第51卷 第3期 气 象 学 报 Vol. 51, No. 3
1993 年 8 月 ACTA METEOROLOGICA SINICA Aug., 1993

简单的热带海气耦合波
——Rossby 和 Kelvin 波的相互作用*

巢纪平 王彰贵

(国家海洋环境预报研究中心,北京 100081)

提 要

本文分析了当大气和海洋中未经耦合前的自由波分别为 Kelvin 波和 Rossby 波,经相互作用后所产生的耦合波的性质。结果表明,不管大气的自由波为 Kelvin 波或 Rossby 波,而海洋的自由波为 Rossby 波或 Kelvin 波,经相互作用后的耦合波可以分成两类。一类耦合波的色散关系接近自由的 Kelvin 波;另一类则由不同经圈模的 Rossby 波经相互作用后的耦合波。这两类波都具有不稳定性。文中讨论了耦合波的传播和不稳定的物理机制,并指出这类不稳定的热带耦合波,对研究 ENSO 事件中的某些现象有一定的参考意义。

关键词:开尔文波,罗斯贝波,海气耦合波,传播和不稳定性。

1 引言

60 年代,Bjerknes[1,2]指出,海洋中的厄尔尼诺(El Niño)和大气中的南方涛动(SO)现象,是热带大尺度海气相互作用的一种表现。以后,人们把这两个现象合起来简称为 ENSO。由于 ENSO 现象的出现,是全球气候异常变化的一个信号,因此近年来从海气相互作用的角度来研究 ENSO 形成和发展的机制日益增多。

注意到,对于热带大气和海洋的运动,它们的特征时间尺度可取成

$$T_a \sim (\beta C_a)^{-1/2},\ T_s \sim (\beta C_s)^{-1/2} \tag{1}$$

式中 C_a, C_s 分别为大气和海洋中的重力内波速度,$\beta = df/dy$,f 为科氏参数。在一般情况下有

$$\frac{T_a}{T_s} \sim \left(\frac{C_s}{C_a}\right)^{1/2} = \varepsilon^{\frac{1}{2}} \ll O(1) \tag{2}$$

即大气运动的变化要比海洋的运动快得多。在另一方面,又存在两个不同的空间尺度,分别为

$$l_a \sim \left(\frac{C_a}{\beta}\right)^{1/2},\quad l_s \sim \left(\frac{C_s}{\beta}\right)^{1/2} \tag{3}$$

两者之比为

$$\frac{l_s}{l_a} \sim \left(\frac{C_s}{C_a}\right)^{1/2} = \varepsilon^{\frac{1}{2}} \ll O(1) \tag{4}$$

即海洋运动在经圈方向的特征尺度(赤道 Rossby 变形半径)要比大气运动小得多。热带海气相互作用之所以重要,且在物理上可能,是因为如果海洋以时间 T_s 的尺度加热于 l_s

* 1991 年 5 月 27 日收到原稿;1991 年 8 月 6 日收到修改稿。

尺度上的大气运动，而大气在 T_a 的时间上以风应力形式作用于 l_s 尺度上的海洋运动，于是有

$$\frac{l_a}{T_a}\sim\frac{l_s}{T_a}\sim(C_aC_s)^{1/2} \tag{5}$$

这表明，虽然大气和海洋运动的特征时间和空间尺度均相差很大，但可以协调起来，或耦合起来产生新的运动形式。

在这样时间和空间尺度上的海气相互作用研究已有不少。Lau[3]分析过大气和海洋中 Kelvin 波的作用，Philander 等[4]和 Yamagata[5] 指出，海气耦合后的扰动可以是不稳定的，Gill[6]应用长波近似研究海气相互作用的一些基本问题。巢纪平、张人禾[7]和季振刚、巢纪平[8]分别分析了大气和海洋中 Rossby 波相互作用后波的不稳定性和传播性质。Hirst[9,10]比较了海洋对大气加热取局地平衡近似和热力平流近似后所造成的差别。

在现在的工作中，我们试图对上述时间和空间尺度上的海气相互作用后的耦合波的一些基本性质，在理论上作比较详细的分析和讨论。所用的耦合模式是简单的，大气和海洋均考虑成为等值浅水模式，海洋对大气的作用只有正比于海表温度距平的加热，而大气只以风应力的形式作用于海洋，模式是线性的。耦合运动的解，在经圈方向用抛物柱函数展开，并在低阶模上截断。

在本文中，将讨论当大气和海洋中的自由波分别为 Kelvin 波和 Rossby 波时，经相互作用后所激发出的耦合波的特征，其中特别对耦合波的传播性质和不稳定性作详细的讨论。

2 强迫 Kelvin 波

先对有强迫源时的 Kelvin 波的性质作一简单的讨论。

对于大气中的强迫 Kelvin 波，如果海洋加热正比海洋温度距平(SSTA)，而海表温度距平又正比于温跃层的扰动高度，这样的加热形式称为热力局地平衡近似。如果事先假定经圈速度为零，则描写大气中有热源时的 Kelvin 波的方程为

$$\frac{\partial u_a}{\partial t}=-g\frac{\partial h_a}{\partial x} \tag{6}$$

$$\frac{\partial h_a}{\partial t}+H\frac{\partial u_a}{\partial x}=-\alpha h_s \tag{7}$$

式中 u_a，h_a 分别为某一等值高度层上的扰动纬圈风速和扰动高度，H 为这一层的平均高度，h_s 为海洋温跃层的扰动厚度，α 表示海洋加热强度的一个系数，其量纲为 s^{-1}，g 为重力加速度。由式(6)、(7)分别消去 h_a 或 u_a，得到

$$\frac{\partial^2 u_a}{\partial t^2}-C_a^2\frac{\partial^2 u_a}{\partial x^2}=\alpha g\frac{\partial h_s}{\partial x} \tag{8}$$

以及

$$\frac{\partial^2 h_a}{\partial t^2}-C_a^2\frac{\partial^2 h_a}{\partial x^2}=-\alpha\frac{\partial h_s}{\partial t} \tag{9}$$

式中 $C_a=\sqrt{gH}$。对自由 Kelvin 波来讲，由于经圈速度为零，因此有地转关系

$$\beta y u_a = -g\frac{\partial h_a}{\partial y} \tag{10}$$

将式(8)、(9)代入式(10)，得到对 h_s 的约束关系

$$\frac{\partial^2 h_t}{\partial t \partial y} = \beta y \frac{\partial h_s}{\partial x} \tag{11}$$

对于 x 方向的简谐波，即

$$h_s = h_s^{(0)}(y)e^{i(kx-\sigma t)} \tag{12}$$

有

$$\frac{dh_s^{(0)}}{dy} = -\beta\frac{k}{\sigma} y h_s^{(0)} \tag{13}$$

由此得到波振幅为

$$h_s^{(0)} = C_0 \exp\left(-\frac{k\beta}{2\sigma}y^2\right) \tag{14}$$

此式表明，如果要得到波振幅在 y 方向有界的解，要求 $\sigma>0$，即波只能向东传播，这也是对经典的自由 Kelvin 波的要求。然而，这一结果是在应用地转平衡式(10)后得出的。如果考虑了来自大气内部或海洋的另外形式的阻尼或强迫过程，而破坏了地转平衡，亦即可以将式(10)修改成

$$g\frac{\partial h_a}{\partial y} + \beta y u_a = F_a(u_a, h_s, \cdots) \tag{15}$$

这样就不存在 $\sigma>0$ 这样的约束。为此，在下面的分析中，将避免应用到式(10)。

类似地，如果对海洋上风应力强迫下的运动，则描写海洋中强迫 Kelvin 波的方程为

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} = -g\frac{\partial h_s}{\partial x} + \gamma u_a \tag{16}$$

$$\frac{\partial h_s}{\partial t} + D\frac{\partial h_s}{\partial x} = 0 \tag{17}$$

由此两式得到

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - C_s^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)u_s = \gamma u_a \tag{18}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - C_s^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)h_s = -D\gamma\frac{\partial u_a}{\partial x} \tag{19}$$

式中 D 为温跃层的平均深度，$C_s = \sqrt{gD}$

如果应用地转关系

$$\beta y u_s = -g\frac{\partial h_s}{\partial y} \tag{20}$$

则由式(18)—(19)得到约束关系

$$\frac{\partial^2 u_a}{\partial x \partial y} = \frac{\beta y}{C_s}\frac{\partial u_a}{\partial t} \tag{21}$$

对于形如式(12)的简谐波解，其振幅为

$$u_a^{(0)} = C_0 \exp\left(-\frac{\beta\sigma}{2C_s^2 k}y^2\right) \tag{22}$$

这和式(14)要求 $\sigma>0$ 是一致的。因此在强迫海洋 Kelvin 波的情况下，不能在下面的分

析中应用地转关系式(20)。

根据上面的分析和讨论，当迴避应用地转平衡条件时，对于耦合波是可以保留向西传播的波段的。

3 强迫 Rossby 波

为了使运动方程中只保留 Rossby 波，可以采用高精度消去重力模的方法[11]，对于大气运动，在热力局地平衡加热下，方程组可写成

$$fu_a=-g\frac{\partial h_a}{\partial y}-\frac{g}{f}\frac{\partial^2 h_a}{\partial x\partial t}-\frac{\beta g}{f}h_a \tag{23}$$

$$fv_a=g\frac{\partial h_a}{\partial x}-\frac{g}{f}\frac{\partial^2 h_a}{\partial y\partial t} \tag{24}$$

$$\frac{\partial h_a}{\partial t}+H\left(\frac{\partial u_a}{\partial x}+\frac{\partial v_a}{\partial y}\right)=-\alpha h_s \tag{25}$$

消去 u_a,v_a，并应用赤道 β 平面近似，即 $f=\beta y$，由此得到非绝热大气运动的位势涡度方程为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}-\frac{\beta^2}{C_a^2}y^2\right)\frac{\partial h_a}{\partial t}+\beta\frac{\partial h_a}{\partial x}=\alpha\frac{\beta^2}{C_a^2}y^2h_s \tag{26}$$

在风应力作用下的海洋运动方程为

$$fu_s=-g\frac{\partial h_s}{\partial y}-\frac{g}{f}\frac{\partial^2 h_s}{\partial x\partial t}-\frac{\beta g}{f}h_s+\gamma v_a \tag{27}$$

$$fv_s=g\frac{\partial h_s}{\partial x}-\frac{g}{f\partial y\partial t}\frac{\partial^2 h_s}{}-\gamma u_a \tag{28}$$

$$\frac{\partial h_s}{\partial t}+D\left(\frac{\partial u_s}{\partial x}+\frac{\partial v_s}{\partial y}\right)=0 \tag{29}$$

类似地，有描写海洋在风应力作用下的位势涡度方程

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}-\frac{\beta^2}{C_s^2}y^2\right)\frac{\partial h_s}{\partial t}+\beta\frac{\partial h_s}{\partial x}=\frac{f\gamma}{g}\left(\frac{\partial v_a}{\partial x}-\frac{\partial u_a}{\partial y}\right) \tag{30}$$

右端风应力涡度近似地取成

$$f\left(\frac{\partial v_a}{\partial x}-\frac{\partial u_a}{\partial y}\right)=g\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)h_a \tag{31}$$

如果在大气运动中不考虑径圈速度v_a，则式(30)变成

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y}-\frac{\beta^2}{C_s^2}y^2\right)\frac{\partial h_s}{\partial t}+\beta\frac{\partial h_s}{\partial x}=-\frac{\beta\gamma}{g}y\frac{\partial u_a}{\partial y} \tag{32}$$

显然，由方程(26)和(32)所描写的自由波解分别是大气和海洋中的Rossby波。

4 海气相互作用波

4.1 大气Kelvin波和海洋Rossby波的耦合

引进无量纲特征量

$$t=(2\beta C_s)^{-\frac{1}{2}}t^*=Tt^*,\ x=\left(\frac{C_a}{2\beta}\right)^{1/2}x^*,y=\left(\frac{C_s}{2\beta}\right)^{\frac{1}{2}}y^*,$$

$$h_s=\left(\frac{C_s^2}{2g}\right)h_s^*,u_a=C_au^* \tag{33}$$

方程(8)和(32)的无量纲形式为(已略去"*"号)

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\varepsilon^{-1}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)u_a=\frac{\varepsilon^{\frac{3}{2}}}{2}\alpha T\frac{\partial h_s}{\partial x} \tag{34}$$

$$\left(\varepsilon\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}-\frac{1}{4}y^2\right)\frac{\partial h_s}{\partial t}+\frac{\varepsilon}{2}^{\frac{1}{2}}\frac{\partial h_s}{\partial x}=-\frac{\gamma T}{\varepsilon}y\frac{\partial u_a}{\partial y} \tag{35}$$

设

$$h_s=\sum_n h_{sn}^{(0)}D(y)e^{i(kx-\sigma t)} \tag{36}$$

式中$D_n(y)$为n阶抛物圆柱函数。这样由方程(34)和(35)得到

$$\sum_n\left\{\left[\left(\varepsilon k^2+\frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}k}{2\sigma}\right)+\left(n+\frac{1}{2}\right)\right]D_n(y)h_{sn}^{(0)}\right\}$$

$$=-\frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}\alpha\gamma T^2}{4}\frac{k}{\sigma(\sigma^2-k^2\varepsilon^{-1})}\sum_n[D_{n+2}(y)+D_n(y)-n(n-1)D_{n-2}(y)]h_{sn}^{(0)} \tag{37}$$

现在来分析问题的本征值，即色散关系。为了使相互作用的物理清晰，先分析 $n=0$ 的情况，应用$D_n(y)$的正交性，得到频率方程为

$$\left(\varepsilon k^2+\frac{1}{2}\right)\sigma^3+\frac{\varepsilon}{2}^{\frac{1}{2}}k\sigma^2-\varepsilon^{-1}k^2\left(\varepsilon k^2+\frac{1}{2}\right)\sigma-\frac{1}{2}\varepsilon^{-\frac{1}{2}}k^3+\frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}\alpha\gamma T^2k}{4}=0 \tag{38}$$

当取$C_a=25\text{m/s}$，$C_s=2\text{m/s}$，$\alpha\gamma=5\times10^{-9}\text{s}^{-2}$时，所算得的频率实部$\sigma_r$和虚部$\sigma_i$分别见图1。在图1中同时给出两个自由 Kelvin 模σ_{ak+}，σ_{ak-}和一个自由 Rossby 模 σ_{sRo} 的曲线。由图1可见，在短波波段频率与海洋中自由Rossby波的频率σ_{sRo}十分接近的根σ_{r2}，当它与 Kelvin 模相互作用后，在波数小于某一临界值的一侧，其值变为正，即耦合波转为向东转播。然而，在长波波段与接近自由 Kelvin 模σ_{ak+}的σ_{r1}重合后，变成不稳定波，其增长率为σ_{i12}。另一个根σ_{r3}，其频率与自由的 Kelvin 模σ_{ak-}接近。这是一支中性的向西传播的波。

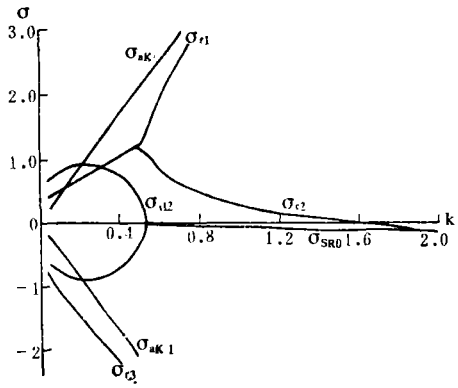


图 1　大气Kelvin与海洋 Rossby 波相互作用后的耦合波(n=0)

由$n=0$这一简单耦合波的例子，可以看到海气相互作用有两方面的效果。一是：在短波波段本质上为海洋Rossby波的波，由于大气风应力的强迫，使它在波长适当长后转为向东传播。二是当两支波一经耦合在一起后，波由中性变为不稳定。关于第一点，只要海洋与大气之间存在反馈过程，就能使波的传播性质发生变化。这可以按下面的方法来分析，令

式(34)中的时间变化项为零,这样相当于滤掉耦合系统中两支Kelvin波,于是有

$$\frac{\partial u_a}{\partial x}=-\frac{\varepsilon^{\frac{5}{2}}}{2}aTh_s \tag{39}$$

这实际上是大气作用于海洋风应力的一种参数化形式。由于$h_s\sim T'_s$(海表温度距平),这一参数化是合理的,它表示暖(冷)水将使大气的低层风辐合(辐散),或者反过来说,风的辐散(辐合)将使海水上翻(下沉),从而海表温度变冷(暖)。当用式(39)来代替式(34)后,相应的频率方程(38)变成

$$\varepsilon^{-1}k^2\left(\varepsilon k^2+\frac{1}{2}\right)\sigma+\frac{1}{2}\varepsilon^{-\frac{1}{2}}k^3-\frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}a\gamma T^2}{4}k=0 \tag{40}$$

或者写成

$$\sigma=-\frac{\frac{1}{2}\varepsilon^{\frac{1}{2}}k}{\varepsilon k^2+1/2}\left[1-\frac{\varepsilon a\gamma T^2}{2k^2}\right] \tag{41}$$

显然,当无海气之间的反馈过程或相互作用时,即$a\gamma=0$时,这是海洋中经圈模 $n=0$ 时的Rossby波。而海气相互作用将使耦合波的频率低于自由 Rossby 波,如回到有量纲量,海气相互作用将起到减小β的作用,并当

$$k<\left(\frac{\varepsilon a\gamma}{2}\right)^{1/2}T=k_s \tag{42}$$

时,耦合后的长波转为向东传播。在另一方面,也可以看到,单一模态(现在为 $n=0$)的Rossby波,如果没有另外一支波与之相互作用,虽然海气之间存在着反馈过程,但也不能使耦合波不稳定,也即在海气耦合系统中至少存在两支行波,才有可能使耦合波产生不稳定性。在图 1 中,是$n=0$的一支Rossby波与一支 Kelvin 波相互作用后,使耦合波变为不稳定波。下面将指出,Kelvin波不是唯一能使耦合波变成不稳定的波。

对于赤道对称的波,当$n=0,2$ 时,由过程(37)所构成的本征值问题,其频率方程是 6 阶的,现用短阵方法求解。由图 2 可见,与自由波 σ_{ak+}、σ_{ak-} 频率接近的都是一对共轭复

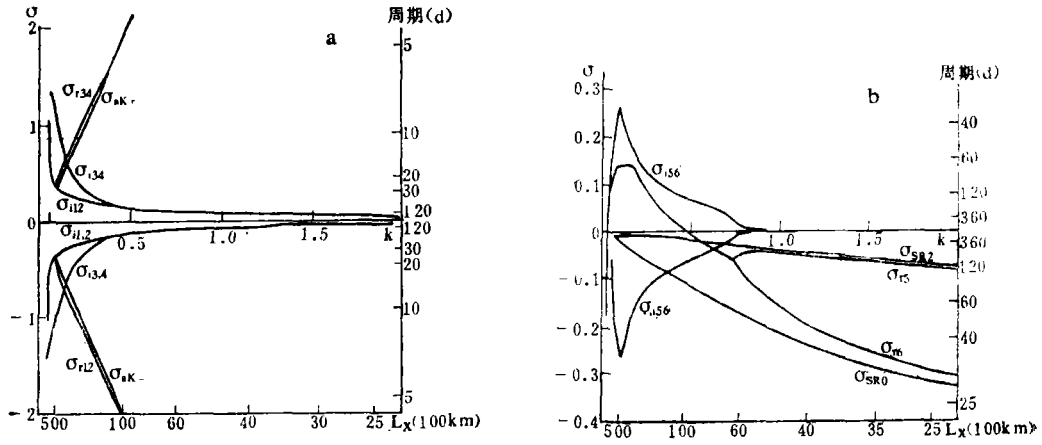


图 2 大气Kelvin波与海洋Rossby波相互作用后的耦合波

($n=0,2$; a 耦合后的Kelvin波, b 耦合后的Rossby波)

根，海气相互作用对它们的频率影响不大，但使原来中性波变为不稳定波。有趣的是另外两个在高波数区频率接近自由Rossby波 $\sigma_{sR0}(n=0)$和 $\sigma_{sR2}(n=2)$的根，这两支波在长波波段相遇后转为向东传播，并出现不稳定，即变成共轭复根。计算表明，出现共轭复根的区域，随着$\alpha\gamma$ 的增大向短波方向移动。

这一计算揭露了一个很有兴趣的现象，即只要在一个存在反馈的海气耦合系统中，两个不同n 的 Rossby 模自身就可以耦合而产生不稳定的耦合波。为进一步说明这一点，仍用式(39)而把大气中两支瞬变的Kelvin波去掉，这相当于在式(37)中，令右端分母括号中的σ^2为零，使耦合系统中只存在$n=0,2$两个时间变化的Rossby模，耦合波的频率为

$$\sigma_{1,2}=-\frac{1}{2}\left(\frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}k}{2}-\frac{\varepsilon^{\frac{3}{2}}\alpha\gamma T^2}{4k}\right)\left(\frac{1}{\varepsilon k^2+1/2}+\frac{1}{\varepsilon k^2+5/2}\right)$$
$$\pm\frac{1}{2}\left[\left(\varepsilon k^2+\frac{1}{2}\right)\left(\varepsilon k^2+\frac{5}{2}\right)\right]^{-1}\left\{\left[\left(\frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}k}{2}-\frac{\varepsilon^{\frac{2}{2}}\alpha\gamma T^2}{4k}\right)(2\varepsilon k^2+3)\right]^2\right.$$
$$\left.-4\left(\varepsilon k^2+\frac{1}{2}\right)\left(\varepsilon k^2+\frac{2}{5}\right)\left[\left(\frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}k}{2}-\frac{\varepsilon^{\frac{3}{2}}\alpha\gamma T^2}{4k}\right)^2+\frac{\varepsilon^3\alpha^2\gamma^2T^4}{8k^2}\right]\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{43}$$

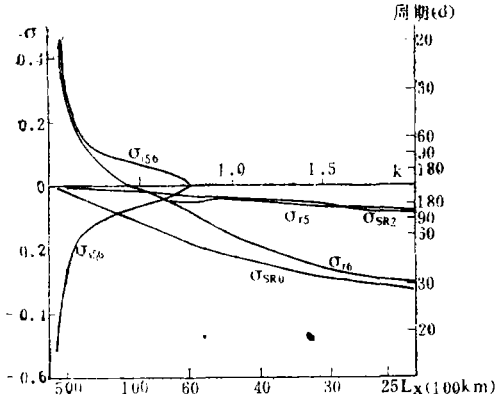


图 3　大气Kelvin波与海洋Rossby波相互作用后的耦合波
（自由Kelvin模已过滤）

由此可见，公式的第一部分相当于考虑海气相互作用修正后，$n=0,2$ 两个 Rossby 波频率的平均值。公式的第二部分，当$\alpha\gamma$ 适当大后，将变为虚数，即出现不稳定的耦合波。当$\alpha\gamma=10^{-9}s^{-2}$时，这两支波的色散关系和增长（阻尼）率见图 3。可见，除超长波段受歪曲外，其物理特征与图 2 未滤掉大气 Kelvin 波的结果接近。下面将会看到，海气相互作用后的耦合波的这种性质，即同类物理本质的波存在不同经圈模之间的相互作用，从而使耦合后的波变为不稳定，具有一定的普遍性。

4.2 大气Rossby波和海洋Kelvin波的相互作用

控制方程为(26)和(19)，特征量取 $y=(C_a/2\beta)^{1/2}y^*$，$h_a=(C_a^2/2g)h_a^*$，其它同式(33)，无量纲方程为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\varepsilon\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)h_s=-2\varepsilon^{-\frac{1}{2}}\gamma T\frac{\partial u_a}{\partial x} \tag{44}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}-\frac{1}{4}y^2\right)\frac{\partial h_a}{\partial x}+\frac{\varepsilon^{-\frac{1}{2}}\partial h_a}{2\partial x}=\frac{\varepsilon^2\alpha T}{4}y^2h_s \tag{45}$$

并对强迫的风应力近似地取

$$yu_a=-\frac{\partial h_a}{\partial y} \tag{46}$$

由此得到耦合方程为

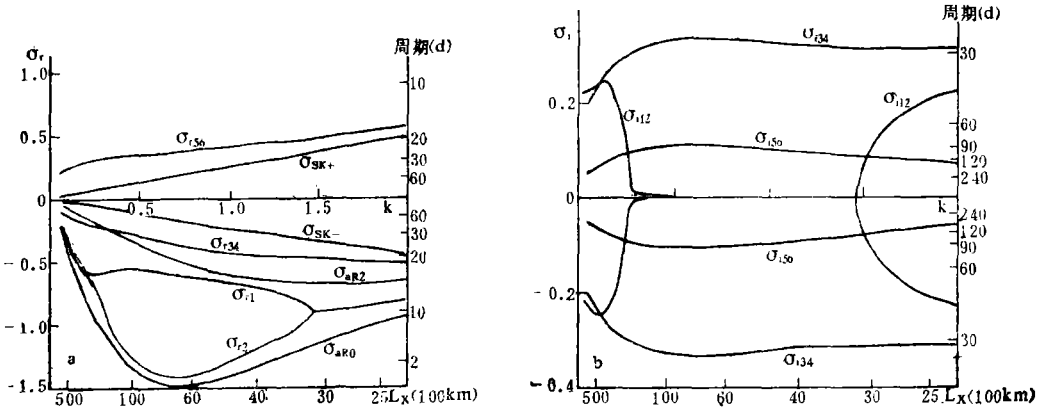


图 4 大气Rossby波和海洋 Kelvin波的相互作用($n=0,2$)

$$\sum_n \left\{\left[\left(ck^2+\frac{\varepsilon^{-\frac{1}{2}}k}{2\sigma}\right)+\left(n+\frac{1}{2}\right)\right]D_n(y)h_{a,n}^{(0)}\right\}$$
$$=\frac{\varepsilon^{\frac{3}{2}}\alpha\gamma T^2}{4}\frac{k}{\sigma(\sigma^2-\varepsilon k^2)}\sum_n[D_{n+2}(y)+D_n(y)$$
$$-n(n-1)D_{n-2}(y)]h_{a,n}^{(0)} \qquad (47)$$

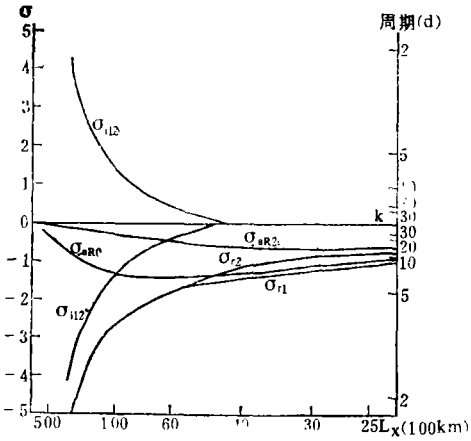


图 5 大气Rossby波和海洋Kelvin 波的相互作用
(自由 Kelvin 波已被过滤)

不再重复与上面类似的讨论，直接给出 $n=0,2$ 时的 6 个频率，这时取 $\alpha\gamma=5\times10^{-9}s^{-2}$，所算得的结果见图4。同样地，两支自由的Kelvin 波变成共 轭的不稳定波，而两个不同经圈模的 Rossby 波，在长波和短波波段变成共轭的不稳定波。但在现在的情况下，由两个Rossby模所产生的耦合波，不具有向东传播的性质，其原因是海气相互作用引起增大 β的作用。 同时，为与上面的结果比较，在图 5 中给出滤掉海洋中自由Kelvin波的结果，这时$\alpha\gamma=10^{-9}s^{-2}$。由图可见，两个不同 经圈模 的 Rossby 波，仍然可以相遇并合成一支，同时耦合波变成不稳定。但也可以看到，这一近似在长波波段会带来较大的误差。

5 小 结

以上的分析结果表明，当大气和海洋中的自由波分别为 Kelvin波和 Rossby 波时，经相互作用后的耦合波，频率接近自由 Kelvin 波的耦合波相速度变化不大，但波由中性变为不稳定。在海气相互作用下，两个不同经圈模的自由 Rossby 波也可以耦合起来变成长波波段的不稳定波，同时耦合后的波，可以在长波波段转为向东传播。当海洋的自由波为

Rossby波时，其激发出的耦合波的周期量级为月。因此，在解释 ENSO 事件中的某些物理量的传播和发展特征，可能更重要一些。在另一方面，当海洋中的自由波为 Kelvin 波时，虽然在整个波段只具有一个方向的传播性质，但由于波是不稳定的，也可能对 ENSO 现象的物理解释有一定的参考意义。

参考文献

[1] Bjerknes J. A possible response of the atmospheric Hadley Circulation to equatorial anomalies of ocean temperature. Tellus, 1966, 18:820—829.

[2] Bjerknes J. Atmospheric teleconnections from the equatorical Pacific. Mon Wea Rew, 1969, 97:163-172.

[3] Lau Ka-ming. Oscillation in a simple equatorical climate system. J Atmos Sci, 1981, 38:248—261.

[4] Philander S G H, Yamagata T, Pacanowski R C. Unstable air-sea interaction in the tropics. J Atmos Sci, 1984, 41:604-613.

[5] Yamagata T, Stability of a simple air-sea coupled model in tropics, In Nihoul J C J (Editor). Coupled ocean-atmosphere model. Elsevier Oceanogr Ser, 40, Elsevier, Amsterdam, 1985, 637—656.

[6] Gill A E. Elements of coupled ocean-atmosphere models for the tropics. In Nihooul J C J(Editor). Coupled ocean-atmosphere model. Elsevier Oceanogr Ser, 40, Elsevier, Amsterdam, 1985, 303—327.

[7] Chao Jiping, Zhang Renhe. The air-sea interaction wave in the tropics and their instabilities. Acta Meteor Sinica, 1988, 2:275—287.

[8] Ji Zhengung, Chao Jiping. An analytical coupled air-sea interaction model. J Marine System, 1991, 1:263-270.

[9] Hirst A C. Free equatorial instabilities in simple coupled atmosphere-ocean models. In Nihoul J C J (Editor). Coupled ocean-atmosphere model. Elsevier Oceanogr Ser, 40, Elsevier, Amsterdam, 1985, 153—165.

[10] Hirst A C. Unstable and damped equatorial models in simple coupled ocean-atmosphere models. J Atmos Sci, 1986, 43:606-630.

[11] Anderson D L T, Gill A E. Spin-up of a stratified ocean with application to upwilling. Deep-sea Res, 1975, 22:583—596.

SIMPLE AIR-SEA COUPLED WAVES IN THE TROPICS

——The interaction between Rossby and Kelvin waves

Chao Jiping　Wang Zhanggui

(*National Research Center for Marine Environment Forecasts,Beijing* 100081)

Abstract

In this paper, the interactions between atmospheric Kelvin (Rossby) wave and oceanic Rossby (Kelvin) wave are investigated. It is indicated that both interactions can excite the unstable coupled waves. One kind of them, the frequencies are close to the free Kelvin waves. Other are actually produced by Rossby wave with different mode N. The characteristics of their propagation and instability are also discussed.

Key words: Kelvin wave, Rossby wave, Air-sea coupled waves, Propagation and instability.