

扰动与基本带状环流非线性 相互作用的实验研究

欧阳兵

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文用转盘实验的方法,研究了均质正压流体运动中扰动与基本带状环流的非线性相互作用,着重考察了两类典型初始扰动场——即迭加在基流上的槽状扰动和多闭合涡旋中心扰动结构的演变过程。发现:非线性相互作用过程是以波动形式表现的,两类初始扰动场各自经历不同的演变过程,并趋向于不同的平衡态。槽状扰动结构有利于基流对扰动动能的吸收,流场最终趋向于轴对称带状环流状态,而且纬向波数越大,吸收过程越明显。多闭合涡心结构不利于基流对扰动动能的吸收。基流与扰动在动能随时间的变化上表现出准周期性振荡。实验结果与旋转适应过程理论有很好的—致性。

一、引 言

扰动与基流的非线性相互作用是大气环流理论的一个基本问题。观测事实表明:北半球中高纬地区的典型大尺度流场形态通常表现为沿纬向传播的槽状或多闭合涡旋中心的波动,通过波—流相互作用进行的能量转换,是冬季环流系统演变过程的显著特征之一^[1-2]。近年来,不少学者强调了 $E-P$ 通量的输送过程在波—流相互作用中的重要性,并对大气环流中的长期振荡过程给予了解释^[3-4]。但即使仅从纯动力学性质来考虑,流场自身的演变仍是十分复杂的非线性过程。曾庆存^[5-6]考虑到扰动场初始位涡分布对重力及科氏力作用下的旋转流场演变过程的影响,提出了“旋转适应过程”的概念,其实质是:在计及非线性作用时,非带状扰动能量可以和带状纬向环流相互转换,当流场运动的惯性轴与地球的旋转轴一致,而且全球面只有两个极地位涡中心时,非纬向扰动可以被带状纬向环流全部吸收,最后流场趋向于轴对称纬圈环流状态。本文试图用转盘实验的方法,通过对具有槽状或多闭合涡心扰动结构流场的动能随时间变化的分析,得到演变过程中扰动与基本带状流非线性相互作用的物理图象;考察演变过程对初始场状态分布的敏感性;用实验结果检验旋转适应过程在真实流动系统中的存在性。

二、实验方法、实验参数的选取和数据处理

1. 实验方法

实验流体是均质等温的水. 实验装置与流场显示方法与文献 [7] 大致相同. 基本带状环流用从流场中心适量吸水的方法制造. 通过不同的外界机械强迫作用可以在基流上叠加出不同类型的非纬向扰动. 如在流场底部沿径向立一块挡板, 可对基本带状流产生“地形”强迫, 根据位涡守恒原理, 在挡板下游处会形成槽状结构. 此时流场的综合形态就是叠加在基流之上的槽状扰动场 (见图版 I 图 1a). 若不用挡板强迫, 而在基流的外缘利用小管吸水制造附加涡旋, 就能获得具有多闭合涡心结构的流场形态 (见图版 I 图 5a). 本实验所要观测的是: 在撤除了外界机械强迫作用之后 (定义此时的流态为初始状态)、旋转流场在重力、旋转力及摩擦耗散作用下的动力演变过程.

2. 实验参数

流体平均厚度 H 和转台转速 Ω 是决定实验条件的外参量. 实验中 H 为给定量, 因此 Ω 必须适当选择. 为减少实验装置造成的实验区底面不均匀对流场演变过程的影响, 流场垂直底边界的 Ekman 层应有足够的厚度 (δ_E). 同时, 为使底摩擦对上层流场的影响尽量小, 又应减小 δ_E . 此外, 流体运动始终处于边界摩擦和粘性耗散的均匀衰减背景之下, 它具有一个自然衰减特征时间 τ ($= H/\delta_E \cdot f$, f 是科氏参数)^[8]. 对实验过程来说, τ 越大, 可观测时间越长. 基于上面对 δ_E 与 τ 的考虑, Ω 值取为 0.15 s^{-1} . 这样, 实验中的 δ_E 值约为 2.5 mm , τ 值约为 110 s .

在固定于旋转圆盘之上的极柱坐标系中, 实验流体的运动遵循如下的粘性不可压缩准水平运动方程组:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{r} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{uv}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \lambda} - f v + \nu \nabla^2 u, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{r} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{u^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + f u + \nu \nabla^2 v, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) = 0. \quad (3)$$

初边条件可根据实测的流场状态来确定. 这里 $u = r \frac{d\lambda}{dt}$, $v = \frac{dr}{dt}$ 分别为流体质点的切向和径向速度分量; ν 是流体运动粘滞系数; 其余符号与一般定义相同. 若选取运动的水平尺度 L , 垂直尺度 H , 水平速度尺度 U (这种取法意味着运动的 u, v 分量具有同一量级), 时间尺度 T 和特征压力 P , 可以将方程组无量纲化. 以 (1) 式为例, 有

$$\varepsilon \frac{\partial u_1}{\partial t_1} + \varepsilon' \left(\frac{u_1}{r_1} \frac{\partial u_1}{\partial \lambda} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial r_1} + \frac{u_1 v_1}{r_1} \right) = -\frac{1}{r_1} \frac{\partial p_1}{\partial \lambda} - f_1 v_1 + E_H \nabla_H^2 u_1 + E_v \frac{\partial^2 u_1}{\partial Z_1^2},$$

其中 $\varepsilon = 1/fT$, $\varepsilon' = U/fL$, $E_H = \nu f L^2$, $E_c = \nu f H^2$. U 和 L 根据实测量分别取切向速度的径向平均值 (0.18 cm/s) 和切向特征波长 (14 cm), $f = 0.31/s$. 对涡旋运动可取 $T \sim L/U$, 则 $\varepsilon' = 4 \times 10^{-2}$, 且 $O(\varepsilon) \sim O(\varepsilon')$; 运动特征时间 $T \approx 78s$, 约为流体惯性振荡周期 ($2\pi f$) 的 4 倍. 因此, 相对转盘系统而言, 流场可视为大尺度低速运动. 在常温下, ν 用其标准值 (0.02 cm²/s) 来近似. $O(E_H) \sim O(10^{-3})$, $O(E_c) \sim O(10^{-4})$, 即边界摩擦力项要比惯性力项小一到二个量级. 所以, 可以把摩擦耗散视为流场中宏观运动的均匀衰减背景. 由于 $T \leq \tau$, 则在特征衰减时间范围内, 我们仍能在流场的自然衰减背景下观测到扰动流场的演变过程.

在这样的正压均质流动系统中, 由不同尺度运动之间的相互作用所引起的非线性平流, 是最主要的非线性过程. 它可以使基本纬向流¹⁾和波扰动的演变有偏离自然衰减过程的现象. 本实验正是利用了非线性过程的这一效果, 将受扰动场基流动能和扰动动能随时间的变化与纯粹纬圈环流的自然衰减过程相比较, 以期了解扰动与基流相互作用的特征.

3. 实验数据处理

实验照片上的示踪粒子轨迹代表着在曝光时间 Δt 内流体运动的平均状态. 这种平均状态滤去了包括流体惯性振荡在内的所有周期小于 Δt 的波动成份. 照片的数据化过程及实验数据的处理均通过计算机完成. 为避免单次实验的偶然性, 同时说明结果的可

表 1 对各组典型重复性实验结果所作的 F 检验 ($F_{0.01} = 4.94$)

流场特征 (纬向波数)	统计量 被检验子样	Q_1		Q_2		F	
4	$\bar{E}_1(R_1, t)$	8.51	1.56	$E-02$	1.23	$E-02$	
4	$\bar{E}_1'(R_1, t)$	4.09	1.99	$E-03$	3.24	$E-03$	
4	$\bar{E}_2(R_2, t)$	9.17	2.15	$E-02$	1.56	$E-02$	
4	$\bar{E}_2'(R_2, t)$	4.21	2.77	$E-03$	4.39	$E-03$	
4	$\bar{E}_3(R_3, t)$	9.08	2.93	$E-02$	2.15	$E-02$	
4	$\bar{E}_3'(R_3, t)$	4.88	5.94	$E-03$	8.11	$E-03$	
4	$\bar{E}_4(R_4, t)$	9.11	2.38	$E-02$	1.74	$E-02$	
4	$\bar{E}_4'(R_4, t)$	5.76	7.11	$E-03$	8.24	$E-03$	
4	$\bar{E}_5(R_5, t)$	8.75	2.04	$E-02$	1.55	$E-02$	
4	$\bar{E}_5'(R_5, t)$	7.52	1.50	$E-02$	1.33	$E-02$	
2	$\bar{E}_1(t)$	9.50	1.43	$E-02$	1.01	$E-02$	
2	$\bar{E}_1'(t)$	5.43	5.71	$E-03$	7.01	$E-03$	
4	$\bar{E}_2(t)$	9.17	1.42	$E-02$	1.03	$E-02$	
4	$\bar{E}_2'(t)$	5.46	5.00	$E-03$	6.10	$E-03$	
8	$\bar{E}_2(t)$	9.81	2.77	$E-02$	1.88	$E-02$	
8	$\bar{E}_2'(t)$	4.69	6.07	$E-03$	8.63	$E-03$	
4 个闭合涡心	$\bar{E}_2(t)$	10.04	2.26	$E-02$	1.50	$E-02$	
4 个闭合涡心	$\bar{E}_2'(t)$	8.57	3.12	$E-02$	2.43	$E-02$	

1) 为方便起见, 以下仍沿用气象学的习惯, 把这里的切向称作纬向.

靠性,每一典型实验均在相同实验条件下重复进行了4次,并采用 F 检验法¹⁾对重复性实验的结果作了统计检验.表1是各组重复性实验的 F 检验表.

左起第一列是以纬向波数表示的各组实验流场的基本特征;第二列是被检验的子样.用通过实测量计算得到的不同纬圈上的平均纬向动能 $\overline{E}_\lambda(R_i, t)$ 和扰动动能 $\widetilde{E}'_\lambda(R_i, t)$ 表示,即

$$\overline{E}_\lambda(R_i, t) = \frac{1}{2} [\overline{u}(R_i, t)]^2 = \frac{1}{2N} \sum_{j=1}^N u_j^2(R_i, t),$$

$$\widetilde{E}'_\lambda(R_i, t) = \frac{1}{2N} \sum_{j=1}^N [u_j'^2(R_i, t) + v_j'^2(R_i, t)],$$

其中“ $-$ ”为沿纬圈的平均;“ $'$ ”为相对纬向平均的扰动; $N (=40)$ 代表纬圈上的格点数; R_i 是实验流场中人为划分的五个等间距纬圈的半径.还定义对全流场平均的纬向动能 $\widetilde{E}_\lambda(t)$ 和扰动动能 $\widetilde{E}'_\lambda(t)$ 为

$$\widetilde{E}_\lambda(t) = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 \overline{E}_\lambda(R_i, t), \quad \widetilde{E}'_\lambda(t) = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 \widetilde{E}'_\lambda(R_i, t).$$

第三、四列分别代表从重复4次的实验结果中得到的被检验子样的统计量 Q_1 和 Q_2 .第五列是计算得到的 F 值($r-1=3, n-r=20$).与置信度为0.01的理论值 $F_{0.01}=4.94$ 比较可知,所有实际计算的 F 值都满足 $F < F_{0.01}$.说明4次重复实验之间的离差均小于每组实验内部固定测点上的离差.因此,可以用重复实验结果的算术统计平均来代表典型实验的特征分布.

三、实验结果及讨论

1. 槽状扰动流场的演变过程

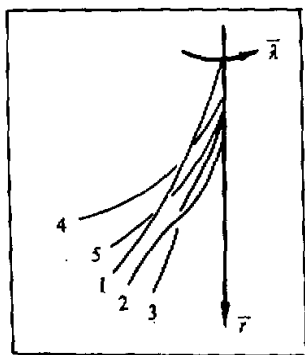


图2 槽线形态随时间的变化
每条槽线均与图1a-e分别对应

图1(见图版I)是一个纬向波数为4的槽状扰动场从初态(1a),经过120s连续演变到末态(1e)的全过程照片.可以看到,末态已呈现一个轴对称的纬向环流.初始场的基本流是边界急流型带状环流,其廓线存在转折点(图略).从运动的稳定性来看,这种 $\overline{u}$ 分布允许相速 $c \geq 0$ 的不稳定波和 $c_r = \overline{u}$ 的中性波存在^[9].整个流场只有一个极地涡旋中心,扰动可视为迭加在极地涡旋外缘上的槽状结构.由于基流角速度是 r 的函数,这种旋转系统中的纬向波形为曳式螺旋状^[10],即槽线基本上呈NE-SW走向.这种倾斜有利于扰动动量向基本纬向流的输送.但在不同时段内,槽线所代表的扰动状态并不完全相同.当把图1中各时段所对应的槽线形态在图2中以同一径向坐标轴为基准进行比较时,就能明显地看出槽线

1) 参见《概率论与数理统计》,复旦大学数学系.

具有左右摆动的特征. 这表明扰动动量的输送过程并非单调, 而是一个随时间变化的过程.

扰动动量向基流的输送必然伴随着平均纬向动能的增加和扰动动能的相应减少; 反之亦然. 图 3 给出了从重复性实验中得到的五个纬圈上的平均纬向动能、扰动动能和它们的统计平均.

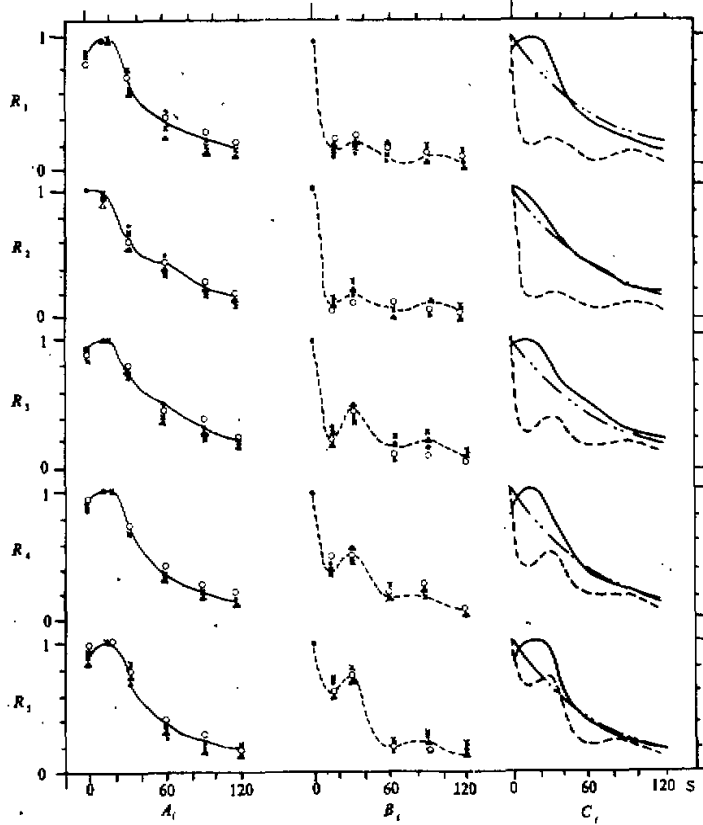


图 3 槽状扰动场动能在不同纬圈上随时间的变化

其中横坐标为时间 (s), 纵坐标为标准化的动能比 $(\overline{E}(R_i, t) / \overline{E}_{\max}(R_i))$.

A_1 — $\overline{E}_1(R_1, t)$, B_1 — $\overline{E}_1(R_1, t)$, C_1 — 对 A_1 、 B_1 的统计平均.

其中 $\overline{E}_1(R_i, t)$ 是纯粹带状纬圈环流的动能 (用 — · — 表示).

为更清楚地表现出扰动对基流的影响, 在图 3C₁ 中还特别标上了一条纯粹带状环流的自然衰减特征线¹⁾ (用 — · — 表示). 它表明在以摩擦耗散为背景的运动场中, 在无何外源及内部机械能维持的情况下, 纯粹轴对称环流只能以 $e^{-\frac{t}{\tau}}$ 的形式衰减. 然而从图 3A₁ 可以看到, 在槽状扰动流场的 5 个纬圈上, $\overline{E}_1$ 没有一个是指数形式严格单调衰减的. 在急流廓线转折点的南北纬圈上 (R_1, R_3, R_4, R_5), $\overline{E}_1$ 从初态开始, 都有一个完

1) 在实验参数相同但不加扰动的情况下, 可以得到这条实测的自然衰减特征线. 它与流场按 $e^{-\frac{t}{\tau}}$ (τ 为特征衰减时间) 衰减的理论曲线极吻合.

全抵消了摩擦耗散的净增加过程, 在 15—20 s 左右达到最大值后才逐渐减小, 并趋向于自然衰减. 在转折点所处的 R_2 纬圈附近, 扰动槽趋于中性, $\overline{E}_1$ 没有净增加过程. 但与自然衰减线比较, 就能看出波—流非线性相互作用引起的动能交换过程依然存在, 只是基流在 R_2 纬圈上获得的能量增量还不足以完全克服摩擦的耗散.

再看 5 个纬圈上的扰动动能. 其共同特点是: 从一开始就迅速衰减, 越靠近急流轴 (R_1 附近) 扰动的衰减率越大. 这个衰减过程亦非单调, 而是一个振荡过程. 与扰动结构的变化 (图 2) 相对比, 可以看出: 图 2 中的槽线 1 有利于扰动动量向基流的输送, 对应图 3C 中的 $\overline{E}_1$ 在 0—15 s 内迅速减小, $\overline{E}_2$ 增加. 图 2 中槽线从 1 演变到 2 时, 靠近急流轴的部分已呈 N—S 走向, 该处的非纬向扰动成份基本消失. 但 2 线南端开始向右摆动, 这预示着扰动动量通量在减小, 对应于图 3C 上 $\overline{E}_1$ 降至最低点和 $\overline{E}_2$ 升至最高点. 20—40 s 期间, 槽线 3 向右摆动到最远位置, 扰动结构已有利于动量的向南输送, 此时 $\overline{E}_1$ 以大于自然衰减的变率减小, $\overline{E}_2$ 相应有一个回升. 40—80 s 槽线又从最右边摆动到最左边位置 4 上, $\overline{E}_1$ 再次下降. 由于 $\overline{E}_1$ 本身经过第一次向 $\overline{E}_2$ 的转换后, 已经比 $\overline{E}_2$ 小 $O(10^{-1})$ 量级, 而且第二次向 $\overline{E}_2$ 转换的动能已不足以使 $\overline{E}_1$ 有克服摩擦耗散的净增量, 所以在图 3C 上 $\overline{E}_1$ 的第二次增加过程不明显. 但 $\overline{E}_1$ 对 $\overline{E}_2$ 的任何微小变化都有明显的响应, 只是扰动强度已衰减到其初值的 $1/e$ 以下, 不能再恢复到初始状态. 这里的基流与扰动之间的能量转换机制是通过扰动动量的径向输送实现的正压转换机制, 它体现了扰动与基流之间具有波动性质的非线性相互作用过程.

2. 纬向波数对槽状扰动场演变过程的影响

从以上对 $m=4$ 的槽状扰动场演变过程的分析, 可以得到如下事实: 扰动动能逐渐被基本带状环流所吸收, 而且在 10—20 s 之间有一个最大吸收过程. 这种吸收过程对扰动本身有多大的依赖性呢? 曾庆存^[11](1983) 在研究单个准地转扰动波包的演变时, 导出了扰动能量的变化率如下:

$$\frac{\partial}{\partial t} E' = \iiint_{(W)} m(m^2 + n^2 + k^2)^{1/2} |\psi_0|^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial l} dW \quad (W)$$

这里 (W) 是全波包占有空间, (m, n, k) 为三度空间上的波数, $|\psi_0|$ 是波包振幅的零级近似, $\frac{\partial \bar{u}}{\partial l}$ 为基本纬向流沿波射线方向的导数. 上式表明: 无论基流是否满足不稳定条件, 扰动能量的变化仅依赖于扰动槽线相对基流的倾斜方向, 并与纬向波数 m 成正比. 这里我们通过实验来考察在相同实验条件下, 不同 m 数对槽状波扰动场演变过程的影响.

图 4 给出了从重复性实验中得到的对应 $m=2, 4, 8$ 的全流场平均纬向动能和扰动动能随时间变化的统计平均结果. 可以看出: 三种情况下的演变趋势是一致的. m 的不同并不影响演变过程的形态和方向, 但对基流的最大吸收率和扰动动能衰减率有较明显的影响. 尤其是在 0—20 s 范围内, m 越大, 扰动动能的衰减率越大. 在同样的时间范围内, m 小的扰动不如 m 大的扰动那样能被基流充分吸收. 这与理论结果是一致的.

3. 多闭合涡旋扰动场的演变过程

为进一步讨论扰动的初始结构对演变过程的影响, 我们再来考察多闭合涡旋扰动场的演变及其动能的变化. 图 5a 和 5b (见图版 I) 分别是这种流场的初态和经过 150 s 演变过程后的末态. 这组实验的外参数与前两节讨论过的情况相同, 但流场形态与上面有显著区别, 正是由于这些闭合涡心的存在, 从根本上影响了流场的演变过程. 由图 5 不难看出: 扰动的径向尺度变化很小, 4 个附加涡心也始终存在. 科氏力和流场自身的旋转有可能将压力场的一部分能量阻挡住, 使之转化为涡旋场的能量^[6]. 由重复性实验得到的全流场平均动能随时间变化的统计平均如图 6 所示. 尽管扰动动能被涡旋场阻挡住, 使之难以向基本纬向动能转换, 但通过非线性作用所进行的动能转换过程依然存在, 而且这种转换过程仍是以波动形式表现的.

若以距平绝对值 $|\tilde{E}_\lambda - \tilde{E}_\tau|$ 和 $|\tilde{E}'_\lambda - \tilde{E}'_\tau|$ 作为 $\tilde{E}_\lambda, \tilde{E}'_\lambda$ 相对于自然衰减特征线的振幅, 则从图 6 上看出: 在 $t = \tau$ (110 s) 附近, 虽然流场的总动能 ($\approx \tilde{E}_\tau$) 在摩擦耗散下已衰减

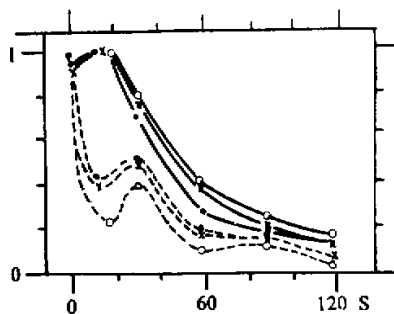


图 4 不同纬向波数的槽状扰动场动能随时间的变化

— $m=2$, — $\times$ — $m=4$, — $\circ$ — $m=8$.
实线为基本纬向动能, 虚线为扰动动能.

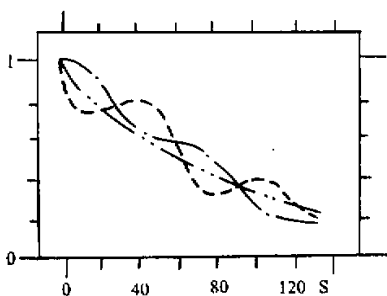


图 6 多闭合涡旋扰动场动能随时间的变化.

— $\tilde{E}_\lambda$, --- $\tilde{E}'_\lambda$, - · - $\tilde{E}_\tau$.

到初值的 e^{-1} , 但 $\tilde{E}_\lambda, \tilde{E}'_\lambda$ 的相对振幅却仍具有一定强度. 在 $0 < t \leq \tau$ 内, 有

$$|\tilde{E}_\lambda(\tau) - \tilde{E}_\tau(\tau)|_{\tau=110} \approx \frac{4}{5} |\tilde{E}_\lambda(t) - \tilde{E}_\tau(t)|_{\max}$$

$$|\tilde{E}'_\lambda(\tau) - \tilde{E}'_\tau(\tau)|_{\tau=110} \approx \frac{1}{2} |\tilde{E}'_\lambda(t) - \tilde{E}'_\tau(t)|_{\max}$$

即 $\tilde{E}_\lambda$ 的最大相对振幅衰减特征时间比 $\tilde{E}'_\lambda$ 的为大, 但两者又都大于自然衰减特征时间.

因此,多闭合涡旋扰动结构的变化是相对缓慢和微弱的,但仍有部分扰动能量被基流吸收,只是基流对这一类型的扰动并未显示出有完全的吸收。

4. 波 - 流相互作用与旋转适应过程

把上述两类典型扰动流场的演变过程及其动能变化进行比较,可以发现,尽管初始场基流形态相同,但扰动结构的各异使流场经历了不同的演变过程,并各自趋向于不同的平衡态。急流型基本带状环流对槽状扰动有近于完全的吸收,而对多闭合涡旋扰动只有部分吸收。在两类流场的动能变化中,波动过程是最显著的特征。槽状流场的动能变化具有“阻尼”形式的波动(见图3、图4)。其特征是:在 $0 < t \leq 60$ s内, $\overline{E}_k$ 因获得了净增量,相对于自然衰减特征线先有一个与 $\frac{\partial \overline{E}_k}{\partial t}$ 相反的偏离,然后 $\frac{\partial \overline{E}_k}{\partial t}$ 再向 $\frac{\partial \overline{E}_k}{\partial t}$ 过渡;而 $\overline{E}_p$ 则先以大于 $\frac{\partial \overline{E}_k}{\partial t}$ 的变率迅速振荡衰减,衰减到初始值的 e^{-1} 后才向 $\frac{\partial \overline{E}_k}{\partial t}$ 过渡。 $t > 60$ s后, $\frac{\partial \overline{E}_k}{\partial t}$ 与 $\frac{\partial \overline{E}_p}{\partial t}$ 均更接近于纯粹轴对称环流的自然衰减情况。这相当于槽状波扰动结构的非纬向分量在基本带状环流背景场中逐渐被阻尼。流场的平衡终态是轴对称纬向运动。但这里的波动阻尼机制与一般粘性摩擦阻尼机制相反,它通过Reynolds应力对基流做功,使扰动能量转化为带状环流。这相当于有“负粘性系数”^[6]。多闭合涡旋扰动场的演变则类似于“准定常”波动(见图5、图6)。 $\overline{E}_k$ 与 $\overline{E}_p$ 的振幅基本上以自然衰减特征线为平衡位置,并以相同的周期(≈ 60 s)振荡,而且两者的时间变率在相同时段内正好相反,最大振幅的衰减特征时间均大于自然衰减特征时间。所以,尽管随着时间的延续,整个流场的流速都已衰减,但波扰动结构却没有明显的变化,流场的平衡终态仍保持着多闭合涡旋的结构。

曾庆存^[5](1979)在旋转适应过程理论中强调了初始涡度分布对波 - 流相互作用的影响,并给出了存在该过程的两个必要条件,即(i)初始扰动位涡等值线只有两个中心(对半球而言只有一个);(ii)初始场运动的惯性轴必须与地球旋转轴一致。现在我们可以用实验结果来检验旋转适应过程在真实流动系统中的存在性。实验中无 β 作用,故条件(ii)自然满足。在槽状扰动的初始涡度场中只有一个极地闭合涡心,满足条件(i),而且从图1和图3上都显示出,非纬向扰动确实在向轴对称带状环流做完全的转换。所以,槽状扰动场的演变过程中存在旋转适应过程。再看多闭合涡旋扰动场,其初始涡度场有多个闭合涡旋中心,故不满足条件(i)。理论上已证明,在这类初始场的演变中,没有旋转适应过程。从实验结果来看(图5、图6),虽然仍有部分扰动动能被基流所吸收,但流场并未显示出有向轴对称纬向运动演变的趋势。因此,实验结果与理论是相吻合的。做为一种基本的地球流体动力过程,旋转适应过程是存在的,但是有条件的。

四、总 结

通过对实验流场动能变化的分析,本文从一个侧面研究了正压均质流体运动中扰动

与基本带状环流的非线性相互作用。结果表明, 由扰动与基流之间的动能转换所体现的非线性相互作用是通过波动过程进行的。初始涡度分布决定了波 - 流相互作用的具体形式和流场的平衡态。就槽状扰动场中的阻尼型波动而言, 纬向波数的大小并不改变这一类型波动的基本特征, 而只对动能转换率有影响。Hide^[12](1953)在固定径向温差的转盘实验中, 曾发现波型、波强等流动特征有准周期性振荡。在本实验中(无径向温差), 多闭合涡心的存在虽然可使流场维持定常结构, 但在波 - 流之间的动能转换上却表现出了准周期性振荡。这说明热力作用与多闭合涡心的存在都是使流动具有准周期性振荡的因子。不同的是, 前者表现在对流型的建立与破坏上, 而后者则表现在波 - 流之间的动能转换上。

致谢: 本文是在叶笃正教授指导下完成的。曾庆存教授和陈瑞荣副教授给予了热情关心和帮助。黄巧意同志协助了实验工作。在此谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] 叶笃正、朱抱真, 1958, 大气环流的若干基本问题, 科学出版社。
- [2] Hartman, D. L., 1984, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 351—362.
- [3] Holton, J. R., Wehrbein, W. M., 1980, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1968—1983.
- [4] Smith, A. K., Gille, J. C., 1984, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 363—373.
- [5] 曾庆存, 1979, 数值天气预报的数学物理基础 (I), 科学出版社。
- [6] 曾庆存、叶笃正, 1980, 旋转大气中运动的适应过程, 力学学报, **1**, 1—11.
- [7] Yeh, T. C., Chang C. C., 1974, *Scientia Sinica*, Vol. XVII, No. 3, p. 397—420.
- [8] Pedlosky, I., 1981, *Geophysical Fluid Dynamics* (中译本), 海洋出版社。
- [9] Kou, H. L., 1949, *J. Meteor.*, **6**, 105—122.
- [10] 叶笃正、巢纪平, 1977, 正压大气中的螺旋行星波, 大气科学, No. 2, 81—88.
- [11] Zeng, Q. C., 1983, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 73—84.
- [12] Hide, R., 1953, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **79**.

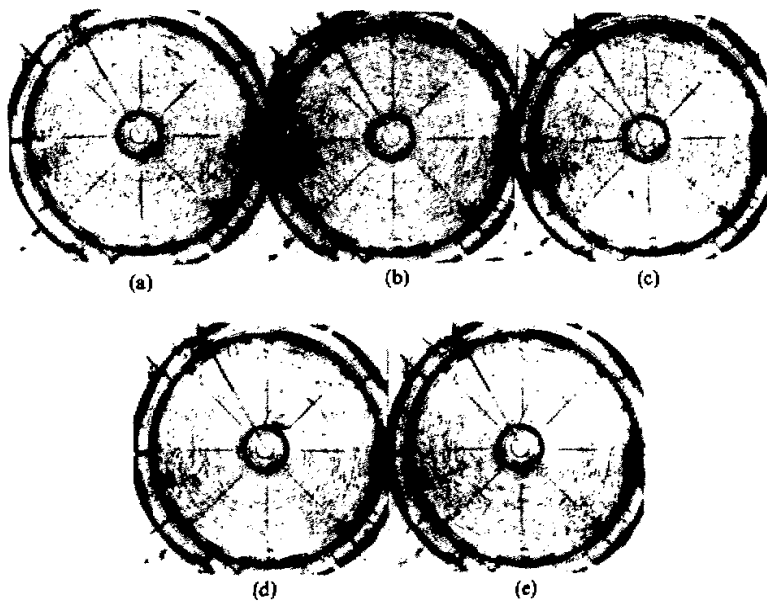


图1 槽状扰动流场的演变过程

实验条件：转速 $\Omega = 0.15 \text{ s}^{-1}$ 、水深 $H = 7.0 \text{ cm}$ ，
水温 $T = 27.4^\circ \text{C}$ ，密度 $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$
曝光时间：a — c, $\Delta t = 20 \text{ s}$ ；d — e, $\Delta t = 40 \text{ s}$

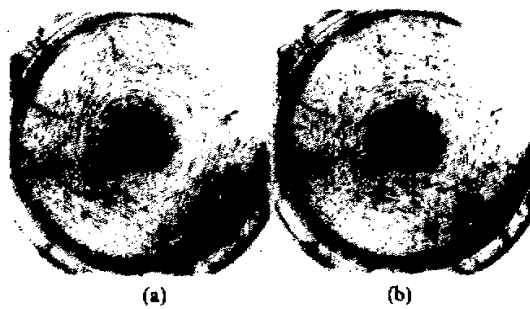


图5 多闭合涡旋场演变过程的初态(a)和末态(b)

曝光时间：30s，实验条件同图1。