

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

EXL-50U 球形环中快离子磁场波纹损失的优化模拟研究*

郝保龙¹⁾ 李颖颖^{2)3)†} 陈伟¹⁾ 郝广周¹⁾ 顾翔²⁾³⁾ 孙恬恬²⁾³⁾
王岬民²⁾³⁾ 董家齐²⁾³⁾ 袁保山²⁾³⁾ 彭元凯²⁾³⁾ 石跃江²⁾³⁾
谢华生²⁾³⁾ 刘敏胜²⁾³⁾ ENN TEAM

1) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

2) (河北省紧凑型聚变重点实验室, 廊坊 065001)

3) (新奥科技发展有限公司, 廊坊 065001)

(2023 年 5 月 8 日收到; 2023 年 8 月 3 日收到修改稿)

EXL-50U 装置高参数等离子体的实现对中性束注入 (NBI) 加热的依赖非常敏感, 期望 NBI 快离子约束良好并通过碰撞慢化把能量传给背景等离子体. 本文基于集成模拟给出的平衡位形、快离子分布和装置波纹度数据对快离子波纹损失开展了模拟研究. 发现快离子波纹损份额约为 37%, 局域热斑约 0.6 MW/m^2 , 对装置实验运行来说不可接受. 其优化方案包括移动等离子体位置和加 FI(铁素体钢插件) 降低波纹度, 增大 I_p (等离子体电流) 以及优化 NBI 角度. 结果显示必须控制波纹度分布且增大 I_p 到 600 kA 以上, 才能使快离子损失降低到 3%—4%, 局域热斑降低一个量级. 本文总结了装置设计时快离子波纹损失评估的方法, 包括相空间快离子分布和波纹损失区重合度, 全要素慢化时间尺度粒子跟踪. 还总结了降低波纹损失的工程和物理途径, 为集成模拟迭代优化和装置运行提供模拟支持.

关键词: 磁约束核聚变, 球形环, 快离子, 磁场波纹

PACS: 52.20.Dq, 52.55.Pi, 52.65.Cc

DOI: 10.7498/aps.72.20230749

1 引言

中国磁约束核聚变经过半个多世纪的实验和物理研究取得了巨大成就, 以及不断刷新参数记录的进展. 除专业科研院所外, 高校和企业也在理论模拟和装置建设运行上也出现了多点开花的有利局面, 为我国聚变能开发利用实现从无到有、从有到优打下坚实基础. 传统托卡马克的大环径比为 3—4 或稍高, EAST 约 4.2. 小环径比 (~ 2 或更低) 装置更紧凑, 没有中心螺线管, 有望实现更高的等离

子体比压, 即更高的约束效率, 位于廊坊新奥科技发展有限公司的 EXL-50U 即属此类磁约束核聚变装置, 表 1 是其主机参数. EXL-50U 设计有 $\sim 7 \text{ MW}$ 辅助加热和电流驱动系统, 包括 $50 \text{ keV}/1.5 \text{ MW}$ 的 NBI 和 2 MW 的离子回旋波, 经过前期集成模拟设计, 背景离子温度可达 $T_i(0) \sim 40 \text{ eV}$, 如图 1 所示. EXL-50U 的参数实现主要依靠 NBI 芯部加热, 因此, NBI 快离子的良好约束是实现装置目标的前提. 与传统托卡马克一样, 分立的有限数目纵场线圈 (TF) 引入磁场波纹扰动可引起快离子显著损失. 理论上, 任何破坏环对称约束平衡位形的电

* 国家磁约束核聚变能发展研究专项 (批准号: 2019YFE03020000)、河北省高端人才计划 (批准号: 2021HBQZYCSB006) 和国家自然科学基金 (批准号: 11905142) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liygying@enn.cn

磁扰动都会引起快离子约束变差, 损失是否可接受的判据是加热功率的损失不影响装置目标实现, 且损失粒子局域沉积的热斑不影响装置安全 [1,2].

表 1 EXL-50U 与其他托卡马克装置主机参数对比
Table 1. Main parameters comparison of EXL-50U and other tokamak facilities.

参数	CFETR	ITER	HL-2M	EAST	EXL-50U
磁轴场强 B_{T0} /T	6.5	5.3	3	2	0.6–0.8
等离子体大半径 R_0 /m	7.2	6.2	1.78	1.9	0.9
等离子体小半径 a /m	2.2	2.0	0.62	0.5	0.45
等离子体电流 I_p /MA	14	15	3	1	0.5–1
纵场磁体柄数 N	16	18	20	16	12

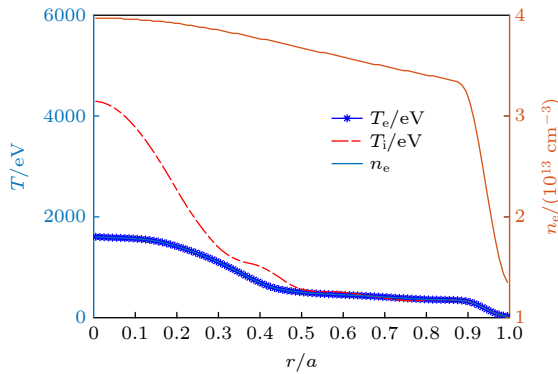


图 1 EXL-50U 集成模拟设计中背景电子密度 n_e 、温度 T_e 和离子温度分布 T_i

Fig. 1. Distribution of bulk electron density n_e , electron temperature T_e and bulk ion temperature T_i in EXL-50U integrated modeling.

磁场波纹扰动引起的快离子损失主要有两种机制: 波纹磁阱俘获和随机波纹扩散. 波纹磁阱是装置局域的波纹扰动较大时, 如外中平面附近, 形成二级磁阱, 平行速度较小的捕获粒子经过该区域时就环向俘获在该局域磁阱内, 通过径向漂移快速损失掉或经碰撞和漂移逃出该损失区, 该损失机制和位形、波纹度分布和快离子分布有关, 损失的时间尺度在几个极向回弹周期内. 当波纹度较小不足以形成局域磁阱时, 有限的波纹扰动也会使捕获粒子极向投影不闭合, 香蕉轨道转折点在平衡位置附近小位移振荡, 当香蕉轨道转折点在 TF 周期扰动下形成的相空间共振岛相互重叠超过随机判据时, 即发生连续周期运动之间解耦, 形成随机波纹扩散, 碰撞效应可降低该随机扩散阈值. 通行粒子因沿磁力线回旋变换会平均该扰动, 因此仅有捕获粒

子有波纹损失. 快离子波纹损失是装置设计和实验运行需要开展的必要课题, 因为纵场波纹扰动是始终存在的 [3,4].

本文基于 EXL-50U 集成模拟设计参数, 利用中性束沉积计算模块 NUBEAM 得到 NBI 快离子分布函数和碰撞率, 在哈密顿导心轨道跟踪程序 Orbit 中构建平衡叠加波纹扰动后的总磁场位形, 一个慢化时间内跟踪蒙卡样本粒子, 统计损失信息. NUBEAM 是 20 世纪 70 年代开发维护至今的经典成熟 NBI 模块, 可单机或集成在随时演化输运程序中运行, 可计算 NBI 和聚变产物的功率沉积、电流驱动、动量输运和加料等. 在轴对称位形中跟踪蒙卡粒子, 可计算多种成分的初始和经典稳态慢化分布, 也可考虑反常输运效应, 如 Sawtooth, Fishbone 和 Ripple loss, 但相应的模块粗糙, 需要设定人为经验系数, 如 Ripple loss 中可以直接指定捕获粒子的损失时间和随机扩散阈值, 定量分析受限. 近年在 NUBEAM 中实现的 RF-kick, MHD-kick 和 CGM 等简化模型在实验分析中得到不断发展和完善 [5–8].

程序 Orbit 是 20 世纪 80 年代开发升级至今的经典成熟快粒子跟踪程序, 基于直线磁面坐标系读入轴对称数值平衡或解析构建圆截面平衡, 在二维 (2D) 样条插值构建的背景场中叠加磁场波纹扰动得到总磁场位形, 读入仿星器三维平衡版本为 Orbit-3D. 在总磁场位形基础上, Orbit 可选择读入 $\delta B = \nabla \times \alpha B_0$ 或 $\delta B = \nabla \times (\xi \times B_0)$ 形式的磁流体力学不稳定性 (MHD) 扰动, 其中 α 是扰动函数的标量形式, ξ 是矢量形式的扰动位移, 粒子的空间坐标为 (ψ_p, θ, ζ) , 分别是极向磁通、极向角和广义环向角. Orbit 中粒子导心哈密顿量表达为 $H = \rho_{||}^2 B^2 / 2 + \mu B + \Phi$, $\rho_{||} = v_{||} / B$ 是归一化的平行磁场速度, B 是总磁场强度, $\mu = v_{\perp}^2 / 2B$ 是粒子磁矩, v_{\perp} 是粒子垂直磁场速度, Φ 是静电势. 粒子的速度由能量 E 、磁矩 μ 和螺距角正负号决定, Orbit 程序求解 $(\dot{\rho}_{||}, \dot{\theta}, \dot{\psi}_p, \dot{\zeta})$. 跟踪粒子哈密顿导心轨道时考虑碰撞修正, 导心方程中表达磁场扰动的是总磁场强度的空间导数 $(\partial B / \partial \zeta, \partial B / \partial \theta, \partial B / \partial \psi_p)$, 而无需矢量分量, Orbit 中根据磁场散度为零的条件和不同函数形式构建扰动场 [9–11].

本文第 2 节根据 EXL-50U 装置的波纹场工程数据, 在 Orbit 程序中数值重建, 判定波纹损失区,

分析相空间中 NBI 快离子初始分布函数和波纹损失区的重合度. 第 3 节全要素计算, 即在总磁场中跟踪大量样本粒子分布一个慢化时间, 统计粒子信息, 针对波纹损失计算结果, 提出并论证多个优化方向, 对 EXL-50U 设计建设提供数值支持. 第 4 节总结本文工作并讨论一般托卡马克装置波纹损失评估流程.

2 EXL-50U 装置波纹场数值重建和 NBI 快离子分布函数

2.1 纵场波纹扰动重建

EXL-50U 环向磁场由 12 柄瘦 D 形线圈实现, 对比其他托卡马克装置, 柄数较少, 有较大磁场波纹扰动. 定义在极向截面的波纹度为 $\delta(r, \theta) = (B_{\max} - B_{\min}) / (B_{\max} + B_{\min})$, B_{\max} 和 B_{\min} 分别是同一极向位置不同环向角处的磁场最大值和最小值. 工程设计中没考虑包层铁素体钢材料, 仅有纵场线圈时的波纹度分布见图 2(b), 波纹度在等离子体外中平面 $R_{\max} \sim 1.4$ m 附近最大, 约 3%, 波纹扰动幅度从芯部到边界呈自然指数增大. 托卡马克纵场磁体设计的一般要求是 TF 线圈在 16—24 柄, 等离子体约束区波纹度最大值即外中平面处小于 0.5%, EXL-50U 由于特殊的主机和等离子体尺寸设计不满足此要求.

在 Orbit 程序中引入波纹扰动时, 在磁面坐标系中叠加纵场波纹后的总磁场可表达为 $B(\psi_p, \theta, \phi) = B_0(\psi_p, \theta)[1 + \delta \cos(N\phi)]$, 其中 $B_0(\psi_p, \theta)$ 是平衡场. 本文采用解析公式 $\delta(R, Z) = \delta_0 \exp\{[(R - R_{\text{rip}})^2 + b_{\text{rip}}Z^2]^{0.5} / w_{\text{rip}}\}$ 来拟合工程设计值, 该解析函数的初始形式是针对 TFTR 类似圆截面 TF 线圈产生的一系列波纹度同心标准圆等高线提出的, 后在 ITER 等装置的 D 形线圈波纹度几何分布发展为包含椭圆形变和等高线圆心位移的现在形式, 在一系列装置上应用成熟, 包括 EAST 和 CFETR^[12-14]. 基于 EXL-50U 装置波纹度工程数据, 数学含义和拟合系数分别为波纹度最小值 $\delta_0 = 4.19 \times 10^{-8}$, 波纹度不同值的等高线几何圆心位置 $R_{\text{rip}} = 1.77 \times 10^{-3} + 0.106Z^2$ m, 椭圆率 $b_{\text{rip}} = 0.297$ 和波纹扰动特征空间尺度 $w_{\text{rip}} = 0.103$ m. 波纹扰动的解析函数实现和工程设计值对比见图 2—4. 由图 2 可知解析函数重建的波纹度几何轮廓和幅值较大精度还原了工程设计; 由图 3 和图 4 的不同纵横截面对比可知解析函数重建的波纹场与工程数据有一定差距, 图 3 中不同 Z 截面的波纹度基本不变, 这是 EXL-50U 特殊的 TF 线圈引起的, 即瘦长 D 形而非传统托卡马克的胖 D 形或圆形. 本文解析函数重建波纹场的整体符合程度稍差于传统托卡马克^[3,15], 但仍精确重建了等离子体约束区的波纹场, 即

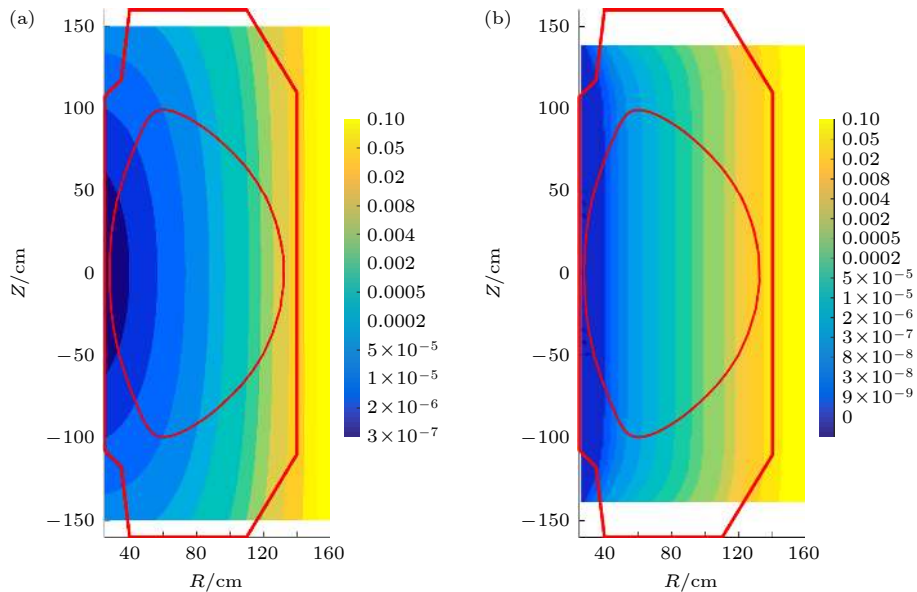


图 2 EXL-50U 纵场波纹度分布 (a) 解析函数实现值; (b) 工程设计值

Fig. 2. Distribution of toroidal field ripple perturbation amplitude in EXL-50U: (a) Ripple data by analytical equation; (b) engineering data in design.

LCFS (最后一个闭合磁面) 内的拟合精确度足够高, $10^{-5} - 10^{-4}$, 鉴于该函数形式有清晰的几何

含义, 如表 2 所列, 优于高阶多项式拟合, 本文工作沿用.

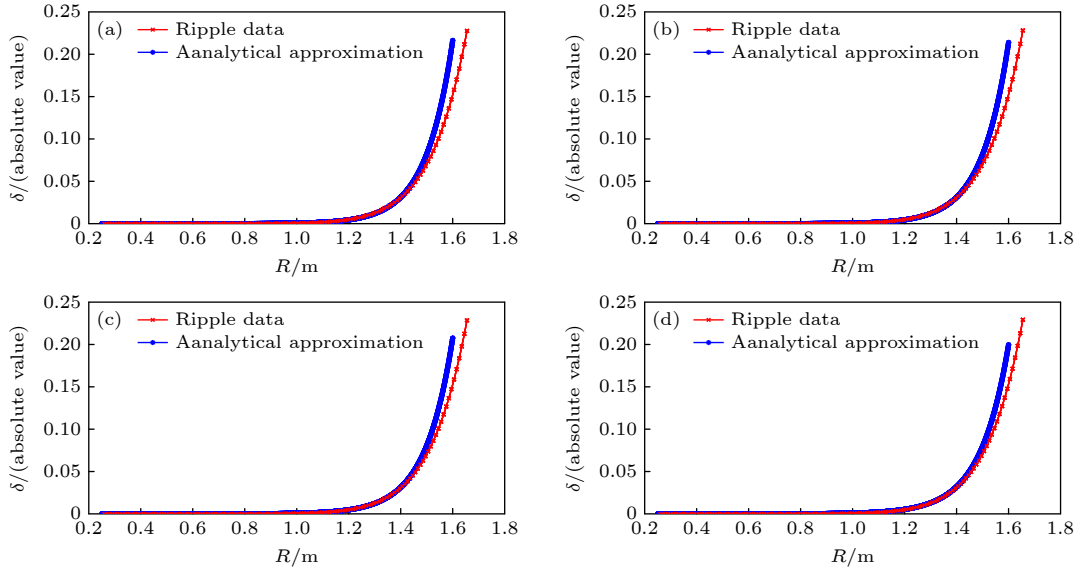


图 3 EXL-50U 装置波纹度不同 Z 截面工程数据和数值拟合结果对比 (a) $Z = 0$ m; (b) $Z = 0.3$ m; (c) $Z = 0.6$ m; (d) $Z = 0.9$ m
 Fig. 3. Ripple comparison between engineering design and fitting curve in different Z plane of EXL-50U: (a) $Z = 0$ m; (b) $Z = 0.3$ m; (c) $Z = 0.6$ m; (d) $Z = 0.9$ m.

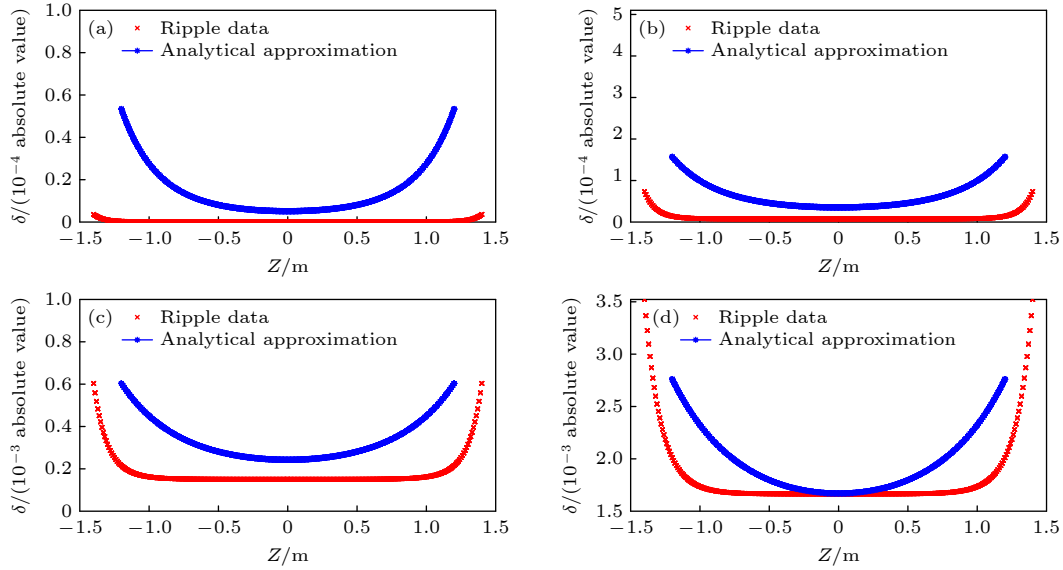


图 4 EXL-50U 装置波纹度不同 R 截面工程数据和数值拟合结果对比 (a) $R = 0.5$ m; (b) $R = 0.7$ m; (c) $R = 0.9$ m; (d) $R = 1.1$ m
 Fig. 4. Ripple comparison between engineering design and fitting curve in different R plane of EXL-50U: (a) $R = 0.5$ m; (b) $R = 0.7$ m; (c) $R = 0.9$ m; (d) $R = 1.1$ m.

表 2 EXL-50U 与其他托卡马克装置纵场波纹数据拟合结果对比

Table 2. Ripple field fitting parameters comparison of EXL-50U and other tokamak facilities.

Item	CFETR	ITER	EAST	EXL-50U
δ_0	1.57×10^{-5}	3.75×10^{-6}	1.26×10^{-4}	4.19×10^{-8}
$R_0 = a + bZ^2$ (m)	$6 + 0.062Z^2$	$6.75 - 0.034 Z^2$	$1.71 - 0.18 Z^2$	$1.77 \times 10^{-3} + 0.106 Z^2$
b_{rip}	0.021	0.26	0.26	0.297
w_{rip}/m	0.63	0.53	0.15	0.1034

2.2 NBI 快离子分布函数

利用 NUBEAM 程序计算得到的快离子初始分布函数一般用于长时间尺度的粒子跟踪损失, 包含相空间梯度信息的稳态慢化分布用于分析波粒非线性相互作用. 本文基于 EXL-50U 集成模拟中的平衡和背景参数剖面计算得到的 NBI 初始分布函数如图 5 和图 6 所示, 可以看出, NBI 有良好的芯部沉积和微弱的穿透损失. 不同于传统超导托卡马克, EXL-50U 的 NBI 束线路径不经过高场侧靶板, 为标准的切向注入, 快离子 pitch(螺距)角较大, 由于整体安全因子剖面较高, 平衡位形中快离子分布有捕获粒子份额约 30%. NBI 设计运行束能量在 20—50 keV, 进窗口功率在 0.25—1.5 MW, NBI 系统建成后的束能和束流强度对应关系类似伏安特性曲线. 本文评估快离子损失的初始能量设定为 45 keV/1.0 MW, 平衡位形的纵场方向都是

俯视逆时针, 等离子体电流俯视顺时针.

2.3 波纹损失区

在装置设计初期, 工程和物理设计迭代速度快, 无法通过耗时的慢化时间尺度内全要素粒子跟踪进行快离子损失计算. 为直观高效讨论 EXL-50U 上快离子波纹损失, 本节采用相空间损失区域和粒子分布重合度来评估. 图 7 是在平衡位形叠加磁场波纹后的总磁场位形中刻画得到的波纹损失区, 其中波纹磁阱俘获区由磁阱形成条件 $\varepsilon |\sin \theta| < qN\delta$ 确定, 无碰撞波纹随机扩散区的确定依据是简化判据 $GWB(\text{Goldston-White-Boozer}) \delta_s = (\varepsilon / N\pi q)^{1.5} / \rho_L q'$, 其中 ε 是当地的纵横比倒数, ρ_L 是拉莫尔回旋半径, $q' = dq/dr$ 是安全因子导数, 快离子分布相空间对应的波纹幅度大于 GWB 判据即认为捕获粒子转折点在此被随机扩散损失掉,

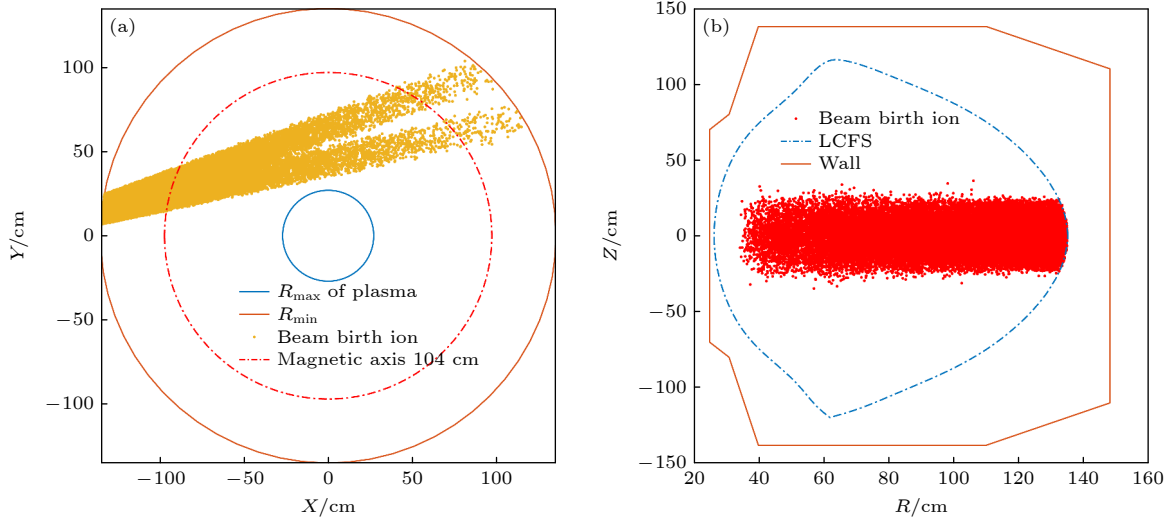


图 5 EXL-50U 上 NBI 快离子初始分布的粒子空间位置俯视图 (a) 和极向投影 (b)

Fig. 5. Initial distribution of beam ions in EXL-50U: (a) Bird's view; (b) poloidal cross section.

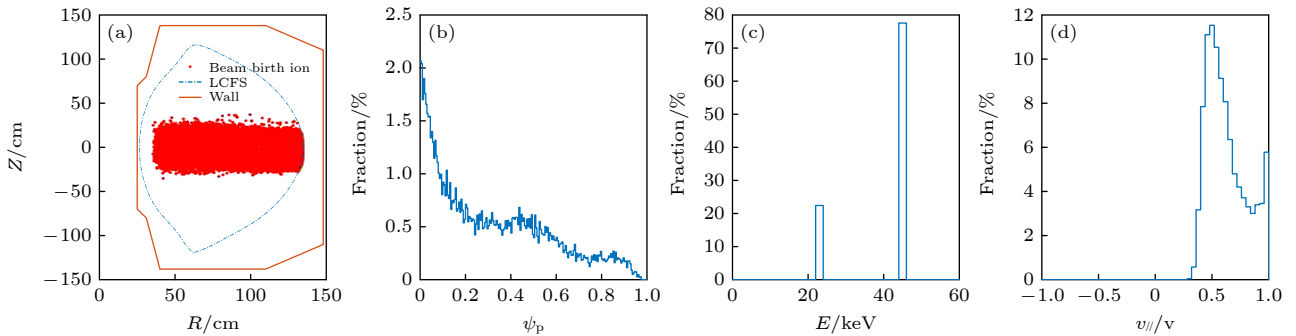


图 6 Orbit 程序中读入的 NBI 快离子初始分布函数 (a) RZ 空间分布; (b) 粒子密度的极向磁通分布; (c) 能量分布; (d) pitch 角分布
Fig. 6. Initial distribution of NBI fast ions read by Orbit code: (a) Particle location in RZ coordinate; (b) particle density distribution in poloidal flux; (c) energy distribution; (d) pitch angle distribution.

因此波纹随机扩散损失和快离子能量、pitch 角、安全因子剖面等有关。由于 EXL-50U 装置的整体波纹度较大，且等离子体约束区位置靠外，波纹损失区基本占满空间，意味着捕获粒子基本都会损失^[16]。

初始分布的 NBI 快离子能量可认为是单值分布，即决定粒子轨道的 3 个物理量中固定 E ，可以得到一个二维平面 $(P_{\zeta}, \mu B_0/E)$ ，其中 B_0 是磁轴处磁场强度，为 Orbit 程序中的磁场强度单位； P_{ζ} 是正则环向角动量。在轴对称位形和能量守恒下可以在 $(P_{\zeta}, \mu B_0/E)$ 平面内得到由一系列曲线分割开的不同轨道类型区域，如图 8(a)，其中 T-C 指约束捕获粒子轨道，T-L 指损失捕获粒子轨道， P_{\pm} -L 指损失通行粒子轨道， P_{\pm} -C 指约束通行粒子轨道，下标的正负号指螺距角符号^[10,17]；横轴题 P_{ζ}/ψ_w 是被 LCFS 处环向磁通归一化的正则环向角动量。该平面中还有一些特殊的轨道没有标记出，如土豆轨道和极向静止轨道，不同平衡位形和快离子分布下的轨道类型区域占比不同，但拓扑结构不变。图 8(b) 为波纹损失区的分布，同图 7 类似，捕获粒子的香蕉轨道转折点落入波纹损失区即表示快离子会损失，快离子损失可能会反复经历两个损失通道。随机碰撞会改变快离子运动的螺距角，可能让快离子提前进入或者逃出波纹损失区，因此下文通过判断快离子是否位

于波纹损失区来判断粒子损失与否时，忽略了随机碰撞，一般来说现有装置参数水平下，碰撞波纹随机扩散是主要的快离子波纹损失通道；聚变堆参数下，无碰撞波纹随机扩散是主要的损失通道，因此图 8 中只用 GWB 判据，即无碰撞波纹随机扩散标记的波纹损失区来评估和快离子密度分布的重合情况。

图 8(c) 和图 8(d) 是原始设计下两个离子源初始快离子的相空间分布。由图 8 可知，NBI 沉积芯部峰化，因两个离子源注入角度不同，快离子分布中捕获粒子份额不同，co-perp (较垂直) 源的捕获粒子份额较多，初始轨道损失份额较多。根据相空间的波纹损失区和快离子分布重叠情况，可以判断目前的设计参数下，NBI 快离子的波纹损失较显著，主要原因是波纹损失区太大，且快离子分布中捕获粒子份额太大，为后续定量的全要素计算结果和优化方向提供清晰物理图像的支持。

3 NBI 快离子初始分布慢化时间尺度的导心轨道跟踪

3.1 基于集成模拟设计中平衡和快离子分布的计算结果

本节计算输入即基于前述集成模拟平衡位形

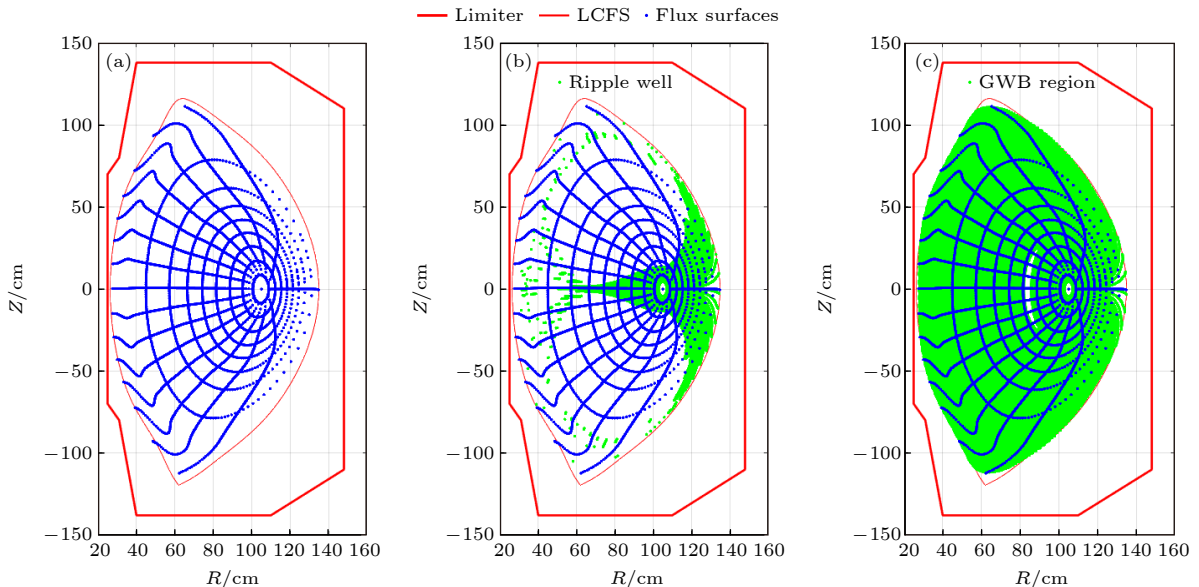


图 7 EXL-50U 集成模拟中使用的平衡位形和波纹场重建后的波纹损失区 (a) Boozer 坐标系磁面; (b) 波纹磁阱俘获损失区, 香蕉粒子转折点位于此区即损失; (c) 无碰撞波纹随机扩散损失区, GWB 判据

Fig. 7. Equilibrium and ripple loss region in EXL-50U integrated modeling: (a) Magnetic flux surface in Boozer coordinate; (b) ripple well loss region, where banana tips in here will lost; (c) collisionless ripple stochastic diffusion region, plot with GWB criterion.

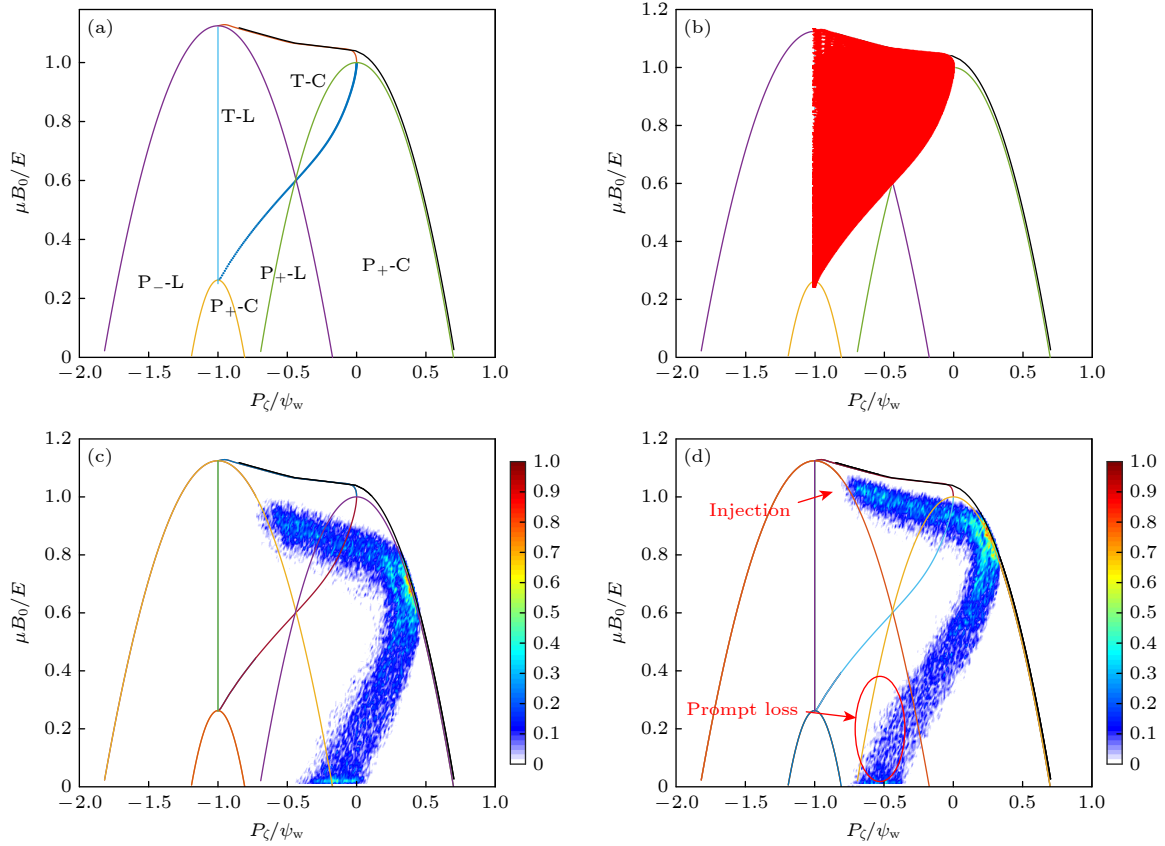


图 8 (a) 初始能量固定时, 在 $(P_z, \mu B_0/E)$ 平面 NBI 快离子相空间的轨道类型分布; (b) 波纹损失区(随机波纹扩散 GWB 判据); (c) co-tang (较切向) 的 NBI 快离子初始分布; (d) co-perp (较垂直) 的 NBI 快离子初始分布

Fig. 8. (a) Orbit classification in the plane of $(P_z, \mu B_0/E)$ with fixed initial energy of NBI fast ions; (b) region of stochastic ripple diffusion by GWB criterion; (c) co-tang initial NBI fast ion distribution; (d) co-perp initial NBI fast ion distribution.

和快离子分布函数, 在一个慢化时间内跟踪波纹扰动叠加后的总磁场位形中 NBI 快离子初始分布样本, 碰撞频率分布由 NBUEAM 程序基于背景等离子体参数计算得到, 计算取径向中间位置为典型值, 初始能量的能量慢化率 $\nu_{\varepsilon 0} = 0.015 \text{ s}^{-1}$, 螺距角散射率为 $\nu_{\text{pa}0} = 0.05 \text{ s}^{-1}$. 一个计算步长 Δt 后, Orbit 程序对粒子即时能量 E_i 和螺距角 $\lambda_i = v_{\parallel}/v$ 的修正分别为

$$E_n = E_i - (2\nu_{\varepsilon}\Delta t) \left[E_i - \left(\frac{3}{2} + \frac{E}{\nu_{\varepsilon}} \frac{d\nu_{\varepsilon}}{dE} \right) T \right] \pm 2[T E_i (\nu_{\varepsilon}\Delta t)]^{0.5},$$

$$\lambda_n = \lambda_i (1 - \nu_{\text{pa}}\Delta t) \pm [(1 - \lambda_i^2)\nu_{\text{pa}}\Delta t]^{0.5},$$

其中 $T(\text{eV})$ 是等离子体温度^[18]. 程序中对 NBI 快离子初始分布跟踪一个慢化时间后的分布信息如图 9 所示, 对比初始分布图 6 可知, 粒子能量在一个慢化时间内从初始能量慢化到接近背景温度, pitch 角分布从特殊的典型集中值到基本各向同性, 符合物理实际.

考虑纵场波纹扰动和碰撞效应的粒子损失份额如表 3 所列, 其中捕获粒子份额为在平衡位形叠加波纹场后的总磁场位形中得到, 损失粒子份额基本接近捕获粒子份额, 印证了前述分析中波纹损失区基本占满捕获粒子相空间的结论. 损失粒子信息见图 10, 纵场俯视顺时针, 损失粒子因梯度漂移和曲率漂移方向集中在外中平面附近偏下, 初始轨道损失后的损失份额随着碰撞和波纹扰动的时间累计逐渐增加. Orbit 程序定义 LCFS 为损失边界, 由于装置空间有限且射频天线等第一壁部件需要尽可能贴合 LCFS 以获得良好的功率耦合, 因此 LCFS 与第一壁形貌和距离接近, 因此可以根据该处的粒子沉积位置、数量和能量信息评估局域热负荷. 图 11 是 EXL-50U 集成模拟参数下, 假设 co-perp 离子源对应 0.5 MW 的快离子损失在 LCFS 上形成的局域热斑, 峰值约 0.2 MW/m^2 , 一共有 12 个热斑, 和装置 TF 线圈数目对应, 位置位于相邻两柄线圈中间. 考虑到 co-tang 离子源损失的粒子沉积在相近位置, 热负荷叠加, 总的热斑峰值约

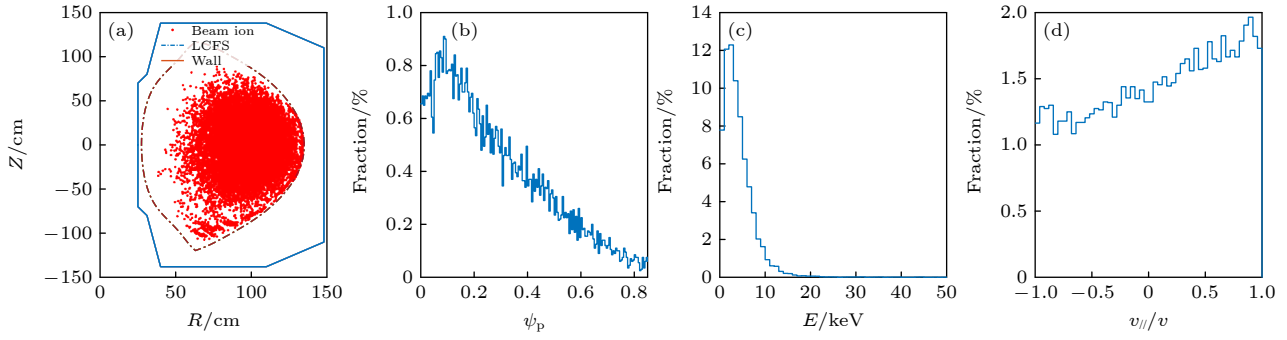


图 9 一个慢化时间后 NBI 快离子分布信息 (a) RZ 空间分布; (b) 径向坐标统计; (c) 末态粒子能量; (d) pitch 角统计

Fig. 9. NBI fast ions distribution after one slowing down time calculation: (a) Particle location in RZ coordinate; (b) poloidal flux distribution; (c) particle energy in final time; (d) pitch angle distribution in final time.

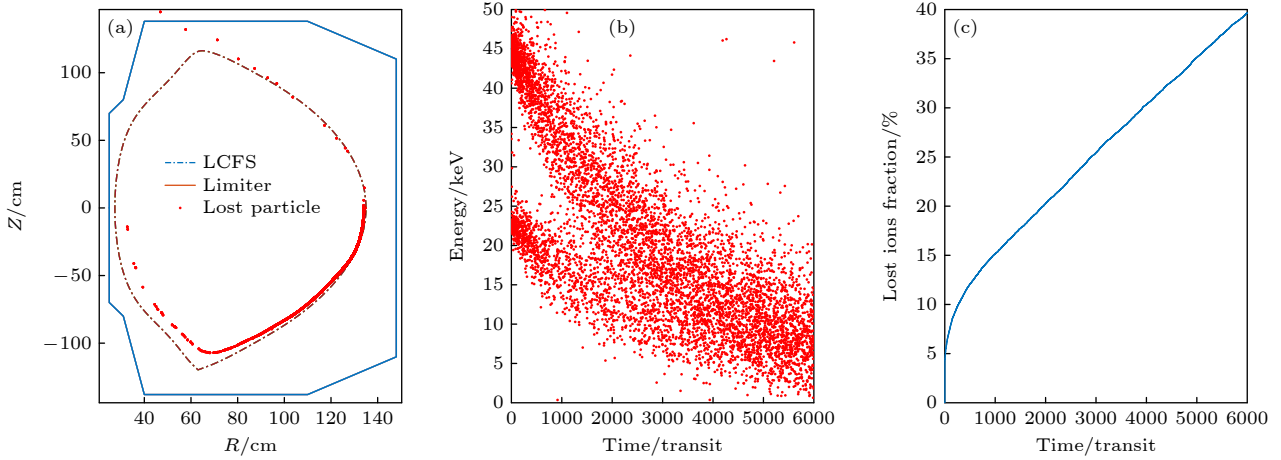


图 10 Co-perp 快离子分布下的 (a) 损失粒子极向位置分布, (b) 损失时间和能量记录, (c) 损失份额的随时演化

Fig. 10. (a) Poloidal distribution of lost particle, (b) lost time and energy record, (c) time evolution of loss fraction for co-perp beam ion distribution.

0.4 MW/m², 因此对装置运行安全十分不利. NBI 快离子损失份额过大意味着辅助加热效率低, 且考虑局域热斑危害需要进一步优化快离子约束. 按一般研究经验, 假设 EXL-50U 第一壁部件的热负荷安全阈值在 0.5 MW/m², 考虑到 NBI 多个离子源的波纹损失局域热负荷叠加, 粗估 EXL-50U 的 NBI 快离子波纹损失份额上限为 15% 作为优化计算的参照.

表 3 基于集成模拟平衡位形和快离子分布的波纹损失全要素计算结果

Table 3. Ripple loss results of full calculation based on integrated modeling equilibrium and beam ion distribution.

	Trapped fraction/%	Prompt loss/%	Non-prompt loss/%	Total loss/%
Co-perp	39	3.3	33.7	37
Co-tang	33	0.8	32.2	34

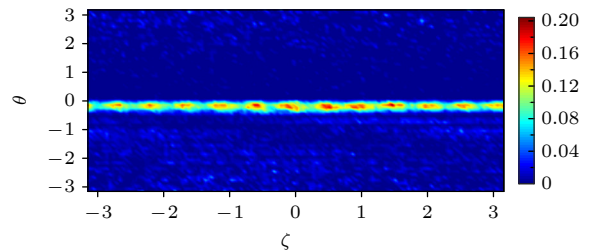


图 11 一个慢化时间后损失的 NBI 快离子局域沉积在 LCFS 处得到的热负荷

Fig. 11. Heat load at the last closed flux surface due to NBI fast ions loss after a slowing down time.

3.2 降低波纹度: 移动等离子体位置和加 FI(铁素体钢插件)

前述计算的快离子份额过大的显著原因是装置波纹度较大, 且 NBI 快离子的捕获粒子份额较大. 托卡马克装置的波纹度是从芯部到边界 e 指数增大, 由图 2 可知, 等离子体约束区位于波纹度轮

廓中心的偏低场侧, 往高场侧移动等离子体即可降低波纹度分布, 即减小 LCFS 的最大径向位置 R_{\max} . 图 12 是 LCFS 的 R_{\max} 移动到 1.32 m 时的波纹损失区, 对比图 7 和图 8 中 R_{\max} 在 1.35 m 的分布可知, LCFS 移动 3 cm, 等离子体约束区的波纹度就有显著下降. 为定量对比移动 LCFS 的 R_{\max} 对 NBI 快离子波纹损失影响, 保持等离子体电流 $I_p = 500$ kA 固定, 仅移动 R_{\max} 的计算结果如表 4 所列. 为方便对比, 表中计算输入的快离子分布来自 2.2 节平衡位形 $R_{\max} \sim 1.35$ m 两个离子源同时注入, 快离子在不同 LCFS 位置下的 RZ 平面分布不同, 表 4 仅用于定量对比说明 LCFS 移动可显著降低波纹度和波纹损失.

工程上解决托卡马克 TF 线圈尺寸和柄数有限时波纹度较大的主要办法是引入 FI, 在模拟和实验上证实效果显著^[19]. EXL-50U 引入 FI 后可显著降低装置波纹度, 以波纹度最大的外中平面处 $R_{\max} \sim 1.226$ m 为例, 波纹度可从 0.63% 降低到 0.34%. 工程上 FI 降低波纹度的效果取决于所加材料的多少, 聚变堆由于空间有限, FI 效果有限. EXL-50U 的 FI 材料有充分设计空间, 效果显著, 图 13 是固定平衡位形下加 FI 前后的波纹损失区对比.

3.3 优化 NBI 注入角度和束能

EXL-50U 初始设计中 NBI 的两个离子源注入的切向半径 R_{tang} 分别为 0.428 m 和 0.607 m, 在赤道面水平注入, 如图 5 所示, 快离子分布中捕获粒子份额较大. 本节优化 NBI 注入角度包括在装置窗口空间允许范围内扫描切向半径 R_{tang} , 保证

NBI 束线穿过窗口时法兰中心不动且沿垂直方向移动离子源位置 Z_{elev} , 注入布局改变即改变 NBI 角度, 优化的前提条件是保证 NBI 功率主要沉积在芯部. 通常, NBI 角度小更容易加热芯部, 尤其是高密度聚变堆在有限束能工程能力限制下, NBI 不能过于切向, 否则功率无法芯部沉积. 同时, NBI 角度小引入的捕获粒子份额多, 不利于快离子约束和慢化加热, 需要数值模拟找到最优方案. 表 5 是利用 NUBEAM 程序扫描不同 NBI 角度时的捕获粒子份额, 可知垂直方向移动离子源基本不改变捕获粒子份额, 其与 NBI 整体束线长度和等离子体尺寸有关. 改变 NBI 几何布局会影响沉积剖面, 一般情况下 NBI 芯部沉积优先级最高, 本文优化模

表 4 EXL-50U 中固定 $I_p = 500$ kA, 不同 R_{\max} 时波纹损失计算结果

Table 4. Ripple loss results of different R_{\max} of LCFS equilibrium with $I_p = 500$ kA in EXL-50U.

	Trapped fraction/%	Total loss/%
$R_{\max} = 1.323$ m	53.7	30.5
$R_{\max} = 1.298$ m	52.5	28.4
$R_{\max} = 1.163$ m	45.8	20.8

表 5 不同 NBI 角度下的快离子分布中的捕获粒子份额

Table 5. Trapped particle fraction of beam ions with different NBI geometry.

Trapped fraction	Z_{elev}/m			
	0	0.2	0.4	0.6
$R_{\text{tang}} = 0.407$ m	0.37	0.385	0.39	0.39
$R_{\text{tang}} = 0.607$ m	0.30	0.30	0.295	0.305
$R_{\text{tang}} = 0.807$ m	0.255	0.245	0.245	0.25
$R_{\text{tang}} = 1.007$ m	0.295	0.285	0.27	0.27

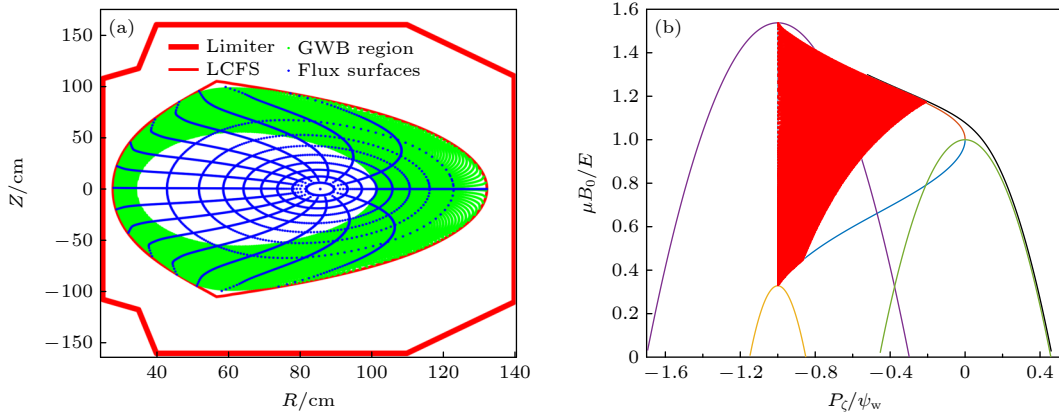


图 12 LCFS 的 R_{\max} 移动到 1.32 m 时的波纹损失区 (GWB 判据) (a) RZ 平面; (b) $(P_z, \mu B_0/E)$ 平面

Fig. 12. The GWB stochastic ripple diffusion regime: (a) RZ poloidal cross section; (b) in the plane of $(P_z, \mu B_0/E)$.

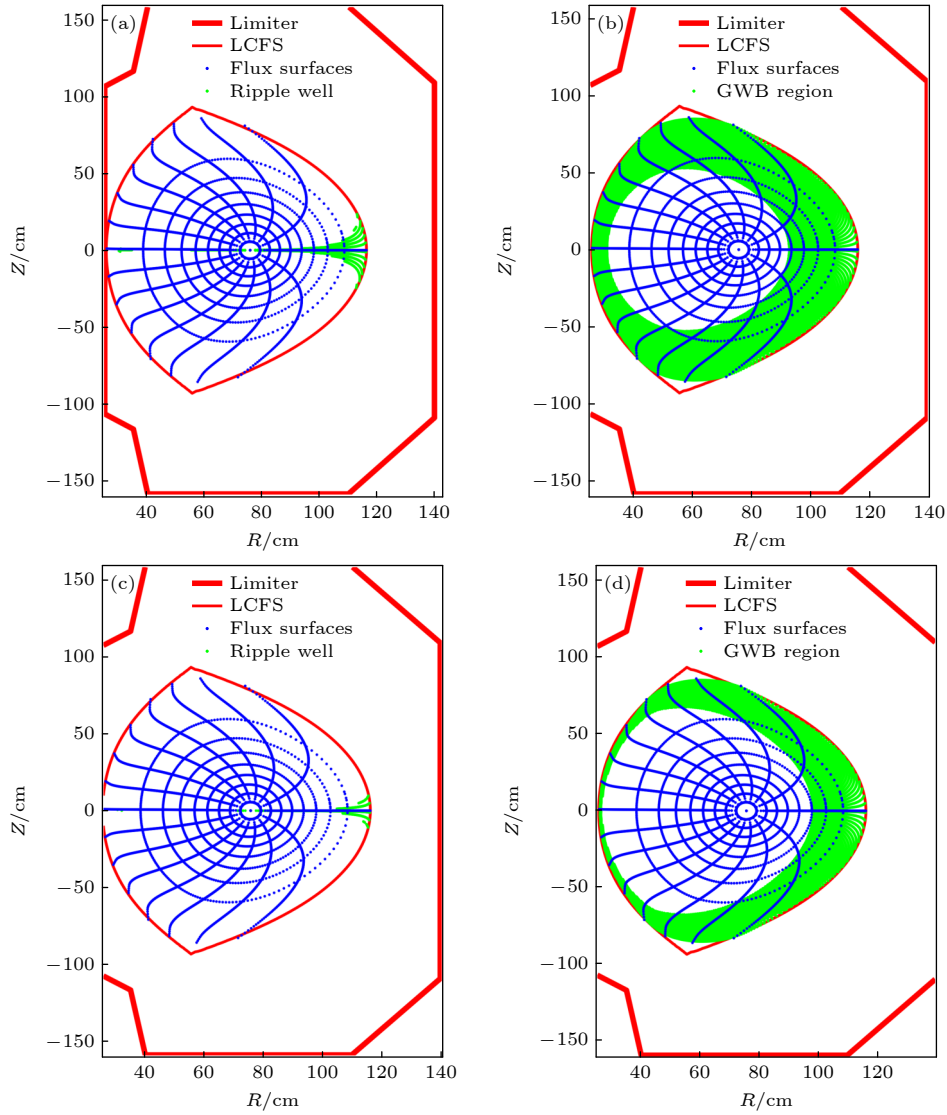


图 13 500 kA 平衡位形 LCFS $R_{\max} \sim 1.16$ 时的 (a), (c) 波纹磁阱区和 (b), (d) 随机波纹扩散区 (a), (b) 单独 TF 波纹场; (c), (d) TF+FI 波纹场

Fig. 13. Ripple well regime (a), (c) and stochastic ripple diffusion regime (b), (d) in 500 kA, $R_{\max} \sim 1.16$ m equilibrium: (a), (b) TF ripple; (c), (d) TF+FI ripple.

表 6 平衡位形 LCFS $R_{\max} \sim 1.16$ m, $I_p = 500$ kA 时不同 NBI 角度和束能 E_{nb} 下的快离子损失份额

Table 6. Loss fraction of NBI fast ions with different NBI geometry and beam energy in LCFS $R_{\max} \sim 1.16$ m, $I_p = 500$ kA equilibrium.

Total loss	E_{nb}/keV						
	20	25	30	35	40	45	50
$R = 0.428$ m	0.1988	0.2157	0.2319	0.2433	0.2588	0.2687	0.2766
$R = 0.607$ m	0.125	0.1286	0.1343	0.1432	0.1455	0.15	0.1547
$R = 0.807$ m	0.1148	0.1179	0.1197	0.1214	0.125	0.1293	0.127

拟中对离轴沉积算例舍弃. 如图 14 所示, 切向半径在 $R_{\text{tang}} \sim 1$ m 附近时就有 NBI 沉积大幅度偏离芯部, 因此物理上最优的 NBI 注入角度在 $R_{\text{tang}} \sim 0.8$ m 附近.

为了探索优化波纹度后的 NBI 合适运行区间, 表 6 列出了 $I_p = 500$ kA 时不同 NBI 切向半径和

束能下的快离子损失结果, 其中 NBI 切向半径 $R_{\text{tang}} = 0.428$ m, 0.607 m 和 0.807 m 时的捕获粒子份额分别为 0.514, 0.433 和 0.352. 快离子损失份额随着束能增大而增大, 物理图像是快离子能量增大, 回旋半径增大, 进而粒子运动的轨道宽度增大, 初始轨道损失和波纹损失显著依赖轨道宽度.

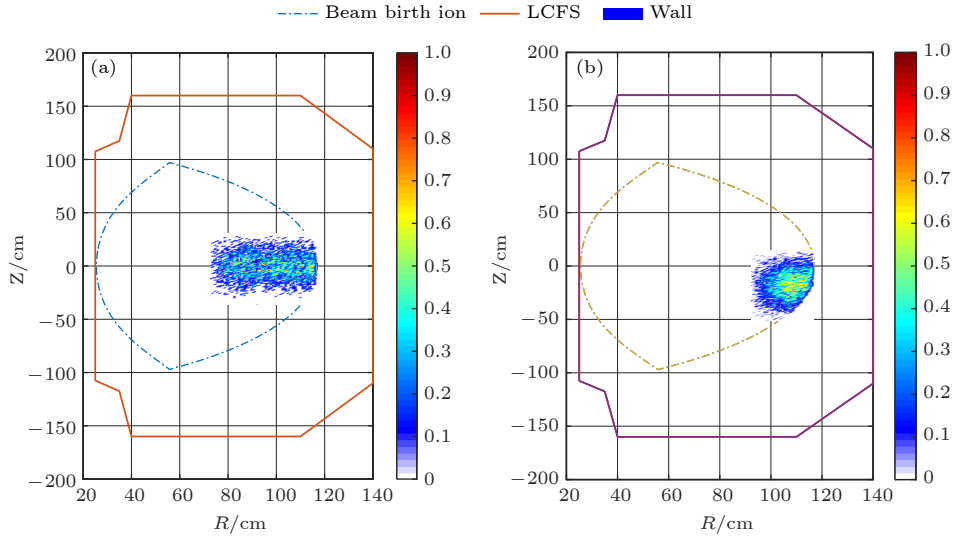


图 14 不同 NBI 注入角度下的 NBI 沉积路径的极向截面 (a) 切向半径 $R_{\text{tang}} = 0.8$ m, 离子源垂直中平面抬升 $Z_{\text{elev}} = 0$ m; (b) 切向半径 $R_{\text{tang}} = 1.0$ m, 离子源垂直中平面抬升 $Z_{\text{elev}} = 0.6$ m

Fig. 14. Cross section of NBI deposition trajectory with different NBI geometry: (a) Beam tangency radius $R_{\text{tang}} = 0.8$ m, elevation of beam ion source above midplane $Z_{\text{elev}} = 0$ m; (b) beam tangency radius $R_{\text{tang}} = 1.0$ m, elevation of beam ion source above midplane $Z_{\text{elev}} = 0.6$ m.

基于表 6 结果可知, 原 EXL-50U 设计中的 NBI 两个离子源的切向半径仅有 $R_{\text{tang}} = 0.607$ m 的 co-tang 源的损失份额在允许范围内. $R_{\text{tang}} = 0.428$ m 的离子源损失份额过大, 降低束能意味着降低束功率, 虽然可使热负荷降低, 但集成模拟研究显示装置的设计目标敏感依赖 NBI 加热功率, 降低束能得不偿失. 增大 NBI 切向半径到 $R_{\text{tang}} = 0.807$ m 后可以允许满功率, 但对装置窗口条件要求高, 且快离子损失份额仍有优化空间, 需要探索其他方向, 在工程和物理上折中选择, 避免某一个方向极端.

3.4 提高运行电流 I_p 降低快离子损失

快离子初始轨道损失来源于快离子初始位置太靠近损失边界, 且轨道宽度过大, 以至于无法完成完整的极向运动周期即损失掉, 一般参数下的捕获粒子轨道宽度比通行粒子大几倍甚至一个量级, 降低初始轨道损失需要使快离子分布剖面尽可能聚芯, 远离损失边界且捕获粒子成分少. 捕获粒子的轨道宽度近似为 $\Delta_{\text{width}} (8/\varepsilon)^{1/2} q\rho_L$, 其中 $q\rho_L$ 为极向磁场强度对应的粒子回旋半径, 和电流 I_p 反比. 降低快离子波纹损失的途径类似, 即使等离子体尽可能处在低波纹度区域, 快离子分布剖面尽可能聚芯, 减少捕获粒子份额. 现在托卡马克装置设计之初即尽可能降低波纹度, 波纹磁阱区域一般很小. 波

纹随机扩散损失中, 捕获粒子轨道转折点的扰动位移近似为 $\Delta r (N\pi/|\sin\theta_b|)^{1/2} (q/\varepsilon)^{2/3} \rho_L \delta \cos(N\Delta\phi_b)$, 其中 θ_b 是转折点的极向角, $\Delta\phi_b$ 是相邻转折点的环向角度差, 该表达形式同样敏感依赖轨道宽度.

初始轨道损失和波纹损失的物理图像显示, 在工程优化前提下, 提高等离子体电流是效果最显著的方法. 表 7 计算结果是基于 LCFS 都在 $R_{\text{max}} < 1.18$ m, 稍有不同的是, 不同 I_p 下对应的平衡位形不同的, 在 TF+FI 波纹场中, 采用同一 NUBEAM 快离子分布计算结果, 包含原始设计 NBI 切向半径的 45 keV 两个离子源. 表 7 中同一快离子分布的捕获粒子份额没有明显规律, 是因为 NBI 束线和等离子体相对空间位置和安全因子 q 剖面没有单调规律, 而非纯解析对比捕获粒子份额对损失的影响, 只是用来说明 I_p 提高可显著降低损失, 对比波纹损失区也会发现随着 I_p 增大其明显减少.

表 7 不同 I_p 下的 NBI 快离子损失粒子份额
Table 7. Trapped particle fraction of NBI fast ions with different I_p .

Plasma current I_p/kA	Trapped fraction/%	Prompt loss/%	Total loss/%
500	46.5	4.2	20
600	38.2	3.6	12.4
700	38.6	1.9	9.4
800	39	1.09	7.8
1000	43.4	0.43	7.7

I_p 在 600 kA 以上的快离子损失份额在允许范围, 以 $I_p = 700$ kA 的平衡位形为例, 单个 NBI 离子源快离子分布下的损失份额在 $R_{\text{tang}} = 0.607$ m 时为 5.3%, $R_{\text{tang}} = 0.707$ m 时为 4.3%, 局域热负荷比原始设计低一个量级, 损失份额满足加热效率和第一壁热负荷安全.

4 总结和讨论

本文基于 EXL-50U 集成模拟设计中的平衡位形、NBI 快离子分布和装置波纹度, 利用导心程序 Orbit 在一个慢化时间内跟踪粒子损失份额, 并评估局域热负荷, 结果显示原始设计损失过大. 优化措施包括往高场侧移动 LCFS 和加 FI 降低波纹度, 增大 I_p , 优化 NBI 角度, 计算结果证实优化措施效果显著, 同时在多种优化方法下的快离子份额可降到 4.3%, 局域热斑降低一个量级. 本文给出的局域热斑评估方法有几点限制, 即定义损失边界为 LCFS 会高估损失, 忽略有限回旋半径会低估损失, 现有装置的 LCFS 和第一壁形貌的贴合度不如聚变堆, 如果有第一壁部件突出、形变, 会有更局域的热斑. 此外, 第一壁部件的热负荷引起的温升和等离子体运行时间有关, EXL-50U 的运行时间约 1 s, 因此同样的材料能承受的热负荷比长脉冲或稳态运行时高, 本文假定的热负荷安全阈值完全能确保装置运行时的安全.

优化快离子损失采取的措施需要在工程和物理上统筹折中、反复迭代, 本文计算仅限于固定平衡和背景参数的粒子损失, 更自洽的模拟需要多次集成模拟迭代, 本文结论为更进一步设计和实验运行提供参考. 数值模拟和放电实验一样, 都不是一劳永逸, 能一次性从物理逻辑和数值程序都自洽给出结果, 需要多个小方向和集成模拟之间的互相迭代改进.

快离子损失的另一个主要损失通道是 MHD 不稳定性引起的损失和再分布, 类似本文通过相空间中快离子密度和损失区的重合度来评估快离子输运, MHD 扰动模式信息也可以用来在相空间二维平面 (P_ζ, E) 中刻画随机区域, 通过对比快离子在该平面的密度分布评估是否损失或者局域再分布. 快离子 KAM 面破缺位置位于 (P_ζ, E) 边界, 且有 $\omega_n P_\zeta - nE = \text{constant}$ 斜线连接快离子主分布区和损失边界, 即表示 MHD 会引起快离子直接损

失. 如果 KAM 破缺标记的随机区域位于芯部, 即表示有局域的再分布.

聚变装置中快离子损失是否在合理范围内主要有两大判据, 第一是损失的辅助加热或聚变自加热功率是否影响背景参数性能的实现; 第二是损失的快离子沉积在第一壁部件上, 是否引起的局域热斑损失工程部件, 如射频波天线, 或者杂质问题. 聚变界对快离子损失份额有个经典的说法, 即 ITER 概念设计在 21 世纪 10 年代指出 α 粒子损失份额超过 5% 即对第一壁造成破坏性损伤, 超过 25% 无法完成聚变点火, 第一壁热斑的承受阈值在 0.5 MW/m^2 , 背景辐射约占 0.2 MW/m^2 , 允许的快离子损失沉积热斑约 0.3 MW/m^2 , 该说法一直被广泛采用, 出处见参考文献 [20, 21]. ITER 第一壁可承受热斑阈值 0.5 MW/m^2 在文献 [22] 中也再次明确, 说明 ITER 更新设计中保留了该阈值. 考虑到 EXL-50U 非稳态运行和工程实际, 第一壁热斑安全阈值假定 0.5 MW/m^2 合理. 国内聚变堆设计中的第一壁热负荷阈值约 1.0 MW/m^2 , 具体数值还要根据设计更新组织专家讨论. 值得指出的是, 聚变堆聚焦的是 α 粒子损失份额, 由于 α 粒子分布天然比 NBI 快离子分布剖面聚芯, 装置波纹度是从芯部到边界 e 指数增大, NBI 从低场侧边界开始沉积, 因此 NBI 快离子波纹损失份额一般要远比 α 粒子大. 因此, 除了第一壁局域热斑阈值可参考, NBI 快离子损失份额不能简单限定在 5%, 需要根据具体装置设计计算. 简而言之, 判定 NBI 快离子损失份额是否可接受, 一是看损失的 NBI 功率是否影响运行目标实现, 二是看损失粒子是否打坏部件. 通常, 降低快离子波纹损失有以下办法.

1) 优化降低等离子体区域的装置波纹度, 如增加 TF 线圈柄数、加铁素体钢插件. 往高场侧移动等离子体, 第一壁部件需要跟随设计. 一般来说 FI 效果取决于所加材料量的多少, 在聚变堆设计阶段, 因第一壁空间限制, FI 效果有限, EXL-50U 第一壁空间充足, FI 降低波纹度的效果较好.

2) 保证 NBI 功率芯部沉积的前提下优化 NBI 角度, 一般较切向注入有更少的捕获粒子份额, 但需要窗口空间, 超导装置的窗口狭长, 优化 NBI 角度的空间有限, 需要主机参数设计初期即完成物理和工程的快速迭代, 尽可能在集成模拟阶段发挥 NBI 加热能力.

3) 优化背景等离子体参数, 使电子密度 n_e 聚

芯、峰化分布, 以使 NBI 沉积聚芯, n_e 剖面基本决定了 NBI 的沉积剖面. 快离子越靠近芯部, 一般约束越好, 此外 NBI 离轴沉积也有电流驱动、输运垒和抑制 MHD 不稳定性等方面的可能, 需要满足基本加热目前的情况下综合考虑.

4) 增大 n_e 以缩短慢化时间, 减少因碰撞和时间累积产生的粒子损失, 以使快离子更快的慢化. 增大装置纵场, 减小快离子回旋半径. 降低束能以降低慢化时间和波纹扰动步长, 同时意味着降低功率, 限制参数提高.

5) 增大等离子体运行电流. 在工程设计基本确定时, 增大 I_p 是效果最显著的优化方案, 可有效降低快离子轨道宽度和波纹扰动步长, 但需要更高的电流驱动能力. 在主机参数设计时, 增加中心螺线管伏秒数比增加昂贵、复杂的辅助系统能力收益大, 是托卡马克类装置作为电物理设备产生感应电流的核心.

参考文献

- [1] Chen J L, Jian X, Chan V S, Li Z Y, Deng Z, Li G Q, Guo W F, Shi N, Chen X, CFETR Physics Team 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 075005
- [2] Gorelenkov N N, Pinches S D, Toi K 2014 *Nucl. Fusion* **54** 125001
- [3] Hao B L, Chen W, Cai H S, Li G Q, Wang F, Wu B, Wang J F, Chen J L, Wang Z L, Gao X, Chan V, CFETR TEAM 2020 *Sci. Sin. -Phys. Mech. Astron.* **50** 065201 (in Chinese) [郝保龙, 陈伟, 蔡辉山, 李国强, 王丰, 吴斌, 王进芳, 陈佳乐, 王兆亮, 高翔, Chan Vincent, CFETR TEAM 2020 *中国科学:物理学 力学 天文学* **50** 065201]
- [4] Wu B, Hao B L, White R B, Wang J F, Zang Q, Han X F, Hu C D 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 025004
- [5] Podesta M, Gorelenkova M, Gorelenkov N N, White R B 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 095008
- [6] Taimourzadeh S, Bass E M, Chen Y, Collins C, Gorelenkov N N, Kónics A, Lu Z X, Spong D A, Todo Y, Austin M E, Bao J, Biancalani A, Borchardt M, Bottino A, Heidbrink W W, Kleiber R, Lin Z, Mishchenko A, Shi L, Varela J, Waltz R E, Yu G, Zhang W L, Zhu Y 2019 *Nucl. Fusion* **59** 066006
- [7] Duarte V N, Lestz J B, Gorelenkov N N, White R B 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 105101
- [8] Pankin A, McCune D, Andre R, Bateman G, Kritiz A 2004 *Comput. Phys. Commun.* **159** 157
- [9] White R B, Rutherford P H, Colestock P, Bussac M N 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 2038
- [10] White R B 2014 *The Theory of Toroidally Confined Plasmas* (3rd Ed.) (Singapore: World Scientific Publishing Company)
- [11] White R B, Boozer A H, Hay R 1982 *Phys. Fluids* **25** 575
- [12] Redi M H, White R B, Batha S H, Levinton F M, McCune D C 1997 *Phys. Plasmas* **4** 4001
- [13] Redi M H, Zarnstorff M C, White R B, Budny R V, Janos A C, Owens D K, Schivell J F, Scott S D, Zweben S J 1995 *Nucl. Fusion* **35** 1191
- [14] Redi M H, Budny R V, McCune D C, Miller C O, White R B 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3037
- [15] Hao B L, Chen W, Li G Q, Wang X J, Wang Z L, Wu B, Zang Q, Jie Y X, Lin X D, Gao X, CFETR Team 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 115201 (in Chinese) [郝保龙, 陈伟, 李国强, 王晓静, 王兆亮, 吴斌, 臧庆, 揭银先, 林晓东, 高翔, CFETR Team 2021 *物理学报* **70** 115201]
- [16] Wesson J Tokamaks 2011 (New York: Oxford University Press)
- [17] Hao B L, White R B, Gao X, Li G Q, Chen W, Wang X J, Wu B, Wu M Q, Zhu X, Lin X D, Jie Y X, Zang Q, Li J G, Wan Y X, CFETR Physics Team 2021 *Nucl. Fusion* **61** 046035
- [18] Boozer A H, Kuo-Petravic G, 1981 *Phys. Fluids* **24** 851
- [19] Kramer G J, McLean A, Brooks N, Budny R V, Chen X, Heidbrink W W, Kurki-Suonio T, Nazikian R, Koskela T, Schaffer M J, Shinohara K, Snipes J A, Van Zeeland M A 2013 *Nucl. Fusion* **53** 123018
- [20] ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, Heating and Current Drive and ITER Physics Basis Editors 1999 *Nucl. Fusion* **39** 2495
- [21] Tobita K, Nakayama T, Konovalov S V, Sato M 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 133
- [22] Pinches S D, Chapman I T, Lauber P W, Oliver H J C, Sharapov S E, Shinohara K, Tani K 2015 *Phys. Plasmas* **22** 021807

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

Optimizing numerical simulation of beam ion loss due to toroidal field ripple on EXL-50U spherical torus*

Hao Bao-Long¹⁾ Li Ying-Ying^{2)3)†} Chen Wei¹⁾ Hao Guang-Zhou¹⁾
 Gu Xiang²⁾³⁾ Sun Tian-Tian²⁾³⁾ Wang Yu-Min²⁾³⁾ Dong Jia-Qi²⁾³⁾
 Yuan Bao-Shan²⁾³⁾ Peng Yuan-Kai²⁾³⁾ Shi Yue-Jiang²⁾³⁾
 Xie Hua-Sheng²⁾³⁾ Liu Min-Sheng²⁾³⁾ ENN TEAM

1) (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

2) (*Hebei Key Laboratory of Compact Fusion, Langfang 065001, China*)

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

(Received 8 May 2023; revised manuscript received 3 August 2023)

Abstract

Realization of high performance plasma of EXL-50U is very sensitive to NBI (neutral beam injection) heating, and it is expected that the fast ions of NBI are confined well and their energy is transferred to the background plasma by collision moderating. In this paper, the loss of fast ion ripple is simulated based on the equilibrium configuration, fast ion distribution and device waviness data given by the integrated simulation. It is found that the loss fraction of fast ion ripple is about 37%, and the local hot spot is about 0.6 MW/m², which is unacceptable for the experimental operation of the device. The optimization method includes moving the plasma position and adding FI (ferritic steel plug-in) to reduce the ripple degree, increasing the I_p (plasma current) and optimizing the NBI injection angle. The results show that the ripple distribution must be controlled and the I_p must be increased to more than 600 kA, so that the fast ion loss can be reduced to 3%–4% and the local heat spot can be reduced by an order of magnitude. In this paper, the evaluation methods of fast ion ripple loss in device design are summarized, including the fast ion distribution in phase space, the overlap degree of ripple loss area, and the particle tracking on the time scale of total factor slowing down. The engineering and physical ways to reduce ripple loss are also summarized to provide simulation support for integrated simulation iterative optimization and plant operation.

Keywords: magnetic confinement for nuclear fusion, spherical torus, fast ions, magnetic ripple

PACS: 52.20.Dq, 52.55.Pi, 52.65.Cc

DOI: [10.7498/aps.72.20230749](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230749)

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2019YFE03020000), the Talent Program of Hebei Province, China (Grant No. 2021HBQZYCSB006), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11905142).

† Corresponding author. E-mail: liyinying@enn.cn



EXL-50U球形环中快离子磁场波纹损失的优化模拟研究

郝保龙 李颖颖 陈伟 郝广周 顾翔 孙恬恬 王岬民 董家齐 袁保山 彭元凯 石跃江 谢华生 刘敏胜 ENN TEAM

Optimizing numerical simulation of beam ion loss due to toroidal field ripple on EXL-50U spherical torus

Hao Bao-Long Li Ying-Ying Chen Wei Hao Guang-Zhou Gu Xiang Sun Tian-Tian Wang Yu-Min Dong Jia-Qi Yuan Bao-Shan Peng Yuan-Kai Shi Yue-Jiang Xie Hua-Sheng Liu Min-Sheng ENN TEAM

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215215 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230749

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230749>

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

中国聚变工程试验堆上新经典撕裂模和纵场波纹扰动叠加效应对alpha粒子损失影响的数值模拟

Numerical simulation of synergistic effect of neoclassical tearing mode and toroidal field ripple on alpha particle loss in China Fusion Engineering Testing Reactor

物理学报. 2021, 70(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201972>

HL-2A上NBI加热H模实验的集成模拟分析

Transport analysis of NBI heating H-mode experiment on HL-2 A with integrated modeling

物理学报. 2022, 71(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211941>

磁化套筒惯性聚变中轴向磁场演化特征与Nernst效应影响

Evolution characteristic of axial magnetic field and Nernst effect in magnetized liner inertial fusion

物理学报. 2021, 70(13): 135201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202215>

超强磁场下中子星壳层的电导率和磁星环向磁场欧姆衰变

Conductivity of neutron star crust under superhigh magnetic fields and Ohmic decay of toroidal magnetic field of magnetar

物理学报. 2019, 68(18): 180401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190760>

2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>

环形磁场金属等离子体源冷却流场的数值模拟与优化

Numerical simulation and optimization of cooling flow field of cylindrical cathode with annular magnetic field

物理学报. 2021, 70(7): 075203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201368>