

位涡源汇和位涡环流及其天气气候意义

吴国雄^{1,2}, 刘屹岷^{1,2}, 毛江玉¹, 何编^{1,2}, 包庆^{1,2},

谢永坤³, 生宸^{1*}, 马婷婷¹, 李言蹊^{1,2}

1 中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点
实验室(LASG), 北京, 100029

2 中国科学院大学, 北京, 100049

3 兰州大学西部生态安全协同创新中心, 兰州, 730000

收稿日期 2023-06-05; 网络预出版日期

作者简介: 吴国雄, 男, 1943 年生, 博士, 研究员, 主要从事天气气候动力学研究。E-mail: gxwu@lasg.iap.ac.cn

通讯作者: 生宸, E-mail: shengchen@lasg.iap.ac.cn

资助项目: 国家自然科学基金(92037000, 42288101, 42122035), 中国科学院特别研究助理资助项目(2022000242)

Funded by: National Natural Science Foundation of China (92037000, 42288101, 42122035), Chinese Academy of Science Special Research Assistant project (2022000242)

摘要

在扼要回顾地表位涡研究进展的基础上,本文介绍了复杂地形下的位涡及位涡制造的计算及近年来关于位涡源汇和位涡环流的研究进展,侧重介绍青藏高原表层位涡的特殊性及其对天气气候的重要影响。阐明对于绝热和无摩擦大气运动,由于位涡本身的结构重组(位涡重构)可以引起垂直涡度的发展,在夏季可以激发高原涡形成,冬季使青藏高原东部成为重要的表面涡源。基于导得的包括非绝热加热作用的、与等熵面的位移相联系的垂直运动(ω_D)方程,进一步阐明青藏高原制造的正位涡沿西风气流东传会引起下游地区低空气旋性涡度、偏南风、和上升运动发展,导致位涡平流随高度增加,激发极端天气气候事件发生发展。指出青藏高原地表加热和云底的潜热释放的日变化显著地影响着地表层位涡的日变化,导致青藏高原的低涡降水系统多在午后至夜间发生发展。证明与传统的青藏高原感热加热指数相比,青藏高原地表层位涡指数能够更好地刻画关于降水的季节变化,与亚洲夏季风降水相关更密切。

本文还简单介绍了位涡环流(PVC)的概念。指出由于区域边界面的PVC的辐散辐合的变化直接与区域位涡的变化相关联,为保持北半球位涡总量的相对稳定,跨赤道面上的PVC变化与地表PVC的变化必须相互补充,因此跨赤道面上的位涡环流的变化可以成为监测近地表气候变化的窗口。近赤道的海气相互作用能够直接造成沿赤道垂直面上的纬向风垂直切变的变化,激发跨赤道位涡环流异常,从而通过大气内部PVC的变化和青藏高原的调控影响北半球近地表的气候变化。结果表明位涡环流分析为建立热带和热带外大气环流变化的联系开辟了新的蹊径,有着广阔的应用前景。

关键词: 位涡源汇, 位涡环流, 青藏高原, 极端天气事件

文章编号 2023319C

文献标识码 doi:10.3878/j.issn.1006-9895.2306.23319

**Potential vorticity source, potential vorticity circulation
and their weather and climatic significance**

WU Guoxiong^{1,2}, LIU Yimin^{1,2}, MAO Jiangyu¹, HE Bian^{1,2}, BAO Qing^{1,2},
XIE Yongkun³, SHENG Chen^{1*}, MA Tingting¹, LI Yanxi^{1,2}

1 State Key Laboratory of Numerical Modelling for Atmospheric Sciences and
Geophysical Fluid Dynamics (LASG), Institute of Atmospheric Physics, Chinese
Academy of Sciences, Beijing

2 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing

3 Collaborative Innovation Center for Western Ecological Safety, Lanzhou
University, Lanzhou

Abstract

Based on a brief review of the research progress of surface potential vorticity, this paper introduces the calculation of potential vorticity and its generation on complex terrain, and the research progress on the source of potential vorticity and potential vorticity circulation in recent years, focusing on the particularity of the surface potential vorticity on the Tibetan Plateau and its important influence on weather and climate. It is clarified that for adiabatic and frictionless atmospheric motion, the structural recombination of the potential vorticity itself (potential vorticity reconstruction) can cause the development of vertical vorticity, which can excite the formation of plateau vortex in summer and make the eastern part of the plateau an important source of surface vorticity in winter. Based on the derived equation for the vertical motion associated with isentropic displacement (ω_D) which includes the impact of diabatic heating, it is further demonstrated that the eastward propagation of the positive vorticity generated on the Tibetan Plateau along the westerly wind will cause the development in the downstream area of cyclonic vorticity, southerly wind, and upward motion in the lower troposphere, resulting in the increase of potential vorticity advection with altitude,

which stimulates the development of extreme weather and climate events. It was pointed out that the diurnal variations of surface heating and latent heat releasing at the cloud bottom over the Tibetan Plateau significantly affect the diurnal variation of the potential vorticity near the surface, resulting in the development of the low-vortex and precipitation system over the Tibetan Plateau from late afternoon to night. It is proved that compared with the traditional surface sensible heating index, the surface potential vorticity index of the Tibetan Plateau can better characterize the seasonal changes of local precipitation, and is more closely related to the Asian summer monsoon precipitation.

The concept of potential vorticity circulation (PVC) is also briefly introduced. It is pointed out that since the change of convergence of PVC across the close boundary of a region is directly related to the change of potential vorticity of the region, in order to maintain the relative stability of the total potential vorticity in the northern hemisphere, the change of PVC on the trans-equatorial plane and the change of surface PVC must complement each other, so the change of the potential vorticity circulation on the trans-equatorial plane can be considered a window for monitoring near-surface climate change. The near-equatorial air-sea interaction can directly cause the change of vertical shear of the zonal wind on the vertical plane along the equator, stimulating the trans-equatorial PVC anomaly, and thus affect the climate change near the surface of the northern hemisphere through the change of PVC in the atmosphere and the regulation of the Tibetan Plateau. The analysis shows that PVC analysis opens up a new way for establishing the link between tropical and extra-tropical atmospheric circulation changes, and has broad application prospects.

Key Words: Source of potential vorticity, potential vorticity circulation, Tibetan Plateau, extreme weather event.

91 1 引言

92 气候系统由大气圈、水圈、岩石圈、冰雪圈和生物圈五大圈层组成。太阳辐
93 射是导致气候变化和大气运动的最终能源,但直接驱动大气运动的能源约三分之
94 二来自下垫面。大气水汽的 85%集中在近地表约三公里以下。圈层之间的相互
95 作用是气候系统中的基本物理过程。一方面,发生在海陆气界面上的能量、动量
96 和水分交换过程是气候变化的最直接的驱动力;另一方面,影响上述交换过程的
97 海陆气相互作用又受到大气环流的调控。简言之,大气环流以及发生在地球表面
98 上的多圈层交换过程是驱动气候系统变化的决定性因素。

99 从位涡动力学来看,驱动大气环流的位涡 (potential vorticity, PV) 源汇位于
100 地表。上世纪中叶发展起来的位涡理论 (如 Rossby, 1940; Ertel, 1942) 不仅揭示
101 了地球涡动环流变异和天气发展的联系,还展现了海陆气相互作用的许多特征。
102 由于位涡理论的推导源自控制大气和海洋运动的基本方程组,许多地球流体问题
103 都可以用位涡动力学加以描述 (如 Hoskins et al., 1985)。传统认为,短期天气过
104 程主要是一个初值问题,长期天气过程则是一个包括加热耗散的边值问题。其实
105 短期和长期天气过程并没有严格的界限。从位涡一位温 (PV- θ) 的观点来看
106 (Hoskins, 1991), 边界条件对天气问题也非常重要。这是因为近地表的平流、
107 加热和摩擦过程、以及斜压过程的异常能够迅速地影响大气环流的变化,乃至激
108 发出激烈天气过程。在存在地形的区域,表面过程更为复杂,其对激烈天气气候
109 事件的发生发展的影响更具有特殊性。青藏高原本身就是位涡的重要源区,发生
110 在青藏高原及其周边的位涡制造不仅对长期天气过程有重要影响,对短期天气过
111 程的影响也毋庸置疑。

112 自从上世纪 80 年代对经典的位涡理论的回顾和推广 (Hoskins et al., 1985)
113 以来,位涡动力学得到广泛应用。特别是当使用等熵坐标系时,流体的动力过程
114 变得简单明了 (Haynes and McIntyre, 1987, 1990)。Johnson (1989) 就利用等熵
115 分析对全球季风环流的激发和维持进行了深入系统地阐述。这是由于 PV 变化方
116 程是一个 PV 通量的散度方程, PV 在一个等熵面 θ 上的总变化由位涡通量在其
117 边界的法向分量沿着边界的线积分确定。而该等熵面与地面的交线就是其边界线,
118 因此地表状况对大气环流变化能够施加直接影响。然而,由于其地表边界条件是

非齐次的，因此对于受地表条件影响显著的流体过程来说，其位涡动力过程就显得十分复杂。

自从上世纪末以来，诸多学者首先对纬向对称的边界问题开展了深入的研讨，取得了一系列重要进展。Held and Schneider（1999）通过等熵面的纬向平均动量收支去分析等熵面纬向平均质量环流，发现存在于大气质量环流中的上部向极支是连续不间断的；而位于近地层的下部向赤道支则常常受地表面影响而中断，而且该下部向赤道支的大部分发生在一个比纬向平均地表位温还要低的等熵层中。他们指出在一个气候平衡态中，近地面向赤道的平均质量流必须平衡大气中位涡所驱动的向极质量流，这时近地面向极的热通量必须为大气中向赤道的涡动位涡通量所平衡。他们引进了一个“修正余差环流”，其流线在地表闭合，近地表的向赤道流就能够平流温度场。该向赤道的近地表冷平流与近地层逆温层的形成有关，并诱发地表向上的非绝热加热。

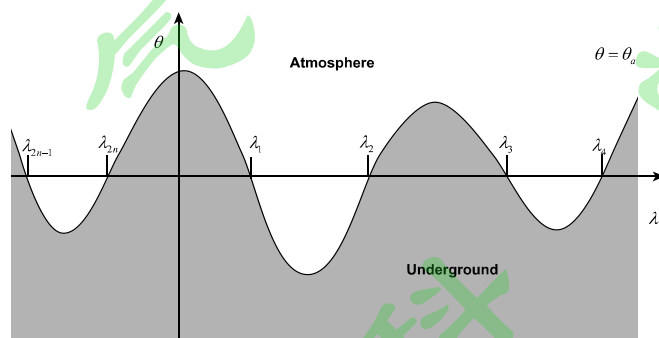


图 1 在经度-位温 (λ, θ) 坐标中大气底部的波状表面等熵面 θ_z 随经度的分布。 λ_j 表示等熵面和地表面的交点 $(j=1, 2, \dots, 2n)$ 。

Fig 1. The undulating bottom surface of the atmosphere shown in the longitude-potential temperature (λ, θ) plane. Intersections between the isentrope θ and the earth's surface are labelled $\lambda_j, j = 1, 2, 3, \dots, 2n$.

Koh and Plumb（2004）则把位涡通量和角动量输送联系在一起。他们还根据纬度 ϕ 处的最大位温 $\theta_{\max(\phi, t)}$ 和最小位温 $\theta_{\min(\phi, t)}$ （图 1）定义“表面带(surface zone)”为

$$\theta_{\min(\phi, t)} \leq \theta \leq \theta_{\max(\phi, t)}$$

证明近地面的向赤道平均环流是由等熵面上向东的表面形式应力（图 2）所驱动的，也就是说近地面的向赤道流在动力上是由向东的表面形式应力和向西的科氏

力之间的平衡所驱动的,而这个向东应力的存在与表面的向极位温通量紧密相关。

据此,在厚度为 ε 的边界层中对向赤道的质量通量积分就得到

$$\int_0^\varepsilon \rho_0 dz = -\frac{\rho_0}{\theta_0} \overline{v'\theta'}$$

它意味着表面带中逆着表面的赤道—极地温度梯度向极的涡动热输送在近地面强迫出近地面的向赤道的、以密度为权重的质量流。这等于说, θ 坐标中表面带内向赤道的平均流的驱动力主要是来自因地表面波状分布而产生的表面形式应力。他们还证明对流层自由大气中与向极质量通量相联系的涡动位温通量受到表面带中热通量的制约,也就是受到表面位温梯度的制约。这样就把表面带中的涡动热输送与大气运动中的环流紧密地联系在一起了。

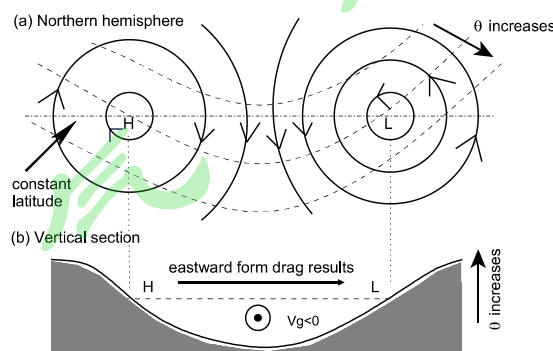


图 2 (a) 北半球中纬度的一组气旋-反气旋对,带箭头的流线表示地转风,虚线为地表等熵线。(b) 在 θ 坐标中沿恒定纬度((a)中虚线)的地球表面的垂直剖面分布,粗箭头表示向东的形式应力。

Fig 2. (a) A surface cyclone-anticyclone pair in northern midlatitudes, where geostrophic winds are indicated by arrows and surface isentropes are represented by dashed contours; (b) earth's surface in a vertical cross-section at a constant latitude (dash-dot line in (a)) in θ -coordinates.

Scheider et al. (2003) 则提出了“广义位涡”的概念,它等于通常的位涡加上奇异地表位涡,从而可以用简单的齐次边条件去取代原来的复杂的非齐次边条件。他们得到的广义位涡解 P_g 等于原来的位涡 P 加上由边界面强迫产生的附加位涡 P_s ,由此可见地表强迫对大气内部运动影响的重要性。

尽管纬向平均位涡方程的求解问题取得了一定进展,但是三维空间位涡方程的位涡的边界源汇问题仍然面临挑战。这是由于尽管等熵位涡的概念简单明了,但是等熵面与地面的交线随时而变,等熵面与地面的交角也各处不同,而且在近地面十分陡立的等熵面上进行水平差分的计算的误差很大(例如当等熵面南北倾斜很大时,计算涡度项 $\Delta u / \Delta y$ 中的西风风速 u 会位于不同的高度,导致 $\Delta u / \Delta y$

的值比气压坐标水平面上的相应值大一个量级)。此外,传统的位涡收支方程用到的是位涡通量($\bar{J}$)的辐散,而位涡通量本身可以是多种表达(Schneider et al., 2003; Egger et al., 2015)。尽管Egger et al. (2015)采用位涡密度(位涡物质)的柱积分得到唯一确定的位涡密度柱积分的趋势,他的计算只能给出特定区域(如 $\theta=285\text{K}$ 所包围的区域)的大气中的总位涡。这样计算得到的总位涡总是在冬季最大,夏季最小,因为冬冷夏暖使得该区域冬天扩大夏天缩小。由于上述等熵面在地面的边界线的时空变异方程复杂,地表的位涡通量及全球/半球总位涡的计算和分析仍然面临重大挑战。

近5年来,在中国科学院前沿科学重点研究项目“位涡源汇模型和全球变暖影响区域气候的新机制”及国家自然科学基金委员会重点研究项目“青藏高原和东亚地表位涡制造对我国东部强降水天气过程的影响”的联合支持下,我们对北半球位涡源汇、位涡环流,及青藏高原及周边地区地表的位涡制造及其对我国东部强降水的影响进行探索,取得了一定进展。本文简要介绍部分结果。第2节介绍位涡源汇的计算及其分布。第3节讨论青藏高原位涡源汇的形成、特征及其对下游天气的影响,包括位涡重构及位涡平流对垂直运动的影响。第4节介绍位涡环流(PV circulation, PVC)和北半球的位涡收支、以及位涡环流对气候异常的影响。讨论和结论在第5节给出。

2. 位涡源汇的计算及其分布

位涡 P 是指单位质量气块的三维绝对涡度矢量($\vec{\zeta}_a$)与位温(θ)梯度的数量积,即

$$P = \rho^{-1} \vec{\zeta}_a \cdot \nabla \theta, \quad (1)$$

其中 ρ 为空气密度。位涡是一个既包含大气动力变量又包括大气热力变量的特殊的物理量。位涡的变化(dP/dt)满足下面的位涡变化方程(Ertel, 1942; Hoskins et al., 1985):

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\partial P}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla P = \rho^{-1} \vec{\zeta}_a \cdot \nabla \dot{\theta} + \rho^{-1} \nabla \times \vec{F} \cdot \nabla \theta, \quad (2)$$

其中 $\vec{V}$ 是风矢, $\vec{F}$ 是摩擦力, $\dot{\theta}$ 是非绝热加热率。上式表明,在绝热无摩擦的封闭系统中,位涡 P 是守恒的。对于短期和超短期天气,摩擦和加热作用通常被

195 略,这时沿着倾斜的等熵面移动的空气块的垂直涡度的发展主要靠位涡从水平向
196 垂直转化(吴国雄等, 1995; Wu and Liu, 1998)。其实,即使对于短期天气过程,
197 非绝热加热也能够影响天气系统,例如高原涡和气旋的强度和移动路径(吴国雄
198 等, 2013)。气候系统是一个开放-耗散系统,(2)式右端包含非绝热加热项和
199 摩擦耗散项,左端则是决定气候变化的位涡源汇项。因此,除短期和超短期过程
200 外,由(2)式给出的位涡方程还是研究气候变化的理想方程。

201 定义位涡物质 W 为(Haynes and McIntyre, 1987, 1990)

$$202 \quad W = \rho P = \bar{\zeta}_a \cdot \nabla \theta, \quad (3)$$

203 则(1)式所定义的位涡 P 可以看成是位涡混合比,即单位空气质量中的位涡物
204 质 W 。这时位涡方程(2)可以简化为

$$205 \quad \frac{dW}{dt} = \frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{V} W = \bar{\zeta}_a \cdot \nabla \dot{\theta} + \nabla \times \bar{F} \cdot \nabla \theta$$

206 或者,

$$207 \quad \frac{\partial W}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[W \bar{V} - (\dot{\theta} \bar{\zeta}_a + \bar{F} \times \nabla \theta) \right] = -\nabla \cdot \bar{J} \quad (4)$$

208 为方便起见,除了特别说明,下面也称 W 为位涡,称方程(4)为位涡方程。其
209 中位涡通量

$$210 \quad \bar{J} = W \bar{V} - (\dot{\theta} \bar{\zeta}_a + \bar{F} \times \nabla \theta). \quad (5)$$

211 在等熵面垂直坐标中,根据定义(3), W 即为绝对涡度

$$212 \quad W = f + \zeta_\theta, \quad (6)$$

213 其中 ζ_θ 是等熵坐标中的垂直相对涡度。这时位涡方程(4)简化为等熵面上的二
214 维方程(Haynes and McIntyre, 1987, 1990)

$$215 \quad \frac{\partial \zeta_\theta}{\partial t} = -\nabla_\theta \cdot \bar{J} = -\nabla_\theta \cdot \left[(f + \zeta_\theta) \bar{V} + \left(\dot{\theta} \frac{\partial \bar{V}}{\partial \theta} - \bar{F} \right) \times \bar{k} \right]. \quad (7)$$

216 对(7)在等熵面 S 上的面积分就得到该面上涡度的制造率 G_θ 。利用高斯定理,
217 G_θ 等于位涡通量 $\bar{J}$ 在 S 边界处的法向分量 $(\bar{J} \cdot \bar{n})$ 沿着 S 的闭合边界线 Γ 的积分

$$218 \quad G_\theta = \int_S \frac{\partial \zeta_\theta}{\partial t} ds = - \int_S \nabla_\theta \cdot \bar{J} ds = - \oint_\Gamma (\bar{J} \cdot \bar{n}) dl, \quad (8)$$

219 于是就可以得到等熵面 θ 上区域 S 范围内的涡度变化。根据 (7) 和 (8)，等熵
220 面 S 上的涡度净制造仅由其边界 Γ 上的绝对涡度通量、非绝热加热和摩擦所决
221 定。当 S 为闭合曲面时， $\Gamma \rightarrow 0$ ， $G_\theta \rightarrow 0$ ，该等熵面 S 上没有涡度净制造。

222 图 3 是地球大气中等熵面的空间分布的示意图：地球大气可分为下部 ($\theta <$
223 300K)、中部 ($300\text{K} < \theta < 390\text{K}$)、和上部 ($\theta \geq 390\text{K}$) 三个部分 (Hoskins, 1991)。
224 根据 (8) 式，上部大气和中部大气中等熵面内的位涡守恒 (Haynes and McIntyre,
225 1987, 1990; Hoskins 1991)，位涡既不能被制造也不能被消灭，只能从一个地区
226 输送到另一个地区；而在下部大气中由于等熵面与地表相交，出现边界线，因此
227 存在位涡的制造或耗散，即位涡源汇。理论上，在地球表面沿所有的等熵线 Γ 对
228 (8) 进行积分便可以得到地球表面的总位涡制造。但是如上所述，由于地表等
229 熵面的时空分布变化不断，等熵面与地面的交角也变化不断，这种方法在实际应
230 用中面临的困难较多。

231 另外一种办法是采用柱积分方法。根据 Bretherton and Schär (1993)，式
232 (5) 可以写为

$$233 \quad \vec{J} = \vec{V}_e W = \vec{V} W - \vec{\zeta}_a \dot{\theta} - \vec{F} \times \nabla \theta, \quad (9)$$

234 其中有效速度 (effective velocity) $\vec{V}_e = \vec{J} / W = \vec{V} - (\vec{\zeta}_a \dot{\theta} + \vec{F} \times \nabla \theta) / W$ 。由于

$$235 \quad \frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{V}_e \cdot \nabla \theta \equiv 0,$$

236 有效速度 $\vec{V}_e$ 平行于等熵面。因此，PV 通量 $\vec{J} = \vec{V}_e W$ 只能沿等熵面而不穿越等熵
237 面输送。据此对位涡方程 (4) 从地表到大气顶部的等熵面 θ_T 面 (如 390K 或 380K)
238 进行积分，并利用高斯公式，可得

$$239 \quad \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\text{global}} W dv = - \iiint_{\text{global}} \nabla \cdot (\vec{J}) dv = - \iint_{\text{global_surface}} \vec{J} \cdot \vec{ds}. \quad (10)$$

240 上式表明，被等熵面 θ_T 面所覆盖的大气其位涡的源汇位于地表。

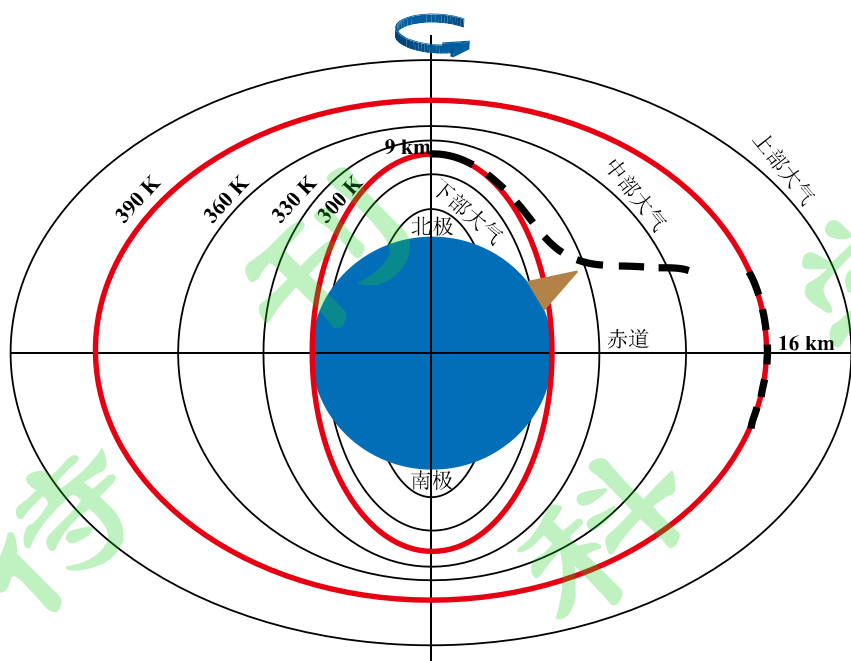


图 3 大气中等熵面（单位：K）分布和上部大气、中部大气、下部大气的区域示意图。粗断线为位涡等于 2 PVU 的动力对流层顶。（1 PVU = $10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ）（改编自 Hoskins, 1991；吴国雄, 2016¹；Sheng et al., 2021）

Fig. 3 Schematic distributions of isentropic surfaces (unit: K) and the upper-level, middle-level, and lower-level atmosphere. The bold dash line indicates the dynamic tropopause with PV equals to 2 PVU. (1 PVU = $10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$). (Adapted from Hoskins, 1991; Wu, 2016¹; Sheng et al., 2022)

对位涡收支方程（4）各项从地面（ E_s ，最低模式层）到动力对流层顶（ $PV=2PVU$ ；1 PVU = $10^{-6} \text{ K m}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ）积分可以揭示不同因子对位涡源汇/变化的不同贡献。图 4 是利用 ERA-Interim 再分析资料（Dee et al., 2011）计算的北半球对流层大气位涡收支方程各项在 1979-2017 年气候平均的分布。如所预期，倾向项比通量项和加热项小两个量级以上，余差项也远小于通量项和绝热项(图略)。位涡收支分析表明，平均而言，非绝热加热所制造的位涡基本上为位涡平流所平衡，从而形成平均气候态。图 4 的一个显著特征是大值区出现在大尺度地形周围，例如青藏高原和落基山脉。无论是冬季还是夏季，大尺度地形的非绝热加热都会制造正的 PV（图 4c, 4f）。因此，大尺度地形的非绝热加热是大气的重

¹ 吴国雄，刘屹岷，2016：中国科学院前沿科学重点研究项目“位涡源汇模型和全球变暖影响区域气候的新机制”申请书

259 陆地和海洋的热力对比有关，冬季（图 4f）比夏季（图 4c）更明显。对于冬季
 260 （图 4f），非绝热加热在温带海洋和邻近的东海岸地区制造负 PV，在陆地的其
 261 余区域则制造正 PV。

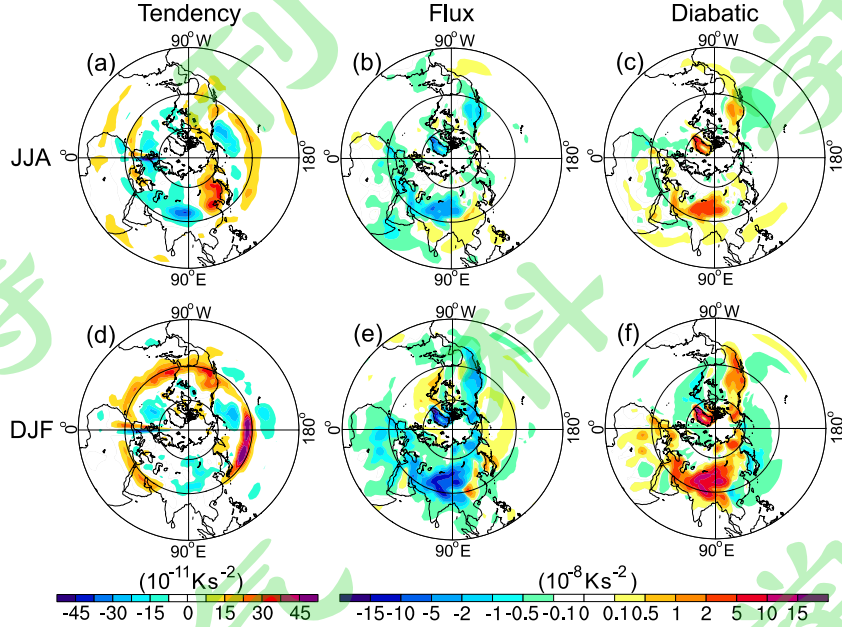


图 4 北半球对流层总位涡 (W) 收支方程各项面积加权柱积分得到的 1979-2017 年平均分

布。(a) 和 (d) 是倾向项 $\int_{Es}^{2PVU} \partial_t(W) dz \cdot \cos \phi$ ；(b) 和 (e) 是通量项

$-\int_{Es}^{2PVU} \nabla \cdot (\vec{V}W) dz \cdot \cos \phi$ ；(c) 和 (f) 是绝热项 $\int_{Es}^{2PVU} \nabla \cdot (\dot{\theta} \vec{\zeta}_a) dz \cdot \cos \phi$ 。(a) – (c) 为北半球夏季 6–8 月平均；(d) – (f) 为冬季 12–1 月平均。

Fig. 4 Climate distribution of the area-weighted column-integration of each term in the budget equation of gross PV in the Northern Hemispheric troposphere during 1979-2017. (a) and (d)

is tendency term $\int_{Es}^{2PVU} \partial_t(W) dz \cdot \cos \phi$; (b) and (e) is flux term

$-\int_{Es}^{2PVU} \nabla \cdot (\vec{V}W) dz \cdot \cos \phi$; (c) and (f) is diabatic term $\int_{Es}^{2PVU} \nabla \cdot (\dot{\theta} \vec{\zeta}_a) dz \cdot \cos \phi$. (a)

– (c) represent boreal summer (June–August) mean; (d) – (f) represent boreal winter (December–January) mean.

3. 青藏高原表层位涡、位涡源汇、及其对天气气候的影响

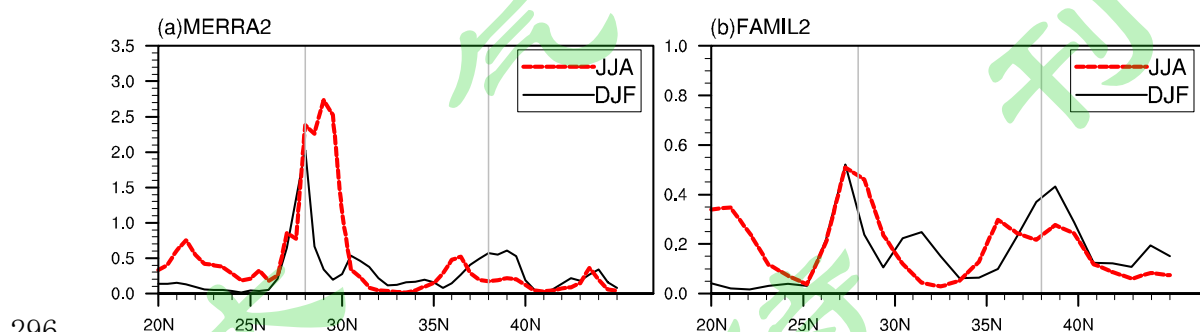
3.1 青藏高原表层位涡

青藏高原是世界上最为高大的高原，其巨大的热力作用能够制造大气位涡，影响区域和下游的天气气候。由于高大的地形附近低层的等压面和等熵面与地表

277 相交，传统在等压面或者等熵面上计算 PV 和 PV 收支方程的方法很难用于计算
 278 高原地表 PV 及其收支。由于大多数大气环流模式和再分析资料采用混合 σ - p 坐
 279 标，在地形追随坐标系下计算 PV 的方案（Cao and Xu, 2011）也没有普适性。目
 280 前，仅有 MERRA-2（Gelaro et al., 2017）这一套再分析资料提供地表 PV，但却
 281 忽略了水平项。Sheng et al.（2021）首先证明位涡和位涡方程的垂直坐标不依赖
 282 性；然后通过广义坐标变换，建立混合 σ - p 坐标下包括垂直项和水平项的 Ertel
 283 位涡的如下计算方案：

$$284 \quad P_H = \underbrace{g \left[\frac{\partial v}{\partial p} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)_H - \frac{\partial u}{\partial p} \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_H \right]}_{PV_horizontal} - \underbrace{g \left[f + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_H - \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_H \right] \frac{\partial \theta}{\partial p}}_{PV_vertical}, \quad (11)$$

285 其中 g 为重力加速度， p 表示气压， θ 表示位温， f 为科氏参数。下标 H 表示利
 286 用混合 σ - p 坐标（Hybrid Coordinate）数据进行微分。用上式便可以由再分析资
 287 料或者模式输出结果计算地表位涡。图 5 给出冬夏季沿 85°E – 95°E 平均的横跨青
 288 藏高原中部的地表位涡水平项与垂直项之比的绝对值的经向分布。图 5a 为根据
 289 MERRA-2 再分析资料（1980–2014）计算的结果，可以看到曲线呈双峰结构，分
 290 别出现在青藏高原南北侧斜坡处，其中南侧的峰值远大于北侧。无论是冬季还是
 291 夏季，高原南坡的水平项均为垂直项的 2 倍以上，北坡约为 0.5 倍。从 LASG 的
 292 大气环流模式 FAMIL2（图 5b）计得的结果与 MERRA-2（图 5a）的结果相似，
 293 但量值偏小。这主要是由于 FAMIL2 模式中地形梯度较弱，水平分辨率和垂直分
 294 辨率相对较低（ Δx , Δy 和 Δp 较大）所致。上述结果证明，地表 PV 水平项在陡
 295 峭的青藏高原南北斜坡处十分重要，对天气气候有重要影响。



296
 297 图 5 冬夏季沿 85° – 95°E 平均的横跨青藏高原中部的的地表位涡水平项与垂直项之比的绝
 298 对值的经向分布。(a) MERRA-2 结果；(b) FAMIL2 结果。灰线（ 28°E , 38°E ）表示
 299 高原的南北边界。（引自 Sheng et al., 2021）

Fig. 5 Ratio of the 85°–95°E mean absolute horizontal component of the surface PV to the absolute vertical component. (a) MERRA2 result and (b) FAMIL2 result. Grey lines (28°E, 38°E) indicate the edges of the southern and northern TP slopes. (From Sheng et al., 2021)

3.2 青藏高原位涡重构和高原涡的形成

从位涡变化方程（2）可知，加热和摩擦都能诱发位涡变化；在绝热无摩擦大气中，位涡守恒。由于构成位涡的因子很多，即使在绝热无摩擦大气中，通过大气密度、静力稳定度、斜压性和风的垂直切变的变化，即“位涡重构”，也可以导致大气垂直涡度的发展（Wu et al., 2020）。根据全型涡度方程（Wu and Liu, 1998, 1999）：

$$\frac{d\zeta_v}{dt} + \beta v + (f + \zeta_v) \nabla \cdot \vec{V} = -\frac{1}{\alpha \theta_v^2} \left[\alpha (f + \zeta_v) \theta_v \frac{d\theta_v}{dt} + \theta_v \left(\xi_h \frac{d\theta_h}{dt} + \theta_h \frac{d\xi_h}{dt} \right) \right] + \frac{1}{\theta_v} \vec{\zeta}_a \cdot \nabla \dot{\theta} + \frac{1}{\theta_v} \nabla \theta \cdot \nabla \times \vec{F}. \quad (\theta_v \neq 0) \quad (12)$$

式中 ζ_v 是大气垂直涡度，对于绝热和无摩擦大气运动，静力稳定度 θ_v 的变化、斜压性 θ_h 的变化或风垂直切变（ $\xi_h = \alpha \cdot \partial U / \partial z$ ）的变化均可以由于位涡本身的结构重组而引起垂直涡度的变化。

2016 年夏季，6 月 30 日至 7 月 6 日，长江流域发生了严重的持续性强降水天气过程。由于降雨过多，引发了灾难性洪灾，造成 237 人死亡，93 人失踪，经济损失至少 150 亿人民币，成为中国历史上第二大与天气有关的自然灾害（Zhou et al., 2018; Chen et al., 2020）。马婷等（2020）的分析表明，这次大暴雨的形成可以追溯到 6 月 28 号午夜在青藏高原西部产生的一个高原涡。其随后的东移激发了下游气旋式环流和上升运动的发展，导致长江中下游发生大暴雨。Wu et al.（2022）则证明，该高原涡的形成与位涡重构有关。图 6 给出该高原涡形成前期沿气流方向（西南-东北）的位温、水平涡度和风的垂直剖面的演变情况。由于地面的强烈增温，26 日在高原涡形成的位置处位温出现极大值，400 hPa 以下周围的等熵面都向该处明显下倾。26 日 18 时，高原西南侧的低空气流向西南方向辐散（图 6a）。此后随着低空西南气流的发展，高原西南侧的低空气流改变方向沿着等熵面向高原涡生成地点下滑辐合，并伴有低空气流发展（图 6b, 6c），风垂直切变（ $\xi_h \propto \partial U / \partial z < 0$ ）为负。当气块从起始的 A0 点下滑到 A 点时，静力稳

定度 θ_v 减少, 斜压性 θ_h 增加。根据 (12), 大气垂直涡度 ζ_v 发展增加; 当等熵面十分陡立时, 静力稳定度 θ_v 很小, 垂直涡度 ζ_v 发展变得十分强烈, 从而激发高原涡形成。

事实上, 这次高原涡的形成除了位涡重构的原因, 还与加热过程有关 (Wu et al., 2022)。高原涡形成前低空西南气流的发展 (图 6b) 向高原腹地输送水汽。随着高原涡形成区域上空的垂直涡度和上升运动的发展, 水汽凝结形成低云, 释放凝结潜热。由于夜间地面长波辐射冷却, 从地面到低空加热随高度增加, 根据

(12), $\frac{1}{\theta_v}(f + \zeta)\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$, 垂直涡度因而进一步发展, 导致高原涡形成。

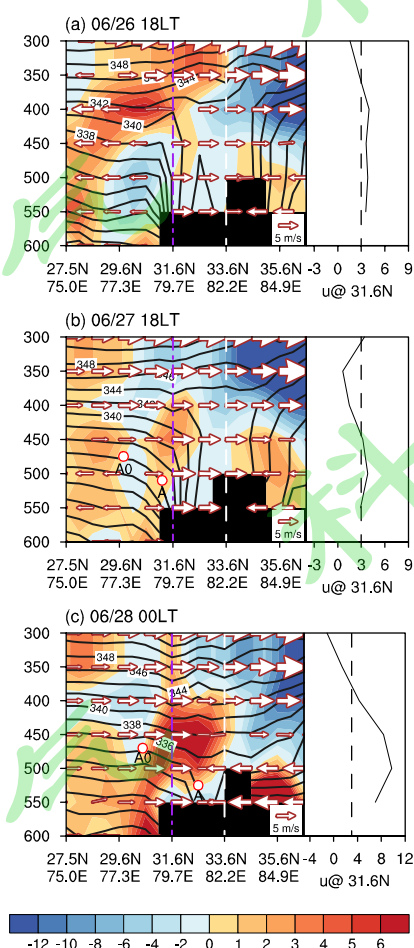


图 6 沿气流方向的位温 (黑色等值线; 单位: K), 水平涡度 (阴影; 单位: $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Pa}^{-1}$) 和风 (白色矢量; 单位: $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) 的垂直剖面。右侧附图是水平风 U (垂直于横截面) 在涡旋上游位置 (左侧图中的紫色点虚线所示) 的垂直剖面图。白色虚线表示高原涡形成时的中心位置。黑色区域为青藏高原。A0 和 A 分别表示气块初始位置和沿等熵面下

滑端点的位置。(a) 18LT, Jun. 26; (b) 18LT, Jun. 27; (c) 00LT, Jun. 28。LT 表示拉萨当地时。(引自 Wu et al., 2022)

Fig. 6 Cross section along the airflow direction of potential temperature (black contours; units: K) and horizontal vorticity (shading; units: $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}\text{Pa}^{-1}$) and wind (white vectors; units: $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) at (a) 1800 LT 26 June, (b) 1800 LT 27 June, and (c) 0000 LT 28 June. The right-hand panel is the vertical profile of the horizontal wind U (perpendicular to the cross section) at the location upstream of the vortex as indicated by the purple dot-dashed line in the left-hand panel. The location of the white dashed line represents the vortex center. Black shading shows the surface pressure. A0 and A represent the location of the initial and down-sliding point, respectively. LT indicates the local time in Lhasa. (From Wu et al., 2022)

3.3 青藏高原位涡重构和传播及其对天气气候的影响

式(4)还可以写成:

$$\frac{dW}{dt} = -W\nabla \cdot \vec{V} + \nabla \cdot \left[(\dot{\theta} \vec{\zeta}_a + \vec{F} \times \nabla \theta) \right]. \quad (13)$$

在绝热、无摩擦的场合, 位涡重构简化为局地的大气辐合/辐散引起位涡的加强/减弱。冬季西风气流流经青藏高原时被分流后在高原东部辐合。青藏高原东部因此成为地表位涡(物质)的重要源区。当被激发的位涡在对流层中部沿西风带向东传播时, 就可以引起下游地区上升运动发展, 导致异常天气气候发生。Wu et al. (2020) 通过 2008 年 1 月 17–21 日发生在我国南方的低温冻雨过程, 阐明了相关机理(图 7)。

垂直运动方程和位涡理论是 20 世纪中纬度天气、气候动力学中两个最基本的成果。Hoskins (2003) 首先在绝热大气中把两者联系起来, 建立了相应的垂直运动方程。Wu et al. (2020) 进一步把其推广到非绝热大气中, 推导出如下的包括非绝热加热作用的、与等熵面位移相联系的垂直运动 (ω_m) 方程:

$$\begin{cases}
 [\Sigma^2 \nabla_h^2 + f^2 \frac{\partial^2}{\partial p^2}] \omega_{\text{ID}} = f \frac{\partial}{\partial p} [(\vec{V}_g - \vec{C}) \cdot \nabla q_g] - f^2 \frac{\partial^2}{\partial p^2} (\frac{\dot{\theta}}{\Theta_p}) \\
 \text{其中, } \Sigma^2 = \Sigma^2(p) = -\frac{R}{p} (\frac{p}{p_0})^\kappa \Theta_p; \\
 \omega_{\text{ID}} = \Theta_p^{-1} (\vec{V}_g - \vec{C}) \cdot \nabla \theta - \Theta_p^{-1} \dot{\theta}, \quad \text{水平边界条件}
 \end{cases} \quad (14)$$

364 式中 q_g 为地转位涡,

$$q_g = f + f^{-1} \nabla_h^2 \Phi + f \frac{\partial}{\partial p} (\frac{1}{\Sigma^2} \frac{\partial \Phi}{\partial p}) = f + f^{-1} \nabla_h^2 \Phi + f \frac{\partial}{\partial p} (\frac{\theta}{\Theta_p}), \quad (15)$$

366 $\Theta(p)$ 是周边水平域和相关时段上平均的标准位温分布, Θ_p 是其垂直梯度; $\vec{C}$
 367 为天气系统的移动速度; 其他参数为常规气象符号。Zhang et al. (2021) 把式 (14)
 368 右端第一项的地转位涡平流推广到 Ertel 位涡平流, 得到类似的结果方程。 ω_{ID} 是
 369 根据如下的热力学方程

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \right]_{\text{IC}} + (\vec{V}_g - \vec{C}) \cdot \nabla \theta = -\Theta_p \omega + \dot{\theta}, \quad (16)$$

371 定义的:

$$\begin{cases}
 \omega = \omega_{\text{ID}} + \omega_{\text{IG}} + \omega_{\text{Q}} \\
 \text{等熵位移垂直速度: } \omega_{\text{ID}} = -\Theta_p^{-1} \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right) \Big|_{\text{IC}} \\
 \text{等熵滑动垂直速度: } \omega_{\text{IG}} = -\Theta_p^{-1} (\vec{V}_g - \vec{C}) \cdot \nabla \theta \\
 \text{加热所致垂直速度: } \omega_{\text{Q}} = \Theta_p^{-1} \dot{\theta}
 \end{cases} \quad (17)$$

373 对于中纬度的大尺度绝热运动, $L \gg NH / f$, (L 和 H 分别为水平和垂直尺度),

374 由 (14) 可以得到:

$$\left. \frac{d\zeta_g}{dt} \right|_{\text{ID}} \propto f \frac{\partial \omega_{\text{ID}}}{\partial p} = -f \nabla_h \cdot \vec{V}_{\text{ID}} \approx [(\vec{V}_g - \vec{C}) \cdot \nabla q_g]. \quad (18)$$

376 它表明, 正的地转位涡平流引起水平辐散, 而负的地转位涡平流引起水平辐合和
 377 气旋性相对涡度的发展。因此, 当青藏高原东部 650 hPa 附近的正位涡东移时,
 378 在该层诱发大气辐散, 在其下面诱发等熵位移垂直上升运动 ω_{ID} 发展和下层的大
 379 气辐合。因为绝热大气中大气质块沿等熵面运动, 而中高纬度的等熵面向北上倾,
 380 因此下层的辐合气流诱发了沿着向北上倾的等熵面上滑的偏南风和上升的等熵

滑动垂直速度($\omega_{lg} < 0$)；它不仅向北输送暖湿气流，还在低空输送了负位涡和大气辐合，诱发气旋位涡发展（见 18 式，图 7 阶段 I）。如图 7 所示，下方为负位涡平流，高空为正位涡平流的流形结构，即位涡平流随高度的增加而增加，将导致上下层之间的上升运动发展和下层的气旋形成。南来的水汽输送和上升运动相结合一旦产生降水，其释放的潜热使 $\omega_Q < 0$ ，会进一步加强上升运动发展（17，图 7 阶段 II）。当下层的负位涡平流不断加强上升并接近上空的纬向正位涡平流时，上升运动和气旋环流会强烈发展（14，图 7 阶段 III）。然而当下层的负位涡平流上升发展到与上空的纬向正位涡平流重合而相互抵消时，系统开始减弱（图 7 阶段 IV）。

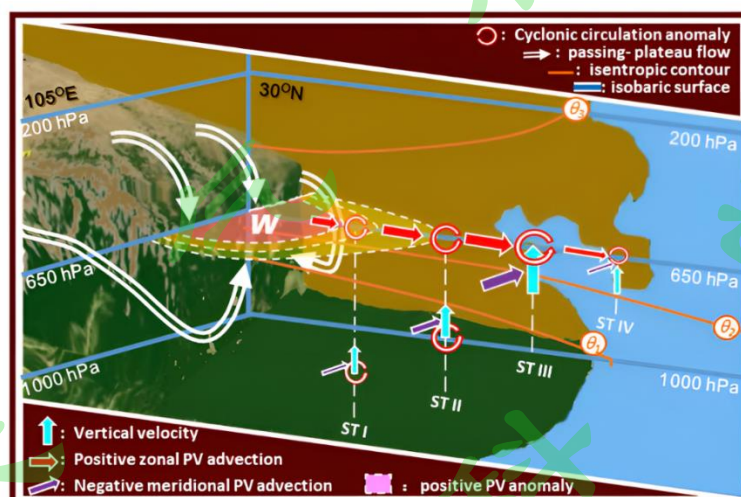


图 7 青藏高原（TP）地区位涡重构及气旋发展不同阶段（ST）位涡平流对下游环流的影响示意图。阶段 I：TP 背风处的表面气流辐合制造了局地位涡 W ，产生正相对涡度异常，并在 TP 附近引发小雨。阶段 II：由于静力稳定度减少，向东移动的正涡度异常加剧。对流层中部的正纬向位涡平流和下方增加的偏南风 and 经向负位涡平流增强了气旋发展、空气上升和降水。阶段 III：经向负位涡平流位于强纬向正位涡平流中心正下方，气旋涡度、垂直速度和降水达到峰值。阶段 IV：经向负位涡平流与纬向正位涡平流中心重合，导致气旋和上升运动都减弱，降水减少。（引自 Wu et al., 2020）

Fig. 7 Schematic of PV restructuring in the region of the Tibetan Plateau (TP) and the impact of PV advection on downstream circulation during different stages (ST) of cyclogenesis. Stage I: Surface airflow convergence in the lee of the TP increases local PV substance W , generating a positive relative vorticity anomaly and initiating light rain near the TP. Stage II: Eastward moving positive vorticity anomaly is intensified owing to reduced static stability. Positive zonal PV advection in the mid-troposphere and increased southerly and negative meridional PV advection below enhances cyclogenesis, air ascent, and precipitation. Stage

III: Negative meridional PV advection is located immediately below the center of strong positive zonal PV advection, and cyclonic vorticity, vertical velocity, and precipitation are peaked. Stage IV: Negative meridional PV advection tends to overlay the positive center of zonal PV advection. Consequently, the cyclone and air ascent are both weakened, and precipitation is diminished. (From Wu et al., 2020)

在此期间，上升运动各个分量之间不仅互相促进，也相互抑制，位涡平流和加热也与不同分量的变化紧密联系，存在如图 8 所示的正负反馈。简言之，冬季高原东侧高位涡中心频繁出现是由于大气环流在该处表面辐合诱发位涡重构，正位涡在对流层中层向东平流引发对流层下部垂直速度和气旋环流发展。气旋寿命的演变与垂直速度不同分量的相互作用密切相关。正是位涡平流随高度的增加和绝热加热的反馈控制着垂直速度的发展和衰减以及下层气旋环流的演化，从而导致青藏高原下游激烈天气的发展。

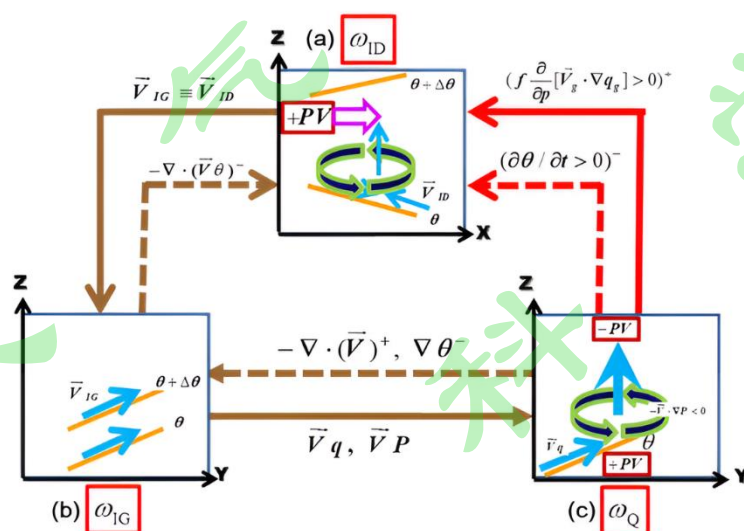


图 8 不同 ω 分量之间的相互作用以及绝热加热对水平位涡平流的反馈示意图：（a）位涡平流触发气旋形成和 ω_{ID} 上升速度发展，（b）由于 ω_{ID} 上升速度的发展而激发的沿等熵面的上滑风 ($\vec{V}_{IG} \equiv \vec{V}_{ID}$) 及其辐合，以及由于等熵面倾斜而激发的 ω_{IG} ；（c）由于水汽传输 ($\vec{V}_q$) 以及由于负位涡平流引起的气旋增强而激发的加热上升速度 ω_Q 。棕色虚线箭头表示正（上标+）和负（上标-）反馈机制；红色实线和虚线箭头分别表示潜热对 ω_{ID} 的正反馈（上标+）和负反馈（上标-）。（引自 Wu et al., 2020）

Fig. 8 Schematic showing the interaction among different omega components and the feedback of diabatic heating on horizontal PV advection: (a) triggering of cyclogenesis and ascending ω_{ID} by PV advection, (b) triggering of isentropic upgliding wind ($\vec{V}_{IG} \equiv \vec{V}_{ID}$) and

convergence due to the development of ascending ω_{ID} and generation of ω_{IG} due to the slope of isentropic surfaces, and (c) generation of ω_Q associated with moisture transport ($\vec{V}q$) and intensification of cyclogenesis due to negative PV advection. Dashed brown arrows indicate positive (superscript +) and negative (superscript -) feedback mechanism; and the red solid and dashed arrows denote, respectively, positive (superscript +) and negative (superscript -) feedback of latent heating on ω_{ID} . (From Wu et al., 2020)

3.4 青藏高原表层位涡 (SPV) 对东亚季风的影响

(1) 夏季近地表位涡的日变化对梅雨的影响

2020 年长江-淮河流域经历了一次不同寻常的梅雨：入梅早，出梅晚，梅雨期长，降水量成为 1961 年以来之最。Ma et al. (2022) 利用 ERA-5 (Hersbach et al., 2020) 和 MERRA-2 再分析资料的研究发现，与气候态相比，2020 年夏季青藏高原中、东部 (31°–37° N, 85°–96° E) 近地层水汽充沛，高位涡系统异常活跃且频繁东移。东移出高原的高位涡系统对长江中下游地区的梅雨降水有重要影响。该区域近地层高位涡系统的形成和发展与高原地表和低空 (400 hPa 以下) 非绝热加热垂直梯度的日变化有关 (图 9)。早上太阳辐射使地表温度升高，地表感热增强 (图 9b)，近地层非绝热加热随高度递减，不利于正位涡制造 (图 9a)。随着地表感热不断增强，地表蒸发增强，一方面减弱了地表总非绝热加热，另一方面，蒸发的水汽进入大气并在低空凝结释放潜热 (图 9a)，加强了低空的非绝热加热。因此，近地层非绝热加热的垂直梯度转变为随高度增加 (图 9b)，有利于高位涡系统的形成和发展 (图 9a)。增强的高位涡系统在近地层西风的驱动下向东移动，在青藏高原东部对流层中层辐合上升运动和水汽条件充沛的情况下，高位涡系统继续发展并移出高原。与气候态相比，2020 年夏季印度洋异常增暖导致孟加拉湾上空的异常反气旋向青藏高原输送过多的水汽，使高原地表和 400 hPa 之间非绝热加热的垂直梯度偏强，是造成梅雨期高原高位涡系统异常活跃的主要原因。高位涡系统移出高原的时间对其后续的发展较为关键，下午或傍晚移出高原往往对应着高原东侧地表感热偏强，辐合上升运动旺盛，有利于高位涡系统进一步加强、移出高原并向下游地区发展，增强梅雨期降水。

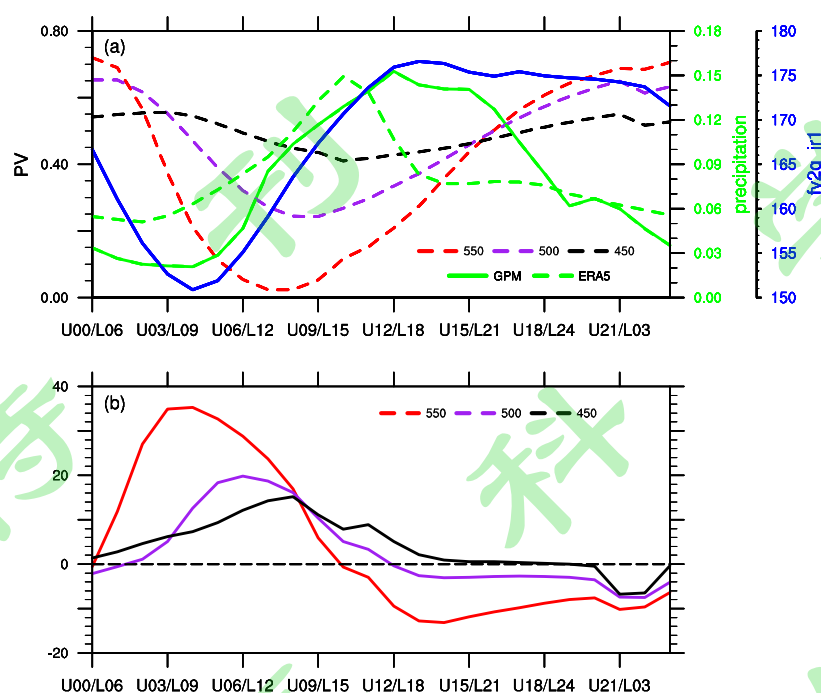


图 9 2020 年极端梅雨季节在青藏高原中部 (31° – 37° N, 85° – 96° E) 平均的位涡 (PVU)

(a) 和非绝热加热 (10^{-5}K s^{-1}) (b) 的昼夜循环。红线，紫线，和黑线分别表示 550hPa, 500hPa, 和 450hPa; (a) 中的绿色实线和虚线表示从 GPM 和 ERA5 (值乘以 0.5) 数据集获得的降水量 (mm h^{-1}), 蓝线表示来自 FY-2G 的云。(引自 Ma et al., 2022)

Fig. 9 Diurnal cycles of (a) potential vorticity (PV, PVU) and (b) diabatic heating (10^{-5}K s^{-1}) at 550 hPa (red line), 500 hPa (purple line), and 450 hPa (black line), averaged over the box area shown in Figure 5, during the 2020 Meiyu period. The green solid and dashed lines in (a) show the precipitation (mm h^{-1}) obtained from GPM and ERA5 (values multiplied by a factor of 0.5) datasets, and the blue line is the cloud from FY-2G. (From Ma et al., 2022)

(2) 青藏高原表层位涡和亚洲夏季风

青藏高原的表面感热气泵的抽吸作用能够驱动大范围大气环流，与海陆热力差异一起形成亚洲的气候格局，影响亚洲季风的形成和变异 (Wu et al., 1997, 2007, 2015)。传统上人们用青藏高原的表面感热作为指标，分析其与大气环流和季风降水的相关。Rajagopalan and Molnar (2013) 发现，这种相关在亚洲夏季风爆发前和结束后很好，但是在夏季风期间相关并不好。这是因为季风降水降低

了地表温度，导致表面感热变小（图 10b）。既然驱动大气运动的位涡源位于地表，同时青藏高原在冬夏季都是大气的强位涡源，那么青藏高原表层位涡源应当与大气环流的变化密切相关。He et al. (2022) 基于地表层位涡表达式

$$P_{\sigma_1} = -\frac{g}{P_s}(f + \zeta_{\sigma_1})\frac{\theta_s - \theta_a}{1 - \sigma_1}$$

提出衡量表面热力强迫的青藏高原区域（25°–40°N, 70°–110°E; 海拔高度 > 500 m）地表层位涡强迫指数（TP-SPV） I_{TP} :

$$I_{TP} = \iint P_{\sigma_1} dx dy = \iint \left[\frac{g}{P_s}(f + \zeta_{\sigma_1})\frac{\theta_s - \theta_a}{1 - \sigma_1} \right] dx dy, \quad (19)$$

其中 1 和 σ_1 分别表示地表和再分析资料底层； P_s 表示地表气压；而 θ_s 和 θ_a 分别表示 1 和 σ_1 层上的位温。利用 ERA5 再分析资料的计算表明，该指数可以很好的表征青藏高原本身的地形抬升效应、地气温差、以及表面涡度等因子对大气强迫的综合影响。TP-SPV 的气候态年循环特征（图 10c）表明青藏高原从冬季负涡源到夏季正涡源的转换从 4 月份开始加强，到 6 月至 8 月达到最大值，和亚洲夏季风的推进（图 10a）一致。对 1979-2019 年的资料进行合成分析进一步表明，在青藏高原地表位涡强迫指数偏强时，亚洲夏季风降水在孟加拉湾北部，青藏高原南侧及东南侧降水偏强，在东亚地区华南及南海北部地区也偏强，而在阿拉伯海地区，以及热带印度洋地区减弱。这个分布型和全球季风模式比较计划试验中无青藏高原地形和有无青藏高原感热加热的敏感性试验结果一致，表明了这个指数定义的合理性和普适性。

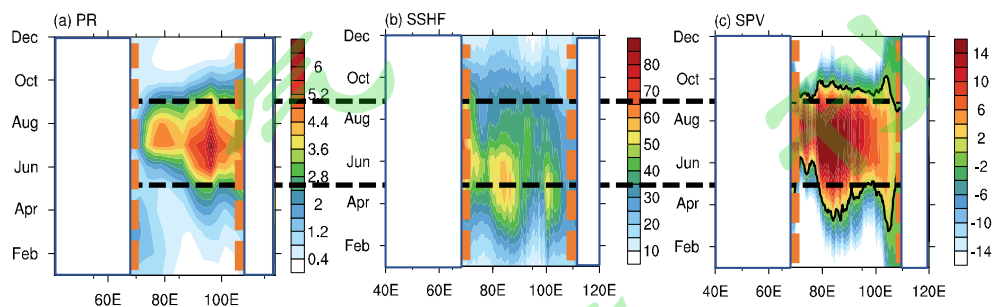


图 10 1979–2019 年沿 25°–40°N 平均的各要素年循环特征：（a）降水（mm day⁻¹），（b）地表感热通量（W m⁻²），（c）地表层位涡（PVU）。（改自 He et al., 2022）

Fig. 10 25°–40°N mean annual cycle of (a) precipitation (mm day⁻¹), (b) surface sensible heat flux (W m⁻²), and (c) surface PV (PVU) averaged during 1979–2019. (Adapted from He et al., 2022)

4. 位涡环流（PVC）和北半球的位涡收支

由方程（3）–（5）可以定义位涡环流（Sheng et al., 2022）

$$\vec{J}_C = -\vec{\zeta}_a \theta = \int \vec{J} dt, \quad (20-1)$$

即，

$$\vec{J}_C = (J_C^x, J_C^y, J_C^p) = -\frac{\partial v}{\partial p} \theta \vec{i} + \frac{\partial u}{\partial p} \theta \vec{j} + (f + \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}) \theta \vec{k}, \quad (20-2)$$

其中 $\vec{i}$, $\vec{j}$, 和 $\vec{k}$ 分别为向东, 向北和向下的单位矢量。由此得到位涡（物质）和位涡环流的关系

$$W = -\nabla \cdot (\vec{J}_C) \quad (21)$$

根据高斯定理，北半球的总位涡等于穿越北半球边界的位涡环流的辐合（Sheng et al., 2023）：

$$\begin{aligned} \iiint_{NH} W dv &= \iiint_{NH} -\nabla \cdot (\vec{J}_C) dxdydp = -\oint_{\Sigma} (\vec{J}_C \cdot \vec{n}) ds \\ &= \underbrace{\iint_{top} J_C^p dxdy}_{CUF} + \underbrace{\oint_{eq} \int_{pt}^{ps} J_C^y dxdp}_{CEF} + \underbrace{\iint_{bot} -J_C^p dxdy}_{CBF} \end{aligned} \quad (22)$$

其中， S 是覆盖北半球的边界面，而 $\vec{n}$ 是 S 的外法向方向的单位矢量。上式右边三项分别表示跨越大气层顶、跨越赤道、及跨越地表的位涡环流。跨越大气层顶的位涡环流可以展开为：

$$CTF = \iint_{top} J_C^p dxdy = \iint_{top} (f + \zeta) \theta dxdy = \theta_T \oint_{eq} u_T dx + \theta_T \iint_{top} f dxdy \quad (23)$$

取大气层顶为 380K，右边第二项不随时间变化，它是导致气候态总位涡质量 W 在北半球为正、在南半球为负的决定因素。右边第一项的变化取决于沿赤道剖面对流层顶西风风速的积分，也影响着南北半球的位涡交换。根据（22），为了保持北半球总位涡的平衡，北半球地表制造的位涡必须通过赤道与南半球交换。换言之，跨赤道位涡通量必须通过北半球内部位涡环流（PVC）的调控去影响北半球地表的环流和温度，进而使北半球位涡保持平衡。

图 11 是利用 MERRA-2 再分析资料计算得到的 1980/1981–2020/2021 年北半球冬季纬圈平均的位涡 W 和位涡环流 PVC。位涡环流总的特征是在北半球高纬

度从平流层向对流层下沉，然后流向南半球；在南半球高纬度从对流层上升至平
流层，然后流回北半球平流层。环流的闭合中心位于热带对流层高层。位涡环流
的辐合中心位于北半球中高纬度平流层，对应着高的正位涡区域；而位涡环流的
辐散中心位于南半球中高纬度平流层，对应着高的负位涡区域。

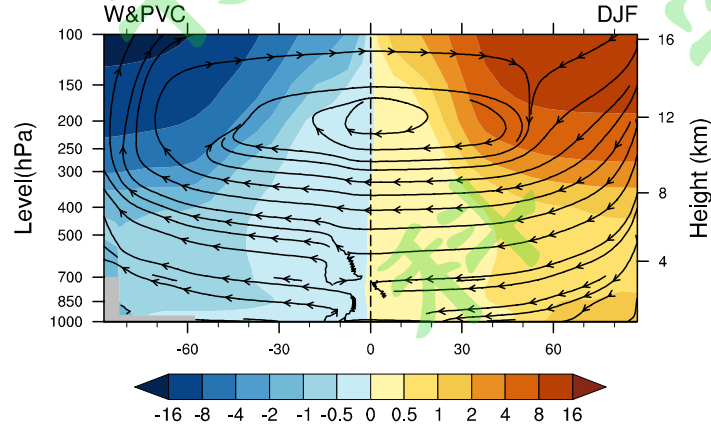


图 11 1980/1981–2020/2021 北半球冬季纬圈平均的位涡 W （阴影；单位： $10^{-7}\text{K m s kg}^{-1}$ ）
和位涡环流 PVC （流线；单位： $\text{K m s}^{-1} \text{Pa}^{-1}, \text{K s}^{-1}$ ）的分布。

Fig. 11 Climatic state averaged from 1980/1981 to 2020/2021 of zonal mean PV (W) (shading;
Units: $10^{-7}\text{K m s kg}^{-1}$) and PVC (streamline; Units: $\text{K m s}^{-1} \text{Pa}^{-1}, \text{K s}^{-1}$) during the boreal
winter.

Sheng et al. (2022) 利用 MERRA-2 资料计算了 1980–2017 年逐月绝热无摩
擦情况下跨赤道面位涡通量 ($CEPVF = vW$) 在赤道面上的总和：

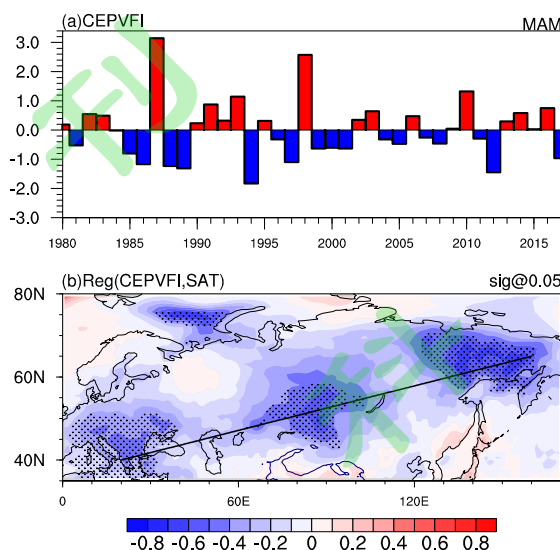
$$\{CEPVF\} = \int_{EQ} \int_{pt}^{ps} CEPVF \, dp dx = \int_{EQ} \int_{pt}^{ps} vW \, dp dx \quad (24)$$

其中 ps 是沿赤道的地表气压， pt 是对流层顶气压。由于 380 K 等熵表面靠近赤
道上的对流层顶 (Wilcox et al., 2012)，并且由于 100 hPa 等压面几乎与赤道的
380 K 等熵表面重叠，因此 100 hPa 等压面可以被认为是赤道的热带对流层顶
($pt=100 \text{ hPa}$)。定义如下的跨赤道位涡通量指数

$$CEPVFI = \{CEPVF\}' / \sigma \quad (25)$$

其中 σ 和 $\{CEPVF\}'$ 分别是 $\{CEPVF\}$ 的标准偏差和异常。图 12a 给出春季
 $CEPVFI$ 的年际变化；图 12b 给出春季地表气温在 $CEPVFI$ 上的回归系数。可见

538 春季跨赤道向北的位涡通量增加与欧亚大陆中高纬度地表气温冷异常密切相关，
539 沿图 12 (b) 中的黑线分布着三个显著的地表气温冷异常中心。



540
541 图 12 (a) 春季 CEPVFI 的归一化的时间序列。(b) 北方春季地表气温 SAT 对 CEPVFI
542 的回归系数 (阴影, $^{\circ}\text{C}$)。超过 0.05 显著性水平的区域由黑点突出显示。(引自
543 Sheng et al., 2022)

544 **Fig. 12** (a) Normalized time series of spring CEPVFI. (b) Regression coefficients of SAT against
545 the CEPVFI during boreal spring (shading, $^{\circ}\text{C}$). Areas exceeding the 0.05 significance level
546 are highlighted by black dots. (From Sheng et al., 2022)

547 根据 (20)，位涡环流 ($\overline{J_c}$) 等于位涡通量 ($\overline{J}$) 的时间积分，而跨赤道

548 剖面上的位涡环流 ($J_c^y = \frac{\partial u}{\partial p} \theta$) 正比于纬向风的垂直切变，因此跨赤道位涡通

549 量及位涡环流和纬向风分布必然存在内在联系。图 13a 给出了春季跨赤道位涡通

550 量指数 CEPVFI 与赤道面上的位涡环流和风场的相关分布。在海洋大陆附近

551 (130°E) 大气明显下沉；然后在太平洋区域转向东，最大西风风速位于 850hPa

552 附近 ($\partial u / \partial p = 0, \partial^2 u / \partial p^2 < 0$)，在 600hPa 以上转为东风；在印度洋区域转向

553 西，最大东风风速位于 700hPa 附近 ($\partial u / \partial p = 0, \partial^2 u / \partial p^2 > 0$)，在 450hPa 以

554 上转为西风。位涡环流在太平洋区域的 850hPa 以上为正，以下为负；在印度洋

555 区域的 700hPa 以上为负，以下为正。风场的分布表现为负的“印太齿轮” (GIP)

556 (吴国雄和孟文，1998)：在太平洋逆时针旋转，在印度洋顺时针旋转，呈现出

557 El Niño 的特征，表明 ENSO 事件可能是驱动跨赤道位涡输送的一个因子。

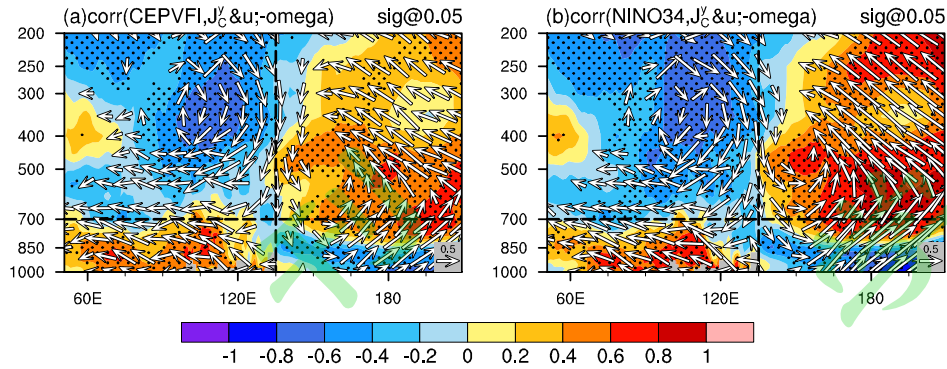


图 13 北半球春季沿赤道截面的位涡环流 $\overline{J_C}$ （阴影）和纬向环流（矢量）与 CEPVFI（a）和 Niño34 指数（b）的相关系数分布。矢量只显示超过 0.05 显著性水平；超过 0.05 显著性水平的区域由黑点突出显示。（改自 Sheng et al., 2022）

Fig. 13 Distribution during boreal spring of the correlation coefficients between the latitudinal circulation (vectors) together with PVC (shading) along the equatorial section and the CEPVFI (a) and Niño34 (b). Vectors exceeding the 0.05 significance level are shown. Areas exceeding the 0.05 significance level are highlighted by black dots. (Adapted from Sheng et al., 2022)

为检查 ENSO 和跨赤道位涡通量的联系，Sheng et al. (2022) 利用 COBE 海表温度资料 (Ishii et al., 2005) 构造了区域 (5°S – 5°N , 120° – 170°W) 平均的 Niño34 指数，计算了春季该指数与赤道面上的位涡环流和风场的相关分布，结果如图 13b 所示。其分布与图 13a 的非常相似，说明跨赤道位涡通量分布与 ENSO 的激发有关。再者，春季 Niño34 指数与地表气温的相关分析也呈现出与图 12b 接近的结果（图略），证实跨赤道位涡通量分布与 ENSO 的激发密不可分。其实 ENSO 事件发生时，沿赤道的 Walker 环流出现异常，使赤道上空的纬向风垂直切变改变，就会导致跨赤道位涡环流发生变化。进一步分析发现，热带南大西洋区域 (30°S – 0° , 40°W – 10°E) 的海表温度异常也能够导致跨赤道位涡环流和欧亚大陆中高纬度大气地表气温的异常，但是强度较小（图略）。

图 14 为跨赤道位涡输送影响春季欧亚大陆地面温度异常的示意图。跨赤道位涡环流异常引发欧亚大陆中高纬度大气地表温度异常是通过大气位涡环流的调整、 $PV-\theta$ 的约束、以及地表反馈实现的。当 El Niño 发生以及热带南大西洋海温偏高时，赤道上空的纬向风垂直切变发生变化（图 14c），激发了如图 13 所示的跨赤道的位涡环流异常分布。赤道印度洋上空的位涡环流从北半球热带流向南半球，在青藏高原北部上空形成位涡环流辐散带（图 14a）。水平位涡环流在欧

亚大陆中高纬度对流层上部辐合，形成一条宽阔的、西南-东北走向的、具有 3 个大值中心的正位涡带（公式 21）。正 PV 向下侵入下层并形成三个正位涡柱（图 14b）。在 PV- θ 机制约束下，对流层下部的等熵面在这些相当正压的正位涡柱内向上弯曲，导致欧亚大陆中高纬度地区地表气温整体出现冷异常（图 14b 和 14c）。冷表面及其冷却形成的近地表反气旋环流通过表面摩擦制造地表气旋性涡度并反馈到大气中，维持位涡柱内的对流层下部的正位涡。因此，跨赤道的位涡环流变化是和近地层的大气环流和温度变化紧密联系的。

热带大气环流和中高纬度大气环流的联系是天气气候动力学中的重大问题。Rossby 波的传播能够很好地解析中高纬度的天气气候变化。但是 Rossby 波不能够穿越热带东风带，用其解析热带和中高纬度环流的联系存在局限性。位涡环流可以穿越或沿着等熵面，位涡环流理论为建立热带和中高纬度环流的联系提供了新思路。

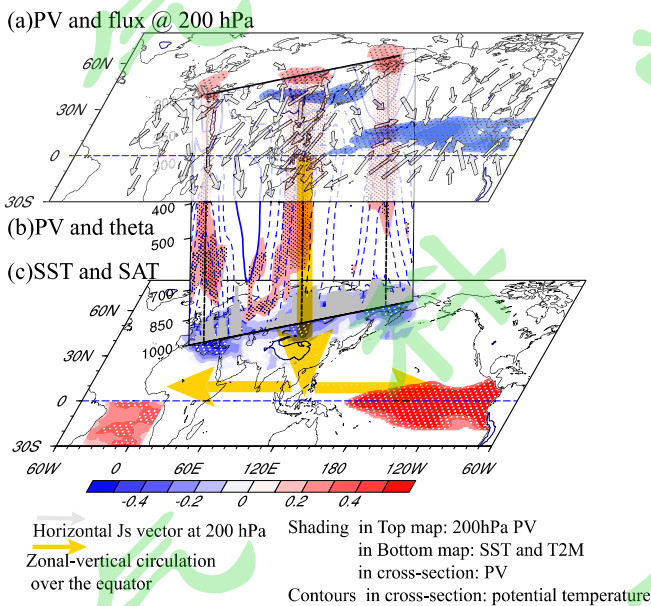


图 14 春季跨赤道位涡环流影响北方欧亚大陆中高纬度地区地表气温 SAT 的示意图。

（a）200 hPa 的位涡（阴影）和水平位涡环流（矢量）；（b）沿欧亚大陆 3 个地表温度冷中心的位涡（阴影）和位温（实线为正，虚线为负）的横截面；以及（c）海洋上的 SST 和陆地上的 SAT（阴影），黄色矢量表示赤道上的纬向环流。（引自 Sheng et al., 2022）

Fig. 14 Schematic showing the CEPVF influence on SAT over the mid-high latitudes of Eurasia during boreal spring. (a) PV (shading) and horizontal PVC (vectors) at 200 hPa, (b) cross section of PV (shading) and potential temperature (contours), and (c) SST over oceans and

SAT over land (shading). Yellow vectors indicate the zonal circulation over the equator.
(From Sheng et al., 2022)

5. 讨论和结论

大气内部位涡的再分布能够诱发位涡平流明显的时空差异，从而导致激烈天气过程和极端气候事件(Hoskins, 1991)。等熵位涡理论指出(Haynes and McIntyre, 1987, 1990; Hoskins, 1991),只有当覆盖大气的等熵面与地球表面相交时,沿着地表的交线才有位涡制造。也就是说,全球大气位涡的源汇位于地球表面。由于高大的地形周边有更多的等熵面与之交割,同时高大地形地表强烈的非绝热加热和摩擦有利于位涡制造,因此落基山和青藏-伊朗高原,特别是青藏高原是全球大气位涡的重要源汇区。

本文回顾了近年来关于位涡源汇和位涡环流的研究进展。介绍了复杂地形下的位涡及位涡物质制造的计算方案。在此基础上分析了青藏高原表层位涡的特征,指出沿着高大地形的陡峭边界处,位涡的水平项比垂直项更重要,对天气气候的影响不可忽视。证明对于绝热和无摩擦大气运动,静力稳定度($\partial\theta/\partial z$)的变化、斜压性($\partial\theta/\partial x, \partial\theta/\partial y$)的变化或风垂直切变(即水平涡度)的变化均可以通过位涡本身的结构重组(位涡重构)而引起垂直涡度的变化,在夏季可以激发高原涡的形成。冬季西风绕流在青藏高原东部的辐合诱发的位涡重构使高原东部成为重要的表面涡源,其沿西风气流东传会引起下游地区低空气旋性涡度、偏南风、和上升运动发展,导致位涡平流随高度增加,激发极端天气气候事件。青藏高原近地层位涡具有显著的日变化特征:白天强烈的地表加热使静力稳定度减少,位涡减少;另一方面,地表加热使近地表空气上升,水汽因绝热冷却凝结形成低云,云底的潜热释放在其下方使位涡增长;入夜后地表的辐射冷却加速近地层的位涡增长,因此青藏高原上表面位涡白天值小,夜间达到最大的峰值,使得低涡降水系统多在午后至夜间发生发展。研究还表明,与传统的青藏高原感热加热指数相比,利用青藏高原地表层位涡作为指数能够更好地刻画关于降水的季节变化,与亚洲夏季风降水相关更密切。

位涡环流(PVC)的辐散辐合的变化直接与位涡的变化相关联。北半球的总位涡由跨赤道的位涡环流,地表的位涡环流和大气层顶($\theta = \theta_t$)的位涡环流共同决定。由于穿越大气层顶 $\theta = \theta_t$ 的位涡环流总和的变化由沿该面赤道边界的纬

向环流的变化决定,因此跨赤道面上的位涡环流及其上边界纬向环流的变化与半球地表的环流变化和位温变化密切相关。为保持北半球位涡总量的相对稳定,上述跨赤道面上的变化与地表的变化必须相互补充,因此跨赤道面上的位涡环流的变化可以成为监测近地表气候变化的窗口。近赤道的海气相互作用能够直接造成跨赤道面上的纬向风垂直切变的变化,激发跨赤道位涡环流异常,从而引起北半球近地表的气候变化。分析表明春季的暖 ENSO 事件和南大西洋热带的暖海表温度异常引起的跨赤道位涡环流异常能够通过大气内部位涡环流的变化和青藏高原的调控而影响北半球的气候,导致欧亚大陆中高纬度地区地表气温下降。由此可见,位涡环流为建立热带和热带外大气环流变化的联系开辟了新的蹊径,有着广阔的应用前景。

参考文献

- 马婷, 刘屹岷, 吴国雄, 等. 2020. 青藏高原低涡形成、发展和东移影响下游暴雨天气个例的位涡分析[J]. 大气科学, 44(3): 472-486. MA Ting, LIU Yimin, WU Guoxiong, et al. 2022. Effect of Potential Vorticity on the Formation, Development, and Eastward Movement of a Tibetan Plateau Vortex and Its Influence on Downstream Precipitation[J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese), 44(3): 472-486.
- 吴国雄, 孟文. 1998. 赤道印度洋—太平洋地区海气系统的齿轮式耦合和 ENSO 事件: I. 资料分析[J]. 大气科学, 24(4): 86-96. Wu Guoxiong, Meng Wen. 1998. Gearing between the Indo-monsoon Circulation and the Pacific-Walker Circulation and the ENSO. Part I: Data Analyses[J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese), 22(4): 470-480.
- 吴国雄, 蔡亚萍, 唐晓菁. 1995. 湿位涡和倾斜涡度发展[J]. 气象学报, 53(4): 387-405. Wu Guoxiong, Cai Yaping, Tang Xiaojing. 1995. Moist Potential Vorticity and Slantwise Vorticity Development[J]. Acta Meteorologica Sinica (in Chinese), 53(4): 387-405.
- 吴国雄, 郑永骏, 刘屹岷. 2013. 涡旋发展和移动的动力和热力问题II: 广义倾斜涡度发展[J]. 气象学报, 71(2): 198-208. WU Guoxiong, ZHENG Yongjun, LIU Yimin. 2013. Dynamical and thermal problems in vortex development and

- movement. Part II: Generalized slantwise vorticity development[J]. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 71(2): 198-208.
- 吴国雄, 何编, 刘屹岷, 等. 2016. 青藏高原和亚洲夏季风动力学研究的新进展 [J]. *大气科学*, 40(1): 22-32. WU Guoxiong, HE Bian, LIU Yimin, et al. 2016. Recent Progresses on Dynamics of the Tibetan Plateau and Asian Summer Monsoon[J]. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 40(1): 22-32.
- Bretherton CS, Schär C. 1993. Flux of potential vorticity substance - a simple derivation and a uniqueness property[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 50(12): 1834-1836.
- Cao J, Xu Q. 2011. Computing hydrostatic potential vorticity in terrain-following coordinates[J]. *Monthly Weather Review*, 139(9): 2955-2961.
- Chen YL, Zhang AQ, Zhang YH, et al. 2020. A heavy precipitation event in the Yangtze river basin led by an eastward moving Tibetan Plateau cloud system in the summer of 2016[J]. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, 125(15).
- Dee DP, Uppala SM, Simmons AJ, et al. 2011. The ERA-interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system[J]. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137(656): 553-597.
- Egger J, Hoinka K-P, Spengler T. 2015. Aspects of potential vorticity fluxes: Climatology and impermeability[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 72(8): 3257-3267.
- Ertel H. 1942. Ein neuer hydrodynamische wirbelsatz[J]. *Meteorologische Zeitschrift Braunschweig*, 59: 33-49.
- Gelaro R, McCarty W, Suarez MJ, et al. 2017. The modern-ERA retrospective analysis for research and applications, version 2 (merra-2)[J]. *Journal of Climate*, 30(14): 5419-5454.
- Haynes PH, McIntyre ME. 1987. On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44(5): 828-841.
- Haynes PH, McIntyre ME. 1990. On the conservation and impermeability theorems for potential vorticity[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 47(16): 2021-2031.

- He B, Sheng C, Wu G, et al. 2022. Quantification of seasonal and interannual variations of the Tibetan Plateau surface thermodynamic forcing based on the potential vorticity[J]. *Geophysical Research Letters*, 49(5).
- Held IM, Schneider T. 1999. The surface branch of the zonally averaged mass transport circulation in the troposphere[J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 56(11): 1688-1697.
- Hersbach H, Bell B, Berrisford P, et al. 2020. The ERA5 global reanalysis[J]. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 146(730): 1999-2049.
- Hoskins B. 1991. Towards a PV- θ view of the general-circulation[J]. *Tellus Series a-Dynamic Meteorology and Oceanography*, 43(4): 27-35.
- Hoskins B, McIntyre ME, Robertson AW. 1985. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps[J]. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 111(470): 877-946.
- Hoskins B, Pedder M, Jones DW. 2003. The omega equation and potential vorticity[J]. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 129(595): 3277-3303.
- Ishii M, Shouji A, Sugimoto S, et al. 2005. Objective analyses of sea-surface temperature and marine meteorological variables for the 20th century using ICOADS and the Kobe collection[J]. *International Journal of Climatology*, 25(7): 865-879.
- Johnson DR. 1989. The forcing and maintenance of global monsoonal circulations - an isentropic analysis[J]. *Advances in Geophysics*, 31: 43-316.
- Koh TY, Plumb RA. 2004. Isentropic zonal average formalism and the near-surface circulation[J]. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130(600): 1631-1653.
- Ma TT, Wu G, Liu Y, et al. 2022. Abnormal warm sea-surface temperature in the Indian ocean, active potential vorticity over the Tibetan Plateau, and severe flooding along the Yangtze river in summer 2020[J]. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*.
- Rajagopalan B, Molnar P. 2013. Signatures of Tibetan Plateau heating on Indian summer monsoon rainfall variability[J]. *Journal of Geophysical Research-Atmospheres*, 118(3): 1170-1178.

- Rossby CG. 1940. Planetary flow patterns in the atmosphere[J]. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 66: 68-87.
- Schneider T, Held IM, Garner ST. 2003. Boundary effects in potential vorticity dynamics[J]. Journal of the Atmospheric Sciences, 60(8): 1024-1040.
- Sheng C, Wu GX, He B, et al. 2023. Aspects of potential vorticity circulation in the northern hemisphere: Climatology and variation[J]. Climate Dynamics.
- Sheng C, Wu GX, He B, et al. 2022. Linkage between cross-equatorial potential vorticity flux and surface air temperature over the mid-high latitudes of Eurasia during boreal spring[J]. Climate Dynamics, 59(11-12): 3247-3263.
- Sheng C, Wu GX, Tang YQ, et al. 2021. Characteristics of the potential vorticity and its budget in the surface layer over the Tibetan Plateau[J]. International Journal of Climatology, 41: 439-455.
- Wilcox LJ, Hoskins BJ, Shine KP. 2012. A global blended tropopause based on era data. Part I: Climatology[J]. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 138(664): 561-575.
- Wu GX, Liu HZ. 1998. Vertical vorticity development owing to down-sliding at slantwise isentropic surface[J]. Dynamics of Atmospheres and Oceans, 27(1-4): 715-743.
- Wu GX, Liu H. 1999. Complete form of vertical vorticity tendency equation and slantwise vorticity development[J]. Acta Meteorologica Sinica, 57: 1-15.
- Wu GX, Li WJ, Guo H. Sensible heat driven air-pump over the Tibetan Plateau and its impacts on the Asian summer monsoon[M]//DZ Ye. Collection in memory of Zhao Jiuzhang. Beijing; Science Press. 1997: 116-126.
- Wu GX, Zhuo HF, Wang ZQ, et al. 2016. Two types of summertime heating over the Asian large-scale orography and excitation of potential-vorticity forcing I. Over Tibetan Plateau[J]. Science China Earth Sciences, 59(10): 1996-2008.
- Wu GX, Ma TT, Liu YM, et al. 2020. PV-Q perspective of cyclogenesis and vertical velocity development downstream of the Tibetan Plateau[J]. Journal of Geophysical Research-Atmospheres, 125(16).
- Wu GX, Tang YQ, He BA, et al. 2022. Potential vorticity perspective of the genesis of a Tibetan Plateau vortex in June 2016[J]. Climate Dynamics, 58(11-12): 3351-3367.

- Wu GX, Duan AM, Liu YM, et al. 2015. Tibetan Plateau climate dynamics: Recent research progress and outlook[J]. National Science Review, 2(1): 100-116.
- Wu GX, Liu YM, Wang TM, et al. 2007. The influence of mechanical and thermal forcing by the Tibetan Plateau on Asian climate[J]. Journal of Hydrometeorology, 8(4): 770-789.
- Xie YK, Wu GX, Liu YM, et al. 2023. A potential vorticity budget view of the atmospheric circulation climatology over the Tibetan Plateau[J]. International Journal of Climatology, 43: 2031-2049.
- Zhang G, Mao J, Liu Y, et al. 2021. PV perspective of impacts on downstream extreme rainfall event of a Tibetan Plateau vortex collaborating with a southwest China vortex[J]. Advances in Atmospheric Sciences, 38(11): 1835-1851.
- Zhou CL, Wang KC, Qi D. 2018. Attribution of the July 2016 extreme precipitation event over China's wuhan[J]. Bulletin of the American Meteorological Society, 99(1): S107-S112.