论 文

北太平洋风暴轴“深冬抑制”现象的动力过程及其成因

赵远冰¹, 梁湘三^{1,2*}

1. 南京信息工程大学大气科学学院, 南京 210044;

2. 南京信息工程大学海洋科学学院, 南京 210044

* 通讯作者, E-mail: san@pacific.harvard.edu

收稿日期: 2018-02-03; 收修改稿日期: 2018-08-27; 接受日期: 2018-11-20; 网络版发表日期: 2019-02-27

国家行业专项全球变化和海气相互作用项目(编号: GASI-IPOVAI-06)、2015江苏省创新团队项目、2015江苏省特聘教授项目和国家自然科学基金项目(批准号: 41276032、41705024)资助

摘要 北太平洋风暴轴存在一个“深冬抑制”现象, 即它在本应最强的深冬时期却比秋末和春初时期弱。基于欧洲中心再分析资料(ERA-40), 文章使用多尺度子空间变换(MWT)、基于MWT的正则传输理论与局地多尺度能量分析方法、以及特征追踪技术研究了该反常现象背后的动力过程及其成因, 主要结论如下: (1) 深冬抑制是由内部过程和外部过程共同造成的, 它们包含斜压正则传输、非绝热做功、能量通量辐合和摩擦耗散等。(2) 斜压正则传输和非绝热做功在秋季达最强, 这使得风暴活动在秋末比深冬强; 而在春季, 能量通量辐合增强, 同时摩擦耗散在整个风暴轴区域大幅度减弱, 两者共同的作用使得风暴轴在斜压性很弱的春初也比深冬时期要强。(3) 深冬时期斜压正则传输的减弱(相比于秋末)是由于彼时急流位置靠南, 其与风暴轨迹中心(位于中高纬度地区)相距较远, 急流和风暴系统之间的相互作用受到了抑制; 而春季能量通量辐合的增强实际源自从上游进入太平洋的风暴数目(强度)在春初时期的增多(增强)。此外, 正压正则传输在深冬抑制中的作用和具体动力过程在文中也做了详细讨论。

关键词 风暴轴, 深冬抑制, 多尺度子空间变换, 正则传输, 多尺度能量学, 能量通量辐合

1 引言

大气风暴轴是天气尺度扰动最活跃的区域(Blackmon等, 1977), 在北半球主要有两大风暴轴, 即太平洋风暴轴和大西洋风暴轴(Blackmon等, 1977; Hoskins和Hodges, 2002; Chang等, 2002; 朱伟军和孙照渤, 1999)。在风暴轴中, 天气尺度扰动频繁发生并自西向东移动, 一般认为这些扰动本质上是斜压波(Charney, 1947; Lim和Wallace, 1991), 它们在大气动量、热量和物质

(如水汽)等的输运上有着重要的作用, 对维持全球不同纬度地区的物质和能量的平衡起着关键作用。根据线性斜压不稳定理论, 天气尺度扰动的最大斜压增长率可表示为

$$\sigma = 0.31 \frac{f}{N} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \quad (1)$$

式中, $\bar{u}$ 是平均纬向风速, f 是科氏参数, N 是浮力频率(Eady, 1949; Lindzen和Farrell, 1980)。据此可推断, 天气尺度扰动以及由其组成的风暴轴应该在冬季达到最

中文引用格式: 赵远冰, 梁湘三. 2019. 北太平洋风暴轴“深冬抑制”现象的动力过程及其成因. 中国科学: 地球科学, 49: 875–894, doi: 10.1360/N072018-00047
英文引用格式: Zhao Y, Liang X. 2019. Causes and underlying dynamic processes of the mid-winter suppression in the North Pacific storm track. Science China Earth Sciences, 62: 872–890, <https://doi.org/10.1007/s11430-018-9310-5>

强, 因为彼时的大气斜压性在一年之中最强. 然而, Nakamura(1992)发现, 尽管大气的斜压性在冬季最强, 但太平洋风暴轴在深冬时期却比秋末和春初时期要弱, 他称该现象为“深冬抑制(midwinter minimum)”. 随后, 在观测资料(Nakamura, 1992; Christoph等, 1997; Chang, 2003)和大气环流模式中(Zhang和Held, 1999; Robinson和Black, 2005; Park等, 2010)也都发现有深冬抑制现象.

自从深冬抑制现象被发现以来, 很多研究对其产生的原因进行了探讨. Nakamura(1992)发现当急流中心风速小于 45 m s^{-1} 时, 西北太平洋斜压波活动强度与急流强度呈正相关关系, 而当急流中心风速超过这一临界值的时候二者呈负相关关系. 之后, Christoph等(1997)在大气环流模式中也发现了类似的规律. Nakamura(1992)认为, 当急流过强时, 其具有的强平流作用可使扰动快速地移过大气强斜压区, 不利于扰动从背景场中获得有效位能, 从而减小扰动的空间增长率. Chang(2001)计算了风暴轴中波包的移动速度后发现, 冬季急流的加强可使波包速度增加50%左右. 但是, Nakamura等(2002)、Harnik和Chang(2004)认为, 在急流增强的同时最大斜压增长率也在增大, 后者的加强足以抵消强平流作用所造成的空间增长率的减小. 另外一些研究(Nakamura, 1992; Chang, 2001; Nakamura和Sampe, 2002; Harnik和Chang, 2004)则指出, 超强急流可能会改变斜压波的结构, 减弱温度扰动和经向(或垂直)风速扰动之间的相关关系, 进而降低扰动从平均流里面获取能量的效率.

基于能量学诊断方法, Deng和Mak(2005, 2006)发现斜压传输和正压传输在冬季均加强, 但后者的加强程度比前者的大. 换言之, Deng和Mak认为深冬抑制是由冬季动能逆尺度传输的异常加强而导致的. 然而, 其他一些研究(Chang, 2001; Yin, 2002; Chang和Zurita-Gotor, 2007; 陈懿妮等, 2013)则发现, 太平洋风暴轴中动能的逆尺度传输过程在冬季要弱于春秋两季, 其不可能是深冬抑制的主要原因.

此外, 上游播种(upstream seeding)作用可能与太平洋风暴轴的深冬抑制有着密切联系. Chen等(1991)发现, 阿尔泰山-萨彦岭地区的背风坡气旋在冬季要明显少于秋季和春季. Nakamura(1992)指出, 太平洋风暴轴的深冬抑制可能是太平洋风暴轴上游区域Rossby波活动变化的结果. Newton(2004)发现, 阿尔泰山-萨彦岭

背风坡气旋的生成数量和太平洋风暴轴强度之间有显著的相关关系. Robinson和Black(2006)发现从上游进入太平洋风暴轴的扰动的振幅在冬季要小于春季和秋季. 借助于大气环流模式, Park等(2010)和Lee等(2013)发现亚洲山脉的存在使全球(尤其是东亚地区)的斜压能量释放在冬季受到抑制, 从而减少了进入西北太平洋风暴轴的天气尺度扰动数量. 最近, Penny等(2010, 2011)使用涡旋追踪技术研究了上游播种和深冬抑制之间的联系, 并指出从西伯利亚地区进入北太平洋风暴轴的扰动的数量(强度)在冬季减小(减弱)是深冬抑制产生的主要原因. 然而, 使用同样的特征追踪方法, Chang和Guo(2011, 2012)却发现, 上游播种强度和下游风暴轴强度之间的相关关系在整个冷季(11~4月)都不显著. 实际上, Zhang(1997)在大气环流模式中也未发现亚洲地区风暴活动和太平洋风暴轴强度之间存在显著相关, 尽管其模式成功模拟出了深冬抑制现象.

另有一些研究考察了非绝热过程在太平洋风暴轴季节变化中的调控作用, 以及其在深冬抑制中的可能作用(Chang, 2001; Lee等, 2011). Chang(2001)通过数值试验发现, 非绝热过程在春秋季节产生涡动有效位能, 而在冬季则是消耗有效位能. Chang和Zurita-Gotor(2007)也认为, 在解释季节循环中的深冬抑制现象时, 单单考虑干过程(如正压形变)还不足, 有必要同时考虑非绝热过程. 最近, Yao等(2018)研究发现, 副极地海洋锋区强度的变化在北太平洋风暴轴的深冬抑制中具有重要角色.

从以上的研究进展可以看出, 我们对北太平洋风暴轴的深冬抑制现象已经有了很多的认识, 但是到目前为止, 还没有任何一个机制被广泛接受为深冬抑制产生的根本原因. 另一方面, 深冬抑制的产生也可能确实不是取决于某一个因素, 而是由多个因素共同作用而形成的(Penny等, 2010; Chang和Guo, 2011), 对此还需要进一步的研究来澄清. 因此, 本研究尝试使用一个新的局地多尺度能量诊断方法对太平洋风暴轴深冬抑制现象进行详细研究, 以期对该现象背后的原因有更进一步的认识.

2 资料

本研究所用数据来自欧洲中心的40年中期天气预报再分析资料(European centre for medium-range

weather forecasts reanalysis)ERA-40(Uppala等, 2005), 该套资料能够很好地反映大气的实际状态, 已被广泛应用于气象研究中. ERA-40是一个覆盖全球的格点数据集, 其水平分辨率为 $2.5^\circ \times 2.5^\circ$, 垂直方向上有23层, 从1000hPa到1hPa, 时间分辨率为6h一次, 时间跨度从1957年9月到2002年7月. 关于ERA-40的详细信息, 可以参考ECMWF的网站(<http://apps.ecmwf.int/datasets/data/era40-daily/levtype=pl/>). 本文使用的物理变量包括纬向风速(u)、经向风速(v)、垂直速度(ω)、位势(ϕ)和温度(T). 因为本研究主要关注发生在对流层中的大气风暴轴, 因此选取包含1000hPa和100hPa之间的所有垂直层次, 水平区域选取整个北太平洋地区($120^\circ\text{E} \sim 120^\circ\text{W}$, $20^\circ \sim 70^\circ\text{N}$), 时间上使用整个序列长度.

3 方法

3.1 多尺度能量、多尺度子空间变换、正则传输和多尺度能量学

传统的多尺度能量分析方法多建立在雷诺分解的基础之上, 在实践中此类分解一般是针对时间或某个空间维而言的, 也就是说要在相应的维度上做平均, 从而隐含了时间定常(或空间均一)的假设. 然而, 真实的大气过程——尤其是本文要研究的风暴活动过程——具有很强的时空局地性, 一般来说既不满足时间定常性、也不满足空间均一性. 近二三十年来, 为了能够反映大气过程的高度局地性特征, 有不少研究(Deng和Mak, 2006; Cai等, 2007)尝试用滤波器取代雷诺分解来做能量学诊断. 但是在这些尝试中, 一个根本性的问题尚未解决, 即多尺度能量如何表示? 实际上, 该问题在几乎所有此类型的研究中都一直被忽视. 研究者们往往简单地将滤波后的场的平方(乘以某常数)作为多尺度能量, 但这在概念上就是错误的, 因为多尺度能量是相空间(即频率或波数域)中的概念, 它们与物理空间中的能量通过泛函分析中的Parseval恒等式联系起来, 而滤波场是物理空间中的量. 我们曾从傅里叶变换的角度来阐述这个问题(参考Xu和Liang(2017)的第二节), 这里做简要回顾.

考虑一速度场 $u(t)$, 用传统的方法对它进行滤波做分解 $u=u_L+u_H$, 其中 u_L 和 u_H 为滤波场(也称重构场)分别表示低通和高通过程. 以往相当多的研究者在求这两部分的能量时, 直接就取为 u_L^2 和 u_H^2 , 这种做法无论是

在物理概念上还是数学表达上都不对. 现假设有一条仅含有两个频率(ω_0 和 ω_1)的时间序列:

$$u = \underbrace{(a_0 \cos \omega_0 t + b_0 \sin \omega_0 t)}_{u_L} + \underbrace{(a_1 \cos \omega_1 t + b_1 \sin \omega_1 t)}_{u_H}, \quad (2)$$

式中, u_L 和 u_H 分别表示 u 中的低频和高频成分, 这两者的能量应该是它们各自傅里叶变换系数的平方和: $a_0^2 + b_0^2$ 与 $a_1^2 + b_1^2$, 而绝不是 u_L^2 和 u_H^2 . 事实上, 前者是常数, 而后者是时间的变量.

事实上, 上述问题绝不简单, 学界早就意识到此, 但直到20世纪90年代后期人们把滤波器与小波变换联系起来后才看到了解决的可能性(Strang和Nguyen, 1997). 在这种思路下, Liang和Anderson(2007)发展了一个泛函分析工具, 即多尺度子空间变换(multiscale window transform, MWT). MWT能够将一个函数空间正交地分解成几个子空间(subspace)的直和(direct sum), 每个子空间包含互不相属的尺度范围, 同时又能表征多尺度能量的时空局地性(见下). Liang和Anderson(2007)称这样的子空间为尺度子空间(scale window). 他们发现, 对于某些特殊的正交滤波器存在着一种类似傅里叶变换和逆变换那样的变换-重构对(transfer-reconstruction pair), 即多尺度子空间变换(MWT)和多尺度子空间重构(multiscale window reconstruction, MWR). 通俗地讲, 对一条时间序列 $S(t)$ 做MWR会得到一条低通、带通或高通滤波序列, 记为 $S^\sim_\omega(t)$ (ω 表示是哪个尺度子空间), 而对序列做MWT则得到相应的MWT系数, 记为 $\hat{S}_n^\sim_\omega$ (这里 $(\cdot)_n^\sim$ 表示在时间步 n 处尺度子空间 ω 中的MWT). 这里需要注意的是多尺度能量不能用滤波后的序列(即 $S^\sim_\omega(t)$)来表示, 而是用MWT系数($\hat{S}_n^\sim_\omega$)来表示的, 这正是MWT于传统方法很不一样的地方.

应用MWT时首先需要根据所研究序列的小波谱上的两个尺度指数(scale level)来确定一个尺度子空间的范围, 这两个尺度指数又称为尺度子空间的边界. 给定一个时间长度为 τ 的时间序列 $S(t)$, 尺度指数 j 对应的周期为 $2^{-j}\tau$. 在本研究中, 我们需要两个尺度子空间, 即一个低频背景尺度子空间和一个天气尺度子空间, 因此我们仅需要一个尺度指数 j_1 就可以定出两者. 具体来说, 周期在 $2^{-j_1}\tau$ 以上的信号将被归类到低频背景尺度子空间中, 而周期在 $2^{-j_1}\tau$ 以下的信号将被放入到

天气尺度子空间. 在本研究中, 我们选择16天作为天气尺度和低频尺度之间的分界点, 而不是文献中经常提到的2.5~6天或10天以下, 因为2.5~6天或10天以下的滤波并不能完整地给出天气尺度(尤其是中纬度风暴)信号, 甚至会对风暴的结构产生严重的破坏(Chang, 1993; Anderson等, 2003). 根据前人的研究, 15天(Deng和Mak, 2006)或20天(Anderson等, 2003)的高通滤波场保留了比较完整的风暴信息. 根据这些结果, 同时考虑到MWT要求时间序列的时次成2的指数次幂, 因此选择16天作为两个尺度的分界点. 为方便起见, 我们分别用 $\varpi=0$ 和 $\varpi=1$ 来标记低频背景尺度子空间和天气尺度子空间.

现考虑压力坐标系下的运动学方程和热力学方程:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla_h \mathbf{v}_h + \omega \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} + f \mathbf{k} \times \mathbf{v}_h = -\nabla_h \Phi + \mathbf{F}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\alpha, \quad (4)$$

$$\nabla_h \cdot \mathbf{v}_h + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v}_h \cdot \nabla_h T + \omega \frac{\partial T}{\partial p} + \omega \alpha \frac{L-L_d}{g} = \frac{\dot{q}_{\text{net}}}{c_p}, \quad (6)$$

$$p\alpha = RT, \quad (7)$$

式中, $\mathbf{v}_h=(u, v)$ 为水平速度矢量, $\omega=\text{dp}/\text{dt}$, f 为科氏参数, ∇_h 为水平散度算子, $\mathbf{F}$ 包括了所有外强迫和耗散等过程, T 是温度异常(去除了平均的垂直廓线 $T(p)$), L 是垂直递减率, L_d 是干绝热递减率, c_p 是等压比热容, $\dot{q}$ 为净的非绝热加热率, 其他符号和常规一致. 根据以上方程, Liang(2016)得到多尺度($\varpi=0,1$)有效位能(APE)和动能(KE)的演化方程为

$$\frac{\partial A^\varpi}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_A^\varpi = \Gamma_A^\varpi - b^\varpi + S_A^\varpi + F_A^\varpi, \quad (8)$$

$$\frac{\partial K^\varpi}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_K^\varpi = \Gamma_K^\varpi - \nabla \cdot \mathbf{Q}_P^\varpi + b^\varpi + F_K^\varpi. \quad (9)$$

表1给出了式(8)~(9)中各项的数学表达和物理解释, 为了符号表达的简洁性, 以后如果不是特别需要则会将各项的时间下标 n 省略. 在这些能量过程中, 正则传输过程(Γ)尤为重要, 它反映的是不同尺度子空间之间的相互作用. Liang和Robinson(2005)发现 Γ 有一个重要的性质, 即

表1 式(8)~(9)中能量项的数学表达和物理解释^{a)}

符号	数学表达	物理解释
K^ϖ	$\frac{1}{2} \mathbf{v}_h^{\sim\varpi} \cdot \mathbf{v}_h^{\sim\varpi}$	尺度子空间 ϖ 中的动能
$\mathbf{Q}_K^\varpi$	$\frac{1}{2} (\mathbf{v} \mathbf{v}_h)^{\sim\varpi} \cdot \mathbf{v}_h^{\sim\varpi}$	尺度子空间 ϖ 中的动能通量
Γ_K^ϖ	$\frac{1}{2} [(\mathbf{v} \mathbf{v}_h)^{\sim\varpi} : \nabla \mathbf{v}_h^{\sim\varpi} - \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{v}_h)^{\sim\varpi} \cdot \mathbf{v}_h^{\sim\varpi}]$	向尺度子空间 ϖ 中的动能正则传输
$\mathbf{Q}_P^\varpi$	$\mathbf{v}^{\sim\varpi} \hat{\Phi}^{\sim\varpi}$	位势通量
b^ϖ	$-\hat{\omega}^{\sim\varpi} \hat{\alpha}^{\sim\varpi}$	浮力转换
A^ϖ	$\frac{1}{2} c (\hat{T}^{\sim\varpi})^2, c = \frac{g}{\hat{T}(g c_p - L)}$	尺度子空间 ϖ 中的有效位能
$\mathbf{Q}_A^\varpi$	$\frac{1}{2} c \hat{T}^{\sim\varpi} (\mathbf{v} \hat{T})^{\sim\varpi}$	尺度子空间 ϖ 中的有效位能通量
Γ_A^ϖ	$\frac{c}{2} [(\mathbf{v} \hat{T})^{\sim\varpi} \cdot \nabla \hat{T}^{\sim\varpi} - \hat{T}^{\sim\varpi} \nabla \cdot (\mathbf{v} \hat{T})^{\sim\varpi}]$	向尺度子空间 ϖ 中的有效位能正则传输
S_A^ϖ	$\frac{1}{2} \hat{T}^{\sim\varpi} (\omega \hat{T})^{\sim\varpi} \frac{\partial c}{\partial p} + \frac{1}{\hat{T}} \omega \hat{\alpha}^{\sim\varpi}$	由层结变化引起的有效位能生成
F_A^ϖ	—	主要包含子空间 ϖ 中的非绝热做功
F_K^ϖ	—	主要包含子空间 ϖ 中的摩擦耗散

a) 更多细节请参阅Liang(2016)

$$\sum_{\sigma} \sum_n \Gamma_n^{\sigma} = 0, \quad (10)$$

(这里又保留了时间下标 n), 最近, Liang(2016)又给出了关于该性质的严格证明. 从物理意义上来说, 这意味着能量传输仅仅是能量在尺度子空间之间的重新分配, 整体上满足能量守恒律. 该性质虽然简单却很重要, 但在此前基于时间分解的Lorenz类型的能量学中它并不满足(Lorenz, 1955). Liang(2016)还发现, Γ 的数学表达式满足雅可比恒等式(Jacobian identity), 具有李括号(Lie bracket)的形式, 这让人联想到哈密顿力学中的泊松括号(Poisson bracket). 为了区别于传统的能量传输形式, Liang称其为“正则传输”.

此外, Liang和Robinson(2007)已经证明 Γ 和流体的稳定性密切相关, 尤其是从中分离出来的从背景场向涡旋场的能量传输: $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 和 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ (这里用上标 $0 \rightarrow 1$ 表示传输是由背景场传向涡动场), 其表征的就是地球物理流体动力学中的两个重要的概念: 斜压不稳定和正压不稳定. 例如, $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 当 $(\Gamma_K^{0 \rightarrow 1})$ 为正值时表示流体发生斜压(正压)失稳, 反之为负值时表示斜压(正压)稳定. 因此, 可以通过这两项来研究流体内部动力学过程. 图1给出了基于两个尺度子空间划分的Lorenz能量循环图(注意正则传输的双向性).

基于MWT以及正则传输的多尺度能量学分析(MS-EVA)已被广泛应用于大气与海洋动力现象的研究中, 最近的应用实例包括风暴轴动力学(Zhao和Liang, 2018)、大气阻塞高压(Ma和Liang, 2017)、平流层爆发性增温(Xu和Liang, 2017)、台风生成(Wang和Liang, 2017)、黑潮延伸体变异(Yang和Liang, 2016)、黑潮涡(Zhao等, 2016)等. 在本研究中我们主要关注背景场与天气尺度场之间的能量循环.

3.2 Lagrangian涡旋统计方法

本研究中使用到的方法还包括特征追踪技术(Hodges, 1994, 1995, 1999), 该技术能够获得关于风暴活动的更多信息(例如风暴个数、强度、位置、生命史等), 因此可以弥补局地Eulerian方法的不足. 该算法首先对天气尺度风暴系统进行识别, 然后对其进行追踪, 并在追踪的每个时间点上记录其强度和地理位置信息. 在实际应用中, 可以用等压面(如850hPa)上相对涡度(ζ)的极大值点来作为风暴中心(或特征点)指标, 它组成了风暴轨迹的节点(Hoskins和Hodges, 2002). 根

图1 基于两个尺度子空间划分的局地Lorenz能量循环图
上标0和1表示不同的尺度子空间, 各符号的数学表达式和物理意义请参见文中式(8)~(9)和表1

据前人的研究, 定义 ζ 第一次超过 $1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 的时刻为风暴的起始时间(或生成时间). 此外, 本研究只考虑生命史大于2天, 并且在其生命史中传播距离超过1000km的风暴. 为了减少背景流对涡旋搜索过程的影响, 我们先使用MWT对相对涡度(ζ)进行了滤波, 仅保留其中的天气尺度信号. 在得到风暴轨迹数据集后, 我们使用简单的网格计数法和平均法计算所需统计量. 本研究中涉及的统计量有两个: 风暴轨迹密度和风暴平均强度. 对于风暴轨迹密度的计算, 首先将研究区域(即太平洋风暴轴)划分成边长为 5° 的经纬网格; 然后分别对每个网格进行统计, 如果有风暴进入或通过它, 该网格的轨迹密度就增加1; 之后, 将原始统计结果统一折算为每月(30天)的结果来作为该网格的平均轨迹密度. 对于每个网格的平均风暴强度而言, 它可以简单地定义为各网格中所有特征点的平均强度.

4 结果分析

4.1 瞬变波能量的季节演变特征

我们首先来看太平洋风暴轴强度的季节演变特征. 图2显示的是整个太平洋风暴轴区域经过垂直(1000~100hPa)积分并沿纬向(120°E ~ 120°W)平均的天气尺度涡动有效位能(TAPE)和涡动动能(TKE)的纬度-时间分布(如无特别说明, 下文中出现的所有涡动均指

图2 天气尺度涡动有效位能(a)和涡动动能(b)的气候平均纬度-时间剖面

时间轴上各点对应的涡动能量是整个太平洋风暴轴区域($20^{\circ}\sim 70^{\circ}\text{N}$; $120^{\circ}\text{E}\sim 120^{\circ}\text{W}$; $1000\sim 100\text{hPa}$)垂直积分(考虑了大气的密度加权, 即用压力坐标系下垂直方向上的积分 $\langle A \rangle = \int \rho_a A dz = - \int (A/g) dp$, 其中 A 为任一物理量, ρ_a 为大气密度, g 为重力加速度. 参见Liang(2016)中的讨论)并沿纬向平均的结果(单位: $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$). 黑色等值线为300hPa纬向风速, 从 10m s^{-1} 开始, 间隔为 10m s^{-1} . 纬向风速是急流中心区域($120^{\circ}\text{E}\sim 180^{\circ}$)沿纬向平均的结果

天气尺度涡动), 其反映的是太平洋风暴轴强度和经向位置随季节的变化情况(该结果是1957年9月到2002年6月平均的逐日演变结果, 其中闰年的2月29日只有11个样本, 其舍去或保留对本文结论均无影响). 图中最显著的特征是TAPE(图2a)和TKE(图2b)的强度随季节的变化, 两者在秋末(11月)和春初(4月)有两个极大值中心, 而在急流最强的深冬时期(1~2月)却是一个极小值, 两个极大值中心大约关于深冬时期的极小值中心呈对称分布特征. 定量计算结果显示, TAPE和TKE在深冬时期比秋末/春初弱20%左右(季节间的差值除以秋末/春初的值). 图2也给出了300hPa纬向风速的纬度-时间分布, 可以看到, 风暴轴中心位于急流中心北侧约10纬度的地方, 两者随季节都有南北移动, 均在深冬时期到达最南端, 分别位于 30°N 和 40°N 附近, 之后逐渐北移, 在夏季到达最北端, 在 40°N 和 50°N 附近. 根据线

性斜压不稳定理论(Eady, 1949; Lindzen和Farrell, 1980), 风暴活动强度正比于急流风速的垂直切边, 故风暴轴应该在深冬时期达到最强, 但实际并非如此. 下面我们对能量式(8)~(9)右端的各项所表示的物理过程进行仔细分析, 以期找出风暴活动在深冬比其相邻两个季节弱的直接原因.

4.2 能量传输和转换过程

能量传输反映的是扰动场和背景场之间的相互作用, 其和浮力转换共同反映流体的内部动力学过程. 图3显示的是斜压正则传输($I_A^{0 \rightarrow 1}$)和浮力转换(b^1)的纬度-季节演变, 同图2一样, 该结果已在整个太平洋风暴轴区域进行了垂直积分和纬向平均(若无特别说明, 后面其他各物理量的纬度-时间演变图皆如此). 斜压正则传输和斜压不稳定相对应, 正值表示不稳定, 负值

图3 斜压正则传输(a)和浮力转换(b)随纬度和时间的演变

说明同图2. 单位: $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$

表示稳定. 可以看到, 斜压正则传输在整个区域均为正值(图3a), 表示斜压失稳, 伴随着大尺度有效位能向TAPE传输, TAPE因此增加. 该结果也反映了斜压不稳定是北半球风暴轴的重要能量来源(Simmons和Hoskins, 1978; Pierrehumbert和Swanson, 1995; Chang等, 2002). 斜压正则传输中心随季节也存在南北方向的移动, 其大体和TAPE中心(图2a)相平行, 且位于TAPE中心北侧约 5° ~ 10° 纬度. 但是, 不同于TAPE的时间演变, 斜压正则传输在季节演变中存在着不对称性. 在一年之中, 斜压正则传输只有一个极大值中心, 且出现在秋末冬初(图3a), 之后, 其随时间逐渐减弱, 在夏季达到最弱. 浮力转换在整个区域也为正值(图3b), 表明TAPE向TKE转换. 浮力转换的中心纬度大体和风暴轴中心纬度相重合, 其随季节也表现出显著的南北移动. 此外, 和斜压正则传输一样, 浮力转换在季节变化中也存在着不对称性, 其在秋末冬初达最强, 之后随时间减弱. 陈懿妮等(2013)发现, 斜压传输(传统意义上的)在深冬时期比秋季和春季都要弱, 对深冬抑制的产生有

直接的贡献. 本研究也发现, 斜压正则传输在深冬抑制现象中确实有重要作用, 但不同的是, 斜压正则传输在季节演变过程中存在着非对称性, 其对深冬抑制的贡献只体现在秋季, 而在春季则是起着相反的作用(因为斜压正则传输在春季实际上很弱).

正压正则传输($\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$)的纬度-时间演变如图4所示. 可以看到, 正压正则传输除了冬季在副热带地区(30°N 左右)有微弱的正值外, 其他区域均为负值, 这表明太平洋风暴轴区域整体而言是正压稳定的, 伴随动能从扰动场向平均流传输, TKE因此减少. 正压正则传输的纬度分布和时间演变同TKE的一致, 其有三个极值中心, 分别出现在11月、4月和1~2月, 并且, 11月份和4月份的要比1~2月份的强. 因为正压正则传输是在消耗TKE, 所以其在深冬抑制现象中是起着相反的作用, 该结果和前人(Chang, 2001; Yin, 2002; Harnik和Chang, 2004; Chang和Zurita-Gotor, 2007; 陈懿妮等, 2013)使用传统的正压传输得到的结论一致.

图4 正压正则传输随纬度和时间的演变

说明同图2. 单位: $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$

4.3 非局地过程

非局地过程主要体现在能量通量辐合项中, 图5给出了三个能量(和位势)通量辐合的纬度-时间分布. 从中可以看到, 扰动有效位能通量辐合($-\nabla \cdot \mathbf{Q}_A^1$)在45°N以北(南)主要为负(正)值, 表明有效位能通量在北侧辐散, 在南侧辐合, 这也解释了为什么有效位能的中心纬度位于斜压传输中心的南侧(参考图2a和3a). 此外, 有效位能通量的辐合/辐散在11月和4月最强, 而在冬季偏弱. 扰动动能通量辐合($-\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^1$)在40°N以南(北)为负(正)值, 其中南侧的负值中心很强, 并且在冬季达最强, 而北侧的正值中心很弱, 出现在11月和4月(尤其是4月). 位势通量辐合($-\nabla \cdot \mathbf{Q}_P^1$)在40°N以南(北)为正(负)值, 南北的辐合和辐散均在冬季达到最强. 显然, 能量(和位势)通量辐合也具有显著的季节变化, 其在深冬抑制中所起的作用则取决于南北辐散辐合的相对强弱, 这还需要通过进一步的定量计算来确定, 我们将在后面给出.

4.4 外强迫作用

外强迫作用主要包含非绝热过程和摩擦耗散过程, 其在大气能量收支平衡中有重要的作用, 在本研究中作为方程(8)和(9)中的剩余项计算得到. 图6给出了非绝热做功(F_A^1)和摩擦耗散(F_K^1)随纬度和季节的变化, 可以看到, 非绝热做功在整个区域几乎全为正值(图6a), 表明非绝热过程增加TAPE, 是TAPE的一个源. 此

外, 非绝热做功在秋末和春初最强, 而在深冬时期较弱. 摩擦耗散在整个区域为负值(图6b), 是TKE的一个主要的汇. 不同于非绝热做功, 摩擦耗散有两条大值带, 分别位于40°N和60°N附近. 此外, 摩擦耗散在秋末和冬初最强, 而在春季较弱. 以上讨论表明, 非绝热过程和摩擦耗散对深冬抑制现象均有贡献: 非绝热过程有利于春秋季涡动能量的相对增加, 而春季摩擦耗散的减弱则有利于TKE的长时间维持.

为了更加清晰地认识各能量过程的季节演变及在深冬抑制中的作用, 图7进一步给出了各能量过程在整个太平洋风暴轴区域平均的季节变化. 可以看到, 斜压正则传输、非绝热做功和浮力转换均在秋末达最大(图7a), 之后随时间减弱(非绝热做功在春初也有微弱的增强); 摩擦耗散在秋冬季很强(深冬时期最强), 而在春季较弱; 能量(位势)通量辐合在秋冬时期是负值(图7b), 意味着太平洋风暴轴区域的涡动能是净流出, 而在春季转变为正值, 表示有涡动能量的净流入. 总的来说, 深冬抑制现象并不是由单一因素所决定的, 而是由多因素共同决定, 但是其背后的能量过程在季节变化中是不对称的: 相比于深冬, 秋末的斜压正则传输、浮力转换和非绝热做功异常加强, 使得秋末风暴轴异常加强; 而在春初, 能量通量辐合(尤其是涡动有效位能/动能通量辐合)的增强和摩擦耗散的减弱起着重要作用.

4.5 能量收支定量讨论

本节对各能量过程在深冬抑制中的贡献做一个定

图 5 涡动有效位能通量辐合(a)、涡动动能通量辐合(b)和位势通量辐合(c)

说明同图2. 实线表示正值, 虚线表示负值, 零线省略. 单位: $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$

量的讨论. 因为TAPE和TKE的两个极大值出现在11月和4月, 极小值出现在1~2月(参考图2), 所以我们单独挑选这四个月进行分析, 并分别用11月份代表秋末, 4月份代表春初, 1~2月份表示深冬. 为方便讨论, 对式(8)~(9)右端各项在整个太平洋风暴轴区域($1000 \sim 100 \text{hPa}$, $20^\circ\text{N} \sim 70^\circ\text{N}$, $120^\circ\text{E} \sim 120^\circ\text{W}$)进行体积积分

$$\langle A \rangle = - \iiint_{\lambda \phi p} \frac{A a^2}{g} \cos \phi d\phi d\lambda dp, \quad (11)$$

式中, A 为任一物理量, a , ϕ 和 λ 分别为地球半径、纬度和经度. 图8分别给出了三个时段的能量收支情况, 以及秋末/春初和深冬之间的差值. 整体而言, 斜压传输和非绝热做功是TAPE的两个主要源, 分别占总源的73%和27%左右. 而浮力转换是TAPE主要的汇, 同时是TKE的主要源. 对TKE而言, 其主要的汇有正压正则传输和摩擦耗散, 分别占总汇的26%和49%左右. 同时, 涡动动能通量散度和位势通量散度也是动能的汇.

本研究最关心的是各能量过程在能量收支贡献中

图6 非绝热做功(a)和摩擦耗散作用(b)

说明同图2. 实线表示正值, 虚线表示负值, 零线省略. 单位: $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$

的相对变化. 图8d给出了深冬和秋末能量收支之间的差值, 可以看到, 最显著的差异有非绝热做功和正压正则传输. 非绝热做功在深冬比秋末弱30%左右(两者的差值除以秋末的数值, 下同), 这有利于深冬抑制. 逆尺度的正压正则传输在深冬比秋末弱39%左右, 因为正压正则传输主要是消耗扰动动能的, 因此不利于深冬抑制. 此外, 斜压正则传输和浮力转换在深冬时期均比秋末弱, 这对深冬抑制有利. 总的来说, 相比于秋末, 斜压正则传输和非绝热做功在深冬时期的减弱是风暴轴在深冬弱于秋末的主要直接原因.

图8e给出了深冬和春初能量收支之间的差值. 可以看到, 除了非绝热做功之外, 其他各能量过程都存在显著差异. 最明显的差异是斜压正则传输和浮力转换, 两者作为TAPE和TKE的两个最主要的源在深冬比春初分别强33%和20%左右. 因此, 深冬时期的涡动能量应该会比春季多, 然而实际却正好相反, 这是因为能量通量散度和摩擦耗散作为涡动能量的两个主要汇在深冬时期远比春季强, 这使涡动能量在深冬时期耗散过

快. 具体而言, 涡动有效位能通量辐合在春初是深冬时期的近4倍, 涡动动能通量在深冬时期是辐散的, 而在春季是辐合的, 位势通量辐散在深冬比春季强33%. 此外, 春季的摩擦耗散比深冬时期弱26%. 在以上这些差异中, 最大的部分来自涡动动能通量辐合和摩擦耗散. 我们进一步分析了涡动能量通量辐合的三个分量(x 方向、 y 方向和 z 方向), 发现其中最大的贡献来自 x 方向. 图9给出的是春初和深冬时期穿过风暴轴入口端(120°E)和出口端(120°W)的垂直经圈剖面($20^\circ\text{N}\sim 70^\circ\text{N}$, $1000\sim 100\text{hPa}$)向东的涡动能量通量, 以及两个截面之间的差值. 可以看到, 穿过 120°E 剖面进入风暴轴的TAPE和TKE在冬季少而春季多, 而穿过 120°W 流出风暴轴区域的能量在冬季多而春季少, 因此风暴轴区域涡动能量的净流入在春季比冬季多.

5 深冬抑制的物理成因探讨

本文前面的部分主要从能量收支角度讨论了深冬

图 7 各能量过程在整个太平洋风暴轴区域平均的季节演变

(a) 斜压正则传输($I_A^{0 \rightarrow 1}$)、正压正则传输($I_K^{0 \rightarrow 1}$)、能量转换(b^1)、非绝热做功(F_A^1)和摩擦耗散(F_K^1); (b) 扰动有效位能通量辐合($-\nabla \cdot \mathbf{Q}_A^1$)、扰动动能通量辐合($-\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^1$)和位势通量辐合($-\nabla \cdot \mathbf{Q}_p^1$). 所有结果均已在垂直方向积分并在水平方向上平均, 且去除了年平均, 单位为 $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$

抑制现象, 并且找到了深冬抑制产生的直接原因, 但是还有些问题需要做进一步解释, 例如为什么斜压正则传输在冬季西风强的时候反而比秋季弱? 为什么春季斜压正则传输整体比冬季弱但风暴活动仍然比冬季强? 下面我们先从能量过程的空间分布入手进行研究, 希望从中找到一些线索.

5.1 为什么斜压正则传输在冬季西风强的时候反而比秋季弱?

我们仍用11月和4月来分别表示前期秋季和后期春季, 用1~2月表示深冬. 首先来看扰动能量的分布情况, 图10给出了垂直积分的TAPE和TKE在北太平洋地区的水平分布. 可以看到, 两者在深冬时期(图10a和10b)明显弱于春秋季节(图10c~10f). 相比于秋末春初, 深冬时期的TAPE在 40°N 以北(南)减弱(增强), 并且北侧的减弱幅度要大于南侧的增强幅度(图10c和10e), TKE也有类似的季节变化特征(图10d和10f), 因此从整体上看, 太平洋风暴轴在冬季比春秋季节弱.

斜压正则传输和浮力转换是重要的涡动能能量源, 图11给出了两者垂直积分的水平分布, 以及季节间的差值分布. 可以看到, 斜压正则传输的大值区主要位

于东亚沿岸-西太平洋地区, 其在冬季(图11a)和秋季(图11b)强, 在春季弱(图11c). 冬季和春秋季节斜压正则传输之间的差值场分布(图11b和11c)和TAPE的差值场分布(图10)相似, 均为南正北负. 也就是说, 相比于春秋季节, 冬季斜压正则传输在中高纬度地区减弱, 而在副热带地区增强. 浮力转换也具有相似的季节变化特征(图11d~11f). 但冬季和秋季、冬季和春季之间的差值场分布又有所不同, 对于前者而言, 北侧的负值中心要强于南侧的正值中心(图11b和11e), 而后者则相反(图11c和11f). 此外, 斜压正则传输中心(图11c)和浮力转换中心(图11f)在春季明显向上游东亚地区偏移.

扰动能量很大程度上由斜压正则传输和浮力转换直接决定, 而前者和背景场有直接的关系. 图12给出了300hPa 纬向风速的水平分布, 其中最显著的是西风强度的季节变化: 西风在冬季最强, 中心超过 60m s^{-1} ; 秋季次之, 为 40m s^{-1} ; 春季最弱, 为 30m s^{-1} . 此外, 深冬时期急流基本沿纬向, 且位置偏南(中心位于 32.5°N 附近; 图12a). 虽然春秋季节急流中心位置在入口区和冬季相似, 但两条急流均向东北方向倾斜, 这使急流中心在中东太平洋地区位于 40°N 及其以北地区(图12b和12c). 因此, 冬季和春秋季节纬向风速之间的差值场均显示为

图 8 深冬(a)、秋末(b)、春初(c)、深冬和秋末之差(d)以及深冬和春初之差(e)的能量收支情况

所有的值均为整个太平洋风暴轴区域(1000~100hPa, 20°N~70°N, 120°E~120°W)的体积分, 单位为 $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$. (d)和(e)中通过双边 t 检验0.1信度水平的差值用深灰色标出, 通过0.01信度水平的差值用黑色标出

图 9 穿过120°E(a)和120°W(b)垂直经圈剖面(20°~70°N; 1000~100hPa)向东的涡动有效位能通量(Q_A^1)和涡动动能通量(Q_K^1)以及两者的差值(c)
单位: $\text{m}^3 \text{s}^{-3}$

大约以40°N为分界的南正北负的偶极子分布, 该分布和扰动能量的差值分布(图10)相一致, 也和斜压正则传输的差值分布(图11)一致. 这反映了在考虑空间分

布的情况下, 深冬抑制现象和传统的线性斜压不稳定理论(Charney, 1947; Eady, 1949; Lindzen和Farrell, 1980)并不矛盾, 即纬向风速相对大的地区, 斜压正则

图 10 垂直积分的涡动有效位能(左列)和涡动动能(右列)的地理分布

其中垂直积分是在1000hPa和100hPa之间进行的,且考虑了大气的密度加权.黑色等值线表示深冬和相应月份之间的差值,实线表示正值,虚线表示负值,零线省略,间隔为 $5 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$

图 11 垂直积分的斜压正则传输(左列)和浮力转换(右列)的地理分布(单位: $\text{m}^2 \text{ s}^{-3}$)

黑色等值线表示深冬和相应月份之间的差值,等值线间隔为 $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$,实线表示正值,虚线表示负值,零线省略

图 12 气候平均的300hPa纬向风速的水平分布(单位: m s^{-1})

图中黑色等值线表示深冬和相应月份之间的差值, 间隔为 5 m s^{-1} , 实线表示正值, 虚线表示负值, 零线省略

传输也相对强, 扰动能量也相对多. 但是, 这里还有一个现象需要做进一步解释: 即相比于秋末, 冬季西风风速在 40°N 以南地区的增强幅度(超过 30 m s^{-1})要明显大于其北部地区的减弱幅度(约 15 m s^{-1} ; 图12b), 但为什么相应的斜压正则传输(图11b)和扰动能量(图10c和10d)在其南部的增强幅度却明显小于其北部的减弱幅度? 这也是理解斜压正则传输在西风更强的冬季整体上反而比秋季弱的关键所在.

对此, 我们借助Lagrangian统计方法同时结合能量学诊断结果来进行解释. 我们首先使用涡旋追踪技术(Hodges, 1994, 1995, 1999)对太平洋风暴轴区域风暴系统的轨迹密度做了统计, 具体过程请参考3.2小

节. 图13给出了850hPa等压面上月平均风暴轨迹密度的地理分布, 可以看到, 不同于前面由局地能量学方法所得到的风暴轴中心随季节有明显的南北移动(参考图2), 风暴轨迹密度的中心纬度较为固定, 在三个季节均位于 45°N 附近, 且位于日本岛东部地区, 这和前人的结果(Chung等, 1976; Chen等, 1991; Chang, 1993; Wang和Rogers, 2001; Hoskins和Hodges, 2002)基本一致(如果中纬度风暴主要产生自斜压不稳定, 那么风暴轨迹密度中心应该和急流中心重合(因而随季节也有南北移动), 因为急流中心最不稳定, 但实际统计结果显示其中心位置随季节基本不变, 这反映了中纬度大气中的风暴多是由其他机制诱导产生(如地形强迫、

图 13 850hPa等压面上月平均(30天)风暴轨迹密度的水平分布

左列: 850hPa等压面上月平均(30天)风暴轨迹密度的水平分布(细等值线), 叠加的粗等值线是300hPa纬向风速(同图12); 右列: 同左列, 但阴影表示垂直积分的正压正则传输(单位: $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$). 实线表示正值, 虚线表示负值, 零线省略. 轨迹密度等值线从0.8开始, 间隔为0.2; 风速等值线从 20m s^{-1} 开始, 间隔为 10m s^{-1}

热力强迫、能量频散等), 即Type-B型气旋(Petterssen和Smebye, 1971; Farrell, 1984)). 急流随季节有显著的南北移动, 在深冬位于一年中的最南端, 而风暴轨迹中心位置比较固定且主要位于中高纬度地区, 这使得急流中心和风暴轨迹中心在冬季相距较远(图13a), 不利于风暴和急流之间的相互作用, 风暴从背景场中获得的能量减少, 风暴活动因此减弱. 又因为风暴主要位于中高纬度地区, 所以减弱也位于中高纬度地区(参考图10c~10f). 尽管副热带地区急流风速在冬季显著增强, 但因为其距离风暴轨迹中心较远, 因而其对风暴活动的实际影响较小, 因此风暴轴在冬季整体减弱. 相反, 在春秋季节(图13b和13c), 急流中心和风暴轨迹中心几乎重合(尤其是中东太平洋地区), 因此涡流相互作用较强, 风暴活动也较强(虽然春季急流中心和风暴轨迹中心在空间上重合度高, 但由于春季急流太弱, 因此并未带来很强的斜压正则传输). 实际上, 风暴轨迹中心和急流中心之间的相对位置关系对两者

之间相互作用的影响在正压正则传输上也有很显著的体现. 如图13d~13f所示, 动能的逆尺度传输在急流和风暴轨迹相重叠的区域很强, 而在重叠区域之外较弱; 在冬季, 两者之间的重叠很有限, 动能的逆尺度传输也就很弱(图13d), 这实际上对“深冬抑制”是起到了减弱作用.

总的来说, 能量正则传输的强度不仅取决于风暴强度和急流强度, 还取决于风暴和急流的位置关系. 在深冬抑制现象中, 冬季急流位置偏南, 和风暴之间距离较远, 两者之间的相互作用受到抑制, 有效位能的顺尺度传输和动能的逆尺度传输均减弱, 这也是为什么深冬时期急流最强而能量正则传输反而比春秋时期弱(注意斜压正则传输在春季实际更弱的原因).

5.2 为什么春季斜压正则传输整体比冬季弱但风暴活动仍然比冬季强?

从图13中还能够发现, 春季风暴轨迹密度要明显

大于冬季, 尤其是在风暴轴的入口区, 这暗示了上游播种作用在春季较强. 图14给出了在风暴轴入口区 ($120^{\circ}\text{E}\sim 140^{\circ}\text{E}$) 沿纬向平均的风暴轨迹密度和风暴平均强度的垂直-经向分布, 可以看到, 无论是风暴轨迹密度还是风暴平均强度, 春秋两季均比冬季大, 尤其是春季, 中心轨迹密度超过1.3个, 强度超过 $8\times 10^{-5}\text{s}^{-1}$, 而在冬季分别为1.1个和 $6\times 10^{-5}\text{s}^{-1}$. 也就是说, 春季北太平洋上游地区有很强的扰动源, 从上游进入北太平洋区域的风暴数目(强度)比冬季多(强), 这和前面4.5节的结论一致, 即春季在风暴轴的入口区有更多的向东的

扰动能量通量(参考图9). 因此, 非局地过程在春季风暴轴强度中具有重要作用, 这和Penny等(2010, 2011, 2013)提出的上游播种机制一致. 至于为什么春季上游地区的风暴频数(强度)在三个季节中最多(最强)还需要后续的研究, 但其中的一个因素可能和非绝热做功在风暴轴入口区的加强有关. 如图15所示, 在风暴轴的入口区春季的非绝热做功异常强(图15c), 这为扰动提供了更多的有效位能. 此外, 春季的摩擦耗散在几乎整个北太平洋地区都显著减弱(图15f), 这有利于从上游进入太平洋的强风暴在即使较弱的斜压性环境中

图14 $120^{\circ}\sim 140^{\circ}\text{E}$ 区间沿纬向平均的风暴轨迹密度(等值线)((a)~(c))和风暴平均强度(等值线)((d)~(f))的垂直-经向分布. 阴影表示相应的纬向风速(单位: m s^{-1}). (a)~(c)中细等值线从0.8开始, 间隔为0.2; (d)~(f)中等值线从 $4\times 10^{-5}\text{s}^{-1}$ 开始, 间隔为 $0.5\times 10^{-5}\text{s}^{-1}$, 并且等值线 $5\times 10^{-5}\text{s}^{-1}$ 和 $7\times 10^{-5}\text{s}^{-1}$ 加粗显示以便比较.

图 15 垂直积分的非绝热做功(左列)和摩擦耗散(右列)的地理分布(单位: $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$)

实线表示正值, 虚线表示负值, 零线省略. 黑色等值线表示深冬和相应月份之间的差值, 等值线间隔为 $1 \text{m}^2 \text{s}^{-3}$

也能够长时间维持.

6 结论

根据斜压不稳定理论, 中纬度大气风暴轴应该在冬季最强, 因为彼时大气的斜压性在一年之中最强, 但实际上, 太平洋风暴轴在秋末和春初比深冬时期要强, 这与经典理论以及我们的直觉相矛盾. 历史上, 该现象被称为“深冬抑制”. 基于欧洲中心中期天气预报再分析资料(ERA-40), 本文使用多尺度子空间变换(MWT)、基于MWT的局地多尺度能量分析方法(MS-EVA)、以及特征追踪技术研究了太平洋风暴轴“深冬抑制”现象的能量过程和成因. 我们发现深冬抑制现象并非由单个能量过程所决定, 而是由多个动力过程的共同作用造成的, 这些过程有斜压正则传输、非绝热做功、能量通量散度和摩擦耗散等. 前人曾单独讨论过(传统意义上的)斜压传输(Nakamura, 1992; 陈懿妮等, 2013)和非绝热过程(Chang, 2001; Lee等, 2011)在深冬抑制中的作用, 但同时把这些因素考虑进去并且

关注现代意义上的正则传输, 这里是第一次.

研究发现, 太平洋风暴轴的多尺度能量过程在季节循环中呈现非对称性, 也即太平洋风暴轴在秋末和春初强度峰值的维持原因不同. 具体来说, 斜压正则传输和非绝热做功在秋末(11月份)达最强, 因此有更多的涡动有效位能生成, 然后通过浮力转换变成涡动能, 这使得风暴活动在秋末出现一个峰值. 而风暴轴在初春时期(4月份)的峰值主要得益于涡动能量通量辐合的增强和摩擦耗散的减弱. 我们还发现, 虽然斜压正则传输和浮力转换在春初很弱, 但涡动能量通量辐合却很强, 这使得太平洋风暴轴区域的涡动能量有很大的净流入. 此外, 摩擦耗散在春初大幅度减弱, 这有利于扰动能量长时间的维持.

能量正则传输强度的季节变化和太平洋急流随季节的南北移动有关. 太平洋急流中心随季节有南北移动, 冬季位于最南端; 相反, 太平洋风暴轴中心位置比较固定, 位于中高纬度地区, 这使得冬季急流中心和风暴轴中心相距较远, 两者之间的相互作用受到抑制. 因此, 虽然急流在冬季最强, 但斜压正则传输和正

压正则传输反而都较弱。

春季风暴轴区域能量通量辐合的增强实际上是源自于上游播种作用的增强。涡旋统计结果显示, 从上游进入太平洋风暴轴的风暴数目和强度均在春初达最大, 这和Penny等(2010, 2011, 2013)提出的上游播种理论一致。

本研究主要从急流和天气尺度风暴之间相互作用的角度研究了深冬抑制现象背后的动力过程及其成因, 其中并没有涉及到大气中的低频变化在深冬抑制中的可能作用。但是, 风暴轴变率和大气低频变化之间有密切的关系(朱伟军和孙照渤, 2000; 韩博等, 2007; Lau, 1988; Branstator, 1992; Athanasiadis等, 2010; Wettstein和Wallace, 2010), 后者往往是通过影响急流进而对风暴轴产生影响, 因此, 深冬抑制是否和大气中的低频振荡有关值得研究。对此, 我们将在后续的研究中予以讨论。

参考文献

陈懿妮, 朱伟军, 袁凯. 2013. 北太平洋风暴轴“深冬抑制”现象的能量分析. *大气科学学报*, 36: 725–733

韩博, 任雪娟, 杨修群. 2007. 北太平洋风暴轴异常变化特征及其与纬向风场的关系研究. *气象科学*, 27: 237–245

朱伟军, 孙照渤. 1999. 风暴轴的研究. *南京气象学院学报*, 22: 121–127

朱伟军, 孙照渤. 2000. 冬季北太平洋风暴轴的年际变化及其与500hPa高度以及热带和北太平洋海温的联系. *气象学报*, 58: 309–320

Anderson D, Hodges K I, Hoskins B J. 2003. Sensitivity of feature-based analysis methods of storm tracks to the form of background field removal. *Mon Weather Rev*, 131: 565–573

Athanasiadis P J, Wallace J M, Wettstein J J. 2010. Patterns of wintertime jet stream variability and their relation to the storm tracks. *J Atmos Sci*, 67: 1361–1381

Branstator G. 1992. The maintenance of low-frequency atmospheric anomalies. *J Atmos Sci*, 49: 1924–1946

Blackmon M L, Wallace J M, Lau N C, Mullen S L. 1977. An observational study of the Northern Hemisphere wintertime circulation. *J Atmos Sci*, 34: 1040–1053

Cai M, Yang S, Van Den Dool H M, Kousky V E. 2007. Dynamical implications of the orientation of atmospheric eddies: A local energetics perspective. *Tellus A*, 59, doi: 10.1111/j.1600-0870.2006.00213.x

Chang E K M. 1993. Downstream development of baroclinic waves as

inferred from regression analysis. *J Atmos Sci*, 50: 2038–2053

Chang E K M. 2001. GCM and observational diagnoses of the seasonal and interannual variations of the Pacific storm track during the cool season. *J Atmos Sci*, 58: 1784–1800

Chang E K M. 2003. Midwinter suppression of the Pacific storm track activity as seen in aircraft observations. *J Atmos Sci*, 60: 1345–1358

Chang E K M, Zurita-Gotor P. 2007. Simulating the seasonal cycle of the Northern Hemisphere storm tracks using idealized nonlinear storm-track models. *J Atmos Sci*, 64: 2309–2331

Chang E K M, Guo Y. 2011. Comments on “The source of the midwinter suppression in storminess over the North Pacific”. *J Clim*, 24: 5187–5191

Chang E K M, Guo Y. 2012. Is Pacific storm-track activity correlated with the strength of upstream wave seeding? *J Clim*, 25: 5768–5776

Chang E K M, Lee S, Swanson K L. 2002. Storm track dynamics. *J Clim*, 15: 2163–2183

Charney J G. 1947. The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J Meteorol*, 4: 136–162

Chen S J, Kuo Y H, Zhang P Z, Bai Q F. 1991. Synoptic climatology of cyclogenesis over East Asia, 1958–1987. *Mon Weather Rev*, 119: 1407–1418

Christoph M, Ulbrich U, Speth P. 1997. Midwinter suppression of Northern Hemisphere storm track activity in the real atmosphere and in GCM experiments. *J Atmos Sci*, 54: 1589–1599

Chung Y S, Hage K D, Reinelt E R. 1976. On lee cyclogenesis and airflow in the Canadian Rocky mountains and the East Asian mountains. *Mon Weather Rev*, 104: 879–891

Deng Y, Mak M. 2005. An idealized model study relevant to the dynamics of the midwinter minimum of the Pacific storm track. *J Atmos Sci*, 62: 1209–1225

Deng Y, Mak M. 2006. Nature of the differences in the intraseasonal variability of the Pacific and Atlantic storm tracks: A diagnostic study. *J Atmos Sci*, 63: 2602–2615

Eady E T. 1949. Long waves and cyclone waves. *Tellus*, 1: 33–52

Farrell B. 1984. Modal and non-modal baroclinic waves. *J Atmos Sci*, 41: 668–673

Harnik N, Chang E K M. 2004. The effects of variations in jet width on the growth of baroclinic waves: Implications for midwinter Pacific storm track variability. *J Atmos Sci*, 61: 23–40

Hodges K I. 1994. A general method for tracking analysis and its application to meteorological data. *Mon Weather Rev*, 122: 2573–2586

Hodges K I. 1995. Feature tracking on the unit sphere. *Mon Weather Rev*, 123: 3458–3465

Hodges K I. 1999. Adaptive constraints for feature tracking. *Mon Weather Rev*, 127: 1362–1373

- Hoskins B J, Hodges K I. 2002. New perspectives on the Northern Hemisphere winter storm tracks. *J Atmos Sci*, 59: 1041–1061
- Lau N C. 1988. Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low-frequency changes in the circulation pattern. *J Atmos Sci*, 45: 2718–2743
- Lee S S, Lee J Y, Ha K J, Wang B, Kitoh A, Kajikawa Y, Abe M. 2013. Role of the Tibetan plateau on the annual variation of mean atmospheric circulation and storm-track activity. *J Clim*, 26: 5270–5286
- Lee S S, Lee J Y, Wang B, Jin F F, Lee W J, Ha K J. 2011. A comparison of climatological subseasonal variations in the winter-time storm track activity between the North Pacific and Atlantic: Local energetics and moisture effect. *Clim Dyn*, 37: 2455–2469
- Liang X S. 2016. Canonical transfer and multiscale energetics for primitive and quasigeostrophic atmospheres. *J Atmos Sci*, 73: 4439–4468
- Liang X S, Anderson D G M. 2007. Multiscale window transform. *Multiscale Model Simul*, 6: 437–467
- Liang X S, Robinson A R. 2005. Localized multiscale energy and vorticity analysis. *Dyn Atmos Oceans*, 38: 195–230
- Liang X S, Robinson A R. 2007. Localized multi-scale energy and vorticity analysis. *Dyn Atmos Oceans*, 44: 51–76
- Lim G H, Wallace J M. 1991. Structure and evolution of baroclinic waves as inferred from regression analysis. *J Atmos Sci*, 48: 1718–1732
- Lindzen R S, Farrell B. 1980. A simple approximate result for the maximum growth rate of baroclinic instabilities. *J Atmos Sci*, 37: 1648–1654
- Lorenz E N. 1955. Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, 7: 157–167
- Ma J, Liang X S. 2017. Multiscale dynamical processes underlying the wintertime Atlantic blockings. *J Atmos Sci*, 74: 3815–3831
- Nakamura H. 1992. Midwinter suppression of baroclinic wave activity in the Pacific. *J Atmos Sci*, 49: 1629–1642
- Nakamura H, Sampe T. 2002. Trapping of synoptic-scale disturbances into the North-Pacific subtropical jet core in midwinter. *Geophys Res Lett*, 29: 8-1–8-4
- Nakamura H, Izumi T, Sampe T. 2002. Interannual and decadal modulations recently observed in the Pacific storm track activity and East Asian winter monsoon. *J Clim*, 15: 1855–1874
- Newton C W. 2004. Associations between twice-yearly oscillations of the North Pacific cyclone track and upper-tropospheric circulations over the eastern hemisphere. *Mon Weather Rev*, 132: 348–367
- Park H S, Chiang J C H, Son S W. 2010. The role of the central Asian mountains on the midwinter suppression of North Pacific storminess. *J Atmos Sci*, 67: 3706–3720
- Penny S, Roe G H, Battisti D S. 2010. The source of the midwinter suppression in storminess over the North Pacific. *J Clim*, 23: 634–648
- Penny S M, Roe G H, Battisti D S. 2011. Reply. *J Clim*, 24: 5192–5194
- Penny S M, Battisti D S, Roe G H. 2013. Examining mechanisms of variability within the Pacific storm track: Upstream seeding and jet-core strength. *J Clim*, 26: 5242–5259
- Petterssen S, Smebye S J. 1971. On the development of extratropical cyclones. *Q J R Met Soc*, 97: 457–482
- Pierrehumbert R T, Swanson K L. 1995. Baroclinic instability. *Annu Rev Fluid Mech*, 27: 419–467
- Robinson D P, Black R X. 2005. The statistics and structure of subseasonal midlatitude variability in NASA GSFC GCMs. *J Clim*, 18: 3294–3316
- Robinson D P, Black R X. 2006. Baroclinic development in observations and NASA GSFC general circulation models. *Mon Weather Rev*, 134: 1161–1173
- Simmons A J, Hoskins B J. 1978. The life cycles of some nonlinear baroclinic waves. *J Atmos Sci*, 35: 414–432
- Strang G, Nguyen T. 1997. Wavelets and Filter Banks. Wellesley-Camb Press. 520
- Uppala S M, Kållberg P W, Simmons A J, Andrae U, Bechtold V D C, Fiorino M, Gibson J K, Haseler J, Hernandez A, Kelly G A, Li X, Onogi K, Saarinen S, Sokka N, Allan R P, Andersson E, Arpe K, Balmaseda M A, Beljaars A C M, Berg L V D, Bidlot J, Bormann N, Caires S, Chevallier F, Dethof A, Dragosavac M, Fisher M, Fuentes M, Hagemann S, Hólm E, Hoskins B J, Isaksen I, Janssen P, Jenne R, McNally A P, Mahfouf J F, Morcrette J J, Rayner N A, Saunders R W, Simon P, Sterl A, Trenberth K E, Untch A, Vasiljevic D, Viterbo P, Woollen J. 2005. The ERA-40 re-analysis. *Q J R Meteorol Soc*, 131: 2961–3012
- Wang C C, Rogers J C. 2001. A composite study of explosive cyclogenesis in different sectors of the North Atlantic. Part I: Cyclone structure and evolution. *Mon Weather Rev*, 129: 1481–1499
- Wang L, Liang X S. 2017. A diagnosis of some dynamical processes underlying a higher-latitude typhoon using the multiscale window transform. *Atmosphere*, 8: 118
- Wettstein J J, Wallace J M. 2010. Observed patterns of month-to-month storm-track variability and their relationship to the background flow. *J Atmos Sci*, 67: 1420–1437
- Xu F, Liang X S. 2017. On the generation and maintenance of the 2012/13 sudden stratospheric warming. *J Atmos Sci*, 74: 3209–3228
- Yang Y, Liang X S. 2016. The instabilities and multiscale energetics underlying the mean-interannual-eddy interactions in the Kuroshio extension region. *J Phys Oceanogr*, 46: 1477–1494
- Yao Y, Zhong Z, Yang X Q. 2018. Influence of the subarctic front

- intensity on the midwinter suppression of the North Pacific storm track. *Dyn Atmos Oceans*, 81: 63–72
- Yin J H. 2002. The peculiar behavior of baroclinic waves during the midwinter suppression of the Pacific storm track. Doctoral Dissertation. University of Washington. 137
- Zhang Y. 1997. On the mechanisms for the mid-winter suppression of the Pacific storm track. Doctoral Dissertation. Princeton: University of Princeton
- Zhang Y, Held I M. 1999. A linear stochastic model of a GCM's midlatitude storm tracks. *J Atmos Sci*, 56: 3416–3435
- Zhao Y B, Liang X S. 2018. On the inverse relationship between the boreal wintertime Pacific jet strength and storm-track intensity. *J Clim*, 31: 9545–9564
- Zhao Y B, Liang X S, Gan J. 2016. Nonlinear multiscale interactions and internal dynamics underlying a typical eddy-shedding event at Luzon Strait. *J Geophys Res-Oceans*, 121: 8208–8229

(责任编辑: 罗德海)