

## 青藏高原大地形对冷涌作用的理论研究\*

陆维松 朱乾根

(南京气象学院)

### 提 要

本文从包含大地形效应的线性浅水波方程组出发, 考虑青藏高原大地形为由西向东等斜率倾斜, 导得两类重力波解, 一类是两个高频重力惯性波解, 另一类是由地形激发的低频地形重力波解. 后者与 Kelvin 波有某些类似之处. 它们分别类似于数值试验所得冷锋迅速南下和冷涌强风速中心沿青藏高原大地形东侧边缘较慢向南传播的重力波. 特别当无地形时, 则低频波消失, 仍有高频波. 还求得了重力波波射线的传播路径为次摆线方程, 这与数值试验所得冷涌强风速中心环绕青藏高原大地形东侧边缘的弧形路径颇为一致. 且沿大地形下游沿海地区可能存在地形重力波波导管.

### 一、引 言

在北半球冬季, 冷涌经常出现在南海上, 并把冷空气迅速输送到热带, 影响低纬和赤道地区的天气过程. 冷涌是东亚和东南亚冬季风环流的主要部分. Chang 等 (1979, 1980)<sup>[1,2]</sup>对冷涌作了个例分析发现, 东亚地区冷涌加强促进了南海及赤道附近的对流加强和扰动发展, 从而使得 Hadley 环流和东西纬向环流加强, 而 Hadley 环流加强又促进了中纬西风带的加强. 冷涌在北半球冬季中低纬环流的相互作用中起着连接作用. Chang 等 (1981, 1983)<sup>[3,4]</sup>还用理论和观测分析得到冷涌在南下过程中具有重力波特征, 并指出大尺度山脉对冷涌具有重要影响. Murakami 等 (1983)<sup>[5]</sup>指出冷涌可能是大尺度山脉边界所激发的 Kelvin 波. Sumi (1985)<sup>[6]</sup>用数值试验也证实了这一点. Yuen 等 (1986)<sup>[7]</sup>进一步研究了冷涌中边界层气流的动力调整理论. 朱乾根等 (1987)<sup>[8]</sup>用  $P-\sigma$  5 层原始方程模式作冷涌的数值试验, 结果表明青藏高原大地形对东亚冬季风的动力作用非常显著, 而其热力作用对东亚季风无明显影响. 青藏高原迫使冷涌绕其东侧弧形南下, 在冷锋后由大地形激发的地形重力波, 与 Kelvin 波颇有相似之处, 产生了东北风极大中心, 该中心以 31 m/s 速度绕青藏高原东侧南下, 至 20°N 后转到高原南侧西移到印度洋北部. 另一方面, 冷锋前部激发出重力波, 以很快的速度 (51 m/s) 南下. 通过有无地形的对比试验表明, 风速中心依赖于大地形的存在, 而冷锋前部的重力波则不依赖于大地形. 对于上述数值试验的结果, 本文使用线性浅水波方程, 着重考虑大地形的影响, 研究由于东西向的大地形所激发的几种波动的动力学特征和它们的传播路径.

### 二、基本方程组和两类重力波解

$f$  平面上包含大地形但忽略基本气流的线性浅水波方程组为

\* 本文于 1989 年 1 月 3 日收到, 1989 年 8 月 21 日收到修改稿. 该文由国家自然科学基金和国家气象局季风科研基金联合资助.

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - f_0 v + \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + f_0 u + \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot [g(H-h)\mathbf{v}] = 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中  $u, v, \phi$  均为扰动量, 且都略去撇号。地转参数  $f_0$  为常数,  $H$  是未扰动流体的深度,  $h$  为大地形高度,  $g$  为重力加速度。因考虑大地形为由西向东倾斜,  $h = h(x)$ , 则波动解为

$$(u, v, \phi) = (U, V, \Phi)(x) \exp[i(ly - \omega t)] \quad (2)$$

将(2)式代入(1)式得

$$\begin{cases} i\omega U + f_0 V - \frac{d\Phi}{dx} = 0 & (3) \\ f_0 U - i\omega V + il\Phi = 0 & (4) \\ g \frac{d}{dx}(H-h)U + ilg(H-h)V - i\omega\Phi = 0 & (5) \end{cases}$$

由(3)、(4)、(5)三式作简单运算得

$$(H-h) \frac{d^2\Phi}{dx^2} + \frac{d(H-h)}{dx} \frac{d\Phi}{dx} + \left[ \frac{1}{g}(\omega^2 - f_0^2) - l^2(H-h) - \frac{lf_0}{\omega} \frac{d(H-h)}{dx} \right] \Phi = 0 \quad (6)$$

为了便于求得解析解, 假定青藏高原大地形是由西向东等斜率倾斜, 而南北方向无限宽的斜平面, 即

$$h = S - x + h_0 \quad 0 \leq x \leq x_0 \quad (7)$$

式中  $h_0 = Sx_0$ ,  $x_0$  为大地形与  $z=0$  的地面的交点坐标,  $h_0$  为大地形最高点的高度, 斜率  $S$  为正常数。则(7)式代入(6)式, 得

$$\eta \frac{d^2\Phi}{d\eta^2} + \frac{d\Phi}{d\eta} + \left[ \frac{1}{gS}(\omega^2 - f_0^2) - l^2\eta - \frac{lf_0}{\omega} \right] \Phi = 0 \quad (8)$$

式中  $\eta = x - \frac{1}{S}(h_0 - H)$ 。(8)式可化为合流超几何方程的形式, 令

$$\xi = 2l\eta \quad \Phi = e^{-\xi/2} G(\xi) \quad (9)$$

(9)式代入(8)式得

$$\xi \frac{d^2G}{d\xi^2} + (1-\xi) \frac{dG}{d\xi} + \left[ \frac{\omega^2 - f_0^2}{2lgS} - \frac{f_0}{2\omega} - \frac{1}{2} \right] G = 0 \quad (10)$$

这就是合流超几何方程, 又称 Kummer 方程。一般而言, 方程(10)存在着两个齐次解, 其中一个在  $\xi=0$  或  $x = \frac{1}{S}(h_0 - H)$  处有奇性, 必须去掉。使得  $\Phi$  在  $\xi=0$  处有限, 当  $\xi \rightarrow \infty$  时为零的非平凡解在下述条件下存在:

$$\frac{\omega^2 - f_0^2}{2lgS} - \frac{f_0}{2\omega} - \frac{1}{2} = n \quad (n=0, 1, 2, \dots)$$

或

$$\omega^3 - \left[ f_0^2 + 2lgS \left( n + \frac{1}{2} \right) \right] \omega - lgSf_0 = 0 \quad (11)$$

它对应于一个离散本征谱。对应的本征函数正比于 Laguerre 多项式  $L_n(\xi)$ , 即

$$G_n = A L_n(\xi) \quad (12)$$

式中  $A$  为常数,  $n=0, 1, 2, \dots$

$$L_n(\xi) = \sum_{k=0}^n (-1)^k \binom{n}{k} \frac{n!}{k!} \xi^k \quad (13)$$

$$\text{例如, } \begin{cases} L_0(\xi) = 1, & L_1(\xi) = 1 - \xi, & L_2(\xi) = \xi^2 - 4\xi + 2 \\ L_3(\xi) = -\xi^3 + 9\xi^2 - 18\xi + 6, & L_4(\xi) = \xi^4 - 16\xi^3 + 72\xi^2 - 96\xi + 24 \\ L_5(\xi) = -\xi^5 + 25\xi^4 - 200\xi^3 + 600\xi^2 - 600\xi + 120 \end{cases} \quad (14)$$

(12)式代入(9)式得

$$\Phi = A e^{-i\eta} L_n(2l\eta) \quad (15)$$

将(15)式代入(3)、(4)两式求得  $U, V$ , 再代入(2)式得

$$\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i\{(\omega + f_0)L_n + 2\omega n! L_{n-1}^{(1)}(2l\eta)\} \\ (\omega + f_0)L_n + 2f_0 n! L_{n-1}^{(1)}(2l\eta) \end{bmatrix} \frac{Al}{\omega^2 - f_0^2} e^{-i\eta} \exp[i(\eta y - \omega t)] \quad (16)$$

$$\phi = AL_n(2l\eta) e^{-i\eta} \exp[i(\eta y - \omega t)] \quad (17)$$

式中广义 Laguerre 多项式

$$L_n^{(1)}(\xi) = \sum_{k=0}^n (-1)^k \binom{n+1}{k} \frac{\xi^k}{k!} \quad (18)$$

而(11)式就是相应的频率方程,它是关于频率  $\omega$  的三次方程,具有三个根。其中两个根相应一般的重力惯性波,且分别向南和向北传播,第三个根相应于地形激发的地形重力波,与 Kelvin 波颇有些相似,它向南传播。对(11)式可求得近似根。对于高频情况,(11)式左端第三项可略去,

$$\omega_{\text{高}} \approx \pm \sqrt{f_0^2 + 2lgs \left( n + \frac{1}{2} \right)} \quad (19)$$

这就是向南和向北传播的重力惯性波频率关系式。对于低频情况,(11)式左端第一项可略去,

$$\omega_{\text{低}} \approx - \frac{lgsf_0}{f_0^2 + 2lgs \left( n + \frac{1}{2} \right)} \quad (20)$$

此式就是低频地形重力波的频率关系式,其量级与低频 Kelvin 波相当。如取  $s=0.015$ ,  $f_0=10^{-4}/s$ ,  $L_y=2.0 \times 10^6 m$ ,  $n=0$ , 注意  $c = \frac{\omega}{l}$ , 得

$$c_{\text{高}} \approx \pm 76 \text{ m/s} \quad c_{\text{低}} \approx -27 \text{ m/s} \quad (21)$$

这是一组近似解。方程(11)式可直接用电子计算机求得各种参数  $s, n, L_y$  的数值解。见图 1。

由图 1 可见,取(21)式同样的条件,图中数值解为

$$C_1 = -55 \text{ m/s} \quad C_2 = 86 \text{ m/s} \quad C_3 = -32 \text{ m/s} \quad (22)$$

近似解(21)式与数值解(22)式较为一致。上式中的  $y$  方向的相速  $C_1$  和  $C_3$  分别与文献

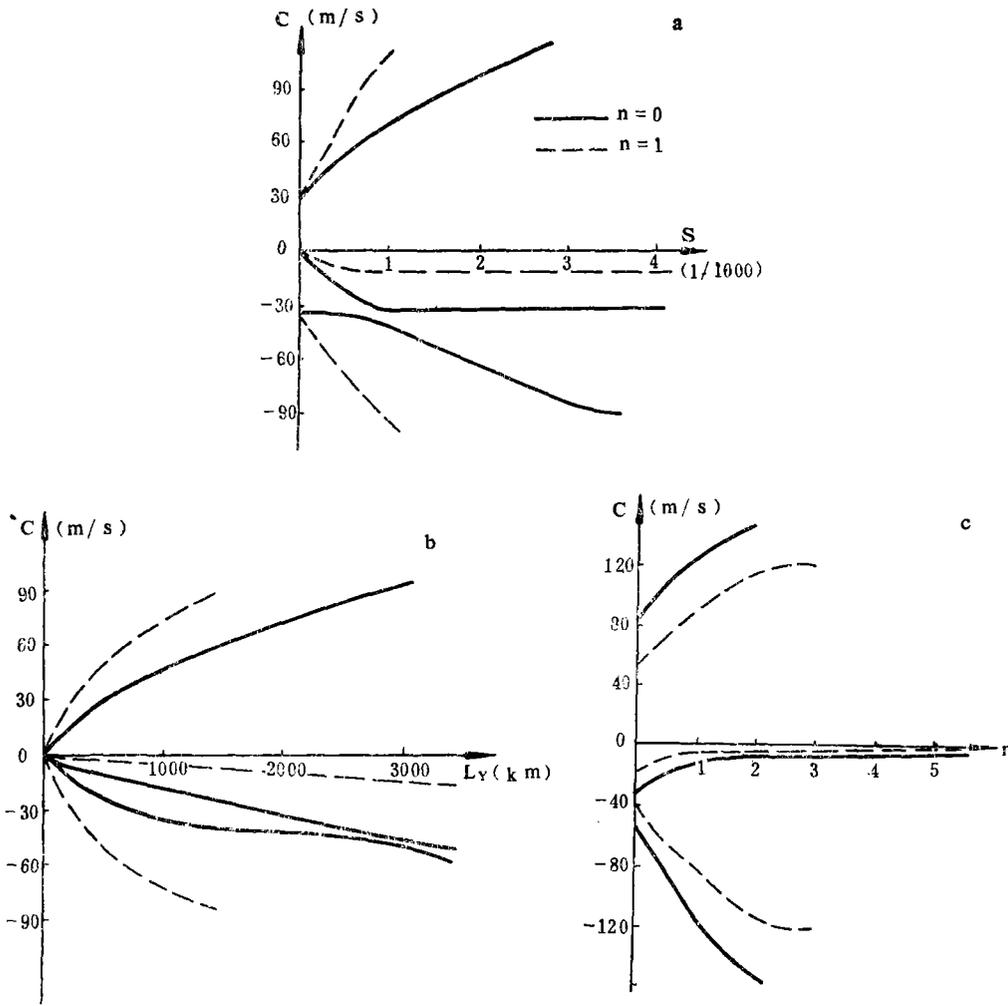


图 1 (11)式的三个根

(a)  $L_y=2000$  km; b)  $S=0.001$ ; c)  $S=0.001$ ,  $L_y=1500$  km)

[8]中数值试验所得的冷涌前锋和冷涌风速极大值中心的移动速度相当一致, 而  $C_2$  表示向北传播的重力惯性波。值得注意的是, 当无大地形时, 即  $S=0$ ,  $C_3=0$ , 低频地形重力波消失, 仅余下两个重力惯性波解。这表明向南传播的低频地形重力波完全依赖于大地形的存在而产生的, 其相速与通常的低频 Kelvin 波相速相当; 而向南和向北传播的两支重力惯性波解受到大地形的影响, 但不完全依赖大地形的存在而产生, 当没有大地形时, 重力惯性波解化为惯性波解。这与文献[8]中无大地形的对比数值试验结果也是一致的。

由图 1 a 可见, 当  $L_y=2000$  km 时,  $L_y$  为经向波长, 对  $S>0.0005$ , 低频重力波的波速  $C_3$  与大地形坡度  $S$  基本无关, 均有  $n=0$ , 对应  $C_3=-32$  m/s;  $n=1$ , 对应  $C_3=-10$  m/s。而高频重力惯性波波速的绝对值随着大地形坡度  $S$  的增加而单调增加, 且向南传播的相速绝对值比向北传播的相速增加慢得多。由图 1 b 可见, 当  $S=0.001$  时, 低频地形重

力波的波速与高频重力惯性波的波速都随着经向波长  $L_y$  的增加而增加, 向南的低频波波速与经向波长  $L_y$  几乎呈准线性关系。由图 1c 可见, 当  $S=0.015$  时, 向南传播的地形重力波的相速  $C_3$  随  $n$  的增加而迅速减小, 即  $n$  越小, 相速  $C_3$  越大, 反之亦然。而向南和向北传播的高频重力波的相速  $C_1$  和  $C_2$  随着  $n$  的增加而迅速增大。因此, 当  $n=0$  时,  $C_3$  的绝对值为最大, 而  $C_1$  和  $C_2$  的绝对值为最小。

从波动解(16)和(17)两式可见, 当  $\eta=0$  时, 则  $x_1 = \frac{1}{S}(h_0 - H)$ , 此处波动解振幅达到最大。因为它们的公因子  $e^{-\eta}$  随  $\eta$  增加而呈指数衰减, 也随着  $x(x > x_1)$  的增加而按  $e$  指数迅速衰减。且波动在  $x = x_1(\eta=0)$  处截阻。一般取  $S=0.001$ ,  $h_0 = 4 \times 10^8 \text{m}$ ,  $H = 1.0 \times 10^3 \text{m}$ , 则得

$$x_1 = 3.0 \times 10^5 \text{m} \quad (23)$$

即冷涌中心应位于远离大地形最高点向东 3000 km 左右, 而大地形与地面交点为  $x_0 = 4000 \text{km}$ 。可见, 冷涌中心远远偏离大地形的峰顶, 而接近平坦地面或海面。这与实际观测以及文献[8]中计算结果都是相当一致的。在天气图上可以看到, 冷涌中心往往沿我国东部沿海地区向南移动。由  $x_1$  的表达式可见, 因  $h_0 \gg H$ , 也即冷涌的顶部高度  $H$  总比青藏高原大地形最大海拔高度  $h_0$  小得多, 所以,  $x_1$  的正值很大。按(16)、(17)两式, 冷涌中心正好沿  $x$  轴向东平移了  $x = x_1$  的距离。若  $h_0 = H$ , 则冷涌中心应在青藏高原顶部, 而不在我国东部沿海。因此, 冷涌位置是由冷涌顶部高度  $H$ 、大地形最高点高度  $h_0$  和大地形坡度  $S$  三者所决定。

由波动解(16)和(17)两式可求得所谓  $x$  方向的  $e$  折宽度  $x_L$ , 即波动离冷涌中心( $x = x_1$ )向东的距离, 其振幅成为  $x = x_1$  处的  $1/e$  倍。由(16)、(17)两式得

$$x_L = \frac{1}{l} = \frac{L_y}{2\pi} \quad (24)$$

式中  $x_L = x - x_1$ , 取  $L_y = 2000 \text{km}$ ,  $x_L \approx 320 \text{km}$  与文献[6]中所得观测事实分析结果相近。由(24)式还可看到, 一般地说,  $e$  折宽度  $x_L$  是经向波长  $L_y$  的  $1/2\pi$  倍。可见, 冷涌的水平尺度不是各向同性的, 且经向尺度  $L_y$  是纬向尺度  $L_x$  的  $2\pi$  倍。

由(15)可见, 位势高度  $\phi$  的振幅  $\Phi$  随  $\eta$  (即  $x$ ) 呈  $e$  指数衰减, 这类似于海洋学中的边缘波。注意图 1b 中  $C_3$  与  $L_y$  呈线性关系, 表明地形重力波可能是非频散波。

为直观看到低频地形重力波的结构, 将解(16)、(17)、(18)三式的实部绘为图 2。取  $L_y = 2000 \text{km}$ ,  $C_3 = -30 \text{m/s}$ ,  $S = 0.001$ ,  $n = 0$ ,  $A = 1.0$ ,  $x_1 = 3000 \text{km}$ ;  $x, y$  方向的格距分别为 20 km 和 100 km, 等  $\phi$  线的间隔是 0.2。从图 2 可见, 图中  $y$  轴位于离大地形顶端向东 3000 km 处。高低压环中心位于  $y$  轴附近,  $\phi$  的绝对值随着  $x$  增加而迅速减小, 风场与高度场  $\phi$  表面上呈准地转关系, 实际上, 由(16)、(17)、(18)三式得  $\text{Re}(\mathbf{v}_0) = \frac{1}{f_0 - \omega} \mathbf{k} \wedge \text{Re}(\nabla \phi)$ , 显然, 低频波风场  $\mathbf{v}_0$  与地转风  $\text{Re}(\mathbf{v}) = \frac{1}{f_0} \mathbf{k} \wedge \text{Re}(\nabla \phi)$  相比, 方向相同, 但大小不同。取  $C_3 = -30 \text{m/s}$ ,  $L_y = 2000 \text{km}$ ,  $\frac{1}{f_0 - \omega} \approx 2.0 \times 10^4 \text{s}$ , 比  $\frac{1}{f_0} = 10^4 \text{s}$  大近一倍, 非地转性较强, 重力波性质显著。这种向南传播的地形重力波与通常的 Kelvin

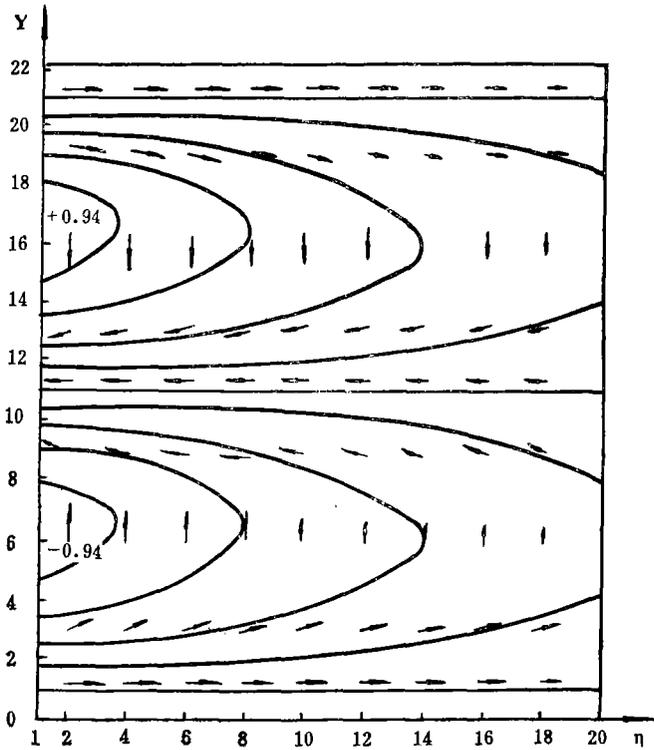


图 2 波动解(16)、(17)、(18)式的实部

波除了相速相当外,波的结构也有某些相似之处。如波振幅随  $x$  增加而迅速衰减,高低压环周围的风压场有较强的非地转性,波具有非频散性等。

### 三、波射线的传播路径

将方程(10)化为标准形式,

$$\frac{d^2 W}{d\xi^2} + m^2 W = 0 \quad (25)$$

式中已作变换  $G(\xi) = e^{k/2} \xi^{-1/2} W(\xi)$ , 且

$$m^2(\eta) = \frac{1}{4} \left[ \frac{1}{4l^2\eta^2} + \frac{1}{l\eta} \left( \frac{\omega^2 - f_0^2}{lgS} - \frac{f_0}{\omega} \right) - 1 \right] \quad (26)$$

则当  $m^2 \geq \epsilon > 0$  或  $\eta_1 < \eta < \eta_2$  (27)

时,波能够沿  $\xi$  (即  $x$ ) 方向传播,否则,波动被拦截。式中  $\eta_{1,2} = \alpha_1(1 \pm \lambda_1)$ ,  $\alpha_1 = \frac{\alpha}{2l^2}$ ,

$\lambda_1 = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\alpha^2 + l^2}$ ,  $\alpha = \frac{1}{gS\omega} (\omega^3 - f_0^2\omega - f_0lgS)$ 。取  $C_3 = -30\text{m/s}$ ,  $S = 0.001$ ,  $L_y = 2 \times$

$10^6\text{m}$ , 可得  $\eta_1 \approx -102\text{km}$ ,  $\eta_2 = 248\text{km}$ 。由(25)式可得 WKB 近似解,并利用(9)、(2)两式,得

$$\phi(x, y, t) = \frac{1}{\sqrt{m\xi}} \exp\{i[l y \pm \int^{\xi} m d\xi - \omega dt]\} \quad (28)$$

由上式可求得折射指数  $n$  为

$$n^2 = |\nabla\theta|^2 = \frac{1}{\eta^2} \left( \frac{1}{4} + a\eta \right) \quad (29)$$

式中位相  $\theta = l y \pm \int 2l m d x - \omega t$ 。并利用文献[9]中的结果，

$$\frac{dy}{d\eta} = \frac{\pm K}{\sqrt{n^2 - K^2}} \quad (30)$$

式中  $K = n_0 \sin \mu_0$ ,  $n_0, \mu_0$  分别为初始位置的折射指数和波射线入射角。积分(30)式得

$$(\pm y - F) + \sqrt{a^2 \lambda^2 - (\eta - a)^2} = a \arccos \frac{1}{\lambda} \left( 1 - \frac{\eta}{a} \right) \quad (31)$$

式中  $y$  的  $\pm$  号决定于  $\frac{dy}{d\eta} \geq 0$ , 且  $a = \frac{\alpha}{2K^2}$ ,  $\lambda = \frac{1}{\alpha} \sqrt{K^2 + a^2}$ ,  $F$  为积分常数。因  $\lambda^2 > 1$ ,

(31)式是一个次摆线方程。由次摆线的性质知,  $y$  方向的距离周期  $T = 2\pi a$ , 极大值点  $A(\eta, y) = [a(1 + \lambda), (2k - 1)\pi a]$ ,  $k = 0, 1, \dots$ , 极小值点  $B[a(1 - \lambda), 2k\pi a]$ , 结点  $D[a(1 - \lambda \cos t_0), 2k\pi a]$ ,  $t_0 = \lambda \sin t_0$  的最小值,  $P[0, \pm a(t_0 - \lambda \sin t_0) + 2k\pi a]$ ,  $t_1 = \arccos \frac{1}{\lambda}$ ,

$P$  点是次摆线与  $y$  轴的交点。如图 3 所示, 注意  $K = l$ , 取  $C_3 = -30 \text{ m/s}$ , 图 3 中分别用

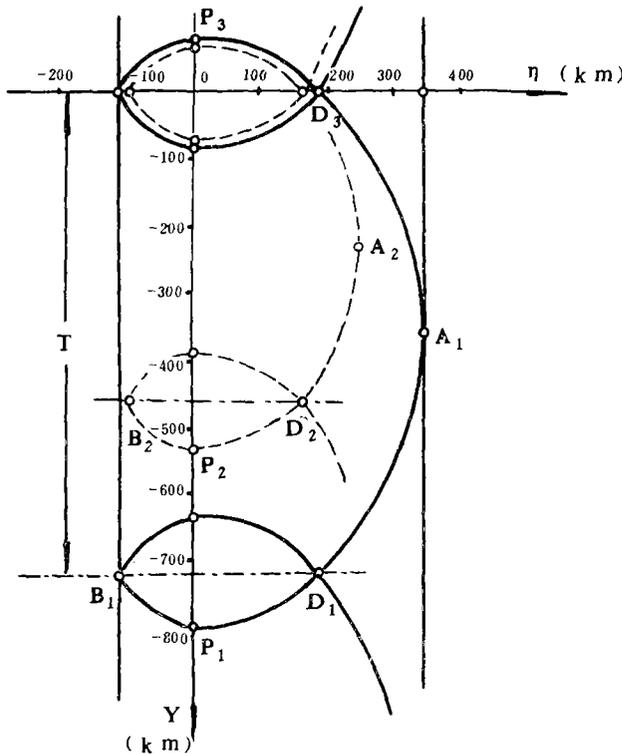


图 3 次摆线路径

虚、实线绘出  $L_y=2000\text{ km}, 2500\text{ km}$  的波射线。对  $L_y=2500\text{ km}$ ,  $A_1(344, 359)\text{ km}$ ,  $B_1(-115, 718)\text{ km}$ ,  $D(189, 718)\text{ km}$ ,  $P_3(0, -79)\text{ km}$ ,  $\overline{P_3P_1}=T+2\times 79=876\text{ km}$ , 即摆线在  $y$  方向跨度为  $876\text{ km}$ 。因此, 此处低频波的弧形次摆线传播路径, 极大、极小值  $A_1, B_1$  的坐标及摆线跨度都与文献[8]中结果颇为相似。由(31)式可见, 次摆线路径决定于  $\alpha, \lambda$ , 而  $\alpha, \lambda$  通过  $\alpha, K$  依赖于大地形坡度  $S$ 、重力因子  $g$ 、地转参数  $f_0$ 。

为了解释大地形的作用, 由(30)式可得熟知的 Snell 定律<sup>[9]</sup>,  $n\sin\mu=n_0\sin\mu_0$ ,  $\mu$  是波射线的入射角(即与正  $\eta$  轴的夹角)。以  $\overline{P_3A_1P_1}$  波射线为例, 入射波由  $P_3$  点以  $\mu_0$  角度向东南传播, 由  $n^2=\frac{1}{4\eta^2}+\frac{\alpha}{\eta}$ , ( $\alpha>0$ ) 可知,  $\eta$  越大,  $n$  越小, 由 Snell 定律,  $|\mu|$  越大, 而  $\mu<0$ , 因此, 射线越来越平行于  $y$  轴; 当射线到达  $A_1$  点, 即  $n^2\rightarrow K^2$ , 由(30)式,  $\left|\frac{dy}{d\eta}\right|\rightarrow\infty\left(\frac{dy}{d\eta}<0\right)$ , 则过  $A_1$  点平行于  $y$  轴的直线为右焦散线,  $A_1$  点为转向点。过了  $A_1$  点,  $\frac{dy}{d\eta}<0$ , 射线折转回来, 与上面相反,  $\eta$  越小,  $n$  越大,  $|\mu|$  越小, 因此, 射线越来越平行于  $\eta$  轴; 当射线趋于  $P_1$  点,  $\eta\rightarrow 0, n\rightarrow\infty, \frac{dy}{d\eta}\rightarrow 0$ , 射线与  $y$  轴正交, 即与大地形正交; 当射线越过  $P_1$  点向负  $\eta$  轴到达  $B_1$  点,  $\eta\rightarrow\alpha(1-\lambda), n^2\rightarrow K^2, \frac{dy}{d\eta}\rightarrow\infty$ , 则过  $B_1$  点平行于  $y$  轴的直线为左焦散线,  $B_1$  点也是转向点, 射线经过  $B_1$ , 以上述同样路径继续向南。由此可见, 射线在向负  $y$  轴前进的同时, 在左右两条焦散线之间跳动, 地形重力波在这两条焦散线之外不可能存在, 即地形重力波被大地形所“俘获”。注意此处的两条焦散线与(27)式中  $\eta=\eta_1, \eta_2$  相当, 只需注意  $K=l$  即得。这两条焦散线或  $\eta=\eta_1$  和  $\eta=\eta_2$  很象构成一种波导管, 地形重力波只能沿着这个波导向南传播, 这个波导始终平行于青藏高原大地形而位于沿海一带。这个波导将地形重力波的能量从中高纬输送到低纬, 影响低纬地区的天气系统。

另外, 注意到  $\alpha$  中第三项  $-\frac{f_0 l}{\omega}$  的绝对值对于  $C_3=-32\text{ m/s}$  最大, 显然除重力和大地形作用外, 地转参数  $f_0$ , 即地球旋转对波动的传播路径起着重要的作用。其传播路径与地球旋转出现的惯性圆轨迹有某些相似之处。这是因为冷涌虽然自身水平尺度较小而其经向移动尺度较大, 容易受到地球旋转的影响。

#### 四、结 语

本文从包含东西向等斜率大地形的线性化浅水波方程组出发, 导得了两类重力波解, 一类是高频重力惯性波, 分别向南和向北传播; 另一类是低频地形重力波, 仅向南传播。这两类波动分别对应于冷涌前锋和冷涌风速极大值中心的传播。其中地形重力波, 其结构和相速都与 Kelvin 波有些相似。这与 Sumi 认为冷涌本身是 Kelvin 波有所不同。最后, 还求得波射线的传播路径, 为次摆线方程, 其弧形路径与冷涌风速极大值中心的传播路径颇为相似。还得到在大地形下游沿海可能存在地形重力波波导, 波导与大地形平行, 将中高纬的地形重力波能量向低纬输送。

由于本文采用了一些简化条件,以便求得解析解,尽管如此,本文所得结果对冬季风冷涌的激发、传播的研究还是很有意义的。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] Chang, C. P. et al., Northeasterly cold surges and near-equatorial disturbances over the Winter MONEX area during December 1974, Part I: Synoptic Aspects, *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 812-829, 1979.
- [ 2 ] Chang, C. P., and K. M. W. Lau, Northeasterly cold surges and near-equatorial disturbances over the Winter MONEX area during December 1974, Part II: Planetary-scale aspects, *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 298-312, 1980.
- [ 3 ] Chang, C. P., and K. M. W. Lau, Planetary-scale motions of winter monsoons during cold surge and break periods, Pro. Int. Conf. on Early Results of FGGE and Large-scale Aspects of Its Monsoon Experiments, Tallahassee, WMO, **4**, 12-19, 1981.
- [ 4 ] Chang, C. P., and J. E. Millard, Gravitational character of cold surges during Winter MONEX, *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 293-307, 1983.
- [ 5 ] Murakami, T., and H. Nakamura, Orographic effects on cold surge and lee-cyclogenesis as revealed by a numerical experiment, Part II: Transient aspects, *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 547-567, 1983.
- [ 6 ] Sumi, A., A study on cold surges around the Tibetan plateau by using numerical models, *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 377-395, 1985.
- [ 7 ] Yuen, C. W., and J. A. Young, Dynamical adjustment theory for boundary layer flow in cold surges, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 3089-3108, 1986.
- [ 8 ] 朱乾根、杨松, 青藏高原大地形对冷涌作用的数值模拟研究, *气象学报*, **48**, 2, 162-171, 1990.
- [ 9 ] 陆维松, 球面定常行星波的几种传播路径, *气象学报*, **47**, 2, 221-226, 1989.

## THEORETICAL RESEARCH ON THE COLD SURGE OF THE QINGHAI- XIZANG PLATEAU AS A HUGE OROGRAPHY

Lu Weisong Zhu Qiangen

(Nanjing Institute of Meteorology)

### Abstract

In terms of the linear shallow-water-wave equations involving in themselves huge-topographic effect, two kinds of gravitational wave solutions are derived with the assumption that the plateau in question is a vast topography, inclined at a constant slope from west to east. One kind of the solutions is two high-frequency solutions of the inertia-gravitational wave pattern, another kind of that is one low-frequency solution of the orographic gravitational wave pattern excited by the huge-topography, the latter is similar to Kelvin wave in some ways. They are similar to the gravitational wave that the front of cold surge advances southward fast and to that the center of strong windspeed of cold surge moves towards the south along the eastern brim of the vast orography slow, respectively, the results are obtained by the numerical experiments. Especially, if it is no topography, the low-frequency wave vanishes but the high-frequency waves are available. It is also pointed out that the path of gravitational wave rays is a hypocycloid equation. The result agrees quite well with the path that indicates the center of the cold surge strong wind moves in a curved path along the eastern fringe of the Qinghai-Xizang Plateau. There might be the waveguide of orography-gravitational wave along the coastal areas in the east of the huge-topography.