11}\text{B}$  fusion module, achieving a good balance between physics completeness and computational efficiency. Benchmark analyses against the mainstream international fast-computation code METIS show good agreement in key plasma physics quantities, such as the ion temperature profile, safety factor profile, bootstrap current, and plasma beta. Although numerical differences exist in the  $p-^{11}\text{B}$  fusion power, the computational results from both codes remain on the same order of magnitude and exhibit consistent variation trends, which verifies the reliability and applicability of the CJK code in  $p-^{11}\text{B}$  fusion simulations. Relying on the CJK code, a systematic numerical investigation was conducted targeting ENN's EHL-2 spherical tokamak (ST), which is currently under construction. The underlying physics mechanisms affecting the  $p-^{11}\text{B}$  fusion power were thoroughly analyzed by scanning key operational parameters. The simulation results indicate that, regarding macroscopic electromagnetic parameters, increasing the plasma current ( $I_p$ ) enhances confinement, raises the ion temperature, and significantly suppresses the first-orbit loss fraction of energetic  $\alpha$  particles; meanwhile, enhancing the toroidal magnetic field ( $B_t$ ) helps reduce transport losses, further increasing the fusion power. In terms of auxiliary heating, the neutral beam injection (NBI) energy should not be overly high to ensure the dominance of thermonuclear fusion in the bulk plasma and avoid excessive beam-target reactions, while an excessively large NBI tangency radius leading to off-axis deposition causes a drastic drop in the core ion temperature and fusion power. Furthermore, optimizing the deposition location of electron cyclotron wave (ECW) heating (with an appropriate power) around  $\rho \approx 0.35$  yields favorable current and  $q$  profiles, which strengthens  $\alpha$  particle confinement. Concerning

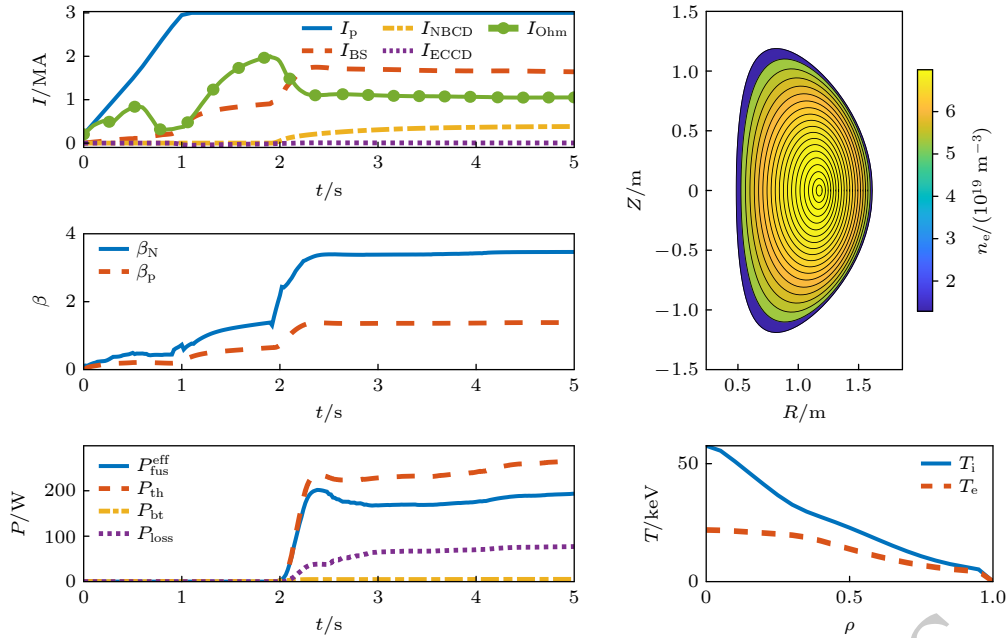
\* Project supported by the National MCF Energy R&D Program of China (Grant No. 2019YFE03090300), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12475214, 12075048), the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China (Grant Nos. DUT25Z2536), and the Natural Science Foundation of Liaoning (Grant No. 2025-MSLH-157).

† Corresponding author. E-mail: [yyli@zju.edu.cn](mailto:yyli@zju.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [xiehuasheng@enn.cn](mailto:xiehuasheng@enn.cn)

†† Corresponding author. E-mail: [laiwei@dlut.edu.cn](mailto:laiwei@dlut.edu.cn)

plasma geometry and composition, a larger elongation ( $\kappa$ ) expands the plasma volume but slightly degrades  $\alpha$  particle confinement, whereas the boron-to-hydrogen density ratio ( $f_{\text{BH}}$ ) exhibits a non-monotonic relationship with the effective fusion power due to fuel dilution. Based on these comprehensive analyses, a synergistic optimization strategy for  $\text{p}-^{11}\text{B}$  fusion performance in the EHL-2 device is proposed. Within engineering and physics constraints, a  $\text{p}-^{11}\text{B}$  fusion power of up to 200 W can be achieved by utilizing a higher plasma current (3 MA), a toroidal field (3 T), and an NBI power (14 MW), synergistically combined with an optimized elongation ( $\kappa \approx 2.1$ ), NBI beam energy ( $< 130$  keV), ECW heating ( $\rho \approx 0.35$ ,  $P_{\text{ECW}} \approx 5$  MW), and a boron-to-hydrogen ratio (0.15  $\sim$  0.20). Finally, considering that the EHL-2 device is currently under construction, the theoretical predictions and parameter optimization in this study will serve as crucial predictive guidance for future physics experiments. Once the device is officially built and enters the initial discharge phase, future work will benchmark the simulation predictions against actual discharge data. Relying on abundant experimental data, the empirical physics models and energy confinement scaling laws for ST and  $\text{p}-^{11}\text{B}$  plasmas in the current code will be continuously modified and refined. This will enable more accurate numerical simulations to support the design and operation of subsequent physics experiments, ultimately laying a solid foundation for the commercialization of  $\text{p}-^{11}\text{B}$  fusion through deep theoretical-experimental iterative cross-validation.



**Keywords:**  $\text{p}-^{11}\text{B}$  fusion, integrated simulation, EHL-2

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251691](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251691)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251691](https://cstr.net.cn/32037.14.aps.75.20251691)