

长波物理机制经典论断新探

钟 青

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

提 要

本文通过对经典罗斯贝长波理论, 斜压大气环流实验室模拟研究成果的重新归纳与分析, 以及相应于上述理论和实验系统的简化数学物理模型的分析与比较, 揭示出在大尺度旋转斜压自由流体系统中, β 效应的存在与否, 虽然可以修正波动的性质, 但不影响波解结构与波动振幅演变方程的同构性质; 发现 β 效应也不足以解释冬夏天气事实, 而且也不足以描写冬夏波型转换机理; 同时还发现在均匀旋转斜压流体系统中, 存在一个可以解释冬夏波型现象的斜压非线性波长波型确定与转换机制。

本工作建议, 关于大气长波本质上就是罗斯贝波, 形成大气长波的物理机制是 β 效应的经典论断, 有必要重新考察。本文认为, 形成大气长波的物理机制是与地球大气南北温差相关联的斜压非线性效应。

关键词: 经典论断质疑; 大气长波; 罗斯贝波; 斜压非线性效应; β 效应。

一、问题的提出

由天气实践知道, 在对流层中上层, 气压场或气流场经常呈现波状, 北半球有3—5个波($L=10^6\text{m}$), 其波速接近风速, 这种波动称为大气长波或行星波。为解释大气长波现象, 经典罗斯贝长波理论于本世纪30年代末应运而生, 并在以后得到了不断的完善和发展^[1-4]。在动力气象学的教科书上^[4], 这个理论被概括为如下经典论断: 大气长波本质上就是罗斯贝波, 产生大气长波的物理机制乃是扰动在地球涡度(f)随纬度变化的作用下的传播, 也就是所谓的 β 效应。然而, 在大气环流实验室模拟实验中, 依然可以再现大气环流的许多基本特征, 包括与大气长波很类似的流型, 也就是所谓的罗斯贝波型。值得注意的是这些实验中没有 β 效应, 因而罗斯贝流型并不是罗斯贝波。由此, 人们不禁要问产生大气长波的物理机制是 β 效应吗? 由于非线性动力学理论的发展, 这个悬而未决的气象学上的重大问题现在已经有了解决的可能。

二、罗斯贝长波经典概念的形成

经典罗斯贝长波理论的建立是现代大气动力学发展的一个里程碑, 它把中高纬天气过程的控制方程归结为简化的位涡守恒方程(准地转正压绝对涡度守恒方程)

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

其中旋转地球上的球面效应被简化归结为 β 平面效应, 罗斯贝 (C. G. Rossby) 1939 年的工作^[5] 导致了非线性方程(1)准确解的发现, 解的形式是叠加在常定纬向气流上的平面波动

$$\psi = \psi_0 - U_0 y + \psi_1 e^{i(kx + ly - \omega t)}, \quad (2)$$

$$\frac{\omega}{k} = U_0 - \frac{\beta}{k^2 + l^2}. \quad (3)$$

此解被称为罗斯贝波解。约一年后, B. Haurwitz 的工作^[6] 导致了球面坐标系下(1)式等价方程准确解的发现,

$$\psi = \psi_0 - \alpha r_0^2 \cos\theta + \psi_1 P_n^m(\cos\theta) e^{i(m\lambda - \omega t)}, \quad (4)$$

$$\frac{\omega}{m} = \alpha - \frac{2(\Omega + \alpha)}{n(n+1)}. \quad (5)$$

此解被称为 Haurwitz-Rossby 波解, 1946 年进一步发现在局地坐标系内以及在球面坐标系内, 都可写出(1)式的叠加形式的准确解^[7].

(2) — (3) 式与 (4) — (5) 式互相印证 显示出局地坐标系下, 采用 β 平面近似确实抓住了球面效应的物理本质; 而且 β 效应对中高纬度大尺度波动的频散慢波特征的诸方面, 例如: 超长波的准静止或西退现象, 大气长波的上、下游效应都做出了一个理论上的解释; 罗斯贝波经典概念形成的主要论据就是与其它大气特征波动(声波, 重力波)相比, 罗斯贝波解具有与大气长波流型、波速最为接近的特征^[1]. 然而, 即使是累加形式的特解也只是像纯线性情况下一样, 发生了诸独立波动的叠加, 存在不能描述波与波的非线性相互作用的缺陷, 它仅仅把天气的时空演变问题简单地归结为罗斯贝波的不变形平移, 不能解释波动的发生、发展问题. 为解决这种缺陷, 人们从两个方面进行了努力, 一是把复杂的非线性发展问题化为小扰动的流体动力不稳定的线性问题, 准地转两层斜压小扰动线性不稳定理论^[4] 是这种思路的一个很好的例子. 它从理论上揭示的大尺度扰动能够发展的条件(例如, 风场、温度场、气压场的配置, 临界西风垂直切变值的存在)都与中高纬发展中的斜压扰动的观测事实定性上相一致; 特别地, β 因子决定了一个最小临界西风切变及一个最不稳定发展波长的存在. 按照一般的见解^[4], 大尺度扰动的特征波长应与此最不稳定波长接近, 从而 β 效应成了一个决定大尺度天气波动特征波长的机制. 这是罗斯贝长波概念形成的另一主要论据, 罗斯贝波概念由此被接受而确立下来, 实际上, 这个理论构成了经典动力气象学的核心, 虽然它的缺陷也是明显的, 只能描述大尺度斜压扰动发展的初始倾向.

经典罗斯贝长波理论的中心问题, 归根结底, 是强调地球球面效应的特殊性对旋转低速流体运动系统中大尺度波动现象诸方面的支配性影响作用, 也就是强调 β 的作用.

三、罗斯贝长波经典理论的困惑

大气环流实验室模拟实验之一就是“转盘实验”. 实验中把流体装入一个围绕垂直轴旋转, 中心冷却, 边缘加热的圆柱形器皿中, 大致可以模拟半球大气, 它的中心相当于极地, 边缘相当于赤道, 但不能模拟 β 效应, 而且几何曲率项的作用也是被忽略的, 当

然, 后一种作用在局地直角坐标系中的准地转模式中也是被忽略的。

实验定性表明: 在旋转与加热速率的某些组合下, 出现了与径向温度梯度处于热成风平衡的轴对称常定纬向流动, 并叠加上边缘上升, 中心下沉的直接经圈环流, 因为流动本质上是哈得来环流, 故通常称这种对称流动为“哈得来流型”。

然而对于另一些旋转速率与加热率的组合, 又出现了一种不对称的流型, 包含有弯弯曲曲的纬向急流与不规则的波动, 这与中高纬高空天气图上的流型很类似, 故通常称之为“罗斯贝流型”。但值得注意的是, 旋转实验中无 β 效应, 故这并不是罗斯贝波。

除转盘实验外, 把流体装入两个同轴但不同半径的圆柱体之间, 让圆柱内外壁保持恒温, 以便在环流区域两端控制温差, 令其按指定的旋转速率绕轴旋转, 就可以对实验进行定量分析并与相应的理论分析做比较, 此种实验称之为转环实验。

转环实验中同样发现, 在不同的旋转速率与加热率下, 可以出现哈得来和罗斯贝两种不同的流型; 还可以看到罗斯贝波型有些情况下可以是稳定的; 另一些情况下, 它又可以以类似于大气环流中“指数循环”的“摆动循环”的形式存在; 而且随着外参数的变化, 可以看到不同波型之间的急剧转换(见图 1)。图中特别值得注意的是存在一种热力罗斯贝数决定波长, 斜压性改变造成波数跃变的现象。

在这里如果能够确认与大气系统不完全相似的实验室系统, 可以模拟不受地形和海陆加热差异影响的那些很重要的大气环流特征, 那么早在本世纪 60 年代初已归纳总结出的这些实验室研究结果就意味着对于对流层中天气系统环流的发展 β 效应不是必需的。这个前提与结论是被后来的霍尔顿(J. R. Holton)所相信的^[2], 但由于实际大气系统是非线性系统, 在当时的非线性动力学理论发展状况下, 做出这种确认是不现实的。

为解释大气长波发生、发展问题的另一种努力的基本思想是从能量的非线性转换角度考察问题, 由于非线性动力学理论的普及与发展, 始于本世纪 70 年代初, 这种直接从非线性问题着手的努力, 在波振幅与波位相弱相互作用的情形下,

取得了进展。像气象上可以解释的三波共振解^[8], 孤立子型波解^[9, 10], 有限振幅斜压波解^[11], 极大地丰富了准地转罗斯贝长波理论的内容, 并弥补了线性理论不可避免的缺陷。然而, 这些从接受罗斯贝波概念出发的非线性理论工作也隐含着令人困惑的结果, 在准地转正压涡度守恒系统中, 三波共振现象的存在与否不依赖于 β 效应的存在与否, 它是由在能量守恒, 拟能守恒共同决定的平均尺度守恒规律约束下的非线性平流效应带来的

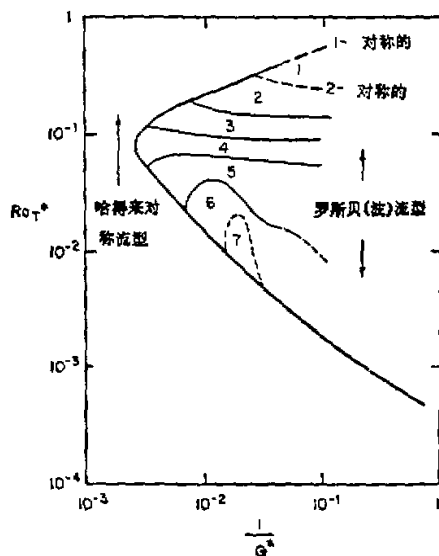


图 1 富尔茨转环实验流型图^[2]

三波间的非线性相互作用所决定^[8]; 准地转正压涡度守恒系统中的非线性孤立子流型的存在与否同样不依赖于 β 效应的存在与否, 其存在的必要条件是基本流的水平切变的存在^[9]; 在准地转斜压两层非线性系统中, 有限振幅斜压波的存在与否也是不依赖于 β 效应的存在与否, 其必要条件是基本流的垂直切变的存在. 上述研究展示了这些同天气实际基本特征相一致的流型的存在, β 效应同样不是必需的. 在曾庆存用涡旋的概念解释地球大尺度运动特征的工作中^[12], 同样隐含着 β 效应不是关联有旋与无旋场运动的必需物理因子的结论. 下面将缩小讨论范围, 以尝试确定大气环流实验室中的所谓的“罗斯贝”波型与罗斯贝长波理论模型中的罗斯贝波解是否具有共同的结构特征?

四、斜压两层准地转模式系统中的对比分析

无量纲的准地转两层模型控制方程形如^[3]

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \psi_n}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi_n}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \right] [\Delta \psi_n + (-1)^n F(\psi_1 - \psi_2) + \beta y] = 0, \quad (6)$$

其中角标 $n=1$ 相应于上层流体系统, $n=2$ 相应于下层; 当 $\beta=0$ 时, (6) 式是一个 f 平面模型方程组, 当 $\beta \neq 0$ 时相应于一个 β 平面模型方程组.

考虑流函数形如

$$\psi_n = -U_n y + \varphi_n(x, y, t) \quad (7)$$

且满足侧向固壁边条件

$$\frac{\partial \psi_n}{\partial x} = 0, \quad y=0, 1. \quad (8)$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \int_{-x}^x \frac{\partial^2 \psi_n}{\partial y \partial t} dx = 0 \quad (9)$$

当斜压线性不稳定条件不成立时, (6) 式的稳定的准确解可求得为,

$$\varphi_n = A_n e^{i k(x - C t)} \sin m y, \quad (10)$$

$$C = \frac{U_1 + U_2}{2} - \frac{k_m^2 + F}{k_m^2 + 2F} \frac{\beta}{k_m^2} \pm \frac{[(U_1 - U_2)^2 (k_m^2 - 4F^2) k_m^2 + 4F^2 \beta^2]^{\frac{1}{2}}}{2k_m^2 (k_m^2 + 2F)}, \quad (11)$$

$$k_m^2 = k^2 + m^2 \pi^2. \quad (12)$$

当斜压线性不稳定条件以

$$U_1 - U_2 = \frac{\beta}{F} (1 + \delta), \quad 0 < \delta \ll 1, \quad (13)$$

$$k_m^2 = \sqrt{2} F. \quad (14)$$

形式得到满足时, 可以定义“慢时间”

$$T = \delta^{\frac{1}{2}} t. \quad (15)$$

并且精确到 $O(\delta)$ 阶, (6) 式的解为,

$$\psi_1 = -U_1 y + \delta^{\frac{1}{2}} \operatorname{Re} A(T) e^{i k(x - U_2 t)} \sin m y + \delta \Phi_1(y, T) + O(\delta^{\frac{3}{2}}), \quad (16a)$$

$$\psi_2 = -U_2 y + \delta^{\frac{1}{2}} \operatorname{Re}(\sqrt{2} - 1) A(T) e^{ik(x-U_2 t)} \sin m\pi y + \delta \left[\Phi_2(y, T) + \operatorname{Re} \frac{2F}{ik\beta} A'(T) e^{ik(x-U_2 t)} \sin m\pi y \right] + O(\delta^{\frac{3}{2}}), \quad (16b)$$

其中 $A(T)$, Φ_1 和 Φ_2 是由以下方程

$$\frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial y^2} + F(\Phi_2 - \Phi_1) \right] = \frac{m\pi F}{2\beta} \frac{d|A|^2}{dT} \sin 2m\pi y, \quad (17)$$

$$\frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial y^2} + F(\Phi_1 - \Phi_2) \right] = -\frac{m\pi F}{2\beta} \frac{d|A|^2}{dT} \sin 2m\pi y, \quad (18)$$

$$\frac{d^2 A}{dT^2} - \frac{(\sqrt{2} - 1)^2 k^2 \beta^2}{2F^2} A + \frac{1}{4} m^2 \pi^2 k^2 F A [|A|^2 - |A(0)|^2] = 0. \quad (19)$$

所确定, 且精确到最低阶 $O(\delta^{\frac{3}{2}})$, 能量从平均流向波动的输送满足

$$E_{Mw} = \delta^{\frac{3}{2}} \frac{\pi}{2k} \frac{d|A(T)|^2}{dT}. \quad (20)$$

与此相对照, 当 $\beta=0$ 时, 如果斜压线性不稳定条件不成立, 则(6)式稳定的准确解为,

$$\varphi_n = A_n e^{ik(x-Ct)} \sin m\pi y, \quad (21)$$

$$C = \frac{U_1 + U_2}{2} \pm \frac{(U_1 - U_2)(k_m^2 - 4F^2)^{\frac{1}{2}}}{2(k_m^2 + 2F)}, \quad (22)$$

$$k_m^2 = k^2 + m^2 \pi^2. \quad (23)$$

对照比较 (10)–(12) 式与 (21)–(23) 式, 可以发现, 有无 β 因子对这里的斜压问题的解的结构形式或者说流型并无影响; 但对其中的波动性质有修正作用; 并且决定着小扰动的斜压不稳定发展的最优发展波长的存在与否.

如果斜压线性不稳定条件以

$$F = F_c(1 + \delta), \quad 0 < \delta \ll 1, \quad (24)$$

$$k_m^2 = 2F_c, \quad (25)$$

形式得到满足, 类似地可以定义“慢时间”

$$T = \delta^{\frac{1}{2}} t, \quad (26)$$

且精确到 $O(\delta)$ 阶, 则(6)式的解为,

$$\psi_1 = -U_1 y + \delta^{\frac{1}{2}} \operatorname{Re} A(T) e^{ik\left(x - \frac{U_1 + U_2}{2} t\right)} \sin m\pi y + \delta \Phi_1 + O(\delta^{\frac{3}{2}}), \quad (27a)$$

$$\psi_2 = -U_2 y + \delta^{\frac{1}{2}} \operatorname{Re} A(T) e^{ik\left(x - \frac{U_1 + U_2}{2} t\right)} \sin m\pi y + \delta \left[\Phi_2 + \operatorname{Re} \frac{4}{ik(U_1 - U_2)} \frac{dA}{dT} e^{ik\left(x - \frac{U_1 + U_2}{2} t\right)} \sin m\pi y \right] + O(\delta^{\frac{3}{2}}), \quad (27b)$$

其中 $A(T)$, Φ_1 和 Φ_2 由以下三方程:

$$\frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial y^2} + F_c(\Phi_2 - \Phi_1) \right] = \frac{nmF_c}{|U_1 - U_2|} \frac{d|A(T)|^2}{dT} \sin 2m\pi y, \quad (28)$$

$$\frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial y^2} + F_c(\Phi_1 - \Phi_2) \right] = - \frac{nmF_c}{|U_1 - U_2|} \frac{d|A(T)|^2}{dT} \sin 2m\pi y, \quad (29)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 A(T)}{dT^2} - \frac{1}{\delta} k^2 (U_1 - U_2)^2 A(T) - \frac{k^2 m^4 \pi^4}{4(2m^2 \pi^2 + F_c)} \\ & \cdot \left(1 - \frac{2F_c}{2m^2 \pi^2 + F_c} \frac{\text{th} \sqrt{F_c/2}}{\sqrt{F_c/2}} \right) \cdot A(T) [|A(T)|^2 - |A(0)|^2] = 0. \end{aligned} \quad (30)$$

联合确定, 且平均流向波动的能量输送, 精确到最低阶, 满足

$$E_{Mw} = \delta^{\frac{3}{2}} \frac{\pi}{k} \frac{d|A(T)|^2}{dT}, \quad (31)$$

并易验证.

$$1 - \frac{2F_c}{2m^2 \pi^2 + F_c} \frac{\text{th} \sqrt{F_c/2}}{\sqrt{F_c/2}} > 0. \quad (32)$$

对照比较(13)—(20)式与(24)—(31)式同样显示 β 效应的存在与否并不影响此条件下(6)式解的结构, 波动振幅控制方程性质上的同构性, 基流修正流控制方程性质上的同构性, 虽然波动可以有所差异, 究其原因是性质上同构的斜压能量转换机制决定了两系统具有相应的种种同构的性质; 而 β 因子存在与否的差异造成两系统中诸多性质的同构但有不等价性.

综合以上在线性稳定情况下, 以及线性不稳定但弱非线性稳定条件下的对照分析的结果, 可以看出: 在无论有无 β 因子的上述系统中波动解的结构形式是一致的, β 效应并不是形成这种一致结构必要的物理因子; 其主要是起一种修正的作用.

五、讨论与总结

罗斯贝长波理论无论在当时还是在现在对现代大气动力学理论的发展都有着极其深刻的影响. 其重要影响之一, 就是强调大尺度运动的低频准涡旋运动特性, 正是基于此种概念下的尺度分析理论才导致了大尺度运动控制方程——准地转位涡守恒方程的建立.

β 效应无疑是影响大尺度运动性质的物理因子之一, 但不是主要的物理因子. 将产生大气长波的物理机制概括为 β 效应的经典理论是由于早期罗斯贝理论数学模型过于简化以及数学工具主要是线性理论工具上的限制, 因而考虑的基流状态过于简单, 从而过份强调了 β 效应的结果. 现在看来, 虽然大尺度运动控制方程——位涡守恒方程的无量纲化后的线性化形式^[3]

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + U_0 \frac{\partial}{\partial x} \right] \left[\Delta \Phi + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_s}{s} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial \Phi}{\partial x}$$

$$\left[\beta - \frac{\partial^2 U_0}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_s}{s} \frac{\partial U_0}{\partial z} \right) \right] = 0. \quad (33)$$

清楚地显示出 β 效应在线性化意义下具有与基流的水平垂直切变同等的作用; 但鉴于大尺度运动的非线性本质, 线性的 β 效应不可能在完整的非线性意义下保持这种等效性, 因而也就不可能是产生大气长波的物理机制。

作为(11)式规定的斜压最优发展波长(2800 — 4200km)^[4]在弱非线性作用下, 显示出一个相应的大尺度波长选择机制; 但在接近天气实际的更一般的强非线性条件下, 按照非线性理论的普适结果, 一个原处于稳定状态的解的吸引子失稳, 意味着解将跃迁到一个新的稳定的吸引子上; 没有理由认为能量将一定仍集中到原来的不稳定的波长上, 相反更多的却是能量转移到新的运动尺度上, 重力波的破碎现象就是一个例证。这种跃迁的方向与归宿是与失稳的方式相关联的。相图图 1 就可显示出斜压失稳后的多种可能性。故在实际大气中, 与 β 效应相伴随的斜压最优发展波长的存在并不总是像一般所认为的波动能量将集中到这个波长附近^[4], 斜压最优发展波长的计算值^[4]与冬 3 夏 4 统计事实要求的 7000 — 9000km 的波长值不相符合就说明了这一点。

总之, 本文分析揭示出的 f 平面与 β 平面两层斜压旋转系统解的同构性质与罗斯贝流型类似于大气长波的实验结果, 以及斜压罗斯贝波解类似于大气长波的理论结果是有一致性的。两系统的对比分析还建议, β 效应的存在与否不影响这种一致性流型结构的存在与否, 也就是说 β 效应不是造成相应于大气长波流型结构的必需的物理因子, 这意味着产生大气长波的物理机制是 β 效应的经典论断有必要重新考虑。

大气大尺度运动无疑是一类具有多种平衡状态(流型)的典型非线性现象; 与位涡平流的非线性效应相联系的波 — 波相互作用(例如: 三波共振效应), 波 — 流相互作用(例如: 孤立子效应, 斜压弱非线性的有限振幅行为效应)是造成种种非线性自动组织现象的物理原因; 相图图 1 展示出的, 在热力罗斯贝数^[2],

$$R_{\theta r}^* = \frac{\epsilon g H}{2\Omega^2(b-a)^2} (T_b - T_a), \quad (34)$$

可与实际大气大尺度运动中的罗斯贝数数值相比拟时的斜压性(热力罗斯贝数)确定波数(波长)的机制以及非线性流型的基本特征不依赖于 β 效应的存在与否的理论和实验结论建议: 大气大尺度运动中存在着一种类似于相图图 1 显示的, 区别于经典的斜压, β 效应波长选择机制的, 关于大气长波的斜压非线性波长确定机制。

从相图图 1 展示出的在转环实验中热力罗斯贝数可与实际大气罗斯贝数相比拟时, 随径向温差变化造成的从 3 波到 4 波和从 4 波到 3 波的非线性波数转换过程与实际大气的冬 3 夏 4 及冬夏波型随地球南北温差变化而变化的变换过程相一致的现象, 以及非线性流型基本特征不依赖于 β 效应的存在与否而存在的理论分析与实验结果还建议: 在大气大尺度运动中存在着一种类似于相图图 1 显示的关于大气长波的斜压非线性波型转换机制。而冬 3 夏 4 的波型及波型的转换的物理原因乃是实际大气的斜压非线性性质以及斜压性强弱的变化。

概括起来, 本文研究建议: 大气长波本质上是 β 效应修正的斜压波而不是斜压效应修正的罗斯贝波; 形成大气长波的物理机制是非线性本质的大气南北温差效应而不是线性

本质的 β 效应.

致谢: 作者与纪立人研究员进行了多次有益的讨论, 作者在此谨表谢忱.

参 考 文 献

- [1] Philip D. Thompson, 1961, *Numerical Weather Analysis and Prediction*, Macmillan Company, 51—61.
- [2] J. R. Holton, 1972, *An Introduction to Dynamic Meteorology*, Academic Press, 179—181, 234—242.
- [3] Pedlosky, J., 1979, *Geophysical Fluid Dynamics*, Second edition, Springer-Verlag, 336—489.
- [4] 杨大升, 刘余滨, 刘式适, 1983, 动力气象学, 第二版, 气象出版社, 209—217, 240—262.
- [5] Rossby, C. G., 1939, Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and displacement of the semi-permanent centers of action, *J. Mar. Res.*, 2, 38—55.
- [6] Haurwitz, B. J., 1940, The motion of atmospheric disturbances on the spherical earth, *J. Mar. Res.*, 3, 254—257.
- [7] Блинова Е. Н., 1946, Об определении скорости движения ложбин и гребней из нелинейного уравнения для вихря, *Прикладная математика и механика*, No. 5—6, 669—670.
- [8] Лонге-Хиггинс М. С., Гилл А. Э., 1970, Резонансное взаимодействие Планетарных волн. — Вкл.: *Нелинейная теория распространения волн*, М., Мир, 161—187.
- [9] Pedkopp, L. G., 1977, On the theory of solitary Rossby waves, *J. Fluid Mech.*, 82, 725—746.
- [10] Pedkopp, L. G., Weidman, P. D., 1978, Solitary Rossby waves in zonal shear flows and their interactions, *J. Atmos. Sci.*, 35, No. 5, 805—825.
- [11] Pedlosky, J., 1970, Finite-amplitude baroclinic wave, *J. Atmos. Sci.*, 27, No.1, 15—30.
- [12] 曾庆存, 1979, 数值天气预报的数学物理基础, 第一卷, 科学出版社, 81—82, 202—204.

A New Quest of the Classical Long Wave Mechanism

Zhong Qing

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences,
Beijing 100080)

Abstract

By investigating the evolution process of classical Rossby wave of the experimental results of laboratory general circulation simulation and of comparative math-physical analysis of two simple models corresponding to the above mentioned system, this Paper reveals that the nonlinear mechanism for wave length determination and wave pattern transitions in the uniform resolving baroclinic annulus fluid system are in agreement with atmospheric observations three waves in winter and four waves in summer and their seasonal changes; the classical explanation by means of β effect for large scale wave determination is not in agreement with the above observed facts and can not describe the transforming phenomena; the solution structures and evolution equations of wave amplitude in baroclinic systems are identical no matter whether β effect acts or not although β effect can modify the wave characteristics.

The study here indicates that the classical conclusions in dynamical meteorological textbooks that the atmospheric long wave is Rossby wave and owes its existence to β effect need to be reconsidered. It also suggests that the atmospheric long wave owes its existence to nonlinear mechanism of the atmospheric north-south temperature gradient in the final analysis.

Key words: Atmospheric long wave; Rossby wave; β effect; Baroclinity; Atmospheric north-south temperature gradient effect.