

关于海温准三年及半年周期振荡的 随机气候模式*

李 麦 村

黄 嘉 佑

(中国科学院大气物理研究所)

(北京大学地球物理系)

提 要

本文提出用二次随机振动的海气相互作用的模式解释了关于存在太平洋地区海温准三年及半年周期振荡的物理机制,探讨在模式中各个反馈系数之间的关系和作用。认为云在准三年周期振荡过程中起着重要作用,而在准半年周期振荡中自身反馈过程则是主要的过程。

一、引 言

众所周知,在海气系统中存在着相互作用。但是,这种作用的物理机制是什么?它们是如何进行的?不少学者对此曾作过探讨。例如, Frankignoul^[1] 等人认为海洋是具有很大热容量的流体,表现为海温的变化是缓慢的。而大气,尤其是天气尺度的天气过程,其变化是十分迅速的。因而他们把大气作为随机外力输入,海温变化作为这种输入的一个响应,并以此来解释海气的相互作用,提出一个一次随机振动的气候模式。后来 Wright^[2] 和 Nicholls^[3] 亦作类似的考虑,把随机外力项加到描述大气变化的方程中,建立相应的随机气候模式来解释海气的相互作用。

我们认为,海气相互作用不能单一地考虑把大气作为随机外力所产生的结果。海气的相互作用是由海、气内部各种因素及随机因子相互作用的综合结果,它们之中存在自身的或相互之间的各种反馈过程,这些过程又是相互调整、相互制约的。根据这种观点,我们由海气系统的运动方程和能量平衡方程出发,导出海气耦合微分方程组。并由此建立一个解释海温长期变化及周期性振荡现象的二次随机振荡模式。本文将介绍这一模式的建立过程以及如何用它解释海温周期振荡现象。

二、海温气候变化的随机模型

在大气中,根据热量平衡方程,若略去其中水平输送项,则局地气温变化可表示为:

* 本文于 1981 年 12 月 31 日收到, 1983 年 1 月 28 日收到修改稿。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = (H_s + H_L + H_R) / (\rho C_p H) \quad (1)$$

式中 T 为气温, H_s 为感热通量, H_L 为潜热通量, H_R 为辐射差额, ρ 为空气密度, C_p 为定压比热, H 为均质大气高度。

对于海温, 若略去海水盐份、平流和消耗的影响, 局地海温变化亦类似地写为:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = (H_s^w + H_L^w + H_R^w) / (\rho^w C_p^w h) \quad (2)$$

其中 T_s 为海温, h 为海水混合层深度。其余符号表示的物理量与(1)式相同。只在右上方标以“ w ”, 表示在海水中相应的物理量。

我们首先讨论对海温局地变化的热源收支情况。根据海洋混合层的讨论^[2], 海水的感热 H_s^w 与潜热 H_L^w 的热通量和邻近的海面气温及风速有如下关系:

$$H_L^w + H_s^w = C_H(1+B)\rho C_p(T-T_s)|V| \quad (3)$$

其中 C_H 为感热传导系数, B 为潜热与感热通量之 Bowen 比, V 表示经向风速。辐射差额部分可表示成:

$$H_R^w = I^w - F^w \quad (4)$$

I^w 与 F^w 分别表示海洋所吸收的短波辐射和放出的长波辐射。 I^w 可参照 Nicholls 的工作^[3], 加上对云的作用的考虑, 可表示为:

$$I^w = \frac{1}{4}\mu I_0(1-\alpha_p^w)[1-n_1(T)] \quad (5)$$

式中 I_0 为太阳常数, μ 为削弱系数, α_p^w 为海水反射率, $n_1(T)$ 代表云对短波辐射的削弱函数, 它反映云中水滴对太阳辐射的吸收、散射, 因与大气状态有关, 故记为气温 T 的函数。

又由于海水反射率与海水温度有关, 可记为:

$$\alpha_p^w = a^w - b^w T_s$$

其中 a^w 、 b^w 为大于 0 的常数。用上式代入(5)式, 则有:

$$I^w = \left[\frac{1}{4}\mu I_0(1-a^w) + \frac{1}{4}\mu I_0 b^w T_s \right] [1-n_1(T)] \quad (6)$$

同样, 对海水向上释放的长波辐射差额可类似地写为:

$$F^w = \epsilon^w \sigma T_s^4 [1-n_2(T)] - \epsilon \sigma T^4 \quad (7)$$

式中 ϵ^w 、 ϵ 分别为海水和大气的有效放射率, σ 为波尔兹曼常数, $n_2(T)$ 为云对向外长波辐射的削弱函数, 它与 $n_1(T)$ 类似也看成为大气气温的函数。将(6)与(7)式代入(4)式可得到海水的辐射差额为:

$$H_R^w = \frac{1}{4}\mu I_0(1-a^w + b^w T_s)[1-n_1(T)] - \sigma\{\epsilon^w T_s^4 [1-n_2(T)] + \epsilon T^4\} \quad (8)$$

对于大气的热量收支情况, 类似海温的考虑, 并参考长期数值天气预报研究小组的工作^[4], 把感热和潜热在大气中的输送项写为:

$$H_s + H_L = \rho C_p C_D (T_s - T) |V_0| + \left(L \rho K_T \bar{\gamma} \frac{\partial \ln \tilde{e}_s}{\partial T} \cdot \frac{\partial \tilde{q}_s}{\partial T} \right)_0 T_s \quad (9)$$

式中 C_D 为曳力系数, $|V_0|$ 为海面风速绝对值, \tilde{q}_s 、 \tilde{e}_s 分别为海面附近的饱和比湿和水汽压, $\bar{\gamma}$ 为平均温度递减率, K_T 为湍流导热系数, L 为蒸发潜热。

对于大气的辐射通量,其短波辐射部分可写为

$$I = \frac{1}{4} \mu I_0 [1 - n_3(T)]$$

$n_3(T)$ 为云对大气所吸收的短波辐射的削弱函数。同样,大气所放出的长波辐射可表示为:

$$F = \varepsilon \sigma T^4 - \varepsilon^w \sigma T_s^4 [1 - n_4(T)] \quad (10)$$

$n_4(T)$ 为云对海水向大气输送的长波辐射的削弱函数。于是大气中辐射差额部份可写为:

$$H_R = \frac{1}{4} \mu I_0 [1 - n_3(T)] - \varepsilon \sigma T^4 + \varepsilon^w \sigma T_s^4 [1 - n_4(T)] \quad (11)$$

如果把单位厚度海水层热量收支记为 Q^w ,

$$Q^w = (H_L^w + H_S^w + H_R^w) / (h C_p^w \rho^w) \quad (12)$$

并把它看成为海温、气温及其它变量(如风速、相对湿度等)的函数,即有:

$$Q^w = Q^w(T_s, T, X_i)$$

X_i 表示除海温和气温外其它变量。若将各变量分解为气候平均部分和气候振动部分(即对平均的距平部分),表示为:

$$\begin{aligned} T_s &= \bar{T}_s + T'_s \\ T &= \bar{T} + T' \\ X_i &= \bar{X}_i + X'_i \end{aligned}$$

这样一来,热量收支亦可分解为平均部分和对平均的偏差部分:

$$Q^w = \bar{Q}^w(\bar{T}_s, \bar{T}, \bar{X}_i) + Q^w'(T'_s, T', X'_i)$$

对热量收支又可按泰勒级数在平衡状态下 ($T = T_s = T_0$) 展开(略去高阶微商项)有:

$$Q^w = \bar{Q}^w + \left. \frac{\partial Q^w}{\partial T_s} \right|_{T_s=T_0} T'_s + \left. \frac{\partial Q^w}{\partial T} \right|_{T=T_0} T' + \sum \left. \frac{\partial Q^w}{\partial X_i} \right|_{T_0} X'_i$$

于是海温气候距平随时间变化可表示为:

$$\frac{\partial T'_s}{\partial t} = \left. \frac{\partial Q^w}{\partial T_s} \right|_{T_s=T_0} T'_s + \left. \frac{\partial Q^w}{\partial T} \right|_{T=T_0} T' + \sum \left. \frac{\partial Q^w}{\partial X_i} \right|_{T_0} X'_i$$

利用(3)、(8)及(12)式代入上式,得:

$$\frac{\partial T'_s}{\partial t} = -\lambda_3 T'_s + \lambda_4 T' + W_2(t) \quad (13)$$

其中

$$\begin{aligned} \lambda_3 &= \frac{1}{h \rho^w C_p^w} \left\{ C_H (1+B) \rho C_p |V| - \frac{1}{4} \mu I_0 b^w + 4 \sigma \varepsilon^w [1 - n_2(T_0)] T_0^3 \right\} \\ \lambda_4 &= \frac{1}{h \rho^w C_p^w} \left\{ C_H (1+B) \rho C_p |V| - \frac{1}{4} \mu I_0 (1 - a^w + b^w T_0) \left. \frac{\partial n_1(T)}{\partial T} \right|_{T=T_0} \right. \\ &\quad \left. + \sigma \varepsilon^w T_0^4 \left. \frac{\partial n_2(T)}{\partial T} \right|_{T=T_0} - 4 \sigma \varepsilon T_0^3 \right\} \\ W_2(t) &= \sum \left. \frac{\partial Q^w}{\partial X_i} \right|_{T_0} X'_i \end{aligned}$$

类似地对气温也使用同样的方法,即对大气单位厚度热量收支部分有:

$$Q = (H_L + H_S + H_R) / (\rho C_P H)$$

作泰勒级数展开后并比较气温距平变化部分

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = \frac{\partial Q}{\partial T} \Big|_{T=T_0} T' + \frac{\partial Q}{\partial T_s} \Big|_{T_s=T_0} T'_s + \sum \frac{\partial Q}{\partial X_i} \Big|_{T_0} X'_i$$

可得

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = -\lambda_2 T' + \lambda_1 T'_s + W_1(t) \quad (14)$$

其中

$$\lambda_2 = \frac{1}{\rho C_P H} \left\{ \rho C_P C_D |V_0| + \frac{1}{4} \mu I_0 \frac{\partial n_3(T)}{\partial T} \Big|_{T=T_0} + \right. \\ \left. 4 \varepsilon \sigma T_0^3 + \varepsilon^w \sigma T_0^4 \frac{\partial n_4(T)}{\partial T} \Big|_{T=T_0} \right\} \\ \lambda_1 = \frac{1}{\rho C_P H} \{ \rho C_P C_D |V_0| + \nu + 4 \varepsilon^w \sigma T_0^3 [1 - n_4(T_0)] \} \\ W_1(t) = \sum \frac{\partial Q}{\partial X_i} \Big|_{T_0} X'_i$$

系数 λ_1 中的 ν 为:

$$\nu = (L \rho K_T \bar{y} \frac{\partial \ln \tilde{e}_s}{\partial T} \frac{\partial \tilde{q}_s}{\partial T}) \Big|_{T=T_0}$$

(14)与(13)式组成描写海气相互作用的常微分方程组。即

$$\begin{cases} \frac{dT'}{dt} = -\lambda_2 T' + \lambda_1 T'_s + W_1(t) \\ \frac{dT'_s}{dt} = -\lambda_3 T'_s + \lambda_4 T' + W_2(t) \end{cases} \quad (15)$$

(式中由于仅考虑海温、气温的局地变率,故改为全微分符号)容易从上式导出二阶微分方程为:

$$\frac{d^2 T'_s}{dt^2} + (\lambda_2 + \lambda_3) \frac{dT'_s}{dt} + \lambda_2 \lambda_4 \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_4} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) T'_s = W \quad (16)$$

其中

$$W = \frac{dW_2(t)}{dt} + \lambda_4 W_2(t) + \lambda_2 W_1(t)$$

由于 X_i 是除海温及气温之外的其它变量,可以把它们看成随机变量。这样一来, $W_1(t)$ 及 $W_2(t)$ 就可看成微分方程组(15)的随机外力项。

若不考虑海洋的随机外力项的影响,即当 $W_2(t) = 0$ 时。海温随时间距平变化实际上就看成唯一地由大气随机外力影响,它的响应功率谱可表示为:

$$Y(\omega) = \frac{\lambda_2^2 F(0)}{(\lambda_2 \lambda_3 - \lambda_1 \lambda_4 - \omega^2)^2 + (\lambda_2 + \lambda_3)^2 \omega^2} \quad (17)^{[5]}$$

其中 $F(0)$ 为把 $W_1(t)$ 看成白色噪音过程所对应的功率谱, ω 为圆频率。若仅考虑海温对大气的响应,即 $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_4 = 0$ 时,(15)式就和 Frankignoul 等人的模式一致。

我们认为,海、气中的随机外力及其相互作用均应得到考虑,并假定存在于海、气中的随机外力均为白色噪音过程。则海温响应谱可表示为

$$Y(\omega) = \frac{[(\lambda_2 + \lambda_4)^2 + \omega^2]F(0)}{(\lambda_2\lambda_3 - \lambda_1\lambda_4 - \omega^2)^2 + (\lambda_2 + \lambda_3)^2\omega^2} \quad (18)$$

式中 $F(0)$ 为 $W_1(t)$ 及 $W_2(t)$ 作为白色噪音过程的功率谱。

三、对海温周期性振荡现象的解释

我们对东太平洋热带地区 ($180^\circ \sim 90^\circ W$, $10^\circ N \sim 10^\circ S$) 选取 40 个网格点上 1951—1975 年期间逐月海温资料进行主要因子分析^[6], 得到该地区海温逐月第一主要因子分量, 并对这一分量时间序列进行功率谱分析。结果发现该地区的海温存在十分明显的准三年周期(约 40 个月, 见表 1 第三行)。

表 1 东太平洋热带地区海温功率谱的比较

周期(月)	∞	40.0	20.0	13.3	10.0	8.0	6.7
圆频率	0	0.16	0.31	0.47	0.63	0.79	0.94
实测谱	0.294	0.378	0.205	0.042	0.027	0.020	0.018
模拟谱	0.170	0.378	0.154	0.063	0.033	0.020	0.014
周期(月)	5.7	5.0	4.4	4.0	3.6	3.3	3.1
圆频率	1.10	1.26	1.41	1.57	1.73	1.89	2.04
实测谱	0.019	0.019	0.010	0.008	0.012	0.012	0.008
模拟谱	0.010	0.008	0.006	0.005	0.004	0.003	0.003
周期(月)	2.9	2.7	2.5	2.4	2.2	2.1	2.0
圆频率	2.17	2.33	2.51	2.67	2.83	2.99	3.14
实测谱	0.005	0.005	0.007	0.008	0.006	0.007	0.004
模拟谱	0.003	0.002	0.002	0.002	0.002	0.001	0.001

为了考察海温准三年周期振荡现象的物理机制, 我们要用(18)式的海温响应谱来模拟实测谱。如果(15)式的随机模型是能反映实际的海气相互作用的话, 那么海温响应谱((18)式的 $Y(\omega)$)的谱曲线应有极大值存在, 且就在 $\omega = 0.16$ 附近。在这种情况下, (15)式模式中的各反馈系数应满足什么关系呢?

事实上, 如果令

$$\alpha = \lambda_2\lambda_3 - \lambda_1\lambda_4$$

$$\beta = (\lambda_2 + \lambda_3)^2$$

$$\gamma = (\lambda_2 + \lambda_4)^2$$

要使(18)式的 $Y(\omega)$ 达到极大, 极值点对应的 ω 值为

$$\omega = \pm \left\{ \frac{1}{2} [-2\gamma \pm \sqrt{4\gamma^2 - 4(\beta\gamma - \alpha^2 - 2\alpha\gamma)}] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

显然要使 ω 为实数, 必须要求

$$-2\gamma \pm \sqrt{4\gamma^2 - 4(\beta\gamma - \alpha^2 - 2\alpha\gamma)} > 0$$

即

$$4\gamma^2 - 4(\beta\gamma - \alpha^2 - 2\alpha\gamma) > 4\gamma^2$$

即要求

$$\beta\gamma - \alpha^2 - 2\alpha\gamma < 0 \quad (20)$$

用反馈系数的关系代入以上不等式有

$$\frac{(\lambda_2 + \lambda_3)^2}{2} < \lambda_2\lambda_3(1-q) + \frac{\lambda_2^2\lambda_3^2(1-q)^2}{2(\lambda_2 + \lambda_4)^2} \quad (21)$$

其中

$$q = \frac{\lambda_1\lambda_4}{\lambda_2\lambda_3}$$

Oerlemans 曾指出^[7], (15) 式有稳定解的必要条件是 $0 < q < 1$ 。因此在假设各反馈系数皆为正实数条件下, 则有下面不等式成立

$$\lambda_2\lambda_3 + \frac{\lambda_2^2\lambda_3^2}{2(\lambda_2 + \lambda_4)^2} > (\lambda_2\lambda_3)(1-q) + \frac{\lambda_2^2\lambda_3^2}{2(\lambda_2 + \lambda_4)^2}(1-q)^2$$

用上式与(21)式相比较, 有

$$(1-q) \left[\lambda_2\lambda_3 + \frac{\lambda_2^2\lambda_3^2}{2(\lambda_2 + \lambda_4)^2} \right] > \frac{(\lambda_2 + \lambda_3)^2}{2}$$

即

$$\frac{(\lambda_2 + \lambda_3)^2}{2} < \lambda_2\lambda_3 + \frac{\lambda_2^2\lambda_3^2}{2(\lambda_2 + \lambda_4)^2} \quad (22)$$

化简后可得下面的不等式

$$\lambda_2^2 < \lambda_3^2 \left[\frac{\lambda_2^2}{(\lambda_2 + \lambda_4)^2} - 1 \right] \quad (23)$$

但据假设条件(即 $\lambda_i > 0 (i=1, 2, 3, 4)$), 则有

$$\frac{\lambda_2^2}{(\lambda_2 + \lambda_4)^2} < 1$$

这样代入(23)式就会有 $\lambda_3^2 < 0$ 的结果, 这显然与假设条件不符。因此, 要使海温响应谱存在极大值, 必须不能使 $\lambda_i (i=1, 2, 3, 4)$ 同时大于 0。要使(22)式成立, λ_2 及 λ_4 中必须有一个为负值。但从(14)式中的 λ_2 来看, 云的削弱系数 $n_3(T)$ 及 $n_4(T)$ 通常可看成随温度增加而增加, 这样 $\lambda_2 > 0$ 。而且, 对于海、气单独系统, 本身自反馈现象是十分明显的, 在一般的随机模型中也取正值^[1-3]。由此看来, λ_4 只能取负值。

事实上, 从 λ_4 的表达式中可见, 当云对短波辐射的削弱系数 $n_1(T)$ 随温度增加的作用变得比较显著时就可能使 λ_4 成为负值。这一物理过程似乎是在热带太平洋地区。由于云量增多, 对太阳短波辐射削弱作用明显加强, 即大气对海温的负反馈作用加强, 使下垫面的海温变冷。这点, 在 Wetherald 等人^[8]的数值实验中得到证实。他们计算云对下垫面辐射差额的影响时, 发现在中低纬度地区由于云的存在使下垫面辐射差额为负值。在研究云与下垫面温度关系时, Hunt^[9]也作出云的反射对下垫面温度有很强的负反馈的

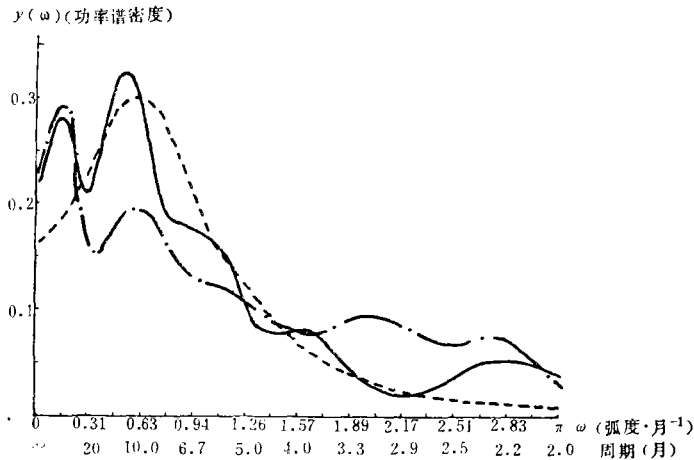


图 1 中纬度太平洋地区海温功率谱
(实线(—)表示东部地区的功率谱,
点划线(·—·)表示西部地区的功率谱,
虚线(---)表示准半年周期的模拟谱。)

结论。这就说明,在海气相互作用的过程中,大气主要通过云的作用影响海温的长期气候变化。这种相互作用的结果使海温产生周期性的振荡现象。

我们用扩散系数 D 与白色噪音谱的关系^[1]

$$F(0) = \frac{D}{\pi} \quad (24)$$

作为白色噪音输入谱的估计, 并取 $D = 1.5(\text{C}^2)/\text{年}$, $\lambda_1 = 1/1.6(\text{弧度} \cdot \text{月}^{-1})$, $\lambda_2 = 1/5.8(\text{弧度} \cdot \text{月}^{-1})$, $\lambda_3 = 1/1.95(\text{弧度} \cdot \text{月}^{-1})$, $\lambda_4 = -1/24.0(\text{弧度} \cdot \text{月}^{-1})$ 代入(18)式得到模拟的海温响应功率谱, 其功率谱值乘上 0.194 比例常数列入表 1 中节四行。从表 1 中第三、四行的数值比较可见, 模拟谱与实测谱十分一致。

从模拟谱中各反馈系数来看, $|\lambda_3| > |\lambda_4|$, 说明在形成海温准三年周期振荡过程中, 海温自反馈作用比大气、海洋相互作用大。又从 $|\lambda_1|$ 比其它几个反馈系数的绝对值要大的多的情况来看, 说明在准三年振荡过程中, 海温起主导作用。但是在这种过程中, 大气与海洋的相互作用是不可忽略的。这点从与单独考虑海温自反馈随机模型的比较中可以发现, 在 Frankignoul 等人^[1]的模式中, 海温自反馈系数为 $1/4.5(\text{月}^{-1})$ (它相当于本文模式中的 λ_3 , 数值相应为 $1/0.72 \text{ 弧度} \cdot \text{月}^{-1}$), 这一数值明显地比本文模式中海温自反馈系数 λ_3 大得多。在他们的模式中海温响应是长时期的气候趋势, 没有周期性振荡现象。这就说明, 短期的海温周期性振荡现象的出现是和大气、海洋存在着相互作用有关的。表现为海温自反馈作用相对地变小一些, 而海温对大气的反馈作用增加。

我们也曾对中纬度太平洋地区的逐月海温作过因子分析^[6]。考虑到这一地区东部和西部海温变化有不同的特点, 把这一地区海温分成东部地区 ($160^\circ\text{W} - 110^\circ\text{W}$, $10^\circ\text{N} - 30^\circ\text{N}$) 与西部地区 ($120^\circ\text{E} - 170^\circ\text{W}$, $20^\circ\text{N} - 40^\circ\text{N}$), 类似地求出上述两地区海温第一因子逐月变化序列并进行谱分析。图 1 分别绘出它们的功率谱曲线。从图中发现中纬度太平洋地区海温存在约半年左右的周期振荡(当然, 东部地区较西部地区表现略为明显些)。

同样,我们针对这一现象利用(18)式作一模拟。取 $D=1.5(^{\circ}\text{C})^2/\text{年}$, $\lambda_1=1/15.9(\text{弧度}\cdot\text{月}^{-1})$, $\lambda_2=1/1.4(\text{弧度}\cdot\text{月}^{-1})$, $\lambda_3=1/6.2(\text{弧度}\cdot\text{月}^{-1})$, $\lambda_4=-1/33.0(\text{弧度}\cdot\text{月}^{-1})$ 。代入(18)式计算得到海温响应模拟谱,在图1以虚线表示。

从海温振荡现象模拟的比较来看,半年振荡模式中大气对海洋的反馈系数(λ_4)比准三年振荡模式中的要小,其原因可能是在中纬度地区,由于云量较热带地区要少,使得海气相互作用有所削弱。从 λ_3 (在半年模式中)比三年模式中的 λ_3 大的情况来看,说明中纬度地区海洋系统的自反馈作用加强,海洋对大气的反馈作用则有所削弱,大气系统的自反馈作用加强。这一事实表明,中纬度地区的大气、海洋相互作用比热带地区有所减弱,而自身系统中的反馈作用却加强了,造成海温的半年左右周期振荡现象。

四、结论与讨论

在本文中我们提出一个二阶随机振动气候模式,并用它解释了存在于太平洋地区海温周期性振荡现象。我们发现存在于海、气系统中的随机外力以及它们的相互作用是产生这种现象的主要原因。在热带地区海温准三年周期振荡中,云的负反馈作用起十分重要的作用。在中纬度地区,云的反馈作用及海气相互作用有所减弱,海、气系统自身的反馈作用加强可能是造成该地区海温半年左右周期振荡的原因。

在本文的模式中所取的反馈系数数值量级与 Wright^[2]所取的比较接近,但他讨论的是随机外力对大气的作用,并假定它是红色噪音过程(马尔柯夫过程)。我们认为,随机外力不可能仅出现在海、气系统中的某一个系统,而应全部考虑,而且对随机因素来说,看成纯白色噪音过程似乎更为合理。从本文模式中反馈系数的符号来看,似乎与 Nicholls^[3]的半经验随机模式类似,但他建立的仅是气压与气温的经验模式,并没有考虑它们之间的交叉作用。我们的试验表明,这种相互作用是十分重要的。

准三年及准半年周期海温振荡现象是众所周知的,它和某些气象要素在热带和中纬度存在的周期性振荡现象^[10]是对应的,因而是一种十分重要的周期性振荡现象。本文的随机模式作了较为满意的模拟,但是,存在于海气系统中的相互作用过程是极其复杂的,我们这一模式仅为解释这一现象提供一个探索途径。有关海气相互作用的物理过程还必须作进一步的探讨。

参 考 文 献

- [1] Frankignoul, C. and K. Hasselmann, Stochastic climate models, part II. Application to seasurface temperature anomalies and thermocline variability, *Tellus*, **29**, 289—305, 1977.
- [2] Wright, P. B., A simple model for simulating regional short-term climate changes, *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 1567—1580, 1979.
- [3] Nicholls, N., A simple air-sea interaction model, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **105**, 93—105, 1979.
- [4] 长期数值天气预报研究小组, 一种长期数值天气预报方法的物理基础, *中国科学*, **2**, 162—172, 1977.
- [5] D. E. 纽兰著, 方同等译, 随机振动与谱分析概论, 306页, 机械工业出版社, 1978.
- [6] 黄嘉佑, 李麦村, 太平洋海温场的因子分析, 中国科学院大气物理所文集(即将出版)。
- [7] Oerlemans, J., A model of a stochastically driven ice sheet with planetary wave feedback, *Tellus*, **31**, 469—477, 1979.
- [8] Wetherald, R. T. and S. Manabe, Cloud cover and climate sensitivity, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1485—1509, 1980.

- [9] Hunt, B. G., An examination of some feedback mechanisms in the carbon dioxide climate problem, *Tellus*, **33**, 78—88, 1981.
- [10] Fleer, H, Large-scale tropical rainfall anomalies, *Bonner Meteor. Abhandlungen*, Heft (26), 1981.

A STOCHASTIC CLIMATE MODEL ON THE QUASI THREE-YEARLY AND HALF-YEARLY OSCILLATION OF THE SEA SURFACE TEMPERATURE

Li Maicun

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Huang Jiayou

(Department of Geographics, Peking University)

Abstract

In this paper, by using the second order stochastic fluctuational model, the physical mechanism of the quasi three-yearly and half-yearly oscillation of the sea surface temperature in the North-Western Pacific Ocean is given. It is found that clouds play an important role in the feedback process of quasi three-yearly oscillation, and that the self feedback process is important in the quasi half-yearly oscillation.