

台風強度変化に影響する内部力学過程

-観測データに基づく
多重壁雲台風の強度解析-

辻野 智紀

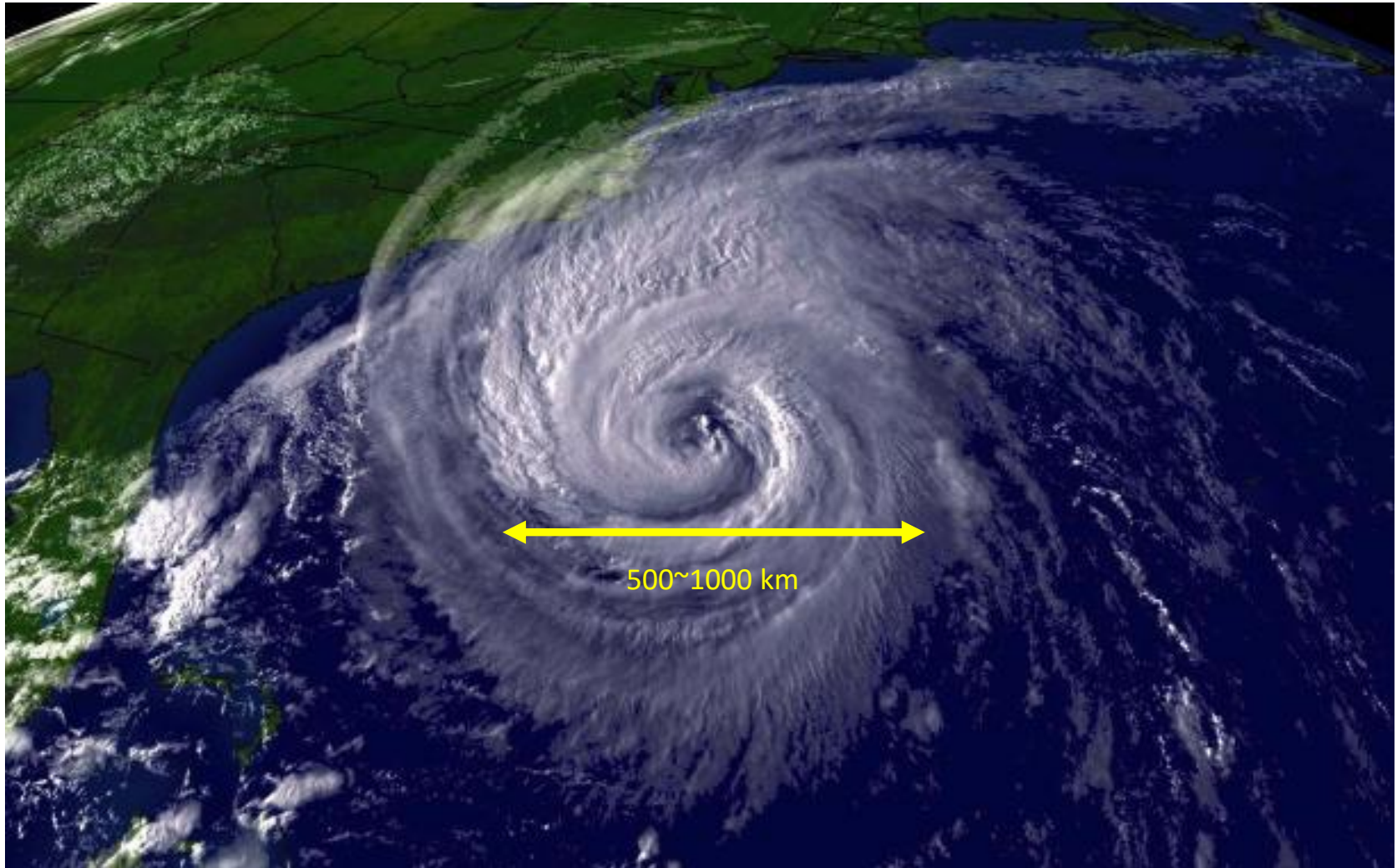
気象研究所

GFD オンラインセミナー (2022/02/18)

お品書き

- 台風に関する基礎知識
 - 構造
 - 発達
 - 軸対称過程
 - 非軸対称過程
- 観測に基づく台風の多重壁雲構造解析
 - 気象衛星ひまわり8号高頻度観測

熱帯低気圧の構造



熱帯低気圧を記述する基礎方程式

運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \lambda} - w \frac{\partial u}{\partial z} + \left(f + \frac{v}{r}\right) v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + F_r,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - w \frac{\partial v}{\partial z} - \left(f + \frac{v}{r}\right) u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + F_\lambda,$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -u \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{v}{r} \frac{\partial w}{\partial \lambda} - w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_z,$$

熱力学方程式

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial r} - \frac{v}{r} \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} + \dot{Q},$$

連続の式

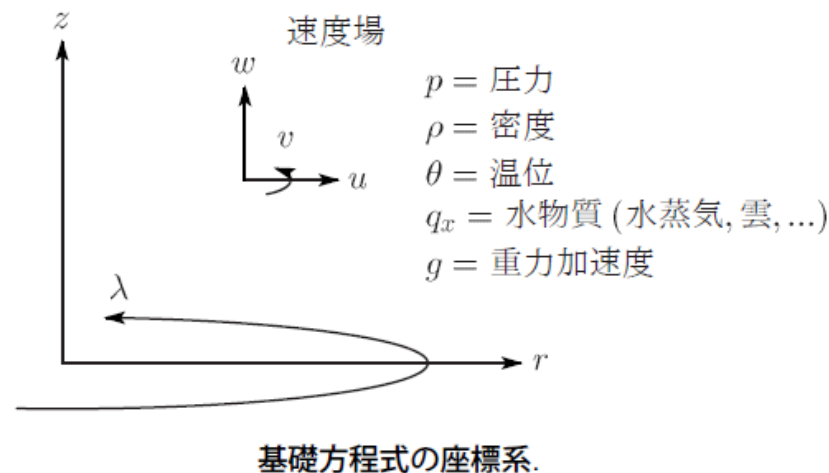
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho u)}{r \partial r} - \frac{\partial(\rho v)}{r \partial \lambda} - \frac{\partial(\rho w)}{\partial z},$$

状態方程式

$$\rho = \rho(p, T, q_x), \quad (T = T(p, \theta)),$$

水物質保存式

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} = -u \frac{\partial q_x}{\partial r} - \frac{v}{r} \frac{\partial q_x}{\partial \lambda} - w \frac{\partial q_x}{\partial z} + CP.$$



熱帯低気圧を記述する基礎方程式

運動方程式

軸対称渦的視点

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial r} - \cancel{\frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \lambda}} - w \frac{\partial u}{\partial z} + \left(f + \frac{v}{r} \right) v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + F_r,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial r} - \cancel{\frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \lambda}} - w \frac{\partial v}{\partial z} - \left(f + \frac{v}{r} \right) u - \cancel{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda}} + F_\lambda,$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -u \frac{\partial w}{\partial r} - \cancel{\frac{v}{r} \frac{\partial w}{\partial \lambda}} - w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_z,$$

温度風関係

熱力学方程式

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial r} - \cancel{\frac{v}{r} \frac{\partial \theta}{\partial \lambda}} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} + \dot{Q},$$

連続の式

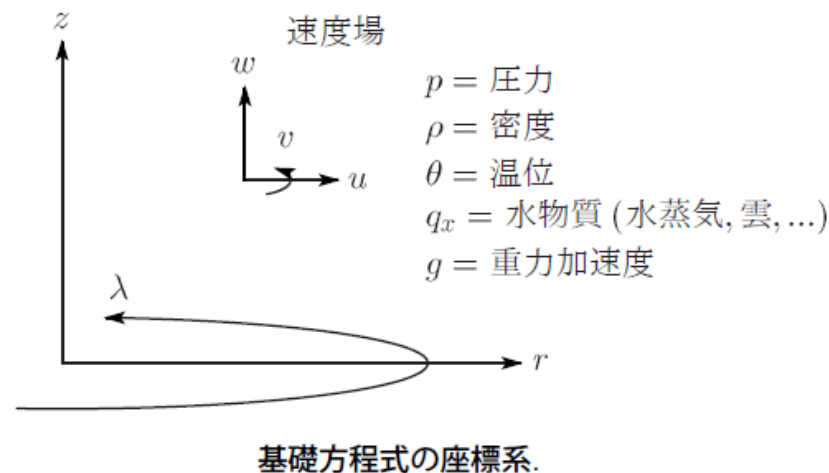
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho r u)}{r \partial r} - \cancel{\frac{\partial(\rho v)}{r \partial \lambda}} - \frac{\partial(\rho w)}{\partial z},$$

状態方程式

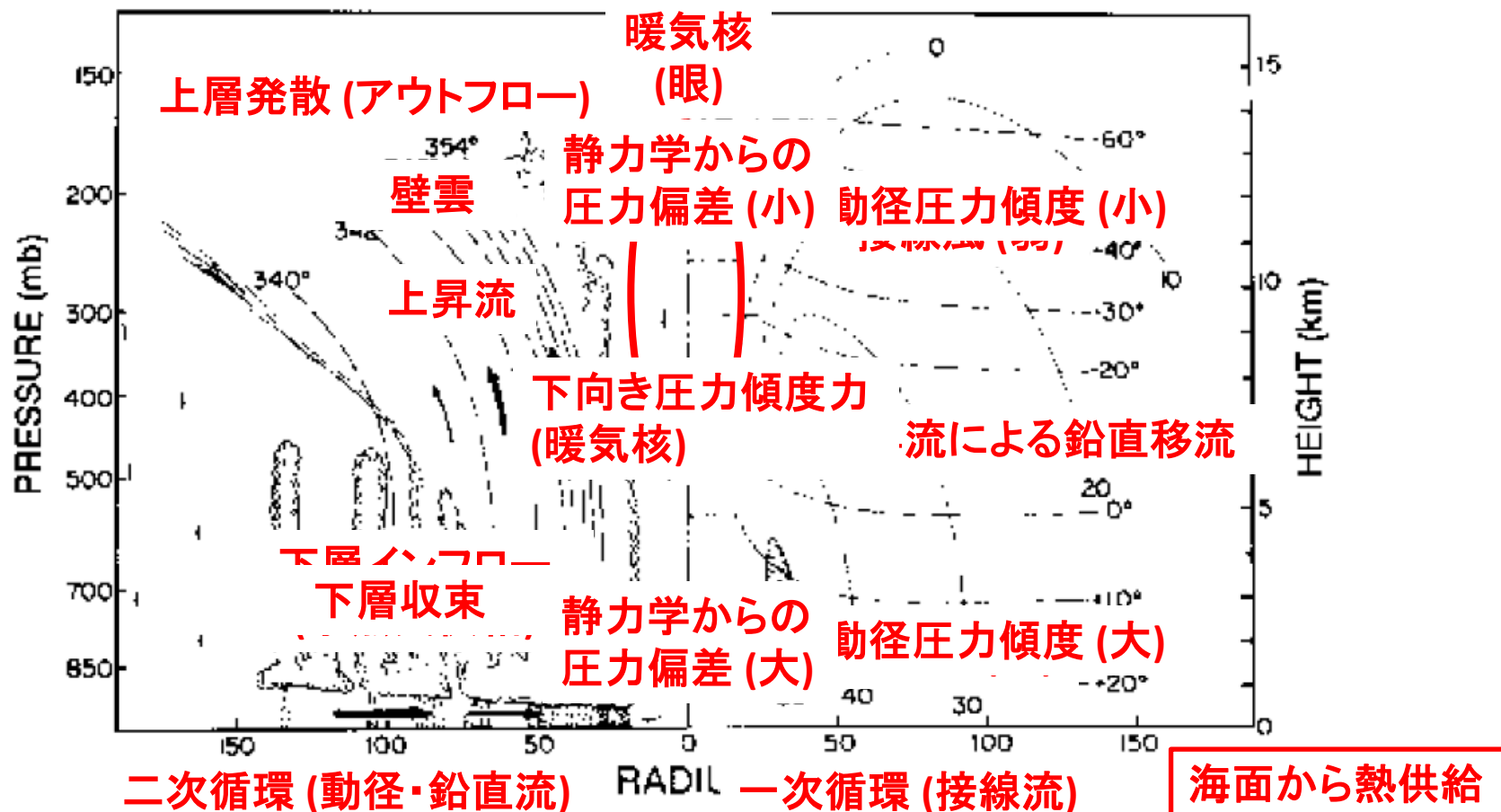
$$\rho = \rho(p, T, q_x), \quad (T = T(p, \theta)),$$

水物質保存式

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} = -u \frac{\partial q_x}{\partial r} - \cancel{\frac{v}{r} \frac{\partial q_x}{\partial \lambda}} - w \frac{\partial q_x}{\partial z} + CP.$$



熱帯低気圧の構造



一般的な熱帯低気圧の水平-鉛直断面図. (Wallace and Hobbs, 1977; Palmén and Newton, 1969)

熱帯低気圧の発達

熱帯低気圧渦の発達

渦の風速を v としたとき,

$$\frac{\partial v}{\partial t} > 0.$$

接線方向の運動方程式は

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u(f + \zeta) - w \frac{\partial v}{\partial z} + F_\lambda,$$

$$\zeta \equiv \frac{\partial(rv)}{r\partial r}.$$

壁雲の役割(軸対称渦の発達)

支配方程式

運動方程式 (軸対称, 傾度風・静力学バランス)

$$\left(f + \frac{v}{r}\right)v = \frac{\partial\phi}{\partial r}, \quad (\text{orig.1})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \left(f + \frac{\partial rv}{r\partial r}\right) + w \frac{\partial v}{\partial z} = \dot{v}, \quad (\text{orig.2})$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{g}{T_0}T, \quad (\text{orig.3})$$

連続の式 (非弾性近似)

$$\frac{\partial(\rho ru)}{r\partial r} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0, \quad (\text{orig.4})$$

熱力学方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + w \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{R_d}{C_p H} w T = \frac{Q}{C_p}. \quad (\text{orig.5})$$

壁雲の役割(軸対称渦の発達)

Sawyer-Eliassen Equation (Eliassen, 1951)

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(C \frac{\partial \psi}{\partial z} + B \frac{\partial r \psi}{r \partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(B \frac{\partial \psi}{\partial z} + A \frac{\partial r \psi}{r \partial r} \right) = -\frac{2}{r} \frac{\partial \dot{v}}{\partial z} + \frac{g}{C_p T_0} \frac{\partial Q}{\partial r}. \quad (2)$$

$$\rho A = \frac{g}{T_0} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{R_d}{C_p H} T \right), \quad (\text{orig.8})$$

$$\rho B = -\frac{g}{T_0} \frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{M^2}{r^3} \right), \quad (\text{orig.9})$$

$$\rho C = \left(f + \frac{2v}{r} \right) \left(f + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{M^2}{r^3} \right) + \frac{3M^2}{r^4}, \quad (\text{orig.10})$$

A, B, C はそれぞれ静的安定性, 傾圧性, 慣性安定性.

$$\rho w = \frac{\partial r \psi}{r \partial r}, \quad \rho u = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad (\text{orig.12})$$

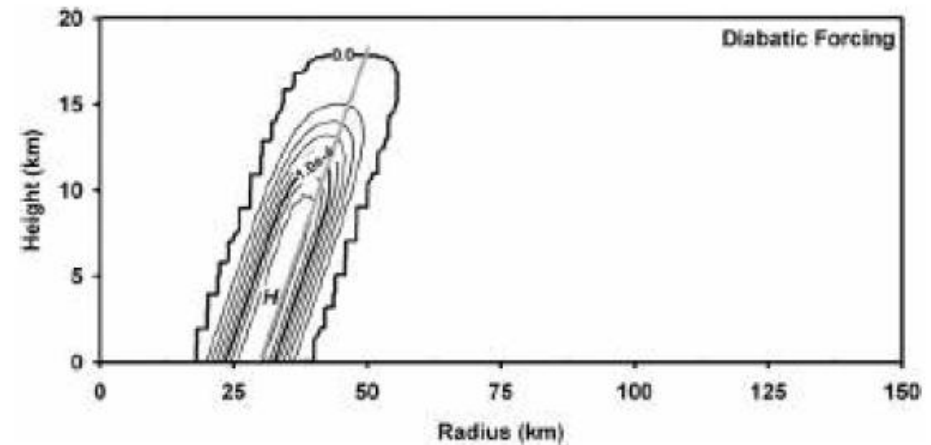
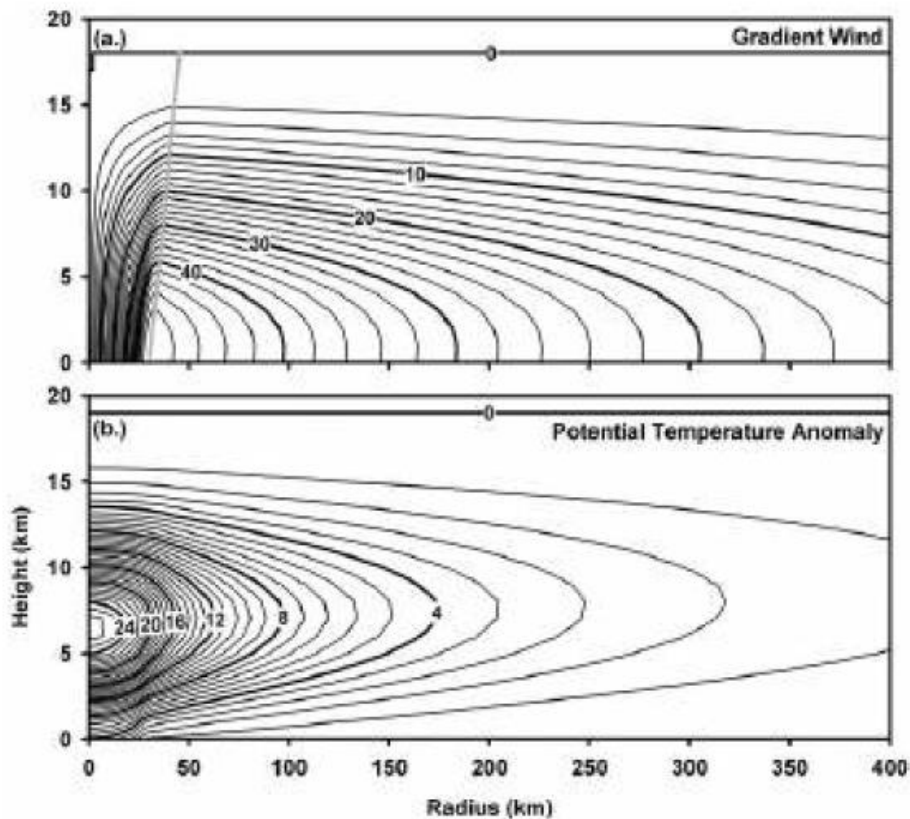
Sawyer–Eliassen 応答

- バランスした流れに強制を与えたとき, 強制に応答する流れを一意に与える.
- 右辺が既知なら, (条件付きで) 楕円形偏微分方程式 $\Rightarrow \psi$ が一意に求まる.
- ψ が求めれば, 連続の式から動径, 鉛直の流れが求まる.
- ψ について線形なので, 強制の重ね合わせは流れの重ね合わせ.

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(C \frac{\partial \psi}{\partial z} + B \frac{\partial r \psi}{r \partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(B \frac{\partial \psi}{\partial z} + A \frac{\partial r \psi}{r \partial r} \right) = -\frac{2}{r} \frac{\partial \dot{v} v}{\partial z} + \frac{g}{C_p T_0} \frac{\partial Q}{\partial r},$$
$$\rho w = \frac{\partial r \psi}{r \partial r}, \quad \rho u = -\frac{\partial \psi}{\partial z}.$$

壁雲の役割(軸対称渦の発達)

Pendergrass and Willoughby (2009) は温度風関係を満たす軸対称な熱帯低気圧渦に、壁雲を模した非断熱加熱分布を与えたときの、接線風の時間変化(発達率)を調べた。

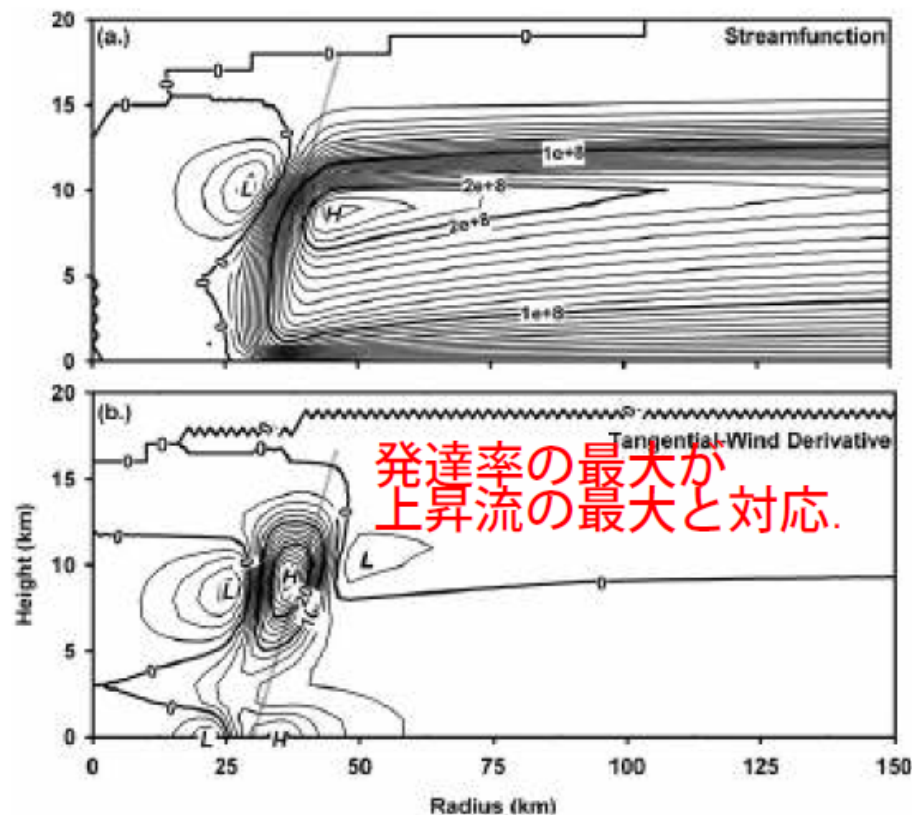
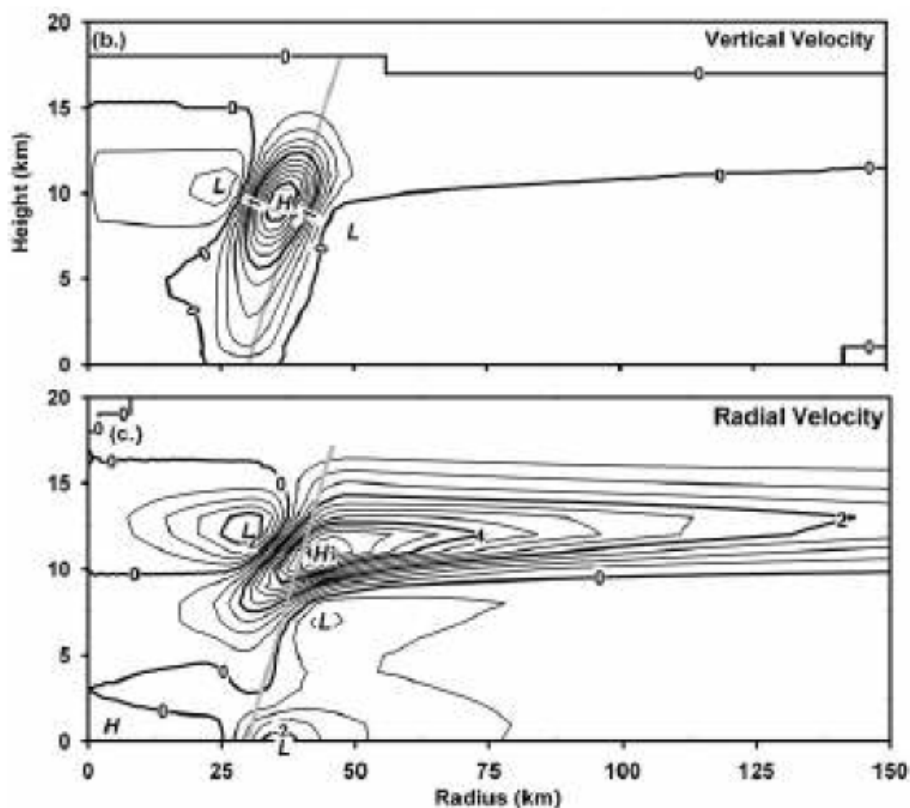


理想的な渦の (左上) 接線風, (左下) 温位偏差, (右上) 非断熱加熱 (Pendergrass and Willoughby, 2009).

壁雲の役割 (軸対称渦の発達)

接線方向の運動方程式

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u(f + \zeta) - w \frac{\partial v}{\partial z} + F_\lambda,$$



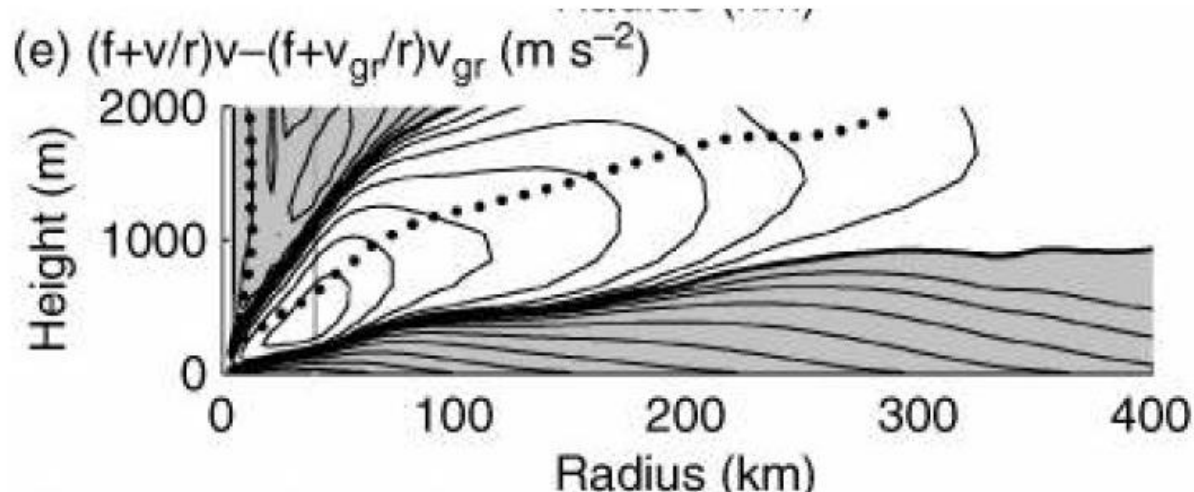
バランス渦の非断熱加熱に対する応答 (左上) 鉛直風, (左下) 動径風, (右上) 流線関数, (右下) $\partial v / \partial t$ (発達率)

(Pendergrass and Willoughby, 2009).

境界層の役割(非バランスの発達)

- 現実の熱帯低気圧は温度風関係 (傾度風・静力学バランス) を完璧には満たさない.
- このバランスの崩れは主に台風境界層付近で顕著 (e.g., Kepert, 2010a,b).
- 実際の台風境界層は, 混合層 (WISHE での仮定) より強い (非線形エクマン層による) 内向き流れが発生している可能性 (e.g., Kepert, 2010a,b).

どうして境界層内の内向き流れが強くなると, 発達するのか?



台風境界層モデル (水蒸気なし) における傾度風からのずれ (Kepert, 2010b).

境界層の役割(非バランスの発達)

接線方向の運動方程式

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u(f + \zeta) - w \frac{\partial v}{\partial z} + F_\lambda,$$

から, 境界層内では $F_\lambda < 0$.

しかし, インフローが大きければ ($u \ll 0$)

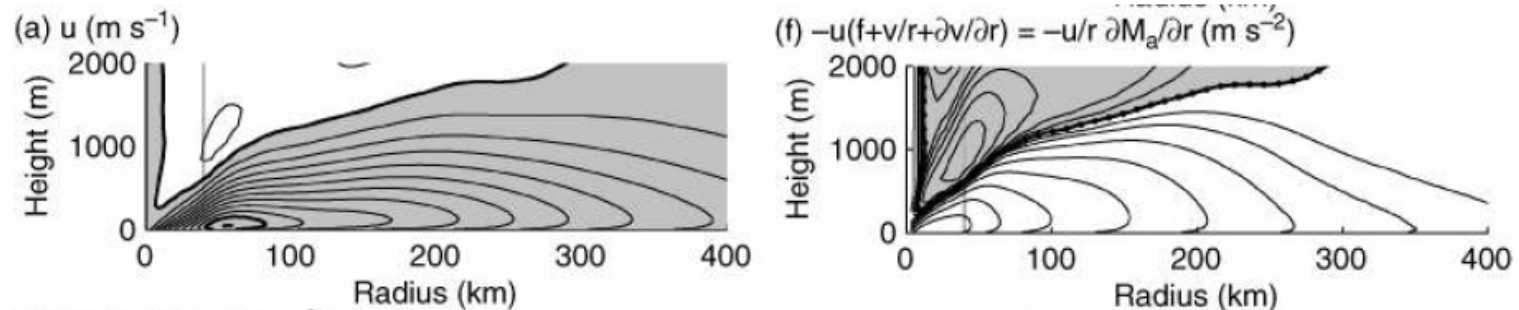
$$-u(f + \zeta) > -F_\lambda,$$

という状態が実現される. つまり,

$$\frac{\partial v}{\partial t} > 0$$

で発達可能. (= **境界層スピナップ**)

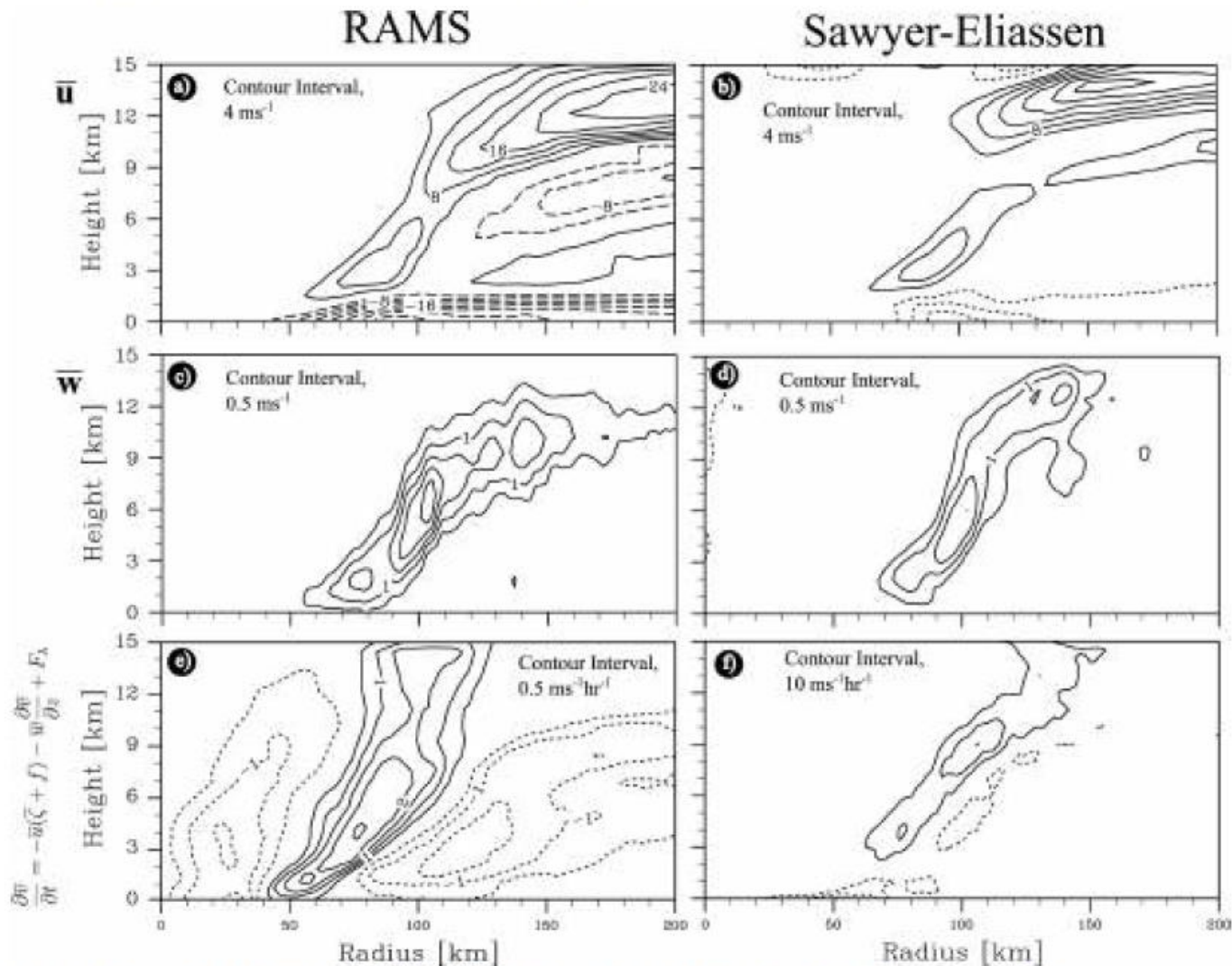
SE 循環による内向き流れがなくても, 境界層での内向き渦輸送が発生.



台風境界層モデル (水蒸気なし) における (左) 内向き流れ, (右) スピナップ項 (Kepert, 2010b).

境界層の役割(非バランスの発達)

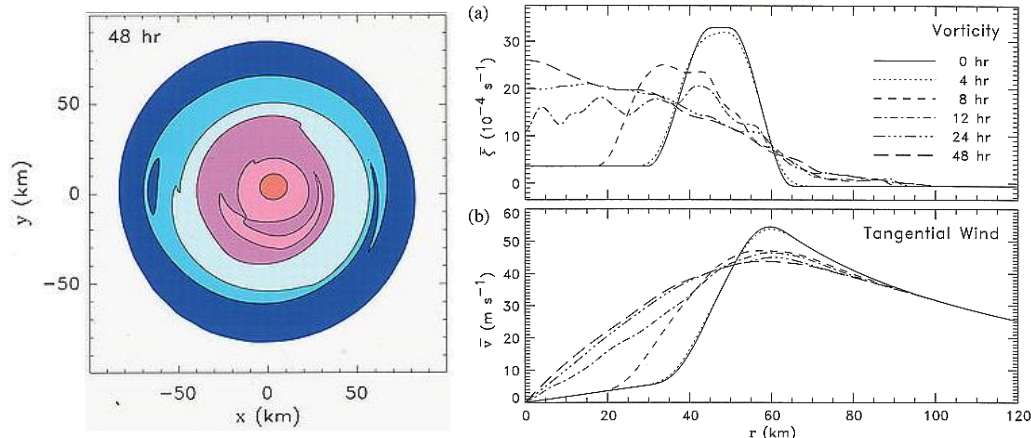
バランス成分 v.s. 非バランス成分



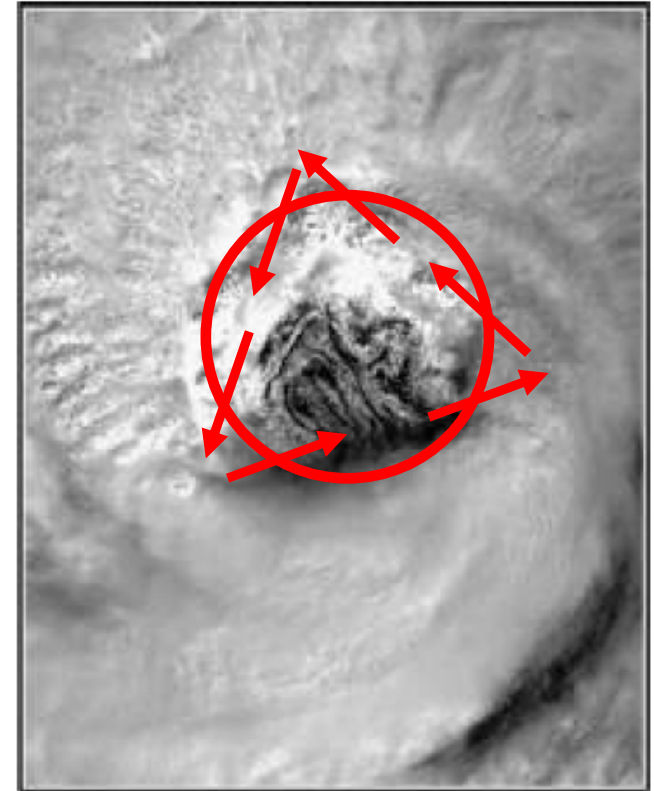
非静力学雲モデルでの熱帯低気圧の循環と SE 方程式での診断した循環 (Abarca and Montgomery, 2015).

非軸対称の役割 (メソ渦に伴う発達)

- 現実の熱帯低気圧は完全軸対称 (円状構造) ではなく, 接線方向にも変化する.
- 低気圧中心付近での非軸対称構造は眼の中のメソ渦, 多角形の壁雲として可視化される.
- メソ渦・多角形壁雲は**順圧不安定**を通して, 低気圧の接線風速を変化させる (e.g., Schubert et al., 1999).



水平 2 次元非発散順圧モデルによるリング渦の時間発展 (Schubert et al., 1999)



熱帯低気圧に伴う非軸対称構造の例.
ハリケーン Erin (2001) のメソ渦と三角形の壁雲 (Houze, 2010).

熱帯低気圧を記述する基礎方程式

運動方程式

軸対称渦の視点

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial r} - \cancel{\frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \lambda}} - w \frac{\partial u}{\partial z} + \left(f + \frac{v}{r}\right) v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + F_r,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial r} - \cancel{\frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \lambda}} - w \frac{\partial v}{\partial z} - \left(f + \frac{v}{r}\right) u - \cancel{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda}} + F_\lambda,$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -u \frac{\partial w}{\partial r} - \cancel{\frac{v}{r} \frac{\partial w}{\partial \lambda}} - w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_z,$$

熱力学方程式

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial r} - \cancel{\frac{v}{r} \frac{\partial \theta}{\partial \lambda}} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} + \dot{Q},$$

連続の式

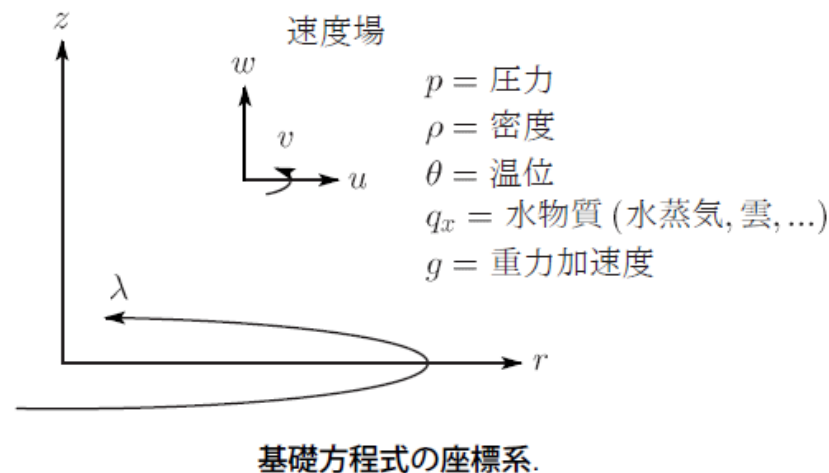
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho r u)}{r \partial r} - \cancel{\frac{\partial(\rho v)}{r \partial \lambda}} - \frac{\partial(\rho w)}{\partial z},$$

状態方程式

$$\rho = \rho(p, T, q_x), \quad (T = T(p, \theta)),$$

水物質保存式

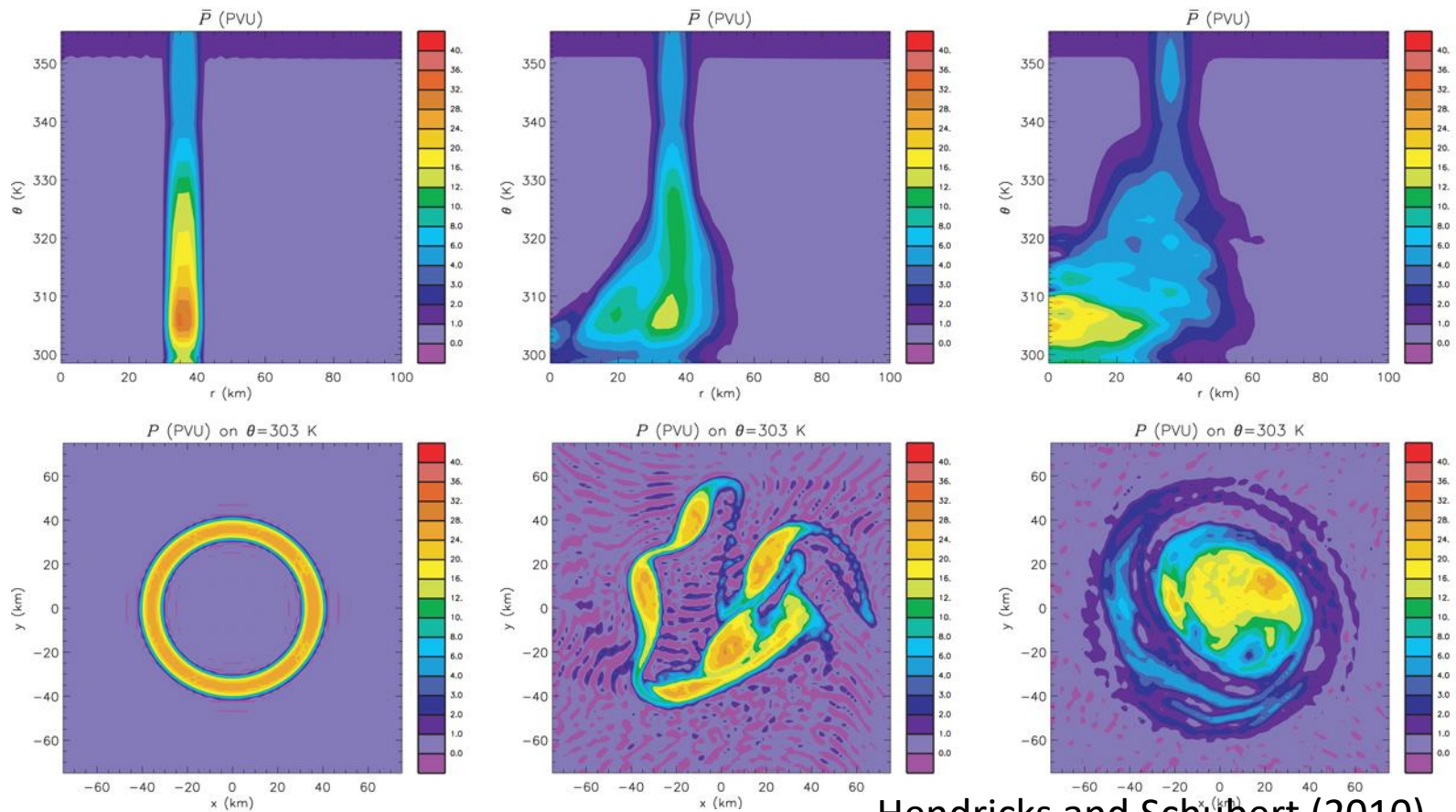
$$\frac{\partial q_x}{\partial t} = -u \frac{\partial q_x}{\partial r} - \cancel{\frac{v}{r} \frac{\partial q_x}{\partial \lambda}} - w \frac{\partial q_x}{\partial z} + CP.$$



非軸対称の役割 (メソ渦に伴う発達)

渦位の混合による発達

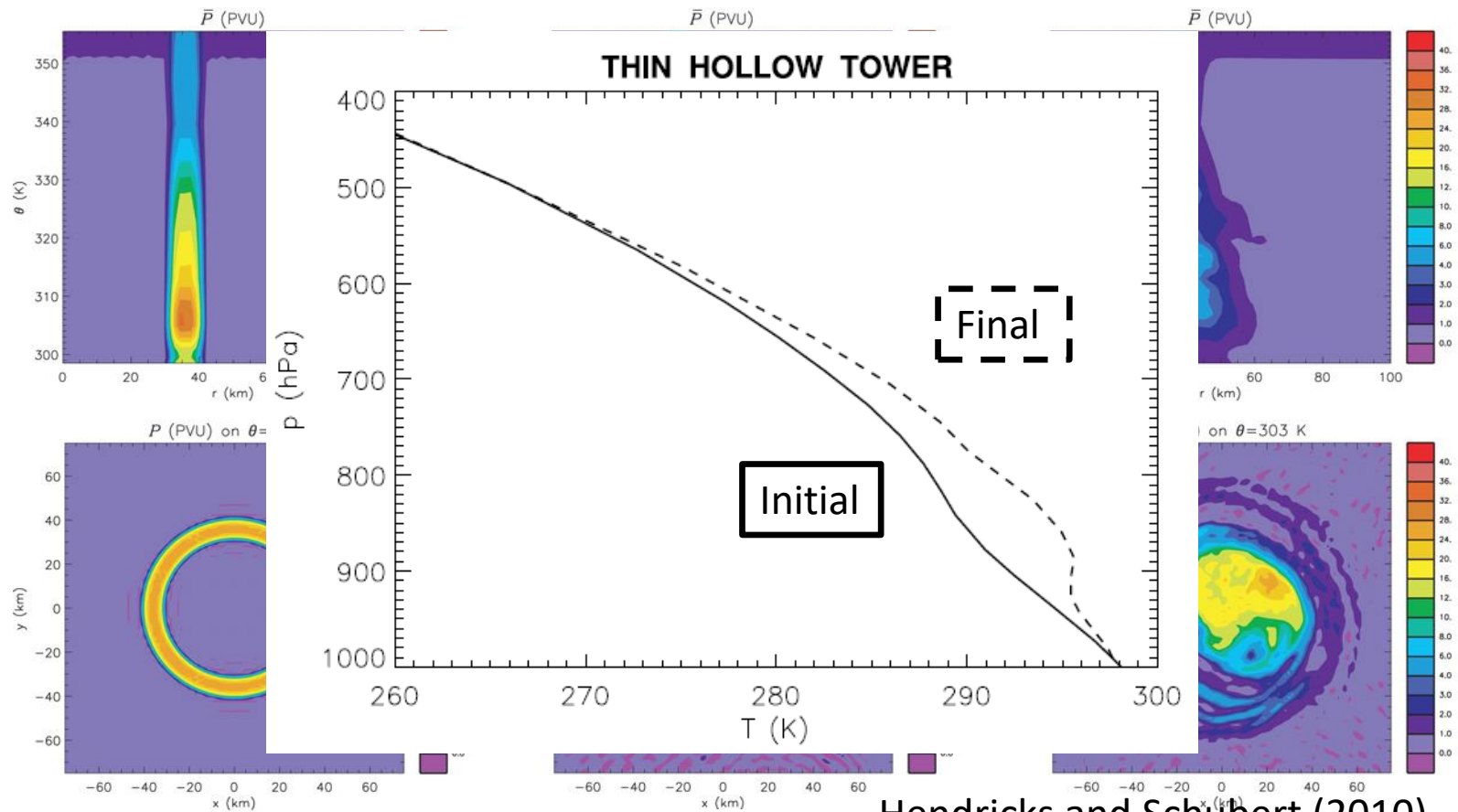
- (壁雲)リング状渦位 → 中心への集中
 - 非軸対称流による渦位の移流
 - 等温位大気モデルシミュレーション (壁雲加熱なし).



非軸対称の役割 (メソ渦に伴う発達)

渦位の移流に伴う質量の再配置

→ 力学的な眼の昇温 (Dynamical eye warming)

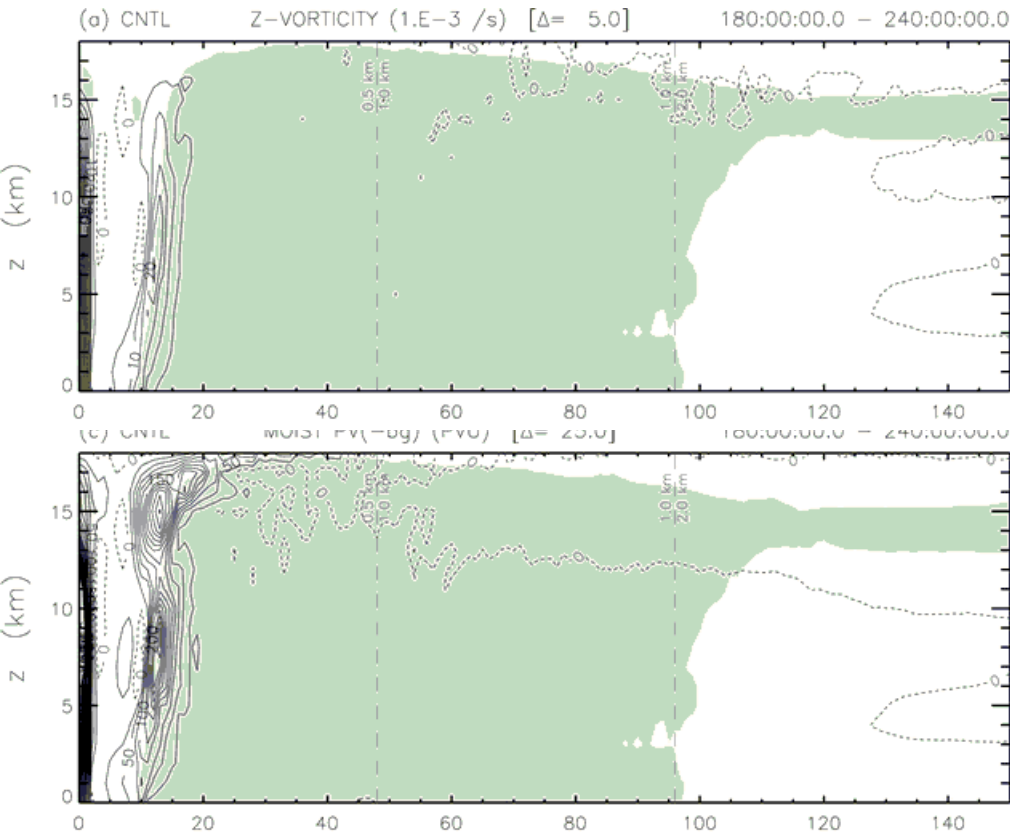


Hendricks and Schubert (2010)

雲解像モデルでの渦構造

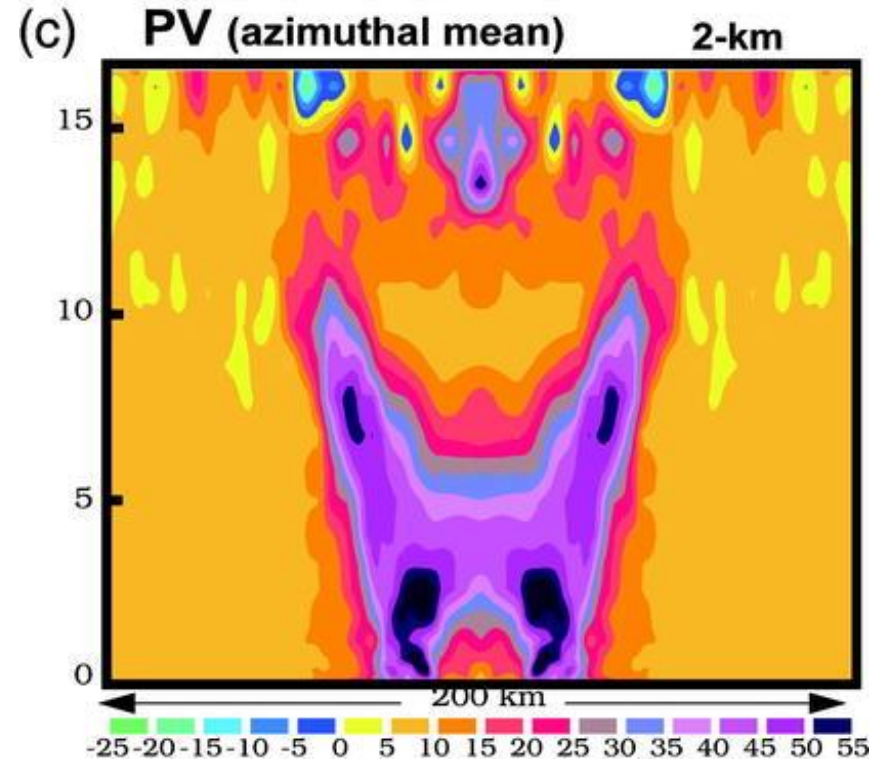
- 2次元
 - 回転は眼の中まで到達しない
- 3次元
 - 特徴的な **PV bridge** 構造 -> 非軸対称混合による眼の中への回転の到達

軸対称モデル



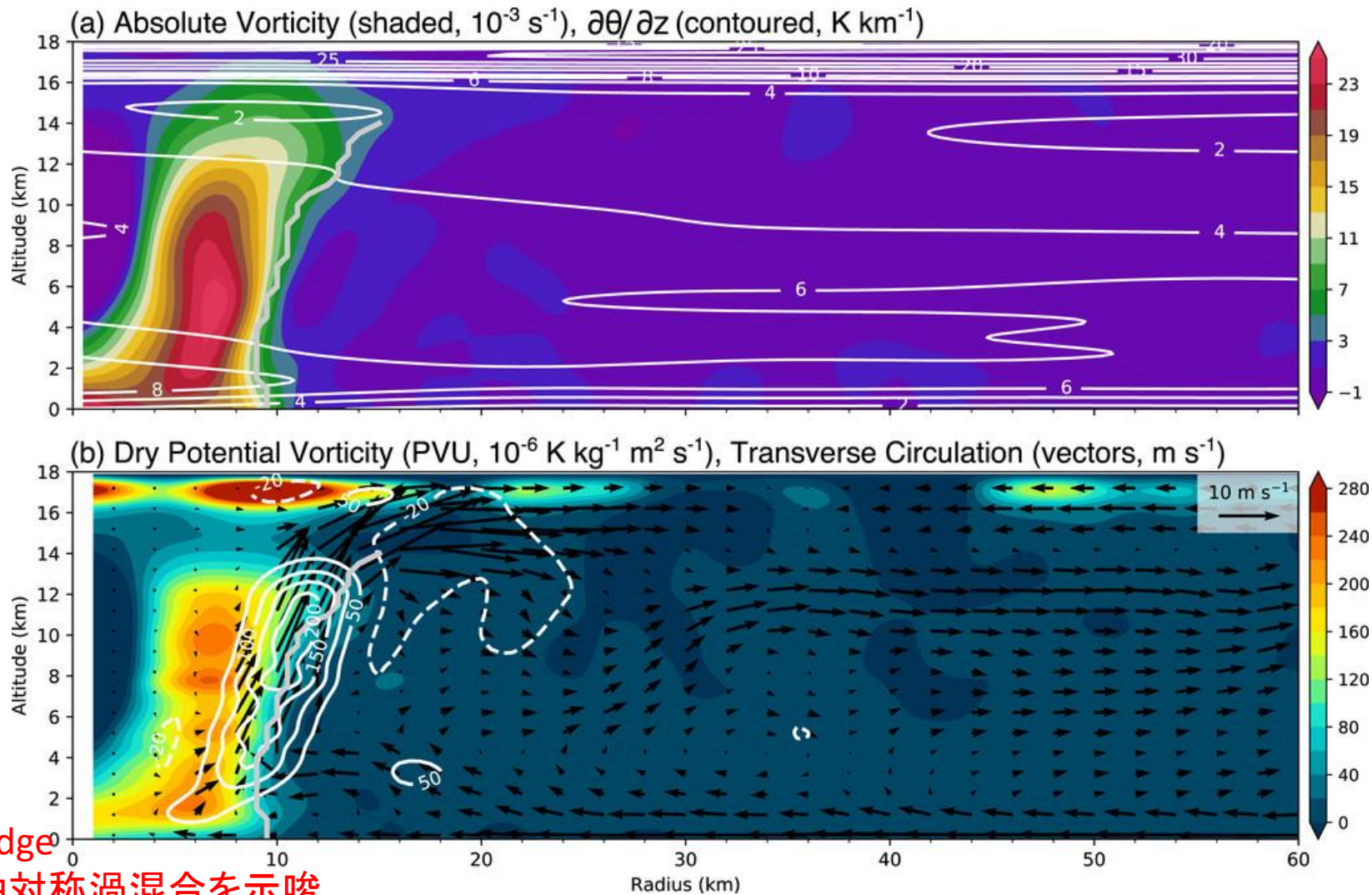
(上) 渦度と(下) 渦位 (Hausmann et al., 2006)

3次元モデル



軸対称平均渦位 (Yau et al., 2004)

実際の観測では

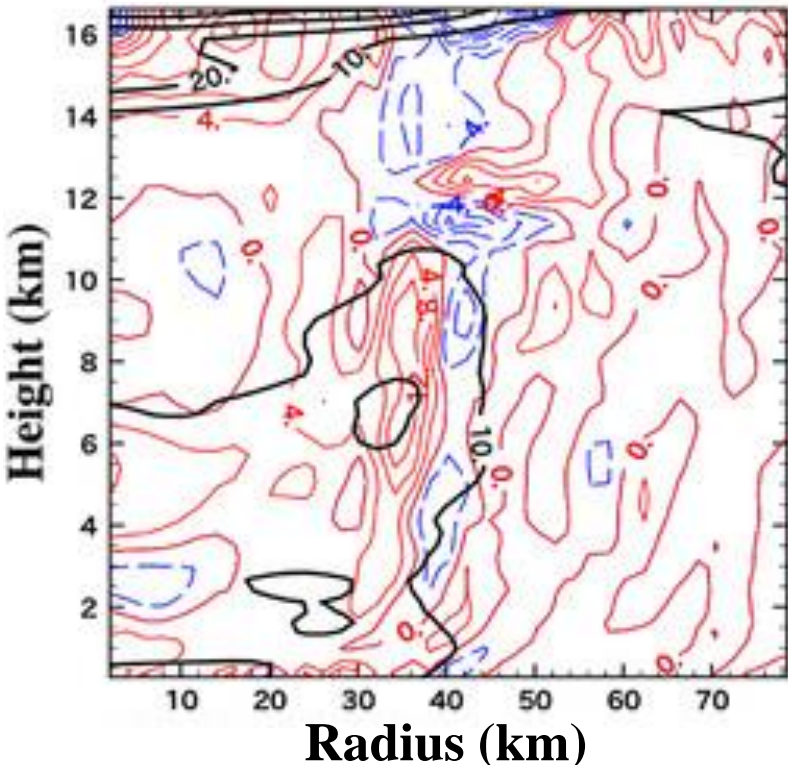


航空機観測で得られた (上) 軸対称平均渦度と (下) 渦位 (Martinez et al. 2019)

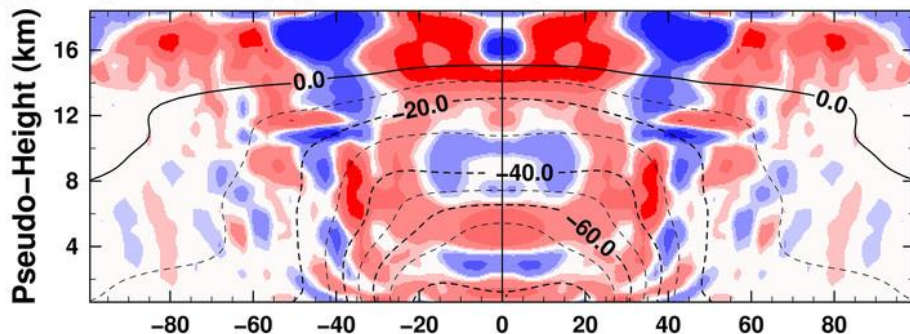
渦混合が発達に与える影響

- 渦混合に伴う中心気圧低下は全体の約 50%.
- 自由大気での渦混合が境界層での内向き流れの強化に寄与する可能性

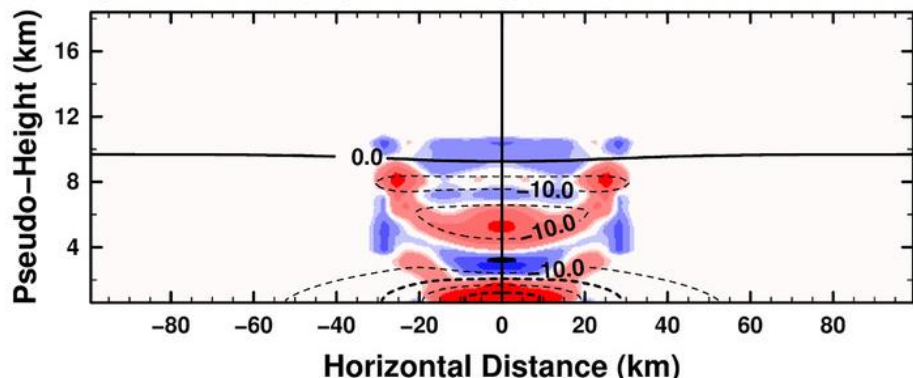
Total PV change (color; PVU)



(a) Prognostic dZ (m) and dPV (PVU)



(b) Diagnostic dZ (m) by PV-mixing (PVU)



-10. -5. -2. -1. 1. 2. 5. 10. (PVU)

3次元雲解像モデル台風シミュレーションでの(左)渦混合と、(右)渦位逆変換解析から得られた渦混合に伴う中心気圧の低下 (Tsuji no and Kuo 2020, 2021)

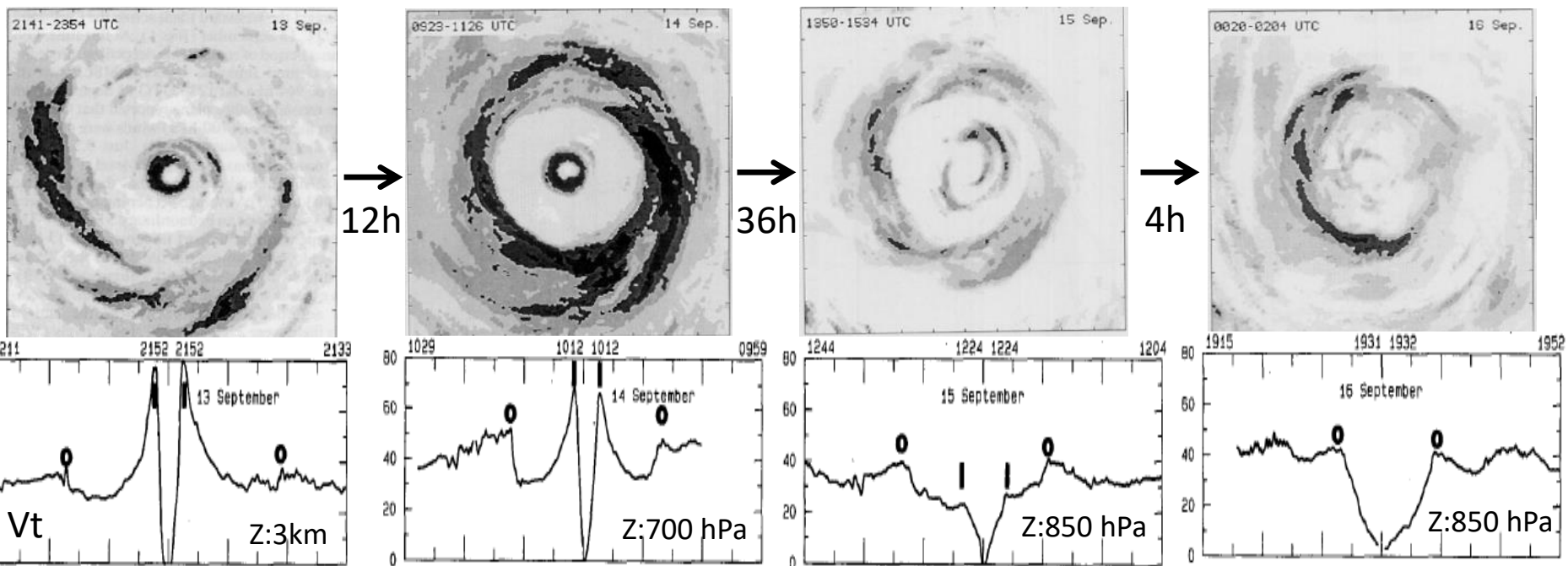
前半のまとめ・後半への導入

- 発達した台風は近似的に傾度風, 静力学バランスした (温度風関係を満たす) 回転軸対称な渦
 - (海面からの熱供給による) 壁雲での凝結加熱, 境界層インフローによる角運動量の上向き, 内向き輸送が, 直立した渦構造への発達をもたらす
 - 非軸対称過程が現実的な台風の渦構造に必要 (発達にも大きく寄与する可能性)

 - 台風の発達, 構造変化は海洋上で短時間 (< 1 日) に起こる
 - 観測の不足からモデリング研究が主
- ↓
- 静止気象衛星による高頻度 (分単位) 観測の利用可能性
 - ひまわり 8 / 9 号 (2015 年~), GOES-16 / 17 (2016 年~)

はじめに

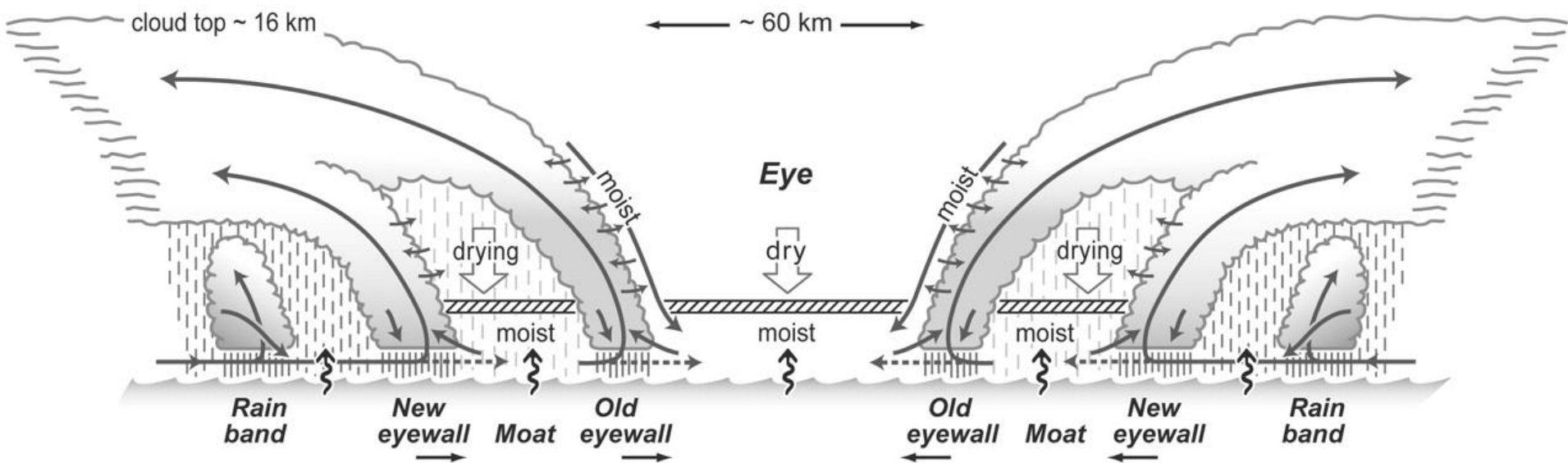
- 熱帯低気圧の多重壁雲
 - 壁雲の置き換わり (Eyewall Replacement Cycle)
 - 1日スケールで最大風速・RMW・サイズの変化
 - いつ起こるか・どの程度維持するか予報が困難
 - 強い熱帯低気圧の約半数 (Hawkins and Helveston 2004)
 - 西部北太平洋の台風で最多 (Yang et al. 2021)
- 壁雲置き換わり(内側壁雲消失)プロセス



Hurricane Gilbert (1988) の風速分布 (Black and Willoughby 1992; MWR)

はじめに

- 熱帯低気圧の多重壁雲
 - 壁雲の置き換わり (Eyewall Replacement Cycle)
 - 1日スケールで最大風速・RMW・サイズの変化
 - いつ起こるか・どの程度維持するか予報が困難
 - 強い熱帯低気圧の約半数 (Hawkins and Helveston 2004)
 - 西部北太平洋の台風で最多 (Yang et al. 2021)
- 壁雲置き換わり(内側壁雲消失)プロセス



Hurricane Rita (2005) の概念図 (Houze et al. 2007)

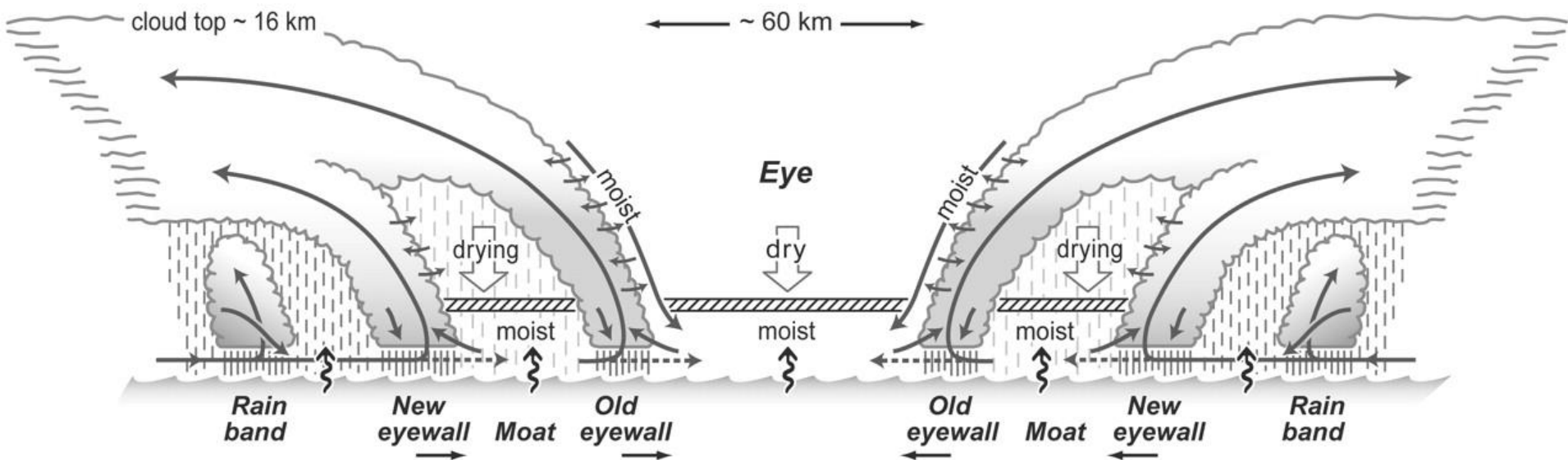
先行研究

- **非軸対称過程**

- Kossin et al. (2000; JAS)
- Yang et al. (2013; MWR)
- Lai et al. (2019; JAS)

- **境界層過程/熱力学的過程**

- Houze et al. (2007; Science)
- Rozoff et al. (2008; QJRMS)
- Zhou and Wang (2010; JAS)
- Tsujino et al. (2017; JAS)



Hurricane Rita (2005) の概念図 (Houze et al. 2007)

内壁・外壁相互作用

- 線形安定性解析と非発散順圧モデル (非線形) 実験
- 内側壁雲 (コア渦) と外側壁雲 (渦リング) の相互作用
 - Moat での順圧不安定
 - Moat 幅が狭いとより不安定化

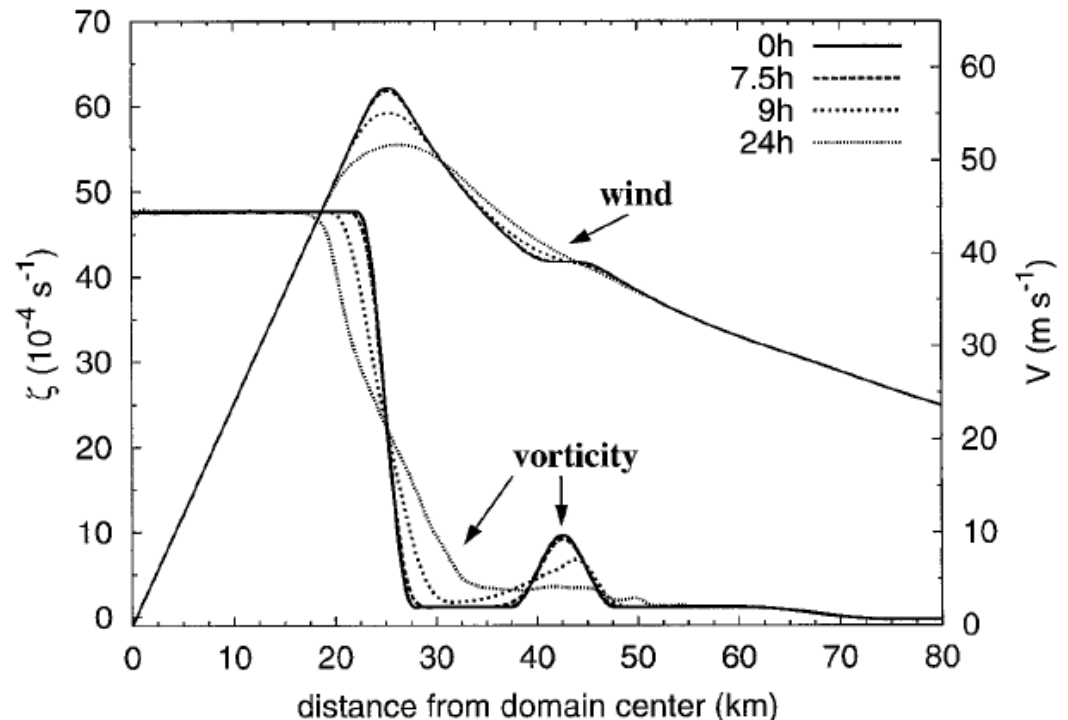
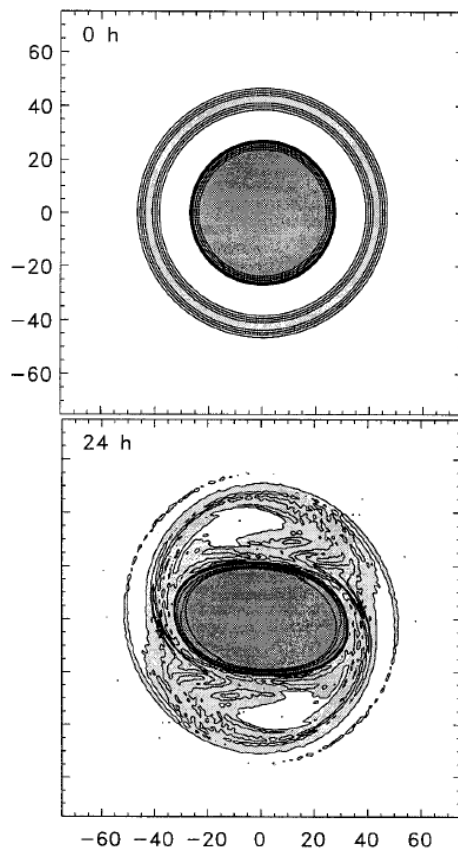
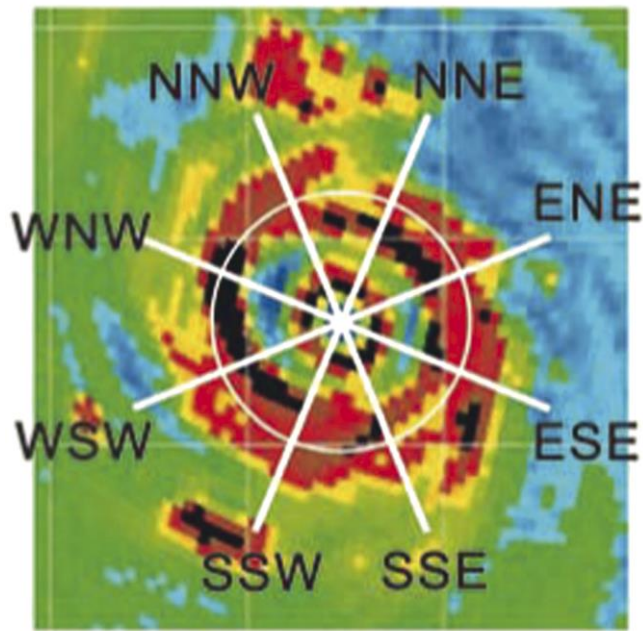


FIG. 12. Azimuthal mean vorticity and tangential velocity for the experiment shown in Fig. 13 at the selected times $t = 0$ (solid), 7.5 h (long dash), 9 h (medium dash), and 24 h (short dash). (Kossin et al. 2000, JAS)

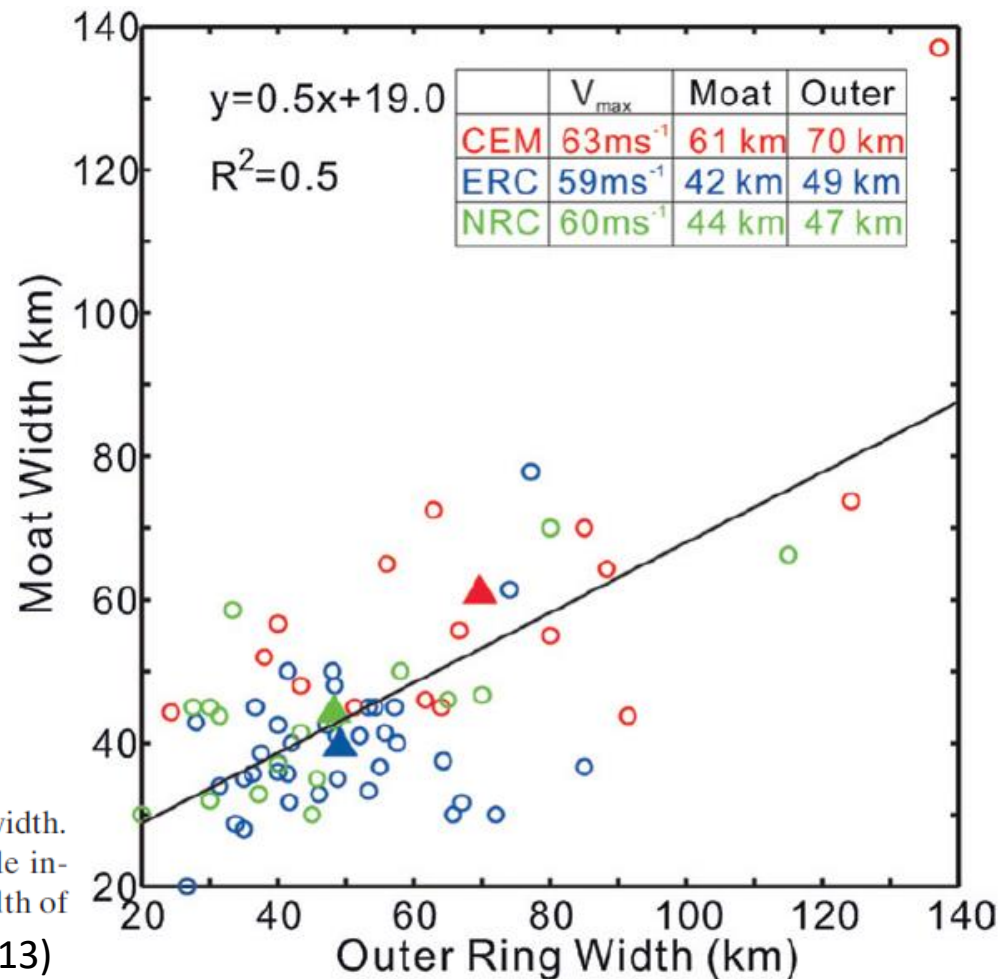
観測データによる統計的特徴

- 衛星観測から多重壁雲の寿命と Moat 幅の関連
 - Moat 幅が広いほど長寿命 (内側壁雲の消失が遅い)
 - Moat での順圧不安定を示唆



89 GHz マイクロ波画像 (Yang et al. 2013)

FIG. 7. Scatter diagram of the moat width vs outer eyewall width. The linear fitting line and formula are also shown. The table indicates the average V_{max} , moat width, and outer eyewall width of CEM, ERC, and NRC cases, respectively. (Yang et al. 2013)



3次元雲解像シミュレーション

- 内側壁雲の消失は Moat 不安定 (楕円化するコア渦)

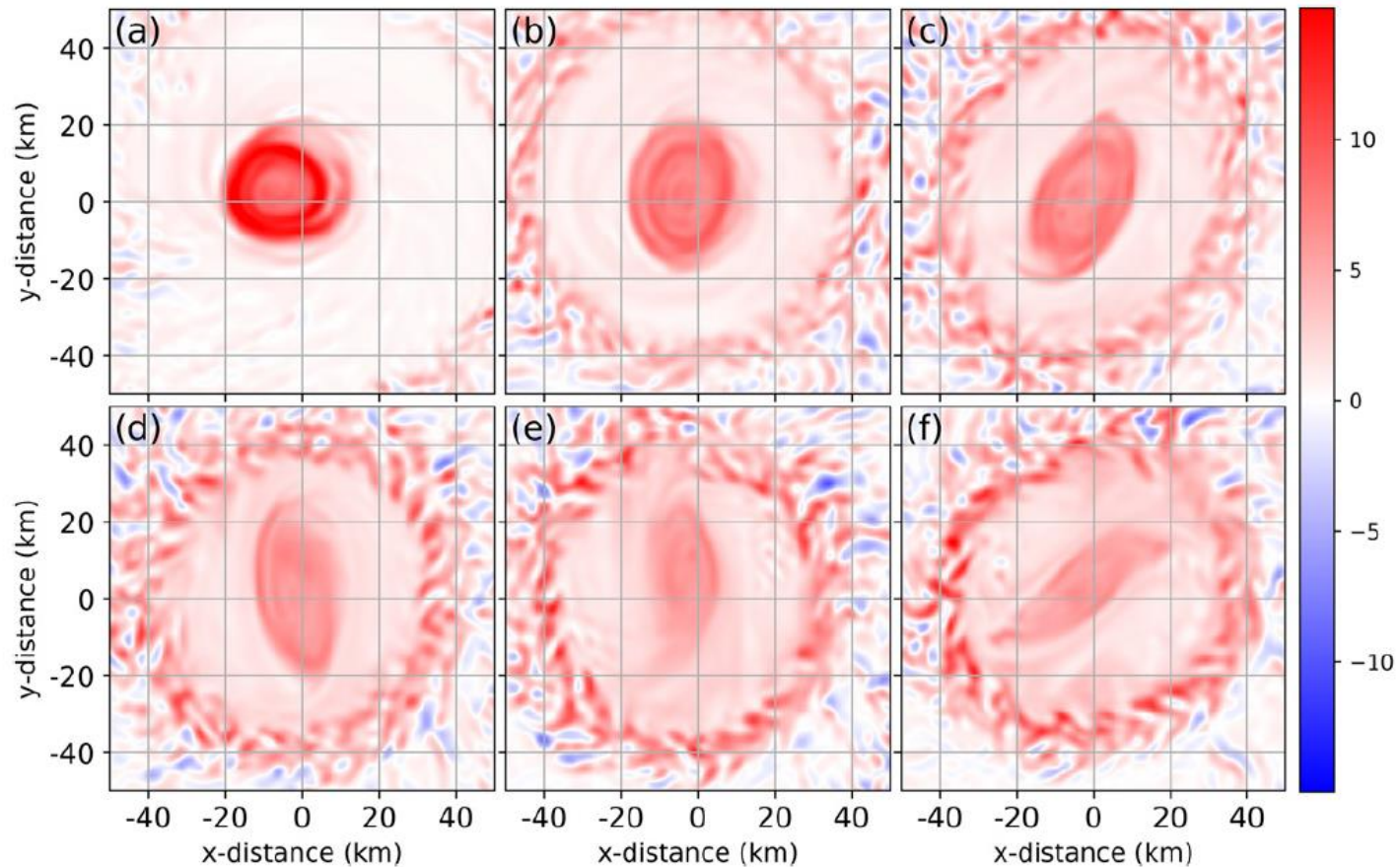


FIG. 3. The relative vorticity ($\times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) of the simulated Wilma averaged over the lower levels $0.8 \leq z \leq 2.5 \text{ km}$ at $t =$ (a) 42, (b) 54, (c) 59.5, (d) 62, (e) 64, and (f) 66 h. The distance is with respect to the center of the innermost simulation domain. Note that the times and the scale of the axes are different from those in Fig. 2.

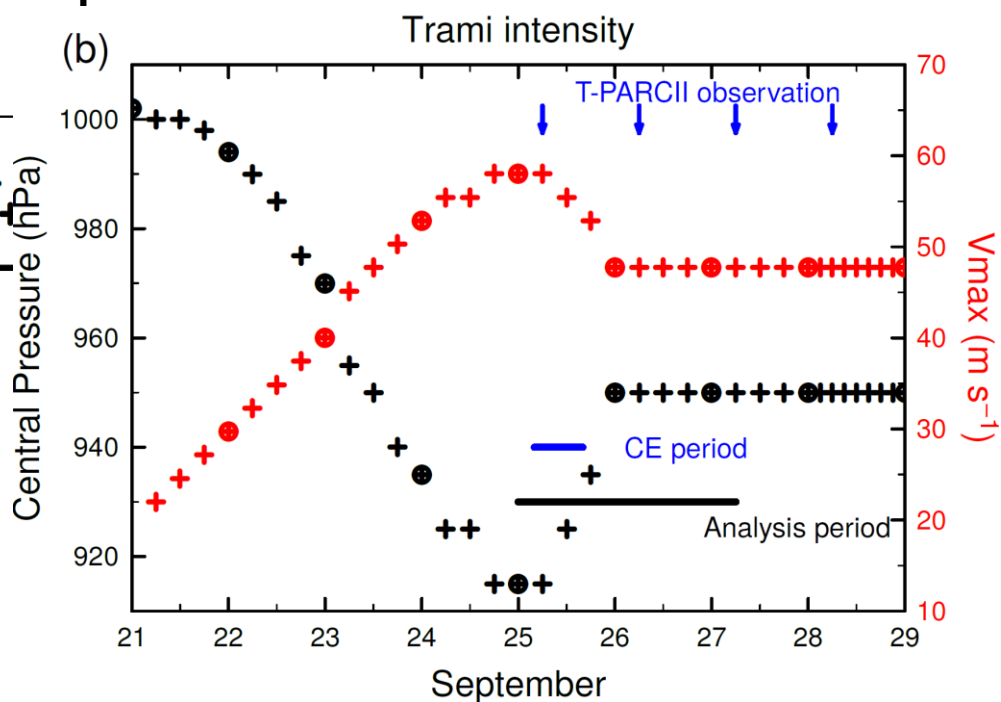
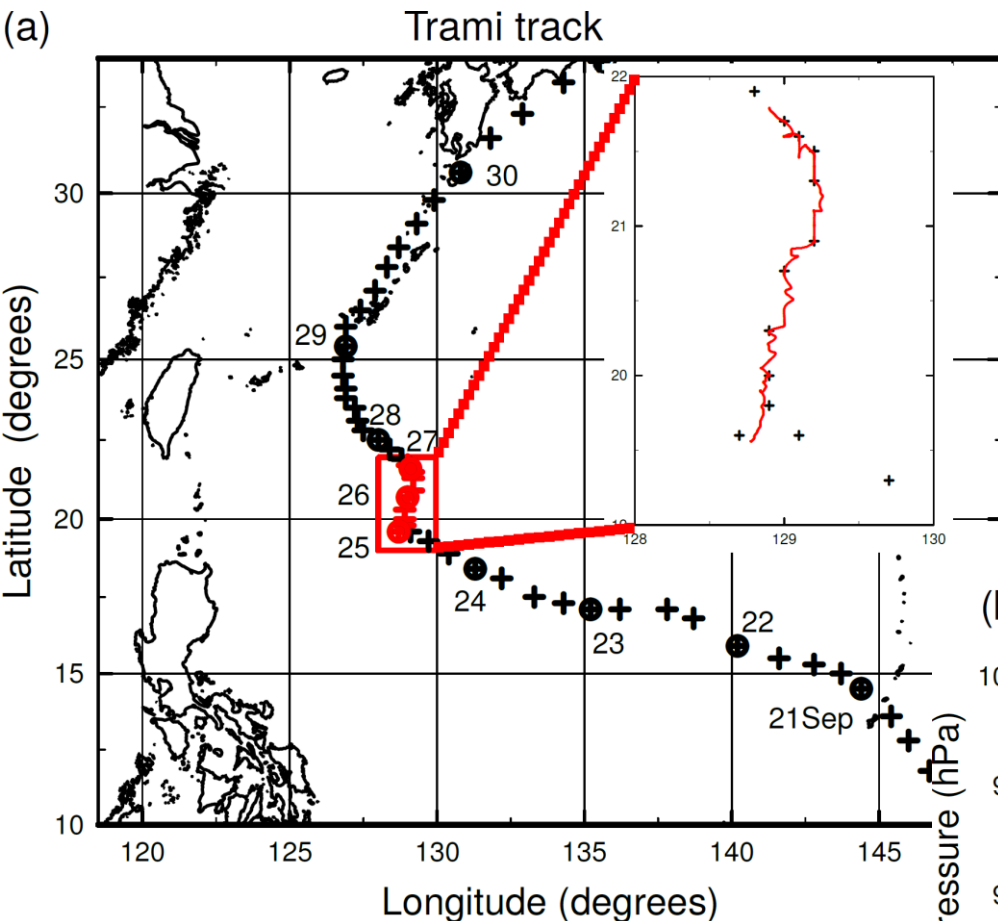
(多重壁雲における) 非軸対称渦の残された課題

- 理論, 簡単化・理想化シミュレーション
- 衛星観測による壁雲構造の統計的特徴
- 実事例の雲解像シミュレーション



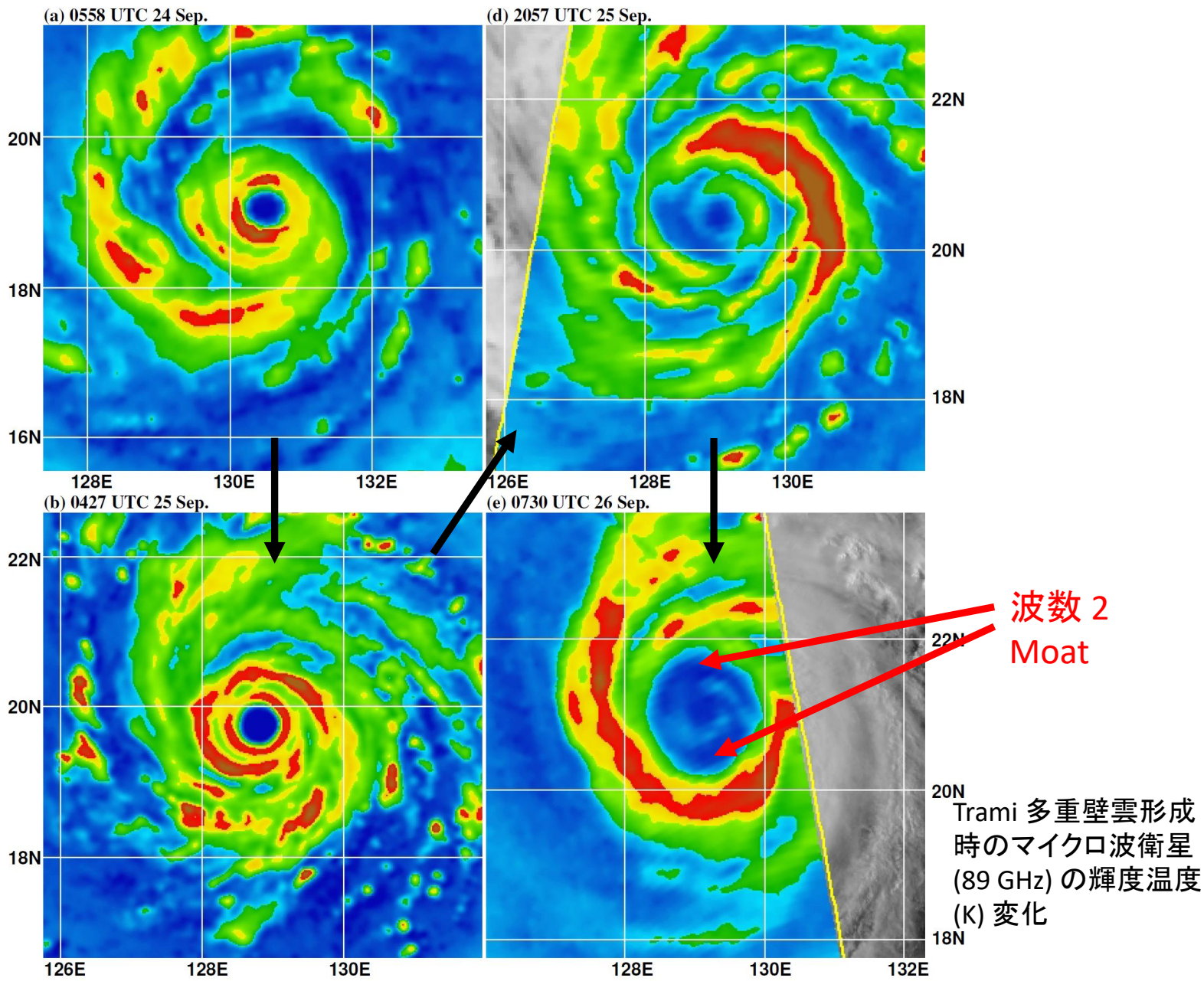
- 観測にもとづく風速, 渦度の時間変化から
非軸対称渦の役割の解明

台風 Trami (2018)



(左) Trami の経路, (右) 中心気圧
(気象庁ベストトラック)

多重壁雲の時間変化



本研究の目的

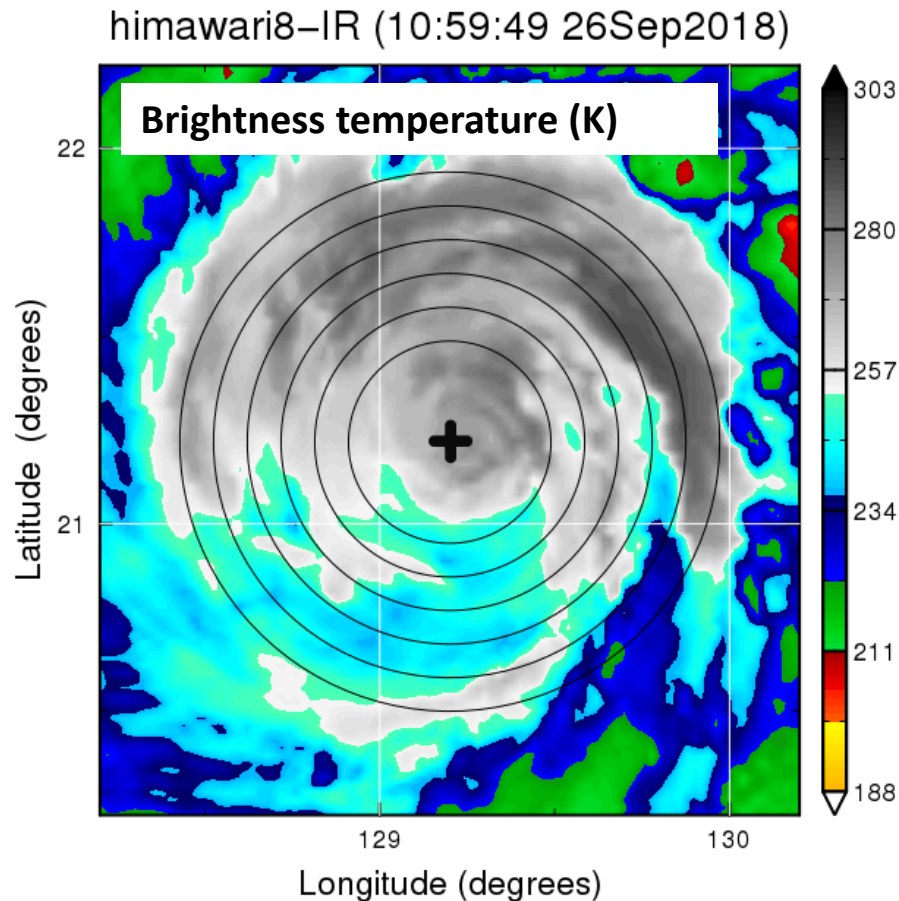
対象：台風 Trami (2018)

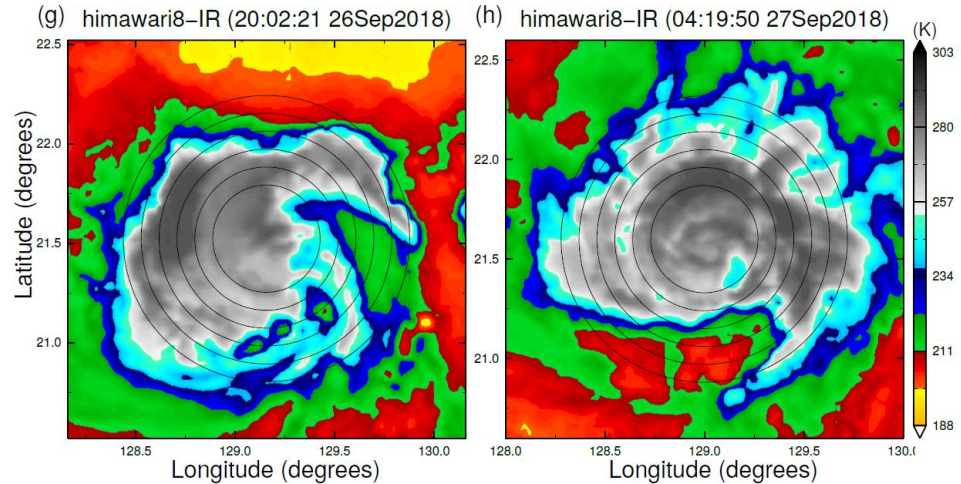
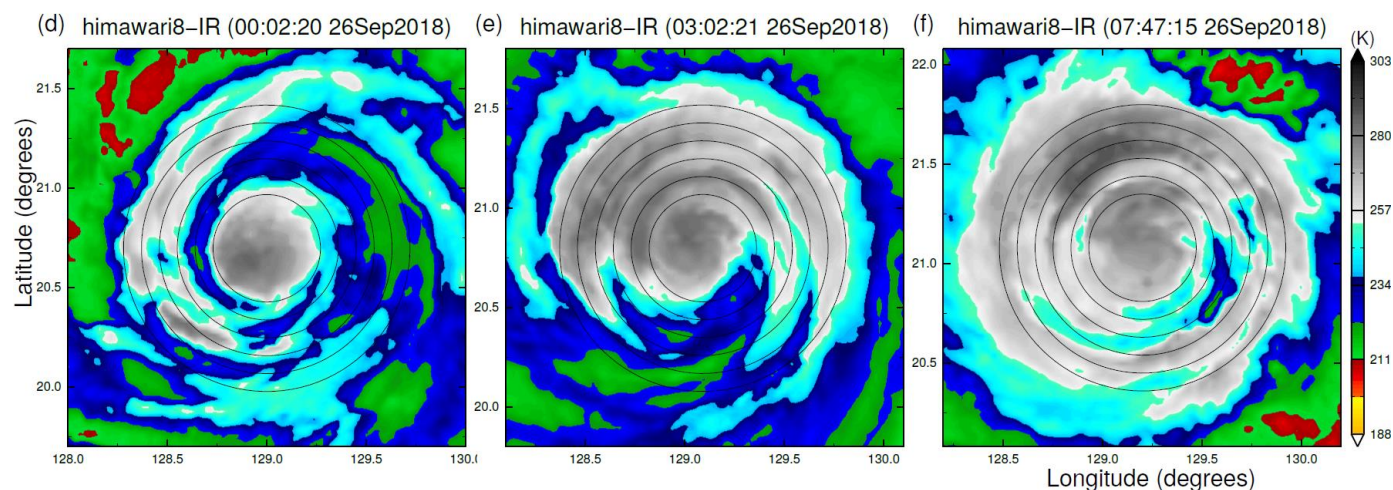
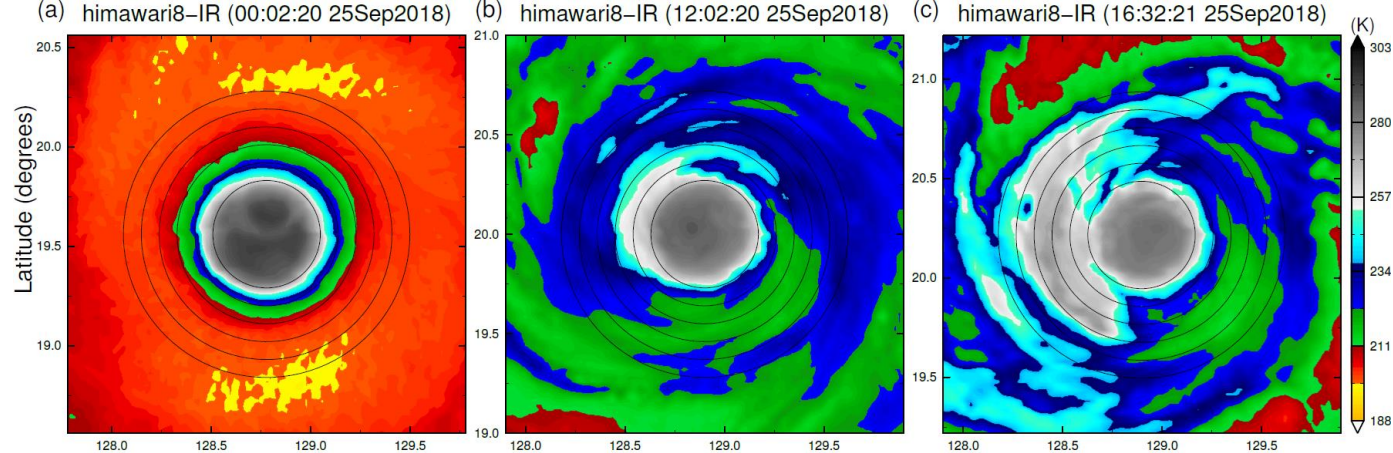
多重壁雲構造・内側壁雲の消失イベント

- ひまわり画像に基づく台風中心付近の風速推定 (Tsukada and Horinouchi 2020)
 - 推定風速の時間変化
 - 関連物理量の時間変化
 - 航空機観測時のドロップゾンデとの比較
- 渦度方程式へのポテンシャル半径(角運動量座標)の導入と内側壁雲消失時の非軸対称過程の考察
- 理想モデルシミュレーションで確認

ひまわり画像（台風機動観測）

- 観測範囲: 台風中心周辺領域 (750 km x 750 km)
- 時間間隔: 2.5 min (個々の雲追跡が可能)
- 水平解像度: 2 km (赤外) / 500 m (可視)





Trami 多重壁雲形成時の
ひまわり 8 号バンド 13
(10.4 μm) の輝度温度 (K)
変化

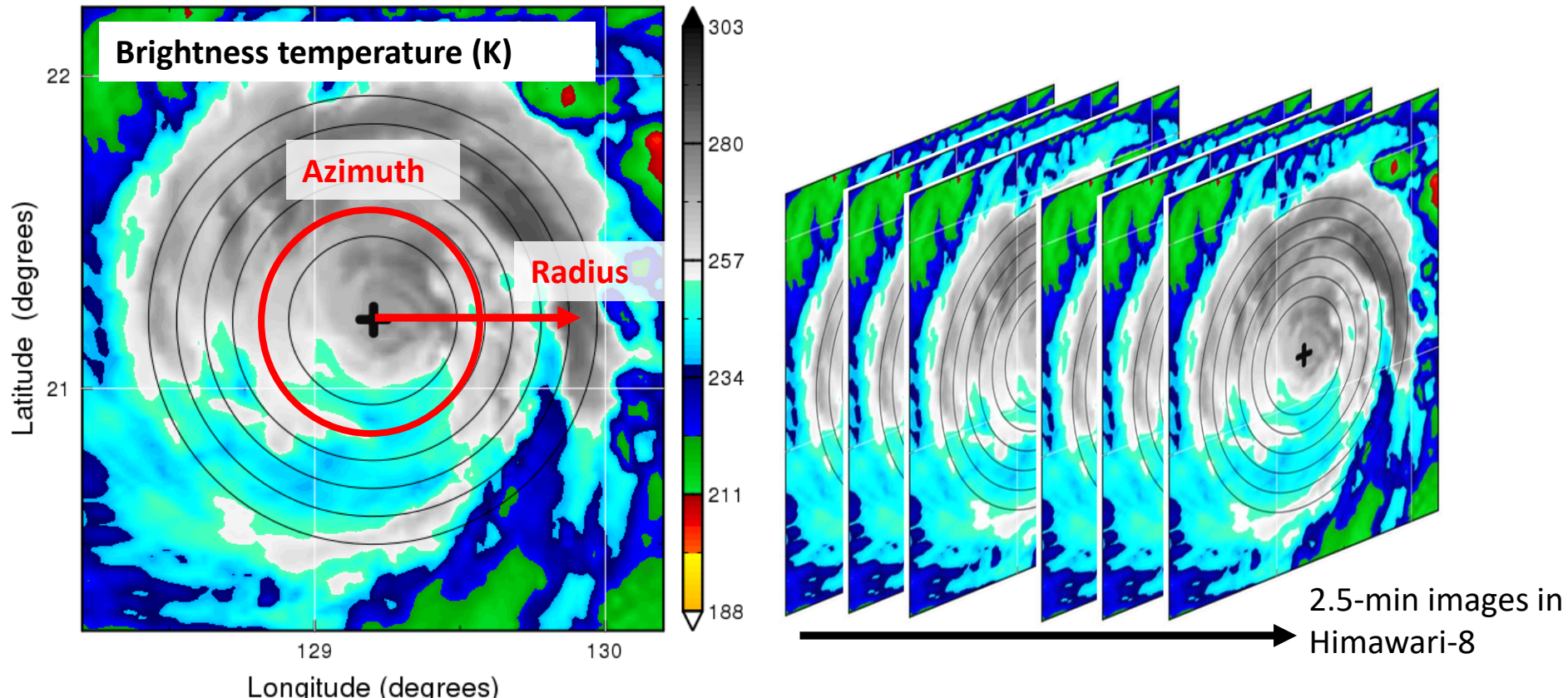
手法

- 時系列スペクトル解析 (Tsukada and Horinouchi 2020)
 - 緯度経度座標で定義される輝度温度を台風中心について円筒座標 (動径 2 km 間隔, 方位角 512 点) に投影
 - トレンド除去
 - 接線, 時間方向にスペクトル解析
 - 各波数と周波数について位相速度を求める
 - 波数, 周波数ともに 10 倍補間
 - エイリアジング折り返し 1 回考慮
 - 速度ごとにビンに分ける
 - 線形でビン分割 (1 m/s ごとに 1 – 65 m/s まで)
 - ビニング波数は 3 より高波数のみ
 - ピークビンの 80% 範囲で重み付き平均
- 解析バンド: B13
- 輝度温度マスク (本研究で導入)
 - 輝度温度 263 K (-10°C) 以下を 263 K でマスク
 - 263 K 以上の領域が接線方向連続 60° 未満もマスク
 - 接線方向の未マスク領域が全体の 16% (角度 60°) 未満なら風速推定しない

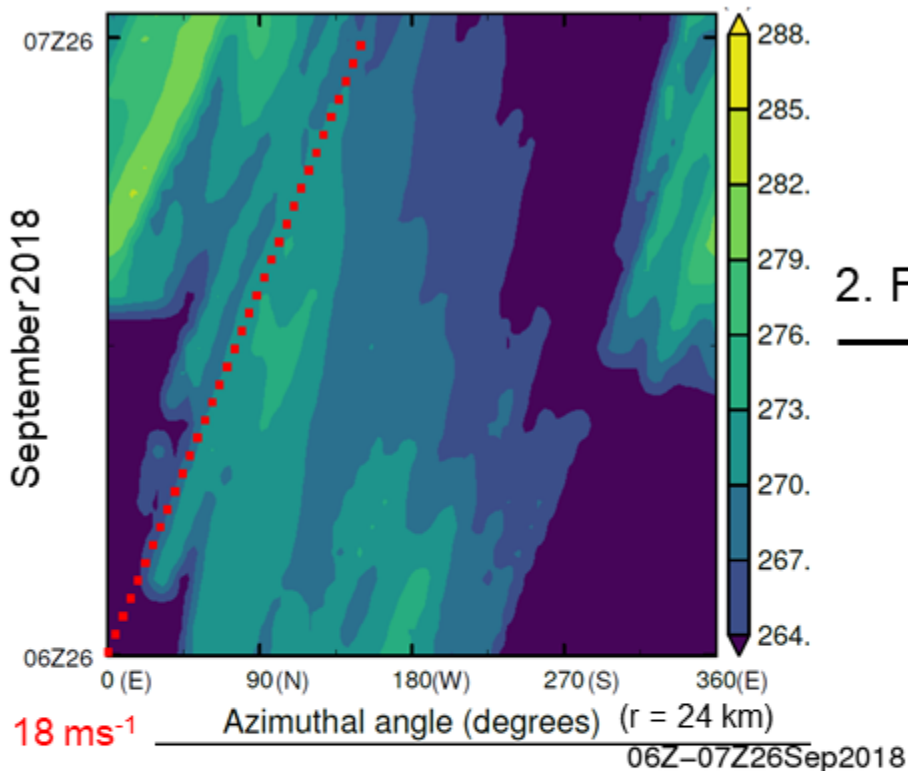
ひまわり画像 (台風機動観測)

- 観測範囲: 台風中心周辺領域 (750 km x 750 km)
- 時間間隔: 2.5 min (個々の雲追跡が可能)
- 水平解像度: 2 km (赤外) / 500 m (可視)

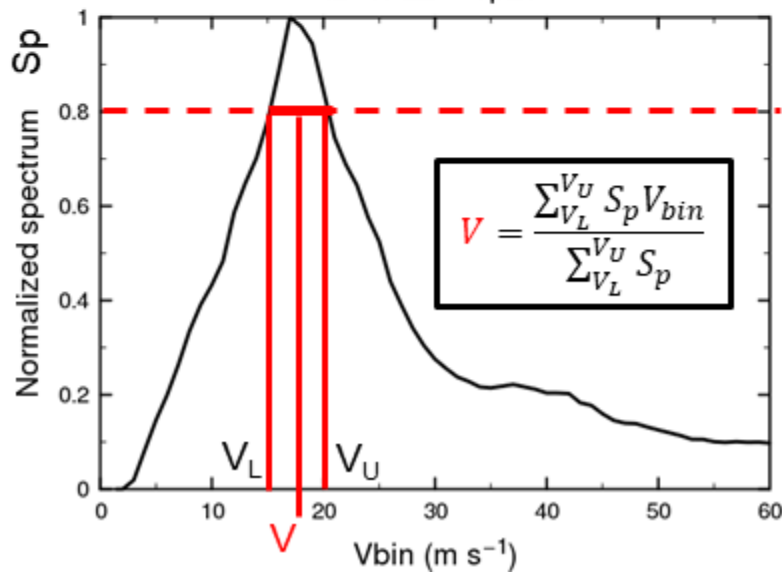
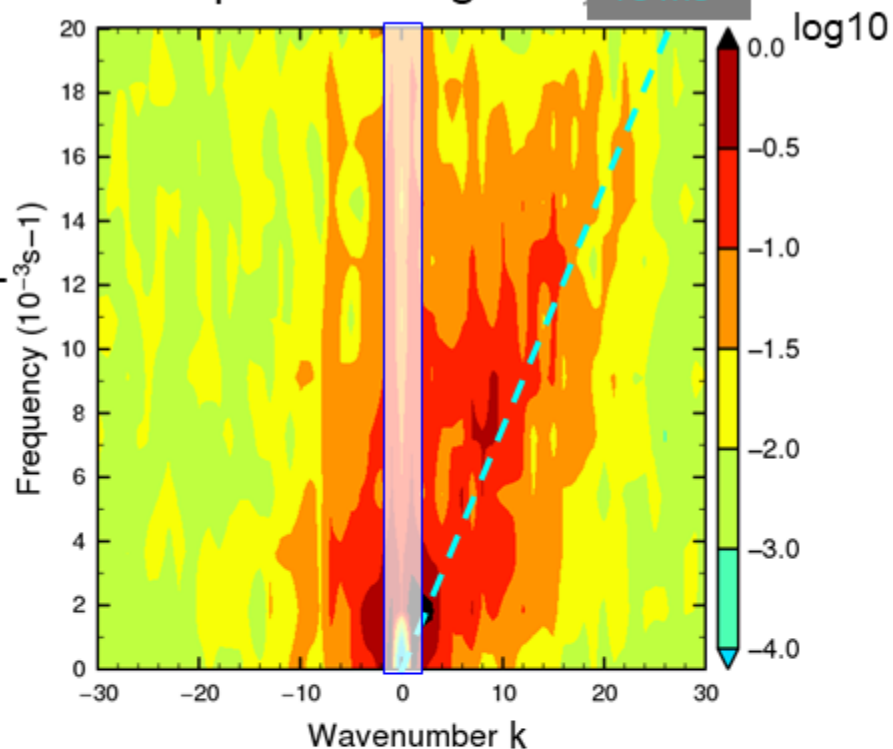
himawari8-IR (10:59:49 26Sep2018)



1. Projection of T_b (K) on the r - θ coord.



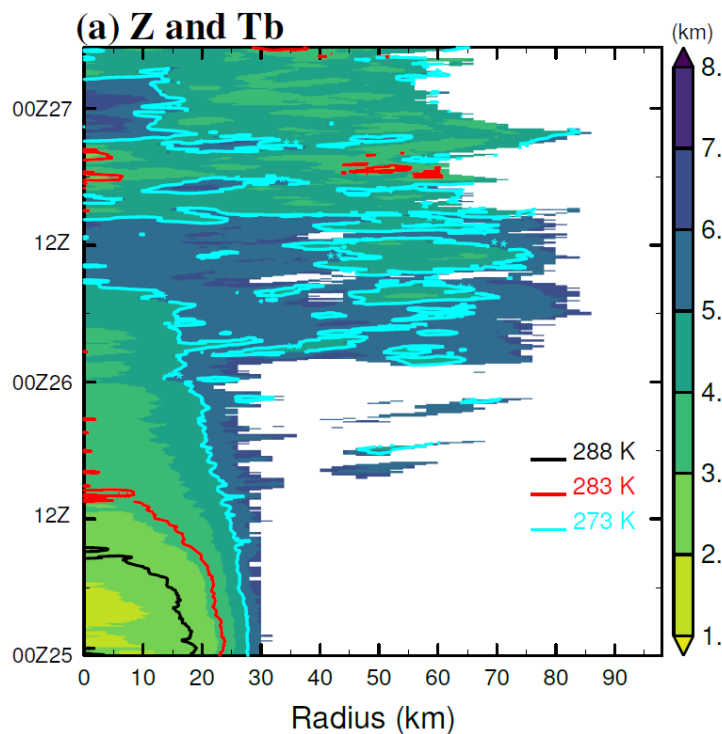
Dispersion diagram 18 ms⁻¹



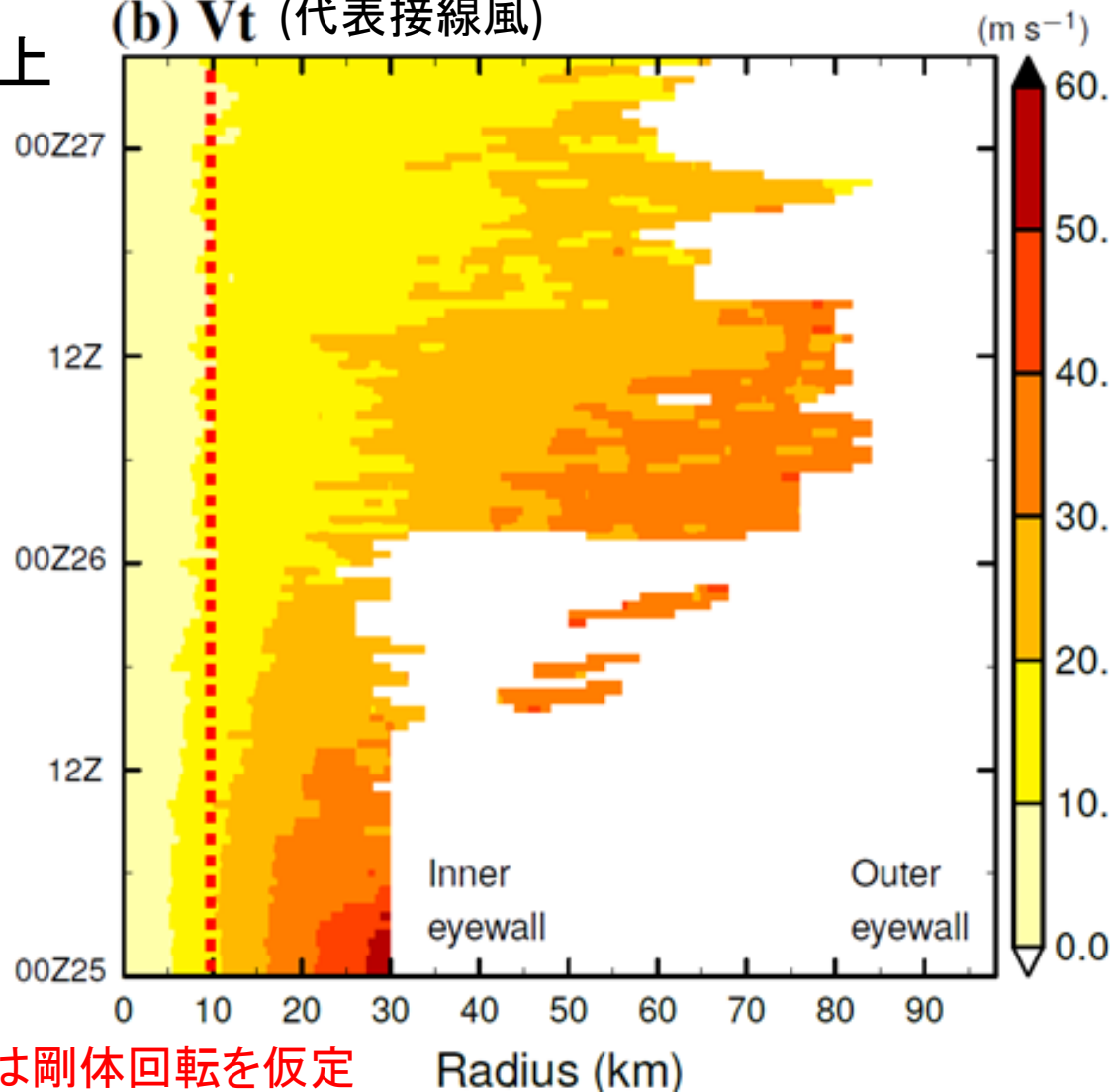
3. Phase velocity binning
($k \geq 3$ for the binning)

解析結果

- 25 日前半
 - $r = 30 \text{ km}$ で 50 m/s 以上
- 25 日後半以降
 - $r < 30 \text{ km}$ で風速減少



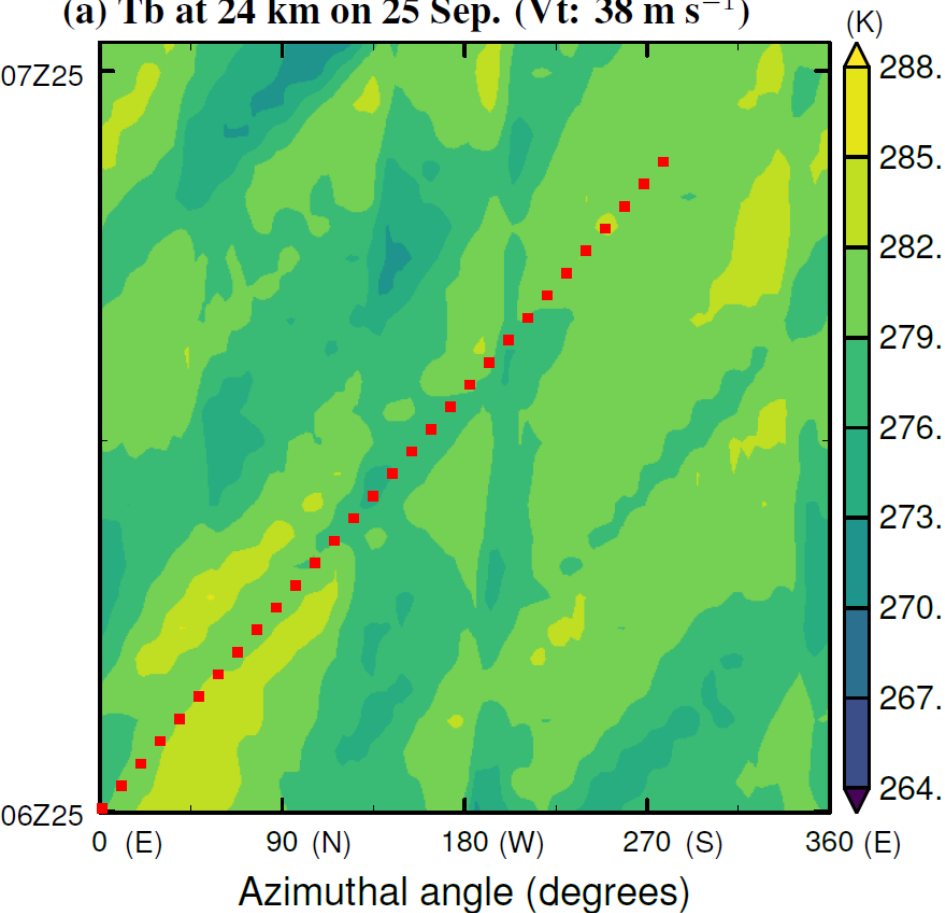
(b) V_t (代表接線風)



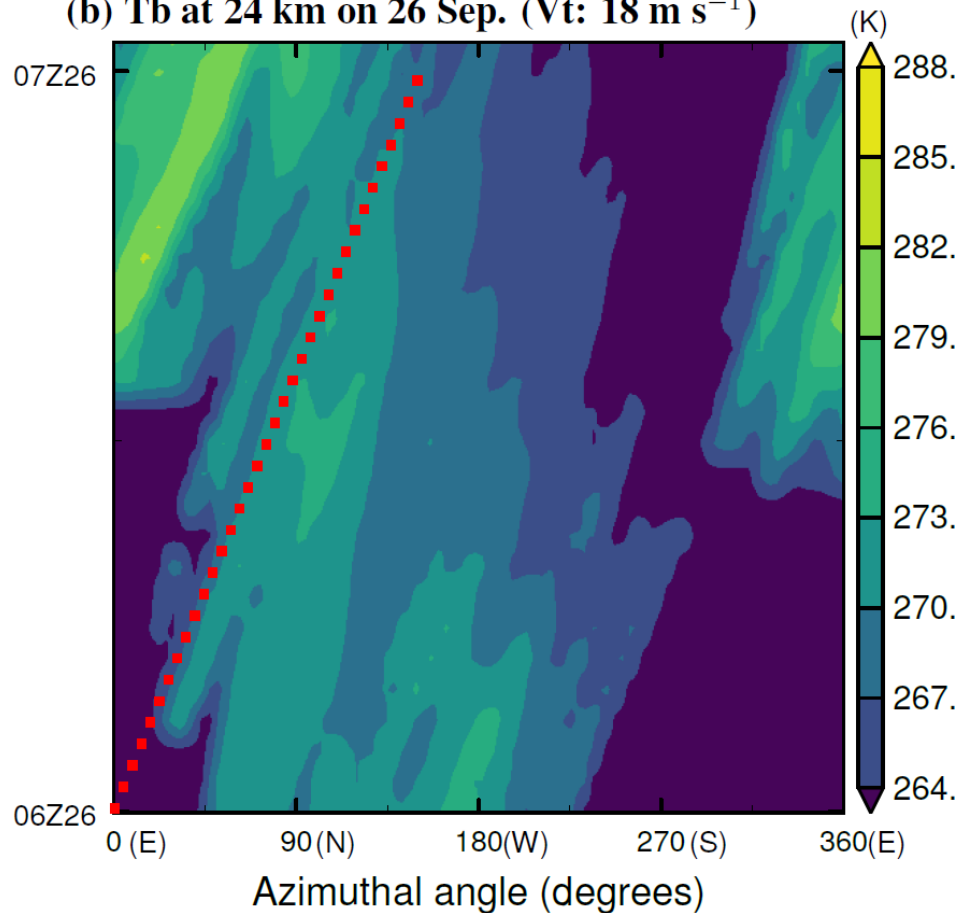
$r < 10 \text{ km}$ は剛体回転を仮定

輝度温度の時間変化

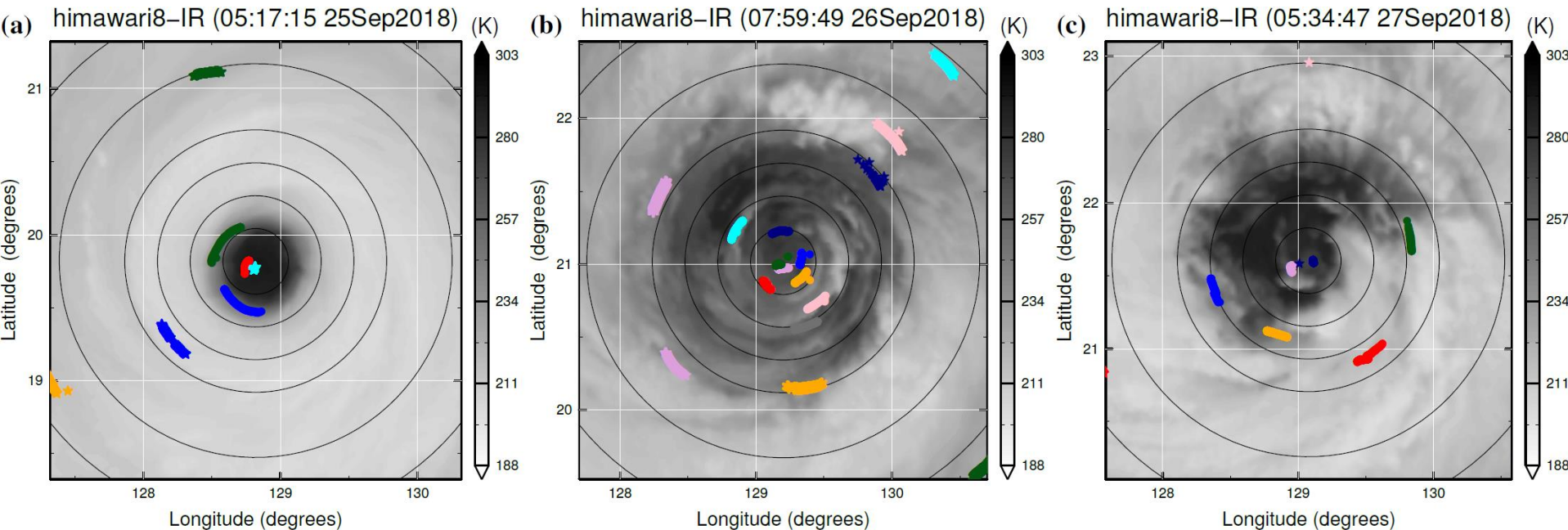
(a) Tb at 24 km on 25 Sep. (Vt: 38 m s⁻¹)



(b) Tb at 24 km on 26 Sep. (Vt: 18 m s⁻¹)



T-PARCIII ドロップゾンデ観測



↑各フライトごとのドロップゾンデの軌跡



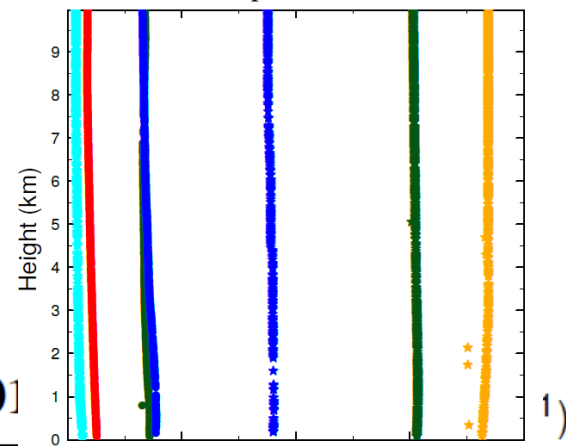
投下口 ドロップゾンデ受信機

使用機体及び
ドロップゾンデ受信システム

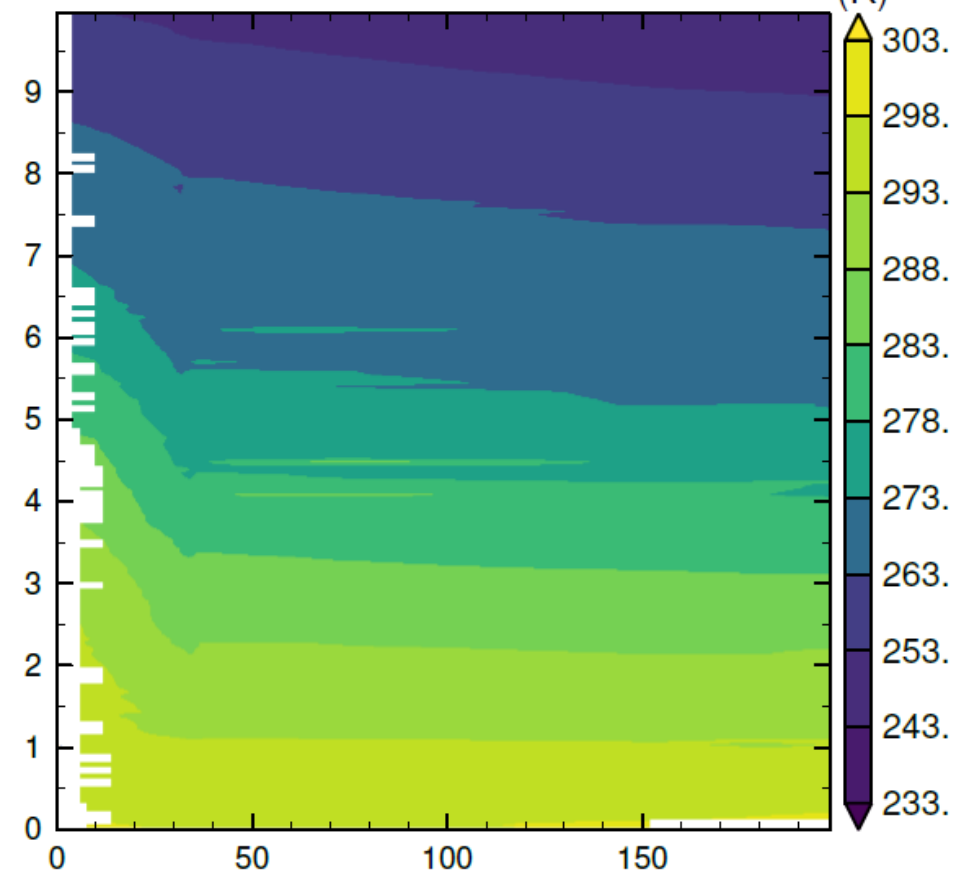
琉球大学プレスリリースより →
(<https://www.u-ryukyu.ac.jp/wp-content/uploads/2018/12/press2018073001.pdf>)

内側壁雲活発期 09/25

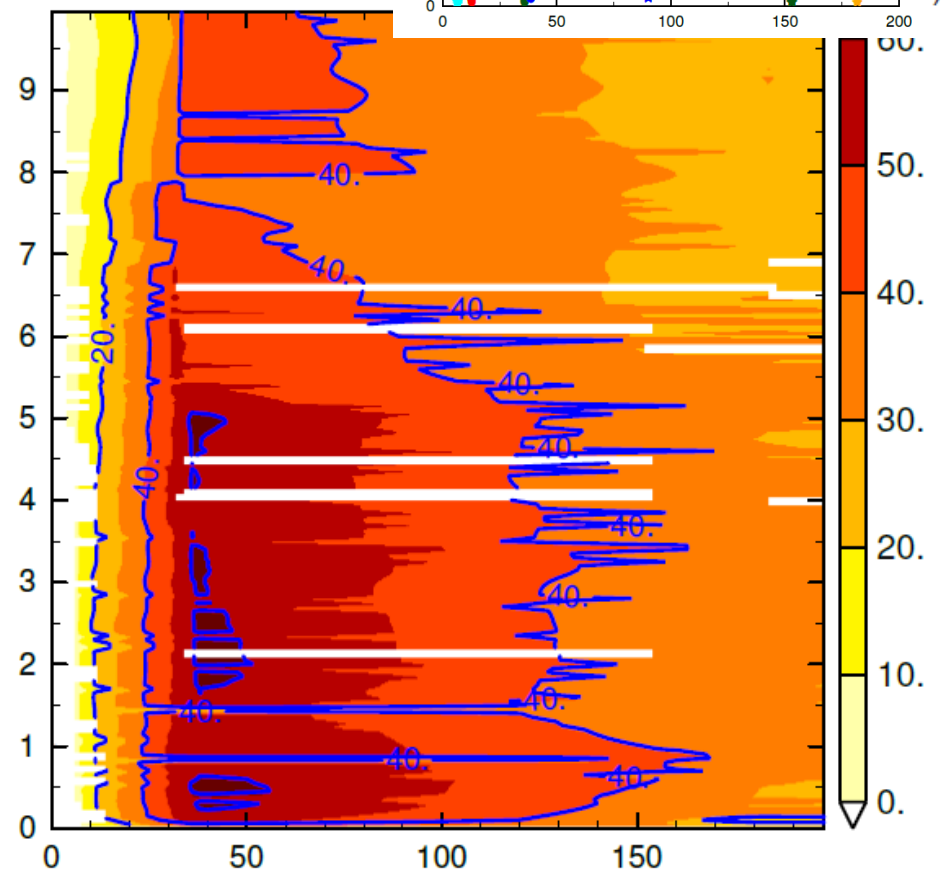
(a) SONDE (25 Sep. 2018)



(b) T (25 Sep. 2018)

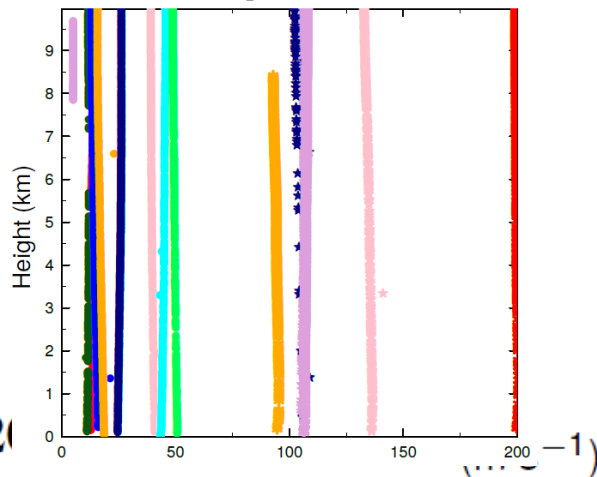


(c) Vt (25 Sep. 2018)

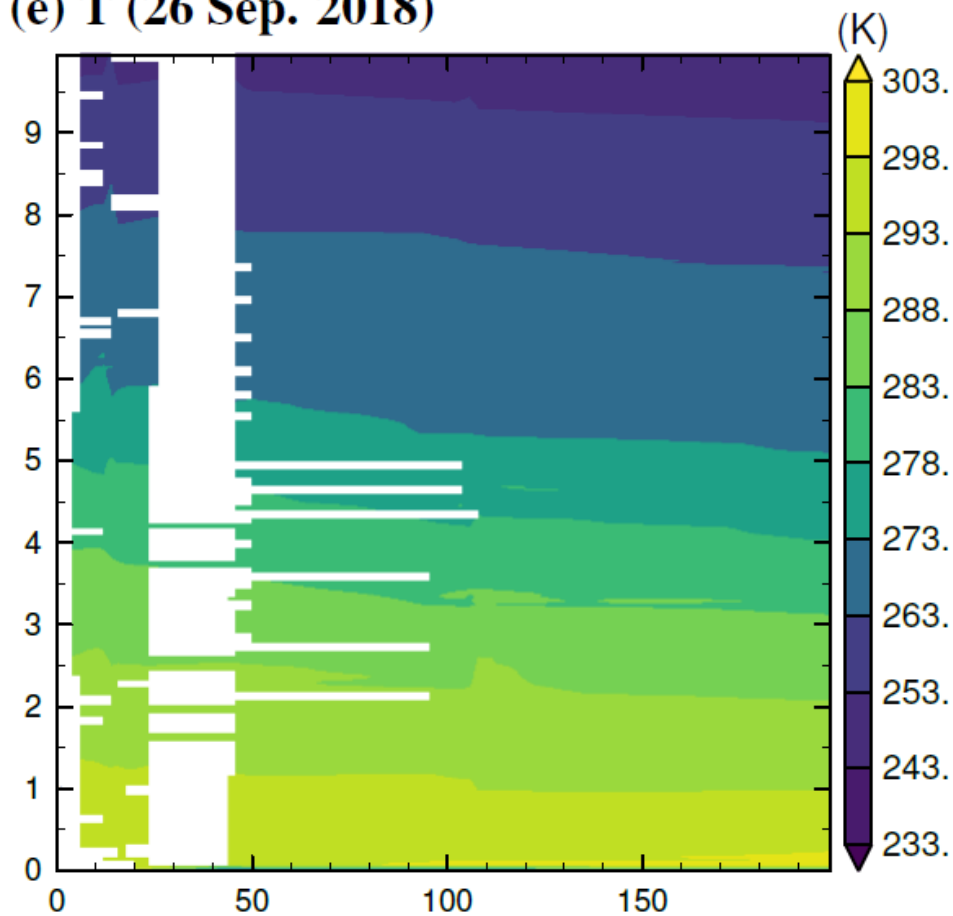


内側壁雲衰退期 09/26

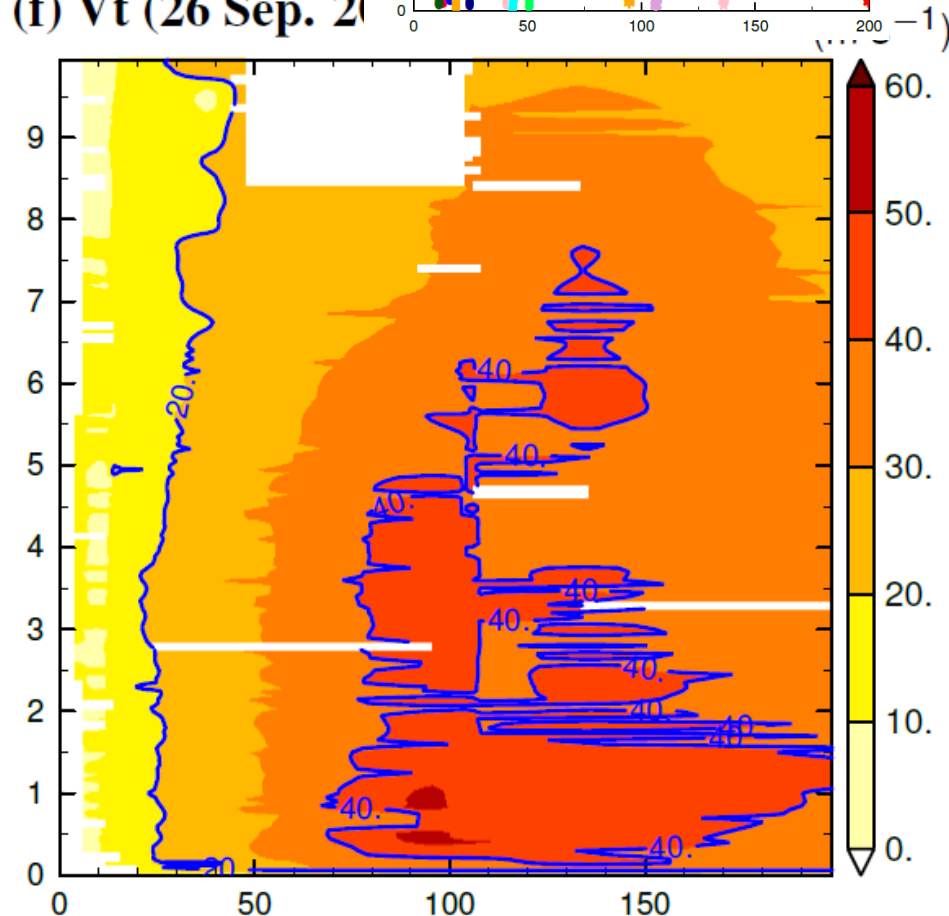
(d) SONDE (26 Sep. 2018)



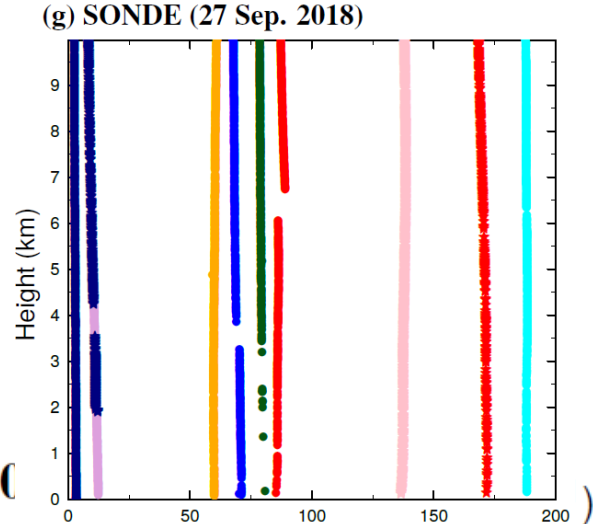
(e) T (26 Sep. 2018)



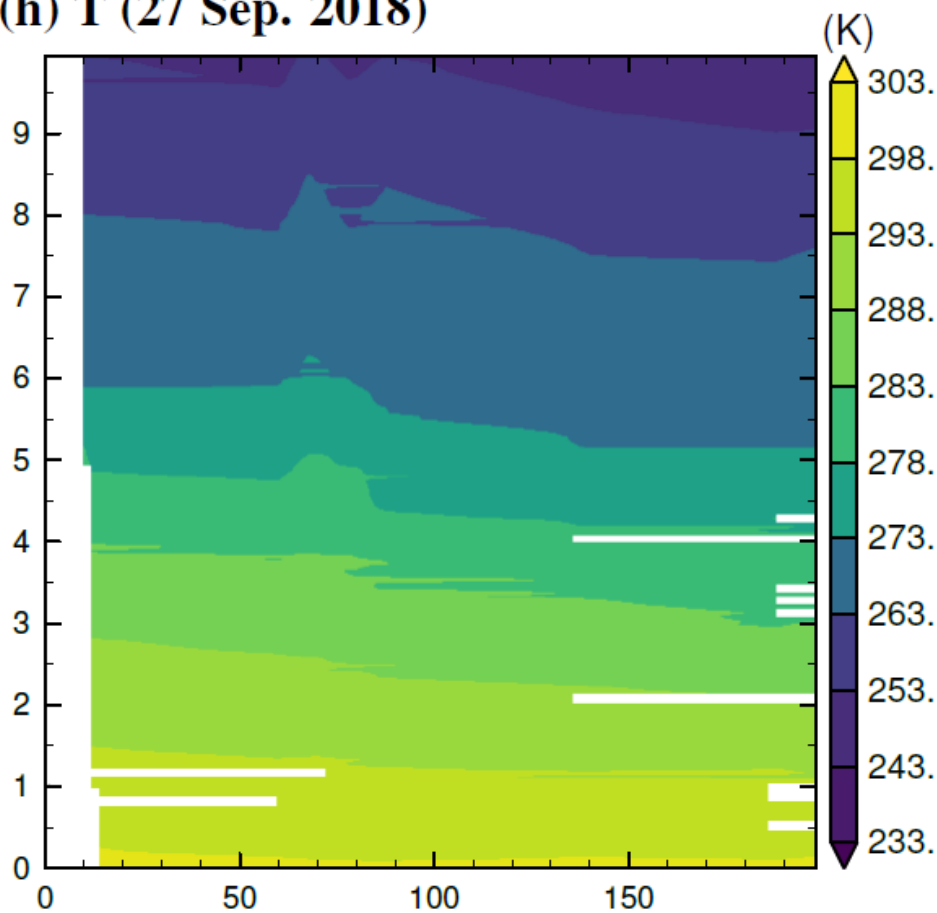
(f) Vt (26 Sep. 2018)



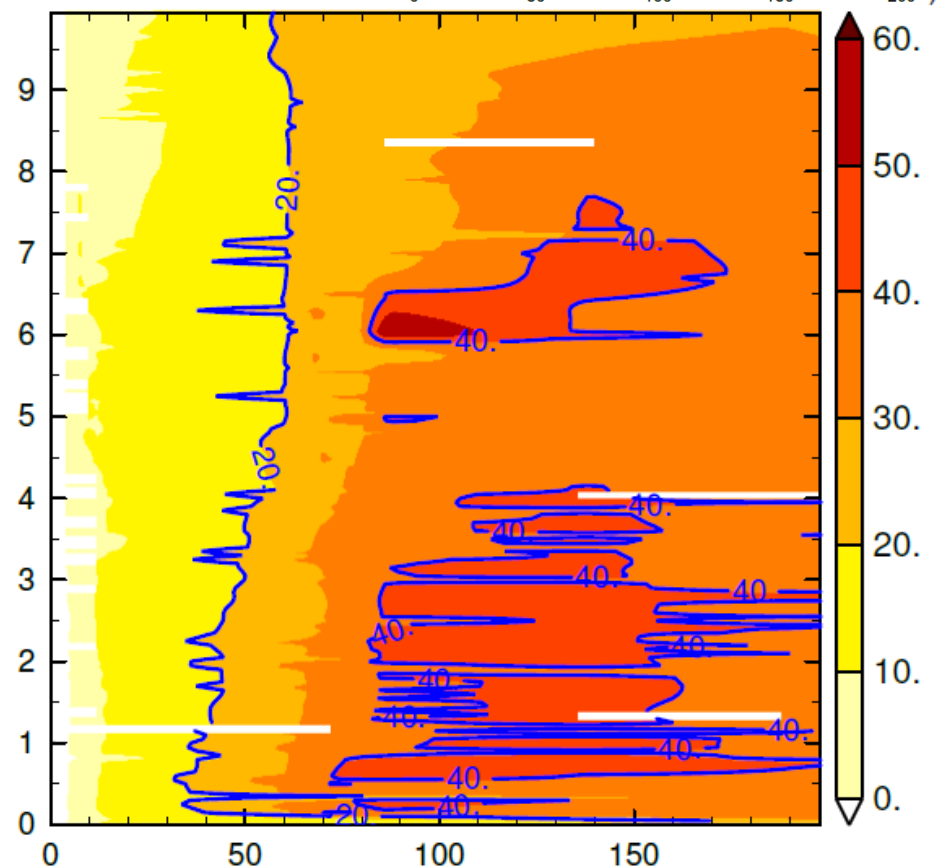
内側壁雲衰退期 09/27



(h) T (27 Sep. 2018)

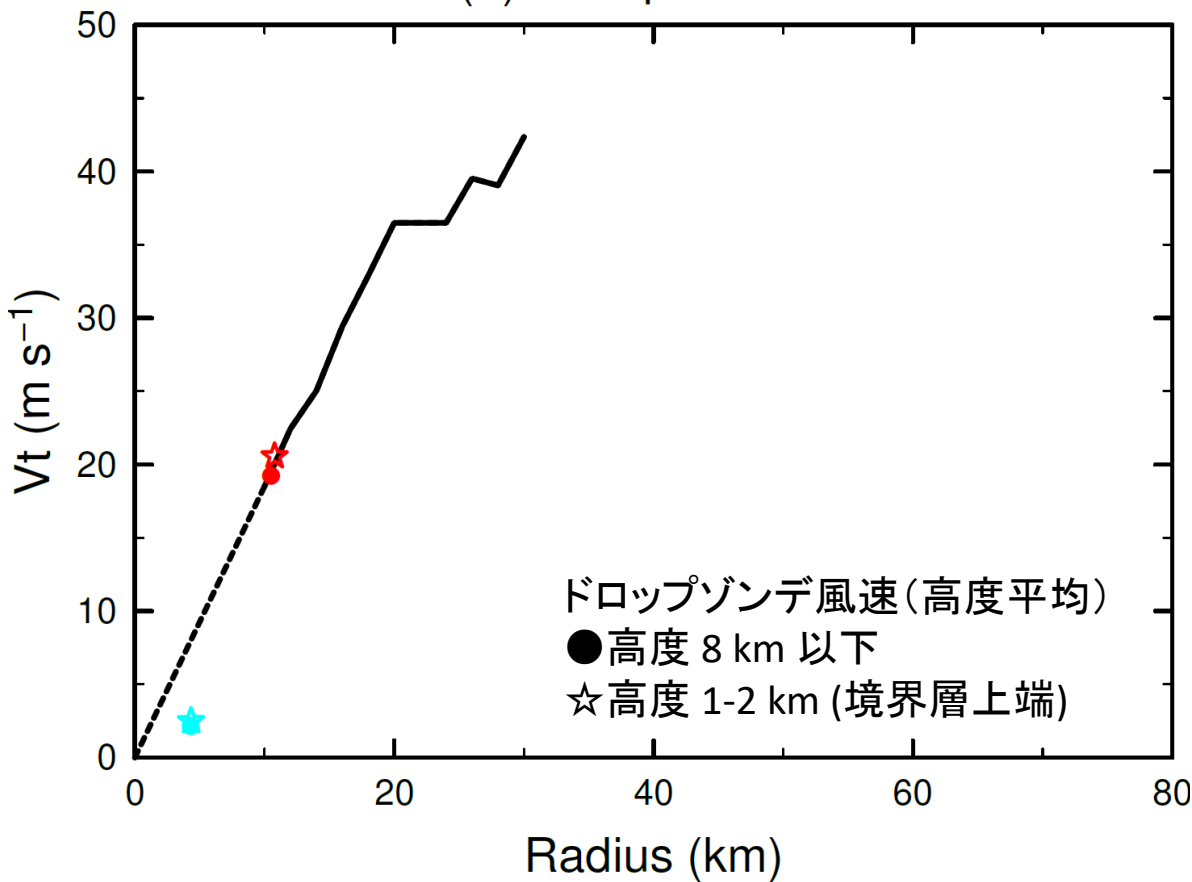


(i) Vt (27 Sep. 2018)

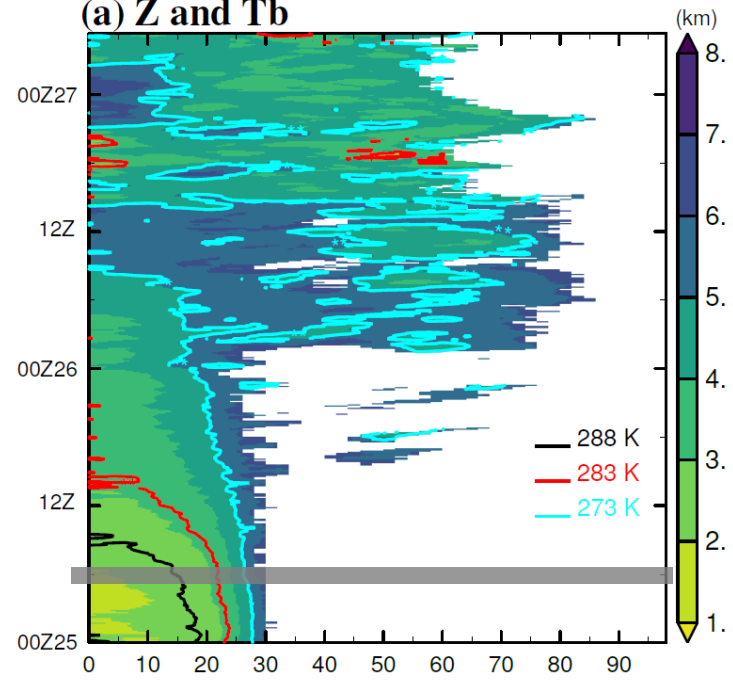


ドロップゾンデ比較 (09/25)

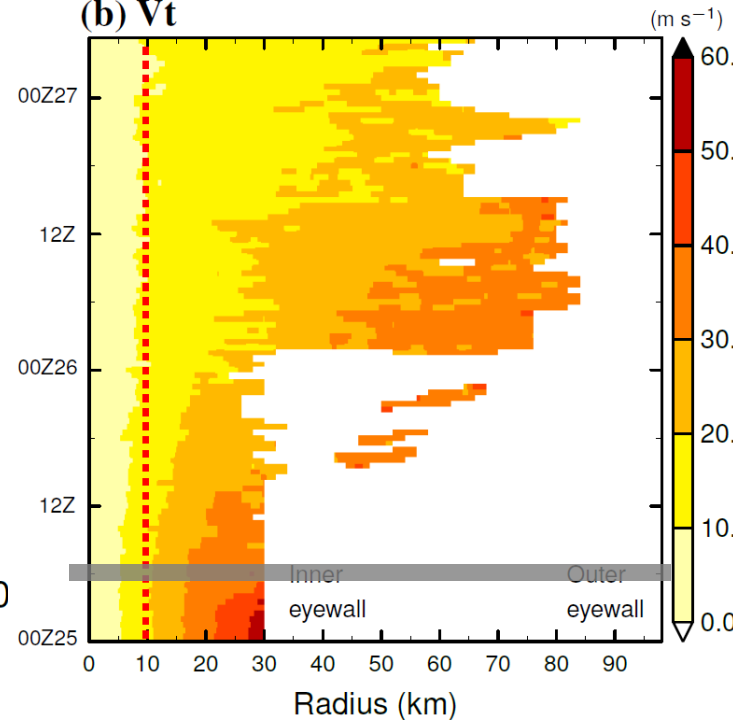
(a) 25Sep2018



(a) Z and Tb

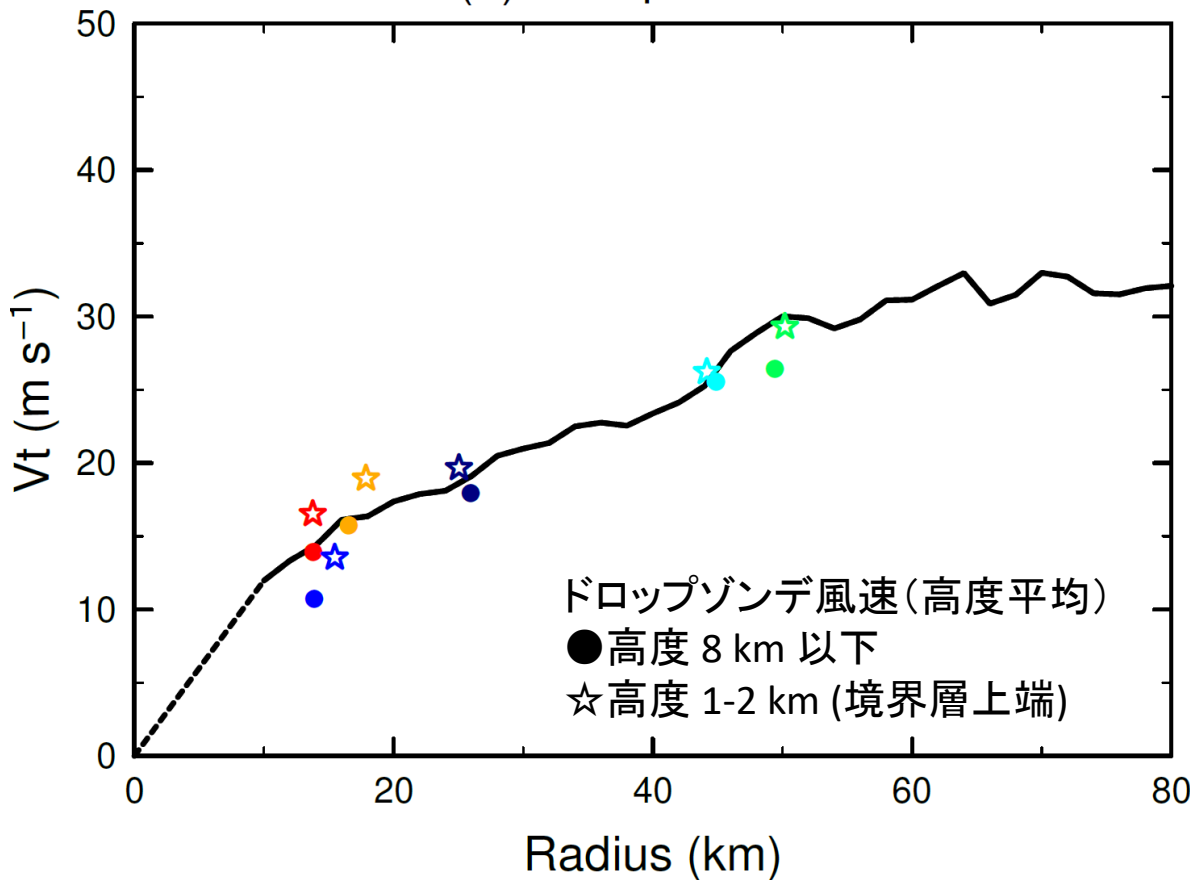


(b) V_t

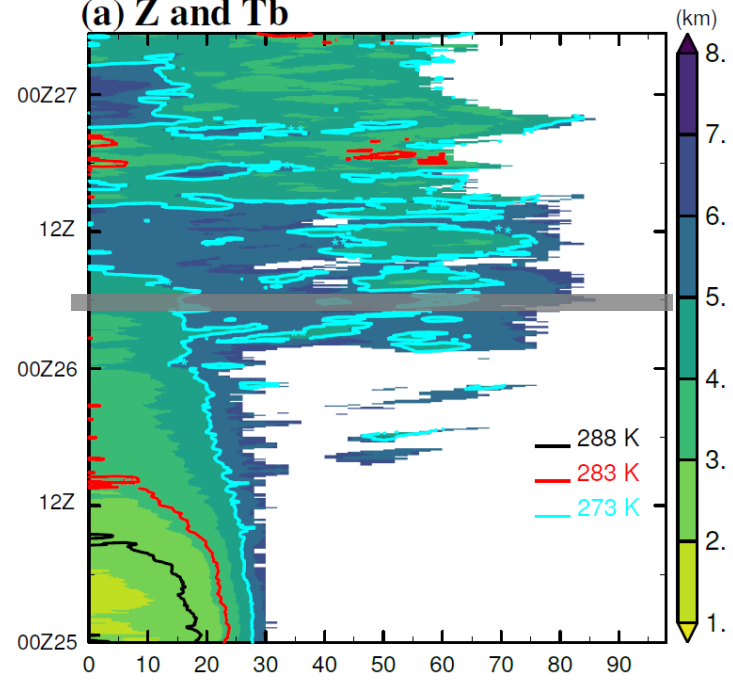


ドロップゾンデ比較 (09/26)

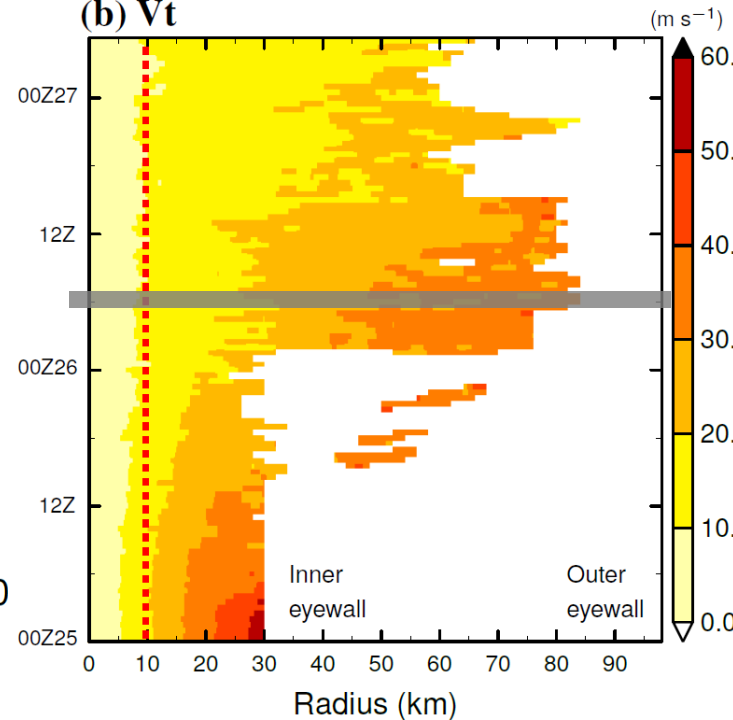
(b) 26Sep2018



(a) Z and Tb

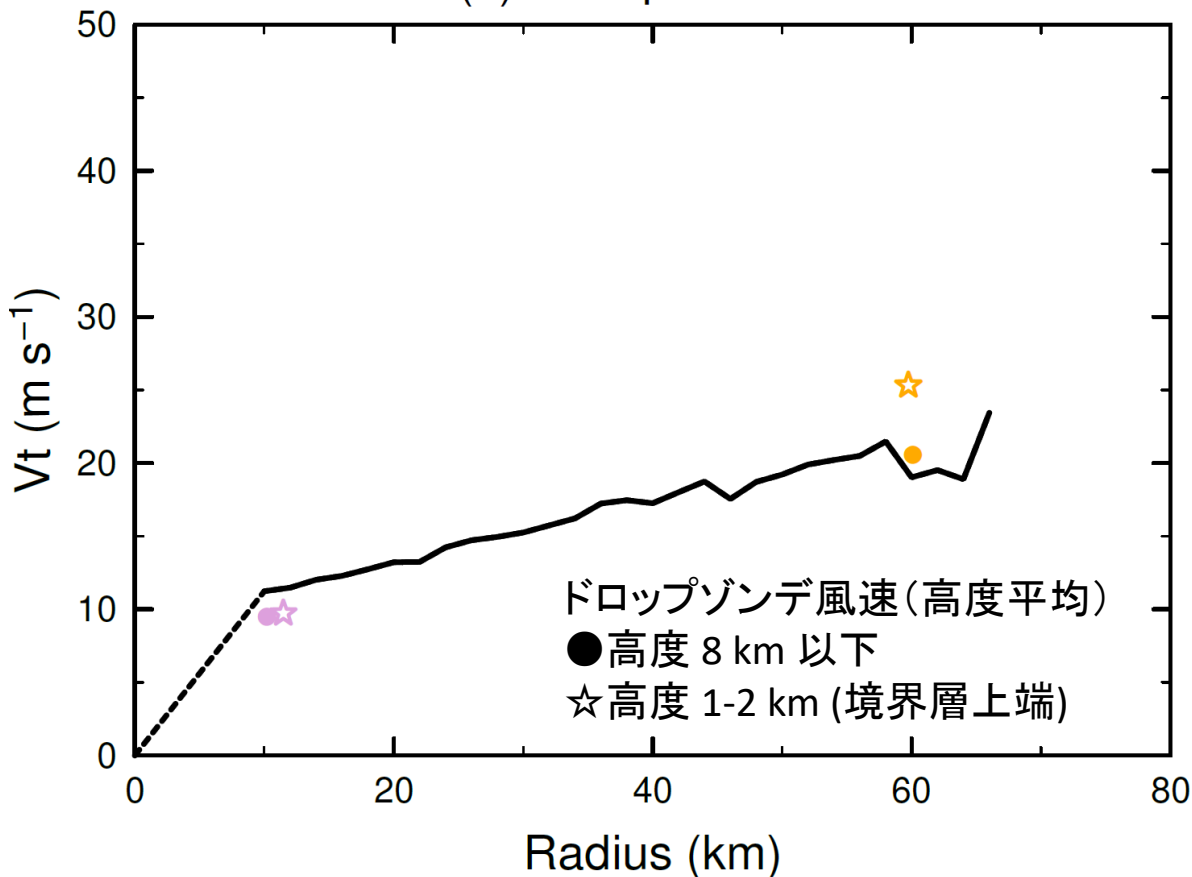


(b) V_t

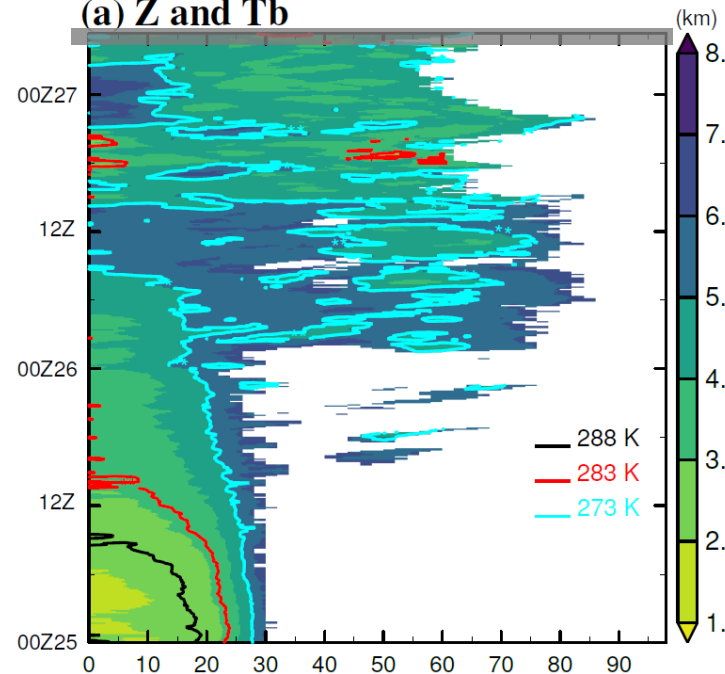


ドロップゾンデ比較 (09/27)

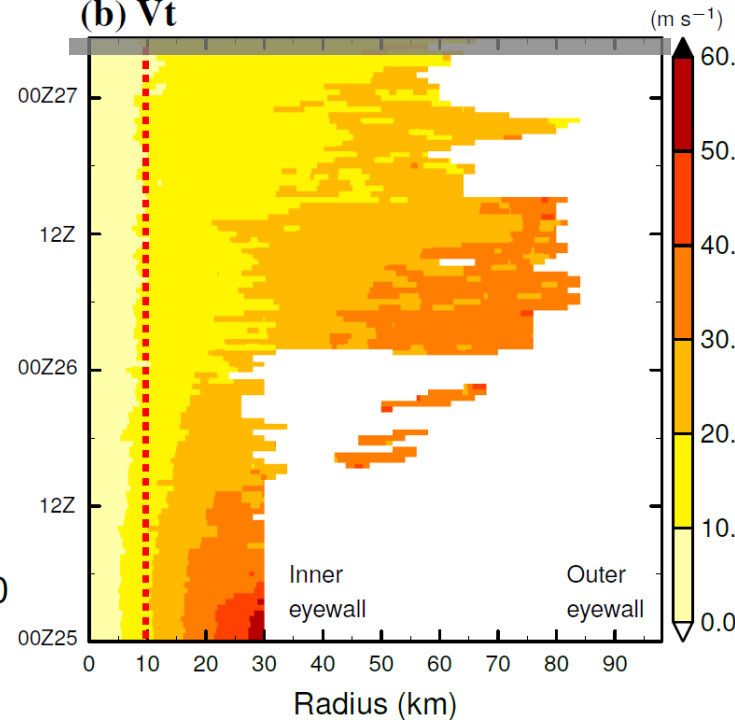
(c) 27Sep2018



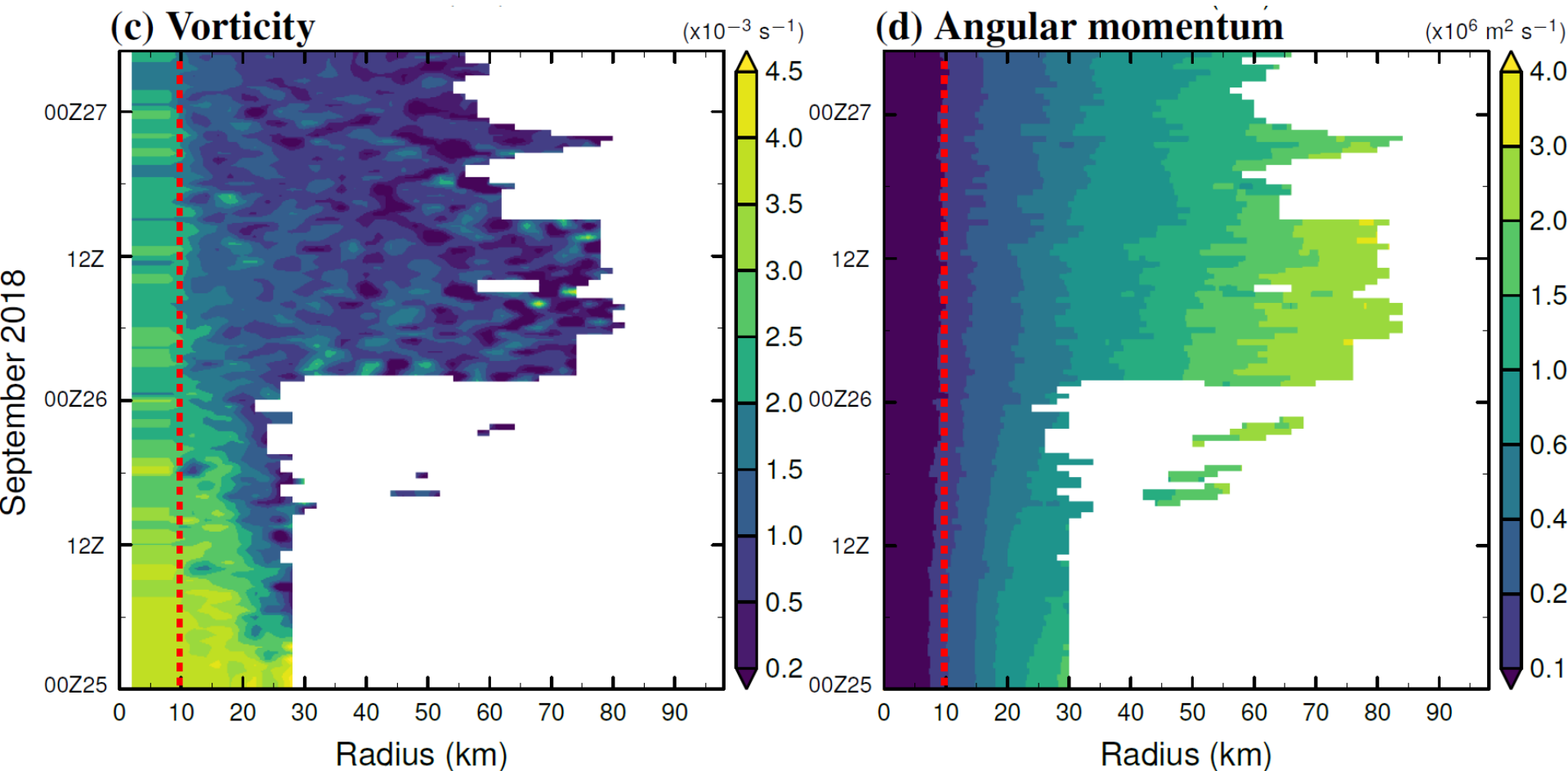
(a) Z and Tb



(b) Vt



渦度・角運動量



内側壁雲 Vmax の弱化

接線方向の運動方程式から渦度 ($\bar{\zeta} \equiv \bar{\xi} + f, \bar{\xi} \equiv \partial r \bar{v} / r \partial r$) の時間変化は

$$\frac{D\bar{\zeta}}{Dt} = -\bar{\zeta} \frac{\partial r \bar{u}}{r \partial r} - \frac{\partial \bar{M}}{\partial z} \frac{\partial \bar{w}}{r \partial r} + \frac{\partial \bar{M}}{r \partial r},$$

$$\bar{M} \equiv r \bar{F} - u' \frac{\partial M'}{\partial r} - w' \frac{\partial M'}{\partial z}.$$

角運動量座標 ($\tau, \bar{R}, Z; \bar{M} \equiv f \bar{R}^2 / 2$) で記述すると (Schubert and Alworth 1987, QJRMS),

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial \tau} = \bar{\zeta}^2 \left[\frac{\partial}{\bar{R} \partial \bar{R}} \left(\frac{\bar{R} \bar{R}}{\bar{\zeta}} \right) + \frac{\partial}{\rho_0 \partial Z} \left(\frac{\rho_0 \bar{w}}{\bar{\zeta}} \right) \right],$$

$$\bar{R} \bar{R} \equiv \frac{\bar{M}}{f}.$$

[仮定]: 接線風と渦度は高度方向に変化が小さい (航空機観測から).

鉛直積分 $\langle A \rangle \equiv \int_0^{Z_t} \rho_0 A dZ / \int_0^{Z_t} \rho_0 dZ, \bar{w}(Z=0) = 0$ として,

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial \tau} = \bar{\zeta}^2 \left[\frac{\partial}{\bar{R} \partial \bar{R}} \left(\frac{\bar{R} \langle \bar{R} \rangle}{\bar{\zeta}} \right) + \frac{e^{-\frac{Z_t}{H}} \bar{w}(Z=Z_t)}{\bar{\zeta} H (1 - e^{-\frac{Z_t}{H}})} \right].$$

H : 大気のスケールハイト, $\rho_0 = \rho_0(Z)$: 大気の密度.

内側壁雲 Vmax の弱化

$Z_t = H$ (8 km) 以下の流れについて,

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial \tau} = \underbrace{\bar{\zeta}^2 \frac{\partial}{\partial \bar{R}} \left(\frac{\bar{R} \langle \bar{R} \rangle}{\bar{\zeta}} \right)}_{\text{摩擦 + 非対称輸送}} + \underbrace{\frac{1}{e-1} \frac{\bar{w}(Z=H)}{H}}_{\text{鉛直移流}} \bar{\zeta}.$$

[鉛直移流: $\bar{w}(Z = Z_t) < 0$]

暖気核の消失 ← 下降流による断熱昇温の消失.

[摩擦: $\langle \bar{F} \rangle = -C_D \bar{v}_s \bar{v}$, $C_D = 1 \sim 2 \times 10^{-3}$, $\bar{v}_s = 0.78 \bar{v}$, $\bar{v} = 30 \text{ m s}^{-1}$]

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial \tau} \sim - \frac{3}{2} \frac{C_D \bar{v}_s}{H(1-e^{-1})} \bar{\zeta}.$$

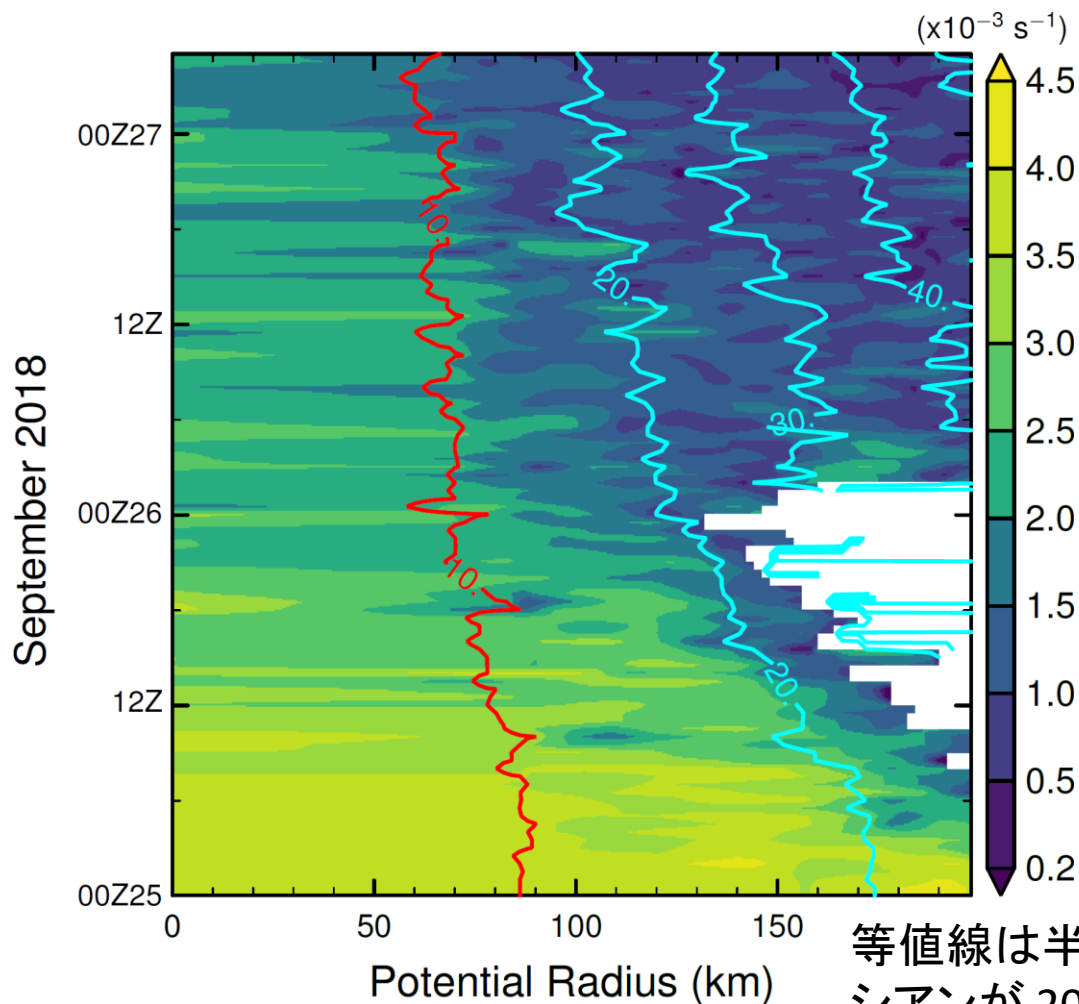
e-folding time $\sim 20\text{-}40 \text{ h}$.

[非対称輸送]

$\partial \bar{\zeta} / \partial \tau$ が摩擦より速く減少すれば, 非軸対称渦輸送の効果.

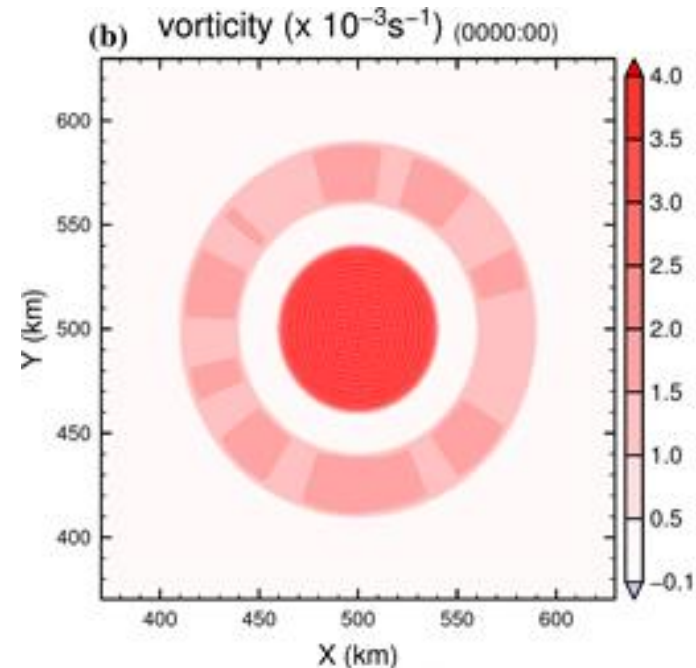
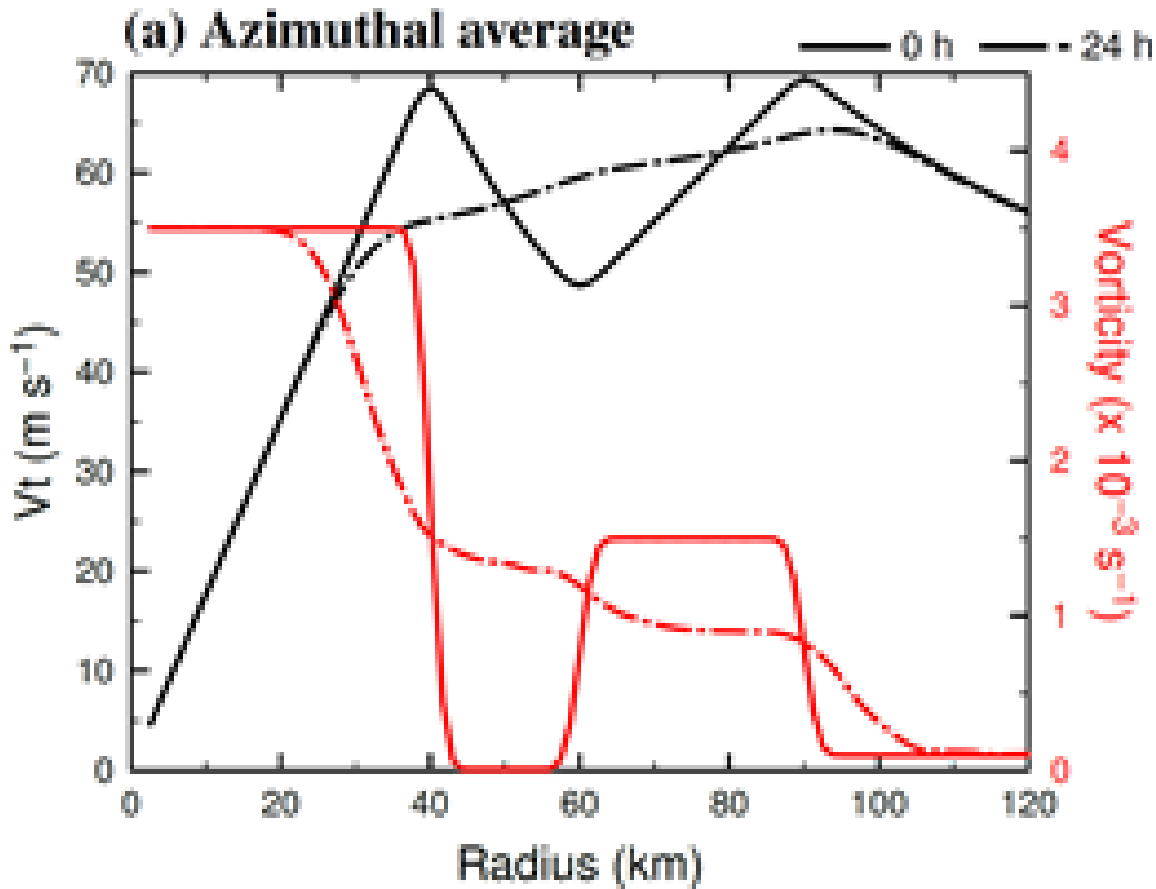
角運動量座標 (R) での渦度

- $\bar{R} < 80$ km: ゆるやかな渦度変化
 - 摩擦による渦度の減少 (36~48 h)
- $80 < \bar{R} < 130$ km: 急速な渦度変化
 - 非軸対称に伴う渦度輸送 (6~12 h).



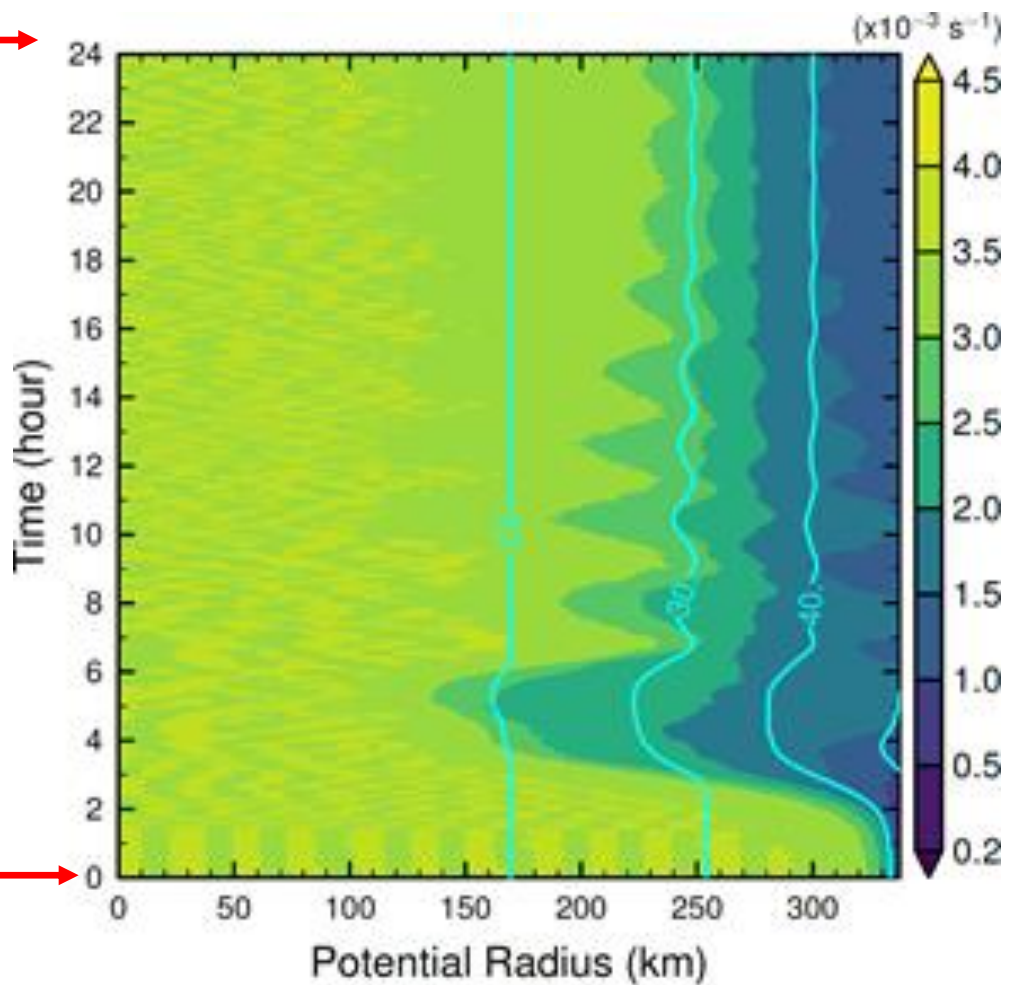
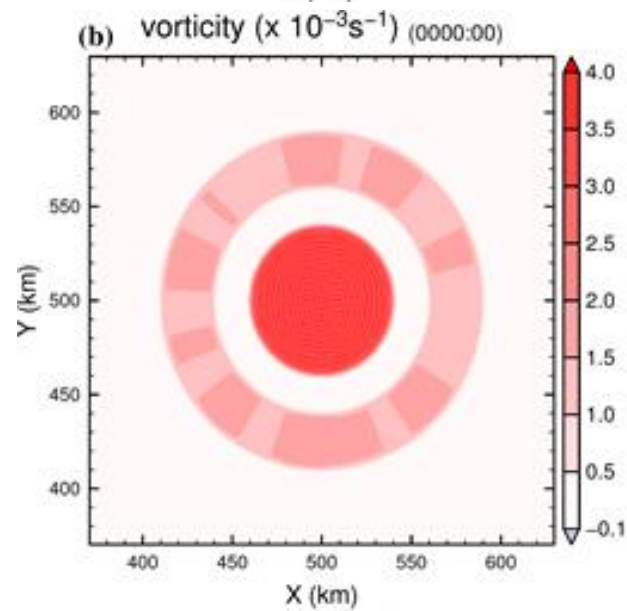
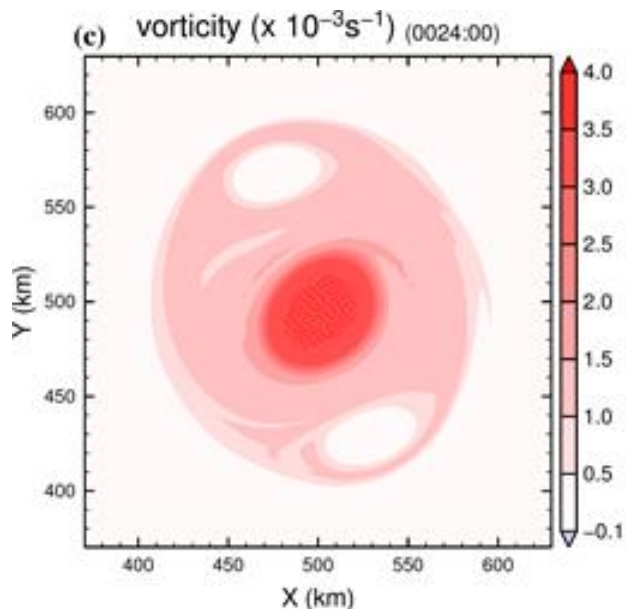
非発散順圧モデルによる検証

- 支配方程式: $\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \nu \nabla^2 \zeta$. ζ : 渦度, u, v : 水平風, ν : $100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
- 領域 $1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$
- 切断波数 (331, 331)



順圧モデルによる渦度変化

- Kossin et al. (2000) の Moat 不安定



まとめと課題

- ひまわり画像からのスペクトル解析風速
 - 赤外バンドによるマスク処理で高度別風速分布の導出
 - ドロップゾンデと整合的な結果
 - 内側壁雲衰退期間での風速の時間変化
- 角運動量座標による渦度の時間変化の検証
 - 内側壁雲の最大風速減少時に
 - 内側壁雲と眼の外側では非軸対称渦輸送による急速な回転の減少
 - 眼の中心付近は主に摩擦による緩やかな回転の減少
 - 外力なしの非発散順圧モデルシミュレーションと整合
- 非軸対称過程を分離するところまでは至っていない
 - 波数 1-2 の大きな渦に伴う過程
 - より高波数の積雲対流に伴う過程

参考文献

- Abarca & Montgomery (2015): <https://doi.org/10.1175/JAS-D-14-0151.1>
 - Black & Willoughby (1992): [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1992\)120<0947:TCECOH>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1992)120<0947:TCECOH>2.0.CO;2)
 - Eliassen, A. (1951): Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex, *Astrophysica Norvegica*, 5, pp.19.
 - Hausmann et al. (2006): <https://doi.org/10.1175/JAS3601.1>
 - Hawkins & Helveston (2004): https://ams.confex.com/ams/26HURR/techprogram/paper_76084.htm
 - Hendricks & Schubert (2010): <https://doi.org/10.3894/JAMES.2010.2.8>
 - Houze (2010): <https://doi.org/10.1175/2009MWR2989.1>
 - Houze et al. (2007): <https://doi.org/10.1126/science.1135650>
 - Kossin et al. (2000): [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2001\)058<3893:UIBAHS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2001)058<3893:UIBAHS>2.0.CO;2)
 - Kepert (2010): <https://doi.org/10.1002/qj.685>
 - Lai et al. (2019): <https://doi.org/10.1175/JAS-D-18-0191.1>
 - Martinez et al. (2019): <https://doi.org/10.1175/JAS-D-18-0373.1>
 - Pendergrass & Willoughby (2009): <https://doi.org/10.1175/2008MWR2657.1>
 - Rozoff et al. (2008): <https://doi.org/10.1002/qj.237>
 - Schubert et al. (1999): [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1999\)056<1197:PEAECA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1999)056<1197:PEAECA>2.0.CO;2)
 - Tsujino & Kuo (2020): <https://doi.org/10.1175/JAS-D-19-0219.1>
 - Tsujino & Kuo (2021): <https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/78/8/JAS-D-21-0070.1.xml>
 - Tsujino et al. (2021): <https://doi.org/10.1029/2020JD034434>
 - Tsukada & Horinouchi (2020): <https://doi.org/10.1029/2020GL087637>
 - Yang et al. (2013): <https://doi.org/10.1175/MWR-D-12-00251.1>
 - Yang et al. (2021): <https://doi.org/10.1029/2020JD033703>
 - Yau et al. (2004): [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(2004\)132<1410:AMNSOH>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(2004)132<1410:AMNSOH>2.0.CO;2)
 - Zhou & Wang (2011): <https://doi.org/10.1175/2011JAS3575.1>
- * 引用情報のない図は Tsujino et al. (2021) あるいは、本 PDF 資料が一次資料です。