

气象学报

ACTA METEOROLOGICA SINICA

第 37 卷

第 1 期

Vol. 37

No. 1

1979

中国气象学会编辑
气象出版社出版

气象学报

第 37 卷 第 1 期

目 录

论 著

- 500 毫巴角动量输送波谱的周期变化 仇永炎 (1)
梅雨暴雨的涡度平衡与积云对流 陈受钧、郑良杰 (8)
地球大气行星波的螺旋结构 刘式适、杨大升 (14)
热带和副热带湿大气大尺度运动 李麦村、姚棣荣 (28)
北半球三层准地转波谱模式 郑庆林 (36)
辐合带台风形成与对流层中低空急流的联系 董克勤、张婉佩 (44)
吉林省夏季 (6—8 月) 低温多雨的中期天气分析及其预报
..... 吉林省气象局气象台 (53)
我国旱涝 36 年周期及其产生的机制 王绍武、赵宗慈 (64)
平均经圈环流型的转变与长期天气过程 符淙斌 (74)
南北半球大气环流与东亚季风 郭其蕴、叶维明 (86)

短 论

- 桂北 76.7 暴雨分析 余志豪、栾宝储、朱 琛 (96)
用连续放测风气球的方法测定大气边界层内风向标准差的试验
..... 陈长和、施介宽、黄建国、单永翔、王世红、袁九毅 (98)
24 种有机化合物成冰性能的实验研究 张 铮、黄 涛 (101)

《气象学报》编辑委员会

主 编 谢义炳

副主编 朱抱真 杜行远

委 员 叶笃正 冯秀藻 朱抱真 杜行远 张家诚 赵柏林 殷宗昭

陶诗言 黄土松 巢纪平 章基嘉 程纯枢 谢义炳 谢光道

廖洞贤 潘 寰

CONTENTS

ARTICLES

- Periodic Variation of Angular Momentum Transport Spectra at 500mb Surface..... *Chou Yong-yan* (1)
- The Vorticity Budget in the Heavy-Precipitation Region and Cumulus Convection During the Mei-Yu Season.....*Chen Shou-jun, Zheng Liang-jie* (8)
- The Spiral Structure of the Planetary Waves in the Earth Atmosphere.....
.....*Liu Shi-koa, Yang Da-sheng* (14)
- On the Large Scale Motion of Moist Tropical and Subtropical Atmosphere
.....*Li Mai-cun, Yao Di-rong* (28)
- A Three-Level Filtered Spectral Model for Northern Hemisphere
.....*Zheng Qing-lin* (36)
- On the Relations Between the Formation of Typhoon in ITCZ and the Jet in the Middle-Lower Troposphere.....*Dong Ke-qin, Zhang Wan-pei* (44)
- Medium-Range Weather Analysis and Forecast of the Low Temperature in Wet Summer (JUNE—AUG.)
.....*Meteorological Observatory of Jilin Province* (53)
- The 36-yr Wetness Oscillation in China and its Mechanism.....
.....*Wang Shao-wu, Zhao Zong-ci* (64)
- On the Variation of Mean Meridional Circulation Related with Long-Range Weather Process.....*Fu Cong-bin* (75)
- The Circulation in Southern and Northern Hemispheres and the Monsoons over Eastern Asia.....*Guo Qi-yun, Xie Wei-ming* (86)

SHORT CONTRIBUTIONS

- The Heavy Rain Storm over North Guangxi During July 5—13, (1976)....
.....*Yu Zhi-hao, Luan Bao-chu, Zhu Chen* (96)
- Determination of the Standard Deviation of Horizontal Wind Direction in Boundary Layers by Means of Releasing a Series of Pilot Balloons
.....*Chen Chang-he and collaborators* (98)
- Experimental Studies of the Ice Nucleation of 24 Organic Compounds
.....*Zhang Zheng, Huang Tao* (101)

气 象 学 报

(季 刊)

一九七九年 第 37 卷 第 1 期

编 辑 中 国 气 象 学 会

出 版 气 象 出 版 社

北京西郊白石桥路 46 号

印刷装订 北 京 印 刷 一 厂

国内发行 全 国 各 地 新 华 书 店

国外发行 中 国 国 际 书 店

北 京 399 信 箱

一九七九年六月出版

书 号: 13194·0001

定 价: 0.80 元

500毫巴角动量输送波谱的周期变化*

仇永炎

(北京大学地球物理系)

提 要

用三年冬半年15个月500毫巴逐日资料, 计算写成谱函数形式的角动量涡动输送, 研究其周期变化。输送总值(波数 $k=1-12$ 的总和)盛行准两周的周期, 逐年差别不大。 $k=3$ 波输送值也盛行准两周周期, 近于同输送总值同位相, 而且负担了50%以上的输送总值。其他波数, $k=2$ 盛行26天左右周期, $k=4$ 盛行12天左右周期, 但这些波的变化幅度比 $k=3$ 波小得多。初步考察了准两周周期同寒潮的关系。

用解纬圈谱法, 选例考察 $k=3$ 波的槽脊走向和振幅, 有同角动量输送准两周变化相应的变化。

最后采用功率谱和交叉谱的分析法, 对1976—1977年角动量输送进行统计上处理, 得到一些与定性分析相同的结果。

一、引 言

寻找大气中物理量的周期变化, 主要目的有二: 供日常业务预报的参考, 以及为建立数值预报模式提供依据。短期预报着重考察3, 5天以内的周期变化, 中期预报应考察10天以上一个月以内的变化, 长期预报应更长些。

最近国外有些研究大气能量周期变化的报告^[1-3], 给出有意思的结果。本文想以角动量输送为参数, 研究预报的基本层次500毫巴上的周期变化。这个参数比较简单, 容易在天气图上考察, 弄清其周期变化, 以便将来能在图上探索天气过程的变化。

二、处理方法与资料

在单位时间内通过单位气压厚度整个纬圈的相对角动量通量为 G_E

$$G_E = 2 \pi a^2 \cos^2 \varphi \frac{\overline{u'v'}}{g} \quad (1)$$

带“—”的量表示纬圈平均值, 带撇的表示涡动值。把涡动动量输送写成谱函数形式:

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{2} \cdot \frac{g^2}{f^2 \cdot a \cos^2 \varphi} \sum_{k=1}^n k \left[\frac{\partial A_k}{\partial \varphi} \cdot B_k - \frac{\partial B_k}{\partial \varphi} \cdot A_k \right] \quad (2)$$

这里 A_k, B_k 为 φ 纬圈高度场第 k 波的富氏系数。这个关系式陈受钧曾用过^[4]。我们把(1), (2)式用在500毫巴北半球图上, 计算出 $15^\circ\text{N}-80^\circ\text{N}$ 14个纬圈 k 自1—12个分

* 本文于1978年7月7日收到。

波的角动量通量以及 12 个波总和的通量值。用 1975—1978 年三个冬半年 15 个月逐日资料计算,而后经过三天滑动平均,讨论其逐日变化。三年冬半年的逐日变化有许多相似之处,而以 1976—1977 年最为清楚,文中重点就讨论这个年份。

三、资料分析

根据算得的角动量输送总值(以 G_{ES} 表示)及各个波数 k 的输送值(以 G_{Ek} 表示),分别点绘在纬度时间剖面图上(图略)。虽然输送总值在南北方向的总分布情况同多年平均情况相一致,即中低纬往北输送(正值),最大在中纬,高纬往南输送(负值)。然而注意到逐日变化,会发现十几天有一很大摆动,正值往往伸到高纬,负值往往伸到 35°N 以南,输送极值也有很大变化。各个分波输送值有同样的情况。比如 $k=2$ 波平均情况在中高纬为负值,负值最大中心在 65°N ;而在逐日变化图上,有时正值达到 70°N 以北,有时负值伸到 20°N 以南,二十多天交错一次。

为了揭示输送值的周期变化,选取变化最大的三个纬圈即 40°N , 45°N 和 50°N , 求其逐日输送值之和,再经过三天滑动平均,点成时间变化曲线,如图 1 所示。这样做的目的,只是在于消除差分误差和一两天变化。

从图 1 可看到,输送总值每隔 14—15 天有一峰值,特别是在 12 月、1 月、2 月这

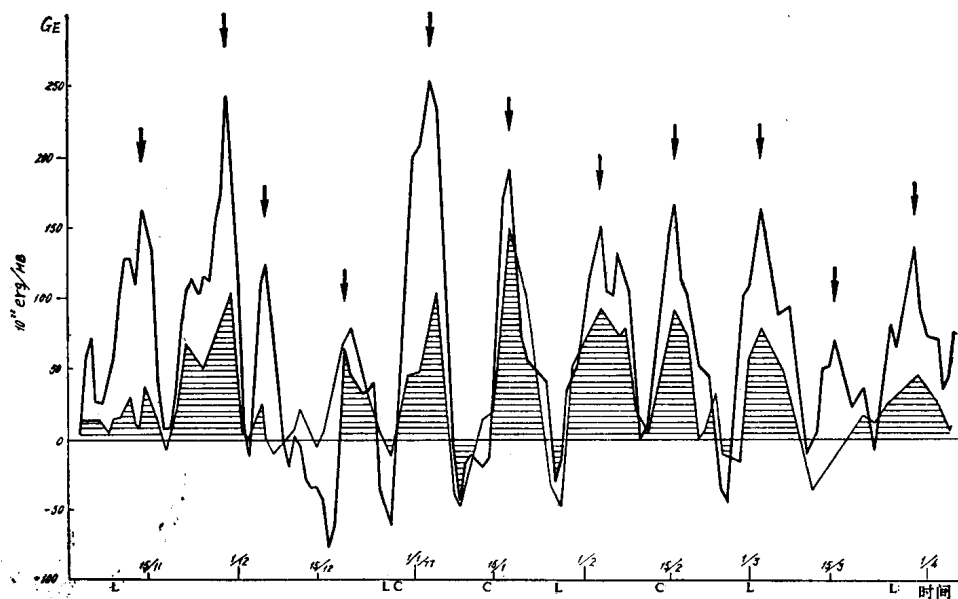


图 1 1976 年 11 月—1977 年 4 月上旬中纬角动量输送总值(粗线)和 $k=3$ 波输送值(细线)的逐日变化

(单位为 10^{22} 尔格/毫巴,实际单位应为 $\frac{1}{3} \times 10^{22}$ 尔格/毫巴。阴影为 $k=3$ 波输送值与输送总值同位相区域。)

三个月最明显。在所取的几个月中,只有 11—12 月之交出现一次八天间隔,另外在 3—4 月之交峰值不太强。考虑各个分波,要以 $k=3$ 波输送值的周期变化较为明显,而且与输送总值具有同位相的振动,也有 14—15 天的周期。从图 1 中看到,要以 12 月中旬到 3 月上旬期间的六次摆动, $k=3$ 波输送值同总输送值同位相关系最为清楚,有一半以

上总输送值由 $k=3$ 波负担。

$k=2$ 波输送值要以 24—27 天振动较为明显, 尽管中间夹杂一些较短周期的振动(图略)。由于 $k=2$ 波盛行周期同输送总值不一致, 有的峰值同总值同位相, 配合 $k=3$ 波对总值起贡献; 有的是反位相, 起抵消作用。 $k=4$ 波输送值周期稍短一些, 约为 12 天(图略)。一般还能同总值同位相, 但因峰值小, 远不如 $k=3$ 波贡献大。其他分波, 比如 $k=1, 5, 6$ 等振动都比较小, 对总值贡献也小。

为了比较各分波对输送总值峰值的贡献, 计算峰值三天内各分波所占的百分比。如就 12 月到 2 月冬季六次峰值来说, $k=1$ 到 8 分波所占百分比分别为 8, 6, 71, -5, 4, 3, 7, 8。如就 11 月上旬到 4 月上旬共十一次峰值来说, 分别为 8, 13, 47, 7, 9, 7, 7, 2。可见输送总值的中期变化, 主要靠 $k=3$ 波起贡献。

1975—1976 年角动量输送总值的振动周期, 比起 1976—1977 年冬半年稍为短些, 在 12 天左右。1977—1978 年介于这两年之间, 在 13—14 天。这种年际差别虽有些, 但不算大, 因此可以说角动量输送值有准两周的周期振动。年际的差别是同各年的环流特点有关, 或许受更长周期控制。至于各分波对总值的贡献, 其他两个年份同 1976—1977 年同样, $k=3$ 波输送值的周期同输送总值大致一样, 而且是主要负担者。

四、准两周变化与寒潮

在图 1 时间坐标的下方, L 表示东亚寒潮, C 表示美洲寒潮, 欧洲寒潮限于资料未考虑。可以看到, 寒潮多出现在输送低值期, 或峰值未达到之前。这种关系同如下经验事实相联系; 即寒潮爆发时西北气流强于西南气流, 寒潮过后西南气流强于西北气流。这种气流配置, 满足于角动量输送的变化。

更有意思的是: 几乎在每一个输送峰值前几天, 不是在我国就是在美洲爆发一次寒潮。这些地区寒潮爆发的过程, 是大型扰动发展的过程, 也是整个半球环流调整的过程。这样一来, 寒潮爆发就同输送值周期变化有机地联系起来。在预报中人们常用所谓一个半月、三个月的“韵律”活动, 这种“韵律”不外乎是从统计上找到的一种较长周期性的反映, 而角动量输送是维持、产生大气环流变化的物理机制, 它的周期性有物理基础可寻。因此, 弄清楚角动量输送周期变化同寒潮爆发的关系, 对寒潮中期预报是有帮助的。

五、槽脊结构与角动量输送周期变化

从圆盘实验指出, 能量谐振有两种类型: 槽脊倾斜的谐振和槽脊振幅谐振^[5]。McGuirk 等^[3]曾以有效位能为参数研究其谐振同槽脊线走向谐振的关系, 未能证实两者之间的相应关系。按照准地转理论, 角动量输送应同槽脊走向的关系最为密切。既然角动量输送有准两周的周期变化, 槽脊走向也应有相应的变化。因此, 我们选例考察这两者变化的关系。根据前面分析, 这种变化主要由 $k=3$ 波实现。所以, 以 $k=3$ 波为例研究其槽脊结构同周期变化的关系。用分解纬圈谱法, 而后将 $k=3$ 波扰动场迭加在纬圈高度平均值(即 $k=0$)上, 分析合成后的高度场, 得出 $k=3$ 波的水平结构。根据分析 1977 年 1 月的一个月资料, 挑选出 1 月 5, 9, 18 和 26 日四张图, 如图 2 所示。这四天, 分别为角

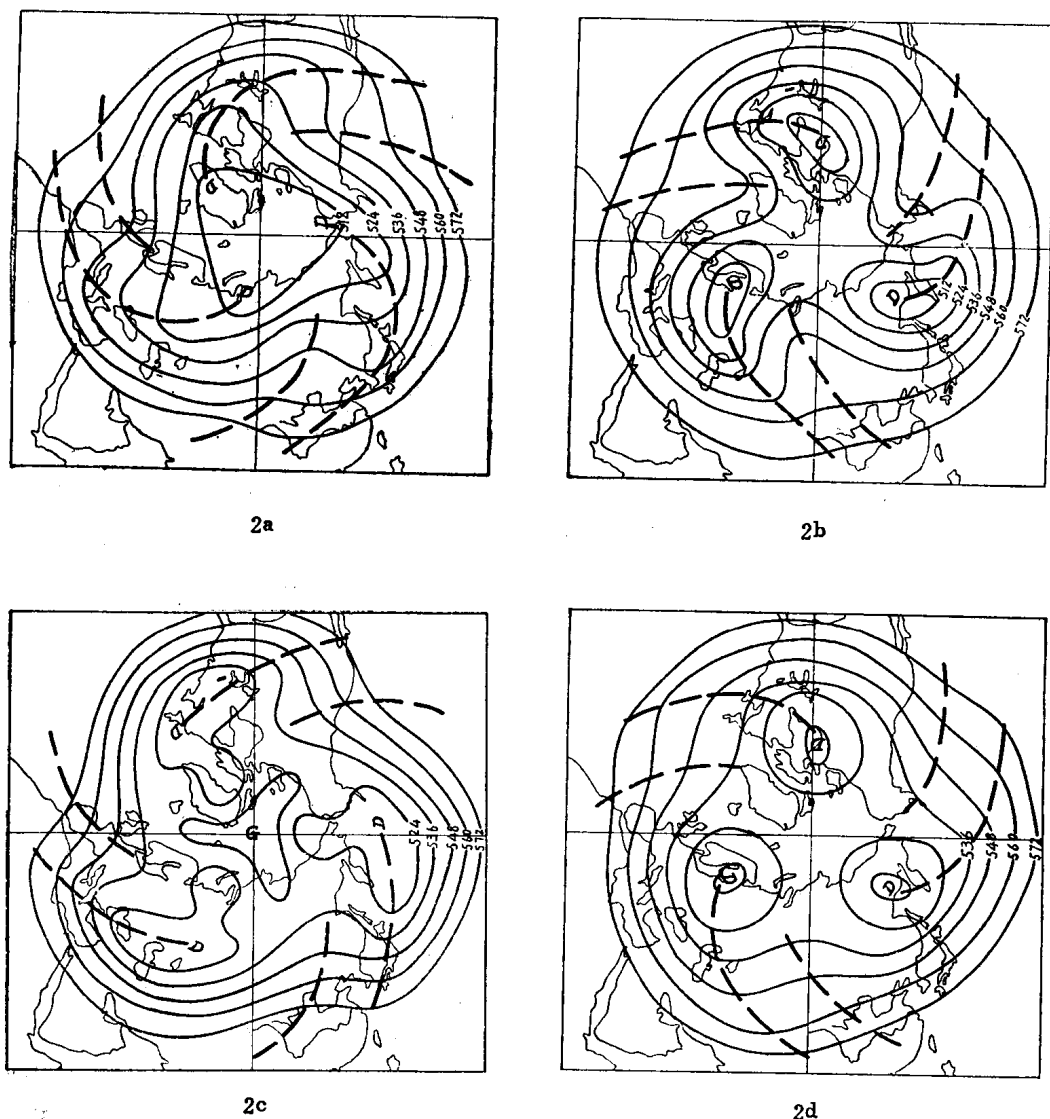


图 2 1977 年 1 月 5 日(2a), 9 日(2b), 18 日(2c), 26 日(2d) 0 波 + 3 波合成图

动量输送峰——谷——峰——谷四天。可以比较清楚地看到,特别是在中纬度,在两个峰值日槽脊呈东北——西南走向,谷值日呈西北——东南走向,在这四个时期内槽脊走向交替更换着。人所熟知,东北——西南走向的槽脊,角动量盛行往北输送;反之,则往南输送。可见, $k=3$ 波槽脊走向的变化同角动量输送的周期变化相协调。

就实际天气图看,据初步查出,脊线倾斜的摆动,比起槽来更清楚些,特别是两大洋脊。因此要从实际图上考察中期变化,可以着眼于脊上。

将 1976 年 11 月到 1977 年 4 月上旬,各纬圈 $k=3$ 波振幅点在纬度时间图上分析振幅等值线,如图 3 所示。中纬度 $k=3$ 波平均振幅约为 100 米,高于此值为强。可以看到振幅高于 120 米的区域,除少数例外,一般同输送峰值相一致。因而角动量输送的周期变化,既同 $k=3$ 波槽脊走向有关又同槽脊振幅有关。

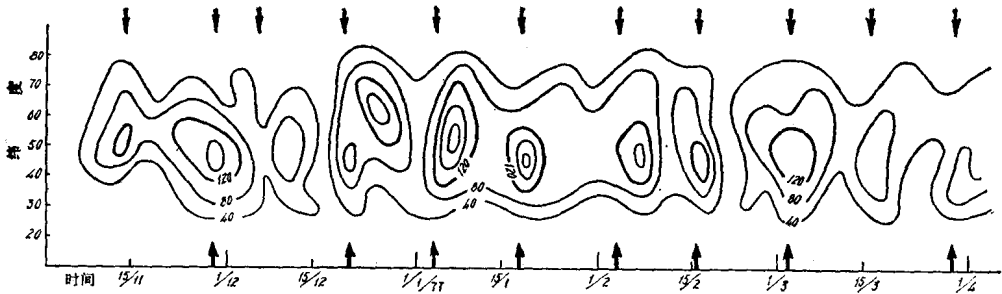


图 3 1976 年 11 月到 1977 年 4 月上旬 $k=3$ 波振幅逐日变化图(间隔 40 米)
(横坐标上的箭头为 $k=3$ 波输送峰值日。图上方的箭头为总值峰值日。)

六、功率谱和交叉谱分析

这里采用丸山^[6]陈述过、杨大升^[7]应用过的功率谱和交叉谱分析法,对三天滑动平均后的输送总值和各分波输送值进行计算。取 1976—1977 年冬半年 155 天资料,自由度数目取 10,最大后延数取 31。功率谱计算结果示于图 4 上。在 G_{ES} 和 G_{E3} 图上突出地可以看到,都是在 14 天左右周期处出现谱密度最大值,说明前面的定性分析是可靠的。图 4(b)上,为 $k=1, 2, 4, 5$ 波的功率谱密度。 $k=1$ 波盛行长周期。 $k=2$ 波最大峰值在 30 天左右,次之在 12 天左右。 $k=4$ 在 12 天左右, $k=5$ 在 15 天和 7 天左右。

为了说明 G_{ES} 和 G_{E3} 两种时间序列的关系,求它们之间交叉谱,谱密度示于图 5 上。在 14 天左右有一个远超过于 35 单位的峰值,表明这两者在这个周期时段有很好的

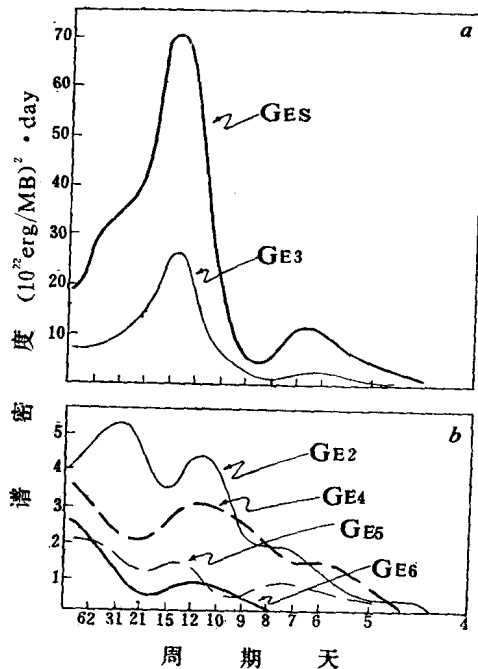


图 4 中纬度角动量输送的功率谱
(a) 输送总值(粗线)和 $k=3$ 波输送值(细线)。(b) $k=1, 2, 4, 5$ 输送值(图中 G_{E8} 应为 G_{E1})。

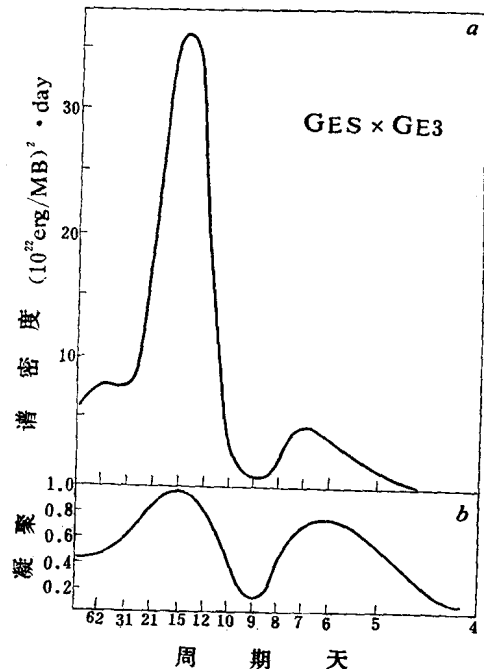


图 5 G_{ES} 和 G_{E3} 的交叉谱(a)和凝聚(b)

同位相关系, 凝聚(Coherence)超过 0.9。算得的 G_{ES} 落后于 G_{E3} 的相角, 在 15.5 天和 12.4 天周期处分别为 2.5° 和 10.5° , 化为天数分别为 0.1 天和 0.3 天。可以说, G_{ES} 同 G_{E3} 几乎没有什么后延。这些都表明, $k=3$ 波对输送总值贡献最大是准两周振动, 而且有一致的同位相振动。

七、结 束 语

根据三年冬半年 15 个月 500 毫巴逐日资料, 算得的角动量输送值, 分析出在中纬度有准两周的周期变化。这种变化, 主要由具有准两周变化的三波负担。人们都知道, 冬季各月平均图上, 都以三波流型为特征。三波既是冬季特征流型, 又是角动量输送周期变化的主要负担者。因此不论在设计中期数值预报模式中, 还是在日常中期预报中, 在冬半年有必要考虑准两周振动, 特别是 $k=3$ 波的作用, 要研究三波流型的变化。比如在前面已讨论到, 准两周变化同寒潮爆发有一定关系, 这是一个明显例子。

要在实际天气图上考察三波流型的变化也并不容易, 这主要是由于有些波数大的系统迭置在槽上。据初步考察, 相对地说脊线摆动反而比槽清楚些, 特别是两大洋脊。同时我们曾强调过, 大型过程转换同两大洋脊的发展有很大关系。这些都说明两大洋脊的重要性, 是解决问题的关键。我们还初步注意到一点, 两大洋脊的发展常同 $k=2$ 波的发展相联系, 而两大洋脊的摆动又常同 $k=3$ 波的变化相联系^[8]。因此, 这要涉及到 $k=2$ 波和 $k=3$ 波的相互作用问题。这个问题弄清楚, 有可能了解 $k=3$ 波摆动的内因。

致谢: 原稿承谢义炳先生阅读过, 特此致谢。500 毫巴原始读数承中央气象台中、长期科提供, 文中有些计算程序得到中央气象台袁国庆同志帮助, 一并在此致谢。

参 考 文 献

- [1] Miller, A. J., *J. Atm. Sci.*, 31(1974), 720—726.
- [2] Webster, P. J. and Keller, J. L., *J. Atm. Sci.*, 32(1975), 1283—1300.
- [3] McGuirk, J. P. and Reiter, E. R., *J. Atm. Sci.*, 33(1976), 2079—2095.
- [4] 陈受钧, 气象学报, 32(1962), 308—321.
- [5] Pfeffer, R. L. and Chiang, Y., *Mon. Wea. Rev.*, 95(1967), 75—82.
- [6] Maruyama, T., *J.M.S. Japan*, 46(1968), 327—342.
- [7] 杨大升, 热带天气会议论文集, 1976 年, 10—30.
- [8] 中央气象台中期预报组、北京大学气象专业 74 级组, 1977 年, 气象科技资料, 天气分析, 预报附刊, 第 1—12 页。

PERIODIC VARIATION OF AUGULAR MOMENTUM TRANSPORT SPECTRA AT 500 MB SURFACE

Chou Yong-yan

(Department of Geophysics, Peking University)

Abstract

Daily values of the geostrophic angular momentum transport at 500 mb surface are computed as a function of wave numbers (1 through 12) for fifteen months during three winter seasons, 1975—1978. Medium range periodic variation at middle latitude is studied. It is found that the total amount of transport shows a quasi-two week variation. The amount of transport of wave number three also shows the same periodicity. The two kinds of transport are in phase variation, and the contribution of the transport of wave number three to the total transport is more than 50%. Power spectral and cross-spectral analyses are made. It is revealed that the above qualitative results are reliable.

It is found that the variation of the orientation of the trough and ridge line of wave number three obtained from zonal harmonic analysis for selected examples, is in agreement with the quasi-two week variation of the momentum transport.

梅雨暴雨的涡度平衡与积云对流*

陈受钧 郑良杰

(北京大学地球物理系)

提 要

应用天气尺度运动,讨论梅雨期间暴雨区内的涡度平衡。在对流层下层有一个涡度的积累,对流层上层有涡度的亏损。积云对流在涡度平衡中起重要作用。给出了一个基于一维定常积云模式的对流涡度参数化方案,并和天气尺度运动的计算结果作了比较。

一、引 言

积云对流产生的热量与水汽对中、低纬度天气系统的发展有显著的作用,因此在数值模式中对热量和水汽都进行对流参数化^[1]。

个例分析表明:虽然凝结潜热有利于地面气旋的发展,但考虑潜热作用后地面涡度产生率远比实况大^[2],这种现象不能完全用摩擦耗损来解释,积云对流在天气发展的涡度平衡中可能起重要作用。

应用原始方程五层模式预报夏半年暴雨的结果指出^[3]:只对热量和水汽参数化在对流层下层预报的低气压系统比实况强,亦即报出了过分强的涡度系统,这可能和没有考虑积云的垂直涡度输送有关。

在热带扰动中,天气尺度运动在对流层中下层产生涡度的积累。在上层是涡度的亏损,借助对流活动来平衡上下层的涡度^[4]。这种过程,在我国夏半年降水天气系统中应当更为显著。因为在暴雨天气过程中,对流层中下层有强烈上升运动并伴随着深厚的对流活动,与上升运动相应的辐合量级在 10^{-5} 秒^{-1} 以上。这样强的辐合将使涡度随时间显著增大,但在很多情况下(例如江淮流域梅雨期间的暴雨)并没有观测到低压系统的迅速发展。为了维持涡度平衡,对流层下层积累的涡度将由积云对流输送到上层。

本文应用实际资料初步探讨这个问题,另外提出一个用一维定常积云模式的对流涡度参数化方案,并与由天气尺度运动计算的结果进行了比较。

二、方程与计算方法

不考虑摩擦的完全的涡度方程为:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{v} \eta + \frac{\partial \omega \eta}{\partial p} + \nabla \omega \times \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial p} + \eta \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

式中: η 为绝对涡度, $\mathbf{v}$ 为水平风速, ω 为垂直 p 速度。将变量分成“天气尺度”和“小尺

* 本文于1978年7月12日收到。

度”，如 $\eta = \bar{\eta} + \eta'$ ，“—”为天气尺度，“'”为小尺度。“天气尺度”是包括很多积云尺度而又能表征天气系统的平均量，“小尺度”为积云尺度的扰动量。对(1)式取平均(平均面积 $\sim 10^4$ 公里²)，得：

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} \bar{\eta} + \frac{\partial \bar{\omega} \bar{\eta}}{\partial p} + \nabla \bar{\omega} \times \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial p} + \bar{\eta} \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} = -\frac{\partial \overline{\omega' \eta'}}{\partial p} - \nabla \cdot \overline{\mathbf{v}' \eta'} \quad (2)$$

由于次网格尺度扰动已经包含在平均的面积中，因此上式右边第二项 $\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}' \eta'} = 0$ ，有

$$Z \equiv \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} \bar{\eta} + \frac{\partial \bar{\omega} \bar{\eta}}{\partial p} + \nabla \bar{\omega} \times \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial p} + \bar{\eta} \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} = -\frac{\partial \overline{\omega' \eta'}}{\partial p} \quad (3)$$

— Z 值大于零时，天气尺度运动产生涡度的积累，反之则为涡度的亏损。应用实际资料计算(3)式左边各项，只要算得的— Z 量级不比其中各项的量级小，即可认为计算结果是可靠的。这样得到的天气尺度运动产生的涡度积累，将为积云尺度的垂直涡度输送所平衡。对 p 积分，可以算出积云的涡度垂直通量 $-\overline{\omega' \eta'}$ 。

积云的涡度垂直通量，还可以用参数化方法算出。令 α 为积云对流所覆盖的面积比， ω_c 为积云中的上曳速度， ω_e 为环境的垂直速度， η_c 为积云中涡度， η_e 为环境涡度。则有：

$$\begin{aligned} \bar{\eta} &= \alpha \eta_c + (1 - \alpha) \eta_e \\ \bar{\omega} &= \alpha \omega_c + (1 - \alpha) \omega_e \end{aligned} \quad (4)$$

当 α 很小时，积云对流所产生的涡度垂直通量为：

$$-\overline{\omega' \eta'} \approx -\alpha \omega_c (\eta_c - \eta_e) \quad (5)$$

由大尺度环境变量求出 α ， ω_c 和 η_e ，即可由上式算出 $-\overline{\omega' \eta'}$ 。

取一维定常带水的积云模式计算云中上曳速度，方程为^[5]：

$$\omega_c \frac{d\omega_c}{dz} = \frac{2g}{1+\nu} \left(\frac{T_{vc} - T_{ve}}{T_{vc}} - m \right) - \lambda \omega_c^2 \quad (6)$$

式中 ω_c 为云中上曳 z 速度，由 $\omega_c = -\rho g w_c$ 可转换成 ω_c 。 T_{vc} 与 T_{ve} ，分别为云中和云外虚温。 m 为云中液体水混合比， λ 为挟卷率， ν 为浮力虚质量订正系数。式中 T_{vc} 和 m 由相应的云中热力学方程和水汽转换方程求出，这里不再给出，详细的算法可参看文献^[5]。

积云的覆盖比 α ，按修改的郭晓岚^[6]方法计算：

$$\alpha = \frac{I \Delta t}{\int_{P_B}^{P_T} \frac{C_p}{L} (T_{vc} - T_{ve}) dp + \int_{P_B}^{P_T} (q_c + m - q_e) dp} \quad (7)$$

式中： I 为边界层内水汽辐合量， Δt 为形成积云所需时间， q_c 和 q_e 为云中和云外比湿(q_c 取饱和比湿)， P_B 与 P_T 为云底和云顶气压。

在一维定常积云模式中，云与周围环境平衡时，云中涡度 η_c 与环境涡度 η_e 之间有如下关系^[7]：

$$M_c \frac{\partial \eta_c}{\partial p} = \bar{\eta} \frac{\partial M_c}{\partial p} \quad (8)$$

$$\frac{\partial M_c}{\partial p} > 0 \quad \text{卷出时} \quad \hat{\eta} = \eta_c$$

$$\frac{\partial M_c}{\partial p} < 0 \quad \text{卷入时} \quad \hat{\eta} = \eta_e$$

$M_c = \alpha \omega_c$ 为积云的垂直质量通量。

这样, 我们得到一个基于一维积云模式的对流涡度垂直通量参数化方案, 要点如下:

1. 由一维积云模式计算 T_{oc} 和 m , 用(6)式算 ω_c 。

2. 用天气尺度变量, 由(7)式计算积云覆盖比 α 。

3. 在云底处取 $\eta_c = \eta_e^{(1)}$, 由积分(8)式求出 η_c 的垂直分布。由于 $\alpha \ll 1$, 在(8)式中可近似取 $\eta_e = \bar{\eta}$; 也可用逐步逼近法, 先取一次近似 $\eta_e^{(1)} = \bar{\eta}$, 由(8)式求出 $\eta_c^{(1)}$, 代入(4)式求 $\eta_e^{(2)}$, 再由(8)式求出 $\eta_c^{(2)} \dots$ 。

4. 由(5)式计算 $-\overline{\omega' \eta'}$ 。

如果这个参数化方案是符合实际情况的, 那末计算结果和用天气尺度流场算得的应当是一致的。

选 1972 年 6 月 21 日梅雨期暴雨的例子。应用地面, 850, 700, 500, 400, 300, 200, 100 毫巴等八层实测风资料。自 1000 毫巴~100 毫巴等距分成 10 层, 水平格距取 100 公里。垂直运动用连续方程计算。地面 ω 考虑摩擦产生的垂直速度。在上边界 100 毫巴处 $\omega_{100} = 0$ 的条件下, 各层按不同的权重修改垂直速度和散度^[8]。用修改后的散度场解泊松方程求出速度位势, 再用速度位势修改实测风场^[9], 得到一个在运动学上一致的三维流场。由(3)式计算各层涡度的积累, 水平差分与时间差分均用中央差。

一维积云模式中, 以对流凝结高度为云底, 云底垂直速度取 1 米/秒。环境虚温取自探空纪录, 每隔 200 米插出一个值。用龙格-库塔方法求解, 当 $\omega_c < 1$ 米/秒即认为已发展到云顶, α 与 η_c 用梯形公式求积。

三、暴雨区中的涡度平衡

这次暴雨过程, 已有过详细的天气学分析^[10]。图 1 为通过暴雨区, 东西向 200 公里范围内平均的南北向涡度积累的垂直分布图, 水平坐标 0 公里为暴雨中心。在 500 毫巴以下, 暴雨区上空有一个明显的涡度积累, 中心在 700 毫巴附近, 其值达 $8 \cdot 10^{-9}$ 秒⁻²。涡度积累位于切变低涡之南、低空急流附近, 也是对流活动最强的地区。这个涡度积累, 在一小时内可使涡度增加 2.9×10^{-5} 秒⁻¹, 该地区的相对涡度约为 $4 \cdot 10^{-5}$ 秒⁻¹。如果没有其他机理, 不到两小时系统的涡度就能增加一倍, 而在暴雨期间未分析出如此迅速的加深, 因此对流层下层积累的涡度应该由积云对流输送到对流层上层。500 毫巴以上, 有一个范围较大的涡度亏损区: 有几个闭合中心, 分别位于 0 公里, 300 毫巴和 -400 公里, 200 毫巴处, 中心值在 $-3 \cdot 10^{-9}$ 秒⁻² 以上。

图 2(a) 为 -200 公里—+100 公里区域内 (相当于 12 小时雨量大于 20 毫米地区)

1) 云底 η_c 的特征目前还不清楚, 这只是一个粗略的近似。

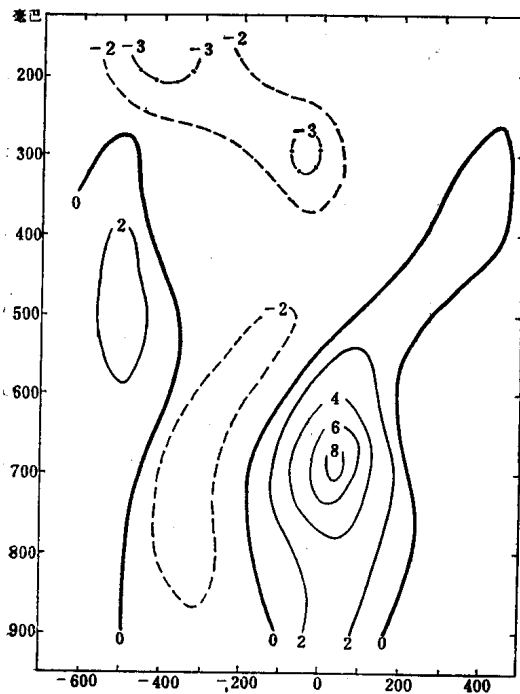


图 1 通过暴雨区的南北向涡度积累的垂直分布图

横坐标为水平距离(公里), 负值向北, 0 表示暴雨中心区。实线为涡度积累, 虚线为涡度亏损。(单位: 10^{-9} 秒 $^{-2}$)

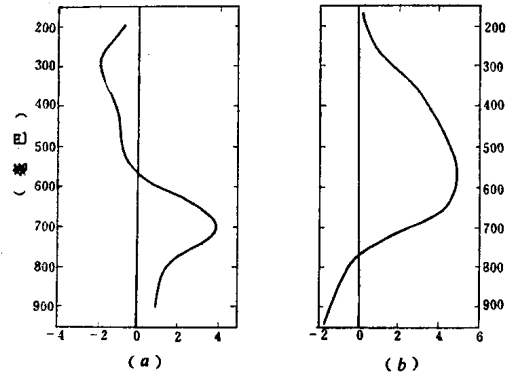


图 2 (a)暴雨区涡度积累(正值)和亏损(负值)随高度分布
(单位: 10^{-9} 毫巴·秒 $^{-2}$)

(b) 暴雨区中 $-\overline{\omega'\eta'}$ 随高度分布 (正值向上输送)
(单位: 10^{-7} 毫巴·秒 $^{-2}$)

—Z 的垂直分布图。与前面的结果相同, 550 毫巴以下为涡度积累, 700 毫巴上最大达 $4 \cdot 10^{-9}$ 秒 $^{-2}$; 550 毫巴以上为涡度亏损, 300 毫巴上最小达 $-2.1 \cdot 10^{-9}$ 秒 $^{-2}$ 。假定 150 毫巴上对流输送为零, 自 150 毫巴向下积分, 求得各层上对流的涡度通量 ($-\overline{\omega'\eta'}$) 如图 2(b) 所示。最大的向上输送值在 550 毫巴附近, 达 $5.0 \cdot 10^{-7}$ 毫巴·秒 $^{-2}$ 。在热带扰动中, 积云的涡度通量在 300 毫巴处最大^[4]。这表明梅雨期的对流与热带扰动中的对流是有差别的, 对流发展的高度与强度比热带对流的弱。760 毫巴以下涡度通量为负值, 可以理解为向下输送涡度以补偿地面摩擦的耗损。

四、涡度垂直通量的参数化

应用暴雨区的环境层结曲线计算的云底高度为 1600 米, 云顶高度 8400 米。由 (6) 和 (7) 式算得的积云质量通量 ($-M_c$) 如图 3(a) 所示。500 毫巴以下为卷入层, 500 毫巴以上为卷出层, 最大质量通量在 500 毫巴附近, 与天气尺度运动所要求的对流输送涡度的最大值高度是一致的。根据 $-M_c$ 的分布, 由 (8) 式算出的云中相对涡度 ζ_c 在 500 毫巴处最大 [图 3(b)]。在卷入层内的辐合导致云中涡度随高度增加, 卷出层的辐散使云中涡度随高度减小。云中的相对涡度比环境涡度大, 在 500 毫巴处达 $1.4 \cdot 10^{-4}$ 秒 $^{-1}$, 这正是小尺度对流的特征。一些观测结果指出, 积云中的上曳气流存在着旋转的现象^[11]。

参数化计算的涡度垂直通量随高度分布与由天气尺度运动计算的结果, 在 800 毫巴—300 毫巴之间的量级和垂直分布趋势是一致的 [图 3(c)]。在对流层中层, 参数化计算的值较大。

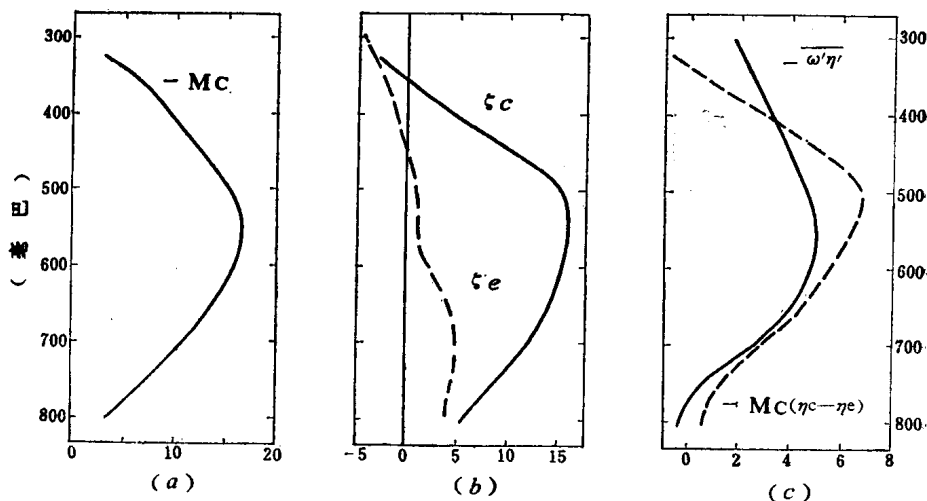


图 3 (a)积云的垂直质量通量
(单位:毫巴·小时⁻¹)
(b) 积云中的相对涡度 ζ_c (实线)和环境相对涡度 ζ_e (虚线)随高度分布
(单位 10^{-5} 秒⁻¹)
(c) 对流涡度垂直通量廓线
实线: 天气尺度运动计算值, 虚线: 参数化计算值
(单位: 10^{-7} 毫巴·秒⁻²)

由于一维积云模式的限制, 不能计算云下和云上的对流涡度输送。而在这些高度上, 对流活动还是存在的, 并有一定的涡度通量, 但其值较小。一维模式描述了大部份的对流涡度通量, 值得在数值模式中试验。

五、结 论

通过上面的分析, 对梅雨期暴雨过程中的涡度平衡有下列几点结论:

- (1) 在暴雨区上空, 对流层下层天气尺度运动产生一个涡度积累, 相应在对流层上层是涡度亏损。
- (2) 积云对流在垂直方向输送的涡度, 对暴雨区的涡度平衡起重要的作用。
- (3) 用一维积云模式, 对涡度垂直通量参数化的结果和实况基本一致。

在设计用于夏半年数值降水预报模式时, 除了在热力学方程和水汽方程中需要参数化外, 在涡度方程、动量方程中也必需对流参数化。对台风数值模拟指出, 加上简单的动量参数化后, 低层的气旋性环流才能向上发展^[12]。因此, 对流的涡度(或动量)通量及其参数化方法是一个值得注意的问题, 本文仅是一个初步结果。

参 考 文 献

- [1] Haltiner, G. J., Numerical weather prediction, 1971, 317.
- [2] Danard, M. B., *J. Appl. Meteor.*, 3(1964), 27—37.
- [3] 北京大学数值预报协作组, 一个用于降水预报的五层原始方程模式, 数值预报会议文集, 1978 年。
- [4] Reed, R. J., R. H. Johnson, *J. Atmos. Sci.*, 31(1974), 1784—1790.
- [5] 北京大学地球物理系大气专业, 用积云数值模式预报冰雹的初步探讨, 北京大学学报(自然科学), 1978 年。
- [6] Kuo, H. L., *J. Atmos. Sci.*, 22(1965), 40—63.

- [7] Yanai, Y., S. Esbensen, J. H. Chu, *J. Atmos. Sci.*, **30**(1973)611—627.
- [8] O'Brien, J. J., *J. Appl. Meteor.*, **9**(1970), 197—203.
- [9] Fankhauser, J. C., *J. Appl. Meteor.*, **13**(1974), 637—646.
- [10] 章名立、李维亮, 一次长江中下游梅雨期暴雨的分析, *大气科学*, (1977), 105—113.
- [11] Barnes, S. L., Severe local storms: concepts and understanding. *B. A. M. S.*, **57**(1976), 412—419.
- [12] Ooyama, K., *J. Atmos. Sci.*, **26** (1969), 3—40.

THE VORTICITY BUDGET IN THE HEAVY-PRECIPITATION REGION AND CUMULUS CONVECTION DURING THE MEI-YU SEASON

Chen Shou-jun Zheng Liang-jie

(Department of Geophysics, Peking University)

Abstract

Synoptic-scale variables are used to determine the vorticity budget in the heavy precipitation region during the Mei-Yu season. In this region there exists a vorticity accumulation in the lower half of the troposphere and a sink in the upper troposphere. This result implies that convective-scale motion exert a significant effect on the vorticity budget and suggests that in the modelling of the summer precipitation weather systems, attention must be given to parameterizing convective effects in the momentum equation as well as in the thermodynamic energy and water mass continuity equations.

A vorticity parameterization scheme for cumulus convection is derived by using a one dimensional steady cumulus model. The result is compared with that determined by synoptic-scale variables.

地球大气行星波的螺旋结构*

刘式适 杨大升

(北京大学地球物理系)

提 要

本文从描写大气大尺度运动的动力方程组出发,讨论了地球大气行星波的螺旋结构,给出了这种螺旋结构的“宏图”,指出:(1)螺旋状的行星波在整个大气三度空间都存在;(2)准水平面上的行星波是对数螺旋结构,这种行星波在垂直方向上也呈对数螺旋分布;(3)螺旋行星波存在一个相速条件(即存在范围),它的形状与波位相速紧密相关,而且它有频散作用;(4)螺旋波的形成,主要由于南北方向和垂直方向空气的较差转动及 Coriolis 参数随纬度的变化。

一、引 言

自1964年以来,由林家翘及其合作者(徐遐生、袁旗、刘汝莹等)建立的星系螺旋结构的密度波理论^[1-4],受到天文学界的广泛重视。在此学说的影响下,我国天文工作者(方励之等)也提出了一些较有意义的看法。相应,我国气象工作者巢纪平、叶笃正^[5]首先将此学说应用于地球大气,得到了一些很有意义的结论。本文就地球大气行星波的整体螺旋结构进行探讨。

二、基本方程组和一般螺旋波

在静力平衡的条件下,取原点在北极的坐标系 (r, θ, p) , r 自北极起算,恒为正; θ 从任一经线起算,逆时针为正; p 为大气压强。相应,空气运动速度为 (u, v, ω) , $u \equiv \frac{dr}{dt}$ 为径向速度,北风为正,南风为负; $v \equiv r \frac{d\theta}{dt}$ 为纬向速度,西风为正,东风为负; $\omega \equiv \frac{dp}{dt}$ 为垂直 p 速度,近似地有上升运动为负,下沉运动为正。注意, u, v 所代表的意义与一般气象学常用的符号不同。

在这个坐标系中,描写大气大尺度运动的基本方程组,在无摩擦和绝热条件下写为:

* 本文于1978年8月15日收到。