

长期天气数值预报基础

(二)

中国科学院地理所气候室

第一篇 大尺度大气和海洋动力学概论

3 海洋环流形成的理论

1.1

大气和海洋是旋转地球上相互联系着又相互制约着的一对矛盾的统一体。在研究大气和海洋中所发生的某些现象，特别是长期变化和某些一类现象时，需要考虑它们之间的相互作用过程。但作为初步分析，在研究某一个介质中的现象时，也可暂时抛开它对另一个介质的反馈影响，而把另一个介质的作用作为已知条件来加以考虑。

海洋对大气运动的影响主要是热力性的，也即它将通过对大气的加热或冷却，从而对大气运动产生影响。这在本书第一篇中已经初步提到，本书三篇中还将进一步在讨论大气和海洋之间的相互作用时研究这种影响。大气对海洋运动的影响在很大程度上却是动力性的，也即为洋环流的形成和发展起着特殊性的制约作用。在一定程度上是由大气边界层中的风所驱动的。这一事实早在本世纪初就被 Vanicek 所发现，他观察到冰块经常向着风侧的右侧 30° 到 40° 之间漂流，他认为这是大气和海面之间的摩擦动力和地球旋转共同作用的结果。这一设想 Ekman 在理论上已给予证实。Ekman 的理论在本书的第一章中已作过介绍。

在本章中，将首先海洋大尺度环流的若干观测事实，然后从理论上加以分析讨论。

关于若干观测事实，概括如下：

如图1所示，大尺度海洋环流一般具有反气旋流动的特征，即在北半球大洋的西岸是向极地流动的洋流，在东岸是向赤道



图1 全球洋流示意图

图例说明：1-5——北和南赤道洋流 6——黑潮； 7——东澳大利亚洋流；
 8——湾流； 9——巴西洋流； 10——Agulhas洋流； 11——北太平洋洋流；
 12——北大西洋洋流； 13——南投流洋流； 14——California洋流；
 15——Peru洋流； 16——Canary洋流； 17——Benguela洋流； 18——西
 澳大利亚洋流； 19-21——赤道逆流； 22——阿拉斯加和哥伦比亚洋流； 23——

挪威洋流; 24 -- 西 Spitzbergen 洋流; 25 --
 -- 東格陵蘭洋流; 26 -- Labrador 洋流; 27 --
 -- Irvinge 洋流; 28 -- 親潮; 29 --
 Fjalkland 洋流。

流动的洋流，大尺度海洋环流的另一个重要特征是东西两岸的洋流在强度上是不对称的，西边界的洋流要比东边界的洋流强而强。如北太平洋西岸的黑潮，北大西洋西岸的湾流，都是强洋流。类似的，非洲东海岸外的莫三鼻给——厄加勒斯洋流，大西洋南美洲东海岸外的巴西洋流，南太平洋的东澳大利亚洋流等都是一些向极流动的强洋流。

洋流的强度可以用单位时间对水量的容积输送量来表示，图2A是大西洋西海岸向极地的湾流和东海岸向赤道道的Canary洋流的输送量。通过湾流的输送量约 $55 \times 10^6 \text{ 米}^3/\text{秒}$ ，它基本上集中在约100公里宽的窄的洋流中，向赤道道的总输送量约 $49 \times 10^6 \text{ 米}^3/\text{秒}$ ，分布在约4000公里的宽度上，只是在Canary洋流中比较集中，约向南输送 $16 \times 10^6 \text{ 米}^3/\text{秒}$ 的水量。湾流的最大输送量在夏季，最小在秋季和早春，年变化约 $15 \times 10^6 \text{ 米}^3/\text{秒}$ 。图2B是北太平洋的情况，黑潮的总输送量在30到 $60 \times 10^6 \text{ 米}^3/\text{秒}$ 之间，最大值在春季和秋季，最小值在冬季和初夏，其输送量约为湾流的三分之二。向南的输送量几乎分布在在北太平洋的宽度上，而加尼福尼亚洋流的输送量约为10到 $13 \times 10^6 \text{ 米}^3/\text{秒}$ 。

图3是沿湾流垂直剖面上的温度分佈，可以看到，高温在湾流的右侧，低温在其左侧，这表明即使在湾流这样较窄的尺度上（百公里量级）准地转图例仍然成立，这是因为洋流的流速

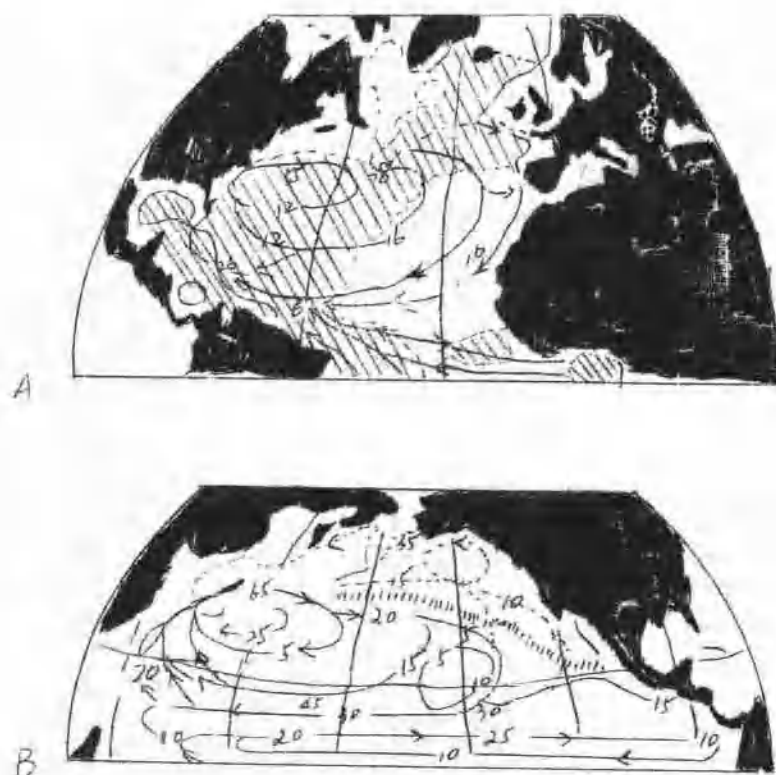


图 2

A 北大西洋水号输运图单位 $10^6 \text{ m}^3/\text{秒}$, 阴影区为温度异常区

B. 北大西洋水号输运图单位 $10^6 \text{ m}^3/\text{秒}$, 虚线表示冷流, 实线表示暖流。

要比自由大气中的风速小得多, 例如如取湾流的流速为 1 米/秒 , 宽度取 300 公里 , 则 Rossby 数约 $0-3$, 这已经满足准地转运动的条件了。

在另一方面, 在图 3 中注意到, 在贴近洋面的一层内, 由于大气风的搅拌温度很均匀, 在这温度均匀分布的混合层下面, 温度分布的垂直梯度很大, 这一层称为斜温层 (thermocline)

再下各温度的垂直分布又趋于均匀，到500米至1000米间，又出现另一个斜温层。

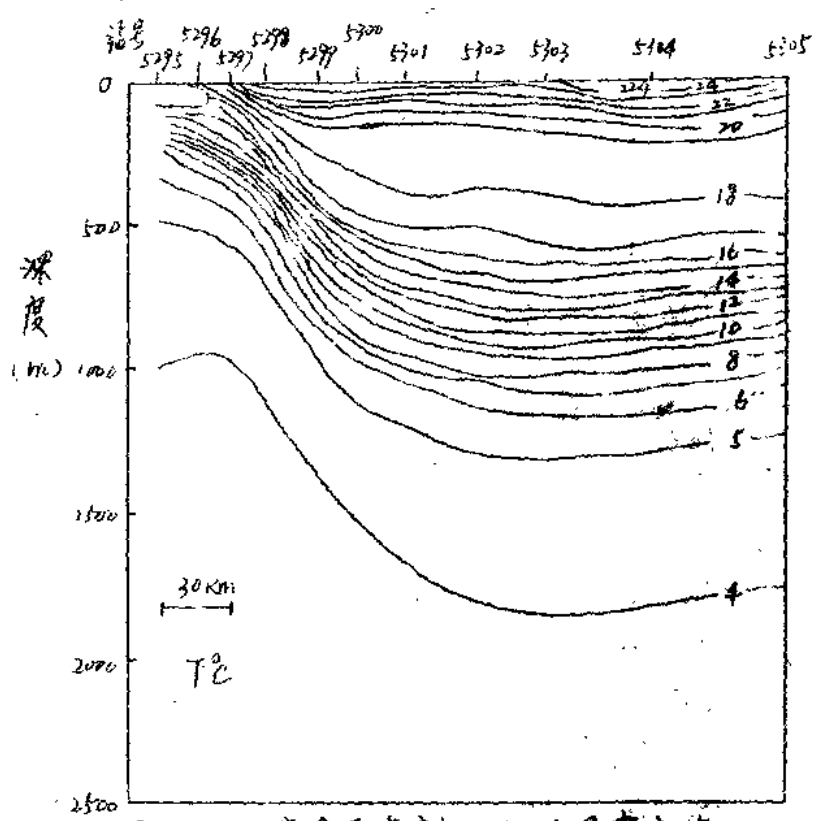


图3 沿洋流垂直剖面上的温度分布

上述温度的这种垂直分布，不仅在强洋流中在其近海域也如此。图4是东赤道大西洋中一个英大海域的温度垂直分布情况。同样可以看到在贴近海面的30-40米内，由于混合作用温度趋于均匀，这以下到100多米深温度剧降，再以上又趋于均匀。在图4中同时给出了邻近一个测站低层大气中的温度垂直分布情况，可以看到和海洋的分布很相似，不过方向倒置过来。

温度廓线及斜温层的深度在温带海洋中具有季节变化，图5A、B，分别给出巨港大 (Eszmunala) 海域和北太平洋中部的情况。由图可见，混合层最小的深度在初夏，斜温层从这时时

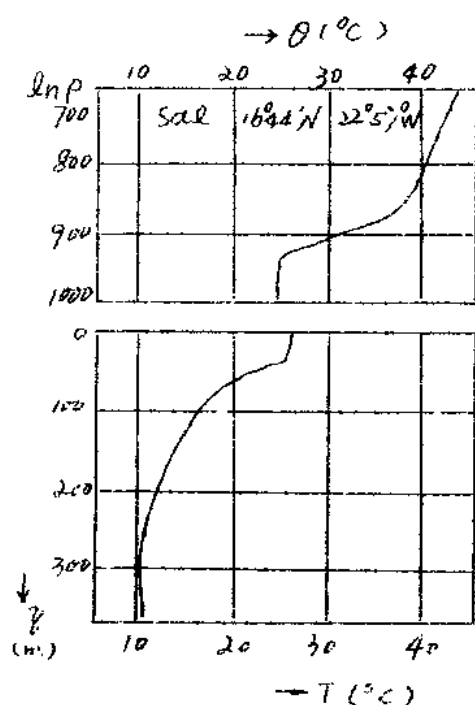
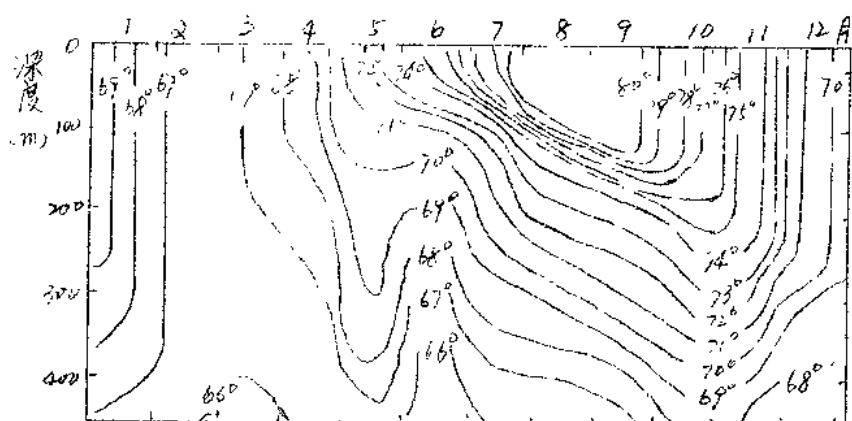


图4 东赤道大西洋某点的海温分佈
及其上大气的位置分佈。

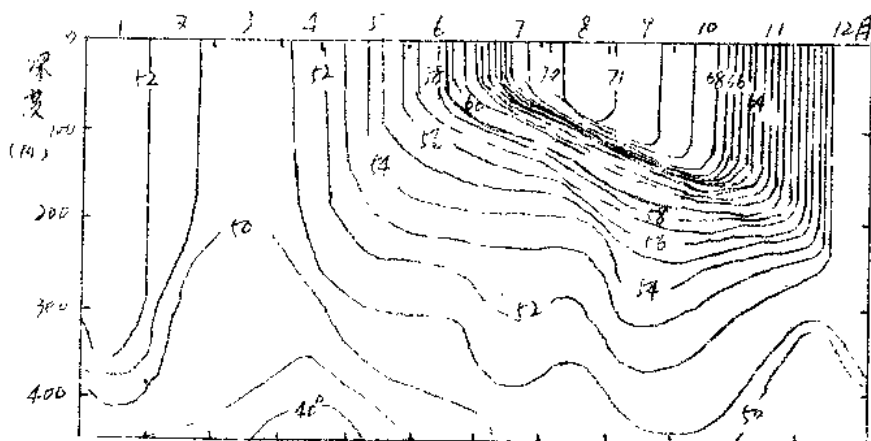
候出现一直持续到秋末。温度和斜温层的季节变化，主要受与大气之间的热导交换，以及海洋环流所制约。斜温层的季节变化在热带海洋中则很弱。

长期天气预报的统计事实表明，在北半球某些地区（例如我国的东部和欧洲地区）地面和高空大型环流的长期演变以及与之相联系的大范围旱涝，与黑潮及湾流这些强洋流的冷暖很有关系，而温度场的异常是与海气之间的热导交换以及海洋环流的强弱有关，所以有必要研究控制海洋环流形成的因子以及它与大气之间的相互作用。特别要研究强洋流的形成过程。

长期天气预报的统计事实还表明，热带海洋的热状况，在制约大气环流演变中也起重要的作用，如此，可进一步给出一些热带海洋环流的观测事实。



A



B

图5 上层海洋温度的季节变化 (°C)

A. Sargasso 区, B. 北太平洋中部.

热带和副热带地区水团的性质, 主要受赤道洋、南赤道洋流、赤道回流和赤道逆流所控制, 而赤道逆流对其上盛行风的变化是很敏感的, 随着风系的季节变化也存在着强烈的季节变化. 热带海洋上空的环流, 主要是信风和赤道无风带, 在某些地区还存在季风环流. 如果没有季风环流, 那么北半球的东北信风和南半球的东南季风相对赤道来讲是对称的, 两季风

系的相互作用将在赤道形成无风带，但事实上，在大西洋地区的无风带，就平均来讲位于北半球，仅在冬末和初春在大西洋西部无风带才接近赤道甚至跨过赤道稍微进入到南半球。在太平洋，无风带全年都位于北半球，虽然其地理位置对不同年份也有可变化，而在太平洋，在北半球冬季的月份，将南移到赤道和南纬 10° 或 20° 之间。在印度洋上，当北半球为冬季时，东北信风将跨越赤道，无风带的位置约在南纬 5° 和 10° 之间；在夏季，无风带位于中和东印度洋的赤道部份，这时在印度洋的西部，南半球的东南季风在穿越赤道后将逐渐转变成南或西南风，于是进入到印度洋的西南季风季节。

这些风系以及它们的季节变化将影响赤道洋流系统。当赤道无风带位于北半球时，大气的盛行风系和洋流之间的关系可见图6的不意图。由图所示的盛行风，通过和海洋之间的摩擦作用，将造成表层海水的Ekman输送，输送方向如上一章指出，将指向盛行风向的右侧。在图中用短粗箭头表示。由于Ekman输送间的辐合或辐散，将使海表面以及其下的斜温层在经圈方向上产生坡度，为了适应质量在经圈方向上的这种分佈，将在准地转条件下由赤道向西流动的叫赤道逆流和南赤道洋流，以反界于它们中间的赤道回流。注意到，根据海表面在经圈方向的坡度，向西流动的海水将发生在 25°N 和 10°N 以及 5°N 和赤道之间，这分别是北赤道和南赤道洋流。正由于赤道无风带的存在，造成了海表面坡度的逆转，于是在 10°N 和 5°N 之间形成了较窄的赤道回流。根据观测，赤道回流的表层流速可以达到35-60厘米/秒，而在3-4月则减小到20厘米/秒左右，最大的流速常发生在50-100米深处观测到。

赤道回流并不位于真正的赤道上，这表明并不需要在沿纬圈方向上存在着由西向东减低的海表面坡度来维持它，事实上

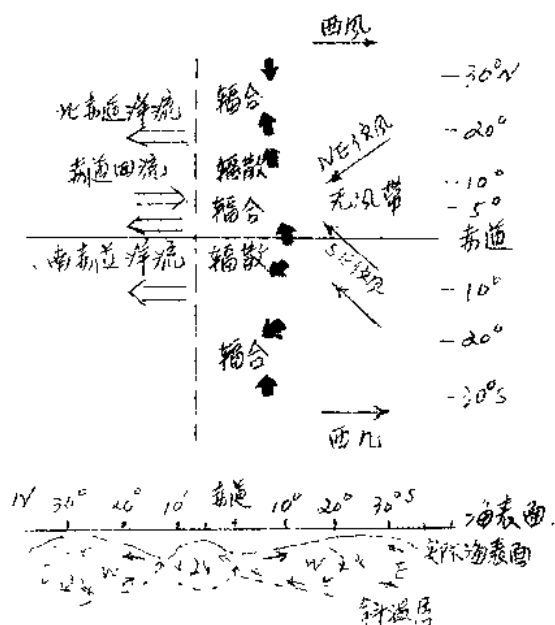


图6. 盛行风和赤道洋流间的关系.

由上述, 为了地球赤道在经度方向上的质量分佈, 必然要出现唯地转性的赤道回流。然而, 由于南、北赤道洋流, 不断把海水从海洋的东部带到海洋的西部, 因此在赤道地区的海洋上, 海表面将出现从西向东减少的坡度。如果没有一种相反的过程来制约, 那么在南、北赤道洋流作用下, 海水将不断在海洋的西部堆积起来。这种状态显然是不可能出现的, 这表明一定还存在另一支洋流, 会把海水不断从西边带向东部, 以达到在维持观测到的准平衡或准定常状态。这一支洋流便是向东的赤道潜流, 它的中心正好位在赤道上, 它的宽度虽然很窄只有, 200-300公里, 但流速很大, 发生在50-150深处的最大流速可达100-150厘米/秒, 这支潜流的总输运量可达到 $20-30 \times 10^6$ 米³/秒。在太平洋上的赤道潜流又称为Cromwell洋流。在图7A、B中给出了大西洋和太平洋赤道潜流速度剖面的观测

~10~

结果。在太平洋的例子中，除给出流速的分佈外，同时给出了温度的分佈。可见在赤道潜流中，斜温层被延伸开去，也即被减弱了。

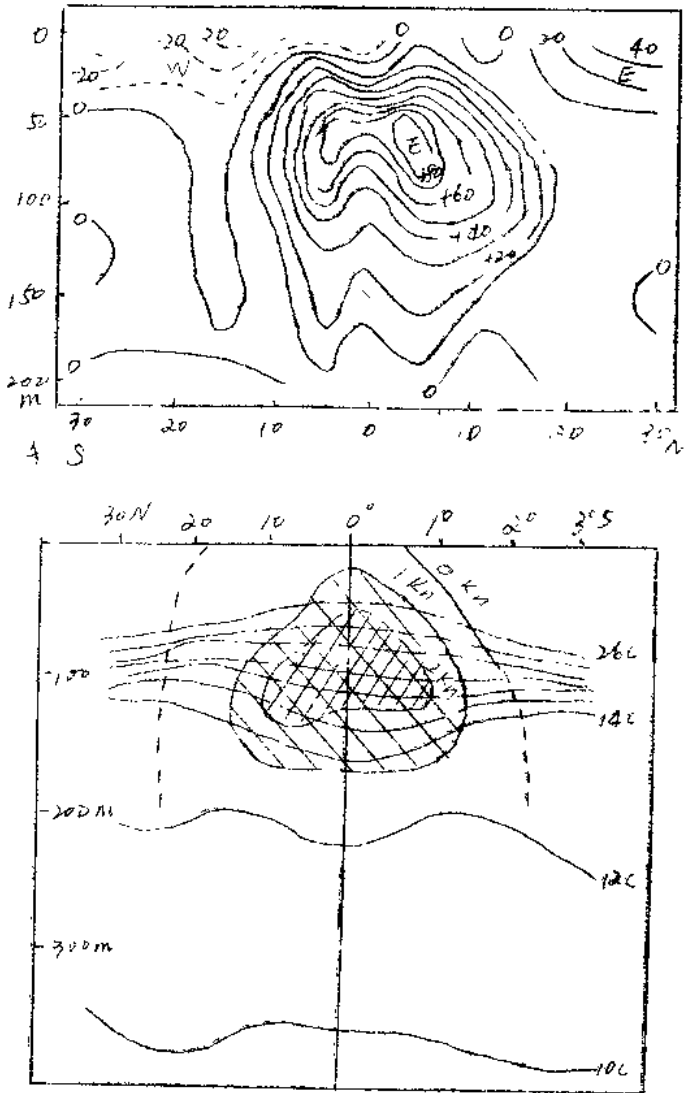


图7. A. 大西洋赤道潜流剖面

B. 太平洋赤道潜流剖面

长期天气预报的实践表明，南美洲和印度尼西亚之间的海平面气压变化，存在着遥相关的联系，称为“南方涛动”，又称为厄尔尼诺。它则在赤道附近，存在着东西向的垂直环流。观测表明，厄尔尼诺环流的方向和强弱与沿岸海洋和大气之间的热交换有关。显然，在这一地区海气之间的热交换与海洋温度的分布有直接的联系。因此研究赤道地区海洋环流的性质以及它在强度和位置上的变化规律，将直接影响于海气之间的热交换，从而对认识类似厄尔尼诺这类大气中发生的大型过程，无疑会有帮助。

以上概括地给出大尺度海洋环流若干重要特征的观测事实。根据这些观测，我们将在下面各节着重讨论大尺度海洋环流的气旋性质，西边界强洋流的形成物理，赤道流系的动力学以及斜温层的形成和发展等。

(一) 均质海洋中的风驱动理论

§1 风生大尺度海洋环流的线性理论

如上一节观测所表明，大尺度海洋环流具有气旋流动的特征。同时东西两岸附近的洋流在强度上是不对称的。西边界的洋流要比东边界的洋流窄而强。在本世纪四十年代末，Stommel^[1]和Munk^[2]分别研究了这个问题，指出这是在风应力作用下，由于地球自转参数随纬度的变化而造成。现在按Veronis^[3]的分析来讨论这一问题。

在有摩擦应力作用的情况下，水平运动方程为：

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} + \vec{f} \times \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\partial \vec{\tau}}{\partial z} \quad (1)$$

对方程从海表面 ($z=0$) 到摩擦层 (混合层) 底 ($z=-D$) 积

~ 12 ~

分, 得到这一层中的平均运动方程为

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} + \vec{f} \times \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - K \vec{V} + \frac{\vec{\tau}_0}{D} \quad (2)$$

式中 $f = f_0 + \beta y$, $K (= \rho \text{div} V)$ 为摩擦系数, 取为常数

$-K \vec{V}$ 表示 Ekman 层底部的摩擦力, $\vec{\tau}_0 = (\tau_x, \tau_y)$ 为海表面的风应力, 另外, 在这一层中有连续性方程, 为

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (3)$$

由 (2) 式得到涡度方程

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \zeta + \beta V = -K \zeta + \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \tau_y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \right) \quad (4)$$

由 (3) 式引进流函数, 定义成

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (5)$$

于是

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \nabla^2 \psi \quad (6)$$

为简单起见, 取正方形海洋, 边界条件为

$$x=0, \pi L; \quad y=0, \pi L; \quad \psi=0 \quad (7)$$

取风应力的形式为

$$\tau_x = -\frac{W}{2} \sin \frac{x}{L} \cos \frac{y}{L}, \quad \tau_y = \frac{W}{2} \cos \frac{x}{L} \sin \frac{y}{L} \quad (8)$$

式中 $W/2$ 为风应力的振幅。注意到, 这样形式的风应力, 在

边界 $x=0$ 上 $\tau_x=0$, 在边界 $y=0$ 上 $\tau_y=0$, 同时这样的风应力是无旋的, 而其速度为

$$\frac{\partial \tau_x}{\partial x} = \frac{\partial \tau_y}{\partial y} = -\frac{10}{L} \sin \frac{x}{L} \sin \frac{y}{L} \quad (9)$$

引进无量纲号

$$(x, y) = L(x', y'), \quad t = (\beta L)^{-1} t', \quad \psi = \frac{W}{\rho \beta} \psi'$$

则方程 (4) 的无量纲形式为 (略去撇号)

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + R J(\psi, \zeta) + \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\epsilon \zeta + \vec{k} \cdot \text{curl} \vec{z} \quad (10)$$

式中无量纲参数

$$R = \frac{W}{D \beta^2 L^3}, \quad \epsilon = \frac{K}{\beta L} \quad (11)$$

如特征速度取 $U \sim W/\beta L D$, 特征柯利奥利参数 $f \sim \beta L$, 则

R 即为 Rossby 数。

在定常和线性情况下, 方程 (10) 简化成

$$\epsilon \nabla^2 \psi + \frac{\partial \psi}{\partial x} = \vec{k} \cdot \text{curl} \vec{z} = -\sin x \sin y \quad (12)$$

边界条件为

$$x=0, \pi; \quad y=0, \pi, \quad \psi=0 \quad (13)$$

设问题的解的形式为

$$\psi = f(x) \sin y$$

这样形式的解， y 方向的边界条件自然满足，而 $\bar{H}(x)$ 满足方程。

$$\epsilon \frac{d^2 \bar{H}}{dx^2} + \frac{d \bar{H}}{dx} - \epsilon \bar{H} = -\sin x \quad (14)$$

容易求得满足条件 $x=0, \pi; \bar{H}=0$ 的解，而最后解为

$$\begin{aligned} \phi = \frac{1}{1+4\epsilon^2} \left\{ 2\epsilon \sin x + \cos x + \frac{1}{e^{\pi D_1}} e^{\pi D_2} \left[(1+e^{\pi D_2}) e^{D_1 x} \right. \right. \\ \left. \left. - (1+e^{\pi D_1}) e^{D_2 x} \right] \right\} \sin y \end{aligned} \quad (15)$$

式中。

$$D_1 = \frac{-1 - \sqrt{1+4\epsilon^2}}{2\epsilon}, \quad D_2 = \frac{-1 + \sqrt{1+4\epsilon^2}}{2\epsilon}$$

图 8 给出 $\epsilon = 0.05$ 时解的形式，可以看到，在右边界存在着一窄的边界层，即出现一支强的向北流动的洋流。

注意到，解 (14) 对 y 是对称的，对称轴在 $\pi/2$ 最大值处。从另一方面，从方程 (12) 或 (14) 可以直接看出，如果没有 β 的

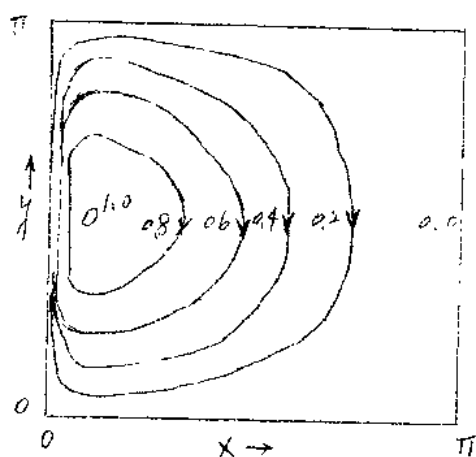


图 1. 解 (14) 的形式 (对 $\epsilon/\epsilon_{\max}$ 画出)

作用，方程对变量 x 是对称的，即用 $-x$ 换 x 方程形式不变，由于应力对 $x = \pi/2$ （中轴）也是对称的，於是整个的流型在 x 方向（东西方向）将呈对称的形式，显然这时不会出现西边界的强洋流。这是从数学分析上看出，西边界强洋流的出现，柯列奥来力的纬度变化起了重要的作用。

从另一方面 从线性理论近似下，摩擦力在西边界强洋流的形成中也起一定的作用，因为由方程 (12) 如略去摩擦项 ($\epsilon = 0$)，得

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\sin x \sin y \quad (16)$$

积分得

$$\psi = \cos x \sin y + f(y) \quad (17)$$

如取 $f(y) \propto \sin y$ ，则这个解能满足 $y = 0, \pi; \psi = 0$ 的边界条件，但它不能同时满足 $x = 0, \pi; \psi = 0$ 这两个边界条件。例如，取 $f(y) = \sin y$ ，解为

$$\psi = (\cos x + 1) \sin y \quad (18)$$

它满足 $x = \pi, \psi = 0$ 的东边界条件，但不满足西边界条件。从数学上看，这是因为方程 (15) 或 (14) 对 x 是一阶的，只要有一个边界条件就能定解。要同时满足东西两侧的边界条件，方程对变量 x 应为二阶，引进摩擦项就能起这个作用。

流函数在西边界很密集，侧向梯度很大，这表明在西边界存在一摩擦边界层，摩擦的作用只有在边界层中才是重要的，这样可以按照边界层理论方便地求出问题的近似解。

令 $x = \epsilon \xi$ ，於是方程 (12) 变成

~ 16 ~

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \epsilon \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \psi}{\partial \xi} = -\sin x \sin y \quad (19)$$

因为 $\epsilon \ll 1$ ，方程左方前两项相比可以略去第二项，方程变为

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \psi}{\partial \xi} = 0(\epsilon) \quad (20)$$

其通解为

$$\psi = h(y)e^{-\xi} + k(y) = h(y)e^{-x/\epsilon} + k(y) \quad (21)$$

将边界层中的这个解和摩擦层外的解(17)联合起来，便得到问题的近似解为。

$$\psi = \cos x \sin y + h(y)e^{-x/\epsilon} + l(y) \quad (22)$$

由 $x=0, \pi$ 处的条件 $\psi=0$ ，容易决定 h 和 l ，最后得到解为

$$\psi = \left(\cos x - \frac{2}{1-e^{-\pi/\epsilon}} e^{-x/\epsilon} + \frac{1+e^{-\pi/\epsilon}}{1-e^{-\pi/\epsilon}} \right) \sin y \quad (23)$$

或近似地为

$$\psi = (1 + \cos x - 2e^{-x/\epsilon}) \sin y \quad (24)$$

可见，只有当 $x \approx \epsilon$ 时，解中的指数部分才是重要的，当 $x > \epsilon$ 时，指数部分可以省略，这时上式就变到解(18)式。

容易看出，当 $\epsilon \ll 1$ 时， $D_1 \approx 1/\epsilon$ ， $D_2 \approx \epsilon$ ，而 $e^{\pi D_1} \ll 1$ ， $e^{\pi D_2} \approx 1$ ，于是解(15)近似地变成(24) 可见，只要 ϵ 很小，就可以取(24) 为问题的近似解。

Manik 的处理和 Stommel 稍有不同，他没有引进 Ekman 边界层底部的摩擦效应，而考虑侧向端流扩散的作用。