

赤道东太平洋温度锋区流体穿越急流的运动学解释*

孟祥凤 吴德星 吕建

青岛海洋大学物理海洋实验室, 青岛 266003

摘要 通过构造与赤道东太平洋温度锋相应的弯曲急流运动学模型, 研究了赤道东太平洋温度锋区的流体穿越急流的运动学行为. 发现弯曲急流的强度、相速、振幅变化均可对流体穿越弯曲急流的 Lagrange 运动有影响. 较小的弯曲急流强度、较大的弯曲传播相速以及较大的弯曲振幅, 有利于穿越急流方向的物质交换. 文中并从运动学上对穿越急流的水交换现象进行了解释.

关键词 弯曲急流 运动学模型 重接 穿越急流

观测表明, 与赤道区 Ekman 输运引起的辐散相关的上升流以及从秘鲁沿岸上升流区域向西的冷平流所造成的冷水舌, 常年分布于南美沿岸至 160°W 之间. 当东南信风增强时, 赤道附近的海温开始下降, 暖表层水保持在 3°N 以北, 从而在向北略过赤道的地方形成了较强的海表面温度锋 (SST Front). 在该区域南赤道流 (SEC) 和北赤道逆流 (NECC) 的切变也明显加强, 并产生不稳定波动^[1-8].

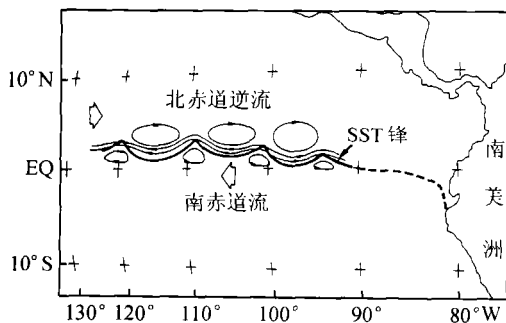


图 1 赤道东太平洋温度锋及其附近流场特征^[1]

文献[1]基于赤道东太平洋温度锋附近的有关观测和分析, 可概括出图 1 所示的海表面温度 (SST) 和表层流的结构. 此种结构可以认为是一种弯曲急流结构. 图中粗实线表示温度锋所在位置, 空箭头分别表示 SEC 和 NECC 的大概位置, 细实线表示 SEC 北翼瞬时流场的弯曲急流结构, 在急流两侧有近乎闭合的流线, 细实线是对文献[1]原图做的补充. 从中可明显看出温度场与流场的匹配关系.

图 2 为 1979 年 6 月 7 日 (Julian 天 158) 释放于 $2^{\circ}\text{N}, 105^{\circ}\text{W}$ 的漂流浮标的持续漂浮 4 个半月的轨迹^[2]. 在此期间出现两次 (170 ~ 190 d 之间, 250 ~ 270 d 之间) 明显的经向穿越行为. 统计

2001-02-29 收稿, 2001-04-16 收修稿稿

* 国家自然科学基金 (批准号: 49876011) 和高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 98042301) 共同资助

** E-mail: mengxf@ouqd.edu.cn

表明当时的 SEC 流轴位于 2°N 附近,急流的经向范围估计为 0°~4°N 之间,因此,漂流浮标从 0°漂到 5°N(或从 5°N 漂到 0°)的过程中一定穿越了 SEC 的急流区,而且运动轨迹比较复杂. 这种穿越急流是怎样发生的? 观测表明 SEC 急流区的温度锋要比湾流延伸区弱得多^[9],为什么 SEC 的急流区不能像湾流延伸区的弯曲急流那样成为阻碍急流两侧物质交换与混合的大屏障呢? 哪些因素会影响这种穿越? 怎样影响? 本文的内容主要是对上述弯曲急流构造一个运动学模型,并通过此模型对穿越急流水交换的运动学机理进行研究和分析.

1 弯曲急流模型构造

根据弯曲急流的运动形态,弯曲急流的有量纲流函数为

$$\psi^* = \psi_0 \left\{ \tanh \left[\frac{y^* - y_c^*}{\lambda / \cos \alpha^*} \right] - c_0^* y^* - 1 \right\}, \quad (1)$$

其中, ψ_0 与 λ 分别为急流输运和急流宽度的尺度因子,它们决定流核的最大速度, $2\psi_0$ 是向西的全流输运; $\alpha^* = \arctan \left(\frac{\partial y_c^*}{\partial x} \right)$, 决定流的方向;

$$y_c^* = A \cos[k(x^* - c_r^* t^*)] + \frac{1}{2} k d^2 \cos[2k(x^* - c_r^* t^*)] + \frac{3}{8} k^2 d^3 \cos[3k(x^* - c_r^* t^*)]$$

定义了中心流线的形状,其中 A 表示急流弯曲的振幅, k 为波数, d 为修正弯曲急流形状的调节因子, c_r^* 为相速. 通过本式后面两项的修正,可以使得波脊变尖、波谷变平,使模型模拟的与实际弯曲急流的形状更加相符.

(1)式的无量纲形式为

$$\psi(x, y, t) = \tanh \left[\frac{y - y_c}{\cos^{-1} \alpha} \right] - 1 - c_0 y, \quad (2)$$

其中

$$\psi = \psi_0^{-1} \psi^*, \quad \alpha = \arctan \left(\frac{\partial y_c}{\partial x} \right),$$

$$y_c = B \cos[\kappa(x - ct)] + \frac{1}{2} \kappa \delta^2 \cos[2\kappa(x - ct)] + \frac{3}{8} \kappa^2 \delta^3 \cos[3\kappa(x - ct)],$$

$(x, y) = \lambda^{-1}(x^*, y^*)$, $B = \lambda^{-1} A$, $\delta = \lambda^{-1} d$, $\kappa = \lambda k = \frac{2\pi}{L}$, 这里 L 为无量纲波长, $c =$

$\lambda \phi_0^{-1} c_r^*$, $c_0 = \lambda \phi_0^{-1} c_0^*$, 于是无量纲时间和距离可取为: $t = \phi_0 \lambda^{-2} t^*$, $x = \lambda^{-1} x^*$.

根据 SEC 的形态以及特征尺度,对弯曲急流特征参数取值如下

$$\lambda^* = 100 \text{ km}, \quad L^* = 1000 \text{ km}, \quad k^* = \frac{2\pi}{L^*} = \frac{2\pi}{1000 \text{ km}},$$

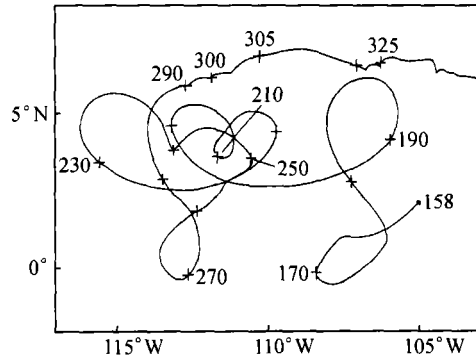


图 2 释放于 2°N, 105°W 的漂流浮标轨迹^[2]
图中数字为 Julian 天数

$$A^* = 100 \text{ km}, c_0^* = 15 \text{ cm/s}, c_r^* = 40 \text{ cm/s}, d^* = 60 \text{ km}.$$

对应的无量纲参数为

$$\lambda = 1, L = 10, k = \frac{2\pi}{10}, B = 1, c_0 = \frac{1}{8}, c = \frac{1}{3}, \delta = 0.6.$$

引入坐标变换 $\xi = x - ct, \eta = y$, 可得到坐标系 (ξ, η) 以波速 c 运动时所呈现的流函数

$$\psi(\xi, \eta) = \tanh\left(\frac{\eta - \eta_c}{\cos^{-1}\alpha}\right) - 1 - (c_0 + c)\eta, \quad (3)$$

其中 $\eta_c = B \cos(\kappa\xi) + \frac{1}{2}\kappa\delta^2 \cos(2\kappa\xi) + \frac{3}{8}\kappa^2\delta^3 \cos(3\kappa\xi)$, $\alpha = \arctan\left(\frac{\partial\eta_c}{\partial\xi}\right)$. 在这里, 由于 ψ 不再显含时间 t , 流线等同于轨线.

2 弯曲急流各参数对流体质点穿越弯曲急流的影响

本文提到的“穿越急流”是相对地球不动的观察者而言的. 在固定坐标系下看到的流线, 在各图中用实线表示; 而流体质点的穿越行为则是一种 Lagrange 行为, 流体质点的运动轨迹与移动坐标系下的流线重合, 在各图中用虚线表示. 各图中纵横坐标均为无量纲参量. 根据流体力学的知识, 我们知道流场中的质点每一瞬间都是沿流场速度矢量的方向运动的, 但这并不意味着流体质点一直沿流线运动, 因为通常流线是随时间变化的. 特别是当流动为定常流动时, 流线等同于轨线, 流体质点才沿流线运动. 因此, 就一般情况而言, 存在流体穿越流线从一侧跑到另一侧的可能性.

由第 1 节各参数决定的急流结构如图 3(a) 所示. 其中实线为在固定坐标系 (x, y) 下 $t = 0$ 时刻的流线, 虚线为移动坐标系 (ξ, η) 下的流线. 由图可见, 两者存在显著差异: 固定坐标系中流线的闭合环流区位于槽上脊下(细实线), 在移动坐标系下, 原来的槽变成了脊, 脊变成了槽, 闭合环流区仍位于槽上脊下(细虚线), 于是原固定坐标系中的槽上涡(脊下涡)变成了移动坐标系中的脊下涡(槽上涡). 这表明由于坐标变换, 流场的拓扑结构发生了本质变异, 这便是所谓“重接”, 它与流场中质点穿越急流轴的行为有密切联系. 图 3(b) 是从图 3(a) 中选取的几条流线, 其中 L_2 代表急流主流线, L_1 和 L_3 代表其侧翼的流线; 虚线表示在以相速移动的坐标系中所观察到的流线. 运动坐标系的流线是定常的, 因此它同时也表示流体质点的 Lagrange 轨迹. 将两种坐标系的流线叠加在同一平面上, 便可揭示出流体质点在传播的弯曲急流中运动时相对于急流的位置的变化情况. 如图所示, 初始时刻位于 P_1 点处的质点可以运动至急流核附近的 P_1' 处, 随着时间的推移质点还会离开急流核区再回到 P_1 处, 如此循环往复. 而初始时刻位于 P_2 点的质点则会穿越整个急流 (L_1, L_2, L_3) 到达急流的另一侧 P_2' , 这样就发生了“穿越急流”的运动. 这种现象在文献[9]中已有观测事实证明.

2.1 急流强度对穿越急流的影响

急流强度由 ψ_0/λ 决定, 假定急流宽度 λ 不变, 则 ψ_0 决定急流强度. 保持第 1 节中其他参数不变, 我们选择两种不同的 ψ_0 , 使得急流轴流速分别为 90 和 240 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$. 对应的流场见图 4(a), (b). 我们可通过观察固定坐标下的流线与移动坐标下的流线(实线与虚线)的相交情况来判断穿越程度. 比较两个图可以发现, 急流强度越大, 实、虚线的相对位置越接近平行(即交角越小), 流体质点穿越急流的程度越弱. 实线与虚线相交情况下, 流场中部分流体可以

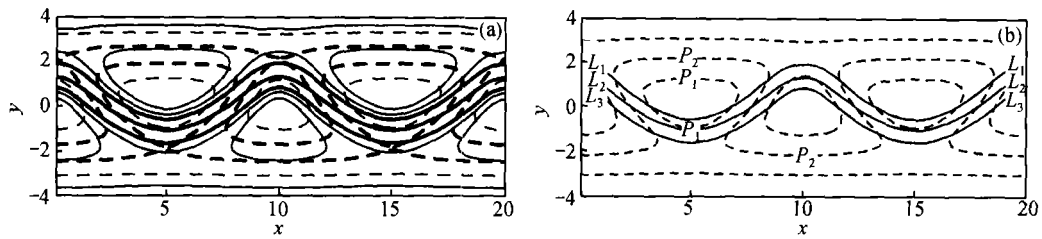


图 3 流场结构以及流体质点穿越急流轴示意图

(a) 流场结构图, $\psi_0/\lambda = 120 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$, $B = 1$, $c = 1/3$; (b) 流体质点穿越急流轴示意图

从急流一侧完全地穿越到另一侧. 我们定义该部分流体所在的区域为“穿越区”(为图中两条粗虚线包围的区域), 以“穿越区”为界所包裹的闭合流涡区为“俘获区”. 外围其余的区域为“外部逆行区”. 随着急流强度减弱, “穿越区”的范围增大, 而“俘获区”范围减小.

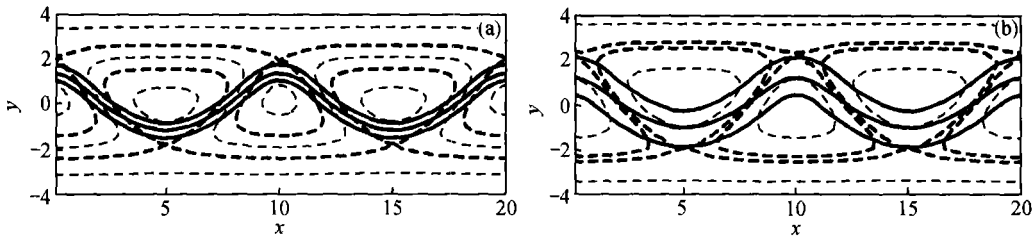


图 4 急流强度对穿越急流的影响

(a) $\psi_0/\lambda = 90 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$; (b) $\psi_0/\lambda = 240 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$

2.2 位相传播速度 c 对穿越急流的影响

其他参数不变, 选取不同的位相传播速度(方向向西) $c = 1/12$ (图 5(a)), $c = 2/3$ (图 5(b)). 图中两条粗虚线包围的区域仍表示“穿越区”. 对比各图可见位相传播速度的增加能有效地加强穿越急流的程度, 并增大“穿越区”的范围.

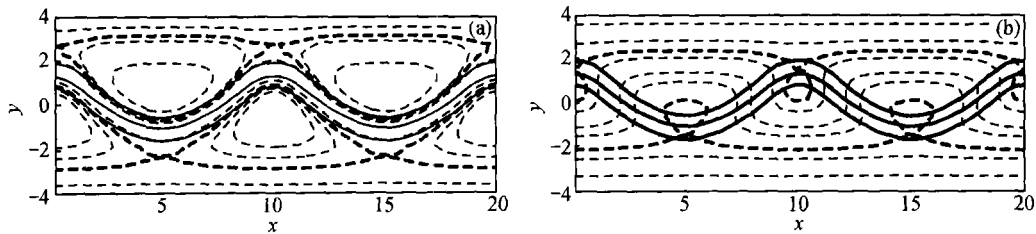


图 5 位相传播速度对穿越急流的影响

(a) $c = 1/12$; (b) $c = 2/3$

2.3 弯曲振幅对穿越急流的影响

其他参数不变, 选取不同的弯曲振幅 $B = 0.5$ (图 6(a)), 1.5 (图 6(b)). 比较各图可见弯曲振幅越大, 穿越行为越显著. 振幅较小的时候($B = 0.5$), 整个流场有相当范围为“外部逆行区”所占据.

总结上述结果可知: 减弱急流强度、增大位相传播速度或增大急流弯曲振幅都有助于穿越

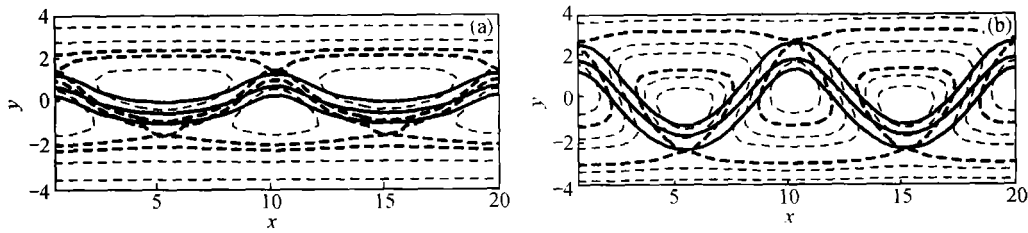


图 6 弯曲振幅对穿越急流的影响

(a) $B = 0.5$; (b) $B = 1.5$

急流行为的发生,并增加“穿越区”面积;而由重接的流场结构是否存在“穿越区”以及“穿越区”面积的大小,可以判断流场是否存在穿越急流的水交换现象以及交换的强弱程度,即物质锋的强弱程度。

由以上分析,如果弯曲急流的强度、相速传播速度和弯曲振幅满足一定的条件,使得在移动坐标系中的流场结构“重接”后分化出一个“穿越区”,则位于穿越区的流体质点的 Lagrange 轨迹可表现出穿越行为。因此,观测^[2]所揭示的漂流浮标在赤道东太平洋穿越平均位置 2°N 左右的温度锋和弯曲急流可由上述原理进行解释。

3 小结

本文通过构造弯曲急流的运动学模型,对赤道东太平洋温度锋附近的穿越急流现象进行了模拟,并研究了不同参数下定常弯曲急流的形态和在穿越急流方向上物质交换的不同方式。研究表明:弯曲急流结构分别在不同的急流强度、弯曲传播速度(相速 c)以及弯曲振幅下发生“重接”。不同参数下,“重接”流场的穿越区大小不同,而相应地可导致弯曲急流两侧物质交换程度的不同,即锋区强弱程度的不同。较小的急流强度、较大的弯曲传播速度(相速 c)或者较大的弯曲振幅,可使得在穿越弯曲急流方向发生明显的流体交换。弯曲急流特征参数的不同(如急流强度)可能是导致湾流屏障作用强,形成的锋区较强,而赤道东太平洋锋区弯曲急流区的锋相对较弱的原因。

参 考 文 献

- 1 Legeckis R, et al. Equatorial long waves in geostationary satellite observations and in a multichannel sea surface temperature analysis. *Bulletin American Meteorological Society*, 1983, 64: 133
- 2 Hansen D V, et al. Genesis and effects of long waves in the equatorial Pacific. *J Geophys Res*, 1984, 89: 10431
- 3 Halpern D, et al. Observation of 20-day period meridional current oscillations in the upper ocean along the Pacific Equator. *J Phys Oceanogr*, 1988, 18: 1514
- 4 McPhaden J M, et al. Variability in the eastern equatorial Pacific during 1986—1988. *J Geophys Res*, 1990, 95: 13195
- 5 Qiao L, et al. Tropical instability wave kinematics: Observations from the tropical instability wave experiment. *J Geophys Res*, 1995, 100: 8677
- 6 Wyrtki K. Lateral oscillations of the Pacific equatorial countercurrent. *J Phys Oceanogr*, 1978, 8: 530
- 7 Miller L, et al. Oscillations of dynamic topography in the eastern equatorial Pacific. *J Phys Oceanogr*, 1985, 15: 1759
- 8 Perigaud C. Sea level oscillations observed with Geosat along the two shear fronts of the Pacific north equatorial countercurrent. *J Geophys Res*, 1990, 95: 7239
- 9 Bower A S, et al. Evidence of cross-frontal exchange processes in the Gulf stream based on isopycnal RAFOS float data. *J Phys Oceanogr*, 1989, 19: 1177