

一次典型的平流层爆发性增温中的局地多尺度洛伦兹循环

徐芬^①,梁湘三^{①②*}^① 南京信息工程大学 大气科学学院,江苏 南京 210044;^② 南京信息工程大学 海洋科学学院,江苏 南京 210044

* 联系人, E-mail: san@ pacific.harvard.edu

2017-06-01 收稿, 2017-06-15 接受

国家自然科学基金资助项目(41975064);江苏省双创计划团队项目(2015)

摘要 利用一种新的工具,多尺度子空间变换(MWT),以及基于MWT的局地多尺度能量与涡度分析(MS-EVA)与Lorenz循环诊断方法,对2009年1月中下旬平流层发生的一次强爆发性增温(SSW)事件的内在动力学过程进行了研究。首先用MWT将各个场重构于三个尺度子空间,即平均尺度、爆发性增温尺度(或SSW尺度)和天气尺度子空间上。结果表明,极地迅速增长的温度主要是由于SSW尺度子空间上极区内的斜压不稳定引起的正则传输(有效位能从平均尺度子空间传输到SSW尺度子空间)造成的,显著增加的有效位能(APE)转换到了SSW尺度子空间的动能(KE)中,加之快速增温前极区内正压不稳定引起的正则传输(动能从平均尺度子空间传输到SSW尺度子空间)的作用,共同导致了极夜急流的反转。

关键词

平流层爆发性增温;
极夜急流;
多尺度子空间变换(MWT);
局地多尺度能量与涡度分析(MS-EVA);
正则传输

平流层爆发性增温(Stratospheric Sudden Warming, SSW)指冬春季平流层高纬至极区的大气温度在短时间内骤增,主要发生在1月和2月(王华墨等,2019),其变化对北半球的天气有着重要的影响(卢楚翰等,2012;施宁和张乐英,2013),是平流层中最重要的现象之一。但自Scherhag于1952年发现以来,SSW仍没有一个统一的定义以及基于统一定义的特征和分类(Butler et al.,2015)。由之前的研究结果只知它主要有以下几个特征(O'Neill et al.,2015):1)高纬至极区大气温度在短时间内剧增,温度梯度反转;2)极涡变形或者崩溃,阿留申高压加强;3)极夜急流减弱甚至消失;4)平流层顶位置下降;5)平流层内空气向极向下传输;6)具有高度的非线性。相应地,SSW可被分为四种类别(O'Neill et al.,2015),即强增温,弱增温,加拿大增温(属于弱增温的一种;过程中,阿留申高压移至加拿大上空,极涡偏移且高度变形,但并不崩溃)以及

春季最后增温事件。此外,根据极涡状态,SSW又被分为Wave-1型和Wave-2型(Robinson,1985)。Wave-1型和极涡偏心型相联系,Wave-2型和极涡崩溃型相联系。冬季平流层爆发性增温以后,极区温度会重新回落到爆发增温前的水平,环流场也相应恢复到冬季的状态;但春季发生的平流层春季最后增温事件,增温后不再降温,流场也转变为夏季环流形势。

自SSW这一特殊现象被发现以来,前人做了相当多的工作来探究其生成机制,总的来说,除去已经被证明不妥的早期的一些观点外,当下主流的观点可分为以下两大类:一是对流层中的行星波垂向传播到平流层,并与其间大气相互作用导致SSW的发生(Charney and Drazin,1961;Dickinson,1968;Matsuno,1970,1971;Trenberth,1973;Holton,1976;陆春晖等,2009;毕云等,2013;胡景高等,2015);二是自调制共振(self-tune resonance)理论,认为增温源于

引用格式:徐芬,梁湘三,2020.一次典型的平流层爆发性增温中的局地多尺度洛伦兹循环[J].大气科学学报,43(2):336-346.

Xu F, Liang X S, 2020. The local Lorenz cycle underlying a typical stratospheric sudden warming[J]. Trans Atmos Sci, 43(2): 336-346. doi: 10. 13878/j. cnki. dqkxxb. 20170601001. (in Chinese).

大气自身固有的不稳定(Plumb, 1981; Dritschel and McIntyre, 2008; Esler and Matthewman, 2011; Matthewman and Esler, 2011; Albers and Birner, 2014)。此外还有其他一些观点如 Chao(1985)的灾变论、施春华等(2018)提出的太阳活动的影响等。但不同的 SSW 大都各有各的特性,还没有形成一个完全可以接受的共识。为此,典型个例的研究就很有必要。此前已有研究使用最近发展的一套多尺度动力学诊断手段对 2012—2013 年之交的 SSW 做了较为详尽的诊断,并得到不少新的发现(Xu and Liang, 2017),本文将用类似的手段新选取 2009 年 1 月这次强增温事件再作研究,可以发现,这次增温的驱动机制又有相当大的不同。

1 资料和方法介绍

1.1 资料介绍

使用欧洲中尺度天气预测中心(European Centre for Medium-Range Weather Forecasts, ECMWF)提供的最新的全球大气再分析产品 ERA-Interim。该资料是等压坐标系下数据,垂向共 37 层,最高层为 1 hPa,约为 40 km 高度。本文要用到这套数据中的温度、位势场以及风场的三个分量(U, V, W);所用的水平分辨率为 $3^\circ \times 3^\circ$,时间分辨率为 6 h 一次。

1.2 多尺度子空间变换(MWT)与局地多尺度能量涡度分析(MS-EVA)

本文所用方法,即多尺度子空间变化(MWT)以及基于 MWT 建立的多尺度能量涡度分析(MS-EVA)。经过时间平均的多尺度能量方程不具有时间信息,而纬向平均过的方程则没有经度变化的信息。过去的几十年里,越来越多的学者通过使用滤波来避开这个问题。比如说,一个流场 $u(t)$ 通过滤波器分解为基流部分 \bar{u} 以及涡旋部分 u' ,这里 \bar{u} 和 u' 都是 t 的函数,那么涡动能是什么呢?过去二十多年来,学界很多研究者直接把涡动能取为 $(u')^2$ 。这种做法在概念上就是错误的,一个简单例子可以很好地说明这个问题。设

$$u = \underbrace{(a_0 \cos \omega_0 t + b_0 \sin \omega_0 t)}_{\bar{u}(t)} + \underbrace{(a_1 \cos \omega_1 t + b_1 \sin \omega_1 t)}_{u'(t)},$$

其中 ω_0 和 ω_1 分别为背景场和涡动场的频率,那么众所周知背景场的能量与涡动能就是它们各自傅里叶变换系数的平方,即 $a_0^2 + b_0^2$ 与 $a_1^2 + b_1^2$,而绝不是重构场(滤波场)的平方: $[\bar{u}(t)]^2$ 和 $[u'(t)]^2$ 。换句话说,多尺度能量是一个相空间上的概念,实际上

是变换系数的平方,它通过泛函分析中的 Parseval 关系式与物理空间中的对应的能量联系起来。上式中当 $\bar{u}(t)$ 不随时间变化(定常)时,可以很容易得到(Liang and Anderson, 2007):

$$a_1^2 + b_1^2 = \overline{[u'(t)]^2}.$$

所以,在经典的雷诺平均-扰动分解情形下定义的涡动能只能是 $\overline{[u'(t)]^2}$,而非 $[u'(t)]^2$ 。过去学界大量研究为了得到涡动能随时间的变化而随意丢弃平均算子、采用 $[u'(t)]^2$,这种做法在概念上就是错误的,这样得到的“能量”只是一个有着能量量纲的数学量,在物理上没有意义。

那么如何得到非平稳场的多尺度能量呢?它直到在最近发展的一个工具多尺度子空间变换(MWT)的框架下才得到了解决(Liang and Anderson, 2007)。

MWT 是一个新的泛函工具,它将函数空间正交地分成任意多个子空间的直和,每一个子空间包含互不重叠的尺度范围(时间或空间),同时又都具有局地性,这样的子空间称之为尺度子空间,简称为子空间或窗口。MWT 与小波分析以及 Hilbert-Huang 变换有些类似但又有根本的不同,其区别在于它所表达的是一个尺度子空间(包含一系列的尺度)而非某具体尺度过程。MWT 有很多很好的性质,其中一条被称作边缘化定理。边缘化定理使得当地的多尺度能量可以简单地表示为其 MWT 变换系数的平方(再乘上某因子),这使得多尺度能量分析成为可能;而这正是传统滤波器所缺乏的特性。这是因为滤波后输出的是物理空间的量,而多尺度能量是相空间的量,而相空间与物理空间的能量是通过 Parseval 等式来联系的。Liang and Anderson (2007) 意识到,这里应该存在一个为特殊的正交滤波器而设计的转换-重构,就像傅立叶变换和傅里叶逆变换一样。就是说,与 MWT 相对应有一个重构,即多尺度子空间重构(MWR)。大致来说,一条序列 $S(t)$ 通过 MWR 后得到一条滤波后的序列,而相应的 MWT 的系数可用来表达该滤波后序列的能量。对此详细的介绍,请参阅 Liang (2016) 第二部分。不难看出,如果用 MWT 把一个场重构于三个尺度子空间上,则对其间多尺度过程的研究就转化为了探讨这三个子空间是如何相互作用的,具体地讲,就是将问题转化成了能量是如何在这三者中传输与分配的。

MWT 的尺度子空间由下界和上界两个尺度指

数来界定。对于一个有着时长为 τ 的时间序列来说,尺度子空间的界定指数 j 对应的周期为 $2^{-j}\tau$ 。这里序列的时间长需要为 2 的 N 次方 (N 为自然数)。在本研究中,需要三个尺度子空间来分别表示背景场、SSW 事件所在的场、以及更小尺度的场;它们的尺度界值为 $0-j_0, j_0-j_1$, 以及 j_1-j_2 。为便于参照起见,用 $\tilde{\omega}=0, 1, 2$ 来表示它们,并将它们称之为平均子空间(或背景子空间(mean window))、SSW 子空间(或突然增温子空间(SSW window 或 sudden warming window))、以及天气尺度子空间(synoptic window)。

设有一个时间序列 $\{S(t)\}$, 对其作 MWT 变换, 相应地得到一组 MWT 的系数, 记为

表 1 多尺度的动能和有效位能的能量项表达式, 其中标有下标 h 的矢量是水平矢量, 未标者为三维矢量, 两个并矢 AB 与 CD 之间的算符“:”定义如下: $AB:CD=(A \cdot B)(C \cdot D)$, 其他符号是熟知的; 如若计算总的能量, 需要将积分结果除以重力加速度 g ; 此外, 所有项都需乘以 2^{j_2}

Table 1 Multiscale energetic terms in Eqs.(6)–(7). If total energetics (W) are to be computed, then the resulting integrals with respect to (x, y, p) should be divided by g . In addition, all terms are to be multiplied by 2^{j_2} ; this is omitted for notational simplicity

能量项	表达式	含义
$K^{\tilde{\omega}}$	$\frac{1}{2}\hat{v}_h^{\tilde{\omega}} \cdot \hat{v}_h^{\tilde{\omega}}$	尺度子空间 $\tilde{\omega}$ 上的动能
$Q_K^{\tilde{\omega}}$	$\frac{1}{2}(\widehat{v v}_h)^{\tilde{\omega}} \cdot \hat{v}_h^{\tilde{\omega}}$	尺度子空间 $\tilde{\omega}$ 上的动能通量
$\Gamma_K^{\tilde{\omega}}$	$\frac{1}{2}[(\widehat{v v}_h)^{\tilde{\omega}} : \nabla \hat{v}_h^{\tilde{\omega}} - \nabla \cdot (\widehat{v v}_h)^{\tilde{\omega}} \cdot \hat{v}_h^{\tilde{\omega}}]$	尺度子空间 $\tilde{\omega}$ 上的动能正则传输
$Q_P^{\tilde{\omega}}$	$\hat{v}^{\tilde{\omega}} \hat{\Phi}^{\tilde{\omega}}$	压力做功通量
$b^{\tilde{\omega}}$	$\hat{\omega}^{\tilde{\omega}} \hat{\alpha}^{\tilde{\omega}}$	浮力转换
$A^{\tilde{\omega}}$	$\frac{1}{2}c(\hat{T}^{\tilde{\omega}})^2, c = \frac{g}{T(g/c_p - L)}$	尺度子空间 $\tilde{\omega}$ 上的有效位能
$Q_A^{\tilde{\omega}}$	$\frac{1}{2}c \hat{T}^{\tilde{\omega}} (\widehat{v T})^{\tilde{\omega}}$	尺度子空间 $\tilde{\omega}$ 上的有效位能通量
$\Gamma_A^{\tilde{\omega}}$	$\frac{c}{2}[(\widehat{v T})^{\tilde{\omega}} \cdot \nabla \hat{T}^{\tilde{\omega}} - \hat{T}^{\tilde{\omega}} \nabla \cdot (\widehat{v T})^{\tilde{\omega}}]$	尺度子空间 $\tilde{\omega}$ 上的有效位能正则传输
$S_A^{\tilde{\omega}}$	$\frac{1}{2}\hat{T}^{\tilde{\omega}} (\widehat{\omega T})^{\tilde{\omega}} \frac{\partial c}{\partial p} + \frac{1}{T} (\widehat{\omega \alpha})^{\tilde{\omega}}$	源或汇

在等压坐标系下,干燥大气的原始方程组为

$$\frac{\partial v_h}{\partial t} + v_h \cdot \nabla_h v_h + \omega \frac{\partial v_h}{\partial p} + f k \times v_h = -\nabla_h \Phi + F_{m,p} + F_{m,h}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\alpha, \quad (2)$$

$$\nabla_h \cdot v_h + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_h \cdot \nabla_h T + \omega \frac{\partial T}{\partial p} + \omega \alpha \frac{L-L_d}{g} + \omega \alpha \frac{L-L_d}{g} = \frac{q_{net}}{c_p}, \quad (4)$$

$\hat{S}_n^{\tilde{\omega}}(\widehat{(\cdot)})_n^{\tilde{\omega}}$ 表示子空间为 $\tilde{\omega}$, 时间为 n 的 MWT 结果; 而对其作 MWR 则可以在子空间 $\tilde{\omega}$ 上得到一组重构场, 记为 $S^{\tilde{\omega}}(t)$ 。Liang and Anderson (2007) 通过对此研究得到一条边缘化定理的性质, 证明了在子空间 $\tilde{\omega}$ 上的能量与 $(\hat{S}_n^{\tilde{\omega}})^2$ 成比例(注意, 它绝不是重构(滤波)场的平方像 $[S^{\tilde{\omega}}(t)]^2$ 这样简单)。对于干燥空气, 多尺度动能 (KE) 和多尺度有效位能 (APE) 分别与 $\hat{v}_h^{\tilde{\omega}} \cdot \hat{v}_h^{\tilde{\omega}}$ 以及 $(\hat{T}^{\tilde{\omega}})^2$ 成正比, 这里的 v 是速度, T 是温度, 下标 h 表示水平分量。表 1 列出了所有的多尺度能量项的表达式。

$$\alpha = \frac{R}{P} T. \quad (5)$$

其中: L 是温度垂直递减率; L_d 是干空气的温度垂直递减率; 字母上方的横线表示水平方向和时间平均值, 其他符号一如常规。要注意的是, 这里的位势和比容都是异常场。由这些方程, 已有研究 (Liang and Robinson, 2005; Liang, 2016) 证明, 多尺度的动能和有效位能受以下两个方程控制:

$$\frac{\partial K^{\tilde{\omega}}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_K^{\tilde{\omega}} = \Gamma_K^{\tilde{\omega}} - \nabla \cdot \mathbf{Q}_P^{\tilde{\omega}} - b^{\tilde{\omega}} + F_{K,p}^{\tilde{\omega}} + F_{K,h}^{\tilde{\omega}}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial A^{\tilde{\omega}}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_A^{\tilde{\omega}} = \Gamma_A^{\tilde{\omega}} + b^{\tilde{\omega}} + S_A^{\tilde{\omega}} + F_A^{\tilde{\omega}}. \quad (7)$$

方程中符号的具体形式在表 1 中已给出。需要注意的是,方便起见,将时间步长 n 省略了,同时,散度项 $\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^{\tilde{\omega}}$, $\nabla \cdot \mathbf{Q}_A^{\tilde{\omega}}$, 以及 $\nabla \cdot \mathbf{Q}_P^{\tilde{\omega}}$ 此后也都记为 $\Delta Q_K^{\tilde{\omega}}$, $\Delta Q_A^{\tilde{\omega}}$, 以及 $\Delta Q_P^{\tilde{\omega}}$ 。这些能量项中,传输项 Γ 和传统的形式十分不同,这种传输有一个非常好的性质:

$$\sum_{\tilde{\omega}} \left(\sum_n \Gamma_n^{\tilde{\omega}} \right) = 0. \quad (8)$$

(这里的下标 n 仍表示时间步长),这条性质 Liang and Robinson (2005) 最先讨论过,后来被严格证明 (Liang, 2016)。在物理上,这意味着能量传输仅仅只是尺度子空间之间的能量再分配,不会产生新的能量也不会耗费已有的能量,而这正是物理意义上必须的,但以往基于经验的传输公式都不具有这种性质。为区别起见, Γ 称之为正则传输 (canonical transfer)。正则传输有一个 Lie 括号的形式,就像哈密顿力学中的泊松括号,它满足 Jacobian 等式。在经典的框架下 Γ 表达式、它与以往的传输公式的不同之处、以及为何以往的传输公式不能信实地表征流体间真实的动力过程等详见文献 (马继望与梁相三, 2020)。

通过对 MS-EVA 各项的整理,能量过程可以被

分成四种类型:能量输运(通量散度 $\mathbf{Q}_A^{\tilde{\omega}}$ 、 $\mathbf{Q}_K^{\tilde{\omega}}$ 、 $\mathbf{Q}_P^{\tilde{\omega}}$),正则传输($\Gamma_K^{\tilde{\omega}}$ 、 $\Gamma_A^{\tilde{\omega}}$),浮力转换($b^{\tilde{\omega}}$),以及耗散/扩散。前三者都是守恒量:如果对一个封闭区域积分,那么输运项为零;正则传输在所有子空间和所有采样时间之和为零,而浮力转换则是调节每一个子空间上的动能和有效位能的转换。图 1 是这三个窗口之间的各个过程的示意图。

在子空间 $\tilde{\omega}$ 上的正则传输可能包括来自不同的源的贡献。以 SSW window 为例($\tilde{\omega}=1$),能量可能来自子空间 0 或 2,甚至是它本身 $\tilde{\omega}=1$,记为 $\Gamma^1 = \Gamma^{0 \rightarrow 1} + \Gamma^{2 \rightarrow 1} + \Gamma^{1 \rightarrow 1}$ (详细内容请参阅 Liang (2016))。Liang and Robinson (2005) 发现, $\Gamma^{0 \rightarrow 1}$ 与平均流的不稳定有关,进一步讲, $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 和 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 精确地对应着斜压稳定性与正压稳定性。根据这个, Liang (2016) 建立了一种新的、局地化的流体动力稳定性分析理论与方法,由此得到的非线性正压失稳、斜压失稳、初级失稳、次级失稳等可以信实地表征海洋大气(如急流甩涡、台风形成)中的非平稳或局地过程。此稳定性理论已被经典的地球流体过程验证,尤其是与 Kuo (1949) 的正压失稳模式的解析解完全地一致,而郭氏模式的结果与用传统的能量输运结果相左。

2 MS-EVA 的参数设置

取 1979 年 1 月至 2017 年 3 月每 6 h 一次的极

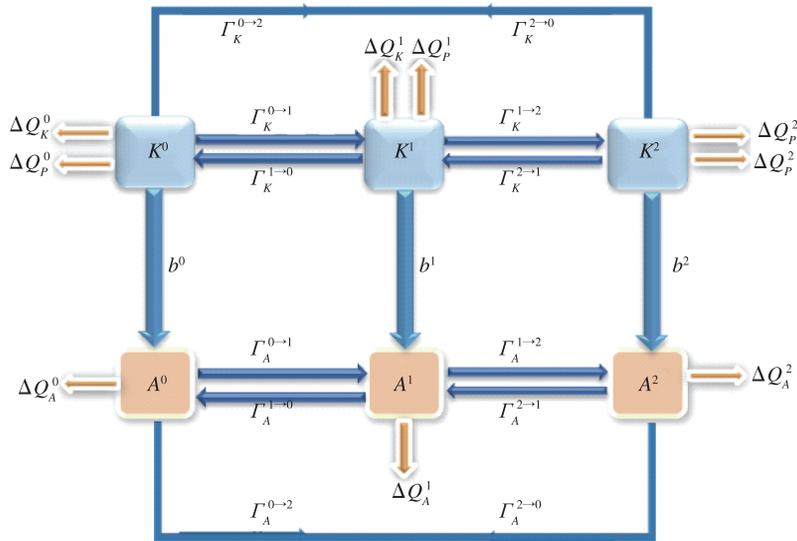


图 1 三个尺度子空间之间的能量流程图(上标 0、1、2 分别表示平均、SSW 以及天气尺度子空间; $\Delta Q_K^{\tilde{\omega}}$ 、 $\Delta Q_A^{\tilde{\omega}}$ 、 $\Delta Q_P^{\tilde{\omega}}$ 表示 $\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^{\tilde{\omega}}$ 、 $\nabla \cdot \mathbf{Q}_A^{\tilde{\omega}}$ 、 $\nabla \cdot \mathbf{Q}_P^{\tilde{\omega}}$; 其他符号同表 1 中的相同)

Fig. 1 Energy flow chart for a three-window decomposition. The superscripts 0, 1 and 2 stand for the mean, SSW and synoptic scale windows, respectively. $\Delta Q_K^{\tilde{\omega}}$, $\Delta Q_A^{\tilde{\omega}}$, and $\Delta Q_P^{\tilde{\omega}}$ signify $\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^{\tilde{\omega}}$, $\nabla \cdot \mathbf{Q}_A^{\tilde{\omega}}$, and $\nabla \cdot \mathbf{Q}_P^{\tilde{\omega}}$, and the other symbols are explained in Table 1

点温度时间序列,在时间方向上将其插值为 2^{16} 个时段,即 $2^{16} = 65\,536$ 个时间点(MWT 要求时间步长的数量是 2 的 N 次方),对其做小波谱分析,以确立 MWT 分解所需要的子空间。

小波功率谱分析的结果表明,年周期以下的信号中,最显著的正是 SSW 的信号。取 $j_0 = 7, j_1 = 11, j_2 = j_{\max} = 16$ 。从而得到三个子空间:背景子空间(mean window)、爆发性增温子空间(sudden warming window 或 SSW window)以及天气尺度子空间(synoptic window)。这样的分解结果,在完全滤除了年周期的信号的前提下,完整地保留了爆发性增温的信号。从 SSW 子空间的信号可以看到,这样划分的 SSW 的时间是 16 到 256 d。

3 2009 年 1 月爆发性增温的原始变量场

3.1 原始场演变特征

为了更清晰地看到此次增温过程中各要素变化的信号,将时间锁定在 2008 年 7 月 1 日—2009 年 6 月 30 日这一时段内,10 hPa 上北极极点处的温度以及 60°N 纬圈平均的纬向风场的演变特征如图 2 所示。2009 年 1 月初,本应处在温度极小值区间的冬季时段温度曲线出现了十分突然的增加,该时间序列显示,1 月 18 日起北极开始增温,1 月 22 日时达到了该年度温度最高值。极点温度由 1 月 18 日的 200 K 迅速增加到 1 月 22 日的 271.6 K,仅用了短短 4 d 时间,增幅为 71.6 K,其最高温度超过了夏半年的温度最高水平。1 月 22 号以后,温度开始缓慢下降。

10 hPa 上极区纬向风场也随着温度的变化而变

化。图中所示的是沿纬圈平均过的 60°N 处的纬向风。由图可以看出,2009 年 1 月温度急增的时段,纬向西风迅速减弱,至 1 月 24 日时, 60°N 至极区的纬向气流由西风转为东风,1 月 29 日时东风达到最大值。

图 3 所示的是此次过程中温度异常(去除了 39 a 的平均温度)的空间演化过程。10 hPa 上,1 月上中旬的极区被一个大范围的冷中心所控制。随着时间的推移,格陵兰岛和西西伯利亚上空最先出现暖中心,该暖中心随后一边发展,一边向极地方向移动;与此同时,冷极涡变形,向低纬度方向伸展。暖中心在 1 月 19 日到达 60°N 附近,且在随后的几天里迅速发展,覆盖了极区大部分区域;冷中心变得狭长并断裂为两个,分别位于欧亚大陆和北美大陆上空(1 月 22 日)。接下来,该暖心断裂为两个弱的暖中心,并减弱直至消失;而之前分裂成两个的冷中心又重新连通,回到极区上空。由温度场的演化过程不难看出,此次增温过程中极涡发生了分裂。

此次过程中 10 hPa 上的纬向风场的变化特征(图略)。冬季平流层极区表现为极夜急流,盛行西风,而在 1 月中旬时,太平洋和大西洋地区最先出现了东风环流。接下来,该东风气流进一步向极靠近,最终在 1 月 24 日时完全取代了极区的西风气流,成为控制北极极区的主要环流;极区原来的西风一部分移到了西欧上空,另一部分移至北美南部上空。1 月 29 日时,极区内东风环流达到最强,之后占领极区的东风缓慢减弱。极区直至 2 月末才恢复到增温前的环流状态。

3.2 多尺度重构场演变特征

温度、风场以及位势高度场在三个尺度子空间上

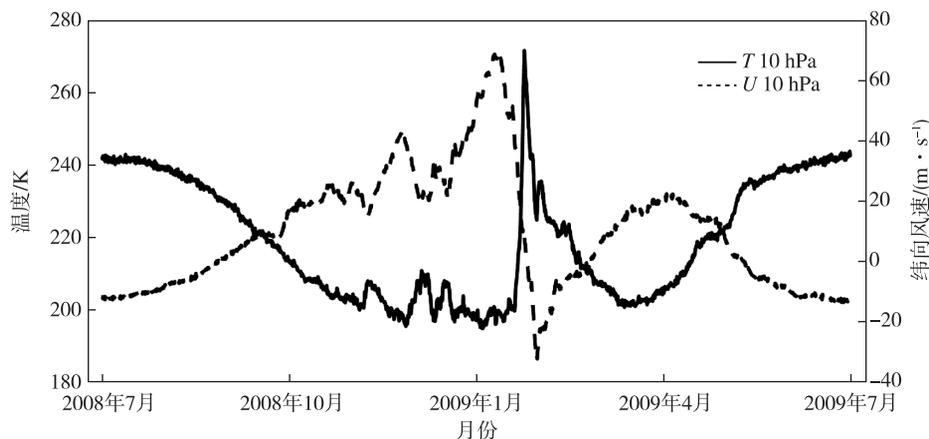


图 2 10 hPa 上的北极极点温度时间序列(实线)以及 60°N 的平均纬向风(虚线)的时间序列
Fig.2 Temperature T at the North Pole and the zonal mean velocity u at 60°N at 10 hPa from July 1, 2008 to June 30, 2009

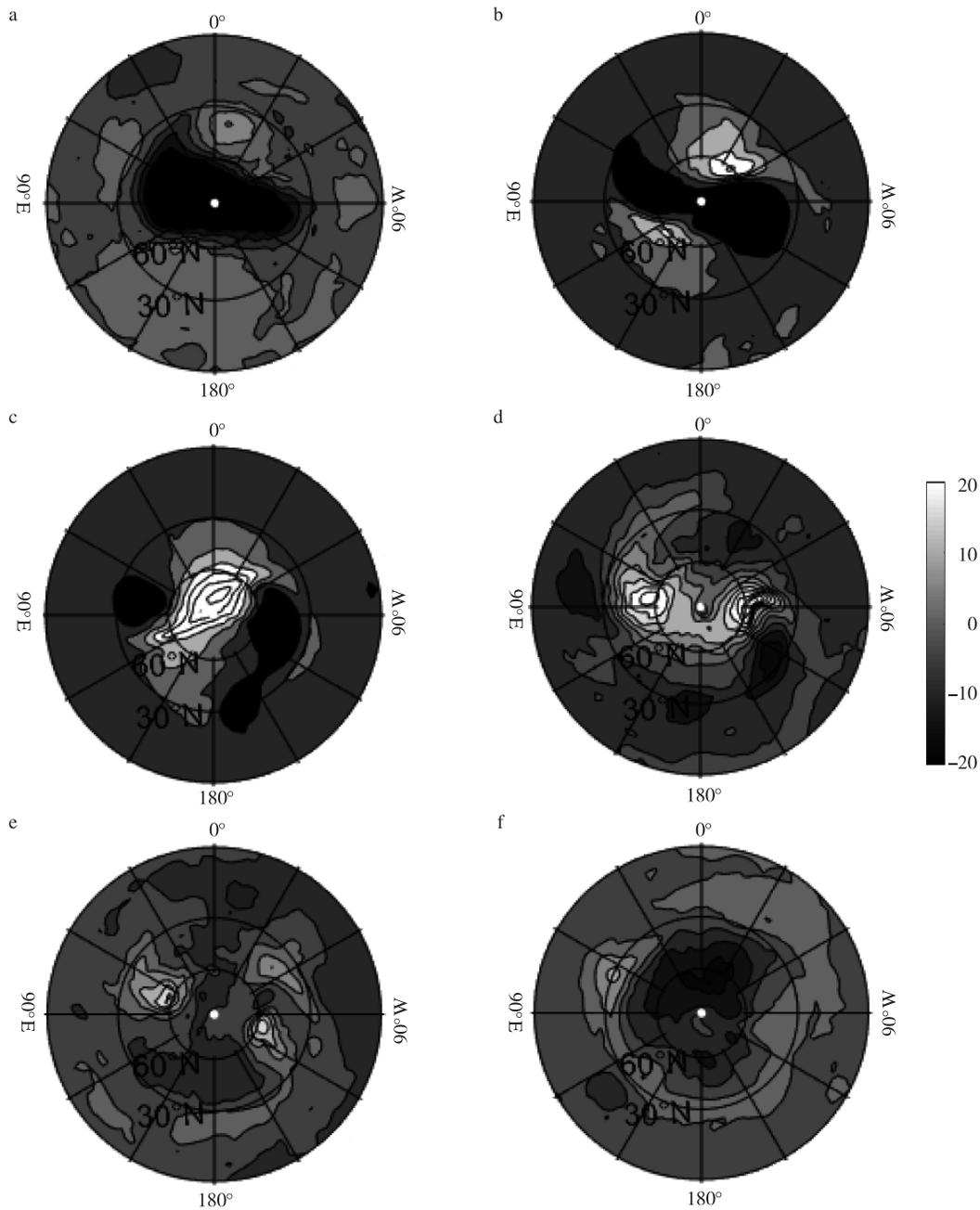


图3 2009年北半球10 hPa上的温度异常(单位:K):(a)1月16日;(b)1月19日;(c)1月22日;(d)1月28日;(e)2月5日;(f)2月13日

Fig.3 Temperature anomaly (unit: K) at 10 hPa in the Northern Hemisphere (with the mean over 1979—2017 removed) in 2009: (a) January 16; (b) January 19; (c) January 22; (d) January 28; (e) February 5; (f) February 13

的多尺度重构场,尤其是SSW子空间上的重构场,可以更直观、更准确地展现增温的过程。为了直观地看到这种分离后的结果,2009年1月28日北半球10 hPa的温度场为例,给出未经过重构的以及重构过的多尺度温度场,如图4所示。很明显,平均场或者称之为背景场(图4b)表现为一个单一的冷中心,而SSW子空间则表现为一个单一的暖中心(图4c),而他们最直接表现出的原始的结构却如图4a所示。

在10 hPa上的温度重构场中,背景场只有一个变化十分缓慢的冷中心覆盖在格陵兰岛上空。虽然背景场的温度变化幅度不大,但已足够说明增温事件是一个非平稳过程。经MWT重构的SSW子空间上的温度场上(图略),1月中旬时,格陵兰岛和阿留申群岛上空最先出现暖中心,该暖中心随着时间的推移逐步向极地推进,随后占据全部极区。整个过程在1月18日至30日期间达到顶峰,之后暖中

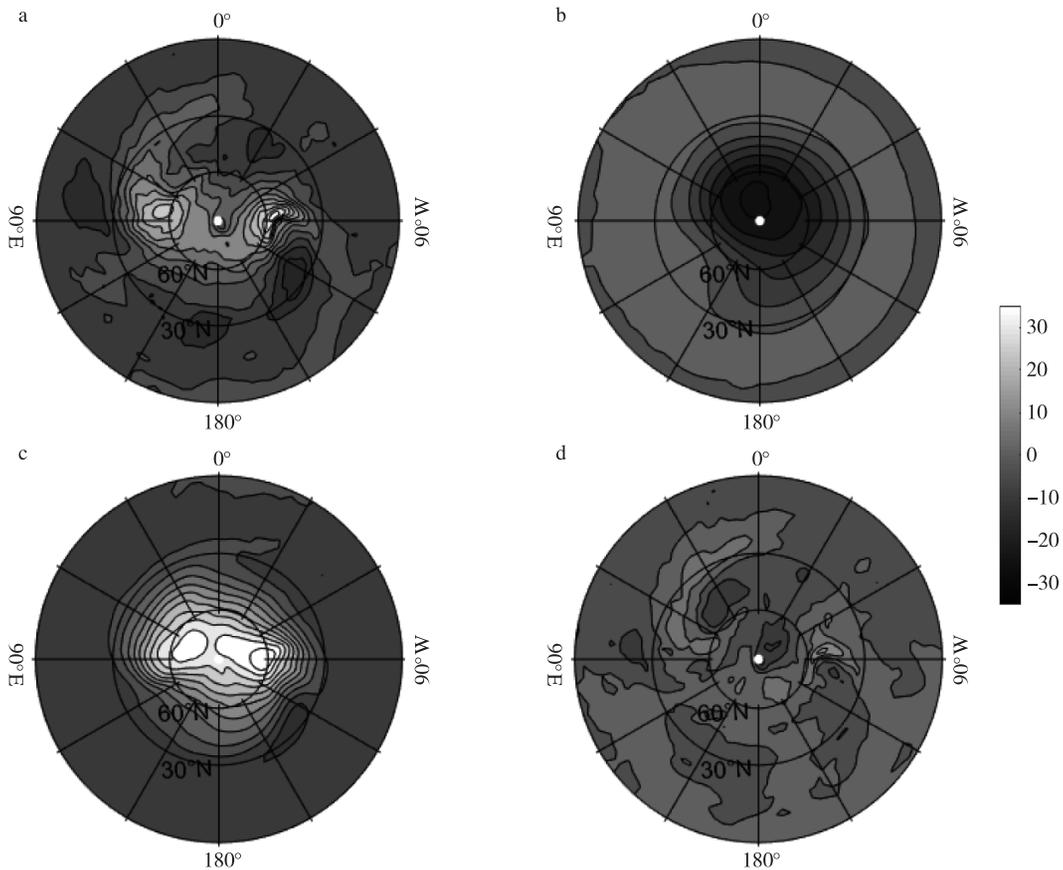


图4 北半球 10 hPa 上 2009 年 1 月 28 日的温度异常(a;单位:K)以及它的平均尺度子空间重构场(b),SSW 尺度子空间重构场(c),天气尺度子空间重构场(d)

Fig.4 (a) 10 hPa temperature anomaly on January 28, 2009, and (b) its reconstructions on the mean window, (c) SSW-scale window, and (d) synoptic-scale window (unit:K)

心减弱消退,完整的增温过程至 2 月下旬才完全结束。与不经 MWT 重构的原始场(图 4a)相比,爆发性增温子空间上温度模态单一,可以更清晰地看到增温过程。

4 局地多尺度能量过程

4.1 正则传输

在地球流体力学中,正则能量传输是多尺度能量学中最关键的过程(Liang and Robinson, 2005; Liang, 2016)。这里,对 100~10 hPa 的能量传输进行积分。注意对垂向进行积分时,要除以 g 才能保证所得到的能量单位为 W/m^2 (Liang, 2016)。

首先来看能量在背景子空间与 SSW 子空间之间的传输。APE 的传输,记为 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$; KE 的传输,记为 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 。 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 和 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 分别与平均流的斜压不稳定和正压不稳定相联系,以后将它们分别称之为斜压传输和正压传输,或分别简称为 BC 和 BT。这里,BC 以及 BT 若为正则表示能量从背景子空间传输到 SSW 子空间上。

BC 分布如图 5 所示。1 月中旬,阿拉斯加上空有一负值中心,鄂霍次克海上空有一正值中心,且该正中心随时间向西移动,并于 1 月 18 日时到达北冰洋上空。之后的时间里,这正值中心迅速发展,1 月 22 日时已占据了极区的大部分区域。随着时间推进,正值中心减弱,并在月底消失。在主要的增温阶段里显然可见,极区内的 BC 主要表现为正值,也就是说,APE 主要是从背景子空间传输到 SSW 子空间。

相比于斜压传输,正压传输的作用同样重要(图略)。在快速增温前期(即 1 月中旬),极区内的正压传输为正值,意味着能量从背景子空间传输到 SSW 子空间中,而在主要的增温时段中,正压传输不明显。

能量除了在不同尺度窗口之间进行正则传输外,也可以在同一尺度子空间上进行两种能量的转换,即 KE 和 APE 之间的转换。这里只关注在 SSW 子空间上的浮力转换,即 b^1 。根据第 1.2 节的定义, b 为正则则表示能量从动能转换为有效位能。

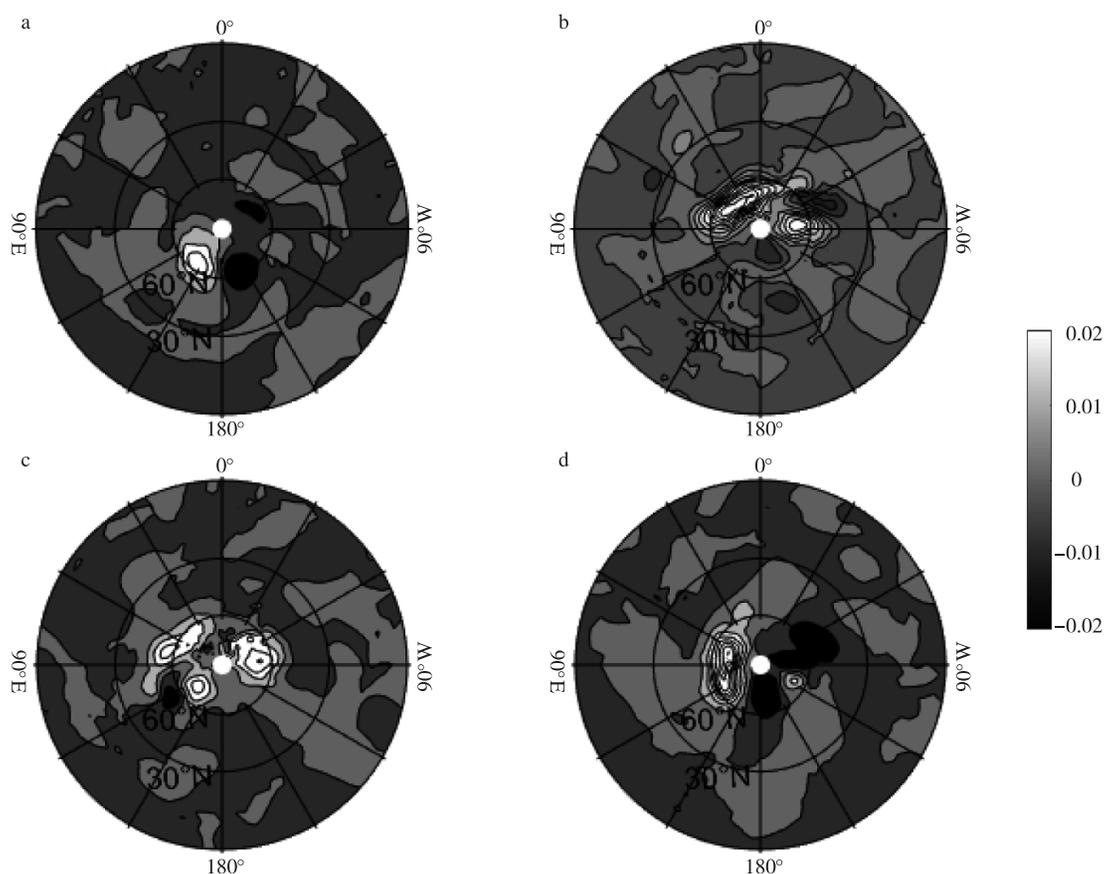


图5 斜压正则传输(Γ_A^{0-1})在100~10 hPa范围内积分后的分布(单位: W/m^2 ;正值表示平均流在此处有斜压不稳定):(a)2009年1月11日;(b)2009年1月18日;(c)2009年1月22日;(d)2009年1月31日

Fig.5 Baroclinic canonical transfer(Γ_A^{0-1}) integrated from 100 hPa to 10 hPa(unit: W/m^2 ;the positive values indicate that the mean flow is baroclinically unstable there):(a)January 11,2009;(b)January 18,2009;(c)January 22,2009;(d)January 31,2009

在增温最快的时段上,SSW子空间里能量从有效位能转换为动能。

4.2 爆发性增温尺度子空间的能量平衡

为了更好地了解此次增温事件,对100~10 hPa的 $60^\circ\sim 84^\circ\text{N}$ 区域内的能量项进行积分。这里需要指出的是,经向的积分域不选择至 90°N 是因为极点是奇点,要对积分结果除以 g ,以保证所得到的能量单位为 W/m^2 。本文还尝试将经向积分范围换成 $30^\circ\sim 84^\circ\text{N}$,得到的能量体积分的结果是相似的。

注意爆发性增温的本质是SSW子空间上的APE的突然增加(参见有效位能的定义),因此,接下来会格外关注SSW子空间上的能量。图6给出的是2009年1月1日—2月20日期间的SSW子空间上的能量项的体积分随时间的演变过程。

从图6可以看到,SSW子空间上,在增温最快的时段中(即1月20日附近),温度增加主要是由于来自背景子空间上的斜压传输和外界对该区域的

SSW子空间中APE的能量运输。这里, Γ_A^{0-1} 和 ΔQ_A^1 的共同作用,其中 Γ_A^{0-1} 起主要作用使得 A^1 增加。但这个阶段里并非所有的APE都被释放到大气中用来改变平流层的温度,即造成爆发性增温,与此同时,浮力转换速率 b^1 又将能量从 A^1 中带走,转换到SSW子空间的KE中,使得环流场发生反转。由浮力转换作用转换到SSW子空间上的KE,除却用来改变平流层极区的环流场外,还通过平流运输(ΔQ_k^1)和压力做功(ΔQ_p^1)向外界输出。这里需要注意的是,在快速增温之前,即1月中旬时,极地已出现了东风环流,环流的变化主要由极区内来自背景子空间上的正压传输和压力做功(ΔQ_p^1)所决定的。

简单来说,爆发性增温事件中温度迅速增加的原因主要是由极区内的斜压失稳所决定的。环流变化则分为两个过程,一是在温度迅速增加之前,西风开始减弱主要是由于极区内正压失稳造成的,而在

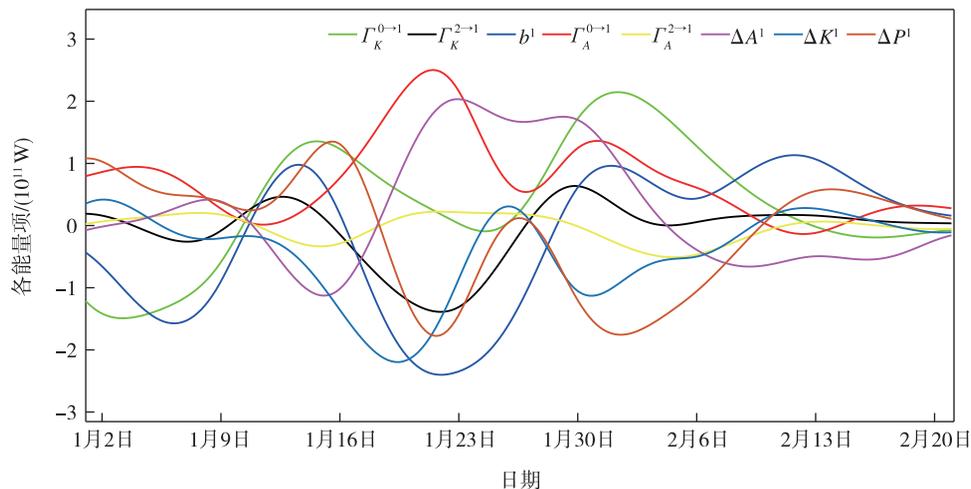


图6 2009年SSW尺度子空间上的各能量项(单位: 10^{11} W)以及温度在100~10 hPa、 60° ~ 84° N范围内积分后的序列

Fig.6 Balance among the SSW-scale energetics integrated from 60° — 84° N, 100—10 hPa (unit: 10^{11} W) in 2009

温度快速增加时期,极区环流反转(即从西风转变为东风)主要来自于SSW子空间上有效位能向动能的转换,环流的变化中后一过程占主导。

5 总结与讨论

本文利用最新的研究工具,多尺度子空间变换(MWT)以及基于MWT的局地能量与涡度分析(MS-EVA)诊断了2009年1月的这次强平流层爆发性增温的过程。结果表明:此次爆发性增温事件中温度场的变化主要是由于平流层内部的斜压失稳所致,背景子空间有大量的位能被传输到增温子空间(或SSW子空间),从而使得温度大幅度增加。这种正则传输过程对应的是斜压失稳。

环流变化则由两部分原因共同造成,一是在温度迅速增加之前,主要由于极区内正压失稳造成的

西风减弱,而此后平流层极区环流场急剧变化、极夜急流发生反转(即从西风转变为东风)则是由极区斜压失稳过程中SSW子空间上获得的有效位能向SSW子空间上动能的转换造成的。

总的说来,研究结果表明,2009年1月的SSW事件应主要是平流层环流系统内在不稳定所致,具体表现为一个斜压失稳过程。此外,温度、动能等平流输运项在此次增温中事件中也扮演着重要的角色。

致谢:文中数值计算依托南京信息工程大学的高性能计算机群完成。本文在成文的过程中得到了智协飞教授的帮助,两位审稿人对文章的修改提出了中肯的意见,在此一并表示感谢。

参考文献(References)

Albers J R, Birner T, 2014. Vortex preconditioning due to planetary and gravity waves prior to sudden stratospheric warmings[J]. *J Atmos Sci*, 71(11): 4028-4054.

毕云, 马燕凯, 许利, 等, 2013. 热带东风急流显著偏强和偏弱期平流层绕极反气旋及波动的差异[J]. *热带气象学报*, 29(4): 625-632. Bi Y, Ma Y K, Xu L, et al., 2013. Differences of stratospheric anticyclone centered on north pole and wave motion between specially strong and weak tropical easterly jet periods[J]. *J Trop Meteor*, 29(4): 625-632.

Butler A H, Seidel D J, Hardiman S C, et al., 2015. Defining sudden stratospheric warmings[J]. *Bull Amer Meteor Soc*, 96(11): 1913-1928.

Chao W C, 1985. Sudden stratospheric warmings as catastrophes[J]. *J Atmos Sci*, 42(15): 1631-1646.

Charney J G, Drazin P G, 1961. Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere[J]. *J Geophys Res*, 66(1): 83-109.

Dickinson R E, 1968. Planetary rossby waves propagating vertically through weak westerly wind wave guides[J]. *J Atmos Sci*, 25(6): 984-1002.

Dritschel D G, McIntyre M E, 2008. Multiple jets as PV staircases: the Phillips effect and the resilience of eddy-transport barriers[J]. *J Atmos Sci*, 65(3): 855-874.

Esler J G, Matthewman N J, 2011. Stratospheric sudden warmings as self-tuning resonances. Part II: vortex displacement events[J]. *J Atmos Sci*, 68

- (11):2505-2523.
- Holton J R, 1976. A semi-spectral numerical model for wave-mean flow interactions in the stratosphere-application to sudden stratospheric warmings [J]. *J Atmos Sci*, 33(8):1639-1649.
- 胡景高,任荣彩,徐海明,等,2015.冬季强、弱平流层增温事件的发生与春季最后增温事件爆发早晚的联系[J].*中国科学:地球科学*,45:389-401. Hu J G, Ren R C, Xu H M, et al., 2015. Seasonal timing of stratospheric final warming associated with the intensity of the stratospheric sudden warming in preceding winter [J]. *Science China: Earth Sciences*, 58:615-627.
- Kuo H L, 1949. Dynamic instability of two-dimensional nondivergent flow in a barotropic atmosphere [J]. *J Meteor*, 6(2):105-122.
- Liang X S, 2016. Canonical transfer and multiscale energetics for primitive and quasi-geostrophic atmospheres [J]. *J Atmos Sci*, 73(11):4439-4468.
- Liang X S, Robinson A R, 2005. Localized multiscale energy and vorticity analysis [J]. *Dyn Atmos Ocean*, 38(3/4):195-230.
- Liang X S, Anderson D G M, 2007. Multiscale window transform [J]. *Multiscale Model Simul*, 6(2):437-467.
- 卢楚翰,王蕊,秦育婧,等,2012.平流层异常下传对2009年12月北半球大范围降雪过程的影响[J].*大气科学学报*,35(3):304-310. Lu C H, Wang R, Qin Y J, et al., 2012. Effect of stratospheric downward propagation on the large-scale snowfall of Northern Hemisphere in December 2009 [J]. *Trans Atmos Sci*, 35(3):304-310. (in Chinese).
- 陆春晖,刘毅,陈月娟,等,2009.2003—2004年冬季平流层爆发性增温动力诊断分析[J].*大气科学*,33(4):726-736. Lu C H, Liu Y, Chen Y J, et al., 2009. A dynamical diagnosis of stratospheric sudden warming in 2003—2004 winter [J]. *Chin J Atmos Sci*, 33(4):726-736. (in Chinese).
- 马继望,梁湘三,2020.大西洋阻塞高压上层冷中心的成因[J].*大气科学学报*. doi: 10.13878/j.cnki.dqkxxb.20170601002. Ma J W, Liang X S, 2020. On the formation of the upper cold center of the Atlantic blockings [J]. *Trans Atmos Sci*. doi: 10.13878/j.cnki.dqkxxb.20170601002. (in Chinese).
- Matsuno T, 1970. Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere [J]. *J Atmos Sci*, 27(6):871-883.
- Matsuno T, 1971. A dynamical model of the stratospheric sudden warming [J]. *J Atmos Sci*, 28(8):1479-1494.
- Matthewman N J, Esler J G, 2011. Stratospheric sudden warmings as self-tuning resonances. Part I: vortex splitting events [J]. *J Atmos Sci*, 68(11):2481-2504.
- O'Neill A, Charlton-Perez A J, Polvani L M, 2015. Middle atmosphere stratospheric sudden warmings [M]//*Encyclopedia of Atmospheric Sciences*. Elsevier:30-40.
- Plumb R A, 1981. Instability of the distorted polar night vortex: a theory of stratospheric warmings [J]. *J Atmos Sci*, 38(11):2514-2531.
- Robinson W A, 1985. A model of the wave 1-wave 2 vacillation in the winter stratosphere [J]. *J Atmos Sci*, 42(21):2289-2304.
- 施春华,蔡娟,郭栋,等,2018.北半球冬季平流层温度和 Brewer-Dobson 环流对 11 a 太阳循环的响应[J].*大气科学学报*,41(2):275-281. Shi C H, Cai J, Guo D, et al., 2018. Responses of stratospheric temperature and Brewer-Dobson circulation to 11-year solar cycle in boreal winter [J]. *Trans Atmos Sci*, 41(2):275-281. (in Chinese).
- 施宁,张乐英,2013.冬季平流层北极涛动对江南气温的影响[J].*大气科学学报*,36(5):604-610. Shi N, Zhang L Y, 2013. Influences of Arctic Oscillation on surface air temperature over the south Yangtze River regions [J]. *Trans Atmos Sci*, 36(5):604-610. (in Chinese).
- Trenberth K E, 1973. Dynamic coupling of the stratosphere with the troposphere and sudden stratospheric warmings [J]. *Mon Wea Rev*, 101(4):306-322.
- 王华盟,饶建,生宸,等,2019.1948—2015年北半球平流层爆发性增温的统计特征和月际环流差异[J].*大气科学学报*,42(6):880-891. Wang H Z, Rao J, Sheng C, et al., 2019. Statistical characteristics of the Northern Hemisphere stratospheric sudden warming and its seasonality during 1948—2015 [J]. *Trans Atmos Sci*, 42(6):880-891. (in Chinese).
- Xu F, Liang X S, 2017. On the generation and maintenance of the 2012/13 sudden stratospheric warming [J]. *J Atmos Sci*, 74(10):3209-3228.

The local Lorenz cycle underlying a typical stratospheric sudden warming

XU Fen¹, LIANG Xiangsan^{1,2}

¹School of Atmospheric Sciences, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China;

²School of Marine Sciences, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China

The Lorenz cycle diagnosis is a powerful approach to the understanding of the internal dynamics within atmospheric events. Local Lorenz cycle energetics, however, are mostly restrained from usage due to their ambiguity in transport-transfer separation. Recently, this issue has been resolved through the introduction of a new functional analysis tool, namely the multiscale window transform (MWT), and the resulting energy transfer is known as ca-

nonical transfer. In the present study, using an MWT-based localized multiscale energetics analysis, and according to the resulting local Lorenz cycle diagnostics, the 2009 sudden stratospheric warming (SSW) is investigated so as to achieve an understanding of the underlying dynamics. The fields are first reconstructed onto three scale windows, i.e. mean window, sudden warming window or SSW window, and synoptic window. It is observed that the explosive growth of temperature has an intrinsic dynamic origin; it is due to a strong baroclinic instability, which results in a large canonical transfer of available potential energy from the mean window to the SSW window. The accumulated SSW-scale potential energy is then converted into SSW-scale kinetic energy, which, together with a barotropic instability prior to the warming, lead to the reversal of the night jet.

sudden stratospheric warming (SSW); night jet; multiscale window transform (MWT); localized multiscale energy and vorticity analysis (MS-EVA); canonical transfer

doi:10.13878/j.cnki.dqkxxb.20170601001

(责任编辑:刘菲)