

大尺度赤道扩展 F 的数值模拟^{*}

黄朝松

(中国科学院武汉物理研究所, 武汉 430071)

M. C. KELLEY

(School of Electrical Engineering, Cornell University, Ithaca, NY14850, USA)

(1995 年 4 月 12 日收到; 1996 年 3 月 1 日收到修改稿)

利用数值模拟, 研究了不同条件下赤道电离层等离子体交换不稳定性的演变和扩展 F 不均匀体的形态. 使用一维或二维初始密度扰动时, 交换不稳定性可以发展成为等离子体泡, 但不能产生泡壁上的羽毛状结构. 大气重力波触发的交换不稳定性能在更短的时间内增长成为等离子体泡. 当使用重力波和一个较小尺度密度扰动作为初始扰动时, 重力波确定了赤道扩展 F 不均匀体的外尺度, 较小尺度密度扰动则增长成为泡壁上的羽毛状结构. 数值模拟结果与大量观测现象符合得很好.

PACC: 5235; 9420

1 引 言

近 20 年来, 人们利用非相干散射雷达等先进观测手段, 对赤道扩展 F (简称 ESF) 进行了大量研究. 观测结果表明^[1-4], 大尺度 ESF 通常表现为等离子体泡形态. 大尺度 ESF 不均匀体有一些特别引人注目的特征: 等离子体泡有很快的上升速度; 泡型结构同时存在于电离层 F 区底部和顶部, 并在 F 区顶部出现分岔; 泡的西侧壁上增长出许多较小尺度结构, 通常称为羽毛状结构 (plumelike structures).

关于 ESF 的产生机制, 现在广泛接受的理论解释是等离子体交换不稳定性. 虽然交换不稳定性仅在 F 区底部才是不稳定的, 但数值模拟已经表明^[5-8], 在 F 区底部激发的交换不稳定性能穿过 F 峰到达 F 区顶部, 形成等离子体泡. 以前的模拟工作都使用一维密度扰动作为初始条件, 考虑了背景中性风和 F 区电导率的影响, 得到的结果与观测现象定性一致.

然而, 大尺度 ESF 产生机制一些关键性的问题还没有解决. 第一, 观测结果表明, ESF 不均匀体通常与大气重力波有密切的联系, 以前的模拟工作完全没有考虑重力波的影响, 未能揭示 ESF 和重力波的联系. 第二, 大尺度等离子体泡通常在 F 区顶部高度上分岔, 以前的模拟未能解释这种现象. 第三, 大尺度 ESF 的一个重要特征——等离子体泡西侧壁上的羽毛状结构的产生机制, 一直没有得到解释.

Kelley 等根据观测结果, 提出了重力波与交换不稳定性相互作用产生 ESF 的观

^{*} 国家自然科学基金资助的课题.

点^[3,9]. 我们进一步提出了重力波触发交换不稳定性导致等离子体泡的理论^[10]. 本文利用计算机数值模拟, 研究在不同条件下交换不稳定性的时空演变. 除了使用一维和二维密度扰动外, 我们将研究重力波作为外部扰动时等离子体泡的特征. 特别是我们将同时使用大尺度重力波和较小尺度密度扰动同时作为初始扰动, 在模拟中再现等离子体泡壁上的羽毛状结构.

2 基本理论

本文采用直角坐标系, x 轴指向东, y 轴指向北, z 轴垂直地面向上. 磁场沿 y 方向, $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_y$, 重力加速度 $\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_z$. 利用准中性条件, 等离子体运动的支配方程是

$$M_i N \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_i \cdot \nabla \right) \mathbf{v}_i = eN(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) + M_i N \mathbf{g} + M_i N \nu_{in}(\mathbf{u} - \mathbf{v}_i), \quad (1)$$

$$-eN(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N\mathbf{v}) = -\nu_R(N - N_0), \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \quad \mathbf{J} = eN(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e), \quad (4)$$

其中 N 是等离子体密度, N_0 是平衡态密度, $\mathbf{v}_i$ 是离子速度, $\mathbf{v}_e$ 是电子速度, $\mathbf{u}$ 是中性粒子速度, $\mathbf{E}$ 是电场, $\mathbf{J}$ 是电流, ν_{in} 是离子-中性粒子碰撞频率, ν_R 是复合系数. 由于交换不稳定性是垂直于磁场传播的扰动, 所有的量沿磁场方向都是均匀的, 传播矢量完全在 x - z 平面上, 所以本文只考虑二维的情况. 这种条件下, 等离子体温度效应是不重要的, 上面方程中略去了温度项.

将有关量写成

$$N = N_0 + n, \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_0 - \nabla \varphi, \quad \mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}_1, \quad (5)$$

其中 n 是密度扰动, $\mathbf{E}_0$ 是平衡态电场, φ 是扰动电势, $\mathbf{u}_0$ 是中性风速度, $\mathbf{u}_1$ 是重力波引起的中性粒子扰动速度. 结合方程(1)–(5), 得

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}}{B^2} N - \frac{\nabla \varphi \times \mathbf{B}}{B^2} N \right) = -\nu_R(N - N_0), \quad (6)$$

$$\nabla \cdot [N\mathbf{g}' \times \mathbf{B} - N\nu_{in}(\nabla \varphi - \mathbf{u}_1 \times \mathbf{B})] = 0, \quad (7)$$

其中 $\mathbf{g}'$ 是广义重力加速度

$$\mathbf{g}' = \mathbf{g} + \nu_{in}\mathbf{u}_0 - \nu_{in} \frac{\mathbf{E}_0 \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (8)$$

我们已经对电离层交换不稳定性进行了解析理论研究. 如果交换不稳定性是从某个初始密度扰动 A_0 开始增长的, 等离子体密度扰动的时间演变规律是

$$\frac{n}{N_0} = A_0 \exp(\gamma t), \quad (9)$$

其中 γ 是交换不稳定性的增长率

$$\gamma = \frac{gk_x^2}{\nu_{in}k^2L} + \frac{k_x \mathbf{k} \cdot (\mathbf{E}_0 + \mathbf{u}_0 \times \mathbf{B})}{Bk^2L} - \nu_R, \quad (10)$$

其中 $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_z \mathbf{e}_z$, $k^2 = k_x^2 + k_z^2$, $L^{-1} = dN_0/N_0 dz$. 如果交换不稳定性由重力波触发, 等离子体密度扰动的时间演变规律是

$$\frac{n}{N_0} = \frac{u_z}{\gamma L} [\exp(\gamma t) - 1]. \quad (11)$$

上述结果的详细推导与理论解释可参阅文献[10]. 本文直接引用这些结果, 以便于分析数值模拟得到的现象.

方程(6)和(7)是用于数值模拟关于 N 和 φ 的非线性方程组. 选取一个东向的中性风和向下的平衡态电场,

$$\mathbf{u}_0 = u_0 \mathbf{e}_x, \quad \mathbf{E}_0 = E_0 z \mathbf{e}_z, \quad (12)$$

其中 $E_0 z < 0$. 将方程(6)和(7)写成

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(-N \frac{E_0 z}{B} + \frac{N}{B} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{N}{B} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = -\nu_R (N - N_0), \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{N \nu_{in}} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial (N \nu_{in})}{\partial x} + \frac{1}{N \nu_{in}} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial (N \nu_{in})}{\partial z} \\ = \frac{B_R}{N \nu_{in}} \frac{\partial N}{\partial x} + \left(u_0 + \frac{E_0 z}{B} \right) \frac{B}{N \nu_{in}} \frac{\partial (N \nu_{in})}{\partial z} + \frac{\nabla \cdot (N \nu_{in} \mathbf{u}_1 \times \mathbf{B})}{N \nu_{in}}. \end{aligned} \quad (14)$$

方程(13)使用 FCT 方法求解^[8], 方程(14)使用 SOR 方法求解. 采用二维正交均匀网格, 在水平和垂直方向均取 101 个网格点. 水平方向采用周期性边界条件, 垂直方向采用第二类边界条件^[8], N_0 , ν_R 和 ν_{in} 都采用文献[8]中的分布.

首先, 我们使用一维初始密度扰动

$$\frac{N(x, z, t=0)}{N_0(z)} = 1 - e^{-3} \cos(\pi x/100), \quad (15)$$

其中长度以 km 为单位. 这个初始扰动的形式与以前的模拟工作完全一致^[6-8]. 此时不考虑重力波的影响, 方程(14)中取 $\mathbf{u}_1 = 0$. 数值结果如图 1 所示. 图 1 中虚线是背景密度分布 N_0 , 实线是密度等值线, 水平轴是东西向距离, 垂直轴是高度, 时间值在每个图的左上角给出. 图 1(a), (b)是在没有中性风和等离子体漂移的条件下得到的, $u_0 = E_0 z/B = 0$; 图 1(c), (d)是在 $u_0 = 125 \text{ m/s}$, $|E_0/B| = 100 \text{ m/s}$ 的条件下得到的. 夜间赤道 F 区等离子体的漂移速度一般在 100 m/s 量级, 但略小于中性风速度^[12-14]. 从图 1 清楚可见, 交换不稳定性激发于 F 区底部, 然后增长至 F 区顶部形成等离子体泡. 图 1(a), (b)与以前的模拟结果完全一致. 引入等离子体漂移以后, 等离子体泡增长得更快一些, 并且出现向西倾斜的特征. 这种加速增长和倾斜是通过中性风与等离子体的非线性相互作用产生的. 虽然从一维初始密度扰动得到的模拟结果与观测现象定性相符, 但大尺度一维密度扰动的假设却是不合理的^[10].

实验中观测到的大尺度 ESF 通常都是二维波形结构. 我们考虑两种不同尺度的二维初始密度扰动. 取密度扰动的形式为

$$\frac{N(x, z, t=0)}{N_0(z)} = 1 - [a_0 \cos(k_x x + k_z z) + a_1 \cos(k_{x1} x + k_{z1} z)], \quad (16)$$

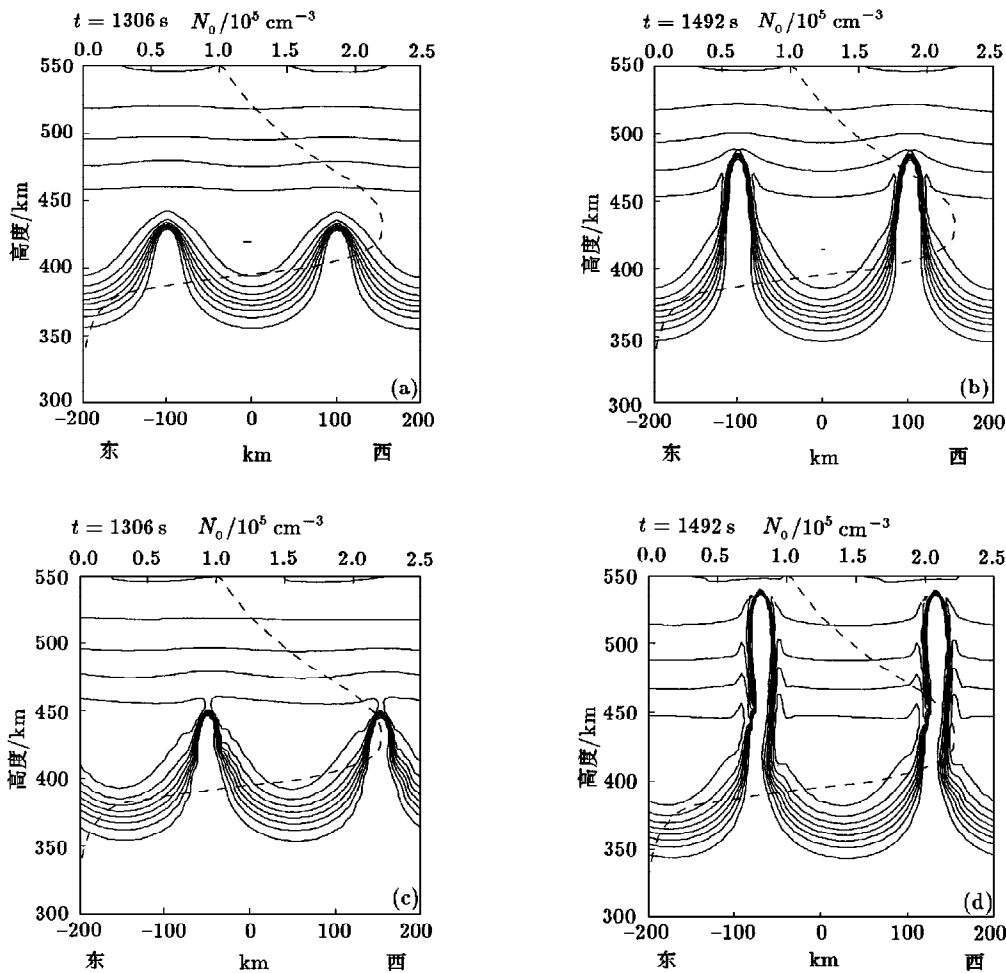


图 1 一维初始密度扰动条件下交换不稳定性的时空演变

其中

$$a_0 = 0.05, \quad k_x = 2\pi/200 \text{ km}, \quad k_z = 2\pi/60 \text{ km}; \quad (17)$$

$$a_1 = 0.01, \quad k_{x1} = 2\pi/25 \text{ km}, \quad k_{z1} = 2\pi/7.5 \text{ km}. \quad (18)$$

所有的背景参数都与图 1 中相同, 并且 $u_1 = 0$. 数值结果如图 2 所示. 图 2(a), (b) 是在 $u_0 = E_{0z} = 0$ 的条件下得到的; 图 2(c), (d) 是在 $u_0 = 125 \text{ m/s}$, $|E_{0z}/B| = 125 \text{ m/s}$ 的条件下得到的. 与图 1 相比较, 图 2 中等离子体泡形成所用的时间更长一些. 理论上讲, 一维交换不稳定性的增长率比二维交换不稳定性的增长率大得多. 根据增长率的表达式(10)可知

$$\frac{\gamma(1D)}{\gamma(2D)} = \frac{k_x^2 + k_z^2}{k_x^2}. \quad (19)$$

在上面的计算中, 这个比值约为 12. 要注意的是, 等离子体泡的增长是强非线性过程, 这个解释只是定性的. 在图 2(c), (d) 中, 出现了许多小尺度结构. 这些小尺度结构被大尺度

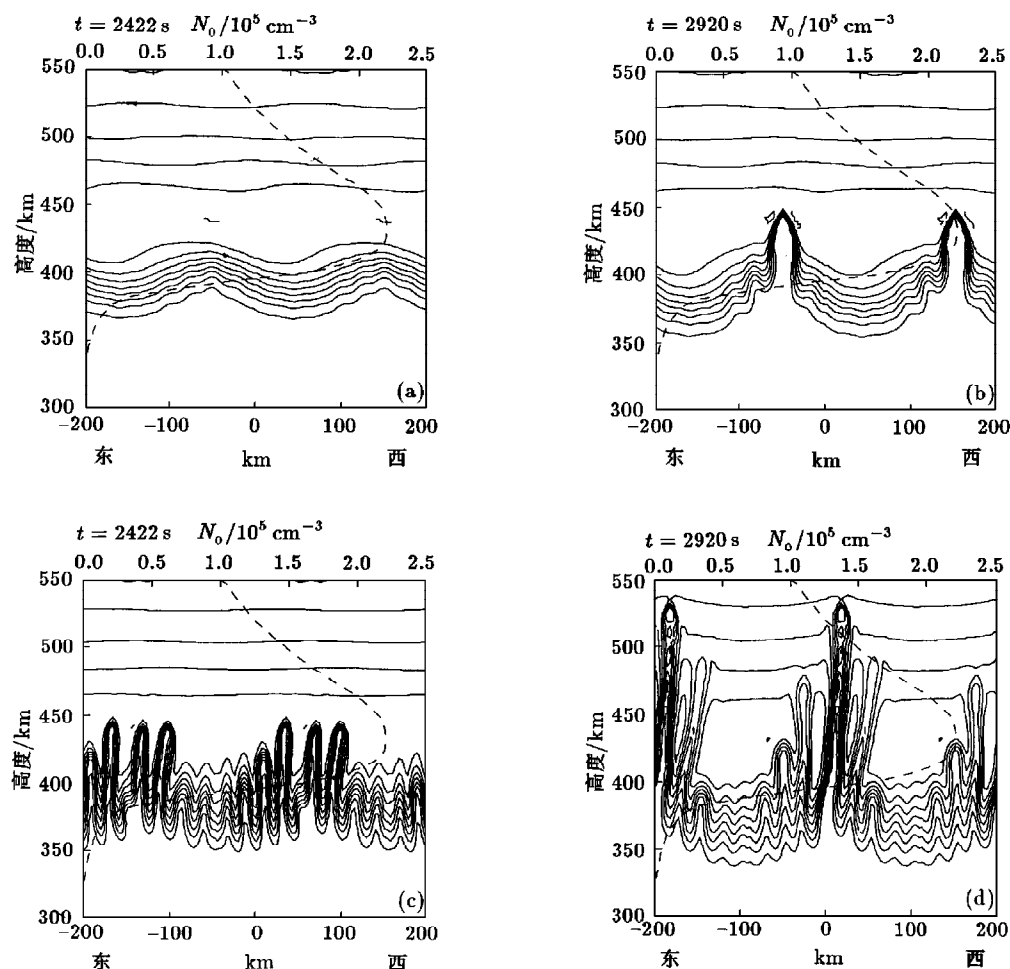


图2 二维初始密度扰动条件下交换不稳定性的时空演变

扰动所调制,表现为向东传播的小泡的序列.但是,这些小尺度结构完全不同于实验上观测到的等离子体泡西侧壁上的羽毛状结构.

现在研究重力波产生的等离子体泡.将重力波的形式取为

$$\mathbf{u}_1 = (u_x \mathbf{e}_x + u_z \mathbf{e}_z) \cos(k_x x + k_z z - \omega t), \quad (20)$$

具体参数为

$$u_x = 15 \text{ m/s}, \quad u_z = 4.5 \text{ m/s}, \quad (21)$$

$$k_x = 2\pi/200 \text{ km}, \quad k_z = -2\pi/60 \text{ km}, \quad \omega = 2\pi/2000 \text{ s}, \quad (22)$$

$$u_0 = 125 \text{ m/s}, \quad |E_{0z}/B| = 100 \text{ m/s}. \quad (23)$$

电离层高度上重力波一般有向下的相速度,所以 k_z 取为负值. Whitehead 提出^[15],当等离子体漂移速度等于重力波的相速度时,重力波能产生强电离层扰动.我们在另一文中表明^[11],当空间共振发生时,等离子体泡的增长是最快的.本文讨论这种最佳条件下重力波

产生的等离子体泡的演变,所以取 $\omega/k_x = |E_{0z}/B|$ 以满足空间共振条件.现在仅使用重力波作为扰动源,而不使用任何初始密度扰动.图 3 给出重力波触发的交换不稳定性时空演变的数值结果.与图 2 相比较,虽然不稳定性的增长率是相同的,但图 3 中等离子体泡的增长速度快得多.这个现象的理论解释如下:方程(9)描述了从初始密度扰动发展起来的交换不稳定性的时间演变,适用于图 2;方程(11)描述了重力波触发的交换不稳定性的时间演变,适合于图 3;图 2 中 $A_0=0.05$;图 3 中 $u_z/\gamma L \approx 0.9$.所以图 3 中等离子体泡的增长要快得多.图 3 示出两个重要的现象.第一,当等离子体泡穿过 F 峰后,出现分岔现象.我们在模拟中发现,当等离子体泡的东西向尺度比较小时,泡一般不分岔.当等离子体泡的东西向尺度比较大时,等离子体泡容易分岔.我们认为,分岔的物理机制是,尺度较小的泡内电场基本上是均匀的,等离子体以近似相同的速度向上运动而不分岔.在尺度较大的等离子体泡内,电场结构是不均匀的,带电粒子向上运动的速度也是不均匀的,

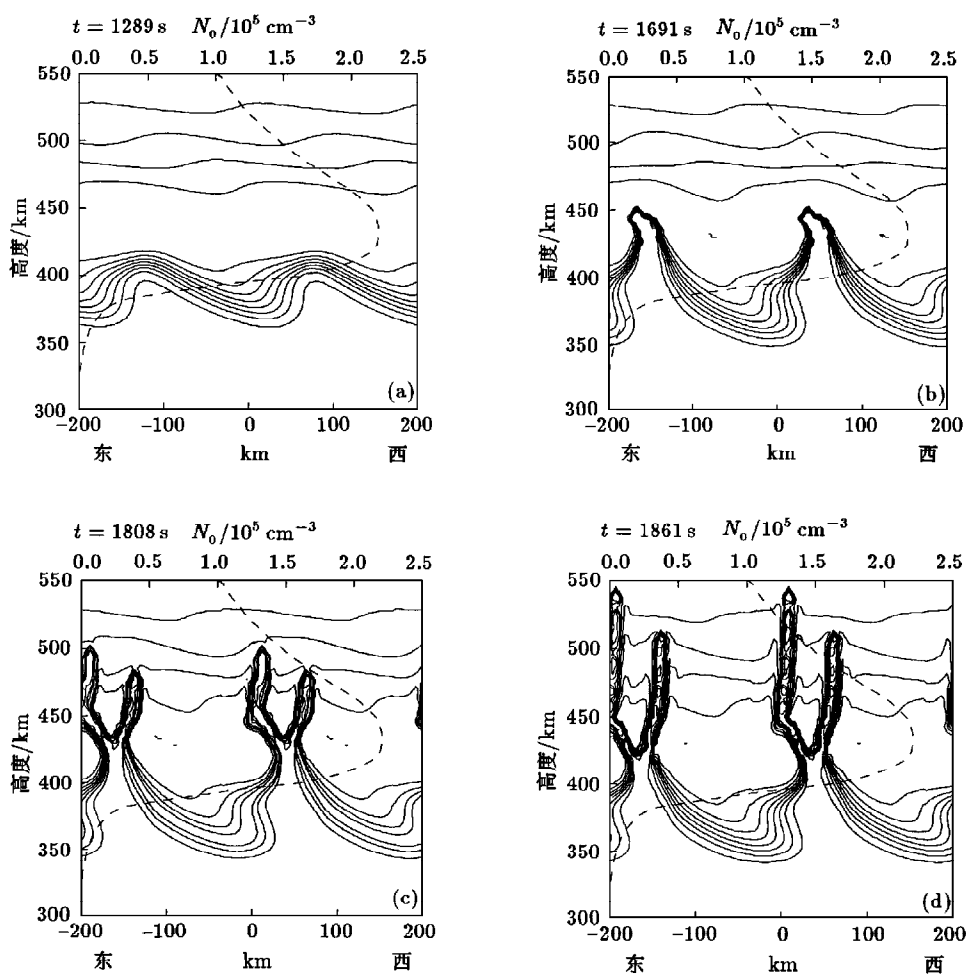


图 3 重力波触发的交换不稳定性的时空演变

带电粒子向上运动时向电场较弱的两侧散开,从而导致了分岔.第二,等离子体泡西侧壁上等值线更密,意味着密度梯度更陡.在密度梯度变陡区域内,产生速度剪切.西侧壁上很陡的密度梯度和速度剪切容易导致较小尺度的二级不稳定性的激发^[16].在我们的参数范围内,二级不稳定性获得最大增长率的波长范围约为 **20—30 km**.这就是我们选取一个较小尺度密度扰动的物理基础.

现在考虑同时存在一个大尺度重力波和一个较小尺度密度扰动.重力波的参数仍然由方程(20)–(23)给定.密度扰动是

$$\frac{N(x, z, t=0)}{N_0(z)} = 1 - a_1 \cos(k_{x1}x + k_{z1}z), \quad (24)$$

其中

$$a_1 = 0.02, \quad k_{x1} = 2\pi/25 \text{ km}, \quad k_{z1} = 2\pi/15 \text{ km}. \quad (25)$$

图4示出同时存在重力波和初始密度扰动条件下交换不稳定性的时空演变.图4中最显

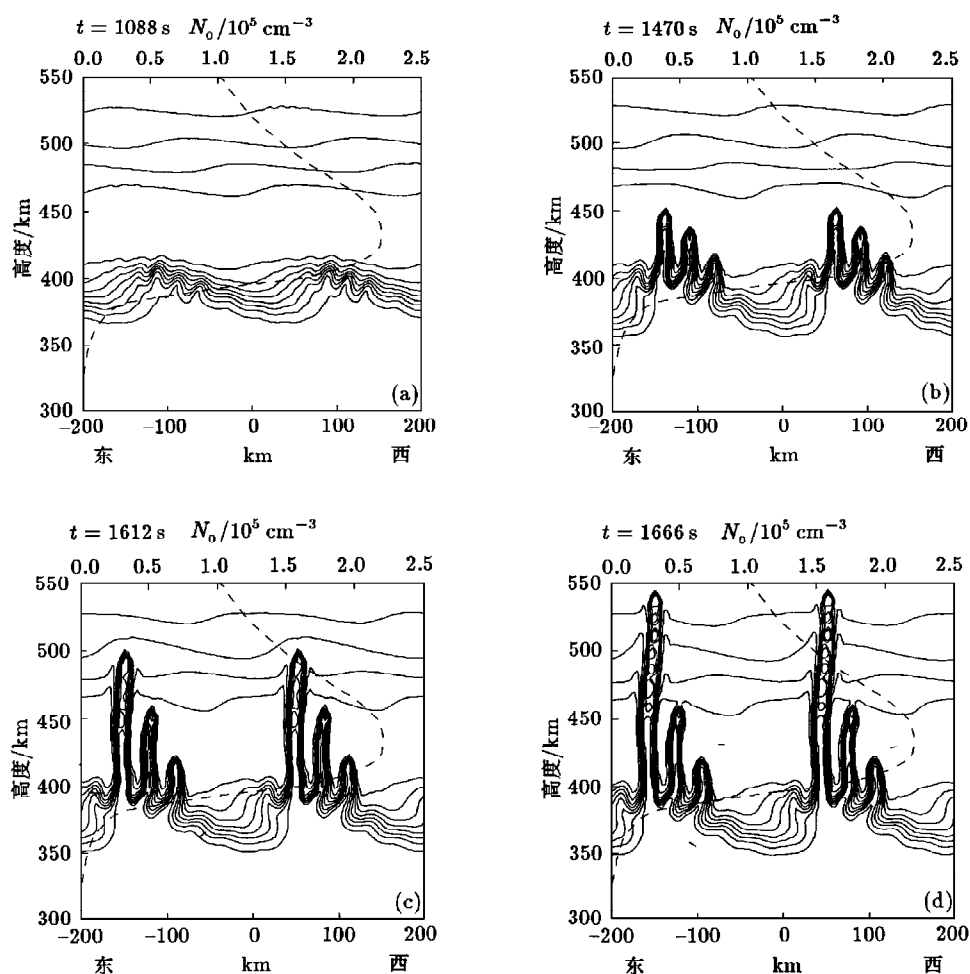


图 4 重力波和密度扰动同时存在条件下交换不稳定性的时空演变

著的特征就是小尺度结构的产生. 这些小尺度结构只在等离子体泡的两侧壁上增长, 与实验中观测到的羽毛状结构非常相似. 为了进一步探讨羽毛状结构产生的条件, 我们将小尺度密度扰动的参数取为

$$a_1 = 0.01, \quad k_{x1} = k_{z1} = 2\pi/20 \text{ km}, \quad (26)$$

重力波参数保持不变. 图 5 示出这种条件下的数值结果. 图 5 中虽然也有羽毛状结构产生, 但比图 4 中的羽毛状结构要弱得多. 如果将小尺度密度扰动的幅度取得小于 0.005, 在泡壁上没有可观察的羽毛状结构产生.

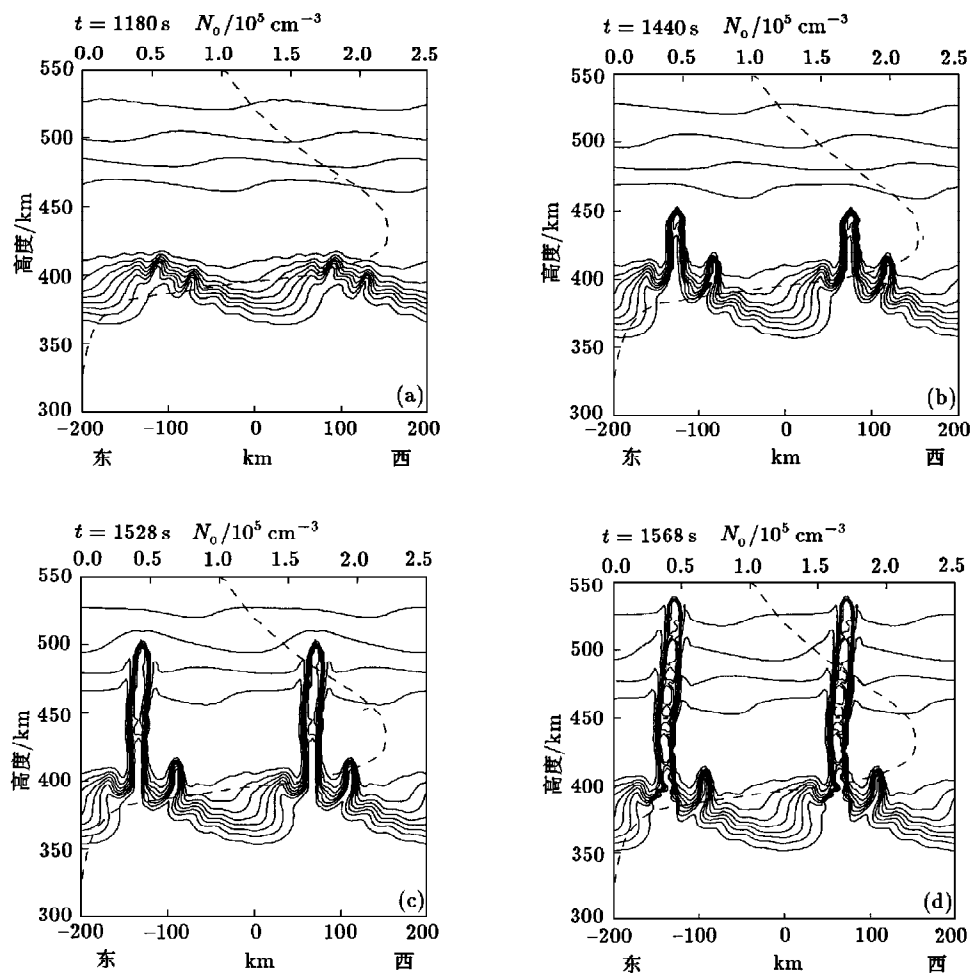


图 5 重力波和弱密度扰动同时存在条件下交换不稳定性的时空演变

在图 4 和图 5 中, 等离子体泡没有出现分岔现象. 我们在讨论图 3 的结果时已经指出, 等离子体泡是否分岔与其东西向尺度有关. 在图 4 和图 5 的羽毛状结构中, 大尺度的重力波决定了 ESF 不均匀体的外尺度, 等离子体泡的尺度则是由密度扰动的特征波长决定的. 在这种情况下, 等离子体泡的东西向尺度较小, 因而并不产生分岔.

3 结 论

利用计算机数值模拟研究了赤道电离层 F 区等离子体交换不稳定性的时空演变. 主要结论如下:

1. 从一维和二维初始密度扰动增长起来的交换不稳定性都能发展成为等离子体泡形态, 中性风和等离子体漂移能加速泡的增长. 从一维密度扰动发展起来的等离子体泡约需 1500 s 到达 540 km 高度. 从二维密度扰动发展起来的等离子体泡增长速度慢得多, 约需 3000 s 才能到达 540 km 高度. 如果同时使用两种不同尺度的初始密度扰动, 就会产生小尺度泡的序列.

2. 重力波能触发交换不稳定性并产生等离子体泡. 对于合理重力波参数, 等离子体泡到达 540 km 高度的时间仅需 1860 s. 由重力波产生的等离子体泡具有两个重要特征. 第一, 等离子体泡穿过 F 峰以后开始分岔; 第二, 在泡的西侧壁产生了很陡的密度梯度, 有利于二级小尺度不稳定性的产生.

3. 同时使用一个大尺度重力波和一个较小尺度密度扰动作为初始扰动时, 所产生的 ESF 表现为羽毛状结构. 重力波决定了 ESF 不均匀体的外尺度, 较小尺度密度扰动增长成为主泡西侧壁上的羽毛状结构.

本文的工作表明了重力波产生大尺度 ESF 的重要性和有效性, 再现了等离子体泡的分岔和羽毛状结构, 阐明了大尺度 ESF 的产生机制. 本文的结果可以圆满地解释大量的电离层观测现象.

- [1] R. F. Woodman and C. Lahoz, *J. Geophys. Res.*, **81**(1976), 5447.
- [2] S. Basu *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **83**(1978), 4219.
- [3] M. C. Kelley *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **86**(1981), 9087.
- [4] R. T. Tsunoda, *J. Geophys. Res.*, **88**(1983), 4869.
- [5] S. L. Ossakow, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **43**(1981), 437.
- [6] S. L. Ossakow *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **84**(1979), 17.
- [7] S. T. Zalesak and S. L. Ossakow, *J. Geophys. Res.*, **85**(1980), 2131.
- [8] S. T. Zalesak *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **87**(1982), 151.
- [9] M. C. Kelley, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **47**(1985), 745.
- [10] 黄朝松、李 钧、M. C. Kelley, *物理学报*, **43**(1994), 239.
- [11] 黄朝松、M. C. Kelley, 已投物理学报.
- [12] L. E. Wharton *et al.*, *Geophys. Res. Lett.*, **11**(1984), 531.
- [13] B. G. Fejer *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **90**(1985), 12249.
- [14] H. Rishbeth, *Planet. Space Sci.*, **19**(1971), 357.
- [15] J. D. Whitehead, *J. Geophys. Res.*, **76**(1971), 238.
- [16] P. Satynarayana *et al.*, *J. Geophys. Res.*, **89**(1984), 2925.

NUMERICAL SIMULATIONS OF LARGE SCALE EQUATORIAL SPREAD F

HUANG CHAO-SONG

(*Wuhan Institute of Physics, Academia Sinica, Wuhan 430071*)

M. C. KELLEY

(*School of Electrical Engineering, Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA*)

(Received 12 April 1995; revised manuscript received 1 March 1996)

ABSTRACT

We have performed numerical simulations of nonlinear evolution of plasma interchange instability in equatorial spread F (ESF) under different conditions. It is shown that the interchange instability resulting from one-or two-dimensional initial density perturbations can grow into plasma bubbles but cannot evolve into the plumelike structures on the west wall of a plasma bubble. The production of plasma bubbles initiated by gravity waves takes a much shorter time than that resulting from two-dimensional density perturbations. When both a gravity wave and a smaller scale initial density perturbation are used, it is found that the large scale gravity wave determines the outer scale of ESF irregularities and the smaller scale perturbation results in the plumelike structures preferentially located on the west wall. The numerical results show a good agreement with observations.

PACC: 5235; 9420