

中国气象局“八五”期间 气象科学基金研究论文汇编

中国气象局科技教育司编

气象出版社

中国气象局“八五”期间 气象科学基金研究论文汇编

中国气象局科技教育司编

气象出版社

内 容 简 介

本书是中国气象局“八五”气象科学基金研究论文汇编,收集“八五”期间气象科学基金课题的研究成果40余篇,涉及天气、气候、大气探测、遥感、农业气象等各个分支学科,反映“八五”气象科学基金课题研究的总体情况。

本书可作为资料保存,也可供气候、环境、农业等广大科技工作者及业务和科技管理人员、大专院校师生参考。

图书在版编目(CIP)数据

中国气象局“八五”期间气象科学基金研究论文汇编/
中国气象局科技教育司编. —北京:气象出版社, 1997. 10
ISBN 7-5029-2400-0

I. 中… II. 中… III. 气象类-文集 IV. P4-53

中国版本图书馆 CIP 数据核字(97)第20498号

中国气象局“八五”期间气象科学基金研究论文汇编

中国气象局科技教育司编

责任编辑:韩履英

终审:周诗健

封面设计:谷青 责任技编:文茹 责任校对:张莉茹

气象出版社 出版

(北京海淀白石桥路46号 邮政编码:100081)

北京怀柔新华印刷厂印刷

新华书店总店北京发行所发行 全国各地新华书店经销

开本: 787×1092 1/16 印张: 19.25 字数: 490千字

1997年10月第一版 1997年10月第一次印刷

印数: 1~500 定价: 29.50元

ISBN 7-5029-2400-0/P·0867

前 言

按国家气象局“八五”气象科学研究计划安排,“八五”期间将气象科学中一部分基础性、规律性(特别是学科前沿及新思路、新方法)的研究课题按基金形式管理。在总结“七五”气象科学基金组织管理经验的基础上,中国气象局科技教育司对1986年制定的《气象科学基金管理办法》进行了补充和完善,并于1991年8月正式下发了《国家气象局气象科学基金管理办法》(国气(科)发[1991]42号),对基金管理作了明确规定和要求。

根据“七五”基金课题的执行情况,以跟踪大气科学的前沿领域为目标,我司制定了国家气象局“八五”气象科学基金项目指南,其主要资助范围为热带气象、大气化学和大气边界层物理、云物理和人工影响天气、大气遥感和探测原理。考虑到加强对院校科研工作的支持,决定在“八五”气象科学基金中设立“院校科研基金”,重点支持直属三大院校的基础和应用基础研究。同时为鼓励和支持青年科技人才的成长,在气象科学基金中安排一部分经费作为青年气象科学基金,并规定青年基金的资助范围不受指南的限制。按照资助对象的不同,“八五”气象科学基金就分为一般基金、院校基金、青年基金三类。

按新修订的基金管理办法,“八五”期间发布一次基金指南,共受理三类基金课题申请105项。经过初审、专家评审和复审共批准资助课题51个,资助经费91.6万元。

经过广大科技人员辛勤的努力,“八五”气象科学基金课题取得丰硕成果,除3个课题由于种种原因未结题外,其余48个课题均已完成。通过实施气象科学基金制,在加强气象基础研究和应用基础研究,特别是在稳定气象科技队伍、培养青年气象科技人才、提高院校科研水平等方面收到了显著的效果,所取得的一些研究成果已经或正在气象现代化建设中发挥作用,为气象科技事业的发展作出贡献。

为促进科研成果的交流和应用,现编辑出版《中国气象局“八五”气象科学基金研究论文汇编》,我们按天气动力学与数值预报、气候变化与气候预测、大气物理与大气探测以及农业气象与应用数学方法等四大类共收入研究论文42篇,涉及气象科研的多个分支,可供广大气象科研、业务和科技管理人员及相关人员参考。

由于时间仓促,文集中难免有不足之处,欢迎批评指正。

中国气象局科技教育司

1997年10月

目 录

前言

天气动力学与数值预报

非线性临界层与副热带高压的形成	陆维松等(1)
纬向切变基流中的非线性 Rossby 波	何建中等(9)
斜压大气非线性非中性 Rossby 波的稳定性分析	周学龙(14)
边界层参数化对短期降水预报影响的研究	马淑芬等(21)
用于台风及热带数值预报的行星边界层参数化方案的试验研究	王康玲等(28)
9405号热带风暴的数值预报试验	王康玲(34)
Betts-Miller 型对流调整方案在热带数值天气预报中的初步试验	何溪澄等(39)
1994年6月华南持续暴雨的诊断分析	梁建茵等(46)
南边界强迫的非线性临界层与副高的形成、维持和振荡	陆维松等(51)
可压二维大气中三类定常基态的稳定性分析	周江兴等(59)
台风云系的自动分割技术	于 波等(70)
微倾斜地形对南极稳定层结大气近地面层的影响	张永萍等(76)

气候变化与气候预测

我国夏半年降水距平与北太平洋海温异常的奇异值分解法分析	江志红等(85)
厄尔尼诺发生前的北半球大气环流及我国天气气候异常分析	施 能等(92)
区域气候模式中大气对二氧化碳含量倍增的响应	万齐林等(100)
与厄尔尼诺有关的北半球100hPa 大气环流异常	施 能等(105)
大气30~60天低频振荡动力学研究最新进展	陈刚毅(113)
区域气候模拟研究	万齐林等(119)
华南和江淮流域夏季旱涝趋势预测	林爱兰等(126)
环渤海地区暴雨、大风的气候特征及防御对策	吴安军等(132)
南海海温的变化规律及其对我国气候的影响研究	梁建茵等(136)
气候系统的非线性特征及可预报性	郑祖光等(148)

大气物理与大气探测

山谷风环流的数值模拟及环流对北京地区污染物输送的影响	王迎春等(154)
中尺度强对流过程中边界层湍流特征分析	王 强等(163)
复杂地形上三维雾的数值模式	李子华等(170)
天津沿海地区次级环流的研究	王树芬等(179)
近35年来南极地区臭氧变化的某些特征	陆龙骅等(185)
南京地区降水的雨滴谱特征	陈金荣等(197)
用地面雨滴谱特征量推断云内微物理过程参数的研究	周文贤等(201)
广州地区1994年6月洪涝期间降水的物理化学特征	吴 兑等(209)
人工增雨(雪)效果的物理检验	陈万奎等(217)
利用 GMS 静止气象卫星资料估计青藏高原地区地面总辐射	陈渭民等(230)

多传感器系统的灵敏度、选择性与精度	陈金岭等(242)
微波辐射计在人工影响天气研究中的应用	朱元竞等(249)
用 NOAA/AVHRR 的积分植被指数估算中国粮食总产的研究	肖乾广等(256)
农业气象与应用数学方法	
紫外线辐射增加对大豆影响及其估算	郑有飞等(264)
紫外光辐射对不同条件下小麦叶片叶绿素降解作用的研究	杨志敏等(271)
温室蔬菜栽培中增施 CO ₂ 若干技术问题的探讨	汪永钦等(275)
子波分析和分维平滑及其在气象上的应用	郑祖光等(283)
SVD 方法在气象场诊断分析中的普适性	丁裕国等(288)
因素空间与天灾预测专家系统	陈永义(295)
多网格思想在数值预报模式中的应用方法探讨	余康元等(298)

非线性临界层与副热带高压的形成*

陆维松 王钦良** 彭永清

(南京气象学院)

提 要

本文用无辐散正压涡度方程模拟非线性临界层。结果表明,在非线性临界层内,流函数场出现“Kelvin 猫眼”现象。“猫眼”的流场呈准定常反气旋环流形势,“猫眼”的时空尺度、东移和形状变化与副热带高压有相似之处。因此,非线性临界层产生的“Kelvin 猫眼”有可能是位于纬向东西风交界面附近的副热带高压形成的一种新的物理机制。

关键词:临界层 非线性 副热带高压

一、引 言

近年来,副热带地区的持续异常天气越来越引起人们的重视,特别是此地区的旱涝对我国国计民生有着重要的影响。副热带高压是副热带地区的关键系统之一,是一个稳定而少动的暖性深厚系统,它的维持和进退、增强和减弱对我国的雨季、暴雨、旱涝及台风路径都有很大影响。副高形成有动力和热力两种作用。过去对副高特别是西太平洋副高已有不少研究,陶诗言、黄士松等用诊断分析取得了许多有意义的成果^[1,2]。近年来,有人用 Charney 的多平衡态理论研究副高^[3],得到了一些有趣的结果。但阻塞与副高成因有较大差异,加之多平衡态理论其自身固有的局限性,显然需要从新的角度加以研究。本文试图利用非线性临界层理论研究副高的成因。临界层是指波速与纬向基流相等时所处某一纬度的邻域,而此纬度称为临界线,若此邻域内考虑了非线性作用,则称此邻域为非线性临界层。Dickinson 研究了线性 Rossby 波临界层的演变^[4]。Stewartson^[5]、Warn 和 Warn^[6](简称 SWW)分别提出非线性对临界层演变有着重要意义,在无粘条件下,得到了非线性临界层的解析解(即 SWW 解)。此解表明,非线性把临界层从波吸收者变为波反射者,然后立即变为超反射者,又返回为弱吸收者等等,最终达到理想反射状态。Killworth 和 McIntyre^[7]、Haynes 和 McIntyre^[8]进一步从理论上研究了 SWW 解。但 SWW 解及其后的一系列理论研究都有弱非线性和单波解两种重要限制,因此有必要去除这两种限制,直接从一般非线性和多波解来研究非线性临界层,这就需要用数值模式作试验。Beland^[9,10]应用正压涡度方程模式,对非线性 Rossby 波临界层作了数值模拟,但没有最终到达定常状态。这与 SWW 解显然不同,其可能的原因是 Beland 在 y 、 x 两方向的分辨率分别取得很细和很粗,从而 y 和 x 方向的截断误差相差很大,大大降低了 y 方向的计算精度。且迄今为止,非线性临界层理论用于大气中副高形成的研究很少,Held 和 Phillips^[11]作球面上非线性正压衰减数值试验时已隐含了这一问题,但没有作专门详细的研究。本文为克服 Beland 试验的缺点,在 x 方向的分辨率取得较细,大致可与 y 方向分辨率相协调,并考虑了两种不同的

* 已发表在《大气科学》第 19 卷第 1 期(1995)。

** 现工作单位:天津市气象局。

基流和两种不同的非线性强度,作了无辐散正压涡度方程模拟非线性临界层的数值试验,试图提出一种副高形成的新机制。

二、非线性临界层的模式设计

取非线性临界层模式为无辐散正压涡度方程,即

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + J(\psi, \nabla^2 \psi) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

式中 ψ 是流函数, β 是行星涡度梯度。令

$$\psi = \bar{\psi}(y, t) + \psi'(x, y, t), \bar{\psi}(y, t) = - \int_0^y \bar{u}(y, t) dy \quad (2)$$

将(2)式代入(1)式,作无量纲化,得无量纲形式的两个耦合非线性方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi + (\beta - \bar{u}_{yy}) \frac{\partial \psi}{\partial x} + \epsilon J(\psi, \nabla^2 \psi) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = - \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u} \bar{v}) \quad (4)$$

式中 $u = -\partial \psi / \partial y, v = \partial \psi / \partial x$ 。为方便,取

$$\left. \begin{aligned} t &= \frac{L_x}{U} t^*, (x, y) = (L_x x^*, L_y y^*), \bar{u} = U \bar{u}^* \\ \psi' &= \Psi \psi^*, \beta t = \frac{U}{L_y^2} \beta^*, \epsilon = \frac{\Psi}{L_y U} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中带星号的量均为无量纲量。在(3)、(4)式中各量均略去了星号, $\nabla^2 = \alpha^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $\alpha^2 = \frac{L_y^2}{L_x^2}$ 。具体模式设计如下:

(1)数值试验积分域为 $-1.5 \leq y \leq 2.5, 0 \leq x \leq 2\pi$, x 和 y 方向的网络分别为 $\Delta x = 2\pi/80 \approx 0.09, \Delta y = 0.05$, x 和 y 方向分别取 71 和 81 个网格点。

(2)(3)式中雅可比算子 J 对应的差分格式取为著名的 Arakawa 格式,此格式保持总涡度、总动能和总涡度拟能守恒。(3)、(4)两式所有空间导数也均采用中央差格式。

(3)时间差分采用时间过滤积分格式,用 Euler 向后差格式起步,然后各步均用中央差格式加上一弱时间滤波,时间步长 $\Delta t = 0.03$, 即

$$\left. \begin{aligned} F^{n+1} &= F^{n-1} + 2\Delta t F^n \\ F^n &= F^* + 0.5\nu(F^{n+1} + F^{n-1} - 2F^n) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中 $F = \psi$, 带星号的量为第一近似,取 $\nu = 0.05$ 。

(4)边界条件和初始条件

在北边界 $y = 2.5$ 处加一定常边界条件:

$$\psi = 2\epsilon \cos(kx) \quad y = 2.5 \quad (7)$$

式中诸变量均为无量纲量。 $\epsilon \ll 1$, 其定义同(5)式, k 为 x 方向波数,取 $k = 1.0$ 。南边界采用辐射边界条件,即在南边界处, $\bar{u}$ 和 $\nabla \psi$ 在最外圈格点上的值与次外一圈格点上的值相等。

ψ 的初值在北边界仍取(7)式,而其它区域的初值均为零,即

$$\psi(x, y) = 0, \quad t = 0 \quad -1.5 \leq y < 2.5 \quad (8)$$

(5)(3)式的差分格式可化为泊松方程形式

$$\nabla^2 \frac{\partial \psi}{\partial t} = -B \quad (9)$$

(9)式中采用超松弛迭代求解,松弛系数取为 0.75。

(6)数值模拟方案

本文作了三种不同的非线性临界层数值试验方案,分别为方案 I、II、III。

方案 I: $\epsilon = 0.02$, 在 $t = 0$ 时,基流取为

$$\bar{u}(y, 0) = \begin{cases} y & y \geq 0 \\ \tanh y & y < 0 \end{cases} \quad (10)$$

方案 II: 仍取 $\epsilon = 0.02$, $t = 0$, 基流取为

$$\bar{u}(y, 0) = \tanh y \quad -1.5 \leq y \leq 2.5 \quad (11)$$

方案 III: 与方案 I、II 不同,取 $\epsilon = 0.1$, 而 $t = 0$ 时,基流仍取(10)式。

基流(10)、(11)式分别如图 1(a)、图 1(b)所示。

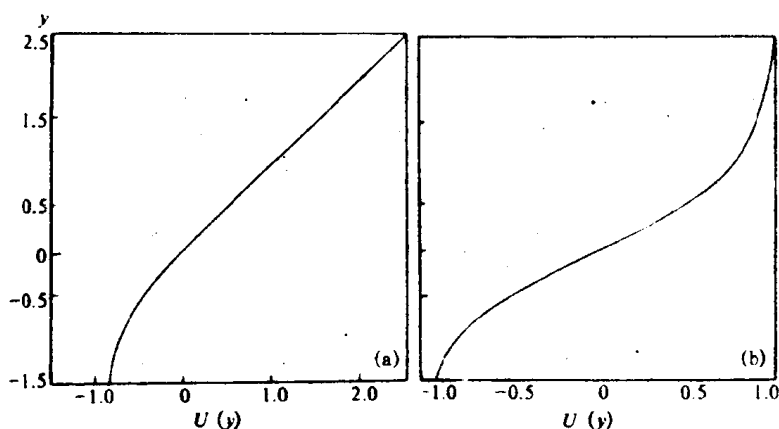


图 1 基流(10)式(a)和(11)式(b)

三、非线性临界层的数值模拟结果

本文用上述三种方案积分 2000 步,对应的无量纲时间 $T = 60$ 。

1. 流函数场

用三种方案积分所得流函数绘成图 2、图 3、图 4,所绘区域为 $0 \leq x \leq 2\pi$, $-0.5 \leq y \leq 0.5$ 。由这三张图可见,在临界线 $y = 0$ 附近均产生了“Kelvin 猫眼”的闭合系统。“猫眼”中心为高值中心,用 H 表示,由中心向四周其流函数值逐渐减小,据地转风原理可知,此“Kelvin 猫眼”的流场呈反气旋性环流。此反气旋环流东西和南北方向的无量纲长度和宽度分别为 $x^* = 3\pi/2$ 和 $y^* = 1.0$ 。取 y 方向特征尺度 $L_y = 10^3 \text{km}$,由本文中给定的 $\alpha = L_y/L_x = 0.4$,得 x 方向的特征波长 $L_x = 2.5L_y = 2.5 \times 10^3 \text{km}$ 。则“Kelvin 猫眼”的有量纲南北宽度为 $y = L_y y^* = 10^3 \text{km}$,有量纲东西长度为 $x = L_x x^* = 2.5 \times 10^3 \text{km} \times 3\pi/2 \approx 1.2 \times 10^4 \text{km}$ 。再取基流特征速度 $U = 30 \text{m/s}$,则有量纲时间 $t = L_x t^*/U = 23.1 t^* (h)$,当积分 2000 步,无量纲时间 $t^* = T = 60$,则对应的有量纲时间 $t = 57.9 \text{d}$ 。“Kelvin 猫眼”作为一位于东西风交界面处行星尺度的反气旋闭合环流,与副热带处的副高颇为相似。

“Kelvin 猫眼”有强度、移动和形状等的变化。

(1)“猫眼”的强度变化

由方案 I 所得图 2 可见,“猫眼”中心极大值由 $t^* = 6$ 时的 0.856 逐渐增强到 $t^* = 60$ 时的 0.883,与 $t^* = 6$ 时的强度相比增加了 3.7%，“猫眼”强度在 $t = 52$ 天内变化相当小,可视为

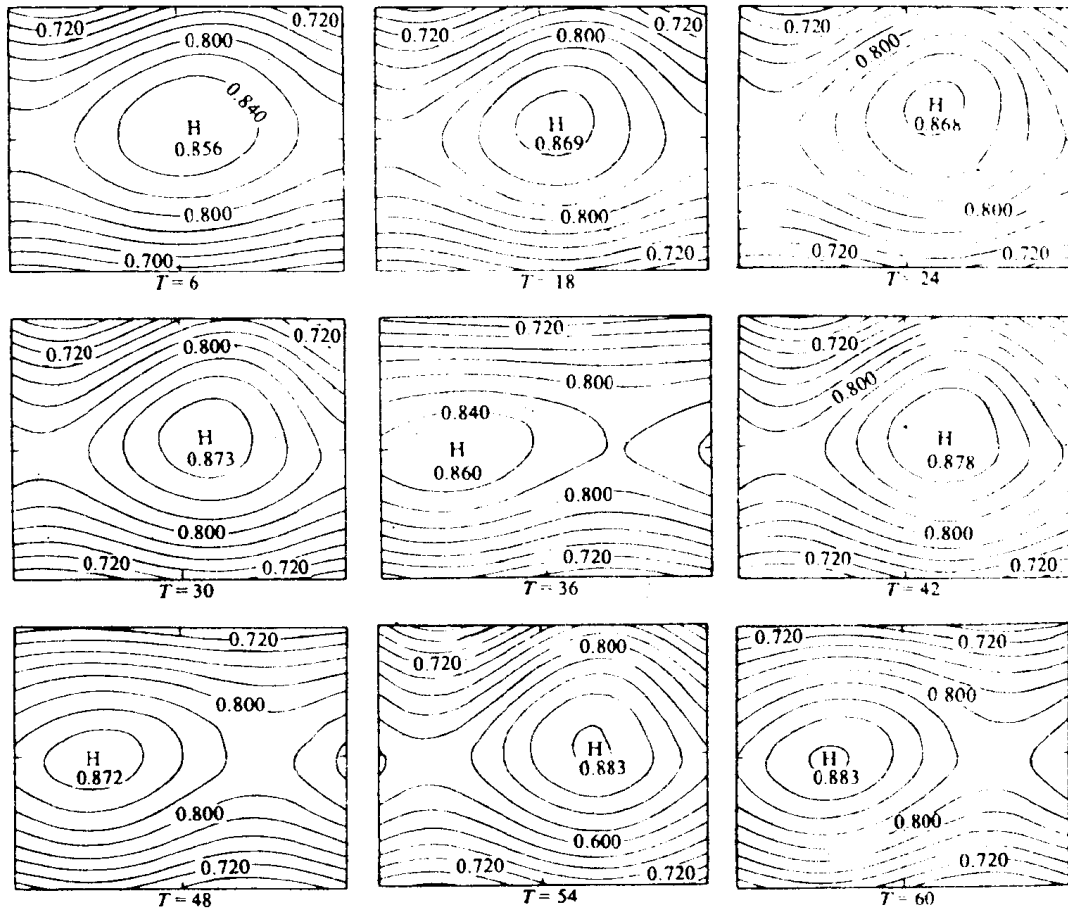


图2 方案 I 所得到的流函数场

“猫眼”强度基本上维持准定常状态。特别当 $t^* > 42$ 时,仅增长 0.6%,准定常状态更为明显。 $t^* = 42$ 时对应 $t \approx 40.5d$ 。

由方案 II 所得的图 3 可见,“猫眼”强度由 $t^* = 6$ 时的 0.851 逐渐增强到 $t^* = 60$ 的 0.869,与 $t^* = 6$ 时的强度相比,增加了 2.1%。与图 2 有所不同,“猫眼”强度在 $t^* < 42$ 时逐渐增大,而在 $t^* > 42$ 时逐渐减小,即使 $t^* = 42$ 时强度最大值也只比 $t^* = 6$ 时增加 3.3%。同样可将图 3 中“猫眼”强度看作准定常状态。

由方案 III 所得的图 4 可见,当 $t^* \leq 36$ 时,“Kelvin 猫眼”强度随时间增强和减弱交替出现,当 $t^* = 12, 24, 36$ 时,“猫眼”强度比 $t^* = 6$ 时要小,而 $t^* = 18, 30$ 时,“猫眼”强度比 $t^* = 6$ 时要大。与 $t^* = 6$ 时强度相比,最大减小了 10.5%,最大增加了 6.6%。显然, $t^* \leq 36$ 时,“猫眼”强度变化比方案 I、II 所得强度变化要大一些。当 $t^* > 36$ 时,“猫眼”由一个中心分裂为两个中心。若按两中心中较大的强度值看,与 $t^* \leq 36$ 情况相似,强度仍随时间交替出现增强和衰减,但总趋势是衰减的,即由 $t^* = 42$ 的 1.04 衰减到 $t^* = 60$ 时的 0.804, $t^* = 60$ 时的强度比 $t^* = 6$ 时衰减了 16.8%,强度变化相当大,此图中的“猫眼”难以再视为准定常的。“猫眼”强度出现了 $t^* = 12$ 即 $t \approx 11.6d$ 的周期性振荡。方案 III 与方案 I、II 不同, $\epsilon = 0.1$, 比其它两个方案大一个量级, ϵ 是非线性作用大小的量度,也是北边界强迫波振幅大小的量度。因此方案 III 的结果描述了在强非线性作用和强北边界强迫波情况下,方案 III 的流函数场不呈准定常状态。由“Kelvin 猫眼”的强度变化可见,方案 I、II 的“猫眼”呈准定常状态,可持续两个月甚至

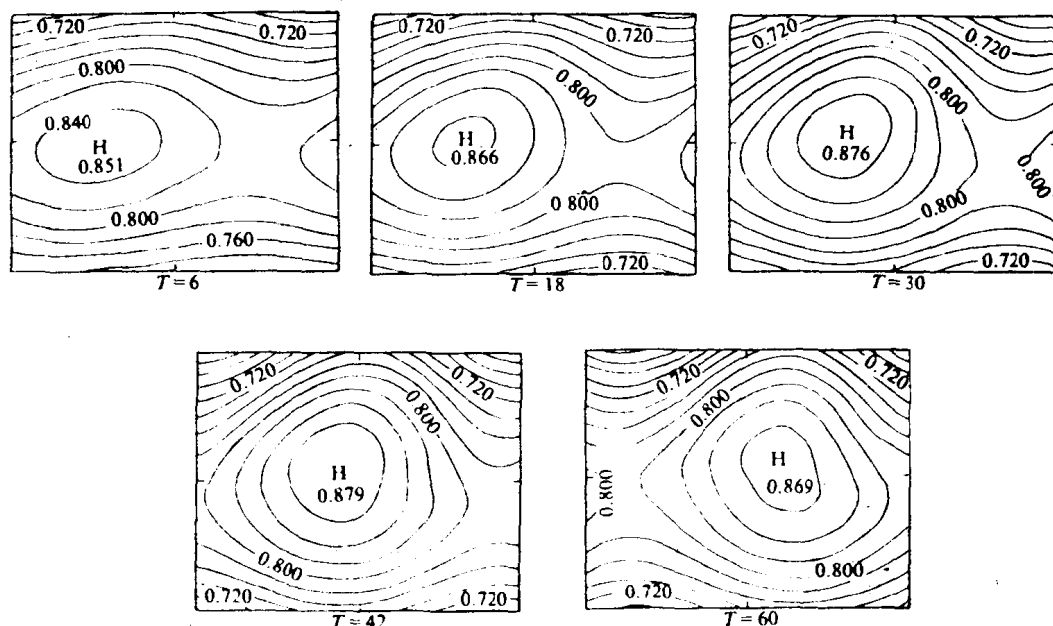


图3 方案Ⅱ所得到的流函数场

更长时间,这也与副高的准定常状态有相似之处。而方案Ⅲ的“猫眼”强度由于非线性作用和北边界强迫出现了 $t \approx 11.6d$ 的周期振荡,与夏季副高 $15 \sim 20d$ 以及 $10d$ 左右的周期振荡相当接近^[12]。

(2)“猫眼”的移动

由方案Ⅰ所得图2可见,“Kelvin猫眼”有缓慢东移的现象,无量纲移速约为 $\pi/192$,对应有量纲移速为 $0.49m/s$,或 $42.4km/d$ 。东移速度很小,但 $t^* = 36, 48, 60$ 时,“猫眼”出现了突变,产生了西进现象。 $t^* \geq 30$ 后,“猫眼”出现了 $t^* = 12$ 或 $t \approx 11.6d$ 的东移西进的周期振荡。

由方案Ⅱ所得图3可见,“猫眼”仍有东移现象,其无量纲和有量纲移速分别约为 $\pi/81$ 和 $1.16m/s$ 或 $100.5km/d$,比方案Ⅰ快,但其量级仍很小。此方案未出现“猫眼”移动振荡现象。

由方案Ⅲ所得图4可见,“猫眼”中心移动出现了振荡现象, $t^* = 12$ 时中心东移, $t^* = 18, 30$ 时,中心位置与 $t^* = 6$ 一致, $t^* = 24, 36$ 时均西进,因此 $t^* = 6$ 到 $t^* = 30$ 为一完整周期即 $t^* = 24$ 或 $t \approx 23d$ 。“猫眼”中心围绕 $t^* = 6$ 处作 $t \approx 23d$ 的周期振荡。当 $t^* \geq 42$ 时,“猫眼”由一个中心分裂为两个中心, $t^* = 48, 60$ 时,较强的一个中心位置均西进,而 $t^* = 54$ 时,较强的一个中心东移,此东移西进周期为 $t^* = 12$ 或 $t \approx 11.6d$ 。在方案Ⅲ中“猫眼”中心东移西退的周期振荡由 $t^* < 42$ 的 $23d$ 变为 $t^* \geq 42$ 的 $11.6d$,与副高 $15 \sim 20d$ 以及 $10d$ 左右周期振荡相似。

(3)“猫眼”的形状变化

由方案Ⅰ所得图2可见,“猫眼”由椭圆形逐渐增强为近圆形,当 $t^* = 24$ 时,“猫眼”最外圈闭合环流所占范围最大。当 $30 \leq t^* \leq 60$ 时,“猫眼”形状由圆形到椭圆形交替变化,有 $t^* = 12$ 或 $t \approx 11.6d$ 的振荡周期。

由方案Ⅱ所得图3可见,“猫眼”也由椭圆形逐渐增强为近圆形,当 $t^* = 24$ 时,已发展为准圆形,且 $t^* > 24$,准圆形变得越来越圆,其最外圈流线环所占范围几乎不变,无振荡现象。

由方案Ⅲ所得图4可见,“猫眼”形状在 $t^* \leq 36$ 时出现振荡现象,即 $t^* = 6, 18, 30$ 时,“猫

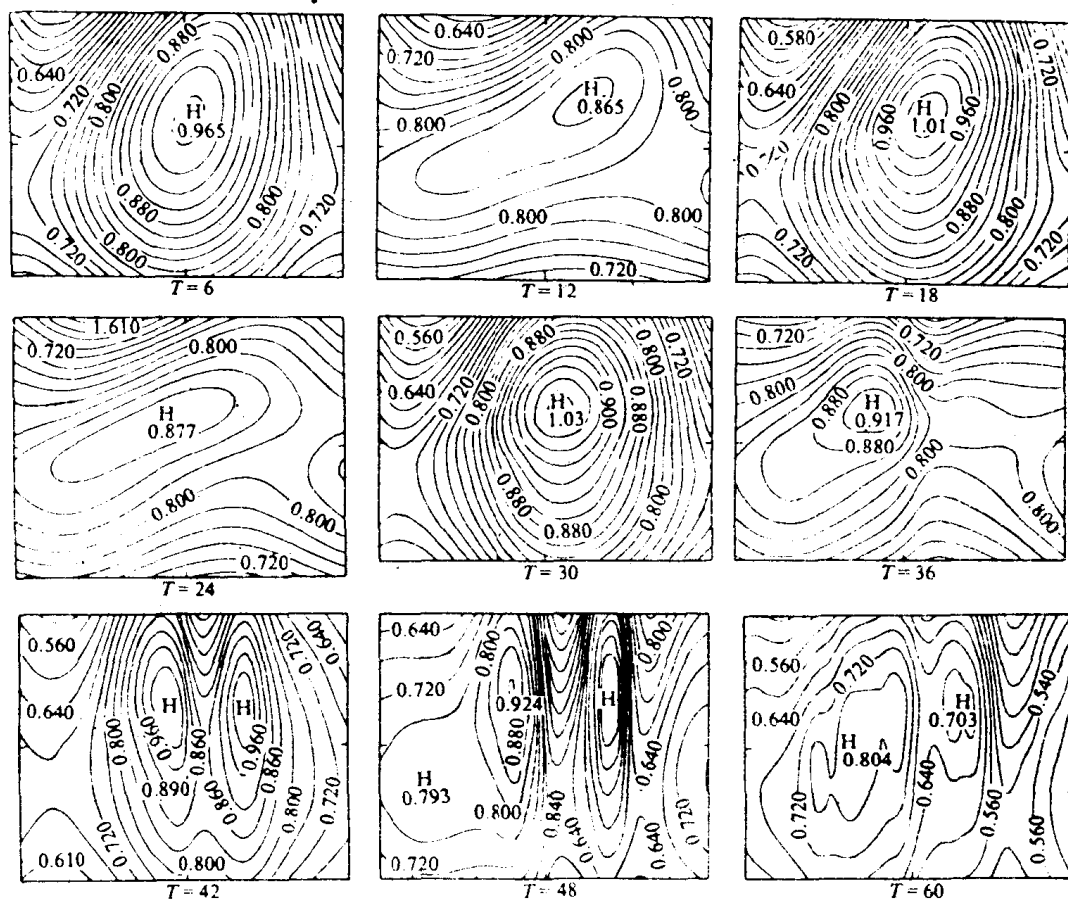


图4 方案Ⅲ所得到的流函数场

“眼”形状为准圆形,而 $t^* = 12, 24, 36$ 时,“猫眼”形状呈东北—西南倾斜长轴的椭圆形。这种椭圆形流线与基流配合,正是一种典型的正压稳定性形势。特别值得注意的是,当 $t^* \geq 42$ 时,“猫眼”形状由一个中心分裂为两个中心,这有些类似于副高单体由一个分裂为两个,两单体之间为低压带或长波槽。而 $t^* < 42$ 时,其振荡周期仍为 $t^* = 12$ 或 $t \approx 11.6d$ 。

方案Ⅰ、Ⅱ中,“猫眼”形状变化,主要表现为由椭圆形增强为准圆形,其南北范围扩大,东西范围也略有增大。这与副高外围等压线增强扩大且强烈北伸也有相似之处。方案Ⅲ中,当 $t^* = 42$ 或 $t \approx 40.5d$ 时,“猫眼”一个中心分裂为两个中心,如西风带上小槽发展为长波槽,插入呈带状的副高中,使副高分裂为两个单体。“猫眼”分裂与副高单体分裂有类似之处。

2. 涡度场

由方案Ⅰ计算所得的绝对涡度场绘为图5,图中区域为 $0 \leq x \leq 2\pi$, $-0.5 \leq y \leq 0.5$ 。对应的扰动相对涡度场与图5形势相似,图5中虚线为扰动相对涡度零线,下文将扰动相对涡度简称扰动涡度。按照 Haynes 和 McIntyre^[8]的方法讨论,图5与文献[8]中的图4和文献[7]中的图2非常相似。

当 $T = 6$ 时,等绝对涡度线有小的波动,正负扰动涡度呈东西分布,此时形势表示吸收。具体地说,“猫眼”右边负扰动涡度部分表示吸收,左边正扰动涡度部分表示超反射。

当 $T = 12$ 时,等绝对涡度线的波动增强,扰动涡度零线向 x 方向倾斜,正负扰动涡度由东西分布开始向南北分布变化,此时形势表示吸收减弱。

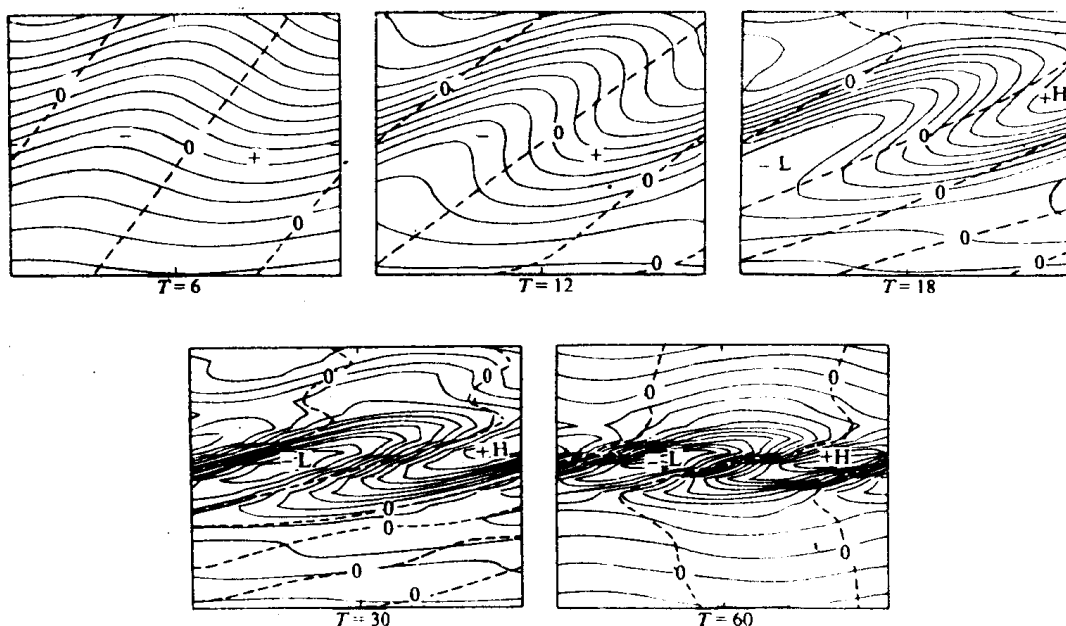


图5 由方案 I 得到的绝对涡度场

当 $T = 30$ 时,扰动涡度零线已接近于 x 方向,正负扰动涡度已接近于南北分布,此时形势已由吸收开始变为理想反射。

当 $T = 60$ 时,正负扰动涡度已非常接近于南北分布,此时形势已可视为理想反射状况。实际上, $T = 42$ 时的形势与 $T = 60$ 的已非常一致。

由(2)、(5)两式可知,无量纲总相对涡度为

$$\zeta = -\frac{d\bar{u}}{dy} + \epsilon \nabla^2 \psi \quad (12)$$

式中各量均已略去了星号。本文中三种方案所取二种基流分别为(10)、(11)式,均有 $\bar{u}$ 随 y 增加而单调增大,则有 $-d\bar{u}/dy < 0$ 总成立,由于 $\epsilon \ll 1$,由(12)式总有 $\zeta < 0$ 成立,且 $d\bar{u}/dy$ 随时间变化很小,与 ϵ 量级相同,因此无量纲总相对涡度 $\zeta < 0$ 在“Kelvin 猫眼”内总是成立。再考虑扰动相对涡度的分布,则总相对涡度在扰动涡度负值中心有极小值,而在扰动涡度正值中心有极大值。由观测事实知,在副高区内基本上都是负值,而且涡度场相对于高压表现得很匀称。本文结果与此也较为类似。

按文献[13]关于波“破碎”的定义,由图5可见,等绝对涡度线也即物质线发生了不可逆的变形,Rossby 波开始产生“破碎”,使得绝对涡度重新分布,从而非线性临界层从吸收变为理想反射北方来的入射波。非线性临界层内的“Kelvin 猫眼”由于吸收经向传播的波动能量而加强,然后由于完全反射经向传播的波动能量而趋于定常状态。

四、结 语

在北半球的实际大气运动中,夏季在副热带存在着东西风的交界线,即零风速线。在 500 ~ 300hPa 等压面上此交界线约位于 25°N 左右,纬向基流由低纬到中高纬 45°N 左右呈单调增加^[14]。本文所设两种基流定性与此一致,因此在副热带东西风交界线附近对于准定常行星波产生了非线性临界层。本文用准地转正压涡度方程模式模拟非线性临界层,从而得到“Kelvin 猫眼”的主要特征及其与副高的关系。

(1)本文取相当40个波的 x 方向分辨率,比Beland取的6个波多得多,基本与 y 方向分辨率匹配,改进了Beland的结果,非线性Rossby波临界层达到准定常状态,在一般非线性和40个波的情况下证实了SWW解(即解析解)^[15]。

(2)本文用三种方案均在非线性临界层内形成“Kelvin猫眼”反气旋性环流。“猫眼”的位置、时空尺度、移动和形状变化,以及“猫眼”内的涡度特征均与副高单体有相似之处,有可能用非线性临界层产生的“Kelvin猫眼”作为副高形成的一种新的物理机制。

(3)非线性临界层随时间对入射Rossby波,开始吸收,然后逐渐减弱,最后趋于理想反射。而入射Rossby波也趋于“破碎”。

副高是一个常年存在的深厚系统,虽然本文用非线性临界层理论可以解释其主要特征,但由于本文未显含加热和地形等,而由基流隐含之,所以还有待于进一步研究。

参 考 文 献

- [1] 陶诗言、朱福康、吴天祺,夏季中国大陆及其邻近海面副热带高压活动的天气学研究,中国夏季副热带天气系统若干问题的研究,科学出版社,106~123(1963)。
- [2] 黄士松,西太平洋高压的一些研究,气象,(10),1~2(1979)。
- [3] 缪锦海、丁敏芳,热力强迫下大气平衡态的突变与季节变化、副高北跳,中国科学(B),(1),87~96(1985)。
- [4] Dickinson, R. E., Development of a Rossby wave critical level, *J. Atmos. Sci.*, 27, 627~633(1970)。
- [5] Stewartson, K., The evolution of the critical layer of a Rossby wave, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 9, 185~200(1978)。
- [6] Warn, T. and Warn, H., On the development of a Rossby wave critical level, *J. Atmos. Sci.*, 33, 2021~2024(1976)。
- [7] Killworth, P. D. and McIntyre, M. E., Do Rossby-wave critical layers absorb, reflect, or over-reflect? *J. Fluid Mech.*, 161, 449~492(1985)。
- [8] Haynes, P. H. and McIntyre, M. E., On the representation of Rossby wave critical layers and wave breaking in zonally truncated models, *J. Atmos. Sci.*, 44, 2359~2382(1987)。
- [9] Beland, M., Numerical Study of the nonlinear Rossby wave critical level development in a barotropic flow, *J. Atmos. Sci.*, 33, 2066~2078(1976)。
- [10] Beland M., The evolution of a nonlinear Rossby wave critical level; effects of viscosity, *J. Atmos. Sci.*, 35, 1802~1815(1978)。
- [11] Held, I. M. and Phillips, P. J., Linear and nonlinear barotropic decay on the sphere, *J. Atmos. Sci.*, 44, 200~207(1987)。
- [12] 毕慕莹,夏季西太平洋副热带高压的振荡,气象学报,47,467~474(1989)。
- [13] McIntyre, M. E. and Palmer, T. N., 1983 Breaking planetary waves in the stratosphere, *Nature*, 305, 593~600。
- [14] Hoskins, B. and Pearce, R., 1983, *Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere*, Academic Press。
- [15] 陆维松,动力稳定性原理,气象出版社,289~296(1992)。

纬向切变基流中的非线性 Rossby 波

何建中 郭品文 ·

(南京气象学院)

提 要

本文在半地转近似下讨论了纬向切变基流中的非线性正压 Rossby 波,给出了存在波解的切变基流条件和初始扰动条件。

关键词: 半地转近似 纬向切变基流 Rossby 波

一、引 言

近年来,对非线性 Rossby 波的研究有了很大进展。刘式适等^[1]讨论了半地转近似下无基本气流的非线性 Rossby 波,表明半地转近似下的 Rossby 波具有充分的非线性特征,为研究非线性 Rossby 波动问题提供了一个新的途径。

本文进一步讨论了纬向切变基流中的非线性正压 Rossby 波,给出了波动产生的条件。不仅讨论了含平方非线性项的情形,还进一步研究了含立方非线性项的情形。

二、基本方程

非线性浅水模式为

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right)u - fv &= -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right)v + fu &= -\frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right)\varphi + \varphi\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

其中各量具有通常的物理意义。设

$$u = \bar{u}(y) + u', v = v', \varphi = \bar{\varphi}(y) + \varphi' \quad (2)$$

式中, $\bar{u}(y) = -\frac{1}{f_0} \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial y}$ 。将(2)式代入(1)式,并略去“'”号得

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial t} + (u + \bar{u}) \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right]u - \left(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right)v &= -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} + (u + \bar{u}) \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right]v + fu &= -\frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ \left[\frac{\partial}{\partial t} + (u + \bar{u}) \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y}\right]\varphi + \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial y}v + (\varphi + \bar{\varphi})\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

用 β 平面近似,从(3)式中的前二式可求得涡度方程,并利用半地转近似得

· 已发表在《高原气象》第12卷第4期(1993)。

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial}{\partial x} + (u + \bar{u}) \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right] \zeta_s + (\bar{\zeta}_a + \zeta_s) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial \bar{\zeta}_a}{\partial y} v_s = 0 \\ & \left(\frac{\partial}{\partial x} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \varphi + (\varphi + C_0^2) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

其中, ζ_s 为地转涡度; $\bar{\zeta}_a = f_0 - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$; $\frac{\partial \bar{\zeta}_a}{\partial y} = \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2}$; $u_s = -\frac{1}{f_0} \frac{\partial \varphi}{\partial y}$, $v_s = \frac{1}{f_0} \frac{\partial \varphi}{\partial x}$; $C_0^2 = \bar{\varphi}_0 \frac{\partial \bar{\zeta}_a}{\partial y} v$ 中 v 已用 v_s 替代, 对大尺度运动这种近似是合理的^[2]。

设

$$\varphi = \Phi(\theta), u = U(\theta), v = V(\theta), \theta = kx + ly - \gamma t \quad (5)$$

θ 为相角, k 和 l 为波数, γ 为圆频率。

将(5)式代入(4)式, 类似文献[3]考虑 y 变化区间不太大, 以保证基本状态量在该区间内是缓变的, 因此在对 θ 微积分时可以近似视这些参数为常数。如此得到关于 Φ 的非线性常微分方程

$$\frac{d^2 \Phi}{d\theta^2} = \lambda^2 \left[(c_x f_0 \bar{\zeta}_a + C_0^2 \frac{\partial \bar{\zeta}_a}{\partial y}) \Phi + \frac{\partial \bar{\zeta}_a}{\partial y} \Phi^2 \right] / (c_x C_0^2 - C_0^2 \bar{u} - \bar{u} \Phi) \equiv F(\Phi) \quad (6)$$

式中, $\lambda^2 = k^2 + l^2$; $c_x = \gamma/k$ 。

如不计纬向基流 $\bar{u} = 0$, 则(6)式即为

$$\frac{d^2 \Phi}{d\theta^2} = [(f_0^2 c_x + C_0^2 \beta) \Phi + \beta \Phi^2] / \lambda^2 C_0^2 c_x \quad (7)$$

文献[2]曾得到上述方程, 有关解的性质已作过详细分析。本文着重讨论存在纬向基流的情形。

一般而言, 要求得(6)式的精确解析解是困难的。我们将在(6)式的平衡点附近讨论它的近似解。

(6)式可化为下列一阶联立方程组

$$\begin{cases} \frac{d\Phi}{d\theta} = \Psi \\ \frac{d\Psi}{d\theta} = F(\Phi) \end{cases} \quad (8)$$

显然上式有两个平衡点 $A(0, 0)$ 与 $B(-c_x f_0 \bar{\zeta}_a / \frac{\partial \bar{\zeta}_a}{\partial y} - C_0^2, 0)$ 。下面将在 A 点附近考察(8)式的性质(B 点可类似讨论)。

将非线性函数 $F(\Phi)$ 在 $\Phi = 0$ 附近 ($|\Phi| < \left| \frac{C_0^2(c_x - \bar{u})}{u} \right|$) 用 Taylor 级数将分母展开, 保留到立方非线性项得

$$\frac{d^2 \Phi}{d\theta^2} = a\Phi + b\Phi^2 + c\Phi^3 \quad (9)$$

式中, $a = (c_x f_0 \bar{\zeta}_a + C_0^2 \frac{\partial \bar{\zeta}_a}{\partial y}) / C_0^2 \lambda^2 (c_x - \bar{u})$; $b = (\frac{\partial \bar{\zeta}_a}{\partial y} + a \lambda^2 \bar{u}) / C_0^2 \lambda^2 (c_x - \bar{u})$; $c = b \bar{u} / \lambda^2 C_0^2 (c_x - \bar{u})$ 。下面的讨论都将以(9)式为基础。

三、含线性项时的线性波动

考虑线性情况, 即忽略小量 Φ^2, Φ^3 项, 则有

$$\frac{d^2 \Phi}{d\theta^2} = a\Phi \quad (10)$$

显然, $a < 0$ 时, 上式存在稳定有界的线性波解; $a > 0$ 时则不存在有界稳定波解。即有

$$\begin{aligned} \left(c_x f_0 \bar{\xi}_a + C_0^2 \frac{\partial \bar{\xi}_a}{\partial y} \right) / (c_x - \bar{u}) &< 0 & A \text{ 点稳定} \\ &> 0 & A \text{ 点不稳定} \end{aligned} \quad (11)$$

如果取 $a = -1$, 则可得到稳定波动的相速公式

$$c_x = C_0^2 (\lambda^2 \bar{u} - \frac{\partial \bar{\xi}_a}{\partial y}) / (\lambda^2 C_0^2 + f_0 \bar{\xi}_a) \quad (12)$$

显然基本气流对波速有影响。如不计基流, 则

$$c_x = -\beta / (\lambda^2 + \mu^2) < 0 \quad (13)$$

式中, $\mu^2 = (f_0 / C_0)^2$ 。因此, 不计基流波动为向西传, 如计基流及切变, 当基流满足

$$(\lambda^2 \bar{u} - \frac{\partial \bar{\xi}_a}{\partial y}) / (C_0^2 \lambda^2 + f_0 \bar{\xi}_a) > 0 \quad (14)$$

时, 波动可以向东传播。

四、含平方非线性项时的非线性波动

讨论平方非线性项, Φ^3 项作为小量忽略不计, 由(9)式得

$$\frac{d^2 \Phi}{d\theta^2} = a\Phi + b\Phi^2 \quad (15)$$

令

$$Q = \frac{b}{a} \Phi, \tau = \sqrt{|a|} \theta \quad (16)$$

得

$$\frac{d^2 Q}{d\tau^2} = \text{sgn}(a)(Q + Q^2) \quad (17)$$

其中 $\text{sgn}()$ 为符号函数。上式等价于

$$\frac{dQ}{d\tau} = P, \frac{dP}{d\tau} = \text{sgn}(a)(Q + Q^2) \quad (18)$$

为 Hamilton 系统。其首次积分是

$$\frac{P^2}{2} - \text{sgn}(a)(Q^2/2 + Q^3/3) = \epsilon \triangleq \frac{P^2}{2} + \Pi(Q) \quad (19)$$

上式可理解为势场 $\Pi(Q)$ 中运动粒子对初始扰动拟能 ϵ 的响应问题。

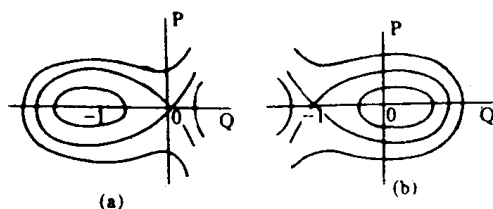


图1 (19)式所定义的相轨线

(a) $\text{sgn}(a) = 1$; (b) $\text{sgn}(a) = -1$

图1为相轨曲线。当 $\text{sgn}(a) = -1, 0 < \epsilon < \frac{1}{6}$ 时, 相轨线为图1(b)中绕中心点(0,0)的闭轨线族。这时原问题有稳定有界波动解