第35卷 第4期　　气 象 学 报　　Vol. 35, No. 4
1965年11月　　ACTA METEOROLOGICA SINICA　　Nov., 1965

大气运动与加热作用相互调整下的西风带定常扰动*

楊 金 錫
（中国科学院地理研究所）

提　　要

本文利用二层模式把辐射、湍流和凝结加热考虑成与运动相互调整的形式，讨论了加热源、汇所产生的定常扰动的一些性质和特点．结果表明：与运动相互调整的加热对西风带的扰动作用要比固定加热的作用小．在加热产生的定常扰动方面以湍流加热作用最大；凝结次之，约为湍流作用的一半；辐射最小，约为凝结作用的四分之一．凝结加热对亚洲槽的作用较大，而湍流加热对美洲槽的作用大些．

一、引　　言

西风带平均槽脊是西风带沿纬圈方向存在着的定常的不均匀现象，因此人们设想它是由于在纬圈方向上有不均匀的地形和热源、热汇的存在而对西风带所产生的定常性強迫扰动．J. 斯马哥林斯基[1] (Smagorinsky) 把热源分布当作给定的简单函数，讨论了平均槽脊在最大加热纬度上的纬向分布．朱抱眞[2]从大气加热场的实际分布讨论了 500 毫巴面上平均流型的生成．最近，B. 都斯[3] (Döös) 把加热当作是运动的函数，处理了湍流加热对平均槽脊的影响．B. 都斯的这一考虑显然是有了进步，因为大气中的加热本身是和运动相互调整的．但是他只讨论了湍流加热的影响．

本文利用简单的二层模式，首先讨论在辐射、湍流和凝结加热与运动相互调整的情况下所产生的定常扰动的一些性质和特点，对比了湍流、凝结和辐射加热的相对重要性．其次，利用 P. F. 克拉普[4] (Clapp) 直接由辐射、湍流和凝结三项算出的实际加热分布，计算了固定加热对平均槽脊的贡献．说明东西半球槽脊分布的不对称现象，并给出凝结加热和湍流加热作用的比较．

二、理論模式

假设大尺度运动是准静力、准地转的，采用 N. A. 菲利普斯 (Phillips)[5] 的二层模式，经过线性化后的定常扰动方程为：

$$v_1'\beta + U_1\frac{\partial}{\partial x}\zeta_1' - f_0\frac{\omega_2'}{p_2} = 0, \tag{1}$$

$$v_3'\beta + U_3\frac{\partial}{\partial x}\zeta_3' + f_0\frac{\omega_2'}{p_2} = -K\zeta_4', \tag{2}$$

$$\frac{f_0\omega_2}{p_2} = A^2\left[\frac{1}{f_0}U_2\frac{\partial}{\partial x}(\phi_1' - \phi_3') - v_2'(U_1 - U_3) - \frac{R}{c_p f_0}\frac{dQ'}{dt}\Big|_2\right], \tag{3}$$

* 本文1964年1月2日收到，1965年3月29日收到第一次修改稿．

这里角码 1, 2, 3, 4 分别代表 250 毫巴, 500 毫巴, 750 毫巴和 1000 毫巴, 其它符号的意思和一般通常所用的一样.

大气中的辐射传递方程为:

$$\frac{\partial A_p}{\partial p}=\frac{\alpha\rho_w}{g\rho}(E-A_p), \tag{4}$$

$$\frac{\partial B_p}{\partial p}=\frac{\alpha\rho_w}{g\rho}(B_p-E), \tag{5}$$

$$\frac{\partial S}{\partial p}=-\frac{\alpha r}{g}\frac{\rho_w}{\rho}S, \tag{6}$$

其中 A, B, S 分别表示向下和向上的长波辐射通量以及太阳短波辐射通量, α 是吸收系数, ρ 是空气密度, ρ_w 是水汽密度, g 是重力加速度, $E=f_1\sigma T^4$ 是大气长波辐射, 其中 f_1 是比例系数. 设 E 等于平均层的大气长波辐射 E_2, 令 $\lambda_0=\frac{\alpha\rho_w}{g\rho}$ 为常数. 当边界条件为 $p=0$ 时, $A_p=0$; $p=p_0$ 时, $B_p=\frac{r_1}{f_1}E_g$, 于是我们得到方程(4)和(5)式的解为:

$$A_p=E_2(1-e^{-\lambda_0 p}), \tag{7}$$

$$B_p=\frac{r_1}{f_1}E_g e^{\lambda_0(p-p_0)}-E_2[e^{\lambda_0(p-p_0)}-1], \tag{8}$$

其中 r_1 是地球非黑体乘数, $E_g=f_1\sigma T_g^4$. 为了求得大气平均层加热,将(7),(8)式代入长波辐射热通量密度 $\varepsilon^{(1)}$

$$\varepsilon^{(1)}=\alpha\rho_w(A_p+B_p-2E_2) \tag{9}$$

中,并对 p 积分,得总通量密度为:

$$\int_{p_0}^{0}\frac{\varepsilon^{(1)}}{\rho g}dp=\frac{r_1}{f_1}E_g(1-e^{-\lambda_0 p_0})-2E_2(1-e^{-\lambda_0 p_0}). \tag{10}$$

$e^{-\lambda_0 p_0}\approx 0$,则 $1\gg e^{-\lambda_0 p_0}$,所以我们有

$$\int_{p_0}^{0}\frac{\varepsilon^{(1)}}{\rho g}dp=\frac{r_1}{f_1}E_g-2E_2. \tag{11}$$

由于 $\int_{p_0}^{0}\frac{1}{g}\frac{dQ^{(1)}}{dt}dp=H\rho_s\frac{dQ^{(1)}}{dt}\Big|_2$,其中 H 为均质大气高度, ρ_s 为地面层大气密度. 同时, $E_g=f_1\sigma T_g^4$, $E_2=f_1\sigma T_2^4$. 将这些关系式代入(11)式中,并取其扰动量得:

$$\frac{dQ^{(1)\prime}}{dt}\Big|_2=\alpha_1(r_1T_g'-bT_2'), \tag{12}$$

其中 $\alpha_1=\frac{4\sigma\overline{T}_g^3}{\rho_s\cdot H}$, $b=2f_1\left(\frac{\overline{T}_2}{\overline{T}_g}\right)^3$, T_g' 是地表面温度的扰动量, T_2' 是大气平均层温度的扰动量. (12)式就是本模式中长波辐射加热率的扰动量.

同样,利用边界条件 $p=0$ 时, $S=(1-\Gamma)S_0$(其中 Γ 是反照率, S_0 是太阳常数),可得方程(6)的解为 $S=We^{-r\lambda_0 p}$, 将其代入短波热通量密度表达式 $\varepsilon^{(2)}=\alpha\rho_w rS$ 中,并对 p 积分得总通量密度为:

$$\bar{\varepsilon}^{(2)}=W=S_0(1-\Gamma). \tag{13}$$

Γ 一般由三部分组成,其一为云的反照率, 其二为地表面反照率,第三是天空反照率. 在

此，我们认为只有云的反照率在纬度分布上是不均匀的，这种不均匀主要是由于平均云量的分布造成的，因此(11)式应为 $\varepsilon^{(2)}=S_0\left(1-\frac{\Gamma_1}{10}N-\Gamma_2\right)$，其中 Γ_1 为云的反照率，Γ_2 为其他二种反照率之和，取其扰动量，可得

$$\varepsilon^{(2)\prime}=S_0(\bar{N}-N)\frac{\Gamma_1}{10}=-\frac{S_0\Gamma_1}{10}N', \tag{14}$$

N 为云量 $(0\leqslant N\leqslant 10)$，$\bar{N}$ 为沿纬圈平均，N' 是扰动量. 平均云量沿纬圈方向分布的不均匀性和平均流场沿纬圈方向上的不均匀性之间，必然存在一种密切的关系. 为了得到这种关系，我们把多年平均 1 月份云量分布量[6]和多年（1900—1940 年）平均 1 月份 1000 毫巴高度作比较(如图 1). 可以发现，两者的位相有着明显的相反关系，因此我们求得短波辐射扰动和 1000 毫巴高度扰动有如下的经验关系：

$$\varepsilon^{(2)\prime}\doteq\frac{S_0\Gamma_1}{10}\mu_1\phi_4', \tag{15}$$

$\mu_1\doteq\frac{1}{100}$ 秒^2/米^2. 由此得到平均层短波加热率：

$$\left.\frac{dQ'^{(2)}}{dt}\right|_2=\alpha_2\frac{\phi_4'}{R}, \tag{16}$$

$\alpha_2=S_0\Gamma_1R\times10^{-3}$ 秒^2/米^2.

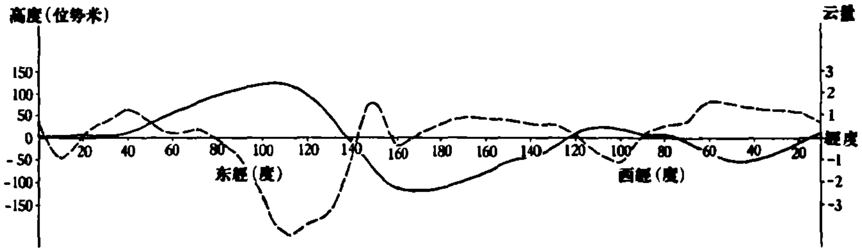

图 1 1000 毫巴位势高度扰动值和云量(沿北纬 45°)随经度多年平均的分布
（实线是高度扰动值，虚线是云量扰动值）

都斯[3]给出的湍流加热是：

$$\frac{dQ^{(3)}}{dt}=\bar{K}(T_g-T_s)\zeta^2, \tag{17}$$

这里 $\bar{K}=10^2$ 尔格/克·度·秒，T_g 是地表温度，T_s 是近地面空气温度，$\zeta=\frac{p}{p_0}$. 从实测结果，可设 $T_s=1.08\,T_2$（T_2 是 500 毫巴温度），代入(17)式后对 ζ 积分，并取其扰动量，则平均层上湍流加热率为：

$$\left.\frac{dQ^{(3)\prime}}{dt}\right|_2=\alpha_3(T_g'-1.08\,T_2'), \tag{18}$$

其中 $\alpha_3=\frac{1}{3}\bar{K}$.

关于凝结加热率我们用陈雄山[7]所给出的公式：

$$\left.\frac{dQ^{(4)}}{dt}\right|_2=\frac{g}{2p_2}L_cr_2\left(1-\frac{\omega_2}{|\omega_2|}\right), \tag{19}$$

其中 L_c 为凝结潜热，r_2 为凝结速度．取(19)式的扰动量得：

$$\left.\frac{dQ^{(4)'}}{dt}\right|_2 \doteq \frac{-g}{2p_2} L_c \cdot r_2 \frac{\omega_2'}{|\omega_2|}. \tag{20}$$

现在把方程式(12)，(16)，(18)和(20)相加，然后代入方程(3)，将方程(3)与(1)、(2)合并，消去 ω_2'，又设 $\phi_4' = \left(\frac{3}{2}\phi_3' - \frac{1}{2}\phi_1'\right)$，并取地转近似．最后得出一组联立方程式为：

$$\beta\frac{\partial\phi_1'}{\partial x} + U_1\frac{\partial}{\partial x}\Delta\phi_1' = \Lambda_c^2\Big\{U_2\frac{\partial}{\partial x}(\phi_1'-\phi_3') - \frac{1}{2}(U_1-U_3)\frac{\partial}{\partial x}(\phi_1'+\phi_3') - $$
$$- \frac{R}{c_p}(\alpha_3 + r_1\alpha_1)T_g' + \left(1.08\,\alpha_3 + b\alpha_1 + \frac{\alpha_2}{2}\right)\frac{\phi_1'}{c_p} - $$
$$- \left(1.08\,\alpha_3 + \alpha_1 b + \frac{3}{2}\alpha_2\right)\frac{\phi_3'}{c_p}\Big\}, \tag{21}$$

$$\beta\frac{\partial\phi_3'}{\partial x} + U_3\frac{\partial}{\partial x}\Delta\phi_3' = -\Lambda_c^2\Big\{U_2\frac{\partial}{\partial x}(\phi_1'-\phi_3') - $$
$$- \frac{1}{2}(U_1-U_3)\frac{\partial}{\partial x}(\phi_1'+\phi_3') - \frac{R}{c_p}(\alpha_3 + r_1\alpha_1)T_g' + $$
$$+ \left(1.08\,\alpha_3 + b\alpha_1 + \frac{\alpha_2}{2}\right)\frac{\phi_1'}{c_p} - \left(1.08\,\alpha_3 + b\alpha_1 + \frac{3}{2}\alpha_2\right)\frac{\phi_3'}{c_p}\Big\} - $$
$$- K\left(\frac{3}{2}\Delta\phi_3' - \frac{1}{2}\Delta\phi_1'\right), \tag{22}$$

其中 $\Lambda_c^2 = \dfrac{\Lambda^2}{1 - \dfrac{\Lambda^2 R g L_c r_2}{2f_0^2 c_p|\omega_2|}}$．$\Lambda^2$ 变成 Λ_c^2 是凝结加热的结果，它的作用使得大气静力稳定度变小．(21)和(22)式就是本文所应用的包括辐射、湍流和凝结加热与大气运动相互调整作用的常定方程组．假定地表面温度的不均匀分布是给定的函数：

$$T_g' = (T_{g_1}\sin kx + T_{g_2}\cos kx)\sin\mu y. \tag{23}$$

相应地可设所求的高度扰动解为：

$$\phi_1' = (\phi_{11}\sin kx + \phi_{12}\cos kx)\sin\mu y, \tag{24}$$
$$\phi_3' = (\phi_{31}\sin kx + \phi_{32}\cos kx)\sin\mu y, \tag{25}$$

其中 $k = \frac{2\pi}{L}$，$\mu = \frac{2\pi}{D}$．L 为纬向波长，D 为经向波长．将(23)，(24)和(25)式代入(21)和(22)式中，经整理后得到解的表达式为：

$$\phi_1' = -\Big[\left(\frac{D_1G_3 + D_2G_4}{D_1^2 + D_2^2}T_{g_1} + \frac{D_1G_4 - D_2G_3}{D_1^2 + D_2^2}T_{g_2}\right)R\sin kx + $$
$$+ \left(\frac{D_1G_3 + D_2G_4}{D_1^2 + D_2^2}T_{g_2} - \frac{D_1G_4 - D_2G_3}{D_1^2 + D_2^2}T_{g_1}\right)R\cos kx\Big]\sin\mu y, \tag{26}$$

$$\phi_3' = \Big[\left(\frac{D_1G_1 + D_2G_2}{D_1^2 + D_2^2}T_{g_1} + \frac{D_1G_2 - D_2G_1}{D_1^2 + D_2^2}T_{g_2}\right)R\sin kx + $$
$$+ \left(\frac{D_1G_1 + D_2G_2}{D_1^2 + D_2^2}T_{g_2} - \frac{D_1G_2 - D_2G_1}{D_1^2 + D_2^2}T_{g_1}\right)R\cos kx\Big]\sin\mu y. \tag{27}$$

其中

$$D_1 = a_{13}a_{21} - b_{13}b_{21} - a_{11}a_{23} + b_{11}b_{23};\quad D_2 = a_{21}b_{13} + b_{21}a_{13} - a_{11}b_{23} - b_{11}a_{23};$$

$$G_1 = c(b_{11} + b_{21});\quad G_2 = -c(a_{21} + a_{11});\quad G_3 = c(b_{23} + b_{13});$$

$$G_4 = -c(a_{23} + a_{13});\quad a_{11} = \beta - U_1(k^2 + \mu^2) - \Lambda_c^2 U_2 + \Lambda_c^2 \frac{U_1 - U_3}{2};$$

$$a_{21} = \Lambda_c^2 U_2 - \Lambda^2 \frac{U_1 - U_3}{2};\quad a_{13} = \Lambda_c^2 U_2 + \Lambda_c^2 \frac{U_1 - U_3}{2};$$

$$a_{23} = \beta - U_3(k^2 + \mu^2) - \Lambda_c^2 U_2 - \Lambda_c^2 \frac{U_1 - U_3}{2};$$

$$b_{11} = -\frac{\Lambda_c^2}{k c_p}\left(1.08\,\alpha_3 + b\alpha_1 + \frac{\alpha_2}{2}\right);\quad b_{13} = \frac{\Lambda_c^2}{k c_k}\left(1.08\,\alpha_3 + b\alpha_1 + \frac{3}{2}\alpha_2\right);$$

$$b_{21} = \frac{1}{2}\frac{\kappa}{k}(\mu^2 + k^2) + \frac{\Lambda_c^2}{k c_p}\left(1.08\,\alpha_3 + b\alpha_1 + \frac{1}{2}\alpha_2\right);$$

$$b_{23} = -\frac{3}{2}\cdot\frac{\kappa}{k}(\mu^2 + k^2) - \frac{\Lambda_c^2}{k c_p}\left(1.08\,\alpha_3 + b\alpha_1 + \frac{3}{2}\alpha_2\right);\quad c = (r_1\alpha_1 + \alpha_3)\frac{\Lambda_c^2}{c_p k}.$$

三、計算結果和討論

本文所采用的基本常数、系数是：$U_1 = 19$ 米/秒，$U_2 = 14$ 米/秒，$U_3 = 7$ 米/秒，$\beta = 1.6 \times 10^{-11}$ 米/秒，$\overline{T}_g = 270°K$，$\overline{T}_2 = 250°K$，$L = 1.4 \times 10^7$ 米，$D = 5 \times 10^6$ 米，$\Gamma = 0.45$，$r_1 = 1$，$f_1 = 0.8$，$H = 8 \times 10^3$ 米，$\overline{K} = 10^2$ 尔格/克·度·秒，$R = 3 \times 10^6$ 尔格/克·度，$\Lambda^2 = 1.5 \times 10^{-12}$ 1/米²，$L_c r_2 = 1.5 \times 10^{-3}$ 卡/厘米²·秒，$|\omega_2| = 10^{-3}$ 毫巴，$S_0 = 2$ 卡/厘米²·分．其它常数取一般常用值．为了简单起见，我们设 $T'_g = T_{g_1}\sin kx \sin \mu y$，取 $T_{g_1} = 10℃$，讨论在最大加热纬度的情况，即 $T'_g = T_{g_1}\sin kx$．这时解的表达式是：

$$\phi'_1 = -\left[\frac{D_1G_3 + D_2G_4}{D_1^2 + D_2^2} R T_{g_1}\sin kx - \frac{D_1G_4 - D_2G_3}{D_1^2 + D_2^2} R T_{g_1}\cos kx\right], \tag{28}$$

$$\phi'_3 = \frac{D_1G_1 + D_2G_2}{D_2^2 + D_1^2} R T_{g_1}\sin kx - \frac{D_1G_2 - D_2G_1}{D_1^2 + D_2^2} R T_{g_1}\cos kx. \tag{29}$$

当摩擦系数 $\kappa = 4 \times 10^{-6}$ 1/秒时，求得解为：

$$\phi'_1 = 147\sin(kx - 69°)\ \text{位势米}, \tag{30}$$

$$\phi'_3 = -119\sin(kx + 53°20')\ \text{位势米}, \tag{31}$$

$$\frac{dQ'}{dt} = 47\sin(kx + 7°30') \times 10^{-7}\ \text{卡/克·秒}. \tag{32}$$

当令 $r_2 = 0$ 时，即沒有凝结作用，这时 Λ_c^2 退化成 Λ^2，得到湍流和辐射的共同加热作用为：

$$\phi'_1 = -92\sin(kx + 69°30')\ \text{位势米}, \tag{33}$$

$$\phi'_3 = -74\sin(kx + 11°50')\ \text{位势米}, \tag{34}$$

$$\frac{dQ'}{dt} = 58\sin(kx + 30°20') \times 10^{-7}\ \text{卡/克·秒}. \tag{35}$$

进一步令 $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$，可得到只有湍流加热的作用，

$$\phi_1' = 115\sin(kx + 61°10')\ 位势米, \tag{36}$$

$$\phi_3' = 93\sin(kx + 3°10')\ 位势米. \tag{37}$$

若 $\alpha_3 = 0$，则得到只有辐射加热作用，其解为：

$$\phi_1' = -12\sin(kx + 55°20')\ 位势米, \tag{38}$$

$$\phi_3' = -14\sin(kx - 1°50')\ 位势米. \tag{39}$$

比较(30)，(31)，(33)，(34)，(36)—(39) 式可以看出，在振幅方面以湍流加热的作用最大，凝结加热作用约为湍流加热的一半，其中以辐射作用最小；约为凝结作用的四分之一。本模式中的辐射加热可以引起 1.6℃/日的温度变化，这个数值和实况是相近的。在位相方面加进凝结作用和不加凝结作用有较大的差别，凝结使槽处于热源西边更远的位置，并使扰动振幅增大。由于我们这里的凝结作用相当于大气静力稳定度的减少，所以大气愈不稳定，加热源、汇所引起的扰动就愈大，这是合理的。

为了了解摩擦在本模式中的作用，我们考察下面二种情况。

(1) 增大摩擦作用，设 $\kappa = 10^{-5}\ 1/秒$。这时可以发现高层扰动振幅增大，低层扰动减小，同时扰动相对于热源向西偏离。

(2) 当沒有摩擦作用时，$\kappa = 0$。这时低层扰动比高层扰动约大 5 倍；高层扰动很弱，同时高层扰动和低层扰动同位相。

为了了解加热和运动相互调整的作用，我们令方程(21)和(22)中的调整项为零，得到当加热为固定函数时的解 ($\kappa = 4 \times 10^{-6}\ 1/秒$)：

$$\phi_1' = -143\sin(kx + 39°30')\ 位势米, \tag{40}$$

$$\phi_3' = -115\sin(kx - 18°10')\ 位势米, \tag{41}$$

$$\frac{dQ'}{dt} = 91\sin kx \times 10^{-7}\ 卡/克\cdot秒. \tag{42}$$

将它们和(33)—(35)比较(因为方程中的调整项为零时，就沒有凝结加热的作用，只存在着湍流加热和辐射加热的作用，所以不能与(30)—(32)式相比)，可以发现固定加热的加热率比有调整作用的加热率增加了 33×10^{-7} 卡/克·秒，相应的高层扰动增大 51 位势米，低层扰动增大 41 位势米。可见固定热源对高度场的扰动作用比调整热源要大，同时扰动位相距热源也比较近。

现在我们把计算结果和实况比较一下。图 2 是冬季沿北纬 45° 的经向风剖面图，由

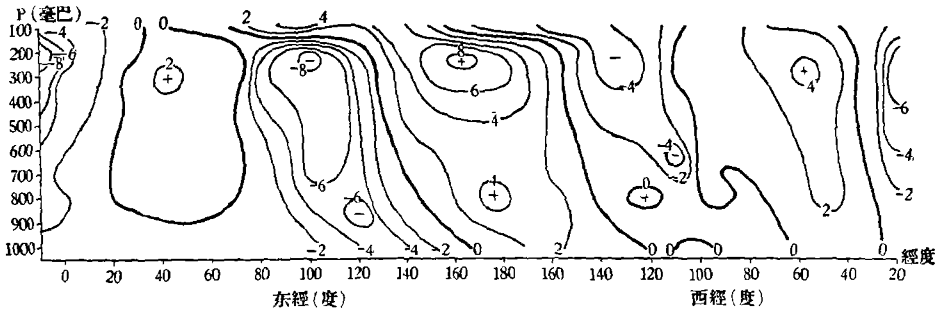

图 2　冬季沿北纬 45° 经向风剖面图
(单位：米/秒。正值是南风，负值是北风)

多年平均风速剖面[8]图制成. 从图上可以看出,全半球有三槽三脊,东亚太平洋区槽脊最强,美洲大西洋区次之,欧洲区槽脊最弱. 图3是冬季沿北纬50°的加热场分布(取自文献[4]),可以看出有三个相对最高点:一个在西经40°,一个在西经165°,另一个在东经90°. 这三个加热的相对最高分别对应着图2的北美槽,东亚槽和白海槽. 这些槽在500毫巴面的位置都处于热源中心以西约50—60个经度处. 这是加热和槽脊关系的实际分布,我们的理论结果如何呢? 为了便于比较起见,我们将(30)(31)中的ϕ'化成经向风分量,并用内插法求出其它各层的ϕ'值,给出在图4上. 从图4下图的点线和虚线的分布可以发现,500毫巴槽的位置在热源以西40个经度处,比实况偏东些.

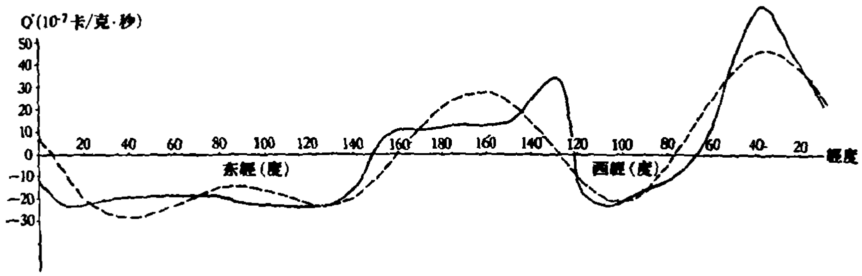

图3 冬季沿北纬50度加热场分布[4]

(实线是实测加热场分布,虚线是将实线进行谐波分析时波数为1,2,3三个波的迭加结果)

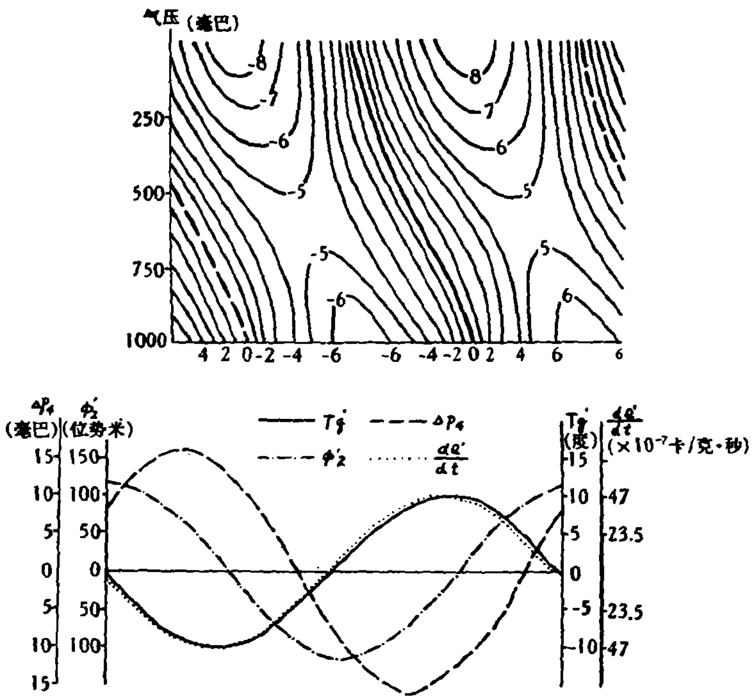

图4 湍流凝结,辐射加热共同作用引起的扰动($K = 4 \times 10^{-6}$ 1/秒)

(上图: 经向风分量沿纬圈分布剖面图. 单位: 米/秒,负值是北风,正值是南风. 粗实线是槽线,粗虚线是脊线;

下图: 实线是地表温度分布,点线是加热率分布,虚线是500毫巴高度,点断线是地面气压)

以上我们是以对称的地表面温度为依据来计算加热作用的，因此无法说明槽脊在东西半球的不对称现象．克拉普[4]曾计算了冬季北半球辐射、凝结和湍流加热的分布，我们可以利用这个资料计算总热量，以及凝结和湍流两种不同加热分量所产生的定常扰动(辐射在纬向上分布的不均匀性很小，沒有计算)．计算结果如图 5，是前三个谐波的总和．从图 5 可以看到，东西半球的槽脊是不对称的，东亚槽最大，欧洲槽很不清楚．比起实况来，位置偏东，強度方面也较弱．但是槽脊随高度西倾，高层強度比低层強，是和实况相似的．图中的虚线可以看到有三槽三脊的现象，这是湍流加热的作用，湍流加热产生的槽在美洲和亚洲一样強．但凝结(实线)产生的亚洲槽比美洲要大很多，看来凝结对亚洲槽的作用可能大些，而湍流对美洲槽的作用可能大些．

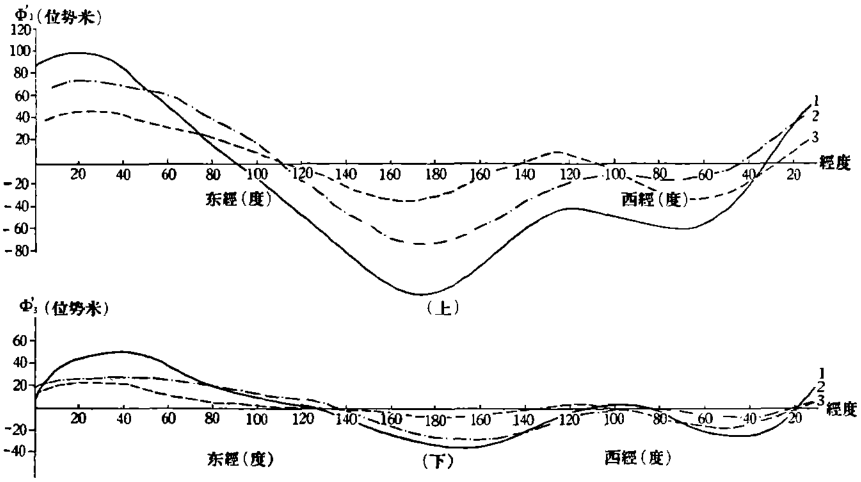

图 5　实际加热源、汇所引起的扰动位势
(上图是 250 毫巴上扰动的位势，下图是 750 毫巴上扰动的位势，
曲线 1 是 $\phi'_{1总}$，曲线 2 是 $\phi'_{1凝}$，曲线 3 是 $\phi'_{1湍}$)

四、結　　論

本文利用一个简单模式，初步讨论了几种不同加热分量对西风带的扰动作用．结果表明：

(1) 在加热与运动相互调整的模式中，热源所产生的扰动与固定加热时不同，前者比后者要小．

(2) 在几种不同的加热作用中以湍流加热的作用最大，凝结加热次之，辐射加热作用最小．

(3) 由辐射、凝结和湍流加热所计算的平均槽脊的位置比实况偏东，強度较弱．凝结加热对亚洲槽具有较大的作用，湍流加热对美洲槽的作用可能大些．

致谢：朱抱眞先生对本文给予热心指导和帮助，最后又承朱先生审阅和修改，作者衷心地表示感谢．

参 考 文 献

[1] Smagorinsky, J., *Quar. Journ. Royal Meteorel. Soc.* **79** (1953), 342.
[2] 朱抱真，气象学报，**28** (1958)，198.
[3] Döös, B., *Tellus*, **14** (1962), 133.
[4] Clapp, P. F., *Mon. Weath. Rev.*, **89** (1961), 147.
[5] Phillips, N. A., *Quar. Journ. Royal. Meteorol. Soc.* **82** (1956), 123.
[6] Shaw, N., *Manual of Meteorology*, **11** (1927).
[7] 陈雄山，气象学报，**34** (1964)，271.
[8] Technical Paper No. 41, Meridional Cross-Section upper Winds of the Northern Hemisphere, Washington D. C., 1961, June.