

# 一种利用温度廓线与风廓线提取 大气重力波参数的方法简介

邓少格<sup>1</sup>, 杨 闻<sup>1</sup>, 钟 中<sup>2</sup>, 杨曼丽<sup>1</sup>

(1. 兰州军区 68028 部队, 甘肃 兰州 730058; 2. 解放军理工大学气象学院, 江苏 南京 211101)

**摘 要:** 大气重力波对动量、质量的分配与传播起重要作用, 对重力波参数特征进行分析有利于研究重力波的产生机制及其和天气现象演变之间的关系。本文重点介绍了利用温度廓线和风廓线提取重力波参数方法的原理。

**关键词:** 重力波; 波参数; 温度廓线; 风廓线

**中图分类号:** P41

**文献标识码:** A

## 引 言

大气重力波是一种中小尺度波动, 在大气中普遍存在, 它对大气动量、质量的分配与传播起重要作用。许多研究表明, 重力波常和暴雨、强风暴、暴雪、冰雹等强对流天气相联系<sup>[1-5]</sup>, 研究重力波演变特征有利于分析其产生机制和理解天气现象的发生发展规律, 对提高强对流天气预警预报能力有重要作用。

计算重力波参数(波长、周期和传播方向等)的常用方法有 2 种。一种是根据某种物理量的水平或垂直分布特征, 直观判断重力波参数大小以及重力波传播方向<sup>[2-4]</sup>。这种物理量通常是大气散度、垂直速度或位温扰动等, 若物理量在某一平面或剖面上存在正负值中心, 且正负交替排列呈链式分布, 则认为是重力波。通过估算 2 正(负)值中心距离可得出波长, 进而计算出周期, 再结合物理量分布随时间的变化, 可估算出重力波传播速度和传播方向。该方法分析出的重力波往往含有许多噪音, 利用不同的物理量进行分析有可能得出差异很大的结果。另一种方法是小波分析法。郝立生等<sup>[6]</sup>对小波分析进行了详细介绍。万明波等<sup>[7]</sup>利用该方法研究了青藏铁路沿线的气温和降水变化特征。覃卫坚等<sup>[5]</sup>对一次冰雹过程的模拟结果进行小波分析, 得出重力波的分布和变化规律。在利用小波分析方法

计算重力波参数时, 分析结果必须通过信度检验, 若不能通过检验, 则表明所选小波函数或变换时间尺度不合适, 须重新选择, 比较繁琐。此外, 将大气扰动信号分解后的低频部分视为重力波、高频部分视为噪音未必合理, 低频部分只能理解为扰动中的主要波动, 并非一定是重力波。因此, 这 2 种方法的分析结果都存在一定误差。

本文将介绍一种利用温度廓线和风廓线计算重力波参数的方法。该方法相对复杂, 但理论基础较强, 计算过程科学, 结果更加准确。近年来, 该方法逐渐趋于成熟, 国内外气象学者已成功用于研究重力波特征<sup>[8-13]</sup>。卞建春等<sup>[10]</sup>将提取重力波参数的可用资料分为以下几类: 空间遥感观测、无线电探空、火箭探测、激光雷达(测量大气温度和密度扰动)和雷达探测(测风)、飞机观测。利用温度廓线和风廓线资料提取重力波参数的途径如下: 对风廓线和温度廓线作多项式拟合获得温度和风的背景廓线, 原廓线减去背景廓线就得到了扰动廓线, 利用扰动廓线即可计算重力波参数。本文主要介绍利用风廓线和温度廓线资料提取重力波参数的原理。

## 1 重力波参数提取原理

采用线性拟合<sup>[8]</sup>或多项式拟合<sup>[9-11]</sup>可获得温度和风的背景廓线:  $\bar{T}$ 、 $u_b$  和  $v_b$ , 将观测或模拟的原

收稿日期: 2012-02-27; 改回日期: 2012-04-06

基金项目: 国家自然科学基金项目(41130963)资助

作者简介: 邓少格(1986-), 女, 湖北襄阳人, 助理工程师, 主要从事中尺度气象学研究. E-mail: dengshaoge@163.com

始廓线减去背景廓线即得到温度扰动量  $T'$  和水平风速扰动量  $(u', v')$  的廓线。温度扰动量  $T'$  除以背景温度廓线  $\bar{T}$  得到归一化温度扰动  $\hat{T}'$ , 即  $\hat{T}' = T' / \bar{T}$ 。

一般情况下,垂直速度扰动的量级远小于水平速度扰动的量级,忽略垂直速度扰动对动能的贡献,则扰动动能密度和位能密度可分别表示为:

$$E_k = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2) \quad (1)$$

$$E_p = \frac{g^2}{2N^2} \hat{T}'^2 \approx \frac{g^2}{2N^2} \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}}\right)^2 \quad (2)$$

其中  $g$  是重力加速度,  $N$  是 Brunt - Vaisala 频率,总能量密度为二者之和,其大小反应了扰动振幅的大小。

Hines<sup>[14]</sup>指出扰动风矢廓线的端点连线一般呈现为一个椭圆偏振。若重力波的水平传播方向为自北顺时针旋转  $\alpha$ ,则  $\alpha$  方向即为水平风扰动矢量偏振椭圆的长轴方向<sup>[9-10,14]</sup>。取  $\alpha$  方向为  $x$  轴正方向,设  $u_1'$  为  $x$  方向扰动风分量,  $v_1'$  垂直于  $u_1'$ ,且指向  $u_1'$  的左侧,如图1所示。设背景风方向为自北顺时针旋转  $\beta$ ,即  $\beta = \arctan(u_b/v_b)$ ,则  $x$  方向背景风为  $\bar{u}_1 = \sqrt{u_b^2 + v_b^2} \cos(\beta - \alpha)$ 。假设背景风  $(u_b, v_b, 0)$  水平均匀,则  $\bar{u}_1$  水平均匀。

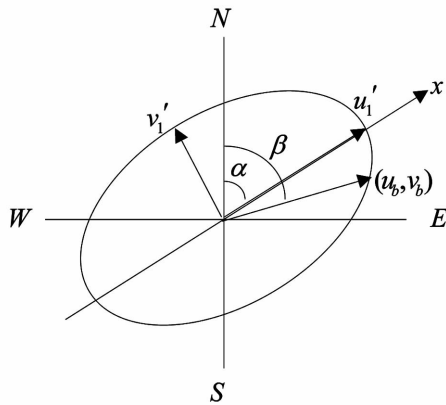


图1 重力波偏振椭圆示意图

Fig.1 The sketch map of gravity wave polarization ellipse

假设坐标系以  $\bar{u}_1$  的速度沿  $x$  方向移动,在  $x-z$  平面上,绝热无粘条件下,取 Bossinesq 近似和静力平衡近似,则大气控制方程组可线性化为<sup>[15]</sup>:

$$\frac{\partial u_1'}{\partial t} - f v_1' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_1'}{\partial t} + f u_1' = 0 \quad (4)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\theta'}{\bar{\theta}} g = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_1'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + w' \frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0 \quad (7)$$

其中,  $\rho_0$  为基本状态密度,  $\bar{\theta}$  为基本状态位温,  $p'$  为气压扰动量,  $\theta'$  为位温扰动量,  $w'$  为垂直速度扰动量,  $f$  为地转参数。

设波解为:

$$\begin{aligned} & (u_1', v_1', w', \frac{p'}{\rho_0}, \frac{\theta'}{\bar{\theta}}) \\ & = \text{Re} [ (\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{p}, \hat{\theta}) e^{i(k_h x + m z - \sigma t)} ] \end{aligned}$$

其中,  $\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{p}, \hat{\theta}$  分别为  $u_1', v_1', w', p'/\rho_0, \theta'/\bar{\theta}$  的振幅,  $k_h$  为水平波数,  $m$  为垂直波数,  $\sigma$  为频率,且  $|f| < |\sigma| < N$ 。将其代入方程(3)~(7)中,则可得到:

$$\hat{u} = \frac{\sigma k_h}{\sigma^2 - f^2} \hat{p} \quad (8)$$

$$\hat{v} = \frac{-i f k_h}{\sigma^2 - f^2} \hat{p} \quad (9)$$

$$\hat{w} = -\frac{\sigma m}{N^2} \hat{p} \quad (10)$$

$$\hat{u} = \frac{\sigma m^2}{k_h N^2} \hat{p} \quad (11)$$

$$\hat{\theta} = \frac{i m \hat{p}}{g} \quad (12)$$

其中  $i^2 = -1$ ,由(8)、(9)式可知偏振椭圆长短轴之比为<sup>[10]</sup>:

$$AXR = \left| \frac{\hat{u}}{\hat{v}} \right| = \left| \frac{i \sigma}{f} \right| = \left| \frac{\sigma}{f} \right| \quad (13)$$

由(8)、(11)式可知频散关系式为:

$$(\sigma^2 - f^2) m^2 = k_h^2 N^2 \quad (14)$$

由(1)、(2)、(9)、(11)和(12)式可知动能与位能之比为:

$$\frac{E_k}{E_p} = \frac{\sigma^2 + f^2}{\sigma^2 - f^2} \quad (15)$$

从(15)式中容易看出,重力惯性波的动能密度总是大于位能密度,且当 $|\sigma| > |f|$ 即扰动为纯重力波时,动能密度和位能密度几乎相等。因此,含有少量噪音的重力波动能密度与位能密度的比值应位于1附近或 $>1$ 。许多研究表明该比值不会比1大太多,一般不超过4<sup>[9,10]</sup>。

根据 Stokes 参数方法<sup>[10,16]</sup>,假设水平风扰动垂直廓线 $u'(z)$ 、 $v'(z)$ 包含部分偏振波,也就是说,在一个非偏振、各项同性的背景场(方差为 $\overline{u_{noise}^2} + \overline{v_{noise}^2}$ )中存在一个振幅为 $(u_0, v_0)$ 的单频波,即:

$$u' = u_0 \cos(\sigma t + \delta_1) + u_{noise} \quad (16)$$

$$v' = v_0 \cos(\sigma t + \delta_2) + v_{noise} \quad (17)$$

$$\delta = \delta_1 - \delta_2 \quad (18)$$

则4个 Stokes 参数为:

$$I = \frac{1}{2}(\overline{u_0^2} + \overline{v_0^2}) + \overline{u_{noise}^2} + \overline{v_{noise}^2} = \overline{u'^2} + \overline{v'^2} \quad (19)$$

$$D = \frac{1}{2}(\overline{u_0^2} - \overline{v_0^2}) = \overline{u'^2} - \overline{v'^2} \quad (20)$$

$$P = \overline{u_0 v_0 \cos \delta} = 2 \overline{u' v'} \quad (21)$$

$$Q = \overline{u_0 v_0 \sin \delta} \quad (22)$$

(19)~(22)式中“—”表示物理量在高度上的平均,位相 $\delta$ 定义波的椭圆率。 $\delta = 0^\circ$ 或 $180^\circ$ 时, $Q = 0$ ,为线性偏振; $\delta = 90^\circ$ 或 $270^\circ$ 时, $P = 0$ ,为圆偏振;中间值表示椭圆偏振。 $P$ 表示同向协方差,与线性偏振有关; $Q$ 表示交协方差,与圆偏振有关; $I$ 为总方差, $D$ 表示各项异性。

椭圆偏振度 $d$ 是指一个波动场中单频波所占的比例,可由 Stokes 参数表示为:

$$d = \frac{\sqrt{D^2 + P^2 + Q^2}}{I} \quad (23)$$

其中 $d = 1$ 表示波动完全是单频波, $d = 0$ 表示波动

为随机波<sup>[9,16]</sup>。

利用主成分分析法对 $(u'(z), v'(z))$ 进行椭圆拟合(详见文献[10]),则椭圆长轴方向(即水平传播方向)为:

$$\tan \alpha = (-D + \sqrt{D^2 + P^2})/P \quad (24)$$

偏振椭圆长短轴为:

$$\lambda_{1,2} = \sqrt{(I \pm \sqrt{D^2 + P^2})/2} \quad (25)$$

然而,由(24)式计算出的 $\alpha$ 方向具有 $180^\circ$ 的不确定性,该不确定性可以通过 $u_1'$ 和 $\hat{T}'_{+90^\circ}$ 的关系来消除<sup>[9-10]</sup>,其中 $\hat{T}'_{+90^\circ}$ 为 Hilbert 变换后的归一化温度扰动。设:

$$\begin{aligned} \eta &= \overline{u_1' \hat{T}'_{+90^\circ}} \approx \overline{u_1' (\theta'_{+90^\circ} / \bar{\theta})} \\ &= -\frac{\sigma k_h}{\sigma^2 - f^2} \frac{m^2 \hat{p}^2}{g} \cos^2(k_h x + m z - \sigma t) \end{aligned} \quad (26)$$

且 $\sigma > 0$ 。若 $\eta > 0$ ,则 $k_h < 0$ ,水平传播方向为 $\alpha + 180^\circ$ ;反之 $\eta < 0$ ,则 $k_h > 0$ ,水平传播方向为 $\alpha$ 。这样就计算出了各个时次波动的水平传播方向。

为了更清楚地看到一定时间段内波动的水平传播方向分布情况,文献[9]和[11]中介绍了一种方法,即:定义正北方向为 $0^\circ$ ,顺时针旋转为方位角增加方向,间隔 $30^\circ$ 将水平面分为12部分,则对于第 $i$ 部分有:

$$\varphi_i = \frac{\sum E_{ij}}{E_T} \quad (27)$$

其中,

$$E_{ij} = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + \frac{g^2}{N^2} \hat{T}'^2) \quad (28)$$

表示 $j$ 时刻水平传播方位角落入第 $i$ 部分的扰动能量, $E_T$ 为该时段的总能量, $\varphi_i$ 即为该时段内第 $i$ 部分水平传播方向所占比例,由此可判断出该时段内能量水平传播的主要方向。

对于单频波,根据(23)式有 $I = \sqrt{D^2 + P^2 + Q^2}$ ,于是(25)式变为:

$$\lambda_{1,2} = \sqrt{(\sqrt{D^2 + P^2 + Q^2} \pm \sqrt{D^2 + P^2})/2} \quad (29)$$

椭圆长短轴之比为:

$$AXR = \left| \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right| = \sqrt{\frac{\sqrt{D^2 + P^2 + Q^2} + \sqrt{D^2 + P^2}}{\sqrt{D^2 + P^2 + Q^2} - \sqrt{D^2 + P^2}}} \quad (30)$$

结合(13)式,可以将各个时次的  $\sigma$  计算出来。由频率与周期的关系,可知周期为  $T=2\pi/\sigma$ 。

利用  $T'$  的垂直波数功率谱可以估计出研究时段内波动的特征垂直波数  $m^{[9]}$ ,将  $\sigma$  和  $m$  代入(14)式,可以计算出水平波数  $k_h$ 。由波数与波长的关系,可知水平波长为  $l_h = 2\pi/k_h$ ,垂直波长为  $l_z = 2\pi/m$ 。

将原坐标系沿顺时针方向旋转  $(90^\circ - \alpha)$ ,可得到水平相速为:

$$\vec{c} = \frac{\sigma}{k_h}(\sin\alpha, \cos\alpha) \quad (31)$$

水平方向群速为:

$$\vec{c}_{gh} = \frac{\sigma^2 - f^2}{k_h\sigma}(\sin\alpha, \cos\alpha) \quad (32)$$

考虑背景风场,水平相速为:

$$\vec{c}_U = \vec{c} + \vec{u}_1(\sin\alpha, \cos\alpha) \quad (33)$$

水平方向群速为:

$$\vec{c}_{Ugh} = \left( \frac{\sigma^2 - f^2}{k_h\sigma} + u_1 \right)(\sin\alpha, \cos\alpha) \quad (34)$$

若  $|\sigma| \gg |f|$ , 则  $\vec{c} = \vec{c}_{gh}, \vec{c}_U = \vec{c}_{Ugh}$ 。

垂直方向群速为:

$$c_{gz} = -\frac{\sigma^2 - f^2}{m\sigma} \quad (35)$$

由方程(8)、(9)式可知  $\vec{v} = if\hat{u}/\sigma$ ,若  $\hat{u}$  是实数,

则  $u_1', v_1'$  满足<sup>[15]</sup>:

$$\begin{aligned} u_1' &= \hat{u}\cos(k_h x + mz - \sigma t), \\ v_1' &= f\hat{u}/\sigma\sin(k_h x + mz - \sigma t) \end{aligned} \quad (36)$$

由(36)式可知,在北半球,若水平扰动风矢随高度顺时针旋转,则  $m < 0$ ,根据(35)式可知能量向上传播;反之,若水平扰动风矢随高度逆时针旋转,则  $m > 0$ ,能量向下传播。根据这一理论,利用旋转谱技术<sup>[16]</sup>可将水平风扰动矢量场分解为逆时针分量(AWC)和顺时针分量(CWC),则北半球重力波能量上传的部分可以认为是 CWC 与  $(CWC + AWC)$  的比值。具体做法为<sup>[16]</sup>:将水平扰动风矢写成复数形式  $V(z) = u'(z) + iv'(z)$ ,对其进行傅里叶变换,得到一个关于垂直波数  $m$  的旋转谱  $R(m)$ ,其共轭为  $R^*(m)$ ,则  $R(m) \times R^*(m)$  的前一部分是逆时针旋转部分  $AWC(m > 0)$ ,后一部分是顺时针旋转部分  $CWC(m < 0)$ ,因此能量上传的部分所占比例即为 CWC 与  $(CWC + AWC)$  的比值。

### 3 结 语

以往对天气过程中重力波的研究多采用小波分析方法,或根据物理量的空间分布特征直观判断波动特征参数和传播方向,进而分析其产生机制及其和天气现象演变之间的关系。这2种方法均不能够准确反映大气重力波的实际特征。而利用本文介绍的方法能够较为准确地估算出重力波参数,将该方法运用到对天气过程中重力波参数的定量分析中,进而研究天气过程中重力波演变特征是非常有意义的,有利于提高对天气过程的预警预报能力。

#### 参考文献:

[1] 刘佳,王文. 一次暴雨过程中的重力波分析[J]. 干旱气象, 2003,28(1):65-70.  
 [2] 徐小峰,孙照渤. 非地转平衡流激发的重力惯性波对梅雨锋暴雨影响的动力学研究[J]. 气象学报,2003,61(6):654-663.  
 [3] 龚佃利,吴增茂,傅刚. 一次华北强对流风暴的中尺度特征分析[J]. 大气科学,2005,29(3):453-464.  
 [4] 张勇,寿绍文,王咏青,等. 山东半岛一次强降雪过程的中尺度特征[J]. 南京气象学院学报, 2008,31(1):51-60.  
 [5] 覃卫坚,寿绍文,高守亭,等. 一次冰雹过程的惯性重力波观测及数值模拟[J]. 地球物理学报,2010,53(5):1039-1049.  
 [6] 郝立生,李新,李月英. 太阳活动变化的小波分析[J]. 干旱气象,2006,24(4):15-19.  
 [7] 万明波,程智,王文. 青藏铁路沿线气温和降水的小波分析[J]. 干旱气象,2006,24(4):30-34.

- [8] Allen S J, Vincent R A. Gravity waves activity in the lower atmosphere: Seasonal and latitudinal variations [J]. *J Geophys Res*, 1995, 100 (D1): 1327 - 1350.
- [9] Vincent R A, Allen S J, Eckermann S D. Gravity - wave parameters in the lower stratosphere [A]. In: Hamilton K ed. *Gravity Wave Processes and Their Parameterization in Global Climate Models* [M]. Heidelberg: Springer - Verlag, 1997. 7 - 25.
- [10] 卞建春, 陈洪滨, 吕达仁. 用垂直高分辨率探空资料分析北京上空下平流层重力波的统计特性 [J]. *中国科学 D 辑, 地球科学*, 2004, 34 (8): 748 - 756.
- [11] 王雪莲, 陈泽宇, 吕达仁, 等. 热带下平流层重力波的季节和年际变化特征 [J]. *自然科学进展*, 2006, 16 (12): 1583 - 1590.
- [12] Zhang S D, Yi F. Latitudinal and seasonal variations of inertial gravity wave activity in the lower atmosphere over central China [J]. *J Geophys Res*, 2007; 112. D05109, doi: 10. 1029/2006JD007487
- [13] Zhang S D, Yi F, Huang C M, et al. Latitudinal and seasonal variations of lower atmospheric inertial gravity wave energy revealed by US radiosonde data [J]. *Annales Geophysicae*, 2010, 28: 1065 - 1074.
- [14] Hines C O. Tropopausal mountain waves over Arecibo: A case study [J]. *J Atmos Sci*, 1989, 46 (4): 476 - 488.
- [15] Holton J R. *An Introduction to Dynamic Meteorology* [M]. Fourth edition, San Diego: Elsevier Academic Press, 2004. 207 - 208.
- [16] Eckermann S D. Hodographic analysis of gravity waves: Relationships among Stokes parameters, rotary spectra and cross - spectral methods [J]. *J Geophys Res*, 1996, 101 (D14): 19169 - 19174.

## Brief Introduction of a Method to Extract Atmospheric Gravity Wave Parameters Using Temperature and Wind Profile

DENG Shaoge<sup>1</sup>, YANG Wen<sup>1</sup>, ZHONG Zhong<sup>2</sup>, YANG Manli<sup>1</sup>

(1. 68028 Troops of the Lanzhou Military Area Command, Lanzhou 730058, China;  
2. Institute of Meteorology, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101, China)

**Abstract:** The gravity waves play an important role on the distribution and propagation of the momentum and mass. Analysis of the gravity wave parameters' characteristics is in favor of studying the gravity wave's generating mechanisms and the relationship between it and the weather phenomena evolution. The theory using temperature profile and wind profile to extract atmospheric gravity wave parameters is introduced in detail in this paper.

**Key words:** gravity wave; wave parameters; temperature profile; wind profile

(上接第 603 页)

## Temperature Changes Characteristic of Turpan in Recent 60 Years

ZHANG Huiqin<sup>1</sup>, YANG Yanling<sup>2</sup>, YU Hua<sup>1</sup>

(1. Turpan Meteorological Bureau of Xinjiang, Turpan 838000, China;  
2. Hami Meteorological Bureau of Xinjiang, Hami 839000, China)

**Abstract:** Based on the annual, seasonal and monthly mean temperature, and the maximum and minimum temperature and annual hot days data during 1952 - 2011 from meteorological stations in Turpan of Xinjiang, the time series tendency of temperature was analyzed by using linear tendency, 9 years moving average and slide t test. The results showed that temperature of Turpan increased obviously with the rate of 0.359 °C/10 a in recent 60 years, and in 1996 it had an abrupt change. The maximum warming amplitude was in winter and the minimum was in summer, the monthly temperature increased except in July and August, and in February temperature increased most. The minimum temperature increased more obviously than maximum temperature. The hot days also increased with the rate of 1.28 days/10 a.

**Key words:** climate changes; temperature; tendency; abrupt change