arXiv:2601.05886v1 [physics.plasm-ph] 9 Jan 2026

高能粒子存在时燃烧等离子体条件下离子温度梯度模的动力学

R. Ivanov[1, 2*], A. Biancalani[2], A. Bottino[3], D. Gossard[2],T. Hayward-Schneider[3], A. Mishchenko[4], 和 R. Wu[2]

[1]等离子体物理实验室，法国国家科学研究中心，巴黎萨克雷大学，巴黎综合理工学院，索邦大学，巴黎天文台，法国帕莱索 F-91120

[2]达芬奇高等教育学院，达芬奇研究中心，法国巴黎 92916

[3] 马克斯·普朗克等离子体物理研究所，玻尔兹曼街 2 号，D-85748 加兴，德国

[4] 马克斯·普朗克等离子体物理研究所，文德尔施泰因街1号，D-17491 格赖夫斯瓦尔德，德国

*通讯作者。

电子邮箱：roman.ivanov@lpp.polytechnique.fr

关键词：高能粒子、陀螺动理学、离子温度梯度模、稀释

摘要

本文使用全局粒子模拟代码 ORB5，研究高能粒子（EP）与离子温度梯度模（ITG）之间的相互作用。本研究将此前的工作扩展至更广泛的高能粒子温度范围，包括燃烧等离子体状态，并涵盖更多种类的高能粒子分布函数。研究发现，两种主要稳定化机制对离子温度梯度模稳定化有效，证实了此前的研究结果：直接色散关系修正（DDRM）仅在高能粒子温度适中时有效；稀释效应（DE）则与高能粒子温度无关，并在燃烧等离子体状态下占主导地位（$T_f > 50\,T_i$）。研究还进一步拓展至减速型高能粒子分布；与前述情况不同，这类分布不会产生与 DDRM 相关的稳定化作用。研究结果还在 ITER 聚变前运行场景中得到验证，并与电磁效应进行了比较。在该场景中，高能粒子稳定化作用弱于 β 稳定化作用。总体而言，这些结果加深了我们对更广泛的、与燃烧等离子体状态相关的高能粒子参数范围内高能粒子与离子温度梯度模相互作用的理解；这对于预测 ITER 等未来装置中的湍流和约束具有重要意义。

2026年1月12日

1 引言

聚变有望为地球提供清洁且几乎取之不尽的能源。然而，要实现可控聚变反应，就必须深入理解等离子体物理学，并能够在极端条件下准确诊断和控制等离子体的行为。

现代托卡马克和未来聚变反应堆面临的关键问题之一是湍流及其导致的反常输运。在等离子体的不同区域、不同条件下会出现多种湍流，因此不可能在单一构型中避免所有湍流。它们往往会将粒子和热量输运至不利的方向，即朝向器壁，从而降低约束能力，甚至可能导致破裂。其中最重要的一种是离子温度梯度（ITG）湍流 [1][2], ，它会在弯曲磁力线构型中存在温度梯度时产生，托卡马克中正是如此。

湍流模有不同的稳定化机制，其中一种是由高能粒子（EP）实现的稳定化，这一现象已在JET托卡马克的实验和建模中得到观察[3][4]。在反应堆级等离子体中，高能粒子不可避免地通过两种机制产生：聚变反应和辅助加热（中性束注入（NBI）和射频（RF）加热：离子回旋共振加热（ICRH）及低杂波加热（LHH））。它们的温度是热离子温度的数倍，并且可能通过不同机制与ITG发生相互作用。

采用全局代码（ORB5 [6], GENE [7]）研究了快离子稳定化微湍流的机制 [5] 。近期研究表明，已发现两种主要的静电稳定化机制具有良好效果：色散关系直接修正（DDRM） [8][9] ，对麦克斯韦分布快离子的中等高能粒子温度有效；以及稀释效应（DE） [10],[11],[12][13]。后者预计将在燃烧等离子体工况中占主导地位，尽管迄今尚未开展全面研究。这些研究表明，在某些条件下，高能粒子能够促进稳定化。然而，支配这些效应的参数空间及其影响尚未得到充分研究和解释。

本工作在先前研究的基础上，利用燃烧等离子体状态下的ORB5模拟，进一步分析高能粒子对离子温度梯度模湍流的影响。研究考察了麦克斯韦分布和减速分布的高能粒子，重点理解高能粒子温度、密度和各向异性的作用。研究证实了离子温度梯度模稳定化的两种机制：色散关系直接修正（DDRM）和稀释效应（DE），并在简化解析情形和ITER实验情形下，比较电磁稳定化效应，考察了这两种机制的相关性。

本文结构如下。第2节介绍线性ITG增长降低机制的物理原理。通过全局模拟研究这些机制在静电极限下，以及从当前托卡马克等离子体到燃烧等离子体这一参数范围内的竞争，并在第3节进行阐述。此外，本节还通过专门的电磁模拟强调β稳定化对燃烧等离子体的重要性。最后，在第4节进行讨论，并总结研究结果。

2 离子温度梯度模稳定化机制

2.1 高能粒子对离子温度梯度模的直接影响

高能粒子（EP）能够与离子温度梯度模相互作用，并直接改变其色散关系。最初在 [8], [9] 中以“共振效应”之名描述了高能粒子对离子温度梯度模的这一直接影响。准确地说，由于有限轨道宽度效应，此处难以出现清晰的共振，尤其是在研究高能粒子温度较高的情形时，轨道宽度会变得非常大。关于这类局域相互作用的详细物理解释，曾针对测地声模（GAM）进行研究 [14], [15]。尽管ITG模在频率和空间结构上与测地声模不同，但高能粒子贡献影响离子温度梯度模响应的背后存在相似的数学机制。一般而言，我们将这一机制称为“直接色散关系修正（DDRM）

根据不含俘获效应的简化无碰撞 Vlasov 静电模型，只有满足若干条件时，粒子与波之间才会发生有效相互作用。论文 1 中推导出的高能粒子扰动分布函数（式 [8], ）在分母为零时，对色散关系有主要贡献：

$$F_1 = \frac{k_y \phi_1 \left[\frac{1}{2v_\parallel} \frac{\partial F_0}{\partial v_\parallel} \left(\frac{\mu B_0 + 2v_\parallel^2}{B_0} \right) \mathcal{K}_y - \frac{1}{C} \hat{\partial}_x F_0 \right]}{\omega_r + i\omega_i + \frac{T_f}{q} \left(\frac{\mu B_0 + 2v_\parallel^2}{B_0} \right) k_y \mathcal{K}_y}, \tag{1}$$

其中， ϕ_1 为扰动标量势， w_r 和 w_i 分别为模频率的实部和虚部， k_y 为模的 y 波数， q 为安全因子， B_0 为轴上磁场， μ 和$v_\parallel$分别为速度空间坐标，按（$2T_f/m_f$）$^{1/2}$ 和 T_f/B_0 归一化。高能粒子的麦克斯韦分布 F_0 中，分子末项如下：

$$-\hat{\partial}_x F_{0,M} = \left[\frac{R}{L_n} + \frac{R}{L_T} \left(v_\parallel^2 + \mu B_0 - \frac{3}{2} \right) \right] F_{0,M} \tag{2}$$

式 1 中的 DDRM 条件只能在托卡马克低场侧满足，此处磁曲率 $\mathcal{K}_y$ 为负。要使高能粒子产生稳定作用，必须满足关于 $\eta_f^{-1} = L_{T、f}/L_{n、f} < 1.5$ 的条件，该条件由式 2推导得出。

对于麦克斯韦分布，DDRM存在三个不同的 T_f 状态需要讨论：低 $T_f < 6\,T_i$、高 $T_f > 30\,T_i$ 以及介于两者之间的中间区域，对应 T_f的取值。在式1 的分母中，量 q、 ω 和 k_y 保持不变；改变 T_f 只会改变满足分母为零条件的那部分速度空间。对于低 T_f ，满足 DDRM 条件的速度相对较大，来自麦克斯韦分布的尾部，因此通过 DDRM 与 ITG 相互作用的粒子比例可以忽略不计。因此，ˆ波与快离子的相互作用仅由分子和驱动项$\partial_x F_{0、M}$决定，因为在这一状态下， $\mathcal{K}_y$ 接近0 ，如 [8]所示。在高温区域，波与快离子的相互作用几乎消失（见第2.2节），因此 DDRM 在该区域也不起作用。

相反，在中间温度区域，由于存在相当比例的快离子可供离子温度梯度模与之相互作用，因此可以满足 DDRM 方程。一旦满足该方程，

驱动项决定增长率的大小和符号：由于它与 $(v_\parallel^2 + \mu B_0 - 3/2) \cdot F_{0,\ M}(v_\parallel,\ \mu)$ 成正比，因此可以为正或为负，并且具有明显的极值点。当其为负时，γ 为负——即稳定化；反之则为去稳定化。在其负值最小处，γ 最为负，因此稳定化最为有效。由于驱动项对 $(v_\parallel^2 + \mu B_0)$ 的依赖关系存在局部最小值，增长率在 T_f 依赖关系中也应具有明显的最小值。

2.2 稀释效应

稀释效应（DE）在论文 [10]中有所阐述，该论文还证实了这一效应存在于 ASDEX Upgrade 的实验案例中。论文 [11]也从代数角度描述了这一效应。

可以证明，快离子增长率贡献：

$$\gamma_f = -\frac{1}{E_{\rm pot}} \left\{ \int dz\, dv_\parallel\, d\mu\, \pi n_f J_0^2\, |\phi_1^k|^2 T_f \left(2v_\parallel^2 + \mu B_0\right)\, k_y^2 \mathcal{K}_y \frac{\gamma}{C} \frac{\left[\frac{R}{L_n} + \frac{R}{L_T}\left(v_\parallel^2 + \mu B_0 - \frac{3}{2}\right)\right] F_{0,M}}{(\omega_r + \frac{T_f}{q}\left(\frac{\mu B_0 + 2v_\parallel^2}{B_0}\right) k_y \mathcal{K}_y)^2 + \gamma^2} \right\}$$

在 T_f 较高的极限下趋于 0。因此，温度较高的高能粒子（相对于背景离子：$T_f > 50\,T_i$）与离子温度梯度模的相互作用较弱，取代了原本与其强烈相互作用的那部分离子。

在板状几何ITG色散关系中，环形ITG模的情况也类似，其线性增长率与因子 n_i/n_e 成正比。在不含杂质或快离子的等离子体中，由于准中性，该比值为 1，因此不会显式出现。

然而，在稀释区间，高能粒子群的存在会改变离子密度，从而产生一个有效因子 $1 - n_f/n_e$。因此，稀释效应通过直接降低这一比例因子，使离子温度梯度模稳定。当高能粒子温度足够高时，稀释效应成为主要的稳定化机制，而在此区间内，DDRM 的作用则可忽略不计。

2.3 减速分布情况下快离子对离子温度梯度模的影响

托卡马克等离子体中的高能粒子具有比麦克斯韦分布更复杂的分布，不过麦克斯韦分布仍可作为一种简单的近似。采用减速分布（SD）可以用解析函数进行更精确的近似。对于聚变产物，适用的分布是各向同性SD，其表达式如下：

$$F_{0,s} = \frac{n_0}{\frac{4}{3}\pi \log\left[1 + \left(\frac{v_f}{v_c}\right)^3\right]} \frac{\Theta(v_f - v)}{v_c^3 + v^3}, \tag{3}$$

其中 v_f是 $v_f = \sqrt{2E_f/m_f}$，E_f是出生能量，$v_c = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}} \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \sum_{\text{离子}} \frac{n_i m_e q_i^2}{n_e m_i}\right)^{1/3}$，$\Theta$是赫维赛德函数。各向异性分布能够很好地描述中性束注入离子。

其解析表达式见论文 [16] ，其形式较为复杂，包含两个可改变分布形式的主要参数：
$\xi = v_{\parallel}/|v|$ - 是定义注入角的各向异性参数，而 σ 是平行速度弥散参数。对于各向同性和各向异性情形，温度参数都很重要。但与麦克斯韦分布情形不同，速度空间分布的温度决定了高能粒子的出生能量，因此，为了比较温度扫描，需要为速度空间分布定义与麦克斯韦温度等效的温度：

$$T_f = \frac{2}{3}\frac{I_4\left(\frac{v_c}{v_f}\right)}{I_2\left(\frac{v_c}{v_f}\right)}\mathcal{E}_f, \tag{4}$$

其中 $I_n(a) = \int_0^1 x^n/(x^3+a^3)\,dx$。在后续各节中，除非另有说明，SD分布将采用麦克斯韦温度。

In t对于 SD 分布，驱动项可表示如下 [17]:

$$\hat{\partial}_x F_0 = \left\{ \hat{\partial}_x \ln n_f + \left(\frac{(v_f/v_c)^3}{\left[1+(v_f/v_c)^3\right]\ln\left[1+(v_f/v_c)^3\right]} - \frac{v_c^3}{v_c^3+v^3} \right) \cdot 3\,\hat{\partial}_x \ln v_c \right\} F_0 \tag{5}$$

与麦克斯韦分布情形一样，该项的符号取决于等离子体剖面和速度，因此可能为正，也可能为负。根据 v，驱动项的符号可能改变，因此快离子组分对增长率的贡献也可能变化。与麦克斯韦分布情形类似，将 v 的值设为 0，即可推导出各向同性SD情形下的去稳定化判据。在这种情况下，判据可写为如下形式，表明在以下情形下会发生去稳定化：

$$\frac{L_{T,e}}{L_{n,f}} > \frac{3}{2}\cdot\left(1 - \frac{(v_f/v_c)^3}{\left[1+(v_f/v_c)^3\right]\ln\left[1+(v_f/v_c)^3\right]}\right)$$

2.4 离子温度梯度模的电磁稳定化

此前的论文已观察并描述了离子温度梯度模的电磁稳定化[18], [19]。研究表明，即使不存在快离子群体，电磁（有限-β）效应也会通过将离子温度梯度分支与剪切阿尔芬响应耦合来降低离子温度梯度模的增长率。在纯热离子情形下，离子温度梯度模稳定化阈值同时也是动力学气球模（KBM）的去稳定化阈值 [20]。因此，随着 β 增大，离子温度梯度模增长率会一直降低，直至达到该阈值；超过此阈值后，动力学气球模开始去稳定化，总增长率则会再次升高，且对其依赖性更强。电磁稳定化并非本文的主要研究内容，仅在最后一节 3.2中涉及。

3 结果

3.1 临时简化情形

在这项研究中，我们采用两种不同的几何和平衡情况进行研究。第一种情况取自论文 [21]。托卡马克几何采用圆形同心磁通面

其简化的磁平衡由以下方程定义：

$$\mathbf{B} = \nabla\psi \times \nabla\varphi + I\nabla\varphi \quad \text{with} \quad I = B_0 R_0, \quad \psi(\rho) = \int_0^{\rho} \frac{B_0 \rho'\, d\rho'}{q(\rho')} \tag{6}$$

其中， $B_0 = 1\,T$为轴上磁场， $R_0 = 10\,m$ 为大半径， $a = 1\,m$ 为小半径。安全因子剖面选为 $q(\rho) = 1.1 + 0.8\rho^2$，其中 ρ 为圆形磁通面的半径。密度和温度剖面由以下方程定义：

$$n_{0s}(s)/n_{0s}(s_0) = \exp\left[-\kappa_n \Delta_n \tanh\left(\frac{s - s_0}{\Delta_n}\right)\right] \tag{7}$$

$$T_{0s}(s)/T_{0s}(s_0) = \exp\left[-\kappa_T \Delta_T \tanh\left(\frac{s - s_0}{\Delta_T}\right)\right] \tag{8}$$

其中，$s = \sqrt{(}\psi/\psi_a)$、 $s_0 = 0.5$、 $\Delta_T = \Delta_n = 0.208$ 和 $\kappa_T = 2$、 $\kappa_n = 0.3$ 适用于除麦克斯韦分布的致不稳定能量粒子情形外的所有模拟；该情形使用了 $\kappa_T = 0.5$、 $\kappa_n = 2$ 。模拟包含三种组分：绝热电子、动力学氢热离子和动力学氢高能粒子（EP）。电子和氢的温度相同，而高能粒子的温度在 $T_f = 1 \ldots 100$ 区间内扫描，最后对应燃烧等离子体状态。大多数研究中，高能粒子的浓度取为 $n_f/n_i = 10\%$；但在温度扫描过程中，为保持 β_f 值恒定而调整其浓度的研究除外$T_f = 1 \ldots 100$。

3.1.1 高能粒子的麦克斯韦分布

线性离子温度梯度不稳定性首先在简化的“临时设定”案例中，于单一环向模数范围内进行研究，且 $m = -128 \ldots 128$ 极向模数范围为 $m = 27$ 。发现占主导地位的极向模为 $s = 0.46$，径向位置为。该模的增长率通过该位置处标量势的对数演化斜率提取。首先，对温度为 $T_f/T_i = 10$ 且服从麦克斯韦分布的无高能粒子和有高能粒子两种情况进行了环向模数扫描。图3.1 对比了这些扫描结果，显示在环向模数 $n = 28 \ldots 32$处呈现峰值特征；唯一的区别是，有高能粒子的情况增长率有所降低，而曲线形状未变。

随后，在固定环向模数$n = 20$ 下，对三种情况进行了增长率温度扫描：EP密度保持恒定 $n_f/n_i = 10\%$ ，参数为 $\eta_f^{-1} = 0.15$ ，对应稳定化区间；采用相同扫描方式，但令 $\eta_f^{-1} = 4$ 具有去稳定作用；以及保持快离子贝塔值恒定 β_f ，与点 $n_f/n_i = 10\%$ 处的值相同，并且 $T_f/T_i = 10$ 处于稳定化区间$\eta_f^{-1} = 0.15$。前两组扫描旨在验证论文 [8] 的结果，并将其扩展到燃烧等离子体状态；第二组扫描则与聚变等离子体更相关，因为其中贝塔参数保持恒定。图3.1对这些扫描结果进行了比较。

在 $\eta_f^{-1} = 0.15$ 下进行恒密度扫描，呈现出与此前相同的行为：低高能粒子温度下，快离子对离子温度梯度模的贡献相近；而在中间温度 $T_f \approx 10$ 下，DDRM 效应显著，并呈现出“井状”形态。在更高

温度下，快离子贡献开始减弱，并在燃烧等离子体区间达到纯稀释效应的数值，这与 $T_f/T_i = 100$的猜想一致。 [8]在 $\eta_f^{-1} = 4$ 下进行的恒密度扫描则不同，它没有 DDRM 稳定化，因为η_f 参数的设定使驱动项始终为负。因此，我们观察到增长率随温度单调下降，并逐渐接近稀释效应。

恒 β 扫描呈现出不同的行为：其最小值向$T_f \approx 4\,T_i$的温度移动，这可以由以下事实解释：此时EP密度相对较高$n_f/n_i = 20\%$，且快离子贡献的绝对值随着温度升高而继续增大。当温度降低时，总体增长率开始增大，因为快离子 γ 贡献变为正值，并开始产生不稳定化效应。因此，EP密度的增加使这种依赖关系更加显著，这表现为更陡的斜率。在较高温度下，DDRM 减弱，稀释效应开始占主导，且由于密度降低以保持 $\beta_f = const$不变，总体增长率随温度线性下降。

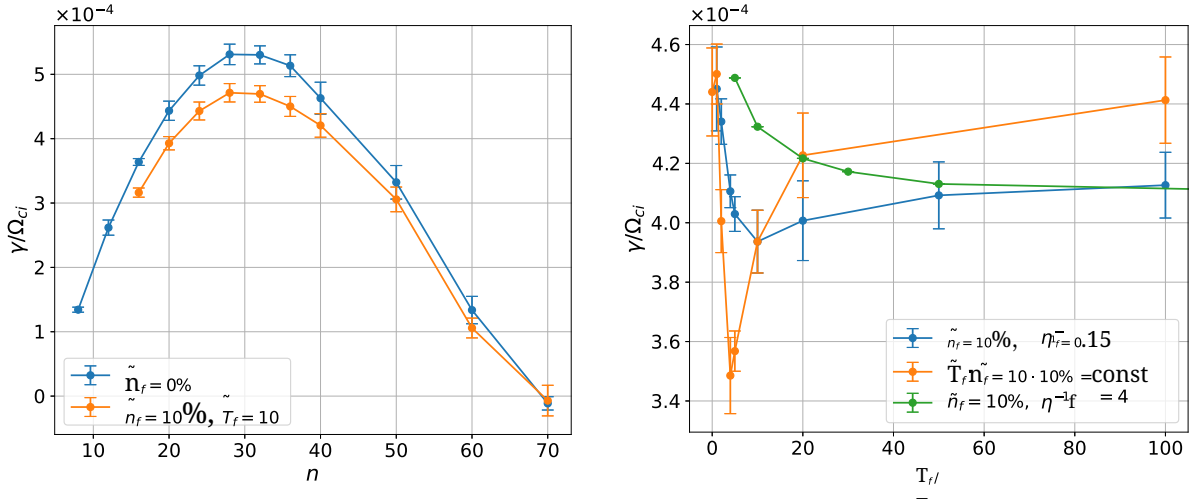


图 *3.1*： *a)* - 对于两种情况，即无高能粒子和具有浓度 $n_f/n_i = 0.1$、温度 $T_f/T_i = 10$的高能粒子，单一环向模数下的增长率 $\gamma(n)$扫描。高能粒子的存在仅抑制 $\gamma(n)$ ，而不改变谱形； *b)* - 在稳定化区间 $\eta_f^{-1} = 0.15$ （蓝色）和不稳定化区间$\eta_f^{-1} = 4$ （绿色）中，在 *EP*密度恒定条件下，以及在快离子 *β* 恒定（黄色）条件下，对增长率 $\gamma(n)$ 随快离子温度的扫描。对于蓝色曲线，在 $T_f \approx 10\,T_i$ 处观察到 *DDRM* 效应；而对于黄色曲线，由于稳定化高能粒子的浓度更高，在较低温度下可见更陡的下降；对于绿色曲线，不存在 *DDRM*，因为分母为零的条件未得到满足。

模-粒子共振诊断（MPR） [22] 用于比较与离子温度梯度模（ITG）强烈相互作用的 EP 分布所对应的相空间区域。图3.2比较了两张 MPR 热图，展示 ITG 与高能粒子之间的功率交换；所对应的麦克斯韦分布快离子温度分别为2 和 $10\,T_i$。方程1分母为零的位置所对应的曲线叠加绘于图中。对于 $10\,T_i$ 情形，功率交换的形状与抛物线吻合，再次证实了 DDRM 效应显著；而对于 $2\,T_i$ 情形，相互作用在粒子分布最密集的区域最为有效，且分母为零的区域并未增强。

3.1.2 高能粒子的减速分布

对各向同性和各向异性的 SD 分布进行了增长率温度扫描，其中参数为 $\xi = -0.66$ 和 $\sigma = 0.22$，并在图3.3中与麦克斯韦分布情形进行了比较。SD 分布的行为与麦克斯韦分布情形不同：其增长率随温度单调下降，这表明此情形下 DDRM 效应效率低下。这一行为与前文所示 $\eta_f^{-1} = 4$ 时的麦克斯韦分布情形相似。

各向异性SD情形下也使用了MPR诊断，见图3.4。与“低温”麦克斯韦分布情形一样，相互作用发生在粒子分布最密集的区域，且DDRM区域没有扩大。图 3.3 展示了仅从MPR中提取的高能粒子增长率贡献。可以清楚地看到，麦克斯韦分布存在有效的DDRM，而速度空间分布则不存在。

对于各向同性SD情形，在温度范围 $4 \ldots 7\,T_i$内可观察到从去稳定化到稳定化的转变。这是由于驱动项的符号发生变化所致。针对这一情况，判据已在第2.3节中推导。在这组模拟中，该判据表明，当等效麦克斯韦温度为 $T_f = 2\,T_i$时，符号会有效切换；而图3.3 中的转变出现在更高温度下。该结果仍非常接近，可视为数值不确定性。

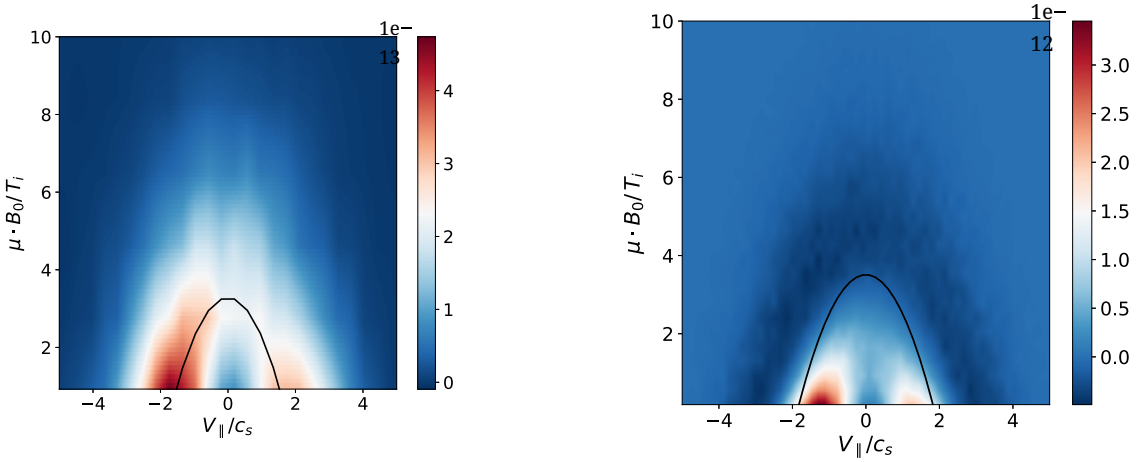


图 *3.2*：不同温度下，*MPR*诊断测得的麦克斯韦分布快离子与离子温度梯度模之间的功率交换：*a)* - $T_f = 10\,T_i$。功率交换在抛物线区域内有效，表明 *DDRM* 有效；*b)* - $T_f = 2\,T_i$，功率交换在粒子最多的区域内有效，但在抛物线区域内没有有效相互作用，因此 *DDRM* 无效。黑色抛物线对应式 *1* 分母的零点。

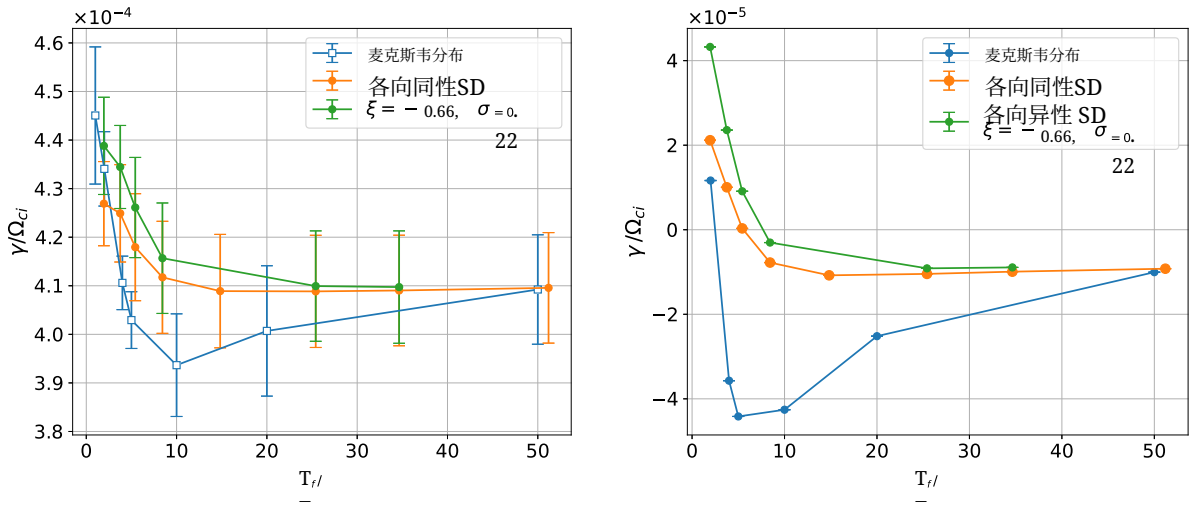


图*3.3*：*a*）从标量势演化得到的、在*EP*密度恒定条件下针对不同*EP*分布——麦克斯韦分布、各向同性*SD*、具有 $\xi = -0.66$ 和 $\sigma = 0.22$的各向异性 *SD*——进行的温度增长率扫描；*b*）*MPR*诊断中的*EP*增长率扫描仅在麦克斯韦分布情形下观察到*DDRM*，而在*SD*中其行为是单调的，因为在*EP*去稳定化过程中驱动项始终为负

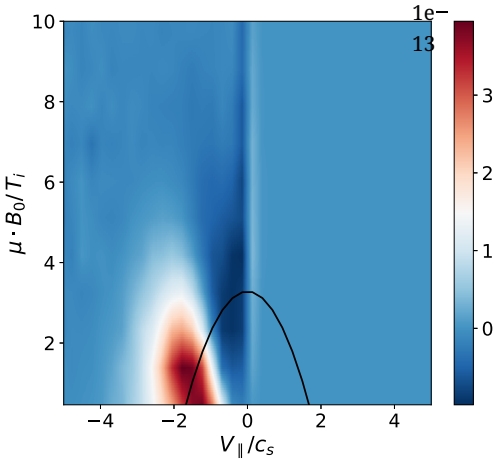


图*3.4*：在具有 $\xi = -0.66$ 和 $\sigma = 0.22$的各向异性 *SD EP*的临时设定情形下，*MPR*诊断中*EP*与*ITG*之间的功率交换：*DDRM*无效，因为功率交换并不发生在*DDRM*条件下（黑色）

3.2 ITER场景

前几节专门讨论了简化情形，该情形允许在改变许多参数的同时研究快离子与离子温度梯度模相互作用，并进行大量计算成本较低的模拟。本节介绍 ITER 情形的结果。由于磁几何更加复杂，且托卡马克空间尺度与动理学尺度之比更大，这些模拟在数值上要求更高。因此，诊断项目的集合以及所改变的参数范围都更小。研究采用了 ITER PFPO 101006 的实验场景，相关内容已在论文中展示[23]。主要参数为：轴上磁场 $B_0 = 2.65\,T$，大半径为 $R = 6.2\,m$，小半径为：$a = 2\,m$。

温度、密度和 q 剖面与磁平衡 [24]一致，如图 3.5 所示。轴上电子温度和氢温度分别取为 $T_e(s=0) = T_i(s=0) \approx 7.85\,keV$，台基顶部值为 $T_e \approx 3\,keV$。轴上电子密度设为 $n_e(s=0) = 4.26 \cdot 10^{19}\,m^{-3}$。磁平衡（图 3.6）取自同一篇论文 [23]，该平衡由运行 CHEASE 磁流体平衡代码得到。再次仅在单一环向模数上激发 ITG，但其取值为 $n = 180$。这次在不同半径处观察到了两个 ITG模，如图 3.6 所示：一个位于$s = 0.47$ 的主导模，以及一个位于 $s = 0.43$ 、强度低一个数量级的模和一个捕获电子模。以下所有结果仅针对主导 ITG 模给出。所有模拟均在空间网格上进行：$N_s = 384$、$N_\theta = 1472$、$N_\phi = 736$，其中背景粒子和快氢离子、电子的标记粒子数为 $6.4 \cdot 10^7$，杂质的标记粒子数为 $1.6 \cdot 10^7$。模拟时长为 $10^5 \cdot \Omega_{ci}$，时间步长为 $20 \cdot \Omega_{ci}$。

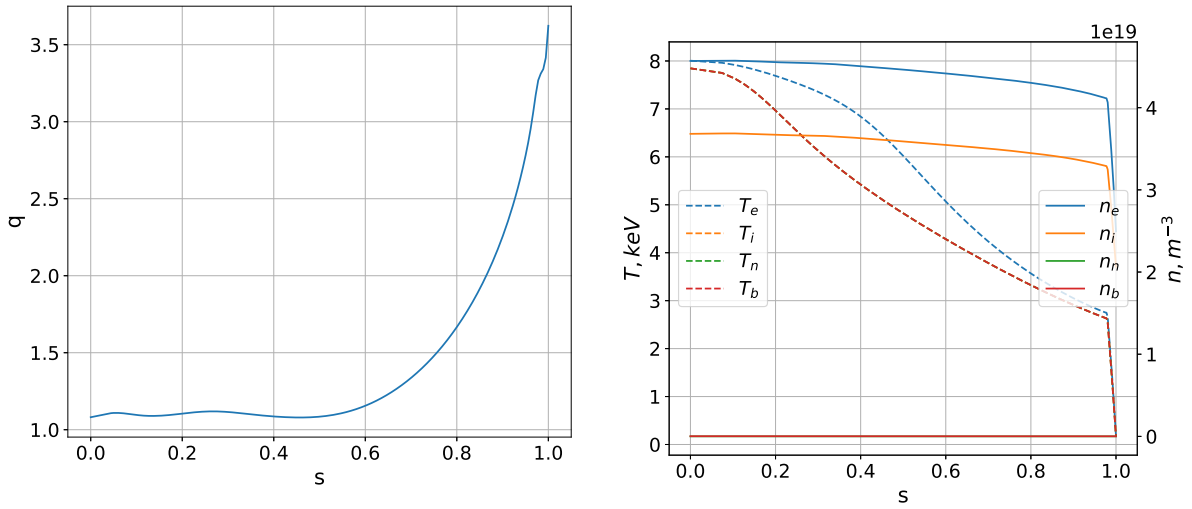


图 *3.5*：*PFPO ITER* 工况 *[23]*：*a*）- 安全因子 q 剖面；*b*）- 温度和密度剖面

3.2.1 静电模拟结果

第一组模拟采用了 3 种组分：绝热电子、热氢和麦克斯韦分布氢快离子，并忽略了杂质（铍和氖）。电磁

为更一致地与上一节所述情况进行比较，第一组模拟考虑了含绝热电子的静电模拟。为简化起见，快粒子的温度剖面设为平坦。高能粒子的浓度分别设为 $n_f/n_i = 10\%$ 和 $n_f/n_i = 1\%$，以模拟更真实的情况。

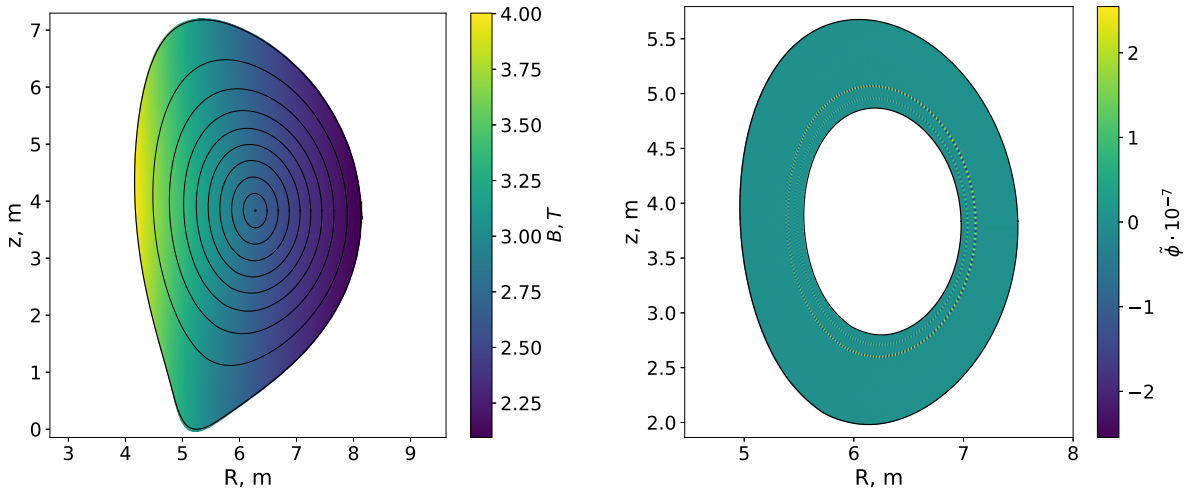


图 *3.6*：*ITER PFPO* 场景中的空间结构 *[23]*：*a)* - 平衡磁场；*b)* - 标量势：观测到两个离子温度梯度模：主模位于 $s = 0.47$，另一个位于 $s = 0.43$，其幅度比主模弱一个数量级

温度扫描结果如图 3.7所示。对于两种密度，趋势与上一章在不稳定化区域中观察到的情况相似。事实上，此处温度是平坦的，因此 η_f 参数等于 0，对应于快离子导致模去稳定化。此外，温度为 100 时的伽马值与稀释效应相符：相对增长率降低分别为 0。1 和 0。01，对应的浓度分别为 10% 和 1% 。注意，当浓度为 1%时，线性增长率的变化与误差条处于同一量级，因此可以得出结论：相较于 10%的情况，离子温度梯度模稳定化可以忽略不计。

3.2.2 电磁模拟结果

第二组模拟是在有和没有高能粒子（包括麦克斯韦分布和速度空间分布，且$\xi = -0.66$ 和 $\sigma = 0.22$ -值根据论文估算 [25]）的情况下进行的，浓度为1%，其温度等于氢中性束注入产生的速度空间分布高能粒子的温度 $870\,keV$。这对应于参数 $T_f/T_i \approx 30$。模拟中包含氖和铍杂质，参数与 [23]相同。进行了包含绝热电子的电磁和静电模拟。电子质量增加了 $m_H/m_e = 400$，以降低数值计算成本。增长率如图3.7所示。后者中再次出现稀释效应，相对降幅为3%，大于由浓度稀释导致的降幅，原因有二：在 $T_f/T_i \approx 30$ 状态下，离子温度梯度模与粒子之间仍存在相互作用，而且误差条仍然太大，无法将这些数值视为精确值。同时，电磁模拟显示出更大的 β_f稳定化 [26]：从静电情形转为电磁情形时，无高能粒子情况下增长率的降幅为19%，至少是两种情形下高能粒子稳定化效应的三倍（在

电磁情形下，高能粒子的稳定化效应为6%，同样处于误差条范围内）。注意，这些结果与 [24]一致。

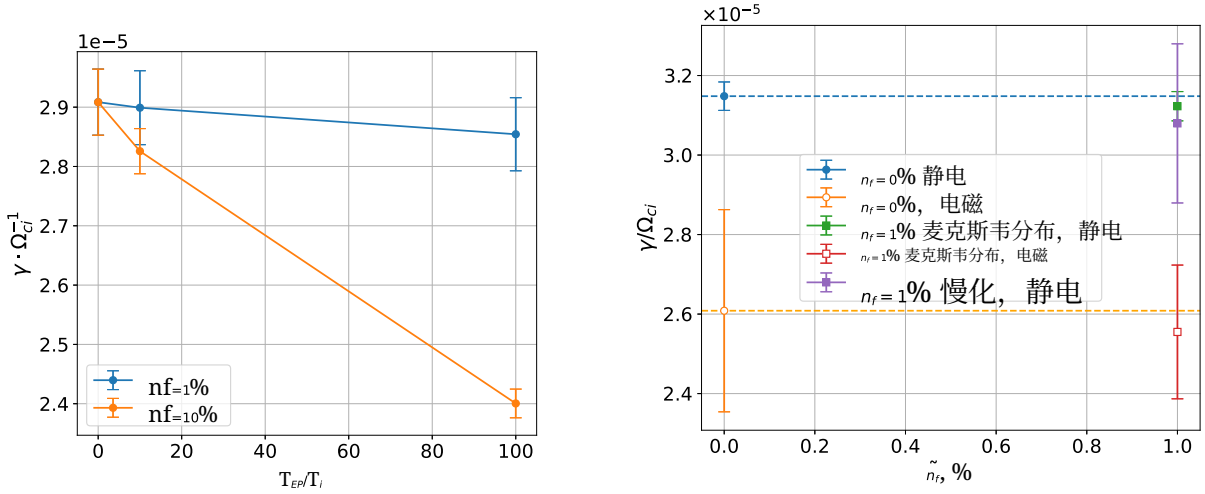


图 *3.7*：*a*）- 在不稳定化区域内，对 *ITER* 情形下 *EP* 密度恒定为1% 和10% 的高能粒子温度进行扫描，得到增长率 $\gamma(T_f)$ ：如简化情形所示，确认了增长率呈下降趋势；在10%密度下观察到稀释效应，而在1% 时，该效应处于误差范围内；*b*）- 比较有无1% 高能粒子的不同模拟所得增长率：稀释效应至少比 β 稳定化效应小 *3* 倍。*EP* 分布对增长率没有影响

4 结论

本文研究了燃烧等离子体状态下存在高能粒子时离子温度梯度模的动力学。这一问题被认为是聚变领域高度关注的课题，并且此前已有多篇高引用论文从不同层面进行研究。这些论文的研究结果已被纳入现代聚变等离子体装置（例如美国的 SPARC [27] 或中国的 BEST 等反应堆）的设计中。然而，早期研究往往依赖若干可能不适用于反应堆等离子体的简化假设：具体而言，一些论文采用了局部通量管方法，而这种方法已被证明超出其适用范围；快离子能量与背景等离子体温度之比显著低于反应堆中的情况；并且将麦氏分布函数用于描述高能离子。本文研究了这些简化假设可能如何影响高能粒子与离子温度梯度模之间相互作用的物理过程。我们的研究结果可能对未来反应堆设计产生影响。

本研究借助 ORB5 陀螺动理学代码，研究了高能粒子（EP）与离子温度梯度模（ITG）之间的线性相互作用，重点关注燃烧等离子体状态和真实等离子体条件。在静电模拟中观察到两种主要的稳定化机制：稀释效应（DE）和直接的色散关系修正（DDRM）。前者在高能粒子温度较高、粒子与模相互作用较弱时占主导；后者则主要出现在中等温度区间，是模色散关系发生修正的直接结果。

在简化的静电情形下 [21], ，对于麦克斯韦超热粒子分布也观察到了这些效应，这与 [8], 的研究结果一致：具体而言，在稳定化区间，DDRM 出现在 $T_f/T_i \approx 10$，而稀释效应出现在 $T_f/T_i \approx 50$；在去稳定化区间，随着 T_f，增长率单调下降至稀释值。在麦克斯韦分布情形下，研究证实，控制高能粒子对离子温度梯度模产生稳定化或去稳定化作用的主要参数是 η_f^{-1} ，当 $\eta_f^{-1} \leq 1.5$时会导致稳定化。作为补充研究，在恒定 β_f条件下（这些条件与实验等离子体情景相关），通过改变高能粒子温度，稳定化最低点向较低温度移动，这是由于高能粒子密度增加所致；该结果证实了浓度效应与直接相互作用效应之间的相互影响。

研究进一步扩展到了更现实的 EP 分布情形，即各向异性减速分布和各向同性减速分布，分别是对中性束注入（NBI）EPs 和聚变产生的超热粒子的良好近似。对于这两种分布，均观察到增长率随温度单调下降，表明 DDRM 效应并不显著。通过模-粒子共振诊断（MPR）进一步证实了这一点：该诊断显示，在粒子分布最密集的相空间区域存在有效的功率交换，而在满足 DDRM条件的区域则不存在有效功率交换。针对各向同性情形，推导出了类似于麦克斯韦分布情形的特定判据，证实了模拟结果，表明在低温下，EP 具有稳定化作用；而当温度超过 $T_f/T_i \approx 4$ switch 后，则转变为去稳定化作用。

简化的解析情形研究进一步扩展到了 [23] 的实验 ITER聚变前运行场景。对于这一情形，观察到了相同的行为：当密度不切实际地增大 $n_f = 10$%时，增长率呈下降趋势；而对于实际值，该效应按比例减弱，并处于误差条范围内。电磁模拟显示， β诱导的稳定化作用显著更强（是 EP 相关效应的三倍）。

总的来说，结果证实了快离子在线性区间对离子温度梯度模的影响，并表明这种影响在很大程度上取决于多种参数，例如快离子在速度空间中的分布以及密度和温度梯度。对于中间温度以及特定的密度和温度剖面，麦克斯韦分布快离子可通过 DDRM 机制显著稳定离子温度梯度模；而中性束注入和聚变产生的减速快离子则只能通过稀释效应实现稳定化。总之，本文结果表明，在当前托卡马克情景中，若采用包含绝热电子的静电模拟，稀释效应和 DDRM 通常会共同发挥作用。然而，若要研究更为现实的燃烧等离子体情景，例如本文所考察的 ITER 情形，并获得具有实验相关性的预测，就必须考虑占主导地位且不可忽略的 β稳定化。本文将进一步通过电磁研究，探讨快离子对离子温度梯度模的影响，以及简化解析情形和 ITER 实验情形中、包含相关粒子分布时，快离子与离子温度梯度模在线性和非线性区间的相互作用。

5 致谢

本研究使用 ORB5 代码，在 CINECA 的 Leonardo 和 Pitagora超级计算机上完成。作者感谢 ORB5团队，特别感谢 Philipp Lauber 提供宝贵的建议、协助启动模拟，以及在 ORB5团队会议期间就物理问题提出意见。

作者感谢 Ivan Novikau 在理解 MPR诊断 方面提供的宝贵帮助，感谢 Pierre Morel 协助进行解析推导，并感谢 Laurent Villard 和 Fulvio Zonca 对结果展开讨论，以及在研究课题选择方面提出建议。

这项工作是在 PEPR Suprafusion项目框架内开展的。

6 参考文献

[1] L. I. Rudakov 和 R. Z. Sagdeev，《强磁场中非均匀稀薄等离子体的不稳定性》，苏联科学院学报，第 138 卷，第 3 期，第 581–583 页，1961 年 7 月。[在线]。网址：https://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?wshow=paper&jrnid=dan&paperid=25059&option_lang=eng[2] B. Coppi、M. N. Rosenbluth 和 R. Z. Sagdeev，《复杂磁场构型中由温度梯度引起的不稳定性》，《流体物理学》，第 10 卷，第 3 期，第 582–587 页，1967 年 3 月，ISSN：0031-9171。DOI：10.1063/1.1762151，电子预印本：https://pubs.aip.org/aip/pfl/article-pdf/10/3/582/12589339/582_1_online.pdf。 [在线]。网址：https://doi.org/10.1063/1.1762151[3] M. Romanelli、A. Zocco、F. Crisanti 和 J.-E. Contributors，《欧洲联合环混合场景等离子体中快离子对离子温度梯度驱动模的稳定化：内部输运垒形成的触发机制》，《等离子体物理与受控聚变》，第 52 卷，第 4 期，045 007 页，2010 年 3 月。DOI：10.1088/0741-3335/52/ 4/045007 [在线]。网址：https://doi.org/10.1088/0741-3335/52/4/045007[4] N. Bonanomi 等，《低旋转 JET ILW L 模等离子体中离子回旋共振加热少数快离子对湍流输运的稳定化》，《核聚变》，第 58 卷，第 5 期，056 025 页，2018 年 4 月。DOI：10.1088/1741-4326/aab733 [在线]。网址：https://doi.org/10.1088/1741- 4326/aab733[5] J. Citrin 和 P. Mantica，《快离子对托卡马克湍流稳定化的综述》，《等离子体物理与受控聚变》，第 65 卷，第 3 期，033 001 页，2023 年 1 月。DOI：10 . 1088 / 1361 - 6587 / acab2b [在线]。网址：https : / / dx . doi . org / 10 . 1088 / 1361 - 6587/acab2b[6] E. Lanti 等，《ORB5：一种采用环形几何粒子网格方法的全局电磁陀螺动理学代码》，《计算机物理通讯》，第 251 卷，107 072 页，2020 年 6 月，ISSN：0010-4655。DOI：10.1016/j.cpc.2019.107072 [在线]。网址：http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2019.107072[7] T. Görler 等，《陀螺动理学湍流代码 GENE 的全局版本》，《计算物理学杂志》，第 230 卷，第 18 期，第 7053–7071 页，2011 年，ISSN：0021-9991。DOI：https : / / doi . org / 10 . 1016 / j. jcp.2011 .05. 034 [在线]。网址：https : / / www . sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999111003457[8] A. Di Siena 、 T. Görler、H. Doerk、E. Poli 和 R. Bilato，《快离子对托卡马克等离子体湍流的稳定化》，《核聚变》，第 58 卷，第 5 期，054 002 页，2018 年 3 月。DOI：10.1088/1741-4326/aaaf26

[9] A. Di Siena 等，《通过全局陀螺动理学 GENE 模拟，理解高能快离子对喷流氘氚等离子体中湍流抑制的作用》，《核聚变》，第 65 卷，第 8 期，086 019 页，2025 年 7 月。DOI：10.1088/1741-4326/adeac0 [在线]。网址：https://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/adeac0[10] G. Tardini 等，《ASDEX Upgrade 离子内部输运垒中的热离子稀释与离子温度梯度模抑制》，《核聚变》，第 47 卷，第 4 期，第 280 页，2007 年 3 月。DOI：10.1088/0029- 5515/47/4/006[在线]。网址：https://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/47/4/006[11] G. J. Wilkie、I. Pusztai、I. Abel、W. Dorland 和 T. Fülöp，《离子回旋共振加热和中性束注入加热快离子的全局反常输运》，《等离子体物理与受控聚变》，第 59 卷，第 4 期，044 007 页，2017 年 2 月。DOI：10 . 1088 / 1361 - 6587 / aa5902 [在线]。网址：https : //dx.doi.org/10.1088/1361-6587/aa5902[12] G. Wilkie、A. Iantchenko、I. Abel、E. Highcock、I. Pusztai 和 J. Contributors，《快离子稳定化微观湍流的第一性原理建模》，《核聚变》，第 58 卷，第 8 期，082 024 页，2018 年 6 月。DOI：10.1088/1741-4326/aab727 [在线]。网址：https://doi.org/10.1088/1741-4326/aab727[13] J. Citrin 等，《快离子对托卡马克微观湍流的非线性稳定化》，《物理评论快报》，第 111 卷，155 001 页，2013 年 10 月 15 日。DOI：10.1103/PhysRevLett.111.155001[在线]。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.155001[14] Z. Qiu、L. Chen 和 F. Zonca，《短波长测地声模的无碰撞阻尼》，《等离子体物理与受控聚变》，第 51 卷，第 1 期，012 001 页，2008 年 12 月。DOI：10.1088/0741-3335/51/1/012001 [在线]。网址：https://doi.org/10.1088/0741- 3335/51/1/012001[15] L. Chen、Z. Qiu 和 F. Zonca，《高能粒子激发短波长测地声模》，《等离子体物理》，第 25 卷，第 1 期，014 505 页，2018 年 1 月，ISSN：1070-664X。DOI：10 . 1063 / 1 . 5003142，电子预印本：https :/ / pubs . aip . org / aip / pop / article - pdf / doi / 10 . 1063 / 1 . 5003142 / 14751770 /014505_1_online . pdf。 [在线]。网址：https://doi.org/10.1063/1.5003142[16] B. Rettino 等，《托卡马克等离子体中各向异性高能粒子驱动不稳定性的陀螺动理学建模》，《核聚变》，第 62 卷，第 7 期，076 027 页，2022 年 5 月。DOI：10.1088/ 1741 - 4326 / ac6680 [在线]。网址：https : / / dx . doi . org / 10 . 1088 / 1741 - 4326 / ac6680[17] F. Vannini，《阿尔芬不稳定性非线性动力学的陀螺动理学研究及与 ASDEX Upgrade 观测结果的比较》，博士论文，Universit¨at ULM，2023 年。[18] J. Y. Kim、W. Horton 和 D. J. Q.，《电磁效应对环形离子温度梯度模的影响》，《流体物理学》，B 5 卷，第 4030–4039 页，1993 年。DOI：https://doi.org/10. 1063/1.860623 [在线]。网址：https://pubs.aip.org/aip/pfb/article/5/11/4030/827384/Electromagnetic-effect-on-the-toroidal-ion[19] B. G. Hong、W. Horton 和 D.-I. Choi，《有限贝塔值环形等离子体中的压强梯度驱动模》，《等离子体物理与受控聚变》，第 31 卷，第 1291–1303 页，1989 年。DOI：https : / / doi . org / 10 . 1088 / 0741 - 3335 / 31 / 8 / 006 [在线]。网址：https : //iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/31/8/006

[20] F. Zonca、L. Chen、J. Q. Dong 和 R. A. Santoro，“托卡马克中离子温度梯度驱动的剪切阿尔芬不稳定性的存在性”，《等离子体物理》，第 6 卷，第 5 期，第 1917–1924 页，1999 年 5 月，ISSN：1070-664X。DOI：10.1063/1.873449，电子版：https://pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/6/5/1917/19072859/1917_1_online.pdf。 [在线]。可访问：https://doi.org/10.1063/1.873449[21] A. Mishchenko 等，“高能粒子和全局模存在时电磁湍流的陀螺动理学粒子网格模拟”，《等离子体物理与受控聚变》，第 64 卷，第 10 期，第 104 009 页，2022 年 9 月。DOI：10.1088/1361-6587/ac8dbc [在线]。可访问：https://dx.doi.org/10.1088/1361-6587/ac8dbc[22] I. Novikau 等，“在 orb5 中实现能量传递技术，以研究相空间中的无碰撞波粒相互作用”，《计算机物理通讯》，第 262 卷，第 107 032 页，2021 年 5 月。DOI：10.1016/j.cpc.2019.107032[23] T. Hayward-Schneider、P. Lauber、A. Bottino 和 A. Mishchenko，“ITER聚变功率运行前等离子体中全局电磁不稳定性的多尺度分析”，《核聚变》，第 62 卷，第 11 期，第 112 007 页，2022 年 9 月。DOI：10.1088/1741-4326/ac6f12 [在线]。可访问：https://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/ac6f12 [24] B. Rofman 等，“沙夫拉诺夫位移、带状结构对高能粒子存在时环形阿尔芬本征模、反阿尔芬本征模及微观不稳定性线性和非线性行为的作用”，拟提交，2026年。[25] G. Brochard 等，“托卡马克等离子体中由高能粒子输运驱动的带状流使鱼骨不稳定性饱和”，《核聚变》，第 65 卷，第 1 期，第 016 052 页，2025 年 12 月。DOI：10.1088/1741-4326/ad8013 [在线]。可访问：https://dx.doi.org/ 10.1088/1741-4326/ad8013[26] J. Weiland 和 A. Hirose，“电磁效应和动理学效应对离子温度梯度模的影响”，《核聚变》，第 32 卷，第 1 期，第 151 页，1992 年 1 月。DOI：10.1088/0029- 5515/32/1/I13 [在线]。可访问：https://doi.org/10.1088/0029-5515/32/1/I13[27] A. J. Creely 等，“SPARC托卡马克概述”，《等离子体物理学杂志》，第 86 卷，第 5 期，第 865 860 502 页，2020 年。DOI：10.1017/S0022377820001257