一种改进的对流凝结加热方案*

李 天 明

(上海台风研究所)

众所周知,积云尺度和大尺度运动的水平和时间尺度相差甚远,因此,在较大尺度的网格点上应借助于参数化方法来描述积云尺度的运动。比如,假定对流凝结加热与潮湿空气的辐合量有关(郭晓岚1965, 1974),或者假定与涡度或垂直速度成正比(李崇银1984),并且依赖确定的加热参数的垂直分布廓线。我们用李崇银(1984)的参数化方案对台风发展的数值模拟表明,加热强度参数和垂直分布廓线对模拟结果非常敏感。因此,有必要寻求其他途径或参数化方法。

让我们从云内水汽方程和热力学方程出发探讨对流凝结加热过程。假定某一时刻,云内呈饱和状态($q=q_s$),由于云内温度和比湿的变化分别制约于云中热力学方程和水汽方程,则如果水汽输送项和广义温度平流项(包括温度平流、绝热变化和气压局地变化项)不协调,在下一时刻将引起 q 和 q_s 两者的偏差。如果我们讨论的是发展或处于维持状态的对流云,显然云内应保持饱和状态。这种矛盾只有通过水汽凝结或云水蒸发过程来协调,因此,水汽凝结或云水蒸发过程作为一强迫项,在对流云系统中起着调节和平衡的作用。

1、对流凝结加热方案

取柱坐标系静力平衡下轴对称原始方程组,其中热力学方程和水汽方程可写成:

$$\frac{\partial T}{\partial t}=A_T+\frac{Q}{c_p} \tag{1}$$

$$\frac{\partial q}{\partial t}=A_q-\frac{Q}{L} \tag{2}$$

这样,
$$A_T=-u\frac{\partial T}{\partial r}-\dot{\sigma}\frac{\partial T}{\partial \sigma}+\frac{R}{c_p}T\left(\frac{\dot{\sigma}}{\sigma}+\dot{P}\right)+F_T,\quad P=\ln p,$$

$$A_q=-u\frac{\partial q}{\partial r}-\dot{\sigma}\frac{\partial q}{\partial \sigma}+F_q$$

借助于克拉贝龙·克劳修斯方程以及(1)和(2)式,并引入相对湿度近似表达式 $U=q/q_s$,则

$$\frac{\partial U}{\partial t}=M+M_1Q \tag{3}$$

这里,
$$M=\left(A_q-\frac{\varepsilon L}{RT^2}qA_T\right)\Big/q_s$$

$$M_1=-\left(1+U\cdot\frac{\varepsilon L^2}{Rc_p}\cdot\frac{q_s}{T^2}\right)\Big/Lq_s$$

ε 为常数,取 0.622。

取以格点为中心的水平格距乘积 $r\cdot\Delta r\cdot\Delta\theta$ 为单位面积,其中无对流云区占面积的百分数为 a,有云区占$(1-a)$。自然 a 是随高度变化的,也随时间和径向改变。作为次网格尺度过程的一种参数化,可把格点上的温度、比温和相对湿度表为:

$$V=(1-a)\cdot V_c+a\cdot V_a \tag{4}$$

式中,V 可代表 T, q 和 U。下标 c 代表云内值,下标 a 代表云外值。

* 本文于1986年6月28日收到,1987年6月1日收到修改稿。

我们不考虑辐射加热的影响，并且假定水的相态变化引起的非绝热加热只发生在云内，则对于格点而言，非绝热加热率可表为：

$$Q=(1-a)\cdot Q_c \tag{5}$$

这里，Q_c 为云内水汽凝结或云水蒸发引起的非绝热加热率。

郭晓岚(1965,1974)根据实际观测分析，给出加热强度与云内外温差和积云面积成正比的关系式，即积云面积愈大，云内外温差愈大，则积云对流愈强，输送到云内的水汽愈多，加热愈强。根据上述直观的物理图象，我们认为输送到云内的水汽量应与积云面积和云内外温差成正比。设格点单位立方体内水汽输送引起的水汽变率为 A_q，分配给有云区的变率为$\delta_1 A_q$，无云区为$(1-\delta_1)\cdot A_q$，则我们将 δ_1 表为：

$$\delta_1\begin{cases}=(1-a)\cdot\dfrac{a_1+(T_c-T_a)}{a_1} & A_q\geqslant 0\\ =(1-a)\cdot\dfrac{a_2-(T_c-T_a)}{a_2} & A_q<0\end{cases}$$

上式中，我们给出可调参数 a_1 和 a_2，主要为了考察加热对不同参数 a_1 和 a_2 的敏感性。

在参数化前提下，我们将水汽方程(2)式在有云区和无云区分别表示为

$$\frac{\partial}{\partial t}(1-a)q_c=\delta_1\cdot A_q-(1-a)\cdot\frac{Q_c}{L} \tag{6a}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}aq_a=(1-\delta_1)\cdot A_q \tag{6b}$$

类似地，热力学方程(1)式分别写成：

$$\frac{\partial}{\partial t}(1-a)T_c=\delta_2\cdot A_T+(1-a)\cdot\frac{Q_c}{c_p} \tag{7a}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}aT_a=(1-\delta_2)\cdot A_T \tag{7b}$$

相对湿度方程(3)式可写成：

$$\frac{\partial}{\partial t}(1-a)\cdot U_c+\frac{\partial}{\partial t}aU_a=M+M_1Q \tag{8}$$

设云内温度 T_c 遵循湿绝热线分布，按郭晓岚(1965)有：

$$\frac{dT_c}{dp}=\frac{0.2876\cdot T_c}{p}\left(1+\frac{9.045\cdot L\cdot e_s}{pT_c}\right)\Big/\left(1-\frac{17950\cdot L\cdot e_s}{p\cdot T_c^2}\left(1-\frac{T_c}{1300}\right)\right) \tag{9}$$

令云内相对湿度 U_c 恒为 1，由于 $q_c=q_s(T_c,p)$，$q_a=q_s(T_a,p)\cdot U_a$，则方程组(6a)—(9)构成了一封闭方程组，未知变量是 T_c，T_a，a，U_a，Q_c 和 δ_2。

由(6a)和(7a)两式经变换后可得：

$$\frac{\partial U_c}{\partial t}=MM+MM_1\cdot Q_c+MM_2\cdot\frac{\partial}{\partial t}(1-a) \tag{10}$$

其中，

$$MM=\left(\frac{1}{q_c}\cdot\delta_1\cdot A_q-A_{TT}\right)\Big/(1-a)$$

$$MM_1=-\left(\frac{\varepsilon L}{Rc_pT_c^2}+\frac{1}{Lq_c}\right)$$

$$MM_2=\left(\frac{\varepsilon L}{RT_c}-U_c\right)\Big/(1-a)$$

$$A_{TT}=\frac{\varepsilon L}{RT_c^2}\delta_2A_T-(1-a)\cdot\frac{\partial\ln p_s}{\partial t}$$

从(10)式我们可以看到，正是由于云内水汽输送 δ_1A_q 和广义温度平流输送 A_{TT} 的差异，产生了净输送 MM，为了保持云内相对湿度 U_c 恒为 1，必然产生水汽凝结或云水蒸发过程，同时还伴有积云面积的变化(即增湿过程)。

对上述封闭方程组简化、消元，可得积云面积的预报方程和凝结加热率 Q_c 的诊断方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}(1-a)=(X_2\cdot Y_1-X_1\cdot Y_2)/(X_2-X_3\cdot Y_2) \tag{11}$$

$$Q_c=\frac{Y_1}{Y_2}-\frac{X_2\cdot Y_1-X_1\cdot Y_2}{Y_2(X_2-X_3\cdot Y_2)} \tag{12}$$

这里，$X_1=\frac{\varepsilon L}{RT_a^2}\cdot U_a\cdot\left[A_T-(1-a)\frac{\partial T_c}{\partial t}\right]+M-a\cdot U_a\cdot\frac{\partial \ln p_s}{\partial t}+-\frac{(1-\delta_1)\cdot A_q}{q_a\cdot U_a}$，

$X_2=-(1-a)\cdot\left(\frac{\varepsilon\cdot L\cdot U_a}{RT_a^2c_p}+M_1\right)$，　$X_3=1+\frac{\varepsilon\cdot L\cdot U_a}{RT_a^2}(T_c-T_a)$，

$Y_1=\frac{\delta_1\cdot A_q}{q_c}-(1-a)\frac{\varepsilon\cdot L}{R\cdot T_c^2}\cdot\frac{\partial T_c}{\partial t}+(1-a)\cdot\frac{\partial \ln p_s}{\partial t}$，　$Y_2=\frac{1-a}{L\cdot q_c}$

2、热带气旋的模拟

1) 网格系统

垂直方向均匀分为五层，$\Delta\sigma=0.2$，除 $\dot\sigma$，ϕ 和 p_s 外，其它变量均定义在中间层。水平方向半径 1000 km，$\Delta r=50$ km。

2) 边界条件

轴对称条件适用于原点，这要求 u，v 和其他变量的径向梯度在原点消失。侧边界取绝热刚体粘性条件，即 $u=v=0$ 且 $\frac{\partial A}{\partial r}=0$，这里 A 为除 u 和 v 以外的其他变量。

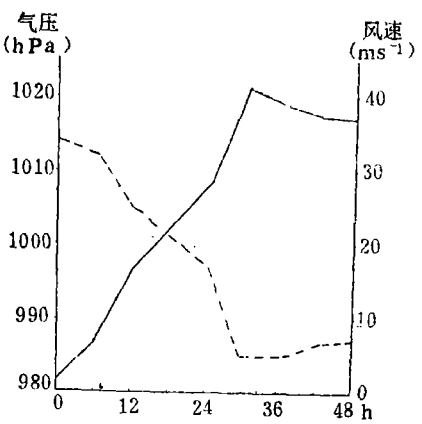


图 1　模式台风最大切向风速和地面中心气压随时间的演变（实线：风速；虚线：气压）

上、下边条件取为：在 $\sigma=0$ 和 $\sigma=1$ 处，$\dot\sigma=0$。

3) 初始条件

众所周知，边界层摩擦产生的 CISK 是热带气旋生成和发展的重要机制。在前面的工作中[5]，我们选取梯度风平衡的弱涡旋作为初值，通过上述给出的积云和大尺度的相互作用，成功地模拟出热带气旋的发展。最近，陈秋士等所做的工作表明[4]，高层环境流场涡旋角动量的输入同样有利于台风涡旋的产生。在他们的工作中，起始时刻通过高层环境流场非轴对称涡旋角动量的输入，激发出一高层强低层弱的热成风不平衡的气旋性涡旋，从而产生了有利于台风发展的垂直和径向环流。按上述思想，我们选取类似上述工作的初条件，表为：

$$V_{00}=\frac{2\cdot\hat v\cdot(r/\hat r)}{1+(r/\hat r)^3}\qquad V_0=\frac{1-\sigma}{0.7}\cdot V_{00}$$

这里，$\hat r$ 取为 300 km，$\hat v$ 取为 10 ms^{-1}。

初始径向速度和垂直速度取为零，且 $\frac{\partial T}{\partial r}=\frac{\partial q}{\partial r}=\frac{\partial p_s}{\partial r}=0$，温度和相对湿度取热带气候平均值，具体为：$T_1=-77.9$℃；$T_2=-36.0$℃，$T_3=-7.4$℃，$T_4=8.9$℃，$T_5=21.8$℃；$U_1=0.45$，$U_2=0.72$，$U_3=0.8$，$U_4=0.84$，$U_5=0.86$。地面气压 $p_s=1013$ hPa。

4) 模拟结果

热带气旋发展的许多特征被本文模拟出来。图 1 给出模式低压中心附近最大切向风速和中心地面

气压随时间的演变。当积分到 30 h 时，台风发展到鼎盛阶段，最大切向风速达 41 ms^{-1}，中心气压达 986 hPa。此后，台风基本处于准定常状态。

本文得到热带气旋发展过程中的一个重要特征是大尺度上升运动的水平尺度和最大风速半径的缩小(图略)，这一特征经常在热带气旋中观测到。

另外，成熟的热带气旋的结构也被较好地模拟出来。低层为一深厚的辐合流场，最大辐合中心在模式低层距台风中心 150 km 处，达 12 ms^{-1}，高层具有强烈地辐散流，最大辐散风达 18 ms^{-1}。最大切向风在模式低层距中心 100 km 处，达 41 ms^{-1}，在对流层中低层，切向风随高度变化很小，至 500 hPa 层仍有 32 ms^{-1} 的风速。这表明对流层中低层为深厚的气旋性辐合流控制。暖中心出现在 300 hPa 层台风中心处，最大扰动温度(与台风外围环境温度场的偏差) 达 11.6℃。以上这些特征和数量级与实际台风情况较为一致。

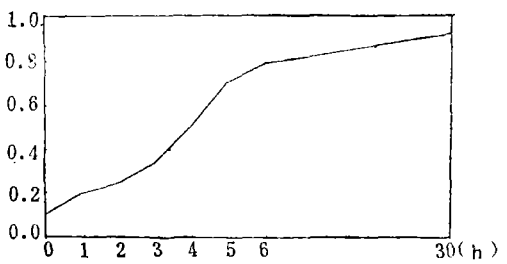


图 2 积云面积随时间的变化

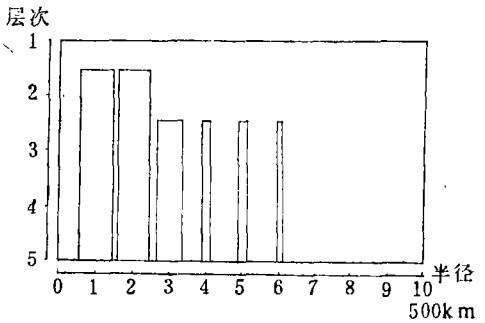


图 3 积分 30 h 积云面积的径向垂直剖面

本文模拟出一个十分有趣的现象是积云的形成和发展过程。积分初期，积云尚未形成，积云面积 $(1-a)$ 仅仅在模式最低层(约 900 hPa)上不为零，随着时间的积分，积云逐渐由低层向中高层发展，到积分 12 h，积云顶已升高到 300 hPa 层，在此同时，积云面积也在不断增加。图 2 给出距低压中心 50km 处积云面积的变化，在积分前 6 h 内，积云面积增加比较迅速，到 6 h 已增加到 0.8，此后，积云面积缓慢增加。图 3 是积分 30 h 积云面积的径向垂直剖面图。在半径为 150 km 的水平范围内，积云的面积和高度值都很大，这对应于台风内区深厚而浓密的积云群，而在 150 km 以外区域，积云的面积和高度值相对小些，可近似看成台风外区的螺旋云带。

致谢：本文是在朱永禔副研究员指导下完成的硕士论文，特此致谢！

参 考 文 献

[1] Sundqvist,H., A parameterization scheme for non-convecfive condensation including predictive of cloud water content, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **104**, 667—690, 1978.

[2] Rosenthal, S. L., Numerical simulation of tropical cyclone development with latent heat release by resolvable scales I:model description and preliminary results, *J. Atmos. Sci*,**35**,258—271,1978.

[3] 李崇银，台风低压发展的数值模拟研究——凝结加热廓线的影响，热带气象，创刊号，24—31，1984。

[4] 陈秋士、王牧音，环境流场影响下台风发生发展的数值试验，全国台风会议文摘(预印本)，100—101，1985。

[5] 李天明，热带气旋发展的数值模拟——对流凝结加热方案，全国台风会议文摘(预印本)，104，1985。

AN IMPROVED CONVECTIVE HEATING SCHEME FOR THE TYPHOON SIMULATION

Li Tianming

(Shanghai Typhoon Institute)

Abstract

An improved scheme which calculates convective heating implicitly in the model between moisture advective process and generalized temperature advective process is considered and the convective area is taken as a variable. Results of a typhoon simulation based on this scheme are also shown.