

夏爽,李耀辉,译. Sahel 沙漠地区干旱的动力学机理[J]. 干旱气象, 2018, 36(4): 709-714, [XIA Shuang, LI Yaohui. Dynamics of Desert and Drought in the Sahel[J]. Journal of Arid Meteorology, 2018, 36(4): 709-714], DOI:10.11755/j.issn.1006-7639(2018)-04-0709

Sahel 沙漠地区干旱的动力学机理

J. G. Charney

夏爽¹, 李耀辉^{1,2} 译

(1. 兰州大学大气科学学院, 甘肃 兰州 730000; 2. 中国气象局兰州干旱气象研究所, 甘肃省干旱气候变化与减灾重点实验室, 中国气象局干旱气候变化与减灾重点实验室, 甘肃 兰州 730020)

摘要:沙漠与周围地区相比,其较高的反照率使地表附近净辐射热量损失更多,由此产生的水平温度梯度会引起一种受摩擦作用控制的低层辐散环流。此环流在局地垂直方向上表现为下沉运动,这种下沉运动产生的绝热压缩会从位温较高的上层引进热量,以使局地达到热平衡。在副热带地区,这种下沉运动与哈德莱环流的下沉支叠加,但比后者强烈得多。这是沙漠地区气候自我反馈的一个重要方式。若考虑生态因素,这种反馈机制将在沙漠边缘地带导致不稳定或次稳定的情况发生。可以判断,撒哈拉沙漠南缘的 Sahel 地区植被减少,使该地区地表反照率上升,带来了上述下沉运动与额外的干燥效应,从而使干旱情况在此地一直持续。NASA 戈达德太空研究所大气环流模式的积分模拟结果证实了这一假说:若将热带辐合带(ITCZ)北侧的地表反照率从14%调至35%,则 ITCZ 将南移若干个纬度,并且 Sahel 地区雨季的降水将会减少约40%。

关键词:萨赫勒;干旱;反照率;植被反馈;热带辐合带(ITCZ);下沉运动;环流模式

文章编号:1006-7639(2018)04-0709-06 DOI:10.11755/j.issn.1006-7639(2018)-04-0709

中图分类号:P435

文献标志码:A

引言

世界上大部分沙漠都位于副热带地区,这与哈德莱环流的下沉支紧密相关。其他诸如中亚地区与戈壁地区的沙漠,不是远离水汽源地就是位于大型山脉的雨影一侧。本文提出了一种有别于这两种机制的自诱导效应:在某个半沙漠地区干旱化加剧时,局地的降水减少将导致植被覆盖萎缩,更多干燥而砂砾质的土壤暴露于地表,最终使得地表反照率远高于原先植被覆盖时的情况。如此一来沙漠地区与周围其他地区相比,在其他条件相同时,就要反射更多的太阳短波辐射到空中;另外沙漠表面要比周边地区温度高且云量较少,故沙漠地区向太空放出的地表辐射更多。这些作用的共同结果就是:与周围地区相比,沙漠地区的大气顶相对于地面来说是一个热辐射汇(即指向太空的热辐射大于指向地面

的)。这种情况在图1的 Nimbus III 卫星资料上显示得很明显,图1中撒哈拉与阿拉伯沙漠地带的大气顶在7月似乎完全是热辐射汇,而此时几乎所有除北极圈之外的北半球大气顶都是辐射源。由于以上干旱地区与周围地区相比,地表生态与水文系统储存热量的能力十分有限,而本地区大气顶又作为辐射汇,所以其接收的能量主要应来自沙漠地区的大气内部,考虑到热力学平衡,即沙漠上空的空气必须下沉并绝热压缩。

这种生态-地球物理学的反馈机制会在沙漠边缘地区导致不稳定或次稳定情况,如影响沙漠边界的进退等,而其启动与维持有时会不可避免地受到人类活动影响。此机制似乎尤其适用于夏季平流系统较弱的地区,如撒哈拉-阿拉伯-印度-巴基斯坦的沙漠综合体;它也十分适用于撒哈拉南部边缘的 Sahel 地区。下面将详细介绍针对这一现象的相关数值模拟结果。

收稿日期:2018-04-18;改回日期:2018-05-31

基金项目:公益性行业(气象)科研重大专项(GYHY201506001)及国家自然科学基金(41775093)共同资助

作者简介:Jule Gregory Charney(1917—1981),分别于1940年与1946年在UCLA取得物理学硕士与博士学位,后至麻省理工学院从事气象学研究。他是用物理方法解释斜压不稳定理论的第一人,同时也是准地转涡度方程的提出者,被誉为现代动力气象学之父。

译者:夏爽(1991—),男,硕士研究生,主要从事干旱与区域气候数值模式模拟的研究。E-mail:xiash15@lzu.edu.cn。

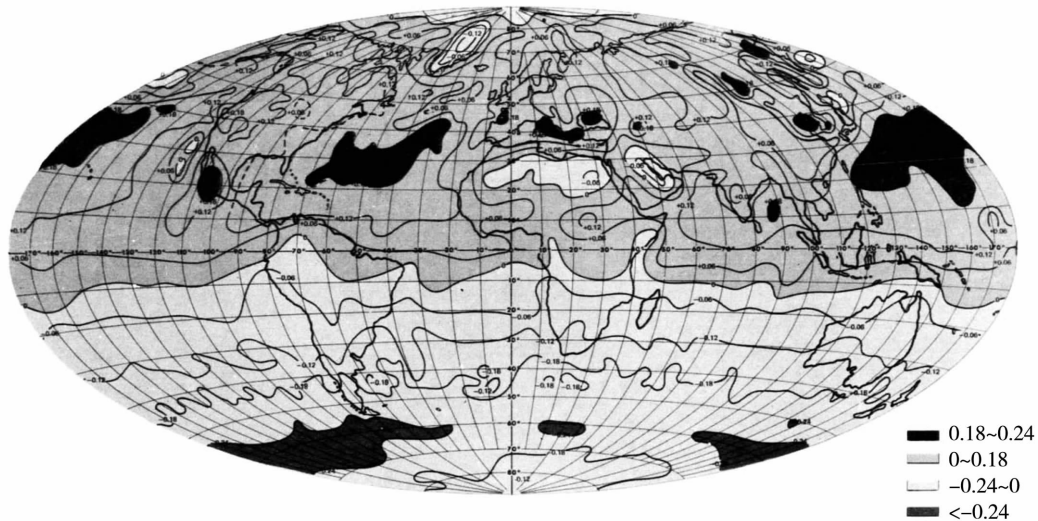


图1 Nimbus III 于1969年7月1—15日观测的大气顶净辐射收支(单位: $\text{cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$)

模型选取

首先,为了估算沙漠的这种自诱导效应相对于哈德莱环流的程度,建立以下关于撒哈拉上空流形的简单数学模型:假设此流形在所有季节均纬向对称,并将带有温度预设值的ITCZ作为其南边界。而北侧边界——地中海地区,冬季其温度假设由海面上的水汽对流与强纬向平流控制;夏季,水汽对流与纬向平流有所减少,那么更合适的边界条件就应该是在下垫面辐射性质不连续条件下,连续的气压、温度以及法向速度。因为上述不连续的影响区域大约只能达到1000 km或更少的程度(本文使用 x 轴朝东、 y 轴朝北、 z 轴朝上的笛卡尔坐标系来简化运算,并且假设科氏参数 f 为常数),地中海可看作向北无限延伸。然而,既然水平边界的影响范围很短,且我们主要关心的是夏季南侧边界与冬季北侧边界附近的效果,那么将夏季北侧边界的温度进行指定也是允许的。众所周知,哈德莱环流与水平温度梯度紧密相关,所以可以假设此温度设置为与南侧边界相同,以此计算自感应效应的流动相对于哈德莱环流的程度。由于此处考虑的动力系统是线性的^[1],所以这两股流动是可互相叠加的。

唯一考虑的外部加热机制是辐射。尽管单就辐射平衡而言,低层会出现超绝热直减率,地表附近会有温度不连续,但下沉运动与太阳辐射的组合作用会平衡这种效应从而使得正常的温度直减率得以稳定保持,对于夏季贴地层的情况不予考虑。而温度的日变化与日间对流仅仅作为规定相关大涡粘性系数所涉及对流高度的依据,我们规定无论冬夏其高度均为5 km。这样处理也许看上去过于理想化,但

一套现实的日间对流方案将会使分析的复杂程度远超我们目前试验的真实意图,也就是说:仅论证辐射与摩擦作用会使沙漠上空出现强的下沉作用。

如果没有空气运动,那么沙漠上空的温度就会处于辐射平衡状态,但这会导致侧边界的气压与温度出现不连续,则经向的气压与温度梯度就会出现,于是通过地转平衡作用,带有垂直切变的纬向风就会产生。如此反过来又产生了纬向的摩擦力,而此摩擦力在线性系统中又仅能被科氏力所平衡(来自经向环流)。此经向环流又必然改变温度场并使其不再处于辐射平衡状态。经此循环作用可以发现:这种偏离辐射平衡的程度取决于摩擦力的强弱即涡流粘性的强弱。

纬向运动方程的线性近似可写为:

$$-f\bar{\rho}v = \Pi_z^{(x)} = (\bar{\rho}v\bar{u}_z)_z \quad (1)$$

式中: Π 表示应力;小横表示水平区域平均值。在摩擦边界层上方的大气纬向运动应该是地转的:

$$f\bar{\rho}u = -p_x \quad (2)$$

用静力方程消去(2)式中的 p 得:

$$0 = -p_z - \rho g \quad (3)$$

热成风方程为:

$$f\bar{u}_z = -gT_y/\bar{T} \quad (4)$$

对(1)式积分并结合连续方程:

$$(\bar{\rho}v)_y + (\bar{\rho}w)_z = 0 \quad (5)$$

$$-f \int_0^\infty \bar{\rho}v dz = \Pi^{(x)}(\infty) - \Pi^{(x)}(0) = 0$$

因为 $\Pi^{(x)}(\infty) = 0$,可知地表纬向应力 $\Pi^{(x)}(0)$ 可消去。(1)式两侧对 z 求偏积分可得:

$$\Psi \equiv \int_0^z \bar{\rho}v dz = -\frac{\Pi^{(x)}}{f} = \frac{\bar{\rho}v\bar{u}_z}{f} = \frac{g\bar{\rho}v T_y}{f^2 \bar{T}} \quad (6)$$

又由连续方程有:

$$-\Psi_y \equiv \bar{\rho}w = -\frac{g\bar{\rho}v}{f^2} \frac{T_{yy}}{T} \quad (7)$$

于是,由于摩擦边界层顶部温度梯度不为零,可知边界层内部存在一定的传输过程。又有其二阶导也不为零,可知有边界层抽吸存在。

线性化的热力学第一定律可写为:

$$c_p \frac{N^2}{g} \bar{\rho}w = -\frac{F_z}{T} \left[N^2 = \frac{g}{T} \left(\bar{T}_z + \frac{g}{c_p} \right) \right] \quad (8)$$

式中: F 为地表辐射净通量,并且假设大气对太阳辐射是透明的。虽然此假设有很大改进空间,但这些改进除了加重运算负担外,对此处的计算并不会产生重要影响。

辐射传热的计算满足以下假设:

(a) 灰体吸收:吸收系数 k 为常数。

(b) 平行光近似: $k \rightarrow 1.66k$ 。

(c) 吸收物质的成分为水汽,其密度 ρ_w 随高度指数递减: $\rho_w = \rho_{w0} e^{-z/h}$ 。规定 τ 为光学厚度,

$$d\tau = k\rho_w dz$$

$$\tau = \tau_\infty (1 - e^{-z/h}),$$

$$\text{这里 } \tau_\infty = hk\rho_{w0}.$$

令 U 为向上的地表辐射通量, G 为向下的辐射通量, B 为黑体辐射通量—— σT_4 。则 $F = U - G$, 辐射传输方程变为:

$$\begin{cases} U_\tau = B - U \\ G_\tau = G - B \end{cases} \quad (9)$$

由此可得:

$$\begin{cases} F_\tau - F = 2(B - U) \\ F_\tau + F = 2(B - G) \end{cases} \quad (10)$$

$$F_{\tau\tau} - F = 2B_\tau = 8\sigma\bar{T}^3 T_\tau \quad (11)$$

式中:未分化的 T 被替换为了标准的 $\bar{T}(z)$ 作为边界温度。

通过消去(7)式与(8)式中的 w , 可以得到另外一个 F 与 T 的关系式:

$$c_p \bar{\rho} v h \frac{N^2}{f^2} T_{yy} = (\tau_\infty - \tau) F_\tau \quad (12)$$

(11)式与(12)式可通过松弛法得到数值解。边界条件给出了 T , 那么由(11)式, F 作为 τ 与 z 的函数, 在南侧 $y = y_1$ 与北侧 $y = y_2$ 边界的值也均能分别得到。设 S 为向下的太阳辐射通量, A 为地表反照率, 则 $z = 0$ 处 $F = (1 - A)S$ 。大气顶部 $z = \infty$, $\tau = \tau_\infty$, 假设有剩余粘性, 即 $\nu = \nu_\infty$, 且知 $\tau - \tau_\infty = \tau_\infty e^{-z/h}$, 又有 $\bar{\rho} \cong \bar{\rho}_0 e^{-z/H}$, 且 $H > h$, 于是由(12)式可得 $\lim_{z \rightarrow \infty} T_{yy} = 0$ 。 $T(y)$ 在两侧边界相等, 即 $T(y, \infty) =$

$T(y_1, \infty) = T(y_2, \infty) = \bar{T}(y)$ 。而通过将(10)式中的 G 设为 0 并做类似(11)式的线性化, 就可得到 F 的上边界条件。

为了方便, 可以利用 $(1 - A)S$ 与 $\bar{T}(\infty)/4\tau_\infty$ 使 F 与 T 无量纲化, 此处假设 $\bar{T}(\infty)$ 近似等于无限高处辐射平衡时的温度, 即由(10)式应满足 $F(\infty) = 2\sigma\bar{T}^4(\infty) = (1 - A)S$ 。若定义:

$$\begin{cases} \bar{\rho}v = \bar{\rho}_0 v_0 v', \xi = \tau/\tau_\infty = 1 - e^{-z/h} \\ \lambda^2 = \frac{c_p T(\infty) \bar{\rho}_0 v_0 h N^2}{4(1 - A)S\tau_\infty f^2}, y = \lambda\eta \end{cases} \quad (13)$$

那么式(11)与式(12)就变为:

$$F_{\xi\xi} - \tau_\infty^2 F = \left(\frac{\bar{T}(\xi)}{\bar{T}(\infty)} \right)^3 T_\xi \quad (14)$$

$$v' T_{\eta\eta} = (1 - \xi) F_\xi \quad (15)$$

式中: F 与 T 已是无量纲量。(13)式得到的长度 λ 是对应 $D = \sqrt{v_0 t_R}$ 时变形的 DN/f 的罗斯贝半径, 即辐射时间里散射延伸的距离。扩散时间可写为:

$$t_R = c_p T(\infty) \bar{\rho}_0 h / 4(1 - A)S\tau_\infty$$

摩擦系数 v_0 取为 $5 \times 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$;

$$v' = \frac{1}{2} \{ 1 + \tan h [10(\xi_1 - \xi)] \} \frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_0} + 0.1$$

$\xi = 0$ 时上式等于 1.1, 在 $\xi = \xi_1$ 之前缓慢递减, 之后快速降至 0.1。令 $\xi_1 = 0.8$ 来使快速递减开始于大约 5 km 高度处。

因为假设大气对太阳辐射透明, 我们无法分辨净反照率与地表反照率。根据卫星资料, 估计 A 为 0.35, S 则设置为夏季平均纬度 25°N 上为 $4.84 \times 10^5 \text{ ergs} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 、冬季平均纬度 21°N 上 $2.90 \times 10^5 \text{ ergs} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, 同时引入下表来得到 t_R 、 D 和 λ :

季节	t_R/s	D/km	λ/km
夏季	3.24×10^5	4.00	640
冬季	5.41×10^5	5.20	970

非洲上空的 ITCZ 夏季大约位于 18°N , 冬季大约位于 10°N 。若将北方海岸的平均纬度定为 32°N , 那么沙漠带的范围就应该是 $18^\circ \text{N} - 32^\circ \text{N}$ (夏) 与 $10^\circ \text{N} - 32^\circ \text{N}$ (冬), 沙漠中心位于 25°N (夏) 与 21°N (冬)。这可以说是一种非常粗糙的假定, 尤其是在冬季, 因为此季节 $10^\circ \text{N} - 18^\circ \text{N}$ 的地区仍有一定的植被覆盖, 且 ITCZ 的主体实际上位于赤道以南。此处再次强调, 冬季本文仅考虑北侧边界的情况, 而南侧边界可造成影响的半径仅有 λ 。已知沙漠带的宽

度无论冬夏都已达到约 2λ , 所以尽管模型较粗糙, 这种规定也是可以接受的。另外无量纲长度量 $\eta = y/\lambda$ 在两季均可达到 $0 \sim 2$ 。

模式结果

图 2 和图 3 显示了夏季的积分结果, 而图 4 和图 5 为冬季的积分结果。图 2 与图 4 表示 $T(y, z)$ 相对于侧边界温度 $T(0, z) = T(2\lambda, z) = \bar{T}(z)$ 的偏差, 此偏差代表了高反照率自感应机制引起的哈德莱环流温度扰动。左右半边分别表示 $0 \leq y \leq \lambda$ 在 $A = 0.14$ 与 $A = 0.35$ 时的温度偏差场。既然纬向流是对称的, 那么可以推知 $\lambda \leq y \leq 2\lambda$ 地区的结果与以上地区的结果是镜像对称的。图 3 与图 5 分别表示了 $A = 0.14$ 与 $A = 0.35$ 时的质量流函数场 Ψ 与最大下沉速度(箭头)。

0.14 的反照率主要是为了代表有植被覆盖下垫面的平均情况。可以看到, 将反照率从 0.14 升至 0.35 使得最大下沉速度得到了增加: 夏季从 550 hPa 处的 $2 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ 升至 600 hPa 处的 $4 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, 冬季从 650 hPa 处的 $5 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ 升至 700 hPa 处的 $7 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ 。在夏季, 高反照率引起的下沉运动大约是同纬度平均哈德莱环流下沉运动强度的两倍多^[2], 我们暂且得出一个结论: 沙漠自感效应确实很强。

同时注意到夏季低层的流入以及到达约 800 hPa 的上升运动与观测到的夏季风环流相吻合。

夏季温度扰动模拟结果与观测所得最为一致。一般来说, 当辐射平衡温度高于边界温度时有“温度过量”, 而低于边界温度时有“温度不足”。冬季地表附近观测到的“温度过量”未能很好地被模拟出来, 且其上的空气温度也模拟得过低。这种差异可能的原因包括: (1) 未考虑日间对流循环, 导致了模拟的冬季低层温度偏低——昼间对流由于其非线性特性会产生向上的净热量输送, 这就会使地表附近出现“温度过量”, 所以尽管下沉运动会让平均温度直减率变得十分稳定, 日间对流仍不可忽略; (2) 在上层, 辐射平衡温度一般远低于边界温度, 而模式中仅有受摩擦控制的下沉运动来阻止其真实温度下降至此辐射平衡温度水平。当然, 要让计算出的温度偏差尽量小其实非常容易, 只需提高设定的速度即可, 但这样本实验的对象就成为某种特定过程了; (3) 更加可能的原因是, 高层有一支来自西面的冷平流, 新空气的注入使局地高层温度不至于降得太低, 而模式由于纬向对称假设而没有考虑这些。

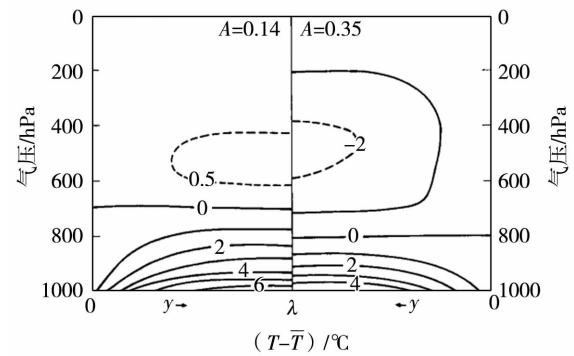


图 2 夏季反照率为 14% 与 35% 时, 沙漠气温 $T(y, z)$ 对纬向平均值 $\bar{T}(z)$ 的距平

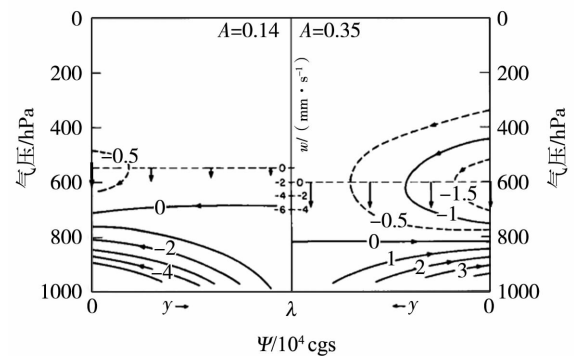


图 3 夏季反照率为 14% 与 35% 时, 质量流函数 Ψ (单位: 10^4 cgs) 的高度分布

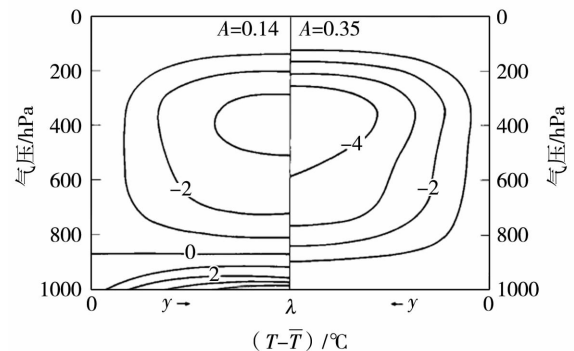


图 4 同图 2, 冬季情况

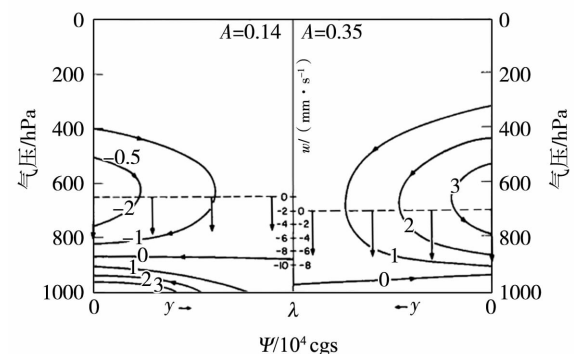


图 5 同图 3, 冬季情况

尽管冬季低层也有平流作用,但辐射冷却引起的强下沉效应已足够解释地中海地区相比利比亚-埃及沙漠地区的降水不连续了。因为在冬季,风暴往往会侵袭这些沙漠地区,但降水不连续仍经常出现。辐射时间常数可利用(8)式与(11)式的时间形式估计得出。在强吸收的大气中,辐射变为漫射性的,且拥有的时间常数大约为 $\frac{\bar{\rho}c_p\bar{T}h}{4(1-A)S}\frac{\tau^2}{\tau_\infty - \tau}$ 。可见当 τ 较小时,这个值在地表附近也是较小的,且与平流效应的时间常数相当。这样看来,辐射冷却效应应该能提供足量的下沉运动来防止气旋系统中的空气变得饱和。

Sahel 地区的干旱

在上述动力模型中,ITCZ 被假设为是固定的。目前尚无法解释非洲大陆上空 ITCZ 所处位置的具体原因,也不清楚其与沙漠环流的作用关系。但是由尺度分析(或半透明辐射近似下的模型方程解析解)可以推断:边界可影响区域,或可影响到边界的区域,其水平尺度 λ 大约在 1000 km 左右。据此可以假设,若 ITCZ 附近此距离以内的地区产生反照率变化,则势必会使 ITCZ 本身的位置发生变化。例如,若一条宽约数个纬度的带状区域因过度放牧而发生植被骤减(这在 Sahel 地区时有发生),则由此导致的下沉运动将推动 ITCZ 南移,降水因此减少。这种互动机制似乎十分适用于夏季的南撒哈拉地区,此地区幅员辽阔,却没有明显的平流系统控制,这使得此沙漠地区的“季风”作用与小尺度或高纬度地区的季风相比更自发、更独立。特别需要指出的是,Sahel 地区目前的干旱,至少在相当程度上是因过度放牧导致的。

结 论

首先,这些结果显然不足以得出确凿的结论,很明显还有很多必要的试验亟待通过不同的模式来验证,但已知的这些结果仍具有很强的指示性。Sahel 地区的干旱平均约每 30 a 就会复发一次。有人也许会做出生态-气象学反馈机制的猜测,但这需要更多的数值试验,同时也尤其需要此地区在湿润期与干早期各类物理变化的具体资料。针对这些工作,卫星与航空观测资料是十分重要的,水文资料与植被水汽输送资料在运用气候循环模式的水文模块时也是必要的。鉴于 Sahel 及其他类似被强干旱侵袭地区的干旱严重程度,同时考虑到目前气候学界对生态地理学反馈机制的极大重视,我们希望本文

可为此领域的进一步研究提供参考。

致 谢

本文第一部分的工作是 1973 年春天在古根海姆基金的支持下于以色列的魏茨曼研究所完成的,还收到了美国国家科学基金会编号 GA-28724X 的拨款支持。我要感谢 Chaim Pekeris 博士的友好介绍让我有机会在魏茨曼研究所进行研究,同时也要感谢 Yigal Accad 博士在研究所的计算机上规划并完成了模式的积分工作。另外 M. I. T 的 Diana Spiegel 女士按照 Accad 博士的方法完成了额外的积分模拟工作,这里同样对她表示感谢。

没有纽约戈达德太空研究所 Halem、Jastrow、Quirk 以及 Stone 等人的慷慨帮助,大气环流模型下的数值模拟将不可能实现,在此我也非常感谢他们。

附录 1 环流模式模拟介绍

为了检验上文的假说,NASA 戈达德太空研究所的 Drs. M. Halem 与 R. Jastrow 提供了他们的大气环流模式^[3]来进行数值试验,此模式可改变 Sahel 地区的反照率,且包含云、降水与水汽模块。此试验现已由 Drs. P. Stone 与 W. Quirk 成功实现,其结果证实了以上的假说。首先将整个撒哈拉区域反照率设为 0.14 来进行长时间积分,作为控制试验。然后将 18°N 以北的反照率改为 0.35,从 6 月底到 8 月第 2 周做 6 周的积分。图 6 显示了 18°N 以北撒哈拉地区的降水情况,可见 0.35 试验与 0.14 试验相比降水骤降了 40%,从周平均降水图上看,6 个星期里降水量一直保持在这个水平,仅有小的波动。实际上,此地区的对流的云覆盖也减少了 40%。图 7 展示了整个北非地区 7 月平均日降水量的纬向分布,

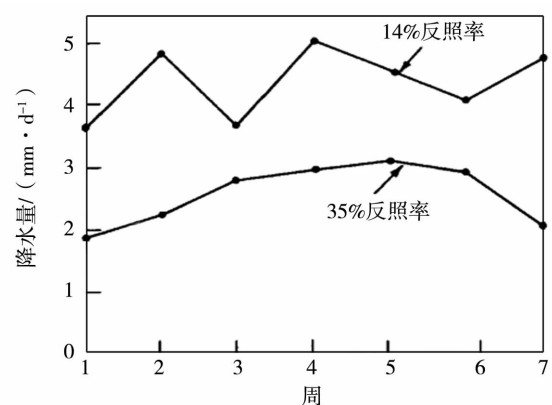


图 6 反照率为 14% 与 35% 时, 18°N 以北的降水情况

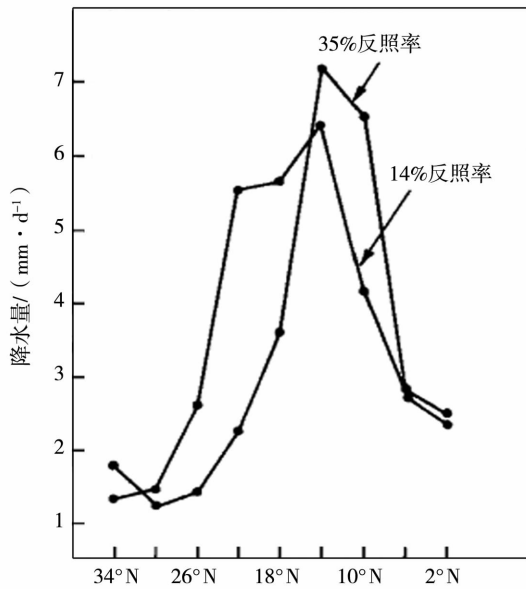


图7 反照率为14%与35%时,7月平均日降水量的纬向分布

包含0.14与0.35试验。可以看出,ITCZ的平均位置向南偏移了4个纬度以上。其实这一现象在7月平均的地表气压与风矢图上也有体现。另一个试验是仅将所有处于 18°N 的格点的反照率增至0.35,但由于模式网格的纬向分辨率间隔为4个纬度,这样做就相当于将南北共4个纬度的带状区域进行改变。发现这样做仅有前两周能得到结果,但即便如此,即使第一周为适应阶段,仍发现云量与降水在这两个星期下降了70%。

参考文献:

- [1] CHARNEY J G. Planetary fluid dynamics, Sec. III, Symmetric circulations in idealized models [M]//Dynamical meteorology. Dordrecht, Holland and Boston, Massachusetts: D. Reidel Publishing Company, 1973.
- [2] NEWELL R F, et al. The general circulation of the tropical atmosphere[M]. Cambridge, Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology Press, 1972.
- [3] SOMERVILLE R C J, et al. The GISS model of the global atmosphere[J]. Atmos Sci, 1974,21:84-117.