doi:10.3969/j. issn. 1672 – 4348. 2015. 01. 015

压缩性高 n 气球模有限拉莫尔半径磁流体理论

蒋海斌

(福建工程学院 数理系, 福建 福州 350118)

摘要: 基于有限拉莫半径磁流体理论(FLR – MHD)模型,采用 WKB 多重尺度分析方法详细推导一组可用于研究托卡马克等离子体中高 n 气球模的方程组。在忽略有限拉莫尔半径效应和流体的可压缩后该方程可以回到传统理想气球模方程。该气球模本征方程组可用于研究带流体的压缩性对有限拉莫尔半径修正的高 n 气球模的影响。

关键词: 气球模; 有限拉莫尔半径效应; 回旋粘滞

中图分类号: O534.2　　**文献标志码:** A　　**文章编号:** 1672 – 4348(2015)01 – 0074 – 05

Finite Larmor radius magnetohydrodynamic analysis of the compressive high n ballooning mode

Jiang Haibin

(Mathematics and Physics Department, Fujian University of Technology, Fuzhou 350118, China)

Abstract: Based on the theory on finite Larmor radius magnetohydrodynamics(FLR – MHD), a set of 6 equations describing the behaviour of high n ballooning modes in Tokamak is derived by using WKB multi-scale analysis method. The equations can be reduced to the ideal ballooning mode equation when the FLR effect and compressibility of a fluid is neglected. The results indicate that the present ballooning mode equations can be used to analyse the finite Larmor radius effects (gyroviscosity) on compressive high n ballooning modes.

Keywords: ballooning mode; finite Larmor radius effect; gyroviscosity

众所周知,托卡马克等离子体中气球模的发展严重限制了等离子体的比压值 β,而这也关系到托卡马克装置将来能否建立一个经济性能良好的聚变反应堆。因此,它无可争议地成为了托卡马克等离子体中一个非常重要的研究课题。而与之相关的理论研究和实验模拟也从未中断过[1-2]。研究气球模,人们几乎都冲着一个相同的目的,即寻求气球模是如何限制托卡马克实现高 β 运行的。为此,人们基于理想气球模理论,展开了大量的数值计算。这些数值计算都是假定平行电场扰动 $\delta E_{\parallel} = i$[3]。然而,在高环向模数(n) 极限条件下(如高 n 气球模),平行电场扰动 $\delta E_{\parallel}$ 将变得十分重要。基于这样的考虑,人们都认为完全有必要研究一下高 n 气球模在考虑了一些动理学效应之后(如有限拉莫半径效应(FLR)、朗道共振(Landau resonances)、捕获粒子(trapped particles)等),等离子体的临界比压 β_0 是否会发生改变。因为一旦考虑了这些动力学效应之后,平行电场扰动 $\delta E_{\parallel}$ 就必须考虑在内。

研究托卡马克等离子体的动理学效应(kinetic effect)时,一般采用漂移动理学(drift-kinetics)[4-8]和回旋动理学(gyro-kinetics)[9-12]理论。

收稿日期: 2014 – 12 – 16
基金项目: 福建省科技厅自然科学基金(2012J05001);福建工程学院科研启动基金项目(GY – Z11044)
作者简介: 蒋海斌(1978 –),男(汉),福建武夷山人,讲师,博士,主要从事聚变磁约束等离子体物理研究。

然而，托卡马克的磁场位型十分复杂，而上述的动理学方法在使用时就显得相当麻烦。因此，就有很多人试着使用更为简单的 MHD 理论去研究那些单一的动理学效应。比如我们所感兴趣的"有限拉莫半径（FLR）效应"。20 世纪 60 年代，Roberts[13] 等人与 Braginskii[14] 通过在运动方程中增加一个各项异性的离子粘滞张量（anisotropic ion stress tensor），把 FLR 这种动理学效应引入 MHD 方程中。之后，这套理论就被称为有限拉莫半径磁流体动力学（FLR-MHD）理论[15]。到目前为止，我们已经看到，FLR-MHD 理论已经在与 Z-pinch 相关的理论研究中大量被使用[15-19]。如 1996 年，Huba[18] 就用该理论在一个二维等离子体位型中研究了 Rayleigh-Taylor 不稳定性。邱孝明[17,19] 等人也使用 FLR-MHD 理论在 Z-pinch 等离子体中研究了 Rayleigh-Taylor 不稳定性。本研究将以有限拉莫半径磁流体力学（FLR - MHD）理论为基本模型，根据 WKB[20] 分析方法详细推导一组包含有限拉莫尔半径效应可压缩性高 n 气球模本征方程，用于研究流体的可压缩性对有限拉莫尔半径效应修正的气球模本征值和本征函数的影响。

1　FLR-MHD 理论模型

有限拉摩尔半径效应的磁流体方程组（FLR - MHD）包含如下几个方程：

连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \boldsymbol{V}\cdot\nabla\rho + \rho\nabla\cdot\boldsymbol{V} = 0 \tag{1}$$

运动方程

$$\rho\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{V} + \rho\left(\boldsymbol{V}\cdot\nabla\right)\boldsymbol{V} = -\nabla p + \left(\nabla\times\boldsymbol{B}\right)\times\boldsymbol{B} + \eta_1\boldsymbol{b}\times\nabla_\perp^2\boldsymbol{V} \tag{2}$$

能量方程

$$\frac{\partial}{\partial t}p + \boldsymbol{V}\cdot\nabla p + p\nabla\cdot\boldsymbol{V} = 0 \tag{3}$$

磁场扩散方程

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{B} = \nabla\times\left(\boldsymbol{V}\times\boldsymbol{B}\right) \tag{4}$$

无磁单极子磁场方程

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B} = 0 \tag{5}$$

(1) ~ (5) 方程中，ρ 表示流体的密度；p 表示标量压强；$\boldsymbol{V}$ 表示流体的速度；$\boldsymbol{B}$ 表示磁场强度；η_1 表示回旋粘滞系数；$\boldsymbol{b}$ 表示磁力线方向单位矢量。为了得到方程(4)，忽略了欧姆定律中的电子压强梯度和霍尔电流效应：

$$\boldsymbol{E} + \boldsymbol{V}\times\boldsymbol{B} = 0 \tag{6}$$

2　方程的线性化

将所有的物理量写成平衡量和扰动量之和。

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \tag{7}$$

$$\boldsymbol{V} = \boldsymbol{V}_0 + \boldsymbol{V}_1 \tag{8}$$

$$p = o_1 + p_1 \tag{9}$$

$$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_0 + \boldsymbol{B}_1 \tag{10}$$

下标"0"表示平衡（无扰动）时的物理量，下标"1"表示一级扰动量（以下相同）。本文考虑的是静态平衡的情况，因此表示平衡速度的 $\boldsymbol{V}_0 = 0$。把(7) ~ (10)带入方程(1) ~ (4)中，在略去高阶扰动项之后，得到一阶扰动方程：

连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_1 = -\boldsymbol{V}_1\cdot\nabla\rho_0 - \rho_0\nabla\cdot\boldsymbol{V}_1 \tag{11}$$

运动方程

$$\rho\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{V}_1 = \left(\nabla\times\boldsymbol{B}_0\right)\times\boldsymbol{B}_1 + \left(\nabla\times\boldsymbol{B}_1\right)\times\boldsymbol{B}_0 - \nabla p_1 + \eta_1\boldsymbol{b}_0\times\nabla_\perp^2\times\nabla_\perp^2\boldsymbol{V}_1 \tag{12}$$

能量方程

$$\frac{\partial}{\partial t}p_1 = -\boldsymbol{V}_1\cdot\nabla p_0 - p_0\nabla\cdot\boldsymbol{V}_1 \tag{13}$$

磁场扩散方程

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{B}_1 = \nabla\times\left(\boldsymbol{V}_1\times\boldsymbol{B}_0\right) \tag{14}$$

无磁单极子磁场方程

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B}_1 = 0 \tag{15}$$

把所有扰动量写成程函表达式：

$$\rho_1 = \hat{\rho}_1\exp(-i\omega t + inS) \tag{16}$$

$$\boldsymbol{V}_1 = \hat{\boldsymbol{V}}_1\exp(-i\omega t + inS) \tag{17}$$

$$\boldsymbol{p}_1 = \hat{\boldsymbol{p}}_1\exp(-i\omega t + inS) \tag{18}$$

$$\boldsymbol{B}_1 = \hat{\boldsymbol{B}}_1\exp(-i\omega t + inS) \tag{19}$$

其中，$\hat{\rho}_1$ 是密度扰动的振幅（慢变函数）；$\hat{\boldsymbol{V}}_1$ 是扰动速度的振幅；$\hat{\boldsymbol{p}}_1$ 是压强扰动的振幅；$\hat{\boldsymbol{B}}_1$ 是磁场扰动的振幅；S 是程函；w 是本征值；n 是环向模数。

3　量级展开

根据 WKB 的分析方法，把环向模数 n 的倒数

设为小量 $\varepsilon = 1/n$,扰动量 $\hat{A}_1$ 便可以按照这个小量分级展开,令:

$$\hat{A}_1 = \hat{A}_1^{(0)} + \frac{1}{n}\hat{A}_1^{(1)} + \cdots \tag{20}$$

式中,$\hat{A}_1$ 代表 $\hat{\rho}_1$,$\hat{\boldsymbol{V}}_1$,$\hat{p}_1$ 和 $\hat{\boldsymbol{B}}_1$,扰动量 $\hat{A}_1^{(m)}$ 的上标 $m(m = 0,1,\cdots)$ 代表阶数。利用(20),把(16)~(19)带入(11)~(15),并按照阶数整理:

$O\left(\varepsilon^{-1}\right)$ 阶

从连续性方程(11)和能量方程(13)的 $O\left(\varepsilon^{-1}\right)$ 阶,可得:

$$\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} \cdot \nabla S = 0 \tag{21}$$

从磁扩散方程(14)的 $O\left(\varepsilon^{-1}\right)$ 阶,可得:

$$\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla S = 0 \tag{22}$$

从无磁单极子磁场方程(15)的 $O\left(\varepsilon^{-1}\right)$ 阶,可得:

$$\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)} \cdot \nabla S = 0 \tag{23}$$

从运动方程(12)的 $O\left(\varepsilon^{-1}\right)$ 阶,可得:

$$\boldsymbol{B}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)} + \hat{\boldsymbol{p}}_1^{(0)} + \boldsymbol{\eta}_1 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} \cdot \left(\boldsymbol{b}_0 \times \nabla S\right) = 0 \tag{24}$$

$O\left(\varepsilon^{0}\right)$ 阶

从连续性方程(11)的 $O\left(\varepsilon^{0}\right)$ 阶,可得:

$$\hat{\rho}_1^{(0)}(-iw) = -\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} \cdot \nabla\rho_0 - \rho_0\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - (in)\rho_0 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} \cdot \nabla S \tag{25}$$

从能量方程(13)的 $O\left(\varepsilon^{0}\right)$ 阶,可得:

$$\hat{p}_1^{(0)}(-iw) = -\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} \cdot \nabla p_0 - p_0\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - (in)p_0 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} \cdot \nabla S \tag{26}$$

从磁扩散方程(14)的 $O\left(\varepsilon^{0}\right)$ 阶,可得:

$$\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)}(-iw) = \left(\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla\right)\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - (\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} \cdot \nabla)\boldsymbol{B}_0 - \boldsymbol{B}_0\left[\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - (in)\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} \cdot \nabla S\right] \tag{27}$$

从运动方程(12)的 $O\left(\varepsilon^{0}\right)$ 阶,可得:

$$\rho_0 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)}(-iw) = -\nabla\hat{p}_1^{(0)} - \nabla\left(\boldsymbol{B}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)}\right) - i\left(\hat{p}_1^{(1)} + \boldsymbol{B}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{B}}_1^{(1)}\right)\nabla S + \left(\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla\right)\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)} + \left(\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)} \cdot \nabla\right)\boldsymbol{B}_0 - (in)\boldsymbol{\eta}_1\boldsymbol{b}_0 \times \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)}\nabla_\perp^2 S - n\boldsymbol{\eta}_1\boldsymbol{b}_0 \times \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)}\left|\nabla S\right|^2 \tag{28}$$

在对上述方程的量级分析时,为了使方程满足有非零解,假定回旋粘滞系数 $\boldsymbol{\eta}_1 \sim O\left(\varepsilon^{1}\right)$。

4 气球模方程组

重新定义一个三维坐标系 $\left(\boldsymbol{B}_0, \nabla S, \boldsymbol{B}_0 \times \nabla S\right)$[21-22],依据关系式(21)和(23),可看到最低阶扰动速度 $\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)}$ 和扰动磁场 $\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)}$ 都没有 ∇S 方向的分量,假设:

$$\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} = \hat{V}_\parallel \frac{\boldsymbol{B}_0}{B_0} + \hat{V}_\perp \frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S}{B_0^2} \tag{29}$$

$$\hat{\boldsymbol{B}}_1^{(0)} = \hat{D}_\parallel \frac{\boldsymbol{B}_0}{B_0} + \hat{D}_\perp \frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S}{|\nabla S|^2} \tag{30}$$

把(29)和(30)代入方程(25)~(28),得:

$$\hat{\rho}_1^{(0)}(-iw) = -\hat{V}_\perp^{(0)}\frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S}{B_0^2} \cdot \nabla\rho_0 - \hat{V}_\parallel^{(0)}\frac{\boldsymbol{B}_0}{B_0} \cdot \nabla\rho_0 - \rho_0\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - i\rho_0 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} \cdot \nabla S \tag{31}$$

$$\hat{p}_1^{(0)}(-iw) = -\hat{V}_\perp^{(0)}\frac{\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S}{B_0^2} \cdot \nabla p_0 - p_0\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} - ip_0 \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} \cdot \nabla S \tag{32}$$

再把方程(27)和(28)分别朝 $\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S$ 方向投影,得:

$$\hat{D}_\perp^{(0)}(-iw) = \frac{\left|\nabla S\right|^2}{B_0^2}\left(\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla\right)\hat{V}_\perp^{(0)} \tag{33}$$

$$\hat{V}_\perp^{(0)}(-iw) = \frac{B_0^2\left(\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla\right)}{\rho_0\left|\nabla S\right|^2}\hat{D}_\perp^{(0)} - \frac{2\left(\boldsymbol{B}_0 \times \nabla S \cdot \boldsymbol{k}\right)}{\rho_0\left|\nabla S\right|^2}B_0\hat{D}_\parallel - (in)\frac{\boldsymbol{\eta}_1}{\rho_0}B\left|\nabla S\right|^2\left(\nabla_\perp \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} + i\nabla S \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)}\right) \tag{34}$$

最后,把运动方程(28)朝 $\boldsymbol{B}_0$ 方向投影,得:

$$\rho_0\hat{V}_\parallel^{(0)}(-iw) = \frac{\hat{D}_\perp^{(0)}\left|B_0\right|}{|\nabla S|^2}\nabla \times \boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla S \tag{35}$$

在方程(32)的推导过程中,利用压强沿着磁力线梯度为零特性

$$\boldsymbol{B}_0 \cdot \nabla p_0 = 0 \tag{36}$$

此时,可以看出在方程(31)、(32)和方程(34)中的高阶项 $\hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)}$ 就无法消去,必须再引入一个 $O(\varepsilon^0)$ 阶方程,本文取的是磁场扩散方程(27)的平行分量:

$$\nabla_\perp \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(0)} + i\nabla S \cdot \hat{\boldsymbol{V}}_1^{(1)} =$$

$$-\frac{1}{B_0^2}\hat{D}_{\parallel}B_0(-iw)+\hat{V}_{\perp}\frac{B_0^2}{B_0^2}\left(\nabla\cdot\frac{\boldsymbol{B}_0\times\nabla S}{B_0^2}\right) \tag{37}$$

把(37)代入(31)、(32)和(34)中,整理得到可压缩性等离子体 FLR－气球模方程组:

$$\hat{\rho}_1^{(0)}(-iw)=-\hat{V}_{\perp}^{(0)}\frac{\boldsymbol{B}_0\times\nabla S}{B_0^2}\cdot\nabla\rho_0-\hat{V}_{\parallel}^{(0)}\frac{\boldsymbol{B}_0}{B_0}\cdot\nabla\rho_0-\rho_0\frac{\boldsymbol{B}_0}{B_0}\cdot\nabla\hat{V}_{\parallel}^{(0)}+\rho_0\left[-\frac{1}{B_0^2}\hat{B}_{\parallel}B_0(-iw)+\hat{V}_{\perp}^{(0)}\frac{B_0^2}{B_0^2}\left(\nabla\cdot\frac{\boldsymbol{B}_0\times\nabla S}{B_0^2}\right)\right] \tag{38}$$

$$\hat{p}_1^{(0)}(-iw)=-\hat{V}_{\perp}^{(0)}\frac{\boldsymbol{B}_0\times\nabla S}{B_0^2}\cdot\nabla p_0-p_0\frac{\boldsymbol{B}_0}{B_0}\cdot\nabla\hat{V}_{\parallel}^{(0)}+\rho_0\left[-\frac{1}{B_0^2}\hat{B}_{\parallel}B_0(-iw)+\hat{V}_{\perp}\frac{B_0^2}{B_0^2}\left(\nabla\cdot\frac{\boldsymbol{B}_0\times\nabla S}{B_0^2}\right)\right] \tag{39}$$

$$\hat{V}_{\perp}^{(0)}(-iw)=\frac{B_0^2\left(\boldsymbol{B}_0\cdot\nabla\right)}{\rho_0|\nabla S|^2}\hat{B}_{\perp}^{(0)}-\frac{2\left(\boldsymbol{B}_0\times\nabla S\cdot\vec{k}\right)}{\rho_0|\nabla S|^2}\hat{p}_1^{(0)}+in\frac{1}{\rho_0}\eta_1\left[-\frac{1}{B_0^2}\hat{B}_{\parallel}B_0(-iw)+\hat{V}_{\perp}\frac{B_0^2}{B_0^2}\left(\nabla\cdot\frac{\boldsymbol{B}_0\times\nabla S}{B_0^2}\right)\right] \tag{40}$$

$$\hat{B}_{\perp}^{(0)}(-iw)=\frac{\left|\nabla S\right|^2}{B_0^2}\left(\boldsymbol{B}_0\cdot\nabla\right)\hat{V}_{\perp}^{(0)} \tag{41}$$

$$\rho_0\hat{V}_{\parallel}^{(0)}(-iw)=\frac{\hat{B}_{\perp}^{(0)}\left|B_0\right|}{\left|\nabla S\right|^2}\nabla\times\boldsymbol{B}_0\cdot\nabla S \tag{42}$$

$$B_0\hat{B}_{\parallel}+\hat{p}_1^{(0)}+\boldsymbol{\eta}_1\frac{\boldsymbol{B}_0\times\nabla S}{B_0^2}\cdot\left(\boldsymbol{b}_0\times\nabla S\right)\hat{V}_{\perp}=0 \tag{43}$$

从方程(38)~(43),一共 6 个未知数,6 个方程。因此,这是一套完备的气球模方程组。如果令回旋粘滞率 η_1 和流体的压缩项 $\nabla\cdot\boldsymbol{V}_1$ 等于零,方程(38)~(43)整理之后可以回到传统的理想气球模本征方程[1]:

$$\boldsymbol{B}_0\cdot\nabla\left[\frac{\left|\nabla S\right|^2}{B_0^2}\left(\boldsymbol{B}_0\cdot\nabla\right)\hat{V}_{\perp}^{(0)}\right]+\left[D_k+\rho_0\frac{\left|\nabla S\right|^2}{B_0^2}w^2\right]\hat{V}_{\perp}^{(0)}=0 \tag{44}$$

与理想气球模本征方程(44)相比,本文中的气球模方程组(38)~(43)增加考虑了流体的可压缩性和回旋粘滞效应(有限拉莫尔半径效应),可以用于分析有限拉莫尔半径效应对可压缩性高 n 气球模的影响。

5 结论

基于有限拉莫尔磁流体动力学(FLR－MHD)理论框架,采用 WKB 的多重尺度分析方法,详细推导出了一组可用于研究托卡马克等离子体中高 n 气球模的本征方程。该本征方程组可用于研究回旋粘滞效应(有限拉莫尔半径效应)对托卡马克等离子体高 n 气球模的影响。

参考文献:

[1] Connor J W, Hastie R J, Taylor J B. Shear, periodicity, and plasma ballooning modes[J]. Physical Review Letters,1978, 40:396－399.

[2] Coppi B, Rosenbluth M N. Plasma physics and controlled nuclear fusion research[J]. IAEA Culham,1965(1):617－641.

[3] Dobrott D, Nelson D B, Greene J M, et al. Theory of ballooning modes in tokamaks with finite shear[J]. Physical Review Letters,1977,39:943－946.

[4] Tang W M, Connor J W, Hastie R J. Kinetic-ballooning-mode theory in general geometry[J]. Nuclear Fusion,1980,20: 1439－1453.

[5] Simakov A, Catto P. Evaluation of the neoclassical radial electric field in a collisional tokamak[J]. Physics of Plasmas, 2005,12:012105 .

[6] Grandgirard V, Brunetti M, Bertrand P, et al. A drift－kinetic Semi-Lagrangian 4D code for ion turbulence simulation[J]. Journal of Computational Physics,2006,217:395－423 .

[7] Liu Y, Chu M S, Gimblett C G, et al. Magnetic drift kinetic damping of the resistive wall mode in large aspect ratio tokamaks[J]. Physics of Plasmas, 2008, 15: 092505.
[8] Smolyakov A, Garbet X. Drift kinetic equation in the moving reference frame and reduced magnetohydrodynamic equations [J]. Physics of Plasmas, 2010, 17: 042105.
[9] Catto P, Tsang K. Linearized gyro-kinetic equations with collisions[J]. Physics of Fluids, 1977, 20: 396 – 401.
[10] Peeters A, Strintzi D. The effect of a uniform radial electric field on the toroidal ion temperature gradient mode[J]. Physics of Plasmas, 2004(11): 3748 – 3751.
[11] Lin Z, Hahm T S, Lee W W, et al. Turbulent transport reduction by zonal flows: Massively parallel simulations[J]. Science, 1998, 281: 1835 – 1837.
[12] Wang W X, Lin Z, Tang W M, et al. Gyro-kinetic simulation of global turbulent transport properties in Tokamak experiments[J]. Physics of Plasmas, 2006(13): 092505.
[13] Roberts K V, Taylor J B. Physical magnetohydrodynamic equations for finite larmor radius[J]. Review Letters, 1962(8): 197 – 198.
[14] Braginskii S. Transport processes in a plasma[J]. Reviews of Plasma Physics, 1965(1): 205 – 211.
[15] Ruden E. The polarity dependent effect of gyroviscosity on the flow shear stabilized Rayleigh-Taylor instability and an application to the plasma focus[J]. Physics of Plasmas, 2004(1): 713 – 723.
[16] Scheffel J, Faghihi M. Stability of short-axial-wavelength internal kink modes of an anisotropic plasma[J]. Journal of Plasma Physics, 2009, 41: 427 – 439.
[17] Qiu X M, Huang L, Jian G D. Finite Larmor radius magnetohydrodynamic analysis of the Rayleigh-Taylor instability in Z pinches with sheared axial flow[J]. Physics of Plasmas, 2007(14): 032111.
[18] Jian G D, Huang L, Qiu X M. Assembling Stabilization of the Rayleigh-Taylor Instability by the effects of finite larmor radius and sheared axial flow[J]. Plasma Science and Technology, 2005(7): 2805 – 2809.
[19] Huba J D. Finite Larmor radius magnetohydrodynamics of the Rayleigh-Taylor instability[J]. Physics of Plasmas, 1996(3): 2523 – 2532.
[20] Dewar R, Glasser A. Ballooning mode spectrum in general toroidal systems[J]. Physics of Fluids, 1983, 26: 3038 – 3052.
[21] Grassie K, Krech M. A complete set of resistive compressive ballooning equations for two-dimensional flow equilibria[J]. Physics of Fluids B: Plasma Physics, 1990(2): 536 – 538.
[22] Cooper W A. Plasma Ballooning instabilities in tokamaks with sheared toroidal flows[J]. Physics and Controlled Fusion, 1988, 30: 1805 – 1812.

（责任编辑：陈雯）