

专题: 磁约束等离子体中的高能粒子

# CFQS 准环对称仿星器低 $\beta$ 等离子体中 三维磁岛的抑制机制\*

苏祥 王先驱<sup>†</sup> 符添 许宇鸿

(西南交通大学物理科学与技术学院, 聚变科学研究所, 成都 610031)

(2023 年 4 月 6 日收到; 2023 年 7 月 18 日收到修改稿)

环形磁约束等离子体中产生的磁岛因为磁场的旋转变换而具有三维螺旋结构, 特别是仿星器位形下平衡磁面就呈三维螺旋性质. 因此, 仿星器磁岛形成及其不稳定性是环形磁约束三维物理的典型问题, 也是仿星器物理研究的重点课题之一. 早期研究表明, 非感应电流驱动(如电子回旋电流驱动(ECCD))所产生的环向电流对磁岛具有一定的抑制/控制作用. 为弄清中国首台准环对称仿星器 CFQS 低参数运行模式下三维磁岛物理, 本文聚焦在低比压( $\beta$ )等离子体, 忽略自举电流并通过调控环向场线圈电流以产生旋转变换( $\iota/2\pi$ )为 0.4 的有理面, 利用 HINT 代码模拟研究低比压等离子体中环向电流驱动对  $m/n = 5/2$  磁岛的影响,  $m$  为极向模数,  $n$  为环向模数. 研究表明, 在常数电流情况下, 当电流方向为正/负方向时, 电流对磁岛具有较强的激发/抑制作用. 当负方向的电流大于 6 kA 时, 磁岛将被完全被抑制, 主要原因是环向电流驱动通过改变旋转变换剖面, 使其避开  $\iota/2\pi = 0.4$  的有理面, 导致  $m/n = 5/2$  三维磁岛不满足共振激发条件, 最终磁岛的增长被抑制. 而在局域电流分布情况下, 磁岛的抑制主要是  $\iota/2\pi = 0.4$  有理面处磁剪切的改变所导致的. 此外, 本文对电流幅度、宽度以及峰值位置等参数对磁岛的影响给予了深入探讨.

**关键词:** 准环对称仿星器, 三维磁岛, 环向电流**PACS:** 52.30.Cv, 52.35.Py, 52.55.Hc**DOI:** 10.7498/aps.72.20230546

## 1 引言

随着聚变参数的提高, 人们发现在托卡马克中当等离子体电流接近极端条件时, 将引起等离子体的大破裂, 从而导致装置损坏, 这为未来聚变堆的运行带来极大的安全风险. 磁约束核聚变的另一类装置——仿星器的磁场完全由外置磁场线圈的电流产生<sup>[1,2]</sup>. 因此, 仿星器没有等离子体电流(或电流很小), 从而不会引起大破裂, 可以实现长时间稳态运行<sup>[3,4]</sup>. 作为一种优化的仿星器——准环对称仿星器(QAS)充分结合了托卡马克和传统仿星器

的优点, 其磁位形既不需要等离子体电流, 又能够最大程度地降低等离子体的新经典输运损失<sup>[5,6]</sup>. 因此, 准环对称仿星器被认为是目前国际上最先进的一种磁约束位形之一, 如日本的 CHS-qa、美国的 NCSX 等装置的物理设计均采用 QAS 磁位形<sup>[7-15]</sup>. 2017 年, 西南交通大学聚变科学研究所与日本国家核融合科学研究所(NIFS)签署了联合共建中国首台准环对称仿星器(CFQS)的合作协议, 共同设计并在中国西南交通大学建造当前世界上磁场位形最先进的仿星器. CFQS 装置的主要参数如下: 大半径为 1 m, 环向周期数为 2, 磁场强度为 1 T, 小半径为 0.25 m<sup>[16-18]</sup>.

\* 国家重点研发计划(批准号: 2022YFE03070000, 2022YFE03070001, 2019YFE03020002)、国家自然科学基金(批准号: 11975188, U22A20262)和四川省科技计划(批准号: 2022JDJQ0036)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: xianquwang@swjtu.edu.cn

虽然仿星器磁场不需要感应等离子体电流来激发,但是与传统仿星器不同,准环对称仿星器中自举电流份额通常较大,因而可以激发一定程度的磁流体(MHD)不稳定性,导致三维磁岛的产生和磁力线的随机化等,最终使等离子体约束变坏.此外,与托卡马克二维物理不同,仿星器磁场是三维的(含有一定大小的径向磁场),即使在真空条件下,磁岛依然可能存在.因此,弄清仿星器三维磁岛的激发和抑制机制,并与二维托卡马克物理互补,对全面理解磁约束核聚变中不稳定性的产生和控制具有重要意义.此外,如何通过外部控制手段和等离子体参数分布的优化,抑制磁流体不稳定性并最终实现准环对称仿星器的高约束性能也是当前仿星器研究中的关键物理问题之一.

早期的实验研究表明,托卡马克中利用辅助加热手段,如电子回旋电流驱动(ECCD)所产生环向电流对新经典撕裂模(NTM)等具有较好的抑制作用.但在QAS中,环向电流是否对三维磁岛也具有抑制或控制作用,相关机制尚不清楚.本文采用HINT代码<sup>[19]</sup>,研究了外部环向电流对CFQS装置中低比压条件下三维平衡磁岛的抑制机制.相比于高比压情况,低比压等离子体中忽略了自举电流对平衡磁岛的影响.研究表明,在CFQS磁位形下,适度的环向电流将通过改变旋转变换及磁剪切的大小,进而对 $m/n = 5/2$ 三维磁岛产生明显的激发或抑制作用(依赖于电流大小和方向).另外,本文还研究了不同电流密度剖面条件下电流大小、方向以及其他分布参数对磁岛的影响,并探讨了相关物理机制.

## 2 模型与参数设置

VMEC (Variational Moment Equilibrium Code) 与 HINT (Helical INitial value solver for Toroidal equilibria) 是目前比较流行的两个计算三维 MHD 平衡的模拟代码.两个代码具有一定的区别,前者 VMEC 代码基于理想磁流体模型及其特有的磁面坐标系,该模型的数值求解需要磁面的完整性,因此非理想效应以及磁重联过程被忽略;后者 HINT 代码则基于非理想磁流体模型,通过松弛迭代的方法计算三维 MHD 平衡方程,无需完整磁面,即允许磁岛的存在<sup>[20]</sup>.因此,在处理具有明显磁岛结构的仿星器装置中,HINT 的计算结果也

更加趋近于真实情况.最新版本的 HINT 代码建立在柱标  $(R, \phi, Z)$  下求解磁场和压强<sup>[21,22]</sup>,该过程分为两步:1) 固定磁场  $\mathbf{B}$  求解方程  $\mathbf{B} \cdot \nabla p = 0$  得到等离子体压强  $p$ . 2) 固定等离子体压强  $p$  通过求解下列方程解出磁场<sup>[19]</sup>,

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p + (\mathbf{j} - \mathbf{j}_0) \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \eta(\mathbf{j} - \mathbf{j}_0 - \mathbf{j}_{\text{net}})], \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}. \quad (3)$$

上述方程中,  $t$  为时间,  $\mathbf{v}$  为等离子体速度,  $\mathbf{j}$  为总电流密度,  $\mathbf{j}_0$  为初始背景电流密度(由初始外部激励磁场产生,仿星器中此项很小),  $\mathbf{j}_{\text{net}}$  为环向净电流,包括如欧姆电流、中性束电流、自举电流等,  $\eta$  为耗散系数.方程(1)–(3)的计算均采用松弛迭代方法,当系统达到力学平衡且速度及磁场达到稳态后输出模拟结果.需要指出,与一般非线性 MHD 不稳定性计算程序不同,HINT 是一个平衡计算程序,由于本工作中并没有考虑平衡流影响,所以在方程(1)中忽略了包含非线性效应的对流项.其他 HINT 代码及其模型的说明可详见文献<sup>[23]</sup>.

在真空情况下,为避免低阶有理面和真空磁岛,CFQS 的物理设计中旋转变换介于  $2/6$  和  $2/5$  之间<sup>[24–27]</sup>,相应安全因子值从芯部  $q_0 = 2.5$  单调地增大到边界  $q_{\text{edge}} = 3$ ,属于弱正剪切分布.然而,在有限等离子体比压  $\beta$ 、等离子体流、中性束电流等因素,尤其是自举电流的作用下,最初设计的平坦旋转变换分布将被改变,低阶有理面和磁岛也可能随之产生.本文针对 CFQS 装置低参数运行模式下的磁岛,研究外加电流驱动对磁岛的抑制和控制研究.为不失一般性,通过设置等离子体比压  $\langle \beta \rangle = 0.5\%$  以及 30 kA 环向磁场线圈电流从而获得如图 1 的平衡分布以模拟  $m/n = 5/2$  磁岛,这里  $\langle \beta \rangle$  为体平均的等离子体比压.图 1(a) 可见,旋转变换保持了单调变化和弱正剪切,且经过 0.4 有理面(即安全因子  $q = 2.5$ ),压强为抛物线分布.通过 VMEC 和 HINT 代码模拟结果的对比,当  $\langle \beta \rangle$  较低时,在非磁岛区域两个代码计算结果符合得较好.需要指出,在  $\langle \beta \rangle$  较高时,  $\langle \beta \rangle \geq 1\%$ ,受自举电流的影响,磁岛将严重破坏磁面的完整性,导致两代码计算结果区别较大,相关讨论超出了本文所涉及的范围.图 1(b) 展示了磁面的庞加莱图,证实

了  $m/n = 5/2$  的磁岛位于  $1\% \leq p/p_0 \leq 10\%$  区间, 并大幅缩减了等离子体有效约束区域 (红色部分).

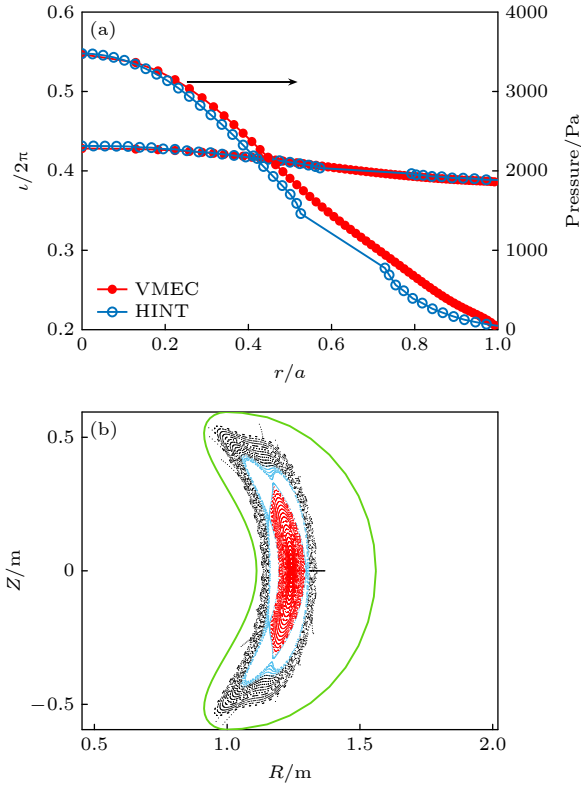


图 1 (a)  $\langle\beta\rangle = 0.5\%$  时旋转变换以及压强的径向分布; (b)  $\langle\beta\rangle = 0.5\%$ 、环向角  $\phi = 0^\circ$  时所对应的初始庞加莱图. 黑色点表示  $p/p_0 < 1\%$  的区域, 蓝色点表示  $1\% \leq p/p_0 \leq 10\%$  的区域, 红色点表示  $p/p_0 > 10\%$  的区域, 绿色线为真空室

Fig. 1. (a) Comparison of the radial dependence of the rotational transform and pressure,  $l/2\pi$  with  $\langle\beta\rangle = 0.5\%$ , between the HINT and VMEC codes; (b) the Poincaré plots of initial magnetic surfaces with  $\langle\beta\rangle = 0.5\%$  at toroidal angle  $\phi = 0^\circ$ , where the black, blue and red colors mark the regions of  $p/p_0 < 1\%$ ,  $1\% \leq p/p_0 \leq 10\%$ , and  $p/p_0 > 10\%$ , respectively. The green line denotes the boundary of the vacuum vessel.

因此, 研究磁岛的抑制机制并探索不稳定性的控制方法, 对提高 QAS 等离子体约束性能具有重要意义. 下面将通过外加电流驱动来模拟环向电流对磁岛的抑制和控制, 以实现 QAS 等离子体约束性能的提升.

### 3 磁岛模拟结果

在典型的 CFQS 装置低参数运行模式下, 如果考虑到环向电流的影响, 那么旋转变换可以写成如下形式:

$$l = l_0 + \Delta l_{\text{plasma}} + \Delta l_{\text{curr}}. \quad (4)$$

外部线圈所产生的旋转变换为  $l_0$ , 有限等离子体  $\beta$  导致旋转变换的改变表示为  $\Delta l_{\text{plasma}}$ , 由于本文中  $\beta$  值是固定的, 相应的  $\Delta l_{\text{plasma}}$  为定值, 而环向电流所产生的旋转变换  $\Delta l_{\text{curr}}$  则依赖于电流大小、分布等参数. 需要指出, 这里环向电流主要包括等离子体中的自举电流、中性束电流、电子回旋驱动电流等.

图 2(a) 给出了两种不同的电流密度剖面, 常数分布电流密度范围存在于  $r/a = 0-1$  之间, 高斯分布电流密度范围在  $r/a = 0.6-0.8$  之间 (磁岛所在位置). 图 2 中高斯电流密度分布形式的电流驱动所对应的是 ECCD 驱动电流的局域分布, 而常数电流密度分布为高斯电流密度分布无限宽的理想情况. 通过电流密度剖面进行积分  $I(r) = \int_0^r J(r)rdr$  可得电流大小分布, 在电流增长阶段, 两种分布所积分出的电流大小增长趋势是不同的, 如图 2(b) 所示. 由图 2(b) 可以看出, 在常数电流密度全局分布时, 电流在整个径向上呈抛物线分布. 而在考虑高斯分布电流密度时, 电流在空间分布的展宽以及峰值位置, 将对电流大小的分布产生显著的影响. 下面将研究上述两种电流密度分布对磁岛的抑制作用并讨论了相关机制.

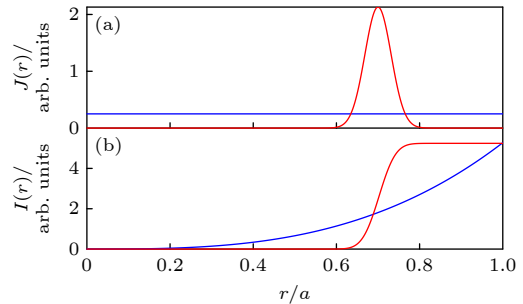


图 2 (a) 环向电流密度剖面、(b) 电流大小分布, 红色线为高斯电流密度分布, 蓝色线为常数电流密度分布  
Fig. 2. Profiles of (a) toroidal current density, (b) toroidal current, where the blue line is constant current and the red line is the Gaussian current.

首先研究了常数电流密度对 CFQS 中磁岛的影响, 并采用如图 1 所示所谓“基准”平衡位形中等离子体比压  $\langle\beta\rangle = 0.5\%$ ,  $r/a = 0.7$  位置处存在  $m/n = 5/2$  的磁岛进行研究. 图 3 给出平均磁岛宽度  $\langle W \rangle$  随电流大小  $I_0$  以及方向变化关系图, 红色虚线标记了无电流时磁岛的平均宽度. 研究表明,

当电流方向为正方向时 (与柱坐标中  $\phi$  方向相同) 随着电流的增大, 平均磁岛宽度增加, 此时电流对磁岛具有一定激发作用. 当电流反向时, 环向电流对磁岛产生了较好的抑制效果, 这时磁岛宽度随电流的增加几乎呈线性地减小, 直至  $I_0$  达到  $-6$  kA 时, 磁岛被完全抑制.

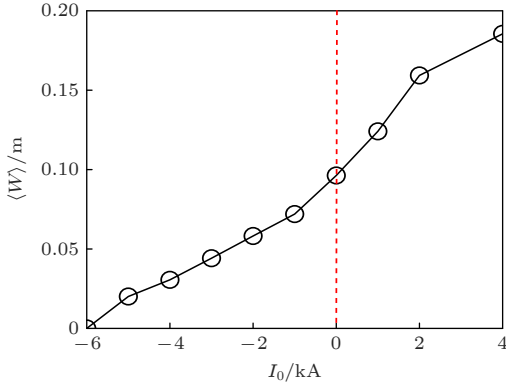


图 3 平均磁岛宽度  $\langle W \rangle$  随电流大小  $I_0$  变化关系图  
Fig. 3. Average width of magnetic islands  $\langle W \rangle$  as a function of toroidal current ( $I_0$ ).

为了更直观地了解磁岛结构并探明磁岛对电流的依赖关系, 图 4 展示了不同电流大小以及方向时磁岛的庞加莱图. 初始磁岛在图 1(b) 给出, 红色和蓝色区域表示等离子体主要约束区域. 由图 4 可以看出, 与图 1(b) 相比, 图 4(a)  $I_0 = 2$  kA 时, 磁岛向等离子体边界移动, 磁岛宽度明显增加且芯部主

要等离子体约束区域面积减小. 当  $I_0 = 4$  kA 时, 由于真空室的存在, 磁岛与真空室相互作用其结构的整体性遭到破坏. 在  $I_0 = 6$  kA 时, 磁岛完全移至有效约束区域以外, 整个内部磁面保持完整. 在电流方向为反方向时, 由图 4(d) 和图 4(e) ( $I_0 = -2$  kA,  $I_0 = -4$  kA) 可以看出, 磁岛向磁轴靠拢, 其宽度随之减小. 当  $I_0 = -6$  kA 时, 磁岛结构完全消失, 等离子体有效约束区域的拓展较为明显, 但在等离子体边界处出现了  $m/n = 11/4$  的高模数磁岛链.

众所周知, 在非理想等离子体中, 等离子体电阻将导致有理面附近磁力线重联并形成磁岛, 因此旋转变换  $\iota/2\pi$  值对磁岛结构具有重要影响. 图 5 给出了不同电流大小以及方向所对应的旋转变换  $\iota/2\pi$  剖面. 在无电流时,  $\iota/2\pi$  经过  $m/n = 5/2$  有理面. 当存在正向电流时,  $\iota/2\pi$  剖面整体上升,  $m/n = 5/2$  有理面向边界靠拢, 这一结果为图 4(a)–(c) 中磁岛结构变化提供了一个可能的解释. 尤其是  $I_0 = 6$  kA 时, 旋转变换剖面不再经过  $\iota/2\pi = 0.4$  有理面, 进而磁岛结构消失. 而当电流方向为反方向时,  $\iota/2\pi$  整体向下移动. 在电流不断增大的过程中,  $m/n = 5/2$  有理面朝芯部移动, 从而导致了磁岛向磁轴处靠拢, 即磁岛被压缩. 当  $I_0 = -6$  kA 时, 磁轴处旋转变换值  $\iota/2\pi$  约为 0.4, 因此该有理面消失, 磁岛被完全抑制. 同时在边界处, 由于  $\iota/2\pi$  经过了  $m/n = 11/4$  有理面, 因此, 边界区域产生了  $11/4$  的磁岛链结构. 为了进一步

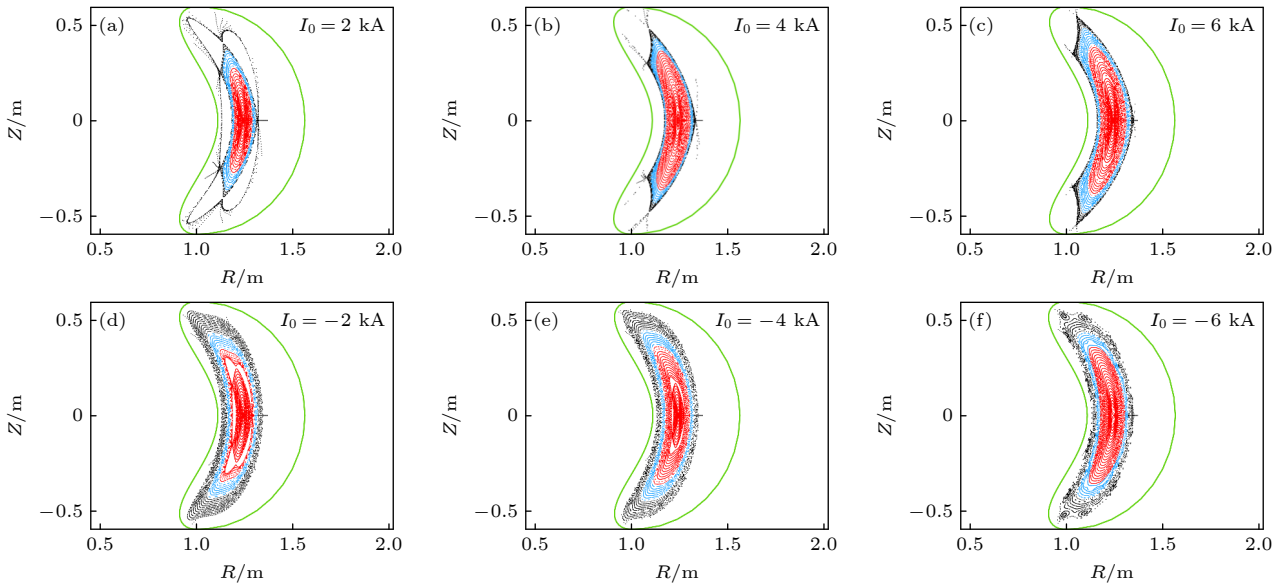


图 4 (a)–(c)  $I_0 = 2, 4, 6$  kA 时庞加莱磁面; (d)–(f) 为  $I_0 = -2, -4, -6$  kA 时庞加莱磁面  
Fig. 4. (a)–(c) Poincaré plots of magnetic surfaces with  $I_0 = 2, 4, 6$  kA; (d)–(f) the Poincaré plots of magnetic surfaces with  $I_0 = -2, -4, -6$  kA.

定性地理解常数分布所导致的电流密度分布整体上下移动, 从理论上做了简单分析: 在圆柱位形近似下, 通过环向电流估计出极向磁场, 并利用安全因子与极向磁场的关系反推出旋转变换与电流的关系, 即  $\Delta\iota(r)_{\text{curr}} \propto I(r)/r^2$ , 其中  $I(r)$  环向电流密度的积分, 满足  $I(r) = \int_0^r J(r)rdr$ , 故当电流密度为常数分布  $J(r) = J_0$  时,  $\Delta\iota(r)_{\text{curr}} = C$ , 模拟结果与理论相符.

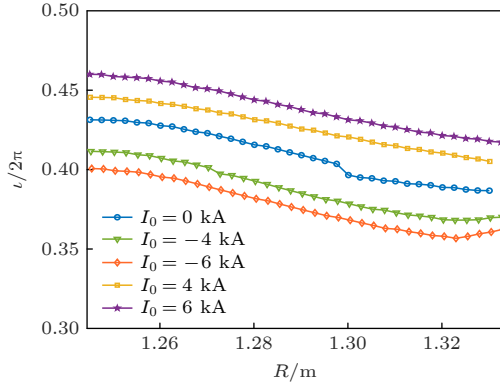


图 5 电流大小对旋转变换的影响

Fig. 5. Rotational transforms with different constant current.

ECCD 在仿星器运行过程扮演了十分重要的角色. 为模拟 ECCD 所产生的局部电流对磁岛的影响, 研究了图 2 所示的高斯电流密度分布  $J(r) = J_0 e^{-(r-b)^2/c}$ , 并分析了电流大小及分布参数对磁岛的抑制作用, 这里  $J_0$  为电流密度幅度,  $r$  为小半径,  $b$  为电流密度分布的峰值位置,  $c$  为分布宽度. 图 6 给出了平均磁岛宽度以及 5/2 有理面处的磁剪切对电流的依赖关系, 这里采用  $b = 0.7$ ,  $c = 0.01$ . 结果表明, 在高斯电流密度分布情况下, 电流的大小对平均磁岛宽度也存在较为显著的影响, 即随着电流的不断增大, 磁岛宽度减小. 为解释这一结果, 图 6 还展示了不同电流大小所对应的

磁剪切, 分析发现随着电流增大, 5/2 有理面处的磁剪切也在增加, 当剪切增大到一定程度时, 磁岛宽度减小到最小值. 早期的理论研究表明, 磁岛宽度可近似表示为:  $W = 4 \left( \frac{rqB_r}{mq'B_\theta} \right)^{1/2}$  [28], 其中  $W$  为磁岛宽度,  $r$  为小半径,  $q$  为安全因子,  $B_r$  为径向磁扰动,  $m$  为极向模数,  $q'$  为磁剪切,  $B_\theta$  为极向磁场. 定性来看, 磁岛宽度与磁剪切成反比关系. 因此, 磁剪切的增大可以使磁岛宽度减小.

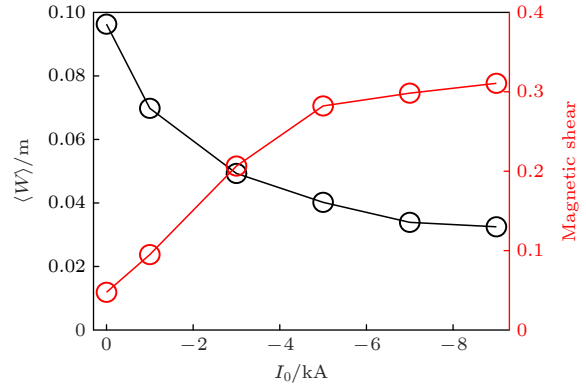


图 6 平均磁岛宽度以及  $m/n = 5/2$  有理面处磁剪切随电流大小的变化

Fig. 6. Average width of magnetic islands and magnetic shear as a function of toroidal current  $I_0$ .

此外, 通过图 7 给出的不同电流大小所对应的庞加莱图可以看出, 随着电流增大, 磁岛被抑制, 其径向位置无显著变化, 等离子体的约束提高. 而图 8 给出的不同电流大小所对应的旋转变换剖面也表明, 高斯电流密度分布导致旋转变换局部改变. 在芯部区域, 旋转变换几乎不变 (对比图 2 来看, 因为在这一区域电流密度为零, 电流大小也为零), 但在有理面附近 ( $r/a = 0.7$ , 对应大半径  $R = 1.29$  m), 电流的增加, 引起了有理面及以外区域  $\iota/2\pi$  值的变化, 这也导致在有理面处磁剪切的增大且 5/2 有理面位置几乎不变.

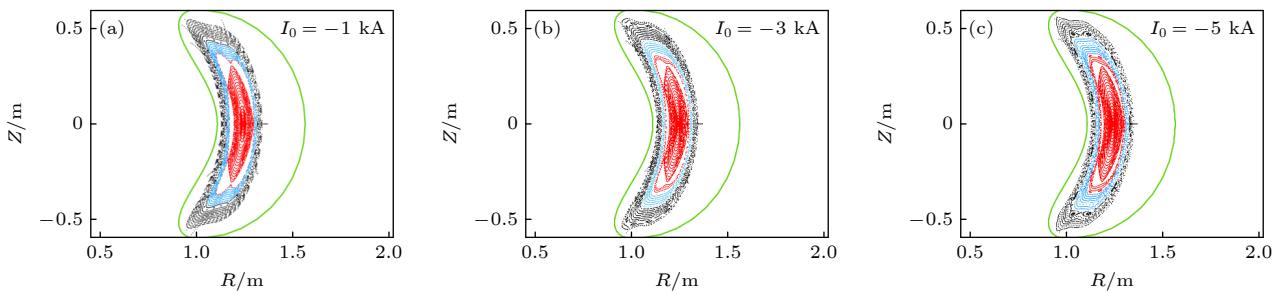


图 7 不同电流大小下的庞加莱磁面 (a)  $I_0 = -1$  kA; (b)  $I_0 = -3$  kA; (c)  $I_0 = -5$  kA

Fig. 7. Poincaré plots of magnetic surfaces with different amplitude of current: (a)  $I_0 = -1$  kA; (b)  $I_0 = -3$  kA; (c)  $I_0 = -5$  kA.

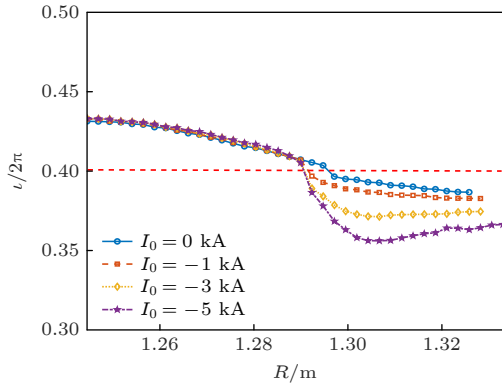


图 8 不同反向电流大小所对应的旋转变换剖面, 其中红色虚线为  $m/n = 5/2$  有理面位置

Fig. 8. Rotational transform corresponding to Gaussian current density profile with different amplitude of current (opposite to the initial current). The red dotted line is  $m/n = 5/2$  rational surface.

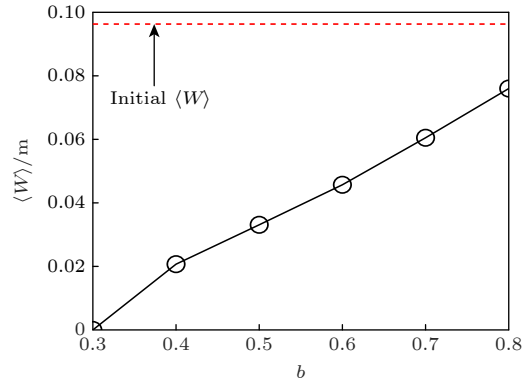


图 9 平均磁岛宽度随分布峰值的变化, 其中红色虚线为初始磁岛宽度

Fig. 9. Average width of magnetic islands  $\langle W \rangle$  as a function of radial injection location. The red dotted line is the initial average width of magnetic islands.

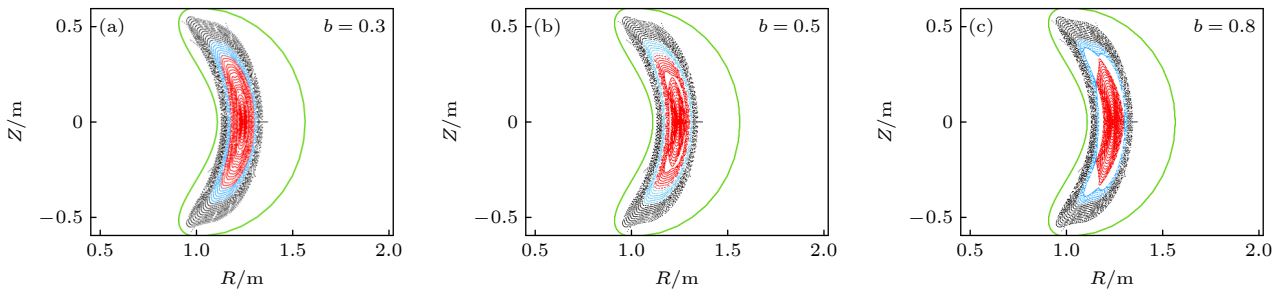


图 10 不同分布峰值  $b$  所对应的庞加莱磁面 (a)  $b = 0.3$ ; (b)  $b = 0.5$ ; (c)  $b = 0.8$

Fig. 10. Poincaré plots of magnetic surface with different radial injection location: (a)  $b = 0.3$ ; (b)  $b = 0.5$ ; (c)  $b = 0.8$ .

早期实验表明, ECCD 功率沉积位置对磁岛的抑制也有明显的影响<sup>[29]</sup>. 因此, 本文还研究了 CFQS 装置  $\langle \beta \rangle = 0.5\%$ , 环向电流大小  $I_0 = -2$  kA,  $c = 0.01$  时不同分布峰值  $b$  对磁岛的影响. 图 9 展示了不同分布峰值所对应的平均磁岛宽度. 红色虚线为初始磁岛宽度. 当  $b$  减小 (峰值位置向芯部移动), 平均磁岛宽度几乎线性地减小, 在  $b = 0.3$  时磁岛被完全抑制. 不难判断, 不同峰值位置对磁岛宽度的影响较大. 从整体趋势来看, 在加上高斯分布电流之后, 平均磁岛宽度始终低于初始磁岛宽度, 因此高斯电流对磁岛起到了较好的抑制效果.

图 10(a)—(c) 分别给出了  $b = 0.3, 0.5, 0.8$  所对应的庞加莱磁面. 相较于无电流时的磁岛 (图 1), 可以看出:  $b = 0.8$  时磁岛结构的位置变化不明显, 但大小略微减小;  $b = 0.5$  时, 磁岛朝芯部区域有明显的移动迹象;  $b = 0.3$  时磁岛更靠近磁轴, 展示出较好的抑制效果且磁面整体保持较为完整. 综上所述

述, 随着  $b$  的减小, 磁岛朝磁轴处快速移动, 并引起了磁岛的缩小甚至消失. 关于这一点在图 11 也可看出, 在  $b$  减小后, 旋转变换分布不仅变陡, 而且  $5/2$  有理面位置越靠近磁轴, 这为图 9 磁岛抑制的结果提供了一个合理的解释.

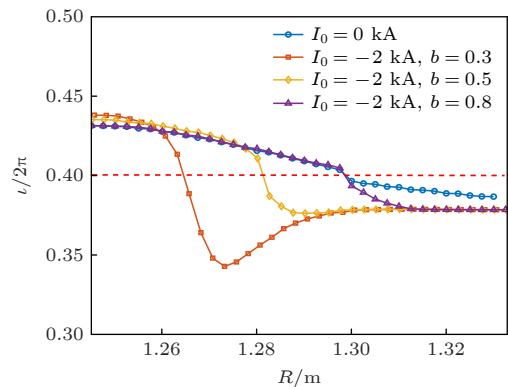


图 11 不同高斯分布峰值  $b$  所对应的旋转变换剖面.

Fig. 11. Rotational transform corresponding to Gaussian current density profile with different radial injection location  $b$ .

## 4 结 论

本文采用 HINT 代码模拟研究了准环对称仿星器 CFQS 低  $\beta$  运行模式中环向电流对三维平衡磁岛的抑制机制. 在忽略自举电流 (低  $\beta$ ) 的情况下, 通过调整环向场线圈电流以产生  $m/n = 5/2$  有理面, 并聚焦在该含磁岛的平衡位形, 分别讨论了常数电流密度剖面以及高斯电流密度剖面对磁岛的抑制/控制作用. 研究表明, 在准环对称仿星器中三维磁岛的抑制机制可能包括以下三方面:

1) 采用常数电流密度分布时, 外部驱动电流导致旋转变换剖面的上、下移动, 当旋转变换避开低阶有理面时 (如  $m/n = 5/2$ ), 磁岛被完全抑制;

2) 采用高斯电流密度分布, 电流对旋转变换产生局部的影响, 有理面处局部磁剪切的增加是最终导致磁岛宽度减小的重要因素;

3) 通过研究电流密度峰值位置对磁岛的影响, 发现改变峰值位置将引起磁岛 (或有理面) 的移动, 当有理面靠近磁轴时, 磁面缩小、磁岛生长空间被压缩, 进而磁岛被有效地抑制.

上述三种机制的揭示, 为 CFQS 仿星器中磁岛以及托卡马克中撕裂模的抑制/控制实验提供了理论参考. 但仍需要指出, 本文针对的是低  $\beta$  运行模式, 并未考虑自举电流的影响, 因此其结果虽具一般性但并不完善. 通常而言, 当  $\beta$  较高时, CFQS 仿星器中自举电流对磁岛的尺寸和等离子体约束具有较大影响, 尤其是在反磁剪切位形下, 弄清双有理面上磁岛的产生和耦合机制, 进而寻找有效抑制和控制磁岛的手段将是仿星器三维物理研究的重点之一.

感谢哈尔滨工业大学王晓钢教授在理论分析方面所提供的帮助. 感谢广岛大学 Suzuki 教授在代码方面的支持和帮助. 感谢日本国家核融合科学研究所 Okamura 教授、Shimizu 教授以及 Isobe 教授的有益讨论.

## 参考文献

- [1] ITER Physics Expert Group on Disruptions, Plasma Control, MHD and ITER Physics Basis Editors 1999 *Nucl. Fusion* **39** 2251
- [2] Boozer A H 2012 *Phys. Plasmas* **19** 058101
- [3] Hirsch M, Baldzuhn J, Beidler C, Brakel R, Burthenn R, Dinklage A, Ehmler H, Endler M, Erckmann V, Feng Y 2008 *Plasma Phys. Control. Fusion* **50** 053001
- [4] Yamada H, Kawahata K, Mutoh T, et al. 2010 *Fusion Sci. Technol.* **58** 12
- [5] Garabedian P R 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2483-2485.
- [6] Xu Y 2016 *Matter and Radiation at Extremes* **1** 192
- [7] Nemov V V, Isobe M, Kernbichler W, et al. 2003 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **45** 1829
- [8] Okamura S, Murakami S, Shimizu A, et al. 2000 *J. Plasma Fusion Res. SERIES* **3** 73
- [9] Okamura S, Matsuoka K, Nishimura S, et al. 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1865
- [10] Matsuoka K, Okamura S, Nishimura S, et al. 2004 *Fusion Sci. Technol.* **46** 378
- [11] Okamura S, Matsuoka K, Nishimura S, et al. 2004 *Nucl. Fusion* **44** 575
- [12] Reiman A, Ku L, Monticello D, et al. 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2083
- [13] Reiman A, Fu G, Hirshman S, et al. 1999 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **41** B273
- [14] Neilson G H, Reiman A H, Zarnstorff M C, et al. 2000 *Phys. Plasmas* **7** 1911
- [15] Zarnstorff M C, Berry L A, Brooks A, et al. 2001 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **43** A237
- [16] Xu Y, Shimizu A, Liu B, et al. 2018 *27th IAEA Fusion Energy Conference Gandhinagar, India, October 22–27, 2018, EX/P5-23*
- [17] Huang J, Li M S, Qin C, Wang X Q 2022 *Acta Phys. Sin* **71** 185202 (in Chinese) [黄捷, 李沫杉, 覃程, 王先驱 2022 物理学报 **71** 185202]
- [18] Su C Y, Chen S Y, Liu H F, et al. 2020 *AIP Adv.* **10** 015004
- [19] Harafuji K, Hayashi T, Sato T 1989 *J. Comput. Phys.* **81** 169
- [20] Hirshman S P, Whitson J C. 1983 *Phys. Fluids* **26** 3553
- [21] Suzuki Y 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 054008
- [22] Suzuki Y 2020 *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 104001
- [23] Suzuki Y, Nakajima N, Watanabe K, et al. 2006 *Nucl. Fusion* **46** L19
- [24] Liu H F, Shimizu A, Isobe M, et al. 2018 *Plasma Fusion Res.* **13** 3405067
- [25] Liu H F, Shimizu A, Xu Y, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 016014
- [26] Shimizu A, Liu H F, Isobe M, et al. 2018 *Plasma Fusion Res.* **13** 3403123
- [27] Wang X Q, Xu Y, Shimizu A, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 036021
- [28] Wesson J, Campbell D J, Connor J W, et al. 2004 *Tokamaks* (3rd Ed.) (New York: Oxford University Press) pp358–359
- [29] Isayama A 2006 *Plasma Sci. Technol.* **8** 36

SPECIAL TOPIC—Energetic particles in magnetic confinement fusion plasma

# Suppression mechanism of equilibrium magnetic islands in CFQS low- $\beta$ plasma\*

Su Xiang Wang Xian-Qu<sup>†</sup> Fu Tian Xu Yu-Hong

(*Institute of Fusion Science, School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China*)

( Received 6 April 2023; revised manuscript received 18 July 2023 )

## Abstract

Magnetic island produced in toroidal magnetic confinement plasma has a three-dimensional helical structure because of the rotational transform, especially the equilibrium magnetic surface of the stellarator is three-dimensional helical structure. Thus, the formation and instability of the magnetic island of the Stellarator is a typical issue of the three-dimensional physics and is also one of the key topics of the physics research of the Stellarator. Magnetic islands and related tearing mode physics are major issues in stellarator. The non-inductively current drive, i.e. electron cyclotron current drive (ECCD) can be used as one of the approaches to adjusting the rotational transform, and hence, affecting the generation of magnetic islands. In this study, we use an additional toroidal magnetic field to generate  $m/n = 5/2$  magnetic islands in the low- $\beta$  operation on the Chinese First Quasi-axisymmetric Stellarator (CFQS) so that the influence of the bootstrap current is negligible. Then, we investigate the suppression mechanism of magnetic islands in low- $\beta$  plasma by using the HINT code. It is found that in the case of the constant current, when the current direction is positive, with the increase of current, the width of island increases. When the direction of current is reversed, the island is suppressed when the current is larger than 6 kA. The main reason is that the rotational transform is away from  $\iota/2\pi = 0.4$  rational surface and the  $m/n=5/2$  magnetic island does not meet the resonance conditions. In the case of local current profile, the magnetic island width decreases as a result of the enhanced magnetic shear at  $\iota/2\pi = 0.4$  rational surface. Moreover, effects of the direction and the amplitude of the current on the suppression of magnetic islands are also discussed in more detail.

**Keywords:** quasi-axisymmetric stellarator, three-dimensional magnetic islands, toroidal current

**PACS:** 52.30.Cv, 52.35.Py, 52.55.Hc

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230546

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2022YFE03070000, 2022YFE03070001, 2019YFE03020002), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11975188, U22A20262), and the Science and Technology Plan Project of Sichuan Province, China (Grant No. 2022JDJQ0036).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [xianquwang@swjtu.edu.cn](mailto:xianquwang@swjtu.edu.cn)



CFQS准环对称仿星器低 $\beta$ 等离子体中三维磁岛的抑制机制

苏祥 王先驱 符添 许宇鸿

Suppression mechanism of equilibrium magnetic islands in CFQS low- $\beta$  plasma

Su Xiang Wang Xian-Qu Fu Tian Xu Yu-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215205 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230546

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230546>

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

中国首台准环对称仿星器中离子温度梯度模的模拟研究

Simulation of ion temperature gradient mode in Chinese First Quasi-axisymmetric Stellarator

物理学报. 2022, 71(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220729>

托卡马克装置中等离子体环向旋转对三维响应场的影响

Influence of toroidal rotation on plasma response to external RMP fields in tokamak

物理学报. 2022, 71(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211975>

表面效应对铁间隙型位错环的影响

Surface effect on interstitial dislocation loop in iron

物理学报. 2020, 69(3): 036101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191379>

对称极化子凝聚体系统中的稳定孤子及其调控

Stable solitons and their controllability in symmetrical polariton condensates

物理学报. 2022, 71(18): 181101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220475>

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>

纵磁作用下真空电弧单阴极斑点等离子体射流三维混合模拟

Three-dimensional hybrid simulation of single cathode spot vacuum arc plasma jet under axial magnetic field

物理学报. 2021, 70(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201701>