

外源与孤波的相互作用对阻塞形成的影响

吕克利 蒋后硕*

(南京大学大气科学系, 南京 210093)

提 要

利用准地转涡度方程导出包括外源和摩擦耗散的强迫广义 KdV-Burgers 方程, 分析表明, 外源和耗散的存在是孤波质量和能量变化的原因, 耗散使孤波质量和能量随时间呈指数减小. 数值计算结果指出, 移动性孤波和外源的相互作用, 使孤波移速减小, 振幅增大; 在无耗散情况下, 失谐参数 α 较小时, 由于孤波迅速离开外源强迫区, 因此不利于阻塞的形成; 小耗散的存在, 迫使相互作用过程中孤波在外源强迫区附近来回振荡传播, 大大增加相互作用时间, 可能是造成外源区附近局地阻塞的一种重要机制.

关键词: 外源 耗散 相互作用 阻塞

引 言

阻塞形势是大气环流中的重要成员, 其建立、维持和崩溃都会引起大范围的天气变化, 因此一直是大气科学的重要研究对象.

对阻塞的形成, 已经提出了不少动力学理论. 一般认为阻塞形势是可以持续相当长时间的具有相干结构的流型, 对于这种相干结构流型的形成理论, 主要有 Modon 理论^[1]和 KdV 理论^[2]两种, 前者是准地转涡度方程的强非线性常定解, 后者是准地转涡度方程的弱非线性解, 它们都与阻塞形成有关. 由于阻塞形势具有明显的地域性, 因此, 往往把阻塞与地形相联系进行研究. Warn 和 Brasnett^[3]利用地形强迫 KdV 方程讨论了局地地形强迫对阻塞形成的可能作用. 但是, 有些阻塞并不与地形相联系, 显然这些阻塞的形成很难用地形强迫来解释. Ji(纪立人)和 Baldi^[4]以及朱正心和朱抱真^[5]的研究显示, 热力强迫也可能是阻塞形成的一种原因.

本文利用导得的强迫广义 KdV-Burgers(记为 F KdV-Burgers)方程讨论了外源和耗散对孤波振幅、传播速度、孤波质量以及孤波能量变化的作用, 并对移动性孤波与局地外源强迫的相互作用, 边界层耗散对孤波与外源相互作用的影响, 以及它们在阻塞形成中的可能作用进行了分析和数值计算, 得到了一些有意思的结果.

* 现为美国 Johns Hopkins 大学博士生.
1997-03-20 收到, 1997-07-08 收到修改稿.

1 外源和耗散存在时的 F KdV-Burgers 方程

根据 Pedlosky^[6]的研究, 包括外源 $Q(x, y)$ 以及 Ekman 边界层造成的涡度耗散效应 $-k_0 \nabla^2 \psi$ 的无因次的准地转涡度方程为:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \right) (\nabla^2 \psi + \beta y) = -k_0 \nabla^2 \psi + Q(x, y) \quad (1)$$

边界条件取为

$$\begin{cases} \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, & y = 0, 1 \\ \psi \text{ 周期变化, } & x \text{ 方向} \end{cases} \quad (2)$$

为考虑弱非线性问题, 引入小参数 $\epsilon (\epsilon \ll 1)$, 并假定在线性情况下系统是非共振的, 引入量级为 1 的常数 $\alpha^{[3]}$, 设

$$\psi = - \int_0^y [\bar{u}(y) - c + \epsilon \alpha] dy + \epsilon \psi' \quad (3)$$

式中 c 是线性长波的相速, α 可称为失谐参数. 此外, 为使外源、耗散以及非线性之间达到平衡, 设

$$k_0 = \epsilon^{\frac{3}{2}} \lambda, \quad Q = \bar{Q}(y) + \epsilon^{\frac{5}{2}} Q' \quad (4)$$

式(4)表示考虑外源强迫和耗散的高阶效应.

将式(3)和式(4)代入式(1)和式(2), 得到关于扰动的非线性方程和边界条件:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi' + (\bar{u} - c + \epsilon \alpha) \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi' + (\beta - \bar{u}''') \frac{\partial \psi'}{\partial x} + \\ & \epsilon \left(\frac{\partial \psi'}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi'}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \psi' = -\epsilon^{\frac{3}{2}} \lambda \nabla^2 \psi' + \epsilon^{\frac{3}{2}} Q' \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0, \quad y = 0, 1 \quad (6)$$

为得到频散和非线性相平衡的 KdV 孤立波或椭圆余弦波, 作 Gardner 变换:

$$X = \epsilon^{\frac{1}{2}} x, \quad T = \epsilon^{\frac{3}{2}} t \quad (7)$$

代入式(5)和式(6), 得到(略去“'”号)

$$\begin{cases} \left[\epsilon \frac{\partial}{\partial T} + (\bar{u} - c + \epsilon \alpha) \frac{\partial}{\partial X} \right] \left(\epsilon \frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + (\beta - \bar{u}''') \frac{\partial \psi}{\partial X} + \\ \epsilon \left(\frac{\partial \psi}{\partial X} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial X} \right) \left(\epsilon \frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \epsilon \lambda \left(\epsilon \frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) = \epsilon Q \\ \frac{\partial \psi}{\partial X} = 0, & y = 0, 1 \end{cases} \quad (8)$$

令

$$\psi = \psi_0 + \epsilon \psi_1 + \epsilon^2 \psi_2 + \dots \quad (9)$$

代入式(8), 得到关于 ϵ 的各阶近似方程:

$$\epsilon^0: \begin{cases} (\bar{u} - c) \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial^2 \psi_0}{\partial y^2} \right) + (\beta - \bar{u}'') \frac{\partial \psi_0}{\partial X} = 0 \\ \frac{\partial \psi_0}{\partial X} = 0, \quad y = 0, 1 \end{cases} \quad (10)$$

$$\epsilon^1: \begin{cases} (\bar{u} - c) \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} \right) + (\beta - \bar{u}'') \frac{\partial \psi_1}{\partial X} = - \left(\frac{\partial}{\partial T} + \alpha \frac{\partial}{\partial X} \right) \left(\frac{\partial^2 \psi_0}{\partial y^2} \right) - \\ (\bar{u} - c) \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial X^3} - \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial X} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \psi_0}{\partial y} \frac{\partial}{\partial X} \right) \left(\frac{\partial^2 \psi_0}{\partial y^2} \right) - \lambda \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial y^2} + Q \\ \frac{\partial \psi_1}{\partial X} = 0, \quad y = 0, 1 \end{cases} \quad (11)$$

由式(10)可知, ψ_0 关于 T 和 X 与 y 是可以分离的, 为此可设

$$\psi_0 = A(T, X)\Phi(y) \quad (12)$$

代入式(10), 得到:

$$\begin{cases} \frac{d^2 \Phi}{dy^2} + \frac{\beta - \bar{u}''}{\bar{u} - c} \Phi = 0 \\ \Phi(y) = 0, \quad y = 0, 1 \end{cases} \quad (13)$$

这里已设 $\bar{u} \neq c$. 对给定的基本气流 $\bar{u}(y)$, 由式(13)可描述 Rossby 波经向结构, 其特征函数为 $\Phi(y)$, 特征值为 c . 将式(12)代入式(11), 得到

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} \right) + \frac{\beta - \bar{u}''}{\bar{u} - c} \frac{\partial \psi_1}{\partial X} = \left(\frac{\partial A}{\partial T} + \alpha \frac{\partial A}{\partial X} \right) \left[\frac{\beta - \bar{u}''}{(\bar{u} - c)^2} \Phi \right] - \frac{\partial^3 A}{\partial X^3} \Phi + \\ A \frac{\partial A}{\partial X} \left[\frac{\Phi}{\bar{u} - c} \frac{d}{dy} \left(\frac{\beta - \bar{u}''}{\bar{u} - c} \Phi \right) - \frac{\beta - \bar{u}''}{(\bar{u} - c)^2} \Phi \frac{d\Phi}{dy} \right] + \lambda A \frac{\beta - \bar{u}''}{(\bar{u} - c)^2} \Phi + \\ \frac{1}{\bar{u} - c} Q \\ \frac{\partial \psi_1}{\partial X} = 0, \quad y = 0, 1 \end{cases} \quad (14)$$

根据非齐次问题式(14)的可能性条件, 并利用式(13), 经过一些运算, 可以得到:

$$\frac{\partial A}{\partial T} + \alpha \frac{\partial A}{\partial X} + \beta_1 A \frac{\partial A}{\partial X} + \gamma \frac{\partial^3 A}{\partial X^3} + \lambda A = G(X) \quad (15)$$

式中

$$\begin{cases} G = - \int_0^1 \frac{\Phi}{\bar{u} - c} Q dy / \sigma \\ \beta_1 = \int_0^1 \frac{\Phi^3}{\bar{u} - c} \frac{d}{dy} \left(\frac{\beta - \bar{u}''}{\bar{u} - c} \right) dy / \sigma \\ \gamma = - \int_0^1 \Phi^2 dy / \sigma \\ \sigma = \int_0^1 \frac{\beta - \bar{u}''}{(\bar{u} - c)^2} \Phi^2 dy \end{cases} \quad (16)$$

式(15)是以外源为强迫项的广义 F KdV-Burgers 方程. 一般情况下, λ 是正的常数

(即考虑 $k_0 > 0$ 的涡度耗散), 本文只取这种情况.

当外源强迫 G 和耗散 λ 都为零时, 式(15)变为通常的 KdV 方程:

$$\frac{\partial A}{\partial T} + \alpha \frac{\partial A}{\partial X} + \beta_1 A \frac{\partial A}{\partial X} + \gamma \frac{\partial^3 A}{\partial X^3} = 0 \quad (17)$$

其孤波特解为

$$A(X, T) = A_0 \operatorname{sech}^2 \left\{ \left(\frac{\beta_1 A_0}{12\gamma} \right)^{\frac{1}{2}} [(X - X_0) - C_s T] \right\} \quad (18)$$

式中 $A_0 = A(X = X_0, T = 0)$ 是初始时刻的最大孤波振幅, 且有 $\operatorname{Sgn}(A_0) = \operatorname{Sgn}(\beta_1 \gamma)$, $C_s = \alpha + \frac{\beta_1 A_0}{3}$ 是孤波传播速度. 显然, 这种情况下孤波在传播过程中振幅不变. 如果对式(17) X 从 $-\infty$ 到 $+\infty$ 积分, 积分时设 $X \rightarrow \pm\infty$ 时 $A(X, T) \rightarrow 0$, 则有:

$$\int_{-\infty}^{\infty} A(X, T) dX = \int_{-\infty}^{\infty} A(X, 0) dX$$

该式表示在无强迫无耗散情况下, 孤波质量守恒. 如果用 $A(X, T)$ 乘式(17), 再对 X 从 $-\infty$ 到 $+\infty$ 积分, 同样设 $X \rightarrow \pm\infty$ 时 $A(X, T) \rightarrow 0$, 则有:

$$\int_{-\infty}^{\infty} A^2(X, T) dX = \int_{-\infty}^{\infty} A^2(X, 0) dX$$

这意味着, 这种情况下孤波能量也守恒.

当外源强迫 $G=0$, 耗散 $\lambda \neq 0$ 时, 式(15)变为广义 KdV-Burgers 方程:

$$\frac{\partial A}{\partial T} + \alpha \frac{\partial A}{\partial X} + \beta_1 A \frac{\partial A}{\partial X} + \gamma \frac{\partial^3 A}{\partial X^3} + \lambda A = 0 \quad (19)$$

当耗散系数 λ 比 β_1 和 γ 都小, 且 $\lambda \ll 1$ 时, 式(19)有渐近孤波解:

$$A(X, T) = A_1(T) \operatorname{sech}^2 \left\{ \left(\frac{\beta_1 A_1(T)}{12\gamma} \right)^{\frac{1}{2}} [(X - X_0) - \int_0^T C_s(T) dT] \right\} \quad (20)$$

式中

$$\begin{cases} A_1(T) = A_0 \exp\left(-\frac{4\lambda T}{3}\right) \\ C_s(T) = \alpha + \frac{\beta_1 A_1(T)}{3} \end{cases}$$

显然, 这种情况下孤波振幅和传播速度(当 $\alpha=0$ 时)都随时间缓慢减小, 孤波宽度 L ($= \left(\frac{12\gamma}{\beta_1 A_1(T)} \right)^{\frac{1}{2}}$) 随时间缓慢增大. 同样也可以得到这种情况下的孤波质量和能量的时间演变式, 它们分别为:

$$\int_{-\infty}^{\infty} A(X, T) dX = e^{-\lambda T} \int_{-\infty}^{\infty} A(X, 0) dX$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} A^2(X, T) dX = e^{-2\lambda T} \int_{-\infty}^{\infty} A^2(X, 0) dX$$

它们表示耗散的存在使孤波质量和能量都随时间呈指数缓慢减小.

对强迫和耗散同时存在的广义 F KdV-Burgers 方程(15), 孤波的质量和能量变化方程分别为

$$\frac{\partial}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} A(X, T) dX = -\lambda \int_{-\infty}^{\infty} A(X, T) dX + \int_{-\infty}^{\infty} G(X) dX$$

$$\frac{\partial}{\partial T} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} A^2(X, T) dX = -\lambda \int_{-\infty}^{\infty} A^2(X, T) dX + \int_{-\infty}^{\infty} AG(X) dX$$

它们表示, 由于强迫和耗散的存在使孤波的质量和能量发生变化, 强迫和耗散是孤波质量和能量发生变化的原因。

对广义 F KdV-Burgers 方程(15), 没有分析解存在, 可以求其数值解. 本文将用拟谱法给出式(15)的数值解.

2 数值计算结果

考虑如下的弱切变气流:

$$\bar{u} = \bar{u}_0 + \delta y \quad (21)$$

式中 $\delta \ll 1$. 在上述气流下, 对特征值问题式(13)容易求得其近似解, 为此设

$$\begin{cases} \Phi = \Phi_0 + \delta \Phi_1 + \dots \\ c = c_0 + \delta c_1 + \dots \end{cases} \quad (22)$$

把式(21)和式(22)代入式(13), 得到 δ 的各阶近似方程

$$\delta^0: \begin{cases} \frac{d^2 \Phi_0}{dy^2} + \frac{\beta}{u_0 - c_0} \Phi_0 = 0 \\ \Phi_0 = 0, \quad y = 0, 1 \end{cases} \quad (23)$$

$$\delta^1: \begin{cases} \frac{d^2 \Phi_1}{dy^2} + \frac{\beta}{u_0 - c_0} \Phi_1 = \frac{c_1 - y}{u_0 - c_0} \frac{d^2 \Phi_0}{dy^2} \\ \Phi_1 = 0, \quad y = 0, 1 \end{cases} \quad (24)$$

取式(23)的解为

$$\Phi_0 = \sin(m\pi y) \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (25)$$

代入式(23)得到

$$c_0 = \bar{u}_0 - \frac{\beta}{m^2 \pi^2} \quad (26)$$

如此, 式(24)可改写为

$$\begin{cases} \frac{d^2 \Phi_1}{dy^2} + \frac{\beta}{u_0 - c_0} \Phi_1 = -\frac{c_1 - y}{u_0 - c_0} m^2 \pi^2 \sin(m\pi y) \\ \Phi_1 = 0, \quad y = 0, 1 \end{cases} \quad (27)$$

由式(27)的可解性条件, 得

$$c_1 = \frac{1}{2} \quad (28)$$

以及式(27)的解

$$\Phi_1 = \frac{1}{4} \left(\frac{m\pi}{u_0 - c_0} \right) \left[(y - y^2) \cos(m\pi y) + \frac{y}{m\pi} \sin(m\pi y) \right] \quad (29)$$

近似有

$$\begin{cases} \Phi = \sin(m\pi y) + \frac{\delta}{4} \left(\frac{m\pi}{u_0 - c_0} \right) \left[(y - y^2) \cos(m\pi y) + \frac{y}{m\pi} \sin(m\pi y) \right] \\ c = \bar{u}_0 - \frac{\beta}{m^2 \pi^2} + \frac{\delta}{2} \end{cases} \quad (30)$$

作为数值计算例子, 取

$$\bar{u} = 0.50 + 0.00206 y \quad (31)$$

$$Q = Q_1 \exp \left[-\frac{(X + X_1)^2 + y^2}{4} \right] + Q_2 \exp \left[-\frac{(X + X_2)^2 + y^2}{4} \right] \quad (32)$$

式中 Q_1 、 Q_2 和 X_1 、 X_2 分别为两个外源的强度和它们在 X 轴上中心所在的位置, 以讨论外源强度及其相互之间距离对孤波与外源相互作用的影响。

本文考虑移动性孤波与外源的相互作用, 为此, 作为方程(15)的初始条件, 取式(20)形式:

$$A(X, T) = A_1(T) \operatorname{sech}^2 \left\{ \left(\frac{\beta_1 A_1(T)}{12\gamma} \right)^{\frac{1}{2}} \left[(X - X_0) - \int_0^T C_1(T) dT \right] \right\}, T = 0 \quad (33)$$

2.1 无耗散情况下孤波与外源的相互作用

方程(15)和初始条件式(33)中令 $\lambda=0$, 这样, 式(15)就化为 F-KdV 方程:

$$\frac{\partial A}{\partial T} + \alpha \frac{\partial A}{\partial X} + \beta_1 A \frac{\partial A}{\partial X} + \gamma \frac{\partial^3 A}{\partial X^3} = G(X) \quad (34)$$

这时初始条件式(33)中的 $A_1(T)$ 为 A_0 , 下面是对式(34)的计算结果。

图 1 给出了无耗散($\lambda=0$)情况下 $m=1$ 的孤波与外源强迫相互作用过程中孤波的演变, 由图可见, 当失谐参数 α 比较大($\alpha=1.86 \times 10^{-2}$)时, 孤波向外源逼近并与之发生相互作用, 孤波移速减小, 振幅增大(见图 1a); 孤波与外源相互作用后, 孤波通过外源区, 并恢复原来移速和振幅向下游移去, 这种情况下的孤波与外源的相互作用与两个自由孤波的相互作用情况相似. 随着 α 减小(如 $\alpha=0.93 \times 10^{-2}$), 情况就不同了. 图 1b 显示, 这时孤波向外源逼近并与之发生相互作用时, 孤波移速迅速减小, 随后变成负的常速, 向相反方向(向上游)离外源区而去. 此外, 随着孤波向外源区逼近, 孤波振幅不断增大, 而当孤波向相反方向离去时, 其振幅变为大的常值. 计算表明(图略), 增大外源强度或增大正负外源之间的距离对孤波与外源相互作用的影响与减小失谐参数 α 时有相似的效果, 都能增大孤波振幅, 并阻挡孤波越过强迫区, 迫使孤波折向上游离开强迫区。

我们还对经向波数 $m=2$ 时孤波与外源相互作用进行了计算, 计算表明(图略), 二者相似. 这说明, $m=2$ 与 $m=1$ 一样, 当失谐参数 α 较大时, 孤波与外源相互作用后能越过外源向下游传播, 其相互作用过程也与 2 个自由孤波相互作用过程相似; 当 α 较小时, 孤波不能越过外源强迫区, 外源强迫使孤波折向上游离外源而去, 此外, 与 $m=1$ 相似, $m=2$ 时, 孤波与外源的相互作用使孤波振幅明显增大. 但是, 对比 $m=1$ 与 $m=2$ 的计算结果发现, $m=2$ 时孤波在与外源相互作用后仍能越过外源的失谐参数 α , 可以远小于 $m=1$ 的 α 值, 外源强度也可远大于 $m=1$ 时的值. 在相互作用过程中, $m=2$ 时外源迫使孤波折向上游的 α 值也远小于 $m=1$ 的值, 外源强度也远大于 $m=1$ 的值. 这说明, 在孤波与外源强迫的相互作用中, $m=1$ 的波是主要分量, 扮演主要角色。

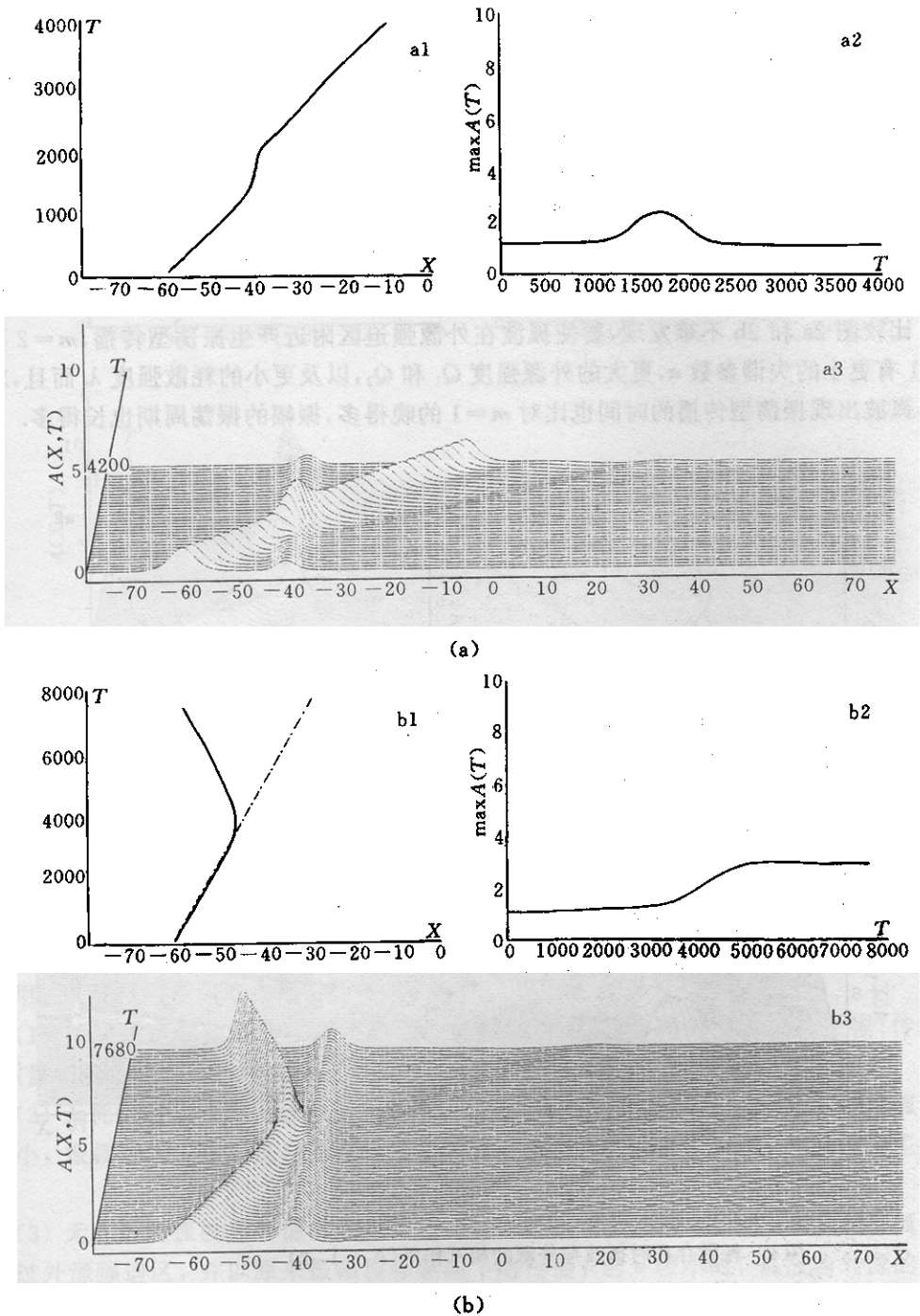
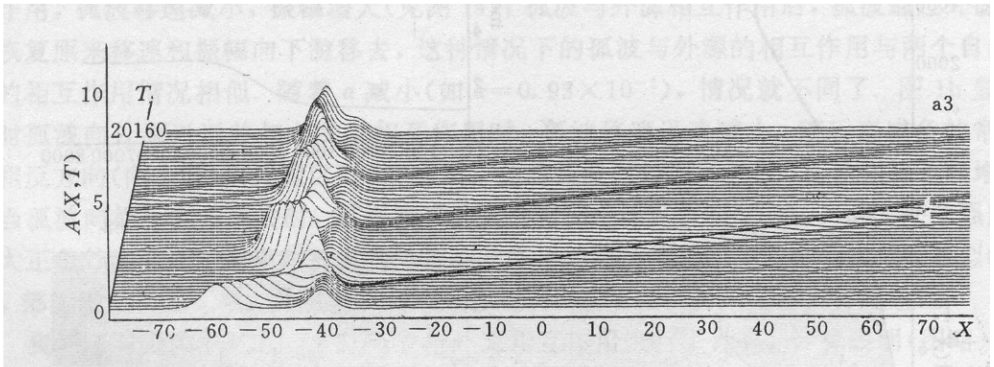
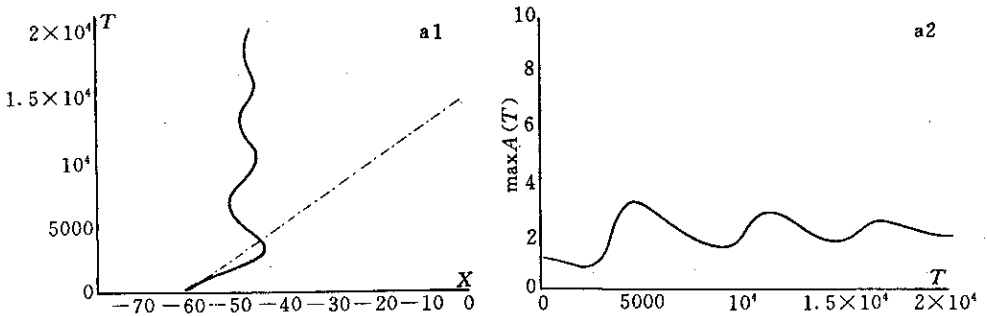


图 1 无耗散时孤波与外源的相互作用 ($m=1, A_0=1, 2$) (a) $\alpha=1.86 \times 10^{-2}$, $Q_1=-Q_2=0.042, X_1=39, X_2=41$ (b) $\alpha=0.93 \times 10^{-2}, Q_1=-Q_2=0.03, X_1=39, X_2=41$ (a1, b1 为移动孤波最大振幅顶点的轨迹曲线, a2, b2 是孤波振幅随时间的变化, a3, b3 是相互作用中孤波的演变. 点线: 无强迫时孤波的轨迹线, 实线: 强迫存在时孤波的轨迹线)

2.2 耗散存在时孤波与外源的相互作用

在初始条件式(33)下求解广义 F KdV-Burgers 方程(15),得到了存在小耗散时孤波与外源相互作用的计算结果,图 2a 和 2b 分别对应于经向波数 $m=1$ 和 $m=2$ 的相互作用图.由图可见,不论是在 $m=1$ 还是 $m=2$ 时,小耗散的存在使孤波始终在外源强迫区附近的上游来回振荡传播,阻止孤波离开外源强迫区,也阻止孤波越过强迫区,从而大大增加孤波与外源的相互作用时间,有利于外源强迫区中大振幅扰动的产生.与此相对应,小耗散的加入使孤波移速不断改变符号,孤波振幅也随时间不断增大、减小,呈现出阻尼振荡型.

比较图 2a 和 2b 不难发现,要使孤波在外源强迫区附近产生振荡型传播, $m=2$ 要比 $m=1$ 有更小的失谐参数 α ,更大的外源强度 Q_1 和 Q_2 ,以及更小的耗散强度 λ .而且,对 $m=2$,孤波出现振荡型传播的时间也比对 $m=1$ 的晚得多,振幅的振荡周期也长得多.



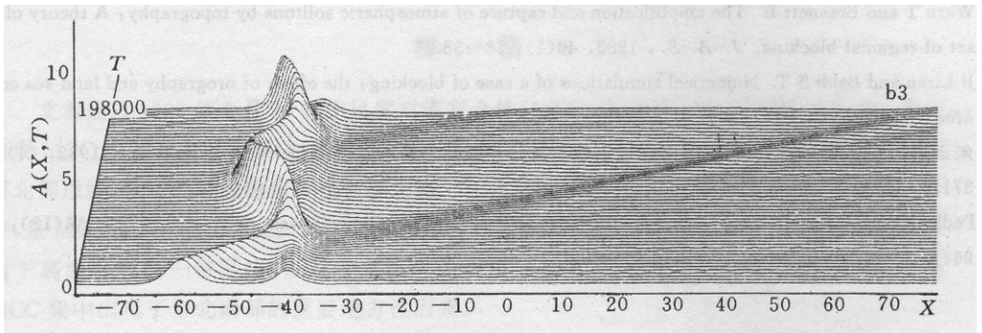
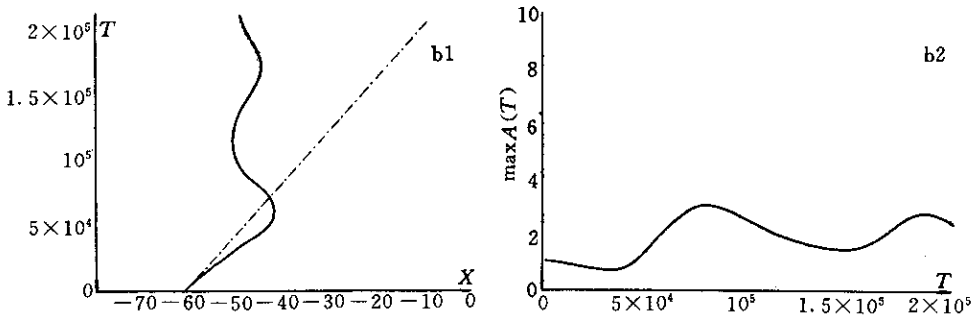
(a)

图 2 耗散存在时孤波与外源的相互作用 ($A_0=1, 2$)

(a) $m=1, \alpha=0.93 \times 10^{-2}, \lambda=1.6 \times 10^{-4}, Q_1=-Q_2=0.03$

(b) $m=2, \alpha=1.164 \times 10^{-3}, \lambda=1.0 \times 10^{-5}, Q_1=-Q_2=0.1$

(a1, b1 为移动孤波最大振幅顶点的轨迹曲线, a2, b2 是孤波振幅随时间的变化, a3, b3 是相互作用中孤波的演变. 点线: 无强迫时孤波的轨迹线, 实线: 强迫存在时孤波的轨迹线)



(b) (续图 2)

3 小 结

本文导出了包括外源强迫和边界层耗散的广义 F-KdV-Burgers 方程, 分析了耗散存在时孤波质量和能量的时间演变, 讨论了切变气流中不同经向波数 m 时孤波与外源的相互作用, 以及耗散在相互作用中的影响, 得到以下结果.

(1) 外源强迫和耗散造成孤波质量和能量随时间变化, 耗散使孤波的振幅、传播速度、质量和能量随时间缓慢地减小, 使孤波宽度缓慢增大.

(2) 无耗散时孤波与外源的相互作用, 不论对经向波数 $m=1$, 或 $m=2$, 都使孤波移速减小, 振幅增大. 在孤波与外源的相互作用过程中, 经向波数 $m=1$ 的波扮演主要角色.

(3) 无耗散时孤波与外源的相互作用与失谐参数 α 关系密切, 当 α 较大时, 孤波可以越过外源强迫区, 并以原来振幅和移速向下游传播; 当 α 较小时, 孤波与外源的相互作用将阻挡孤波通过强迫区, 并迫使孤波以大的振幅和不同于原来的移速折向上游离开外源强迫区.

(4) 外源强度的增大或正负外源之间距离的加大都与失谐参数 α 的减小具有类似的效应, 都能阻挡孤波通过强迫区, 并迫使孤波以大得多的振幅离开强迫区向上游传播.

(5) 小耗散的存在, 不论是对经向波数 $m=1$ 还是 $m=2$, 都能迫使孤波在外源强迫

区附近上游振荡传播,大大增加与外源的相互作用时间. 相互作用过程中,孤波移速不断改变符号和大小,孤波振幅也随时间呈阻尼振荡变化,但对 $m=2$,孤波出现振荡传播的时间比 $m=1$ 的晚得多,振幅呈振荡变化的周期也长得多. 因此,在切变气流中,当非线性系统具有小耗散时,外源与孤波的相互作用可能是形成局地阻塞的重要机制.

参 考 文 献

- 1 Mc Williams T C. An application of equivalent modons to atmospheric blocking. *Dyn. Atmos. Oceans*, 1980, 5 (1): 43~66.
- 2 Malguzzi P and Malanotte-Rizzoli P. Coherent structures in a baroclinic atmosphere, Part I. A truncated model approach. *J. A. S.*, 1985, 42(23): 2463~2472.
- 3 Warn T and Brasnett B. The amplification and capture of atmospheric solitons by topography: A theory of the onset of regional blocking. *J. A. S.*, 1983, 40(1): 28~38.
- 4 Ji Liren and Baldi S T. Numerical simulations of a case of blocking: the effect of orography and land-sea contrast, *Mon. Wea. Rev.*, 1983, 111(10): 2068~2086.
- 5 朱正心,朱抱真. 纬向不对称热力强迫下超长波的非线性平衡与阻塞形势. 中国科学(B辑), 1982, (4): 361~371.
- 6 Pedlosky J. Resonant topographic waves in barotropic and baroclinic flows. *J. A. S.*, 1981, 38(12): 2626~2641.

INFLUENCES OF INTERACTION OF EXTERNAL SOURCE WITH SOLITARY WAVE ON BLOCKING

Lü Keli Jiang Houshuo

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract

A generalized Forcing KdV-Burgers equation including external source and friction dissipation is derived. The analysis shows that the external source with the dissipation would cause variation of mass and energy of solitary wave, and the dissipation would make mass and energy of solitary wave decreased exponentially with time. The numerical results show that the interaction of solitary wave with external source decreases the moving speed of solitary wave, and increases its amplitude. Without dissipation, solitary wave leaves the forcing region of external source quickly, and it is disadvantage for blocking formation, and however, with small dissipation, the interaction would cause solitary wave propagate in the form of oscillation around the forcing region of external source, which would greatly increase the interaction time, and may be an important mechanism for the formation of regional blocking in the area of external source.

Key words: External source Dissipation Interaction Blocking