

第2回

子午面循環

1. 南北熱輸送
2. 傾圧不安定
3. 運動量バランス
4. 物質輸送
5. 金星中層大気の循環

地球大気の放射平衡と放射対流平衡の解 (Manabe & Wetherald 1967)

経験的な温度減率
6.5K/kmを仮定

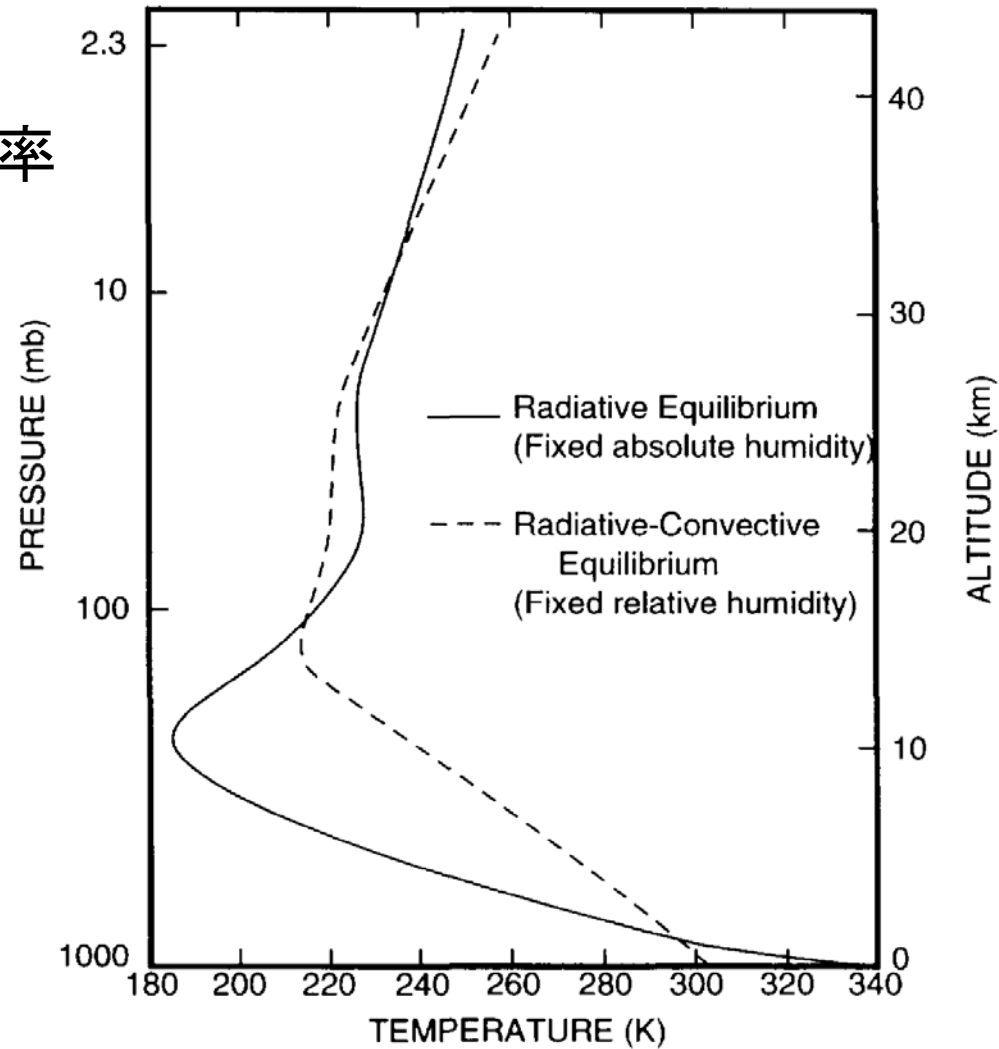


Figure 8.23 Temperature under radiative equilibrium (solid line) and radiative-convective equilibrium (dashed line) from calculations that include mean distributions of water vapor, carbon dioxide, and ozone. Adapted from Manabe and Wetherald (1967).

南北熱輸送

低緯度に太陽光として入射したエネルギーが大気(+海洋)の循環により高緯度まで運ばれている

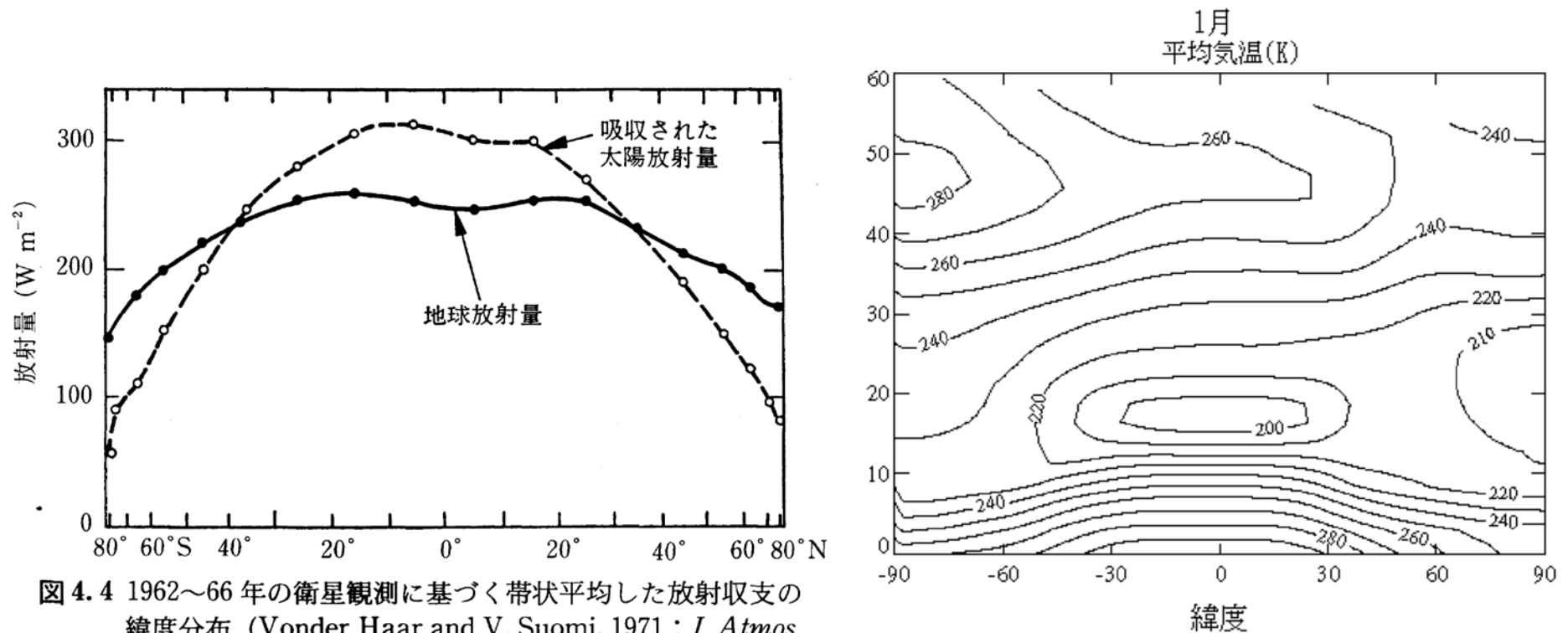
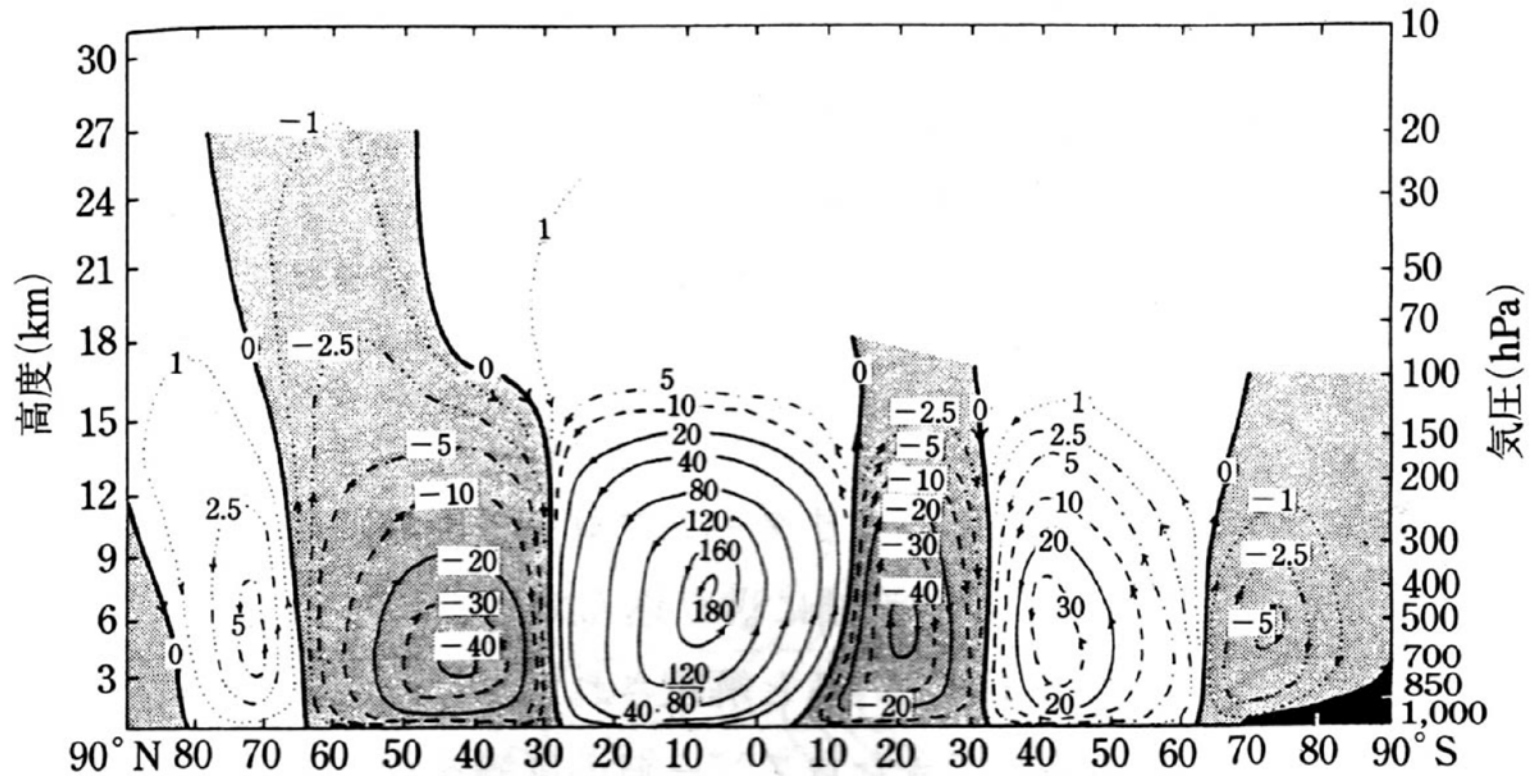


図 4.4 1962~66 年の衛星観測に基づく帯状平均した放射収支の緯度分布 (Vonder Haar and V. Suomi, 1971 : *J. Atmos. Sci.*, 28, 305-314.)

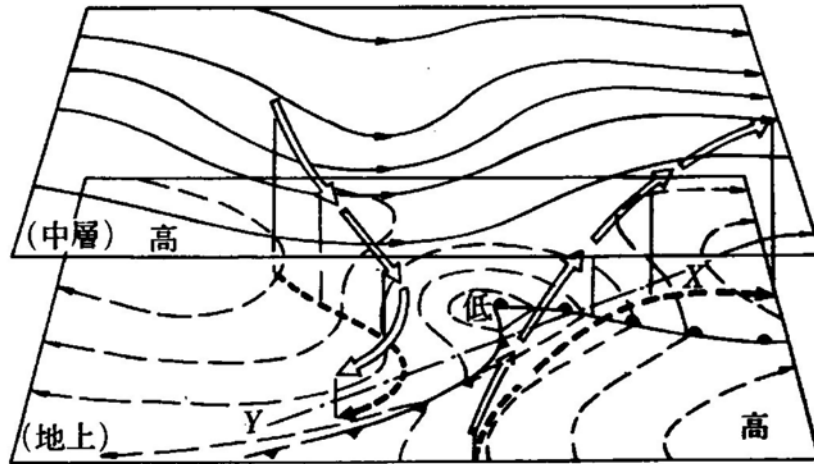
地球対流圏の子午面循環



3セル構造：
低緯度の直接循環（ハドレー循環）
中緯度の間接循環（フェレル循環）
高緯度の直接循環（極循環）

小倉(1978)

傾圧不安定による 熱輸送



傾圧擾乱の構造。大気の中層での偏西風の蛇行を実線で、地上での気圧配置を破線で示してある。白抜き矢印は南北に交換される空気の流れを表す
(伊藤 1976)

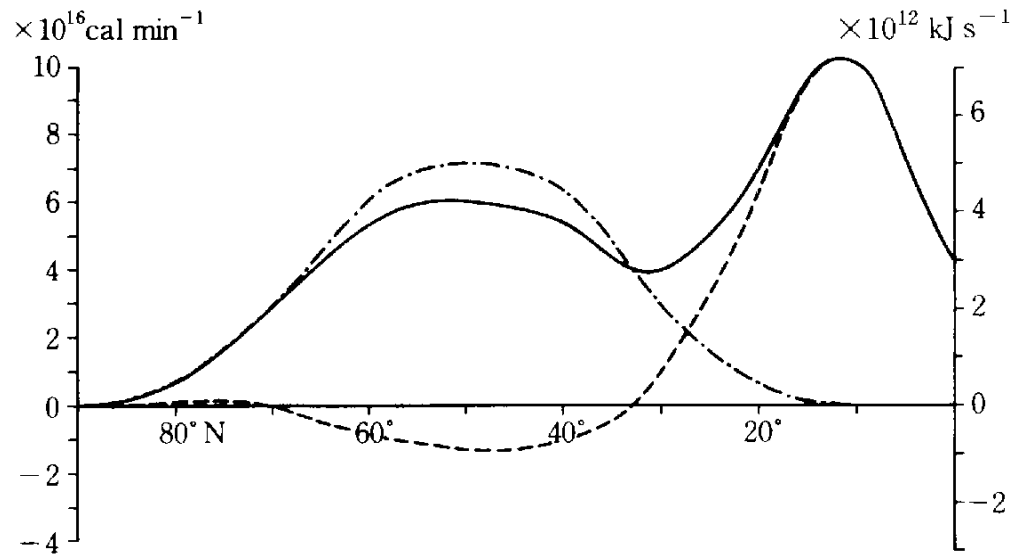


図 8.4 冬期(12月~2月)大気中における極向き熱輸送量(Palmén and Newton, 1969).
破線がハドレー循環による輸送量, 点破線が擾乱による輸送量,
実線はこの両者の和で全輸送量を表わす.

温位の子午面分布

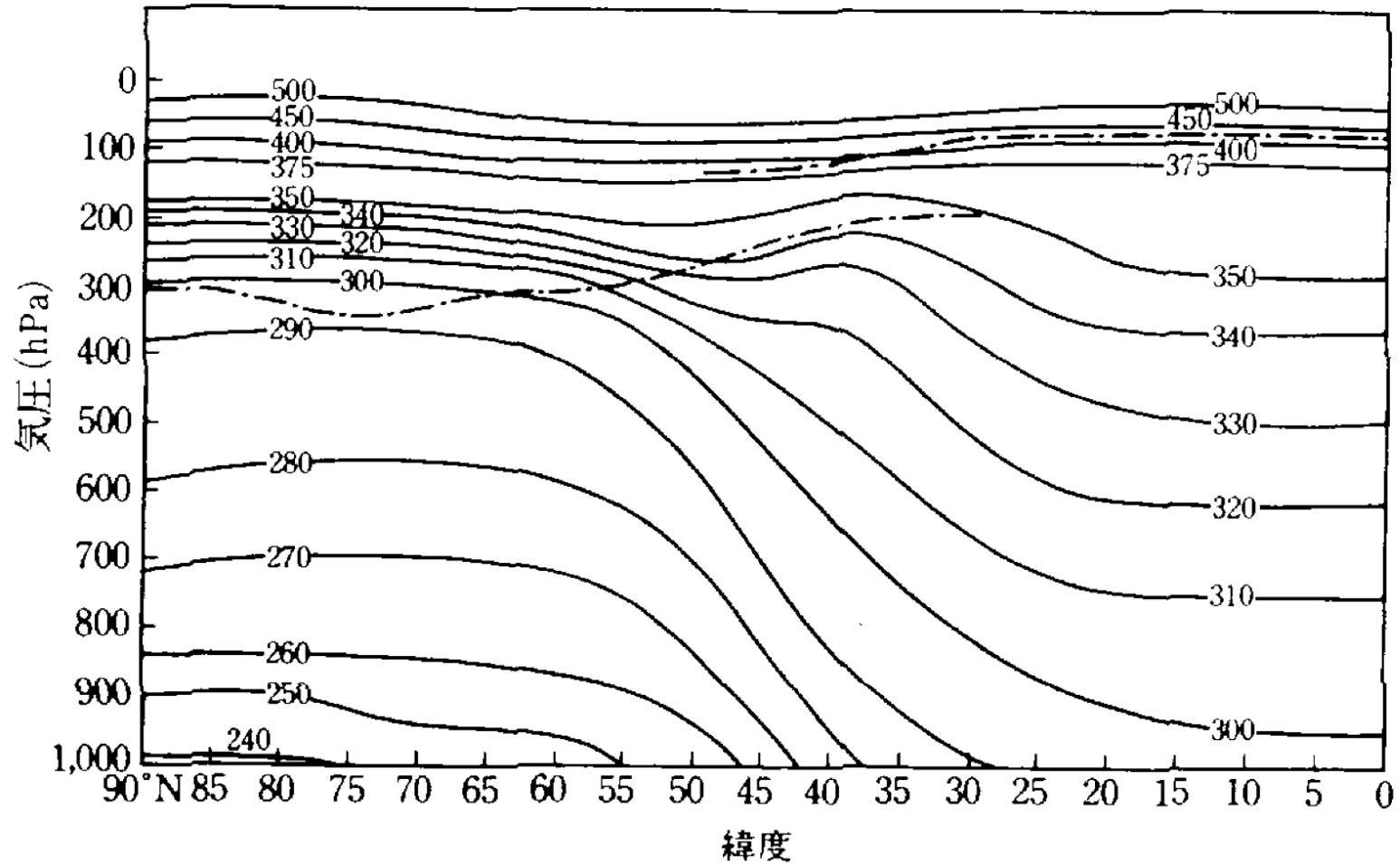


図 3.1 80°W に沿った北半球子午面上 1 月の平均温位の分布図 (Dutton, 1976).

傾圧不安定大気の温度構造 Held (1982)

- 対流圏の温度減率は必ずしも断熱温度減率ではない。中緯度では傾圧不安定の中立条件から、温度減率と対流圏高度の関係について条件が課せられる。
- 大気上端で上向きに出て行く放射フラックスは、対流圏の温度減率や対流圏高度によらず全球平均値であるとする。この放射収支からも、温度減率と対流圏高度の関係について条件が課せられる。
- これら2つの条件を同時に満たす温度減率と対流圏高度がユニークに決まる。

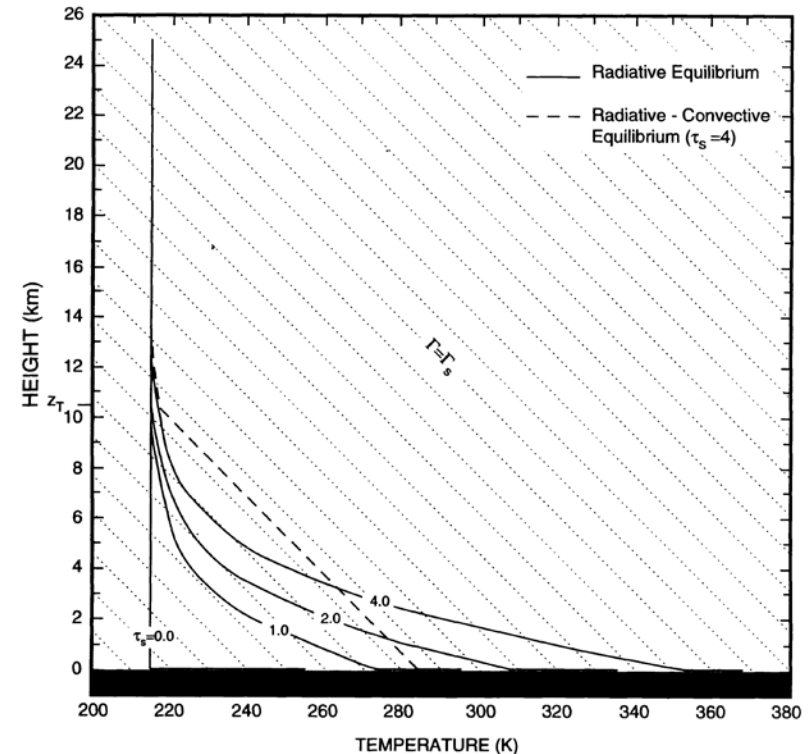


Figure 8.21 Radiative equilibrium temperature (solid lines) for the gray atmosphere in Fig. 8.20, with a profile of optical depth representative of water vapor (8.69), presented for several atmospheric optical depths τ_s . Saturated adiabatic lapse rate (dotted lines) and radiative-convective equilibrium temperature for $\tau_s = 4$ (dashed line) superposed.

ポテンシャル渦度の勾配

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} = \beta - f^2 \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \right)$$

$$\sigma = - \frac{\alpha}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}$$

これが領域内で符号を変えるのが内部ジェット的不安定の必要条件。そこで圏界面以下ではこれがゼロつまり中立と考える。

$$\frac{\partial \bar{u}_n}{\partial p} \equiv \frac{\beta \sigma}{f^2} (p - p_*)$$

圏界面 p_T で $\partial u / \partial p$ つまり $\partial \theta / \partial y$ が背景と一致

$$p_* - p_T = \frac{f}{\beta} \left(\frac{\partial \bar{\theta} / \partial y}{\partial \bar{\theta} / \partial p} \right)_{p=p_T}$$

圏界面以下で温度減率が高度によらないとき、圏界面高度 H_T と温度減率 γ が満たすべき関係は

$$H_T = D_{\text{mid}}(\gamma) \equiv H \ln \left[1 - \frac{f \partial T / \partial y}{H \beta (\gamma_d - \gamma)} \right]$$

γ_d : 乾燥断熱減率

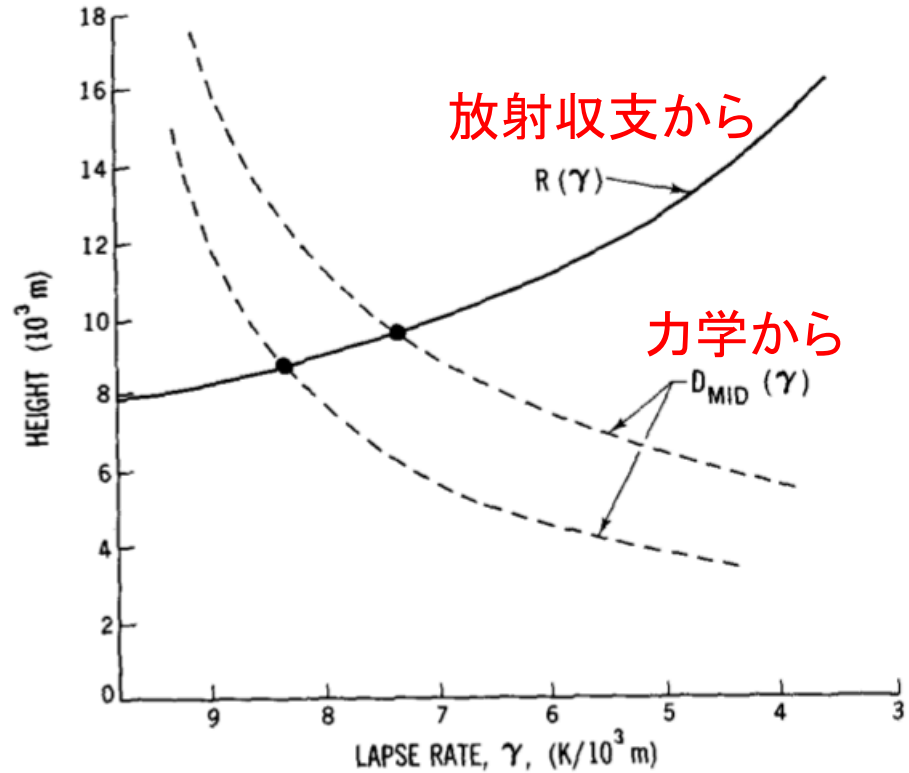
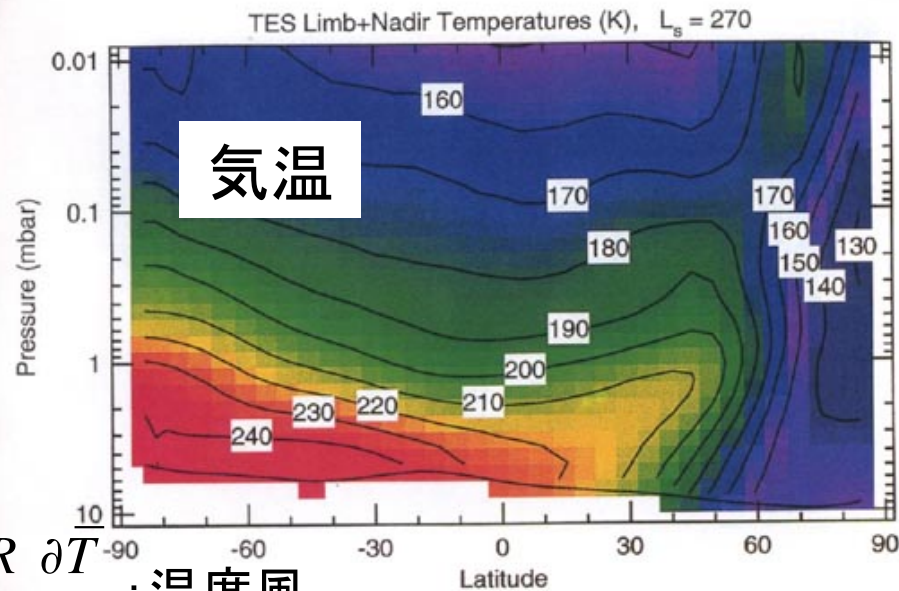
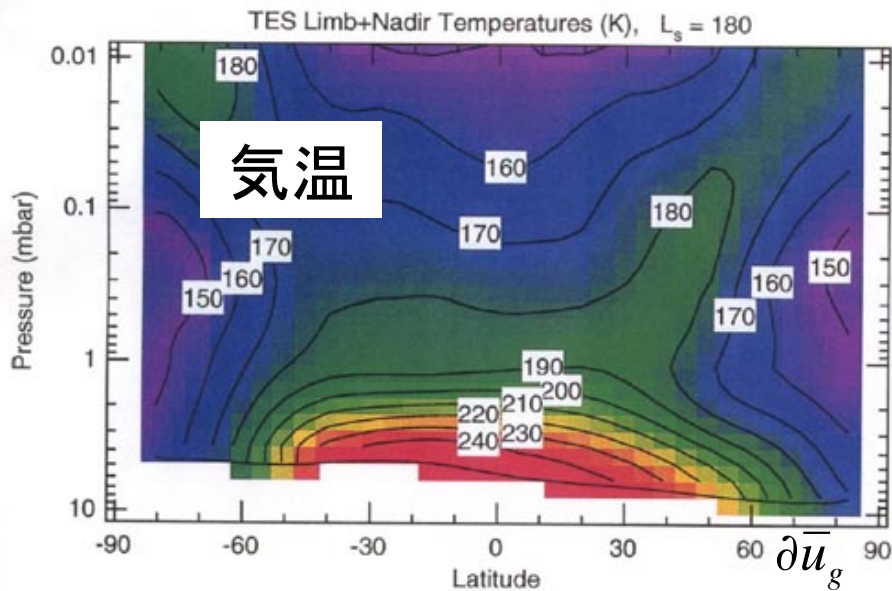


FIG. 1. The radiative constraint between tropopause height and static stability $R(\gamma)$, and the dynamical constraint in midlatitudes, $D_{\text{mid}}(\gamma)$. The two D_{mid} curves are drawn for $\partial T / \partial y$ fixed at those values which yield $h/H = \xi$ when $\gamma = 6.5 \text{ K km}^{-1}$, where $\xi = 2$ for the upper curve and $\xi = 1$ for the lower curve. The scale height H is set equal to 7.5 km.

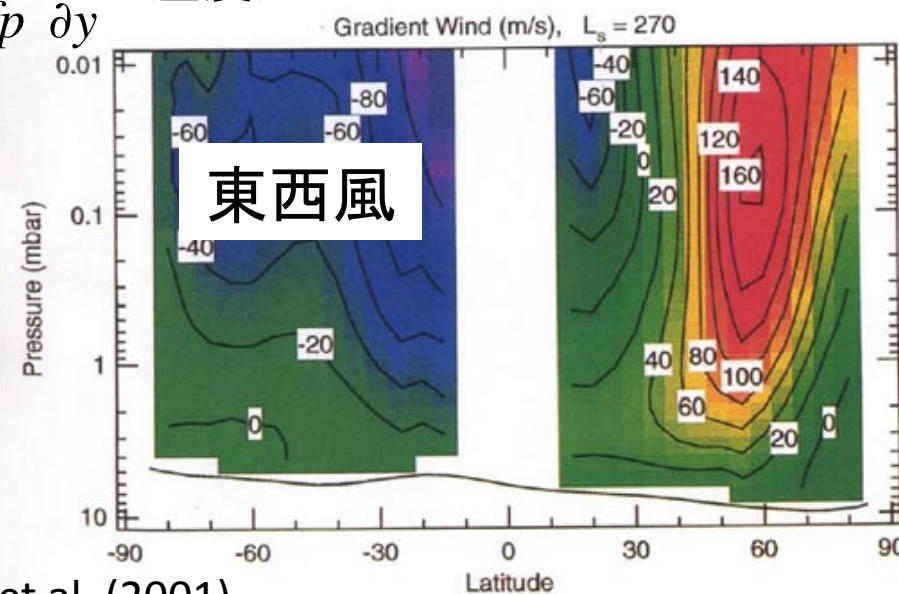
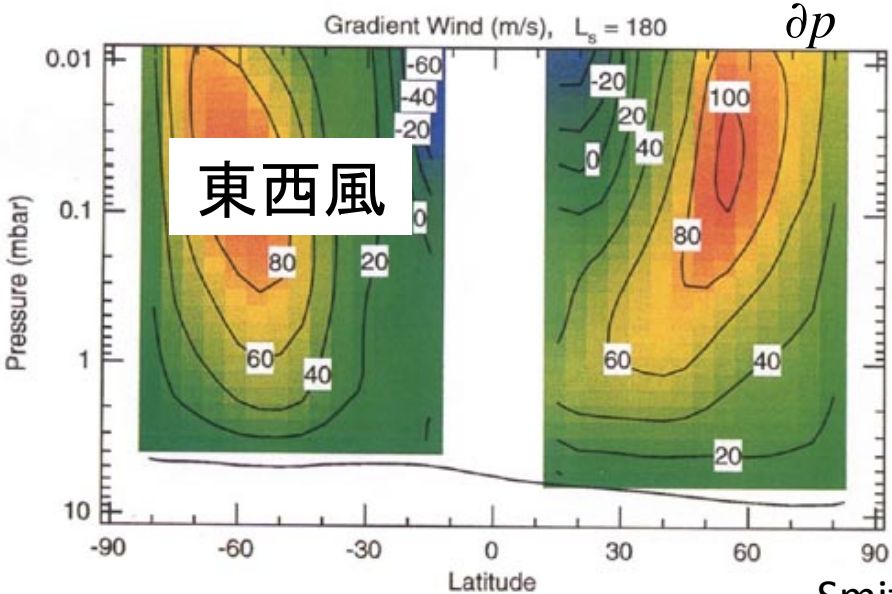
火星大気の温度構造 (赤外放射観測による)

北半球の秋

北半球の冬

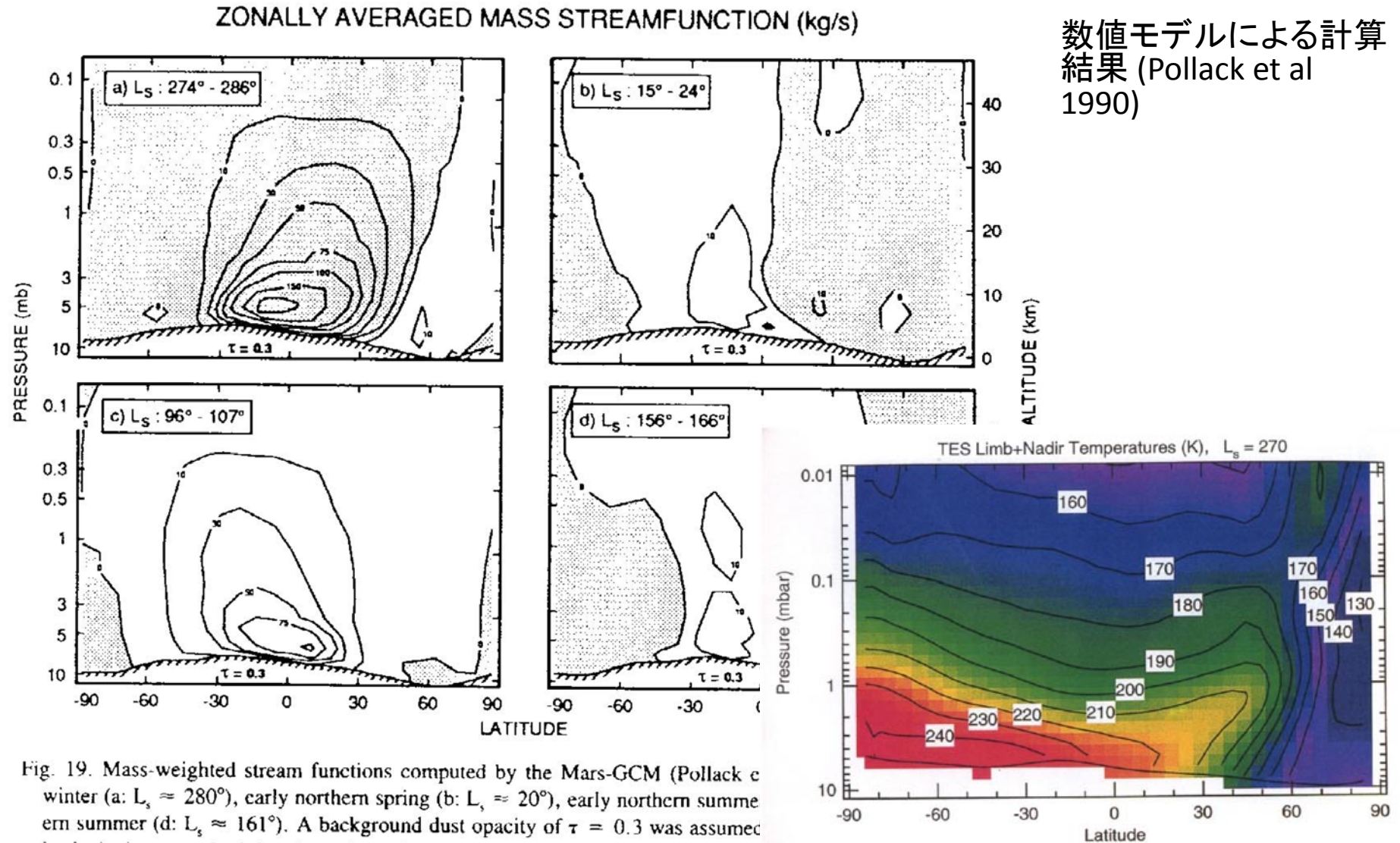


$$\frac{\partial \bar{u}_g}{\partial p} = \frac{R}{f p} \frac{\partial T}{\partial y} : \text{温度風}$$



Smith et al. (2001)

火星の子午面循環

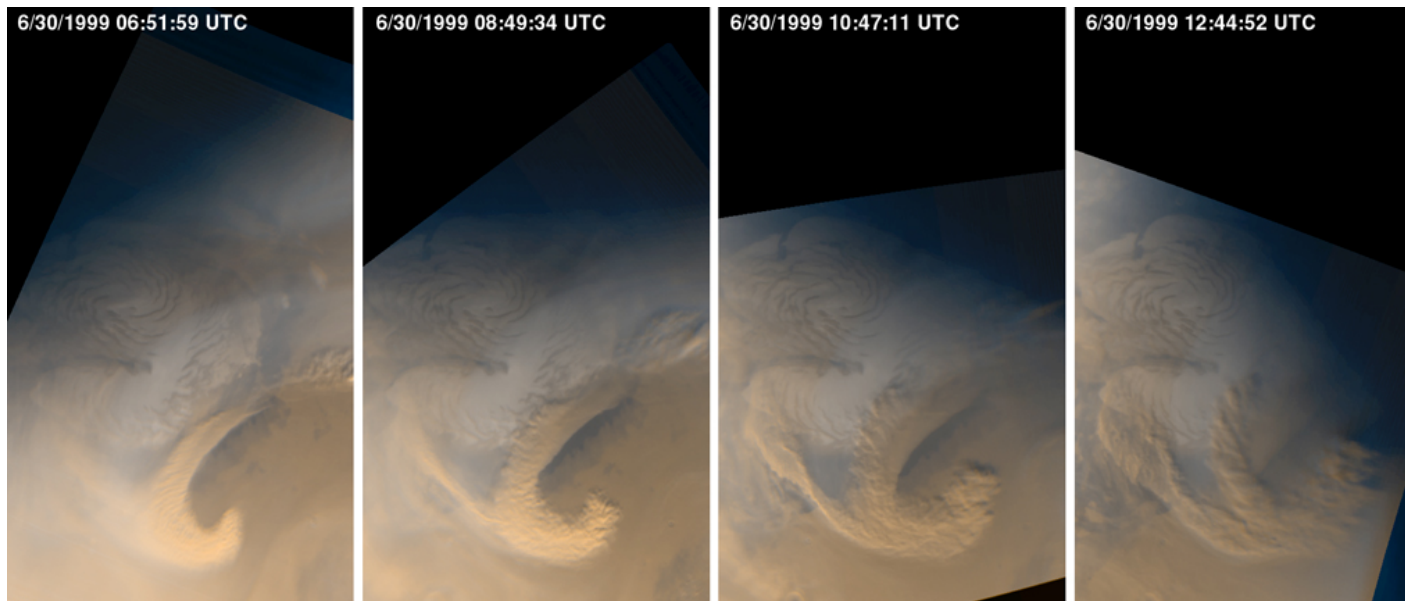


数値モデルによる計算
結果 (Pollack et al
1990)

Fig. 19. Mass-weighted stream functions computed by the Mars-GCM (Pollack et al 1990) for winter (a: $L_s \approx 280^\circ$), early northern spring (b: $L_s \approx 20^\circ$), early northern summer (c: $L_s \approx 96^\circ$), and northern summer (d: $L_s \approx 161^\circ$). A background dust opacity of $\tau = 0.3$ was assumed. Winds are clockwise around minima (negative values are shaded) and anti-clockwise around maxima; winds are strongest where contours are closest.

火星の傾圧不安定

- 地球と同程度の自転周期(約25時間)
- 火星の傾圧不安定の最大成長率モード
東西波数 3~4 (Barnes 1984)
←→ 地球の傾圧不安定 波数5~10
- 地球同様にフェレル循環が存在？



金星大気の温度分布

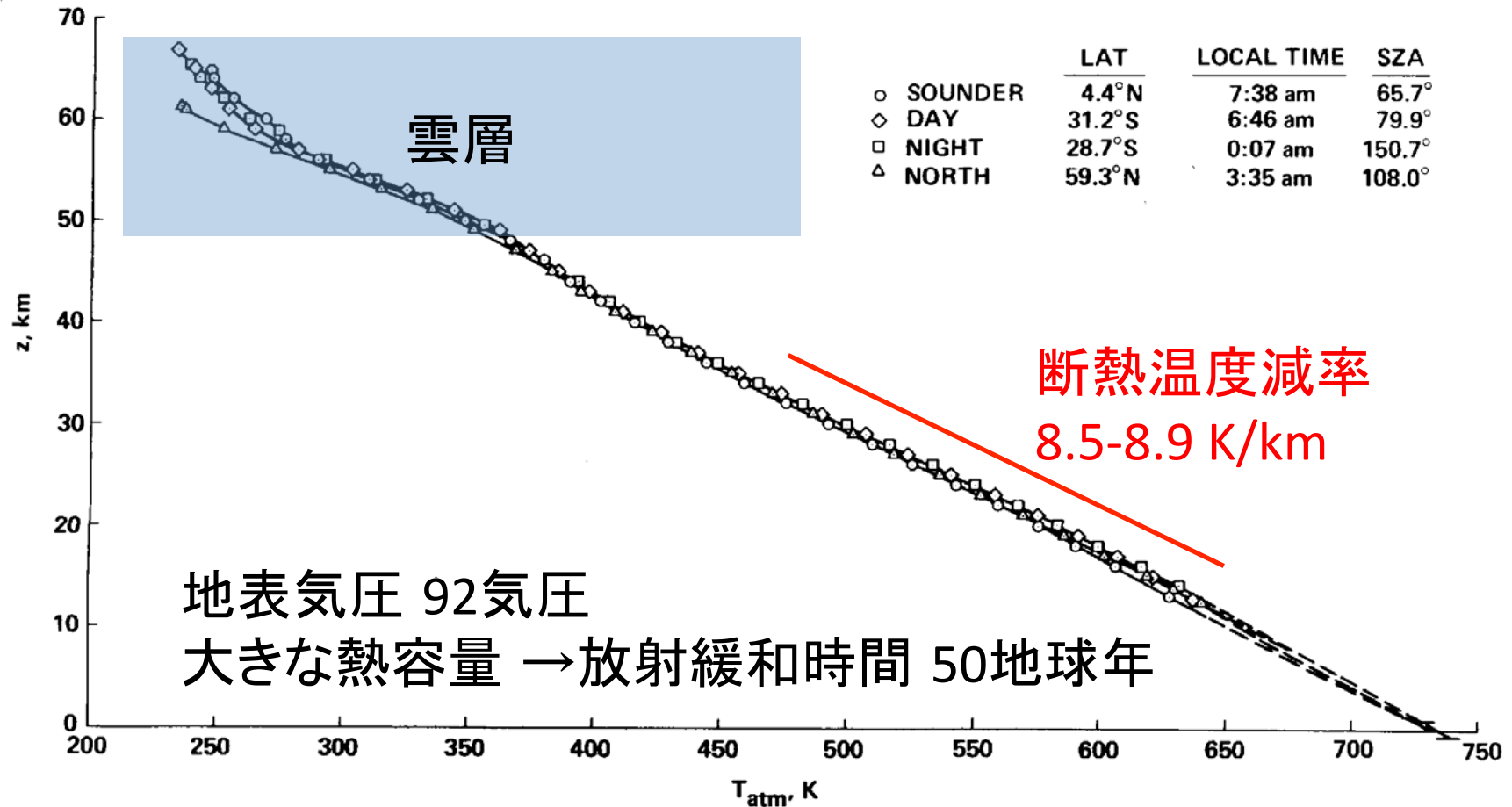
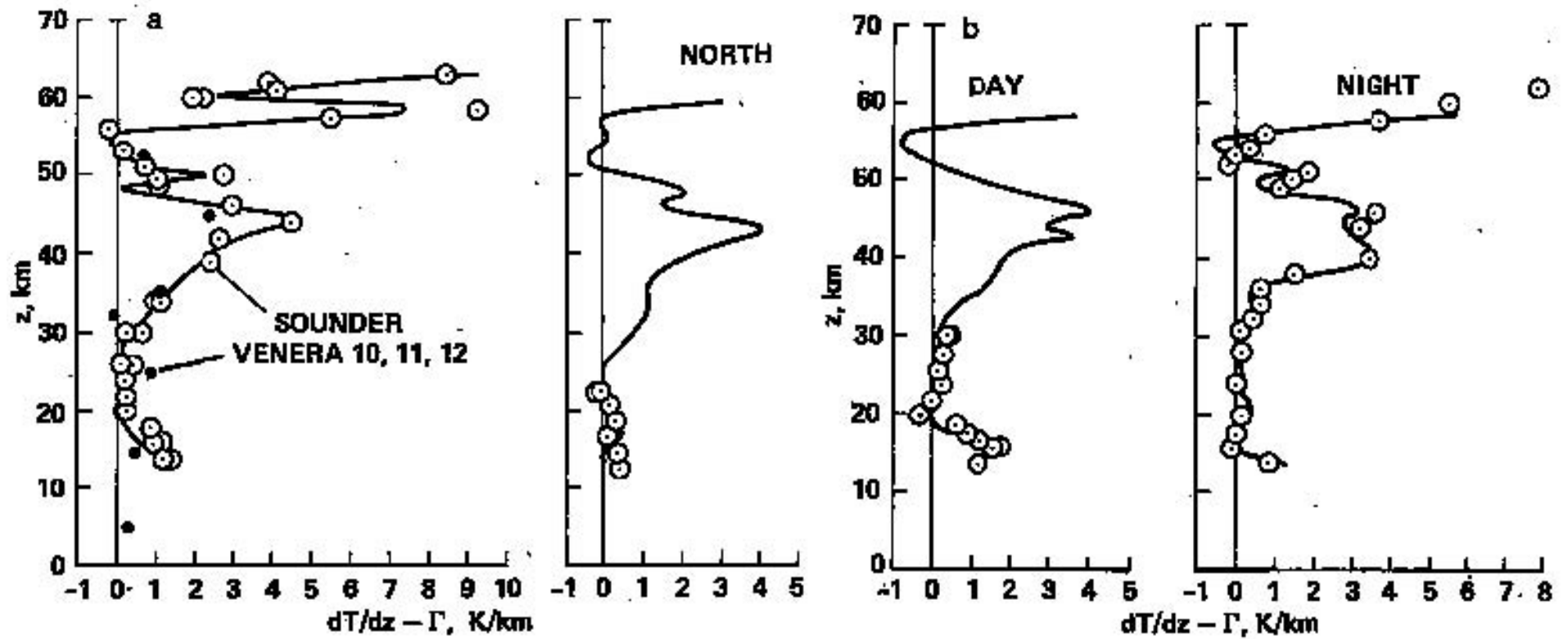


Fig. 13. Comparison of temperature profiles from the four probes below an altitude of 65 km. This may be compared with the preliminary data in Figure 1 of *Seiff et al.* [1979b], which showed close agreement of the four profiles, but the more complete analysis has brought them even closer together. SZA is solar zenith angle.

金星大気の安定度



子午面循環による安定化？

Stone (1974)

直接循環セルによる温位移流によって、断熱減率に非常に近い、しかしわずかに安定な温度分布が作られる。

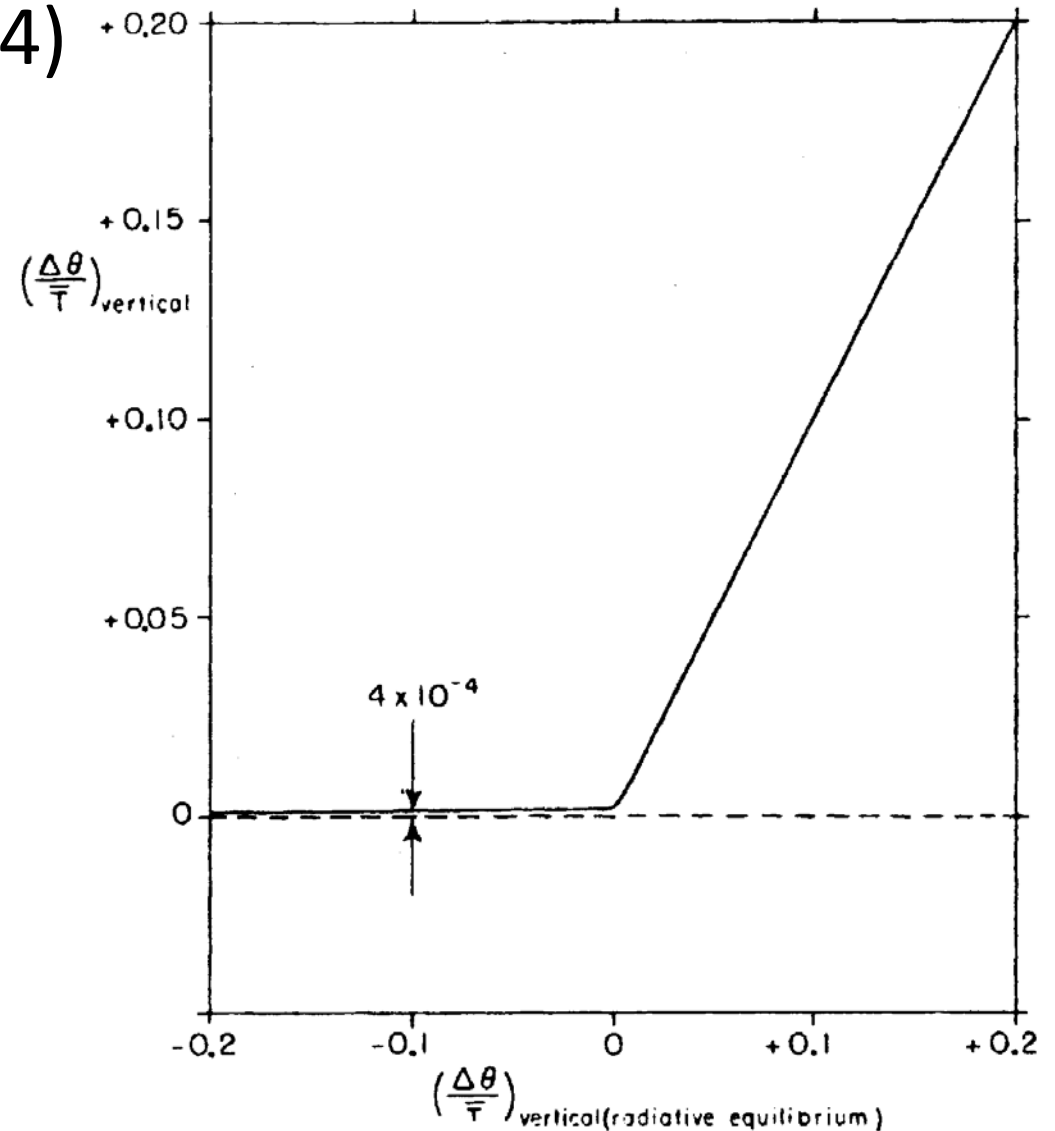
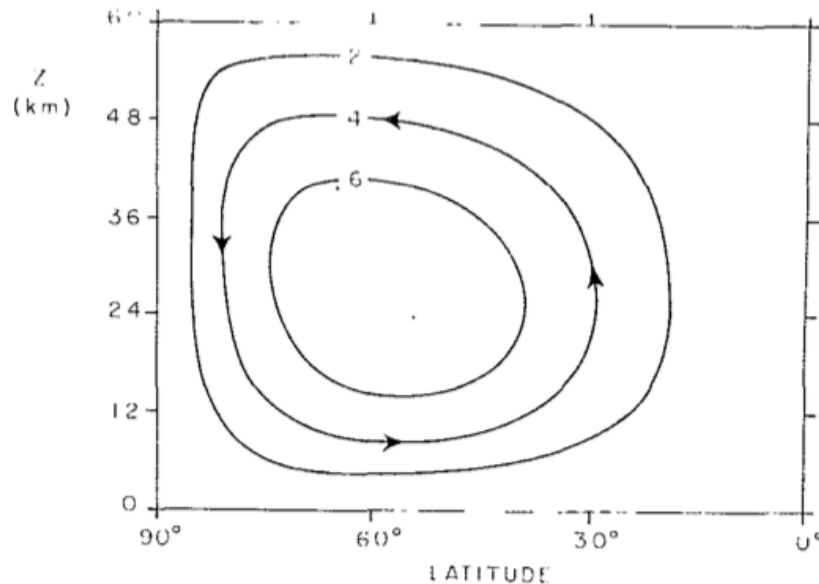
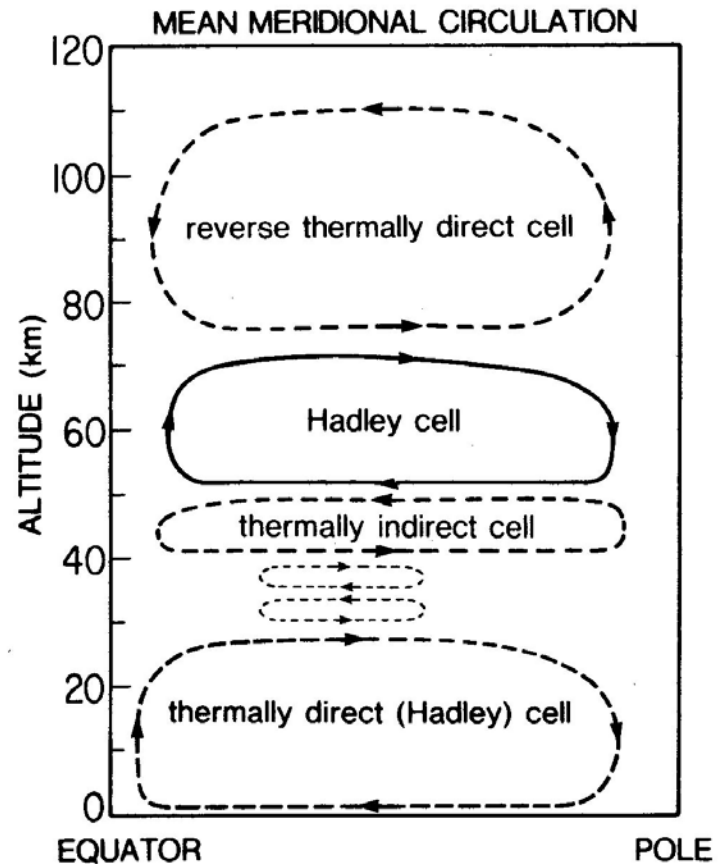
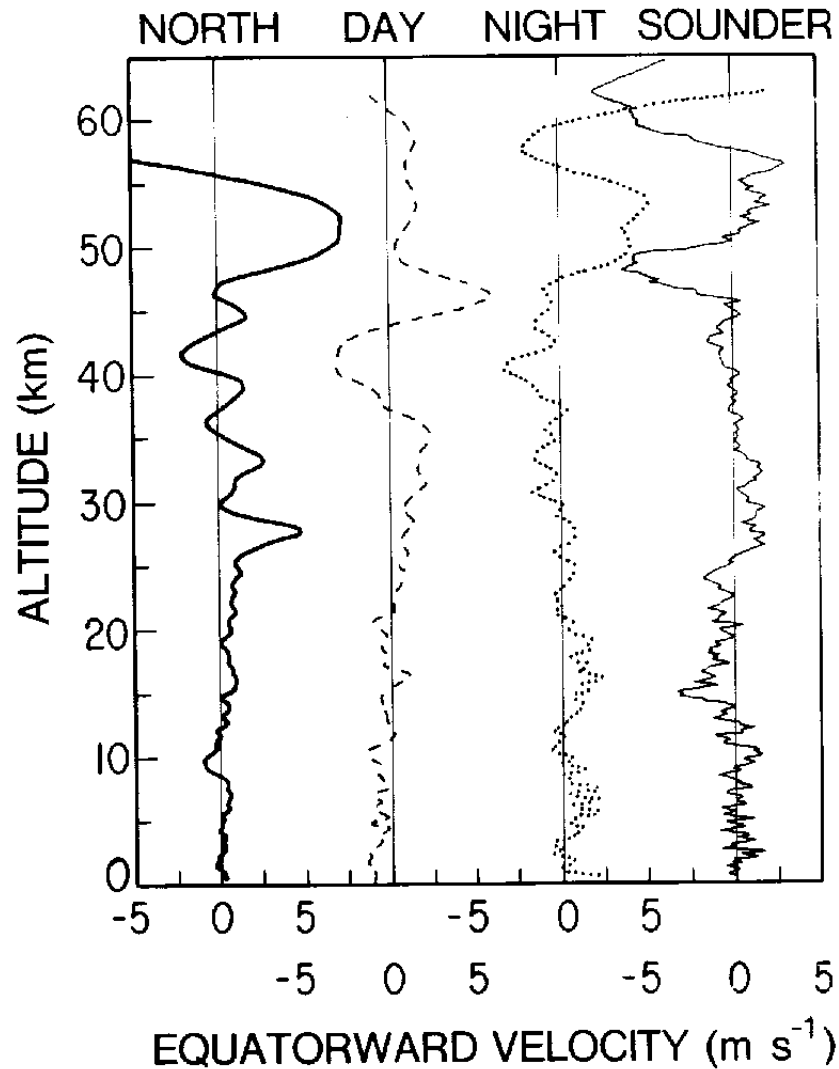


FIG. 4. Static stability produced by a Hadley cell circulation as a function of the static stability of the radiative equilibrium state.

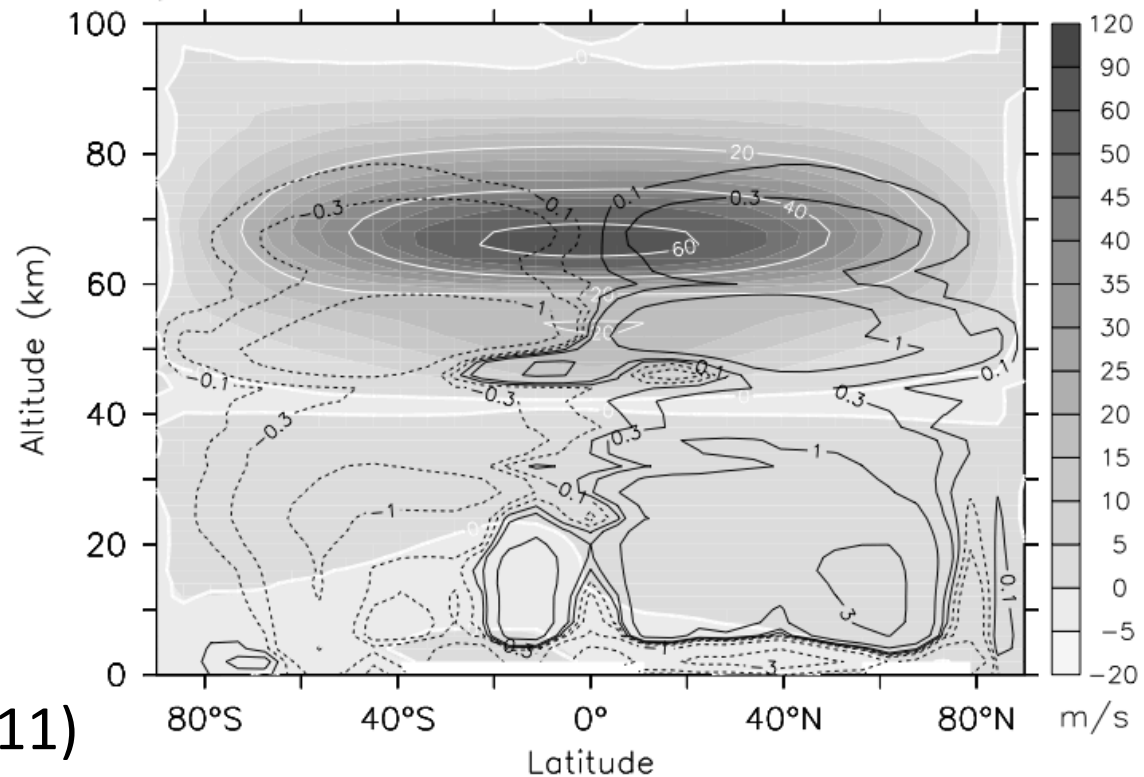
金星の子午面循環？ 着陸プローブから



?

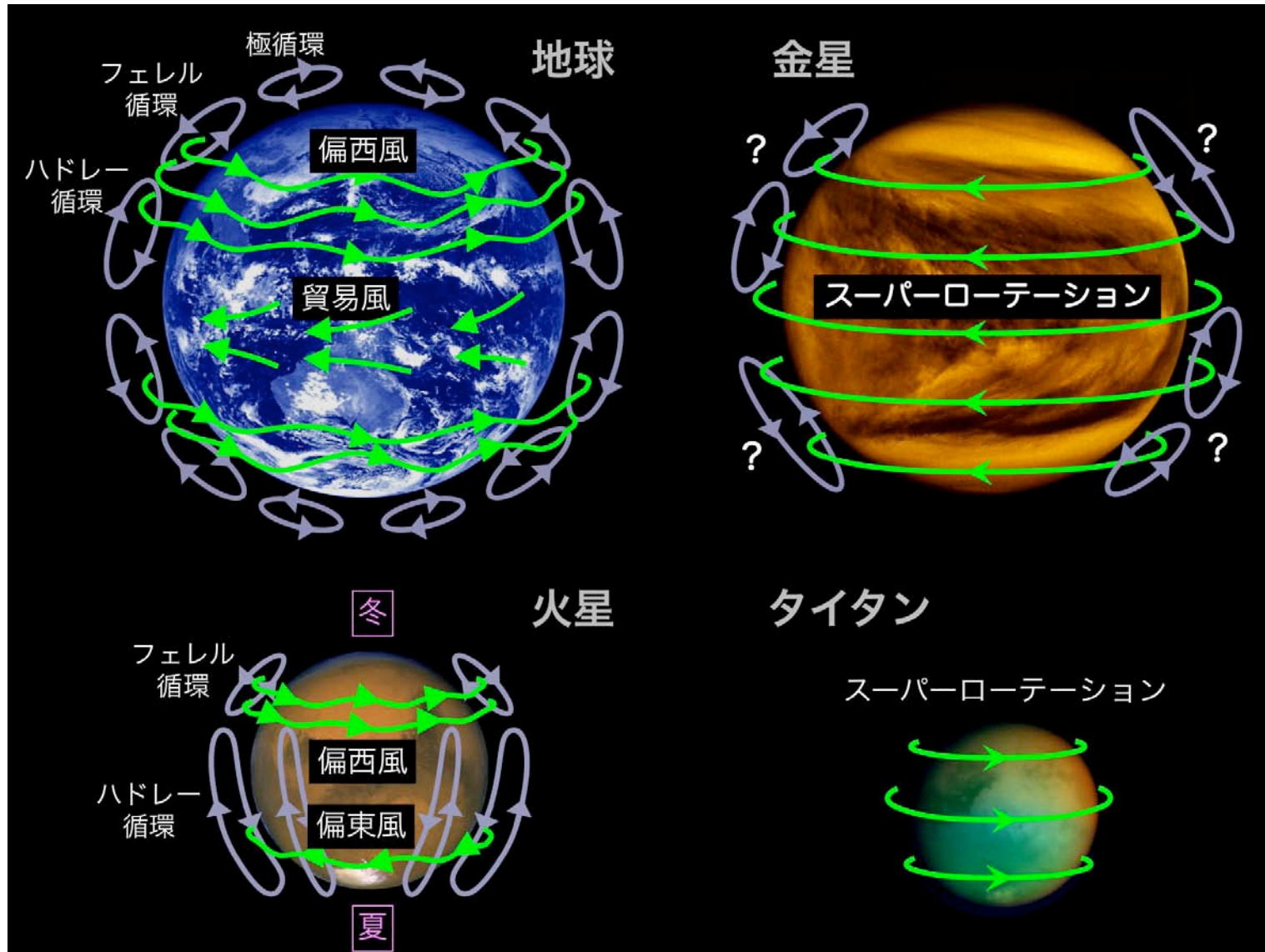
金星の子午面循環？ 数値モデルから

- 雲層では強い太陽光加熱があるので強いHadley循環があると(なんとなく)思われている
- 下層大気は不明、少なくともかなり弱そう



Lebonnois et al. (2011)

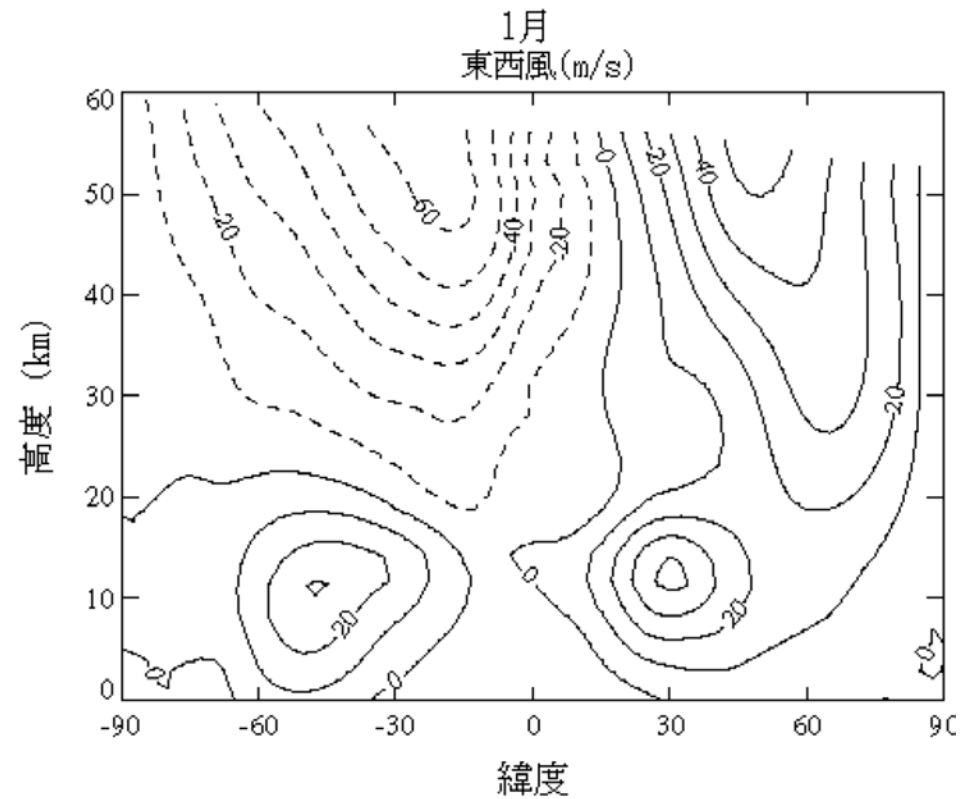
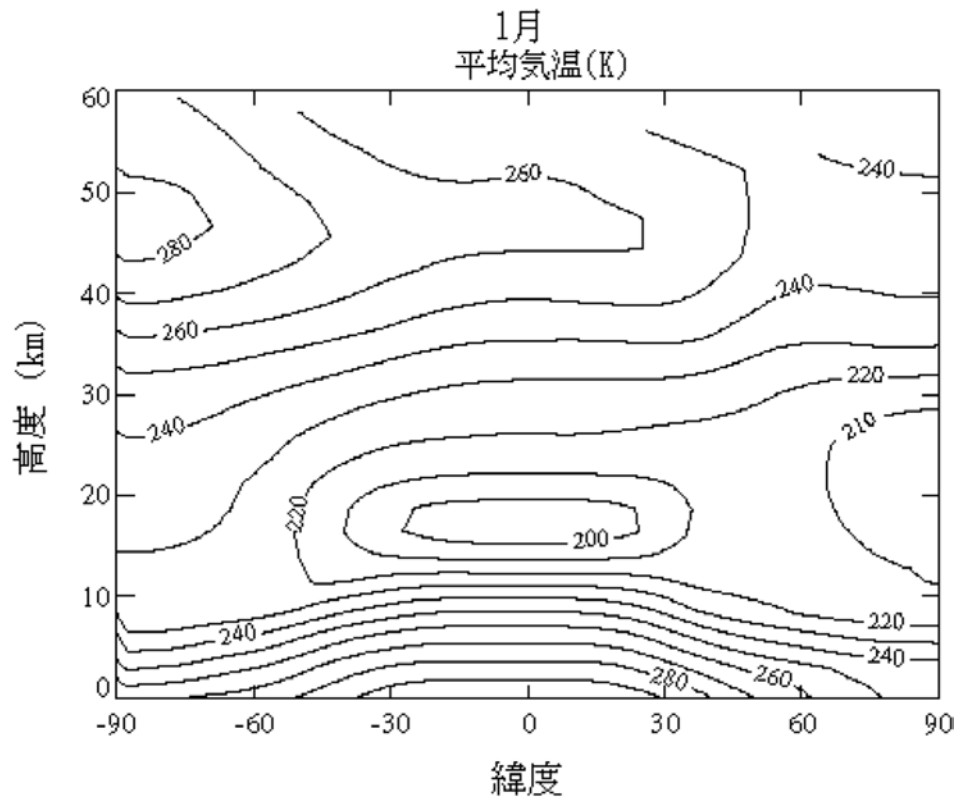
地球型惑星の大気大循環： 子午面循環と東西風分布は不可分



温度場と東西風の関係

$$\frac{\partial \bar{u}_g}{\partial p} = \frac{R}{f p} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad : \text{温度風}$$

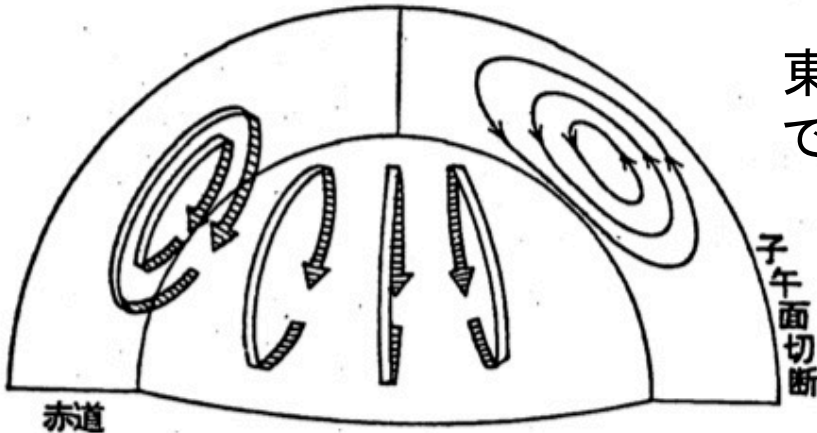
地球では



大気大循環の形態

木田秀次「高層の大気」
(1983)

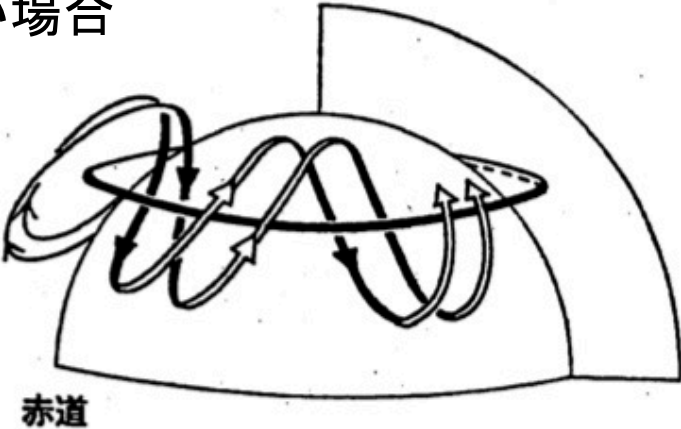
(a) $\bar{u} \sim 0$



東西風が無視
できる場合

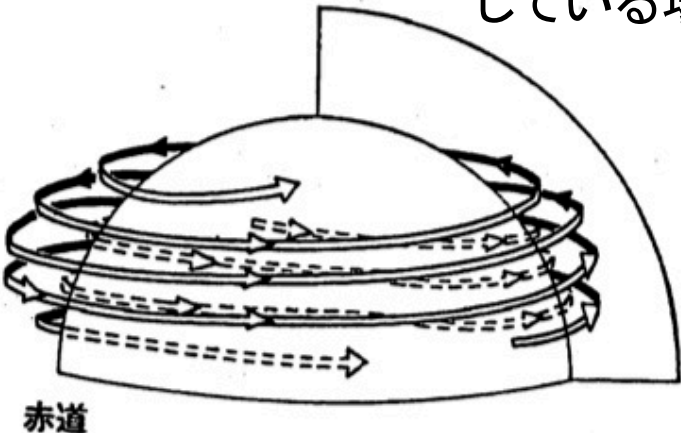
東西風が無視
できない場合

(b) $\bar{u} \sim \bar{v} \sim \bar{w}$



(c) $\bar{u} > \bar{v} \bar{w}$

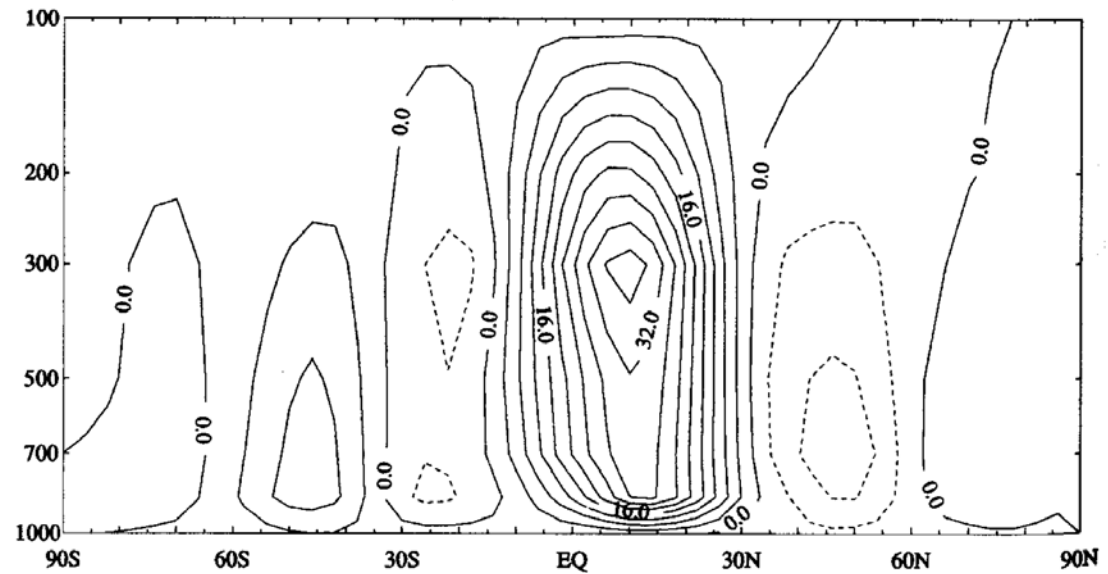
東西風が卓越
している場合



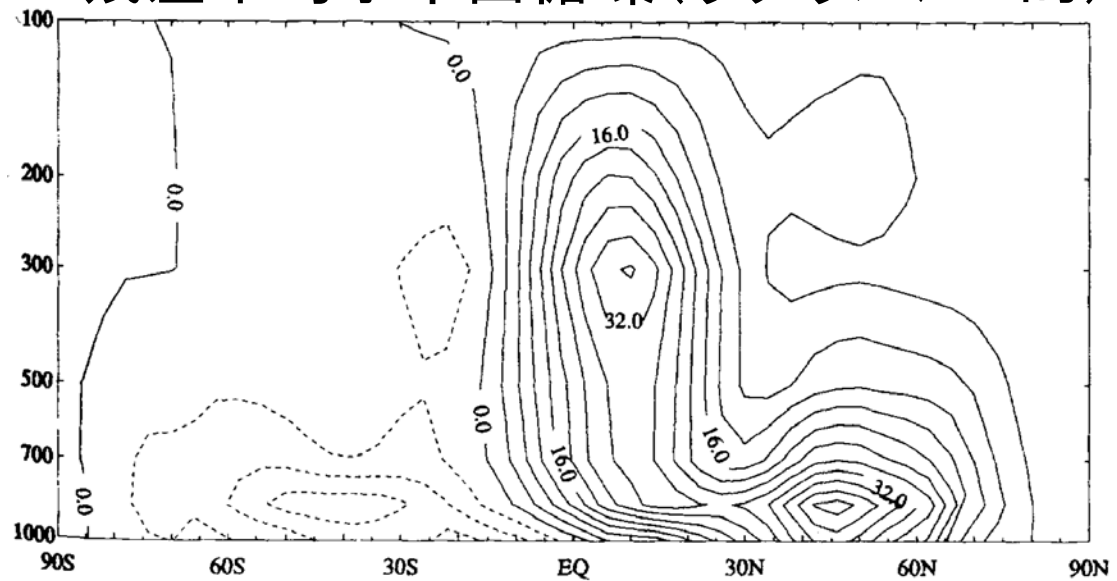
地球対流圏の 子午面循環

個々の流体粒子が実際に3セル循環しているわけではない

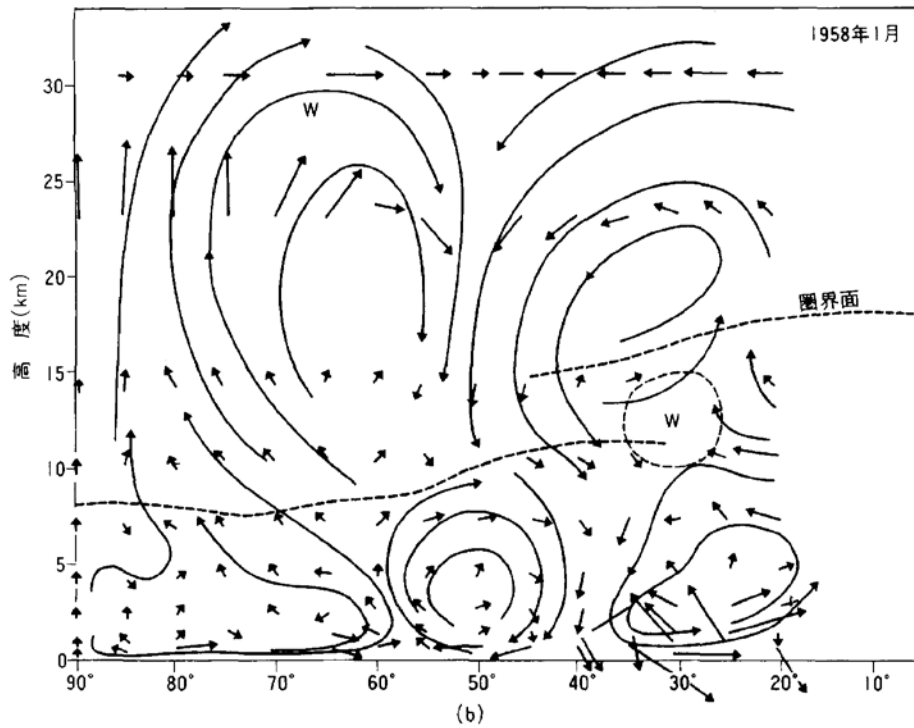
オイラー平均



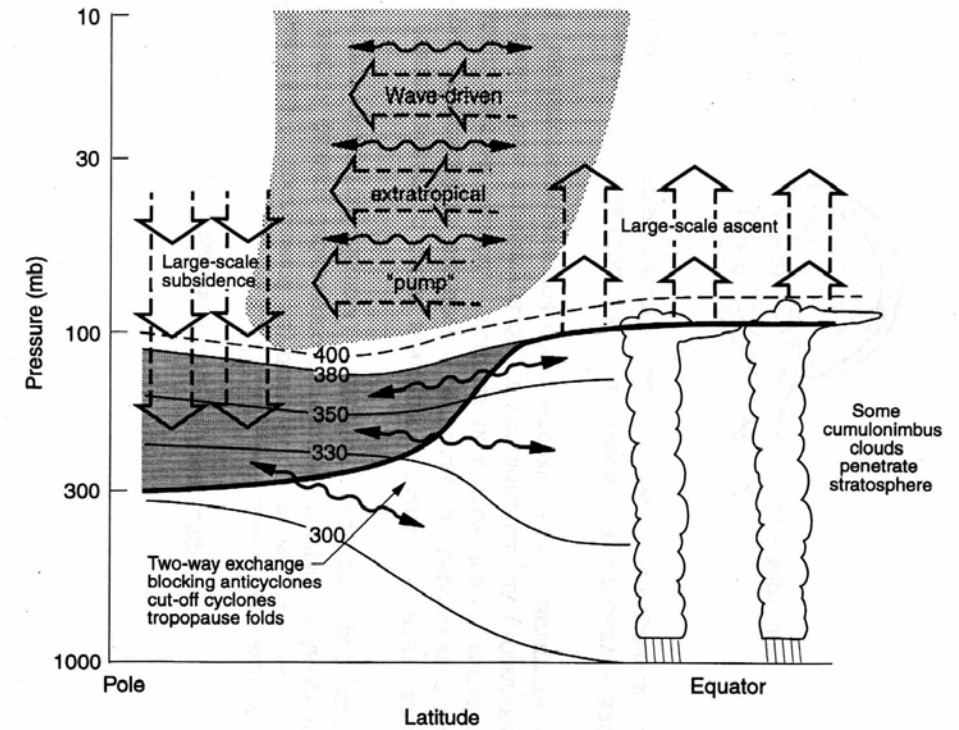
残差平均子午面循環(ラグランジュ的)



地球成層圏の子午面循環



オイラー平均



残差平均子午面循環
(ラグランジュ的)

木田秀次(1983)

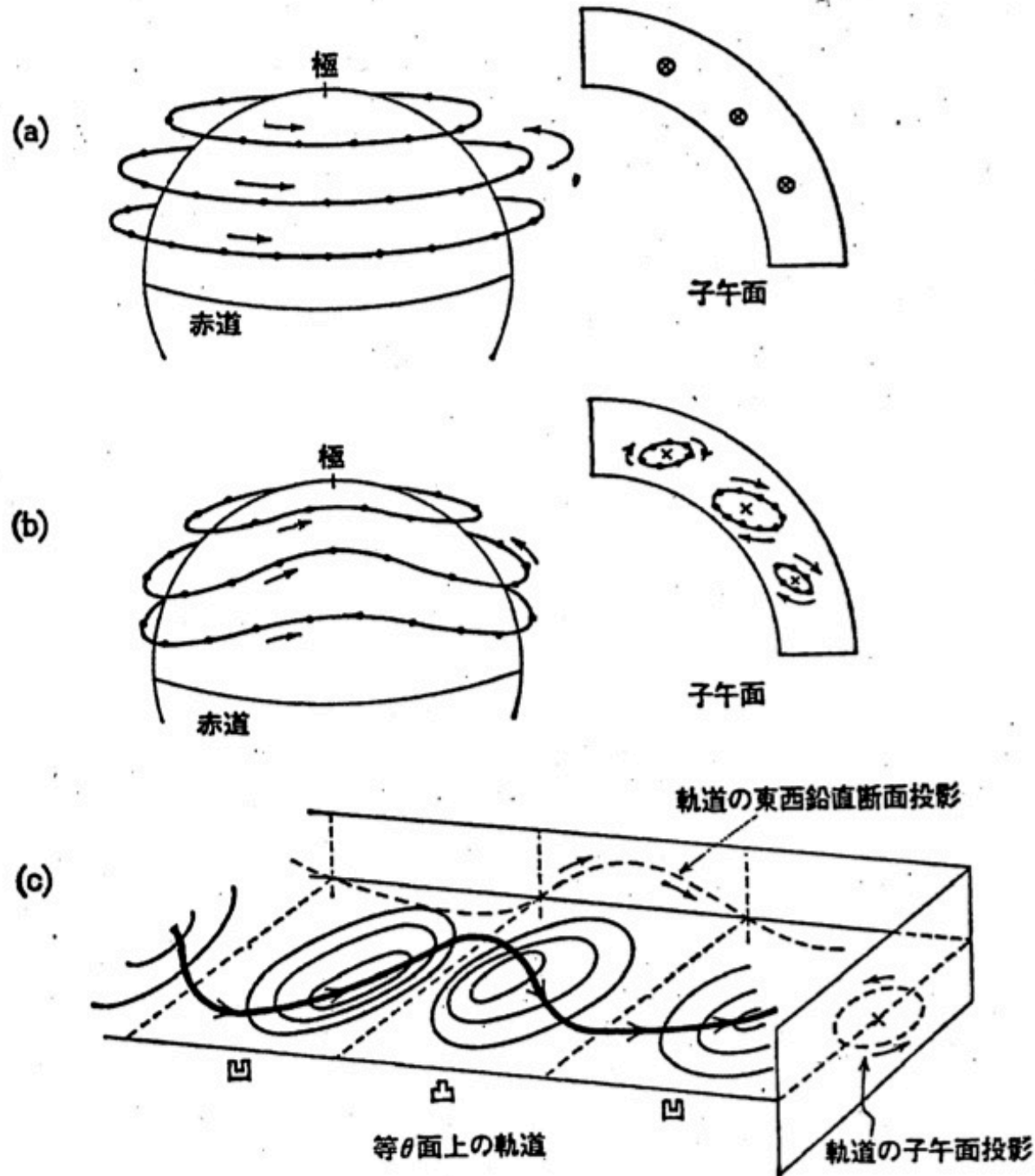


図 5.6 偏西風の中をプラネタリー波が鉛直伝播するときの空気塊の振動. 小さい黒点は, 微小空気塊を表わす. (a) 波が不在の場合. (b) 波が在る場合. \times 印は子午面断面上の元の位置. (c) 等温位面上の空気塊の軌道. 子午面投影では主軸が傾斜した楕円軌道になる.

変形オイラー平均(TEM)方程式系

東西運動
方程式

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f \bar{v}^* = \rho_0^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}$$

熱力学

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + N^2 H R^{-1} \bar{w}^* = \frac{\bar{J}}{c_p}$$

質量保存

$$\frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y} + \rho_0^{-1} \frac{\partial(\rho_0 \bar{w}^*)}{\partial z} = 0$$

u: 東西風 v: 南北風

w: 鉛直風 T: 温度

x: 東西座標 y: 南北座標

z: 鉛直座標 t: 時間

f: 惑星渦度 ρ_0 : 密度

N: 浮力周波数

H: スケールハイト

R: 気体定数 θ : 温位

残差平均

$$\bar{v}^* \equiv \bar{v} - \rho_0^{-1} (\rho_0 f \overline{v' \theta'} / \theta_{0z})_z$$

子午面循環

$$\bar{w}^* \equiv \bar{w} + (\overline{v' \theta'} / \theta_{0z})_y$$

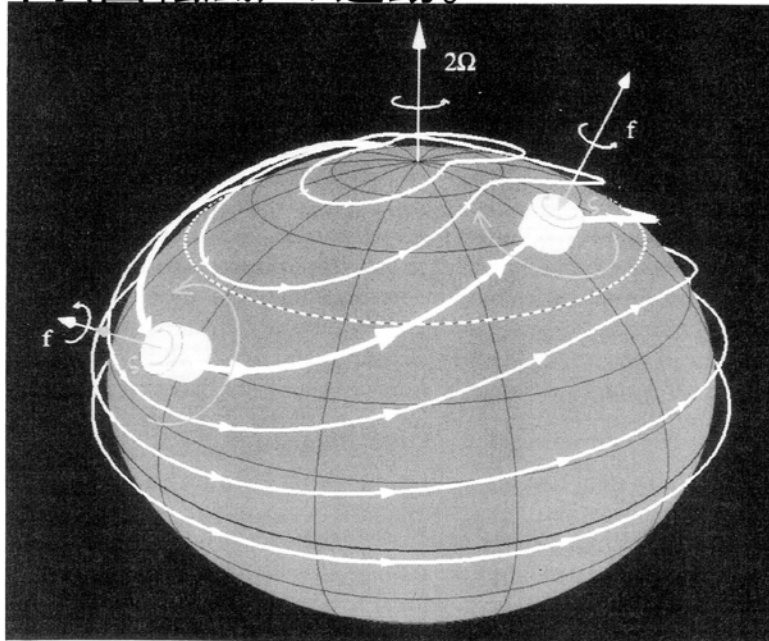
Eliassen-Palm
フラックス

$$\mathbf{F} \equiv \left(0, -\rho_0 \overline{u' v'}, \rho_0 f \overline{v' \theta'} / \theta_{0z} \right)$$

惑星大気中の波動：ロスビー波と重力波

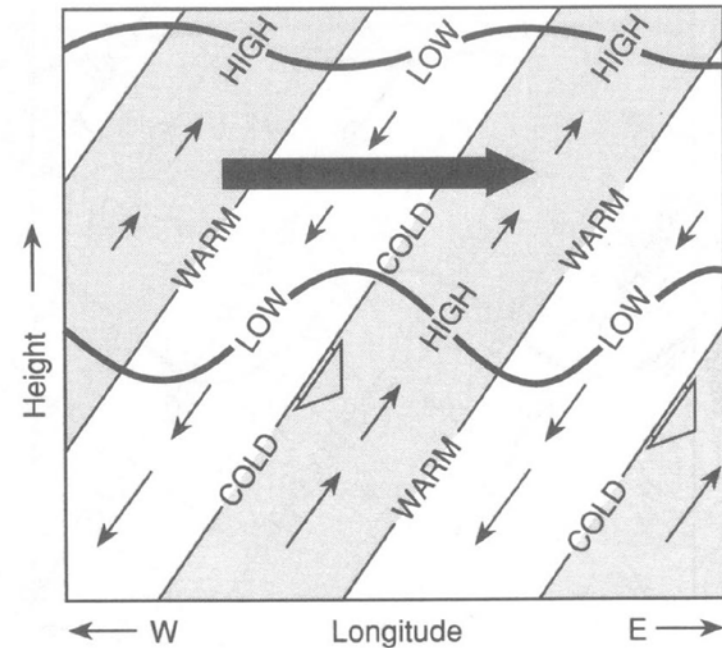
ロスビー波

自転の効果で大気がもともとの緯度にとどまろうとする力を復元力として伝わる波動。本質的に水平面内(回転風)の運動。



重力波

大気成層の効果で空気塊がもともとの高度にとどまろうとする力を復元力として伝わる波動。本質的に大気上下動(発散風)を伴う。



E-P flux & E-P flux divergence (GCM)

Andrews et al. (1983)

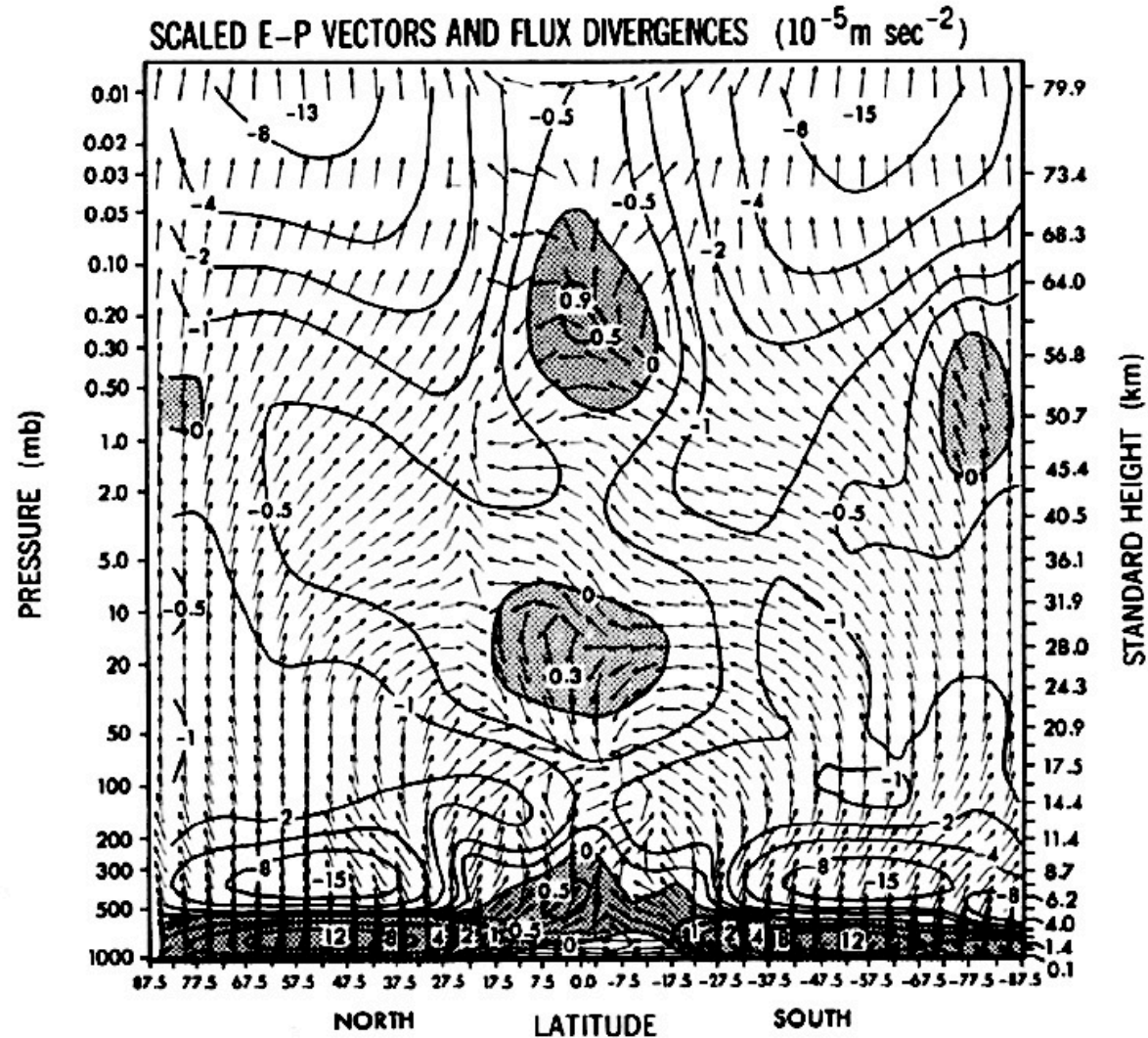


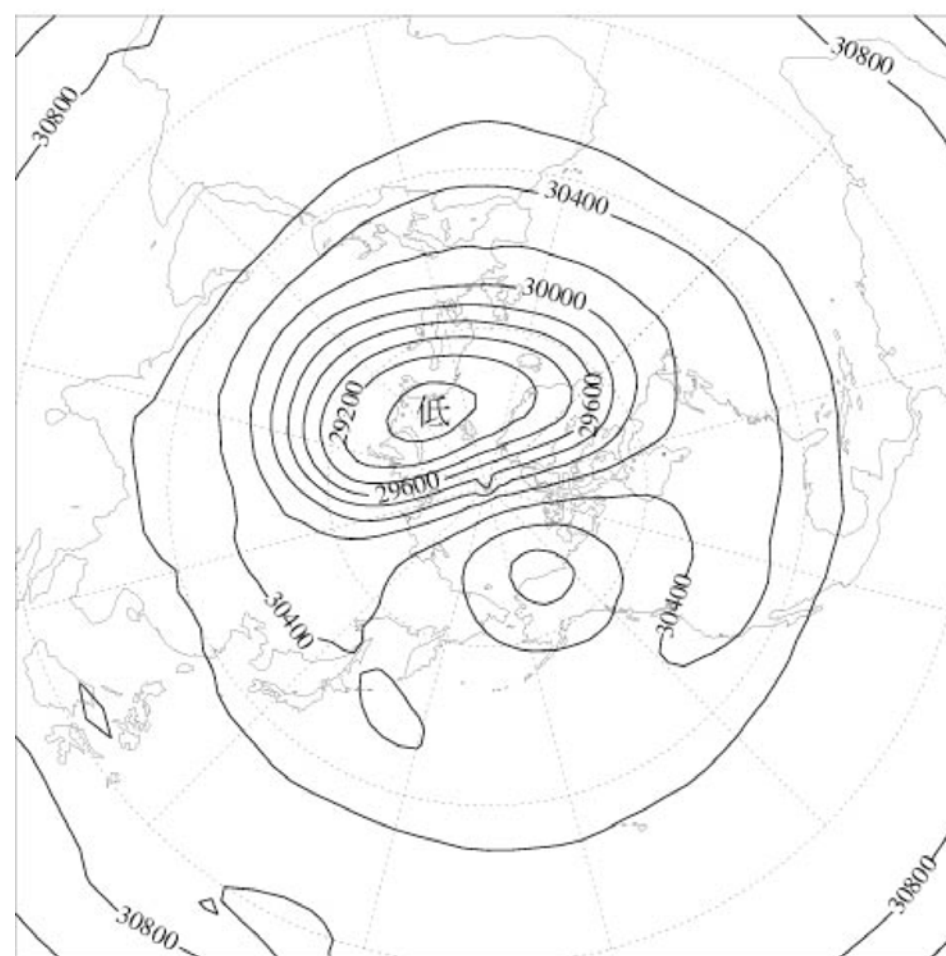
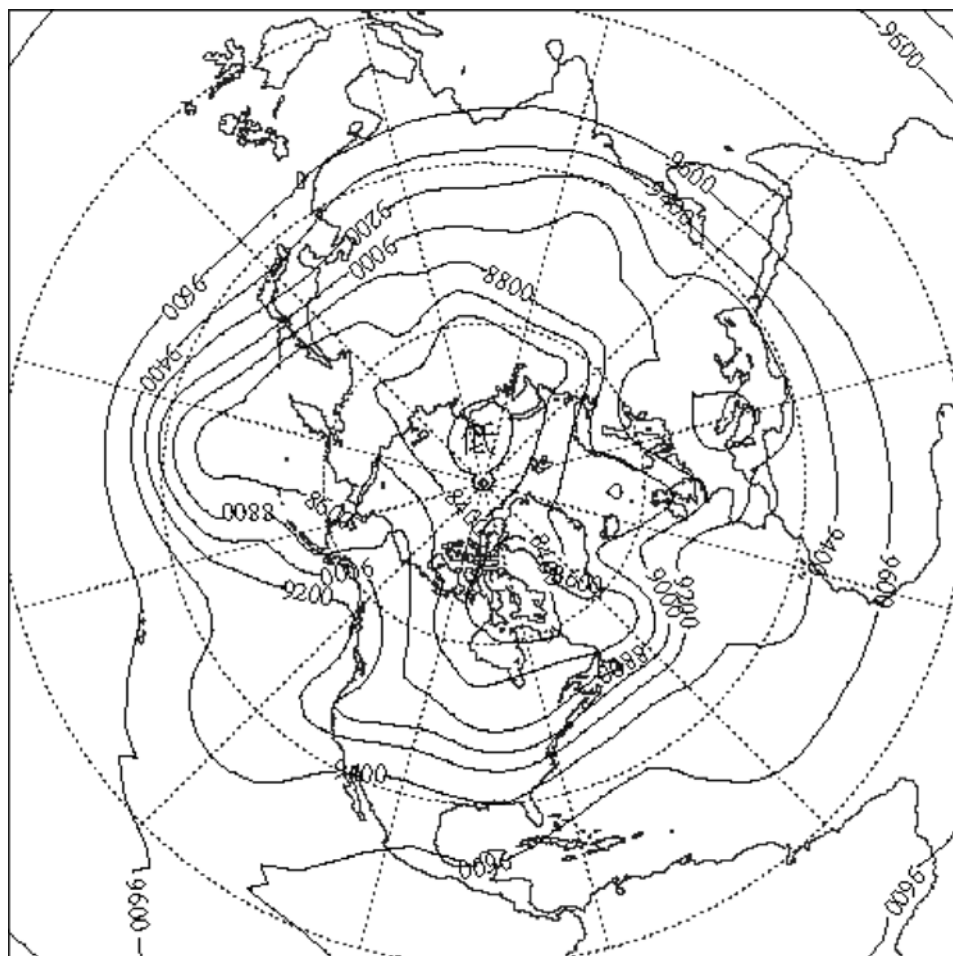
FIG. 3. Meridional cross section of Eliassen-Palm flux vector directions (arrows) and contours of Eliassen-Palm flux divergence normalized as zonal force per unit mass (10^{-5} m s^{-2}) for the 30-day analysis period. Vector magnitudes are not shown (see Section 3). Regions of positive Eliassen-Palm flux divergence (suggesting eddy produced acceleration of westerlies) are shaded.

Charney-Drazin filtering

スケールの小さいものは伝播しにくい

300hPa, 2002/1/15

10hPa, 2002/1/15



成層圏ではプラネタリー波(定常な鉛直伝搬ロスビー波)が卓越

内部重力波

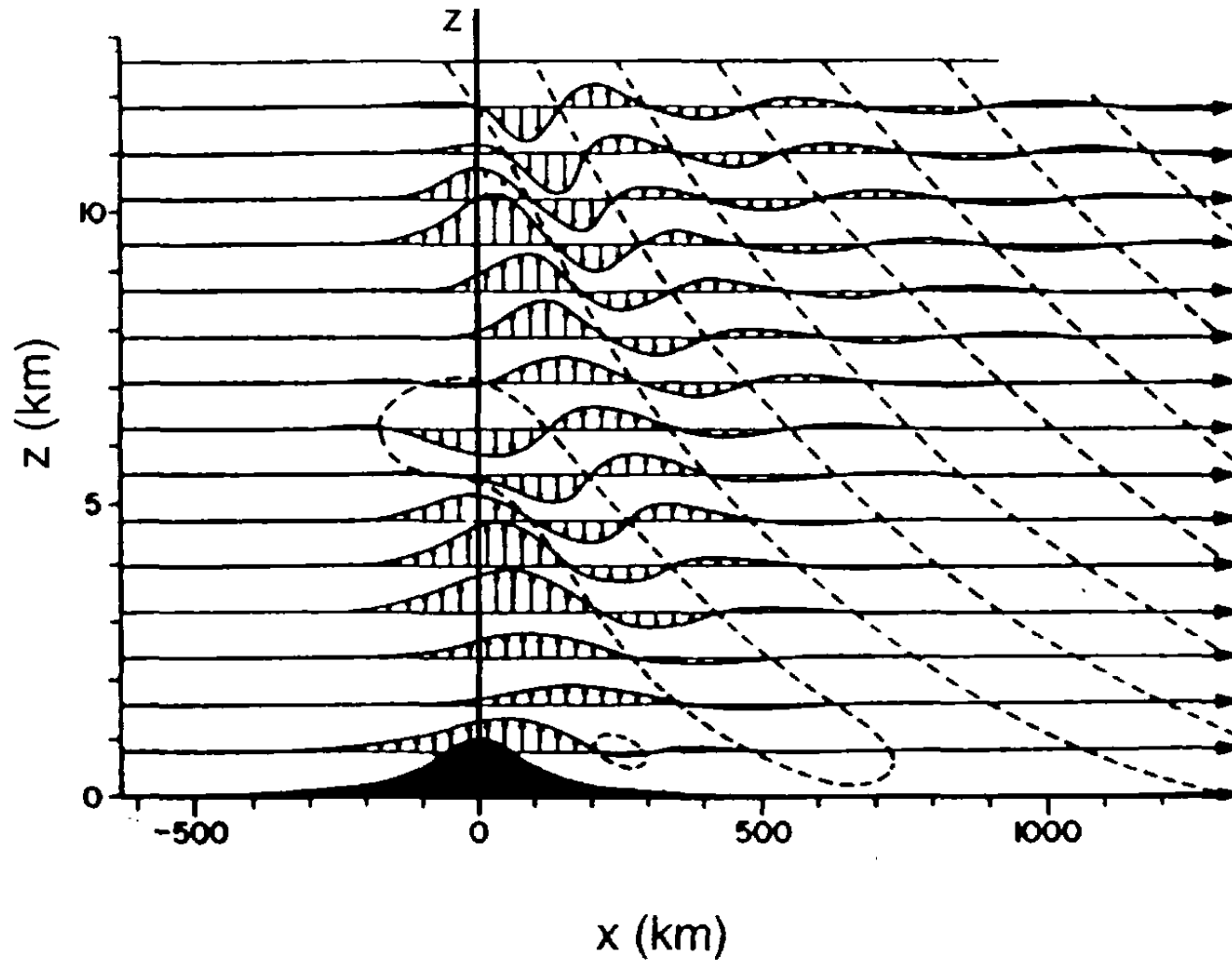
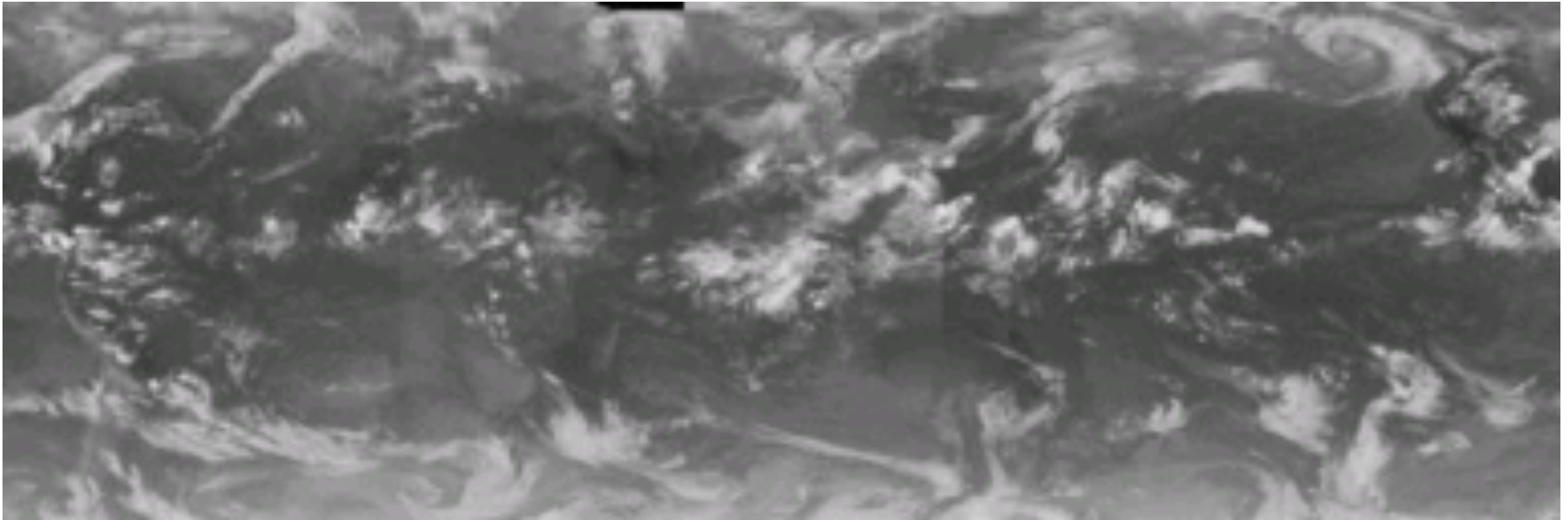
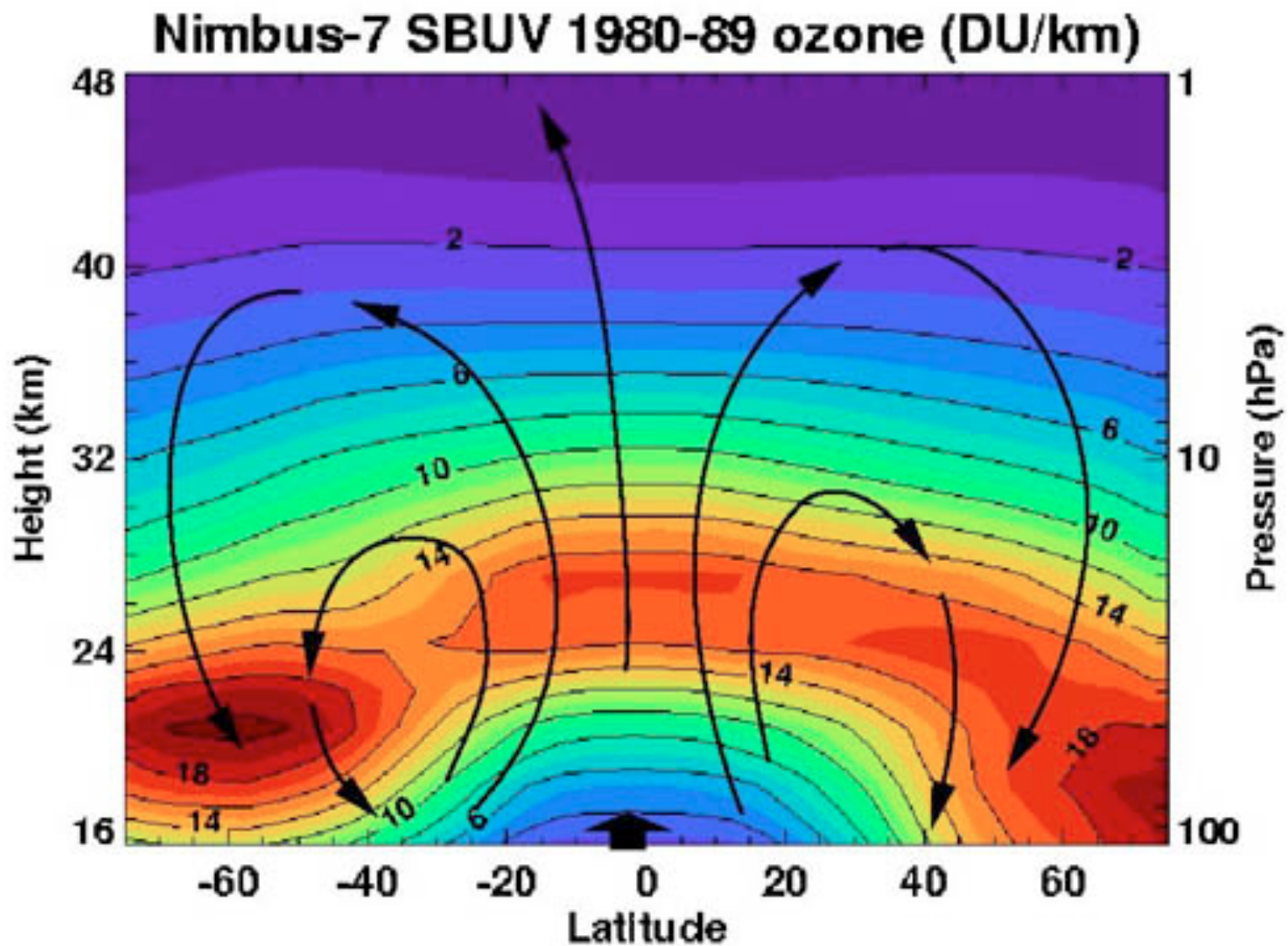


Figure 14.13 Streamlines and vertical motion accompanying a stationary gravity wave pattern that is excited by uniform flow over a two-dimensional ridge 100 km wide. After Queney (1948).

大気循環が決める雲の分布



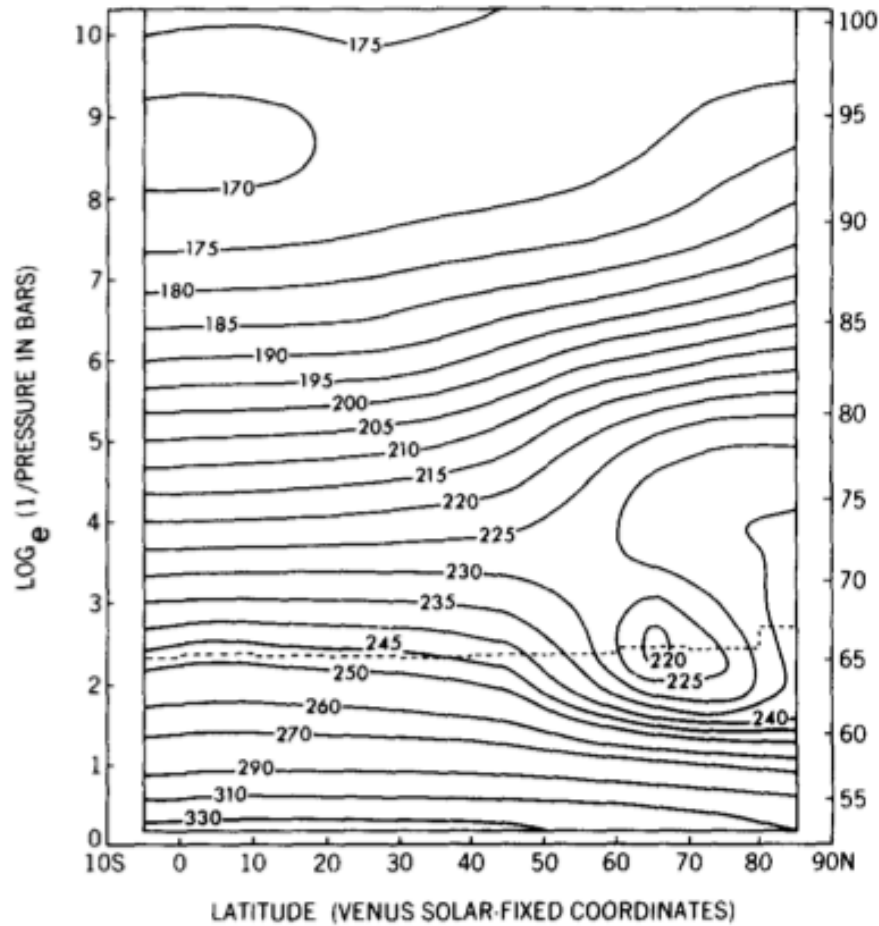
成層圏オゾンの分布



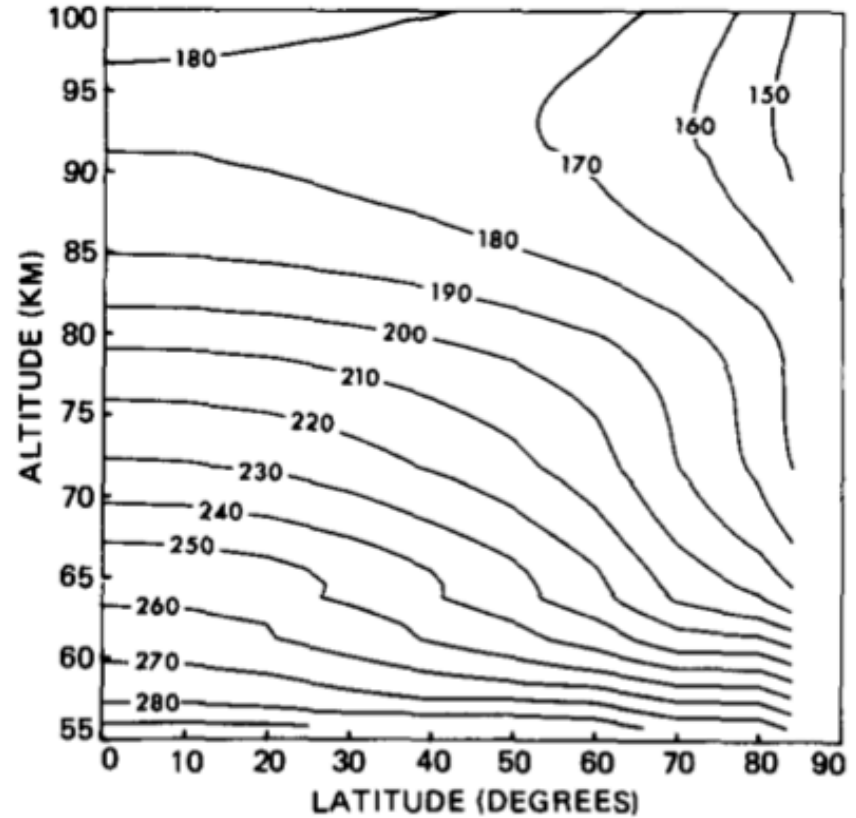
金星大気の温度構造

低緯度から高緯度への熱輸送を示唆

気温



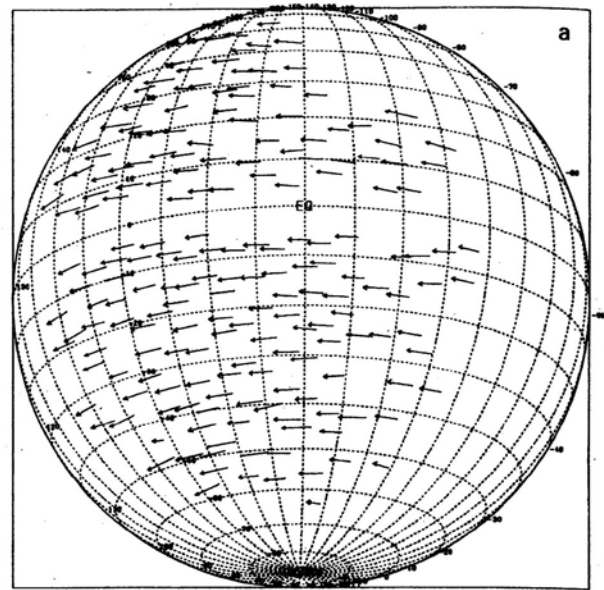
放射平衡温度



下端(55km)の温度は観測から与えた

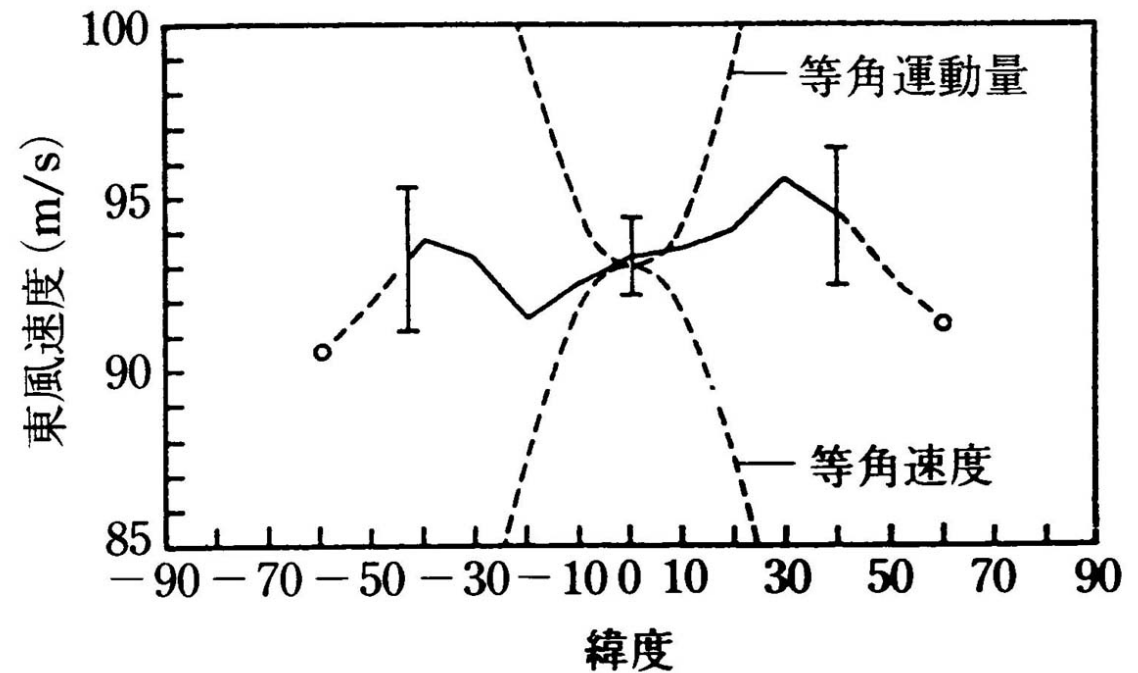
(Crisp, 1989)

金星雲頂高度の帯状風

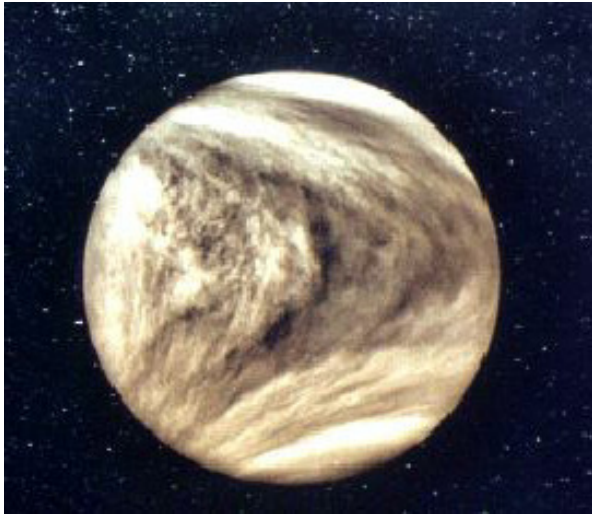


UV FEATURE MOTIONS...MARINER 10 OBSERVATIONS

松田佳久「惑星気象学」

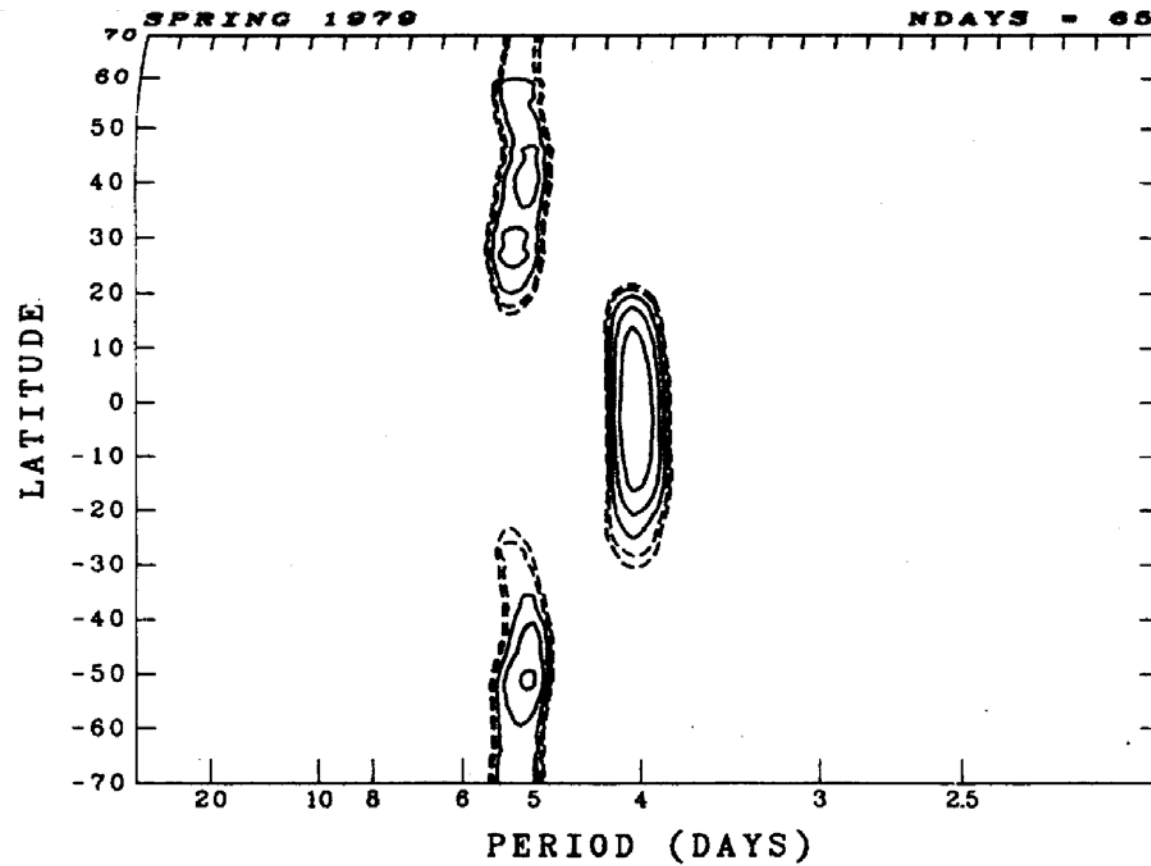


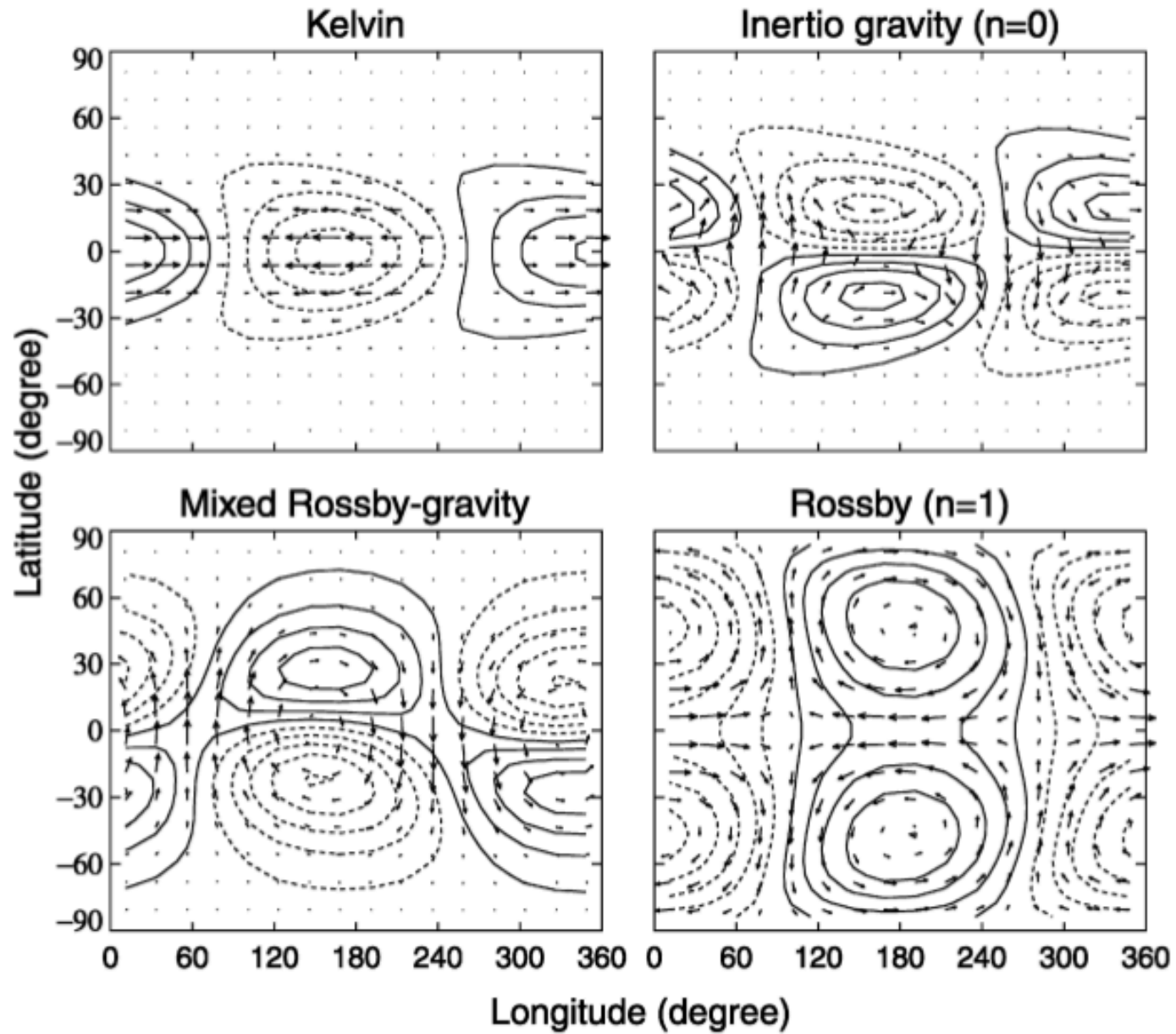
- 角運動量は緯度とともに減少
- 角運動量を取り去らないと高緯度に移流できない



紫外での明暗の周期的変化
→ケルビン波とロスビー波？

風速振幅 5-10 m/s





金星大気中の波動

- 金星の自転速度は大変遅いため(周期243日)、ロスビー数を形式的に計算すると大変大きく、回転系特有の波動は存在できないように思える。
U \sim 100m/s, $f\sim 2\pi/243\text{日}=3\text{E}-7\text{Hz}$, $L\sim 6000\text{km}$ とすると $Ro=U/fL\sim 60$
 \Leftrightarrow 地球の総観規模擾乱では $Ro\sim 0.1$
- しかし雲層高度での平均帯状風とともに回転する系で考えて、そこからの擾乱成分に着目するならば、ロスビー数は必ずしも大きくない。
U \sim 10m/s, $f\sim 2\pi/4\text{日}=2\text{E}-5\text{Hz}$, $L\sim 6000\text{km}$ とすると $Ro=U/fL\sim 0.1$

ロスビー波が駆動する金星中層大気循環？ (Imamura, 1997)

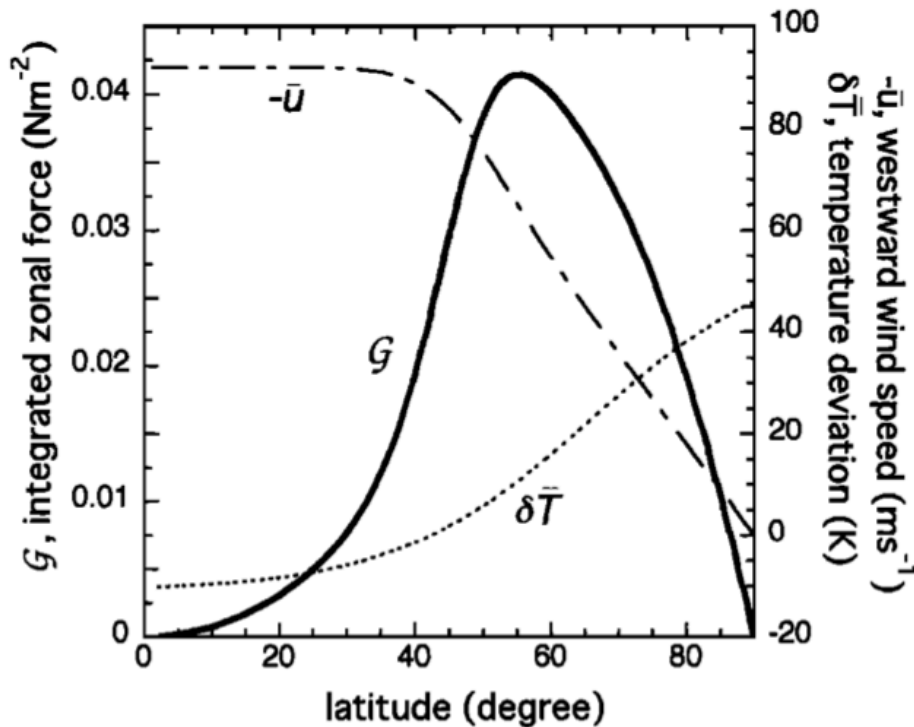


Figure 1. Latitudinal distributions of westward wind speed $-\bar{u}$ (dot-dashed curve) and the departure of temperature from radiative equilibrium $\delta\bar{T}$ (dotted curve) at the cloud top level used for the calculation, and the calculated zonal force \mathcal{G} vertically integrated above clouds (bold solid curve).

加速率 G を雲頂から上の大気で鉛直積分した値は、東西運動量方程式を介して v^* に関係づけられ、 v^* は連続の式を解して w^* に関係付けられる。

$$\mathcal{G} \equiv \int_{z_c}^{\infty} \rho_0 \bar{G} dz'$$

$$\approx \frac{\eta \rho_0 a}{\cos \phi} \int_{\phi}^{\pi/2} \bar{w}^* \cos \phi' d\phi' + \int_{z_c}^{\infty} \rho_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \bar{w}^* dz'$$

w^* はNewton冷却を仮定すれば放射平衡温度からのずれ δT と関連付けられる。

$$\bar{w}^* \simeq -\frac{\alpha R}{N^2 H} \delta\bar{T}$$

- 雲頂高度を横切って成層圏に供給されるべき運動量フラックスは中緯度で 0.04 N/m^2 程度
- 雲頂で観測された5日波をロスビー波と仮定して運動量の鉛直上向きフラックスを見積もると約 0.02 N/m^2

→両者が同じオーダーゆえ、少なくともロスビー波は子午面循環の駆動に無視できない寄与をしていると思われる

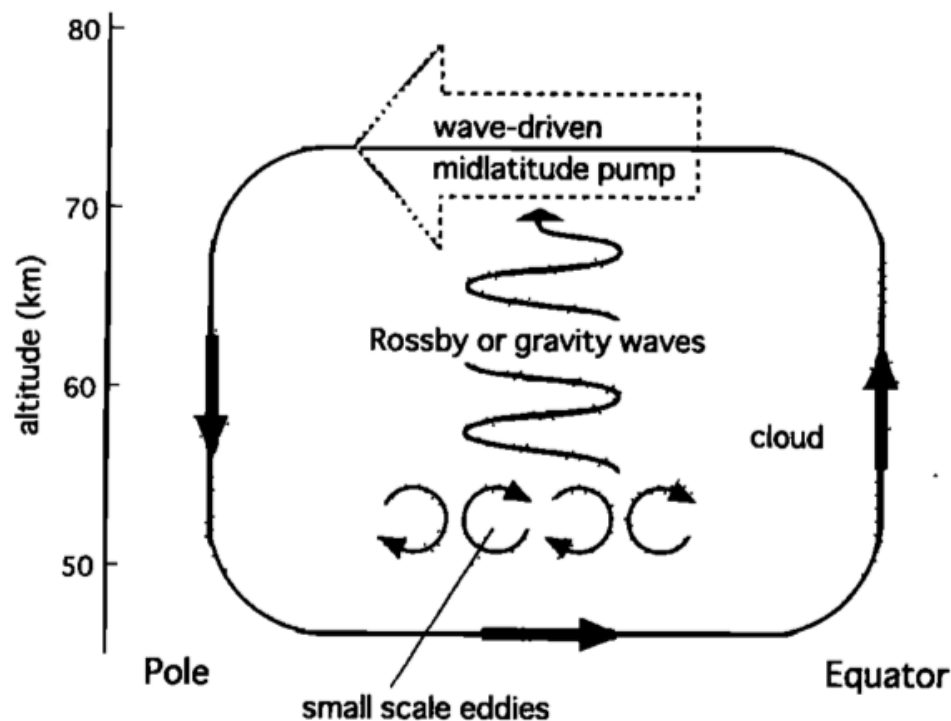
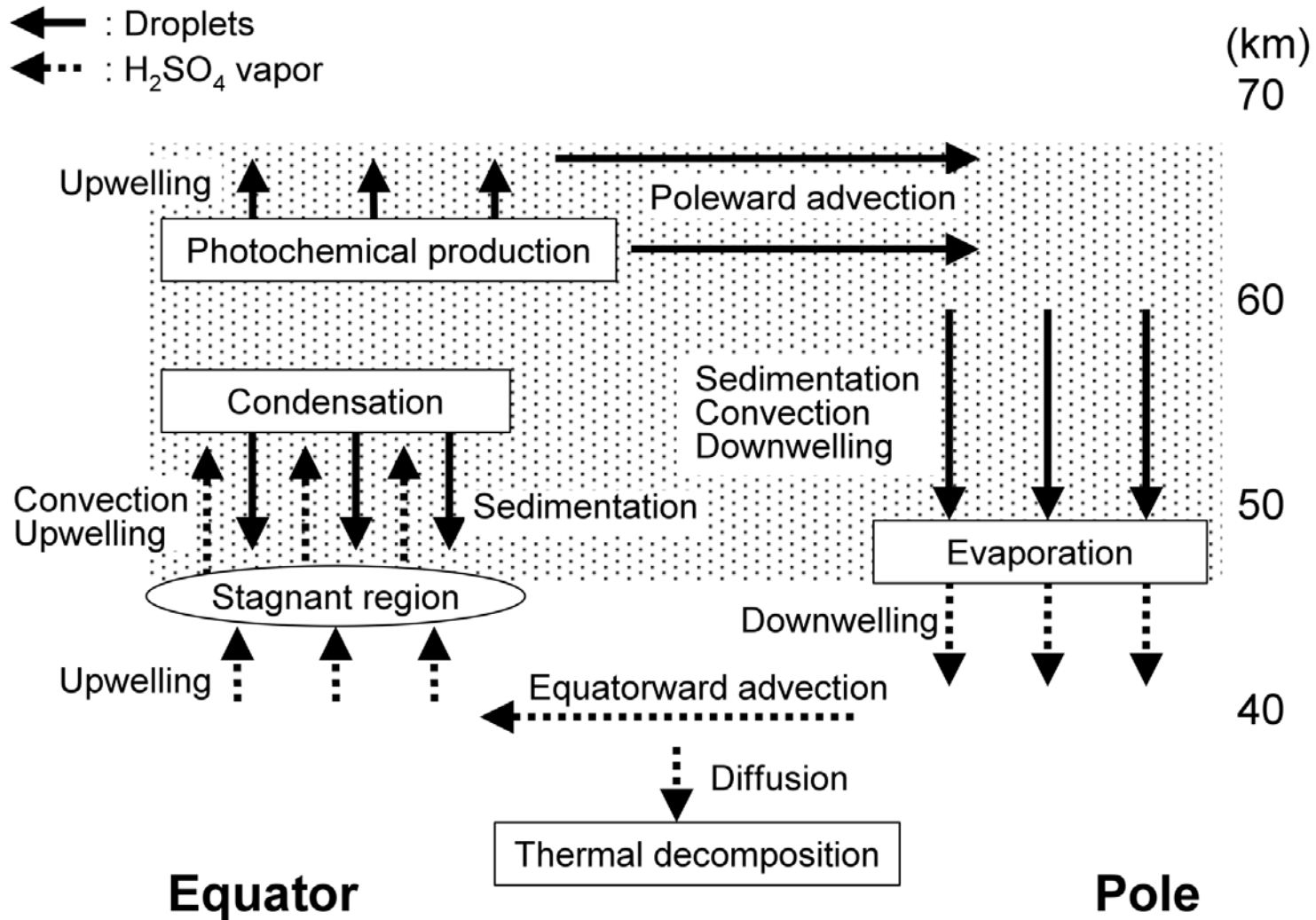


Figure 3. Dynamical aspects of meridional circulation at the Venusian cloud level. Angular momentum advection associated with meridional circulation is canceled by the EP flux divergences associated with Rossby or gravity waves above the cloud base and small-scale eddies due to shear instability around the cloud base.

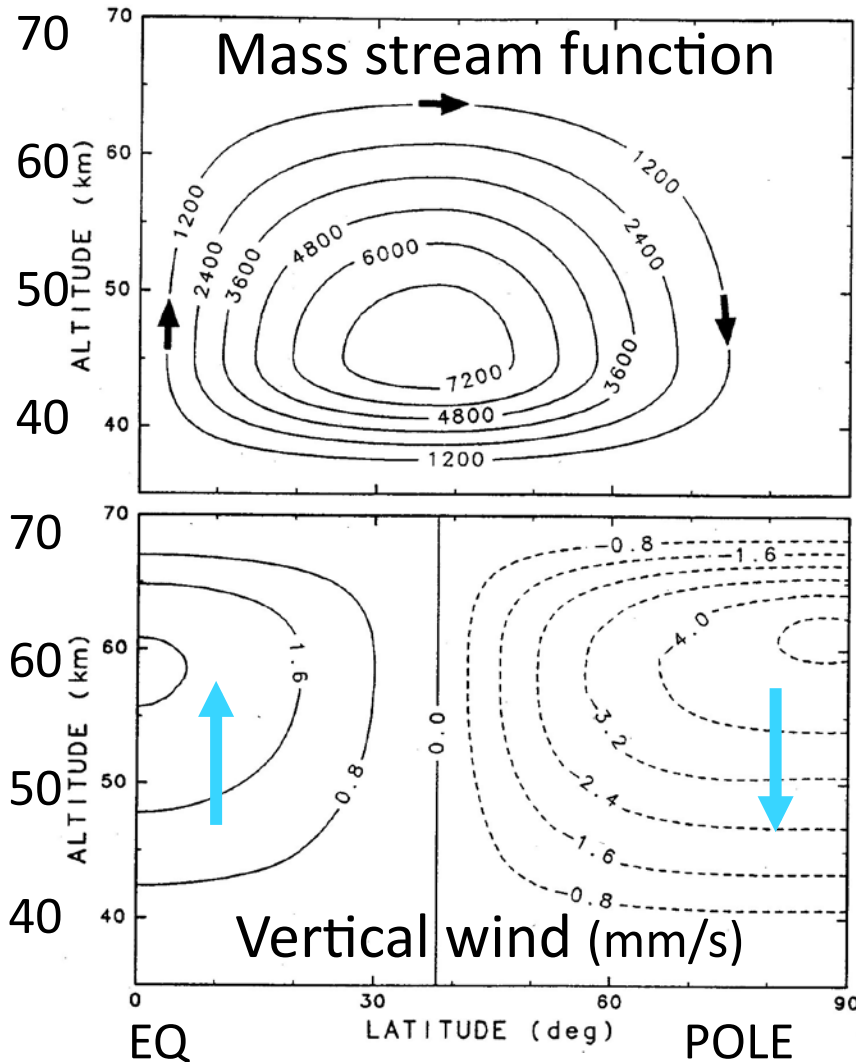
子午面循環の中の硫酸サイクル

(Imamura & Hashimoto, 2001)



2次元輸送・凝結モデル

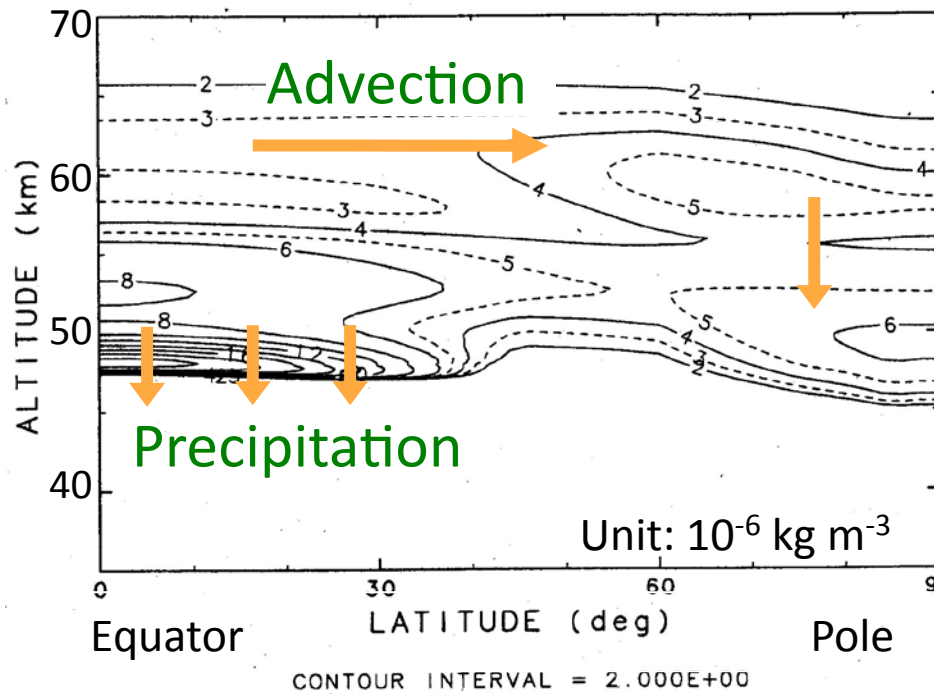
(Imamura & Hashimoto, 1998)



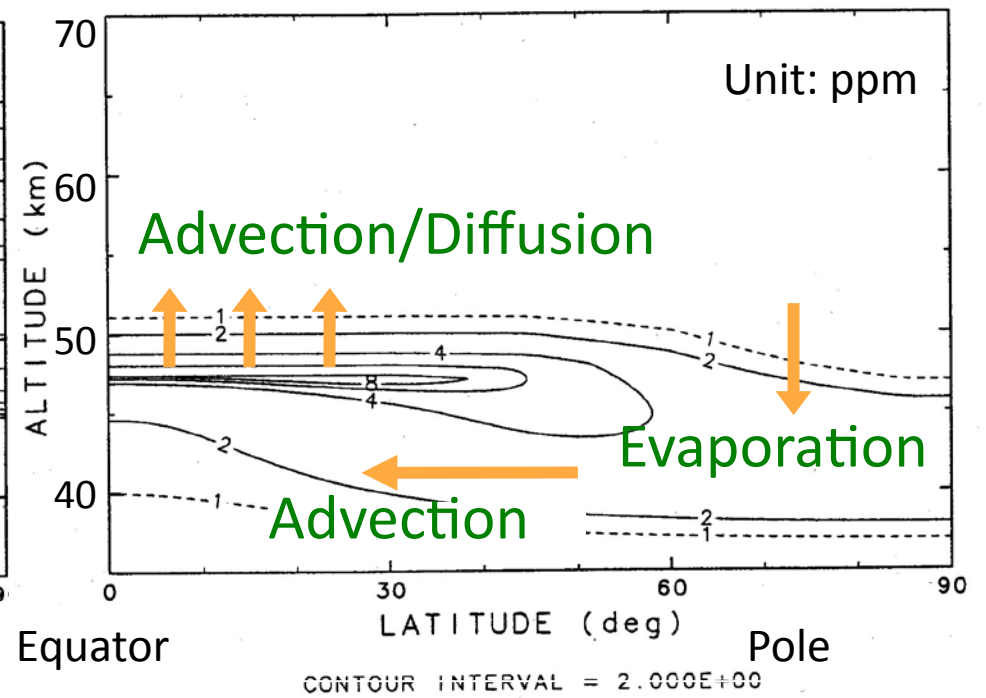
- Transport and condensation of H_2SO_4 and H_2O
- Particle radius is fixed:
 - $r = 1.15 \mu\text{m}$ for $z > 58 \text{ km}$
 - $r = 3.65 \mu\text{m}$ for $z < 58 \text{ km}$
- H_2SO_4 production at 60-64 km

結果

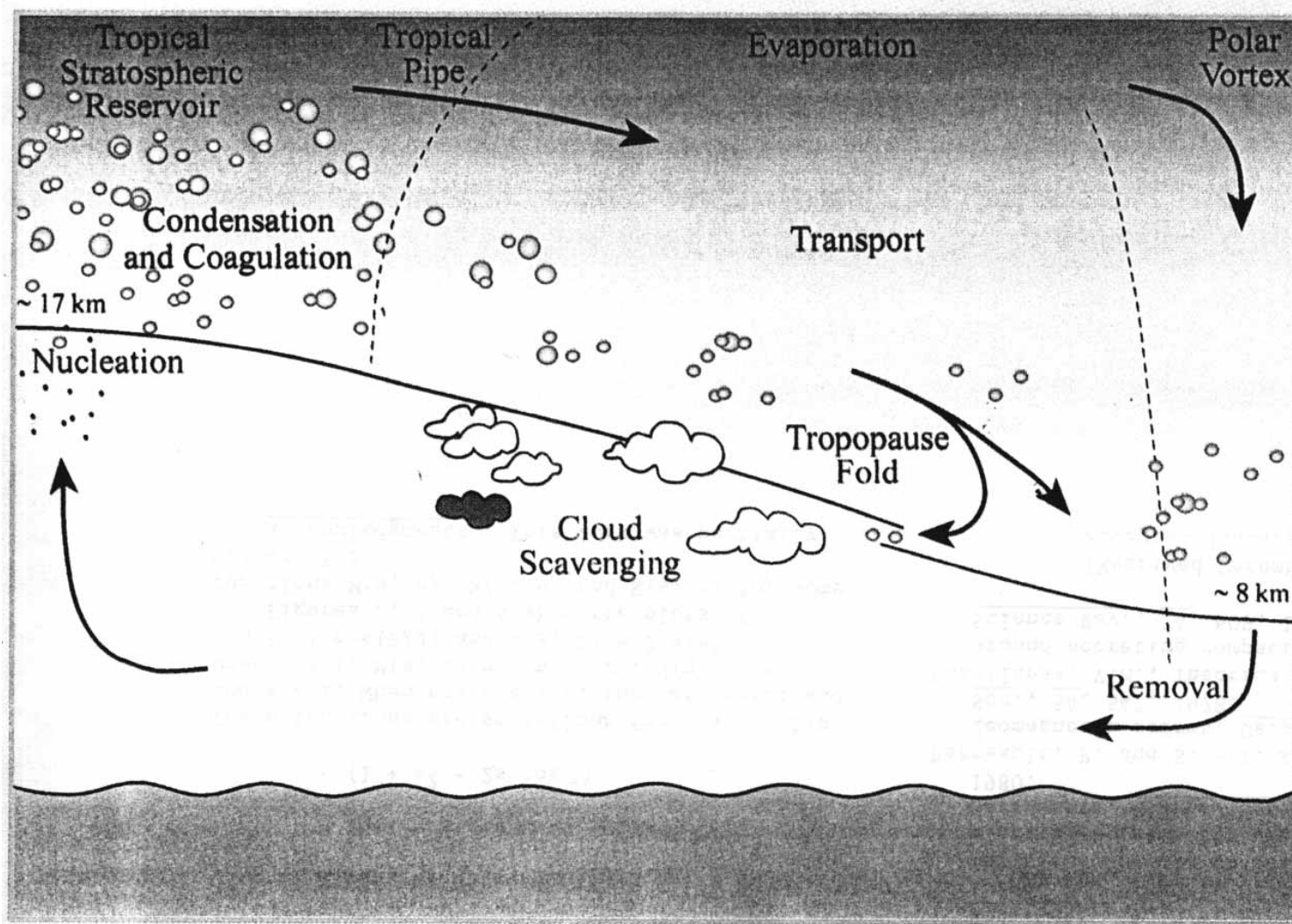
Cloud Mass Loading



H₂SO₄ Vapor



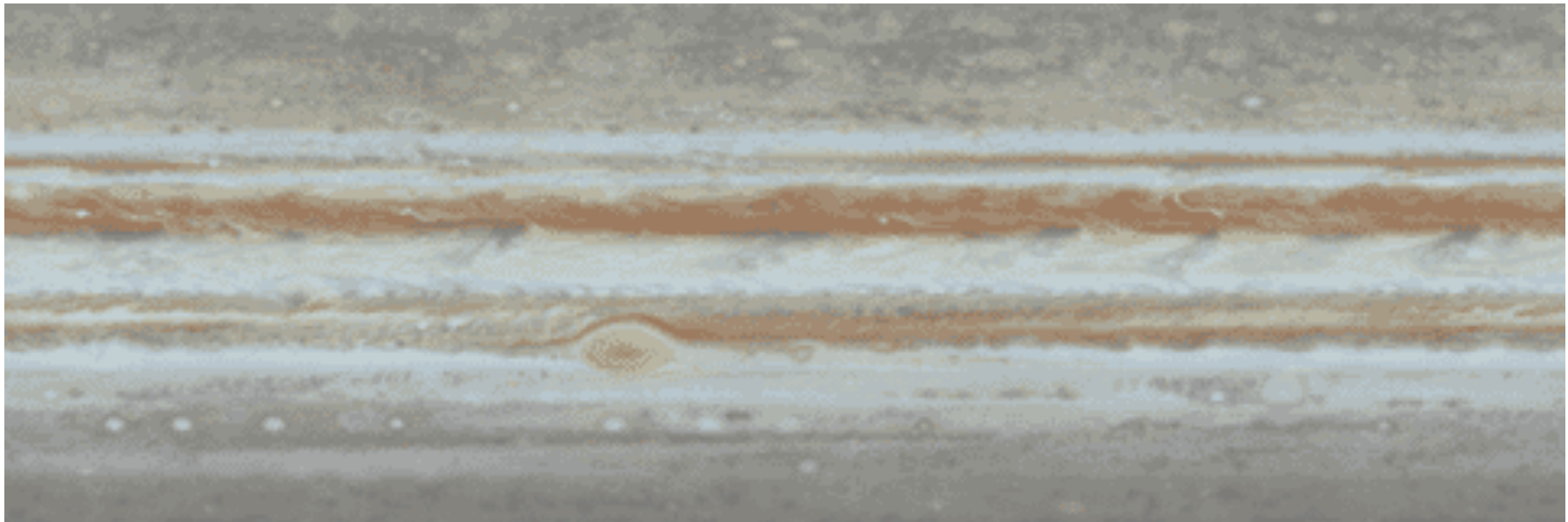
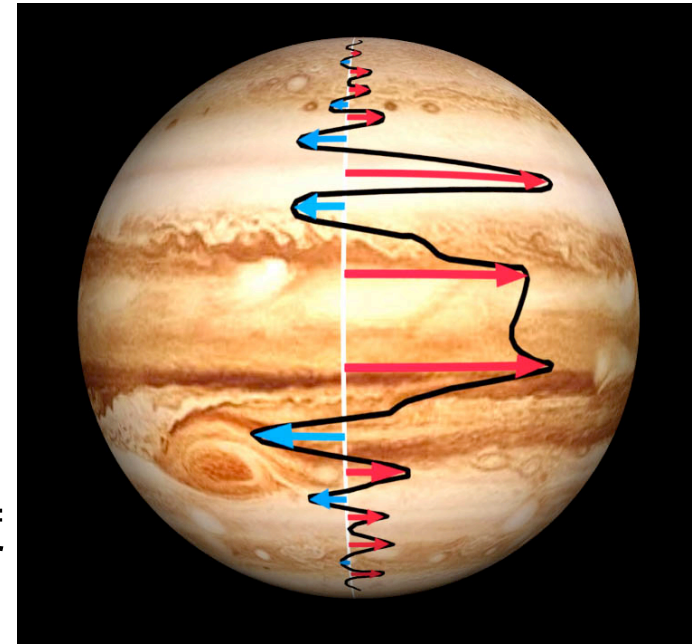
地球の成層圏エアロゾル(硫酸液滴)の ライフサイクル



木星の大気循環

(Schneider & Liu, 2009)

雲追跡による
東西風の緯度
分布



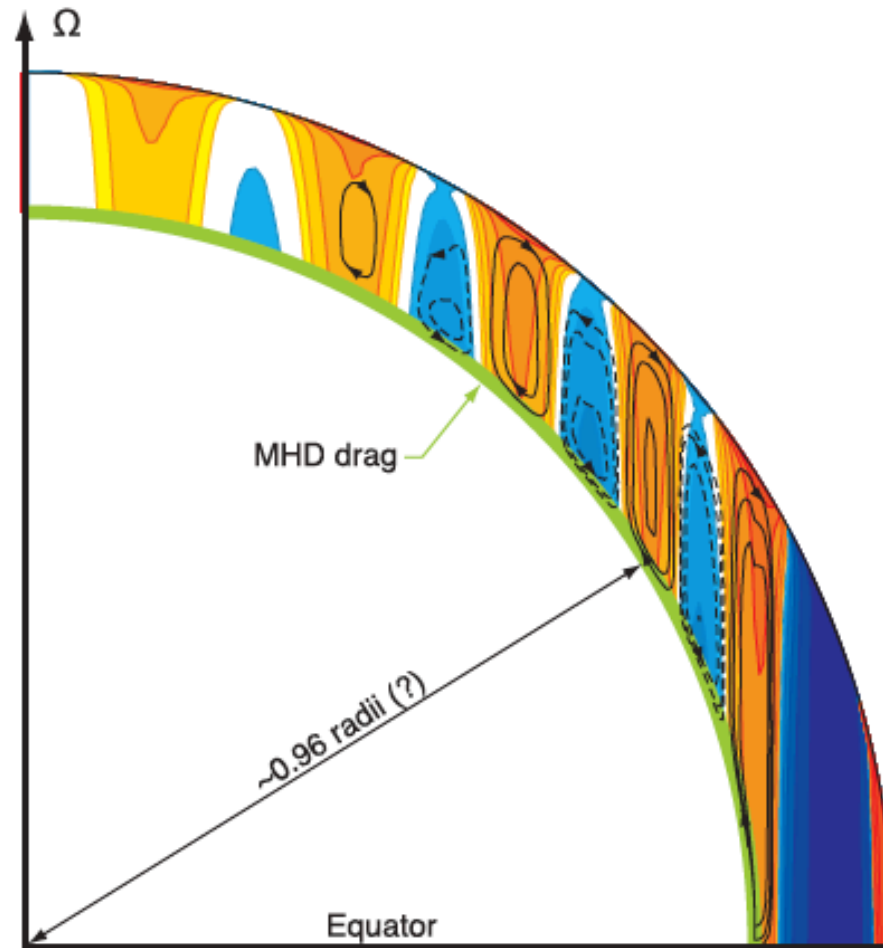


FIG. 2. Schematic of Jupiter's envisaged zonal flow and mean meridional circulations. Shown is one quadrant in the meridional plane (not to scale). Colors indicate the zonal flow (yellow/red for prograde and cyan/blue for retrograde flow). Contours indicate the mass flux streamfunction of the mean meridional circulation (solid for clockwise rotation and dashed for counterclockwise rotation). We have omitted mean meridional circulations in the equatorial region in which cylinders concentric with the planet's spin axis do not intersect the layer with MHD drag; they likely have a more complex structure than those in higher latitudes.

大気大循環モデル (GCM) 実験

(Williams, 1988)

地球のGCMを
ベースに、自転速度
を様々に変えて
みた

子午面循環の 流線関数

白地: 反時計回り

陰影: 時計回り

高速自転

気圧

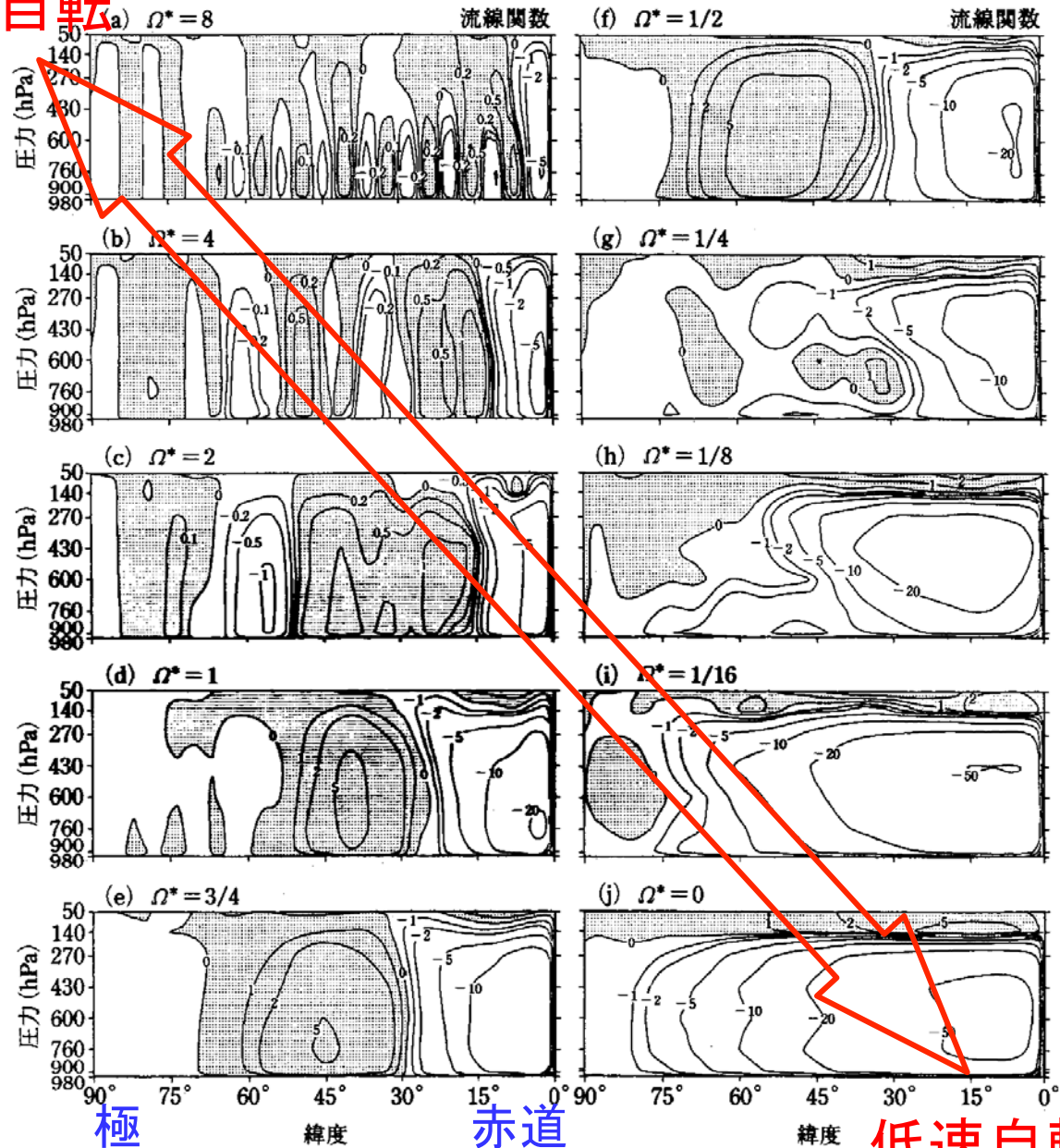


図 2.8 子午面内における東西平均流線関数 (Williams, 1988a)

単位は 10^{13} g s^{-1} . 白地の領域では反時計回りに、陰影のある領域では時計回りに大気が流れている。 Ω^* は地球の角速度で割った角速度。

低速自転