

軸対称流セミナー：ハドレー循環

1992 年 4 月 5 日 東京大学：佐藤正樹

目次

- 序
- レビュー
- 理論的背景
 - － エネルギー輸送
 - － Schneider モデル, Held and Hou モデル
- 実験結果
- 問題点
 - 回転水槽との対応
- 補遺
 - 軸対称流におけるバランス

軸対称循環研究の意義

- ハドレー循環の研究
- 非軸対称的な構造の役割について洞察を得るため
- それ自体理解しやすい

「帯状平均循環に注目する理由として次の点をあげられる.

- 1) 熱帯の貿易風のような重要な循環系は帯状平均場でよく記述できる.
- 2) 大気の循環は, 軸対称的に剛体回転する基本場に対する小さな摂動に過ぎない.
- 3) 帯状平均循環は全大気循環の便利な部分系である.

非軸対称的な擾乱がないときに大気がどのようにふるまうかを調べること. この結果と, 観測を比べることで実際の帯状平均場を維持する機構について洞察を深めることができるであろうと期待する. 特に, 両者の相違が帯状平均を維持する擾乱の役割をはっきりさせるであろう.」(Lindzen,1990)

軸対称的大循環観の発展：概観

- 貿易風の説明：Hadley 循環
17 ～ 18 世紀末
- Hadley 的描像の矛盾
～ 19 世紀中頃
- Ferrel, Thomson 循環
～ 18 世紀末
- 軸対称的描像から非軸対称的描像へ
1900 年頃 ～ 1940 年頃
- 軸対称的大循環の「暗黒時代」
第二次世界大戦後 ～ 1970 年代
- 軸対称的大循環論の復活
1970 年代後半 ～

歴史部分に関する主要な参考文献

Lorenz, E., 1967 : The nature and theory of the general circulation of the atmosphere, *World Meteorological Organization* , pp.161.

岡田武松, 1956 : 世界気象学年表, 地人書館, pp.230.

Thomson, J., 1892 : On the grand currents of atmospheric circulation, *Phil. Trans. Roy. Soc., A*, 183, 653-684.

新田尚, 1980 : 大気大循環論, 東京堂出版, pp.438.

高橋浩一郎, 内田英治, 新田尚, 1987 : 気象学百年史, 東京堂出版, pp.230.

表1.2 気象学史の時代区分

年 代	時 代	気 象 学 史 事 項	関 連 事 項	軸対称の 大気理論史
年 -20,000 -10,000	大古		氷期の終り 農耕生活始まる	
-4000	古代	目 歴 エジプト暦作られる	エジプト文明	
-2000			ギリシヤ文明	
0			ゲルマン民族大移動	
1000	中世	天 測 アルハゼン、薄明により大気の厚さを推定	サラセン文化	
1400			ルネッサンス グーテルベルク、印刷術 コロンブス、アメリカ発見 宗教改革	
1600	近世	測 器 発 達 ガリレイ、空気温度計を発明 トリチェリ、気圧計を発明 ダンピア、台風の高まり構造を発見 フランクリン、嵐による雷の実験	ニュートン、力学の法則	貿易理論 Hadley 物理
1700			産業革命	Hadley 物理 予信
1800	準近代	天 気 図 ブランデス、天気図を作る ルブリエ、暴風警報を始める フェレル、大気環流論 ヘルツ、断熱変化を論ずる エートケン、細座計を発明	コリオリ、相対運動 エネルギー保存則 明治維新 国際気象協議会発足 ラジウムの発見 無線電信の発明	Ferrel, Thomson 物理
1900			第1次世界大戦 ラジオ放送始まる	軸対称の 非相対性ハ
1920			第2次世界戦争 原子力の解放	「暗黒時代」
1940	近代	気 象 学 達 ケッペン、気候分類を行う テイスラン・ド・ボール、成層圏発見 J.ピヤークネス、低気圧の構造を論ずる ベルシェロン、降雨機構を提唱 中谷宇吉郎、人工雪に成功 シカゴグループ、ジェット気流を発見 チャーニー、数値予報に成功		
1960				
1980	現代	大 気 科 学 アメリカ、気象衛星打ち上げる 世界気象監視計画始まる 静止気象衛星「ひまわり」打ち上げ 世界気候会議開かれる	国連環境会議開かれる	復活

貿易風の説明：Hadley 循環

1 セルの描像：観測事実として、赤道の東風、中緯度の西風

Halley, G., 1686：太陽の加熱によって貿易風を説明

An historical account of the trade-winds and monsoons observable in the seas between and near the tropicks with an attempt to assign the physical causes of said winds, *Phil. Trans.*, 26, 153-168.

Hadley, G., 1735：赤道の東風、中緯度の西風を(角)運動量保存によって説明

Concerning the cause of the general trade winds, *Phil. Trans.*, 39, 1735-1736.

Kant(1756), Dalton(1793)：独立に Hadley と同じ説明を見い出す

Kant, I., 「自然地理学補遺, 風について, 地球の回転による貿易風の法則」

Dalton, J., *Meteorological observations and essays*.

G.Hadley(1735)

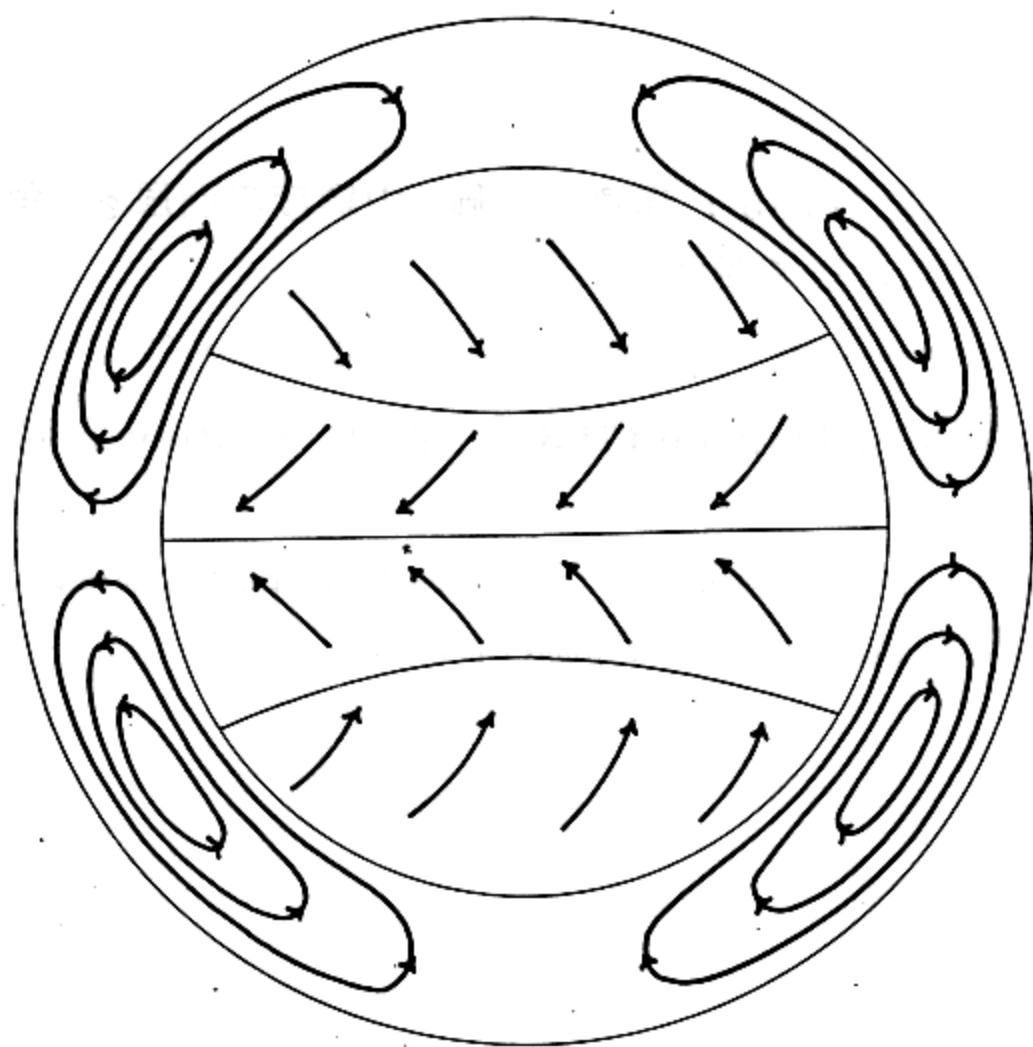
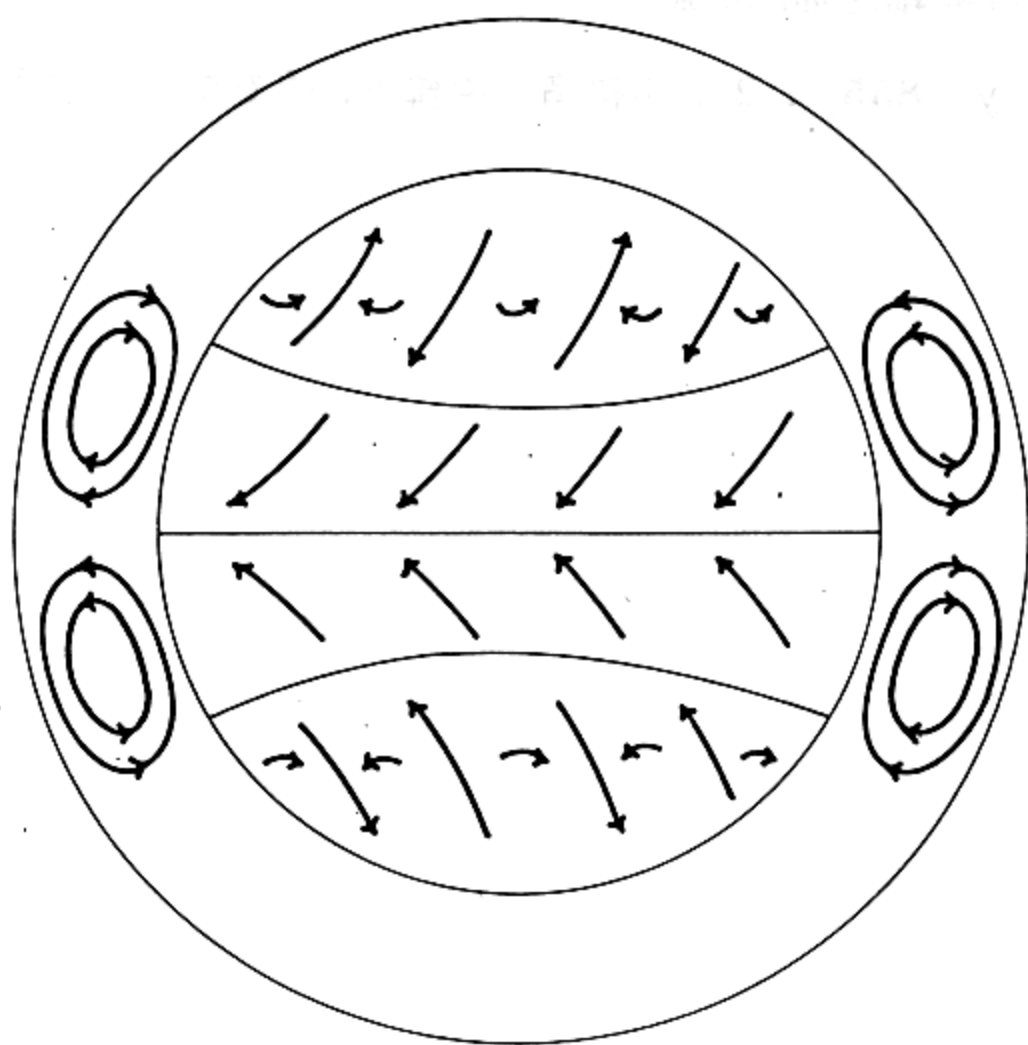


Figure 30. — A schematic representation of the general circulation of the atmosphere as envisioned by Hadley (1735)

Lorenz (1967)

H.W.Dove(1837)



A schematic representation of the
general circulation of the atmosphere
as envisioned by Dove (1837)

Lorenz (1967)

Hadley 的描像の矛盾

観測事実の集積：中緯度下層は南西風，高気圧・低気圧

Dove(1837)：直接循環は中緯度までしか到達せず，高緯度では非軸対称的な風系

Maury(1855)：2セル構造．中緯度，極でクロスする循環

Ferrel, Thomson 循環

コリオリ力の発見と応用

Coriolis(1828) : コリオリ力を導入して回転系上の相対運動を説明

Poisson(1837) : 地球回転の偏向力を論ずる

Tracy(1843) : コリオリ力の気象学への応用

Ferrel(1856) : 独自の方法でコリオリ力を導入して大循環を数理的に論ずる

Ferrel, Thomson 循環

Ferrel(1856) : 軸対称 3 セル循環

J.Thomson(1857) : 中高緯度下層に逆循環

Ferrel(1859) : 中緯度下層に逆循環, 極下層で北東風

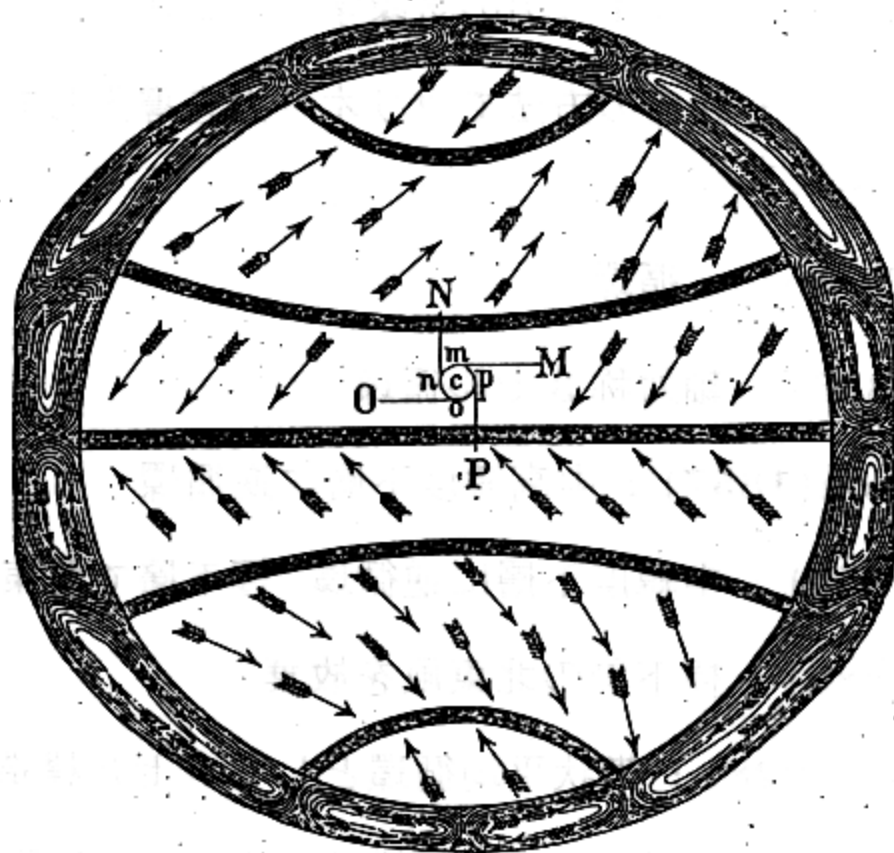
Ferrel(1889) : 極下層の北東風を放棄

Bergeron(1928) : 帯状平均循環として 3 セル構造を提唱

Rossby(1941) : 軸対称 3 セル構造を力学的に”説明”

W.Ferrel(1856)

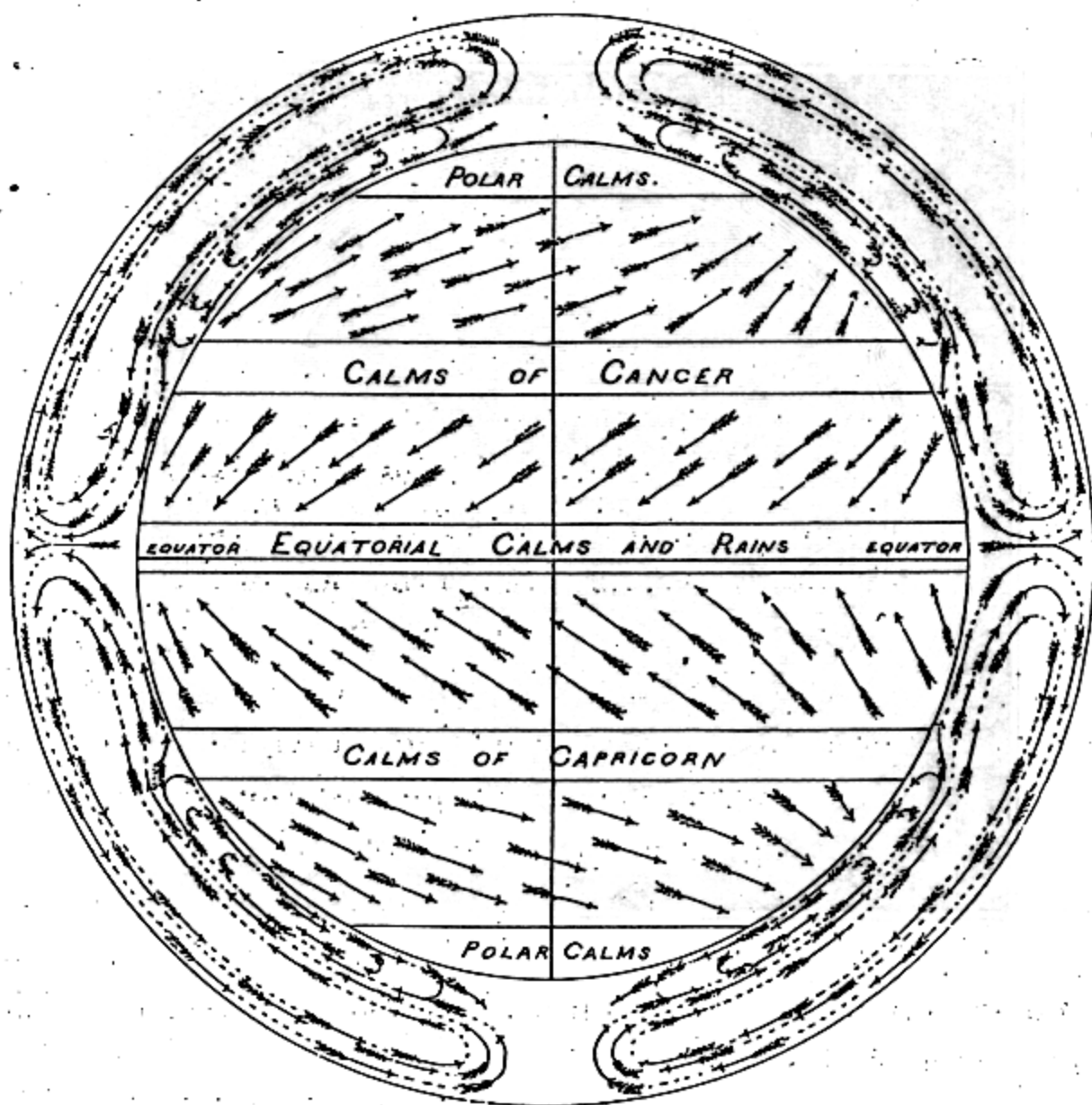
FERREL-1856.



Thomson (1892)

J. Thomson (1857)

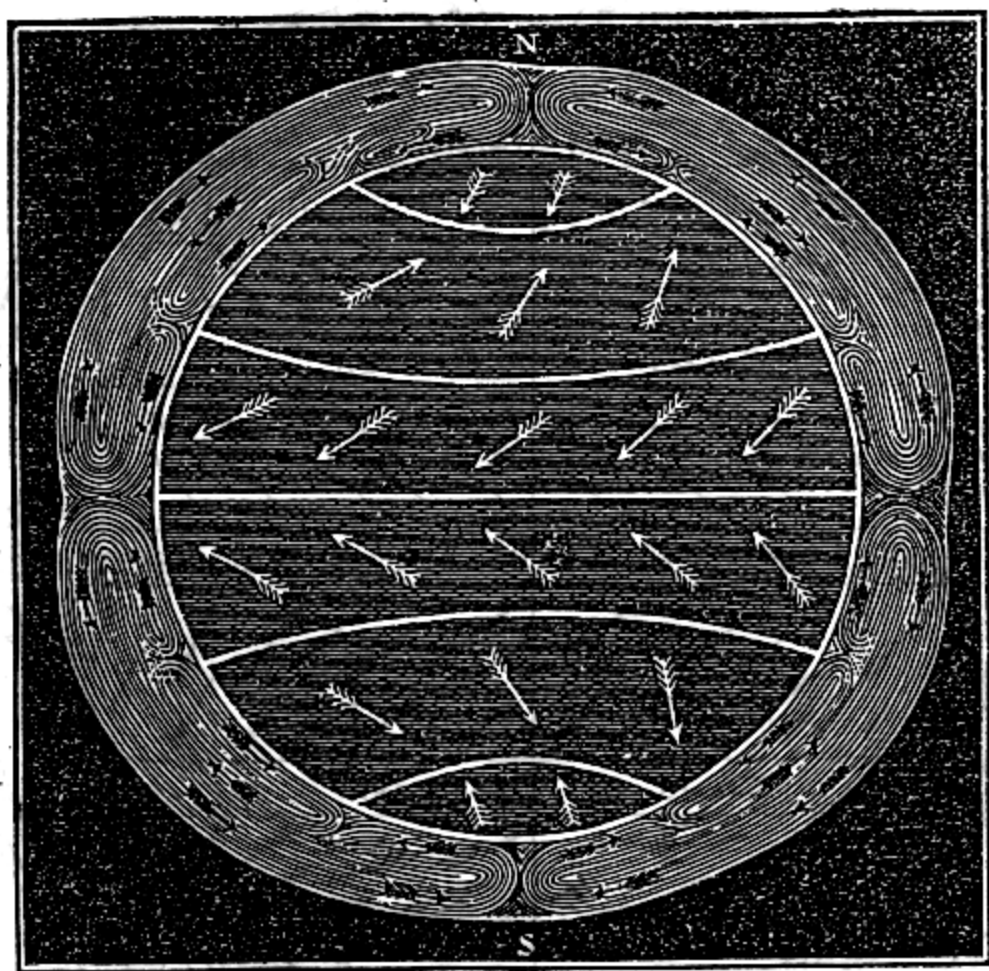
THOMSON - 1857.



Thomson (1892)

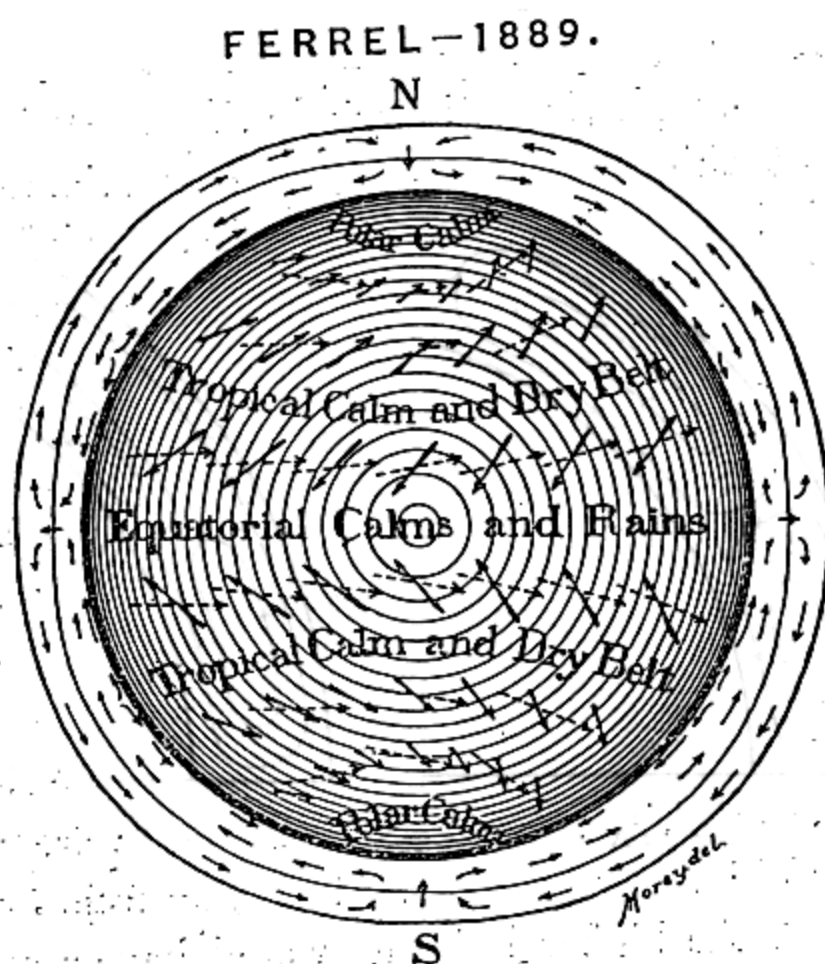
W.Ferrel(1859)

FERREL-1860.



Thomson (1892)

W.Ferrel(1889)



Thomson (1892)

V.Bjerknes(1937)

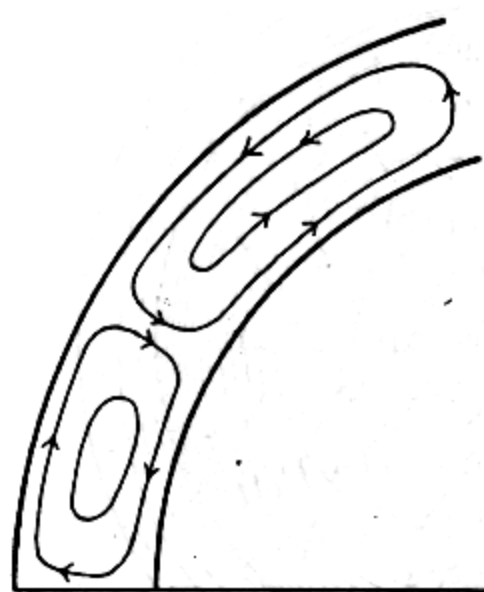


Fig. 12 A.

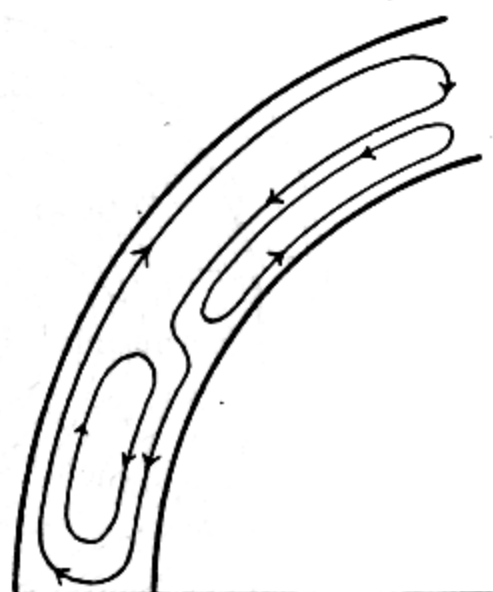
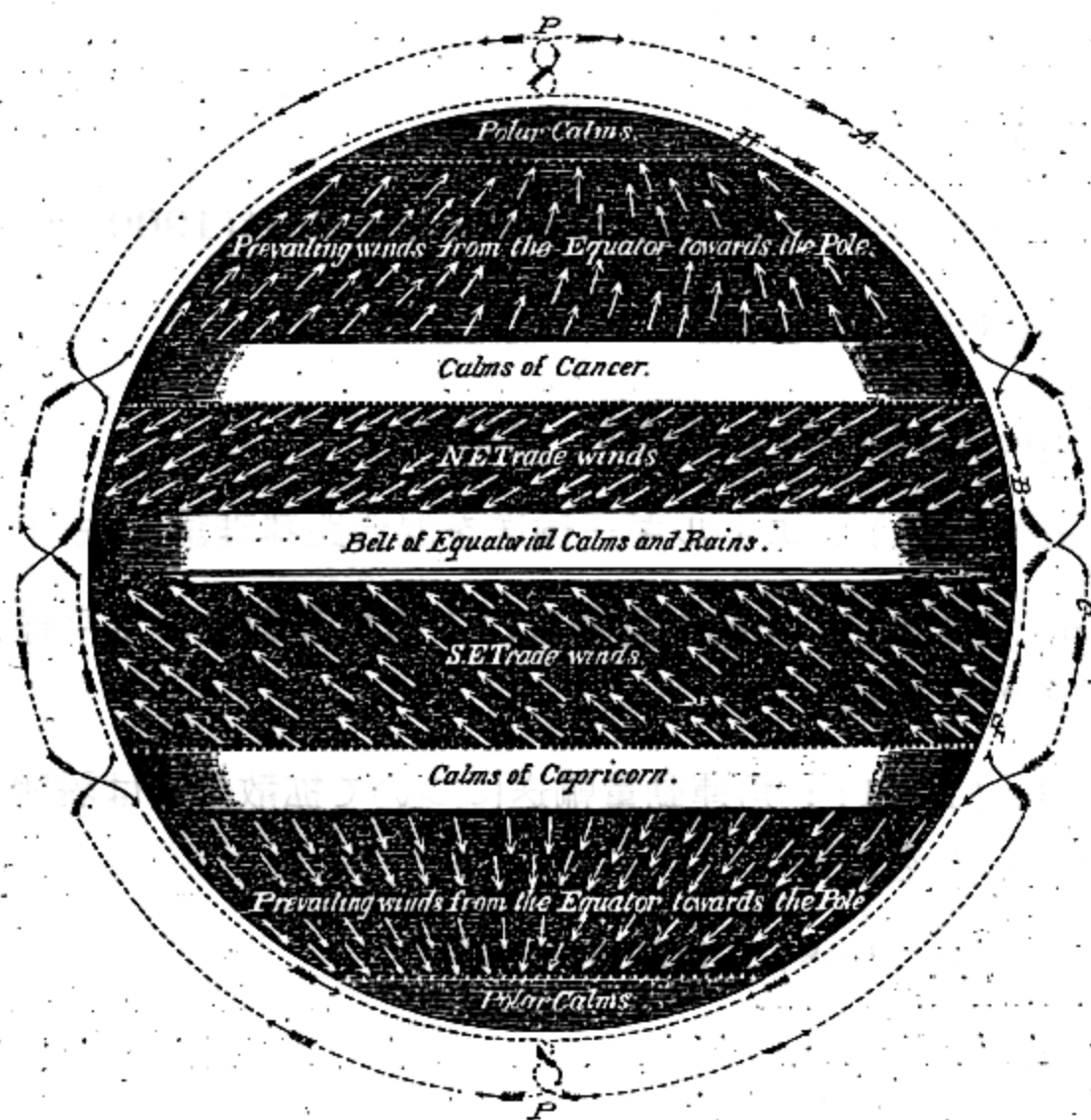


Fig. 12 B.

M. Maury (1855)

MAURY - 1855.



Thomson (1892)

大循環観の変化

軸対称的大循環像から非軸対称的大循環像へ

観測からの否定

雲の観測による上層流の推定

Bigelow(1900)

Hildebrandsson and Teisserenc de Bort(1900)

大気中の散逸過程の理解

Helmholtz(1888) : 不連面, 渦粘性

Defant(1921) : エネルギー輸送を混合距離理論で説明

Jeffrey(1926) : 非軸対称擾乱による角運動量の水平輸送の重要性を指摘

Douglas(1931) : 角運動量輸送について拡散型では説明できないことを指摘

Starr(1948,1968) : 負粘性

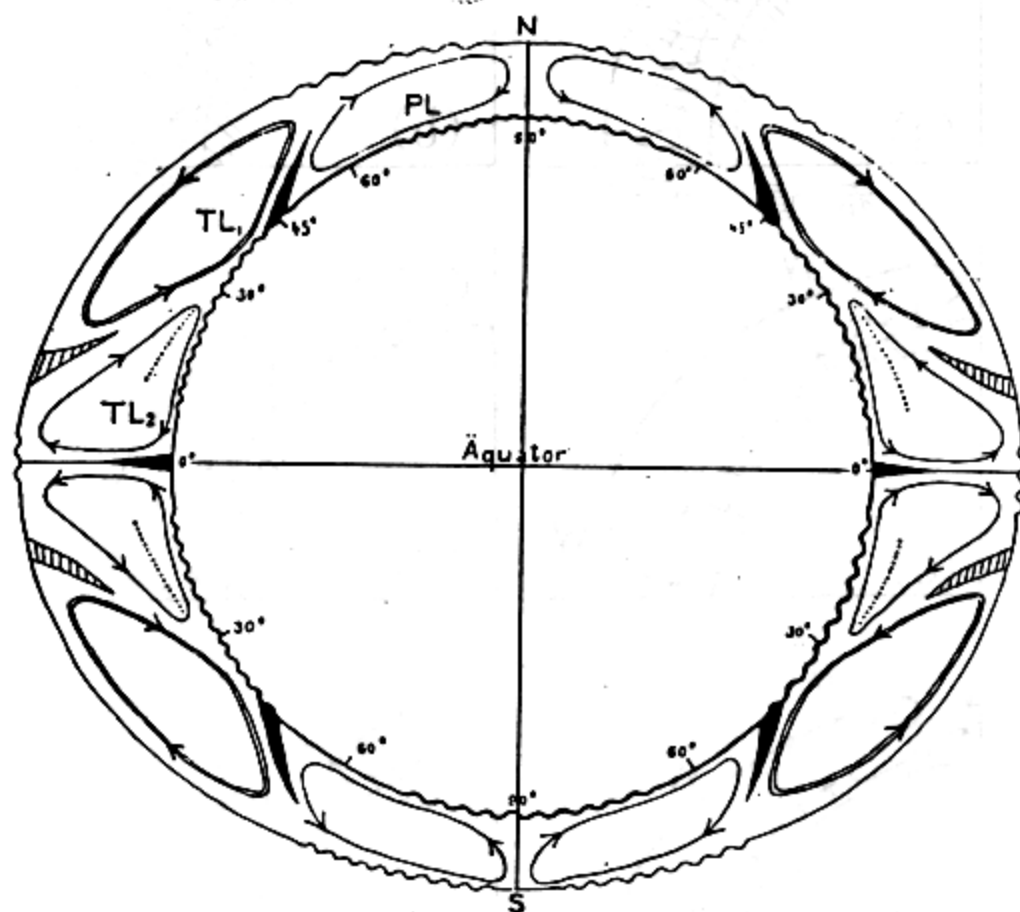
軸対称循環は不安定

V.Bjerknes(1937) : 軸対称循環の不安定性を示唆

Rossby(1939) : ロスビー波

Charney(1947), Eady(1949) : 傾圧不安定の理論

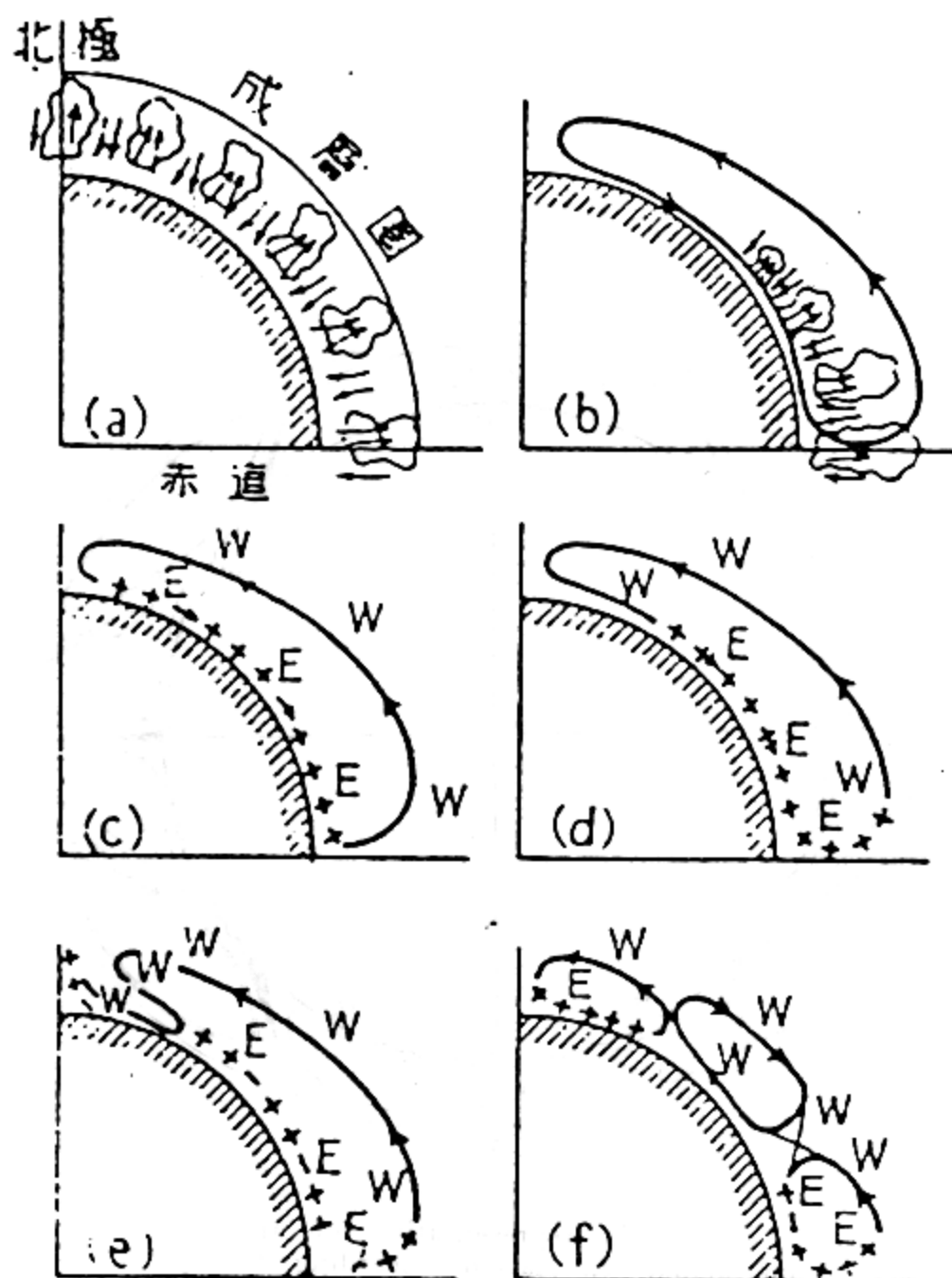
T. Bergeron (1928)



A schematic representation of the meridional circulation according to Bergeron (1928)

Lorenz (1967)

C.-G. Rossby (1941)



第 31 図 毛利・松本 (1956) より

「軸対称的大循環の暗黒時代」

近代の軸対称循環の研究：

「暗黒時代」にも軸対称循環の研究は遂行されていた

- 線型論
- GCM
- 回転水槽
- 惑星大気

線型論

Eliassen(1951) : 熱源, 摩擦による応答

Kuo, H.-L.(1956) : Eliassen の議論を適用し 3 セル構造を説明

Leovy(1964) : 熱圏, 中間圏

Pedlosky(1969) : 球殻状回転水槽, ビジネスク

Dickinson(1971) : 赤道 β 面

Kuo(1973) : 成層流体中での赤道境界層

Charney(1973) : f 面. 内部領域と境界層のバランスを考察

Schneider and Lindzen(1976) : 成層流体中での赤道境界層.

Schneider and Lindzen(1977) : 線形軸対称数値モデル

Gill(1982) : f 面 での応答, 境界層がある場合とない場合

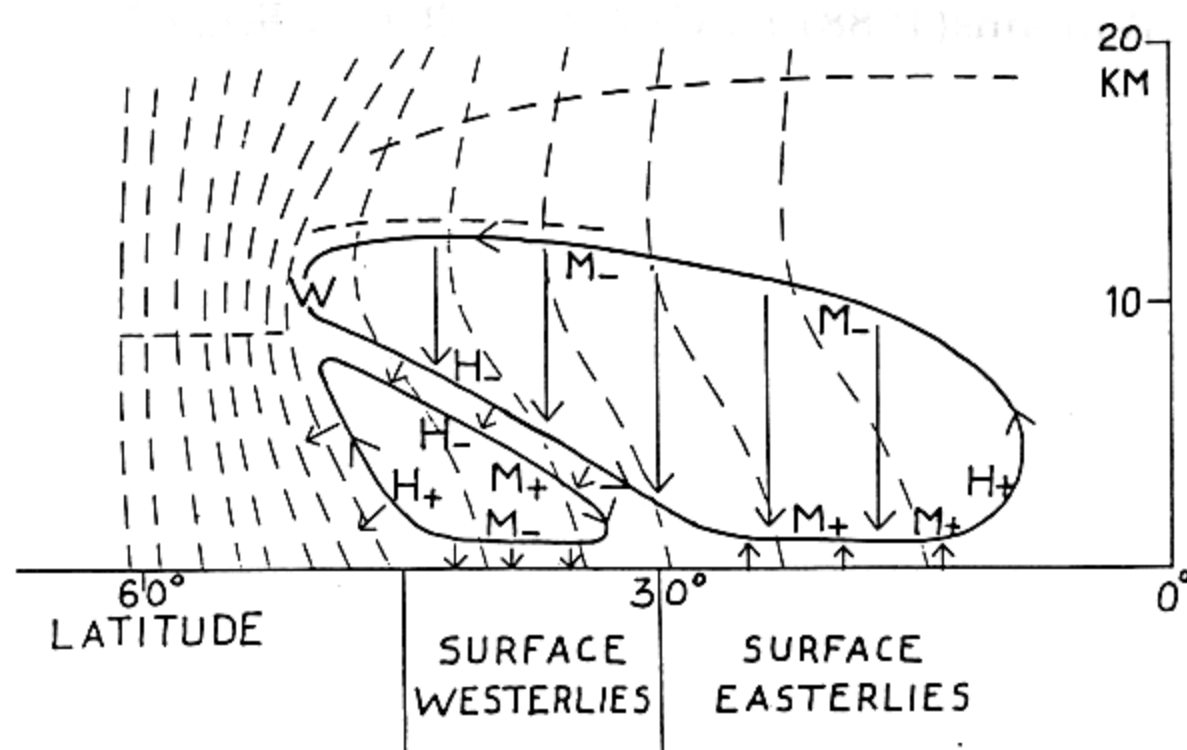


Fig. 17. Schematic meridional cross-section through the atmosphere, showing hypothetical meridional circulations. Solid lines are meridional streamlines. Thin dashed lines are lines of constant angular momentum. Heavy dashed line means tropopause. Arrows indicate turbulent transfer of angular momentum. M_+ (M_-) indicate sources (sinks) of angular momentum, and H_+ (H_-) sources (sinks) of heat.

GCM

Phillips(1956) : 2 層 β 面

Hunt(1973) : GFDL モデル, 非線形水平粘性

Nakamura(1978) : 山岳効果

Williams(1988) : パラメータスタディ, 惑星大気を意識

N.A.Phillips(1956)

TABLE 1. DISTRIBUTION OF $\bar{T}_2$, $\bar{u}$, $\bar{V}_1$, AND $\bar{\zeta}_1$ AT THE END OF THE PRELIMINARY FORECAST WITHOUT EDDIES

j	$\bar{T}_2$ (°C)	$\bar{u}_1$ (m sec ⁻¹)	$\bar{u}_2$ (m sec ⁻¹)	$\bar{u}_4$ (m sec ⁻¹)	$\bar{V}_1$ (mm sec ⁻¹)	$\bar{\zeta}_1$ (10 ⁻⁴ sec ⁻¹)
15	- 30.1	6.1	4.0	- 0.3	11	0.184
14	- 28.2	16.9	11.0	- 0.6	25	0.152
13	- 25.0	24.9	16.3	- 0.9	30	0.104
12	- 20.8	30.1	19.8	- 1.0	28	0.064
11	- 15.9	33.3	21.8	- 1.0	27	0.038
10	- 10.8	35.1	23.0	- 1.1	29	0.020
9	- 5.4	36.0	23.6	- 1.1	28	0.008
8	0	36.3	23.8	- 1.1	29	0
7	5.4	36.0	23.6	- 1.1	28	- 0.008
6	10.8	35.1	23.0	- 1.1	29	- 0.020
5	15.9	33.3	21.8	- 1.0	27	- 0.038
4	20.8	30.1	19.8	- 1.0	28	- 0.064
3	25.0	24.9	16.3	- 0.9	30	- 0.104
2	28.2	16.9	11.0	- 0.6	25	- 0.152
1	30.1	6.1	4.0	- 0.3	11	- 0.184

0 ————— 0
 250 - - - - - 1
 500 ————— 2
 750 - - - - - 3
 1000 ————— 4

B.G.Hunt(1973)

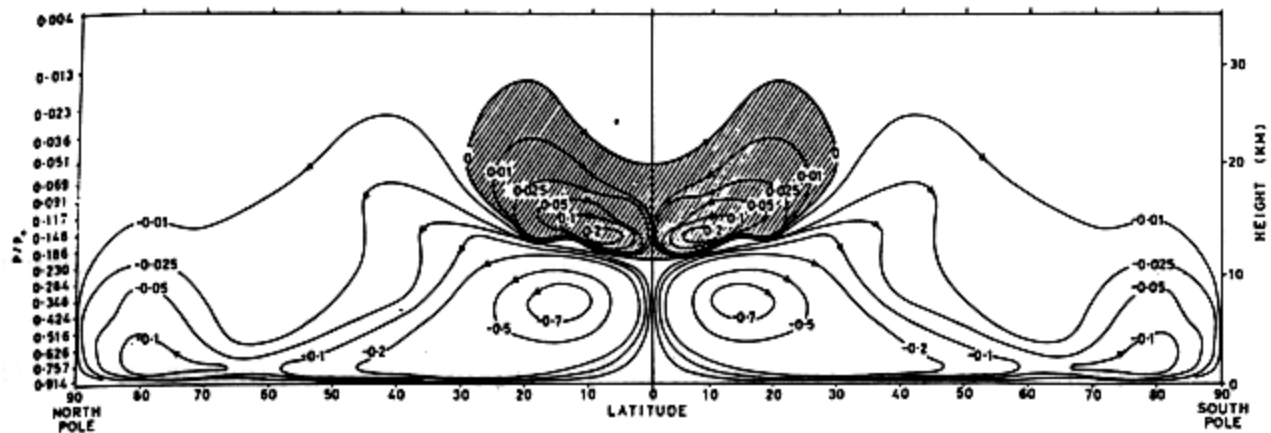


Fig. 9. The stream function for the dry ZSM. (Units: 10^{11} g/sec.)

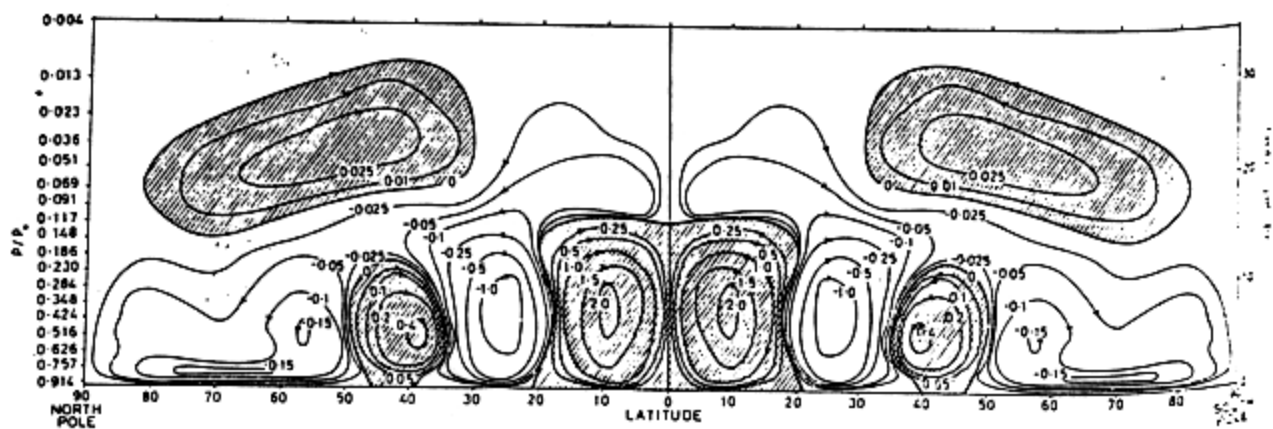
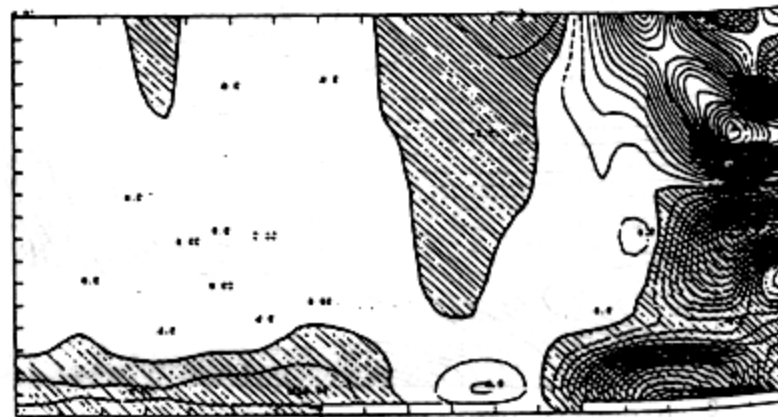


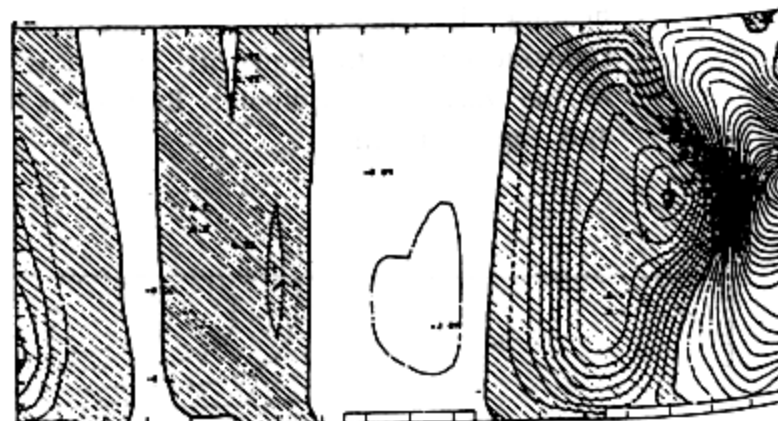
Fig. 13. The stream function for the moist ZSM. (Units: 10^{11} g/sec.)

H.Nakamura(1978)



MERIDIONAL WIND (M/SEC) 51-0.00
 LAT-M ZONAL MEAN 0 YA 1100AY 0 HA 0 MIN 0 SEC 80-0.02

(a)



VERTICAL P-VELOCITY (1.E-4MB/SEC) 51-0.00
 LAT-M ZONAL MEAN 0 YA 1100AY 0 HA 0 MIN 0 SEC 80-0.05

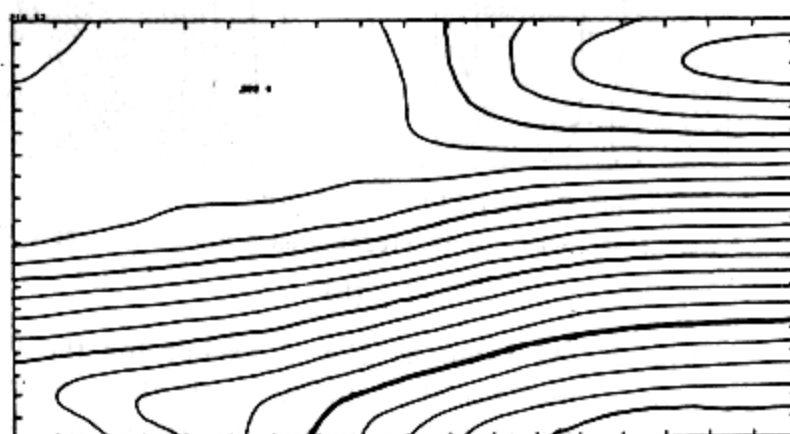
(b)

Fig. 5 As same as Fig. 3 except for the (a) meridional velocity and (b) vertical p -velocity. Contour intervals are (a) 2 cm/s and (b) 5×10^{-6} mb/s. Shaded area shows the (a) southward flow and (b) downward flow.



Q DIABATIC HEATING (DEG/DAY) ST=0.00
LAT-H ZONAL MEAN 0 YR 0 DAY 0 HR 0 MIN 0 SEC 80=0.10

Fig. 1 Latitude-height distribution of the diabatic heating function Q . Contour interval is 0.1°K/day . Shaded area shows positive heating. Leftside boundary is the pole and rightside one is the equator. Height is used as the vertical coordinate. Bottom is 0 km and top is 19 km.



TE (OBSERVATION) ST=273.00
L-H ZONAL MEAN 0 YR 0 DAY 0 HR 0 MIN 0 SEC 80=5.00

Fig. 2 As same as Fig. 1 except for T_e obtained from the observational data. Contour interval is 5°K and standard line is 273°K .

G.P.Williams(1988)

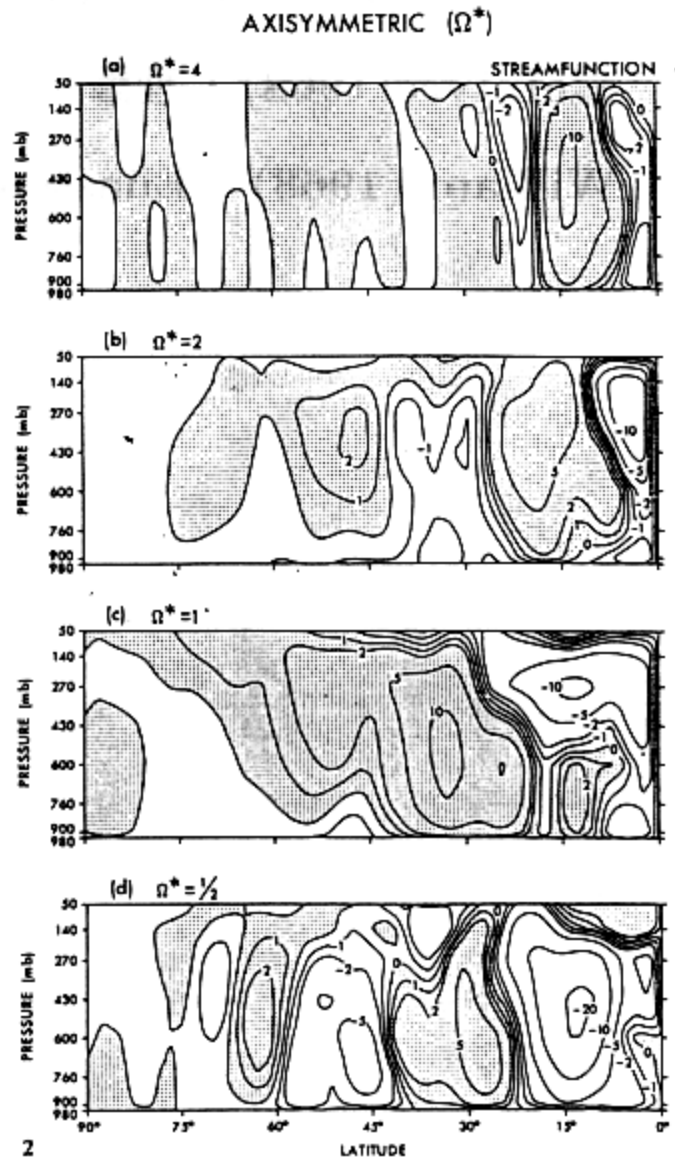
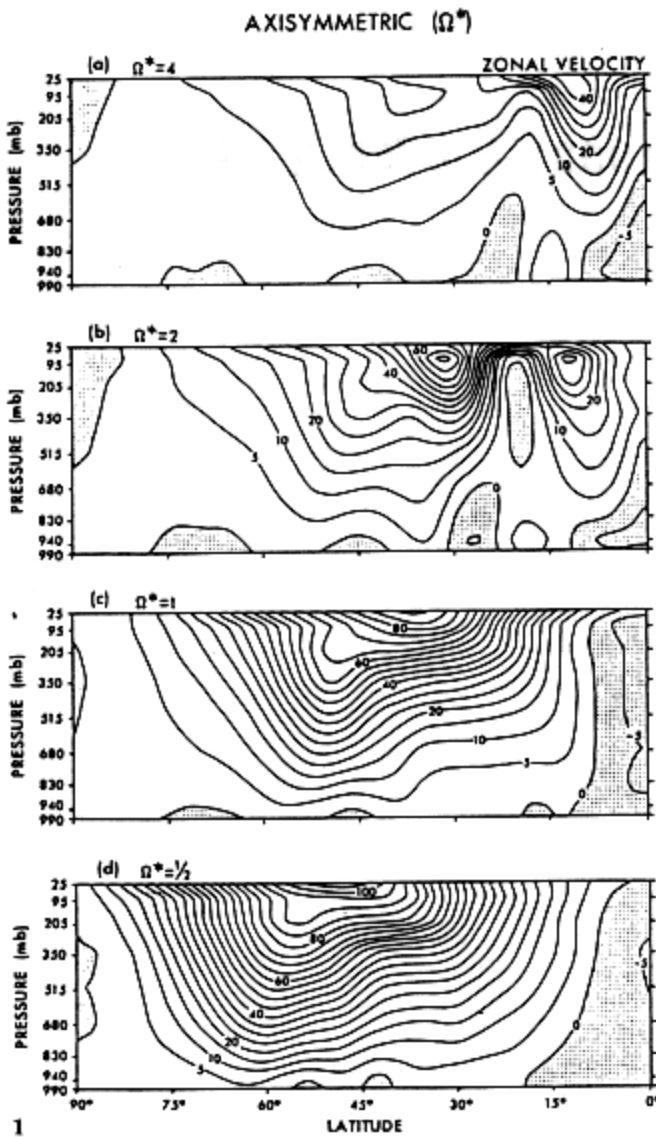


Fig. 1. Meridional distribution of the mean zonal wind for the AXISYMMETRIC model with $\Omega^* = \frac{1}{2}-4$. Units: ms^{-1}

Fig. 2. Meridional distribution of the mean stream function for the AXISYMMETRIC model with $\Omega^* = \frac{1}{2}-4$. Units: 10^{13} g s^{-1}

回転水槽

Fultz(1946 ~) : Rossby, Starr の示唆により開始

Williams(1967a,b) : 軸対称流の数値実験

McIntyre(1968) : 理論

Williams(1968) : Eliassen(1952) との類似を示唆

G.P. Williams(1968)

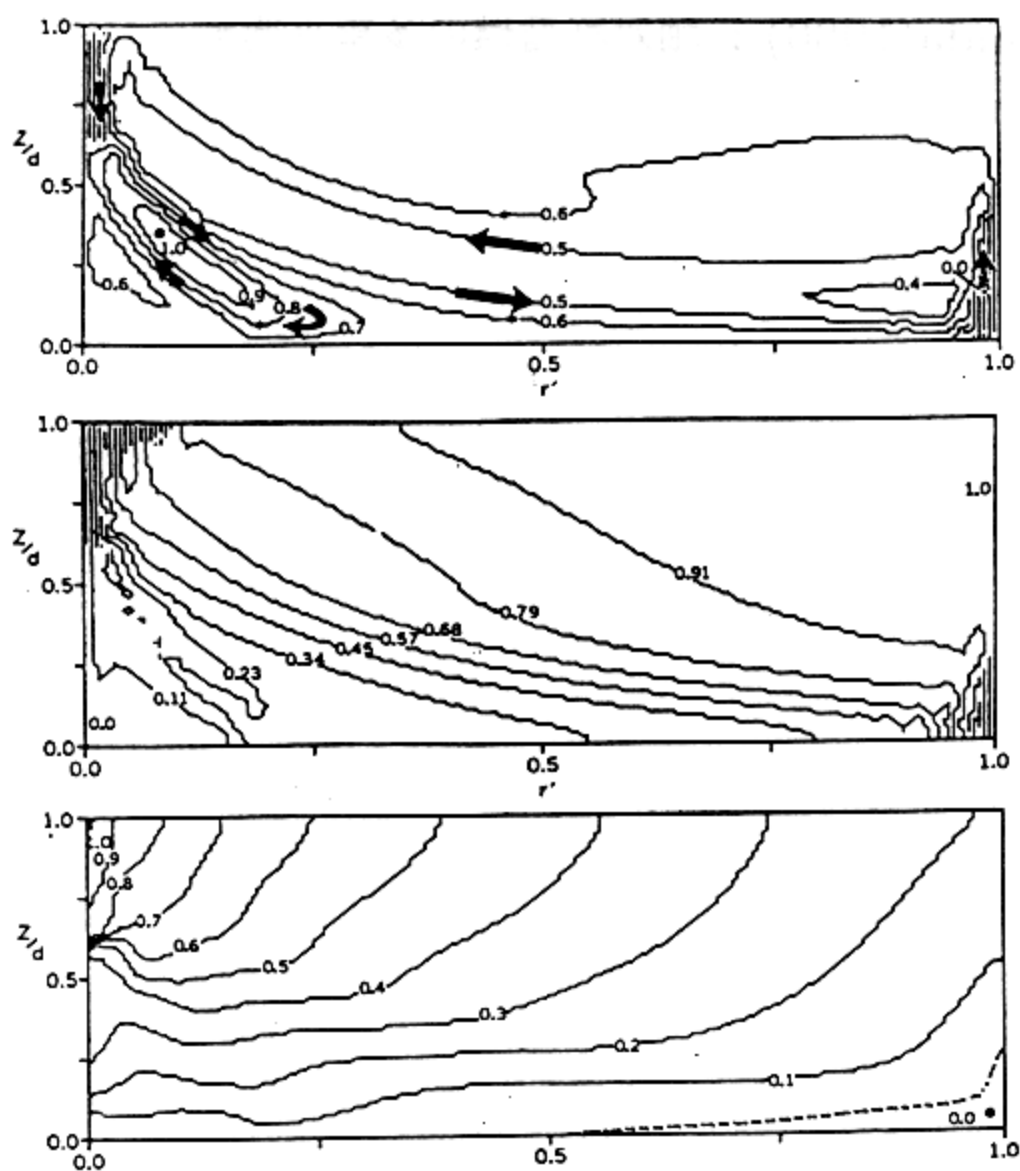


FIG. 5. The steady-state normalized contours of stream function, temperature and zonal velocity for flow A5. The absolute maximum and minimum values are $+0.5351$, $-1.105 \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ for ψ ; 25, 15C for T ; and $+2.667$, $-0.05955 \text{ cm sec}^{-1}$ for u .

惑星大気

Gierasch(1975) : 金星の 4 日循環 (Gierasch 効果)

Matsuda(1980) : 軸対称循環の多重平衡解

P.J.Gierasch(1975)

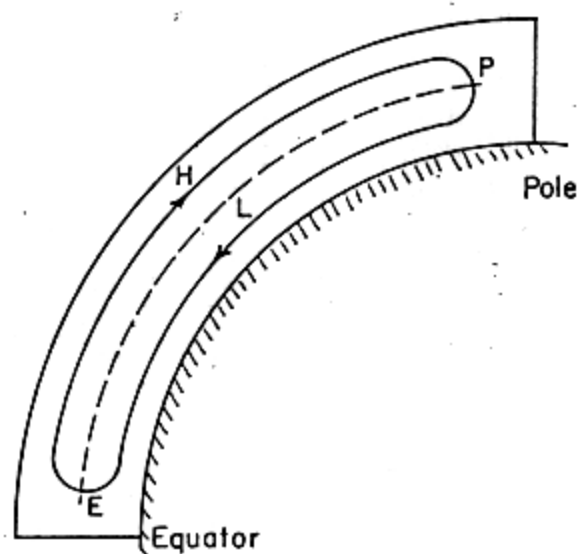


FIG. 1. Schematic of meridional cell. If the angular momentum per unit mass is greater at point E than at P, the meridional cell produces an upward flux of angular momentum. If it is greater at point H than at L, there is a poleward transport.

E.K.Schneider(1977)

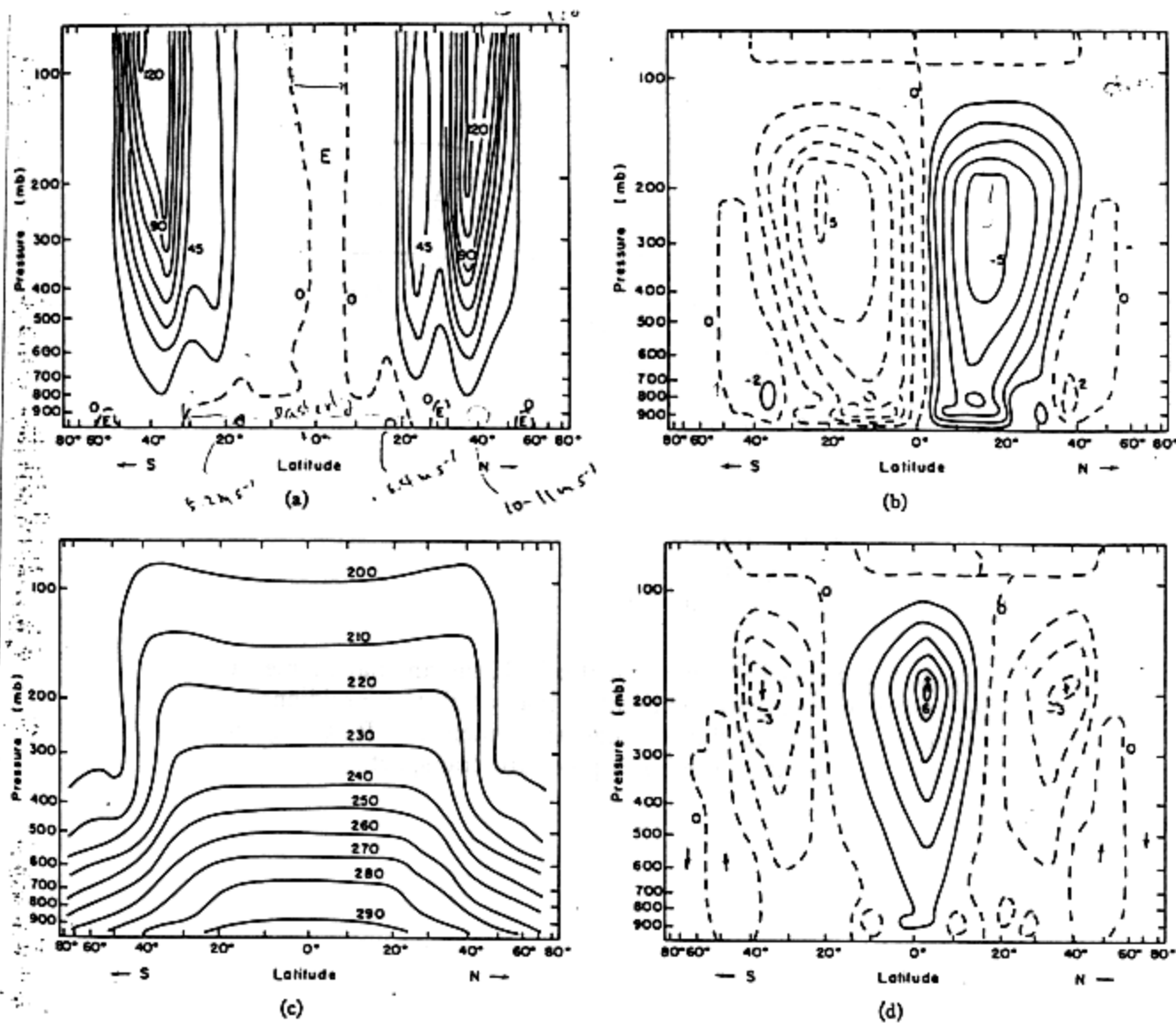


FIG. 5. Contours of solutions to case IV: (a) zonal wind, interval 15 m s^{-1} ; (b) streamfunction, interval 10^{12} g s^{-1} ; (c) temperature, interval 10 K ; (d) vertical velocity, interval 1 mm s^{-1} .

I.Held and A.Hou(1980)

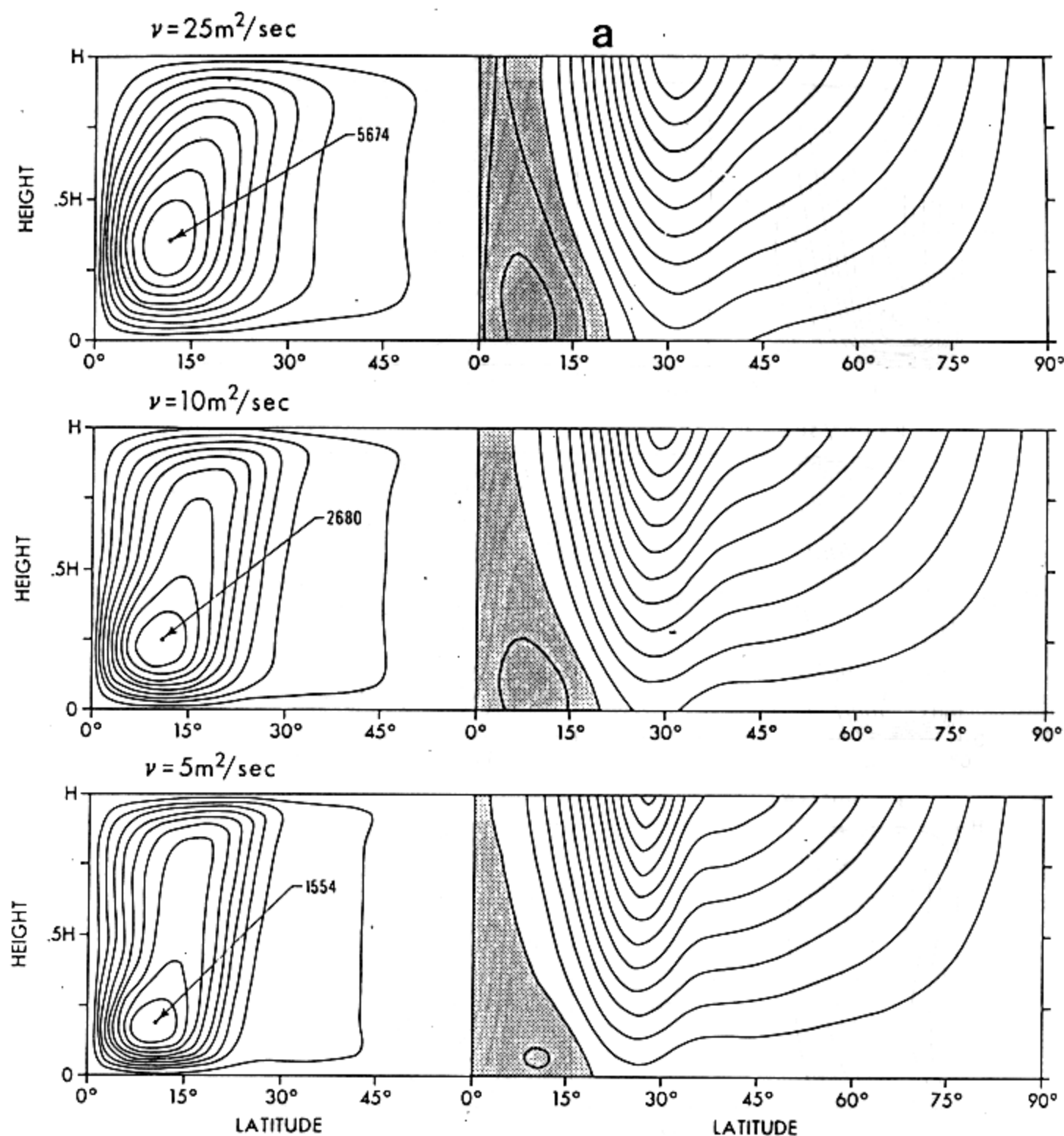


FIG. 4a. Calculated meridional streamfunctions and zonal wind fields in the standard case. In the left part of the figure, the streamfunction ψ is given for $\nu = 25, 10$ and $5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, with a contour interval of $0.1 \psi_{\text{max}}$. The value of ψ_{max} ($\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$) is marked by a pointer. The right part of each figure is the corresponding zonal wind field, with contour intervals of 5 m s^{-1} . The shaded area indicates the region of easterlies.

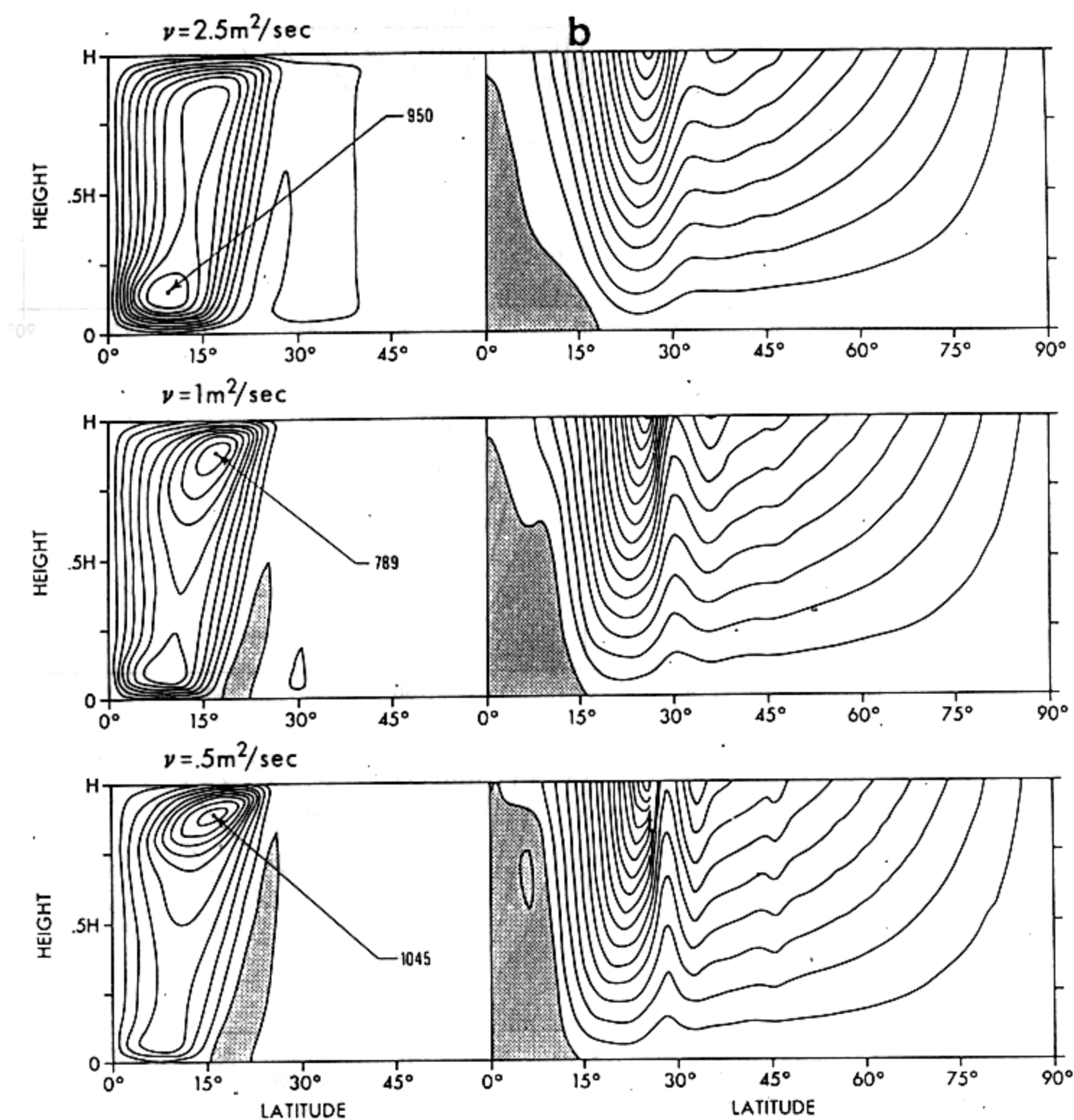


FIG. 4b. Calculated meridional streamfunctions and zonal wind fields as described in Fig. 4a. The shaded region in the ψ field corresponds to a Ferrel cell, $\psi < 0$.

軸対称的大循環論の復活

Schneider, Lindzen, Held and Hou によって軸対称ハドレー循環の意義が復活した.

「Held and Hou モデル」の成立

Schneider and Lindzen(1977) : 線型モデル, 積雲摩擦に注目

Schneider(1977) : 非線型プリミティブモデル, 非線形バランスを議論

Held and Hou(1980) : ビジネスクモデル, 線形論と Schneider の議論を精緻に検討

「Held and Hou モデル」の応用

Hou(1984) : 金星の 4 日循環

Schneider(1983) : 火星のダストストーム

Williams(1988) : 軸対称 GCM

Lindzen and Hou(1988) : 赤道から離れたところに熱源がある場合

Plumb and Hou(1991) : 亜熱帯域に熱源があるときの特異的ふるまい

Hou and Lindzen(1991) : 熱源が狭い領域に集中したときの効果

軸対称流におけるバランス

Hoskins, B.J., Bretherton, F.P., 1972 : セミ地衡風理論

Atmospheric frontogenesis models: mathematical formulation and solution, *J. Atmos. Sci.*, 29, 11-37.

Hoskins, B.J., McIntyre, M.E., Robertson, A.W., 1985 : 等温位面解析

On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 111, 877-946.

Davies, H. C., 1973 :

Potential vorticity and the stirring of a rotating fluid, *Pure and Appl. Geophys.*, 111, 2249-2253.

Shutts, G.J., Thorpe, A.J., 1978 :

Some aspects of vortices in rotating stratified fluids, *Pure and Appl. Geophys.*, 116, 993-1006.

Thorpe, A.J., 1985 :

Diagnosis of balanced vortex structure using potential vorticity, *J. Atmos. Sci.*, 42, 397-406.

Emanuel, K. A., 1986 : 熱帯低気圧

An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance, *J. Atmos. Sci.*, 43, 585-604.

Held, I.M., Hou, A.Y., 1980 : 非粘性極限での角運動量変化量の見積り

Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, 37, 515-533.

Shutts, G.J., 1980 : ハドレー循環

Angular momentum coordinates and their use in zonal geostrophic motion on a hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, 37, 1126-1132.

Hack, J.J., Schubert, W.H., Stevens, D.E., Kuo, H.-C., 1989 : ハドレー循環

Response of the Hadley circulation to convective forcing in the ITCZ, *J. Atmos. Sci.*, 46, 2957-2973.

Schubert, W. H., Ciesielski P. E., Stevens D. E., Kuo H.-C., 1991 : ハドレー循環

Potential vorticity modeling of the ITCZ and the Hadley circulation, *J. Atmos. Sci.*, 48, 1493-1509.

Held and Hou(1980) モデル

基本方程式

ビジネスク, プリミティブ方程式系.

連続の式:

$$0 = \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\cos \theta v_\theta) + \frac{\partial}{\partial r} v_r \quad (1)$$

ϕ 方向の運動方程式:

$$\frac{\partial}{\partial t} v_\phi = -\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\cos \theta v_\phi v_\theta) + \frac{\partial}{\partial r} (v_\phi v_r) + \frac{\sin \theta}{a \cos \theta} v_\phi v_\theta + 2\Omega \sin \theta v_\phi + f_\phi \quad (2)$$

θ 方向の運動方程式:

$$\frac{\partial}{\partial t} v_\theta = -\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\cos \theta v_\theta^2) + \frac{\partial}{\partial r} (v_\theta v_r) - \frac{\sin \theta}{a \cos \theta} v_\theta^2 - 2\Omega \sin \theta v_\phi - \frac{1}{\rho_0} \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} p + f_\theta \quad (3)$$

静力学平衡:

$$0 = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial r} p - \frac{\rho}{\rho_0} g \quad (4)$$

温度の式:

$$\frac{\partial}{\partial t} T = -\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\cos \theta T v_\theta) - \frac{\partial}{\partial r} (T v_r) + \frac{1}{\rho_0 c_p} Q \quad (5)$$

状態方程式:

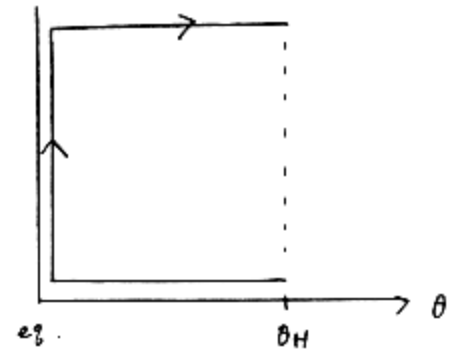
$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \quad (6)$$

系:

- $-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$
- $0 < z < H$

仮定:

- $z = H$ で角運動量保存
- $v_\phi(H) \ll v_\phi(0)$
- 温度風平衡
- ニュートン冷却



$z = H$ での東西風の緯度分布は次のようにして定まる. 角運動量 l が赤道での値 $l(\theta = 0) = \Omega a^2$ に等しいとする.

$$l = a v_\phi \cos \theta + a^2 \Omega \cos^2 \theta = \Omega a^2$$

これから,

$$v_\phi = \Omega a \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \quad (\text{at } z = H) \quad (7)$$

東西風と圧力場の間には旋衡風平衡が成立すると仮定し,

$$0 = -\frac{\sin \theta}{a \cos \theta} v_\phi^2 - 2\Omega \sin \theta v_\phi - \frac{1}{\rho_0} \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} p$$

$z = 0$ と H で評価し, 引き算をする. $v_\phi(H) \ll v_\phi(0)$, および静力学平衡

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{p(H) - p(0)}{H} = -\frac{\bar{p}}{\rho_0} g = \beta \bar{T} g$$

を用いると ($\bar{(\quad)}$ は鉛直平均を表す),

$$0 = -\frac{\sin \theta}{a \cos \theta} v_\phi^2(H) - 2\Omega \sin \theta v_\phi(H) - \beta g H \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \bar{T}$$

(7) 式を代入して,

$$\Omega^2 a \left(\frac{\sin^3 \theta}{\cos^3 \theta} + \frac{\sin^3 \theta}{\cos \theta} \right) = -\beta g \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \bar{T}.$$

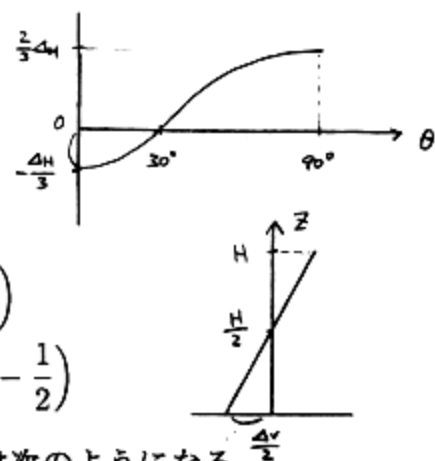
θ で積分し,

$$\beta[\overline{T}(\theta) - \overline{T}(\theta)] = -\frac{\Omega^2 a^2 \sin^4 \theta}{gH 2 \cos^2 \theta} \quad (8)$$

$$\frac{\sin^4 \theta}{2 \cos^2 \theta} = \begin{cases} \frac{1}{24} & (\theta = 30^\circ) \\ \frac{9}{8} & (\theta = 60^\circ) \end{cases}$$

温度の式の加熱項をニュートン冷却によって与える.

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_0 c_p} Q &= -\frac{T - T_e(\theta)}{\tau} \\ \beta T_e(\theta) &= 1 - \frac{2}{3} \Delta_H P_2(\sin \theta) + \Delta_v \left(\frac{z}{H} - \frac{1}{2} \right) \\ &= 1 - \frac{1}{3} \Delta_H (3 \sin^2 \theta - 1) + \Delta_v \left(\frac{z}{H} - \frac{1}{2} \right) \end{aligned}$$



T_e はニュートン冷却の基準温度である. 鉛直平均した基準温度は次のようになる.

$$\beta \overline{T}_e(\theta) = 1 - \frac{1}{3} \Delta_H (3 \sin^2 \theta - 1) \quad (9)$$

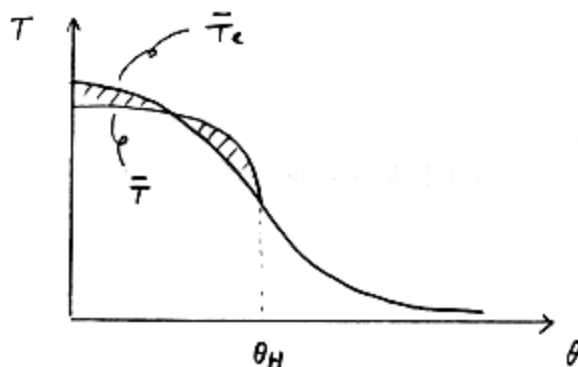
ハドレーセル $0 < \theta < \theta_H$ 内で熱バランスが成立することを仮定すると,

$$\int_0^{\theta_H} \overline{Q} d\theta = 0.$$

よって,

$$\int_0^{\theta_H} \overline{T}(\theta) d\theta = \int_0^{\theta_H} \overline{T}_H(\theta) d\theta. \quad (10)$$

$\theta = \theta_H$ で $\overline{T} = \overline{T}_H$ が成立することを仮定すると, 次の図のような“等面積法”で θ_H が定まる.



$\theta_H \ll 1$ のときには, (8), (9) は,

$$\beta \bar{T}(\theta) \approx \beta \bar{T}(0) - \frac{1}{2} \frac{\Omega^2 a^2}{gH} \theta^4, \quad (11)$$

$$\beta \bar{T}(\theta) \approx \beta \bar{T}_e(0) - \Delta_H \theta^2. \quad (12)$$

$\theta = \theta_H$ で $\bar{T} = \bar{T}_H$ であることと, (10) を用いると,

$$\theta_H = \left(\frac{5}{3} \frac{gh}{\Omega^2 a^2} \Delta_H \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{5}{3} R \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

ここに,

$$R \equiv \frac{gh}{\Omega^2 a^2} \Delta_H. \quad (14)$$

(13), (14) を用いると, (11), (12) は,

$$\beta \bar{T}(\theta) \approx \beta \bar{T}(0) - \frac{25}{18} R \Delta_H \left(\frac{\theta}{\theta_H} \right)^4, \quad (15)$$

$$\beta \bar{T}_e(\theta) \approx \beta \bar{T}_e(0) - \frac{5}{3} R \Delta_H \left(\frac{\theta}{\theta_H} \right)^2. \quad (16)$$

また, $\theta = 0, \theta_H$ における基準温度との温度差は,

$$\beta \bar{T}(0) \approx \beta \bar{T}_e(0) - \frac{5}{18} R \Delta_H, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \beta \bar{T}(\theta) &\approx \beta \bar{T}_e(\theta) + \frac{5}{18} R \Delta_H \left[1 - 5 \left(\frac{\theta}{\theta_H} \right)^4 \right] \\ &\equiv \beta \bar{T}_e(\theta) + \frac{5}{18} R \Delta_H f_1 \left(\frac{\theta}{\theta_H} \right) \end{aligned} \quad (18)$$

(13) 式でべき乗の指数 $1/2$ はひとえに $\bar{T}_e$ の関数形に依存している. 今の場合 $\bar{T}(\theta)$ の分布の方は, (11) 式のように角運動量保存則と温度風平衡によって確定しているからである.

試みに,

$$\beta[\bar{T}_e(\theta) - \bar{T}_e(0)] \approx \theta^n$$

とおくと, おおむね

$$\frac{\Omega^2 a^2}{gH} \theta_H^4 \approx \Delta_H \theta_H^n$$

によって θ_H が定まり,

$$\theta_H \approx R^{\frac{n}{4}}$$

となる.

Held and Hou(1980) では引き続いていろいろな量の表現を得ているが, そのカラクリだけをみていくことにしよう.

熱フラックス

$$\frac{1}{H} \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\cos \theta \int_0^H T v_\theta dz \right) = -\frac{T - T_e}{\tau}. \quad (19)$$

右辺が加熱・冷却項であり, 今は仮定によりすでにわかっているものとしている. θ で積分して, さらに鉛直積分して水平方向への熱フラックスを得る.

$$\begin{aligned} \beta \int_0^H T v_\theta dz &\approx -\frac{Ha}{\tau} \int_0^\theta \beta [T(\theta) - T_e(\theta)] d\theta \\ &\approx -\frac{Ha}{\tau} R \Delta_H \theta f_1 \left(\frac{\theta}{\theta_H} \right) \\ &\equiv -\frac{Ha}{\tau} R^{\frac{3}{2}} \Delta_H f_2 \left(\frac{\theta}{\theta_H} \right) \end{aligned} \quad (20)$$

質量フラックス

$z = 0, H$ 付近の幅 δ の境界層にのみ南北流 v_θ が存在するとする. 境界層内の全質量フラックスを M とすると,

$$M = - \int_0^\delta v_\theta dz = \int_{H-\delta}^H v_\theta dz.$$

鉛直温度差は T_e における Δ_e からずれないと仮定する. すると M は熱フラックスの表式から求まる.

$$\begin{aligned}
\beta \int_0^H T v_\theta dz &\approx \beta \left[\int_0^\delta T v_\theta dz + \int_{H-\delta}^H T v_\theta dz \right] \\
&\approx M \beta [T(H) - T(0)] \\
&\approx M \beta [T_e(H) - T_e(0)] \\
&\approx M \Delta_v.
\end{aligned}$$

よって,

$$\begin{aligned}
M &\approx \frac{1}{\Delta_v} \beta \int_0^H T v_\theta dz \\
&\approx \frac{Ha}{\tau} \frac{\Delta_H}{\Delta_v} R^{\frac{3}{2}} f_2 \left(\frac{\theta}{\theta_H} \right)
\end{aligned} \tag{21}$$

運動量フラックス

$v_\phi(H) \approx \Omega a \theta^2$, $v_\phi(0) \approx 0$ と M の表式を用いると,

$$\begin{aligned}
\int_0^H v_\phi v_\theta dz &\approx M [v_\phi(H) - v_\phi(0)] \\
&\approx \frac{Ha}{\tau} \frac{\Delta_H}{\Delta_v} R^{\frac{3}{2}} f_2 \left(\frac{\theta}{\theta_H} \right) \cdot \Omega a \theta^2 \\
&\equiv \frac{\Omega a^2 H}{\tau} \frac{\Delta_H}{\Delta_v} R^{\frac{3}{2}} f_3 \left(\frac{\theta}{\theta_H} \right).
\end{aligned} \tag{22}$$

地表面での風

運動量フラックスの収束が地表面におけるストレスに等しい. 後者を $Cv_\phi(0)$ とおく.

$$\begin{aligned}
Cv_\phi(0) &= -\frac{1}{a \cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\cos^2 \theta \int_0^H v_\phi v_\theta dz \right) \\
&\equiv \frac{\Omega a H}{\tau} \frac{\Delta_H}{\Delta_v} R^2 f_4 \left(\frac{\theta}{\theta_H} \right).
\end{aligned} \tag{23}$$

鉛直流とセルを一周する時間

セル全域にわたって鉛直流が存在すると仮定して,

$$v_r \approx \frac{M}{a\theta_H} \approx \frac{M}{aR^{1/2}} \approx \frac{H}{\tau} \frac{\Delta_H}{\Delta_v} R. \quad (24)$$

セルを一周する時間は,

$$\tau_D = \frac{H}{v_r} = \frac{\tau}{R \frac{\Delta_H}{\Delta_v}} \quad (25)$$

Schneider(1977) モデル

Schneider(1977) の研究は Held and Hou(1980) の先駆的研究だが、いくつかの点で現実大気を意識した定式化になっている。

- ビジネス系でなく密度変化する成層を考えている。
- 積雲加熱を考慮
- 放射はニュートン冷却、ただし高さのみの関数
- 圏界面上端では角運動量保存、地表風は弱い。
- 温度風バランス

はじめの2項が Held and Hou と異なっているが、あとは同じ仮定に基づいている。

角運動量保存と温度風バランスから得られた (8) 式は同じ。 $\theta \ll 1$ として、

$$\beta[\overline{T}(\theta) - \overline{T}(0)] = -\frac{1}{2} \frac{\Omega^2 a^2}{gH} \theta^4. \quad (26)$$

熱バランスの式として、ハドレー循環全域にわたった積雲加熱と放射冷却のバランスを用いる。(ここでは諸量の緯度分布ではなく、全域での0次元のバランスを考える。)

$$\int_0^{\theta_H} Q_c d\theta = \int_0^{\theta_H} \rho c_p \frac{T - T_e}{\tau} d\theta. \quad (27)$$

(26) 式を使うと、右辺は、

$$\text{右辺} \approx \frac{c_p}{\beta} \left(\frac{\rho}{\tau} \right) \frac{\Omega^2 a^2}{gH} \theta_H^5. \quad \left(\frac{\rho Q_c}{\rho c_p} = \int \frac{\rho c_p (T - T_e)}{\tau} \right)$$

左辺の積雲加熱は、単位面積当たり質量フラックス $M_c \approx \rho w$, 静的エネルギー $\sigma = c_p T + Lq + gz$ を用いて、

$$\text{左辺} \approx Q_c \theta_H \approx M_c \frac{\partial}{\partial z} \sigma \cdot \theta_H.$$

よって、

$$M_c \frac{\partial}{\partial z} \sigma \cdot \theta_H \approx \frac{c_p}{\beta} \left(\frac{\rho}{\tau} \right) \frac{\Omega^2 a^2}{gH} \theta_H^5.$$

$$\begin{aligned}\theta_H^4 &\approx \frac{gH}{\Omega^2 a^2} \overline{\left(\frac{\tau}{\rho}\right)} \frac{\beta}{c_p} \frac{\partial}{\partial z} \sigma \cdot M_c \\ &= \frac{HN^2}{\Omega^2 a^2} \overline{\left(\frac{\tau}{\rho}\right)} M_c.\end{aligned}$$

ここで,

$$N^2 \equiv \frac{\beta g}{c_p} \frac{\partial}{\partial z} \sigma,$$

は Brunt Väisälä 振動数である.

さて, さらに圏界面の高さを,

$$H = \overline{\left(\frac{\tau}{\rho}\right)} M_c,$$

と見積もる. この仮定は, 放射緩和時間 τ を対流時間 H/w に等しいとおくことによって得られる¹.

最終的に,

$$\theta_H \approx \left(\frac{HN}{\Omega a}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (28)$$

を得る. a をかけて, ハドレー循環の幅は,

$$L = \theta_H a = \left(\frac{HN}{\Omega} a\right)^{\frac{1}{2}},$$

となり, 赤道変形半径によって与えられるという結果になる.

¹原典ではこの仮定の論拠は明確には示されていない. 何か特別な基準温度分布を考えているようにも見える.

Schneider(1977) モデルを地表面フラックスを用いて、もう一度見直してみる。

ハドレーセル全体における積雲加熱と放射冷却とのバランスにより、

$$\int_0^H \int_0^{\theta_H} Q_c d\theta dz = \int_0^H \int_0^{\theta_H} Q_R d\theta dz.$$

左辺はさらに地表面から大気へ供給された潜熱・顕熱フラックスの和に等しい。

$$\text{左辺} = (S_h + LE)\theta_H.$$

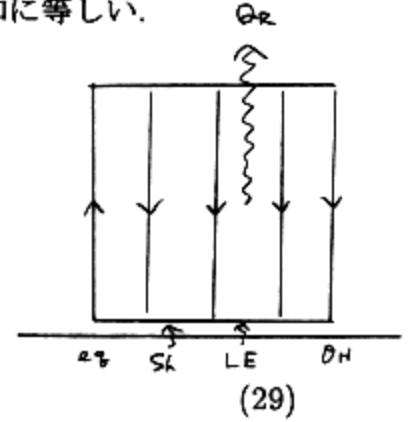
右辺はとりあえず Q_R のままおいておくと、

$$\text{右辺} = Q_R H \theta_H.$$

これから全エネルギーバランス

$$(S_h + LE)\theta_H = Q_R H \theta_H$$

を得る。



放射 Q_R をニュートン冷却によって与える。ここでは基準温度 T_e が緯度によらないとする。ハドレー循環外縁部で $\bar{T}(\theta_H) \approx \bar{T}_e$ とすれば、

$$Q_R = \bar{\rho} c_p \frac{\bar{T} - \bar{T}_e}{\tau} = \frac{c_p}{\beta} \left(\frac{\rho}{\tau} \right) \frac{\Omega^2 a^2}{gH} \theta_H^4.$$

よって (29) から、

$$(S_h + LE)\theta_H = Q_R H \cdot \frac{c_p}{\beta} \left(\frac{\rho}{\tau} \right) \frac{\Omega^2 a^2}{gH} \theta_H^5.$$

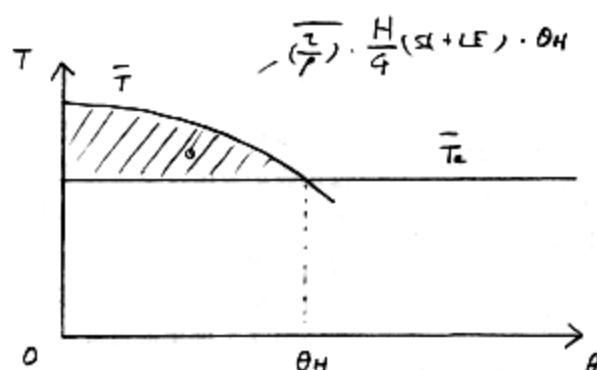
$$\theta_H = \left[\frac{g}{\Omega^2 a^2} \frac{\beta}{c_p} \left(\frac{\rho}{\tau} \right) (S_h + LE) \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (30)$$

Schneider の表式 (28) を得るためには、

$$\begin{aligned} S_h + LE &= M_c \frac{\partial}{\partial z} \sigma \cdot H, \\ N^2 &= \frac{\beta g}{c_p} \frac{\partial}{\partial z} \sigma, \\ H &= \left(\frac{\tau}{\rho} \right) M_c, \end{aligned} \quad (31)$$

を用いる.

なお, (30) の"等面積法"的な図を描くと下のようになる.



$$\begin{aligned}
 S_L + LE &= Q_R H \\
 &= P G \frac{T - T_c}{\tau} \cdot H \\
 \int_0^{\theta_H} (T - T_c) d\theta &= \left(\frac{\bar{T}}{P}\right) \frac{H}{G} (S_L + LE) \cdot \theta_H
 \end{aligned}$$

地球大気のハドレー循環の軸対称モデルによる研究

佐藤 正樹 (東京大学 理学部 地球惑星物理教室)

A study of the Hadley circulation of the atmosphere by an axisymmetric model

Masaki Satoh (Department of Earth and Planetary Physics, Faculty of Science, University of Tokyo)

はじめに

地球大気の流れは、低緯度(0~30度)では自転軸に対し軸対称的な循環(ハドレー循環)により、中高緯度(30度~90度)では非軸対称的な循環(傾圧不安定波)により特徴づけられる。大気の流れ全体を軸対称的な循環としてとらえることは必ずしもよい近似ではないが、ハドレー循環の性質を調べるため、あるいは傾圧不安定波についての基本場の性質を調べるために重要な意味を持つ。

ハドレー循環に対する理解は、Schneider and Lindzen (1977), Schneider (1977), Held and Hou (1980) の軸対称モデルによる研究によって進歩した。これらの研究では、ハドレー循環のひろがる領域は低緯度でエネルギー収支が閉じる領域として決定されると結論している。しかしエネルギーの生成・消失項を、適当な緯度・高度分布を持つ基準温度を仮定しそれからの温度のずれに比例するニュートン冷却によって与えているため、ハドレー循環の領域は仮定した基準温度の分布に大きく依存する結果になっている。

実際の大気では、太陽放射の大部分が直接地表面に到達し、地表面からの顕熱・潜熱の供給と大気中での惑星放射による冷却とがバランスした状態として熱的な平衡状態が定まっている。このような系では、基準温度はあらかじめわかっている量ではなく、循環が生じた結果として得られるべきものである。この研究では、軸対称モデルにおいてニュートン冷却や基準温度の仮定はおかずに、上記のエネルギーバランスをあらわに取り入れた場合に、ハドレー循環がどのような性質を持つかを調べることにする。

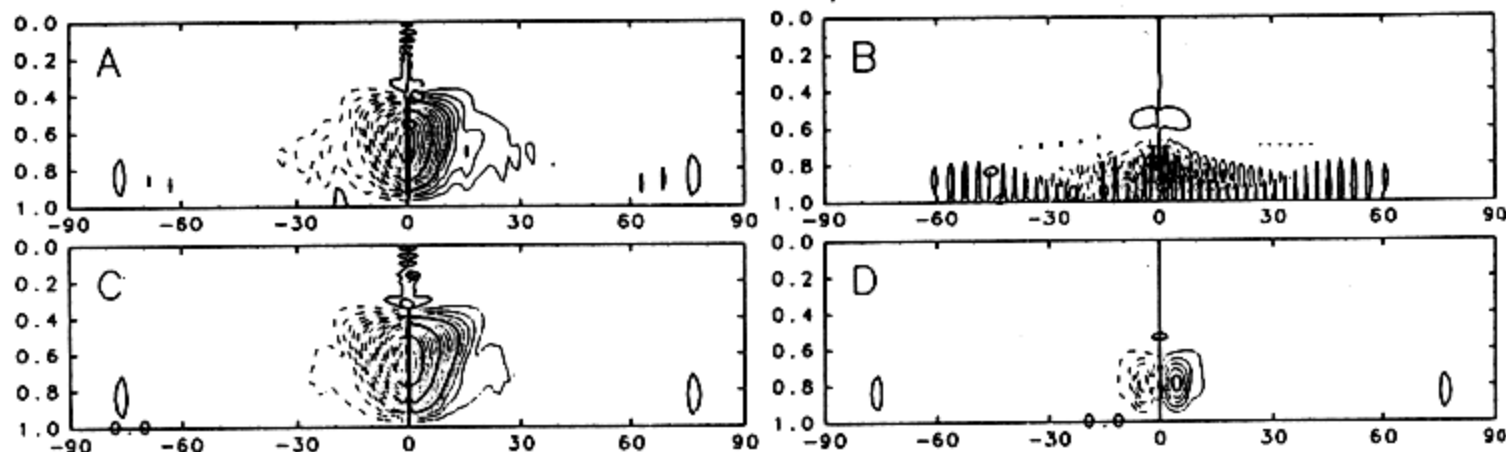
実験、結果

軸対称モデルの計算領域は、緯度方向 -90度 ~ 90度、高度は地表から圧力 $p = 0$ まで、格子点数は 100×50 である。地表面気圧、角運動量、南北速度、エンタルピー、水蒸気の混合比を予報変数とし、静水圧を仮定した。大気は水蒸気を含む理想気体である。水蒸気は凝結したら直ちに地表面に落下させる。地表面温度を固定し(赤道 300K、極 260K)、放射は灰色放射を仮定(光学的厚さ = 2)、拡散係数は $5 \text{ m}^2/\text{s}$ とした。

水蒸気を含む「湿潤大気」と水蒸気を含まない「乾燥大気」の実験を行った。また、局所的な鉛直対流を想定した「対流調節」を導入した場合と導入しない場合を比較した。図 A, B は対流調節を導入しない場合である。湿潤大気では -10 ~ 10 度の「せまい」領域にハドレー循環が現れている。乾燥大気では 1 グリッドごとの対流が卓越し、ハドレー循環ははっきりとは同定できない。図 C, D は対流調節を導入した場合である。湿潤大気では対流調節はほとんど地表付近で生じており、A と C に大きな差異はない。乾燥大気では、ハドレー循環が現れているが、対流圏全域で対流調節が卓越している。D の循環強度は B の 1 グリッド対流をならした平均的な強度と同程度である。

まとめ

湿潤大気では上昇領域が集中化し明瞭なハドレー循環が現れるが、乾燥大気では局所的な鉛直対流が卓越しハドレー循環の強度は弱い。領域はどちらの場合も、緯度 10 度程度までの比較的「せまい」範囲に限定されている。



子午面流線関数。A: 湿潤大気, 対流調節なし, B: 乾燥大気, 対流調節なし, C: 湿潤大気, 対流調節あり, D: 乾燥大気, 対流調節あり。コンター間隔は, A, C, D は $2 \times 10^{10} \text{ kg/s}$, B は $1 \times 10^{11} \text{ kg/s}$ 。横軸は緯度, 縦軸は(圧力)/(地表面圧力)。

軸対称モデルを用いたハドレー循環; 鉛直対流と水平対流

佐藤 正樹 (東京大学・気候システム研究センター)

はじめに

ハドレー循環は、一般には流入する太陽放射量の南北方向の差異によって生じた水平対流としてとらえられている。しかし太陽放射の大部分は直接地表面まで到達し、地表面からの顕熱・潜熱の供給と大気中での惑星放射による冷却とがバランスした状態として大気の熱的な平衡状態が定まっている。ハドレー循環はこのような下層で加熱、上層で冷却という系での成層不安定を解消するための鉛直対流という性質も持っている。

ハドレー循環に対する理解は、Schneider and Lindzen (1977), Schneider (1977), Held and Hou (1980) の軸対称モデルによる研究により進歩した。これらの研究では、低緯度でエネルギー収支が閉じる領域としてハドレー循環の幅が決定されると結論している。しかし静的に安定な高度分布を持つ基準温度を仮定し、エネルギーの生成・消失項をそれからの温度のずれに比例するニュートン冷却によって与えているため、鉛直対流としてのハドレー循環の側面はあまり重要視されていない。ここでは上記のエネルギーバランスをあらわに考慮した軸対称モデルを用いて、成層不安定な状況でハドレー循環を計算し、鉛直対流と水平対流の相対的な役割を調べることにする。

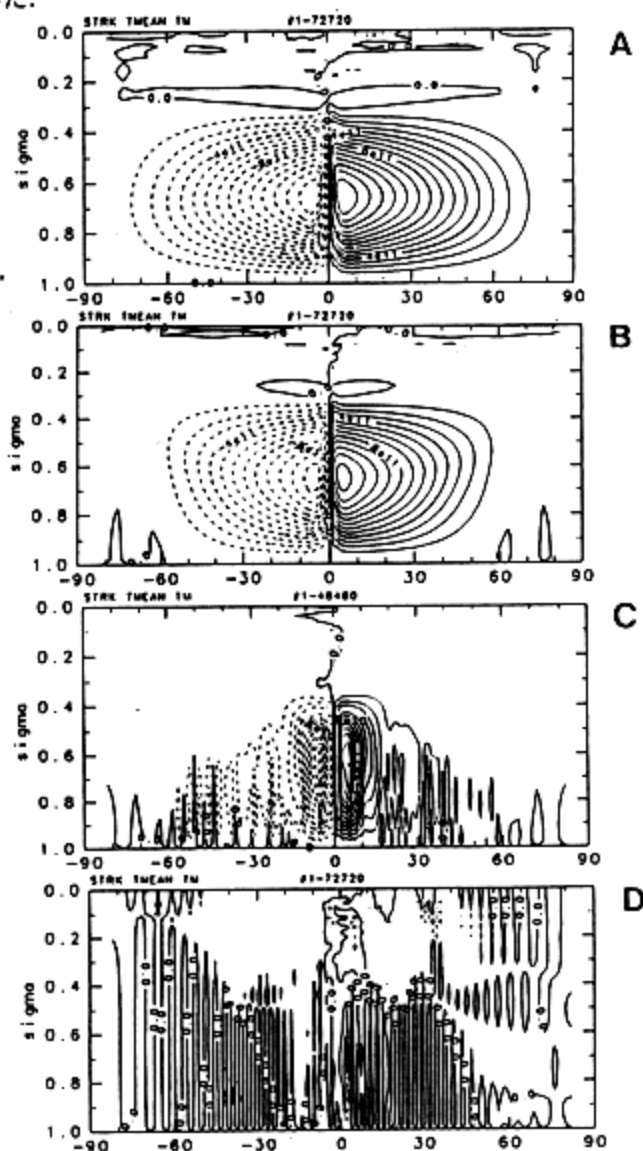
モデル、結果

軸対称モデルの計算領域は、緯度方向 $-90^\circ \sim 90^\circ$ 、高度は地表面から圧力 $p = 0$ まで、格子点数は 100×50 である。地表面気圧、角運動量、南北速度、エンタルピー、水蒸気の比湿を予報変数とし、静水圧を仮定した。水蒸気は凝結した場所で直ちに地表面に落下させ、いわゆる「積雪パラメタリゼーション」は用いない。地表面温度は赤道 300K 、極 260K に固定し、放射は灰色放射を仮定 (光学的厚さ $= 2$)、粘性係数は $5\text{ m}^2/\text{s}$ 、熱・水蒸気拡散係数は $1\text{ m}^2/\text{s}$ とした。局所的な鉛直対流は、モデルの分解能の範囲内で自然に再現されることを期待して計算をおこなう。

自転角速度 Ω を変化させた結果を図に示す。 $\Omega = \Omega_0$ (Ω_0 は地球の自転角速度) のときにはハドレー循環は 10° 程度まで広がっており、現実の大気よりもやや幅が狭くなっている。ハドレー循環の外側には局所的な鉛直対流が卓越し、赤道向きに進行している。これらの対流は角運動量を下方に輸送している。角速度を遅くするほど、ハドレー循環の幅は広がり、 $\Omega = 0$ では全球をおおう。逆に角速度を速くすると幅は狭くなり、 $\Omega = \Omega_0 \cdot 10$ ではほとんど全域で局所的な鉛直対流が卓越するようになる。ハドレー循環領域での温度は水平方向に一様化されている。

まとめ

地球パラメーターでは、ハドレー循環と局所的な鉛直対流との共存が見られた。ハドレー循環の幅は現実大気よりもやや狭くなったが、角速度による依存性では Schneider (1977) の $\sim (NH\alpha/\Omega)^{1/2}$ (N : Brunt Väisälä 振動数, H : 圏界面高度, α : 惑星半径) を指示するような結果を得た。



子午面流れ線関数。A: $\Omega = 0$, B: $\Omega = \Omega_0 \cdot 0.1$, C: $\Omega = \Omega_0$, D: $\Omega = \Omega_0 \cdot 10$ 。コンター間隔は、A, B は $1 \times 10^{11} \text{ kg/s}$, C, D は $2 \times 10^{10} \text{ kg/s}$ 。横軸は緯度、縦軸は (圧力)/(地表面圧力)。 $\Omega_0 = 2\pi/(24 \cdot 60 \cdot 60) [1/\text{s}]$ は地球の自転角速度。

モデル仕様

目次

- 基礎方程式
- 積雲過程
- 放射過程
- 散逸過程
- 地表面条件
- 初期条件, 時間積分

系

- 緯度 90 度 $\sim$ - 90 度.
- 東西方向は一様な軸対称な系とする.
- 静水圧を仮定し, 球殻近似を用いる.
鉛直座標を $\sigma = p/p_s$ とする.
- 格子点数 : 緯度方向 100 点 $\times$ 半径方向 50 点
 $-1 \leq \sin \theta \leq 1, \Delta \sin \theta = 0.02$
 $0 \leq \sigma \leq 1, \Delta \sigma = 0.02$
- 地表面温度固定
- 自由大気では放射冷却 : 灰色放射

基礎方程式系

質量保存則:

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \rho v = 0$$

角運動量保存則:

$$\frac{dl}{dt} = a \cos \theta f_\phi$$

緯度方向成分の運動方程式:

$$\frac{dv_\theta}{dt} = -\frac{1}{a\rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} - \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi + \Phi_c}{\partial \theta} - l^2 \frac{\sin \theta}{a^3 \cos^3 \theta} + f_\theta$$

静力学平衡の式:

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} - g$$

エンタルピーの式:

$$\rho \frac{dh}{dt} = \frac{dp}{dt} + \delta + Q$$

水蒸気の式:

$$\rho \frac{dq}{dt} = D - P_r$$

質量保存則 (地表面気圧の式) :

$$\frac{\partial}{\partial t} p_s = -\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1 p_s v_\theta) - \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s \dot{\sigma})$$

角運動量保存則:

$$\frac{\partial}{\partial t} (p_s l) = -\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1 p_s v_\theta l) - \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s \dot{\sigma} l) + h_1 p_s f_\phi$$

x_2 (緯度) 方向成分の運動方程式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (p_s v_\theta) = & -\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1 p_s v_\theta^2) - \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s \dot{\sigma} v_\theta) \\ & -\frac{1}{h_2} \left[\frac{p}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_2} p_s + p_s \frac{\partial}{\partial x_2} (\Phi + \Phi_c) \right] \\ & -p_s l^2 \frac{1}{h_2} \frac{\partial}{\partial x_2} \frac{1}{2h_1^2} + p_s f_\theta. \end{aligned}$$

静力学平衡の式:

$$0 = -p_s - \rho \frac{\partial}{\partial \sigma} \Phi.$$

エンタルピーの式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (p_s h) = & -\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1 p_s v_\theta h) - \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s \dot{\sigma} h) \\ & + \frac{p_s}{\rho} \frac{d}{dt} p + \frac{p_s}{\rho} \delta + \frac{p_s}{\rho} Q. \end{aligned}$$

水蒸気の式:

$$\frac{\partial}{\partial t} (p_s q) = -\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x_2} (h_1 p_s v_\theta q) - \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s \dot{\sigma} q) + \frac{p_s}{\rho} D - \frac{p_s}{\rho} P_r.$$

記号:

a	地球半径
$v = (v_\phi, v_\theta, 0)$	速度ベクトル
$l = av_\phi \cos \theta + a^2 \Omega \cos^2 \theta$	角運動量
$\Phi_c = -\frac{1}{2}a^2\Omega^2 \cos^2 \theta$	遠心ポテンシャル
$h \approx c_p T + Lq$	エンタルピー
δ	粘性消散項
Q	放射, 拡散による加熱項
D	拡散による水蒸気生成項
P_r	降水項
$x_2 = \sin \theta$	$\sin$ 緯度
$h_1 = a \sin \theta$	経度方向メトリック
$h_2 = \frac{a}{\sin \theta}$	緯度方向メトリック
$\sqrt{g} = h_1 h_2 = a^2$	メトリック

積雲過程

水蒸気が飽和水蒸気圧を越えた分を降水として地表面に落下させる。エンタルピーは水蒸気を含む湿潤大気のエンタルピーとして定義しているので、温度について逆解きしたときに「積雲加熱」としてあらわれる。

- h, q を予報
- $T, q^*(p, T)$ を計算
 - if $q < q^* \rightarrow h = h(p, T, q)$
 - if $q > q^* \rightarrow h = h(p, T, q^*(p, T))$
- 降水は「調節」によって求める
 - if $q > q^*(p, T) \rightarrow q_{new} = q^*, P_r/\rho = q - q^*$

放射過程

灰色大気を仮定.
放射伝達の方程式

$$\begin{aligned}\frac{\partial F^\uparrow}{\partial \tau^*} &= F^\uparrow - \sigma_B T^4 \\ \frac{\partial F^\downarrow}{\partial \tau^*} &= -F^\downarrow + \sigma_B T^4\end{aligned}$$

境界条件

$$\begin{aligned}F^\downarrow(z = \infty) &= 0 \\ F^\uparrow(z = 0) &= \sigma_B T_s^4\end{aligned}$$

光学的厚さ

$$\begin{aligned}\frac{\tau^*}{\tau_s} &= \left(\frac{p}{p_s}\right)^\alpha \\ \tau_s &= 2.0 \\ \alpha &= 2.0\end{aligned}$$

τ^* の表式には次のような意味づけが与えられる.

$$\begin{aligned}\tau^* &= \frac{3}{2} \int_z^\infty \rho \kappa q_a dz \\ \alpha &= H/H_a + 1\end{aligned}$$

- κ 質量当たりの吸収係数
 q_a 吸収物質の質量密度
 H_a q_a のスケールハイト
 H 大気の圧カスケールハイト

散逸過程

摩擦項：

$$f_{\phi} = \frac{1}{\rho} \left[\frac{1}{a \cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\cos^2 \theta \sigma'_{\phi\theta}) + \frac{\partial}{\partial r} \sigma'_{\phi r} \right]$$
$$f_{\theta} = \frac{1}{\rho} \left[\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\cos \theta \sigma'_{\theta\theta}) + \frac{\partial}{\partial r} \sigma'_{\theta r} \right]$$

粘性テンソル：

$$\sigma'_{\phi\theta} = \rho\nu \frac{\cos \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{v_{\phi}}{\cos \theta} \right)$$
$$\sigma'_{\phi r} = \rho\nu \frac{\partial}{\partial r} v_{\phi}$$
$$\sigma'_{\theta\theta} = 2\rho\nu \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} v_{\theta}$$
$$\sigma'_{\theta r} = \rho\nu \frac{\partial}{\partial r} v_{\theta}$$

放射・熱拡散による加熱項, 水蒸気拡散収束項:

$$Q = -\nabla \cdot (F^{cond} + h_v i) - \frac{\partial}{\partial z} F^{rad}$$
$$D = -\nabla \cdot i$$

熱フラックス, 水蒸気フラックス:

$$F^{cond} = -\rho \kappa_h [c_p \nabla T + g k_r]$$

$$i = -\rho \kappa_q \nabla q$$

ただし $h_v \approx L$ は水蒸気のエンタルピー, k_r は鉛直方向の単位ベクトル.

拡散係数の標準値として次の値を選んだ.

粘性拡散係数 $\nu = 5.0 \text{ [m}^2 \text{ / sec]}$

熱拡散係数 $\kappa_h = 1.0 \text{ [m}^2 \text{ / sec]}$

水蒸気拡散係数 $\kappa_q = 1.0 \text{ [m}^2 \text{ / sec]}$

地表条件

地表面でのストレス, 熱・水蒸気フラックス条件:

- 粘着条件 (地表面で速度ゼロ)
- 温度固定
- 水蒸気飽和

地表フラックスの表現:

$$\begin{aligned}\sigma'_{\phi r} &= \rho_s (C_D V)_m v_{\phi 1} \\ \sigma'_{\theta r} &= \rho_s (C_D V)_m v_{\theta 1} \\ F_r^{cond} &= \rho_s [(C_D V)_h c_p (T_s - T_1) + g] \\ i_r &= \rho_s (C_D V)_q (q_s - q_1)\end{aligned}$$

バルク係数

$$\begin{aligned}(C_D V)_m &= \nu_s \cdot \frac{\rho_s g}{p_s \Delta \sigma} \\ (C_D V)_h &= \kappa_{hs} \cdot \frac{\rho_s g}{p_s \Delta \sigma} \\ (C_D V)_q &= \kappa_{qs} \cdot \frac{\rho_s g}{p_s \Delta \sigma}\end{aligned}$$

$$\nu_s = \kappa_{hs} = \kappa_{qs} = 5 \text{ [m}^2 \text{ /sec]}$$

$()_1$: 最下層 ($\sigma = 0.98$) における値

$()_s$: 地表面における値

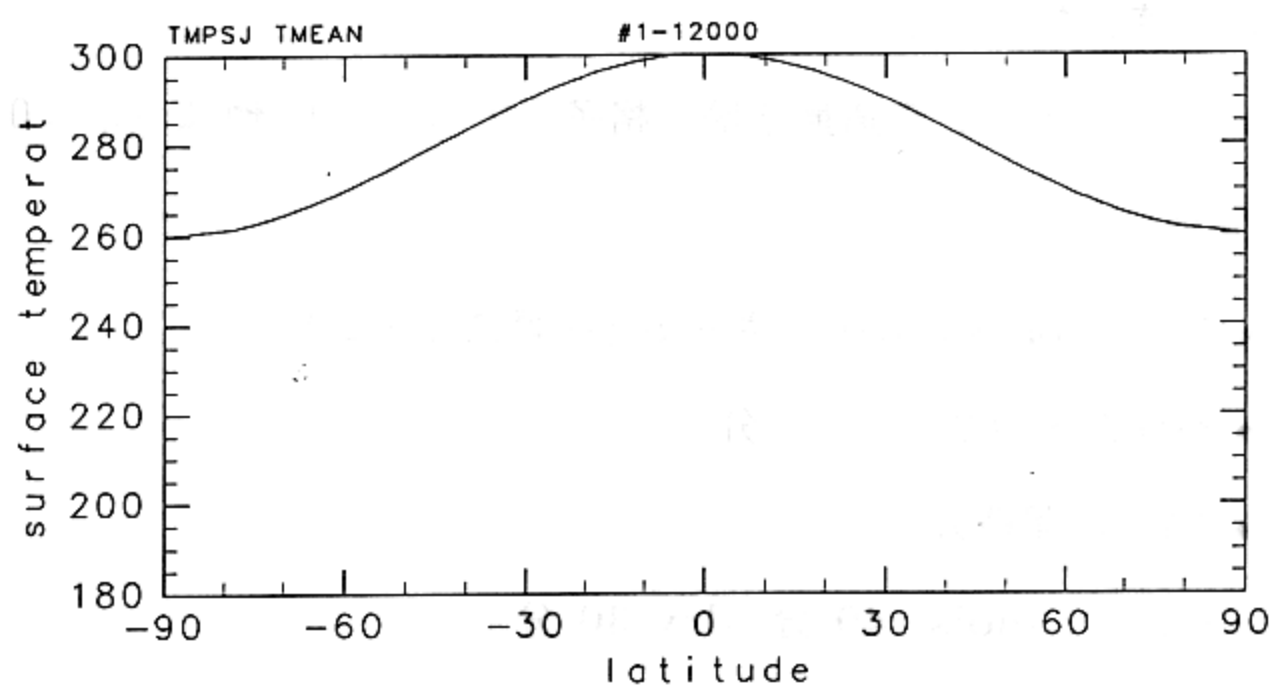
$\Delta \sigma = 0.02$: 層厚

(注) κ_h, κ_q は内部領域と値が異なる.

地表面温度分布

$$T_s = T_A - (T_A - T_B) \sin^2 \theta$$

$$T_A = 300[\text{K}], T_B = 260[\text{K}]$$



初期条件, 時間積分

初期条件 :

- 気表面気圧一定 : $p_s = 0$
- 静止 : $v_\phi = 0, v_\theta = 0, \dot{\sigma} = 0$
- 等温 : $T = 250 \text{ K}$
- 水蒸気なし : $q = 0$
- トレイサー : 赤道最下層の格子点で $q_{trc} = 1$, 他は $q_{trc} = 0$

時間積分 :

- Euler backward スキーム (松野スキーム)
- 時間ステップ $\Delta t = 3 \text{ 分}$
- 150 日間積分
- CPU : moist 40 分, dry 30 分

実験リスト

実験グループ 1

共通パラメーター:

回転角速度	$\Omega_0 = 2\pi/24 \cdot 60 \cdot 60$ [rad/sec]
熱・水蒸気拡散係数	$\kappa = 1$ [m ² /sec]
熱・水蒸気拡散係数 (地表面)	$\kappa = 5$ [m ² /sec]
光学的厚さ	$\tau^* = 2.0$
吸収物質の分布形指数	$\alpha = 2.0$

熱拡散に成層を考慮する.

実験名	moist/dry	回転角速度	地表面温度 [K]		粘性係数 [m ² /sec]
			赤道	極	
P1	moist	Ω_0	300	260	5.0
Q1	dry	Ω_0	300	260	5.0
M005	moist	$\Omega_0 \times 0$	300	260	5.0
D005	dry	$\Omega_0 \times 0$	300	260	5.0
M014	moist	$\Omega_0 \times 0.1$	300	260	5.0
D014	dry	$\Omega_0 \times 0.1$	300	260	5.0
M015	moist	$\Omega_0 \times 10$	300	260	5.0
D015	dry	$\Omega_0 \times 10$	300	260	5.0
M004	moist	Ω_0	300	300	5.0
D004	dry	Ω_0	300	300	5.0
M023	moist	Ω_0	300	280	5.0
D023	dry	Ω_0	300	280	5.0
M003	moist	Ω_0	300	220	5.0
D003	dry	Ω_0	300	220	5.0
M001	moist	Ω_0	300	260	1.0
D001	dry	Ω_0	300	260	1.0
M002	moist	Ω_0	300	260	25.0
D002	dry	Ω_0	300	260	25.0

実験グループ 2

共通パラメーター:

回転角速度	$\Omega = \Omega_0$
地表面温度 (赤道)	300 [K]
地表面温度 (極)	260 [K]
粘性係数	$\nu = 5 \text{ [m}^2/\text{sec]}$
熱・水蒸気拡散係数	$\kappa = 5 \text{ [m}^2/\text{sec]}$
熱・水蒸気拡散係数 (地表面)	$\kappa = 5 \text{ [m}^2/\text{sec]}$
光学的厚さ	$\tau = 2$
吸収物質の分布形指数	$\alpha = 2$

熱拡散に成層を考慮しない。

実験名	moist/dry	仕様	備考
H1	moist		標準
J1	dry		標準
K2	moist	地表面 slip	積分 300 日
L1	moist	対流調節・角運動量非混合	
M1	dry	対流調節・角運動量非混合	
N1	moist	対流調節・角運動量混合	
O1	dry	対流調節・角運動量混合	

図表の目次

- デモンストレーション : 時間発展

- 実験 P1

- 東西風 v_ϕ : 50, 100, 150 日
- 流線関数 Ψ : 50, 100, 150 日
- 温度 T : 50, 100, 150 日
- 比湿 q : 50, 100, 150 日
- 角運動量, 比湿, エンタルピー時系列 : 定常性

- 回転数依存性

- moist と dry

- 東西風
- 流線関数
- 温度
- 比湿
- 角運動量
- 降水量
- 地表面気圧
- 地表面東西風

- 地表面温度差

- moist のみ

- 流線関数

- 粘性係数

- moist のみ

- 流線関数
- 地表面東西風 : 擾乱の伝搬速度

- 地表面条件 ; slip or non-slip

実験 H1, K2

- 東西風
- 角運動量
-

- 対流調節の影響

実験 (H1, L1, N1), (J1, M1, O1)

- 調節はどこで生じているか

- * dry : 全域

- 対流調節による熱収束 : VETH

- 角運動量輸送 : VAMA

- * moist : 混合層

- 積雲加熱の分布 : QCUM, VETH

- 角運動量輸送 : VAMA

- 1 グリッド対流の正当性

- dry 流線関数の比較グラフ : J1, M1, O1

結果

● ハドレー循環

- － 極まで及ぶ弱い子午面循環は存在するが、それとは区別してハドレー循環が認識できそうである。
- － 上層では角運動量保存、温度が水平に一様化される。
- － 地表付近で圧力傾度とバランスするのは粘性項。
- － 地表面の温度差と下層の圧力傾度が関連している。

● 鉛直対流

- － 乾燥大気では1グリッド対流となり進行しない。
- － 湿潤大気ではあるていど組織化されモデルで分解可能である。
- － 湿潤大気の擾乱は赤道向きに進行し、角運動量を下方に輸送する。

● フェレル循環、亜熱帯高気圧

- － 亜熱帯高気圧はできなかった。
- － 地表気圧は、基本的に極で高気圧、赤道で低気圧。
- － 地表風は赤道では東風であるが、中緯度では局所的な対流に付随して東風西風が交互に現れる。

● 鉛直1次元モデルでの課題

- － 質量フラックスの大きさは？
温度固定条件だと赤道上に積雲が立つが、かなり非定常である。ハドレー循環の質量フラックスと積雲質量フラックスと同一とは限らない。
- － 質量フラックスの鉛直分布は？
- － 粘性消散
粘性消散の分布は興味深いが、大きさはどの場合も 1W/m^2 程度。

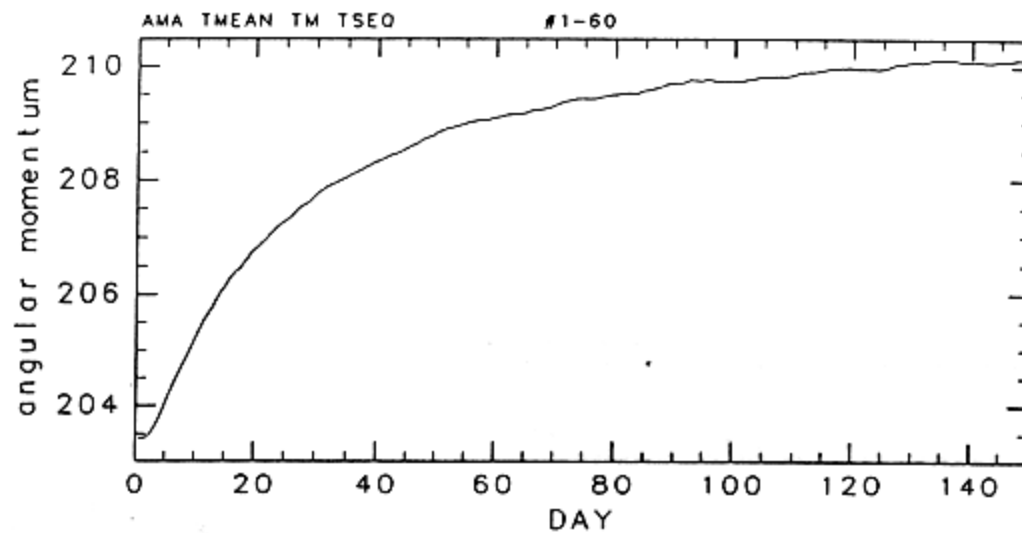
問題点

- ハドレー循環の幅を決めている要因は？
- ハドレー循環の外側の領域の役割は？
- 湿潤大気での擾乱はなぜ赤道向きに進むのか。その速度の支配要因は何か。
- 鉛直対流はどのように考えるべきか。
- Held and Hou モデルとの対応。
彼らのバランスはウソなのか。

angular momentum

P1

150.0 DAY



(x1E11)

AMA

3.00HOUR Mean
0.123DAY-
time sequence

00429235700

TIME01
(1,300)

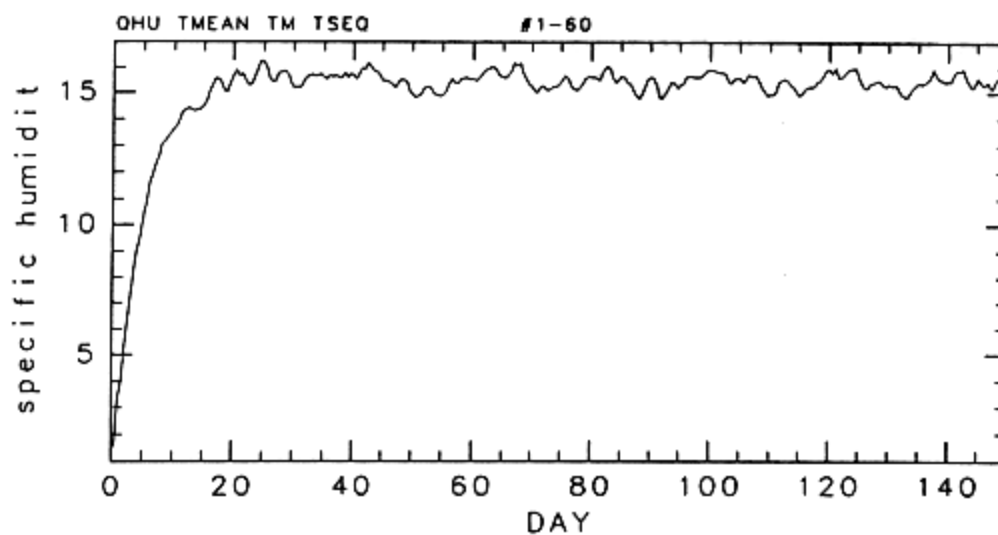
-999.
-999.
-999.
-999.

19920117095859
SATOH

specific humidity

P1

150.0 DAY



OHU

3.00HOUR Mean
0.123DAY-
time sequence

00429235700

TIME01
(1,300)

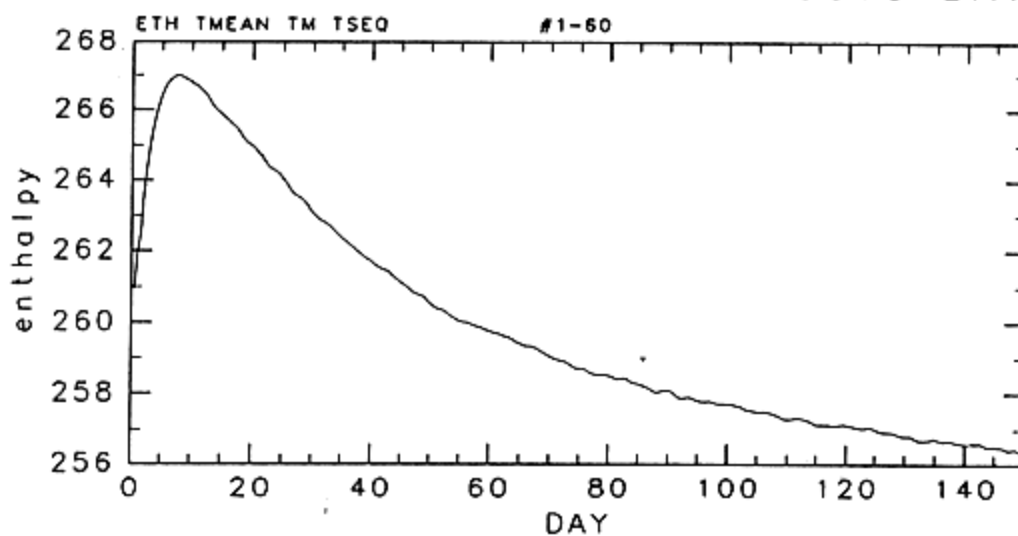
-999.
-999.
-999.
-999.

19920117095859
SATOH

enthalpy

P1

150.0 DAY



(x1E7)

ETH

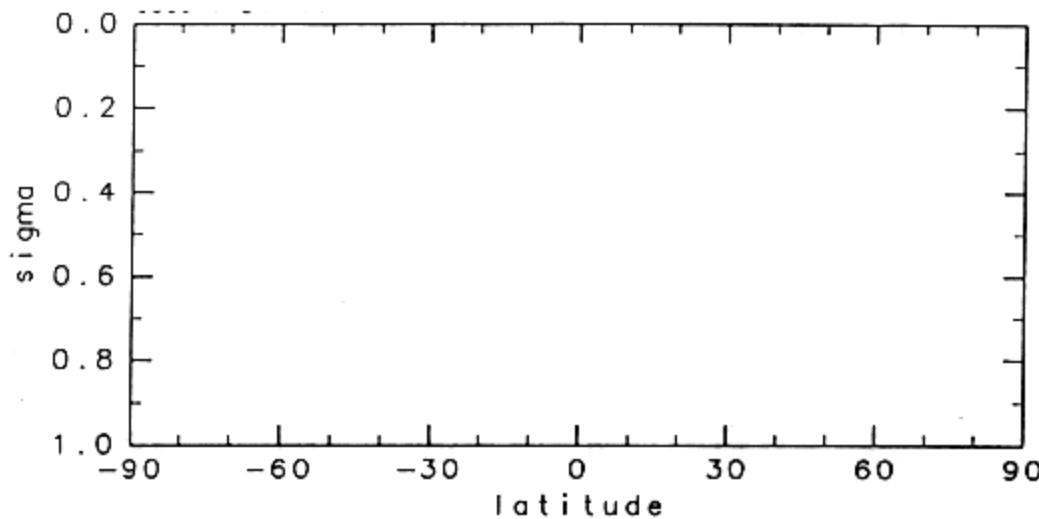
3.00HOUR Mean
0.123DAY-
time sequence

00429235700

TIME01
(1,300)

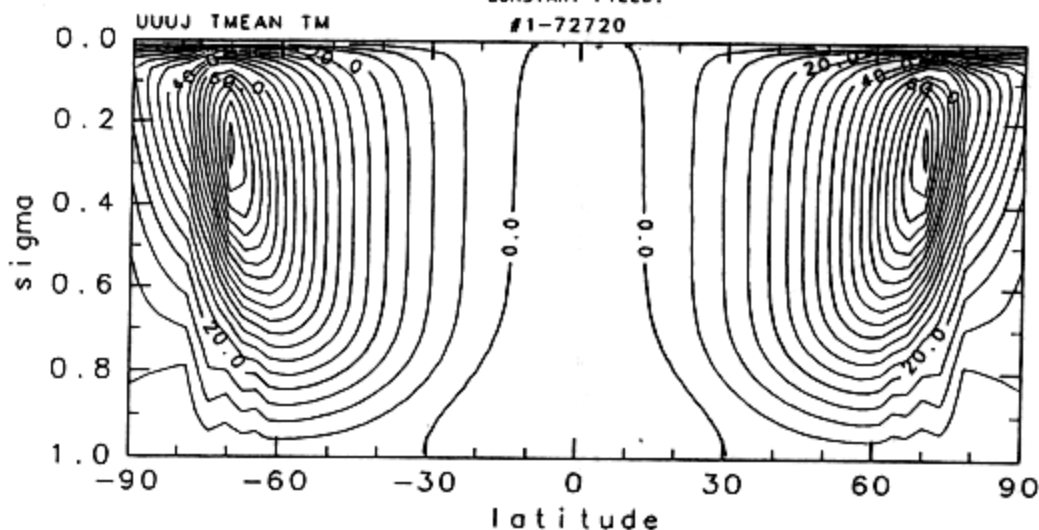
-999.
-999.
-999.
-999.

19920117095859
SATOH



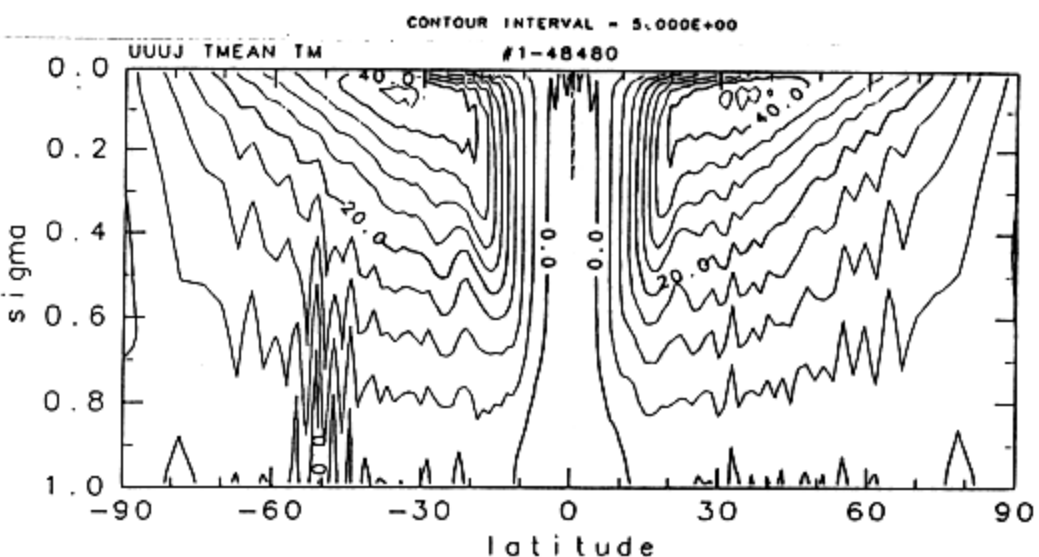
1.00DAY Mean
101.DAY-

00429235800
XLAS100J
(1,101)
XSIG50
(1,50)
-999.
-999.
5.00
-999.
19920127144042
SATOH



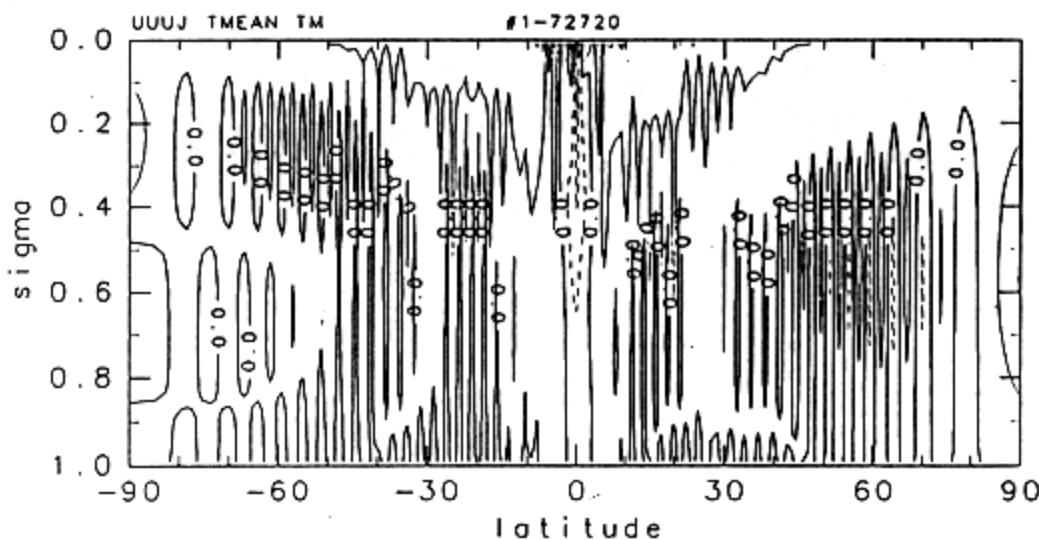
1.00DAY Mean
101.DAY-

00429235800
XLAS100J
(1,101)
XSIG50
(1,50)
-999.
-999.
5.00
-999.
1992012133025
SATOH



1.00DAY Mean
101.DAY-

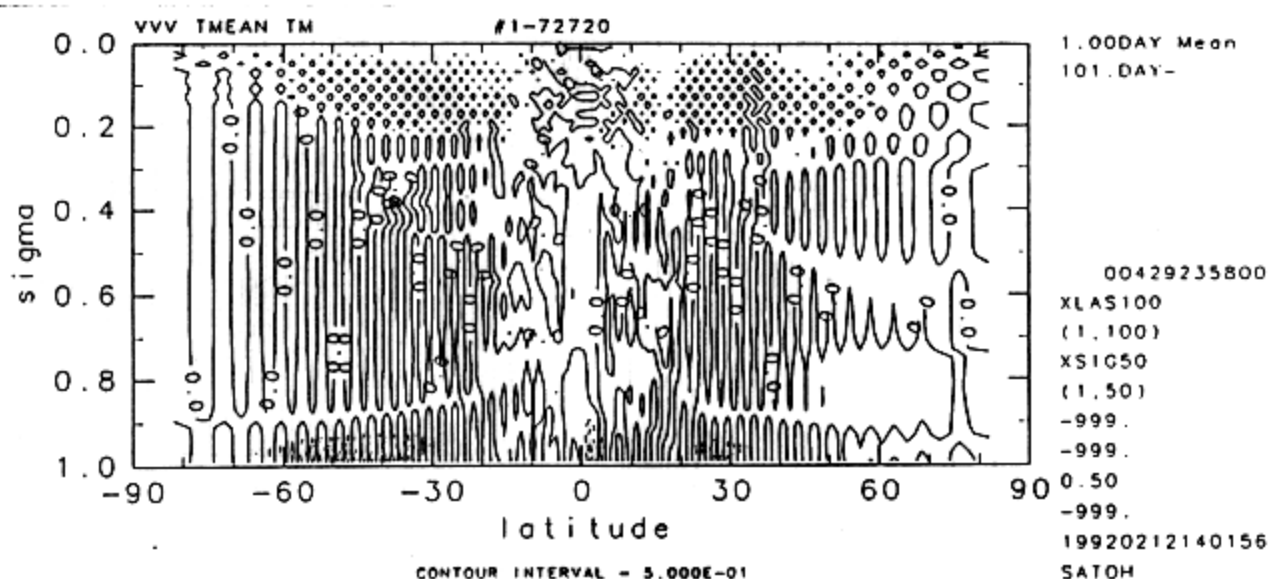
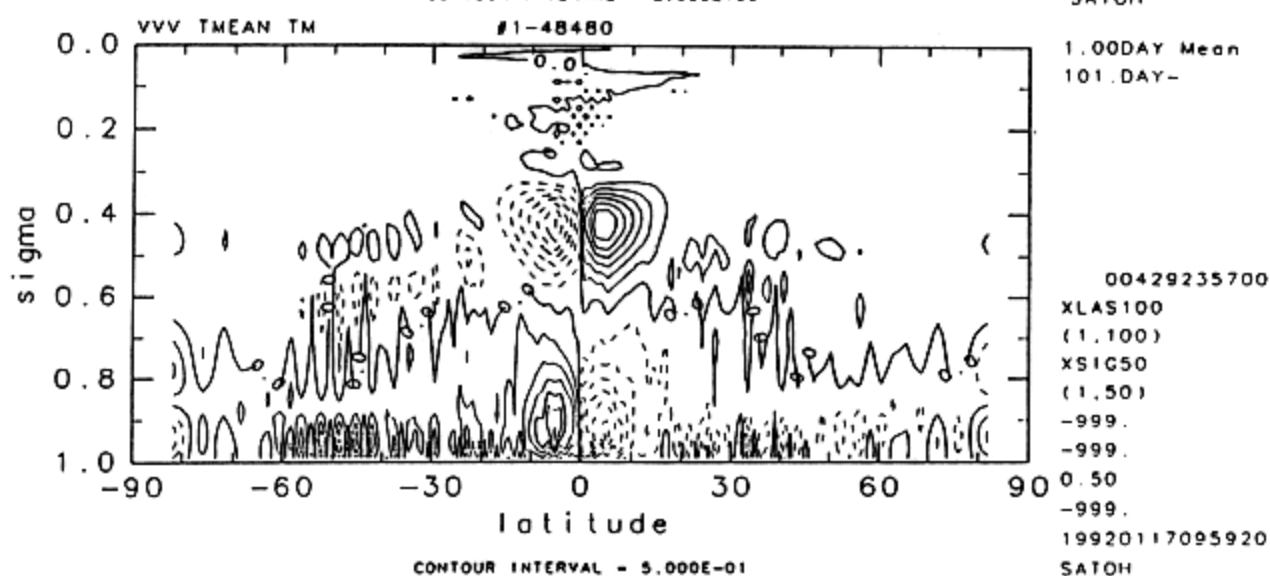
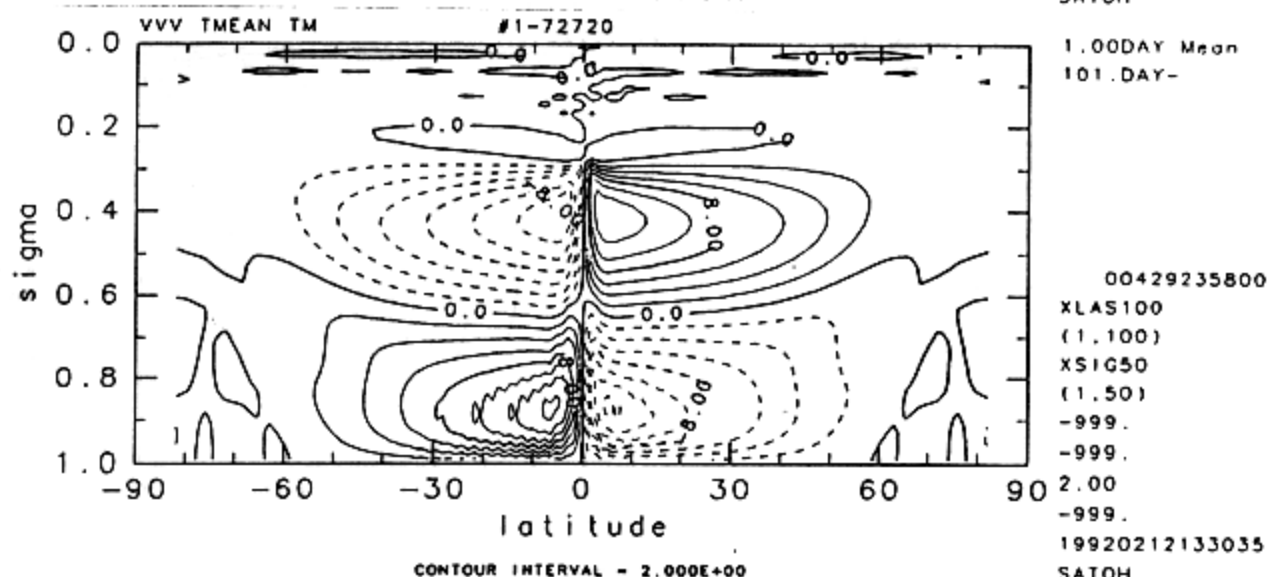
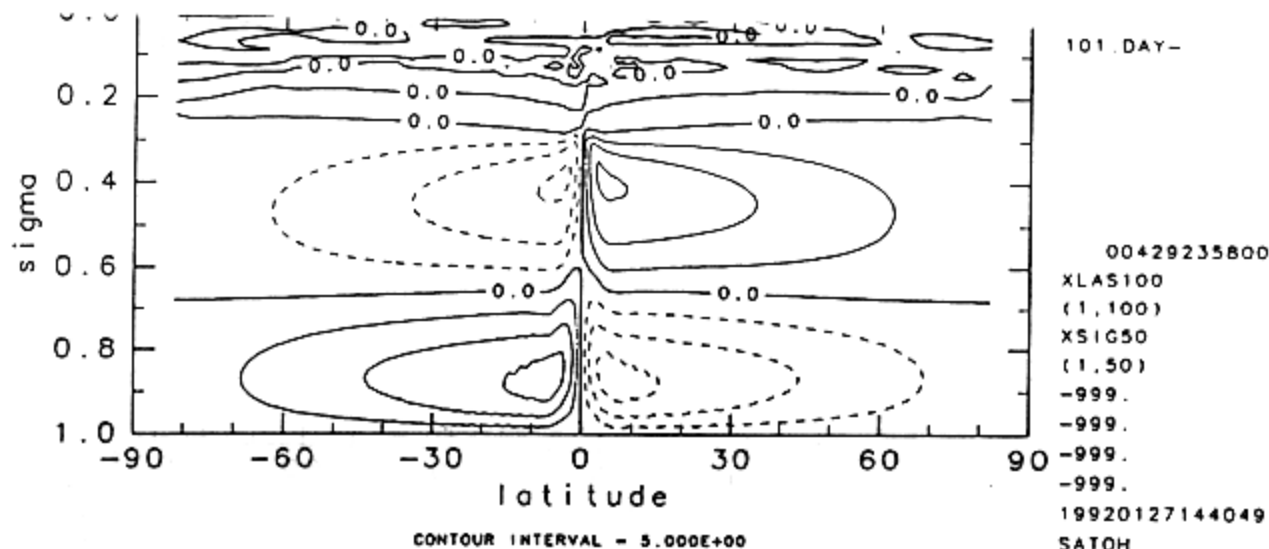
00429235700
XLAS100J
(1,101)
XSIG50
(1,50)
-999.
-999.
5.00
-999.
19920117095913
SATOH

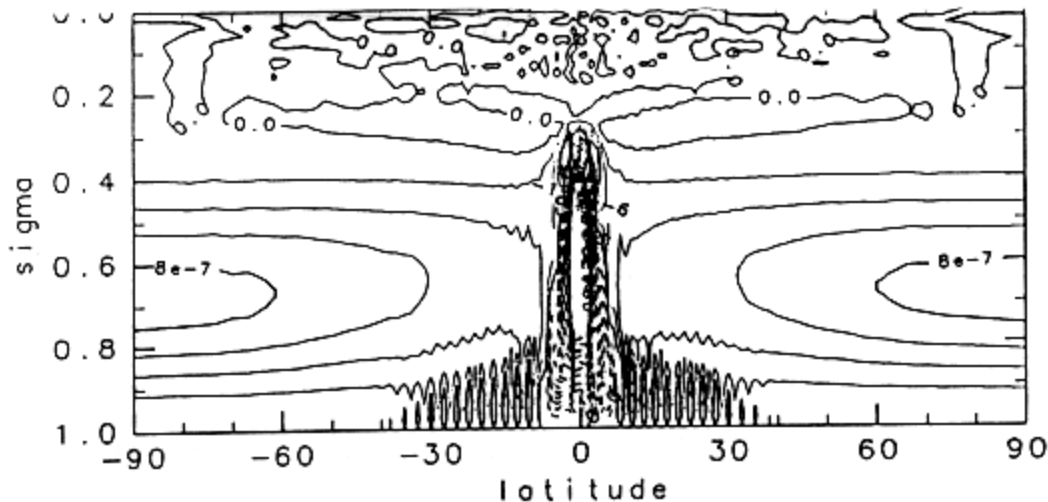


1.00DAY Mean
101.DAY-

00429235800
XLAS100J
(1,101)
XSIG50
(1,50)
-999.
-999.
5.00
-999.
1992012140148
SATOH

$\Omega_0 \times 10$

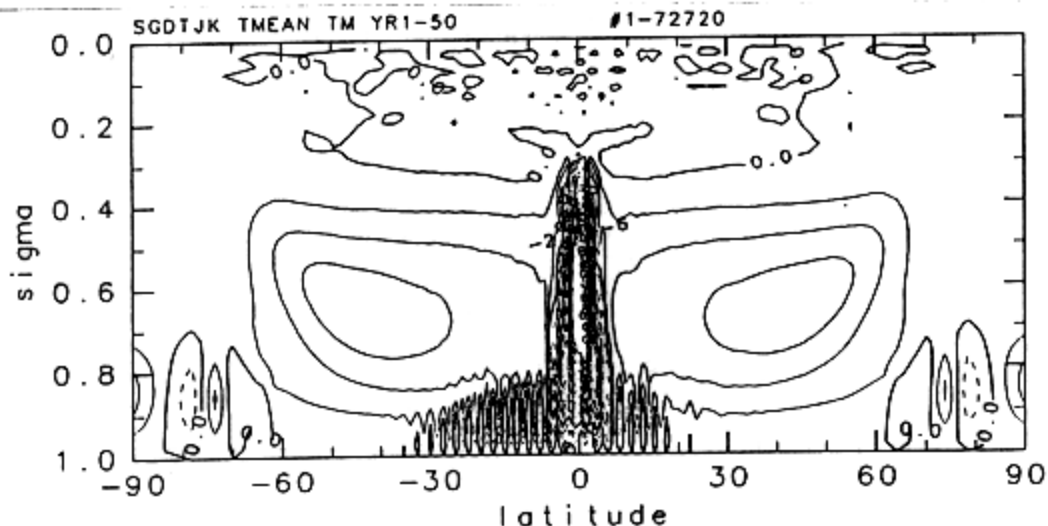




101 DAY-

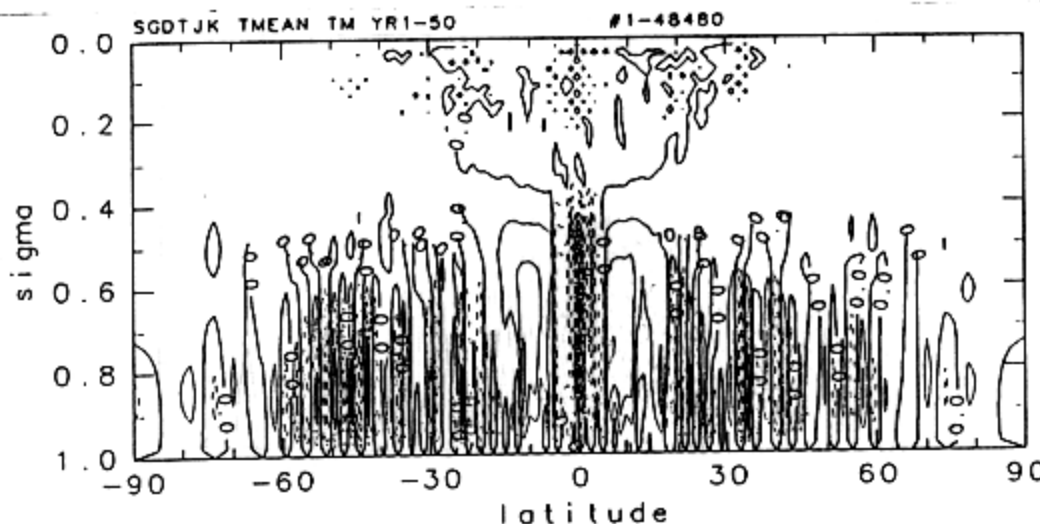
$\Delta_{\text{Max}} = 10^{-5}$

00429235800
 XLAS100J
 (1,101)
 XSIG50K
 (1,51)
 -999.
 -999.
 2e-7
 -999.
 19920127144109
 SATOH



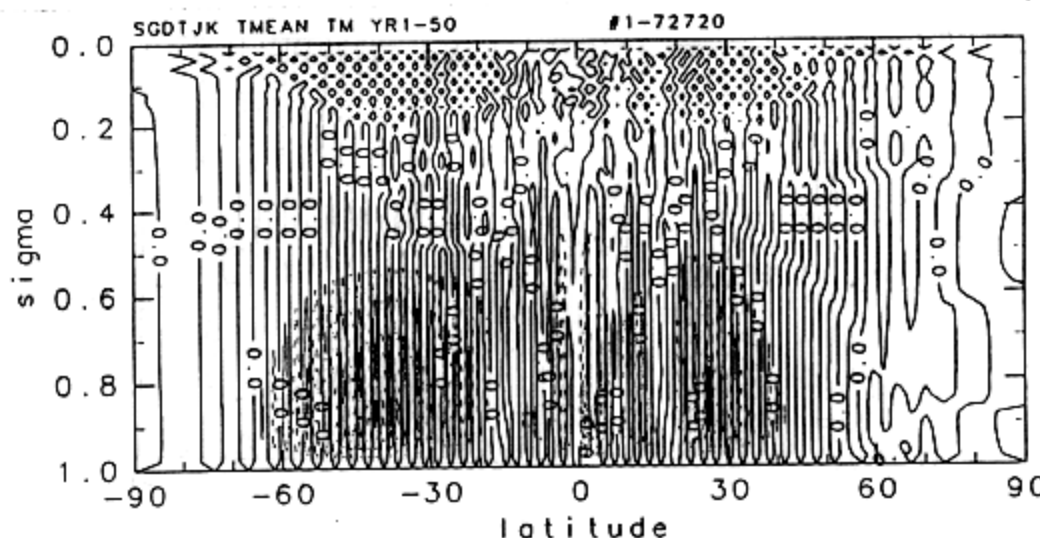
1.00DAY Mean
 101 DAY-
 XSIG50K=1.00-0.0

00429235800
 XLAS100J
 (1,101)
 XSIG50K
 (1,50)
 -999.
 -999.
 2e-7
 -999.
 19920212133043
 SATOH



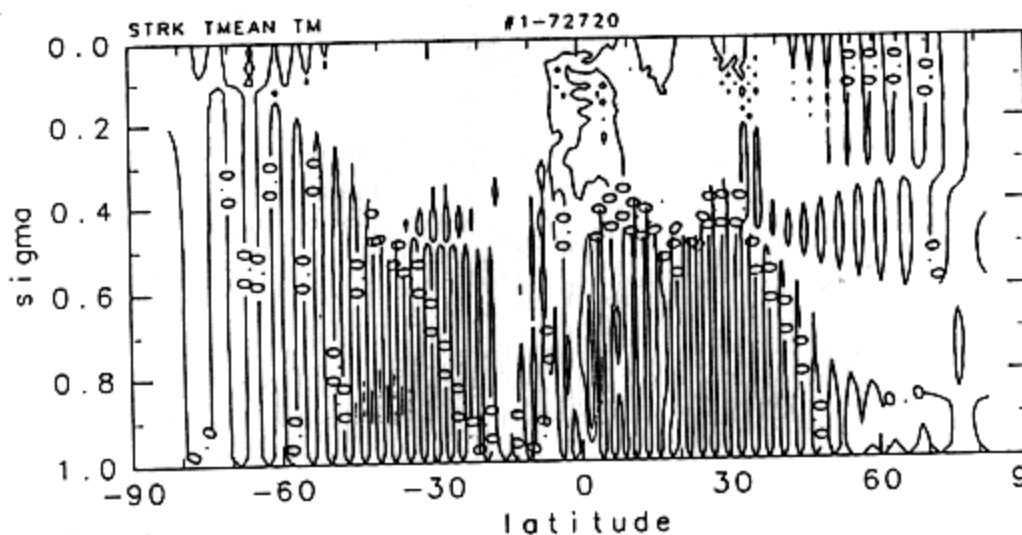
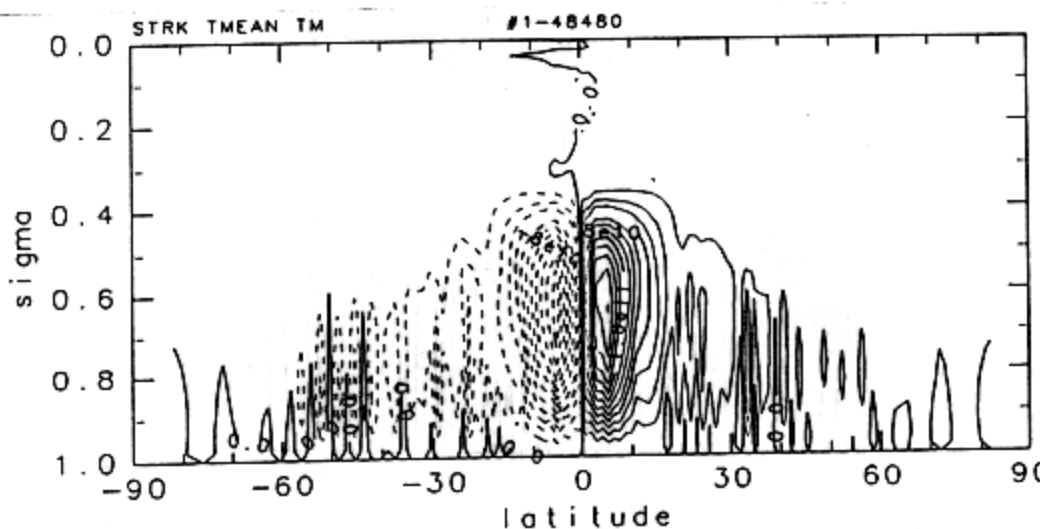
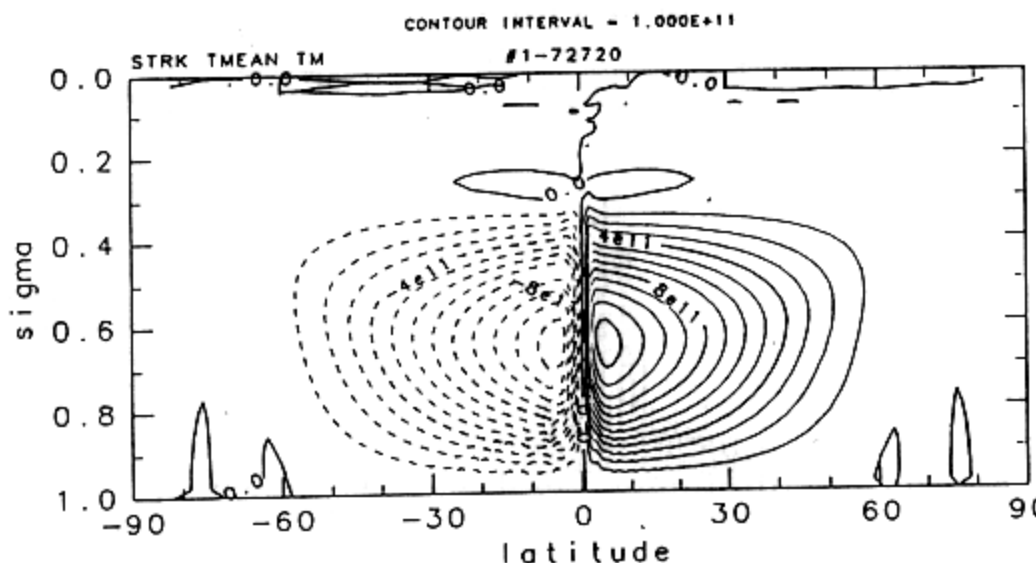
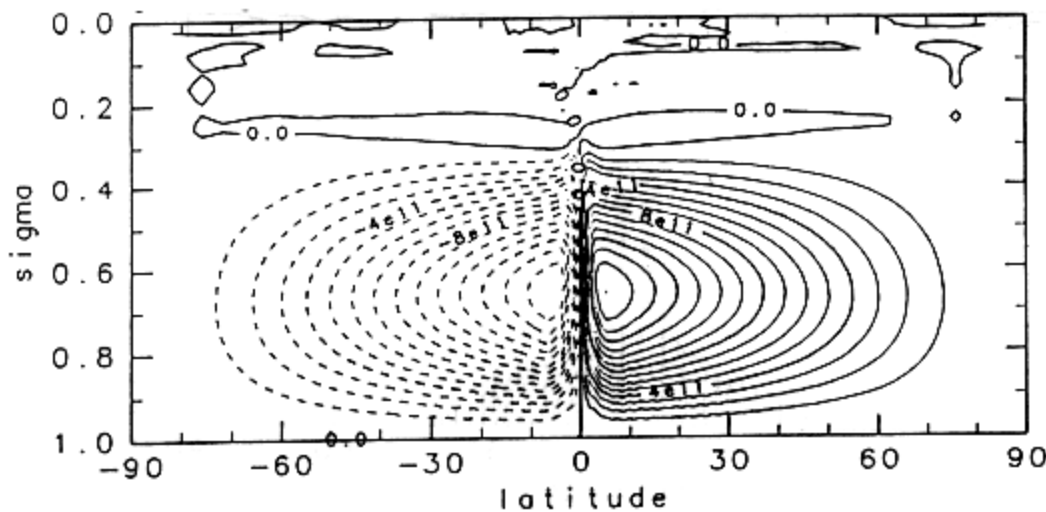
1.00DAY Mean
 101 DAY-
 XSIG50K=1.00-0.0

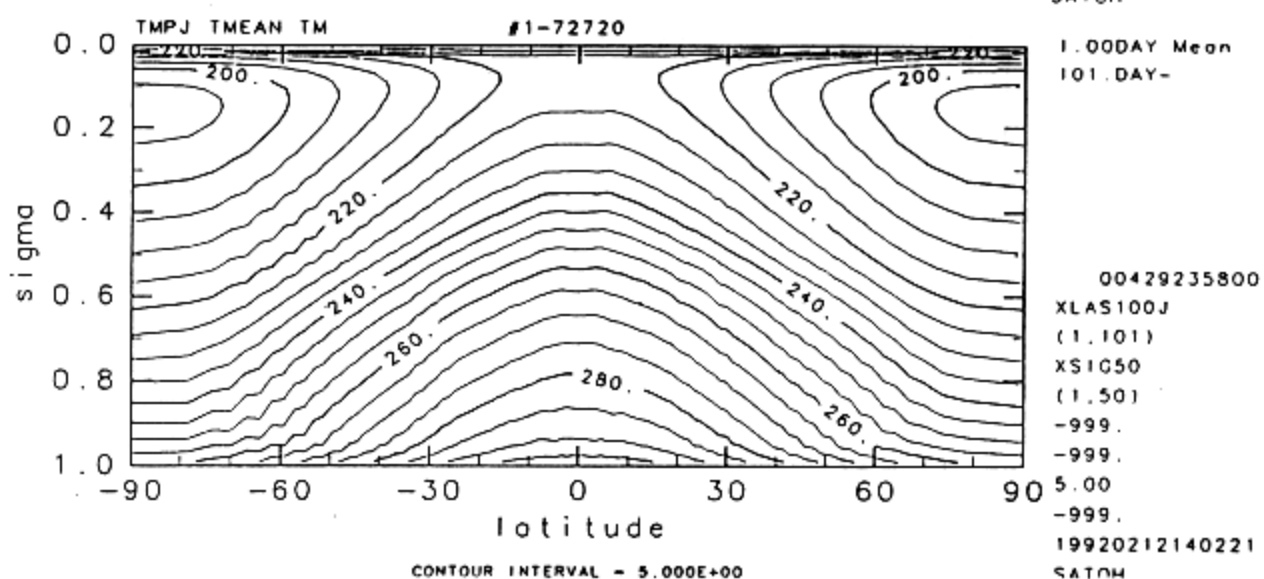
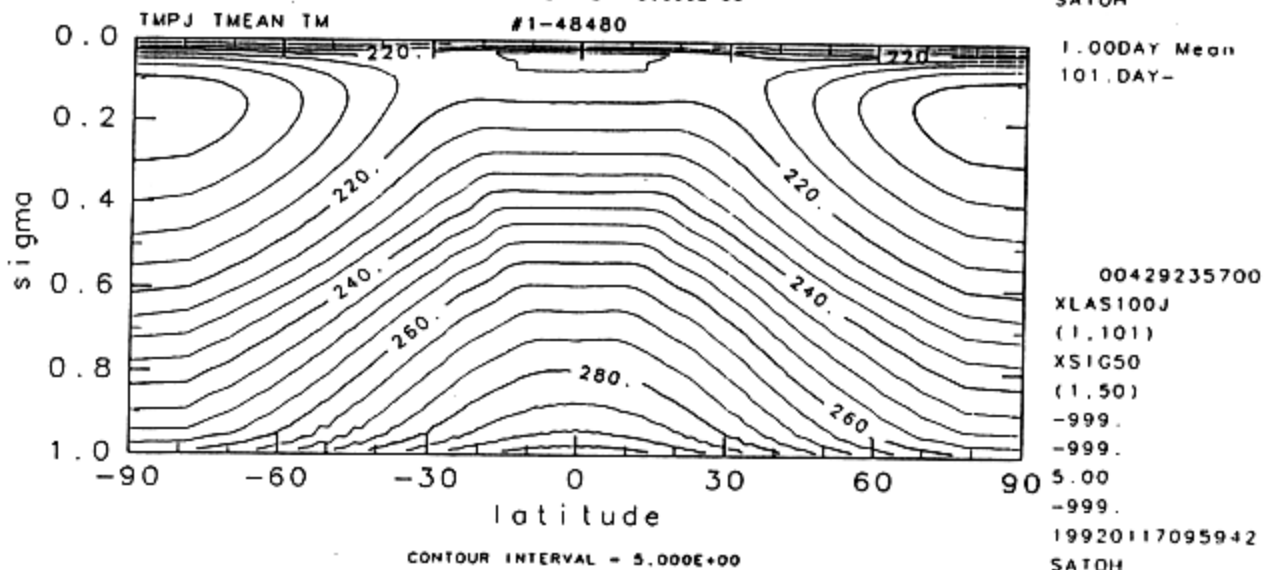
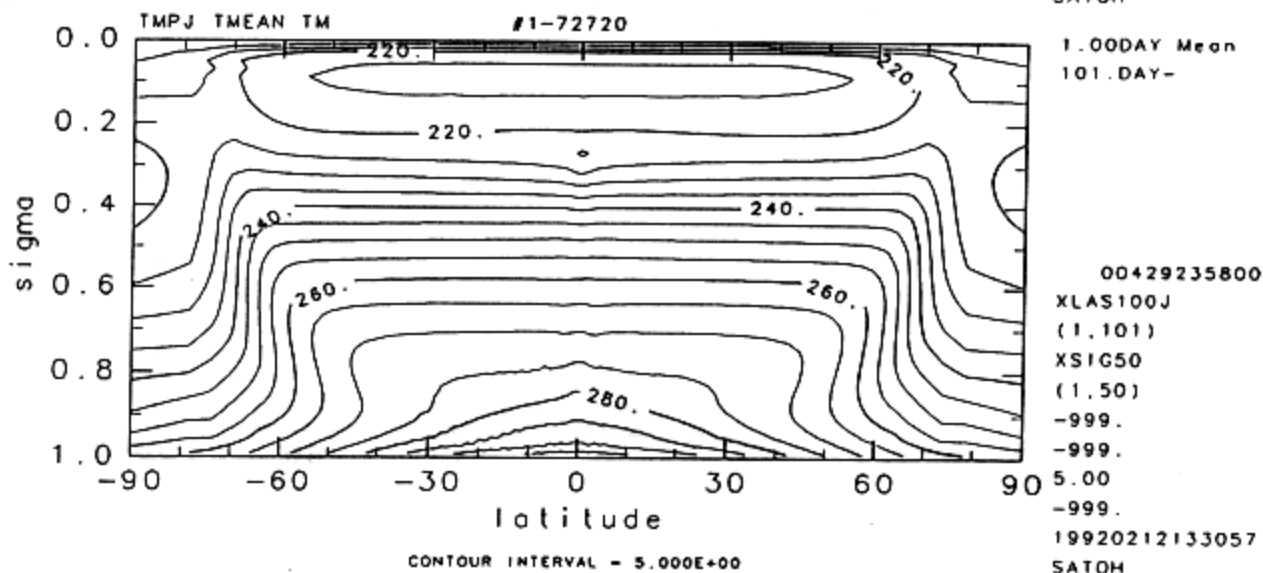
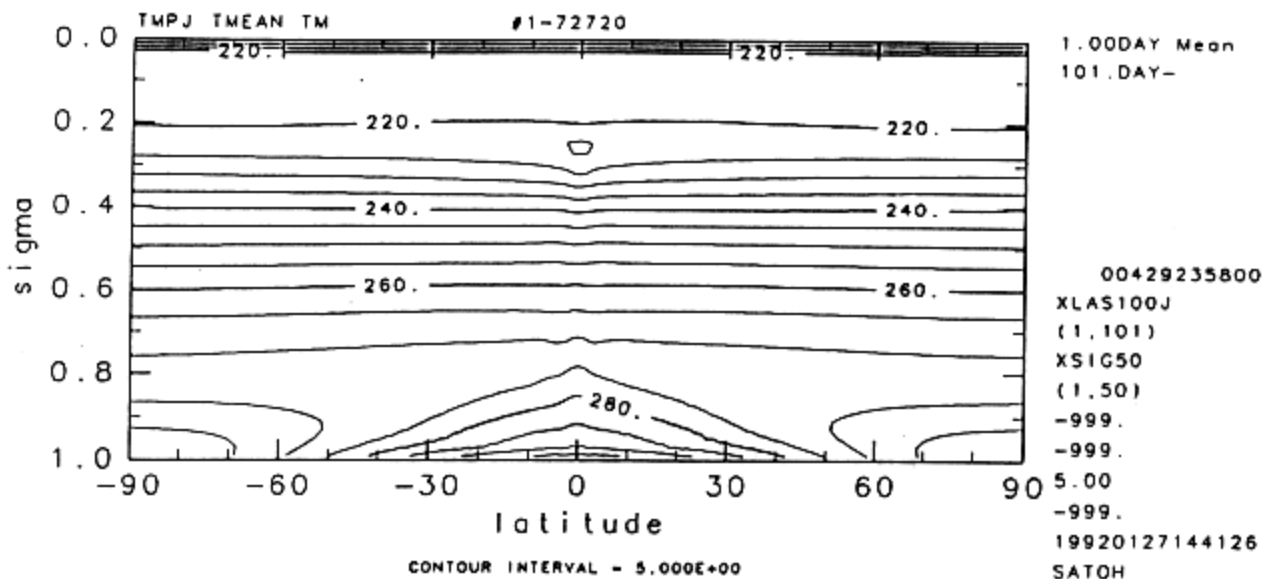
00429235700
 XLAS100J
 (1,101)
 XSIG50K
 (1,50)
 -999.
 -999.
 2e-7
 -999.
 19920117095927
 SATOH

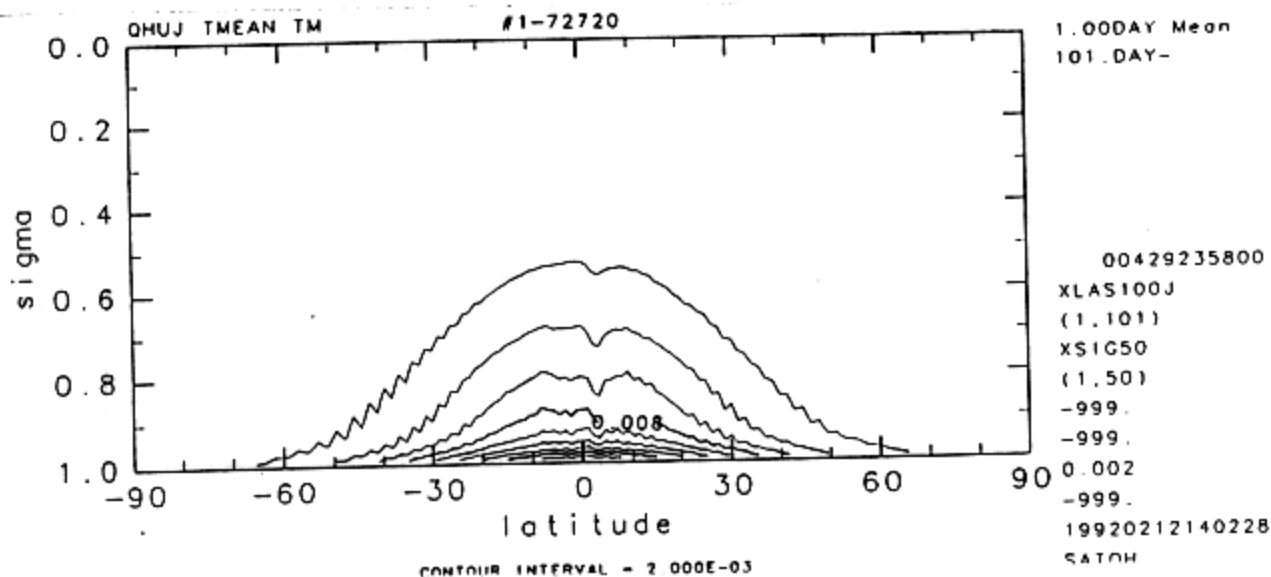
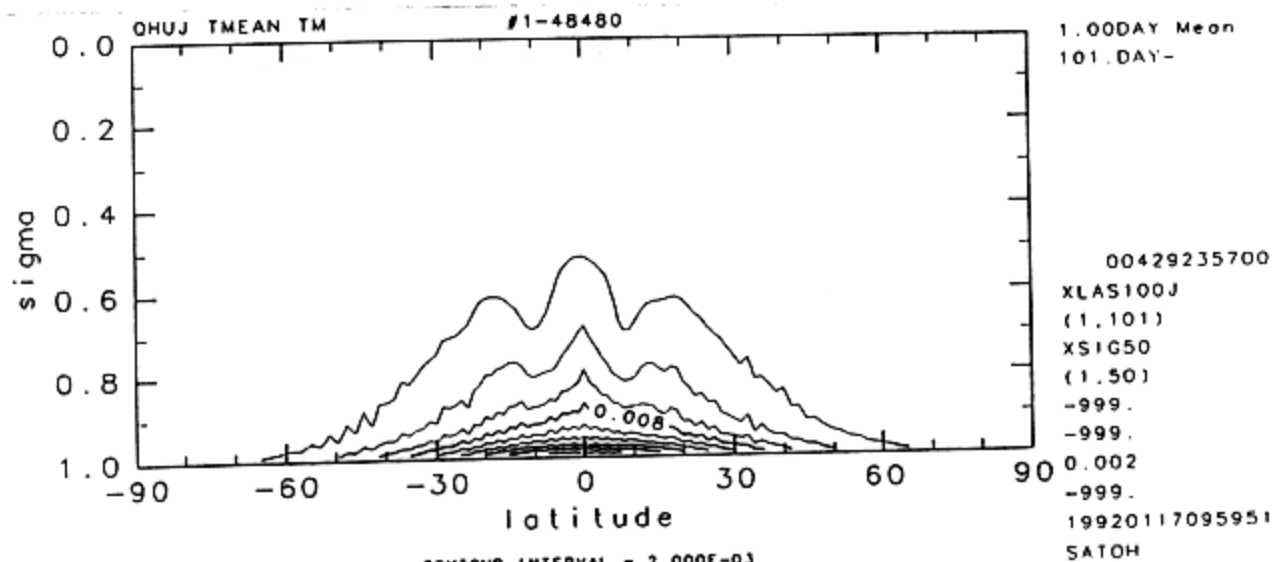
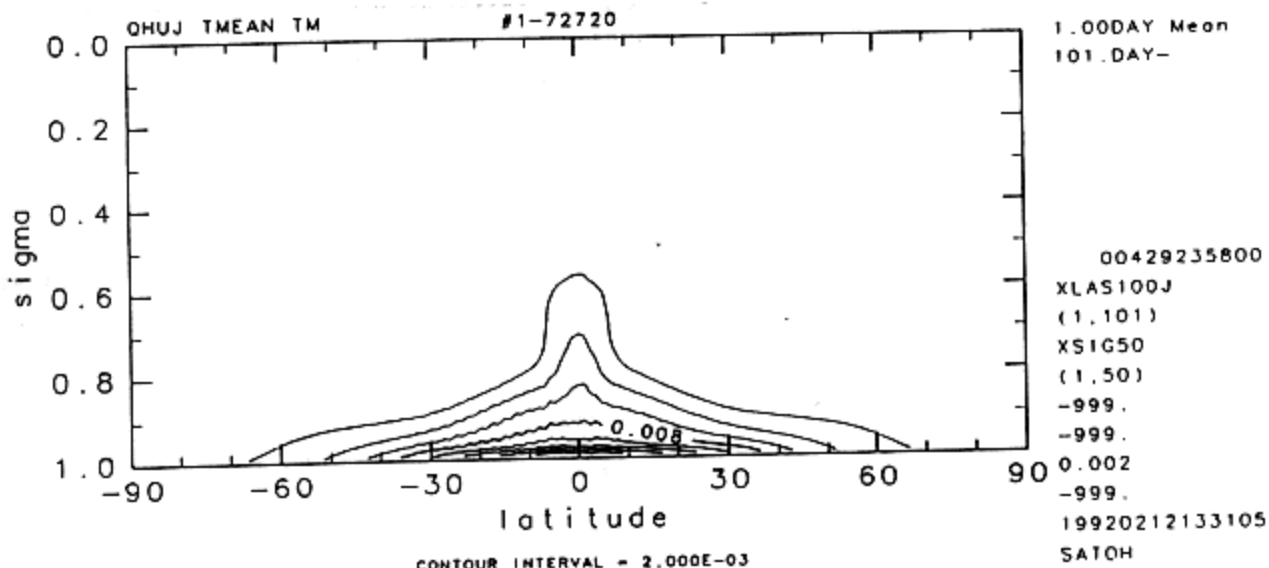
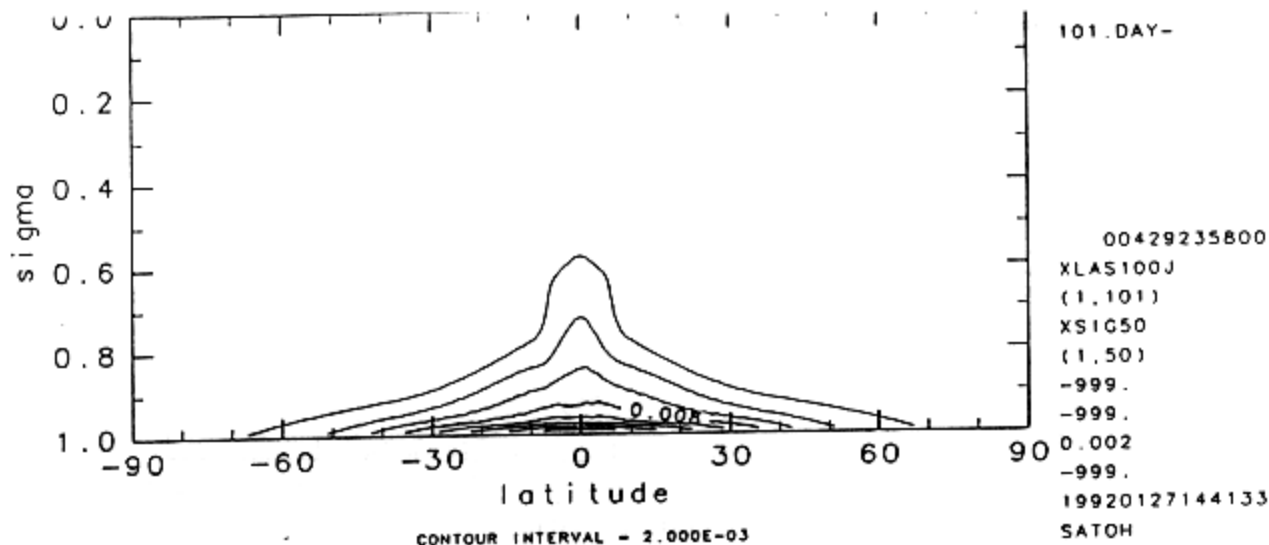


1.00DAY Mean
 101 DAY-
 XSIG50K=1.00-0.0

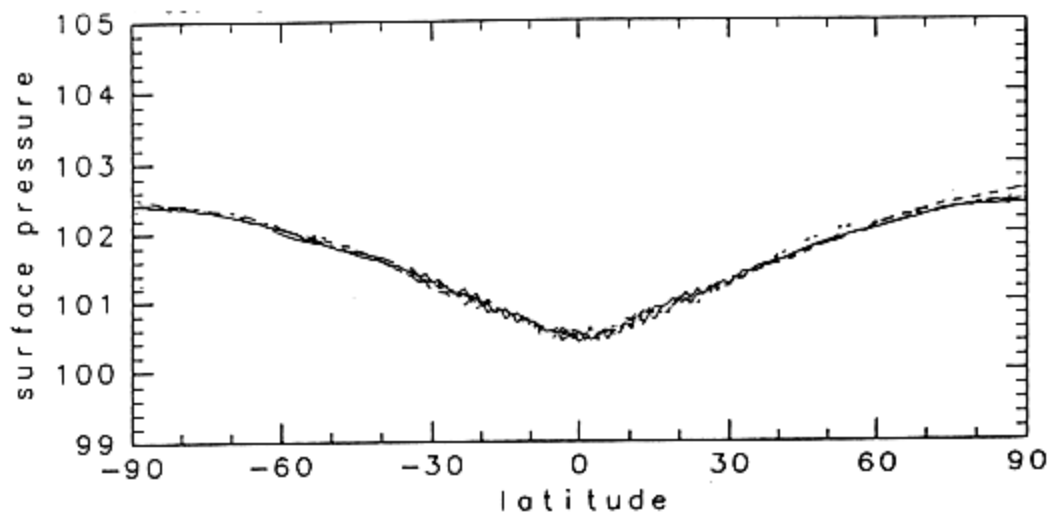
00429235800
 XLAS100J
 (1,101)
 XSIG50K
 (1,50)
 -999.
 -999.
 2e-7
 -999.
 19920212140204
 SATOH







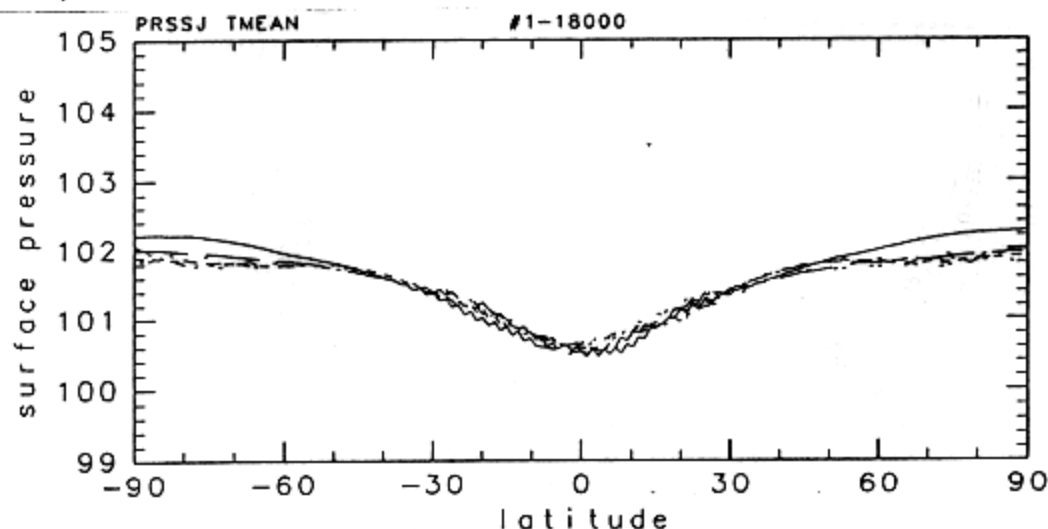
ps



00024235800
XLAS100J
(1,101)

99000
1.05e5
200.
1000
19920127044722
SATOH

(x1000)

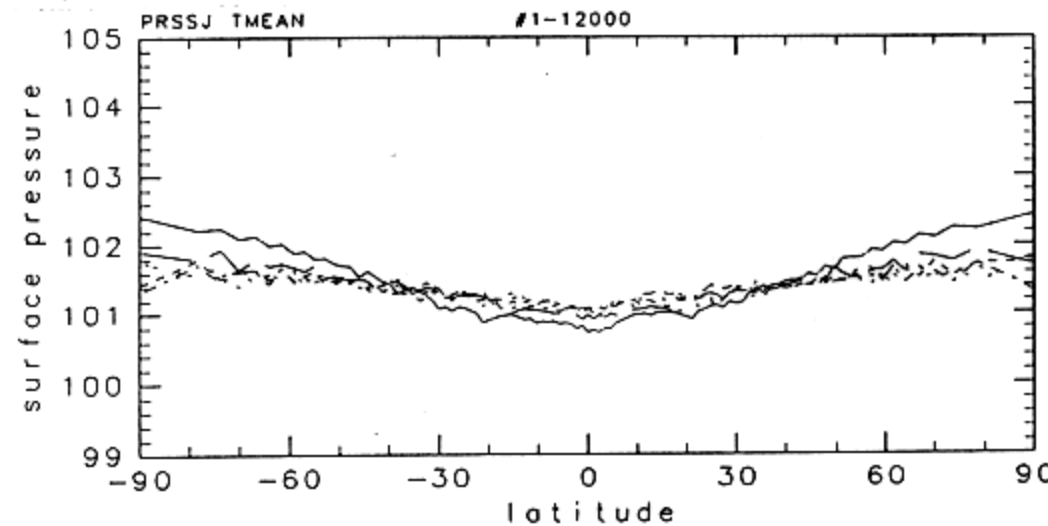


1.00DAY Mean

00024235800
XLAS100J
(1,101)

99000
1.05e5
200.
1000
19920212024129
SATOH

(x1000)

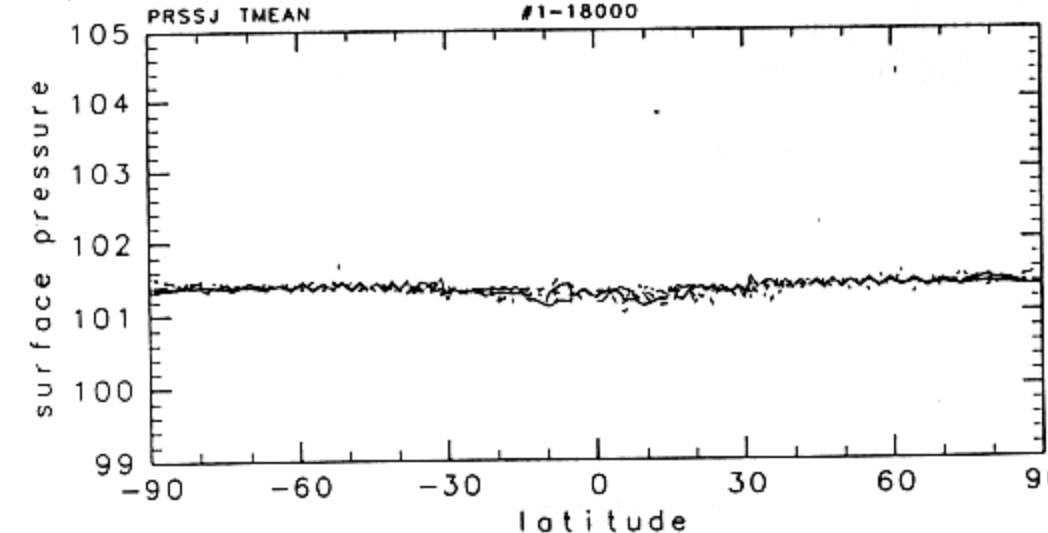


1.00DAY Mean

00024235700
XLAS100J
(1,101)

99000
1.05e5
200.
1000
19920116220449
SATOH

(x1000)

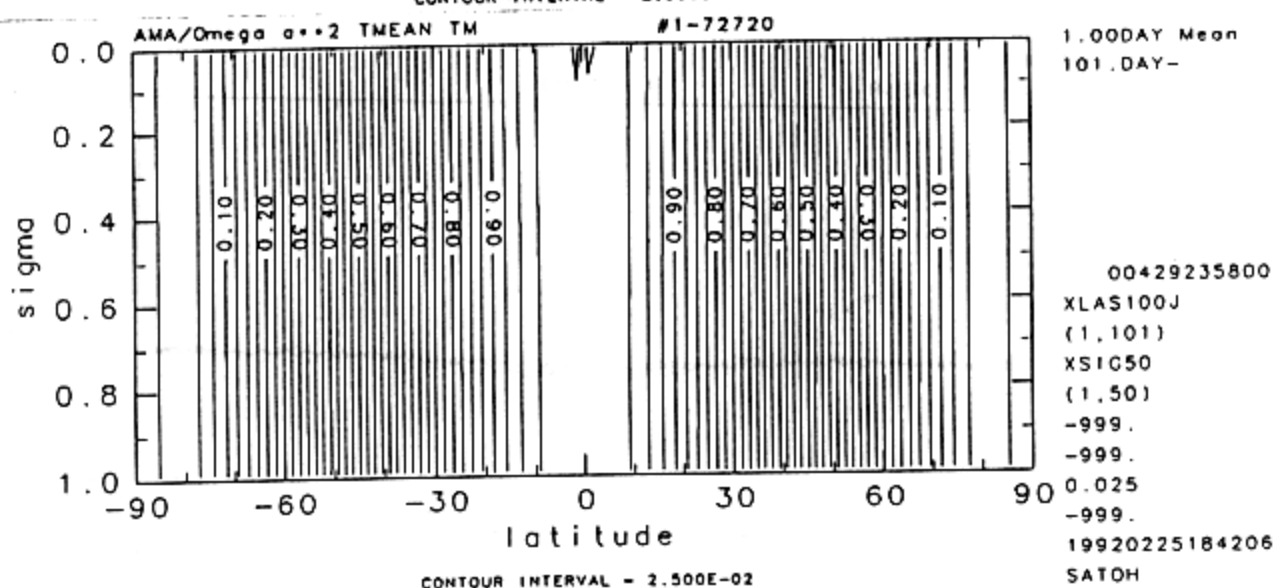
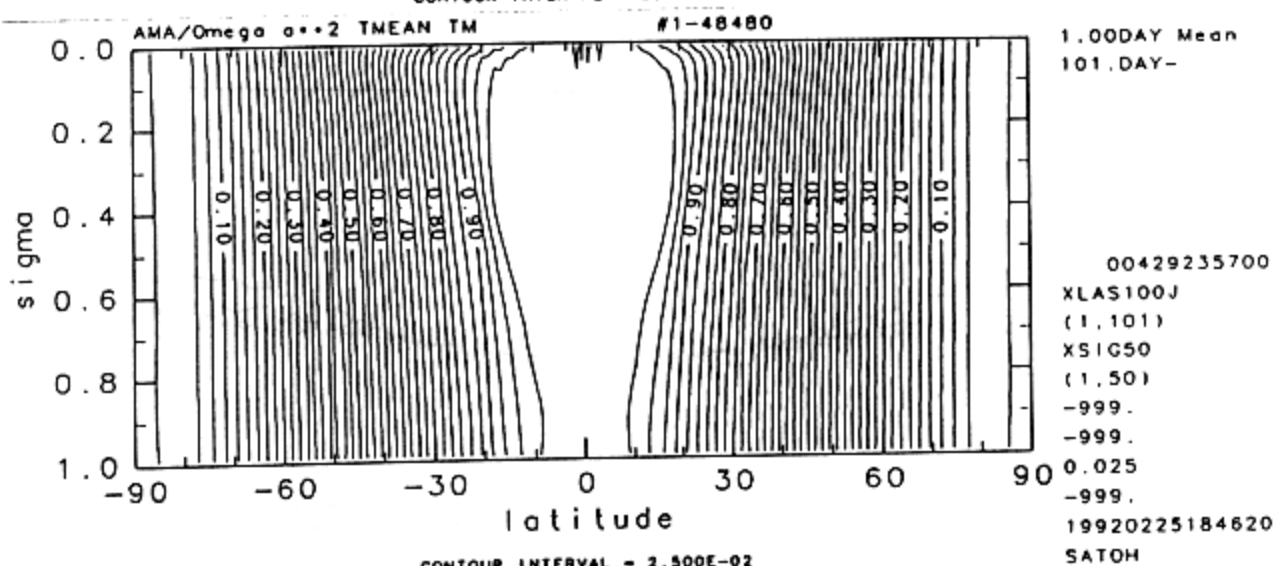
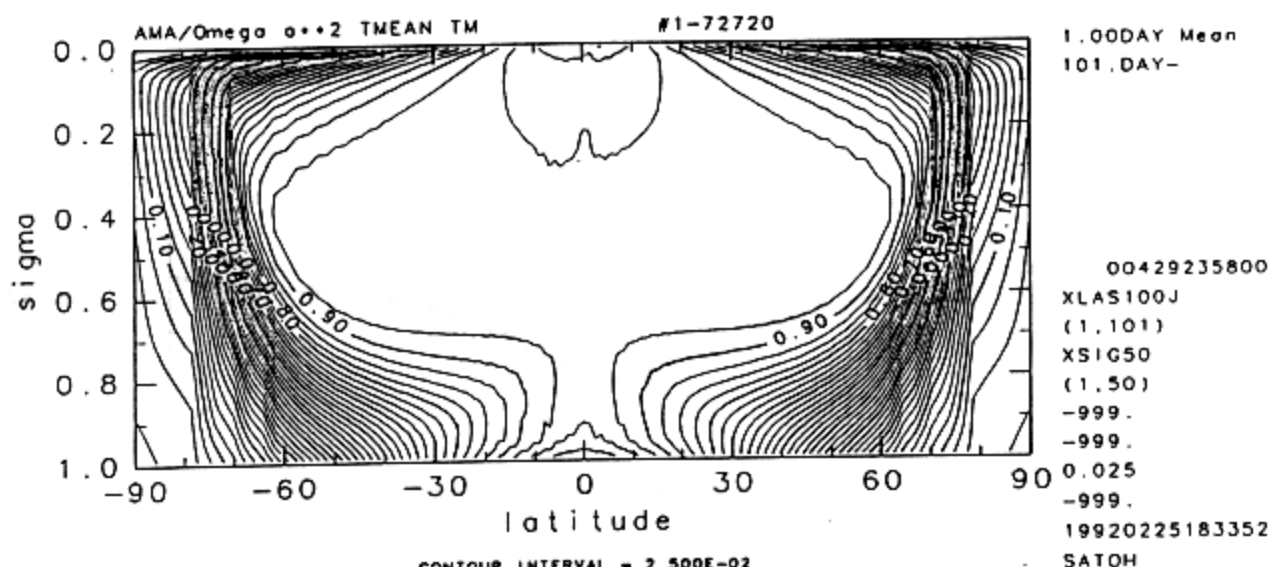


1.00DAY Mean

00024235800
XLAS100J
(1,101)

99000
1.05e5
200.
1000
19920116220449
SATOH

2



```

1.00DAY Mean
XSIG50=0.99
time-seq

00429235800
XLAS100J
(1,101)
TIME01
(1,150)
-999.
-999.
1.00
-999.
19920127040007
SATOH

```

```

1.00DAY Mean
XSIG50=0.99
time=seq

00429235800
XLAS100J
(1,101)
●TIME01
(1,150)
-999.
-999.
1.00
-999.
19920212015359
SATOH

```

```

1.00DAY Mean
XSIG50=0.99
time-seq

00429235700
XLAS100J
(1,101)
@TIME01
(1,150)
-999.
-999.
1.00
-999.
19920116213455
SATOH

```

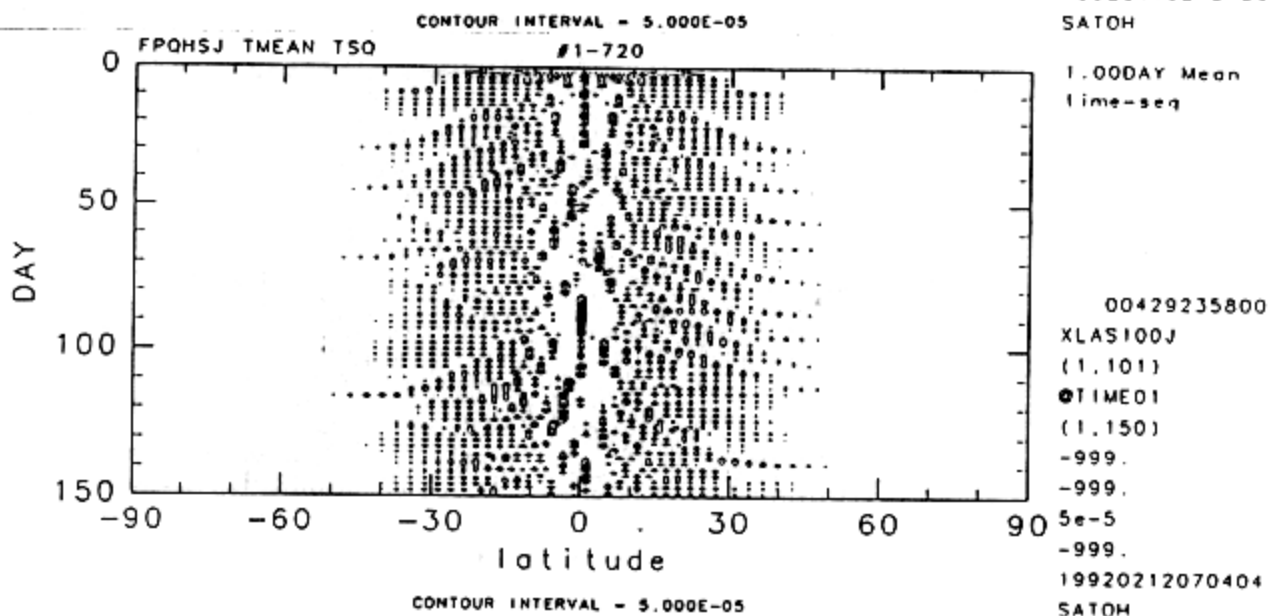
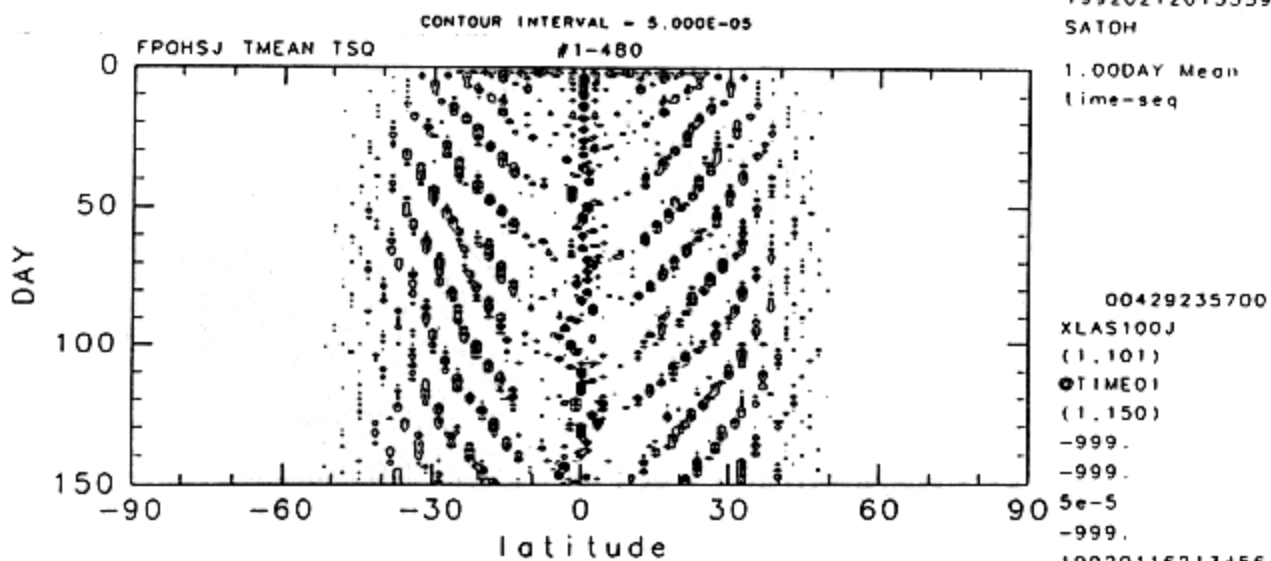
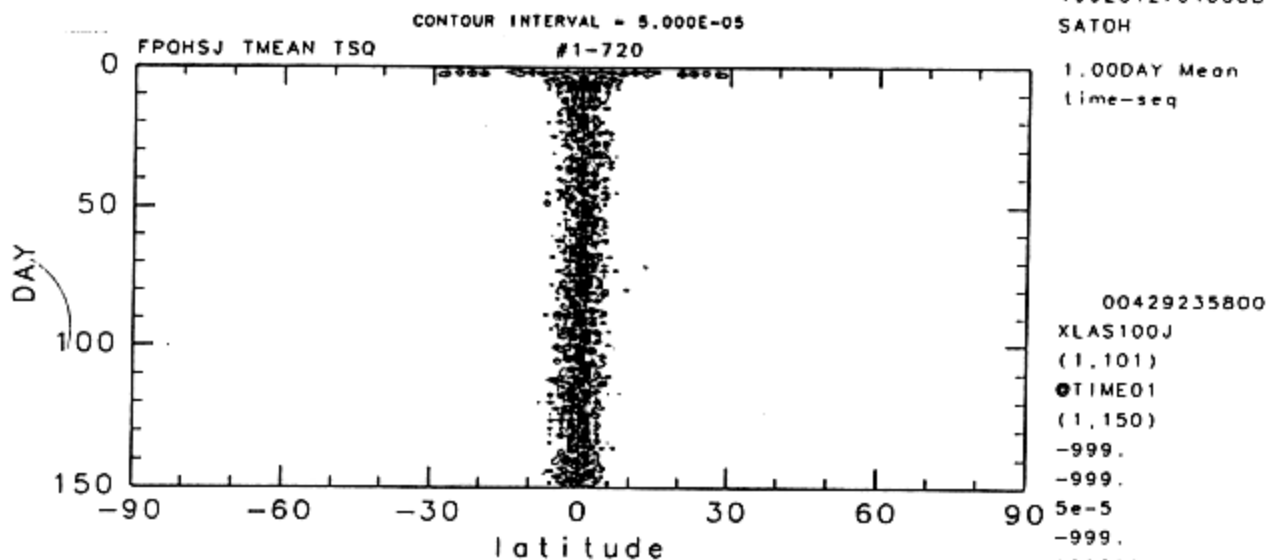
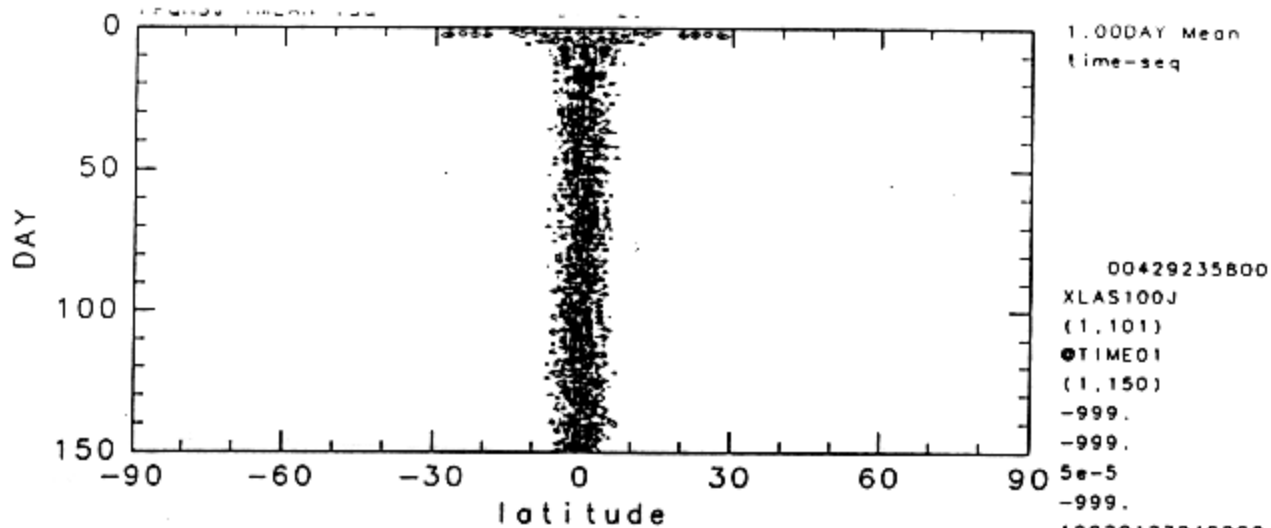
```

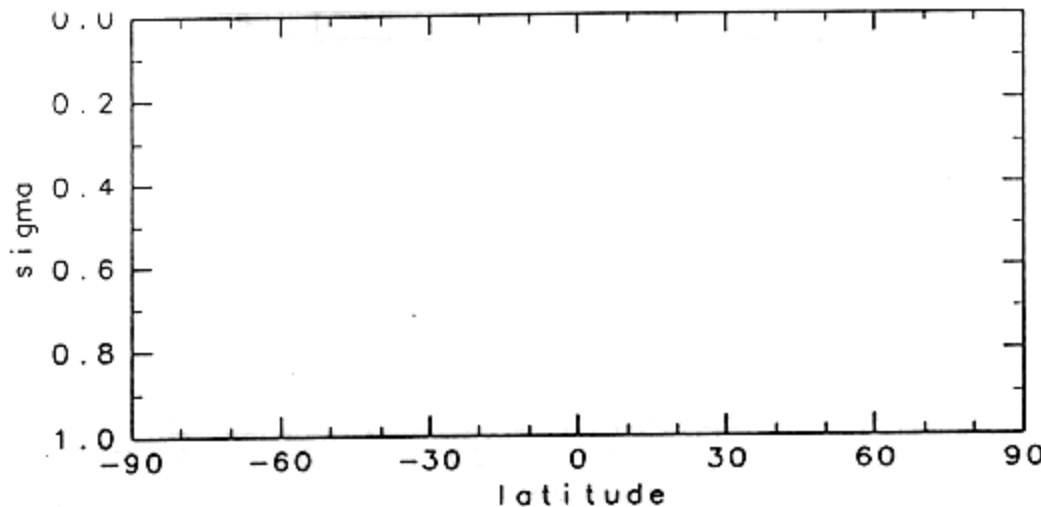
SATOH
1.00DAY Mean
XSIG50=0.99
time-seq

00429235800
XLAS100J
(1,101)
*TIMED1
(1,150)
-999.
-999.
0 1.00
-999.
1992021207040
SATOH

```

Pr





1.00DAY Mean 101. DAY-

Dry

00429235700

XLAS100J

(1.101)

XSIG50

(1.50)

-999.

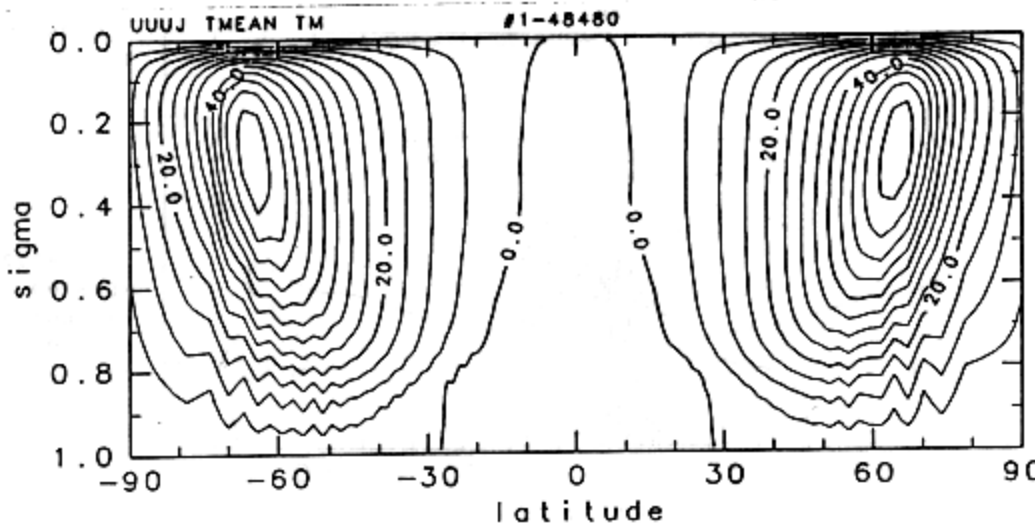
-999.

5.00

-999.

19920121100317

SATOH



1.00DAY Mean 101. DAY-

00429235700

XLAS100J

(1.101)

XSIG50

(1.50)

-999.

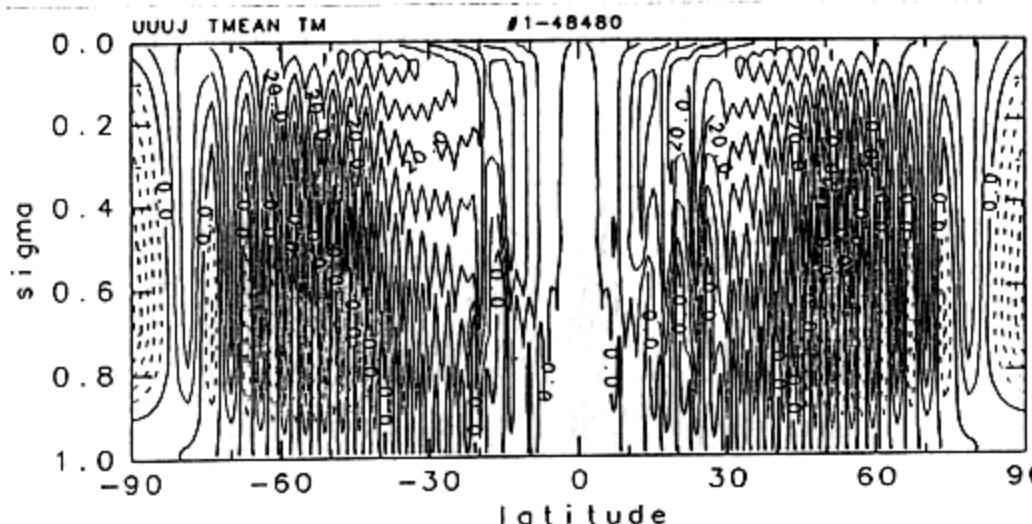
-999.

5.00

-999.

19920203172515

SATOH



1.00DAY Mean 101. DAY-

00429235700

XLAS100J

(1.101)

XSIG50

(1.50)

-999.

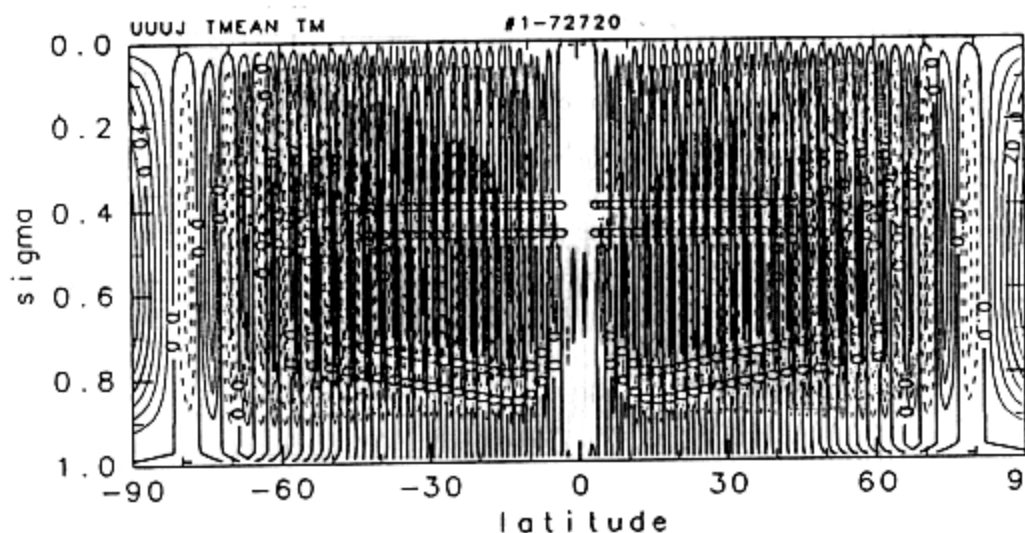
-999.

5.00

-999.

19920117100815

SATOH



1.00DAY Mean 101. DAY-

00429235800

XLAS100J

(1.101)

XSIG50

(1.50)

-999.

-999.

5.00

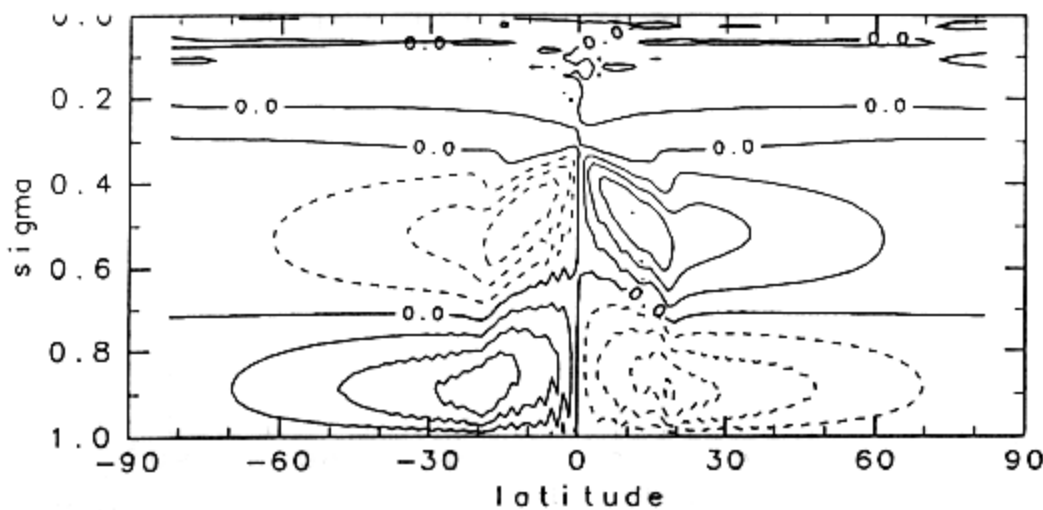
-999.

19920217111036

SATOH

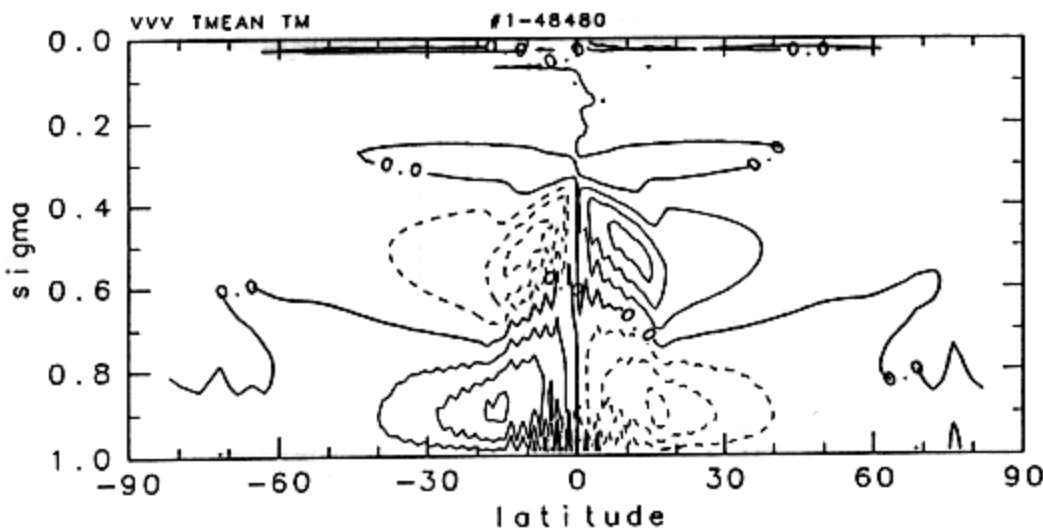
Ω.

Ω. X10



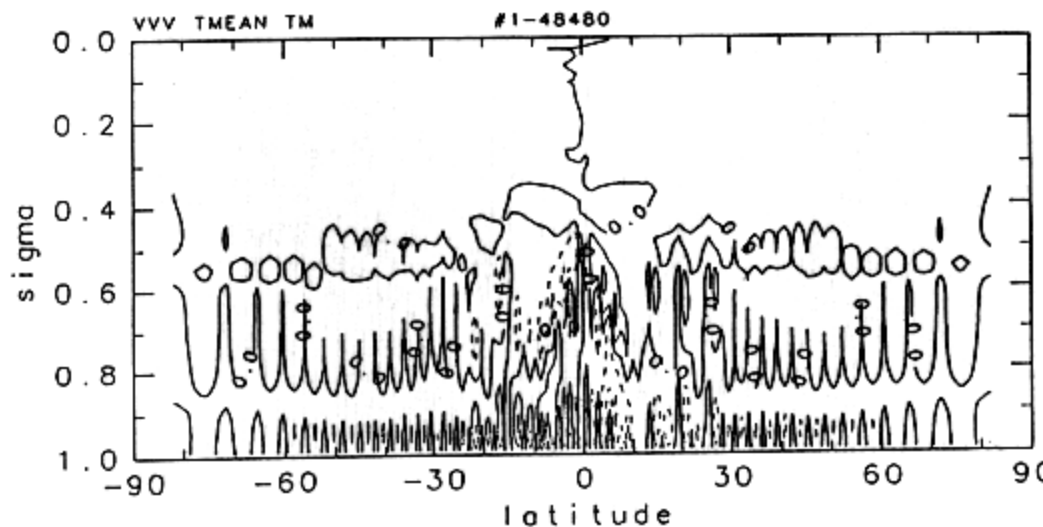
1.00DAY Mean
101.DAY-

00429235700
XLAS100
(1.100)
XSIG50
(1.50)
-999.
-999.
-999.
-999.
19920121100334
SATOH



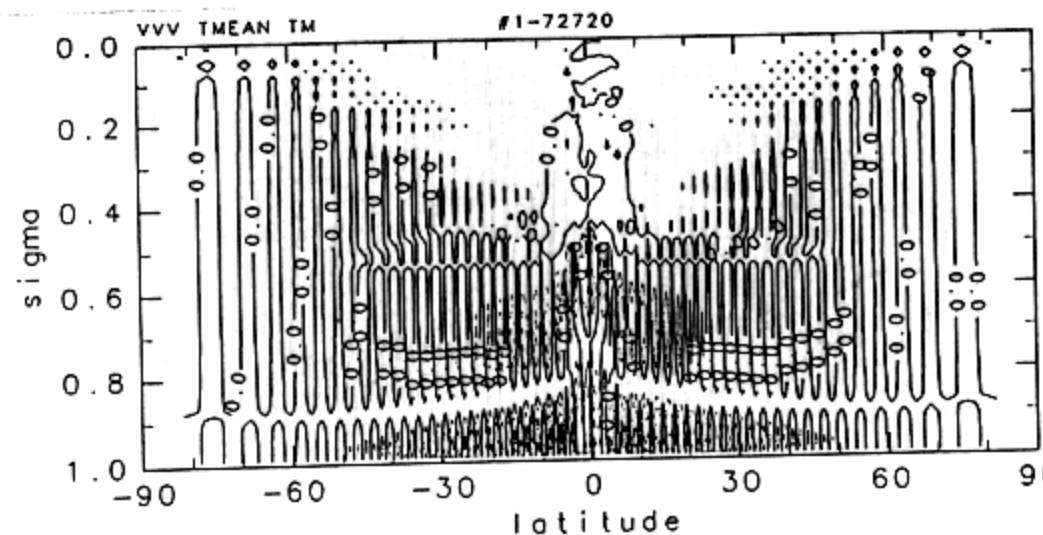
1.00DAY Mean
101.DAY-

00429235700
XLAS100
(1.100)
XSIG50
(1.50)
-999.
-999.
-999.
-999.
19920203172523
SATOH



1.00DAY Mean
101.DAY-

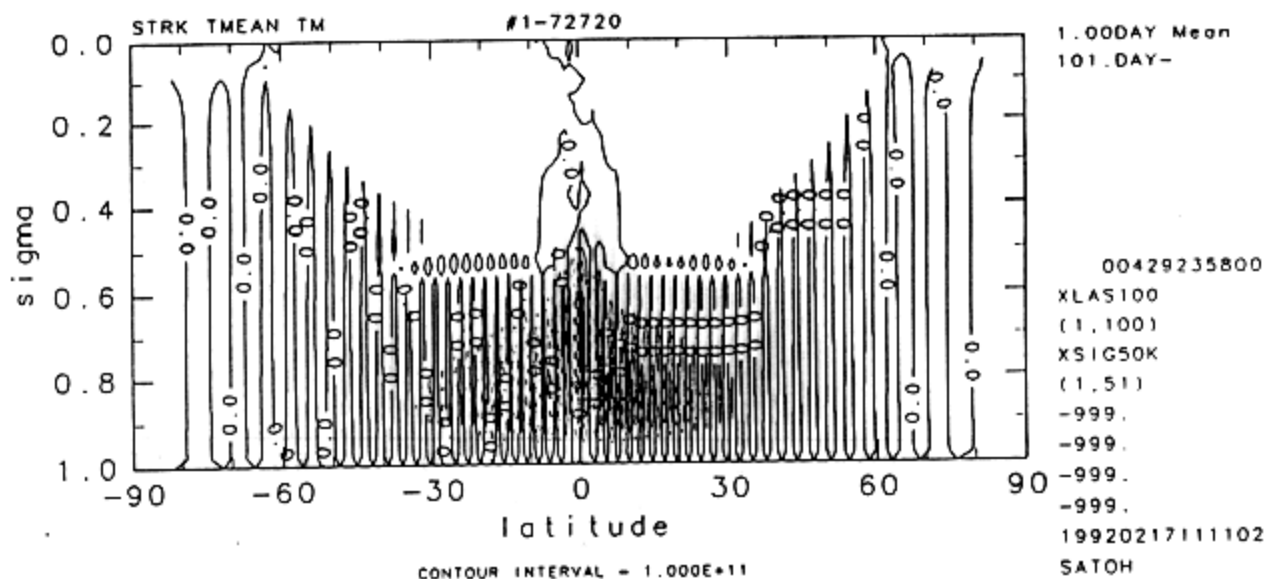
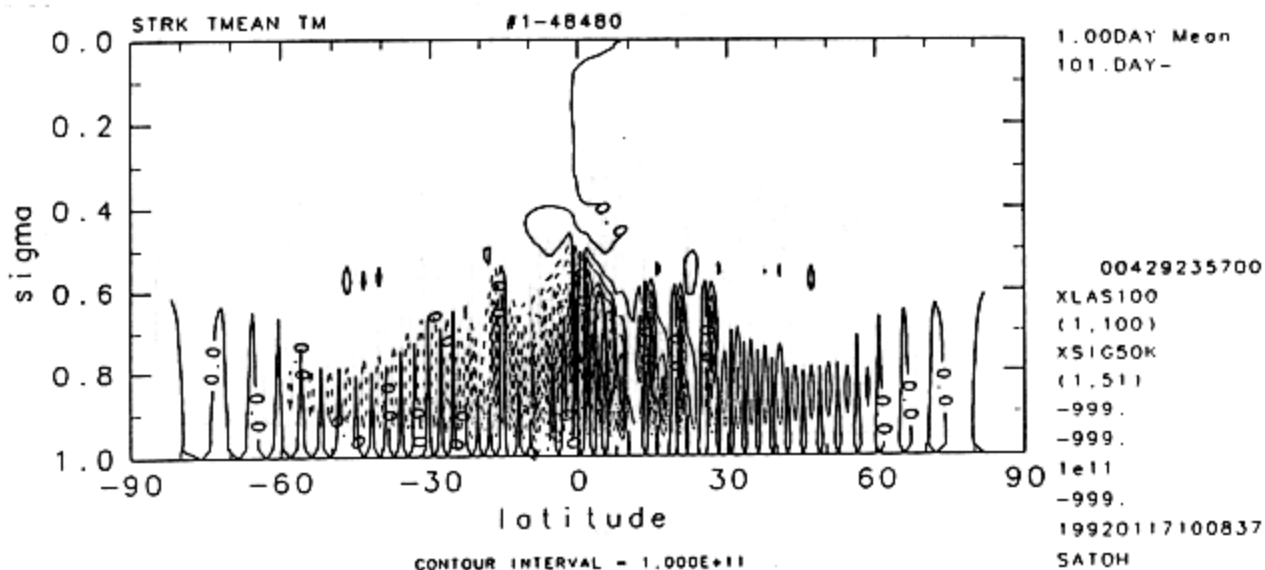
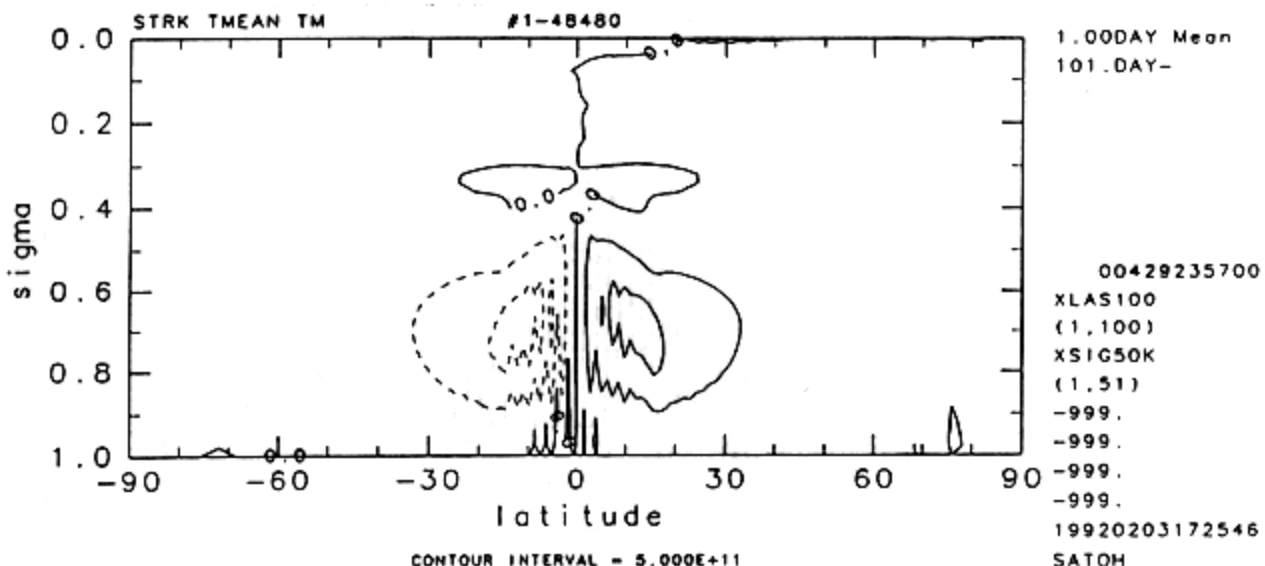
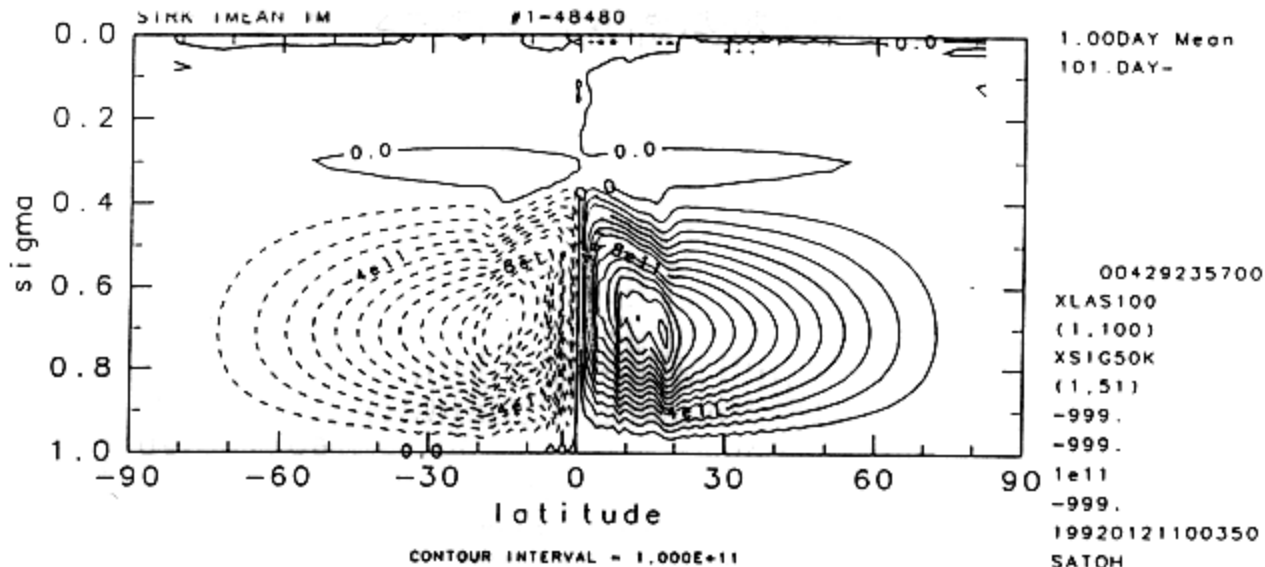
00429235700
XLAS100
(1.100)
XSIG50
(1.50)
-999.
-999.
-999.
-999.
1992012417243
SATOH

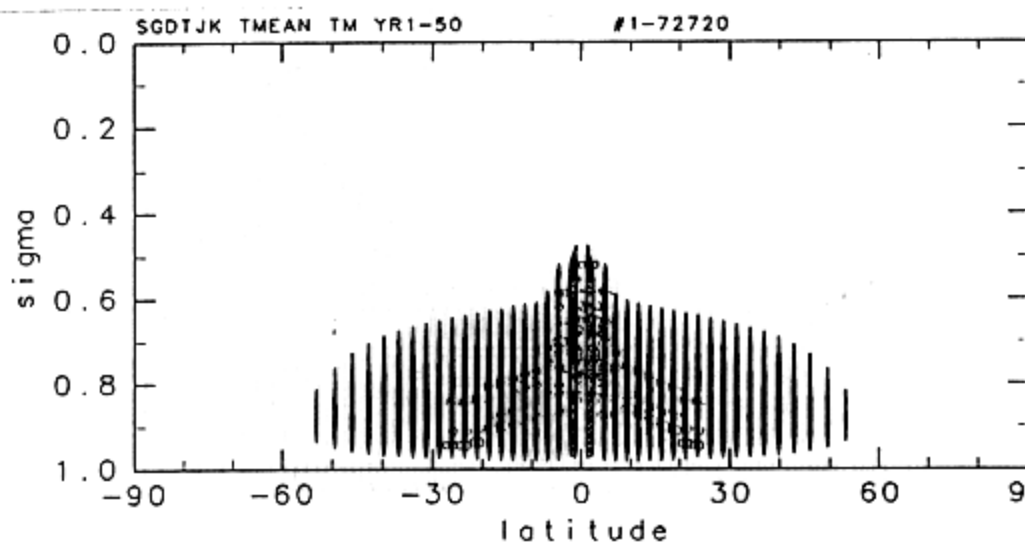
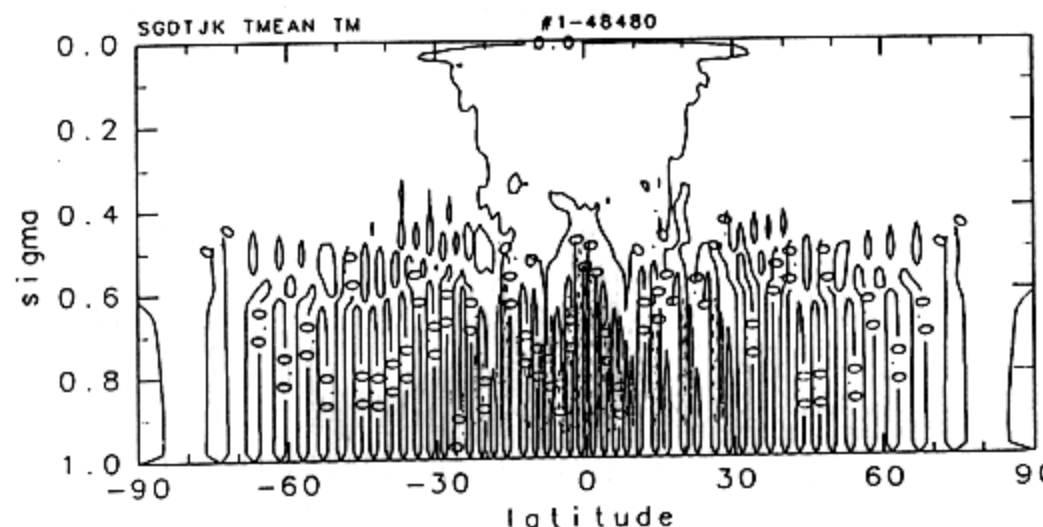
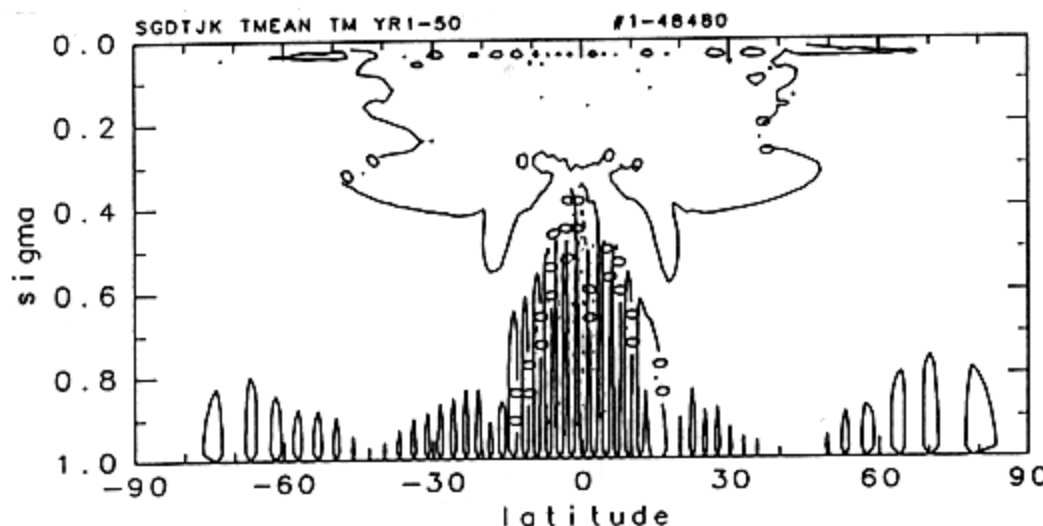
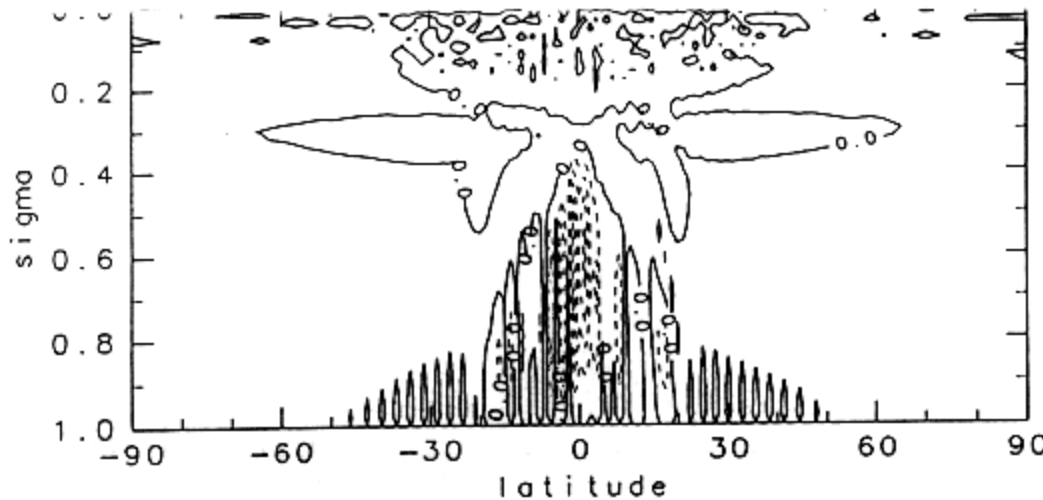


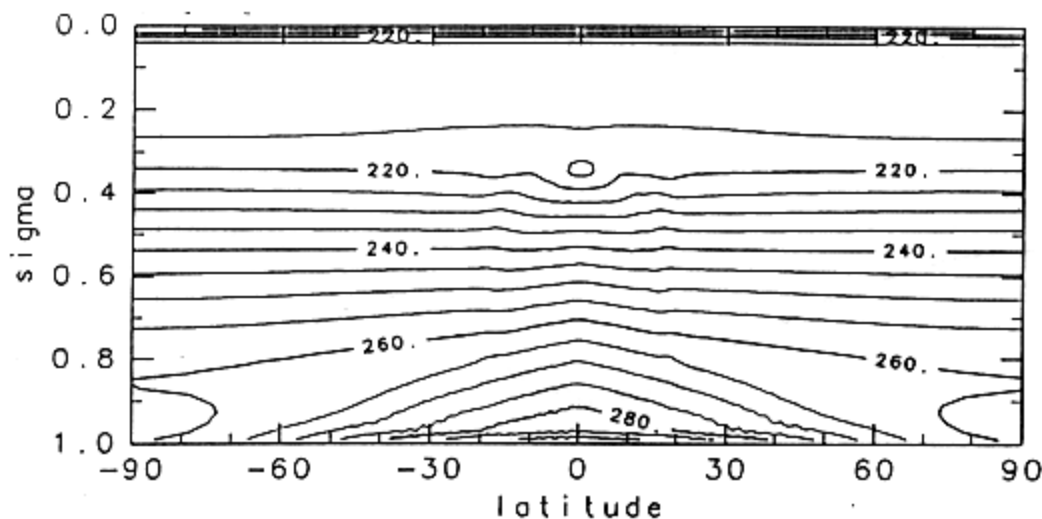
1.00DAY Mean
101.DAY-

00429235800
XLAS100
(1.100)
XSIG50
(1.50)
-999.
-999.
-999.
-999.
19920217111045
SATOH

41

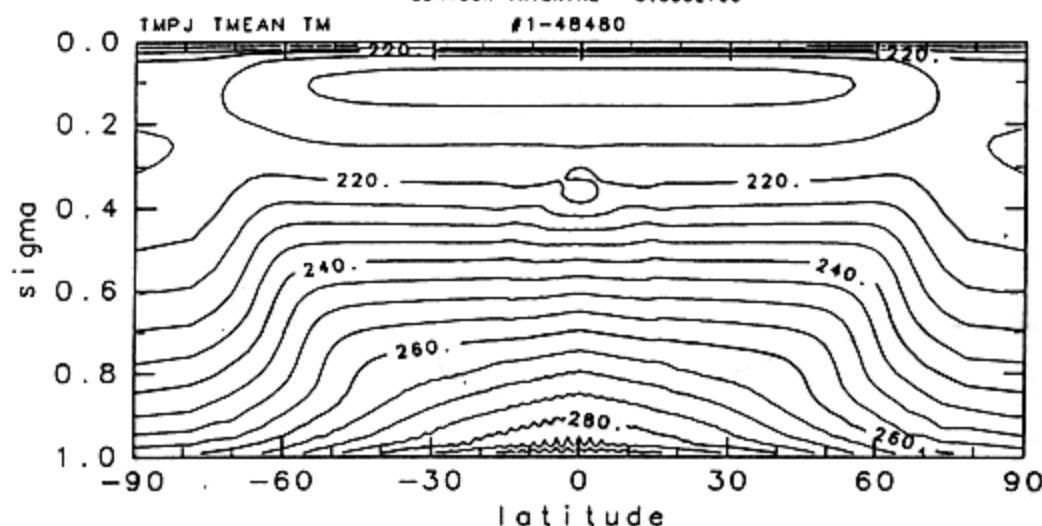






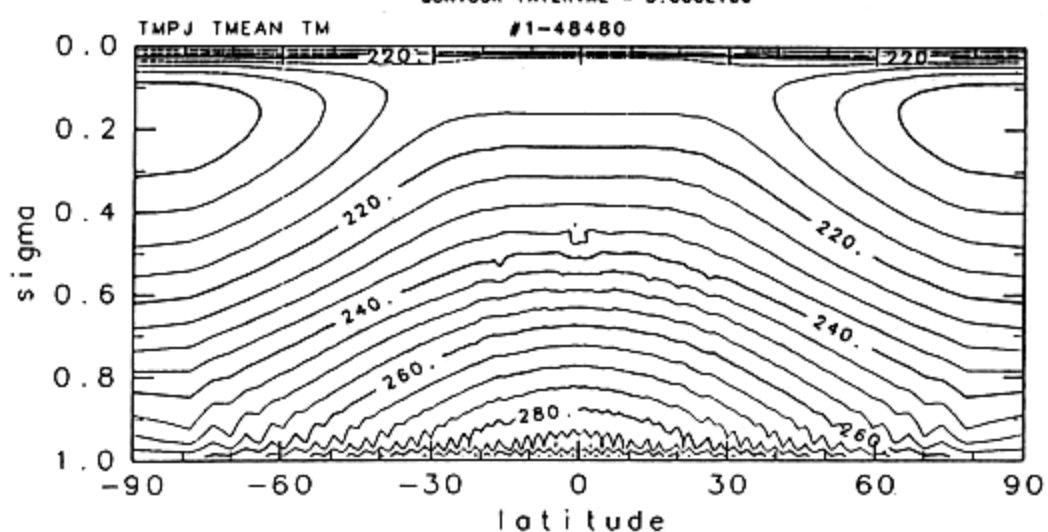
1.00DAY Mean
101.DAY-

00429235700
XLAS100J
(1,101)
XSIG50
(1,50)
-999.
-999.
5.00
-999.
19920121100358
SATOH



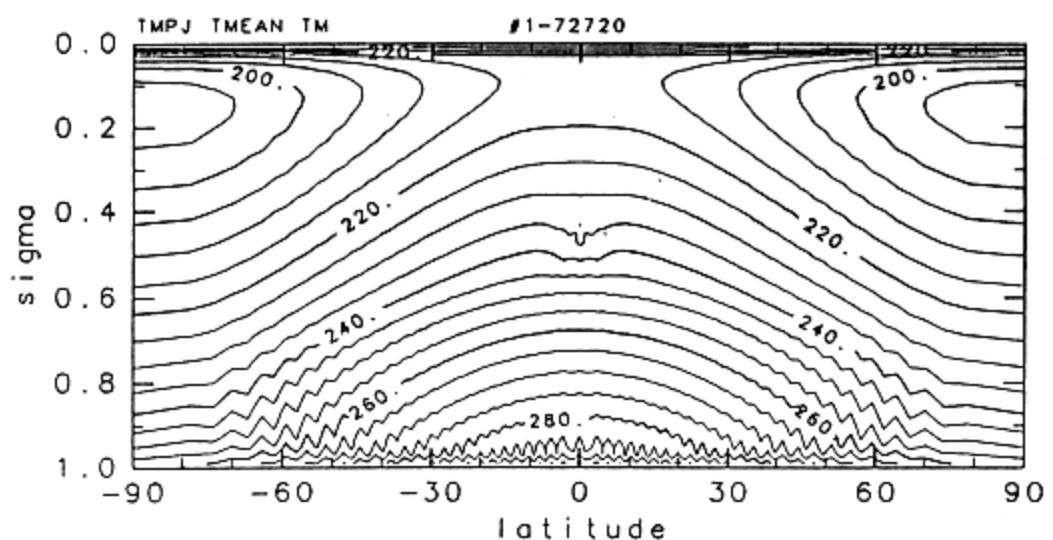
1.00DAY Mean
101.DAY-

00429235700
XLAS100J
(1,101)
XSIG50
(1,50)
-999.
-999.
5.00
-999.
19920203172556
SATOH



1.00DAY Mean
101.DAY-

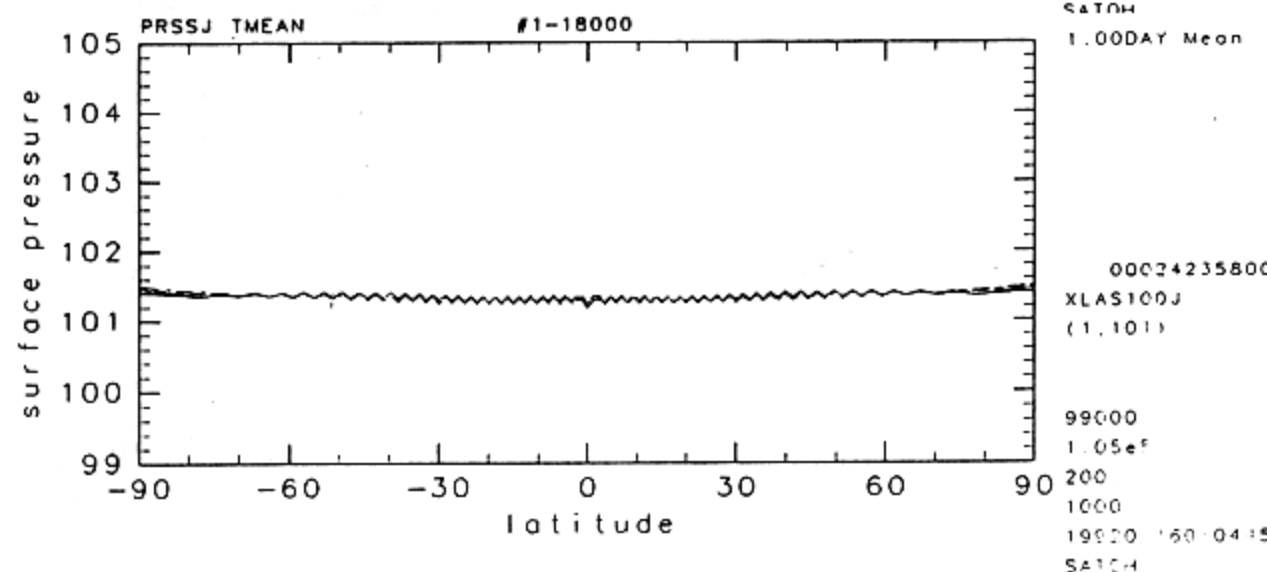
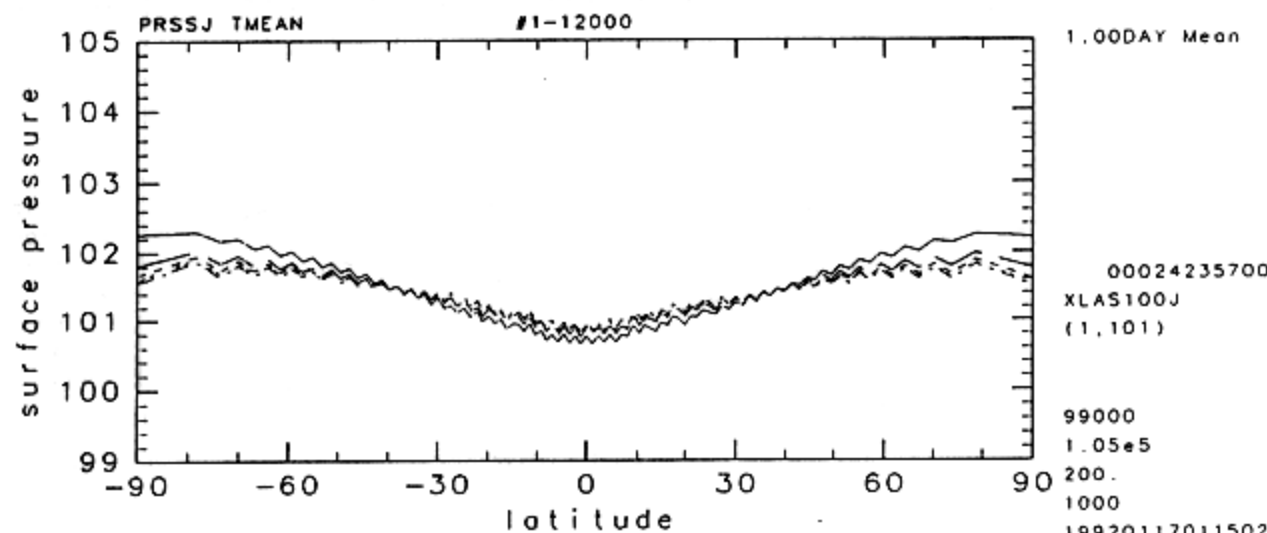
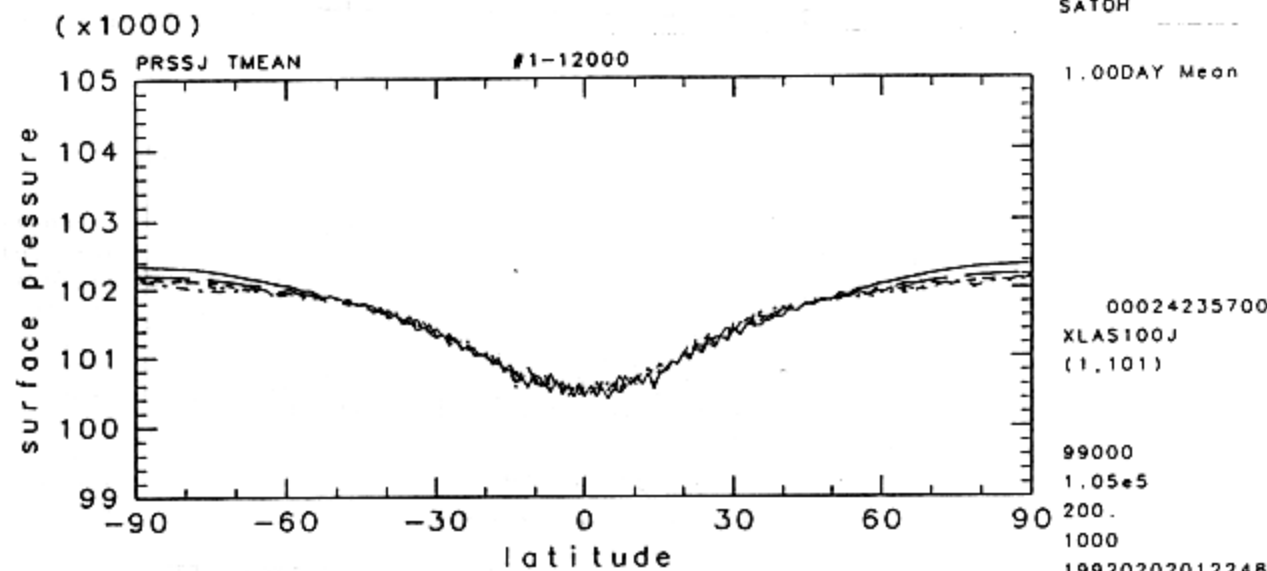
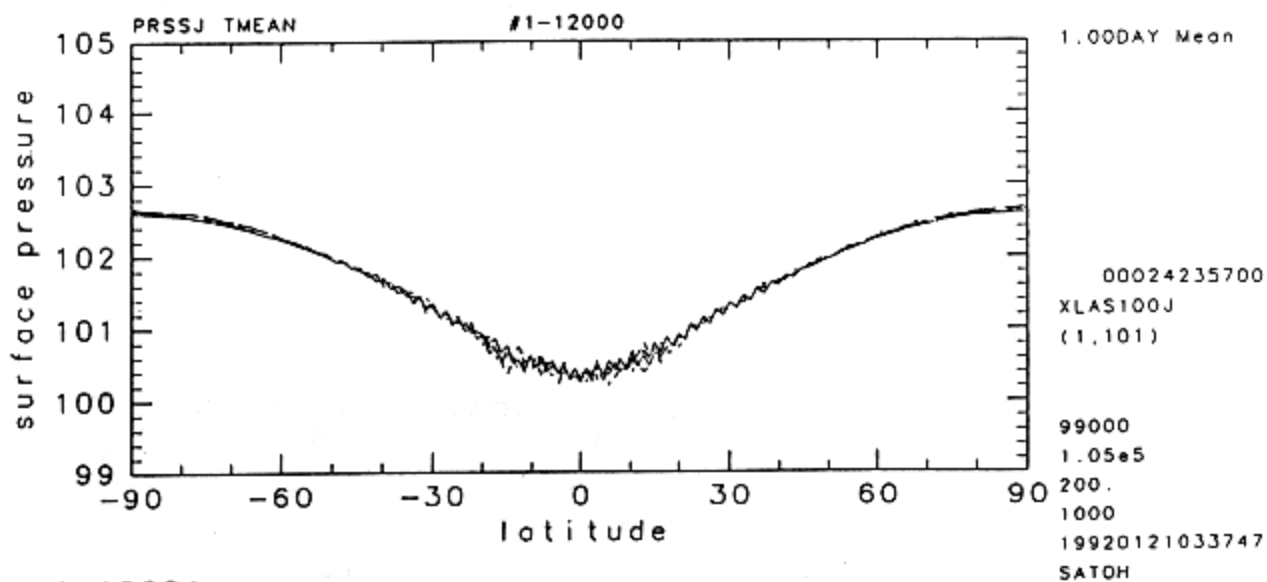
00429235700
XLAS100J
(1,101)
XSIG50
(1,50)
-999.
-999.
5.00
-999.
19920117100845
SATOH

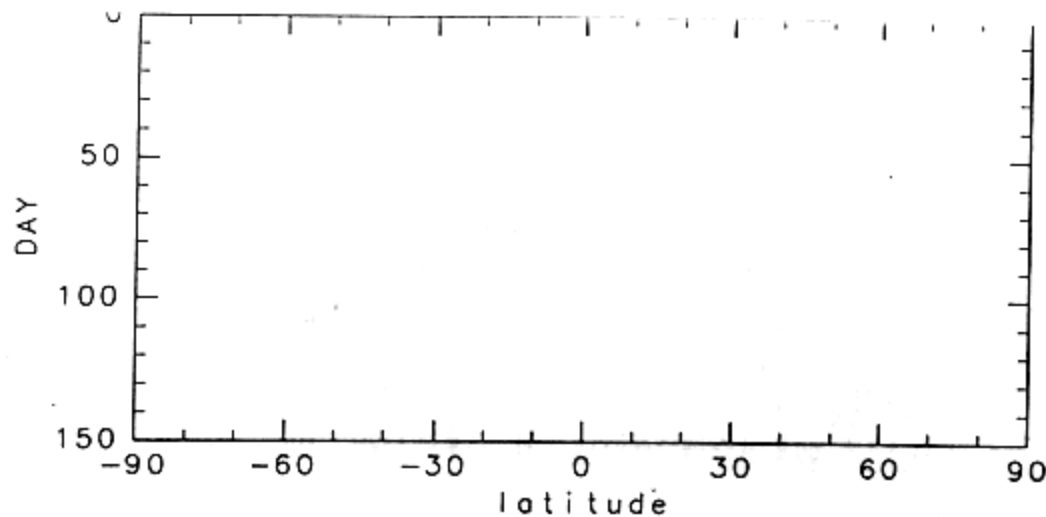


1.00DAY Mean
101.DAY-

00429235800
XLAS100J
(1,101)
XSIG50
(1,50)
-999.
-999.
5.00
-999.
19920217111110
SATOH

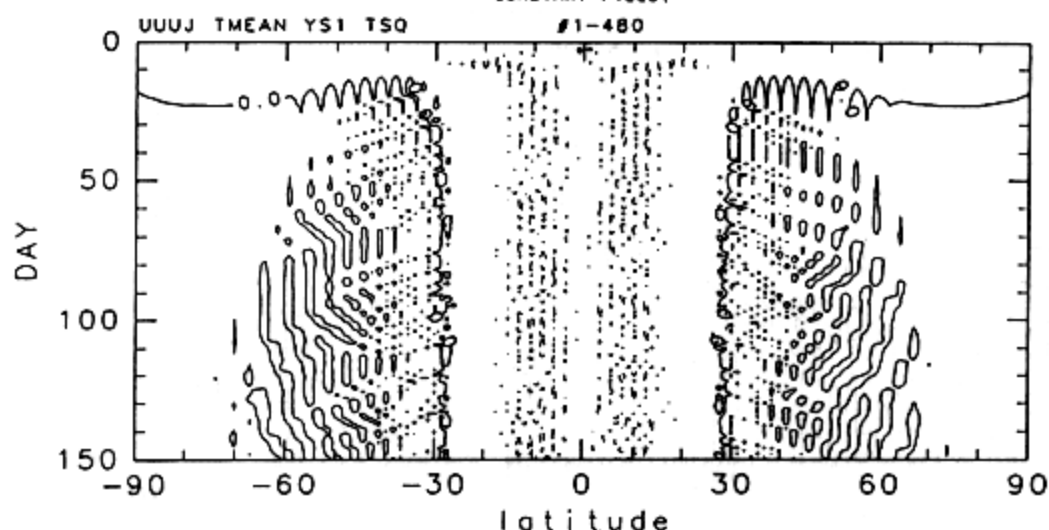
Ps





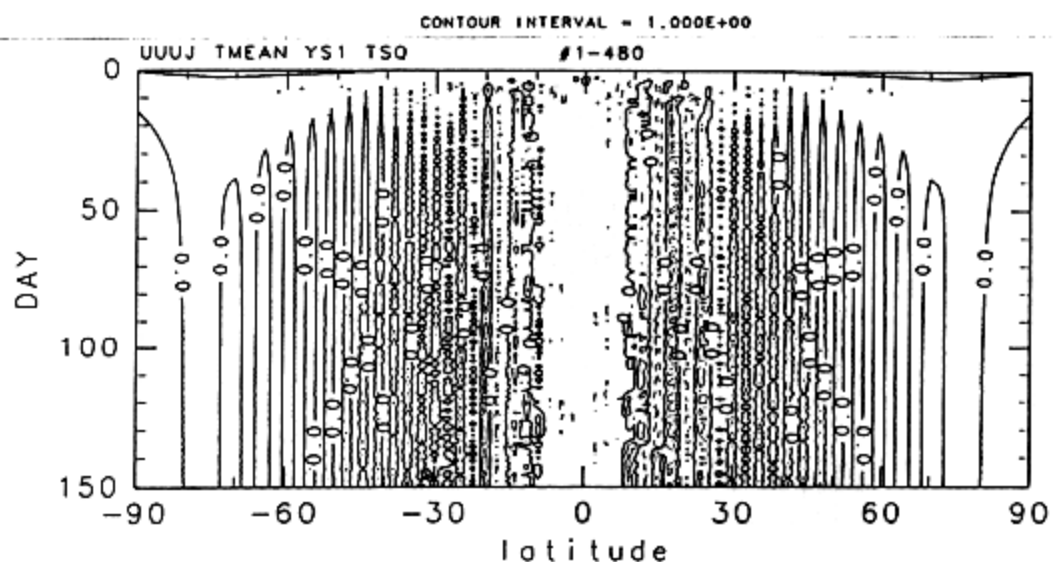
XSIG50=0.99
time-seq

00429235700
XLAS100J
(1,101)
●TIME01
(1,150)
-999.
-999.
1.00
-999.
19920121031309
SATOH



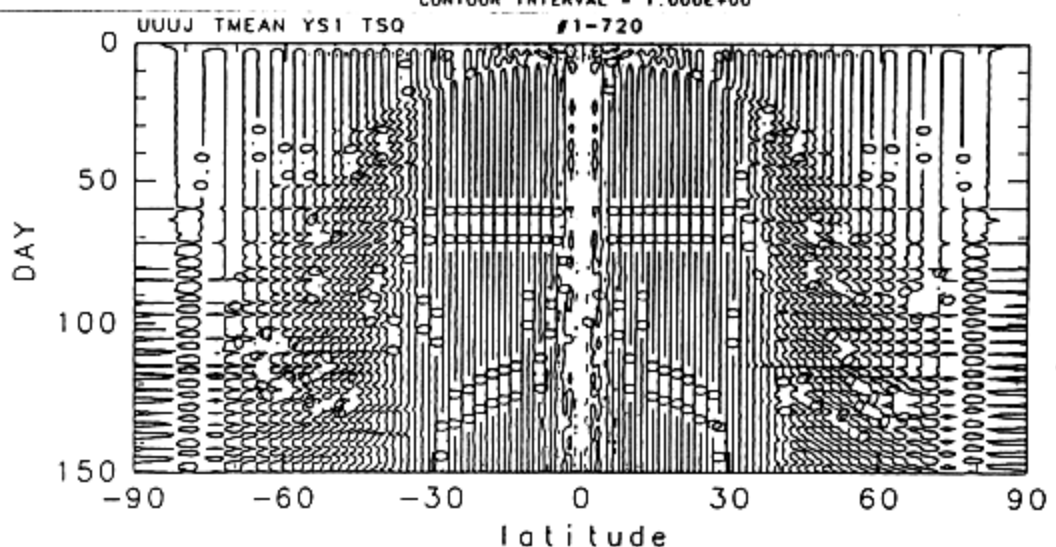
1.00DAY Mean
XSIG50=0.99
time-seq

00429235700
XLAS100J
(1,101)
●TIME01
(1,150)
-999.
-999.
1.00
-999.
19920202010010
SATOH



1.00DAY Mean
XSIG50=0.99
time-seq

00429235700
XLAS100J
(1,101)
●TIME01
(1,150)
-999.
-999.
1.00
-999.
19920117005035
SATOH



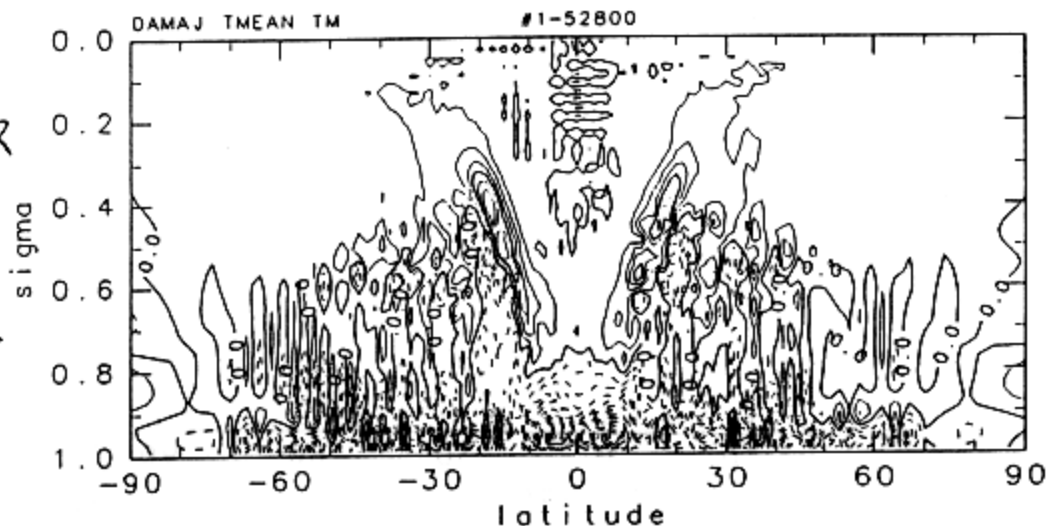
1.00DAY Mean
XSIG50=0.99
time-seq

00429235800
XLAS100J
(1,101)
●TIME01
(1,150)
-999.
-999.
1.00
-999.
19920216024503
SATOH

CONTOUR INTERVAL = 1.000E+00

2011-11-15

移流項



10.0DAY Mean
110 DAY-

00429235700

XLAS100J

(1.101)

XSIG50

(1.50)

-999.

-999.

20.0

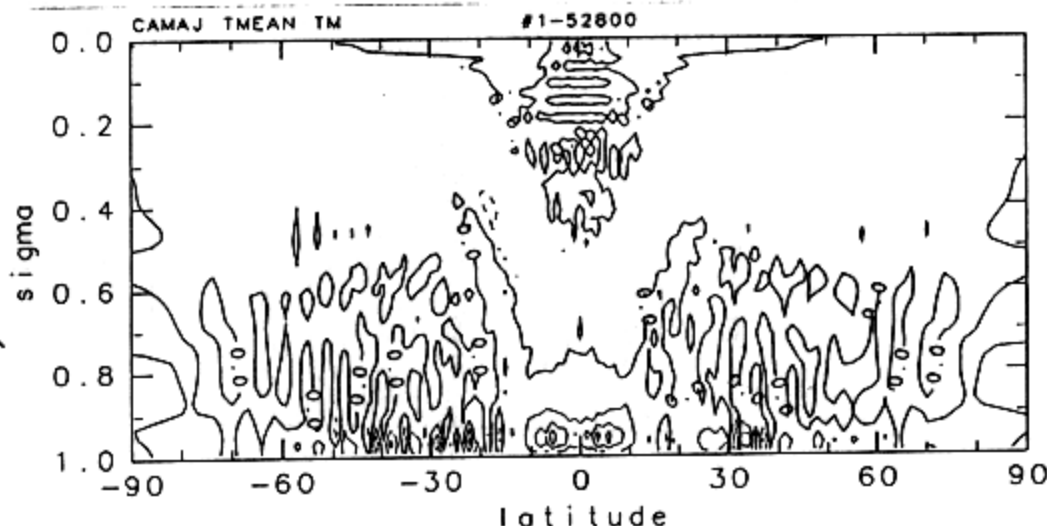
-999.

19920117110308

SATOH

CONTOUR INTERVAL = 2.000E+01

拡散項



10.0DAY Mean
110 DAY-

00429235700

XLAS100J

(1.101)

XSIG50

(1.50)

-999.

-999.

-999.

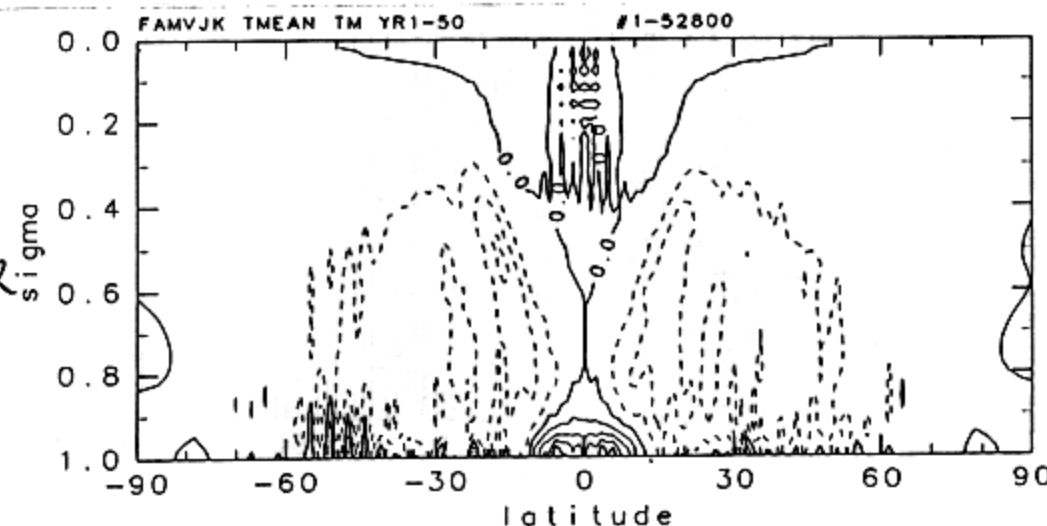
-999.

19920117110312

SATOH

CONTOUR INTERVAL = 1.000E+02

鉛直方向



10.0DAY Mean
110 DAY-

XSIG50K=1.00-0.0

00429235700

XLAS100J

(1.101)

XSIG50K

(1.50)

-999.

-999.

-999.

-999.

19920117110234

SATOH

CONTOUR INTERVAL = 5.000E+04

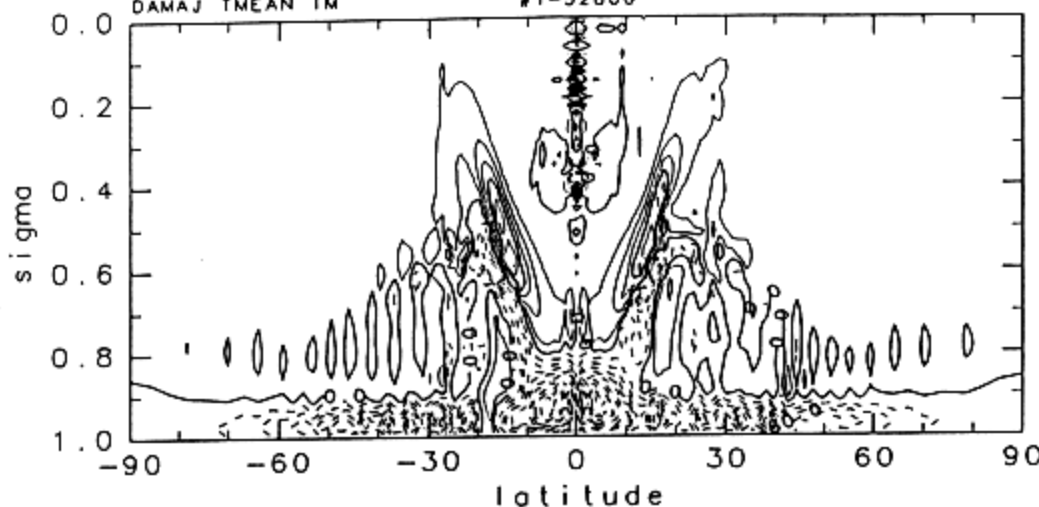
M**2/S**2

150.0 DAY

DAMAJ TMEAN TM

#1-52800

10.0DAY Mean
110.DAY-



CONTOUR INTERVAL = 2.000E+01

00429235700
XLAS100J
(1,101)
XSIG50
(1,50)
-999.
-999.
20.0
-999.
19911213193748
SATOH

物流項

$\nabla \cdot (\bar{u} \bar{v})$

MDAMAJ

H1

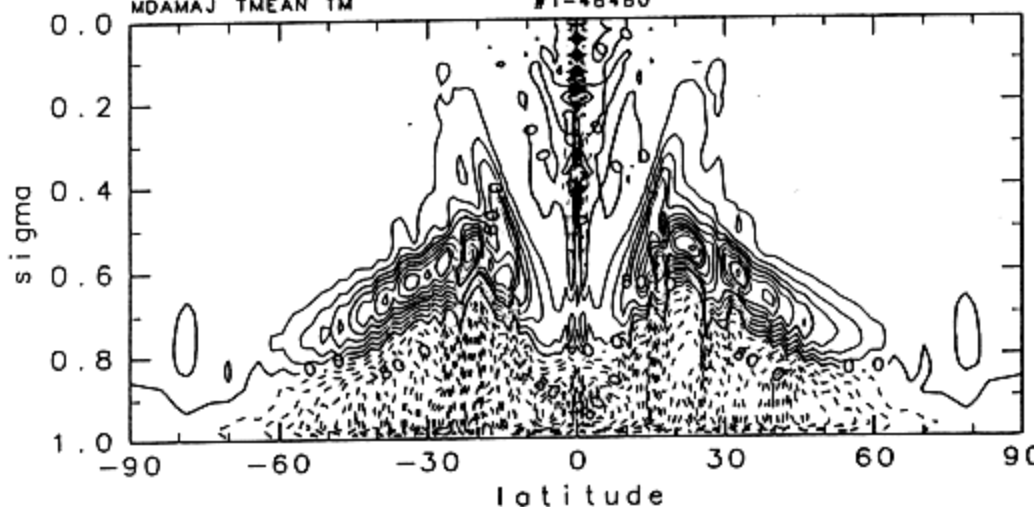
M**2/S**2

150.0 DAY

MDAMAJ TMEAN TM

#1-48480

1.00DAY Mean
101.DAY-



CONTOUR INTERVAL = 2.000E+01

00429235700
XLAS100J
(1,101)
XSIG50
(1,50)
-999.
-999.
20.0
-999.
19911213204600
SATOH

$\nabla \cdot (\bar{u} \bar{v})$

SDAMAJ

H1

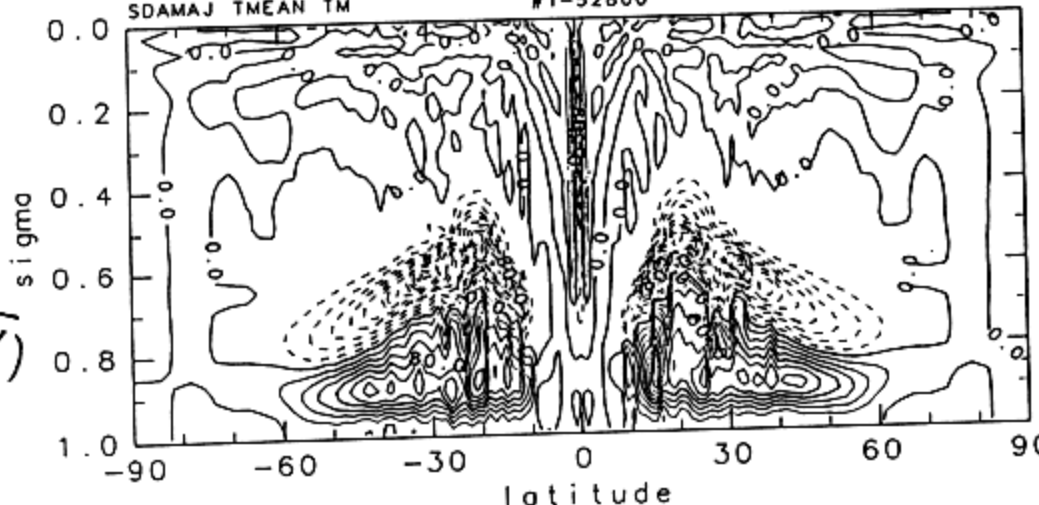
M**2/S**2

150.0 DAY

SDAMAJ TMEAN TM

#1-52800

10.0DAY Mean
110.DAY-



CONTOUR INTERVAL = 2.000E+01

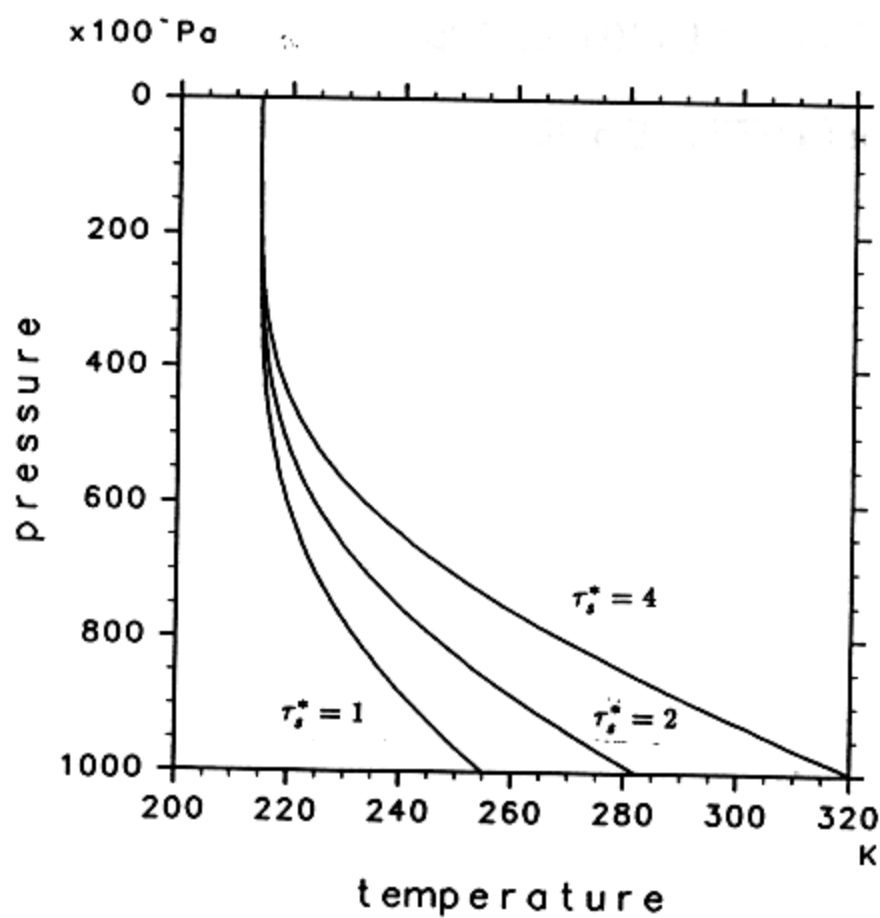
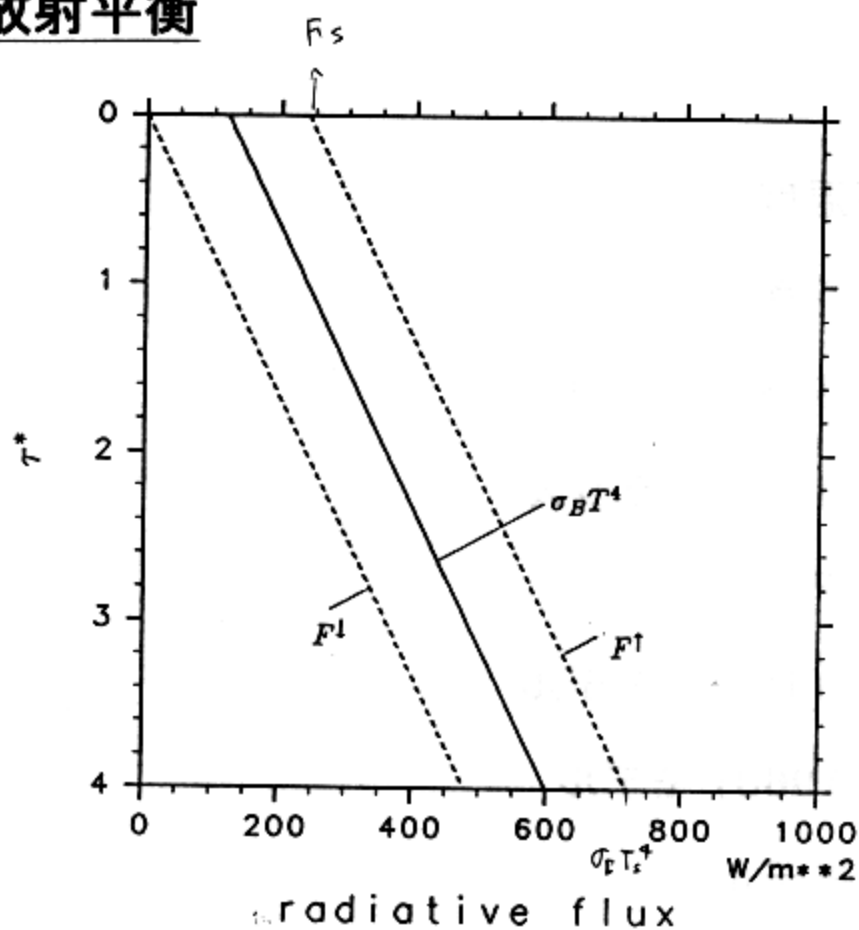
00429235700
XLAS100J
(1,101)
XSIG50
(1,50)
-999.
-999.
20.0
-999.
19911213204713
SATOH

$\nabla \cdot (\bar{u} \bar{v})$

目次

- 有効放射温度
- 灰色放射平衡
- 放射対流平衡：対流調節
- 水平エネルギーバランス
- 熱平衡モデル
- Golitsyn(1970) モデル
- Lorenz(1960) モデル
- 2 コラムモデル
- Held and Hou(1980) モデル
- Schneider(1977) モデル
- 問題点

灰色放射平衡



$$\frac{\tau^*}{\tau_s^*} = \left(\frac{p}{p_s} \right)^{4.5}$$

灰色放射平衡

放射平衡下でのエネルギーバランス

$$\frac{\partial}{\partial z}(-F_s + F^\uparrow - F^\downarrow) = 0$$

放射伝達の方程式

$$\begin{aligned}\frac{\partial F^\uparrow}{\partial \tau^*} &= F^\uparrow - \sigma_B T^4 \\ \frac{\partial F^\downarrow}{\partial \tau^*} &= -F^\downarrow + \sigma_B T^4\end{aligned}$$

境界条件

$$F^\downarrow(z = \infty) = 0$$

$$F^\uparrow(z = 0) = \sigma_B T_s^4$$

解析解

$$\begin{aligned}\sigma_B T^4 &= \frac{F_s}{2}(\tau^* + 1) \\ F^\uparrow &= \frac{F_s}{2}(\tau^* + 2) \\ F^\downarrow &= \frac{F_s}{2}\tau^*\end{aligned}$$

F_s 大気上端での正味流入太陽放射

$F^\uparrow$ 上向き惑星放射フラックス

$F^\downarrow$ 下向き惑星放射フラックス

T_s 地表面温度

τ^* 光学的厚さ

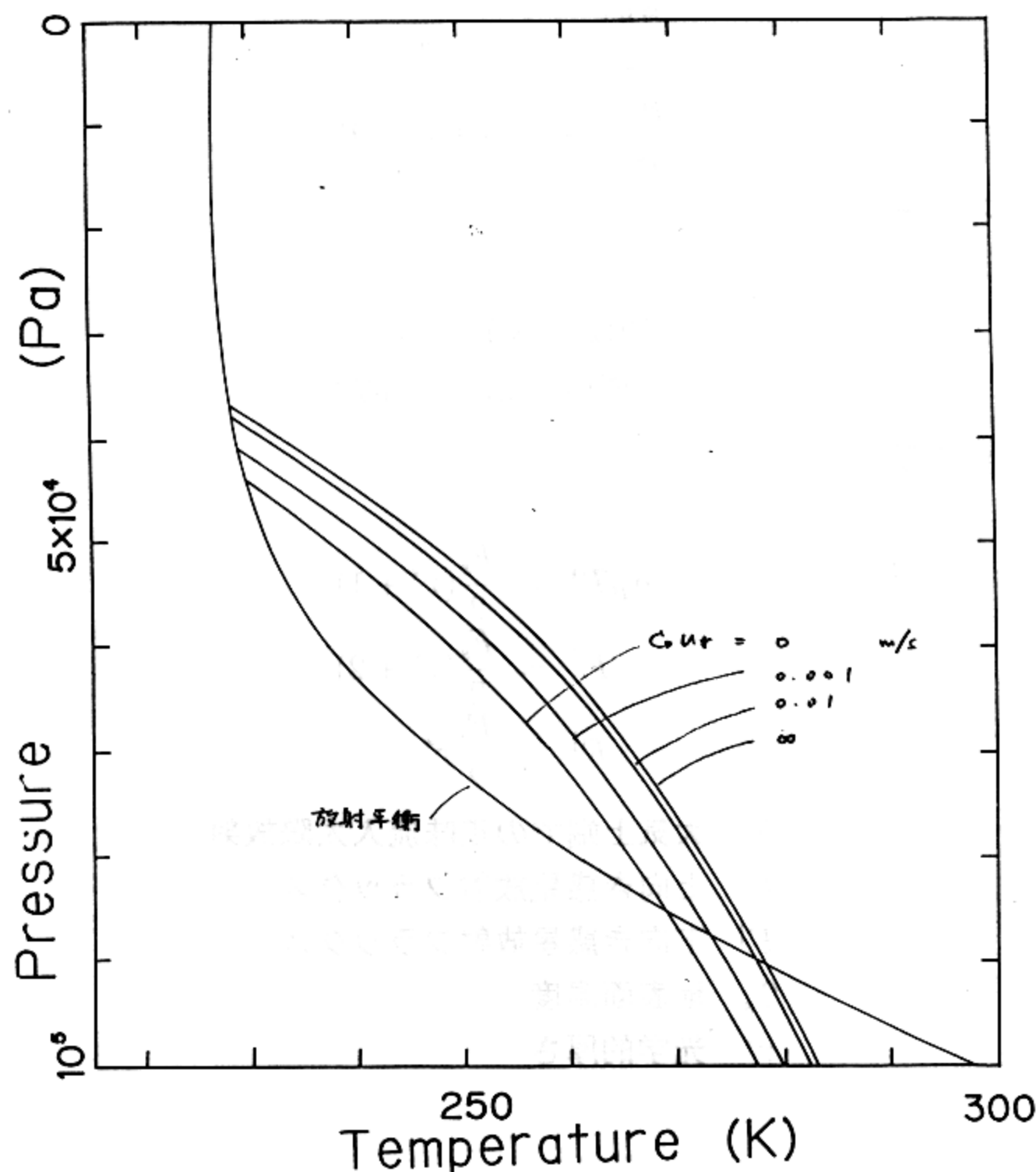
放射对流平衡：湿润对流調節

計算例 2 Moist Convection — Adjustment

$$FS = -300 \text{ W/m}^2$$

$$\alpha = 4.5$$

$$z_s^* = 2.0$$



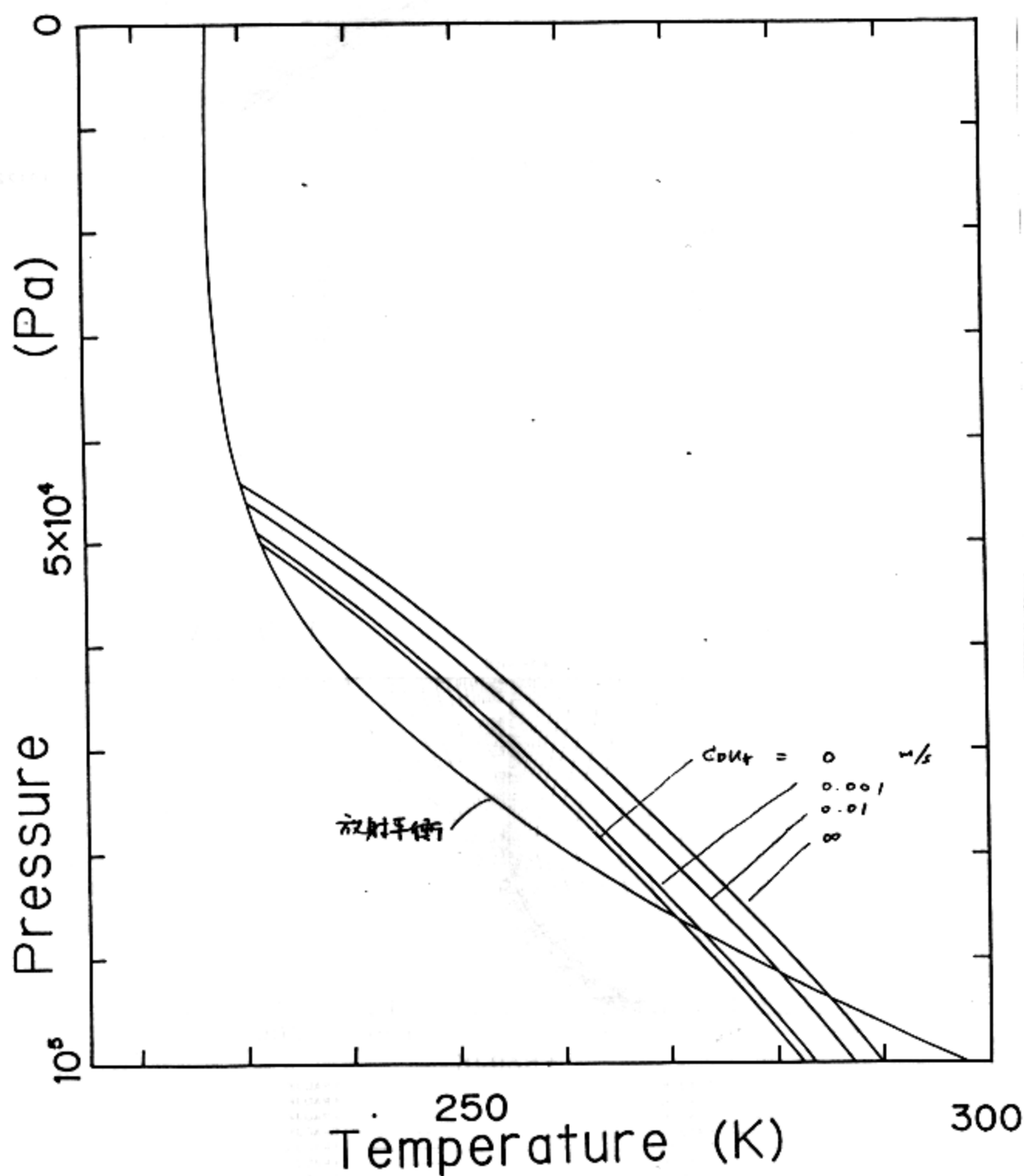
放射对流平衡：乾燥对流調節

計算例 1. Dry Convection — Adjustment

$$FS = -300 \text{ W/m}^2$$

$$\alpha = 4.5$$

$$z_{fs} = 2.0$$



Dry

乾燥 乾燥

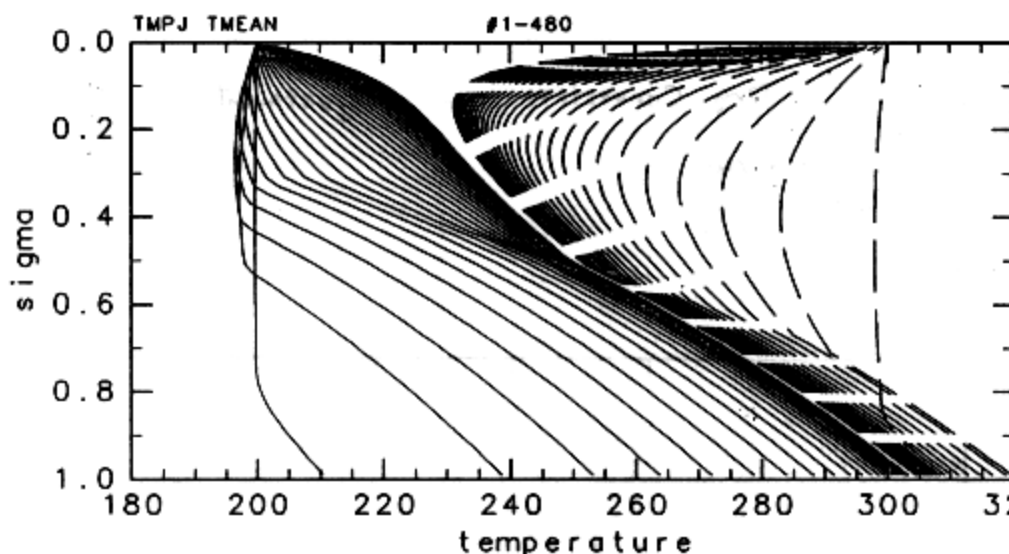
— 乾燥 乾燥 (VK1)
-- " " (VK1)

乾燥 乾燥
0-1000

temperature
K

VK1

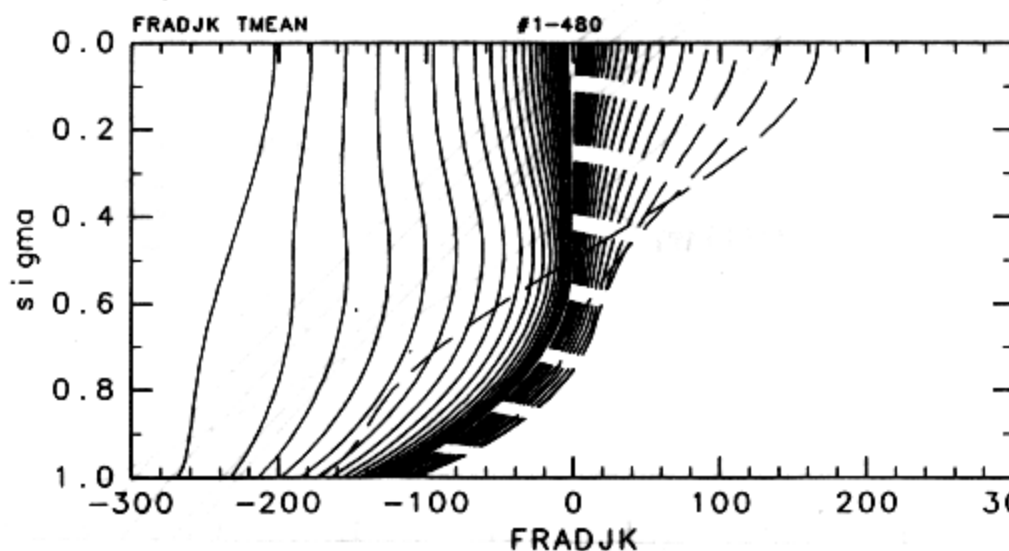
1.0 DAY



FRADJK
W/m**2

VK1

1.0 DAY



Moist

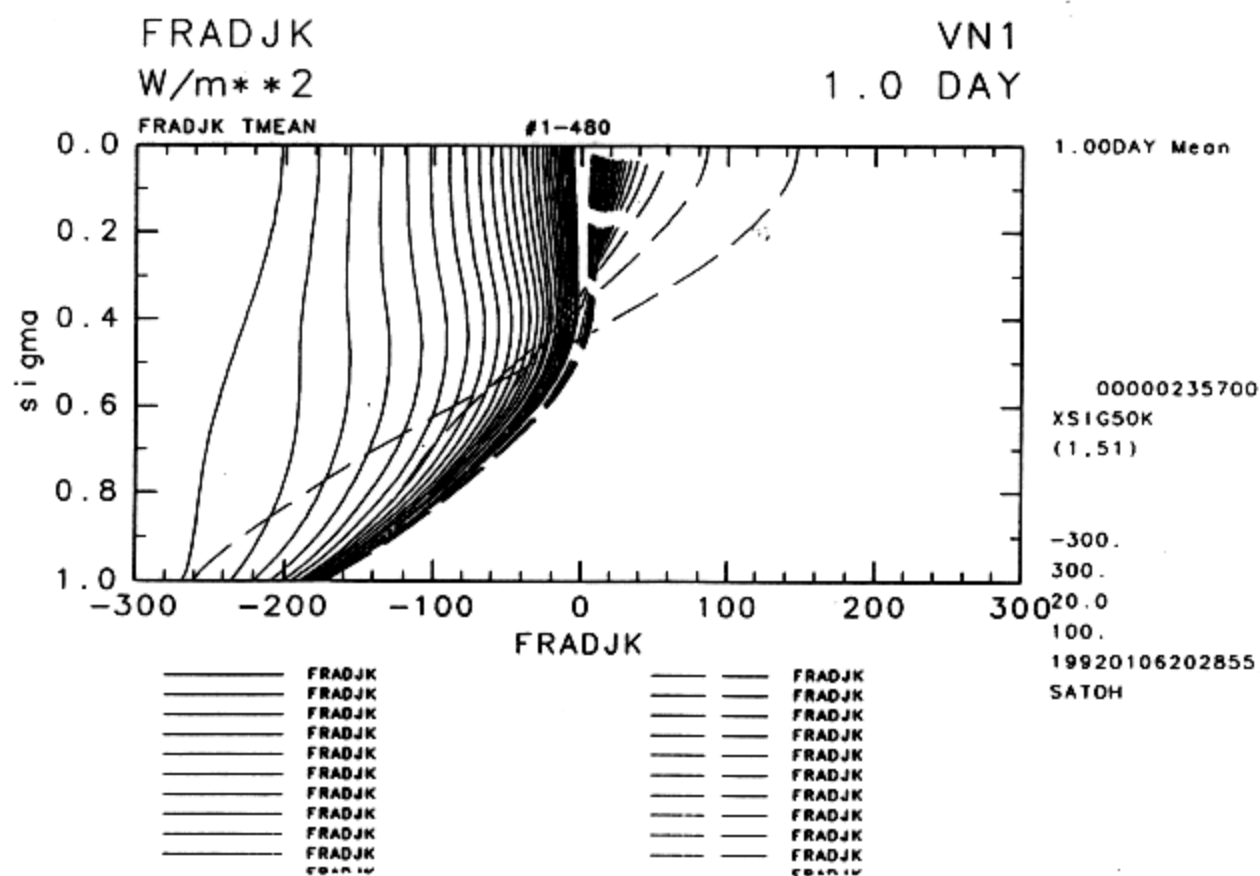
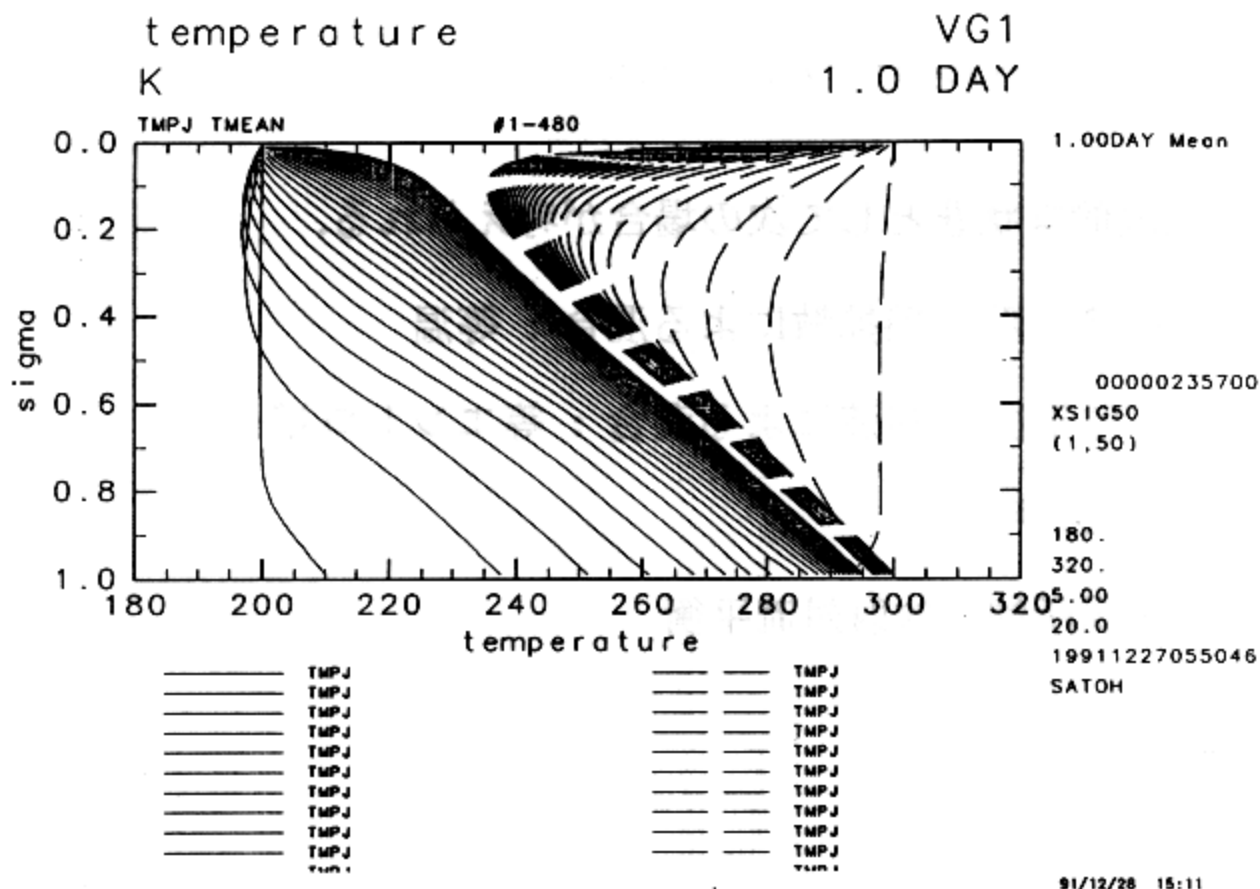
速洞 1.5 m/s

— 300K (VG1)

-- 300K (VH1)

5日単位 0-1508

1.5 m/s



水平エネルギーバランス

極限的な状態として次の場合が考えられる.

- 熱平衡 : 熱拡散による混合 : 等温
- 熱平衡 : 対流による混合 : 等エントロピー
- 放射平衡
- 局所的に放射対流平衡

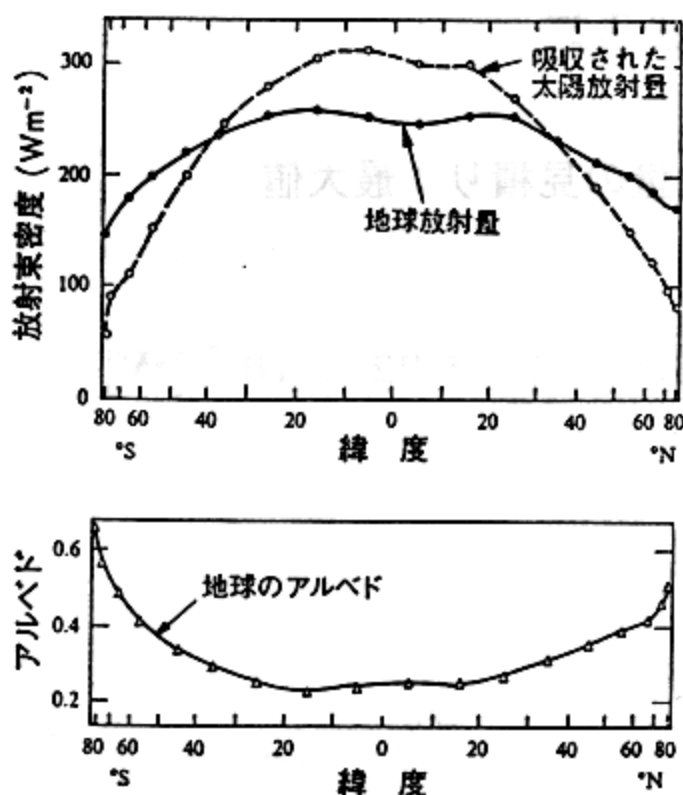


図 1.10 1962～1966 年の衛星観測による緯度別放射収支と地球のアルベドの分布. 横軸は面積補正をした緯度目盛を示す. (ヴァンデ・ハーとスオミ, 1971)

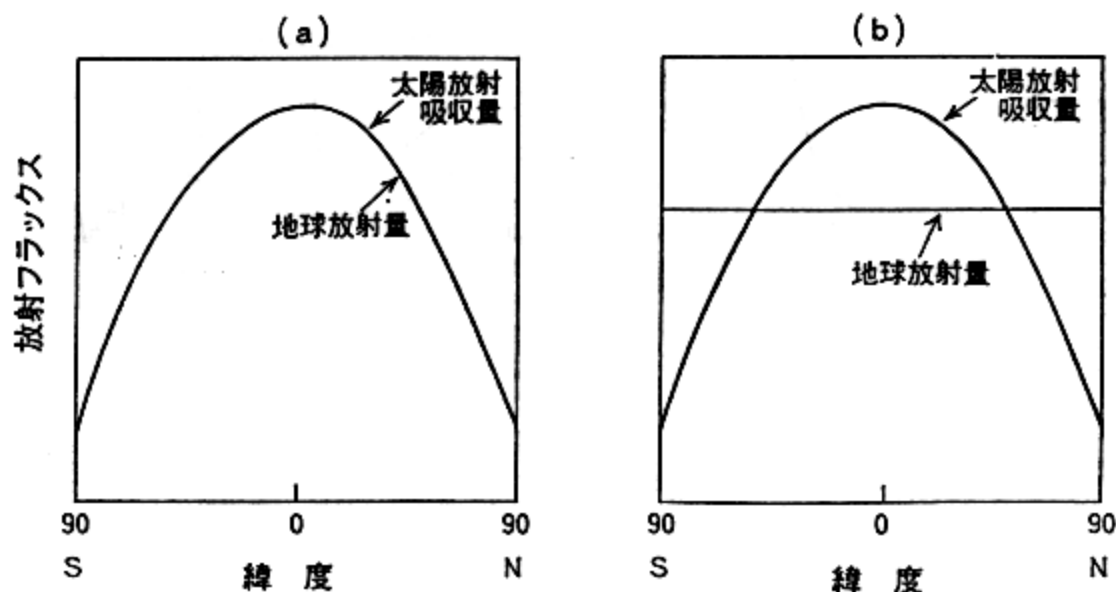
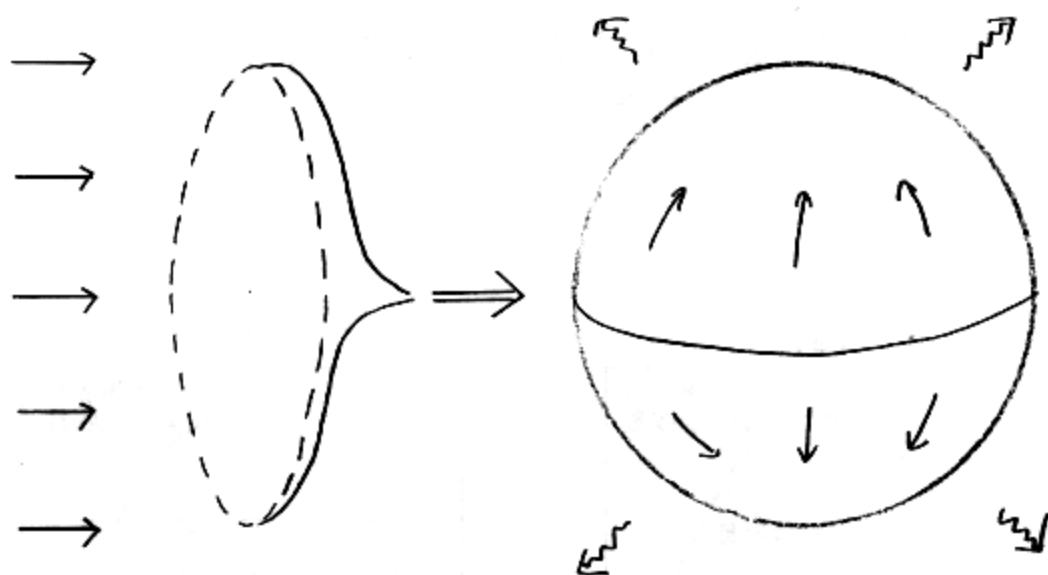


図 1.11 放射収支のモデル. (a) 地球大気が存在しない場合, (b) 地球大気が厚く, しかも充分に混合が行われている場合. 横軸は面積補正をした緯度目盛を示す.

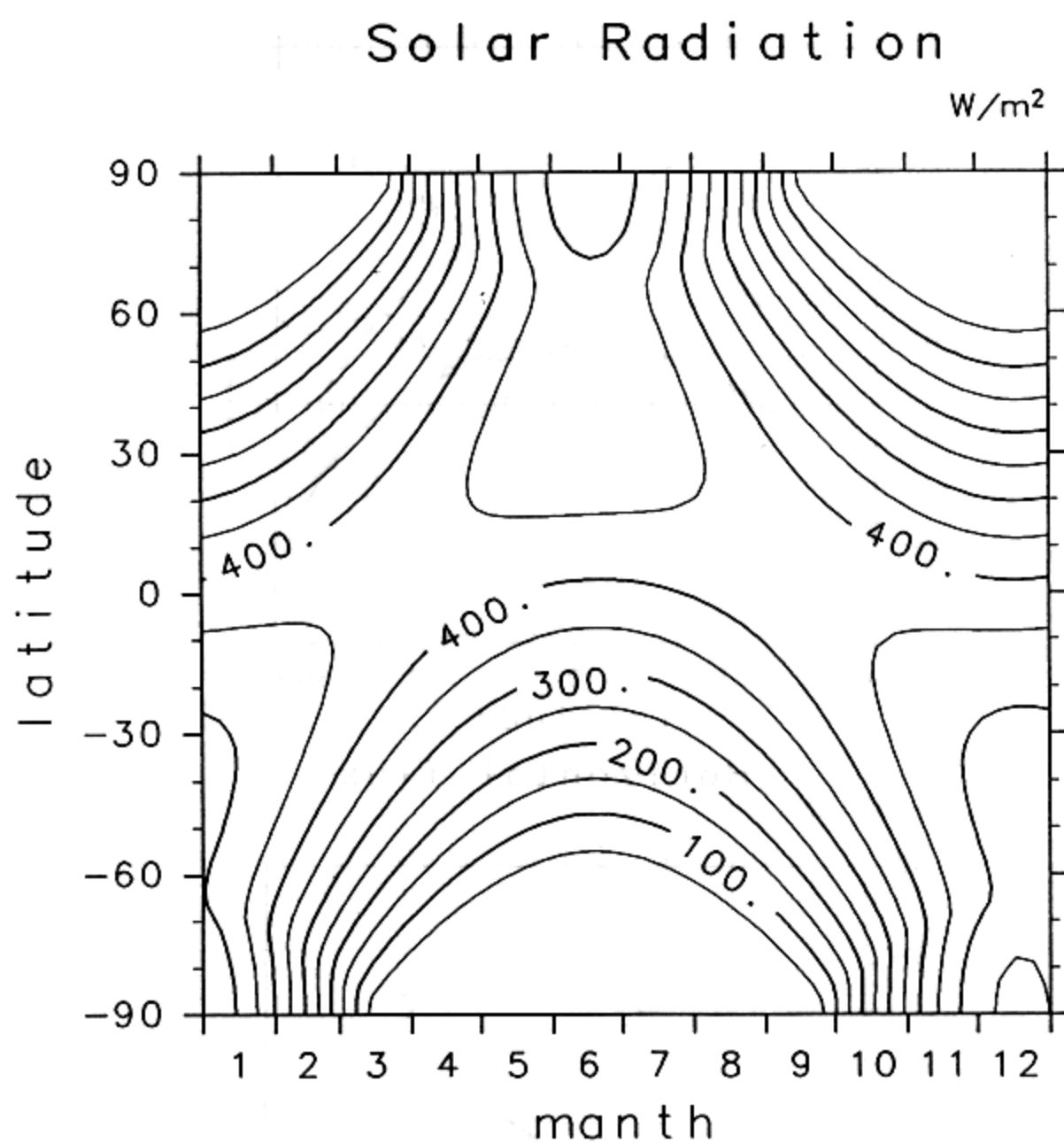
水平エネルギー輸送量

水平エネルギー輸送量の見積り：最大値

$$\pi r^2 F_{\odot} (1 - a) = 1.22 \times 10^{17} \text{ [W]}$$

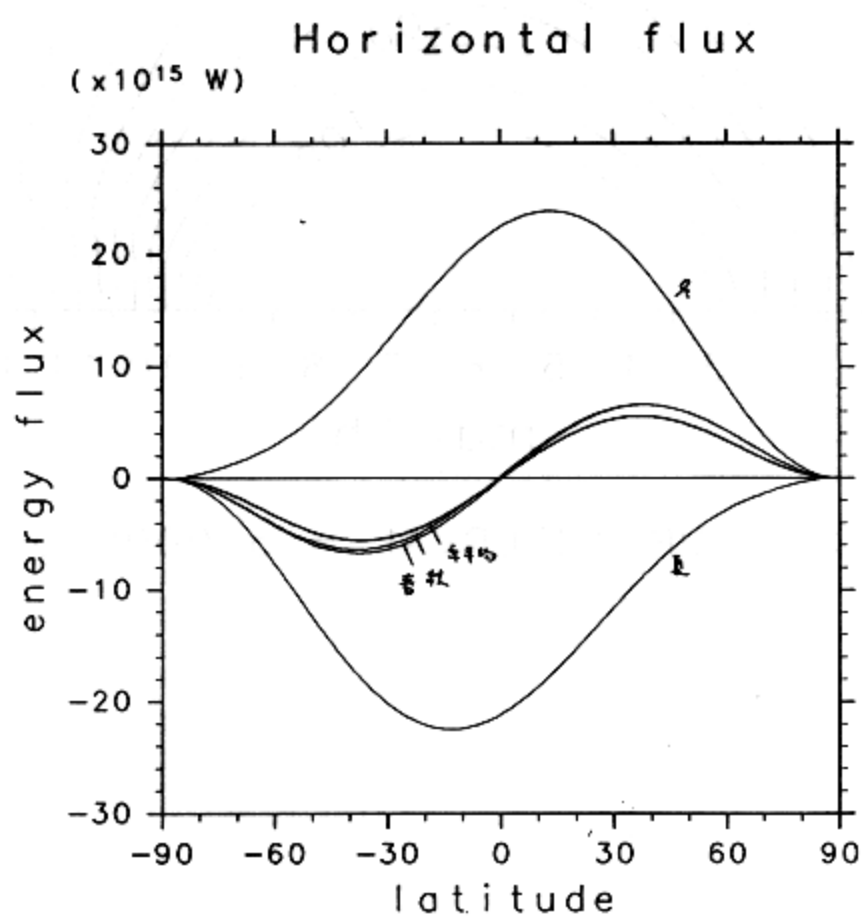
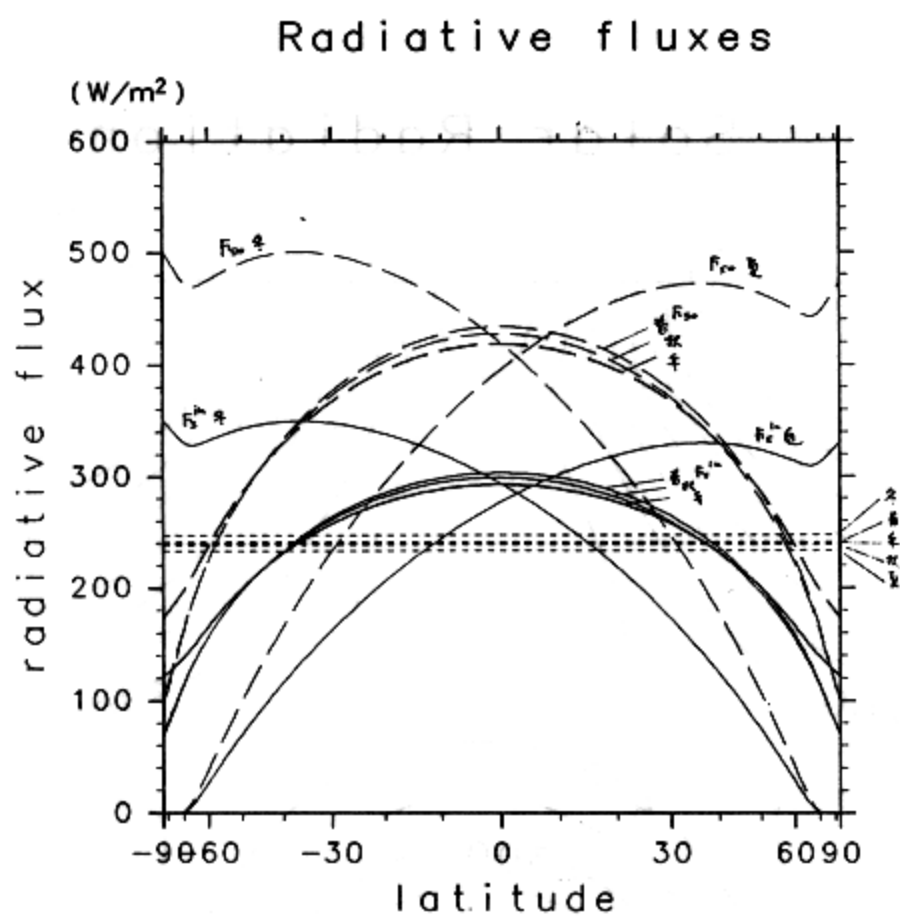


日射量の緯度分布



CONTOUR INTERVAL = 5.000E+01

熱平衡モデル



水平エネルギー輸送量 (観測)

Oort and Peixóto (1983)

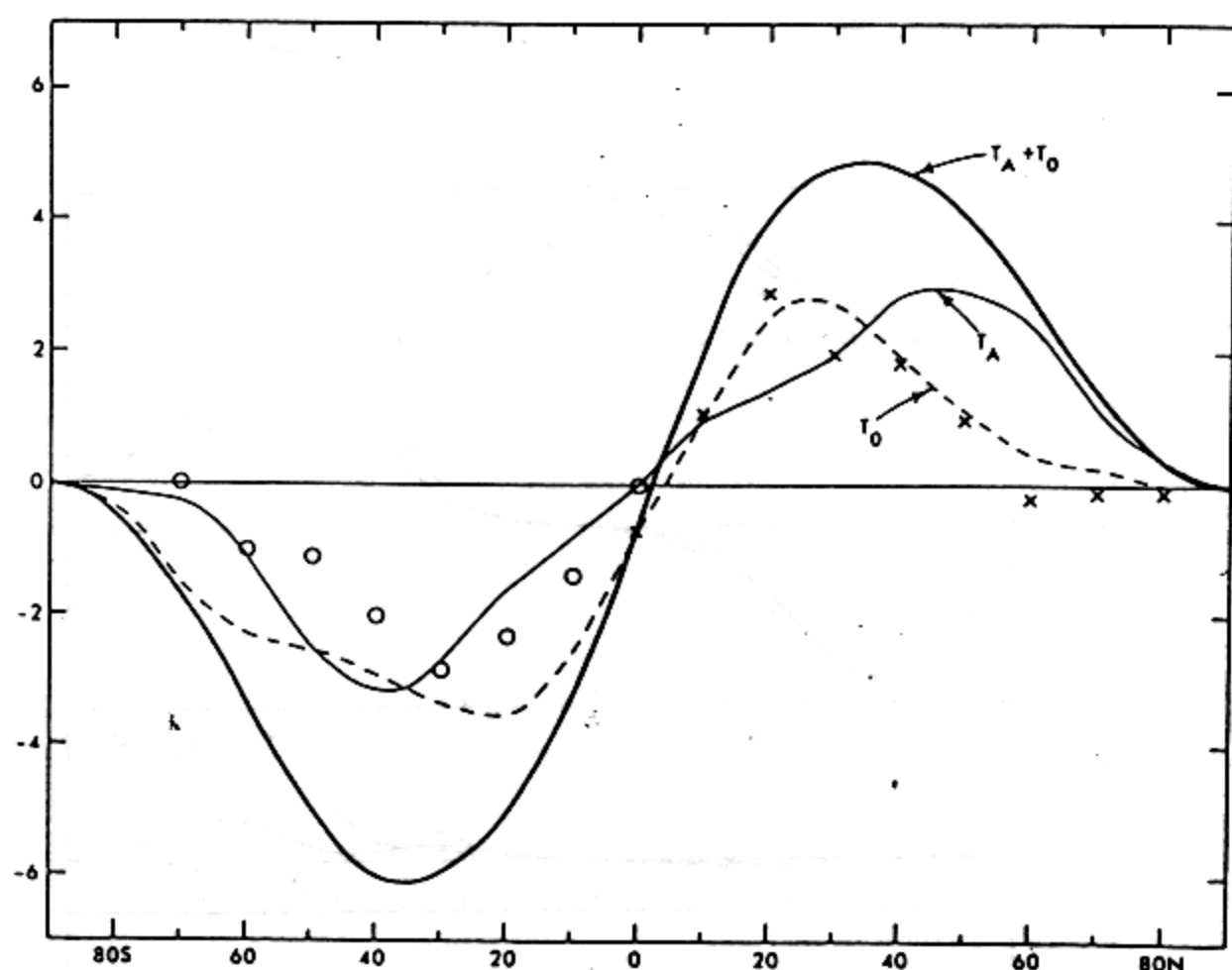


FIG. 46. Meridional profiles of the northward transports of energy in the atmosphere, oceans, and atmosphere plus oceans for annual mean conditions. Added are earlier estimates by Oort and Vonder Haar (1976) (x) and Trenberth (1979) (O).

軸対称成分と非軸対称成分

Oort and Peixóto (1983)

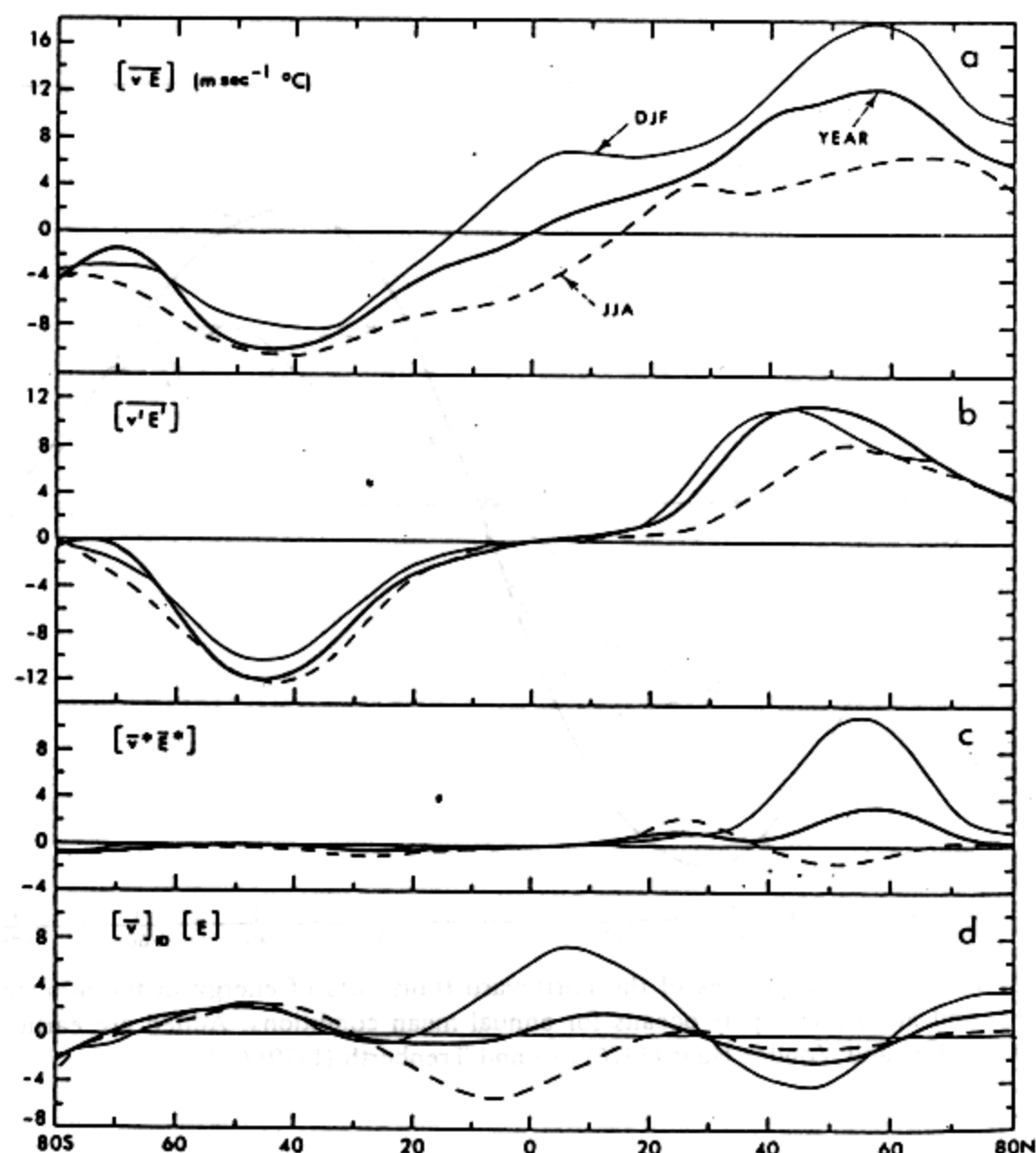


FIG. 39. Meridional profiles of the zonal and vertical mean northward transport of total energy by (a) all motions, (b) transient eddies, (c) stationary eddies, and (d) mean meridional circulations.

Golitsyn(1970) モデル

水平エネルギー収束

$$\frac{1}{r} M c_p U \delta T = F_{\odot} (1 - a)$$

M は単位面積気柱当り質量

$$M = \int_0^{\infty} \rho dz.$$

散逸率

$$\epsilon = U^3 / L$$

L は長さのスケールで,

$$L = \begin{cases} r & : \text{回転のおそい惑星} \\ \sqrt{gH} / \Omega & : \text{回転のはやい惑星} \end{cases}$$

熱効率

$$\eta = \frac{\epsilon}{F_{\odot} (1 - a) / M} = k \frac{\delta T}{T}$$

k は有効効率で, 一般に $k < 1$. 観測値から $k = 0.1$ とする.

Lorenz(1960) モデル

運動エネルギーバランス：

(有効位置エネルギーの生成率と消散率のバランス)

$$M_c g \frac{\delta T}{T} = D$$

$M_c = \sigma \rho w$ 子午面質量フラックス
 δT 南北温度差

次の場合に δT は限界値をとる。

放射平衡 : δT 最大 : $M_c = 0$

熱平衡 : $\delta T = 0$: M_c 最大

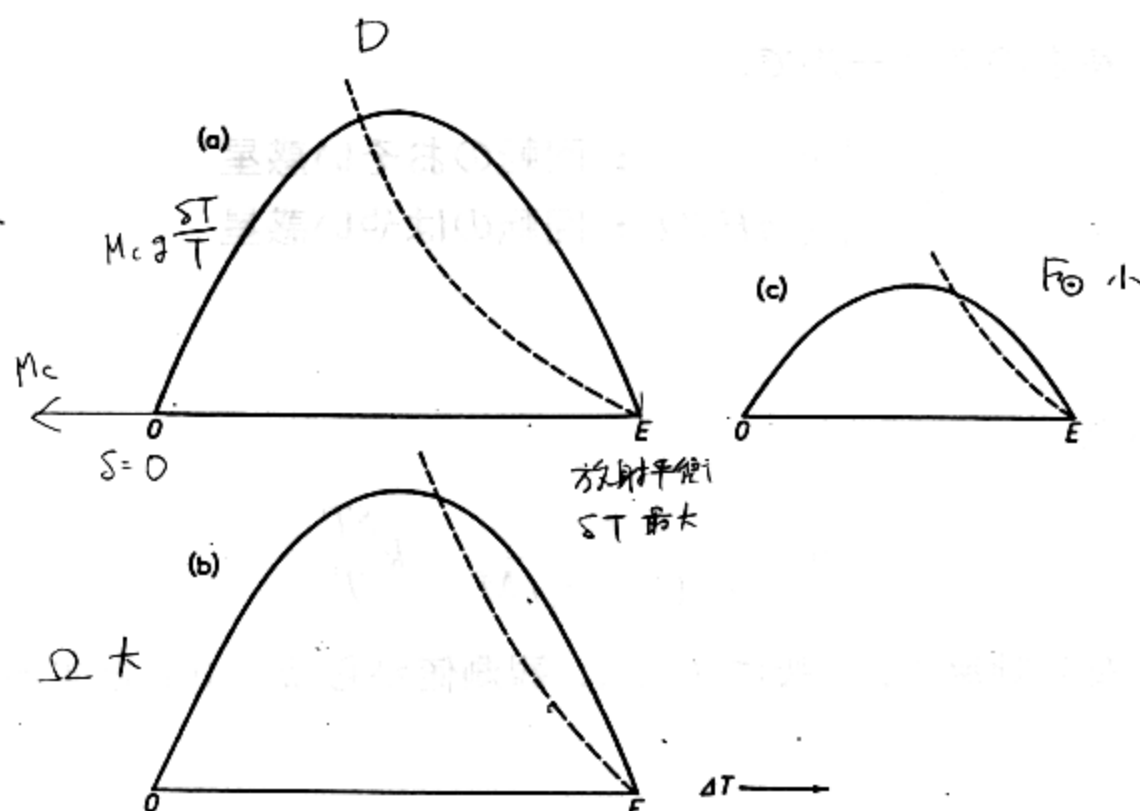


FIG. 3. Schematic diagram showing the variation of G (solid curve) and D (dashed curve) with ΔT . (a) Moderate rotation and moderate heating. (b) High rotation and moderate heating. (c) Moderate rotation and weak heating. E is the value of ΔT at thermal equilibrium.

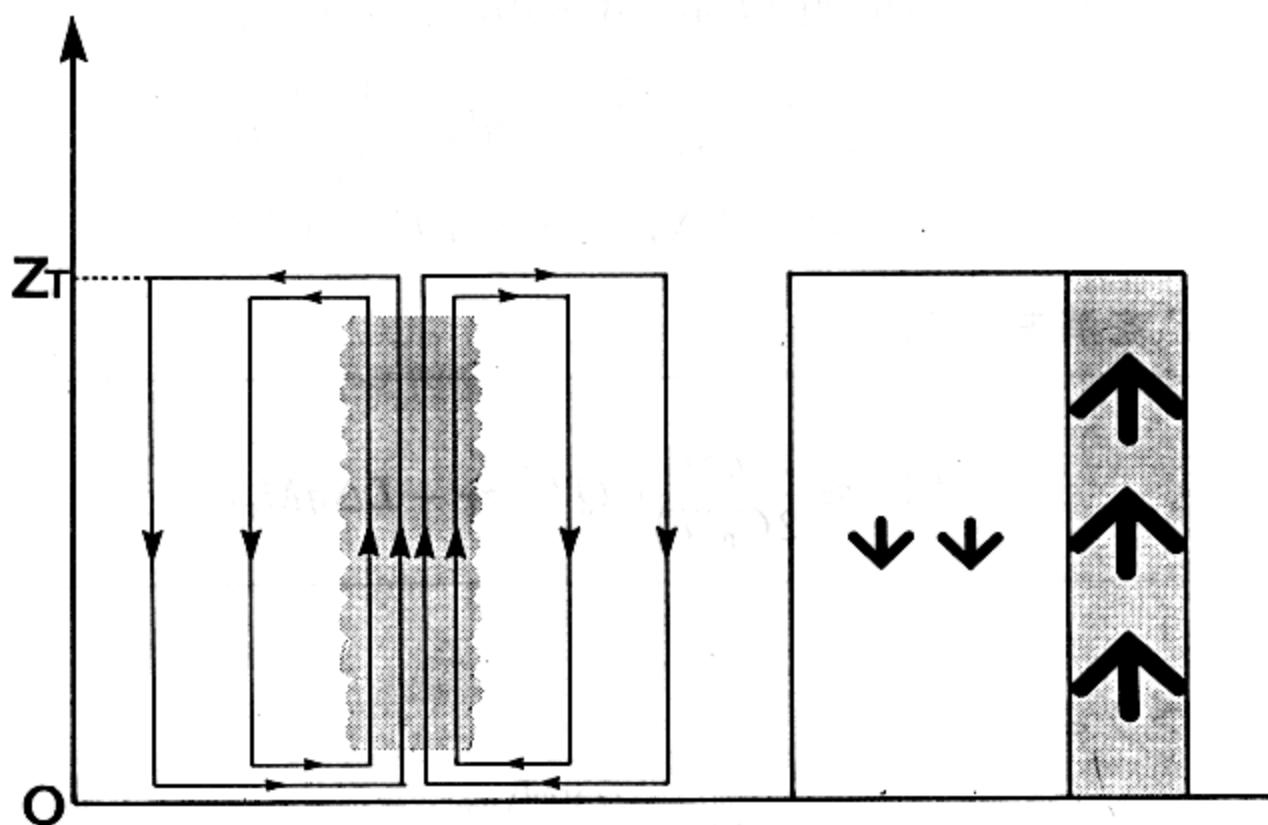
2 コラムモデル

上昇流域 : $-\frac{\partial T^u}{\partial z} = \Gamma_m$ 湿潤断熱減率,

下降流域 : $Q^{rad} = M_c C_p \left(-\frac{\partial T^d}{\partial z} + \frac{g}{C_p} \right).$

ここで,

$M_c \equiv -\rho w^d$: 積雲対流に伴う質量フラックス.



運動エネルギー収支

運動エネルギー収支.

$$\rho \frac{d}{dt} \frac{v^2}{2} = -v \cdot \nabla p - \rho w g + v_i \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j},$$

全域積分して、定常状態を仮定すると、

$$0 = M_c W - D.$$

W : 浮力の鉛直積分, D : 単位面積気柱当りの消散率.

W の表式と、湿潤静的エネルギーのバランスから.

$$W \equiv \int_0^{z_T} \frac{T^u(z) - T^d(z)}{T^d(z)} g dz \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{\langle T \rangle} g z_T,$$
$$M_c (C_p \Delta T + L \Delta q) = S_h + LE = \langle Q^{rad} \rangle_{z_T}.$$

ΔT を消去して、

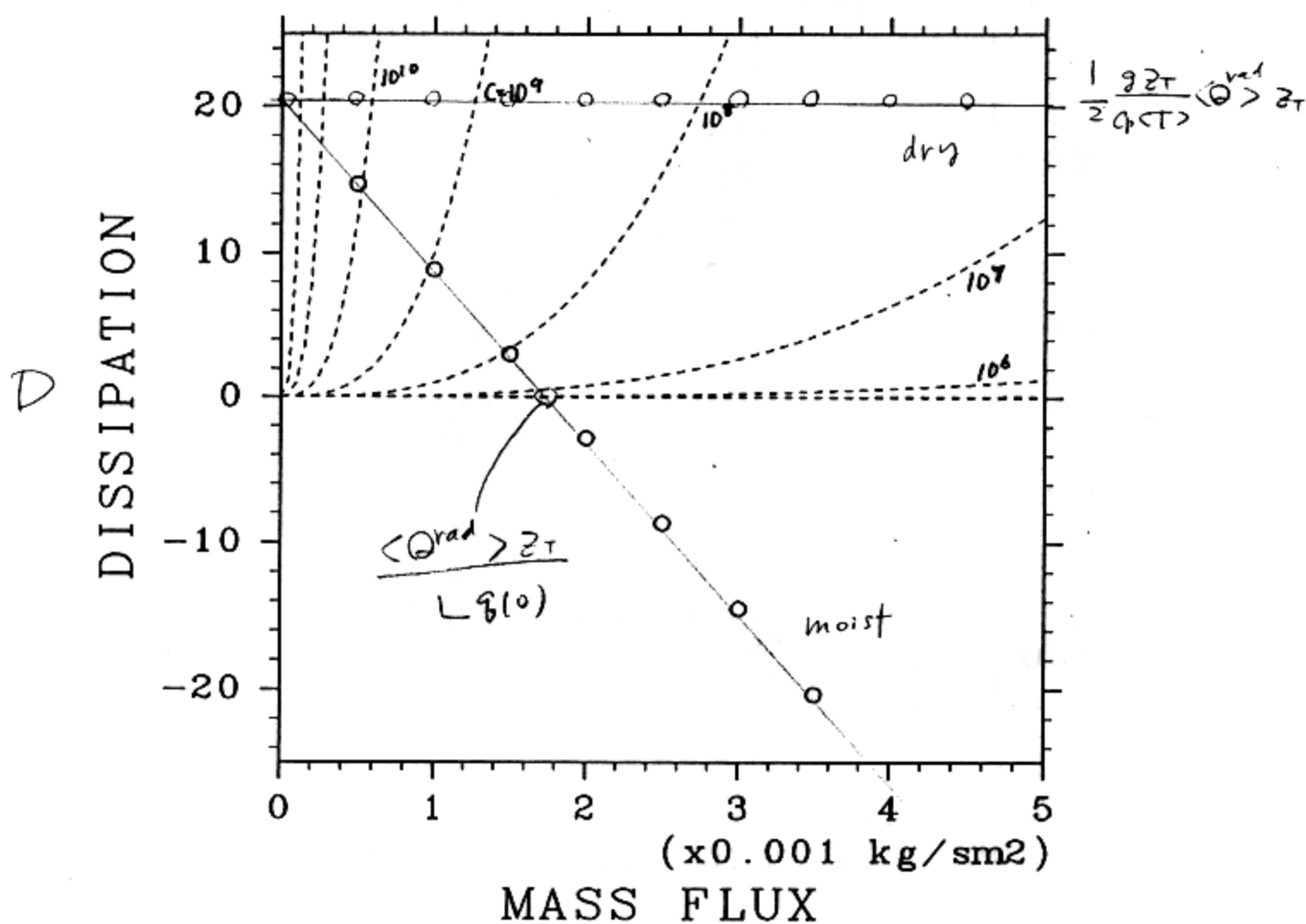
$$M_c W \approx \frac{1}{2} \frac{g z_T}{C_p \langle T \rangle} (\langle Q^{rad} \rangle_{z_T} - L \Delta q M_c).$$

$D > 0$ より、

$$M_c < \frac{\langle Q^{rad} \rangle_{z_T}}{L q(0)}.$$

2-Column wet

(W/m²)

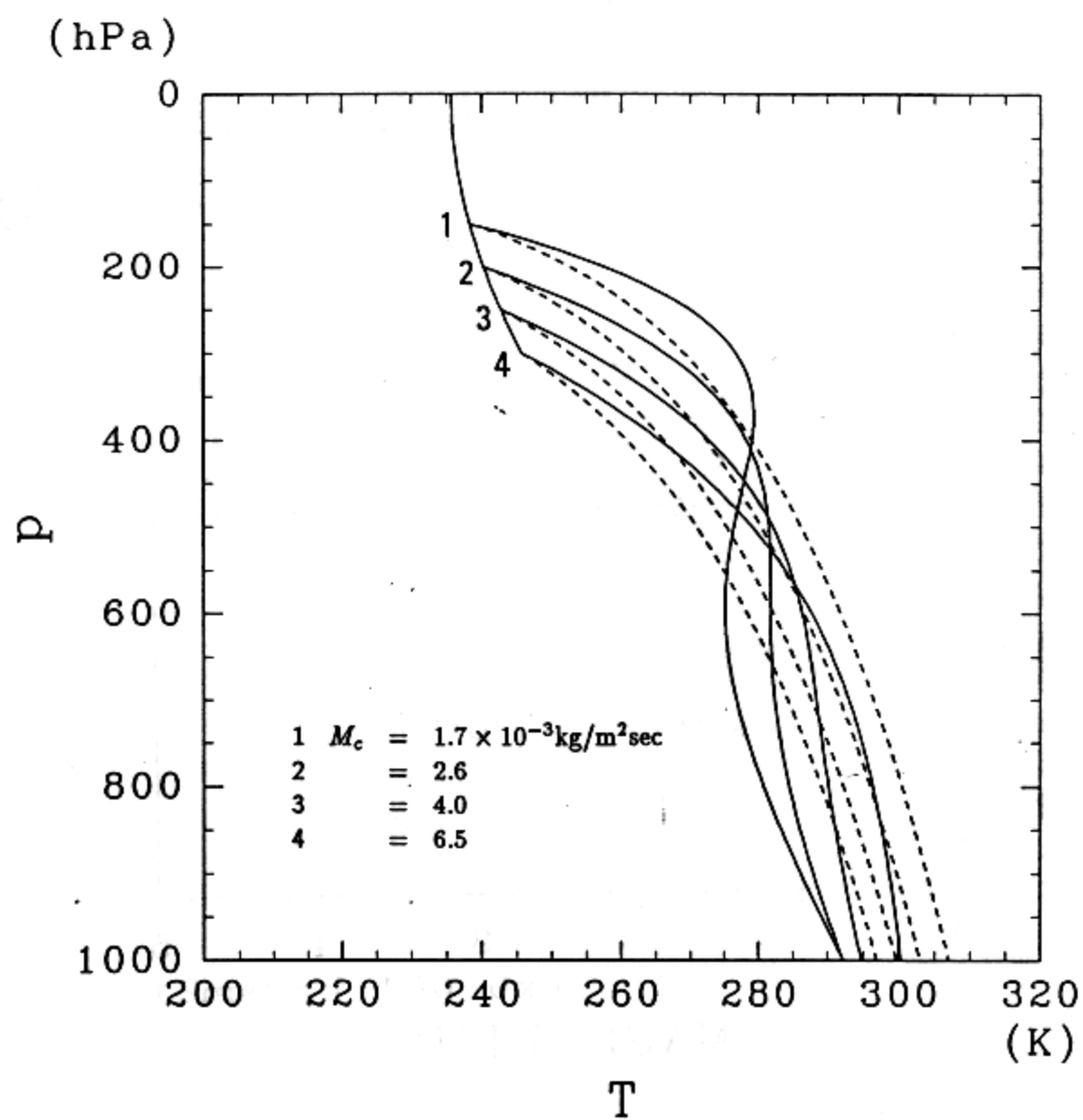


TWOCB6

M_c

$$D = \frac{1}{2} \frac{g z_T}{q \langle T \rangle} \left(\langle Q^{\text{rad}} \rangle z_T - L \Delta_3 M_c \right)$$

Fig 3



Held and Hou(1980) モデル

1) ハドレー循環上層の極向きの流れにおいては角運動量が保存する：

$$l = av_{\phi} \cos \theta + a^2 \Omega \cos^2 \theta = \Omega a^2$$

2) ハドレー循環領域でエネルギー収支が閉じる：

$$\int_0^{\theta_H} \overline{Q} d\theta = \int_0^{\theta_H} \frac{\overline{T} - \overline{T}_e}{\tau} d\theta = 0.$$

3) 地表付近では東西風はゼロに近く，東西風のシアと温度場との間に，温度風平衡が成立する：

$$0 = -\frac{\sin \theta}{a \cos \theta} v_{\phi}^2(H) - 2\Omega \sin \theta v_{\phi}(H) - \beta g H \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \overline{T}$$

4) ニュートン冷却の温度分布：

$$\frac{T_e(\theta)}{T_0} = 1 - \frac{1}{3} \Delta_H (3 \sin^2 \theta - 1) + \Delta_v \left(\frac{z}{H} - \frac{1}{2} \right)$$

基本方程式

ビジネスク, 静水圧方程式系.

連続の式:

$$0 = -\nabla \cdot v$$

ϕ 方向の運動方程式:

$$\frac{\partial}{\partial t} v_\phi = -\nabla \cdot (v v_\phi) + \frac{\sin \theta}{a \cos \theta} v_\phi v_\theta + 2\Omega \sin \theta v_\theta + \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \frac{\partial}{\partial r} v_\phi \right)$$

θ 方向の運動方程式:

$$\frac{\partial}{\partial t} v_\theta = -\nabla \cdot (v v_\theta) - \frac{\sin \theta}{a \cos \theta} v_\phi^2 - 2\Omega \sin \theta v_\phi - \frac{1}{\rho_0} \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} p + \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \frac{\partial}{\partial r} v_\theta \right)$$

静力学平衡:

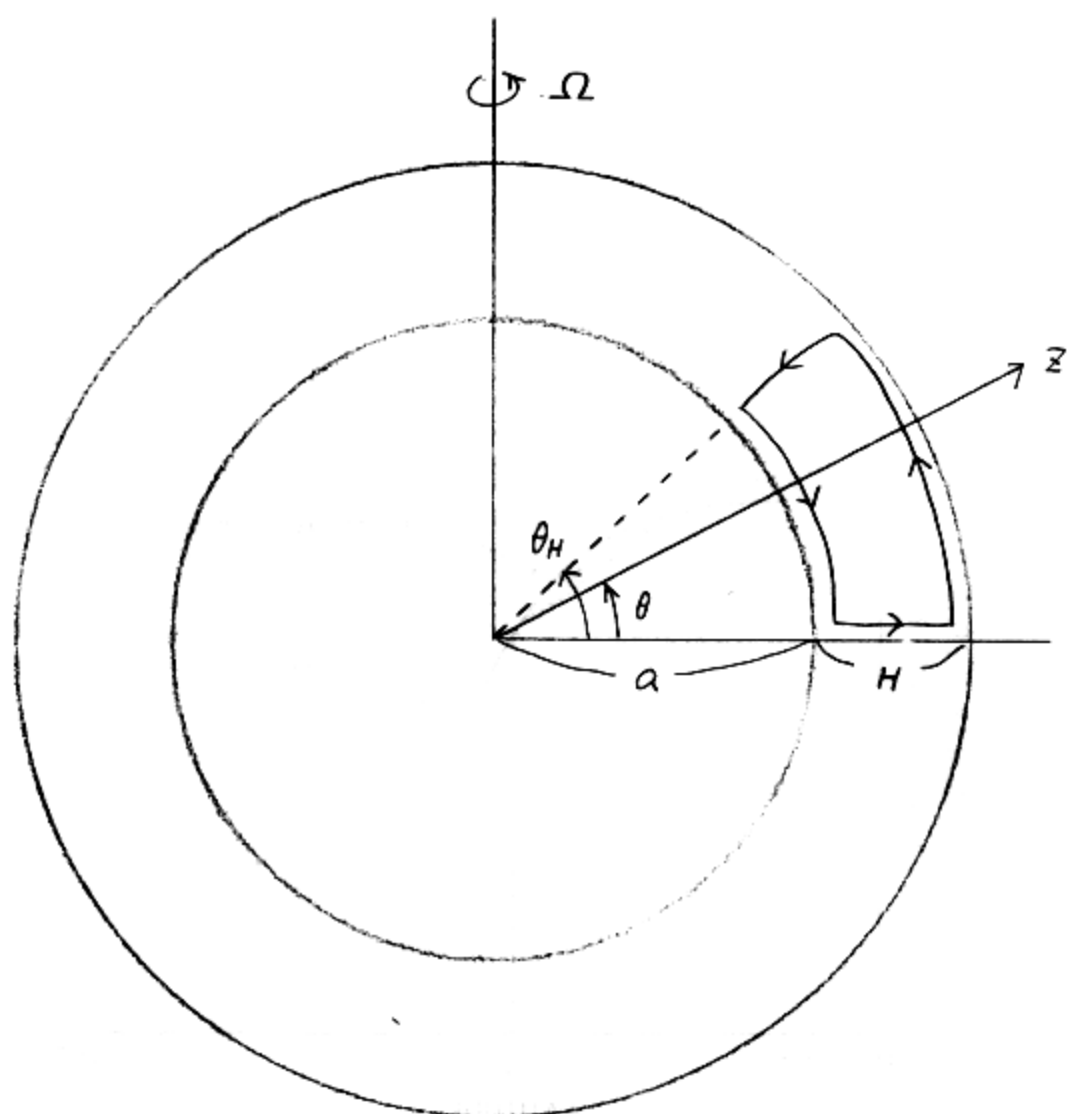
$$0 = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial r} p - \frac{\rho}{\rho_0} g$$

温度の式:

$$\frac{\partial}{\partial t} T = -\nabla \cdot (v T) - \frac{T - T_e(\theta)}{\tau} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \frac{\partial}{\partial r} T \right)$$

状態方程式:

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)]$$



Holmes and How (1980)

$$\dot{Q} = \alpha u \cdot \theta + \alpha' \sin \theta - \alpha'' \theta^2$$

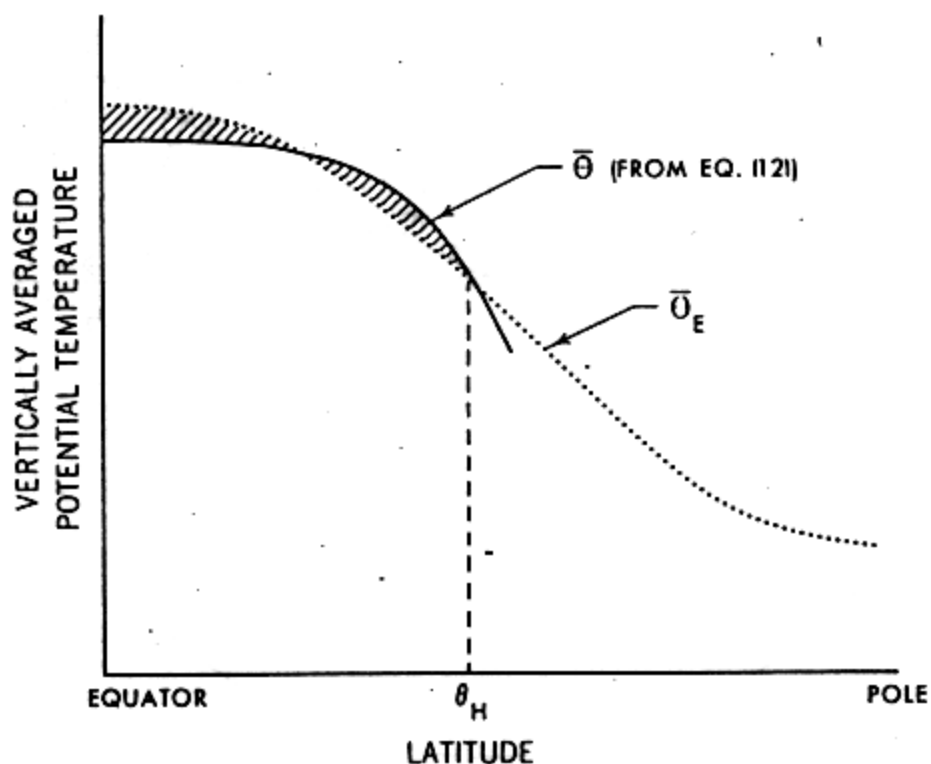


FIG. 1. The equal-area geometric construction equivalent to the argument of Section 4a. The two shaded areas are equal.

• 上層の温度分布を仮定

• 3.11.2

$$\int_0^{\theta_H} \bar{Q} d\theta = \int_0^{\theta_H} \frac{T - T_e}{T} d\theta = 0$$

$$\frac{\bar{T}_e}{\bar{T}_0} = 1 - \frac{1}{3} \sin(2\theta_H - 1)$$

• 温度分布を仮定

$$\frac{\rho \theta}{\alpha \alpha \theta} u^2(H) - 2\Omega \rho \theta u(H) = \frac{\rho H}{T_0} \frac{1}{\alpha \alpha \theta} \bar{T}$$

結果

● ハドレー循環

- 極まで及ぶ弱い子午面循環は存在するが、それとは区別してハドレー循環が認識できそうである。
- 上層では角運動量保存、温度が水平に一様化される。
- 地表付近で圧力傾度とバランスするのは粘性項。
- 地表面の温度差と下層の圧力傾度が関連している。

● 鉛直対流

- 乾燥大気では1グリッド対流となり進行しない。
- 湿潤大気ではあるていど組織化されモデルで分解可能である。
- 湿潤大気の擾乱は赤道向きに進行し、角運動量を下方に輸送する。

● フェレル循環、亜熱帯高気圧

- 亜熱帯高気圧はできなかった。
- 地表気圧は、基本的に極で高気圧、赤道で低気圧。
- 地表風は赤道では東風であるが、中緯度では局所的な対流に付随して東風西風が交互に現れる。

● 鉛直1次元モデルでの課題

- 質量フラックスの大きさは?
温度固定条件だと赤道上に積雲が立つが、かなり非定常である。ハドレー循環の質量フラックスと積雲質量フラックスと同一とは限らない。
- 質量フラックスの鉛直分布は?
- 粘性消散
粘性消散の分布は興味深いが、大きさはどの場合も 1W/m^2 程度。

問題点

- 観測的には対流圏ではいたるところで放射冷却が起っている。

もしハドレー循環がエネルギー収支が閉じる領域まで広がるとすれば、極まで達しなければならない。

- ニュートン冷却の基準温度として安定成層したものを用いていること。

局所的な鉛直対流と放射との両方の効果によって実現した分布を基準温度と考えていることになる。ハドレー循環は、いたるところで局所的な鉛直対流が生じている場の上に重なった大規模循環であるという見方をしているわけである。実際にはハドレー循環の下降流域では鉛直対流はおさえられ、積雲活動は赤道付近の狭い収束帯 (ITCZ) でのみ生じている。ハドレー循環全体が一つの鉛直対流という役割をもっている。

- 観測的には、ハドレー循環領域でエネルギー、角運動量とも閉じていない。

実際にはハドレー循環領域ではエネルギーが流入しており、また地表風は東風で角運動量を汲み上げている。角運動量については Schneider, Held and Hou モデルでは、ハドレー循環外縁部の低い位置に存在する Ferrel 循環に押し付けてつじつまをあわせている。

- 角運動量は保存するか。
- 温度風平衡は成立するか。温度は温度風平衡で定まる分布になるか。

角運動量は保存的なのに温度は保存的でないのはへんだ。

参考文献

Arakawa A. and W.H. Schubert, 1974 : Interactions of cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674-701.

会田勝, 1982 : 大気と放射過程, 東京堂出版会, 280 pp.

Bergeron, T., 1928 : Über die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse. *Geofys. Publi.*, Vol. 5, No. 6, 111 pp. [未入手]

Bigelow, F.H, 1900 : *Report on the international cloud observations*. Report of the Chief of the Weather Bureau, 1898 — 99, Vol. II. Washington, 787 pp. [未入手]

Bjerknes, J., 1919 : On the structure of moving cyclones. *Geophys. Publ.*, Vol. 1, No. 2, 8 pp. [未入手]

Bjerknes, V., 1937 : Application of line integral theorems to the hydrodynamic of terrestrial and cosmic vortices, *Astrofysica Norv.*, **11**, 263-339.

Budyko, M. I., 1968 : On the origin of glacial epochs, *Meteorol. Gidrol.*, **2**, 3-8. [未入手]

Budyko, M. I., 1969 : The effect of solar radiation variations on the climate of the earth, *Tellus*, **21**, 611-619.

Budyko, M. I., 1972 : On present-day climatic changes, *Tellus*, **29**, 193-204. [未入手]

Buys-Ballot, 1860 : Eenige regeln voor aanstaande weersveranderingen in Nederland. [未入手]

Charney, J.G., 1947 : The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Meteor.*, **4**, 135-162.

Charney, J.G., 1948 : On the scale of atmospheric motions, *Geophysiske Publikasjoner*, **17**, 17pp, reprinted in *The atmosphere - a challenge, the science of Jule Gregory Charney*. R.S. Lindzen, E.N.Lorenz and G.W.Platzman, Eds. Amer. Meteor. Soc., Boston, 321pp.

Charney, J.G., 1973 : Planetary fluid dynamics. in *Dynamic Meteorology*. P.Morel, Eds. Reidel.

Dalton, J., 1793 : *Meteorological observations and essays*. Manchester, Harrison and Crosfield. [未入手]

- Davies, H. C., 1973 : Potential vorticity and the stirring of a rotating fluid, *Pure and Appl. Geophys.*, 111, 2249-2253.
- Defant, A., 1921 : Die Zirkulation der Atmosphäre in den gemässigten Breiten der Erde. *Geogr. Ann.*, 3, 209-266. [未入手]
- Dickinson, R. E., 1971 : Analytic model for zonal winds in the tropics. I. Details of the model and simulation of gross features of the zonal mean troposphere. *Mon. Wea. Rev.*, 99, 501-510.
- Dopplack, T.G., 1974 : Radiative heating in the atmosphere. *The general circulation of the tropical atmosphere and interactions with extratropical latitudes*, volume 2, chapter 6, edited by Newell, R.E., J.W. Kidson, D.G. Vincent, and J.B. Boer, The MIT Press.
- Douglas, C.K.M., 1931 : A problem of the general circulation, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 57, 423-432.
- Dove, H.W., 1837 : *Meteorologische Untersuchungen*. Berlin, Sandersche Buchhandlung, 344 pp. [未入手]
- Eady E.T., 1949 : Long waves and cyclone waves, *Tellus*, 1, 35-52.
- Eliassen, A., 1951 : Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex, *Astrophys. Norv.*, 5, 19-60.
- Emanuel, K. A., 1986 : An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance, *J. Atmos. Sci.*, 43, 585-604.
- Ferrel, W., 1856 : Essay on the winds and currents of ocean, *Nashville Journal of Medicine and Surgery*, 11. [未入手]
- Ferrel, W., 1856 : *Runkle's Mathematical Monthly*. [未入手]
- Ferrel, W., 1859 : The motions of fluids and solids relative to the Earth's surface. *Math. Monthly*, 1, 140-147, 210-216, 300-307, 366-372, 397-406. [未入手]
- Ferrel, W., 1889 : *A popular treatise on the winds*. New York, Wiley, 505 pp. [未入手]
- Fultz, D., 1951 : Experimental analogies to atmospheric motions, *Compendium Meteorology*, Ed. by Malone T.F, Ame. Meteor. Soc., 1235-1248.
- Fultz, D., Long, R.R., Owens, G.V., Bohan, W., Kaylor, R., Weil, J., 1959 : *Studies of thermal convection in a rotating cylinder with some implications for large-scale atmospheric motions*. Meteor. Monographs, Amer. Meteor. Soc., 104 pp.

- Gierasch, P.J., 1975 : Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmosphere rotation, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1038-1044.
- Gill, A.E., 1982 : *Atmosphere-ocean Dynamics*, Academic Press, pp.662.
- Hack, J.J., Schubert, W.H., Stevens, D.E., Kuo, H., 1989 : Response of the Hadley circulation to convective forcing in the ITCZ, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2957-2973.
- Hadley, G., 1735 : Concerning the cause of the general trade winds, *Phil. Trans.*, **39**, 1735-1736. in *Meteorology over the tropical oceans*. edited by D.B.Shaw, Royal Meteorological Society.
- Halley, G., 1686 : An historical account of the trade-winds and monsoons observable in the seas between and near the tropicks with an attempt to assign the physical causes of said winds, *Phil. Trans.*, **26**, 153-168.
- Held, I.M., Hoskins, B.J., 1985 : Large-scale eddies and the general circulation of the troposphere, *Advances in Geophys.*, **28**, 3-31.
- Held, I.M., Hou, A.Y., 1980 : Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 515-533.
- Helmholtz, H. v., 1888 : Über atmosphärische Bewegungen. *Sitz-Ber. Akad. Wiss. Berlin*, 647-663. [未入手]
- Hide, R., Mason, P. J., 1975 : Sloping convection in a rotating fluid, *Adv. in Phys.*, **24**, 47-100.
- Hildebrandsson, H. II., Teisserenc de Bort, L., 1900 : *Les bases de la météorologie dynamique*. Vol. 2. Paris, Gauthier-Villars, 345 pp. [未入手]
- Hoskins, B.J., Bretherton, F.P., 1972 : Atmospheric frontogenesis models: mathematical formulation and solution, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 11-37.
- Hoskins, B.J., McIntyre, M.E., Robertson, A.W., 1985 : On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **111**, 877-946.
- Hou, A.Y., 1984 : Axisymmetric circulations forced by heat and momentum sources: a simple model applicable to the Venus atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3437-3455.
- Hou, A.Y., Lindzen, R.S., 1991 : The influence of concentrated heating on the Hadley circulation, accepted for publication in *J. Atmos. Sci.*
- Hunt, B. G., 1973 : Zonally symmetric global general circulation models with and without the hydrologic cycle, *Tellus*, **25**, 337-354.

- Jeffreys, H., 1926 : On the dynamics of geostrophic winds, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **52**, 85-104.
- Kant, I., 1756 : *Physische Geographie. , Anmerkungen zur Erläuterung der Theorie der Winde*, p.466. (「自然地理学補遺, 風について 1. 地球の回転による貿易風の法則」岩波書店, カント全集.)
- Kropatscheck, F., 1935 : Die Mechanik der grossen Zirkulation der Atmosphäre. *Beitr. Phys. Fr. Atmos.*, **22**, 272-298. [未入手]
- Kuo, H.-L., 1956 : Energy-releasing processes and stability of thermally driven motions in a rotating fluid, *J. Meteor.*, **13**, 82-101.
- Kuo, H.-L., 1956 : Forced and free meridional circulations in the atmosphere, *J. Meteor.*, **13**, 561-568.
- Kuo, H.L., 1973 : Planetary boundary layer flow of a stable atmospheric over the globe, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 53-65.
- Leovy, C., 1964 : Simple models of thermally driven mesospheric circulation, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 327-341.
- Lindzen, R. S., 1990 : Dynamics in atmospheric physics. Cambridge University Press, 310 pp.
- Lindzen R. S., Hou, A. Y., 1988 : Hadley cyclations for zonally averaged heating centered off the equator, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2416-2427.
- Lorenz, E., 1967 : The nature and theory of the general circulation of the atmosphere, *World Meteorological Organization* , pp.161.
- Lorenz, E. N., 1991 : The general circulation of the atmosphere: an evolving problem, *Tellus*, **43AB**, 8-15.
- Manabe, S., Hunt, B., 1968 : Experiment with a stratospheric general circulation model 1. Radiative and dynamic aspects, *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 477-502.
- Manabe, S., Möller, F., 1961 : On the radiative equilibrium and heat balance of the atmosphere, *Mon. Wea. Rev.*, **89**, 503-532.
- Manabe, S., Strickler, R. F., 1964 : Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 361-385.
- Matsuda, Y., 1980 : Dynamics of the four-day circulation in the Venus atmosphere, *J. Met. Soc. Japan*, **58**, 443-470.

- Maury, M.F., 1855 : *The physical geography of the sea*. New York, Harper, 287 pp. [未入手]
- McIntyre, M. E., 1968 : The axisymmetric convective regime for a rigidly bounded annulus, *J. Fluid Mech.*, **32**, 625-655.
- Nakamura, H., 1978 : Dynamical effects of mountains on the general circulation of the atmosphere : III. effects on the general circulation of the baroclinic atmosphere, *J. Meteor. Soc. Japan*, **56**, 353-366.
- 新田尚, 1980 : 大気大循環論, 東京堂出版, pp.438.
- North, G. R., 1975 : Theory of energy-balance climate models, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 2033-2043.
- Oberbeck, A., 1888 : Über die Bewegungserscheinungen der Atmosphäre. *Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Berlin*, 383-395, 1129-1138. [未入手]
- 岡田武松, ?? : 大気物理学, 岩波書店.
- 岡田武松, 1956 : 世界気象学年表, 地人書館, pp.230.
- Pedlosky, J., 1979 : *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer-Verlag, pp.624.
- Phillips, N.A., 1990 : in *The atmosphere - a challenge, the science of Jule Gregory Charney*. R.S. Lindzen, E.N.Lorenz and G.W.Platzman, Eds. Amer. Meteor. Soc., Boston, 321pp. [未入手]
- Plumb, A., Hou, A.Y., 1991 : The response of a zonally-symmetric atmosphere to subtropical thermal forcing : threshold behavior, accepted for publication in *J.Atmos.Sci.*
- Rossby C.-G., collaborators, 1939 : Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi permanent centers of action, *J. Marine Res.*, **2**, 38-55.
- Rossby, C.-G., 1941 : The scientific basis of modern meteorology. *Climate and Man*. Yearbook of Agriculture. Washington, U.S. govt. Printing Off., 599-655. Also(1945) in *Handbook of meteorology*, F.A. Berry, E.Bollay and N.R.Beers, Eds. New York, McGraw-Hill, 501-529. [未入手]
- Schneider, E.K., 1977 : Axially symmetric steady-state models of the basic state for instability and climate studies. II. Nonlinear calculations, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 280-296.
- Schneider, E.K., Lindzen, R.S., 1976 : A discussion of the parameterization of momentum exchange by cumulus convection, *J. Geophys. Res.*, **81**, 3158-3160.

- Schneider, E.K., Lindzen, R.S., 1976 : The influence of stable stratification on the thermally driven tropical boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1301-1307.
- Schneider, E.K., Lindzen, R.S., 1977 : Axially symmetric steady-state models of the basic state for instability and climate studies. I. Linearized calculations, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 263-279.
- Schneider, E.K., 1983 : Martian great dust storms: interpretive axially symmetric models, *Icarus*, **55**, 302-331.
- Schubert, W. H., Ciesielski P. E., Stevens D. E., Kuo H.-C., 1991 : Potential vorticity modeling of the ITCZ and the Hadley circulation, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1493-1509.
- Sellers, W. D., 1969 : A global climatic model based on the energy balance of the earth-atmosphere system, *J. App. Meteor.*, **8**, 393-400.
- Shutts, G.J., 1980 : Angular momentum coordinates and their use in zonal geostrophic motion on a hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1126-1132.
- Shutts, G.J., Thorpe, A.J., 1978 : Some aspects of vortices in rotating stratified fluids, *Pure and Appl. Geophys.*, **116**, 993-1006.
- Smagorinsky, J. 1963 : General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiments, *Mon. Wea. Rev.*, **91**, 99-164. [未入手]
- Smagorinsky, J., 1972 : La circulation atmosphérique générale, Meteorological challenges : a history. Edited by D.P.McIntyre, Hingnell printing limited.
- Starr, V. P., 1948 : An essay on the general circulation of the Earth's atmosphere, *J. Meteor.*, **5**, 39-43.
- Starr, V. P., 1968 : Physics of negative viscosity phenomena, McGraw-Hill, pp.256.
- 高橋浩一郎, 内田英治, 新田尚, 1987 : 気象学百年史, 東京堂出版, pp.230.
- Thomson, J., 1892 : On the grand currents of atmospheric circulation, *Phil. Trans. Roy. Soc., A*, **183**, 653-684.
- Thorpe, A.J., 1985 : Diagnosis of balanced vortex structure using potential vorticity, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 397-406.
- Tracy, C., 1843 : On the rotary action of storms. it Amer. J. Sci. and Arts, bf 45, 65-72. [未入手]
- Williams, G.P., 1967 : Thermal convection in a rotating fluid annulus: Part I. The basic axisymmetric flow, *J. Atmos. Sci.*, **24**, 144-161.

-
- Williams, G.P., 1967 : Thermal convection in a rotating fluid annulus: Part II. Classes of axisymmetric flow, *J. Atmos. Sci.*, **24**, 162-174.
- Williams, G.P., 1968 : Thermal convection in a rotating fluid annulus : Part 3. Suppression of the frictional constraint on lateral boundaries, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1034-1045.
- Williams, G.P., 1988 : The dynamics range of global circulations II, *Climate Dynamics*, **3**, 45-84.