

# 从流场分解角度改进 $Q$ 矢量分析方法及其 在暴雨动力识别中的应用\*

曹 洁<sup>1)†</sup> 高守亭<sup>1)</sup> 周玉淑<sup>1)</sup>

1) 中国科学院大气物理研究所, 北京 100029)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2007 年 7 月 9 日收到, 2007 年 11 月 7 日收到修改稿)

依据水平风场分解思路, 运用调和-余弦算法, 准确分解有限区域  $Q$  矢量. 根据已有的关于  $Q$  矢量散度和新发展的  $Q$  矢量涡度与天气系统对应关系的研究, 运用分解得到的  $Q$  矢量旋转分量场和辐散分量场, 改进传统  $Q$  矢量分析方法中单纯依靠  $Q$  矢量水平散度场进行的诊断分析. 通过对一次暴雨个例的比较研究表明, 在雨带形势和暴雨中心位置的识别方面, 改进的  $Q$  矢量分析方法比传统的单纯依靠  $Q$  矢量散度分析方法具有更好的效果.

关键词:  $Q$  矢量分析, 调和-余弦算法, 暴雨, 动力识别

PACC: 9260X, 9260Q

## 1. 引 言

$Q$  矢量自 1978 年由 Hoskins 等<sup>[1]</sup>提出之后, 就被广泛运用于垂直运动计算、暴雨强对流天气诊断等领域<sup>[2-6]</sup>. 传统的准地转  $Q$  矢量以及近些年来广义的  $Q$  矢量在垂直运动、锋生、次级环流诊断等方面的研究中都显示了较好的应用价值<sup>[7-12]</sup>. 然而, 长期的研究大多是针对其散度场进行的. Keyser 等<sup>[4]</sup>把  $Q$  矢量沿着和正交于等熵线的两个分量作为研究对象, 并在垂直运动的诊断方面作出了新的尝试<sup>[13]</sup>. 任一矢量场都有旋度和散度两个特征量, 而且它们比原始场有更好的性质. 用风场的涡度和散度取代原始风场信息, 已经用了很多年, 这便是一个很好的证明. 既然  $Q$  矢量的散度能有较好应用, 那么其旋度场与天气系统的关系如何呢? Cao 和 Gao<sup>[14]</sup>从考虑了非绝热加热效应的广义非地转  $Q$  矢量出发, 探讨了其旋度与天气场的关系, 发现  $Q$  矢量旋度与非地转风垂直涡度直接相关. 文献<sup>[14]</sup>的诊断研究同时表明, 把  $Q$  矢量的旋度场作为传统意义上的  $Q$  矢量分析的补充, 在暴雨动力识别方

面有很好的改进. 如何更好地联合  $Q$  矢量的旋度和散度改进传统的  $Q$  矢量分析方法, 是本文的研究目的.

根据二维亥姆霍兹定律, 水平风场可以分解为旋转风分量和辐散风分量, 流函数和速度势是其最好的表征手段. 在全球大气和大洋环流的诊断和数值模拟<sup>[15]</sup>中有重要应用. 于是, 我们试想依照这一思路分解有限区域非地转  $Q$  矢量得到的  $Q$  矢量的流函数和速度势, 进而得出  $Q$  矢量的旋转场和辐散场, 扩展传统的  $Q$  矢量分析方法. 与有限区域流函数速度势的求解方法一样, 分解  $Q$  矢量场首要的问题是找到最准确的一种求解方法. 根据已有的研究, 我们采用 Chen 和 Kuo<sup>[16]</sup>提出的调和-余弦算法.

## 2. 理论和原理

### 2.1. 延伸的 $Q$ 矢量分析方法

根据张兴旺<sup>[10]</sup>推导气压坐标系下非地转  $Q$  矢量表达式的基本思路, 加入对实际大气湿状态的考

\* 国家重点基础研究发展规划(批准号: 2004CB418301) 国家自然科学基金(批准号: 40433007)和中国科学院海外杰出学者基金(批准号: 2005-01-19)资助的课题.

† E-mail: iamcaojie@gmail.com

虑,得到非地转湿  $Q$  矢量的表达式<sup>[14]</sup>如下:

$$Q_x = \frac{1}{2} \left[ f \left( \frac{\partial v}{\partial p} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial p} \right) - h \frac{\partial \mathbf{V}_h}{\partial x} \cdot \nabla \theta + h \frac{\partial H}{\partial x} \right] = \frac{1}{2} \left( f^2 \frac{\partial u_a}{\partial p} - \sigma \frac{\partial \omega}{\partial x} \right), \quad (1)$$

$$Q_y = \frac{1}{2} \left[ f \left( \frac{\partial v}{\partial p} \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} \right) - h \frac{\partial \mathbf{V}_h}{\partial y} \cdot \nabla \theta + h \frac{\partial H}{\partial y} \right] = \frac{1}{2} \left( f^2 \frac{\partial v_a}{\partial p} - \sigma \frac{\partial \omega}{\partial y} \right). \quad (2)$$

这里  $Q_x$  和  $Q_y$  分别是  $Q$  矢量在  $x$  和  $y$  方向上的分量; $x$  和  $y$  分别表示沿东西和南北方向,且取向东、向北为正; $f$  是科氏参数; $p$  是气压,它的数值随高度增加而减小; $u$ 、 $v$  和  $\omega$  分别是  $x$ 、 $y$  和  $p$  方向上的速度; $\theta$  是位温; $H$  是非绝热加热项; $u_a$  和  $v_a$  分别是  $x$  和  $y$  方向上的地转风偏差; $\sigma$  是等压坐标静力稳定度参数.

$$\sigma = -\alpha \frac{\partial \ln \theta}{\partial p},$$

$$h = \frac{R}{p} \left( \frac{p}{1000} \right)^{R/C_p}.$$

以往的研究通常是对(1)(2)式作  $\frac{\partial}{\partial x} Q_x + \frac{\partial}{\partial y} Q_y$  运算,再依据连续方程即得到与非地转湿  $Q$  矢量散度相联系的垂直运动的诊断方程

$$\nabla^2(\sigma \omega) + f^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} = -2 \nabla \cdot \mathbf{Q}. \quad (3)$$

然而,作  $\frac{\partial}{\partial x} Q_y - \frac{\partial}{\partial y} Q_x$  运算得到

$$\frac{\partial Q_y}{\partial x} - \frac{\partial Q_x}{\partial y} = \frac{1}{2} f^2 \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{\partial v_a}{\partial x} - \frac{\partial u_a}{\partial y} \right). \quad (4)$$

对(4)式作变量  $p$  的积分,由于被积分的物理量连续,于是得到

$$f^2 \left( \frac{\partial v_a}{\partial x} - \frac{\partial u_a}{\partial y} \right) = 2 \mathbf{k} \cdot (\nabla \times \mathbf{Q}) \delta p. \quad (5)$$

这里  $\mathbf{k}$  是垂直方向上的单位矢量.由此可见, $Q$  矢量的旋度的垂直分量仅与非地转风的垂直涡度有关.这一理论与文献[8]中(2.3)式有相通之处.于是,从方程(3)和(5)出发,Cao和Gao<sup>[14]</sup>提出在传统的  $Q$  矢量分析(即单纯依靠  $Q$  矢量散度)中加入对  $Q$  矢量旋度垂直分量的诊断分析,即“延伸的  $Q$  矢量分析方法”.

## 2.2. 从流场分解角度改进的延伸 $Q$ 矢量分析方法

把延伸  $Q$  矢量分析方法运用到常规天气图分析中,缺少风等流场信息.如何才能得到与风的旋转分量和辐散分量类似的  $Q$  矢量的旋转和辐散流场呢?根据亥姆霍兹定律,分解该矢量为旋转和辐散两个分量

$$\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_2 + \mathbf{Q}_3,$$

$$\mathbf{Q}_2 = \mathbf{k} \times \nabla H_2, \quad (6)$$

$$\mathbf{Q}_3 = \nabla H_3,$$

$$\nabla \times \mathbf{Q} = \nabla \times \mathbf{Q}_2 \Rightarrow W_2 = \nabla^2 H_2, \quad (7)$$

$$\nabla^2 H_2 = W_2, \quad (8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{Q} = \nabla \cdot \mathbf{Q}_3 \Rightarrow W_3 = \nabla^2 H_3, \quad (9)$$

$$\nabla^2 H_3 = W_3. \quad (10)$$

这里  $\mathbf{Q}_2$  和  $\mathbf{Q}_3$  分别是  $Q$  矢量的旋转分量和辐散分量; $H_2$  和  $H_3$  分别是  $Q$  矢量的流函数和速度势(以下分别称为  $Q$  流函数和  $Q$  速度势), $W_2$  和  $W_3$  分别是  $Q$  矢量旋度垂直分量和  $Q$  矢量水平散度.

为得到有限区域泊松方程(8)和(10)的解,在耦合边条件下用调和-余弦算法<sup>[15]</sup>求解,下面给出求解的基本步骤.

步骤 I 根据(1)和(2)式求得矩形区域  $R$  内及边界  $\Sigma$  上的  $Q$  矢量分布,再由(7)和(9)式求得  $W_2$  和  $W_3$ .

步骤 II 利用齐次边界条件

$$\nabla^2 H_{2i} = W_2, \quad (11)$$

$$\nabla^2 H_{3i} = W_3,$$

通过傅里叶变换求解方程

$$-\frac{\partial H_{2i}}{\partial y} + \frac{\partial H_{3i}}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial H_{2i}}{\partial x} + \frac{\partial H_{3i}}{\partial y} = 0. \quad (12)$$

得到泊松方程的解为

$$H_{2i}(x, y) = F^{-1}[\Gamma_{2i}(m, n)]$$

$$= \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \Gamma_{2i}(m, n) \cos \frac{m\pi x}{L_x} \cos \frac{m\pi y}{L_y}, \quad (13)$$

$$H_{3i}(x, y) = F^{-1}[\Gamma_{3i}(m, n)]$$

$$= \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \Gamma_{3i}(m, n) \cos \frac{m\pi x}{L_x} \cos \frac{m\pi y}{L_y}. \quad (14)$$

这里  $H_{2i}$  和  $H_{3i}$  是双余弦函数展开形式的  $Q$  流函数

和  $Q$  速度势的内部部分,  $F^{-1}$  是傅里叶逆变换算子,  $\Gamma_{2i}(m, n)$  和  $\Gamma_{3i}(m, n)$  是对  $H_{2i}$  和  $H_{3i}$  作有限傅里叶余弦变换后得到的双余弦展开式. 它们的数学关系为

$$\begin{aligned} F[H_{2i}(x, y)] &= \Gamma_{2i}(m, n) \\ &= \frac{4}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} H_{2i}(x, y) \cos \frac{m\pi x}{L_x} \\ &\quad \times \cos \frac{n\pi y}{L_y} dx dy, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} F[H_{3i}(x, y)] &= \Gamma_{3i}(m, n) \\ &= \frac{4}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} H_{3i}(x, y) \\ &\quad \times \cos \frac{m\pi x}{L_x} \cos \frac{n\pi y}{L_y} dx dy. \end{aligned} \quad (16)$$

步骤 III 由  $H_{2i}$  和  $H_{3i}$  决定了  $Q$  矢量内部部分  $Q_{xi}$  和  $Q_{yi}$ , 即

$$\begin{aligned} Q_{xi} &= -\frac{\partial H_{2i}}{\partial y} + \frac{\partial H_{3i}}{\partial x}, \\ Q_{yi} &= -\frac{\partial H_{2i}}{\partial x} + \frac{\partial H_{3i}}{\partial y}. \end{aligned} \quad (17)$$

这样, 由步骤 I 和 (17) 式可计算得到  $Q$  矢量与其内部部分之差, 继而可得  $Q$  矢量的外部部分在边界上的分布

$$\begin{aligned} Q_{xe}|_{\Sigma} &= (Q_x - Q_{xi})|_{\Sigma}, \\ Q_{ye}|_{\Sigma} &= (Q_y - Q_{yi})|_{\Sigma}. \end{aligned} \quad (18)$$

步骤 IV 用迭代方法解非齐次边界条件 (18) 式下拉普拉斯方程

$$\begin{aligned} \nabla^2 H_{2h} &= 0, \\ \nabla^2 H_{3h} &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

求解得到的解  $H_{2h}$  和  $H_{3h}$  便是  $Q$  流函数和  $Q$  速度势的调和部分 (或称外部部分),

$$\begin{aligned} H_{2h}(x, y) &= \frac{1}{4L_x} [H_{2w}(0) + H_{2E}(0)]x^2 + \frac{1}{4L_y} [H_{2S}(0) + H_{2N}(0)]y^2 - \frac{1}{2}H_{2w}(0)x - \frac{1}{2}H_{2S}(0)y + C_{H_2} \\ &\quad + \sum_{m=1}^M \frac{L_x}{m\pi} \left\{ \frac{H_{2N}(m) \cosh(m\pi y/L_x) + H_{2S}(m) \cosh[(m\pi/L_x)(L_y - y)]}{\sinh(m\pi L_x/L_x)} \right\} \cos \frac{m\pi x}{L_x} \\ &\quad + \sum_{n=1}^N \frac{L_y}{n\pi} \left\{ \frac{H_{2E}(n) \cosh(n\pi y/L_y) + H_{2W}(n) \cosh[(n\pi/L_y)(L_x - x)]}{\sinh(n\pi L_x/L_y)} \right\} \cos \frac{m\pi y}{L_y}, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} H_{3h}(x, y) &= \frac{1}{4L_x} [H_{3w}(0) + H_{3E}(0)]x^2 + \frac{1}{4L_y} [H_{3S}(0) + H_{3N}(0)]y^2 - \frac{1}{2}H_{3w}(0)x - \frac{1}{2}H_{3S}(0)y + C_{H_3} \\ &\quad + \sum_{m=1}^M \frac{L_x}{m\pi} \left\{ \frac{H_{3N}(m) \cosh(m\pi y/L_x) + H_{3S}(m) \cosh[(m\pi/L_x)(L_y - y)]}{\sinh(m\pi L_x/L_x)} \right\} \cos \frac{m\pi x}{L_x} \\ &\quad + \sum_{n=1}^N \frac{L_y}{n\pi} \left\{ \frac{H_{3E}(n) \cosh(n\pi y/L_y) + H_{3W}(n) \cosh[(n\pi/L_y)(L_x - x)]}{\sinh(n\pi L_x/L_y)} \right\} \cos \frac{m\pi y}{L_y}, \end{aligned} \quad (21)$$

式中  $H_{2w}(0), H_{2w}(n), \dots, H_{3w}(0), H_{3w}(n), \dots$  都是边界上  $Q$  流函数和  $Q$  速度势的谱系数, 下标 E, S, W, N 分别表示东、南、西、北四个方位. 具体系数的计算参见文献 [16].

步骤 V 由 (13) (14) 和 (20) (21) 式得到的  $Q$  流函数和  $Q$  速度势的内部和外部部分, 完整的有限区域  $Q$  流函数和  $Q$  速度势的解为

$$H_2 = H_{2i} + H_{2h}, \quad (22)$$

$$H_3 = H_{3i} + H_{3h}. \quad (23)$$

于是得到  $Q$  矢量的旋转分量和辐散分量

$$Q_2 = \frac{\partial H_2}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial H_2}{\partial y} \mathbf{j}, \quad (24)$$

$$Q_3 = \frac{\partial H_3}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial H_3}{\partial y} \mathbf{j}. \quad (25)$$

改进的延伸  $Q$  矢量分析方法 (简称“改进的  $Q$  矢量分析方法”), 与传统的  $Q$  矢量分析方法相比, 着眼点从单纯的  $Q$  矢量散度变成了同时考虑  $Q$  矢量旋度和散度的  $Q$  矢量流场分析. 利用调和-余弦算法在有限区域风场分解与重建方面的较高准确度, 分解  $Q$  矢量流场为旋转部分和辐散部分, 探讨这两个分量流场比常规  $Q$  矢量分析的优越性, 是下面实际个例分析的侧重点.

### 3. 个例诊断

2004 年 8 月 12 日 00 时 (本文时间均为全球标准时间) 至 8 月 13 日 00 时发生了一次华北暴雨过程, 24 h 的最大降水量达到了 60 mm, 雨区主要集中在

在河北北部、山西、河北、天津和北京等地区,呈西南-东北走向(图 1(a)).本研究所用模式为非静力中尺度数值模式 MM5V3,水平方向为 Arakawa C 交错网格,采用 2 层嵌套.粗网格格距为 81 km,149 × 129 个格点;细网格格距为 27 km,292 × 278 个格点;垂直为 23 层,每层的  $\sigma$  取值分别为 0.995,0.985,0.970,0.945,0.910,0.870,0.825,0.775,0.725,0.675,0.625,0.575,0.525,0.475,0.425,0.375,0.325,0.275,0.225,0.175,0.125,0.075 和 0.025;湿式微物理过程粗网格采用混合冰相方案,细网格采用 Graupel 方案,积云参数化方案粗网格采用 Grell 方案,细网格采用 Kain-Fritsch 方案;边界层方案粗网格采用 Blackadar 方案,细网格均采用 Blackadar 方案.使用美国国家环境预报中心 6 h 一次的  $1^\circ \times 1^\circ$  格点再分析资料作背景场,积分区域中心取作 ( $38^\circ\text{N}$ ,  $116^\circ\text{E}$ ).模式积分步长为 90 s,从 2004 年 8 月 12 日 00 时开始,积分的时间区

模式模拟的雨带与观测得到的实际降水可知,两者有相同的走向且最大降水中心位置接近.对其他的动力和热力学量分布(图略),模式也给出了与观测场基本一致的模拟效果.由此数值模拟资料依照上述给出的  $Q$  矢量流场分解步骤,得到  $Q$  矢量的旋转流场和  $Q$  矢量的辐散流场分布情况,为与传统分析方法进行比较,分别从水平和垂直分布两方面做对比分析.

### 3.1. 水平分布

图 2(a)是 2004 年 8 月 12 日 02 时地面 1 h 累计降水量.图 3 是同一时刻约 925 hPa 等压面的  $Q$  矢量旋转流场和  $Q$  矢量辐散流场的水平分布以及  $Q$  矢量散度的分布.由此可见,用传统的  $Q$  矢量分析方法诊断  $Q$  矢量散度的负值范围及其中心值大小,可以显示出偏西的弱降水中心,却不能很好地指示偏东的强降水中心. $Q$  矢量辐散流场(矢量箭头)的

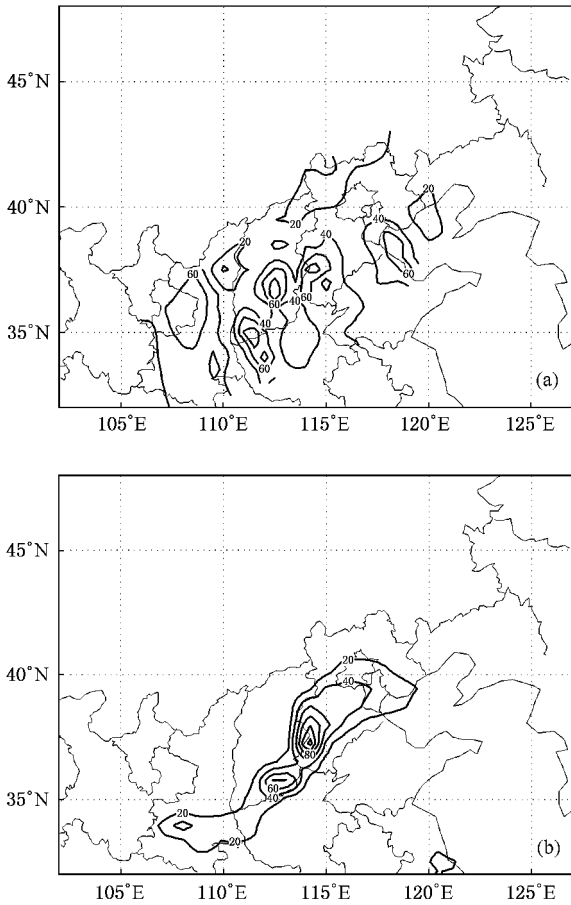


图 1 2004 年 8 月 12 日 00 时—8 月 13 日 00 时的 24 h 累计降水量分布.降水量以 mm 为单位.(a) 观测值 (b) 模拟值

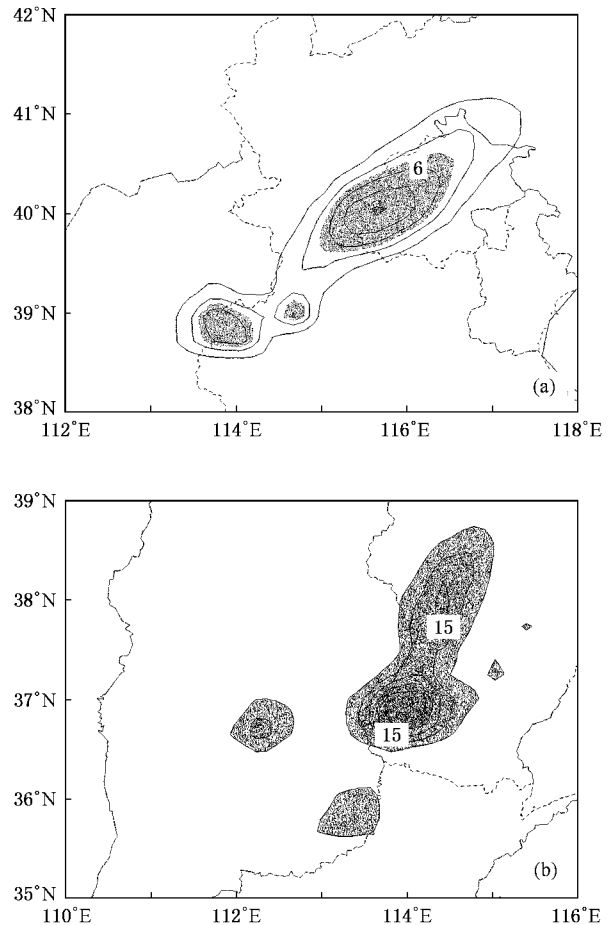


图 2 地面 1 h 累计降水量分布.降水量以 mm 为单位.(a) 2004 年 8 月 12 日 01 时—8 月 12 日 02 时 (b) 8 月 12 日 10 时—8 月 12 日 11 时

间为 24 h.图 1(b)显示的是从 2004 年 8 月 12 日 00 时到 8 月 13 日 00 时模拟的 24 h 累计降水量.对比

辐合带的形势较好地对应着雨带的走向,  $Q$  矢量旋转流场(流线)上的闭合涡旋则对应着雨带上的强降水中心.

### 3.2. 垂直分布

从图2(b)可以看出, 2004年8月12日11时地

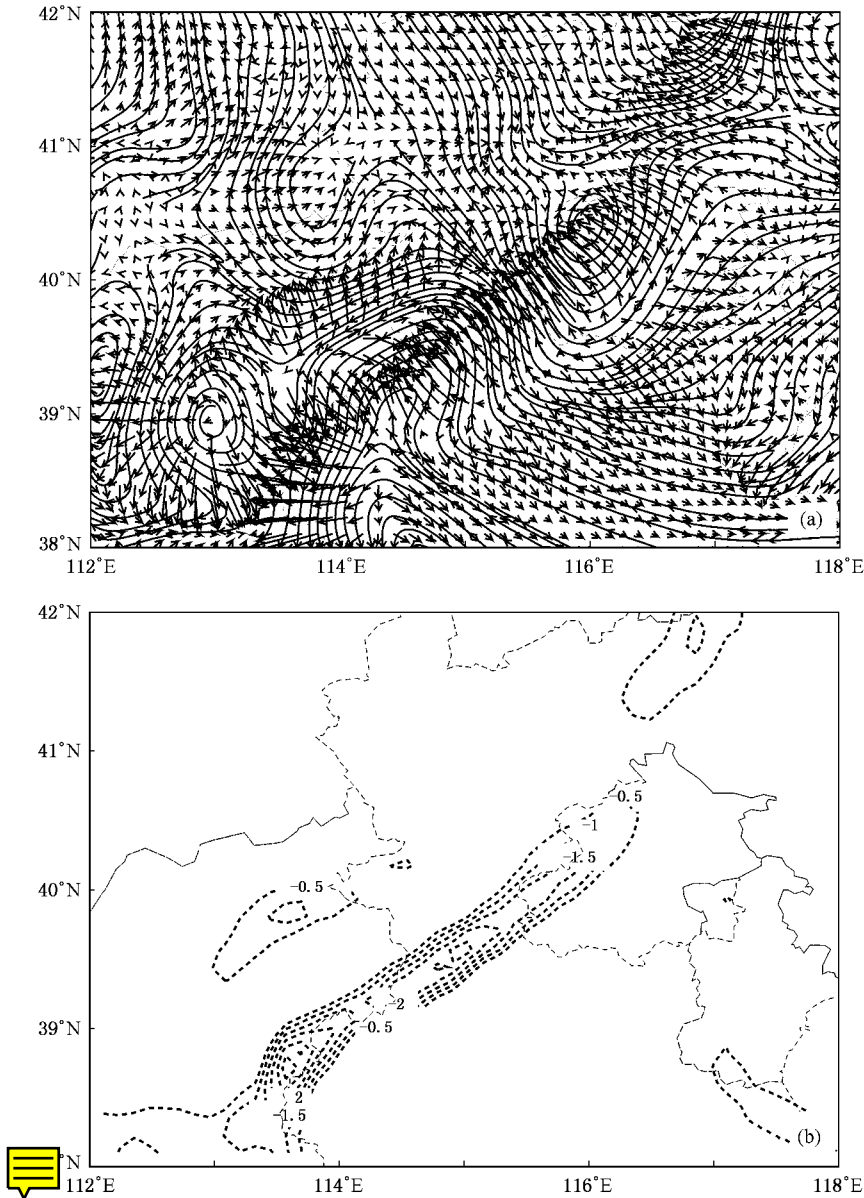


图3 2004年8月12日02时约925 hPa等压面上  $Q$  矢量的旋转流场、辐散流场和散度分布 (a)  $Q$  矢量旋转流场(流线)和  $Q$  矢量辐散流场(矢量)的水平分布 (b)  $Q$  矢量散度分布, 单位为  $\text{hPa}^{-1} \cdot \text{s}^{-3}$

面 1 h 累计降水量沿  $36.7^\circ\text{N}$  分布着两个大值中心. 图4是该纬度上  $Q$  矢量水平散度、垂直涡度、 $Q$  矢量散度值和  $Q$  矢量旋转值的经度-垂直分布. 单从大值中心个数看,  $Q$  矢量水平散度和  $Q$  矢量散度值都只有一个, 而  $Q$  矢量垂直涡度和  $Q$  矢量旋转值有两个负中心; 从位置对应关系看,  $Q$  矢量旋转值与强降水中心的位置对应更好. 由此可知, 加入了  $Q$  矢量旋度的改进的  $Q$  矢量分析方法

能弥补传统依靠其散度做诊断分析的一些漏报问题.

需要说明的是, 我们还利用此改进的  $Q$  矢量分析方法对其他时刻以及另外5个暴雨个例作了类似的诊断分析, 得到的结论是一致的. 这表明从流场分解角度改进传统的  $Q$  矢量分析方法在暴雨等强对流系统的位置和强度变化方面有更好的指示作用.

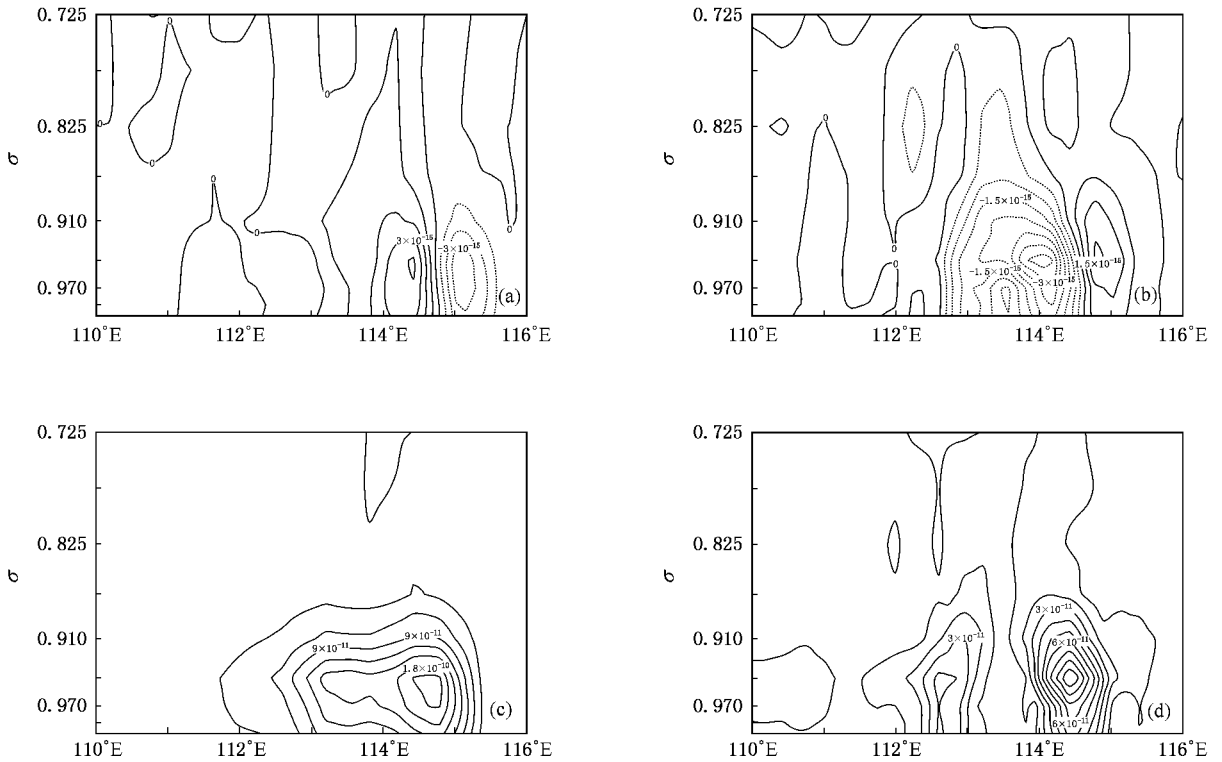


图4 2004年8月12日12时36.7°N剖面上各物理量的经度-垂直分布 (a)  $Q$  矢量水平散度, 单位为  $\text{hPa}^{-1} \cdot \text{s}^{-3}$  (b)  $Q$  矢量垂直涡度, 单位为  $\text{hPa}^{-1} \cdot \text{s}^{-3}$  (c)  $Q$  矢量散度值, 单位为  $\text{m} \cdot \text{hPa}^{-1} \cdot \text{s}^{-3}$  (d)  $Q$  矢量旋转值, 单位为  $\text{m} \cdot \text{hPa}^{-1} \cdot \text{s}^{-3}$

## 4. 结 论

针对传统的  $Q$  矢量分析方法只着眼于  $Q$  矢量散度的问题, 本文先从非地转湿  $Q$  矢量表达式出发, 推导得到了其旋度的诊断方程, 表明  $Q$  矢量旋度与非地转风的垂直变化有关, 在理论上与  $Q$  矢量散度一样有很好的诊断意义. 为了能更好地结合  $Q$  矢量散度和旋度这两个标量场的信息, 从流场分解

角度出发探讨了经调和-余弦算法分解得到的  $Q$  矢量辐散分量和旋转分量的求解方法, 得到两个相应的矢量场. 通过对暴雨天气系统的动力识别, 发现这种改进的  $Q$  矢量分析方法有更好的应用前景. 使用改进的  $Q$  矢量分析方法对暴雨等强对流系统的应用研究是我们下一步研究的工作. 另外, 分解矢量场为旋转分量和辐散分量两个流场的方法在中尺度系统运动学信息提取方面的研究也是我们今后工作的重点.

- [1] Hoskins B J, Draghici I, Davies H C 1978 *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **104** 31
- [2] Trenberth K E 1978 *Mon. Wea. Rev.* **106** 131
- [3] Durran D R, Snellman L W 1987 *Wea. Forecasting* **2** 17
- [4] Keyser D, Reeder M J, Reed R J 1988 *Mon. Wea. Rev.* **116** 762
- [5] Dunn L B 1991 *Wea. Forecasting* **6** 65
- [6] Yue C J 1999 *Chin. Meteor.* **25** 3 (in Chinese) [岳彩军 1999 气象 **25** 3]
- [7] Davis-Jones R P 1991 *J. Atmos. Sci.* **48** 497
- [8] Xu Q 1992 *J. Atmos. Sci.* **49** 981
- [9] Li B, Li G J 1997 *Atmos. Res. Appl.* **12** 31 (in Chinese) [李柏、李国杰 1997 大气科学研究与应用 **12** 31]
- [10] Zhang X W 1995 *Chin. J. Trop. Meteor.* **15** 162 (in Chinese) [张兴旺 1995 热带气象学报 **15** 162]
- [11] Yao X P, Yu Y B, Shou S W 2004 *Adv. Atmos. Sci.* **21** 96
- [12] Yang S, Gao S T, Wang D H 2007 *J. Geophys. Res.* **112** D09114
- [13] Keyser D, Schmidt B D, Duffy D G 1992 *Mon. Wea. Rev.* **120** 731
- [14] Cao J, Gao S T 2007 *Geo. Res. Lett.* **34** L15804
- [15] Huang S X, Cai J F, Xiang J, Zhang M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3022 (in Chinese) [黄思训、蔡其发、项杰、张铭 2007 物理学报 **56** 3022]
- [16] Chen Q S, Kuo Y H 1992 *Mon. Wea. Rev.* **120** 2653

# Improved $Q$ vector analyses from the perspective of field separation and its application in a torrential rain event<sup>\*</sup>

Cao Jie<sup>1,2)†</sup> Gao Shou-Ting<sup>1)</sup> Zhou Yu-Shu<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> *Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China*

<sup>2)</sup> *Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

( Received 9 July 2007 ; revised manuscript received 7 November 2007 )

## Abstract

According to the theory of separation and reconstruction of wind field, the  $Q$  vector is separated accordingly in limited area using the approach of harmonic-cosine series expansion. The rotational and divergent components of  $Q$  vector are introduced into diagnosing weather systems as an improvement in the traditional  $Q$  vector analyses. Through a case study of a torrential rain event, potential advantages of the improved  $Q$  analyses approach can be seen in dynamic identification of both the location and the position of heavy rain centers.

**Keywords :**  $Q$  vector analyses, harmonic-cosine series expansion, torrential rain event, dynamic identification

**PACC :** 9260X, 9260Q

---

<sup>\*</sup>Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China ( Grant No. 2004CB418301 ), the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 40433007 ) and the Outstanding Overseas Scholars Foundation of Chinese Academy of Sciences ( Grant No. 2005-01-19 ).

<sup>†</sup> E-mail : iamcaojie@gmail.com