余霄, 黄菲, 王鑫, 等. 2017. 北大西洋风暴轴高低空分布及其能量诊断 [J]. 气候与环境研究, 22 (6): 658-670. Yu Xiao, Huang Fei, Wang Xin, et al. 2017. Patterns of North Atlantic strom track in the upper and lower troposphere and their eddy kinetic energy analysis [J]. Climatic and Environmental Research (in Chinese), 22 (6): 658-670, doi:10.3878/j.issn.1006-9585.2016.16098.

北大西洋风暴轴高低空分布及其能量诊断

余霄[1] 黄菲[2] 王鑫[3] 管承扬[3] 张荣望[1]

1 中国海洋大学海洋与大气学院，山东青岛 266100
2 中国海洋大学物理海洋实验室，山东省高校海洋－大气相互作用与气候重点实验室 山东青岛 266100
3 中国科学院南海海洋研究所热带海洋环境国家重点实验室，广州 510000

摘 要 利用 1979～2013 年 NCEP 再分析数据，通过经验正交分解对比了前冬时期北大西洋风暴轴的高低空分布，并用涡动动能（Eddy Kinetic Energy，EKE）方程对风暴轴高低空分布型差异进行了诊断。研究结果表明：上层和下层第一空间分布型差异巨大，对流层下层风暴轴中心偏北，靠近极地，而上层风暴轴中心偏西南，靠近北美沿岸。EKE 方程诊断结果表明：正压转换项在高低空符号相反，导致了 EKE 在上、下层分布出现显著差异，即上层正压转换项为负，在扰动发展中起能量耗散作用，而下层正压转换项为正，且极大值区域对应下层 EKE 极大值区域，为风暴轴下层向极区域增强的主要原因。而斜压转换和非地转位势通量散度在上层均为正，且远大于下层，为风暴轴上层涡动能量维持的原因，也从涡动能量收支上解释了风暴轴的主体出现在上层。

关键词 风暴轴 涡动动能 能量转换
文章编号 1006-9585（2017）06-0658-13 **中图分类号** P433 **文献标识码** A
doi:10.3878/j.issn.1006-9585.2016.16098

Patterns of North Atlantic Strom Track in the Upper and Lower Troposphere and Their Eddy Kinetic Energy Analysis

YU Xiao[1], HUANG Fei[2], WANG Xin[3], GUAN Chengyang[3], and ZHANG Rongwang[1]

1 *The College of Oceanic and Atmospheric Sciences*, *Ocean University of China*, *Qingdao Shandong* 266100
2 *Physical Oceanography Laboratory*, *The Key Laboratory of Ocean–Atmosphere Interaction and Climate in Universities of Shandong*, *Ocean University of China*, *Qingdao Shandong* 266100
3 *State Key Laboratory of Tropical Oceanography*, *South China Sea Institute of Oceanology*, *Chinese Academy of Sciences*, *Guangzhou* 510000

Abstract This study investigates the distribution of the North Atlantic Storm Track (NAST) in the upper and lower troposphere, and associated eddy kinetic energy (EKE) distribution in each layer. EKE is then isolated in each layer. The results shows that there is a great difference in NAST and EKE between the upper and lower troposphere. In the upper troposphere, the NAST stays a bit further southwest; in the lower troposphere, the NAST shifts poleward. By examining each term in the EKE equation, it is found that the barotropic conversion is opposite in the two layers, which could be responsible for the great difference in their storm track distribution patterns. That is to say, the barotropic conversion mainly damps EKE in the upper layer whereas it strengthens EKE in the lower layer because the barotropic conversion is negative in the upper layer but positive and shows the maximum value in the center of NAST in the lower layer. Furthermore, the baroclinic conversion and the ageostrophic geopotential flux divergence both contribute to the

收稿日期 2016-05-06; **网络预出版日期** 2016-08-17
作者简介 余霄，女，1991 年出生，博士研究生，主要从事海气相互作用以及台风动力学研究。E-mail: xiaoxiaoyu@tamu.edu.
资助项目 国家自然科学基金创新研究群体项目 41521005，中国科学院国家外国专家局创新团队国际合作伙伴计划项目
Funded by Innovation Research Group of National Natural Science Foudnation of China (Grant 41521005), China Academy of Sciences Foreign Experts Bureau Innovation Team International Partnership Project

maintenance of EKE in the upper layer.

Keywords　Storm track, Eddy kinetic energy, Energy conversion

1　引言

风暴轴（Storm Track）是指天气尺度（2.5～6 d）上大气瞬变扰动最活跃的区域，对应于中高纬度地面气旋和反气旋路径。目前，有两种定义方法，一类是通过统计中纬度气旋、反气旋发生的频率，追踪其移动路径来确定风暴轴的强度和位置演变（Overland and Pease，1982），另一类为 Blackmon（1976）提出的将天气尺度（2.5～6 d）瞬变扰动方差的极大值带定义为风暴轴。北半球存在两大风暴轴，分别位于太平洋和大西洋上，且冬季强夏季弱（邓兴秀和孙照渤，1994）。风暴轴三维分布图显示，风暴轴在对流层高低空均存在，能量集中在对流层中上层，低层风暴轴入口处对应涡旋运动产生（Hoskins et al.，1983）。

自从 Blackmon（1976) 用滤波方差表征风暴轴以来，有关风暴轴的内部维持机制上也有更深入的研究：风暴轴区域的扰动以纬向波列形式向东传播（Blackmon et al.，1984a，1984b；Hakim，2002；Simmons and Hoskins，1978），斜压波对于定常存在的阻塞结构的维持和发展起到重要作用（Illari and Marshall，1983；Nakamura et al.，1997），因此能量形成准静止的风暴轴（Orlanski，1998），故斜压不稳定常常被视为中纬度瞬变波发展的一个主要原因（Frederiksen and Frederiksen，1993；Lee，1995）。自从将涡动动能（Eddy Kinetic Energy，EKE）方程运用于风暴轴能量研究以来（Orlanski and Katzfey，1990；Orlanski and Gross，1999），有大量关于风暴轴能量的收支研究立足于 EKE 方程的分解：Jiang（2013）通过分解 EKE 方程，得到对流层中下层斜压转换项为风暴轴 EKE 的主要来源，而正压转换项损耗风暴轴 EKE。然而有研究通过分析风暴轴内部 EKE 收支，弱化了斜压波在风暴轴局地维持中的作用，而强调了“下游频散效应”在斜压不稳定较弱的区域涡旋维持和发展的重要性，同时证明非地转通量的辐合辐散能够决定斜压和正压之间的转换（Chang and Orlanski，1993；孙照渤和朱伟军，2000）。

在北大西洋风暴轴不同区域的 EKE 对比上，大量研究表明风暴轴东、西两端的结构存在明显差异，其西端为强的斜压性结构，到了东端逐渐转变为相当正压结构（Lau，1978；Hoskins and Valdes，1990；朱伟军和孙照渤，1999）。而对北大西洋风暴轴来说，其存在明显的东进—西退变化，当风暴轴向东扩展时，斜压转换项导致风暴轴上游 EKE 增强，而非地转位势通量导致风暴轴下游 EKE 增强，向西收缩时，能量转化则相反（曾鼎文等，2015）。然而前人关于风暴轴维持机制的研究都是将其看作一个整体，而本文立足于 EKE 方程分解的方法，将北大西洋上、下层风暴轴分开讨论，对比正、斜压能量转换及能量频散等大气内部动力过程在北大西洋风暴轴高低空维持机制中所起的作用。

本文首先给出北大西洋风暴轴高低空气候态和第一空间分布型，然后运用 EKE 变化方程，诊断正、斜压能量转换及能量频散等大气内部动力过程在北大西洋风暴轴高低空维持机制中所起的作用。

2　资料和方法

文中使用的资料为 1979 年 1 月至 2013 年 12 月 NECP 逐日和逐月的位势高度场、风场和温度场资料，时间长度为 35 年，水平分辨率为 2.5°（纬度）×2.5°（经度），本文分析了 1000、850、700、500、300 和 200 hPa 六层数据。

本文采用谐波滤波技术，从 NCEP 逐日位势高度场资料中滤出 2.5～6 d 的天气尺度瞬变扰动，并计算逐月方差，来代表该年冬季天气尺度扰动的空间分布，也即 Blackmon（1976）所定义的风暴轴。对风场和温度场也进行 2.5～6 d 滤波，用来计算 EKE 变化方程中的各项。

本文立足于冬季北半球风暴轴，取平均强度最强的 11、12、1 月为风暴轴的冬季（Bengtsson et al.，2006）。文中主要采用了经验正交函数分解（Empirical Orthogonal Function，EOF）分解技术探讨北半球风暴轴的空间异常型和时间演变特征。

3　北大西洋风暴轴高低空空间分布差异

3.1　北大西洋风暴轴气候态分布

本文的风暴轴用 2.5～6 d 滤波后的位势高度场

方差极大值带表示，图 1 为冬季平均的北大西洋风暴轴（North Atlantic Storm Track）在为对流层低层（1000 hPa、850 hPa）和对流层上层（500 hPa、300 hPa）的水平分布图情况。从图 1a 可以看出，在大西洋低层 1000 hPa 风暴轴的极大值带东部北抬，呈东北—西南走势，且暴轴存在两个极大值中心（大于 2600 gpm^2 的区域），分别位于北美东岸（45°N，60°W）和冰岛（60°N，20°W）附近。同样，虽然 850 hPa 风暴轴整体强度有所减弱，两个极大值的结构依然存在（图 1b），500 hPa 的情况呢？但是在对流层上层 300 hPa，风暴轴逐渐变为一致的东西向纬向拉长型，冰岛中心减弱消失，北美东部（45°N，60°W）中心强度随着高度的增加（图 1c、1d）。因此，可以看出，气候态风暴轴上层和下层的结构不同，除了同上层一致的北美中心外，下层在冰岛附近还有一个中心。在此外，注意到 1000 hPa 的风暴轴强度强于 850 hPa，这表明大气低层与陆地（海洋）交界处，可能向风暴轴提供能量（Deser et al.，2000）。

3.2 北大西洋风暴轴的变化特征

接下来针对北大西洋风暴轴做 EOF 分解。图 2 是各高度层第一模态对应的风暴轴空间分布和时间序列，打点区域表示将 EOF 第一模态的时间序列回归到风暴轴异常场后的相关性通过 95% t 检验区域，表明该模态能够表征风暴轴主要分布特点。由图 2 可知，同气候态分布一样，整个对流层上层和下层反映了不同的空间分布特点。具体来说，对流层的低层（1000 hPa 和 850 hPa）（图 2a、2c）空间分布型相似，即风暴轴主体位于气候态风暴轴位置（黑色等值线）的下游——格陵兰岛以东，我们将该区域极大值带定义为 A 区域（黑色虚线框：65°N～75°N，10°W～20°E），该区域较气候态冰岛中心偏北。

同样，对流层上层（500 hPa 和 300 hPa）的空间分布相似，和低层相反，上层的主体位于气候态的上游——北美东部，我们将该区域极大值带定义为 B 区域（黑色虚线框：42°N～52°N、50°W～70°W）。本文的分区也对应着 Lau（1978）对风暴轴的分区，大西洋区（30°W～70°W）和欧洲区（20°W～30°E）。

结合时间序列，对不同层数第一模态对应时间系数（PC1）分别做相关（表 1），发现低层 1000 hPa 和 850 hPa PC1 的相关系数高达 0.92，通过 95% t 检验，表现为显著相关，因此，风暴轴低层 1000 hPa 和 850 hPa 的空间分布和时间变化都是一致的。同样，上层 500 hPa 和 300 hPa PC1 显著相关，相关系数为 0.87，即说明风暴轴上层 500 hPa 和 300 hPa 时空变化一致。然而高、低空 PC1 间相关系数较低，

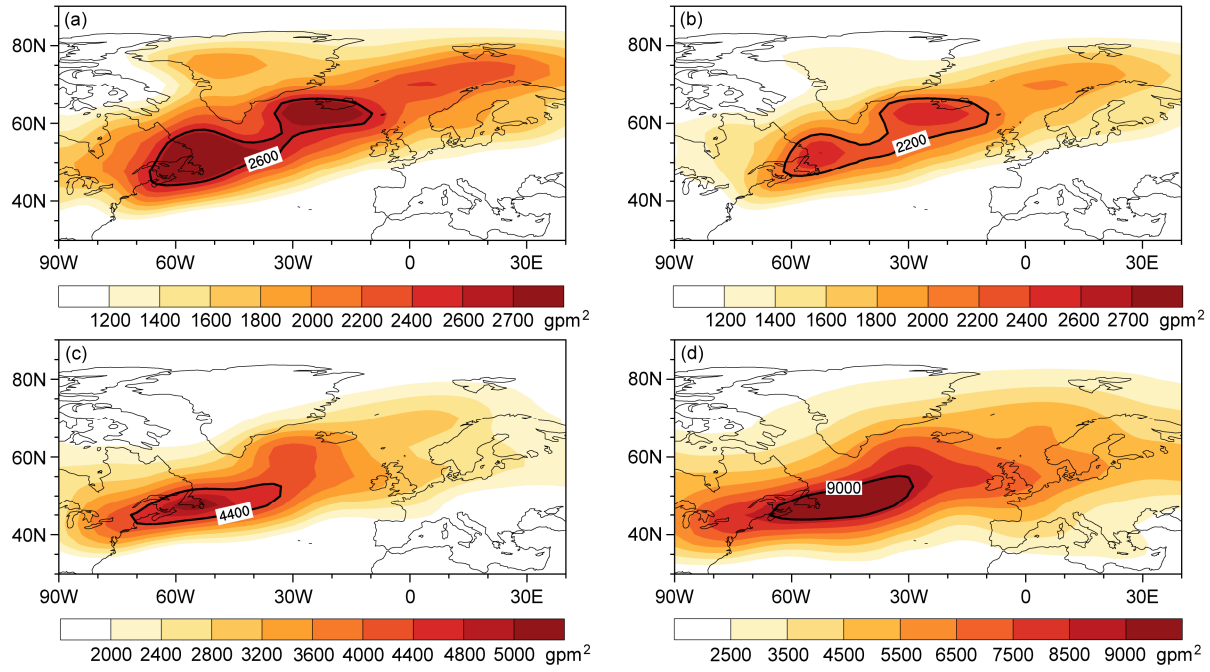


图 1 1979～2013 年 35 年冬季平均北大西洋风暴轴强度分布：（a）1000 hPa；（b）850 hPa；（c）500 hPa；（d）300 hPa

Fig. 1 35 years mean (1979–2013) winter storm track strength in the Northern Hemisphere: (a) 1000 hPa; (b) 850 hPa; (c) 500 hPa; (d) 300 hPa

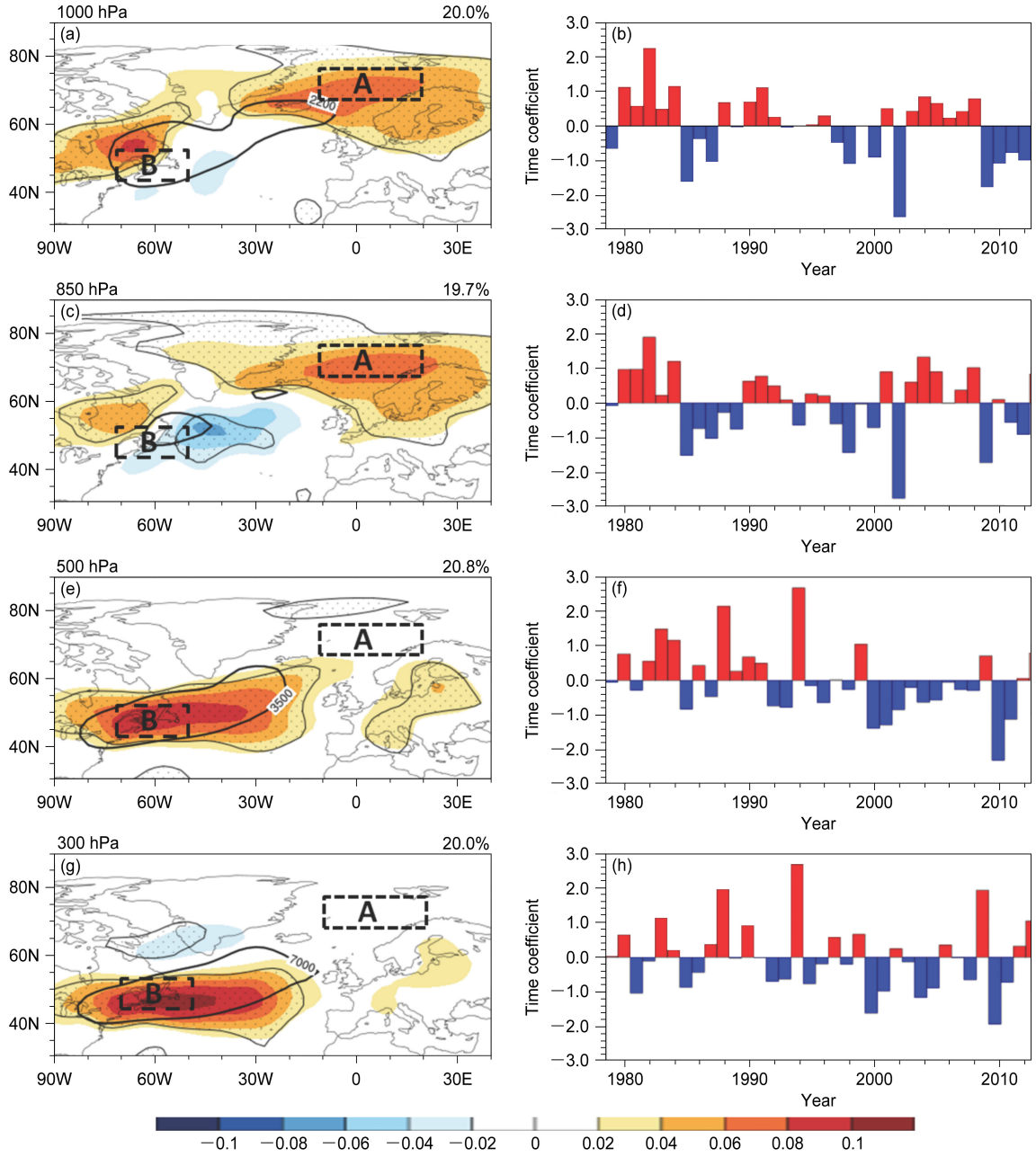


图 2　风暴轴各层 EOF 分解的第一模态空间分布（左列）以及对应的标准化后的时间系数（PC1，右列）：（a、b）1000 hPa；（c、d）850 hPa；（e、f）500 hPa；（g、h）300 hPa。左列图右上角百分数表示方差贡献，图中打点区域表示将 PC1 回归到风暴轴异常场上通过 95% *t* 检验的区域，“A”表示低层风暴轴第一空间分布型的主体位置，“B”表示上层风暴轴第一空间分布型的主体位置，下同，黑色虚线方框代表风暴轴中心的周边区域

Fig. 2　Spatial pattern (left column) and time coefficients (right column) of the first leading mode of storm track at (a, b) 1000 hPa, (c, d) 850 hPa, (e, f) 500 hPa, and (g, h) 300 hPa. In a, c, e, and g, the percentage represents the percent variance explained by the mode; dotted areas indicate the regression coefficients of the first leading mode on the storm track anomaly pass the 95% confidence level by Student-*t* test; “A” is the location of the lower layer storm track in its first EOF (Empirical Orthogonal Function) pattern, “B” is the location of the upper layer storm track in its first EOF pattern, the same blow; the black boxes indicate the central areas

且低层 1000 hPa、850 hPa 与高空 500 hPa、300 hPa 间的相关性都不显著（表 1），表明风暴轴上层和下层不仅分布空间分布型存在巨大差异，其时间变化也不同。综上所述，同气候态分析结果一致，EOF 所表征的风暴轴主要分布型也反映出上层和下层的显著差异，且下层中心位于格陵兰岛以东，而上层中心位于北美东部。本文接下来将上、下层分开讨论其能量转化，从而探讨风暴轴上、下层分布不同的原因。

表 1 风暴轴各层 EOF 第一模态对应时间系数的相关系数

Table 1 Correlation coefficient between the PC1 at different levels

	与 850 hPa PC1 相关系数	与 500 hPa PC1 相关系数	与 300 hPa PC1 相关系数
1000 hPa PC1	0.92*	0.37	0.05
850 hPa PC1		0.08	−0.2
500 hPa PC1			0.87*

*表示通过信度为 95%的 t 检验。

4 风暴轴高低空维持机制差异

4.1 能量诊断方程

本节将从涡动动能能量分析角度，从涡动动能方程出发，通过诊断分析平均动能、平均位能、涡动动能和涡度位能之间的转换，讨论高低空风暴轴能量演变过程的差异。

Orlanski and Katzfey（1990）根据动力学方程提出的涡动动能 K_e 变化方程：

$$\frac{\partial K_e}{\partial t}+\left(\boldsymbol{V}_m\cdot\nabla K_e+\omega_m\frac{\partial K_e}{\partial p}\right)+\left(\boldsymbol{v}'\cdot\nabla K_e+\omega'\frac{\partial K_e}{\partial p}\right)=$$
$$\left[-\nabla\cdot\left(\boldsymbol{v}'\Phi'\right)-\omega'\alpha'\right]-\left[\boldsymbol{v}'\cdot\left(\boldsymbol{v}'\nabla\boldsymbol{V}_m+\omega'\frac{\partial\boldsymbol{V}_m}{\partial p}\right)\right]+$$
$$\left[\boldsymbol{v}'\cdot\overline{\left(\boldsymbol{v}'\nabla\boldsymbol{v}'+\omega'\frac{\partial\boldsymbol{v}'}{\partial p}\right)}\right]-d_{isse}+\boldsymbol{v}'\cdot F_0,\quad(1)$$

其中，K_e 为涡动动能，$\boldsymbol{V}_m$ 和 ω_m 分别为月平均水平风矢量和垂直风速，$\boldsymbol{v}'$ 为二维涡动水平风矢量，ω' 为涡动垂直速度，Φ' 为涡动位势，α' 为涡动比容，p 为垂直气压，d_{isse} 表示摩擦下沉，F_0 表示外界强迫项。

公式（1）左端分别为涡动动能的局地变化项、涡动动能的平均平流项和涡动平流项。右端第一项为涡旋引起的气压变化，其中，$\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$ 表示涡动非地转位势通量散度项，$\omega'\alpha'$ 代表涡动有效位能与涡动动能之间的斜压转换项；第二项表示雷诺应力造成的能量转换项，表示平均动能与涡动动能的转换；第三项表示不同时间尺度的中间转换项，月平均之后为 0；第四项为涡动耗散项；最后一项为平均气流向涡动的定常强迫项，该项的时间平均为 0。因此，在考虑不同时间尺度之间的能量转化时，后三项皆不考虑。另外，Orlanski and Katzfey（1990）指出对于整个扰动来说，垂直积分后的平流项能够互相抵消，因此，前人关于风暴轴涡动动能能量收支的分析中，往往将平流项忽略（Orlanski and Katzfey，1990；Chang and Orlanski，1997；朱伟军和孙照渤，2001），认为涡动动能的净倾向项仅由方程右侧前两项决定。

同样，孙照渤和朱伟军（2000）根据热力学方程得到涡动有效位能 A_e 变化方程：

$$\frac{\partial A_e}{\partial t}+\boldsymbol{V}_m\cdot\nabla A_e+\boldsymbol{v}'\cdot\nabla A_e=\omega'\alpha'-\frac{1}{e}\left(\frac{\partial\Phi'}{\partial p}\right)\boldsymbol{v}'\cdot$$
$$\nabla\left(\frac{\partial\Phi_m}{\partial p}\right)-\frac{RQ_e}{ec_pP_e}\left(\frac{\partial\Phi'}{\partial p}\right)+\frac{1}{e}\left(\frac{\partial\Phi'}{\partial p}\right)\overline{\left[\boldsymbol{v}'\cdot\nabla\left(\frac{\partial\Phi'}{\partial p}\right)\right]},\quad(2)$$

其中，$A_e=\left(\partial\Phi'/\partial p\right)^2/2^e$ 为局地涡动有效位能，$e=-(\partial\ln\theta_0/\partial p)/d_0$ 为静力稳定度参数，d_0、θ_0 分别为参考面密度和位温，Φ_m 为平均位势，P_e 为涡动有效位能，Q_e 为非绝热过程的加热速率。公式左边分别表示涡动有效位能的局地变化项、涡动有效位能的平均平流项和涡动平流项。方程的右边，第一项 $\omega'\alpha'$ 在公式（1）和（2）中均存在，代表涡动有效位能与涡动动能之间的斜压转换项；第二项 $-[(\partial\Phi'/\partial p)\cdot\boldsymbol{v}'/e]\cdot\nabla(\partial\Phi_m/\partial p)$ 表示时间平均有效位能与涡动有效位能之间的斜压转换项 $C(A_m,A_e)$；第三项表示红外辐射对有效位能的消耗；第四项表示涡动的暖上升和冷下沉。因此，参考孙照渤和朱伟军（2000）所用的方法，本文对涡动能量转化方程中的以下四项进行分析：

（1）涡动非地转位势通量散度项 $\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$；

（2）涡动有效位能与涡动动能之间的斜压转换项 $C(A_e,K_e)$：$-\omega'\alpha'$；

（3）平均动能与涡动动能的正压转换项 $C(K_m,K_e)$：

$$C(K_m,K_e)=-\left[v'\cdot\left(v'\nabla\boldsymbol{V}_m+\omega'\frac{\partial\boldsymbol{V}_m}{\partial p}\right)\right];\quad(3)$$

（4）时间平均有效位能与涡动有效位能之间的斜压转换项 $C(A_m,A_e)$：

$$C(A_m,A_e)=-\frac{1}{e}(\frac{\partial\Phi'}{\partial p})\boldsymbol{v}'\cdot\nabla(\frac{\partial\Phi_m}{\partial p}).\quad(4)$$

由于本文分析北大西洋风暴轴高低空能量，故将对流层低层（1000～700 hPa）和高层（500～200 hPa）分别做垂直平均：

$$\hat{A}=\frac{1}{(p_{\mathrm{S}}-p_{\mathrm{T}})}\int_{p_{\mathrm{T}}}^{p_{\mathrm{S}}}A\mathrm{d}p\,, \qquad (5)$$

其中，$\hat{A}$ 表示以上 4 个转换项 $C(A_{\mathrm{e}},K_{\mathrm{e}})$、$C(K_{\mathrm{m}},K_{\mathrm{e}})$、$C(A_{\mathrm{m}},A_{\mathrm{e}})$ 和 $\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$ 中的某一项，p_{S} 和 p_{T} 分别为上、下层的气压。

接下来，本文对比分析北大西洋风暴轴高低空，涡动动能 K_{e} 的分布，以及影响涡动动能变化的 4 个转换项：时间平均有效位能与涡动有效位能之间的斜压转换项 $C(A_{\mathrm{m}},A_{\mathrm{e}})$；代表涡动有效位能与涡动动能之间的斜压转换项 $C(A_{\mathrm{e}},K_{\mathrm{e}})$；时间平均动能与涡动动能之间的正压转换项 $C(K_{\mathrm{m}},K_{\mathrm{e}})$；涡动非地转位势通量散度项 $-\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$。

4.2　能量诊断分析

考虑到月平均后的能量演变可能对具体涡动的能量演变有所削弱，因为扰动波列为天气尺度，即风暴轴为 2.5～6 d 天气尺度的扰动，而能量的传播也为天气尺度的波列形式，因此，本文分析上、下层风暴轴能量演变采用个例分析的方法（孙照渤和朱伟军，2000）。选取时段为 2013 年 12 月 13～18 日，该时段为一次北大西洋扰动向极移动过程。

图 3 展示了 2013 年 12 月 13～18 日，一个地面低压扰动的向极移动过程：自 13 日（图 3a）大西洋上空 500 hPa 出现大槽，槽的中心地面形成低压扰动，此时该扰动正好位于 B 区域附近。随着高空槽转横，该扰动从格陵兰岛以南（图 3a）向北极移动至格陵兰岛以东的极圈附近（图 3d、3e、3f），

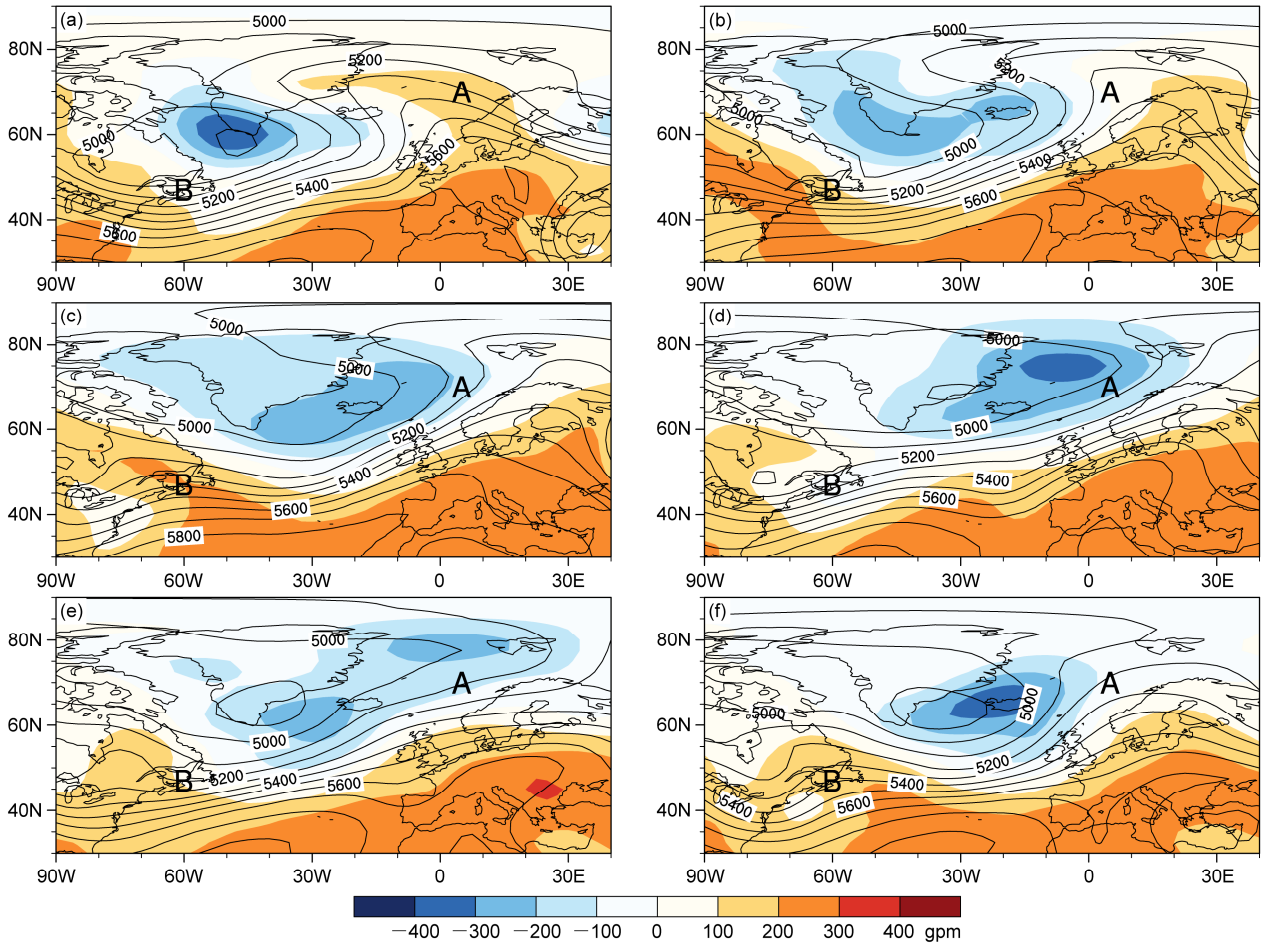


图 3　2013 年 12 月 13～18 日一个地面低压扰动的发展演变过程 500 hPa 位势高度场（等值线，单位：gpm）和 1000 hPa 位势高度场（填色）的空间分布：（a）13 日；（b）14 日；（c）15 日；（d）16 日；（e）17 日；（f）18 日

Fig. 3　Evolution of a cyclonic disturbance during 13−18 December 2013: (a) 13 December; (b) 14 December; (c) 15 December; (d) 16 December; (e) 17 December; (f) 18 December. Contours show 500-hPa geopotential height distribution, which describes the troughs and ridges in the middle troposphere. Shaded is 1000-hPa geopotential height distribution, which illustrates the cyclonic disturbance near the surface

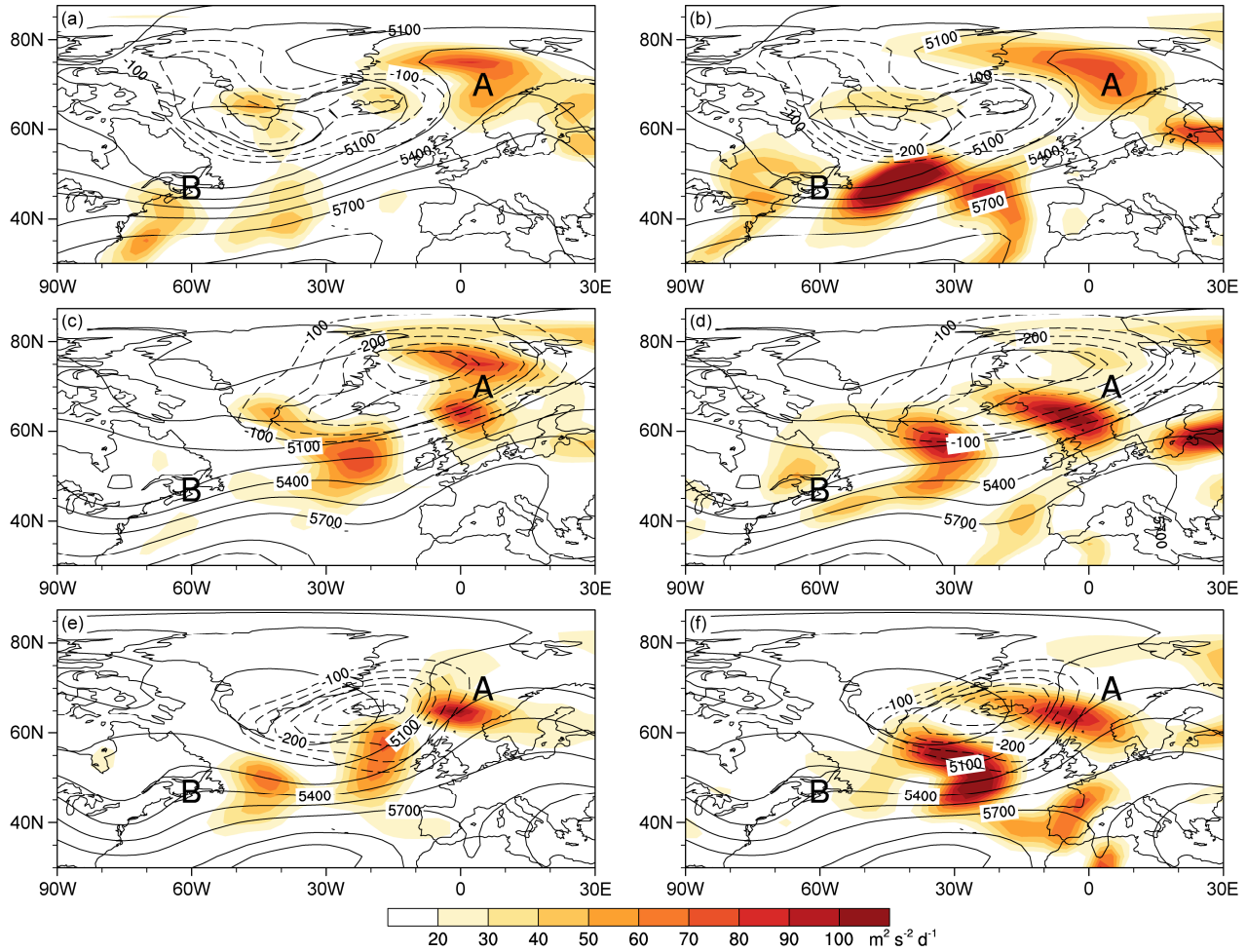


图 4　2013 年 12 月（a、b）14 日、（c、d）16 日、（e、f）18 日涡动动能 K_e（单位：$m^2\ s^{-2}\ d^{-1}$，阴影部分）在风暴轴上、下层的分布情况，叠加 500 hPa 位势高度场（实线，单位：gpm）、1000 hPa 位势高度场（虚线，单位：gpm）：（a、c、e）对流层低层 1000～700 hPa 平均；（b、d、f）对流层上层 500～200 hPa 平均

Fig. 4　Distributions of eddy kinetic energy K_e (shaded, units: $m^2\ s^{-2}\ d^{-1}$) superimposed on geopotential height at 500 hPa (solid contours, units: gpm) and 1000 hPa (dashed contours, units: gpm) during the evolution of a transverse trough: (a, c, e) Averaged in the lower troposphere (1000−700 hPa); (b, d, f) averaged in the upper layer of troposphere (500−200 hPa)

此时正好位于 A 区域附近。接下来的分析，仅选取 12 月 14、16、18 日，分别代表扰动从 B 区域（14 日）移动至 A 区域（16 日）再回撤（18 日）的过程。并对流层上层 500～200 hPa 和下层 1000～700 hPa 分别垂直加权平均，代表风暴轴上层和下层的能量总和。

该过程的涡动动能分布图（图 4）极大值位置与风暴轴上、下层分布有很好的对应关系（图 2）（Luo et al.，2011；朱伟军和孙照渤，2001）。14 日（图 4a、4b），风暴轴上层的 EKE 极大值区域位于风暴轴上游，北美东部，即之前提到的 B 区附近。随着高空槽的移动，该极大值区域向东北移动，16 日（图 4c、4d），移至风暴轴下游，即之前提到的 A 区附近。

比较扰动移动过程中，B、A 区域平均 EKE 值的变化，当扰动在风暴轴上游 B 区时（图 4a、4b），该区上层 EKE 明显大于下层，区域平均 EKE 值见图 5；当扰动移动至风暴轴下游 A 区时（图 4c、4d），下层 EKE 增加，上层 EKE 减少，两区域平均 EKE 值相差不大（图 5）。这也说明了，上层 EKE 中在 B 区，而下层 EKE 中心在 A 区，进一步说明了上一节得出的结论：风暴轴上层和下层的主体位置分别在 B 区和 A 区。

接下来，从各转换项能量的角度，分析构成涡

动动能转化方程中的各项，从而解释该扰动过程中，高低空天气尺度涡动动能（EKE）极大值分布出现显著差异的原因。

由涡动动能和涡动方程（1）和有效位能转化方程（2）得，涡动能量主要来源于：斜压转换项 $C(A_e,K_e)$、$C(A_m,A_e)$，正压转换项 $C(K_m,K_e)$ 和涡动非地转位势通量散度项 $-\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$。而斜压不稳定往往被认为是中纬度瞬变波形成的主要原因（Frederiksen and Frederiksen，1993；Lee，1995）。图 6b 为 A、B 区区域平均的斜压转换项，可以看出在这两个区中，斜压转换项均为正值，且数值和其他转换项相比较大，因此，斜压转换项中的 $C(A_m,A_e)$ 为风暴轴能量增加重要的因素。且上层能量供应远大于下层。图 7、8 为风暴轴上、下层斜压转换项，其中，图 7 中平均有效位能向涡动有效位能的斜压转换 $C(A_m,A_e)$ 极大值位置与图 4 中涡动动能极值位置对应关系较好，说明上、下层扰动动能的变化主要受平均为效位能向涡动有效位能的斜压转换项的影响。上层斜压转换项数值远大于下层，说明该项主要对上层起作用。而图 9 中涡动有效位能向涡动动能的斜压转换项 $C(A_e,K_e)$ 在高低空都较弱，可以忽略。

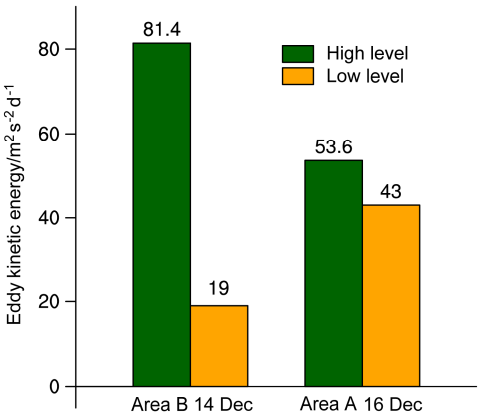


图 5　2013 年 12 月 14 日 B 区和 12 月 16 日 A 区涡动动能的区域平均值

Fig. 5　Averaged EKE in area B on 14 December 2013 and area A on 16 Deccember 2013

图 8 为平均动能向涡动动能的的正压转换项 $C(K_m,K_e)$ 从图中可以看出，在上层正压转换项为负值。同样，比较图 6c 为区域平均的 $C(K_m,K_e)$ 值，也可以看出 A、B 区上层正压转换都为负值，说明

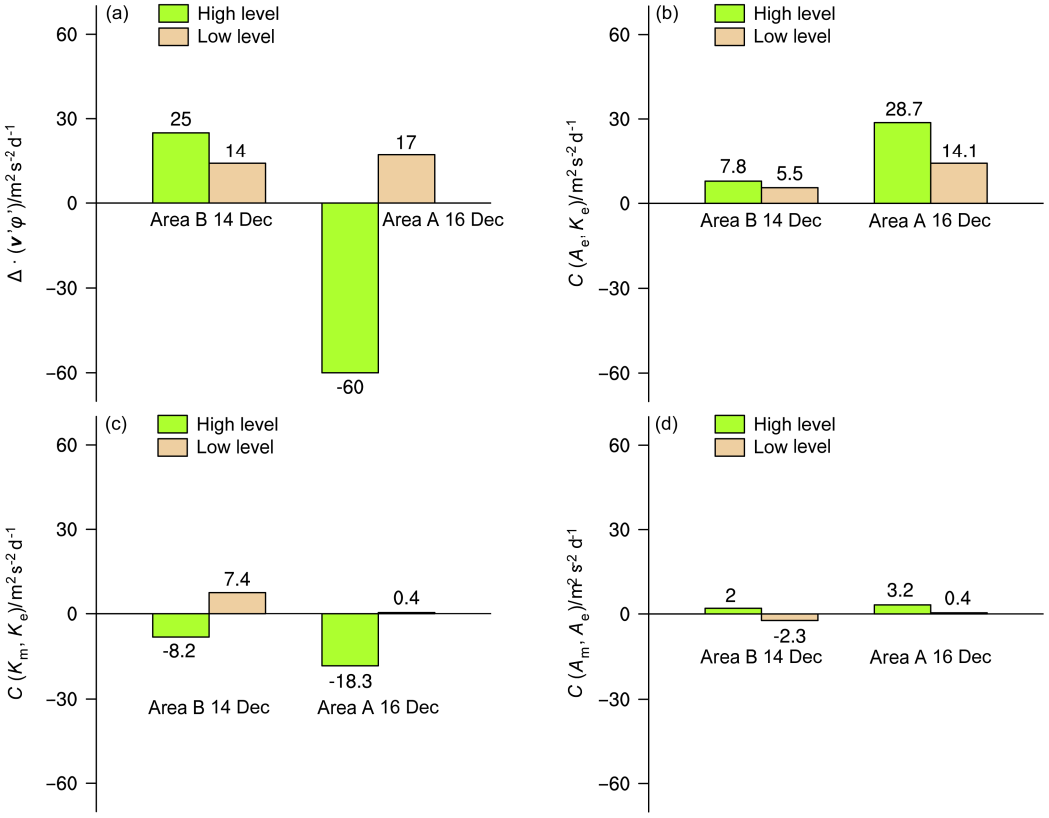


图 6　2013 年 12 月 14 日 B 区和 12 月 16 日 A 区 4 个转换项的区域平均值：（a）$\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$；（b）$C(A_e,K_e)$；（c）$C(K_m,K_e)$；（d）$C(A_m,A_e)$

Fig. 6　Each term in the EKE equation averaged over the B area 14 December 2013 and A area on 16 Deccember 2013: (a) $\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$; (b) $C(A_e,K_e)$; (c) $C(K_m,K_e)$; (d) $C(A_m,A_e)$

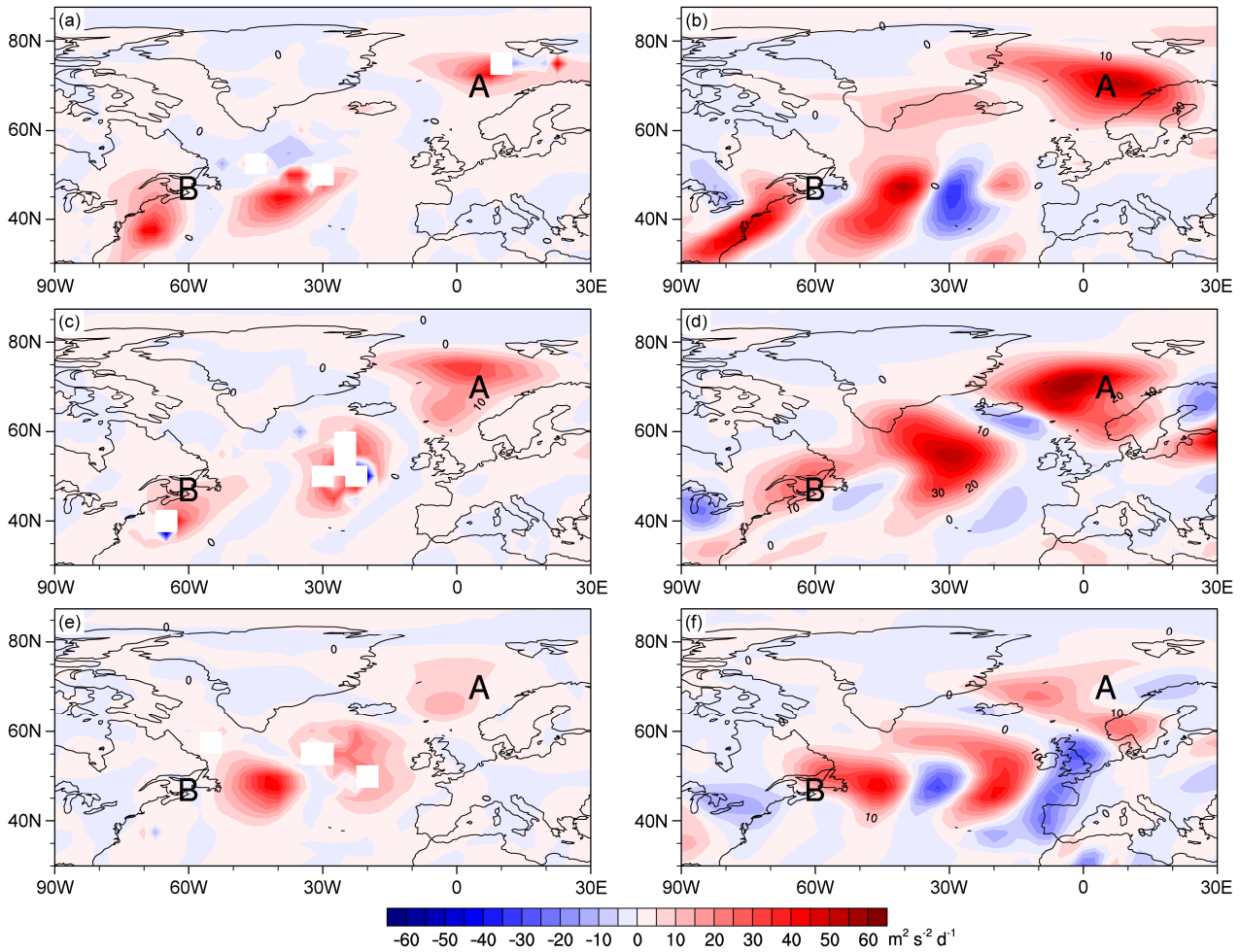


图 7 2013 年 12 月（a、b）14 日、（c、d）16 日、（e、f）18 日平均有效位能向涡动有效位能的斜压转换项 $C(A_m, A_e)$ 在风暴轴上、下层的分布：（a、c、e）对流层低层 1000～700 hPa 平均；（b、d、f）对流层上层 500～200 hPa 平均

Fig. 7 Distributions of conversion terms from mean available potential energy to eddy available potential energy $C(A_m, A_e)$ distribution : (a, c, e) Averaged in the lower troposphere (1000−700 hPa); (b, d, f) averaged in the upper layer of troposphere (500−200 hPa)

正压转换在扰动发展中起能量耗散作用，这一结论与前人（Jiang et al.，2013；孙照渤和朱伟军，2000）的结论一致。然而，前人往往将风暴轴上、下层视为一个整体，因而忽略了正压转换项对风暴轴下层的作用其实与上层刚好相反。本文通过将上、下层分离，发现下层正压转换项为正值，且数值较大，并且位置刚好对应涡动动能极大值区域（图 8），为下层涡动能量向极区域增强的重要来源，因此，这也是涡动能量在上、下层出现显著差异的主要原因之一。

图 10 表明非地转位势通量散度 $-\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$ 在风暴轴上、下层分布一致，且上层较强，极值出现在 B 区附近以东，且能量呈波列形式沿着 500 hPa 引导气流向风暴轴下游传播，延伸到 A 区，波动能量减弱，并该项能量的量级约为斜压项的 3 倍（图 10，图 6a），因此，对该项对北大西洋风暴轴上游 B 区域的维持具有重要作用，A 区次之。前人大量研究也表明非地转位势通量向“下游频散效应”可以触发斜压不稳定较弱的区域涡旋的维持和发展（Chang and Orlanski，1993；Lee and Mak，1995；Simmons and Hoskins，1978；曾鼎文等，2015；朱伟军和孙照渤，1999）。

然而，正因为散度项是以波列的形式传播，且从图 10 可以看出周期短，传播快，使得此项对总能量的贡献不稳定，出现较大的每日差异，对于同一天，A、B 区域处于波列不同位相时，将会导致该项对 EKE 的相反贡献，如 14 日 B 区位于波动正位相，通量散度 $-\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$ 对风暴轴上层提供能量，

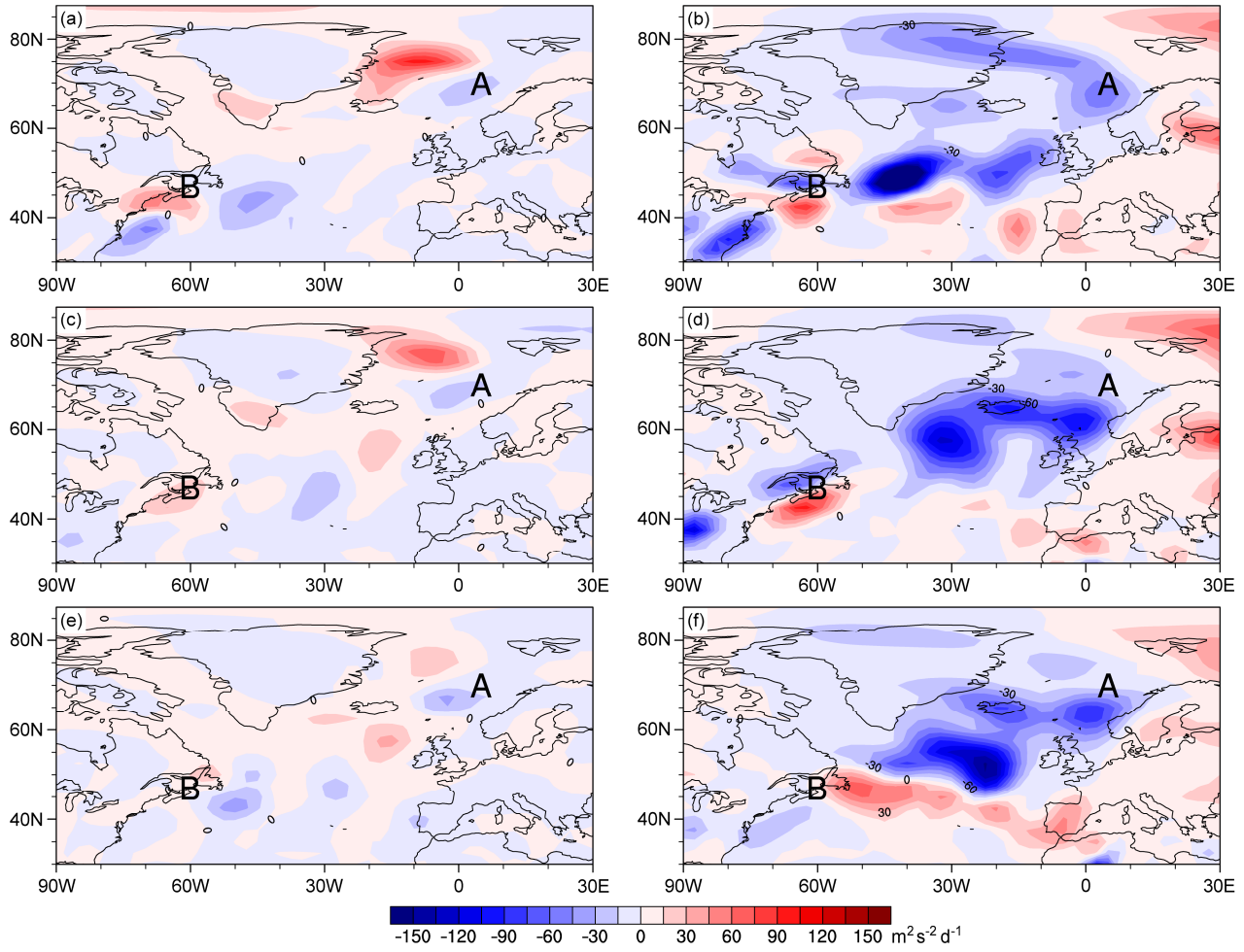


图 8　同图 7，但为平均动能向涡动动能的的正压转换项 $C(K_m,K_e)$ 在风暴轴上、下层的分布

Fig. 8　Same as Fig. 7, but for the conversion term from mean kinetic energy to eddy kinetic energy $C(K_m,K_e)$

而 16 日，A 区位于波动负位相，通量散度对风暴轴上层为负贡献，18 日，A 区附近又变为正位相。因此，该项对风暴轴上、下游 EKE 起到明显的调制作用，并且上、下层波动的位相不一致。

综上所述，就上、下层对比而言，平均动能向涡动动能的正压转换能量 $C(K_m,K_e)$ 对高低空作用相反，是导致天气尺度涡动动能 EKE 和风暴轴在高低空分布不一致的主要原因。另外，平均有效位能向涡动有效位能的斜压转换能量 $C(A_m,A_e)$ 和涡动非地转位势通量散度项 $-\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$ 为风暴轴上、下层能量 EKE 的主要来源，且各项上层能量大于下层，因此，风暴轴能量总是集中在上层。其中，散度项 $-\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$ 为波列的形成传播，对不同区域的能量起到调制作用，这可能也是风暴轴中心出现东－西向摆动的原因。

就扰动极大值空间分布而言，本文扰动发展过程中，风暴轴下层中心出现在 A 区的原因为：斜压转换 $C(A_m,A_e)$，正压转换 $C(K_m,K_e)$ 和散度项 $-\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$ 的极大值在下层出现在该区域，共同提供能量。风暴轴上层中心出现在 B 区的原因为：斜压转换 $C(A_m,A_e)$ 和散度项 $-\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$ 的共同作用，而正压转换 $C(K_m,K_e)$ 在上层 A 区为负，导致上层风暴轴 A 区能量耗散，因而中心只存在于 B 区。

5　结论与讨论

本文通过对不同高度位势高度场 2.5～6 天滤波，得出其方差极大值带，用以表示风暴轴的位置。前冬时期（11 月、12 月、1 月）气候态平均后的北

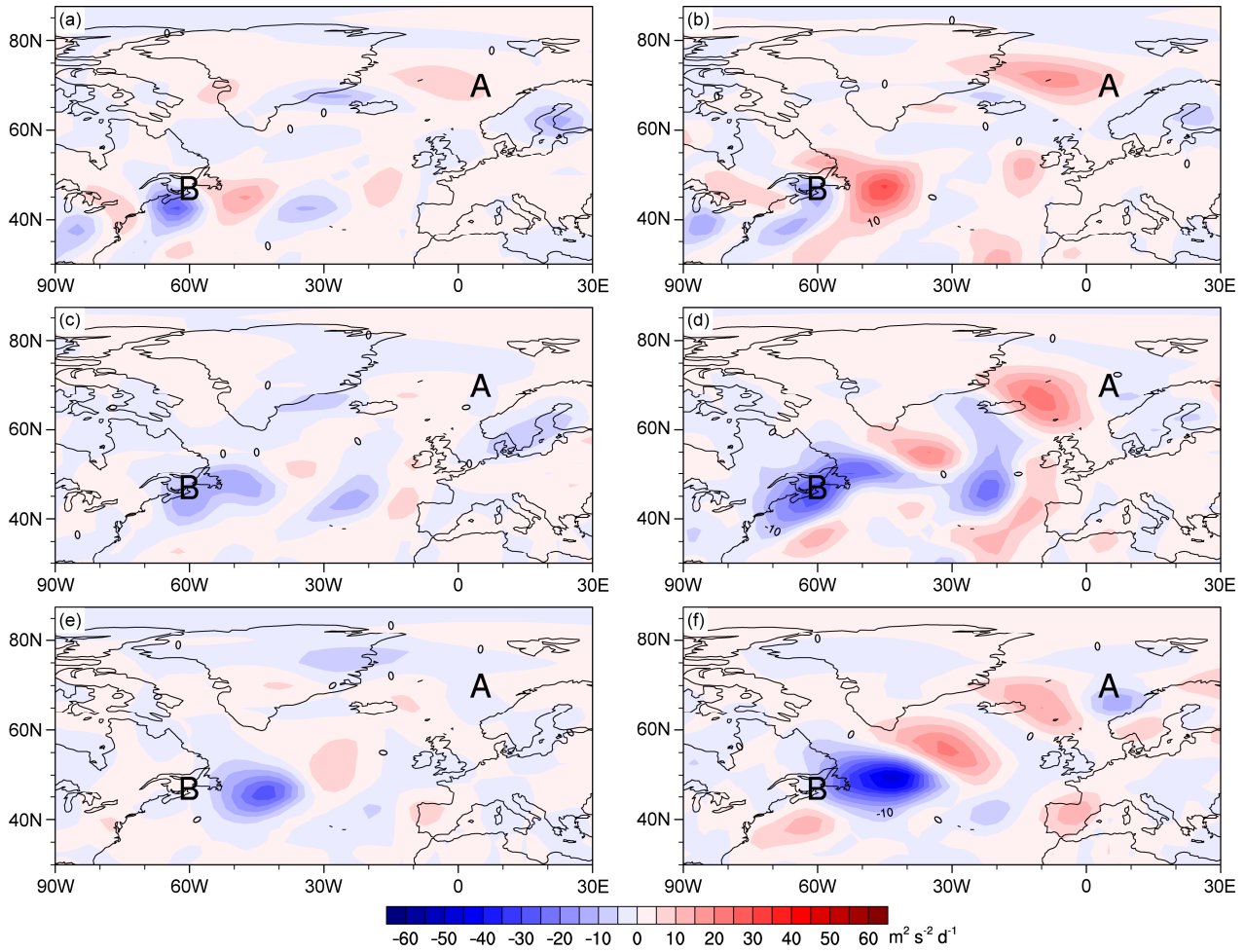


图 9 同图 7，但为涡动有效位能与涡动动能的斜压转换项 $C(A_e, K_e)$ 在风暴轴上、下层的分布

Fig. 9 Same as Fig 7, but for the conversion term from mean available potential energy to eddy kinetic energy $C(A_e, K_e)$

大西洋风暴轴低层表现为东部北抬，呈东北—西南分布，有两个极大值中心，分别位于北美东岸（45°N、60°W）和冰岛（65°N、20°W）附近。之后，对北大西洋风暴轴不同层分别做 EOF 分解，发现上、下层空间分布型中，风暴轴位置差异巨大。对流层的低层（1000 hPa 和 850 hPa）的中心靠近极地（B 区），而对流层上层（500 hPa 和 300 hPa）的中心靠近北美沿岸（A 区）。结合时间序列，对不同层数的 PC1 分别做相关，发现低层 1000 hPa 和 850 hPa PC1 表现为显著相关，上层 500 hPa 和 300 hPa PC1 显著相关。说明风暴轴低层和上层分别为整层一致的变化，且上、下两层变化差异巨大。

接下来，从涡动动能方程出发，通过诊断分析平均能量与涡动能量之间的转换，不同类型涡动能量之间的转换和涡动非地转位势通量散度项，解释天气尺度扰动能量在高低空分布不一致的原因。考虑到月平均后的能量演变可能对具体涡动的能量演变有所削弱，文中选择一次北大西洋扰动向极移动过程进行分析。结果表明：该扰动的移动与 500 hPa 高空槽的移动有关，其位置对应高低空涡动能量极大值区域。分析构成涡动动能转化方程中的各项，得到：（1）上、下层扰动动能的主要来源于平均有效位能向涡动有效位能的斜压转换项 $C(A_m, A_e)$，且上层斜压转换项数值远大于下层。（2）平均动能向涡动动能的正压转换项 $C(K_m, K_e)$ 对风暴轴上、下层扰动发展所起作用相反：上层正压转换项为负，在扰动发展中起能量耗散作用；而下层正压转换项为正值，且数值较大，并且位置刚好对应涡动动能极大值区域，为风暴轴下层涡动能量向极增强的重要来源，因此，这也是涡动能量在上、

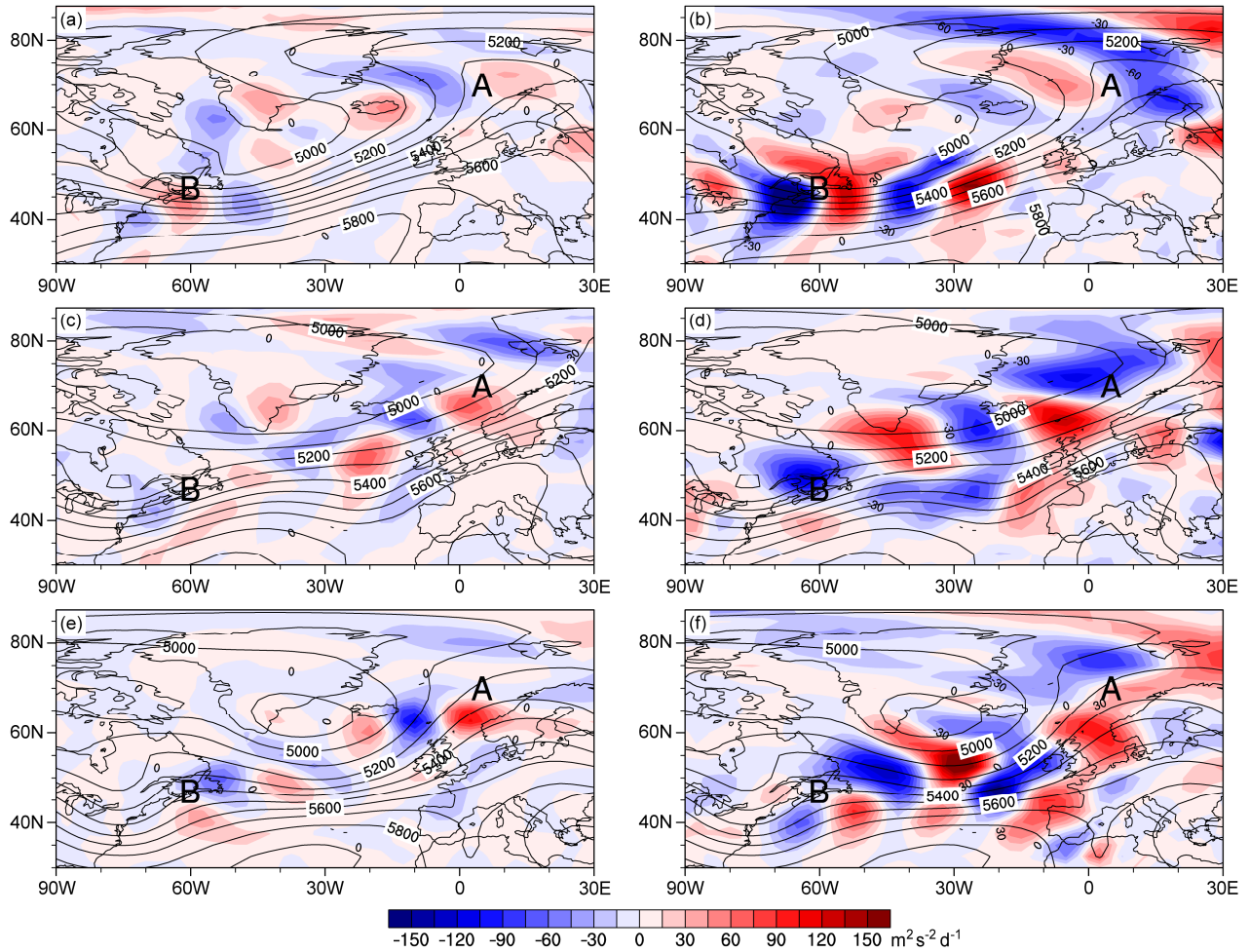


图 10　2013 年 12 月（a、b）14 日、（c、d）16 日、（e、f）18 日涡动非地转位势通量散度项 $-\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$（填色）在风暴轴上、下层的分布，等值线为 500 hPa 位势高度场（单位：gpm）：（a、c、e）对流层低层 1000～700 hPa 平均；（b、d、f）对流层上层 500～200 hPa 平均

Fig. 10　Distributions of the divergence of ageostrophic geopotential flux $-\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$ and geopotential height at 500 hPa (contours, units: gpm): (a, c, e) Averaged in the lower troposphere (1000−700 hPa); (b, d, f) averaged in the upper layer of troposphere (500−200 hPa)

下层出现显著差异的主要原因，从而解释了北大西洋风暴轴下层与上层出现相反的空间分布型。前人往往将风暴轴上、下层视为一个整体，因而忽略了正压转换项对风暴轴上、下层的相反作用。（3）非地转位势通量散度 $-\nabla\cdot(\boldsymbol{v}'\Phi')$ 能量呈波列形式沿着 500 hPa 引导气流向风暴轴下游传播，该项能量的量级约为斜压项的三倍，该波列位相的分布对风暴轴上、下层能量的分布起到调制作用，且上层大于下层。综上，（1）、（2）、（3）为风暴轴下层涡动能量维持的原因，（1）、（3）为风暴轴上层涡动能量维持的原因，且从涡动能量收支上解释了风暴轴的主体出现在上层的原因。

前人大量研究和得到广泛认可的风暴轴维持机制为正压和斜压转换项，以及非地转位势通量项，平流项会被忽略。因此，本文的能量分析侧重于正压和斜压转换项。此外，本文仅对一个典型个例开展了分析，今后将开展更多的个例研究，并对多个个例进行比较、合成分析。

参考文献（References）

Bengtsson L, Hodges K I, Roeckner E. 2006. Storm tracks and climate change [J]. J. Climate, 19 (15): 3518–3543, doi: 10.1175/JCLI3815.1.

Blackmon M, L. 1976. A climatological spectral study of the 500 mb geopotential height of the Northern Hemisphere [J]. J. Atmos. Sci., 33 (1): 1607–1623, doi: 10.1175/1520-0469(1976)033<1607: ACSSOT>2.0.CO; 2.

Blackmon M L, Lee Y H, Wallace J M. 1984a. Horizontal structure of 500 mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales [J]. J. Atmos. Sci., 41 (6): 961–980, doi: 0.1175/1520-0469(1984)041<0961:

HSOMHF>2.0.CO;2.

Blackmon M L, Lee Y H, Wallace J M, et al. 1984b. Time variation of 500 mb height fluctuations with long intermediate and short time scales as deduced from lag-correlation statistics [J]. J. Atmos. Sci., 41 (6): 981–991, doi: 10.1175/1520-0469(1984)041<0981:TVOMHF>2.0.CO;2.

Chang E K M, Orlanski I. 1993. On the dynamics of a storm track[J]. J. Atmos. Sci., 50 (7): 999–1015, doi: 10.1175/1520-0469(1993)050<0999:OTDOAS>2.0.CO;2.

邓兴秀, 孙照渤. 1994. 北半球风暴轴的时间演变特征 [J]. 南京气象学院学报, 17 (2): 165–170. Deng Xingxiu, Sun Zhaobo. 1994. Characteristics of temporal evolution of northern storm tracks [J]. Journal of Nanjing Institute of Meteorology, 17 (2): 165–170.

Deser C, Walsh J E, Timlin M S. 2000. Arctic sea ice variability in the context of recent atmospheric circulation trends[J]. J. Climate, 13 (3): 617–633, doi: 10.1175/1520-0442(2000)013<0617:ASIVIT>2.0.CO;2.

Frederiksen C S, Frederiksen J S. 1993. Monsoon disturbances, intraseasonal oscillations, teleconnection patterns, blocking and storm tracks of the global atmosphere during January 1979: Linear theory [J]. J. Atmos. Sci., 50 (10): 1349–1372, doi: 10.1175/1520-0469 (1993)050<1349:MDIOTP>2.0.CO;2.

Hakim G J. 2002. Developing wave packets in the north pacific storm track [J]. Mon. Wea. Rev., 131 (11): 2824–2837, doi: 10.1175/1520-0493(2003)131<2824:DWPITN>2.0.CO;2.

Hoskins B J, James I N, White G H. 1983. The shape, propagation and mean flow interaction of large-scale weather systems [J]. J. Atmos. Sci., 40 (7): 1595–1612, doi: 10.1175/1520-0469(1983)040<1595:TSPAMF>2.0.CO;2.

Hoskins B J, Valdes P J. 1990. On the existence of storm-tracks [J]. J. Atmos. Sci., 47 (5): 1854–1864, doi:10.1175/1520-0469(1990)047<1854:OTEOST>2.0.CO;2.

Illari L, Marshall J C. 1983. On the interpretation of eddy fluxes during a blocking episode [J]. J. Atmos. Sci., 40 (9): 2232–2242, doi:10.1175/1520-0469(1983)040<2232:OTIOEF>2.0.CO;2.

Jiang T Y, Deng Y, Li W H. 2013. Local kinetic energy budget of high-frequency and intermediate-frequency eddies: Winter climatology and interannual variability [J]. Climate Dyn., 41: 961–976, doi: 10.1007/s00382-013-1684-1.

Lau N C. 1978. On the three-dimensional structure of the observed transient eddy statistics of the northern Hemisphere wintertime circulation [J]. J. Atmos. Sci., 35 (10): 1854–1864, doi: 10.1175/1520- 0469(1978)035<1900:OTTDSO>2.0.CO;2.

Lee S. 1995. Linear modes and storm tracks in a two-level primitive equation model [J]. J. Atmos. Sci., 52 (11): 1841–1862, doi: 10.1175/1520-0469(1995)052<1841:LMASTI>2.0.CO;2.

Lee W J, Mak M. 1995. Dynamics of storm tracks: A linear instability perspective [J]. J. Atmos. Sci., 52 (6): 697–723, doi: 10.1175/1520-0469(1995)052<0697:DOSTAL>2.0.CO;2.

Luo D H, Diao Y N, Feldstein SB. 2011. The variability of the atlantic storm track and the north atlantic oscillation: a link between intraseasonal and interannual variability [J]. J. Atmos. Sci., 68 (3): 577–601, doi: 10.1175/2010JAS3579.1.

Nakamura H, Nakamura M, Anderson J L. 1997. The role of high-and low-frequency dynamics in blocking formation [J]. Mon. Wea. Rev., 125 (9): 2074–2093, doi: 10.1175/1520-0493(1997)125<2074:TROHAL>2.0.CO;2.

Orlanski I. 1997. Poleward deflection of storm tracks J]. J. Atmos. Sci., 55 16): 2577–2602, doi: 0.1175/1520-0469(1998)055<2577:DOST>2.0.CO;2.

Orlanski I, Gross B. 1999. The life cycle of baroclinic eddies in a storm track environment [J]. J. Atmos. Sci., 57 (21): 3498–3513, doi: 10.1175/1520-0469(2000)057<3498:TLCOBE>2.0.CO;2.

Orlanski I, Katzfey J. 1990. The life cycle of a cyclone wave in the Southern Hemisphere. Part 1: Eddy energy buget [J]. J. Atmos. Sci., 48 (17): 1972–1998, doi:10.1175/1520-0469(1991)048<1972:TLCOAC>2.0.CO;2.

Overland J E, Pease C H. 1982. Cyclone climatology of the Bering Sea and its relation to sea ice extent [J]. Mon. Wea. Rev., 110 (1): 5–13, doi: 10.1175/1520-0493(1982)110<0005:CCOTBS>2.0.CO;2.

Simmons A J, Hoskins B J. 1978. The life cycles of some nonlinear baroclinic waves [J]. J. Atmos. Sci., 85 (3): 441–452, doi: 10.1175/1520-0469(1978)035<0414:TLCOSN>2.0.CO;2.

孙照渤, 朱伟军. 2000. 冬季北半球风暴轴能量演变的个例分析 [J]. 南京气象学院学报, 23 (2): 147–155. Sun Zhaobo, Zhu Weijun. 2000. A case study of energy temporal variation for synoptic disturbances over the northern winter storm track [J]. Journal of Nanjing Institute of Meteorology, 23 (2): 147–155, doi: 10.3969/j.issn.1674-7097.2000.02.001.

曾鼎文, 朱伟军, 李耀辉, 等. 2015. 冬季北大西洋风暴轴的东西变化及其能量诊断 [J]. 气象科学, 35 (6): 692–700. Zeng Dingwen, Zhu Weijun, Li Yaohui, et al. 2015. Zonal variations and its energy budget analysis of North Atlantic storm track in winter [J]. Journal of the Meteorological Sciences, 35 (6): 692–700, doi: 10.3969/2014jms.0075.

朱伟军, 孙照渤. 1999. 风暴轴的研究[J]. 南京气象学院学报, 22 (1): 121–127. Zhu Weijun, Sun Zhaobo. 1999. A review on storm track research [J]. Journal of Nanjing Institute of Meteorology, 22 (1): 121– 127.

朱伟军, 孙照勃. 2001. 涡动非地转位势通量对风暴轴维持的影响 [J]. 大气科学, 25 (1): 71–78. Zhu Weijun, Sun Zhaobo. 2001. Effects of eddy ageostrophic geopotential fluxes on the maintenance of storm tracks [J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences, 25 (1): 71–78, doi: 10.3878/j.issn.1006-9895.2001.01.07.