

HL-2A高约束先进运行模式等离子体电流剖面集成模拟

张洪铭 吴静 李佳鲜 姚列明 徐江城 吴岩占 刘旗艳 郭鹏程

Integrated simulation of plasma current profile in HL-2A high confinement mode(H mode)

Zhang Hong-Ming Wu Jing Li Jia-Xian Yao Lie-Ming Xu Jiang-Cheng Wu Yan-Zhan Liu Qi-Yan
Guo Peng-Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 235203 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210945

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210945>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

HL-2A 高约束先进运行模式等离子体 电流剖面集成模拟*

张洪铭¹⁾²⁾ 吴静^{1)†} 李佳鲜^{2)‡} 姚列明^{1)††} 徐江城¹⁾²⁾
吴岩占¹⁾ 刘旗艳¹⁾ 郭鹏程¹⁾²⁾

1) (电子科技大学物理学院, 成都 611731)

2) (核工业西南物理研究院聚变研究所, 成都 610225)

(2021年5月19日收到; 2021年7月23日收到修改稿)

磁约束托卡马克装置等离子体物理参数, 如等离子体电流、约束磁场、安全因子的实时监测对高约束模式(H模)的稳态运行至关重要. 本文介绍了基于HL-2A实验数据和集成建模手段, 重建先进高约束运行模式(H模)下等离子体位形, 电流密度和安全因子参数剖面. 通过搭建动力学平衡位形集成模拟平台, 结合工作流快速处理手段, 采用真实实验数据和集成模拟模型, 得到了HL-2A高约束模式放电条件的离子和电子温度、密度, 电流密度和安全因子 q 剖面, 重建了高约束模式放电物理图像和托卡马克内部磁面位形和等离子体边界参数连续分布, 计算了等离子体欧姆电流、自举电流和射频电流等剖面及各自份额, 给出了先进运行模式下安全因子 q 径向分布. 通过集成模拟, 发现HL-2A该炮号参数条件下台基宽度约7.52 cm, 压强梯度的方向在 $\rho(r/a) = 0.1$ 改变, 在 $\rho = 0.7$ 附近数值达到最大, 可能是负剪切产生的内部运输垒位形(ITB)引起的. 通过等离子体磁场和电流等剖面重建和实时监测, 可以评估HL-2A高约束放电实验的品质, 为HL-2M高比压(β_n)先进模式的稳态运行提供参考.

关键词: HL-2A, OMFIT 平台, 集成建模框架

PACS: 52.55.-s, 52.55.Fa, 52.65.-y, 52.50.Gj

DOI: 10.7498/aps.70.20210945

1 引言

在磁约束聚变装置中, 高约束模式^[1](H模)相比于低约束模式(L模), 能大幅度提高等离子体性能^[2]. 在高约束模式下, 等离子体达到同等水平的运行参数所需的装置规模要小, 可大大提高未来聚变能的经济性. 磁约束托卡马克出现H模首先在德国的磁约束托卡马克装置ASDEX发现, 一直是各个聚变装置的重要研究内容, 后来通过不断开展

放电物理实验及理论模拟研究, 逐渐掌握低约束模式到高约束模式(L-H模)的转换机理及对等离子体性能的影响. H模放电的典型特征之一是压强剖面(温度、密度相关)在等离子体边界附近具有一定台基, 即边界附近压强剖面突然变陡峭, 压强梯度迅速增大. 台基的高度和宽度与等离子体性能紧密相关, 台基高度越高, 也更容易得到芯部参数更高的温度密度剖面. 台基高度和宽度受到动力气球模和剥离气球模不稳定性的限制^[3], 可由EPED程序进行预测^[4,5]. 边界附近压强梯度的变化较大

* 国家重点研发计划(批准号: 2019YFE03020004)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wujing@uestc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: lijx@swip.ac.cn

†† 通信作者. E-mail: ylm@uestc.edu.cn

产生较大自举电流,影响等离子体电流的剖面分布,进而影响安全因子 q 的分布. 电流剖面和安全因子 q 径向分布是研究 H 模以及比 H 模先进运行模式(参数更高)的重要分析指标. 但是电流分布,尤其是自举电流分布及安全因子 q 分布、芯部数据,难以从实验诊断实时获取,一般需要通过运输模拟程序模拟分析得到. 研究人员需要选取物理模型(粒子和流体模型),进行集成建模,将诊断获取的参数进行整合,重建电流分布剖面和安全因子剖面,对托卡马克稳态运行进行实时监控.

磁约束聚变研究涉及很多前沿科学和工程技术难题,在磁约束托卡马克装置中,放电实验主要依靠诊断设备获取相关信号(等离子体温度和密度,电子温度和密度,旋转速度等),并转换为便于理解和分析的实验数据. 由于诊断技术、诊断空间、经费投入等因素,使得实验获取的诊断数据难以满足放电实验实时控制需求. 比如,温度密度剖面数据,长期难以得到完整的剖面数据,由于分辨率低,获取的剖面无法反描述 H 模放电的台基参数等. 因此,需要利用有限的实验数据和理论模型分析,建立综合的集成模拟平台,获取更丰富的放电信息,更加全面评估放电品质.

美国通用原子公司(General Atom, GA)开发了基于 DIII-D 实验数据的磁面重建程序 EFIT^[6,7],可以获得磁场位形,利用外部的电磁诊断设备(磁通环和磁探针)获取磁信号,对实验数据进行全面深入分析,准确重建等离子体平衡位形和相关的物理参数. 由于缺乏芯部诊断数据,EFIT 平衡反演程序难以给出准确的电流及压强剖面分布. 可以通过增加内部诊断手段,利用可见光谱的动态斯塔克效应(motional Stark effect, MSE)得到等离子体电流剖面分布^[8]、等离子体压强(可见光谱诊断等手段得到的等离子体离子密度和温度)的诊断数据,利用 EFIT 完成了更为准确的磁面重建和剖面参数分析. EFIT 应用于磁约束托卡马克装置,成为分析实验数据的主要工具,可以重建等离子体边界和磁场位形参数,也能给出等离子体压强、电流密度及安全因子分布剖面. 随着聚变研究的深入,基于 EFIT 程序无法提供更准确的剖面分布,尤其是不同电流份额及分布(比如自举电流)条件下的磁面重建结果,难以满足高约束模式 H 模,尤其是先进运行模式的深入研究需求.

托卡马克装置 DIII-D 发展了集成模拟框架程

序 OMFIT (one modeling framework for integrated tasks)^[9–11]. 通过开发工作流,根据目的将不同程序进行集成运行,可以开展动力学平衡位形重建,磁流体稳定性研究,高次谐波快波电流驱动优化,磁流体和微观湍流的相互作用以及自洽的平衡运输模拟等物理内容研究. DIII-D 托卡马克装置研究人员提出设想并使用该程序进行了实践工作,充分显示了 OMFIT 框架在托卡马克聚变研究的众多领域的超强能力^[12].

HL-2A 装置作为国内实现偏滤器位形高约束模式(H 模)放电实验的托卡马克装置,使中国成为欧美日之后成功实现高约束模式运行的国家^[13,14]. HL-2A 具有相对较高的加热/驱动功率,开展了与 ITER(国际热核聚变实验堆)物理相关研究. 该研究基于 HL-2A 高约束模式相关物理实验,利用 OMFIT 集成模拟平台,搭建了包含 EFIT, ONETWO^[15,16], TGYRO^[17,18] 等核心程序的具备开展动力学平衡位形重建的工作流,通过实验诊断数据给出的离子/电子的温度/密度剖面,开展了高约束模式(H 模)放电实验的集成模拟分析,重建了 HL-2A 高约束模式下等离子体的磁面位形,给出了准确的等离子体边界,提供了完整的温度演化、密度剖面以及安全因子剖面. 基于以上物理参数,本文分析了等离子体电流成分,分别给出欧姆电流、自举电流、驱动电流占总电流的份额和剖面分布. 基于 OMFIT 模拟程序和 HL-2A H 模实验数据,考虑物理模型自洽性,基于物理量之间的数据智能传递耦合,得到了托卡马克等离子体电流剖面 and 磁面的重建. 本研究结合 HL-2A 的实验结果、整合多个实验反演程序和模拟程序进行集成建模分析(OMFIT),整合托卡马克装置大量的物理数据,得到实时托卡马克装置物理整体剖面参数并进行分析.

本文首先介绍理论分析模型和建立集成模拟程序 OMFIT 框架及文中研究所需主要模块,描述 HL-2A 高约束放电集成模拟工作流设计,然后选取 HL-2A 实验高约束模式诊断物理结构参数,介绍了基于 OMFIT 框架的整合,对实验数据和动力学平衡反演程序计算,介绍了重建后的 HL-2A 磁面位形,电流(包含自举电流份额)和安全因子 q 剖面,最后通过等离子体磁场和电流等剖面重建和实时监测,评估了 HL-2A 高约束放电实验的品质.

2 集成模拟模型

2.1 理论模型

作为综合模拟平台, 集成模拟程序 OMFIT 能够用于各种物理程序之间的耦合组成复杂的流程模块以分析物理问题, 其特点在于其对托卡马克实验数据的实时整合. 目前该平台已经整合了物理模拟程序, 如 EFIT, EPED, ONETWO 和 TGYRO 等在自洽的平衡与输运预测模型基础上, 利用 OMFIT 集成模拟平台, 搭建了包含 EFIT, ONETWO, TGYRO 等核心程序的具备开展动力学平衡位形重建的建模过程, 采用智能处理手段 workflow 针对 HL-2A 高约束模式 H 模放电进行了研究. 能量源和能量损失用平衡反演程序 ONETWO 可以计算, 包括辅助加热和辐射损耗以及离子和电子之间的能量交换. 湍流输运和新经典输运特性用模拟代码 TGYRO, TGLF^[19] 和 NEO^[20] 分别计算, 得到能量、粒子和环向角动量的输运通量. TGYRO 通过匹配能量通量和目标通量来计算稳态温度分布, 目标通量由相关的能量源和损失项的体积积分给出, 磁场分布由二维 (2-D)EFIT 平衡反演程序求解.

本文采用固定边界求解理想磁流体力学平衡 Grad-Shafranov(G-S) 方程来获得平衡剖面演化特性. 磁流体方程组为 (1) 式—(5) 式, 其中 (1) 式为粒子守恒方程, (2) 式为动量守恒方程, (3) 式为能量守恒方程, (4) 式为等离子体在电磁场中的安培定律, (5) 式为法拉第定律. (6) 式为受力平衡条件. 以上为理想条件下的磁流体 MHD 方程组, 用来描述磁约束等离子体中范围较大的粒子运动状态. 等离子体的每个组分的粒子处于平衡态, 粒子的速度分布函数基本符合麦克斯韦分布, 可以描述等离子体在电磁场中的平衡分布:

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla)(P/\rho^\gamma) = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B}, \quad (5)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0. \quad (6)$$

模拟条件假设为: 磁流体重力相对于电磁力的约束很小, 等离子体在磁场中达到平衡条件:

$\partial_t \mathbf{v} = 0$, (2) 式可以写成 (7) 式, 假设等离子体的宏观运动速度为 0 m/s, 即 $\mathbf{v} = 0$ m/s, 写成 (8) 式, 分别用 \mathbf{J} 和 \mathbf{B} 来乘等式两边, 可以得到 (10) 式:

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (7)$$

$$\nabla P = \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (8)$$

$$\mathbf{B} \cdot \nabla P = 0, \quad (9)$$

$$\mathbf{J} \cdot \nabla P = 0. \quad (10)$$

磁场的洛伦兹力和热压力之间的平衡可以从 (8) 式得到, 在输运的尺度上作为力的平衡方程, 包含电流密度、压力和电磁力之间的作用. 在时间尺度上作为与时间无关的平均速度为零的平衡理想磁流体方程的解. 通过求解该方程可以得到等离子体的位形 (包含压强、磁场、粒子密度、温度等) 以及约束等离子体的外场 (磁场, 电场) 随空间坐标变化. 由 (9) 式可以得到压强相等的磁面轮廓, 由 (10) 式可得到磁面上的电流密度及径向电流导致的电磁场力平衡方程. 从动量守恒方程出发, 假设等离子体的宏观运动速度趋近于平衡, 推导出理想条件下的 MHD 平衡方程. 考虑压力张量是非负的, 得到的平衡物理量能描述线性理想磁流体不稳定性. 作为压力、电磁作用和电流密度之间的平衡的解, 从中能判断出约束等离子体的外场条件和绝对等离子体的形状. 在柱坐标系 $f(R, \varphi, Z)$ 中, 用函数 $F(F = RB_f)$ 和磁通函数 ψ 来表达磁场 \mathbf{B} . φ 作为大环方向的角度, ψ 作为等离子体的极向磁通被准确的用来描述磁面, 其作为封闭环形磁面内的极向磁通量的总和. 在磁约束托卡马克等离子体, 圆截面的等离子体方程通常采用柱坐标系, 方向之间有如 (11) 式的关系. \mathbf{R} 为径向参数, φ 为角向参数, \mathbf{Z} 为轴向参数. 由磁场 \mathbf{B} 无旋性, 如 (12) 式所示. 考虑磁流体的对称性, 那么在轴对称平衡中, 将 (11) 式两边同时求散度. 由于轴对称平衡中 $0 = \nabla \cdot (\nabla \psi \times \nabla \varphi)$, (13) 式变为 (14) 式:

$$\mathbf{B} = \nabla \psi \times \nabla \varphi + F \nabla \varphi, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{R} \times \boldsymbol{\varphi} &= \mathbf{Z}, \quad \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{Z} = \mathbf{R}, \\ \mathbf{Z} \times \mathbf{R} &= \boldsymbol{\varphi}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B} &= \nabla \cdot (\nabla \psi \times \nabla \varphi + F \nabla \varphi), \\ 0 &= \nabla \cdot (\nabla \psi \times \nabla \varphi) + \nabla \cdot (F \nabla \varphi), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\nabla F \cdot (\nabla \varphi) = 0. \quad (14)$$

考虑到对称性, 标量函数 F 和 ψ 都与环向角度 φ 无关, 作为 Z 和 R 的函数. 将求解磁场 \mathbf{B} 的 (11) 式两边同时求旋度, 考虑 $\nabla \times (\nabla T) = 0$ 和 $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{t}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{t}) - \nabla^2 \mathbf{t}$, (15) 式可以推导出 (16) 式, 代入安培定律, 得到等离子体电流密度 \mathbf{J} . 从 (8) 式—(10) 式可知, 由于磁面是平衡的等压强磁面, 等离子体压强 P 只和极向磁通函数 ψ 有关, 即 $P = P(\psi)$. 由于 P 的函数只考虑 ψ , 由 (10) 式得到 (18) 式, 将 (17) 式中的等离子体电流密度代入 (18) 式, 于是得到 (19) 式. 通过前面的推导, 已经得到 \mathbf{J} 和 \mathbf{B} 的式, 代入 MHD 式中. 通过求解磁流体平衡方程, 可以得到等离子体压强与等离子体电流分布, 得到平衡位形参大小数, 可在托卡马克装置中描述等离子体平衡电流位形和磁场位形分布:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \nabla \times (\nabla \psi \times \nabla \varphi + F \nabla \varphi),$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \nabla \times (\nabla \times \psi \nabla \varphi) + \nabla F \times \nabla \varphi, \quad (15)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \nabla F \times \nabla \varphi - \left(R^2 \nabla \cdot \frac{\nabla \psi}{R^2} \right) \nabla \varphi, \quad (16)$$

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \left[\nabla F \times \nabla \varphi - \left(R^2 \nabla \cdot \frac{\nabla \psi}{R^2} \right) \nabla \varphi \right], \quad (17)$$

$$\mathbf{J} \cdot \nabla \psi = 0, \quad (18)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \left[\nabla F \times \nabla \varphi - \left(R^2 \nabla \cdot \frac{\nabla \psi}{R^2} \right) \nabla \varphi \right] \cdot \nabla \psi = 0, \quad (19)$$

$$\nabla F(\psi) = \frac{dF}{d\psi} \nabla \psi, \quad (20)$$

$$\nabla P(\psi) = \frac{dP}{d\psi} \nabla \psi, \quad (21)$$

将 (19) 式和 (20) 式代入 (8) 式中可得:

$$\left\{ \frac{1}{\mu_0} \left[\nabla F \times \nabla \varphi - \left(R^2 \nabla \cdot \frac{\nabla \psi}{R^2} \right) \nabla \varphi \right] \right\} \times (\nabla \psi \times \nabla \varphi + F \nabla \varphi) = \nabla P,$$

$$\left\{ \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{dF}{d\psi} \nabla \psi \times \nabla \varphi - \left(R^2 \nabla \cdot \frac{\nabla \psi}{R^2} \right) \nabla \varphi \right] \right\} \times (\nabla \psi \times \nabla \varphi + F \nabla \varphi) = \frac{dP}{d\psi} \nabla \psi,$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\mu_0} F' (\nabla \psi \times \nabla \varphi) \times (\nabla \psi \times \nabla \varphi) + \frac{1}{\mu_0} F' (\nabla \psi \times \nabla \varphi) \times F \nabla \varphi - \frac{1}{\mu_0} \left(R^2 \nabla \cdot \frac{\nabla \psi}{R^2} \right) \nabla \varphi \times (\nabla \psi \times \nabla \varphi) \\ & - \frac{1}{\mu_0} \left(R^2 \nabla \cdot \frac{\nabla \psi}{R^2} \right) \nabla \varphi \times F \nabla \varphi = P' \nabla \psi \Rightarrow 0 + \frac{1}{\mu_0} F F' (\nabla \psi \times \nabla \varphi) \times \nabla \varphi \\ & - \frac{1}{\mu_0} \left(R^2 \nabla \cdot \frac{\nabla \psi}{R^2} \right) \nabla \varphi \times (\nabla \psi \times \nabla \varphi) - 0 = P' \nabla \psi \Rightarrow \frac{1}{\mu_0} F F' + \frac{1}{\mu_0} \left(\nabla \cdot \frac{\nabla \psi}{R^2} \right) + P' = 0, \end{aligned} \quad (22)$$

其中 $(\nabla \varphi \cdot \nabla \varphi = R^{-2})$. 比较等式 (19), 得到 MHD 磁流体平衡方程:

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot \frac{\nabla \psi}{R^2} + \frac{F F'(\psi)}{\mu_0 R^2} + P'(\psi) = 0. \quad (23)$$

2.2 HL-2A 高约束放电集成模拟

基于磁流体平衡方程 (23), 将 HL-2A 初始条件和边界条件下, 电子温度、离子温度和电子密度等进行拟合处理, 代入模拟程序, 具体的工作流如图 1 所示. 采用 EFIT 程序计算得到 HL-2A 平衡位形重建的平衡物理参数, 代入集成模拟程序, 将实验诊断数据 (电子温度 T_e , 离子温度 T_i , 电子密度 n_e 和旋转信息 V_z) 导入动力学剖面计算程序, 计算外部驱动电流、欧姆电流和自举电流, 给出演化电流剖面信息, 计算源和损失项. 源项包括粒子

源、能量源、外部电流驱动电源和动量源, 损失项为辐射损失. 粒子源主要来自中性束注入氢及同位素、充气和壁材料溅射. 能量源主要包括辅助加热, 例如中性束和波加热. 动量源主要来自非对称中性束注入引发的等离子体旋转. 最终得到源和损失项的参数以及新的平衡参数、压强信息与所有电流份额组成的平衡电流剖面信息.

当输出端存在电流演化时, 利用 EFIT 反演平衡参数剖面来更新的平衡参数剖面, 即压力梯度和极向电流梯度, 得到新的平衡参数, 包含压强信息与所有电流份额组成的平衡电流剖面信息, 代入到 EFIT 程序, 求解 G-S 方程, 得到自洽的二维平衡方程. 将自洽的平衡和源项的参数输入到计算程序, 利用源和损失项以及更新的平衡参数, 进行动力学剖面的演化, 采取台基区固定, 演化芯部的动力学剖面, 得到新的芯部的动力学剖面, 继而将新

平衡动力学剖面 (电子温度 T_e , 离子温度 T_i , 电子密度 n_e 和旋转信息 V_r) 输入到程序中, 进行迭代, 直到相邻迭代之间的误差最小, 表明得到了收敛自治的解. 通过比较实验数据与模拟的结果, 完成 HL-2A 磁面和安全因子与电流剖面重建.

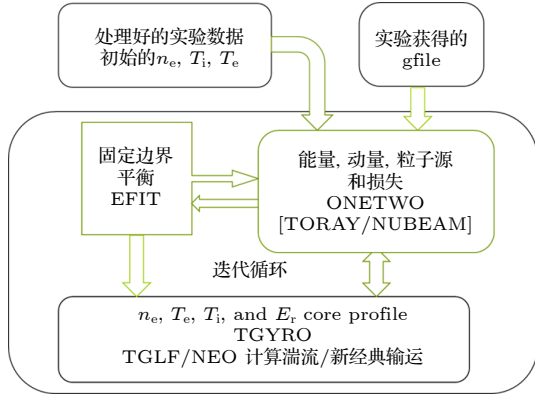


图 1 HL-2A 高约束模式 (H 模) 放电模拟循环示意图
Fig. 1. Design and analysis of HL-2A high confinement model (H model) discharge integrated simulation workflow.

2.3 HL-2A 装置参数

本模拟采用 HL-2A 几何位形和物理参数: 大半径 $R = 1.65$ m、小半径 $a = 0.4$ m、环向磁场 $B_T = 2.8$ T、环向等离子体电流 $I_p = 480$ kA, 具有偏滤器位形, 圆截面, H 模放电实验. HL-2A 具有相对较高的加热功率, 其电流加热系统和辅助加热包括欧姆加热、离子回旋共振加热、中性束加热和电子回旋共振加热以及低杂波系统. HL-2A 装置的电子回旋系统总规模为 5 MW, 包括 68 GHz/3 MW/1 s 的一次谐波系统和 140 GHz/2 MW/3 s 的二次谐波系统. HL-2A 中性束注入系统注入功率为 1.1 MW, 束能量为 44—55 keV、脉冲宽度为 2 s, 包括 4 套大功率离子源、中性束线部件、中性束电源和诊断测量系统 [22].

基于 HL-2A 实验参数进行先进运行模式 (高约束模式, H 模) 动力学平衡位形重建, 将实验测量的离子和电子温度、离子密度、旋转角速度剖面参数作为平衡物理量导入到 EFIT 平衡反演程序中. 电子密度和温度, 离子温度和旋转角速度的参数剖面输入将是集成模拟分析重点. 在对放电参数选取的时候, 选择了高约束模式 (H 模) 的电子密度和温度、离子温度, 通过数据库选择台基明显的 H 模放电参数, 以及运输垒比较明显的物理参数, 即 #37012 炮放电参数: 等离子体电流为 153799 A, 磁

场为 1.3 T, 等离子体位置坐标小半径 $a = 0.376$ m, 大半径 $R = 1.53$ m, 采用两束中性束加热, 加热功率分别为 600 keV 和 725 keV. 该次放电炮号的放电情况如图 2 所示, 在 882 s 后出现了高约束 H 模. 加热参数 (加热功率、电子温度、离子温度等) 通过相关的计算得到: 比压 $\beta_n = 2.3$, 离子温度 $T_i = 1.58$ keV, 电子温度 $T_e = 0.51$ keV. 设置好集成模拟程序初始等离子体位形重建物理量和边界等离子体参数后, 就可以进入到反演电流剖面的计算过程.

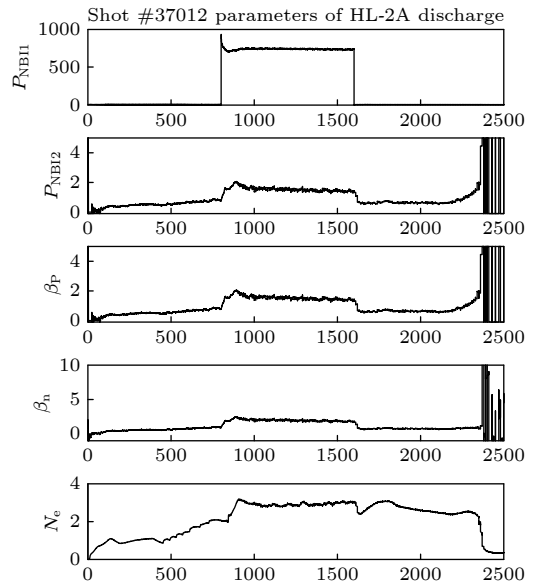


图 2 HL-2A 炮号 #37012 放电参数
Fig. 2. Shot #37012 parameters of HL-2A discharge.

3 分析和讨论

3.1 HL-2A 实验数据

本文选取托卡马克装置 HL-2A 参数 #37012 放电参数如下: 模拟采用初始放电脉冲的平顶段处的电子温度、离子温度以及电子密度. 从 HL-2A 导入的放电数据绘制的曲线如图 3 所示, 通过将高能中性原子注入来将电子和离子进行加热, 其中离子加热为主, 离子温度高于电子温度, 选取芯部电子和离子温度 (大半径 $R = 1.65$ m), 对噪声进行平滑处理. 电子密度的分布是等离子体芯部区域 ($\rho = 0$) 到边缘区域 ($\rho = \pm 1$, +1 代表右侧弱场侧, -1 代表左侧强场侧) 的数据, 在处理时采用右半部分弱场侧 ($0 < \rho < 1$) 的参数. 通过建立绝对坐标的位置和磁轴的位置相对应变换关系, 得到

磁面的位置来确定边缘位置, 分别对应归一化后的 $0 < \rho < 1$ 位置. 选取离散的数据集来构造一个解析函数, 让原来的离散函数尽可能接近拟合曲线来对实验数据进行拟合, 通过迭代返回在 x (磁零点) 处的结果, 同时在 $0 < \rho < 1$ 平均生成离散点, 将数据进行 3 次样条数据插值, 流程图如图 4 所示. 能量源和能量损失采用 ONETWO 程序计算, 将电

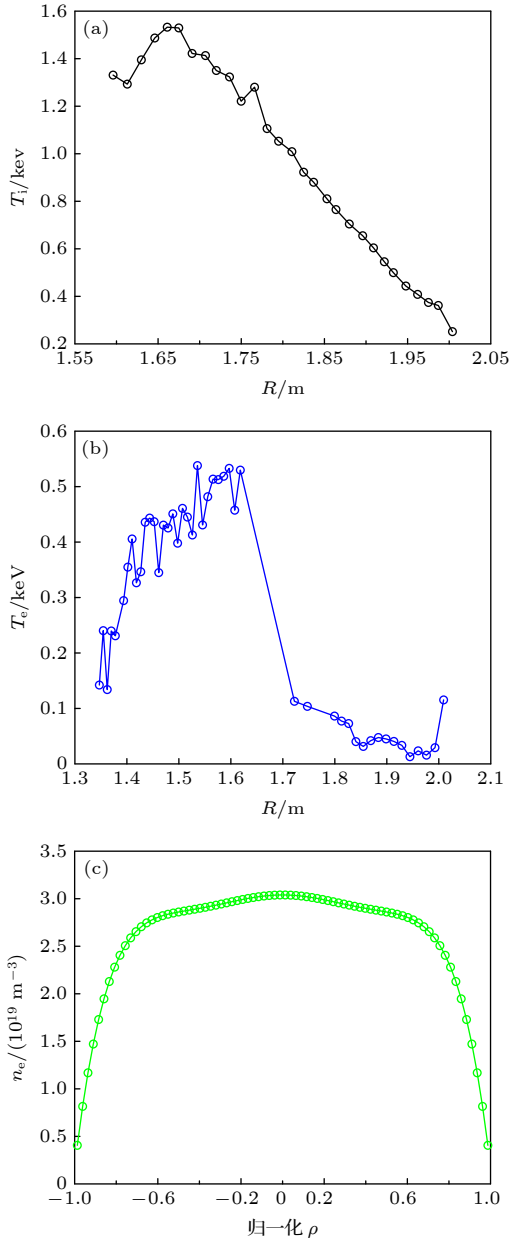


图 3 HL-2A 托卡马克平衡物理参数实验数据 (a) 等离子体中离子温度 T_i 径向分布; (b) 电子温度 T_e 径向分布; (c) 电子密度 n_e 径向分布
Fig. 3. (a) Radial distribution profile of ion temperature T_i in HL-2A Tokamak plasma; (b) radial distribution profile of electron temperature T_e in HL-2A Tokamak plasma; (c) radial distribution profile of electron density n_e in HL-2A tokamak plasma.

子温度、离子温度与电子密度剖面导入 ONETWO 模块. TGYRO 由 ONETWO 和 EFIT 计算所得到的已归一化的参数剖面进行迭代, 计算离子温度和电子温度、电子密度和等离子体环向旋转速度及安全因子 q 的稳态物理参数的剖面, 从而计算芯部的输运通量. 计算选取的 HL-2A 的设计参数为: $\beta_n = 2.4, 2.3$; $n_e = 2.95 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$; $T_i = 1.53, 1.58 \text{ keV}$; $T_e = 0.53, 0.51 \text{ keV}$; $P_{\text{NBI1}} = 600 \text{ kW}$; $P_{\text{NBI2}} = 725 \text{ kW}$; $f_{\text{bs}}/f_{\text{ohm}} = 34.6/53.3$; $f_{\text{beam}} = 12.1\%$; $a = 0.376 \text{ m}$; $R = 1.667 \text{ m}$; $I_p = 153799 \text{ A}$; $B = 1.3 \text{ T}$.

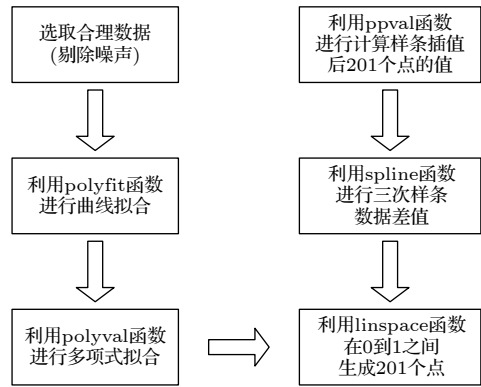


图 4 HL-2A 实验数据处理, 物理参数拟合径向分布和 OMFIT 耦合流程
Fig. 4. Flow chart for getting fitting curve processing by using discrete and interpolation of HL-2A experimental data.

3.2 结果和讨论

基于 HL-2A 实验数据放电数据, 进行实验拟合并将等离子体参数耦合到 OMFIT 集成模拟平台, 求解 MHD 磁流体平衡方程, 计算电流密度 (带电粒子) 和能量的输运信息, 建立边缘和芯部温度径向分布函数, 给出边缘温度和计算出的台基温度剖面 and 电子密度径向分布. 芯部的新经典输运和湍流输运由动理学剖面的演化计算, 通过得到芯部的动理学剖面, 固定台基区的参数进行迭代获得.

图 5 给出了重建后的电子温度、离子温度和电子密度, 通过集成模拟重建电流剖面曲线与安全因子参数的剖面. 通过整合等离子体离子温度, 电子温度和密度, 等离子体旋转角速度, 移动斯塔克效应测量的法拉第旋转角等参数, 重建先进的高约束模式下等离子体整体轮廓参数 (压强、电流密度、安全因子) 演化物理图像.

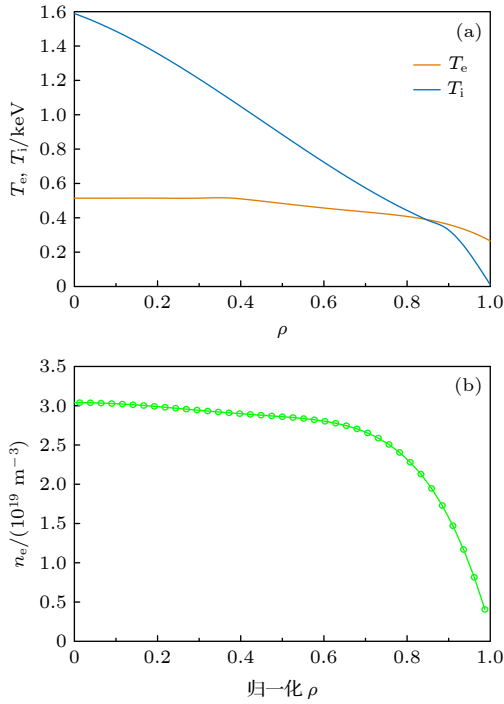


图5 采用集成模拟程序 OMFIT 重建的 (a) HL-2A 的电子温度 T_e 和离子温度 T_i 剖面; (b) 电子密度 n_e 剖面
 Fig. 5. Reconstruction of HL-2A parameters by OMFIT integrated simulation code: (a) Electron temperature T_e and ion temperature T_i profiles; (b) electron density n_e profile.

图6所示为稳态等离子体参数剖面的实验拟合与集成模拟结果比较. 当达到稳态时, 模拟得到的电子温度、离子温度、电子密度和旋转因子, 与#37012次放电采用的集成模拟程序 OMFIT 重建的该参数剖面进行对比. 在芯部 ($\rho < 0.8$) 区域, 湍流输运和新经典输运采用 TGYRO 计算得到, 边界附近处 ($0.8 < \rho < 1.0$) 的温度采取实验数据作为初始值进行迭代计算, 芯部的电子温度初始值为 0.6 keV, 芯部的离子温度初始值为 1.2 keV. 从图6可以看到, 通过模拟计算得到的电子和离子温度空间分布、电子密度和旋转速度等模拟结果与实验曲线在演化过程中有少许差异, 实验数据拟合误差及模拟模型的近似有关, 但整体趋势基本一致.

图7所示为 HL-2A 托卡马克磁面位形、压强分布、安全因子 q 、压强梯度和极向电流梯度等物理参数剖面. 将剖面参数导入集成建模 workflow 中, 通过输运程序 ONETWO 和 TGYRO 与平衡程反演序 EFIT, 迭代得到重建平衡参数剖面. 通过反演平衡结果, 可以重建电流密度与安全因子剖面. 采用 EFIT 平衡反演程序, 结合偏振干涉仪测量的法拉第旋转角 (pitch angle), 反演获得安全因子

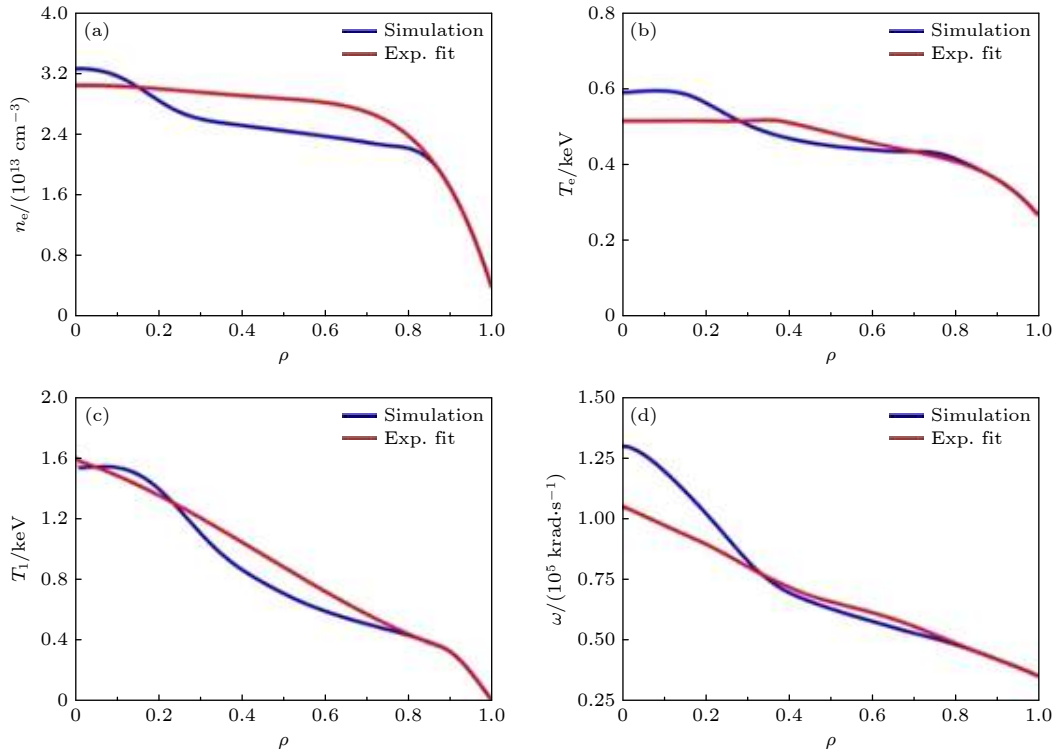


图6 HL-2A 托卡马克等离子体电子密度 (a)、电子温度 (b)、离子温度 (c) 和旋转角速度 (d) 随径向剖面的集成模拟和实验拟合结果对比
 Fig. 6. HL-2A Tokamak electron density (a), electron temperature (b), ion temperature (c), rotational angular velocity, and (d) versus radial profile by OMFIT and experimental fitting in shot #37012.

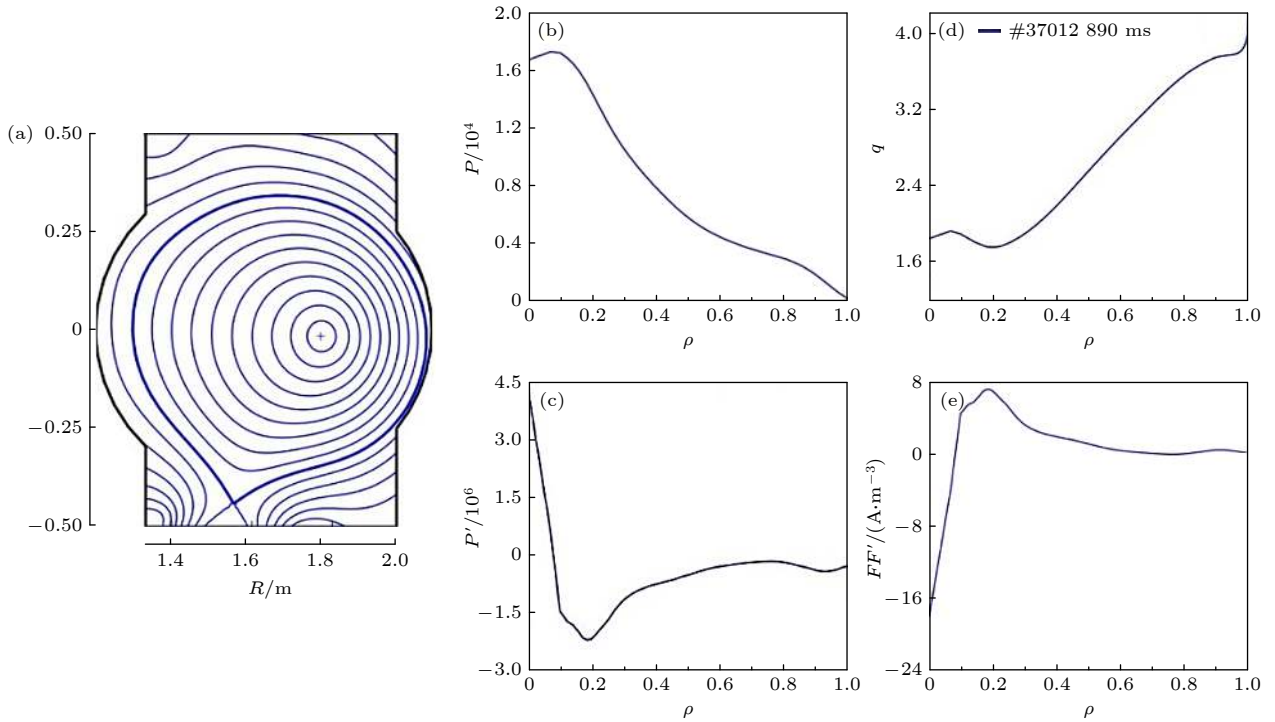


图 7 集成模拟程序 OMFIT 得到的 HL-2A 托卡马克等离子体磁场位形结构图 (a); 等离子体压强 (单位 Pa) 径向剖面分布 (b); 压强梯度 P' (无量纲) 径向分布 (c); 安全因子 q (无量纲) 随着径向变化分布剖面 (d); 极向电流梯度 FF' (单位 A/m^3) 径向分布剖面 (e)

Fig. 7. HL-2A Tokamak plasma magnetic field configuration obtained by integrated simulation code OMFIT (a); pressure profile (unit Pa) (b); profile distribution of the pressure gradient (Dimensionless quantity) (c); profile distribution of safety factor q (Dimensionless quantity) obtained (d); profile distribution of the polar current gradient FF' (unit A/m^3) (e).

q 分布, 最终计算电流密度分布 (J distribution). 从图 7 可以看到, 压强梯度在芯部 ($\rho = 0$) 下降, 后又上升, 在 $\rho = 0.7$ 附近有一个最大值, 对应着较强的内部输运垒 (internal transport barrier, ITB), 内部输运垒的形成有利于高约束模式的维持, 起到净空杂质的作用, 相当于在芯部和边缘之间建立了一个密度和温度梯度势垒.

HL-2A 较强的内部输运垒所形成的台基区 (pedestal region)^[21–22], 可以从离子温度 $0.7 < \rho < 0.9$ 之间形成的密度快速下降区域得到 (如图 5 所示). 磁场的 x 点在 $z = -0.4$ m 附近, 该结果有利于设计偏滤器的位形, 引导最后一个闭合磁面的带电粒子流动来轰击偏滤器靶板. 磁面的位形接近圆形, 压力图在边缘附近有梯度的变化. 由实验结果图 5(a)(b) 可以看到, 与低约束模式 (L 模) 对比, 边缘密度、温度剖面变陡相当于压强剖面中增加了一个台阶, 因而在同样的加热功率下, 总储能增大, 能量约束时间随之延长. 约束改善源于局域性的反常运输的减弱, 即输运垒的建立, 或边缘附近湍流运输的减弱, 使边缘区的密度、电子和离子温度剖面都变陡.

高约束模式 (H 模) 首次在德国托卡马克装

置 ASDEX 上发现, 具有重要的物理意义^[23]. 高约束模式 (H 模式) 相对于低约束模式 (L 模), 粒子的约束密度极限和能量约束时间都有非常大的提升. 当能量连续注入到等离子体中时, 边缘剪切流会在注入功率达到某一阈值时增强, 然后在边界区域形成输运垒, 等离子体就从 L 模转换成 H 模. 国际上其他的有较大加热功率的聚变装置都发现了 H 模约束, 在球马克和仿星器上也都有发现, 说明 H 模的出现与偏滤器或限制器的位形和加热方式无关^[24], 并且与约束装置类型无关.

当等离子体达到 H 模以后, 边界的温度和密度不断上升, 从而形成了称为台基的结构, 即边界输运垒 (ETB), 此刻的等离子体的能量约束水平已大大提高, 约束性能也大幅提高. 文献给出了 ITER 台基区的预测图^[25], 可得到台基区的压强和密度温度预测, 台基结构处的计算可以用修正 tanh 函数^[26,27]来拟合:

$$n_e = A \times \frac{(1 + a \times z)e^z - e^{-z}}{e^z + e^{-z}} + B, \quad (24)$$

$$z = \frac{2(X_{\text{SYM}} - X)}{w}, \quad (25)$$

其中, X_{SYM} 为台基中心的径向坐标, X 为台基区密度的径向坐标, w 是台基的宽度, a 是小半径, 为 0.376 m, 电子密度 $n_e = 2.95 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$, $A+B$ 为台基的高度 [28]. 如图 3(b) 所示, HL-2A 的该炮号产生的台基区的宽度在 $0.8 < \rho < 1.0$, 台基宽度约 $w = 0.376 \text{ m} \times 0.2 = 7.52 \text{ cm}$.

托卡马克聚变装置中台基的宽度一般仅仅为几毫米到几厘米, 但对等离子体的约束有及其大的作用. 在等离子体的芯部随着压力梯度的持续增长达到某一临界值的时候, 湍流运输和各种不稳定模式 (例如捕获电子模 TEM) 都会出现阈值效应的爆发导致梯度变平, 然后芯部等离子体的相关参数不能无限的增长. 等离子体约束性能随着台基高度增大而加强, 使得等离子体的聚变功率提高 [29].

H 模具有较长的能量约束时间, 较高的自举电流份额和较大的粒子约束密度, 被视为未来 ITER 实验聚变堆的基本运行模式. 研究人员对等离子体的能量约束时间和相关的参数进行了许多实验 [30], 在 L 模下的约束时间可以用 (26) 式定标率来估计:

$$\tau_E^{\text{L-mode}} = 0.048 I_p^{0.85} B_T^{0.2} M^{0.5} R^{0.12} \times n_e^{0.1} a^{0.3} \kappa^{0.5} P_t^{-0.53}, \quad (26)$$

在 H 模具有高台基时, 其 H 模约束下约束时间可根据 (27) 式来估计:

$$\tau_E^{\text{H-mode}} = 0.145 I_p^{0.93} B_T^{0.15} M^{0.19} R^{1.39} n_e^{0.41} a^{0.58} \kappa^{0.78}, \quad (27)$$

式中, I_p 为等离子体电流, B_T 为环向磁场强度, M

为原子质量, R 为大半径, HL-2A 的大半径为 1.65 m, a 为小半径, HL-2A 的小半径为 0.376 m, κ 为等离子体拉长比, P_t 是等离子体得到的净的加热功率. 有了 ITER98 的定标率之后 [31], 可以推导出能量约束增强因子 $H_{98,y2} = \tau_E^{\text{H-mode}} / \tau_E^{\text{L-mode}}$, 为托卡马克装置获得能量的约束时间和定标率所预测的能量时间之间的比例, 体现约束状态的好坏.

图 8 所示为采用集成模拟得到的电流密度剖面 (电流份额) 与安全因子 q 剖面. 从图 8 可以看出, 安全因子 q 最小值为 1.8, 该值较低可能引发危险性的低 nMHD 模式, 从而导致因为 MHD 不稳定性的放电破裂. 图 8(a) 给出了中性束 (beam) 电流, 自举电流 (BS), 欧姆电流 (Ohmic), 射频电流 (Rf) 和全电流 (Tot) 剖面分布, 中性束加热效果良好, 可以看出在中心区 ($0 < \rho < 0.4$) 所占的份额最多, 该区域中性束电流密度增大, 中性束电流密度在中心区强所占份额最多, 随着径向分布演化, 在边缘区域 ($0.7 < \rho < 1.0$) 逐渐减弱到趋近 0, 同时自举电流密度 (BS) 份额大幅增大, 而托卡马克稳态运行需要大幅提高自举电流的份额. 通过计算得到的电流份额和空间分布可以对 HL-2A 实验控制和等离子体位形设计提供参考.

通过自举电流分布可知, 在 $0.2 < \rho < 1.0$ 区域, 自举电流在整体电流的份额在上升, 而欧姆电流和中性束的电流份额在下降, 对比电流驱动剖面与安全因子 q 剖面发现, 自举电流的改变与 q 的剖面的梯度的变化有联系. 总电流由欧姆电流 I_{ohm} 、

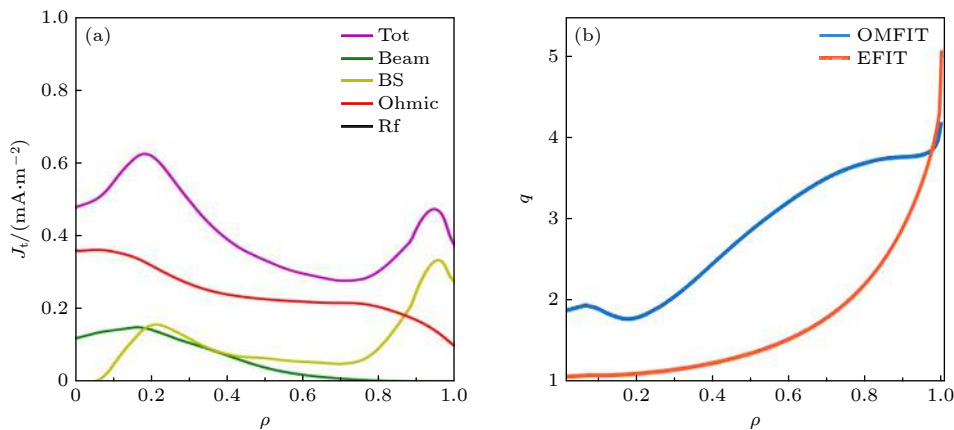


图 8 (a) 磁约束托卡马克装置 shot #37012 由集成模拟程序 OMFIT 计算的整体电流密度、包含中性束电流密度、自举电流密度、欧姆电流密度和射频电流密度及份额分布曲线; (b) OMFIT 程序和平衡反演程序 EFIT 计算的安全因子 q 剖面对比图

Fig. 8. (a) Magnetic confinement Tokamak device shot #37012 total current densities calculated by the integrated simulation program OMFIT, including neutral beam current density, bootstrap current density, Ohmic current density, and RF current density with percentages of respective current densities in total current densities; (b) comparison of the safety factor q profiles calculated by the OMFIT program and the balance inversion code EFIT.

自举电流 I_{BS} 、中性束驱动电流 I_{NBI} 和射频感应电流 I_{RF} 组成. 欧姆电流、自举电流、中性束驱动电流和射频感应电流份额通过计算分别为 53.2%, 34.6%, 12.0% 和 0.2%. 通过与图 3 对比, 发现中性束 NBI 注入以后, 在 $1.6\text{ m} < R < 1.7\text{ m}$ 处离子温度上升明显, 证明加热芯部效果良好, 中性束粒子在注入过程中慢化的过程更加接近芯部. 电子密度受到离子加热的影响, 在该区域温度也快速上升, 形成台基区的内部输运垒位形 (ITB).

从图 7(c) 压强梯度随径向变化规律可以看到, 中性束注入初期, 电子温度很快升高, 形成一个中空的电流分布, 后期的高功率 NBI 使等离子体压强梯度迅速加大, 中心区的粒子密度很快提高, 这两种效应都使自举电流比例加大, 负磁剪切位形得以长时间维持, 这种运行模式能同时具有中心负磁剪切和非常峰化的密度分布, 具有较长的约束时间和较高的约束因子 H_{98} . 在 $0.1 < \rho < 0.2$ 区间压强梯度方向发生变化 (由正变负), 边缘温度的增加使等离子体压强梯度在边缘区不断增加, 如图 7(c) 所示, 温度分布在边缘区变陡, 极向旋转速度在此区域明显加大, 于是在此区域形成边缘输运垒 ETB (edge transport barrier). 在稳态托卡马克 JT-60U, TFTR 和 DIII-D 都观测到约束改善模式 H 模式和各种负剪切位形放电. 内部输运垒位形 (ITB) 均是以负磁剪切位形为基础的改善约束模式, 负磁剪切位形是在等离子体中心形成负的磁剪切区, 安全因子 q 的分布函数不再是单调下降分布, 具有高的自举电流份额, 如图 8(a) 所示, 自举电流大幅提升. 在电流份额中, 自举电流所占份额对来自持稳态放电至关重要. 一般可通过中性束加热和低杂波驱动等手段, 大幅增加自举电流份额.

稳定状态的托卡马克等离子体中的可能产生扭曲模不稳定性, 需有环向磁场 B_T 和具有上限的等离子体电流. 在环形等离子体中, 这个极限电流可用等离子体边界的安全因子 $q > 1$ 满足扭曲不稳定性稳定条件, q 称作安全因子, B_p 是等离子体电流所产生的极向磁场. 安全因子可由两种磁场来计算:

$$q = \frac{rB_T}{RB_p}, \quad (28)$$

其中, r 为位置坐标, 可由 $r/a = \rho$ 来计算, B_T 是环向磁场, B_p 是极向磁场.

通过图 8(b) 中 q 剖面的变化, 模拟得到的安

全因子 q 剖面并非单调分布曲线. 在 $0.2 < \rho < 0.9$ 区域, 通过实验数据集成模拟得到的 q 剖面出现了波动, 集成模拟得到的 q 最小值略小于 2.0, 在 $\rho = 0$ 处 $q \approx 2.0$, 在芯部略有波动. 实验拟合得到安全因子 q 分布单调递增, 中间无明显涨落趋势变化. 集成模拟得到的安全因子 q 的剖面比单独采用 EFIT 由磁诊断数据拟合反演得到的 q 的剖面更加趋于合理. EFIT 是利用外部的电磁诊断设备 (磁通环和磁探针) 获取的磁信号, 对实验数据进行了全面、深入的分析, 准确重建等离子体平衡位形和相关的形状参数. 由于缺乏芯部诊断数据, 难以给出较为丰富和更加准确的电流剖面及压强剖面分布.

集成模拟 OMFIT 是对芯部的数据进行计算, 能较为丰富地给出电流剖面及压强剖面分布, 即集成模拟得到的 q 剖面比单独采用 EFIT 由磁诊断数据反演得到的安全因子 q 分布更加合理. 由图 8(b) 可知, EFIT 得到的 q 变化趋势平缓, 而结合等离子体参数, 输运参数集成模拟得到的安全因子剖面 q 分布更加丰富. 在 $0.3 < \rho < 0.7$ 区域, 安全因子增加明显.

4 结 论

以 EFIT, ONETWO, TGYRO 等核心模拟程序为基础, 搭建了具备开展动力学平衡位形重建的集成模拟平台 OMFIT. 针对 HL-2A 先进高约束模式 (H 模) 放电实验的数据, 采用集成建模手段, 重建了 HL-2A 放电实验的磁面位形, 给出准确的等离子体边界物理量剖面, 反演了完整的离子和电子温度径向分布、电子密度径向分布、等离子体旋转角速度径向分布以及安全因子 q 径向分布.

基于实验数据和模拟重建的结果, 给出等离子体电流成分构成, 包括欧姆电流、自举电流、驱动电流占总电流的份额, 并给出了这些电流详细剖面分布. 基于集成模拟计算的 HL-2A 高约束模式放电集成模型动力学剖面 (电子温度、离子温度、电子密度、旋转) 与实验诊断拟合图像基本一致, 验证了该集成模型. 采用 OMFIT 集成模拟平台, 整合了物理模拟和数据重建程序 EFIT, ONETWO, TGYRO 等, 得到丰富的 q 剖面以及电流剖面参数. 在托卡马克等离子体运行过程中, 对于安全因子 q 测量, 研究人员通常采用运动斯塔克效应光谱诊断来获取法拉第旋转角和径向电场分布. 但是对

于可见光谱诊断, 面向芯部的光谱测量遇到了芯部等离子体温度高, 原子被完全电离, 光谱信号弱, 边缘等离子体受到来自偏滤器和外壁内壁的反射杂散光干扰, 因此获取的安全因子图像误差较大, 这对稳态托卡马克反馈控制安全有潜在风险. 从集成模拟思路出发, 基于 HL-2A 实验数据和物理模拟模型整合, 重建了非单调变化安全因子 q 的径向分布, 比单独通过 EFIT 平衡反演程序得到的单调变化安全因子径向分布更为丰富. 下一步计划对集成模拟程序部分模块进行实时耦合和自洽性验证, 得到 HL-2M 相应的等离子体参数的实时剖面信息演化, 实现对稳态运行实时反馈控制.

参考文献

- [1] Wagner F 1982 *Phys. Re. Lett.* **49** 1408
- [2] Li K 2020 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [李凯 2020 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [3] Zhong W L, Duan X R 2020 *Nucl. Phys. Re.* **37** 462 (in Chinese) [钟武律, 段旭如 2020 原子核物理评论 **37** 462]
- [4] Snyder P B, Aiba N, Beurskens M 2009 *Nucl. Fusion* **49** 085035
- [5] Stacey W M, Groebner R J 2003 *Phys. Plasm.* **10** 2412
- [6] Lao L L, Ferron J R, Groebner R J, et al. 1990 *Nucl. Fusion* **30** 103549
- [7] Fellingner P, Marklein R, Langenberg K J, Klaholz S 1995 *Wave Motion* **21** 47
- [8] Chen W J, He X X, Liu L, Wei Y L, Ma Q, Yu D L 2016 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **36** 104 (in Chinese) [陈文锦, 何小雪, 刘亮, 魏彦玲, 马倩, 余德良 2016 核聚变与等离子体物理 **36** 104]
- [9] Logan N C, Grierson, B A, Haskey S R, Smith S P, Meneghini O, Eldon D 2018 *Nucl. Fusion* **74** 125
- [10] Meneghini O, Lao L 2013 *Plasma Fusion Res.* **8** 2403009
- [11] Meneghini O, Smith S P, Lao L L, Izacard O, et al. 2015 *Nucl. Fusion* **55** 083008
- [12] Wu M Q 2020 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [吴木泉 2020 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [13] Li Q 2009 *Atomic Energy Sci. Technol.* **S2** 204 (in Chinese) [李强 2009 原子能科学技术 **S2** 204]
- [14] Rao J, Lu Z H, Zhang J S, et al. 2009 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **29** 324 (in Chinese) [饶军, 陆志鸿, 张劲松等 2009 核聚变与等离子体物理 **29** 324]
- [15] Owen L W, Canik J M, Groebner R J, et al. 2010 *Nucl. Fusion* **50** 64017
- [16] Beurskens M N A, Giudicotti L, Kempenaarsl M, et al. 2008 *Re. Scient. Instrum.* **79** 10.1063
- [17] Candy J, Holland C, Waltz R E, et al. 2009 *Phys. Plasmas* **16** 2137
- [18] Staebler G M, Belli E A, Candy J, Kinsey J E, Dudding H, Patel B 2021 *Nuclear Fusion* **61** 116007
- [19] Staebler G M, Kinsey J E, Belli E A, et al. 2014 *Phys. Plasmas* **21** 1596
- [20] Belli E A, Candy J, Angioni C 2014 *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 124002
- [21] Shaing K C, Lai A L 2013 *Phys. Plasmas* **20** 122504
- [22] Hubbard A E, Boivin R L, Granetz R S, et al. 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1744
- [23] Belli E A, Candy J 2021 *Phys. Plasmas* **28** 062301
- [24] Staebler G M, Candy J, Belli E A, Kinsey J E, Bonanomi N, Patel B 2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 015013
- [25] Snyder P B, Groebner R J, Hughes J W, et al. 2011 *Nucl. Fusion* **51** 103016
- [26] Gao X, Zhang T, Han X, et al. 2015 *Nucl. Fusion* **55** 083015
- [27] Groebner R J, Baker D R, Burrell K H, et al. 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1789
- [28] Groebner R J, Osborne T H 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1800
- [29] Kinsey J E, Staebler G M, Candy J, et al. 2011 *Nucl. Fusion* **51** 83001
- [30] McDonald D C, Cordey J G, Thomsen K, 2007 *Nucl. Fusion* **47** 147
- [31] Saibene G, Sartori R, Loarte A, et al. 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 1769

Integrated simulation of plasma current profile in HL-2A high confinement mode(H mode)*

Zhang Hong-Ming¹⁾²⁾ Wu Jing^{1)†} Li Jia-Xian^{2)‡} Yao Lie-Ming^{1)††}
 Xu Jiang-Cheng¹⁾²⁾ Wu Yan-Zhan¹⁾ Liu Qi-Yan¹⁾ Guo Peng-Cheng¹⁾²⁾

1) (*School of Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China*)

2) (*Fusion Research Institute, Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610225, China*)

(Received 19 May 2021; revised manuscript received 23 July 2021)

Abstract

The plasma current (I_p), magnetic field (B), and safety factor distribution (q profile) of the HL-2A tokamak device are crucial to monitoring the steady-state operational scenarios (in high confinement mode, H mode). Based on real experimental data and integrated modeling simulation method (OMFIT), the plasma parameters' profiles such as magnetic field configuration and current density profiles in H mode were reconstructed. By building up an integrated simulation platform for dynamic equilibrium configuration, and combining the rapid workflow processing method and experimental data with integrated simulation models, the ion and electron temperature, density, and current density profiles were obtained. The integration simulation platform was established to reconstruct the internal magnetic surface configuration, the plasma boundary parameter distribution, the ion/electron temperature, current density, and the q profile. The Ohmic current, bootstrap current, and radio-frequency current profiles with its fractions were calculated. The width of the pedestal region was about 7.52 cm according to our simulation results. It was found that the pressure gradient changes its direction at radial coordinate $\rho(r/a) = 0.1$ and reaches its maximum value near $\rho = 0.7$, which may be the internal transport barrier (ITB) configuration caused by negative shear. The profile reconstruction and real-time monitoring of the physical parameters are conducive to evaluating the quality of H mode discharge experiment and can assist in the steady-state operation of advanced operating modes such as HL-2M high normalized beta (β_n) discharge.

Keywords: HL-2A, OMFIT platform, integrated modeling framework

PACS: 52.55.-s, 52.55.Fa, 52.65.-y, 52.50.Gj

DOI: 10.7498/aps.70.20210945

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2019YFE03020004).

† Corresponding author. E-mail: wujing@uestc.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: lijx@swip.ac.cn

†† Corresponding author. E-mail: yilm@uestc.edu.cn