

變壓風假定下垂直運動計算方法*

伍榮生

(南京大學)

提 要

本文提出了在變壓風假定下的計算垂直速度的方法，並且討論了一些其他計算垂直速度的方法。在文中並討論了一些估計垂直速度的定性規則，這些規則可以應用到日常的天氣預告工作中去。

1. 引 言

垂直速度的計算方法很多，但總的來說可分為二類：第一類是利用氣象要素的個別變化來推求垂直速度，因為

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla + \omega \frac{\partial}{\partial p},$$

故得

$$\omega = \frac{\frac{d}{dt} - \frac{\partial}{\partial t} - \mathbf{v} \cdot \nabla}{\frac{\partial}{\partial p}}.$$

這個方法通常稱為個別變化法。第二類是利用連續方程來求的，所以有人稱它為連續性方程法。因為在 x, y, p, t 坐標中連續性方程可寫作

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0,$$

其中 u, v 為風速在 x, y 方向的水平分量， $\omega = \frac{dp}{dt}$ ， $\omega > 0$ 時為下沉運動， $\omega < 0$ 時為上升運動。從此可得

$$\omega = - \int_{p_0}^p \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dp. \quad (\omega_0 = 0, \quad p = p_0)$$

散度的求法有很多種，有些人直接利用風場來求，即通常所謂的分量法，有些人以與散度有關而且能夠迅速而又精確求得的物理量來代替散度，這種物理量通常是渦度。這就是通常所稱的渦度法，其實在所謂的許多渦度法中，有一些是屬於個別法的，有的是屬於連續性方法的。

也有人從形成輻合輻散的原因方面着手，討論了非地轉風對於散度的影響，從而求得了垂直速度的分佈。通常都假定造成地轉偏差的主要因子即為變壓風。如果我們能夠稱以渦度來求垂直運動的方法為渦度法，則我們也可以稱以變壓風假定來求垂直速度的方

* 1958 年 6 月 5 日收到。

法為等變壓風法。本文就是討論了在變壓風假定下的垂直速度的計算方法。

2. 方 法

如果我們假定大氣中非地轉成分即為變壓風則

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_g - \frac{g}{f^2} \nabla \frac{\partial H}{\partial t},$$

其中 H 為等壓面的高度，如此散度便可以用下式表示：

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{v} &= -\frac{g}{f^2} \nabla^2 \frac{\partial H}{\partial t}, \\ \therefore \omega &= +\frac{g}{f^2} \int_{p_c}^p \nabla^2 \frac{\partial H}{\partial t} \delta p. \end{aligned} \quad (1)$$

因為變壓風散度可以通過圖解過程求得（見變壓風散度的計算），所以 ω 便可以用圖解法求得。這就是變壓風法中的最基本的方法。

我們可以將渦度方程寫作衆所許認的形式，

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \eta + \omega \frac{\partial \eta}{\partial p} = -\eta \nabla \cdot \mathbf{v},$$

其中 $\eta = \zeta + f$ ，因為 $\zeta \ll f$ ，故上式又可寫作

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f) + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} = -f \nabla \cdot \mathbf{v}.$$

因為在變壓風假定下，有下式關係，即

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{v} &= -\frac{g}{f^2} \nabla^2 \frac{\partial H}{\partial t}, \\ \zeta &= \frac{g}{f} \nabla^2 H \quad \text{即 } \zeta = \zeta g. \end{aligned}$$

如此即得

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -f \nabla \cdot \mathbf{v}.$$

以此關係代入上式即得

$$\mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f) + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} = 0$$

或者

$$\omega = -\frac{\mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f)}{\frac{\partial \zeta}{\partial p}}. \quad (2)$$

這就是我們用以計算垂直運動的基本公式。

又

$$\frac{\partial \zeta}{\partial p} = \frac{g}{f} \nabla^2 \frac{\partial H}{\partial p},$$

依靜力學公式知道

$$\begin{aligned} \delta p &= -g \rho \delta H, \\ \therefore \frac{\partial H}{\partial p} &= -\frac{RT}{gp}. \end{aligned}$$

故得

$$\frac{\partial \zeta}{\partial p} = -\frac{R}{fp} \nabla^2 T.$$

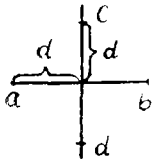
(因為在等壓面上, $p = \text{const}$)

如此使得

$$\omega = \frac{fp}{R} \frac{\mathbf{v} \cdot \nabla(\zeta + \dot{f})}{\nabla^2 T}, \quad (3)$$

ω 為等壓面 p 上的上升速度。

下面討論一下關於上式的定量計算方法與定性規則。



(a) 定量計算

因為

$$\zeta = \frac{g}{f} \nabla^2 H,$$

依差分原理, 它可以寫作

$$\zeta = \frac{4gm^2}{f d^2} [\bar{H} - H],$$

其中 $\bar{H} = \frac{1}{4} [H_a + H_b + H_c + H_d]$, d 為柵格的大小, m 為圖面的擴大係數, 同理,

$\nabla^2 T$ 可寫成:

$$\nabla^2 T = \frac{4m^2}{d^2} [\bar{T} - T],$$

如此則(4)式可寫作:

$$\omega = \frac{pq}{R} \left[\frac{\mathbf{v} \cdot \nabla(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T} \right]. \quad (4)$$

其中 $T(\varphi) = \int \frac{\Omega^2 d^2 \sin \varphi \cos \varphi}{gm^2} g \varphi$,

φ 為緯度, Ω 為地轉角速度。

因為

$$R = 2.87 \times 10^2 \text{m}^2 \text{sec}^{-2} \text{grad}^{-1},$$

$$g = 9.8 \text{m sec}^{-2},$$

故得

$$\frac{g}{R} = 3.42 \times 10^{-2} \text{m}^{-1} \text{grad}^2.$$

如此便可將(4)式寫作:

$$\left. \begin{aligned} \omega_5 &= 17.1 \left[\frac{\mathbf{v} \cdot \nabla(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T} \right], \\ \omega_7 &= 23.9 \left[\frac{\mathbf{v} \cdot \nabla(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T} \right], \\ \omega_8 &= 29.0 \left[\frac{\mathbf{v} \cdot \nabla(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T} \right], \\ \omega_{10} &= 34.2 \left[\frac{\mathbf{v} \cdot \nabla(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T} \right]. \end{aligned} \right\} (5)$$

上式中附標 5, 7, …… 分別表示 500, 700 毫巴位面, 瞬時偶度平流 (即為 $\bar{H} - H + J(\varphi)$ 的平流), 以米/秒表示, ω 的單位為毫巴/秒。

如欲求某短時間內平均的上升(下沉)速度,例如 12 小時,則(5)式可寫作

$$\left. \begin{aligned} \omega_5 &= 14.3 \frac{\Delta(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T}, \\ \omega_9 &= 19.9 \frac{\Delta(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T}, \\ \omega_8 &= 24.2 \frac{\Delta(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T}, \\ \omega_{10} &= 28.5 \frac{\Delta(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

其中 $\Delta(\bar{H} - H + J(\varphi))$ 為在 Δt 為 12 小時的間隔內,

$\bar{H} - H + J(\varphi)$ 值以實際風速 v (即地轉風加上變壓風)所引起的平流差值,單位為
 千米/12 小時, ω 的單位為毫巴/小時。

如要將 ω 的單位從毫巴/小時化為厘米/秒,則引用靜力學公式可導得下列近似關係,

	ω (毫巴/小時)	w (厘米/秒)
1000 毫巴	1	-0.24
850 毫巴	1	-0.26
700 毫巴	1	-0.30
500 毫巴	1	-0.38

所以(6)式又可寫作

$$\left. \begin{aligned} w_9 &= -5.4 \left[\frac{\Delta(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T} \right] \\ w_7 &= -6.0 \left[\frac{\Delta(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T} \right] \\ w_8 &= -6.3 \left[\frac{\Delta(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T} \right] \\ w_{10} &= -6.8 \left[\frac{\Delta(\bar{H} - H + J(\varphi))}{\bar{T} - T} \right] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

其中 w 單位為厘米/秒,以指向上為正,指向下為負,與 ω ($\frac{dp}{dt}$) 的符號剛好相反。

為了便於計算起見,渦度平流值與 $\bar{T} - T$ 值 φ 對應的垂直速度可查表 1。

在實際操作時,可先得 \bar{H} 場,然後以實際風速來外推之,即可求得 $\Delta(\bar{H} - H) + J(\varphi)$ 。在這裏要指出,我們是在變壓風的假定下推求得上述公式,所以在求平流差值時是以實際風來求,但是實際風本身有很大的缺點,一方面是它包含着大小不同尺度的擾動,同時其方向、風速亦不是十分精確的,所以我們不能求較長時間的外推,當然我們可以先求 u, v 值,以平均的方法來消去擾動,來平滑它,但這樣做又比較麻煩。

在實際工作中要求我們能夠迅速作出在最短時間內垂直速度的情況,所以為了迅速而及時的作出所要的垂直運動情況,我們可以粗略的引用平均地轉風來代替實際風,這樣可以穩定些,但是在理論上這樣做是有很大矛盾的,因為我們先是採用了變壓風的假定(即風速並不是等於地轉風的)才推導出上面的公式,但是最後在計算渦度平流時又引用了地轉風假定,這在邏輯上說顯然是有矛盾的。但是在實際工作中為了達到迅速而及時

的目的,不妨可以這樣來試用一下,作為一個較粗略的估計。

如果有條件,能够作出 12 小時變高的數值預告,則問題便可以完全解決了,我們可以以平均地轉風加以平均變高所引起的平均變壓風得出較穩定的位移場,這些只是技術上的問題,不想多加以討論。

表 1

$\bar{T}-T \backslash Aq$	2	4	6	8	10	12
4	2.7	5.4	8.1	10.8	13.5	16.2
8	1.4	2.7	4.1	5.4	6.8	8.1
12	0.9	1.8	2.7	3.6	4.5	5.4

500 毫巴垂直運動速率(厘米/秒)

$\bar{T}-T \backslash Aq$	2	4	6	8	10	12
4	3.0	6.0	9.0	12.0	15.0	18.0
8	1.5	3.0	4.5	6.0	7.5	9.0
12	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0

700 毫巴垂直運動速率(厘米/秒)

$\bar{T}-T \backslash Aq$	2	4	6	8	10	12
4	3.2	6.3	9.5	12.6	15.8	18.9
8	1.6	3.2	4.7	6.3	7.9	9.5
12	1.1	2.1	3.2	4.3	5.4	6.4

850 毫巴垂直運動速率(厘米/秒)

$\bar{T}-T \backslash Aq$	2	4	6	8	10	12
4	3.4	6.8	10.2	13.6	17.0	20.4
8	1.7	3.4	5.1	6.8	8.5	10.2
12	1.1	2.3	3.4	4.5	5.7	6.9

1000 毫巴垂直運動速率(厘米/秒)

(b) 定性規則

$$\omega = \frac{f p v \cdot \nabla(\zeta + f)}{R \nabla^2 T}$$

我們令

$$Aq = -v \cdot \nabla(\zeta + f) = -v^2 \left(\frac{\partial K}{\partial s} + K K_n \right), \quad (\text{將 } f \text{ 的變化略去})$$

其中 K 為流綫(等高綫)曲率, $K_n = K \frac{\partial v}{\partial n}$, 當氣流輻合時 $K_n > 0$, 氣流輻散時 $K_n < 0$.

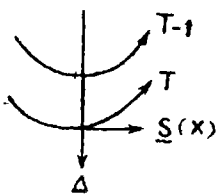


圖 1.

又我們如果給等溫綫一方向, 令沿着等溫綫高溫在右側時為正向, 如圖 1 所示。

令 s 方向與等溫綫相切, n 方向與 s 垂直, 且指向右側為正, 如此則得

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial n}, \quad \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{\partial}{\partial n} \frac{\partial T}{\partial n},$$

其中 r 為等溫綫的曲率。當 $r > 0$ 時為氣旋性彎曲, 當 $r < 0$ 時為反氣旋性彎曲。如此

$$\nabla^2 T = \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial n} + \frac{\partial}{\partial n} \frac{\partial T}{\partial n} = \frac{1}{r} T_n + T_{nn}.$$

T_n 即為溫度梯度, $T_n > 0$.

如此便得

$$\omega = C \frac{v^2 \left(\frac{\partial K}{\partial s} + KK_n \right)}{\frac{1}{r} T_n + T_{nn}} = C \frac{-Ag}{\frac{1}{r} T_n + T_{nn}}$$

其中 $C = \frac{fP}{R}$ $C > 0$.

從上式可以導出下列幾條定性規則。

(I) 在等溫綫為均勻分佈時, $T_{nn} = 0$, 此時

$$\nabla^2 T = \frac{1}{r} T_n, \text{ 故得}$$

- (a) 在溫度槽處 $r > 0$, 故如有:
 正的渦度平流, 則 $\omega < 0$, 有上升運動。
 負的渦度平流, 則 $\omega > 0$, 有下沉運動。
- (b) 在溫度脊處 $r < 0$, 故如有:
 正的渦度平流, 則 $\omega > 0$, 有下沉運動。
 負的渦度平流, 則 $\omega < 0$, 有上升運動。

(II) 在鋒區, 如等溫綫很平直的話, 則 $\frac{1}{r} T_n = 0$.

此時

$$\nabla^2 T = T_{nn}, \text{ 故得}$$

- (a) 在鋒區左側, $T_{nn} > 0$, 故如有:
 正的渦度平流, $\omega < 0$, 有上升運動。
 負的渦度平流, $\omega > 0$, 有下沉運動。
- (b) 在鋒區的右側, $T_{nn} < 0$, 故如有:
 正的渦度平流, $\omega > 0$, 有下沉運動。
 負的渦度平流, $\omega < 0$, 有上升運動。

從以上四條定性規則, 我們可以發現在有正的渦度平流地區, 不一定有上升運動, 反之在負的渦度平流地方, 不一定有下沉運動, 這種現象在我們實際工作中是經常碰到的。

我們可以依上述幾條定性規則繪製出如圖 2 所示的幾個模式*, 這些定性規則可以應用到日常的預告工作中。

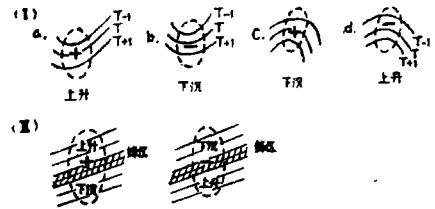


圖 2. 溫度場與渦度場的配置與垂直速度場的分佈。實綫為等溫綫, 虛綫為等渦度平流綫, +、- 示正負渦度平流區。

3. 討 論

1. 在上面我們已經提到有正的渦度平流區不一定有正的垂直速度; 反之, 在有負的渦度平流地區不一定有負的垂直速度, 這要看溫度場與高度場的配置而定。Riehl 等人只討論了渦度場的分佈, 而忽略了溫度場與渦度場之間的互相關係, 他得出了在高層 (300 毫巴) 有正的渦度平流便有雲系及降水的形成; 反之在負的渦度平流區盛行良好天氣, 這個結論顯然是值得商討的。在我們的日常工作中經常碰到與此結論不一致的例子。除

* 正負渦度平流區的決定見渦度平流方法的參考文件, 此地不予以說明。

此之外，在 Riehl 等人的方法中，碰到了不能克服的困難，即無法消去渦度的局地變化，只得硬着頭皮說渦度的局地變化是可以略去不計的。這個做法顯然是不够科學的，其實在我們採用了變壓風的假定之後，這個問題便可予以解決。如果我們按照 Riehl 所採用的渦度方程（即略去了渦度的垂直輸送）：

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \eta = -\eta \nabla \cdot \mathbf{v},$$

如果引用了變壓風的假定，即可得到下式：

$$\mathbf{v} \cdot \nabla \eta = -\zeta \nabla \cdot \mathbf{v}$$

或

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = -1/\zeta \mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f).$$

以此式代入連續方程，從 p_0 到 p 積分之，即得

$$\omega = + \int_{p_0}^p \frac{\mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f)}{\zeta} \delta p.$$

在 p_0 地方 $\omega_0 = 0$ （即在地面無上升運動），在大氣頂 $p = 0$ 地方，我們認為 ω 亦為零，故我們取自無輻散位面 p_h 到大氣頂積分範圍，即得

$$\omega_h = - \int_{p_h}^0 \frac{\mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f)}{\zeta} dp = \int_0^{p_h} \frac{\mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f)}{\zeta} dp.$$

依 Riehl 辦法，以 300 毫巴的情況來代替上式，右側的積分即

$$\omega_h \text{ 的符號} = + \left. \frac{\mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f)}{\zeta} \right|_{300 \text{ 毫巴}} \text{ 的符號}.$$

在這裏，我們可以得出這樣的結論：

在 300 毫巴位面上，有正的渦度地區的上空有正的渦度平流，則這個地區有上升運動，會有雲系及降水的產生；在有負的渦度地區內有負的渦度平流，則在這個地區亦有上升運動存在。反之在正的渦度地區有負的渦度平流，或在負的渦度地區有正的渦度平流，則在這些地區內有下沉運動出現。

這一結論至少在實際上，在理論上比 Riehl 的方法要好些，它除了引用地轉風的假定外，別無其他更多的假定，這比 Riehl 的假定至少是要合理得多了。

2. 從第四節的討論中，我們知道垂直速度是反比於 T_n 與 T_{nn} 的，在鋒區及在鋒區兩側地帶，這兩項的數值都是較大的，因此便可以得出這樣的結論即在鋒區附近上升運動是不強的。這好像與實際所見的不一樣，譬如說，我們經常發見在強鋒附近有較強的降水，這是由於鋒面愈強，則鋒面的抬升運動愈大，故鋒面附近的強大降水並非是大型溫壓場結構所形成的上升運動，而是不連續面的抬升作用形成的。

3. 第四節所述的方法的最大缺點即是當 $\bar{T} - T$ 的數值很小時， ω 值的變化很大，尤其是當 $\bar{T} - T$ 趨於零時，上法就無法確定，這個缺點也就是絕熱法在中性大氣時所遇到的致命缺點，也是 Elliasen 和 Hubert 等人在考慮渦度垂直輸送來計算垂直速度時所碰到過的缺點。

4. 在高層，渦度平流大於低層的，而 $\bar{T} - T$ 值在高層一般是小於低層的，所以在高層，垂直速度是要大於低層的，這與我們的經驗亦是一致的。

4. 略論降水最常出現的形勢

1. 槽前大多有降水發生，因此許多人便認為有槽必有雨，將降水的預報問題歸結為槽來脊去的預報，這樣經常會導致失敗的結論，因為影響槽前輻合上升的作用有二，一個是緯度影響，一個是曲率影響，而此二個因子的作用經常是相消的，所以決定一個槽過來時有否上升氣流存在，這要決定於這二個因子中孰佔主要地位，不能單純的以槽來報降水，何況槽前的上升運動尚受到動力學的作用以及斜壓性的影響。

有些人發現槽來並不一定有降水，所以便捨去高度場而從溫度場方面來加以探討。例如有人提出在夏季雷暴雨多出現在高空溫度槽的東南部及其附近，我們確實發現過這樣的情況，但並不是每項都是如此，即溫度槽來時不一定有雷暴雨出現，所以單從溫度場來着手討論降水，決非最好的方法。我們必須將高度場與溫度場有機的聯繫起來，從高度場與溫度場的配置關係上來討論是否有上升運動發生。

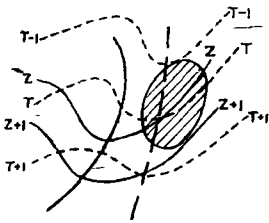


圖 a. 夏季雷雨產生的形勢示意圖，實綫為等高綫，虛綫為等溫綫，陰影區為降水最常出現的區域。

2. 在夏天冷空氣的活動對於降水的形成是起有很大作用的，上面提到在高層冷溫槽的附近地區多有雷暴雨出現，這也就說明了冷空氣的重要，我們發現，在夏季如果槽前有出現微弱的冷槽，則在冷槽的附近必有降水產生，這種產生降水的形勢可如圖 a 所示。在這些地區所以能夠經常出現降水的原因可以用上述的定性規則來說明，因為在槽前大多數有正的渦度平流出現，所以在槽前有溫度槽，則依上圖所述的公式，可以知道在此冷槽附近有上升運動存在，而此上升運動的大小又反比於溫度的梯度，所以在當槽前溫度槽並不十分強烈時，但有明顯的冷槽出現時，出現降水的機會是很多的。此外若符合於上述有上升運動形成的形勢下，出現降水的機會是很多的。

3. 圖例：

(1) 1958 年 4 月 22 日 20 時 (北京時)，在鄂省境內出現了大暴雨，在 22 日 20 時到 23 日 02 時的 6 小時內，在 57 區 519 站出現了 61mm 的大暴雨，而 6 小時降水量在 50mm 以上地區幾乎大片的出現在鄂省邊境內，此時的高空形勢如圖 3, 4, 5 所示，無論是那一位面，雨區均出現在槽前的冷舌附近。上下各層均有上升運動，所以降水量也該是較強的。又在圖 3 中，我們可以看到在宜昌與老河口之間有一冷舌，而且也是位在正渦度平流區，依理該有上升運動，但是在這些地區並無強烈降水出現，這個原因很易於找到，在圖 4 中 700 毫巴位面上，宜昌與老河口之間地區雖然位在正渦度平流區，但是等溫綫有反氣旋性彎曲，所以不能有上升運動出現，在圖 5

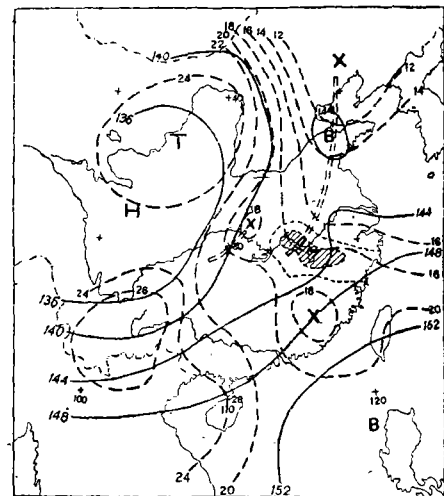


圖 3. 1958 年 4 月 22 日 20 時 850 毫巴圖。虛綫為等溫綫，實綫為等高綫，粗虛綫為溫度槽綫，細虛綫為 22 日 20 時到 23 日 02 時 6 小時雨量綫，陰影區為大於 50mm 的暴雨區。

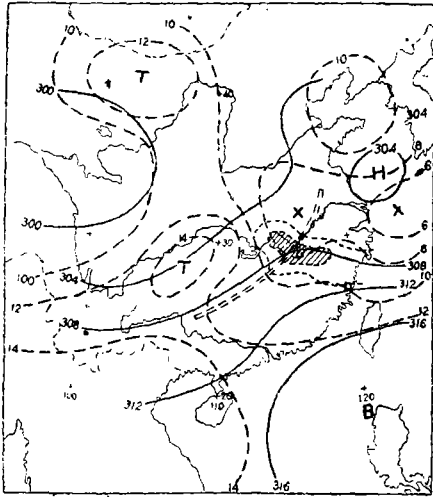


圖 4. 1958 年 4 月 22 日 20 時 700 毫巴圖。
說明同圖 3。

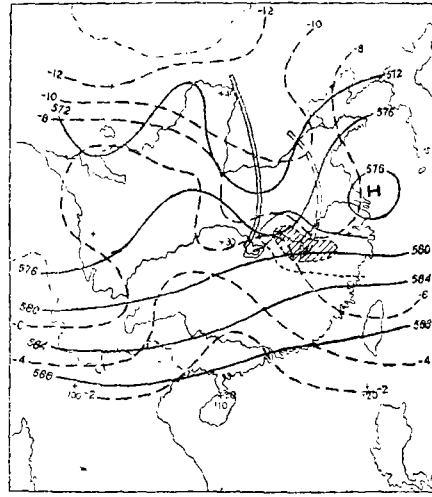


圖 5. 1958 年 4 月 22 日 20 時 500 毫巴圖。
粗實綫為高度槽綫，其餘說明同圖 3。

的 500 毫巴位面上，老河口與宜昌之間雖有冷槽出現，但是它恰為位在槽後有負的渦度平流地區上面，所以也不能有上升運動出現，儘管在 850 毫巴位面上有上升運動，但是再高各層並無一致的上升運動，所以不能形成降水，像老河口在 20 日 20 時已無降水出現，宜昌也只會為層積雲降水(間歇性小雨)，從這些實況也可以說明上升運動是出現在較低位面，而不是很強烈的。而在漢口以東的冷槽附近，地面上各站都為雷陣雨，有 Cb 雲出現，即說明在這些地區上升運動是很強烈的，而在高層位面亦有上升運動與其配合。這些現象都可以從上述的理論中找到說明。

(2) 1958 年 5 月 1 日 08 時，在 700 毫巴上有一根切變低壓在長江流域上空，500 毫巴在宜昌附近有一小槽出現，地面上切變綫兩側出現了長條形雨帶(暴雨)，在漢口一帶 6 小時雨量(1 日 08 時到 14 時)出現了 30mm 以上，因此對在這種切變綫形變綫形勢下的上升運動作一些探索是很有意思的。

依前述理論，我們知道在正的(負的)渦度平流地區內如有正的(負的) $\bar{T} - T$ 區出現，則在這些地區內有上升運動出現，為了確定出上升運動區域的分佈，我們求出了 $\bar{T} - T$ 場與 $\bar{Z} - Z$ 場的分佈，再確定出正負渦度平流區，然後依法求出上升區的所在，在求平均

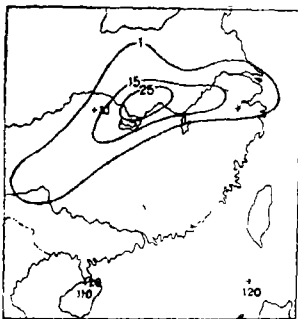


圖 6. 1958 年 5 月 1 日
08—14 時 6 小時雨量分佈圖，
單位為毫米。

高度場或溫度場時是取柵格 $d = 600$ 公里用圖解法來求的。700 與 500 毫巴的上升運動分佈情形見圖 7 與圖 8 所示。在地面高壓的上空，無論是 700 或 500 毫巴位面上均有下沉氣流存在，這與高壓區內的碧空區是一致的。在長江流域，地面雨帶與 700 毫巴的上升運動區是完全吻合的(以 1 日 08 時到 14 時雨量分佈圖來比較)，在重慶、萬源一帶凸出了一個下沉氣流，而就在此區內雨區就向東南收縮。地面雨區與 500 毫巴並不一致，在該區內，無論是 Riehl 的方法或是上述的方法，均得出有下沉氣流的結論。從此我們可以得出這樣的一個概念：在切變綫形勢下，700 毫巴位面的上升運動是造成降

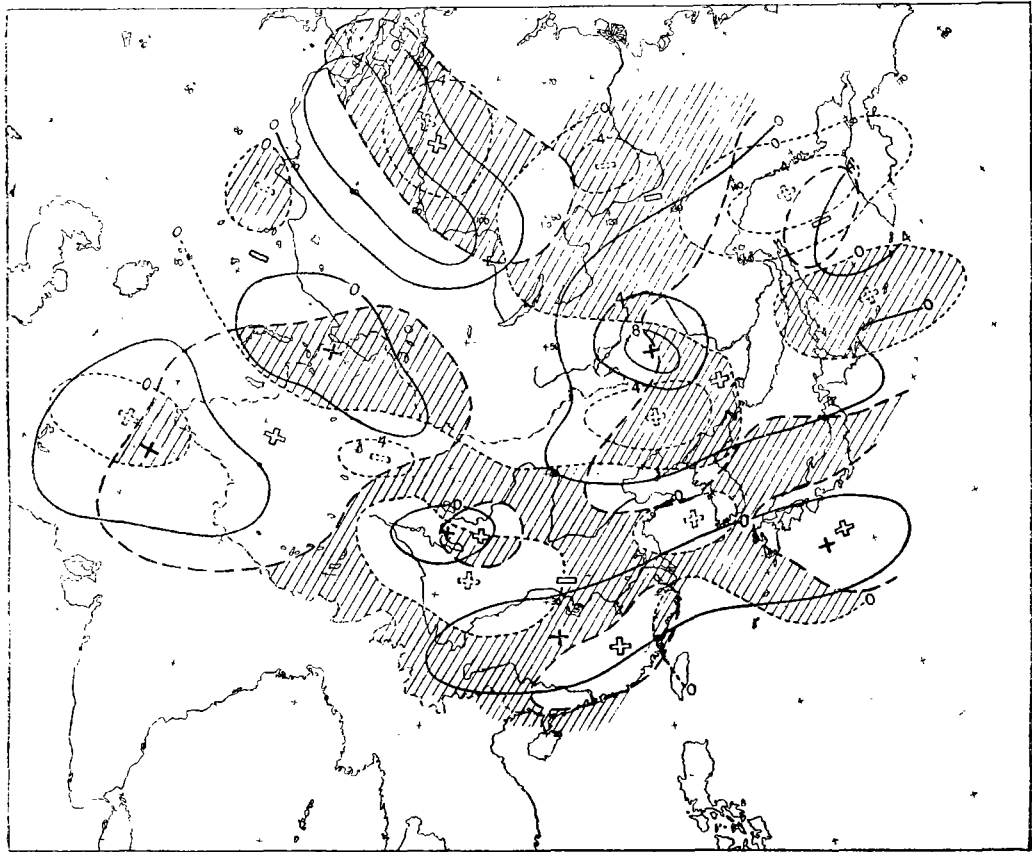


圖 7. 1958 年 5 月 1 日 08 時 700 毫巴位面 $Z-Z$ 及 $T-T$ 場與上升運動區的分佈圖。實綫示等 $Z-Z$ 綫，細虛綫示等 $T-T$ 綫，細 +、- 示正負 $Z-Z$ 區域，+、□ 示正負 $Z-Z$ 平流區（即正負相對渦度平流區），虛綫示相對渦度平流零綫，+、□ 示正負 $T-T$ 區域。陰影區為上升區。

水的主要原因，這時的最大輻散位面應位在 700 毫巴與 500 毫巴之間，其垂直氣流的分佈情況可如下頁圖 b 所示，我們也曾計算過一些其他切變綫形勢下垂直速度的分佈情況，大多數的情況是相同於這個結論的。在此例中，地面雨區中也會有少數測站出現了雷雨與積雨雲，但大多數的測站都是雨層雲或碎層雲，這與上升速度的分佈情形是很一致的。

於此我們也將 Riehl 的方法與本法加以比較，圖 9 為 300 毫巴的渦度分佈與正負渦度平流區的分佈圖。影綫區即為正的渦度平流區，依 Riehl 的意見，在相應的區域內 500 毫巴上有上升運動出現，將它與圖 8 相較，我們可以發現在蒙古地區地面高壓附近，兩個方法均得出相同的結果，均有下沉氣流出現，但在有些地區則並不一致，甚至有相反的結論；例如在新鄉、萬源、老河口、延安等地區，依變壓風法該有下沉氣流出現，但 Riehl 的方法，在該區內應有上升運動，因此二個方法的結論是不一致的，二者孰為正確？這可從地面雲系雨區的分佈得到解答，在這些地區內 08 時尚有中高雲出現的，但在 11 時延安、西安一帶已為碧空，而老河口、萬源一帶只出現了複高積雲、雨層雲（高層雲）等 3000 米左

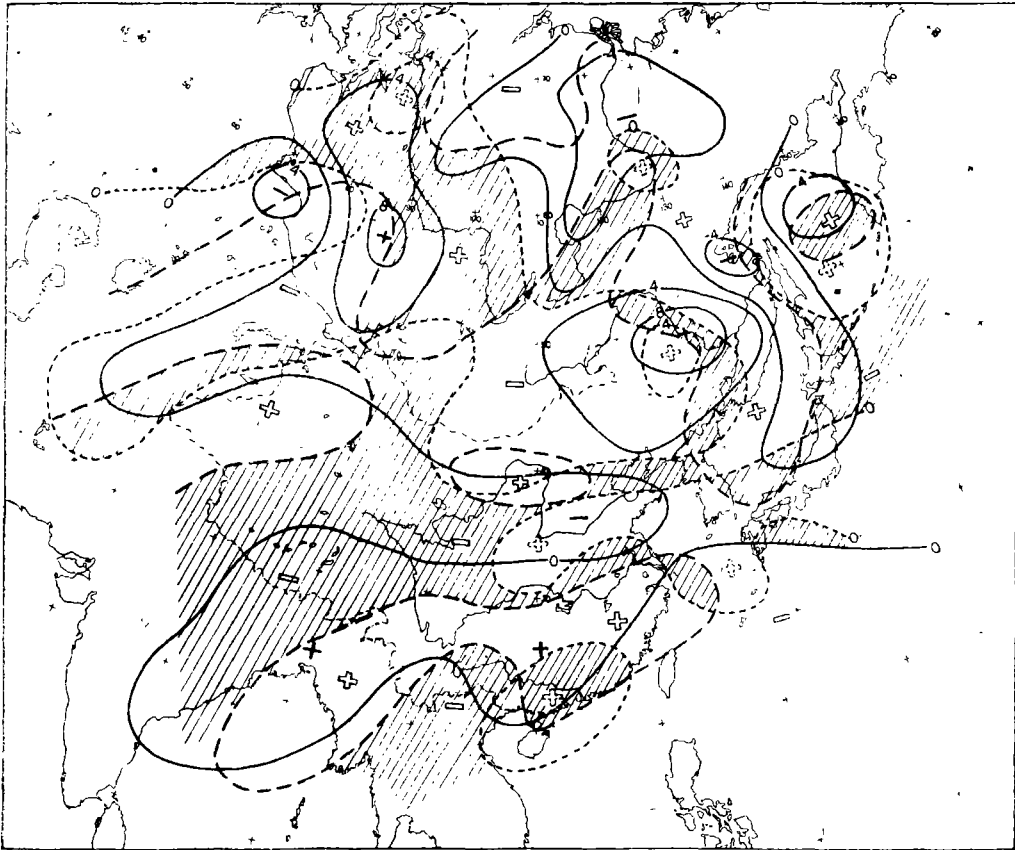


圖 8. 1958 年 5 月 1 日 08 時 500 毫巴位面 $\bar{Z}-Z$ 及 $\bar{T}-T$ 場與上升運動區的分佈圖。說明同圖 7。

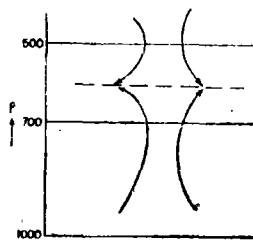


圖 b.

右的中雲，這與 500 毫巴上有下沉運動的事實是很一致的，又如在蘭州以西地區，依變壓風法則有上升運動出現，而依 Riehl 方法該區內應有下沉運動，而事實上 08 時這些地區有少量的高雲出現，而後雲量逐漸增多，在 14 時在 35°N 以南的地區雲量都從 2—3 個增加到 6—7 個，這也說明了在 500 毫巴附近是有上升運動存在的，從此我們可以知道變壓風法所得的結論是與實況較 Riehl 的方法要接近些。

總的來說，用上述新法我們能够作出較滿意的結果，雖然在定量的計算上會碰到 $\bar{T}-T$ 為零的困難，但定性的決定上升或下沉運動的區域來說是很成功的。

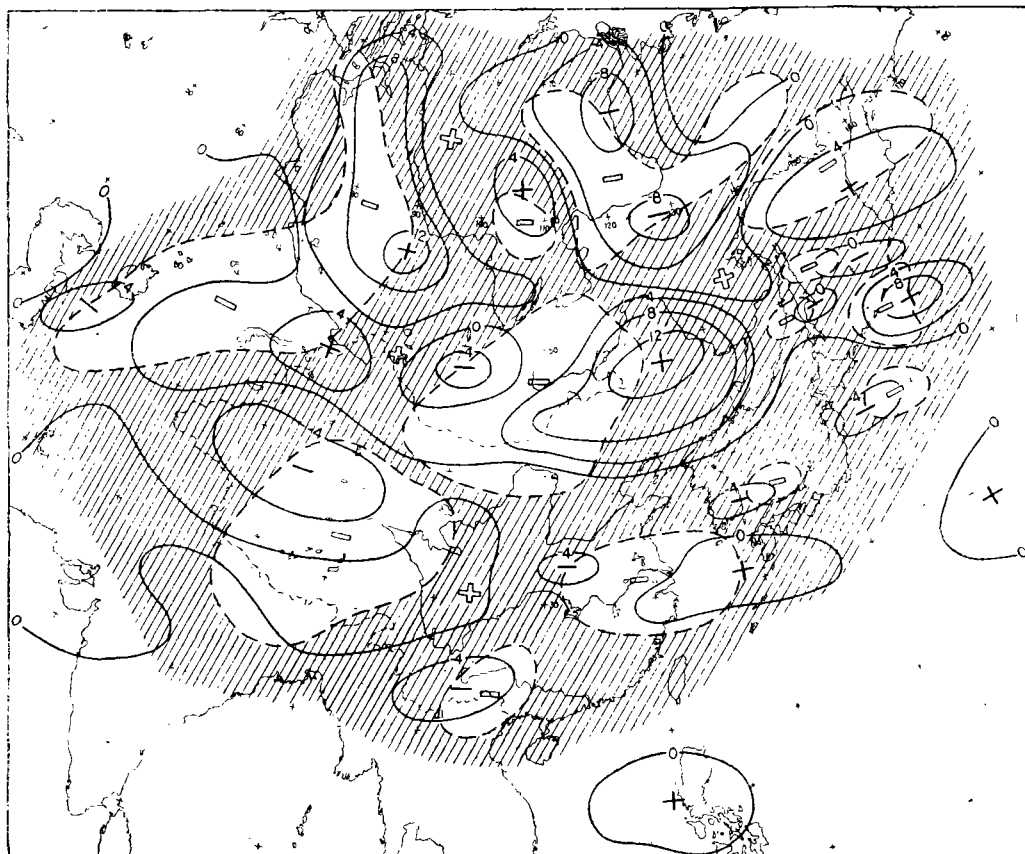


圖9. 300毫巴位面 $\bar{Z}-Z$ 及 $\bar{T}-T$ 場分佈圖。影陰區為正的渦度平流區。

5. 結 論

利用變壓風的假定，可以得出由於渦度場（高度場）與溫度場的配置所形成的上升或者下沉運動區域。從所引用的假定來看，要比 Riehl 的假定為少，而且比較嚴格。從這個理論可以導得幾條定性規則，這些規則可以應用到日常的天氣預報工作中去，從所引證的例子來看，這些規則是較滿意的，而依作者在實際工作中的經驗，這些規則大多是正確的，但也曾碰到不理想的情形，這是尚待深入探討的。

這個方法的最大缺點便是在定量確定上升（下沉）速率時會有誤差出現，在 $\bar{T}-T$ 趨勢為零的情況，此法便不能確定。這些缺點同樣的出現在絕熱法中，也出現在渦度法中。但是從定性的來看，對於確定上升運動是很有效的。

參 考 文 獻

- [1] Eliassen, A. and Hubert, W. E., Computation of vertical motion and vorticity budget in a blocking situation, *Tellus*, 5 (1953).
- [2] Riehl, H., Norquvest, K. S. and Sugz, A. L., A quantitative method for predication of rainfall patterns. *Jour. Meteor.*, 9 (1952).
- [3] Fjørtoft, R., On a numerical method of integrating the barotropic vorticity equation. *Tellus*, 4 (1952).

- [4] Petterssen, S., *Weather analysis and forecasting vol. I.* McGraw-Hill Book Co, New York, 1956.
- [5] Табровский: 斜壓大氣的流體力學理論和天氣學的基本問題. 張家誠譯.
- [6] 顧震湖: 大範圍垂直運動的分析計算; 氣象學報 25 卷 3 期 (1954).
- [7] 伍榮生: 變壓風散度的計算 (未發表).
- [8] 孫月浦: 夏季高空等溫綫的變化與雷暴分佈, 天氣月刊 1954 年 4 月份.

A NEW METHOD OF COMPUTING VERTICAL MOTION UNDER THE ASSUMPTION OF ISALLOBARIC WIND

WU YOU-SHEN

(*Nanking University*)

ABSTRACT

A new method of computing vertical motion based on the assumption of isallobaric wind is proposed. Some qualitative rules for estimating the distribution of vertical velocity are given. These rules may be employed in routine forecasting.