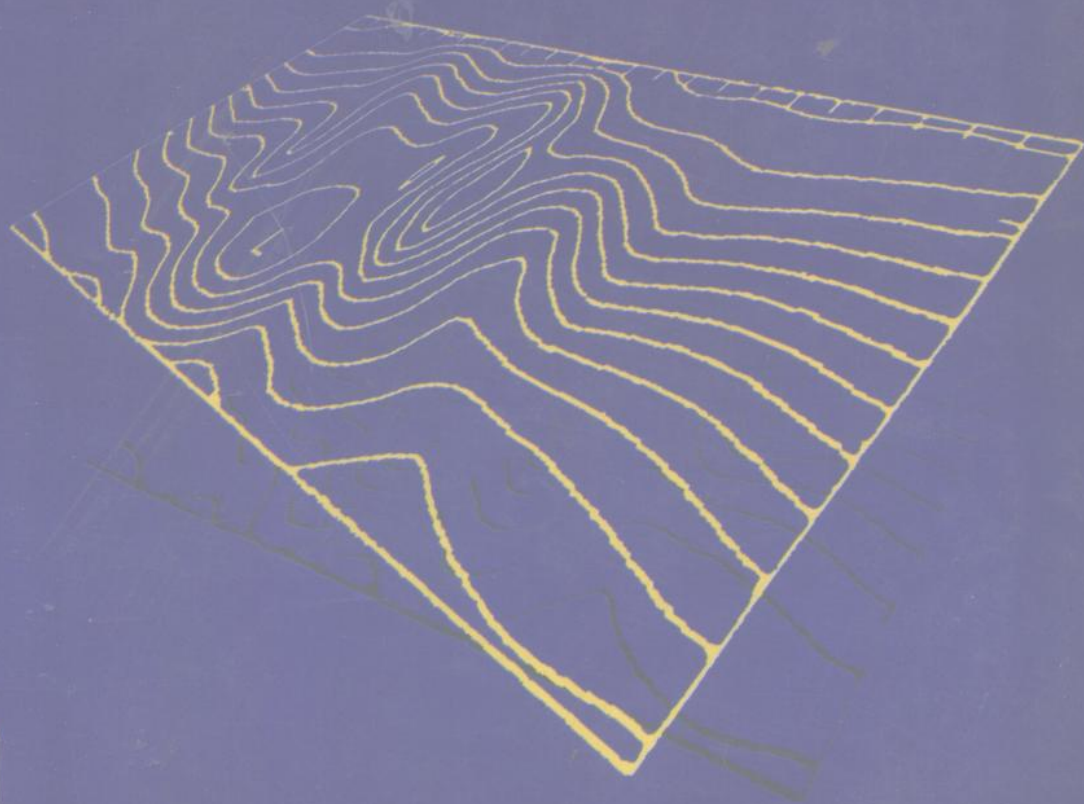


大气中大尺度 包络孤立子理论 与阻塞环流

罗德海 著



气象出版社

P432
-DH

大气中大尺度包络孤立子理论 与阻塞环流

罗德海 著

气象出版社

内容简介

本书是作者负责国家自然科学基金项目“近似可积的大尺度包络孤立子系统的动力学研究及其应用”(项目编号为 49775266)的部分研究成果。在本书中作者建立起了大气阻塞形成的包络 Rossby 孤立子的理论体系,提出了很多大气阻塞形成的新的理论模型。特别是本书系统论述了偶极子阻塞与天气尺度波之间的相互关系,以及双波地形在阻塞形成中的作用,在此基础上发现了外强迫(天气尺度波和双波地形等)对阻塞形成的作用就是增加阻塞的振幅,并使阻塞从频散系统变成弱频散甚至非频散系统。此外,本书还讨论了包络 Rossby 孤立子的分岔和混沌特征。

本书是国内外关于大气包络孤立子理论的第一本专著,可供大气科学,海洋科学以及数学和力学等方面的科技工作者参考,也可作为气象院校和科研机构大气动力学专业研究生的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

大气中大尺度包络孤立子理论与阻塞环流/罗德海著. 北京:气象出版社,1999.3
ISBN 7-5029-2681-X

I. 大… II. 罗… III. ①大尺度-包络-孤立子-理论②大气环流-阻塞-研究
IV. P433

中国版本图书馆 CIP 数据核字(1999)第 04706 号

大气中大尺度包络孤立子理论与阻塞环流

罗德海 著

责任编辑:刘颖 终审:周诗健

封面设计:刘扬 责任技编:谷青 责任校对:钱迎春

气象出版社 出版

(北京海淀白石桥路 46 号 邮政编码:100081)

北京昌平环球印刷厂印刷

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:787mm×1 092mm 1/16 印张:7.875 字数:196 千字

1999 年 3 月第 1 版 1999 年 3 月第 1 次印刷

印数:1~1000 册 定价:15.00 元

前 言

大气环流持续性的异常常常会造成大范围的灾害性天气,而大气阻塞形势的出现是造成环流持续异常的重要原因之一,因此对阻塞的研究有助于了解灾害性天气产生的成因。自从阻塞现象被发现以来,阻塞问题一直是大气动力学研究的核心问题。

本书主要集中了作者近几年来对包络 Rossby 孤立子进行动力学研究的尚未公开发表的最新成果。在这本书中作者提出了大气阻塞形成的新的理论模型,特别是提出了偶极子阻塞与天气尺度波相互作用的理论,这个理论可以使我们很好地了解偶极子阻塞与天气尺度波之间的相互关系。

本书分为 11 章。第 1 章介绍了大气阻塞理论研究的进展以及包络 Rossby 孤立子理论的优点及研究概况;第 2 章系统地讨论了正压大气中包络 Rossby 孤立子的结构和特征以及可能应用;第 3 章提出了一个迭代摄动法,利用这个方法导出了包括高阶项的非线性 Schrödinger 方程,并在一定的条件下,讨论了高阶包络 Rossby 孤立子的结构和 Liapunov 稳定性以及均匀波列的调制不稳定;第 4 章讨论斜压两层模式中包络 Rossby 孤立子的水平和垂直结构;第 5 章研究了正压大气中包络 Rossby 孤立子与天气尺度波之间的相互作用,并提出了偶极子阻塞(或称 Berggren 型阻塞)形成的一个理论;第 6 章研究了正压大气中包络 Rossby 孤立子与放大的(或称不稳定的)天气尺度波的相互作用,揭示了为什么加深的气旋尺度波更有利于偶极子阻塞的建立和维持以及西移;第 7 章讨论了在两层斜压模式中斜压包络 Rossby 孤立子与天气尺度波之间的相互作用,并比较了上下层偶极子阻塞形成的差异,讨论了下层阻塞的多涡结构为什么比上层阻塞要明显;第 8 章研究了正压大气中缓慢移动的包络 Rossby 孤立子与双波地形之间的近共振相互作用,提出了局地阻塞形成的地形强迫的包络 Rossby 孤立子理论;第 9 章研究了两层斜压模式中缓慢移动的包络 Rossby 孤立子与双波地形之间的近共振相互作用,揭示了地形对大气阻塞水平和垂直结构的影响;第 10 章讨论了在双波地形上当正压大气中包络 Rossby 孤立子与天气尺度波相互作用时,随着天气尺度波强迫的变化,包络 Rossby 孤立子的振幅所产生的分岔和混沌现象;第 11 章是总结和展望。

本书所介绍的工作均为国家自然科学基金项目《近似可积的大尺度包络孤立子系统的动力学研究及其应用》(项目编号为 49775266)资助的成果,均系第一次公开发表。在本书的写作过程中得到了卢艳同志的大力帮助,书稿完成后承南京大学大气科学系教授伍荣生先生审阅,作者在此一并致谢。

本书的大部分内容都是作者于 1997 年以前完成的研究工作,由于作者没有科研经费以及受其他人为因素的干扰,本书的大部分成果没有及时得到发表。直

到数次申请国家自然科学基金获得批准后,本书的出版才最终变成现实。在这里作者首先要对国家自然科学基金委的资助表示衷心地感谢,同时非常感谢作者的导师中国科学院大气物理研究所研究员纪立人先生多年来对作者的培养,另外需要感谢的还有作者的同仁四川省气象科学研究所所长陈忠明研究员,他多次的关心、鼓励和支持使作者受益非浅,在作者调来青岛海洋大学后,海洋环境学院气象系的许多老师、博士和硕士生多次希望作者能够将自己的研究成果出版成书。在他们的鼓励和支持下,作者用一个月的时间整理并完成了这本书。由于写作时间短,加之学识有限,因此书中难免存在错误和不适当之处,欢迎读者批评指正。

罗德海

1998年9月于青岛海洋大学

目 录

前 言

1 绪论	(1)
1.1 阻塞理论研究的进展	(1)
1.2 包络 Rossby 孤立子理论的优点及研究概况	(3)
2 正压大气中包络 Rossby 孤立子的结构和特征及其应用	(5)
2.1 引言	(5)
2.2 相当正压模式	(5)
2.3 非线性 Schrödinger 方程	(6)
2.4 包络 Rossby 孤立子的流场结构及其可能应用	(8)
2.5 小结	(11)
3 正压大气中高阶包络 Rossby 孤立子的结构, Liapunov 稳定性和调制不稳定	(12)
3.1 引言	(12)
3.2 迭代摄动法和高阶非线性 Schrödinger 方程的获得	(12)
3.3 考虑高阶项 $O(\epsilon)$ 时包络 Rossby 孤立子的结构	(15)
3.4 包络 Rossby 孤立子的 Liapunov 稳定性	(16)
3.5 均匀 Rossby 波列的调制不稳定	(19)
3.6 小结	(21)
4 斜压大气中包络 Rossby 孤立子的结构及其特征	(22)
4.1 引言	(22)
4.2 两层斜压模式	(22)
4.3 斜压大气中的非线性 Schrödinger 方程	(23)
4.4 斜压包络 Rossby 孤立子的水平和垂直结构	(26)
4.5 小结	(29)
5 正压包络 Rossby 孤立子与天气尺度波的相互作用和 Berggren 型偶极子阻塞 的形成过程	(30)
5.1 引言	(30)
5.2 行星尺度波与天气尺度波相互作用的相当正压模式	(30)
5.3 天气尺度波的定义	(31)
5.4 天气尺度波强迫的高阶非线性 Schrödinger 方程的导出	(32)
5.5 扰动散射反演方法	(34)
5.6 在天气尺度波强迫作用下包络 Rossby 孤立子的放大行为	(35)
5.7 强迫的高阶非线性 Schrödinger 方程的数值解	(38)
5.8 包络 Rossby 孤立子与天气尺度波相互作用的流场结构和 Berggren 型 阻塞的形成	(38)

5.9	小结	(44)
6	包络 Rossby 孤立子与放大的天气尺度波之间的相互作用	(46)
6.1	引言	(46)
6.2	强迫的高阶非线性 Schrödinger 方程的获得	(46)
6.3	在放大的天气尺度波强迫作用下包络 Rossby 孤立子的放大行为	(48)
6.4	在放大的天气尺度波强迫作用下包络 Rossby 孤立子的流场结构和阻塞的形成	(49)
6.5	小结	(52)
7	两层模式中斜压包络 Rossby 孤立子与天气尺度波的相互作用	(54)
7.1	引言	(54)
7.2	斜压行星尺度波与天气尺度波相互作用的两层模式	(54)
7.3	参数激发的非线性 Schrödinger 方程的获得	(55)
7.4	斜压两层模式中包络 Rossby 孤立子和天气尺度波之间的相互作用与斜压 Berggren 型阻塞的形成	(59)
7.5	小结	(67)
8	正压大气中缓慢移动的包络 Rossby 孤立子与双波地形的近共振相互作用和阻塞的形成	(68)
8.1	引言	(68)
8.2	相当正压模式和参数激发的高阶非线性 Schrödinger 方程的获得	(68)
8.3	在没有高阶项作用的情况下包络 Rossby 孤立子与双波地形的近共振相互作用	(72)
8.4	有高阶项作用时包络 Rossby 孤立子与双波地形的近共振相互作用	(78)
8.5	参数激发的高阶非线性 Schrödinger 方程的数值解	(83)
8.6	小结	(87)
9	斜压两层模式中包络 Rossby 孤立子与双波地形的近共振相互作用	(88)
9.1	引言	(88)
9.2	两层斜压模式和参数激发的非线性 Schrödinger 方程	(88)
9.3	两层模式中缓慢移动的包络 Rossby 孤立子与双波地形近共振相互作用的流场结构	(91)
9.4	小结	(93)
10	在双波地形上正压包络 Rossby 孤立子与天气尺度波相互作用时所产生的倍周期分岔和混沌现象	(95)
10.1	引言	(95)
10.2	描述行星尺度波与双波地形和天气尺度波相互作用时的相当正压模式和强迫耗散的非线性 Schrödinger 方程的获得	(96)
10.3	在双波地形上包络 Rossby 孤立子与天气尺度波相互作用时的倍周期分岔和混沌现象	(99)
10.4	在双波地形上包络 Rossby 孤立子与天气尺度波相互作用时的流场结构	(102)

10.5 小结.....	(104)
11 总结和展望	(105)
11.1 主要结果.....	(105)
11.2 问题和展望.....	(106)
参考文献	(108)

ENVELOPE ROSSBY SOLITONS IN THE LARGE-SCALE ATMOSPHERE AND BLOCKING CIRCULATIONS

CONTENTS

Preface

1	Introduction	(1)
1.1	Research advances of blocking	(1)
1.2	Brief review of envelope Rossby soliton	(3)
2	Structures, characteristics and application of envelope Rossby solitons in the barotropic atmosphere	(5)
2.1	Introduction	(5)
2.2	Equivalent barotropic model	(5)
2.3	Derivation of nonlinear Schrödinger equation	(6)
2.4	Structures of envelope Rossby solitons and possible application	(8)
2.5	Summary	(11)
3	Structures and Liapunov stability of barotropic higher order envelope Rossby solitons and modulational instability	(12)
3.1	Introduction	(12)
3.2	Iterated perturbation expansion method and derivation of higher order nonlinear Schrödinger equation	(12)
3.3	Structure of higher order envelope Rossby soliton	(15)
3.4	Liapunov stability of higher order envelope Rossby soliton	(16)
3.5	Modulational instability of uniform Rossby wave train	(19)
3.6	Summary	(21)
4	Structures and characteristics of envelope Rossby solitons in the baroclinic atmosphere	(22)
4.1	Introduction	(22)
4.2	Two layer baroclinic model	(22)
4.3	Derivation of nonlinear Schrödinger equation in the baroclinic atmosphere	(23)
4.4	Horizontal and vertical structures of baroclinic envelope Rossby soli-	

tons	(26)
4.5 Summary	(29)
5 Interaction of barotropic envelope Rossby solitons with localized synoptic-scale waves and initiation, maintenance and break-down of Berggren-type blocking	(30)
5.1 Introduction	(30)
5.2 Equivalent barotropic model describing the interaction between planetary-scale and synoptic-scale waves	(30)
5.3 Concept of localized synoptic-scale waves	(31)
5.4 Derivation of localized forced higher order nonlinear Schrödinger equation	(32)
5.5 Perturbed inverse scattering method	(34)
5.6 Amplification behaviour of envelope Rossby soliton forced by localized synoptic-scale waves	(35)
5.7 Numerical solution of forced higher order nonlinear Schrödinger equation	(38)
5.8 Stream function field of envelope Rossby soliton interacting with synoptic-scale waves and the formation of Berggren-type blocking	(38)
5.9 Summary	(44)
6 Interaction between barotropic envelope Rossby solitons and amplifying synoptic-scale waves	(46)
6.1 Introduction	(46)
6.2 Derivation of forced higher order nonlinear Schrödinger equation	(46)
6.3 Amplification behaviour of envelope Rossby soliton forced by amplifying synoptic-scale waves	(48)
6.4 Stream function field of envelope Rossby soliton interacting with amplifying synoptic-scale waves and the formation and maintenance of dipole blocking	(49)
6.5 Summary	(52)
7 Interaction of envelope Rossby solitons with localized synoptic-scale waves in a two layer model and baroclinic Berggren-type blocking	(54)
7.1 Introduction	(54)

7.2	Interaction equations of baroclinic envelope Rossby soliton with baroclinic, localized synoptic-scale waves	(54)
7.3	Derivation of parametrically excited nonlinear Schrödinger equation	(55)
7.4	Stream function field of baroclinic envelope Rossby soliton interacting with baroclinic, localized synoptic-scale waves and the formation of baroclinic Berggren-type blocking	(59)
7.5	Summary	(67)
8	Near resonant interaction between slowly moving envelope Rossby solitons and two-wave topography in the barotropic atmosphere	(68)
8.1	Introduction	(68)
8.2	Equivalent barotropic model with bottom topography and derivation of parametrically excited higher order nonlinear Schrödinger equation	(68)
8.3	Near resonant interaction between slowly moving envelope Rossby soliton without higher order terms and two-wave topography and the formation of dipole blocking	(72)
8.4	Near resonant interaction between slowly moving envelope Rossby soliton with higher order terms and two-wave topography and the formation of blocking high	(78)
8.5	Numerical solution of parametrically excited higher order nonlinear Schrödinger equation	(83)
8.6	Summary	(87)
9	Near resonant interaction between slowly moving baroclinic envelope Rossby solitons and two-wave topography in a two layer model	(88)
9.1	Introduction	(88)
9.2	Two layer model with bottom topography and derivation of parametrically excited nonlinear Schrödinger equation	(88)
9.3	Stream function field of slowly moving baroclinic envelope Rossby soliton near resonantly interacting with two-wave topography	(91)
9.4	Summary	(93)
10	Period-doubling bifurcation and chaotic motion of envelope Rossby soliton forced by synoptic-scale waves over a two-wave	

topography		(95)
10.1	Introduction	 (95)
10.2	Equivalent barotropic model describing the interaction between envelope Rossby soliton and two-wave topography and synoptic-scale waves and derivation of forced, dissipative nonlinear Schrödinger equation	 (96)
10.3	Period-doubling bifurcation and chaotic behaviour of envelope Rossby soliton interacting with synoptic-scale waves over a two-wave topography	 (99)
10.4	Stream function field of envelope Rossby soliton interacting with synoptic-scale waves over a two-wave topography	 (102)
10.5	Summary	 (104)
11	Summary and Prospect	 (105)
11.1	Result	 (105)
11.2	Problem and prospect	 (106)
References		(108)

1 绪 论

1.1 阻塞理论研究的进展

在中高纬度地区,大气环流持续性的异常(如阻塞形势)通常与大范围的灾害性天气有关。例如根据中央气象台的观测发现,1998年7~8月发生在我国长江流域的严重的洪涝灾害与东亚地区阻塞形势持续不断的活动有关。而在50年代后期,周晓平(1957)和汤懋苍(1957)就已经指出,夏季东亚地区阻塞形势的活动对东亚地区特别是我国的天气以及气候有着重要的影响,由于这个原因,我国气象学家对北半球阻塞形势进行了系统和详细的观测研究,发现了许多新的结果(叶笃正等,1962)。与此同时,国外许多学者对阻塞形势的形成机制和活动规律以及它对气候的影响进行了大量的观测和统计研究(Berggren等,1949;Elliot等,1949;Rex, 1950a,b;Summer,1959)。特别是Berggren等人(1949)最早指出斜压不稳定天气尺度扰动的发展将导致阻塞形势的建立,他们的论文是最早报道天气尺度波形成和维持阻塞的一个重要工作。之后,大量的观测和诊断研究也证实了这一结果(Green,1977;Hansen和Chen,1982;Illari,1984;Collucci,1985)。Treidl等(1980)对北半球的阻塞活动进行了详细的统计研究,发现北半球阻塞主要产生在北太平洋和北大西洋上,最大频率发生在欧洲和北美洲西海岸附近地区,亦即大西洋与太平洋上天气尺度扰动活跃区的下游(丑纪范等,1994),很明显,大气阻塞的形成和维持与天气尺度波和地形等强迫有关(Ji和Tibaldi,1983),因此研究阻塞的形成和维持机制必须考虑外强迫的作用。正如Egger等(1986)所指出的那样,把阻塞看成是由大气最大模的动力学所支配的一种现象是不合适的。另一方面,由于阻塞是一种大振幅波,因此我们又必须考虑非线性的作用。由此可见,要想全面搞清大气阻塞的形成和维持机制,必须发展强迫的非线性动力学理论。

Yeh(1949)从能量的观点,首先讨论了阻塞在高纬度地区的移动和维持。对于阻塞这样大振幅的系统,仅用线性理论来加以研究是有局限性的。自80年代以来,由于非线性科学的发展,阻塞动力学研究得到了迅速的发展,并提出了不少理论。这些理论主要包括两大类:一类是阻塞的全球理论,这种理论主要包括Egger(1978)所提出的缓慢移动的自由波与地形强迫波非线性相互作用理论;Charney和Devore(1979)的多平衡态理论以及Tung和Lindzen(1979)的共振理论。这些理论已在许多书中有了详细介绍(仇永炎,1985;朱抱真等,1991;李崇银,1995)。另一类是阻塞的局地理论。这些理论主要包括McWilliams(1980)所提出的modons(偶极子)理论以及Malguzzi和Malanotte-Rizzoli(1984)所提出的KdV型Rossby孤立子理论。目前人们对大气中局地阻塞的研究越来越重视,几乎所有的理论研究都是以modons理论和KdV型Rossby孤立子理论为动力学框架。对于modons理论和KdV型Rossby孤立子理论,李崇银的书已有详细的介绍,这里就不涉及。图1.1为Malguzzi和Malanotte-Rizzoli(1984)所给出的偶极子阻塞个例。

从图1.1中可以看出,在高纬度地区,在背景西风中出现了北侧为高压而南侧为低压的偶极子阻塞结构。McWilliams(1980)最早用modons解来描述这种偶极子型阻塞。Modons解在南北方向是反对称的,而在东西方向是对称的。尽管它与实际观测到的偶极子阻塞有一定的一

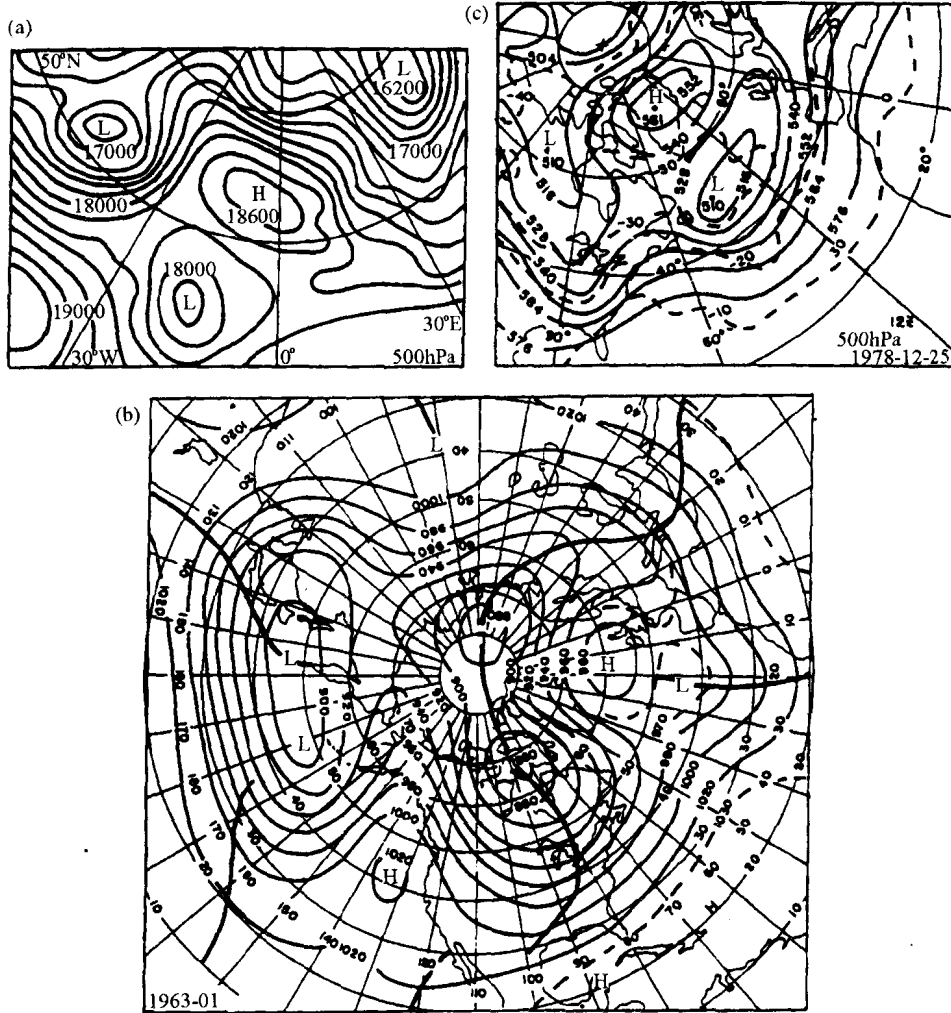


图 1.1 叠加在背景西风上的偶极子阻塞个例, 详见 Malguzzi 和 Malanotte-Rizzoli(1984)

致性,然而不难发现它们之间的差别仍是很大的,因此要想完全解释实际大气中所观测到的偶极子阻塞,必须发展强迫的 modons 理论。这方面的研究见 Haines 和 Marshall(1987)以及 Swaters(1986)的工作。Haines 和 Marshall(1987)的研究表明天气尺度波的强迫确实能够维持偶极子阻塞,然而天气尺度波是怎样形成和维持偶极子阻塞的?他们的研究不能给出圆满的回答。Malguzzi 和 Malanotte-Rizzoli(1984)指出,McWilliams(1980)所提出的 modons 解存在的条件很难满足,为此他们发展了 KdV 型的 Rossby 孤立子理论,并试图用它来解释大气中所观测到的偶极子阻塞。尽管这种 KdV 孤立子结构的外形与偶极子阻塞相像,然而我们注意到这种孤立子存在严重的缺陷。首先它必须要求满足长波近似,其次它必须要求基本流有强的水平切变。Butchart 等(1989)已经指出这些条件对于偶极子阻塞来说很难满足。为此我们提出和发展了阻塞形成的包络 Rossby 孤立子理论(罗德海和纪立人,1989)。下一节我们将详细论述包络 Rossby 孤立子理论的优点。

1.2 包络 Rossby 孤立子理论的优点及研究概况

McWilliams(1980)所提出的 modons 解必须要求位涡与流函数成线性关系,然而 Butchart 等(1989)的计算表明在阻塞区位涡与流函数的线性关系严格来讲并不成立。因此不难推断用 modons 理论来解释大气中的偶极子阻塞是值得怀疑的。而对于 KdV 型 Rossby 孤立子,由于它要满足长波近似,因此它的偶极子结构必须限制在窄的 β 通道内。但是由于偶极子阻塞有大的经向尺度,因此长波近似 $L_y/L_x \ll 1.0$ 严格来讲也并不成立。在中高纬度地区,所观测到的偶极子阻塞的经向尺度一般为 5000~6000km。在 55°N~65°N 地区,若取 $L_y = 5.0$ (有量纲量为 5000km),对于波数 1 有 $L_y/L_x \approx 0.22 \sim 0.3$;对于波数 2 有 $L_y/L_x \approx 0.44 \sim 0.6$;而对于波数 3 则有 $L_y/L_x \approx 0.65 \sim 0.87$ 。由此我们可以认为,对于波数 1,使用长波近似 $L_y/L_x \ll 1.0$ 基本上是合理的。然而对于 2~3 波,则不能使用长波近似。人们对阻塞进行谱分析发现阻塞主要是波数为 2~3 的超长波(丑纪范等,1994),因此我们认为用 KdV 型 Rossby 孤立子来解释大气中的偶极子阻塞是不合适的。Malguzzi 和 Malanotte-Rizzoli(1984)指出,对于 KdV 型 Rossby 孤立子,要获得偶极子阻塞结构,必须要求基本流有强的水平切变,而强水平切变的基本流容易产生正压不稳定,并导致偶极子阻塞结构的破坏。因此可以认为 KdV 型 Rossby 孤立子对偶极子阻塞来说并不是一个很好的理论模式。考虑到大气中存在大振幅的 Rossby 波,Benney(1979)和 Yamagata(1980)首先导出了大气中非线性 Rossby 波所满足的非线性 Schrödinger 方程,并给出了一些简单的孤立子解。然而他们都没有给出包络 Rossby 孤立子的流场结构,也没有讨论包络 Rossby 孤立子的具体应用。罗德海和纪立人(1989)则首先将包络 Rossby 孤立子与阻塞形势联系起来,提出了偶极子阻塞形成的包络 Rossby 孤立子理论。对于包络 Rossby 孤立子,以上两种理论所需要的条件都不要求。由于这个原因,本书所给出的结果可以说明包络 Rossby 孤立子理论在解释偶极子阻塞的形成和维持等方面比以前的几乎所有理论都要好。详细的讨论见第 5~9 章。

图 1.2 为 Berggren, Bolin 和 Rossby(1949)所观测到的中高纬度地区偶极子阻塞形成的一次过程,可以发现在阻塞区域存在多个气旋或反气旋涡,Butchart 等(1989)也发现了相同的阻塞多涡结构。由于 Berggren 等人(1949)最早发现这类阻塞,因此在这里我们将这种阻塞称为 Berggren 型阻塞。正如第 5~7 章所指出的那样,当考虑天气尺度波的强迫后,包络 Rossby 孤立子的放大过程可以解释 Berggren 型阻塞的形成、维持和崩溃过程。而以前的局地阻塞理论则不能解释 Berggren 型阻塞的结构。为了进一步阐述包络 Rossby 孤立子的优点,我们可以将非线性正压 Rossby 波的第一阶近似解写为 $\Psi_1 = A(\xi, T)\varphi(y)\exp[i(kx - \omega t)] + cc$ (见第 3 章所给出的解)。对于线性 Rossby 波,波振幅 $A(\xi, T)$ 则被看成是常数。这时所得到的阻塞理论通常称为阻塞的全球性理论,例如 Tung 和 Lindzen(1979)所提出的线性的共振理论就是一种全球性的阻塞理论。在这个理论中当常振幅被地形共振放大后,便在地形的槽区形成阻塞高压。而 Malguzzi 和 Malanotte-Rizzoli(1984)所提出的 KdV 型 Rossby 孤立子理论则是考虑长波近似 $k \rightarrow 0$ ($L_y/L_x \ll 1.0$) 的情况,对于这种情况, Ψ_1 变为 $\Psi_1 = A(\xi, T)\varphi(y)$ ($\xi = \epsilon^{1/2}(x - C_0 t)$, $T = \epsilon^{3/2}t$, $C_0 = C_g|_{k \rightarrow 0}$)。当基流有水平切变时, $A(\xi, T)$ 所满足的方程为 KdV 方程。由于偶极子阻塞严格讲并不满足长波近似 $k \rightarrow 0$,因此用 KdV 型 Rossby 孤立子来解释偶极子阻塞不合适。相反,包络 Rossby 孤立子理论既不将波振幅考虑成常数,又不使用长波近似,因而从各方面来讲比以前的理论更适合于阻塞。为了使读者深刻了解这一新观点,作者根据自己近

几年的研究工作总结成这本书,以引起大家更广泛的兴趣,共同探讨阻塞问题。

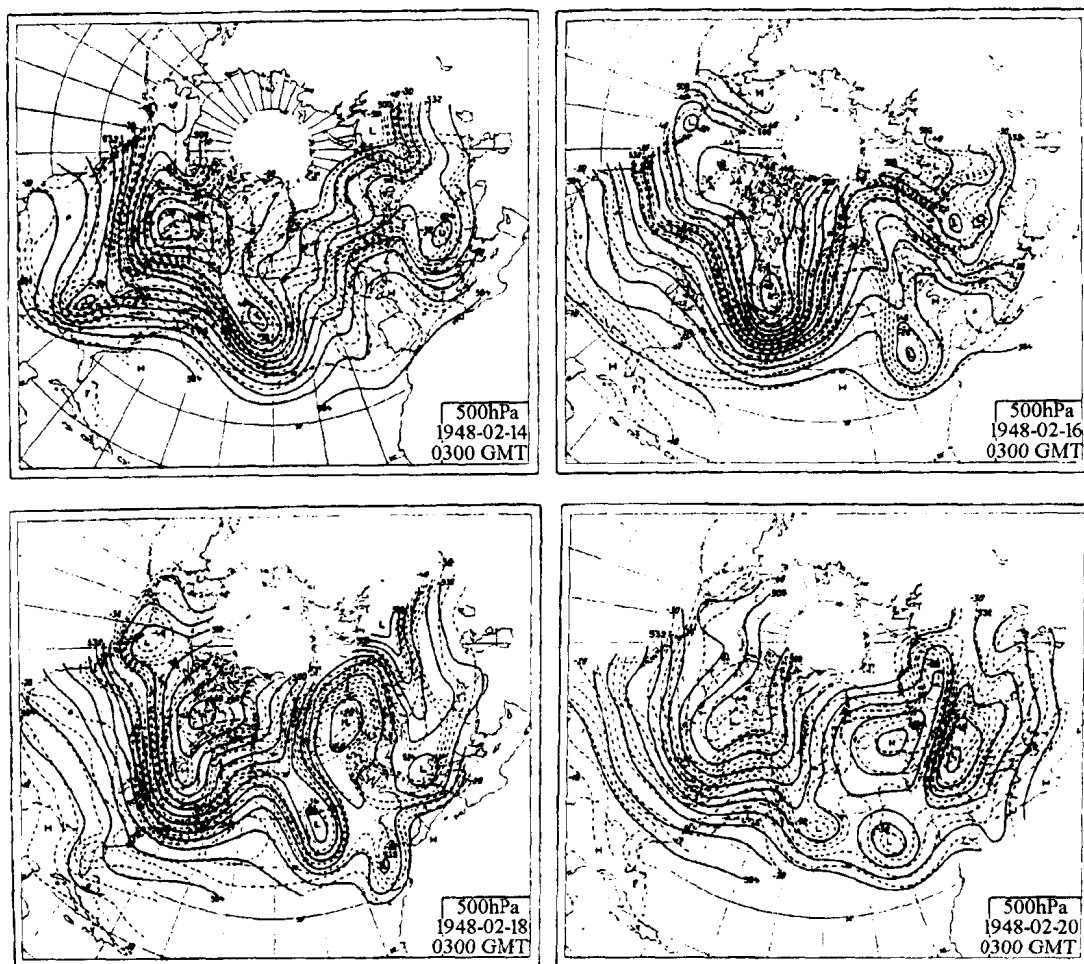


图 1.2 1948 年 2 月 14~20 日 500hPa 位势高度的等值线图(引自 Berggren 等,1949)

2 正压大气中包络 Rossby 孤立子的结构和特征及其应用

本章首先导出了非线性 Rossby 波所满足的非线性 Schrödinger 方程,然后研究了正压包络 Rossby 孤立子的结构,并讨论了包络 Rossby 孤立子在阻塞中的可能应用。

2.1 引言

在中高纬度地区, Benney(1979)和 Yamagata(1980)首先导出了非线性 Rossby 波所满足的非线性 Schrödinger 方程,并给出了一些简单的孤立子解。然而他们都没有给出包络 Rossby 孤立子的流场结构,也没有讨论包络 Rossby 孤立子的应用。罗德海和纪立人(1989,1990)研究了切变基流中的包络 Rossby 孤立子特征,并最早提出了偶极子阻塞形成的包络 Rossby 孤立子理论。以前,人们主要用 Modons 理论和 KdV 型 Rossby 孤立子理论来解释大气中的偶极子阻塞结构(McWilliams,1980;Malguzzi 和 Malanotte-Rizzoli,1984)。然而由于这些理论都存在一些缺点,即使考虑外强迫的作用也不能完全解释偶极子阻塞的形成、维持和崩溃过程,特别是不能解释阻塞的多涡结构。而对于包络 Rossby 孤立子理论则不存在这些问题。本章主要介绍无强迫作用时正压包络 Rossby 孤立子的结构和特征。

2.2 相当正压模式

在正压大气中,在 β 通道平面上无强迫和耗散的无量纲涡度方程可以写为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2 \Psi - F\Psi) + J(\Psi, \nabla^2 \Psi) + \beta \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0 \quad (2.1)$$

其中 Ψ 为无量纲的流函数; $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ 为水平的 Laplace 算子; $J(a, b) = \frac{\partial a}{\partial x} \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial x}$ 为 Jacobi 行列式, $\beta = (L^2/U)\beta_0$ 且 $\beta_0 = (2\omega_0/a_0)\cos\varphi_0$, ω_0 是地球的自转角速度, a_0 是地球的半径, φ_0 是参考(中心)纬度; $F = (L/R_0)^2$, $U = 10\text{m/s}$ 和 $L = 1000\text{km}$ 分别是水平风速和水平长度的特征尺度, R_0 是 Rossby 变形半径。

在 β 通道内流动的流体必须满足下列边界条件(Pedlosky,1979)

$$\text{在 } y = 0, L_y \text{ 处} \quad \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0, \frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial y} = 0 \quad (2.2)$$

其中 L_y 是 β 通道的宽度, $\bar{\Psi} = \bar{\Psi}(y, t)$ 表示流函数 Ψ 的纬向平均。