

大気科学

Atmospheric Science

大気現象の科学, 気象と気候の科学

金曜日 8:45~12:00, K205

広島大学先進理工系科学研究科

総合科学部自然環境科学

小澤 久

Ver. 2022

Hisashi Ozawa, Hiroshima Univ.

概要

Part 1. 大気と放射

- 地球と惑星の大気
- 地球の放射収支
- 地球大気の鉛直構造
- 放射収支の緯度分布

Part 2. 大気の運動

- 流体の運動方程式
- 地球の回転の効果
- 有効位置エネルギー
- 大気大循環の構造と熱エネルギーの輸送

Part 3. 大気の現象論

- 蒸発と凝結現象
- 乱流現象と輸送特性
- 有効位置エネルギーの生成率
- おわりに

Part 2. 大気の運動

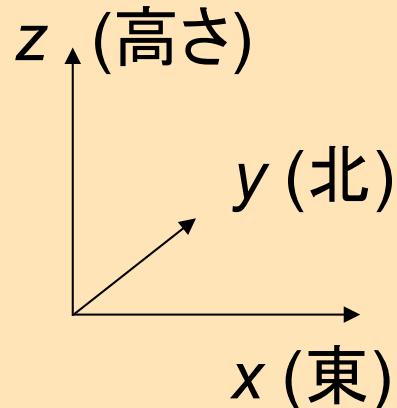
2-1. 流体の運動方程式

Newtonの運動の第2法則: 力 \propto 加速度

$$\mathbf{F} = m \mathbf{a}$$

\mathbf{F} : 物体にかかる力 (太字: ベクトル)

m : 物体の質量 (細字: スカラー)



$\mathbf{a} = \frac{d\mathbf{v}}{dt}$: 物体の加速度 (速度の変化率)

$\mathbf{v} = (u, v, w)$: 速度

単位体積の流体 (密度 ρ) の運動方程式

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \underbrace{\rho \mathbf{X} - \text{grad } p + \mathbf{f}_{\text{visc}}}_{\text{流体の加速度 力 (単位体積当たり)}} \quad \rho \text{ (kg/m}^3\text{)}$$

流体の加速度 力 (単位体積当たり)

\mathbf{X} : 外力 (単位質量あたり)

例: 重力 (\mathbf{g}) やコリオリ力

$\mathbf{f}_p = - \text{grad } p$: 気圧傾度力

気圧 (p) 高→低への力

$$\text{grad } p = \left(\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}, \frac{\partial p}{\partial z} \right)$$

勾配: $\text{grad} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$

(スカラー量 p の勾配を表すベクトル演算子)

\mathbf{f}_{visc} : 粘性力 (速度の凸凹を減らす力)

$$= \mu \Delta \mathbf{v}$$

曲率: $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

μ : 粘性係数 (粘りの度合い)

偏微分について

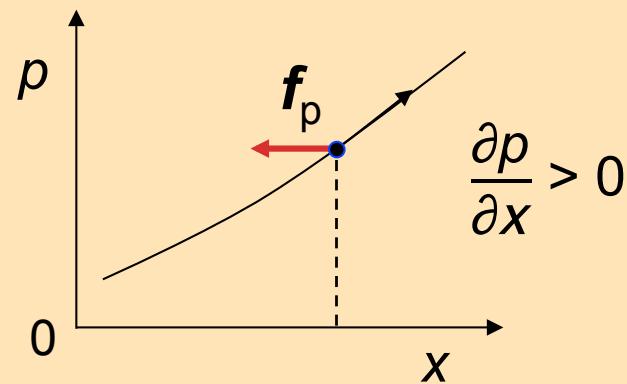
(板書メモ)

多変数関数: $A(x, y, z, t)$

$$\left. \frac{\partial A}{\partial x} \right|_{y, z, t = \text{const.}} \equiv \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{A(x + \Delta x, y, z, t) - A(x, y, z, t)}{\Delta x} \neq \frac{dA}{dx}$$

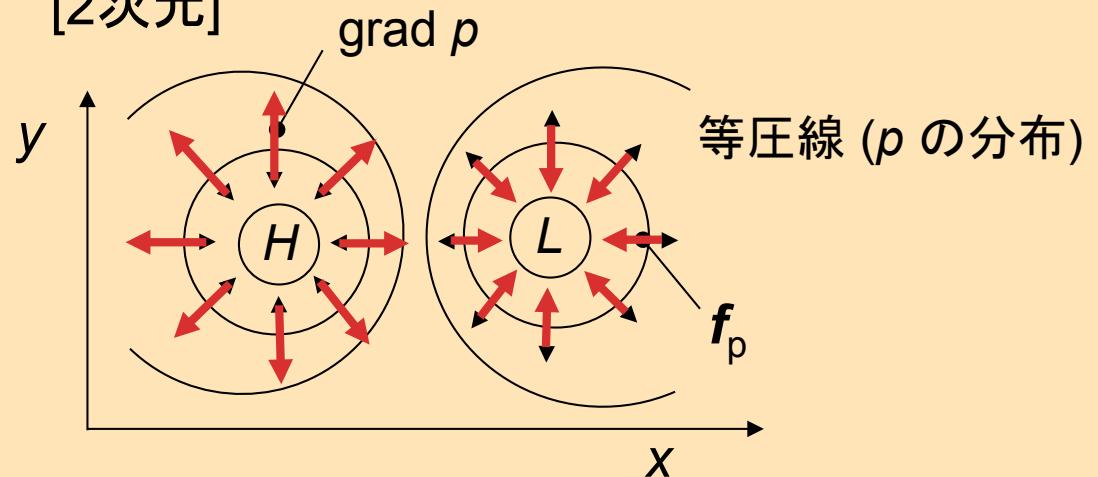
気圧傾度力について

[1次元]



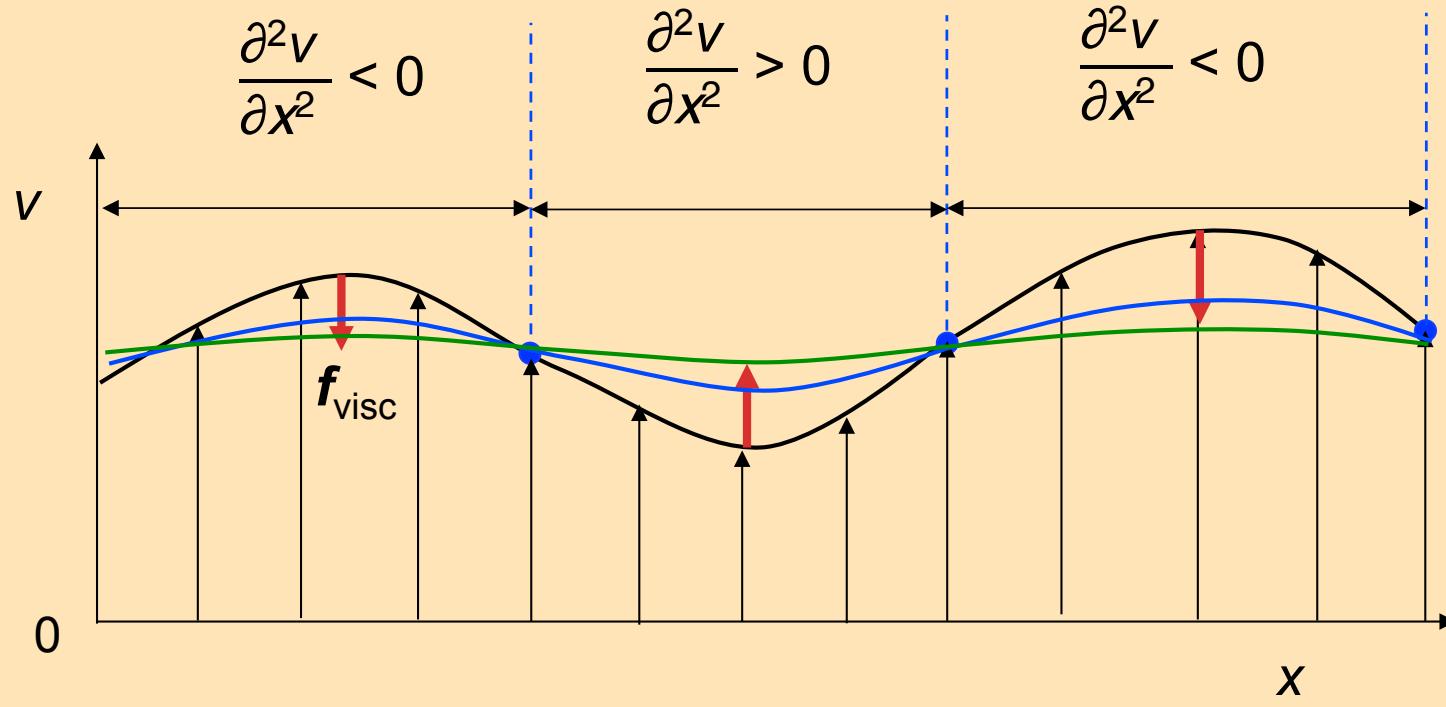
$$\mathbf{f}_p = -\operatorname{grad} p = -\left(\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}\right)$$

[2次元]



粘性力について

(板書メモ)



風速分布

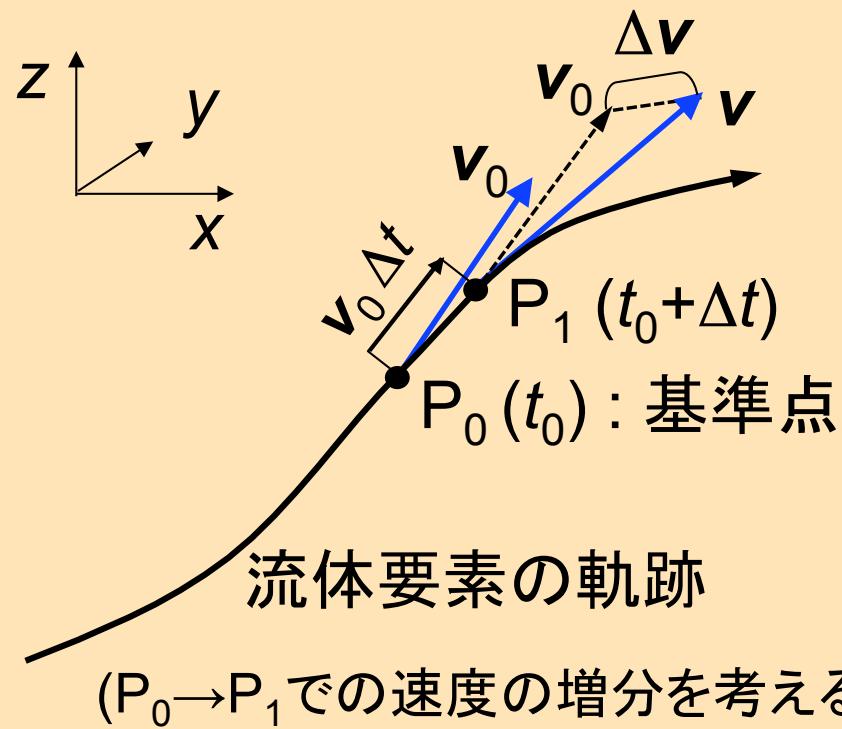
時間変化:

黒 → 青 → 緑

凸凹が減る

流体の加速度と流れの場での速度の変化率との関係

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \underbrace{\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}}_{\text{動いている流体の加速度}} + \underbrace{(\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{v}}_{\text{流れの方向での速度の増加率}}$$

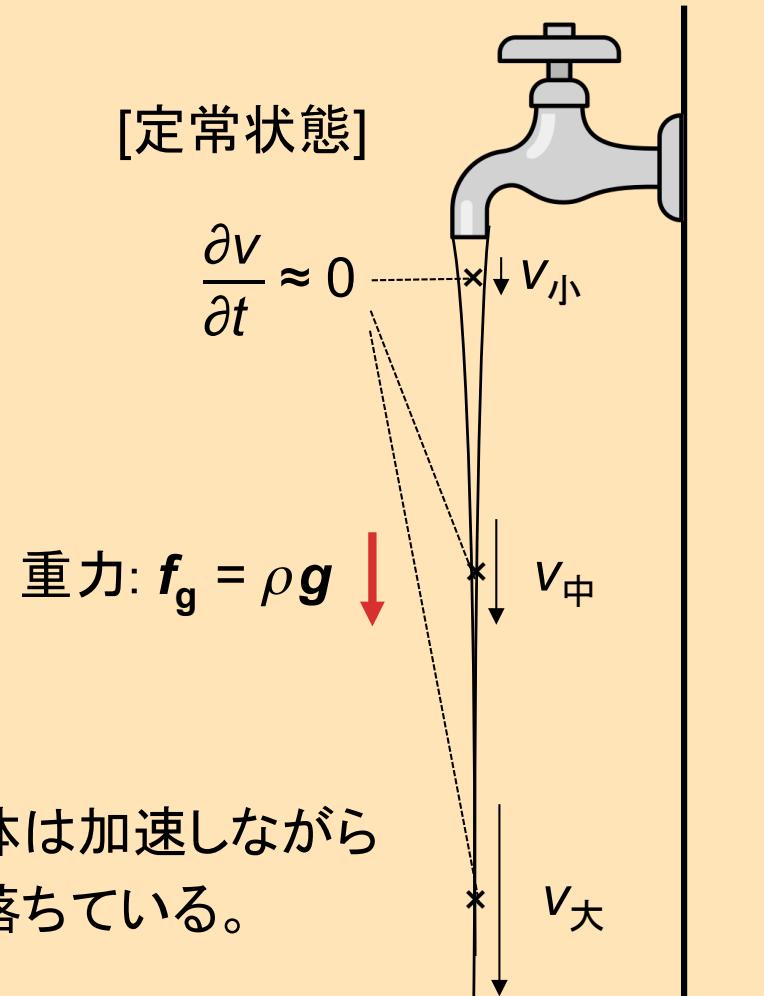


動いている流体の加速度
その流体を観察する場所での速度の時間変化率 (場所を固定)

$$\begin{aligned}
 P_0 : \mathbf{v}_0(x_0, y_0, z_0, t_0) &= (u_0, v_0, w_0) \\
 P_1 : \mathbf{v}(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z, t_0 + \Delta t) &= \mathbf{v}_0 + \underbrace{\Delta \mathbf{v}}_{\text{速度の増分(動いている流体)}} \\
 &= \mathbf{v}_0 + \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial z} \Delta z + \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial t} \Delta t \\
 &= \Delta \mathbf{v}
 \end{aligned}$$

Hisashi Ozawa, Hiroshima Univ.

例) 水道の蛇口から流れ落ちる細い水流 (板書メモ)



$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial z}$$

VV
0 追加項

本当か？

$$\frac{dv}{dt} = v \cdot \frac{\partial v}{\partial z} = g \quad (\text{自由落下, 粘性} \approx 0)$$

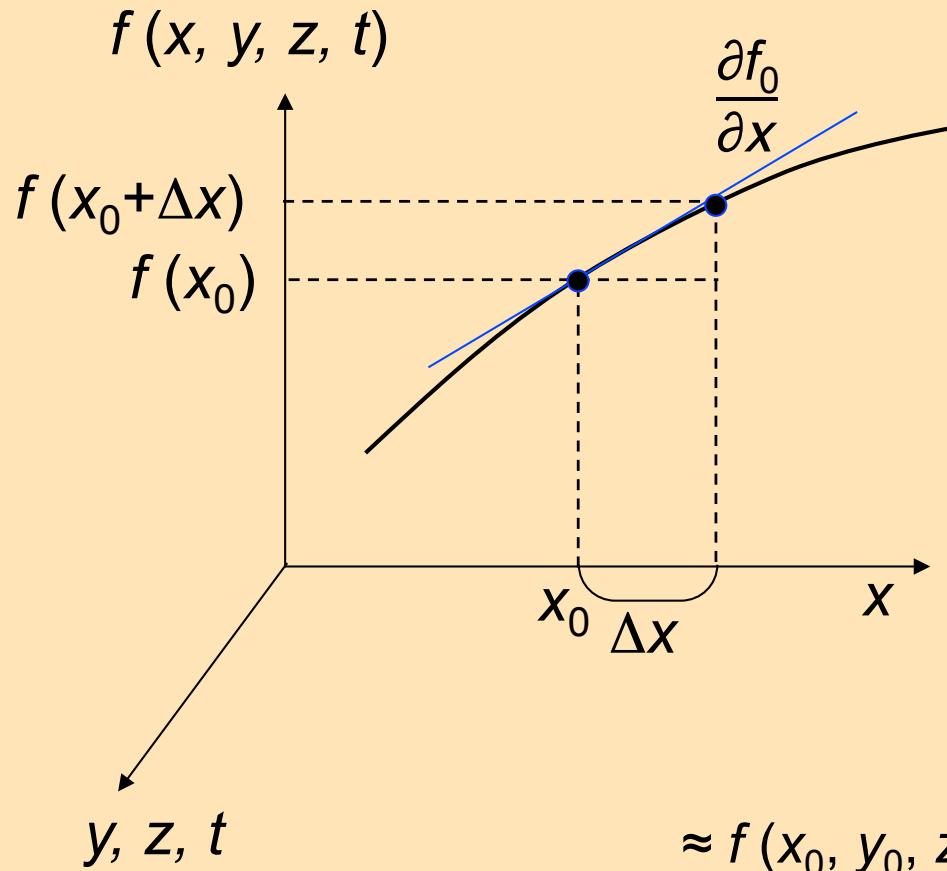
$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v^2}{2} \right) = g$$

$$v = \sqrt{2gz}$$

落下の法則 (速度と距離の関係式)

Taylor展開について

(板書メモ)



基準点 x_0 から Δx だけ離れた所での f の値を, x_0 での f の値とずれの量から近似的に表現する。

$$f(x_0 + \Delta x) \approx f(x_0) + \frac{\partial f_0}{\partial x} \cdot \Delta x + \dots$$

y, z, t 成分についても同様に

$$f(x_0 + \Delta x, y_0 + \Delta y, z_0 + \Delta z, t_0 + \Delta t)$$

$$\approx f(x_0, y_0, z_0, t_0) + \frac{\partial f_0}{\partial x} \cdot \Delta x + \frac{\partial f_0}{\partial y} \cdot \Delta y + \frac{\partial f_0}{\partial z} \cdot \Delta z + \frac{\partial f_0}{\partial t} \cdot \Delta t$$

$$f \Rightarrow \mathbf{v}$$

動いている流体の速度の増加量 ($\Delta \mathbf{v}$) :

$$\Delta \mathbf{v} \approx \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial x} \cdot \underbrace{\Delta x}_{u_0 \Delta t} + \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial y} \cdot \underbrace{\Delta y}_{v_0 \Delta t} + \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial z} \cdot \underbrace{\Delta z}_{w_0 \Delta t} + \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial t} \cdot \Delta t \quad (\Delta t \ll 1)$$

P_0 での速度: $\mathbf{v}_0 = (u_0, v_0, w_0)$

両辺を Δt で割って極限 ($\Delta t \rightarrow 0$) を取ると、動いている流体自身の加速度が求まる:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \mathbf{v}}{\Delta t} = \frac{d \mathbf{v}}{dt} = \underbrace{u_0 \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial x} + v_0 \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial y} + w_0 \frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial z}}_{\left(u_0 \frac{\partial}{\partial x} + v_0 \frac{\partial}{\partial y} + w_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathbf{v}_0} + \underbrace{\frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial t}}_{(\mathbf{v}_0 \cdot \text{grad}) \mathbf{v}_0}$$

基準点 (P_0) での
速度の時間変化率

$$\text{grad} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

流体の運動方程式 [Navier–Stokesの運動方程式]

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\underbrace{(\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{v}}_{\text{(移流項)}} + \mathbf{X} - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \underbrace{\nu \Delta \mathbf{v}}_{\text{粘性項}}$$

流れが運動量を運ぶ効果

(移流項) 非線形項

$\nu = \frac{\mu}{\rho}$: 動粘性係数

特徴

- 非線形項があるので、解析的な一般解が求まらない。
- 非線形項が大きいと乱流になる。非線形項と粘性項が相互作用。

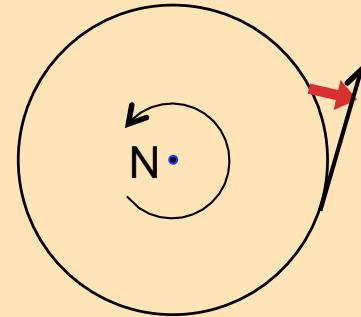
数値的に解く場合は、格子間隔より小さい乱流の渦による輸送率の仮定が必要。→ 乱流のクロージャー問題 (Part 3-2. 亂流現象)

⇒ ミレニアム懸賞問題: N–S方程式の解の存在とその滑らかさ。

[まだ未解決の問題 → Part 3-2.]

2-2. 地球の回転の効果

Coriolis (コリオリ) 力

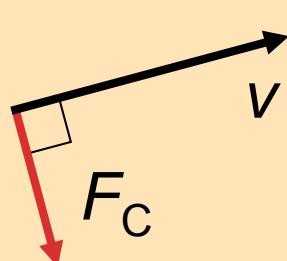


地球が回転運動をしている為に、回転する座標系からみた時に、慣性運動をする物体に観察される見かけの力。

北半球では、水平面内の進行方向に向かって直角右向き
(南半球) (左)

$$\text{コリオリ力} : F_C = 2 \Omega \sin \varphi \ v$$

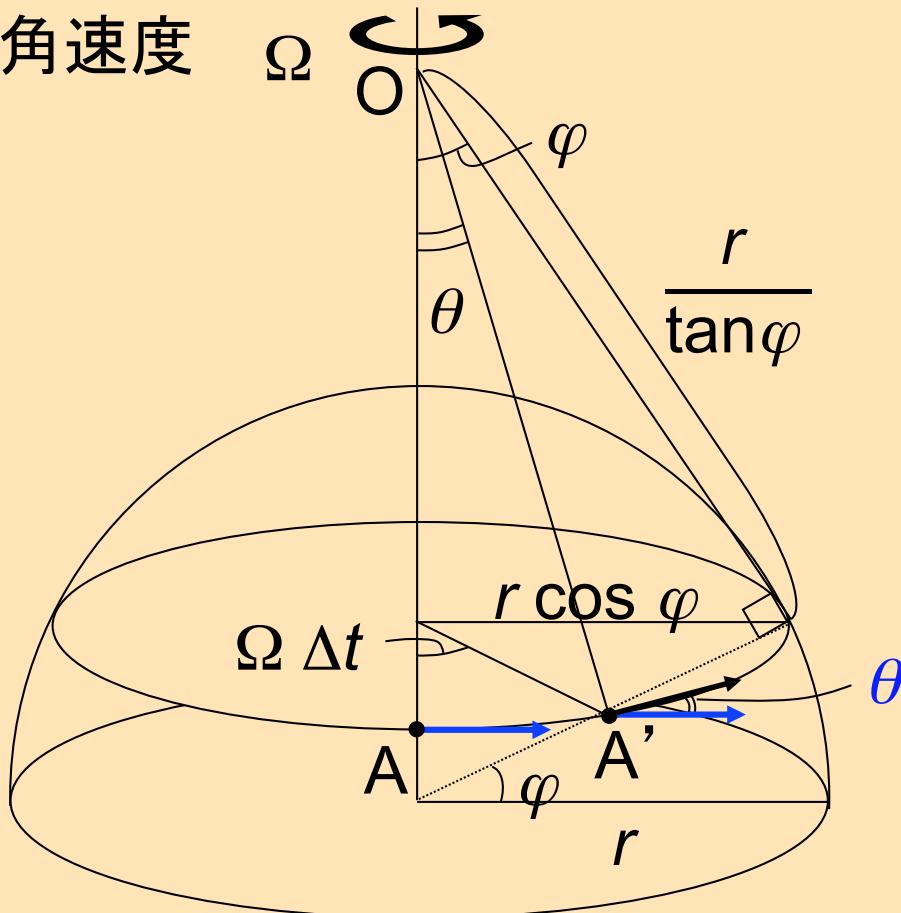
(単位質量当たり)



v : 水平方向の速度
 Ω : 地球の回転の角速度
 $(7.3 \times 10^{-5} \text{ rad/s})$
 φ : 緯度 (北半球で正)

なぜか？

角速度



$v \Delta t$

θ

F_C : コリオリ力

$v \Delta t \theta$: ずれの距離

A点で東向きに速度 v で進む物体は、 Δt 時間後のA'点では、右(南)に角度 θ だけずれる。

$$\widehat{AA'} = \Omega \Delta t \ r \cos \varphi = \theta \frac{r}{\tan \varphi}$$

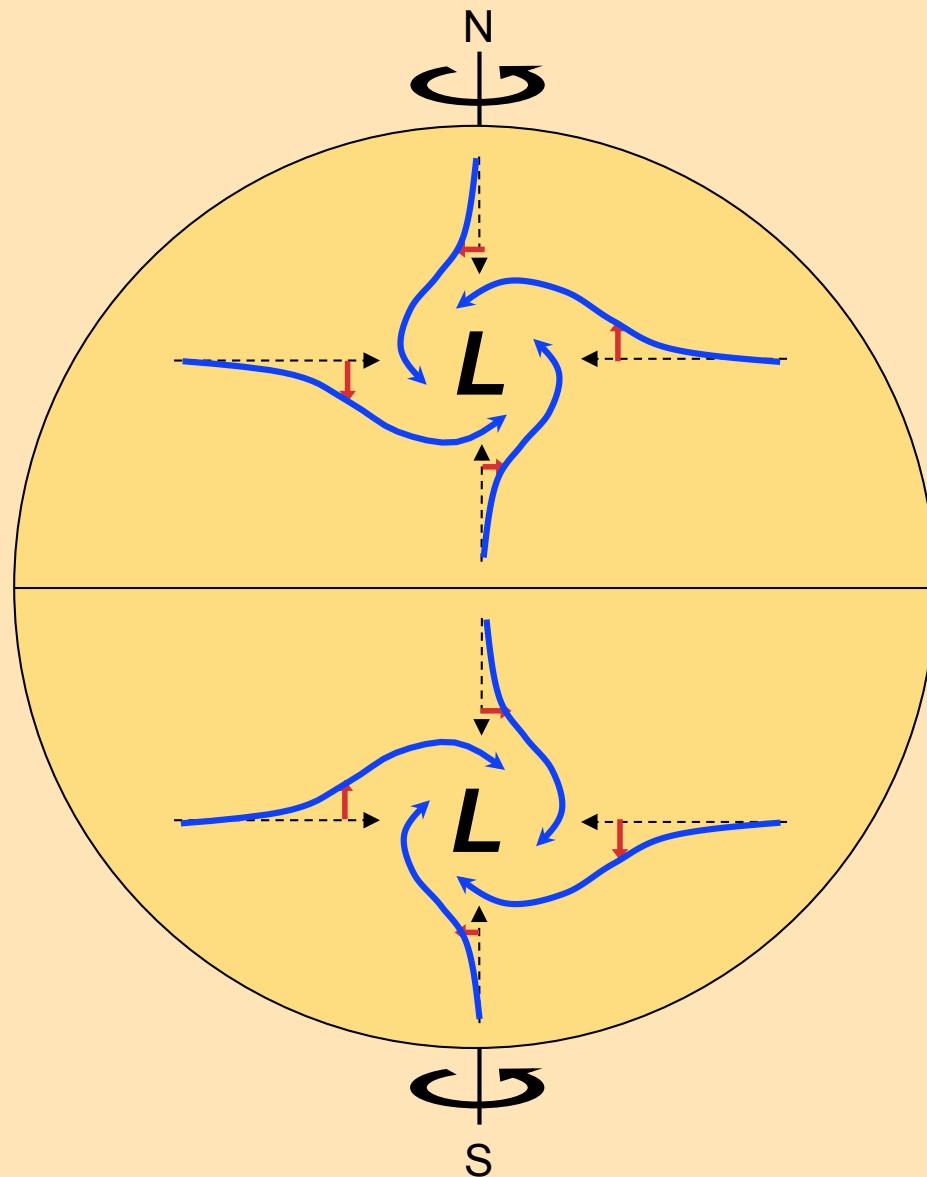
$$\theta = \Omega \sin \varphi \Delta t$$

物体は速度 v で動いているので、 Δt 時間に距離 $v \Delta t \theta$ だけ右にずれる。このずれの距離が、単位質量当たりの力 F_C で動いたと考える。

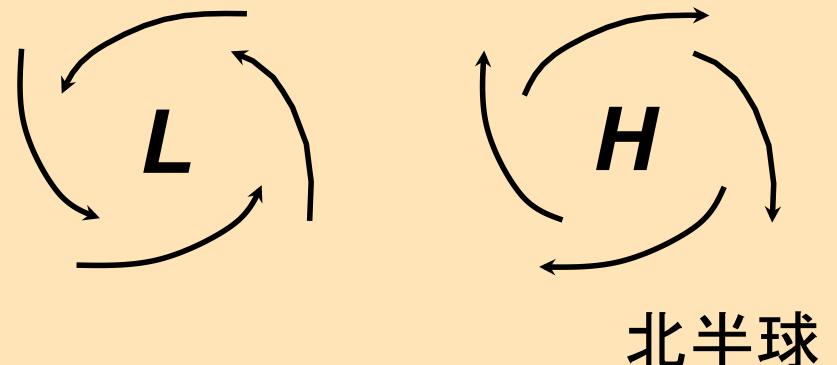
$$\frac{1}{2} F_C \Delta t^2 = v \Delta t \theta$$

$$F_C = 2 \Omega \sin \varphi v$$

コリオリ力を受けた大気の運動



地表の気圧場と風向



右へ右へとシフトする。

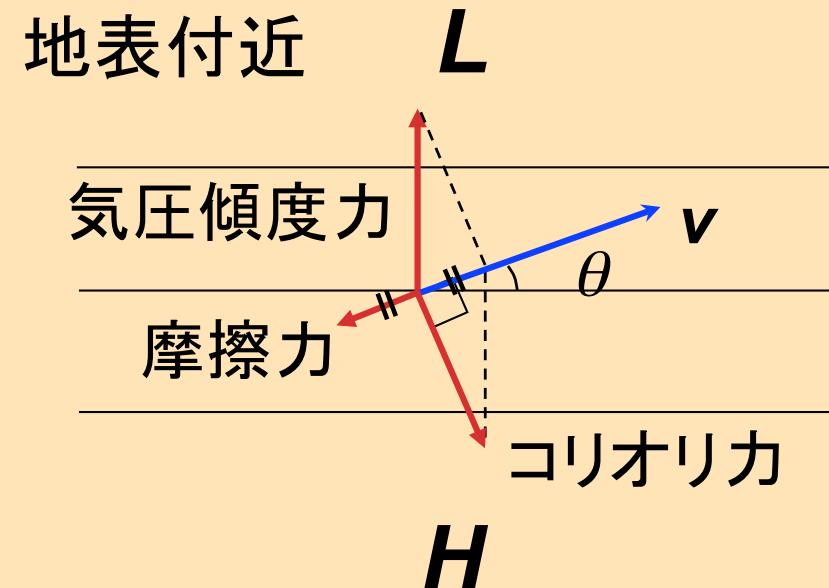
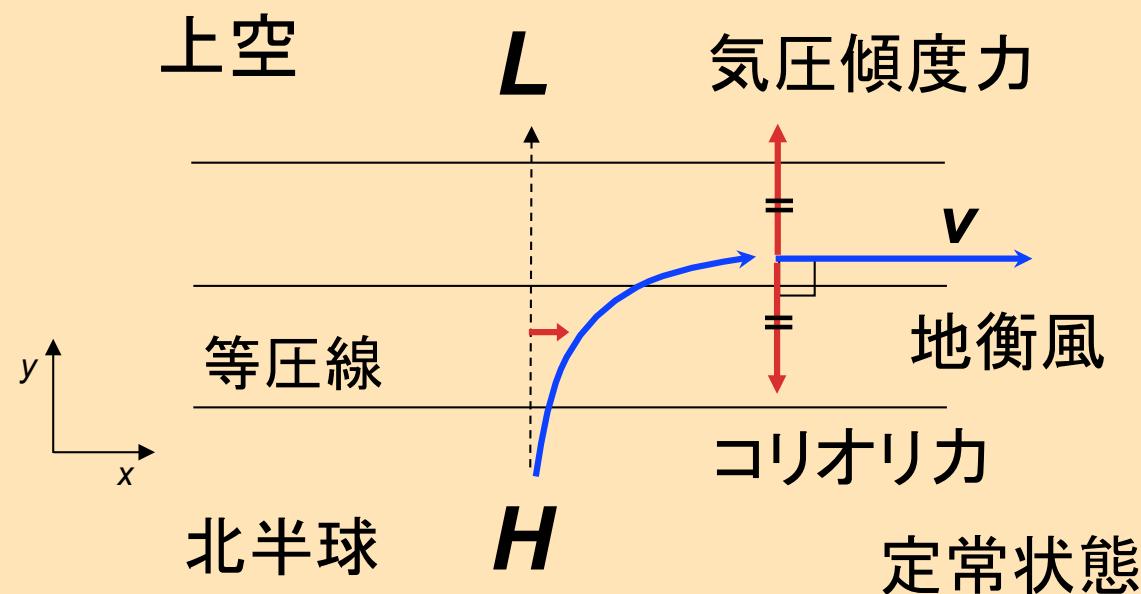
⇒ 低気圧: 反時計回りの渦

高気圧: 時計回りの渦

高圧部を右手にみて流れる。

- 南半球では逆

上空と地表付近の風



- 上空 ($z \gg 2 \text{ km}$) では、風は等圧線とほぼ平行に吹く。地衡風
- 地表付近 ($0 \sim 2 \text{ km}$) では、地表付近の乱流による摩擦力により、風は等圧線よりやや低圧側に吹く。 傾斜角: $\theta \approx 20 \sim 40^\circ$

摩擦力がはたらく下層の大気: 大気境界層 ($0 \sim 2 \text{ km}$)

大気境界層の風

Ekman (1905) の解

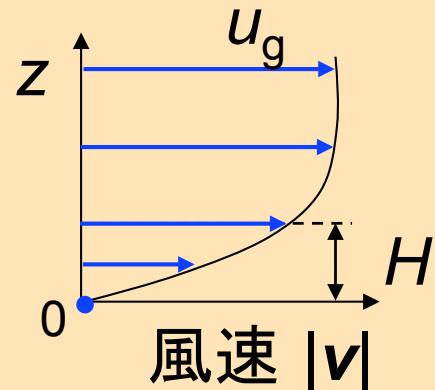
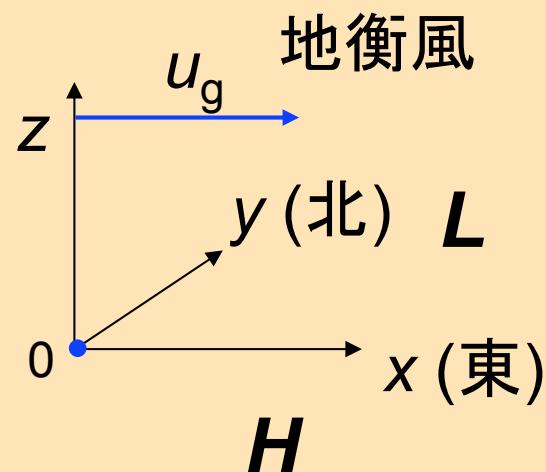
$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -(\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \mathbf{v} + F_C + g - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \Delta \mathbf{v}$$

定常 $\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = 0$

∇ 非線形項 (乱流の渦の効果)
0 [仮定]

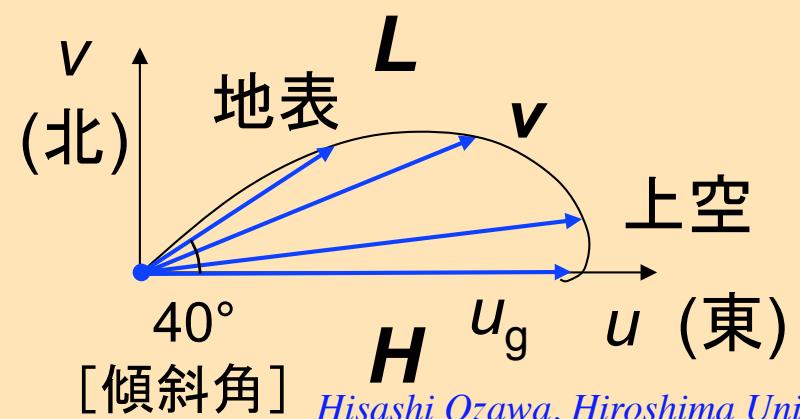
BC) $z \rightarrow \infty, \mathbf{v} = (u_g, 0, 0)$

$z = 0, \mathbf{v} = (0, 0, 0)$



風速 $\mathbf{v} = (u, v, w)$ の分布:

$$\left\{ \begin{array}{l} u = u_g [1 - e^{-z/H} \cos(z/H)] \\ v = u_g e^{-z/H} \sin(z/H) \\ w = 0 \end{array} \right. \quad H = \sqrt{\frac{v}{\Omega \sin \varphi}}$$



$$\text{Ekman 境界層の厚さ: } H = \sqrt{\frac{\nu}{\Omega \sin \varphi}}$$

$$\left. \begin{array}{l} \Omega = 7.3 \times 10^{-5} \text{ (rad/s)} \\ \varphi = 35^\circ \\ \nu = \mu/\rho = 1.5 \times 10^{-5} \text{ (m}^2/\text{s)} \end{array} \right\}$$

$H \approx 0.3 \text{ m}$: 観測と合わない
 $(1 \sim 2 \text{ km})$
 ⇒ 非線形項を無視した為

- “渦粘性”の仮定: 乱流の渦が見かけ上粘性を増やすと考える。

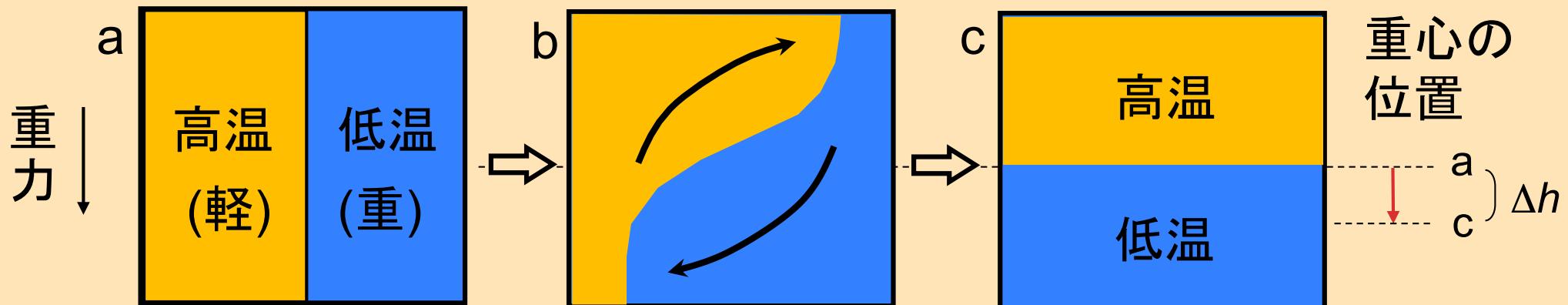
$$\nu \Rightarrow \nu_{\text{eddy}} \approx 50 \text{ (m}^2/\text{s)} \quad H \approx 1 \text{ km} : \text{観測とほぼ合う}$$

$(\nu_{\text{eddy}} \approx L v_L ; \text{渦のスケール } L \approx 100 \text{ m}, v_L \approx 0.1 \sim 1 \text{ m/s})$

- しかし, “渦粘性”の値の意味(理由)はまだよく分かっていない。
 (→ Part 3-2. 乱流現象)

2-3. 有効位置エネルギー

Lorenz (1967) の有効位置エネルギーの考え方

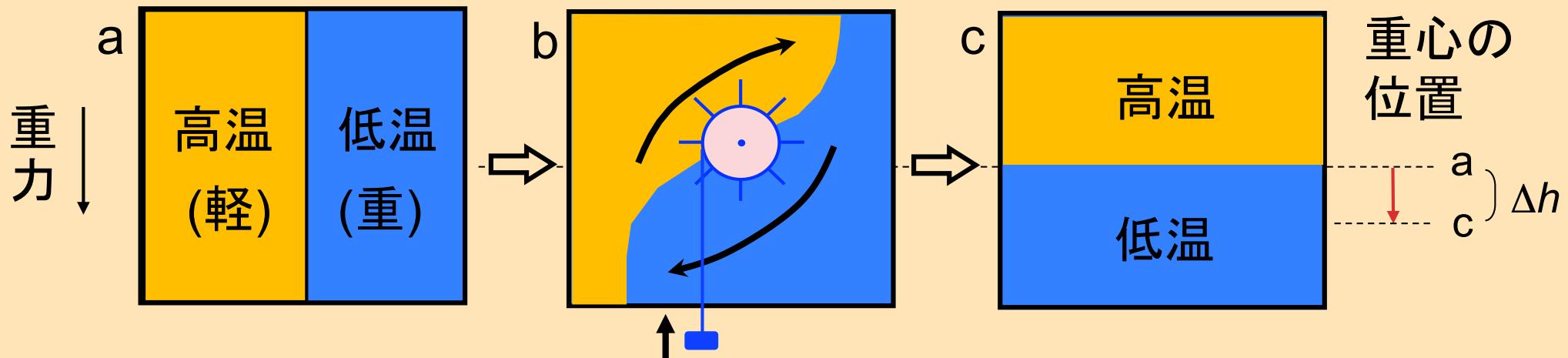


- ・位置エネルギーの一部が運動エネルギーに変換

有効位置エネルギー：現実の状態 (a) が安定な状態 (c) と比べて過剰にもっている位置エネルギー： $\Delta PE = PE(a) - PE(c) = Mg \Delta h$
(仕事や運動として外に取り出せるエネルギー)

2-3. 有効位置エネルギー

Lorenz (1967) の有効位置エネルギーの考え方



- 位置エネルギーの一部が運動エネルギーに変換

有効位置エネルギー：現実の状態 (a) が安定な状態 (c) と比べて過剰にもっている位置エネルギー： $\Delta PE = PE(a) - PE(c) = Mg \Delta h$
(仕事や運動として外に取り出せるエネルギー)

- 有効位置エネルギーは、高温部の加熱と低温部の冷却により増加。

加熱と冷却による有効位置エネルギーの生成率 : G

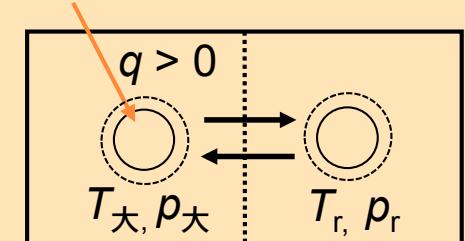
Lorenz (1967)

$$\bullet G = \int q \left(1 - \frac{T_r}{T}\right) dV$$

q : 正味の加熱率 (単位体積当たり)
 T : 加熱がおきる場所の温度
 T_r : 基準温度 (平均温度)

高温部 ($T > T_r$) での加熱 ($q > 0$) で $G > 0$

低温部 ($T < T_r$) での冷却 ($q < 0$) で $G > 0$

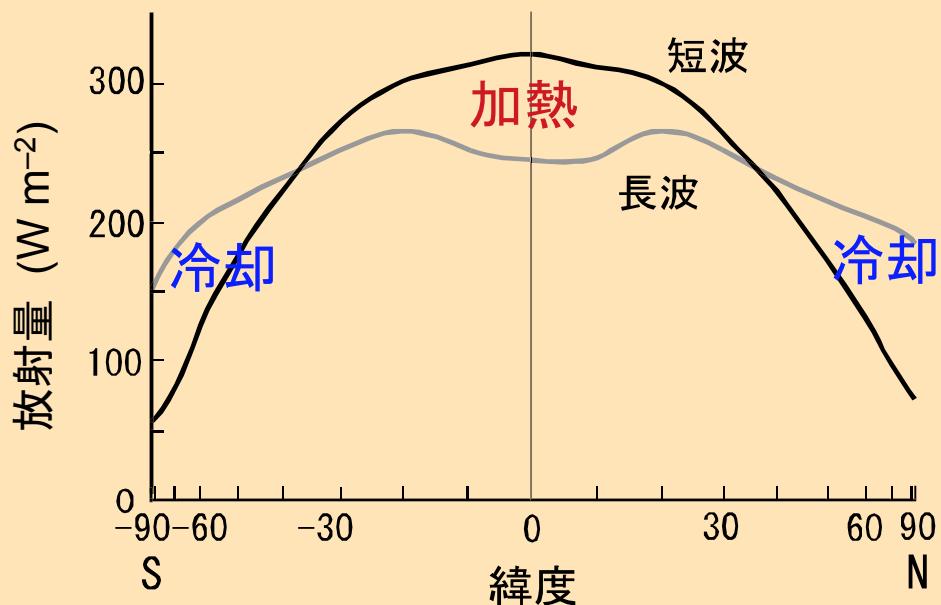


$$\begin{aligned}\delta W &= \oint p dV \approx (p_{\text{大}} - p_r) \Delta V \\ &= q (1 - T_r/T_{\text{大}})\end{aligned}$$

- 基準温度を低温熱源の温度 (T_c) とすると, G は Carnot の熱機関の最大仕事率になる。

$$G = q \left(1 - \frac{T_c}{T}\right) = \eta_C q \quad \eta_C \equiv 1 - \frac{T_c}{T} : \text{Carnot の仕事効率}$$

地球大気での有効位置エネルギーの生成率



$$G = \int q \left(1 - \frac{T_r}{T}\right) dV$$

$$\approx F \frac{T_{\text{赤}} - T_{\text{極}}}{T_{\text{赤}} T_{\text{極}}} T_r \quad F: \text{極向きの熱輸送率}$$

$$\approx 6 \times 10^{15} \text{ W (PW)}$$

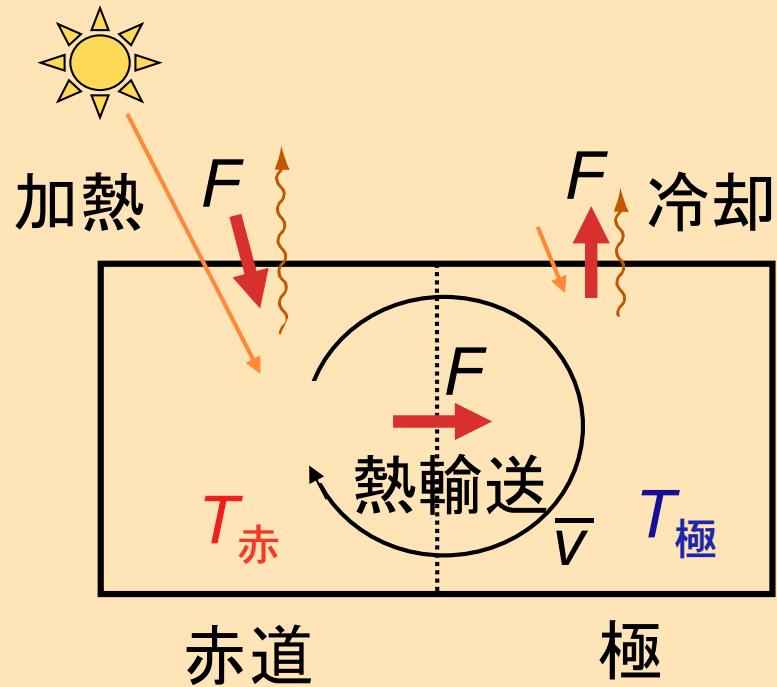
Pauluis and Held
(2002)

赤道から極への ← 運動エネルギー → 鉛直の混合過程で消費
熱輸送 (F) 1.5 PW 4.5 PW

- 不均一な太陽放射が温度の差を生み出し、この不安定を解消する様に大気が運動することで、熱を高温から低温に運んでいる。

2箱の地球の場合

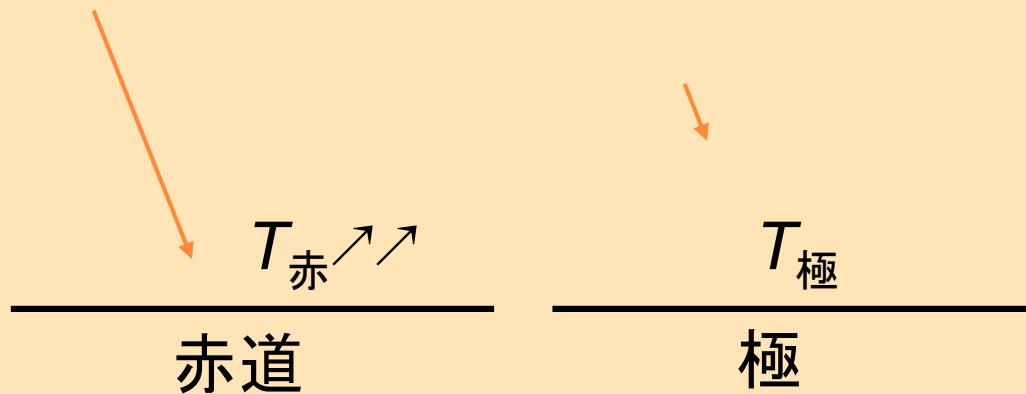
(板書メモ)



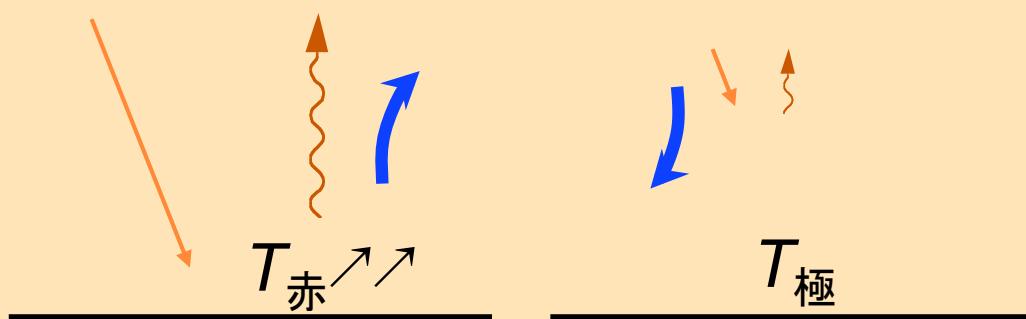
$$\begin{aligned}
 G &= \int q \left(1 - \frac{T_r}{T}\right) dV \\
 &= F \left(1 - \frac{T_r}{T_{\text{赤}}}\right) + (-F) \left(1 - \frac{T_r}{T_{\text{極}}}\right) \\
 &= F \frac{T_{\text{赤}} - T_r}{T_{\text{赤}} T_{\text{極}}} T_r
 \end{aligned}$$

(ここで, $q \int dV \approx F$)

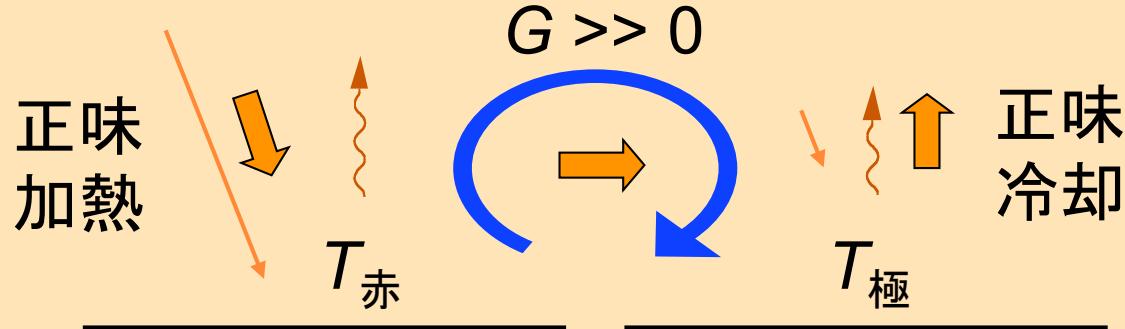
大気の大循環運動の発達



不均一な太陽放射
⇒ 赤道と極の温度差が大
(有効位置エネルギーが大)
不安定



この不安定を解消するように
大気に対流運動が発生。

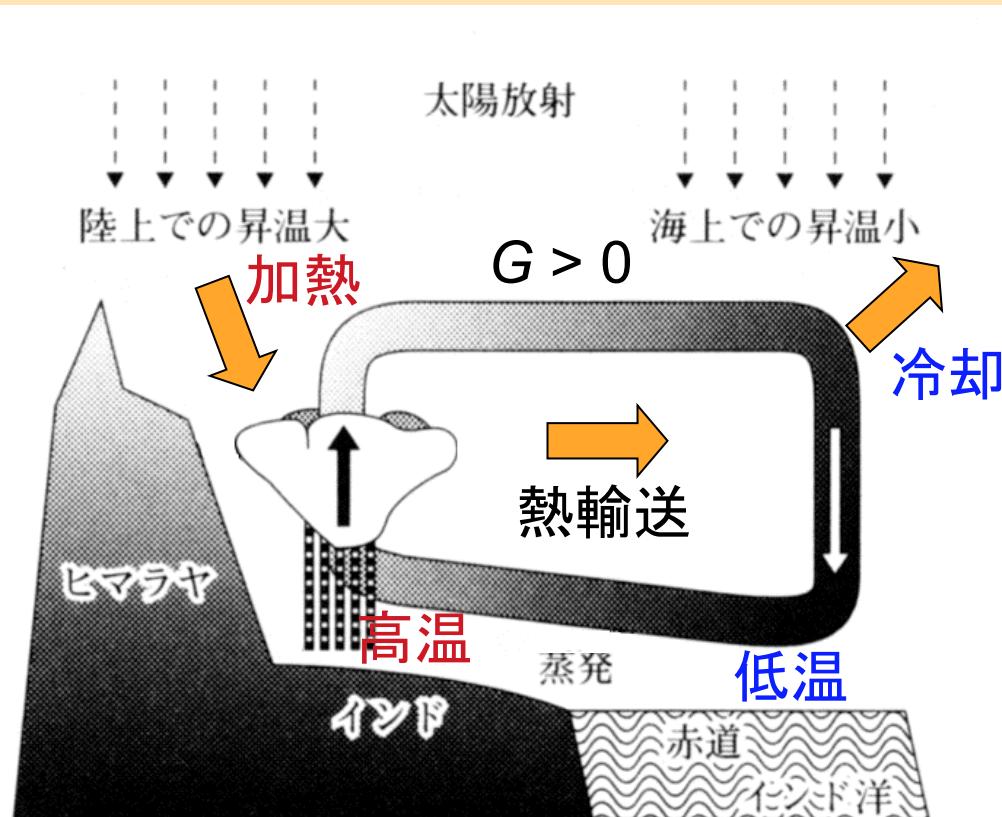


大気の運動が熱を運ぶ事で、
有効位置エネルギーが定常的に
供給されて、運動が維持。

有効位置エネルギーの生成 [原因] ⇒ 大気の循環運動 [結果]

- 放射の不均一な供給による温度の差 (コントラスト)
 - 赤道域での加熱 (高温) と極域での冷却 (低温)
⇒ 地球規模の大気大循環運動
 - 地表での加熱 (高温) と上空での放射冷却 (低温)
⇒ 鉛直の積雲対流, 熱帯低気圧 (台風) の循環運動
- 陸面と海面の比熱の違いによる温度の差 (コントラスト)
 - 昼間の加熱による陸面 (高温) と海面 (低温) の温度差 [日変動]
⇒ 海陸風循環 (昼: 海風) ⇔ (夜: 陸風) : 海岸付近 [\approx 数10 km]
 - 夏期の加熱による大陸 (高温) と海洋 (低温)との温度差 [季節変動]
⇒ モンスーン循環 (夏: 南東の季節風) ⇔ (冬: 北西の季節風)
: 大陸周辺 [\approx 数1000 km] “海風” “陸風”

夏のモンスーン(季節風)循環の模式図



浅井他 (2000) より

夏に大陸上で温度が上昇

有効位置エネルギーが増加

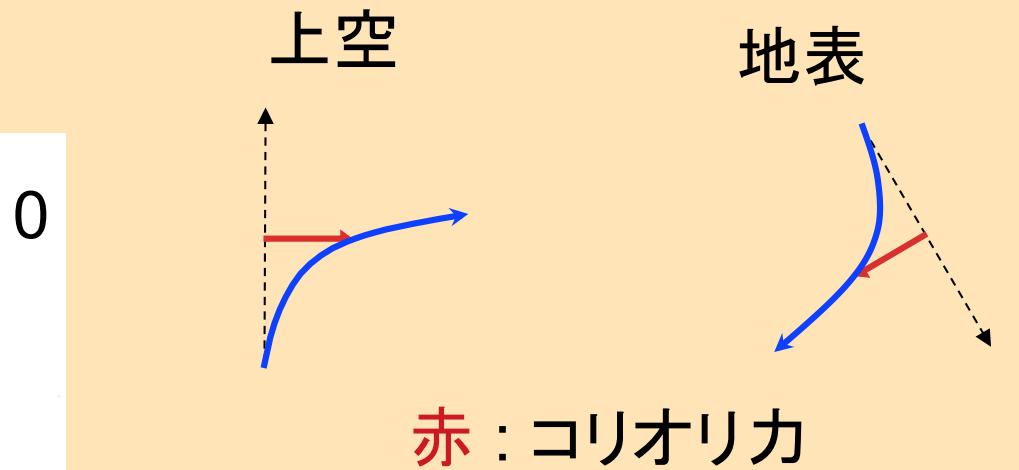
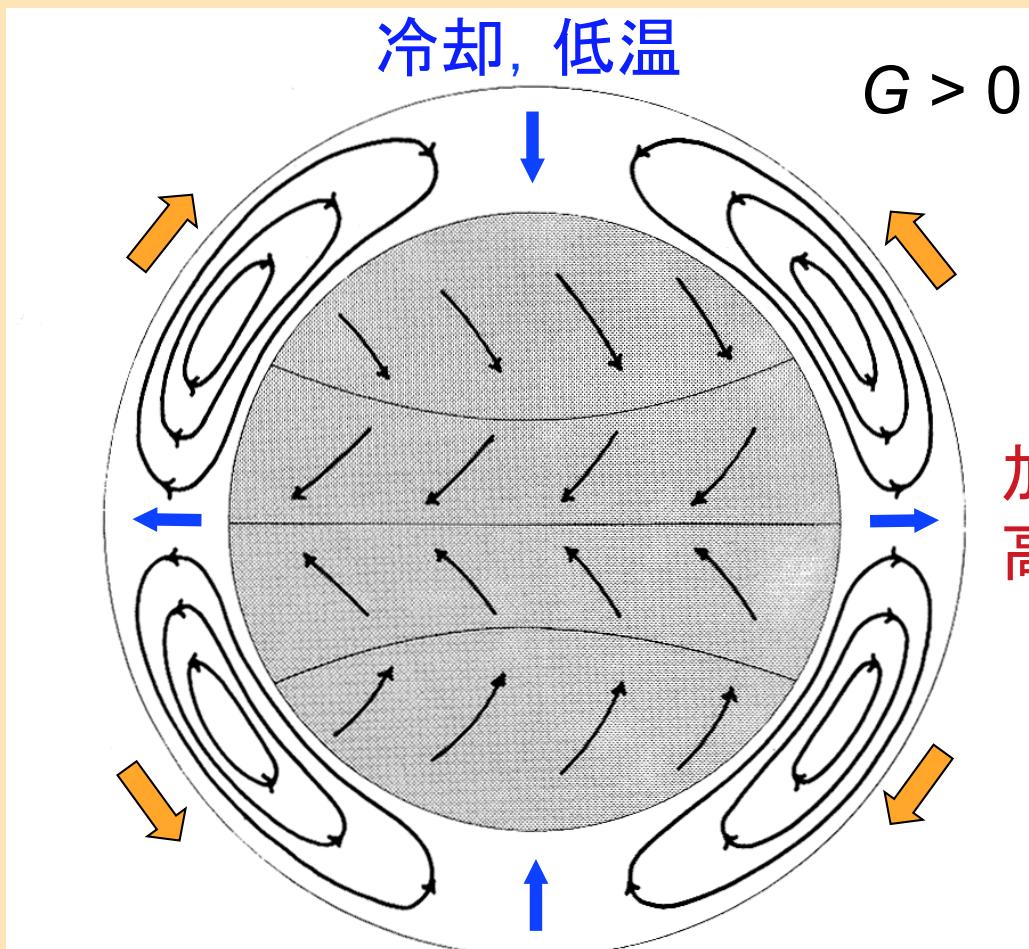
不安定

- この不安定を解消するように
モンスーン循環が起き、熱が
大陸から海に運ばれて、循環
運動が維持される。 $(G > 0)$

2-4. 大気大循環の構造と熱エネルギーの輸送

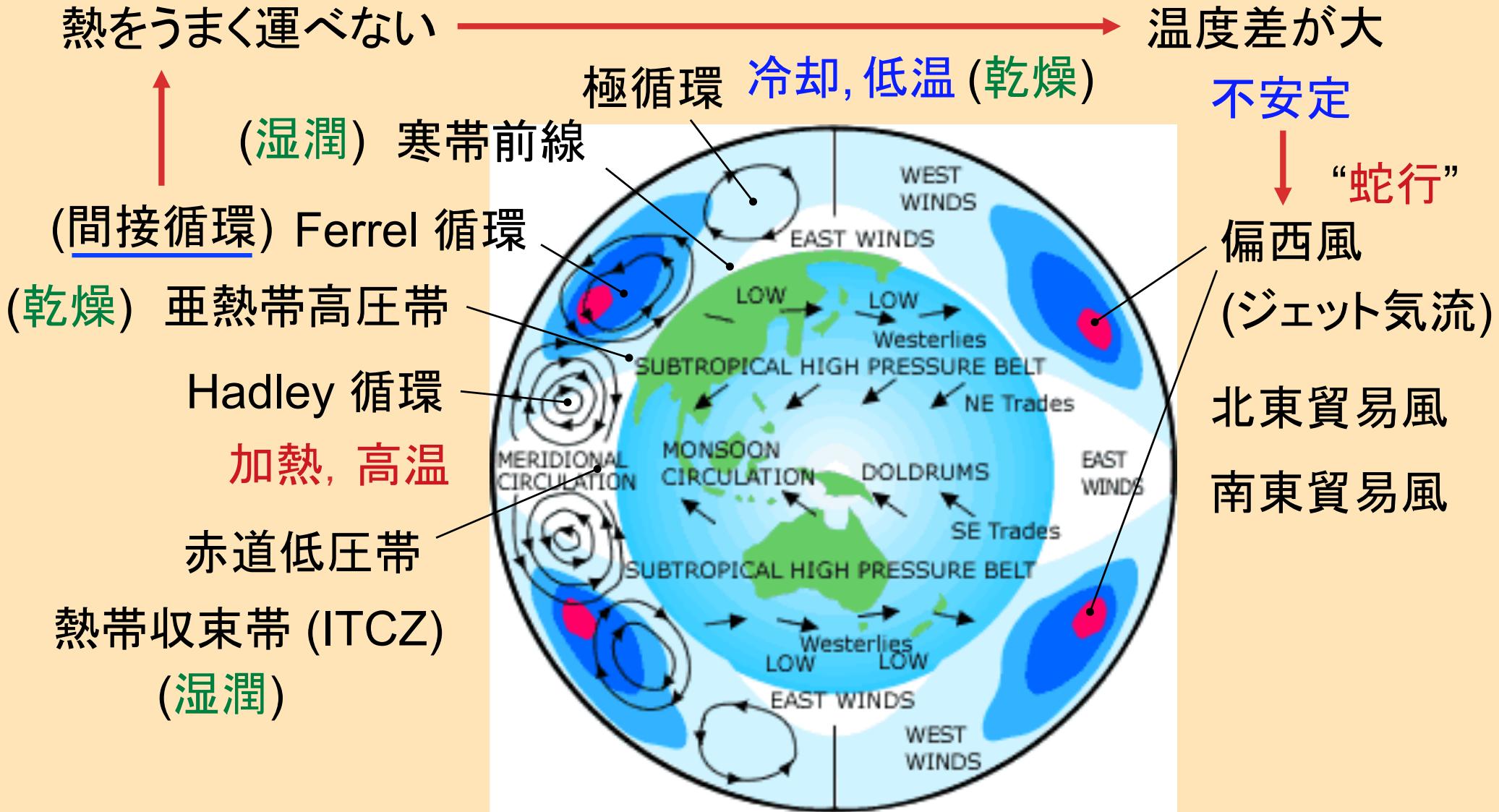
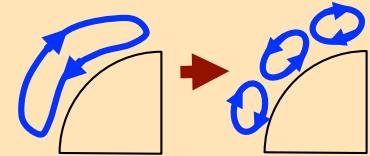
- 大気大循環

Hadley (1735) の考え方



定性的には可能だが、定量的には不可能な循環。
(北上する上空の風は、コリオリ力を受けて強い西風になり、
北極まで到達できない。)

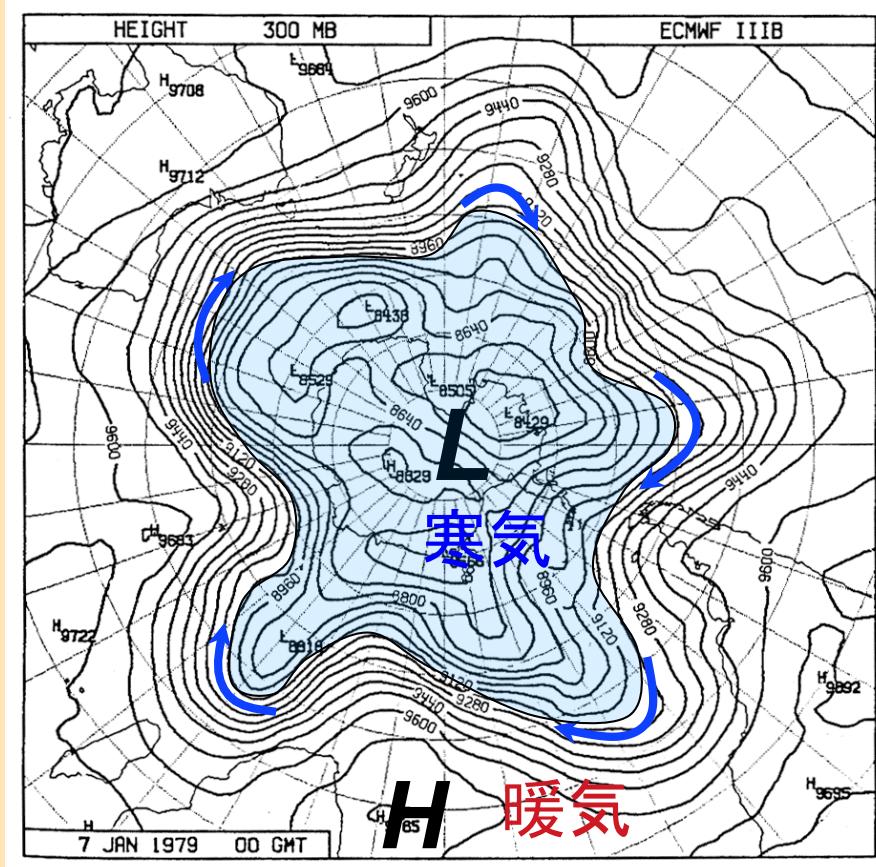
実際の大気大循環: 3つの循環セル



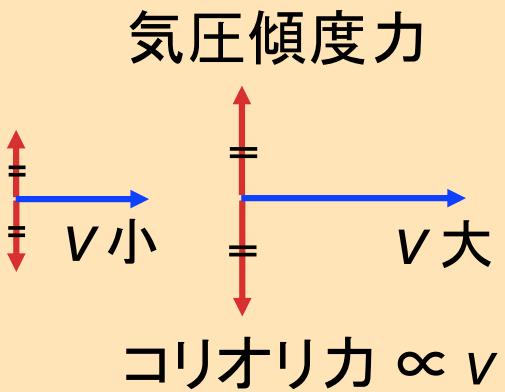
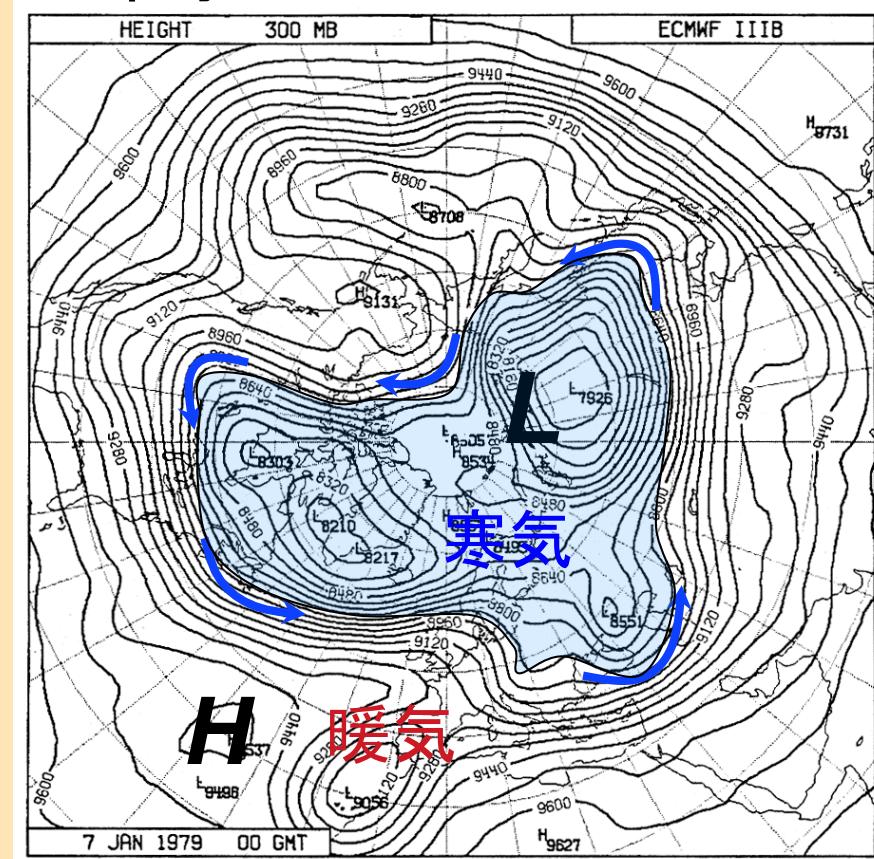
偏西風の蛇行

上空 9 km 付近の気圧配置 (300 hPa 高度)
(等高線が密の所は偏西風が強い)

南半球



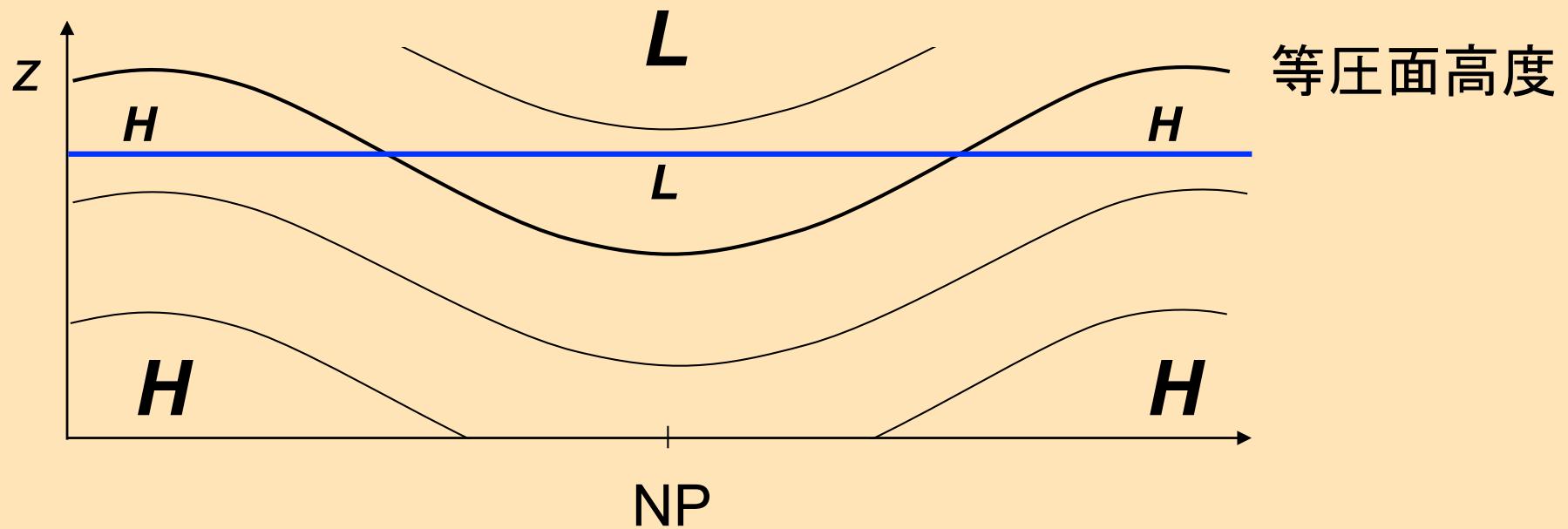
北半球



- 偏西風が蛇行運動する事で、熱を高緯度に運んでいる。木村 (1985)

等圧面高度が上空の気圧配置を示す理由

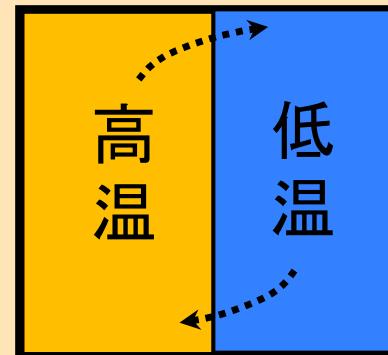
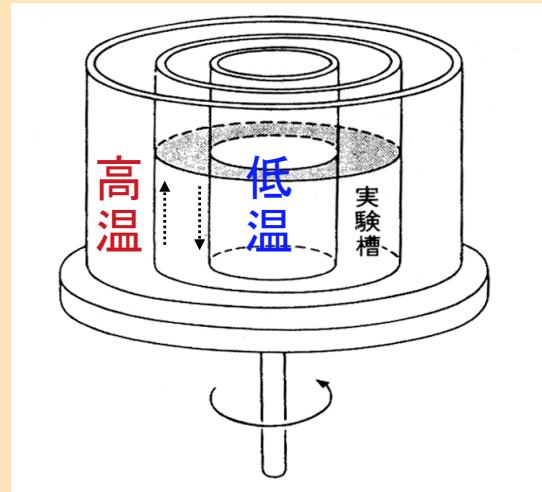
(板書メモ)



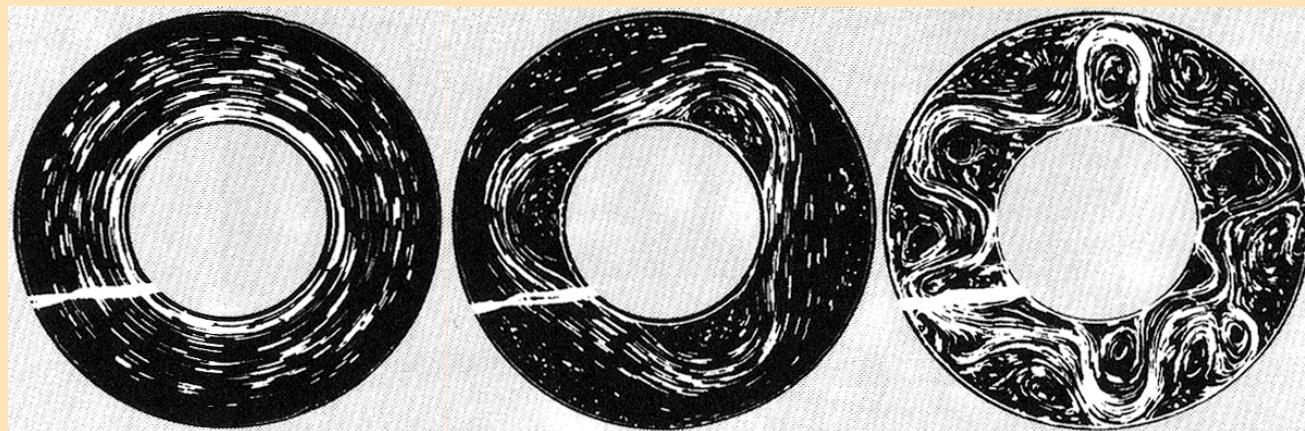
なぜ蛇行がおきるのか？

回転水槽を使った蛇行のモデル実験

Hide (1958)



回転数： 小 → 大



Hadley 型 → Rossby 型循環

Hide (1969)

回転流体では水平のロール運動が起きにくい。

[角運動量保存則]

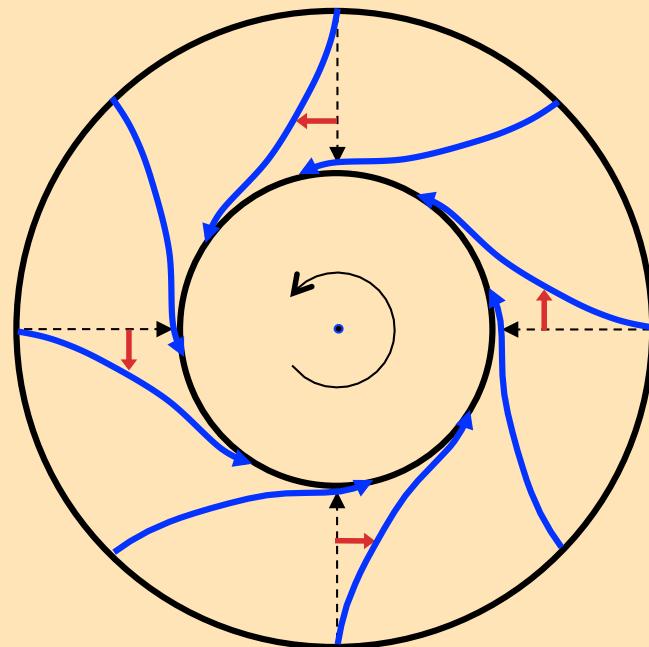


流れが蛇行する事で熱を運ぶ。

Hisashi Ozawa, Hiroshima Univ.

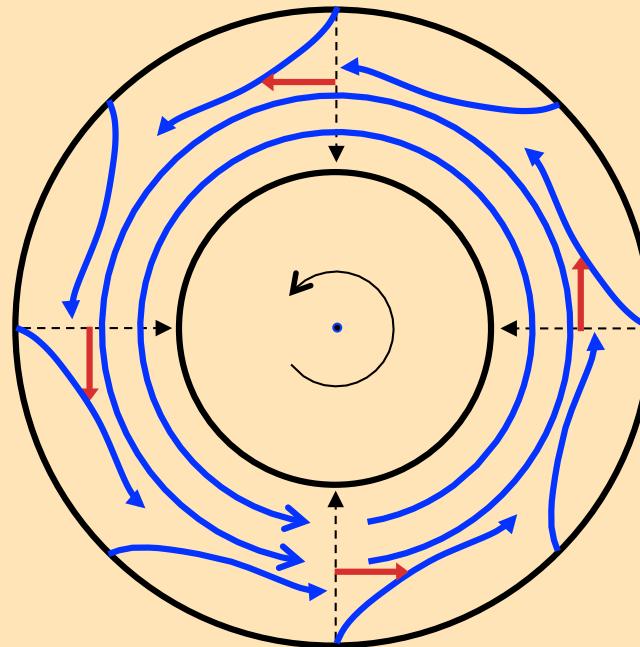
回転水槽中の流れ

(板書メモ)



ω 小

中心に巻き込む
ような運動。



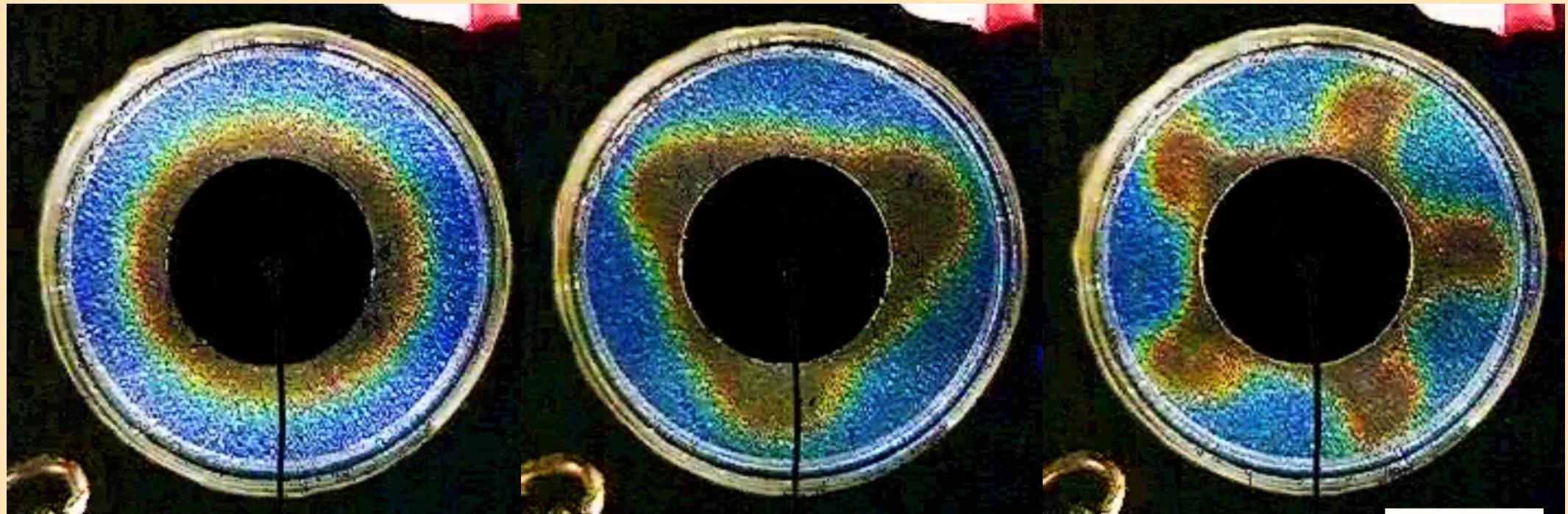
ω 大

同心円状の運動になり、熱をうまく
内側の筒(北極)まで運べない。

回転水槽の実験の動画 (酒井) Sakai (1997)

http://www.gfd-dennou.org/library/gfd_exp/exp_j/exp/bc/3/res.htm

液晶力プセルを使って流れと温度を可視化 (青: 高温, 茶: 低温)



0.4 rad/s

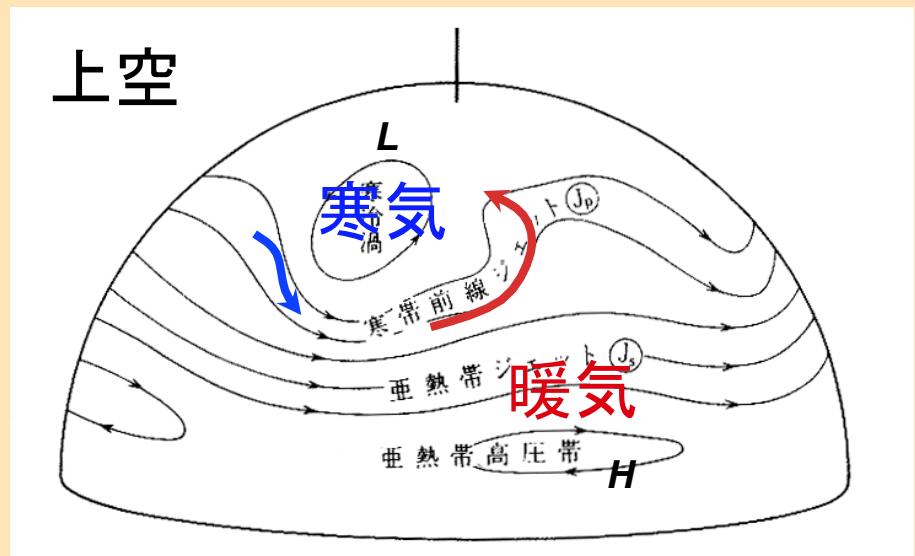
0.8 rad/s

2 rad/s 5 cm

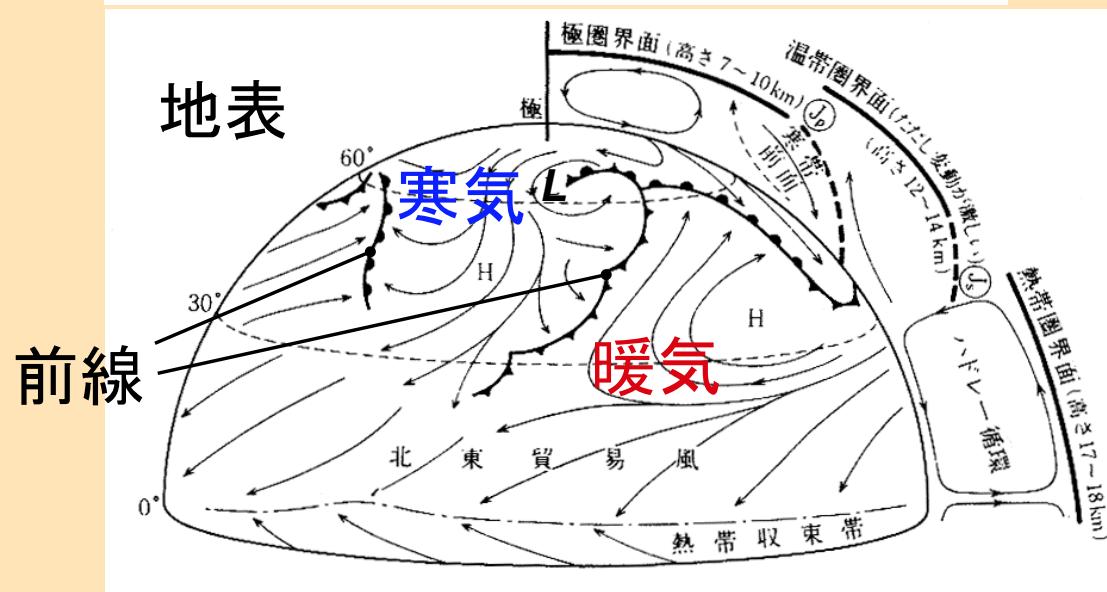
(水温 内側: 15 °C 外側: 22 °C)

- 蛇行のパターン (寒暖の分布) が、流れの方向 (西から東)に移動。

偏西風の蛇行と地表の気圧配置の関係



偏西風の蛇行にそって暖気が入り込む所(蛇行の頂点)で地表の低気圧の渦が発達。

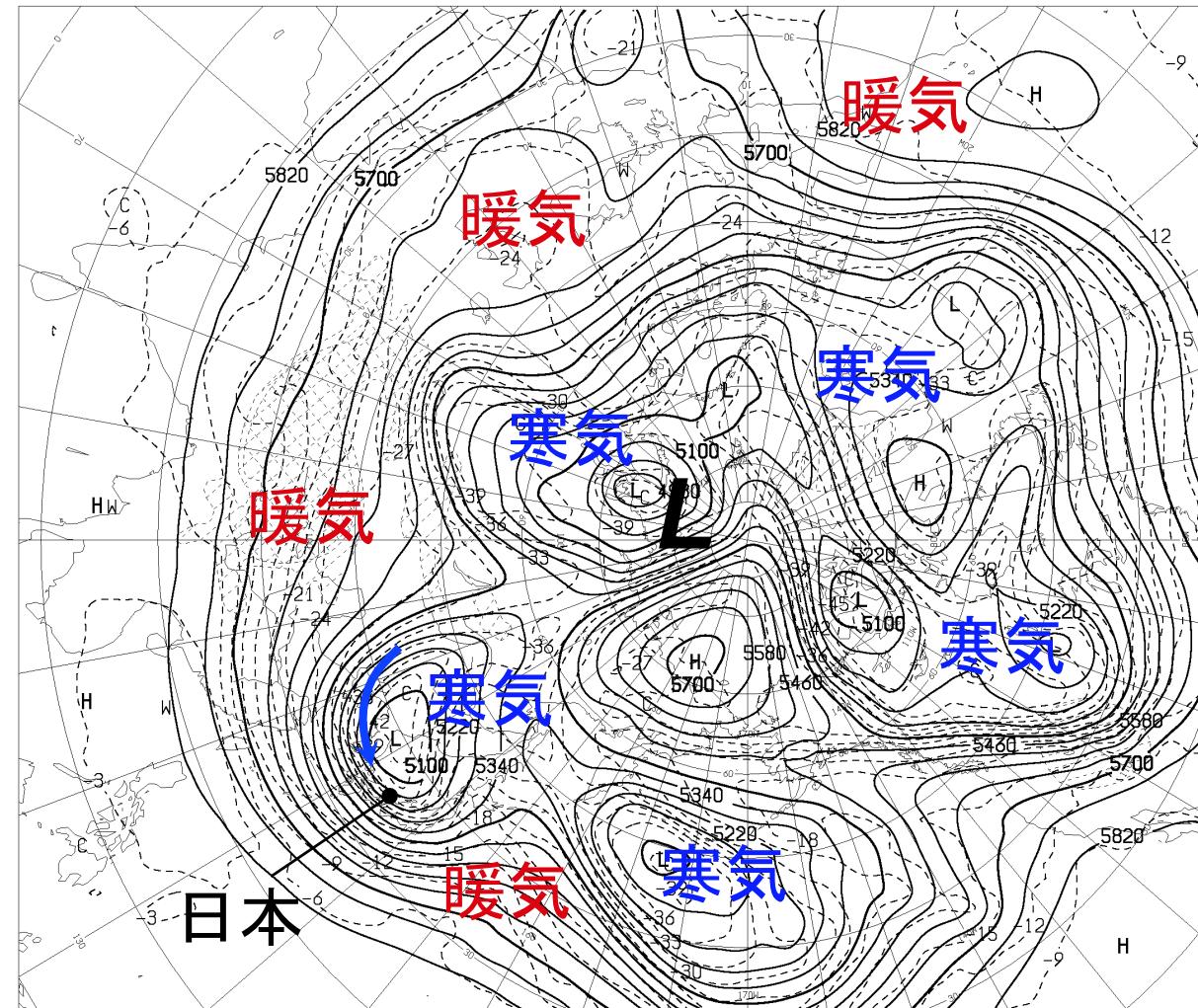


⇒ 低気圧の渦は、蛇行を介して熱をより高緯度に輸送して、局所的な不安定を解消している。
[局所的な熱輸送の構造]

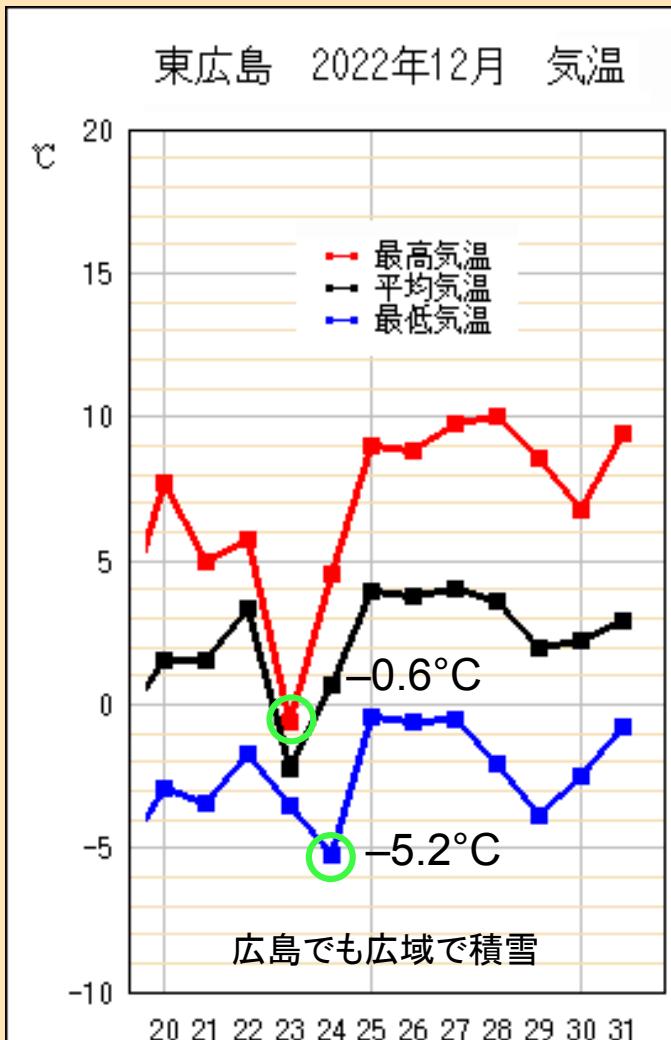
↔ 中間規模: 偏西風の蛇行
地球規模: 大循環運動

偏西風の蛇行と寒気の流入の例 (1)

2022年12月22日(木) 21時 500 hPa 高層天気図



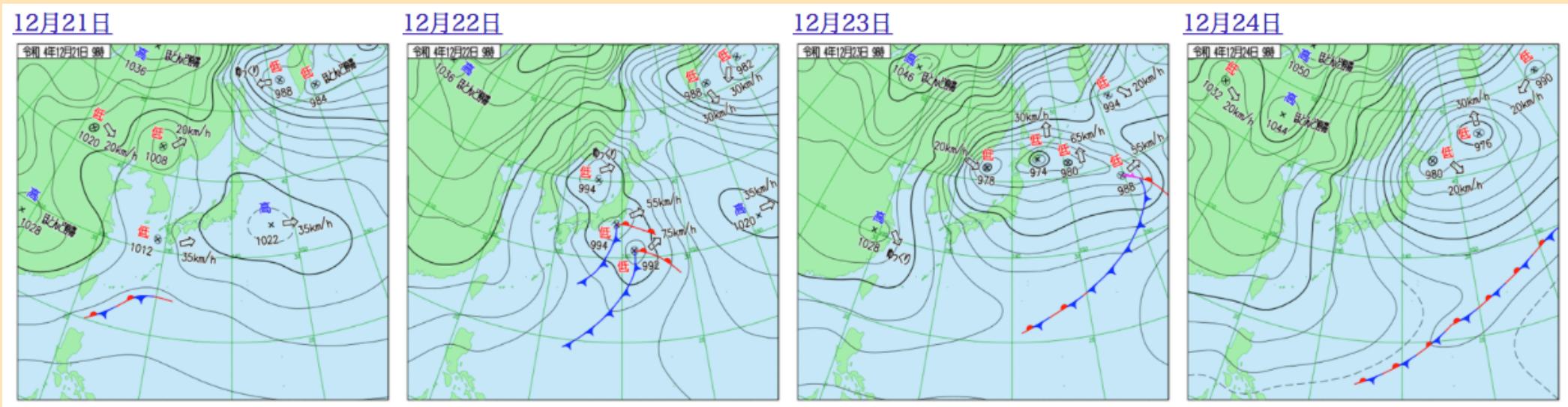
AUXN50 221200Z DEC 2022 HEIGHT(M), TEMP(C)
日本気象 [<http://n-kishou.com/ee/exp/exp01.html?cd=auxn50&cat=e1>]



偏西風の蛇行と寒気の移流の例 (1)

蛇行の頂点 (寒気と暖気の境界) で地表の低気圧性の渦が発達

地上天気図: 2022年12月21日～24日



低気圧: 1008 hPa

994 hPa

974 hPa

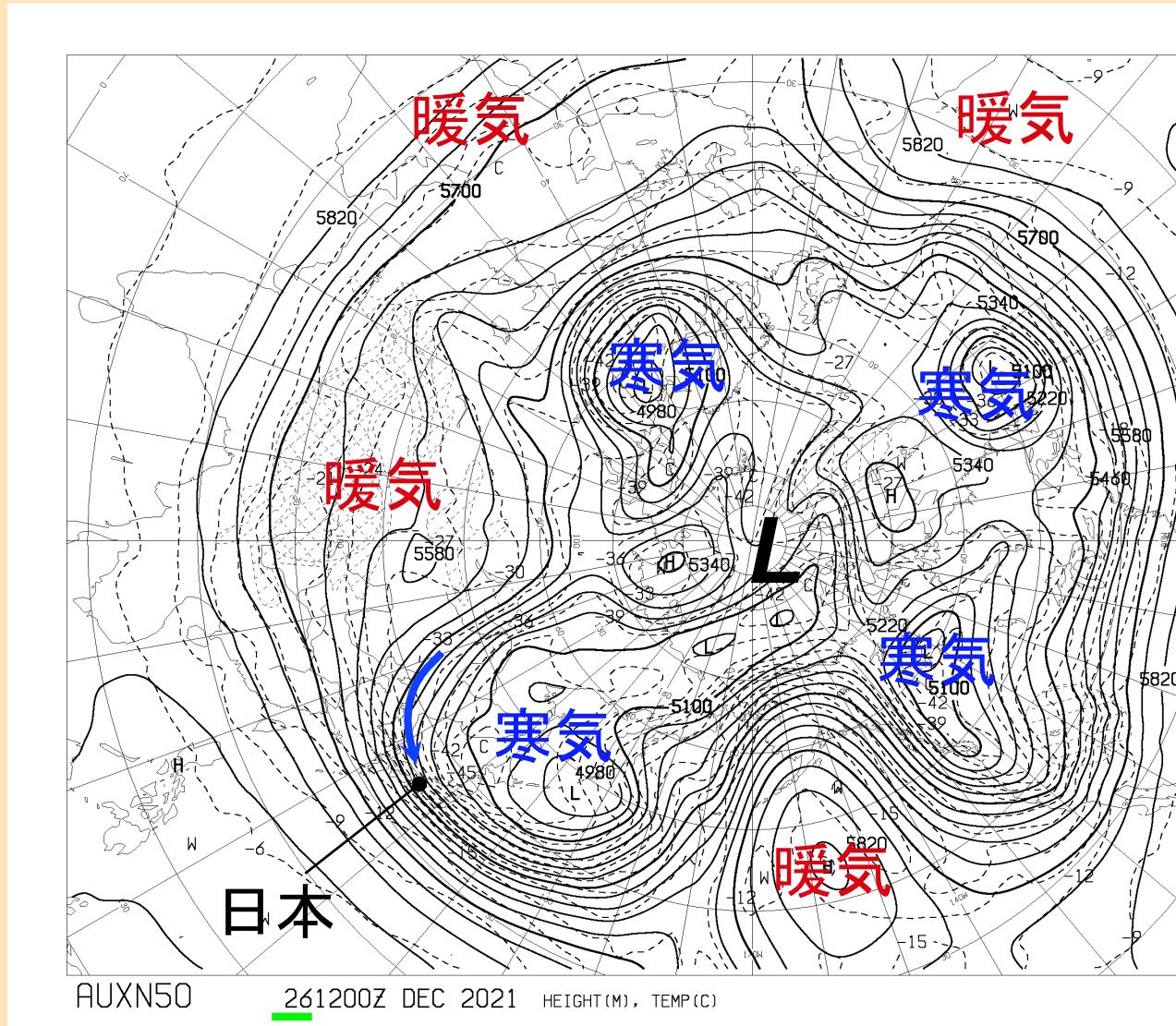
976 hPa
(964 hPa, 12/25)

地表だけを見ていたら低気圧の発達の理由は分からぬ。

⇒ 上空の偏西風の蛇行と寒暖の分布 (パターン) に理由がある。

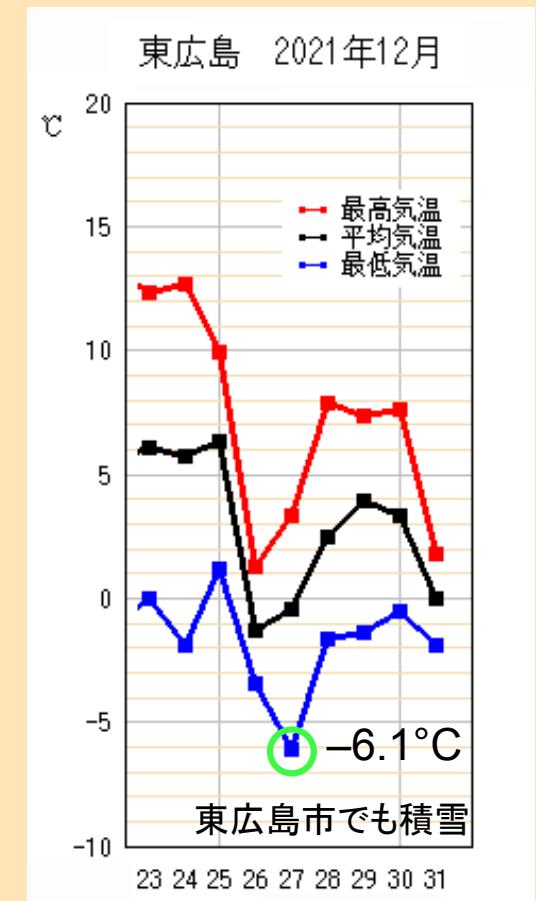
偏西風の蛇行と寒気の流入の例 (2)

2021年12月26日(日) 21時 500 hPa 高層天気図



日本気象 [<http://n-kishou.com/ee/exp/exp01.html?cd=auxn50&cat=e1>]

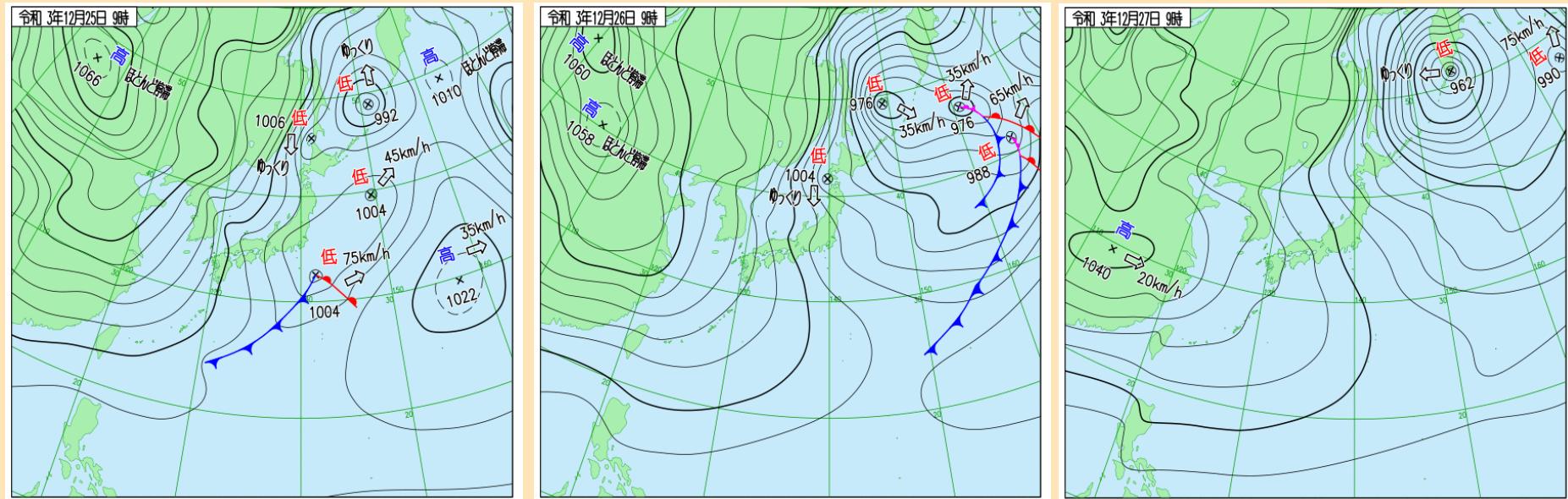
この前日から日本上空に強い寒気が流入し、翌朝に今冬最低気温、日本各地で積雪。



偏西風の蛇行と寒気の移流の例 (2)

蛇行の頂点 (寒気と暖気の境界) で地表の低気圧性の渦が発達

地上天気図: 2021年12月25日～27日



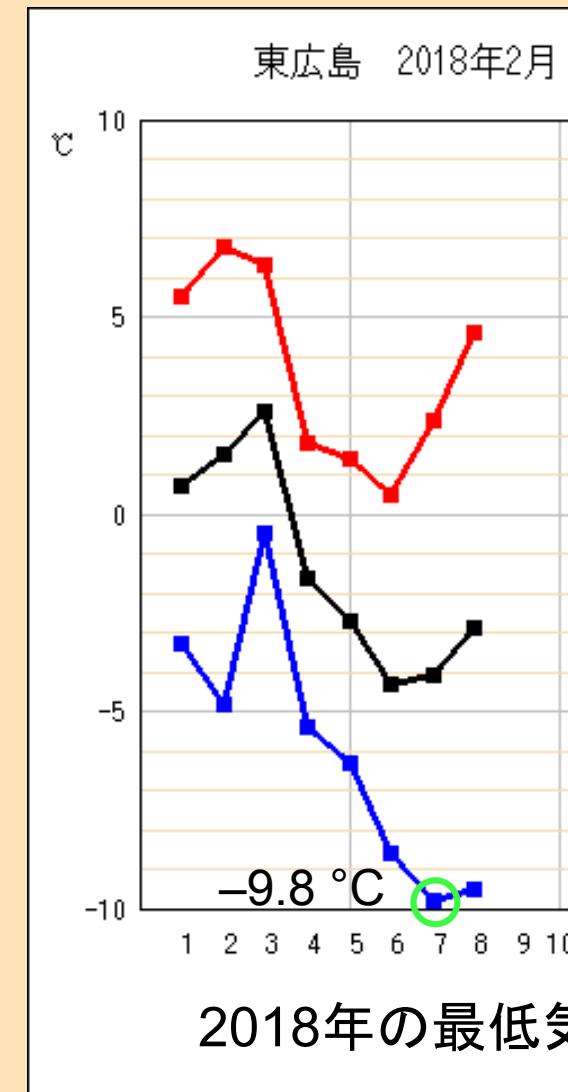
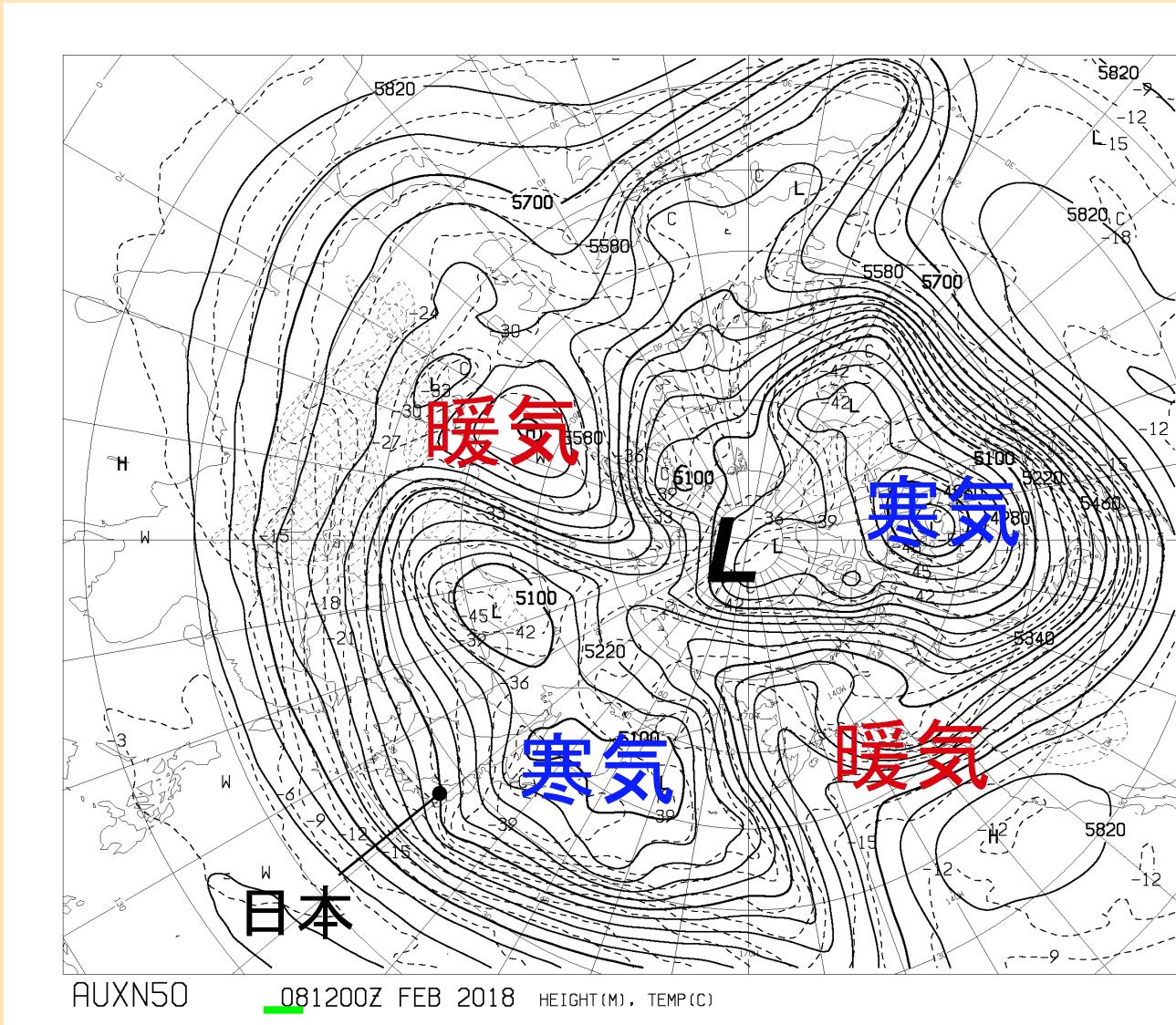
低気圧: 992, 1004 hPa → 962 hPa (2日間で30~40 hPaの気圧降下)

地表だけを見ていたら低気圧の発達の理由は分からぬ。

⇒ 上空の偏西風の蛇行と寒暖の分布 (パターン) に理由がある。

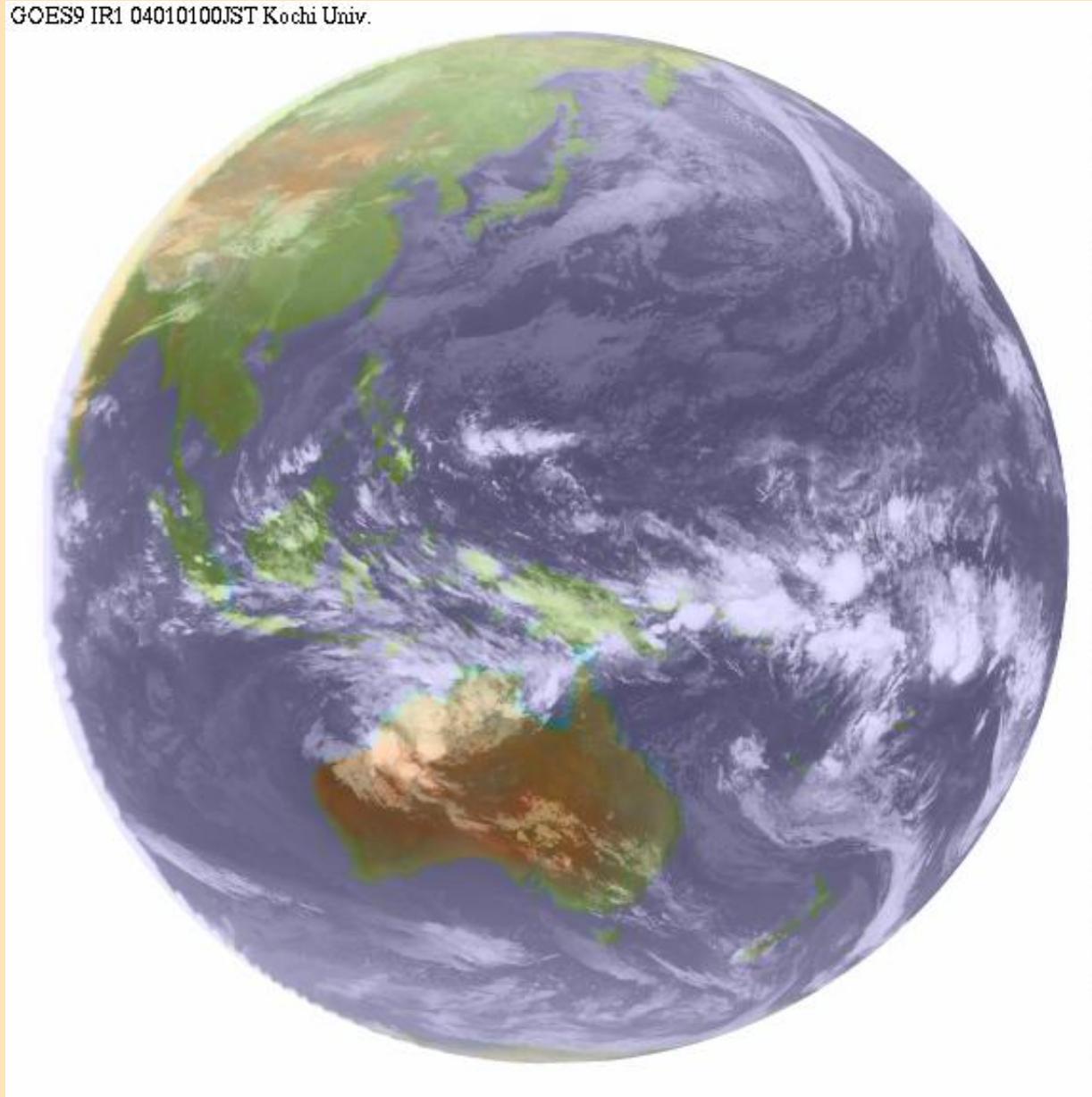
偏西風の蛇行と寒暖の周期の例 (3)

2018年2月8日(木)21時 500 hPa 高層天気図



実際の大気の運動の様子

GOES9 IR1 04010100JST Kochi Univ.



気象衛星の雲画像
(2004年1月)

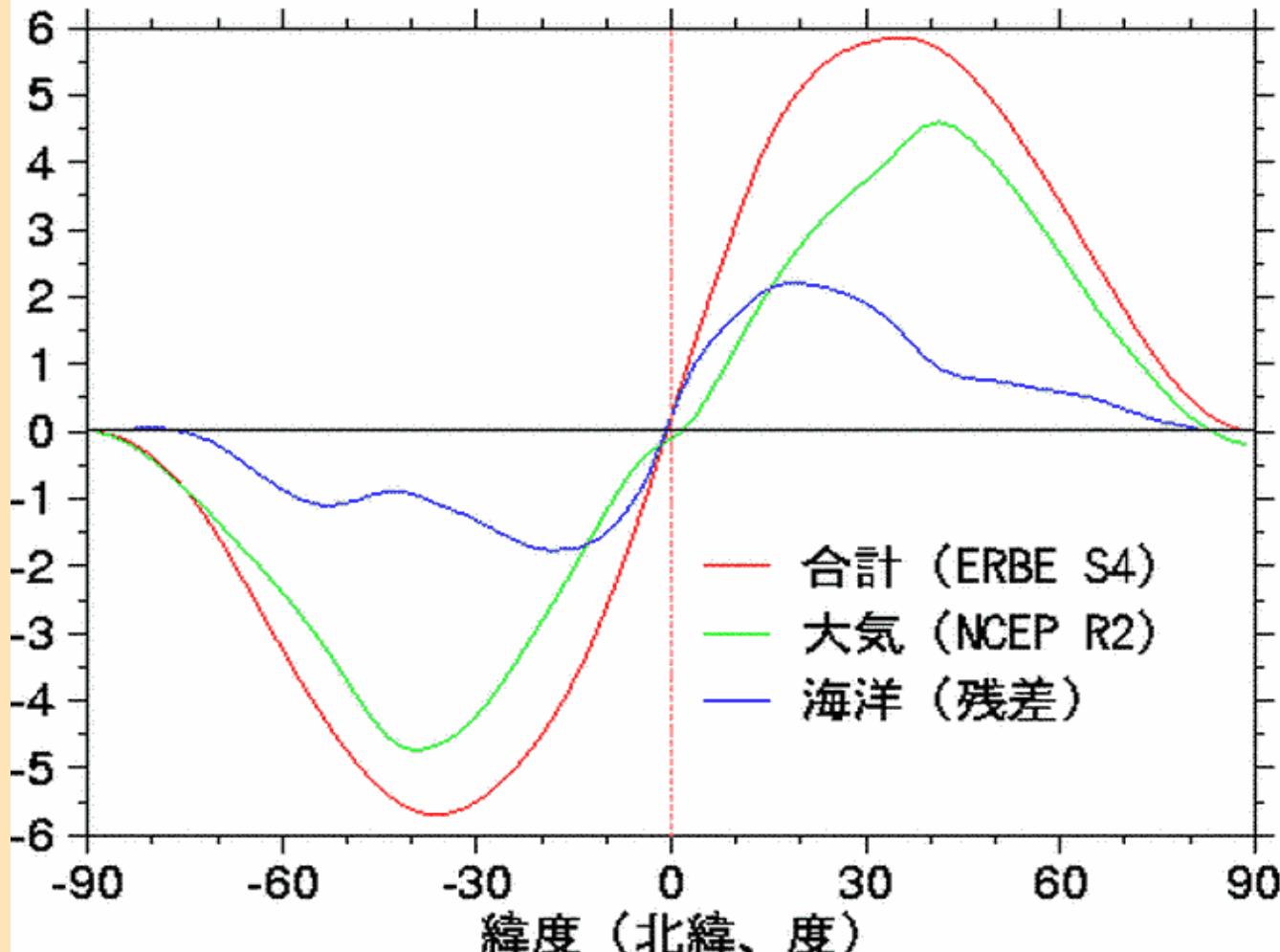
- Hadley 循環
- 偏西風の蛇行
- 低気圧の渦



熱を低緯度から高緯度に運ぶ循環構造

大気と海洋による熱エネルギーの輸送

北向きエネルギー輸送 (10^{15} W), 1985年2月 - 1989年4月



by K. Masuda

現在の熱輸送の状態:
最も高い効率で熱を高
温の赤道域から低温の
極域に運んでいる状態。

(G = 最大)

→ Part 3-3.

引用文献リスト (Part 2)

- Ekman, V. W., *Arch. Math. Astron. Phys.* **2**, 1, 1905.
- Hadley, G., *Phil. Trans.* **29**, 58, 1735.
- Hide, R., *Q. J. Roy. Meteor. Soc.* **79**, 161, 1953.
- Hide, R., in *The Global Circulation of the Atmosphere*, Ed. G. A. Corby, Royal Meteorological Society, London, 1969.
- Lorenz, E. N., *The Nature and Theory of the General Circulation of the Atmosphere*, WMO, Geneva, 1967.
- Palmén, C. W., and Newton, C. W., *Atmospheric Circulation Systems: Their Structure and Physical Interpretation*, Academic Press, New York, 1969.
- Pauluis, O., and Held, I. M., *J. Atmos. Sci.*, **59**, 125, 2002.
- Sakai, S., *J. Fluid Mech.* **333**, 85, 1997.
- 浅井富雄, 新田尚, 松野太郎, 基礎気象学, 朝倉書店, 2000.
- 木村竜治, 流れの科学, 改訂版, 東海大学出版会, 1985.
- 酒井敏, 実験室の空と海(地球流体基礎実験集, 第2版), http://www.gfd-dennou.org/library/gfd_exp/exp_j/exp/bc/3/res.htm