

# 仿星器W7-X中氢同位素对微湍流的影响

秦宇青, 陈艺超, 孙国亚\*

厦门大学物理科学与技术学院, 福建 厦门

收稿日期: 2023年4月13日; 录用日期: 2023年4月25日; 发布日期: 2023年6月2日

## 摘要

阐明氢同位素对微观湍流的影响对提高等离子体约束性能至关重要, 本文使用全局回旋动理学模拟研究了仿星器W7-X中氢同位素对ITG微湍流的影响。线性模拟表明W7-X中氢同位素等离子体ITG微湍流归一化增长率符合回旋玻姆标度的离子质量依赖关系, 即  $\gamma/k_{\perp}^2 \propto m_i^{1/2}$ 。离子质量对ITG模环向耦合谐波数量有明显的影响, 即氢同位素离子质量越重, 其ITG模环向耦合谐波越少。非线性模拟表明带状流可以打散离子温度梯度模模结构, 减小涡流尺寸, 抑制湍流输运, 且氢同位素离子质量越重, 带状流对其湍流的抑制作用越强。

## 关键词

仿星器W7-X, 氢同位素, 离子温度梯度模, 全局回旋动理学模拟

# Effects of Hydrogen Isotope Species on ITG Microturbulence in W7-X

Yuqing Qin, Yichao Chen, Guoya Sun\*

College of Physical Science and Technology, Xiamen University, Xiamen Fujian

Received: Apr. 13<sup>th</sup>, 2023; accepted: Apr. 25<sup>th</sup>, 2023; published: Jun. 2<sup>nd</sup>, 2023

## Abstract

It is important to clarify the effect of hydrogen isotope on microturbulence to improve the confinement performance of plasma. In this paper, the effects of hydrogen isotope species on microturbulence in stellarator W7-X are studied by using global gyrokinetic simulation. The linear simulation shows that the ITG mode normalized growth rate of hydrogen isotope plasma in W7-X conforms to gyro-Bohm scale ion-mass dependence, that is  $\gamma/k_{\perp}^2 \propto m_i^{1/2}$ , the ion mass of hydrogen iso-

\*通讯作者。

tope has an obvious effect on ITG mode toroidal coupled harmonics, that is, the heavier the hydrogen isotope ion mass, the less ITG mode toroidal coupled harmonics. The nonlinear simulation shows that the zonal flow can break up the ion temperature gradient structure, reduce the eddy size, and suppress the turbulent transport. The heavier the ion mass of the hydrogen isotope, the stronger the suppress effect of the zonal flow on turbulence.

## Keywords

Stellarator W7-X, Hydrogen Isotopes, Ion Temperature Gradient Mode, Global Gyrokinetic Simulation

Copyright © 2023 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

## 1. 引言

随着社会的发展和人类生活水平的提高,对能源的需求量逐渐增大,目前现存的化石能源已经不能满足人们对能源的需求量,因此寻找新能源已经成为能源工作的重点。而核聚变能因其产物清洁无污染且燃料储量丰富,被人们认为是最有可能“一劳永逸”解决能源问题的新能源。由于目前的大型核聚变反应堆,如国际热核巨变实验堆(International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER),聚变商业示范堆(Demonstration, DEMO)等的燃烧等离子体都是由氢同位素组成,因此阐明氢同位素对离子温度梯度模(Ion temperature gradient mode, ITG)和捕获电子模(Trapped electron mode, TEM)等微观不稳定性,以及湍流输运和带状流的影响,对提高等离子体约束性能至关重要[1] [2] [3]。

目前在托卡马克(Tokamak)中已经有大量实验表明氢同位素离子质量对微观湍流和能量约束特性有很大的影响[4] [5] [6]。Bustos 等人研究发现,同位素离子质量对托卡马克中 TEM 模的约束有明显的影响,而温度分布对同位素离子效应的影响取决于它们的梯度[7]。在托卡马克中,最近几项关于 ITG-TEM 驱动湍流模拟的研究表明,剪切旋转、快离子压力、电磁波动等现象对同位素离子质量有明显的依赖性[6] [8] [9]。

仿星器(Stellarator)是一个极具吸引力的聚变反应堆概念,它不需要内部的等离子体电流驱动,就可以有效地避免由电流引起的大破裂和电流驱动的不稳定性,从而实现稳态运行。近二十年来,随着仿星器装置设计水平和施工水平的提升,仿星器概念再一次受到了重视,并且从上世纪 90 年代开始,陆续设计建造了一些新的仿星器装置,如 LHD (Large helical device), W7-X (Wendestein 7-X)等[10] [11]。特别是当 2017 年 3 月在 LHD 中首次进行了氘(D)实验之后[12] [13],出现了一系列实验和数值模拟研究了氢同位素对微观不稳定性及湍流输运的影响。比如, Nakata 等人使用 GKV (Gyrokinetic Vlasov)代码研究了 LHD 中氢同位素等离子体对离子尺度和电子尺度的微观不稳定性以及 TEM 驱动的湍流和带状流的影响,发现 ITG 增长率表现出一种类似回旋玻姆标度的离子质量依赖性,TEM 增长率对氢同位素离子质量有较强的依赖性,并且相比于氢(H)等离子体,氘等离子体中的湍流输运水平更低[9] [14]。同时,他们也发现相较于氢等离子体,氘等离子体的离子和电子热扩散系数更低,这表明同位素效应对等离子体输运有显著的影响[15]。Ida 等人发现同位素混合与湍流特性之间存在很强的相关性,并证明了等离子体中非混合剖面的形成以及向同位素混合状态的转变与离子沿抗磁方向传播的湍流水平的增加有关[16] [17]。Kobayashi 等人首次清晰地观察到自组织内部输运垒(Internal transport barrier, ITB)结构中的同位素效应,

发现氘等离子体中的 ITB 强度比氢等离子体中的 ITB 强度更强[18]。

从以上研究中可以发现在 LHD 中, 氢同位素对微不稳定性和湍流运输的研究已经有了很大的进展, 但在 W7-X 中很少有关于氢同位素影响的研究。之前对仿星器中微观不稳定性的非线性回旋动力学模拟都是在通量管和径向局部模区域中进行的[19] [20], 但是通量管模拟不能很好地处理仿星器内部三维磁场引起的多个环向模的耦合, 因此在模拟中使用全局模拟是必要的。近几年, 在托卡马克和仿星器中, GTC (Gyrokinetic toroidal code)代码已经被多次用于微观湍流不稳定性的全局模拟研究, 其准确性已经得到了大量的验证[21] [22] [23]。因此, 本文首次使用全局回旋动力学模拟研究了仿星器 W7-X 中氢同位素对微观湍流不稳定性的影响。在线性模拟中证明了 ITG 模归一化增长率符合回旋玻姆标度的离子质量依赖性, 并且发现通量管模拟和全局模拟在模拟 ITG 增长率时几乎没有差异。非线性模拟中发现带状流对湍流具有抑制作用, 且氢同位素离子质量越重, 带状流对其湍流的抑制越强。

本文组织如下, 第二部分介绍了 W7-X 仿星器三维磁场位型与模拟使用的回旋动力学模型, 第三部分介绍了仿星器 W7-X 中氢同位素对微观湍流不稳定性影响的线性模拟结果, 第四部分介绍了仿星器 W7-X 中氢同位素对微观湍流不稳定性影响的非线性模拟结果, 第五部分为总结。

## 2. 模拟模型与仿星器位型

### 2.1. 模拟模型

在 W7-X 模拟中, 等离子体的微观粒子在相空间中的分布函数满足的回旋动力学方程如下[24]:

$$\frac{d}{dt} f(\mathbf{X}, \mu, v_{\parallel}, t) = \left[ \frac{\partial}{\partial t} + \dot{\mathbf{X}} \cdot \nabla + \dot{v}_{\parallel} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \right] f = 0 \quad (1)$$

其中,

$$\dot{\mathbf{X}} = v_{\parallel} \mathbf{b} + \mathbf{v}_E + \mathbf{v}_d \quad (2)$$

$$\dot{v}_{\parallel} = -\frac{1}{m} \frac{\mathbf{B}^*}{B} \cdot (\mu \nabla B + Z \nabla \phi) \quad (3)$$

$\mathbf{X}$ ,  $\mu$ ,  $v_{\parallel}$  和  $t$  分别为离子回旋中心位置, 磁矩, 平行速度和时间。 $f$  是平衡分布函数,  $m$  是离子质量,  $Z$  为离子电荷。 $\mathbf{v}_E$  和  $\mathbf{v}_d$  分别为  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移速度和磁漂移速度。 $\mathbf{B}$  是平衡磁场,  $\mathbf{B}^* = \mathbf{B} + \frac{B v_{\parallel}}{\Omega} \nabla \times \mathbf{b}$ ,

其中  $\mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{B}$ ,  $\Omega = \frac{Z_e e B}{cm_a}$  是回旋频率。在本文中保留了 ITG 湍流产生的带状流, 忽略了非轴对称系统中与新经典双极相关联的平衡径向电场。

模拟中采用  $\delta f$  方法降低粒子噪声, 提高计算效率[25]。离子回旋中心分布函数  $f = f_0 + \delta f$  可以分为两部分, 第一部分为平衡部分  $f_0$ , 第二部分为扰动部分  $\delta f$ 。式(1)可以简化为  $Lf = 0$ , 其中  $L$  为传播子, 它也可以被分为平衡部分  $L_0$  和扰动部分  $\delta L$  两部分。则式(1)可以表示为

$$(L_0 + \delta L)(f_0 + \delta f) = 0 \quad (4)$$

其中

$$L_0 = \frac{\partial}{\partial t} + (v_{\parallel} \mathbf{b} + \mathbf{v}_d) \cdot \nabla - \frac{1}{m} \frac{\mathbf{B}^*}{B} \cdot (\mu \nabla B) \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \quad (5)$$

$$\delta L = \mathbf{v}_E \cdot \nabla - \frac{1}{m} \frac{\mathbf{B}^*}{B} \cdot Z \nabla \phi \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \quad (6)$$

平衡扰动部分  $f_0$  满足

$$L_0 f_0 = 0 \quad (7)$$

则扰动部分  $\delta f$  满足

$$(L_0 + \delta L) \delta f = -\delta L f_0 \quad (8)$$

定义粒子权重为  $w = \delta f / f$ ，可以得到粒子权重方程

$$\frac{d}{dt} w = (1-w) \left[ -\mathbf{v}_E \cdot \frac{\nabla f_0}{f_0} + \frac{Z}{mf_0} \frac{\mathbf{B}^*}{B} \cdot \nabla \phi \frac{\partial f_0}{\partial v_{\parallel}} \right] \quad (9)$$

要求解式(9)，需要  $f_0$  的解析式，但是新经典解  $f_0$  通常不可用，因此需要数值求解，我们将式(9)中  $f_0$  近似为局部麦克斯韦量。由于新经典项  $\mathbf{v}_d \cdot \nabla f_0$  没有出现在式(9)中，在本工作中不考虑新经典效应。

进一步对粒子扰动分布进行积分，即可得到粒子的扰动密度  $\delta n_{\alpha} = \frac{\pi B_0}{m} \int \delta f_{\alpha} d\mathbf{v}_{\parallel} d\mu$ ，带入泊松方程式(10)求解，即可得到扰动静电势：

$$\frac{4\pi Z_i^2 n_i}{T_i} (\phi - \tilde{\phi}) = 4\pi \sum Z_{\alpha} \delta n_{\alpha} \quad (10)$$

二次回旋平均电势  $\tilde{\phi}$  可以表示为

$$\tilde{\phi} = \int \frac{dZ (\mathbf{X} - \mathbf{x} + \boldsymbol{\rho}) \bar{\phi}(\mathbf{X}, \boldsymbol{\rho}) f_{0s}(Z)}{n_{0s}} \quad (11)$$

回旋平均电势  $\bar{\phi}$  可以表示为

$$\bar{\phi}(\mathbf{X}, \boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{2\pi} \int d\alpha d\mathbf{X} \delta(\mathbf{X} - \mathbf{x} + \boldsymbol{\rho}) \phi(\mathbf{x}) \quad (12)$$

其中  $\boldsymbol{\rho} \equiv -\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{b}_0 / \Omega$  是回旋半径频率。

在 GTC 模拟中，求解场方程与推动粒子都是在 Boozer 磁面坐标系  $(\psi, \theta, \zeta)$  里完成的，平衡磁场满足  $B_0 = \delta \nabla \psi + I \nabla \theta + g \nabla \zeta = q \nabla \psi \times \nabla \theta - \nabla \psi \times \nabla \zeta$ ，在磁面坐标系下粒子的运动方程为[21] [26]

$$\dot{\psi} = \frac{c}{Z} \frac{\partial \epsilon}{\partial B} \left( \frac{I}{D} \frac{\partial B}{\partial \zeta} - \frac{g}{D} \frac{\partial B}{\partial \theta} \right) + \frac{cI}{D} \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} - \frac{cg}{D} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \quad (13)$$

$$\dot{\theta} = \frac{v_{\parallel} B (1 - \rho_c g')}{D} + c \frac{g}{D} \left[ \frac{1}{Z} \frac{\partial \epsilon}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial \psi} + \frac{\partial \phi}{\partial \psi} \right] \quad (14)$$

$$\dot{\zeta} = \frac{v_{\parallel} B (q + \rho_c I')}{D} - c \frac{I}{D} \left[ \frac{1}{Z} \frac{\partial \epsilon}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial \psi} + \frac{\partial \phi}{\partial \psi} \right] \quad (15)$$

$$\dot{\rho}_{\parallel} = -\frac{1 - \rho_c g'}{D} \left[ \frac{1}{Z} \frac{\partial \epsilon}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial \theta} + \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right] - \frac{q + \rho_c I'}{D} \left[ \frac{1}{Z} \frac{\partial \epsilon}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial \zeta} + \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \right] \quad (16)$$

以上各式中， $D = gq + I + \rho_c (gI' - Ig')$ ，极向流和环向流的径向导数分别为  $I' \equiv \frac{dI}{d\psi}$ ， $g' \equiv \frac{dg}{d\psi}$ 。平

行方向正则动量为  $\rho_c \approx \rho_{\parallel}$ ， $\rho_{\parallel} = \frac{v_{\parallel}}{\Omega} = \frac{mc}{ZB} v_{\parallel}$ ， $\frac{\partial \epsilon}{\partial B} = \mu + \frac{Z^2}{mc^2} \rho_{\parallel}^2 B$ 。值得注意的是，以上式子中含  $\phi$  的项为非线性项，只在非线性模拟中添加。

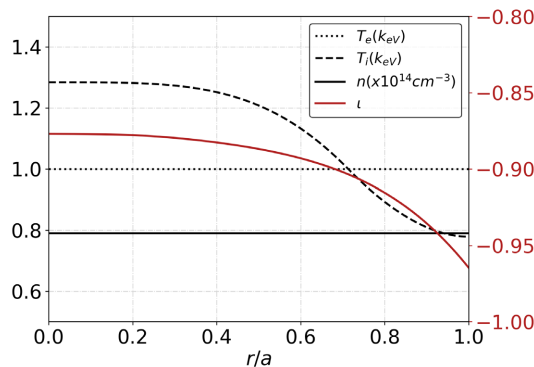
## 2.2. 仿星器位型和模拟设置

在 GTC 中一般采用数值方法构建复杂平衡位形, EFIT, VMEC, M3D-C1 以及 LR\_eqMI 是 GTC 中常用的几种构建平衡位型方法[21] [22] [27]。在本文中采用 VMEC 方法构建仿星器 W7-X 的三维平衡位形。VMEC 方法所需要的平衡数据包括极向电流  $g(\psi)$ , 环向电流  $I(\psi)$ , 和磁场安全因子  $q(\psi)$ , 并且假设磁面是闭合的[22]。平衡磁场与平衡位形可以使用傅里叶级数在极向和环向的离散径向网格上展开, 且在环向上通量等距。然后在二维极向平面上的离散网格点上, 将这些左手坐标系中的三维数据转换为布尔坐标中的傅里叶级数, 转换方式如下:

$$B(\psi, \theta, \zeta) = \sum_n [B_c(\psi, \theta, n) \cos(n\zeta) + B_s(\psi, \theta, n) \sin(n\zeta)] \quad (17)$$

其中,  $\psi$  是 Boozer 坐标系中归一化的极向磁通量,  $\theta$  是极向,  $\zeta$  环向环向角。  $B_c$ ,  $B_s$  分别代表傅里叶余弦级数和正弦级数,  $n$  为环向模数。 Boozer 坐标  $(\psi, \theta, \zeta)$  和柱坐标  $(R, \phi, Z)$  也可以通过类似式(17)的方式进行转换, 其中  $\phi$  是柱坐标中的环面角,  $R$  和  $Z$  是极向平面上的笛卡尔坐标。

仿星器 W7-X 的平衡磁场在环向方向的场周期为 5, 螺旋角  $l=2$ , 这意味着所有的平衡量, 包括磁场强度与度规张量均在沿环向旋转  $0.4\pi$  后保持一致。本文中仿星器 W7-X 平衡磁场位型和等离子体分布参考 Riemann 的文章[28]。图 1 为仿星器 W7-X 中电子温度, 离子温度, 密度以及旋转变换  $\iota$  随径向位置的变化。其中红色实线表示旋转变换  $\iota$ , 它通常用来表示磁场螺距, 且  $\iota$  满足  $\iota=1/q$ ,  $q$  是环形等离子体常用的安全因子, 用于表示磁力线在磁面上单位极向角变化时所对应的环向角变化的比值。W7-X 模拟中设置的径向区间为内边界  $\psi_{inner} = 0.4\psi_w$ , 外边界  $\psi_{outer} = 0.8\psi_w$ 。模拟中诊断磁面的径向位置为  $r/a = 0.71$ , 在诊断磁面处  $q = -1.106$ ,  $\iota = -0.904$ ,  $T_i = 1 \text{ keV}$ ,  $T_e = 1 \text{ keV}$ ,  $T_e/T_i = 1$ ,  $n = 7.9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $R_0/L_{Ti} = 17$ 。模拟中时间步长设置为  $\Delta t = 0.01R_0/C_s$ , 其中  $C_s$  为声速, 定义为  $C_s = \sqrt{T_e/m_i}$ 。在这里需要注意, 模拟中使用的电子模型为绝热电子模型, 离子使用回旋动理学离子, 在本文中主要研究氢(H), 氘(D), 氚(T)三种氢同位素燃烧等离子体对 ITG 模的影响。



**Figure 1.** Radial profiles of equilibrium density, temperatures, and rotation transform  $\iota$

**图 1.** 平衡密度, 温度, 以及旋转变换  $\iota$  的径向分布

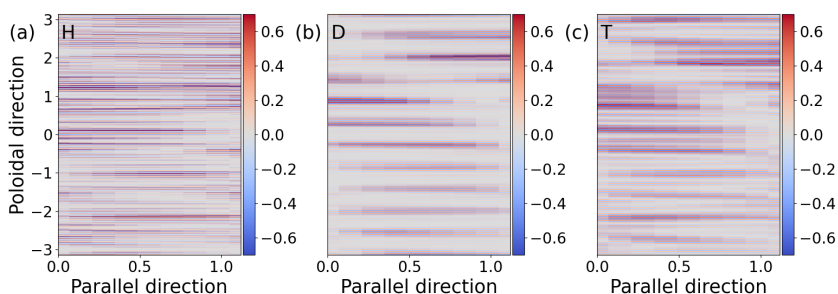
在模拟中, 电子温度, 电子密度, 与离子密度均假设为不随径向位置变化的常量。当离子碰撞到模拟设置的径向边界时, 粒子仍旧被放回模拟区域内, 但其比重被设置为 0, 这样处理可以保证运动离开模拟区域的粒子不会影响泊松方程的求解, 与此同时, 总的粒子数依旧保持守恒。在径向边界处, 离子温度梯度依旧不为 0, 但在径向内边界处都有缓冲区, 可以保证在边界处的扰动电势光滑地降为 0。经数

值收敛测试后，径向网格和极向网格数分别为 110 和 2500，每个网格上的粒子数为 150。

### 3. W7-X 中 ITG 模的线性模拟

仿星器 W7-X 的环向场周期为 5，这意味着在 W7-X 的模拟中存在五个线性本征模组，所对应每个本征模组的环向模数分别为  $n = i + 5k$ ， $k$  是正整数， $i = 0, 1, 2, \dots, 9$ 。每个本征模组由无数个本征模构成，例如，在  $i = 0$  时，第一个本征模组由  $n = 0, 5, 10, 15, 20$  等环向模构成。因为仿星器 W7-X 具有环向周期性，因此为了简便，我们在模拟中只模拟单个环周期，对应的环向角范围为  $\zeta = [0, 2\pi/5]$ 。

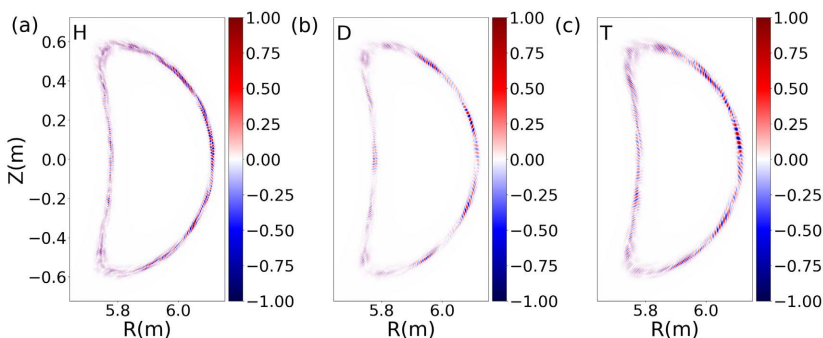
图 2 为 H, D, T 三种情况下，W7-X 中 ITG 模的本征模结构在诊断磁面上的分布。在垂直于磁力线方向，本征模结构存在的区间比较窄，而在平行于磁力线方向，本征模则延展开来。H, D, T 三种情况下在垂直于磁力线方向和平行于磁力线方向的本征模结构存在的区间基本一致。



**Figure 2.** The eigenmode structure of ITG mode in W7-X on the diagnostic magnetic surface for the H (a), D (b), and T (c) plasmas, respectively

图 2. 当燃烧等离子体为 H (a), D (b), T (c) 时，W7-X 中 ITG 模的本征模结构在诊断磁面上的分布

图 3 为 H, D, T 三种情况下，W7-X 中 ITG 模的本征模结构在极向剖面上的分布。可以看出 W7-X 中 ITG 模的极向模结构只存在于较小范围的磁力线上，在极向剖面上的模结构也是由几块分散分布的结构组成，这与 LHD 的模结构有所不同，这样分布的模结构与 W7-X 环向类似磁镜的平衡磁场有关：平衡磁场在环向变化剧烈，这样会导致更多的环向模耦合在一起形成了本征模结构。同时还可以发现，ITG 模结构对同位素离子质量有显著的依赖性，即氢同位素离子质量越大，ITG 模结构的丝越宽，这主要是由于氢同位素离子质量越大，其极向波长越长造成的。



**Figure 3.** The eigenmode structure of ITG mode in W7-X on the  $\zeta = 0$  poloidal plane for the H (a), D (b), T (c) plasmas, respectively

图 3. 当燃烧等离子体为 H (a), D (b), T (c) 时，W7-X 中 ITG 模的本征模结构在环向角  $\zeta = 0$  处极向剖面上的分布

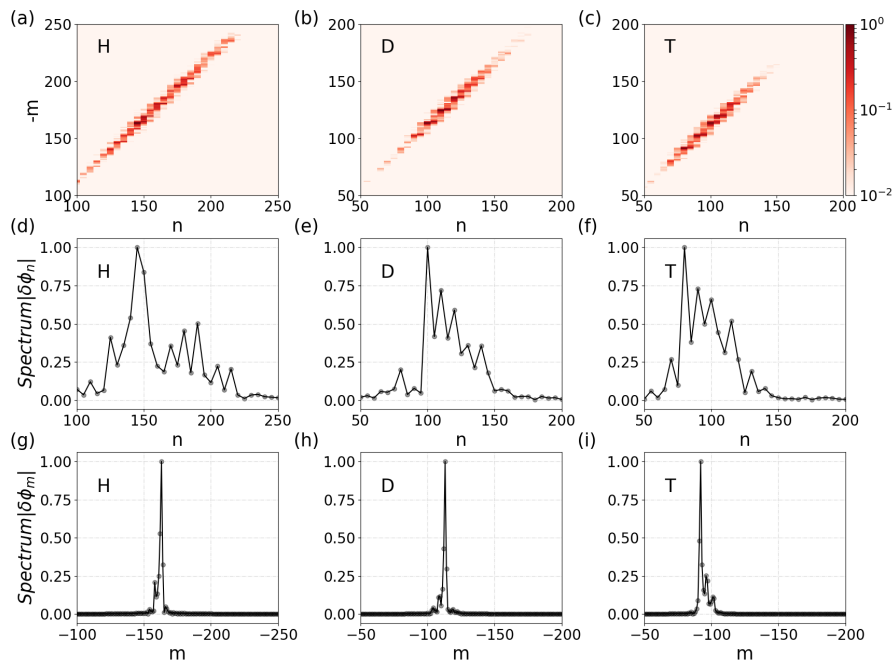


为了更准确的分析 W7-X 中氢同位素对 ITG 模结构的影响, 对图 2 中 ITG 模在诊断磁面上的本征模结构进行二维傅里叶变换, 变换公式如下:

$$\delta\phi(\psi_d, \theta, \zeta) = \sum_{n,m} \delta\phi_{nm}(\psi_d) e^{i(m\theta - n\zeta)} \quad (18)$$

可以得到诊断磁面上与环向模数和极向模数相关的二维谱分布。

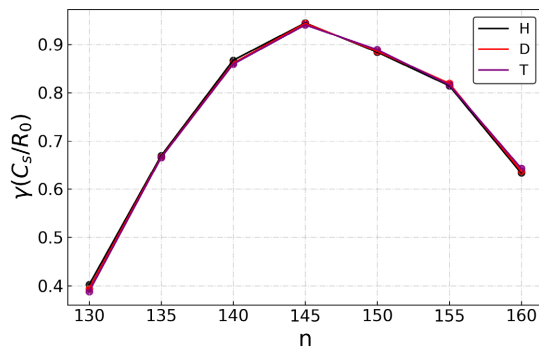
图 4 为 H, D, T 三种等离子体情况下, W7-X 中 ITG 模的本征模结构在诊断磁面上的二维谱, 环向谱以及极向谱分布。从图中可以看出, H, D, T 等离子体的最不稳定的环向谐波分别为  $n=145$ ,  $n=100$ , 和  $n=85$ , 对应最不稳定的环向谐波, 最不稳定的极向谐波分别为  $m=-160$ ,  $m=-110$ ,  $m=-94$ , 可以发现对于 H, D, T 等离子体, 最不稳定的环向谐波  $n$  与其对应的最不稳定的极向谐波  $m$  的比值均近似等于  $t=-0.904$ , 即  $n/m=t$ 。另外, 我们可以发现, H 等离子体的不稳定环向谐波范围为 [100, 200], 而 D, T 等离子体的不稳定的环向谐波范围分别为 [60, 170], [50, 150], 这说明 ITG 模环向耦合谐波的范围对氢同位素离子质量有明显的依赖关系, 即氢同位素离子质量越重, 其 ITG 模环向耦合谐波越多。



**Figure 4.** 2D spectrum  $\delta\phi_{nm}$ , toroidal spectrum  $\delta\phi_n$ , and poloidal spectrum  $\delta\phi_m$  on the diagnosed flux surface of ITG eigenmode, for H(a, d, g), D (b, e, h), and T (c, f, i) plasmas in the W7-X, respectively

**图 4.** 当燃烧等离子体为 H (a, d, g), D (b, e, h), T (c, f, i) 时, W7-X 中 ITG 模的模结构在诊断磁面上的二维谱分布  $\delta\phi_{nm}$ , 环向谱分布  $\delta\phi_n$ , 极向谱分布  $\delta\phi_m$

图 5 为 H, D, T 三种等离子体情况下, ITG 模的归一化增长率  $\gamma$  随环向谐波  $n$  的变化, 需要注意的是在这里对增长率  $\gamma$  和环向谐波  $n$  进行归一化时, 使用的是每种同位素物种的离子质量, 从图中可以看出, 随环向谐波  $n$  的变化, 三种等离子体的 ITG 模的归一化增长率  $\gamma$  分布几乎完全相同, 这符合回旋玻姆标度的离子质量依赖关系, 即  $\gamma/k_{\perp}^2 \propto m_i^{1/2}$ 。这与在通量管区域中的模拟结果基本一致, 我们使用径向全局模拟再一次证明了 ITG 模归一化增长率类似回旋玻姆标度的离子质量依赖性, 并且发现通量管模拟和径向全局模拟在模拟 ITG 增长率时几乎没有差异。

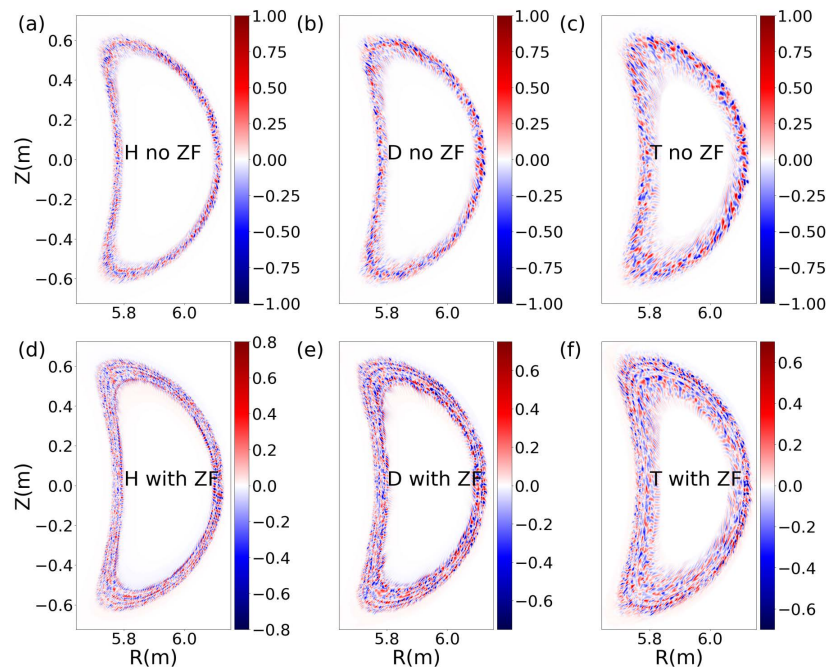


**Figure 5.** The normalized growth rate  $\gamma$  of ITG mode as a function of toroidal harmonics  $n$ , for the H, D, and T plasmas in the LHD, respectively  
**图 5.** 当燃烧等离子体为 H, D, T 时, ITG 模的归一化增长率  $\gamma$  随环向谐波  $n$  的变化

#### 4. W7-X 中 ITG 模的非线性模拟

在非线性模拟中, 使用与线性模拟相同的平衡位形, 与等离子体剖面, 但在非线性模拟中需在粒子导心运动方程中加入非线性项。其次为了降低粒子噪声, 在非线性模拟中, 每个格点上的粒子数增加到 200, 时间步长与其他格点数和线性模拟一致。非线性模拟中依旧只模拟单个环周期, 对应的环向角范围为  $\zeta = [0, 2\pi/5]$ 。

图 6 给出了 H, D, T 三种等离子体情况下, 仿星器 W7-X 中 ITG 模保留与抑制带状流时 ITG 模的本征模结构在极向剖面上的分布, 右侧彩条代表扰动电势强度。将图 3 和图 6 比较可以发现, 非线性阶

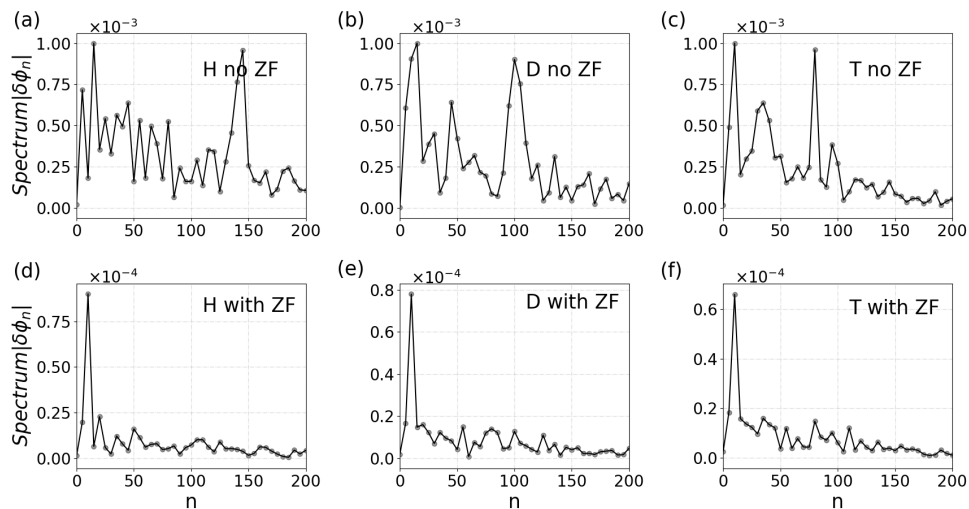


**Figure 6.** The eigenmode structure of ITG mode on the  $\zeta=0$  poloidal plane, without and with the zonal flow, for the H (a, d), D (b, e), T (c, f) plasmas in W7-X, respectively  
**图 6.** 当燃烧等离子体为 H (a, d), D (b, e), T (c, f) 时, W7-X 中抑制和保留带状流时 ITG 模的本征模结构在环向角  $\zeta=0$  处极向剖面上的分布



段抑制带状流时, ITG 模的本征模结构比线性阶段 ITG 模的本征模结构更宽, 这主要是由于湍流先经过一段线性增长才达到非线性稳定的饱和阶段, 而这段时间里湍流在不断地传播与扩散。将图 6 第一行与第二行比较可以发现, 相比与抑制带状流, 保留带状流时 ITG 模的本征模结构更宽, 这主要是由于在非非线性阶段并且保留带状流时, ITG 模的本征模结构的径向分布被带状流切断, 径向相关长度变短导致的。比较图 6 第一行, 即抑制带状流时三种等离子体情况下的 ITG 模的扰动电势强度, 发现他们的 ITG 模的扰动电势强度基本相同。但比较图 6 第二行, 保留带状流时三种等离子体情况下的扰动电势强度, 可以发现氢同位素离子质量较重时, 其 ITG 模扰动电势强度较小, 即 W7-X 中保留带状流时, ITG 模扰动电势强度对氢同位素离子质量具有明显的依赖性。另外我们也可以发现, 不管是保留还是抑制带状流时, ITG 模的本征模结构在较重氢同位素离子质量情况下都会更宽。

图 7 为 H, D, T 三种等离子体情况下, 仿星器 W7-X 中保留与抑制带状流时, ITG 模模结构在诊断磁面上的环向谱分布, 纵坐标为环向谱分布扰动电势的强度。比较图 4 和图 7 可以发现, 相比于线性阶段, 非线性阶段最不稳定的环向模耦合的谐波更多, 即对应的环向不稳定范围更大。同时, 在非非线性阶段, W7-X 中环向模的谱分布存在着逆级联现象(inverse cascade), 即在线性阶段占主导地位的高环向模数与高极向模数的能量将在非线性阶段流入低环向模数。但是相比于仿星器 LHD, W7-X 中带状流的存在对逆级联的影响有所不同。在 LHD 中保留与抑制带状流时, 环向谱分布既包含线性阶段占主导地位的高环向模, 也包含着非线性阶段由逆级联产生的低环向模数。但在 W7-X 中, 抑制带状流时与 LHD 相似, 环向谱分布即包含线性阶段占主导的高环向模数, 又包含非线性阶段产生的低环向模数, 不同的是, 在 W7-X 中保留带状流时, 环向谱分布只包含着非线性阶段产生的低环向模数, 高环向模扰动电势强度极低, 这是仿星器 W7-X 的一个新的物理特性, 产生这种现象的主要原因是 W7-X 中带状流在三维平衡磁场作用下通过线性耦合进一步提高了低环向模的幅度。比较图 7 第一行和第二行可以发现在 H, D, T 三种等离子体情况下, 保留带状流时 ITG 模扰动电势强度都比抑制带状流时扰动电势强度更小, 这说明带状流对湍流具有抑制作用。而分别比较图 7 第一行和第二行可以发现, 抑制带状流时, H, D, T 三种等离子体情况下, 扰动电势强度基本相同, 而保留带状流时, H, D, T 三种等离子体情况下, 扰动电势强



**Figure 7.** Toroidal spectrum  $\delta\phi_n$  on the diagnosed flux surface of ITG eigenmode, without and with the zonal flow, for H (a, d), D (b, e), and T (c, f) plasmas in the W7-X, respectively

**图 7.** 当燃烧等离子体为 H (a, d), D (b, e), T (c, f) 时, W7-X 中抑制和保留带状流时 ITG 模的模结构在诊断磁面上的环向谱分布  $\delta\phi_n$

度有很大差异, 即氢同位素离子质量越重, 其扰动电势强度越小, 这主要是由于当氢同位素离子质量较重时, 带状流对湍流的抑制越强而导致的, 此结果与图 6 结果一致。

## 5. 总结

本文首次使用全局回旋动理学模拟研究了仿星器 W7-X 中氢同位素对 ITG 微观湍流不稳定性的影响。线性模拟表明, W7-X 中 ITG 模的本征模结构在垂直于磁力线方向, 本征模结构存在的区间比较窄, 而在平行于磁力线方向, 本征模则延展开来。H, D, T 三种情况下在垂直于磁力线方向和平行于磁力线方向的本征模结构存在的区间基本一致, 但 ITG 模结构的丝对氢同位素质量明显的依赖性。其次氢同位素离子质量越重, 其 ITG 模耦合的环向谐波越少。同时我们使用全局回旋动理学模拟再一次证明了 ITG 模归一化增长率符合回旋玻璃姆标度的离子质量依赖关系, 并且发现通量管模拟和径向全局模拟在模拟 ITG 增长率时几乎没有差异。非线性模拟表明保留和抑制带状流时, ITG 模的本征模结构在较重氢同位素离子质量情况下都会更宽, 且三种等离子体情况下, ITG 模扰动电势强度在抑制带状流时基本相同, 在保留带状流时较重氢同位素离子, ITG 模扰动电势强度会更小, 表明带状流对湍流具有抑制作用, 且氢同位素离子质量越重, 对其湍流的抑制越强。

阐明氢同位素对微观湍流的影响对提高等离子体约束性能至关重要, 本文主要阐明了 W7-X 仿星器中氢同位素对 ITG 微观湍流的影响, 这是我们研究聚变装置中同位素效应这个关键物理问题迈出的第一步, 之后我们将进一步研究氢同位素对捕获电子模和电子温度梯度模微观湍流的影响。

## 致 谢

感谢美国加州大学林志宏教授以及 GTC 小组给予的帮助与支持。

## 参考文献

- [1] Urano, H. and Narita, E. (2021) Review of Hydrogen Isotope Effects on H-Mode Confinement in JT-60U. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **63**, Article ID: 084003. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac048c>
- [2] Yamada, H., Tanaka, K., Seki, R., *et al.* (2019) Isotope Effect on Energy Confinement Time and Thermal Transport in Neutral-Beam-Heated Stellarator-Heliotron Plasmas. *Physical Review Letters*, **123**, Article ID: 185001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.185001>
- [3] Biel, W., Albanese, R., Ambrosino, R., *et al.* (2019) Diagnostics for Plasma Control—From ITER to DEMO. *Fusion Engineering and Design*, **146**, 465-472. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.12.092>
- [4] Cordey, J.G., Balet, B., Barlett, D.V., *et al.* (1999) Plasma Confinement in JET H Mode Plasmas with H, D, DT and T Isotopes. *Nuclear Fusion*, **39**, 301-308. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/3/301>
- [5] Bonanomi, N., Casiraghi, I., Mantica, P., *et al.* (2019) Role of Fast ion Pressure in the Isotope Effect in JET L-Mode Plasmas. *Nuclear Fusion*, **59**, Article ID: 096030. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab2d4f>
- [6] Garcia, J., Gorler, T., Jenko, F., *et al.* (2017) Gyrokinetic Nonlinear Isotope Effects in Tokamak Plasmas. *Nuclear Fusion*, **57**, Article ID: 014007. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/57/1/014007>
- [7] Bustos, A., Navarro, A.B., Gorler, T., *et al.* (2015) Microturbulence Study of the Isotope Effect. *Physics of Plasmas*, **22**, Article ID: 012305. <https://doi.org/10.1063/1.4905637>
- [8] Lee, W.W. and Santoro, R.A. (1997) Gyrokinetic Simulation of Isotope Effects in Tokamak Plasmas. *Physics of Plasmas*, **4**, 169-173. <https://doi.org/10.1063/1.872128>
- [9] Nakata, M., Nunami, M., Sugama, H., *et al.* (2017) Isotope Effects on Trapped-Electron-Mode Driven Turbulence and Zonal Flows in Helical and Tokamak Plasmas. *Physical Review Letters*, **118**, Article ID: 165002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.165002>
- [10] Landreman, M. and Paul, E. (2022) Magnetic Fields with Precise Quasisymmetry for Plasma Confinement. *Physical Review Letters*, **128**, Article ID: 035001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.035001>
- [11] Wechsung, F., Landreman, M., Giuliani, A., *et al.* (2022) Precise Stellarator Quasi-Symmetry Can Be Achieved with Electromagnetic Coils. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, **119**,

- e2202084119. <https://doi.org/10.1073/pnas.2202084119>
- [12] Takeiri, Y. (2018) The Large Helical Device: Entering Deuterium Experiment Phase toward Steady-State Helical Fusion Reactor Based on Achievements in Hydrogen Experiment Phase. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **46**, 2348-2353. <https://doi.org/10.1109/TPS.2017.2784380>
- [13] Osakabe, M., Isobe, M., Tanaka, M., *et al.* (2018) Preparation and Commissioning for the LHD Deuterium Experiment. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **46**, 2324-2331. <https://doi.org/10.1109/TPS.2018.2825423>
- [14] Nakata, M., Nunami, M., Sugama, H., *et al.* (2016) Impact of Hydrogen Isotope Species on Microinstabilities in Helical Plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **58**, Article ID: 074008. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/7/074008>
- [15] Nakata, M., Nagaoka, K., Tanaka, K., *et al.* (2019) Gyrokinetic Microinstability Analysis of High- $T_i$  and High- $T_e$  Isotope Plasmas in Large Helical Device. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **61**, Article ID: 014016. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aadd6a>
- [16] Ida, K., Nakata, M., Tanaka, K., *et al.* (2020) Transition between Isotope-Mixing and Nonmixing States in Hydrogen-Deuterium Mixture Plasmas. *Physical Review Letters*, **124**, Article ID: 025002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.025002>
- [17] Ida, K., Yoshinuma, M., Tanaka, K., *et al.* (2021) Characteristics of Plasma Parameters and Turbulence in the Isotope-Mixing and the Non-Mixing States in Hydrogen-Deuterium Mixture Plasmas in the Large Helical Device. *Nuclear Fusion*, **61**, Article ID: 016012. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abbf62>
- [18] Kobayashi, T., Takahashi, H., Nagaoka, K., *et al.* (2019) Isotope Effects in Self-Organization of Internal Transport Barrier and Concomitant Edge Confinement Degradation in Steady-State LHD Plasmas. *Scientific Reports*, **9**, Article No. 15913. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-52271-w>
- [19] Nunami, M., Nakata, M., Toda, S., *et al.* (2020) Gyrokinetic Simulations for Turbulent Transport of Multi-Ion-Species Plasmas in Helical Systems. *Physics of Plasmas*, **27**, Article ID: 052501. <https://doi.org/10.1063/1.5142405>
- [20] Garcia-Regana, J.M., Barnes, M., Calvo, I., *et al.* (2021) Turbulent Impurity Transport Simulations in Wendelstein 7-X Plasmas. *Journal of Plasma Physics*, **87**, Article ID: 855870103. <https://doi.org/10.1017/S0022377820001543>
- [21] Wang, H.Y., Holod, I., Lin, Z., *et al.* (2020) Global Gyrokinetic Particle Simulations of Microturbulence in W7-X and LHD Stellarators. *Physics of Plasmas*, **27**, Article ID: 082305. <https://doi.org/10.1063/5.0014198>
- [22] Fu, J.Y., Nicolau, J.H., Liu, P.F., *et al.* (2021) Global Gyrokinetic Simulation of Neoclassical Ambipolar Electric Field and Its Effects on Microturbulence in W7-X Stellarator. *Physics of Plasmas*, **28**, Article ID: 062309. <https://doi.org/10.1063/5.0047291>
- [23] Fang, K.S. and Lin, Z. (2019) Global Gyrokinetic Simulation of Microturbulence with Kinetic Electrons in the Presence of Magnetic Island in Tokamak. *Physics of Plasmas*, **26**, Article ID: 052510. <https://doi.org/10.1063/1.5096962>
- [24] Lee, W.W. (1987) Gyrokinetic Particle Simulation Model. *Journal of Computational Physics*, **72**, 243-269. [https://doi.org/10.1016/0021-9991\(87\)90080-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(87)90080-5)
- [25] Parker, S.E. and Lee, W.W. (1993) A Fully Nonlinear Characteristic Method for Gyrokinetic Simulation. *Physics of Fluids B—Plasma Physics*, **5**, 77-86. <https://doi.org/10.1063/1.860870>
- [26] Holod, I., Zhang, W.L., Xiao, Y., *et al.* (2009) Electromagnetic Formulation of Global Gyrokinetic Particle Simulation in Toroidal Geometry. *Physics of Plasmas*, **16**, Article ID: 122307. <https://doi.org/10.1063/1.3273070>
- [27] Spong, D.A., Holod, I., Todo, Y., *et al.* (2017) Global Linear Gyrokinetic Simulation of Energetic Particle-Driven Instabilities in the LHD Stellarator. *Nuclear Fusion*, **57**, Article ID: 086018. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7601>
- [28] Riemann, J., Kleiber, R. and Borchardt, M. (2016) Effects of Radial Electric Fields on Linear ITG Instabilities in W7-X and LHD. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **58**, Article ID: 074001. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/58/7/074001>