

金星大気大循環モデルにおける静的安定度の
傾圧不安定への影響

岡田陸

神戸大学 理学部 惑星学科
流体地球物理学教育研究分野

2023/03/23

要旨

金星大気には高度 55-60 km 付近に静的安定度が中立に近い層 (低安定度層) が存在することが知られている. 本論文では, 金星大気大循環モデル AFES-Venus を用いて, 強制に用いるニュートン冷却の基準温度場の静的安定度 (強制安定度と呼ぶ) を変えた時に実現される安定度分布と傾圧不安定について調査した. 大きく分けて 3 つの実験: 低安定度層の強制安定度を負にする実験, 低安定度層より下の層の強制安定度を変える実験, 低安定度層の厚さを変える実験を行い, それぞれの実験において実現された安定度分布や, 東西平均東西風, 渦位, 渦熱輸送, 質量流線関数の分布の特徴を示した. 低安定度層の強制安定度を負にする実験から, 0.1 K/km 程度の低安定度層を実現するためには, 低安定度層の強制安定度を -1.5 K/km 以下の値にする必要があることが分かった. 低安定度層より下の層の強制安定度を変える実験から, 下層の高い強制安定度が低安定度層に実現される安定度を大きくすることが分かった. 低安定度層の厚さを変える実験から, 低安定度層の強制安定度を大きくしなくても, 低安定度層の厚さを大きくすることで, より中立に近い値の低安定度層が実現されることが分かった. また, 各々の実験結果から, 低安定度層が存在すれば, 実現される安定度によらず, 傾圧不安定が発生することが示唆された.

目次

第1章	はじめに	1
1.1	実験方針	1
1.2	本論文の構成	3
第2章	数値モデルの概要と実験設定	4
2.1	座標系と離散化	4
2.2	力学過程	4
2.3	物理過程	7
2.4	初期条件	8
2.5	物理定数	8
第3章	実験 1: 低安定度層の強制定安定度を負にした場合	10
3.1	強制定安定度分布の設定	10
3.2	結果	11
3.2.1	実現された安定度分布	11
3.2.2	東西時間平均東西風	12
3.2.3	渦位	13

3.2.4	渦熱輸送	15
3.2.5	子午面流線関数	17
3.3	考察とまとめ	18
3.3.1	低安定度層で実現された安定度	18
3.3.2	平均東西風	18
3.3.3	傾圧不安定	19
第4章	実験 2: 下層の強制安定度を大きくした場合	21
4.1	強制安定度分布の設定	21
4.2	結果 : 下層の強制安定度の影響	23
4.2.1	実現された安定度分布	23
4.2.2	東西時間平均東西風	24
4.2.3	渦位	25
4.2.4	渦熱輸送	25
4.2.5	質量流線関数	26
4.2.6	考察とまとめ	27
4.3	結果 : 低安定度層の強制安定度の影響	28
4.3.1	実現された安定度分布	28
4.3.2	東西時間平均東西風	30
4.3.3	渦位	30
4.3.4	渦熱輸送	32

4.3.5	子午面流線関数	32
4.4	考察とまとめ	33
4.4.1	低安定度層で実現された安定度	33
4.4.2	平均東西風	33
4.4.3	傾圧不安定	34
第5章	実験 3: 低安定度層の厚さを変更した場合	36
5.1	強制安定度分布の設定	36
5.2	結果: 低安定度層の厚さを 25 km 以上にした場合	37
5.3	結果: 低安定度層の厚さを 5-20 km にした場合	38
5.3.1	実現された安定度分布	38
5.3.2	東西平均東西風	38
5.3.3	渦位	40
5.3.4	渦熱輸送	41
5.3.5	子午面流線関数	41
5.4	考察とまとめ	42
5.4.1	低安定度層で実現された安定度	42
5.4.2	平均東西風	43
5.4.3	傾圧不安定	43
第6章	結論	45

付録 I 図集	46
A 実験 1	46
A.1 東西風の時間発展	46
A.2 実現された安定度の子午面分布	47
A.3 太陽加熱	48
A.4 南北風	48
A.5 温位	49
B 実験 2	49
B.1 東西風の時間発展	49
B.2 実現された安定度の子午面分布	50
B.3 太陽加熱	51
B.4 南北風	51
B.5 温位	52
C 実験 3	52
C.1 東西風の時間発展	52
C.2 実現された安定度の子午面分布	53
C.3 太陽加熱	54
C.4 南北風	54
C.5 温位	55
謝辞	56

第1章 はじめに

これまでの金星大気観測によって、金星大気には静的安定度が中立に近い層（低安定度層）が高度 55-60 km 付近に存在することが知られている [1]. 金星大気大循環モデル AFES-Venus を用いた研究では、この低安定度層を導入することで、金星で観測された様々な現象を再現することに成功してきた。その一つが惑星規模の筋状構造である [2]. 惑星規模の筋状構造の形成には、低安定度層の存在が重要であることが分かっている。また、低安定度層の周辺では傾圧不安定が発生することが示唆されている [3]. このように、低安定度層の存在と傾圧不安定の関係は先行研究によって調査されているが、静的安定度分布それ自身と傾圧不安定の関係は十分に調査されていない。そこで、本研究では強制に用いるニュートン冷却の基準温度場の静的安定度（以降、強制安定度と呼ぶ）の鉛直分布を変化させた時に、実現される安定度分布と傾圧不安定について調査した。

1.1 実験方針

先行研究では、強制として与えるニュートン冷却の基準温度場の安定度分布に、観測結果に整合的な安定度分布を模した分布を用いている。例えば、Kashimura et al. (2019)[2] では、観測結果に整合的な安定度分布を模して、低安定度層の強制安定度に 0.1 K/km という中立に近い正の値を用いている。しかし、実際に低安定度層で実現された安定度は 1 K/km 程度となってしまう、強制に用いた安定度よりも大きくなってしまう。このことから、観測で得られた値に近い値 (0.1 K/km) の低安定度層を実現するには、 0.1 K/km という強制安定度の値は大きく、より小さな強制安定度を与える必要があると考えられる。そこで、低安定度層の強制安定度を負の値 ($-0.1, -0.5, -1.0, -1.5, -2.0 \text{ K/km}$) に変更する実験（これを実験 1 とする）を行い、低安定度層に、より中立に近い安定度を実現させることを試みた。その上で、低安定度層の強制安定度を負にした際に、平均東西風や傾圧不安定にどのような影響があるのか考察を行った。

また、低安定度層で実現される安定度に対する、低安定度層より下の層の強制安

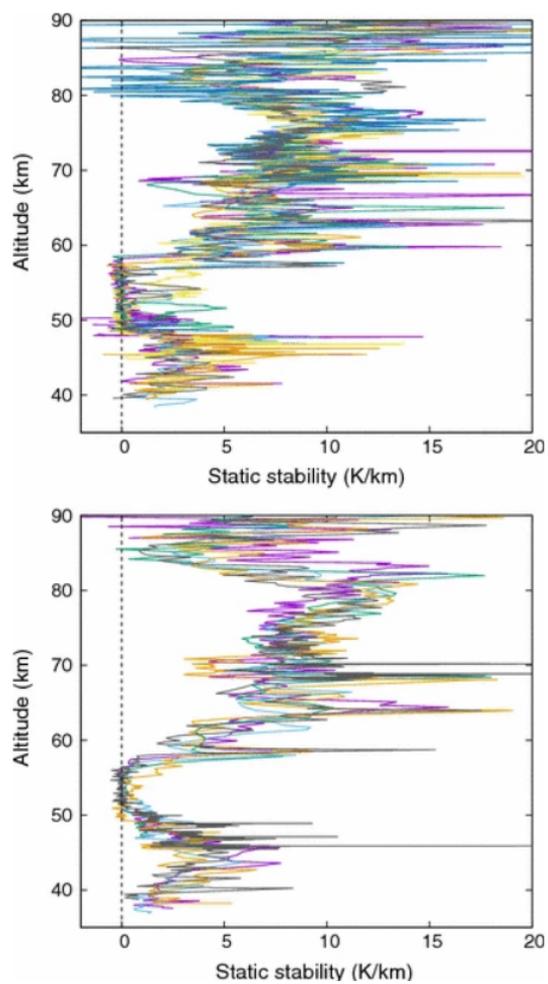


図 1.1: 緯度 $40^{\circ}\text{N} - 40^{\circ}\text{S}$ における静的安定度分布. 上図は 01:10-07:10 (地方時) の分布, 下図は 16:10-17:30 (地方時) の分布. (Imamura et al. 2017 : Fig.7 より引用.)[1]

定度の影響を調査することを目的として、低安定度層を残したまま、低安定度層より下の層の強制安定度を大きな値にする実験を行った (実験 2 とする)。この実験では、まず観測結果を模した強制安定度の分布のうち、下層 (0-45 km) の強制安定度を 4.0 K/km に変更した実験を行い、さらに、低安定度層で実現される安定度や傾圧不安定に対する、低安定度層の強制安定度の影響と低安定度層より下層の強制安定度の影響を比較するために、下層の強制安定度を 4.0 K/km に設定した上で、実験 1 のように低安定度層の強制安定度を負の値に変更する実験を行った。

最後に、図 1.1 において、低安定度層の厚さに注目すると、時間によって 5 km 程度から 10 km 程度に変わっていることが読み取れる。先行研究では、低安定度層の厚さは 5 km としていて、低安定度層で実現される安定度や傾圧不安定に対する低安定度層の厚さの依存性は調査されていない。そこで、実験 1 の標準実験で用いた観測結果を模した強制安定度分布において、低安定度層の厚さを大きくする実験を行った (実験 3 とする)。ただし、実験 3 では低安定度層より下層の強制安定度を 4.0 K/km とした。また、低安定度層の厚さを大きくしたことによる平均東西風や傾圧不安定への影響について考察を行った。

1.2 本論文の構成

2 章では本研究で用いた数値モデル AFES-Venus の概要と実験設定について説明する。3 章では実験 1 の、4 章では実験 2 の、5 章では実験 3 の実験設定および結果について説明し、各章の最後に結果の考察を行う。6 章では全体の結論についてまとめる。

第2章 数値モデルの概要と実験設定

本研究では, 金星大気大循環モデル AFES-Venus を用いて実験を行った. AFES-Venus は地球シミュレータ用大気大循環モデル (AFES: Atmospheric general circulation model For the Earth Simulator)[4][5] を金星版に改変 [3] したものである. 以下では, AFES-Venus の概要や実験設定について記す. なお, 安定度に関する実験設定は各実験によって異なるため, 3-5 章の各章に記す.

2.1 座標系と離散化

AFES-Venus では, 水平方向に球面座標系 $(\lambda, \phi) = (\text{経度}, \text{緯度})$ を, 鉛直方向に σ ($\sigma \equiv p/p_s$) 座標系を用いる. ここで, p は気圧, p_s は地表面気圧である. 経度方向の格子点は各緯度で等間隔であるが, 緯度は Gauss 緯度を用いており, 極ほど格子点間隔は小さい. 水平方向の離散化にはスペクトル法を, 鉛直方向の離散化には差分法を用いる.

空間解像度は T63L120 (水平方向 192×96 格子, 鉛直 120 層) である. ここで, T は三角切断を意味しており, 63 は切断波数を表している. 鉛直方向には, 地表から高度 120 km までを考えており, 各層の間隔は 1 km である. また, 出力間隔は 1 地球日で, 準定常状態に達するまで 5 年間時間積分を行った. 5 年のうち最後の 1 年を解析に用いた.

2.2 力学過程

AFES-Venus は全球三次元プリミティブ方程式系を支配方程式とする力学モデルで, 雲過程や光化学反応, 地形を省略している. この方程式系は σ 座標系において以下のような式で構成される. なお, 以下で用いられる変数の定義は表 2.1 の通りである.

運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = (\zeta + f)v - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\Phi + E) - \frac{R_d T_v}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \ln p_s - \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - \mathcal{D}(u) \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -(\zeta + f)u - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} (\Phi + E) - \frac{R_d T_v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} \ln p_s - \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} - \mathcal{D}(v) \quad (2.2)$$

連続の式

$$\frac{\partial \ln p_s}{\partial t} = -(\mathbf{v}_h \cdot \nabla_\sigma \ln p_s + \delta) - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (2.3)$$

静力学方程式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial (\ln \sigma)} = -R_d T_v \quad (2.4)$$

熱力学方程式

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = -\frac{1}{a(1-\mu^2)} \frac{\partial}{\partial \lambda} (UT') - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \mu} (VT') + T'\delta - \dot{\sigma} \frac{\partial T'}{\partial \sigma} + Q \quad (2.5)$$

ここで、

$$\nabla_\sigma = \mathbf{i} \frac{1}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} \right)_\sigma + \mathbf{j} \frac{1}{a} \left(\frac{\partial}{\partial \phi} \right)_\sigma \quad (2.6)$$

$$\zeta = \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \phi} (u \cos \phi) \right] \quad (2.7)$$

$$f = 2\Omega \sin \phi \quad (2.8)$$

$$E = \frac{u^2 + v^2}{2} \quad (2.9)$$

$$\delta = \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right] \quad (2.10)$$

$$\mathbf{v}_h = (u, v) \quad (2.11)$$

$$T(\lambda, \mu, \sigma, t) = T_0(\sigma) + T'(\lambda, \mu, \sigma, t) \quad (2.12)$$

であり、下付き添え字の σ は σ 座標における微分の意味である。また、鉛直方向の境界条件は、

$$\dot{\sigma} = 0 \quad \text{for} \quad \sigma = 0, 1 \quad (2.13)$$

である。

表 2.1: 変数の定義

文字	意味	文字	意味
t	時間	a	金星半径
λ	経度	\mathcal{D}	水平拡散項
ϕ	緯度	p_s	地表面気圧
σ	σ 高度	R_d	乾燥空気の気体定数
$\dot{\sigma}$	鉛直 σ 速度	μ	$\sin \phi$
u	東西風速	U	$u \cos \phi$
v	南北風速	V	$v \cos \phi$
T	温度	Q	加熱
T_v	仮温度	ζ	相対渦度の鉛直成分
T_0	標準温度	f	コリオリパラメータ
T'	温度の変動成分	E	運動エネルギー
Φ	ジオポテンシャル	δ	水平発散
Ω	自転角速度	v_h	水平風

2.3 物理過程

放射過程は太陽加熱関数 [6][7] (太陽加熱の日変化あり) と, ニュートン冷却 [8]

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T_{nc} - T}{\tau} \quad (2.14)$$

によって簡略化されている. ここで, T は温度, τ はニュートン冷却の緩和時定数, T_{nc} はニュートン冷却の基準温度である. 太陽加熱は高度 0-80 km の範囲に与えており, 60-80 km で大きい (図 2.1a). ニュートン冷却は, 基準温度場との差に応じた冷却を与えることで, 温度場を基準温度場に近づけるはたらきがある. ニュートン冷却の緩和時定数の鉛直分布は図 2.1b であり, これは Sugimoto et al. (2014)[3] で用いたものと同じである. ニュートン冷却の基準温度場は東西方向に一様で, 南北方向に勾配がある. また, 大気上端における波の反射を防ぐためのスポンジ層を高度 80 km 以上に設定している. 地表面摩擦はレイリー摩擦によって表現している. 渦粘性係数は $0.15 \text{ m}^2/\text{s}$ である. さらに, 大気が静的不安定になった際に中立に戻すために乾燥対流調節が導入されている.

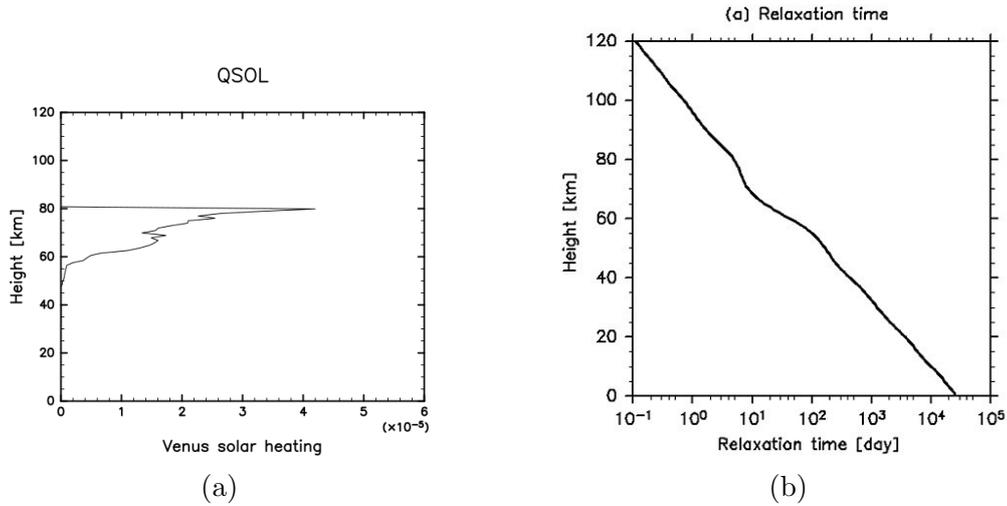


図 2.1: (a) 実験 1 の標準実験 (STD0) の, 東西時間平均した, 赤道における太陽加熱の高度分布. 横軸の単位は $[\text{K}/\text{s}]$. 平均期間は 1 年である. 各実験の太陽加熱の分布は付録 I の図集を見よ. (b) ニュートン冷却の緩和時定数の鉛直分布. (Sugimoto et al. (2014) Figure 1a. より引用 [3].)

2.4 初期条件

実験 1 では、初期の静的安定度の鉛直分布として図 2.2a を用いた。雲層 (55-60 km) では、ほぼ中立 (0.1 K/km) であり、雲層の下端 (45 km) は安定で 4.0 K/km である。また、下層 (0-35 km) は弱く成層しており、0.5 K/km という値になっている。この安定度分布は観測結果を模した分布であり、Kashimura et al. (2019)[2], Sugimoto et al. (2014)[3] で用いられた安定度分布と同じである。実験 2, 3 では、下層の強制定安定度を 4.0 K/km という大きな値に設定したが、図 2.1b から分かるように、下層はニュートン冷却の緩和時定数が大きく、実験 1 と同じ初期安定度分布を使うと、下層で実現される安定度が大きくならなかった。そのため、実験 2, 3 では、下層 (0-35 km) の安定度を 4.0 K/km に変更した、図 2.2b を初期の安定度分布として用いた。

初期東西風速場には理想化された剛体回転のスーパーローテーションを与えた。図 2.2c, 2.2d はそれぞれ実験 1, 実験 2,3 で用いた東西方向に一樣な初期東西風の子午面分布である。この風速分布は

$$u(\phi, z) = \begin{cases} u_{max}(\cos \phi)z/z_{sc} & \text{for } z < z_{sc} \\ u_{max} \cos \phi & \text{for } z \geq z_{sc}, \end{cases} \quad (2.15)$$

で表される。ここで、 u_{max} は東西風速の最大値、 z は高度、 z_{sc} は赤道における u_{max} の高度であり、 $u_{max} = 100 \text{ m/s}$, $z_{sc} = 70 \text{ km}$ とした。

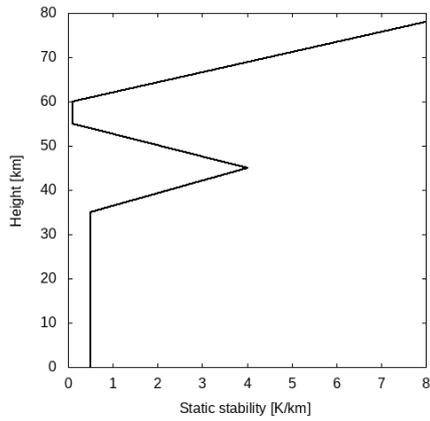
初期温度場には、初期東西風速場に釣り合う温度場を与えた。図 2.2c, 2.2d はそれぞれ実験 1, 実験 2,3 で用いた東西方向に一樣な初期温度場の子午面分布である。

$$T(\phi, \sigma) = T_{eq}(\sigma) + \frac{1}{R} \left(\overline{u_{eq}(\sigma)} + a\Omega \right) \frac{\partial \overline{u_{eq}(\sigma)}}{\partial \ln \sigma} \sin^2 \phi \quad (2.16)$$

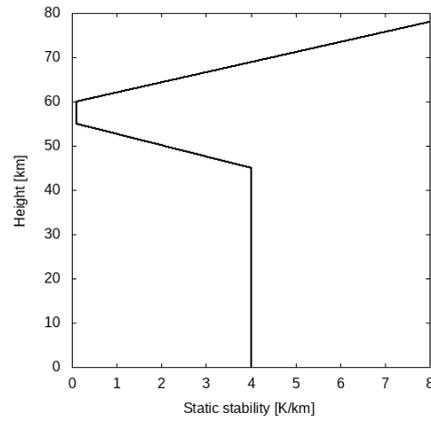
に従う。ここで、 ϕ は緯度、 σ は σ 高度、 $T(\phi, \sigma)$ は温度、 $T_{eq}(\sigma)$ は赤道における温度、 $\overline{u_{eq}(\sigma)}$ は赤道における東西風、 Ω は金星の自転角速度である。

2.5 物理定数

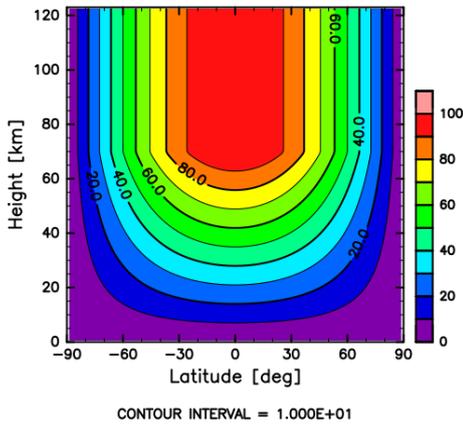
物理定数として、金星半径を 6051.8 km、重力加速度を 8.87 m/s²、自転角速度を $3.0 \times 10^{-7} \text{ /s}$ 、定圧比熱を 1000 J/K、乾燥空気の気体定数を 191.4 J/(K · mol)、地表面気圧を $9.2 \times 10^6 \text{ Pa}$ とした。自転の方向は地球と同じ向きである。



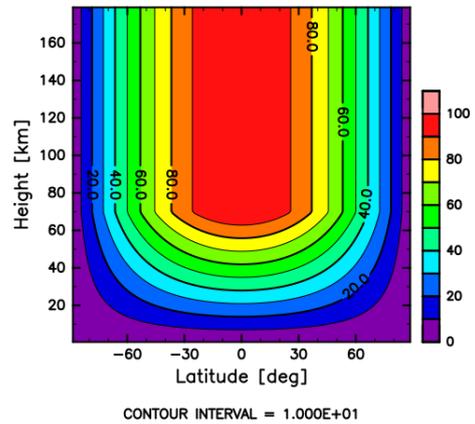
(a) 実験 1 で用いた初期安定度分布
Zonal wind (m/s)



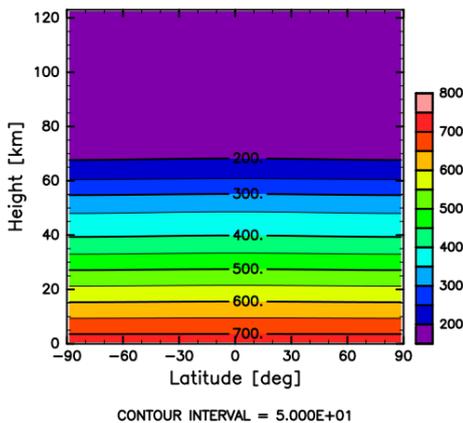
(b) 実験 2, 3 で用いた初期安定度分布
Zonal wind (m/s)



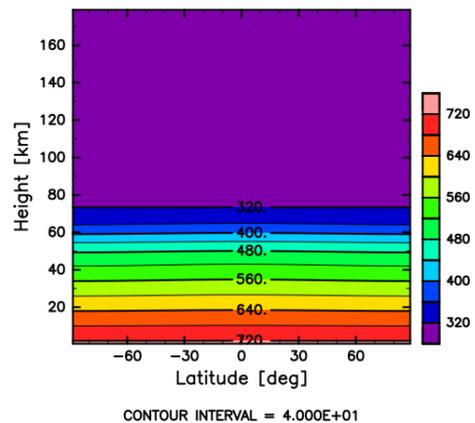
(c) 実験 1 で用いた初期東西風速場
Temperature (K)



(d) 実験 2, 3 で用いた初期東西風速場
Temperature (K)



(e) 実験 1 で用いた初期温度場



(f) 実験 2, 3 で用いた初期温度場

図 2.2: 初期場

第3章 実験 1: 低安定度層の強制安定度を負にした場合

3.1 強制安定度分布の設定

この実験では, Kashimura et al. (2019)[2] で用いられた, 観測された安定度分布を模した強制安定度分布を用いた実験を標準実験 (STD0) とし, 低安定度層の強制安定度を表 3.1 に示す値に変更した実験 (NS01-NS05) と比較した. 低安定度層の高度は 55-60 km で一定である. 強制安定度の鉛直分布は図 3.1 に示した通りである. ここで, 強制安定度を負にしても実現される安定度は負にならないことに注意してほしい.

表 3.1: 実験 1 で用いた低安定度層における強制安定度

	STD0	NS01	NS02	NS03	NS04	NS05
低安定度層における強制安定度 [K/km]	0.1	-0.1	-0.5	-1.0	-1.5	-2.0

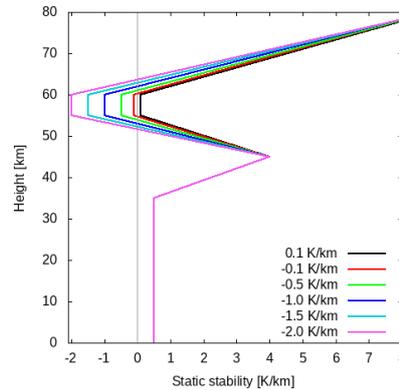


図 3.1: 実験 1 で用いた強制安定度の鉛直分布 (ニュートン冷却の基準温度場の静的安定度分布). 凡例の値は各実験で用いた低安定度層の強制安定度の値である.

3.2 結果

3.2.1 実現された安定度分布

図 3.2 は実験 1 で実現された安定度分布を時間平均及び水平平均したものである。低安定度層において、強制安定度を小さくするほど、実現される安定度も小さくなり、中立の値に近づいていることが読み取れる。特に、NS04, NS05 では 0.1 K/km 程度の低安定度層が実現されている。この値は実際に観測されている値に近い。このように低安定度層の強制安定度を負にすることで、従来の強制安定度 (0.1 K/km) を用いた標準実験よりも小さい安定度が実現された。低安定度層の強制安定度が -1.0 K/km の場合に実現される安定度と -1.5 K/km 以下の場合に実現される安定度の間には大きな差があり、0.1 K/km 以下の低安定度層を実現するためには -1.5 K/km 以下の強制が効果的である。

また、実験 1 で実現された東西時間平均した安定度の子午面分布を図 3.3 に示した。STD0 では、実現された安定度が 0.2 K/km 以下の領域が高度 50-65 km 付近の極域に分布している。さらに、1.0 K/km 以下の領域は極域から中緯度 (緯度 90° から 30°) にかけて広がっており、低緯度に向かうほど、安定度の低い領域の幅が小さくなっている。このような安定度の低い領域の分布は、観測結果に整合的である [9]。低安定度層の強制安定度を負にすることで、1.0 K/km 以下の領域は赤道側に拡大する。NS02 では、赤道域で実現された安定度も 1.0 K/km 以下となっていて、NS05, NS06 では高緯度域だけでなく赤道域でも 0.2 K/km 以下の低安定度層が実現されている。加えて、赤道域における低安定度層の厚さは、低安定度層の強制安定度を小さくするほど厚くなっている。これは水平平均した実現された安定

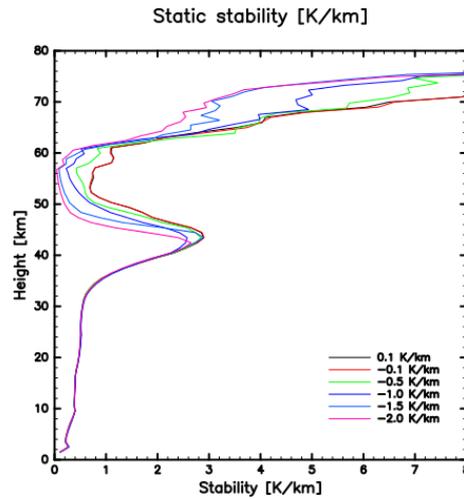


図 3.2: 水平平均かつ時間平均した, 実現された安定度分布 ($d\bar{\theta}/dz$). θ は温位, z は高度, 上線は水平平均を表す. 凡例は図 3.1 と同じである. 平均期間は 1 年である.

度分布 (図 3.2) において, 低安定度層の厚さが増すことと整合的である.

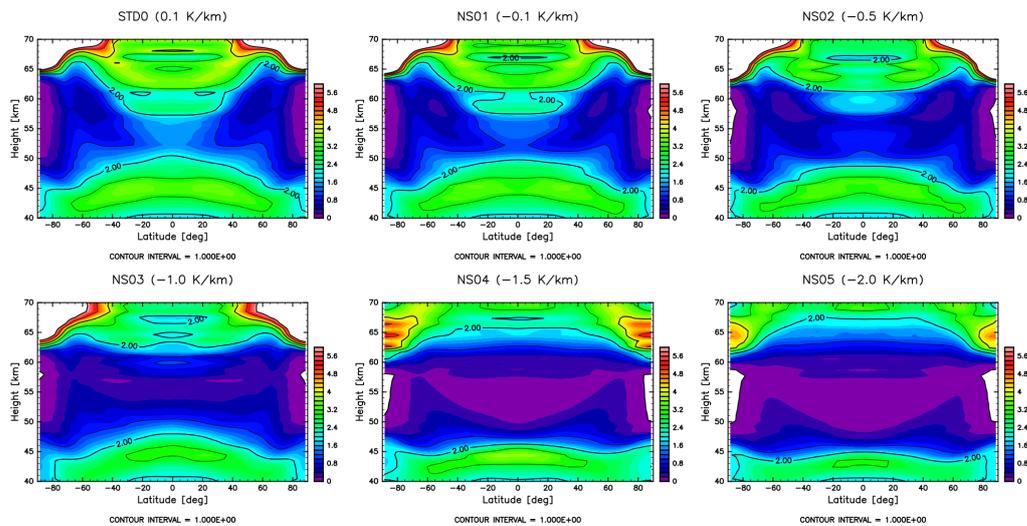


図 3.3: 東西時間平均した実現された安定度の子午面分布. 等値線は 0 K/km から 6 K/km まで 1 K/km 間隔で引いたものである. 平均期間は 1 年である.

3.2.2 東西時間平均東西風

図 3.4 は実験 1 で計算された東西時間平均東西風の子午面分布である. STD0 では, 高度 70 km 付近で 133 m/s 程度のスーパーローテーションが形成されてお

り、両半球の緯度 40° 付近に確認できる中緯度ジェットは、赤道ジェットとほぼ同じ強さである。さらに、赤道域の高度 45 km 付近にも東西風の極大値が存在する。NS01, NS02, NS03 の風速分布は、高度 45 km 付近の東西風の極大値が存在するという点や、中緯度ジェットが赤道ジェットとほぼ同じ強さであるという点で、STD0 の風速分布と似た分布になっている。一方、NS04, NS05 では、中緯度ジェットが赤道ジェットよりも弱く、赤道ジェットの現れる高度も STD0 や NS01 NS03 と比べて低くなっており、東西風の分布は STD0 とは大きく異なる。低安定度層の強制安定度の変化に伴う、最も明瞭な変化は東西風の最大値の変化である。東西風の最大風速は、低安定度層の強制安定度を小さくするほど、小さくなっている。特に、NS05 では東西風速の最大値が STD0 の東西風の最大値の半分程度である 70 m/s ほどになっている。

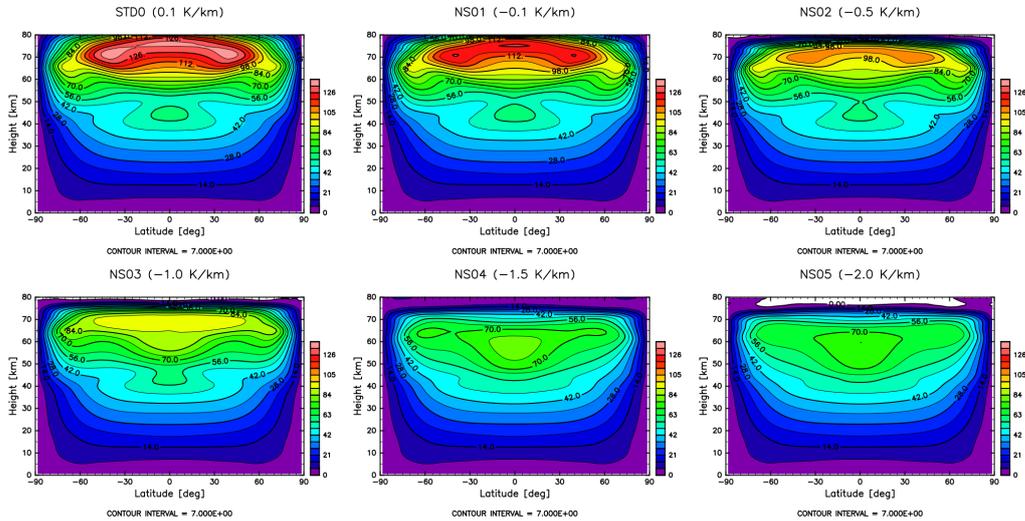


図 3.4: 東西時間平均東西風の子午面分布. 等値線間隔は 7 m/s である. 平均期間は 1 年である.

3.2.3 渦位

(Ertel の) 渦位 q は

$$q = \frac{\omega_a \cdot \nabla \theta}{\rho} \quad (3.1)$$

で表される [10]. ここで、 ω_a は絶対渦度、 θ は温位、 ρ は密度である。渦位は摩擦がなく、断熱的に空気塊が運動する際に保存される量である。Charney and Stern (1962)[11] によると、傾圧不安定の必要条件は、等温位面上での渦位の南北勾配の符号が変化することである。すなわち、渦位の子午面分布図において、等温位線に沿った渦位の逆勾配が存在することは、傾圧不安定が発生する可能性があることを

示唆する。通常、渦位は赤道側ほど大きく、渦位勾配は正となっている。逆に、渦位が等温位線に沿って赤道側ほど小さくなる領域が、渦位勾配が負になる領域である。つまり、渦位の極大が存在すると、その低緯度側や下側に負の渦位勾配ができ、すなわち、渦位の逆勾配が存在すると言える。

実験 1 で計算された東西時間平均した渦位の子午面分布を図 3.5 に示す。まず、高緯度に注目する。STD0 では、高度 58 km 付近に正渦位の領域が存在し、等温位線に沿った渦位の逆勾配の存在が認められる。低不安定度層の強制不安定度を負にした NS01-NS05 でも同様に、高緯度に正渦度域が見られ、等温位線に沿った渦位の逆勾配が存在する。次に、中緯度から低緯度に注目すると、STD0 では -50° 付近に渦位の極大値が存在する。NS01 - NS03 においても同様である。一方、NS04, NS05 では、このような極大は不明瞭であるが、等温位線に沿った渦位の負の勾配は存在する。例えば、NS04 では 804 K の等温位線に沿った渦位勾配が、NS05 では 792 K や 796 K の等温位線に沿った渦位勾配が負になっている。

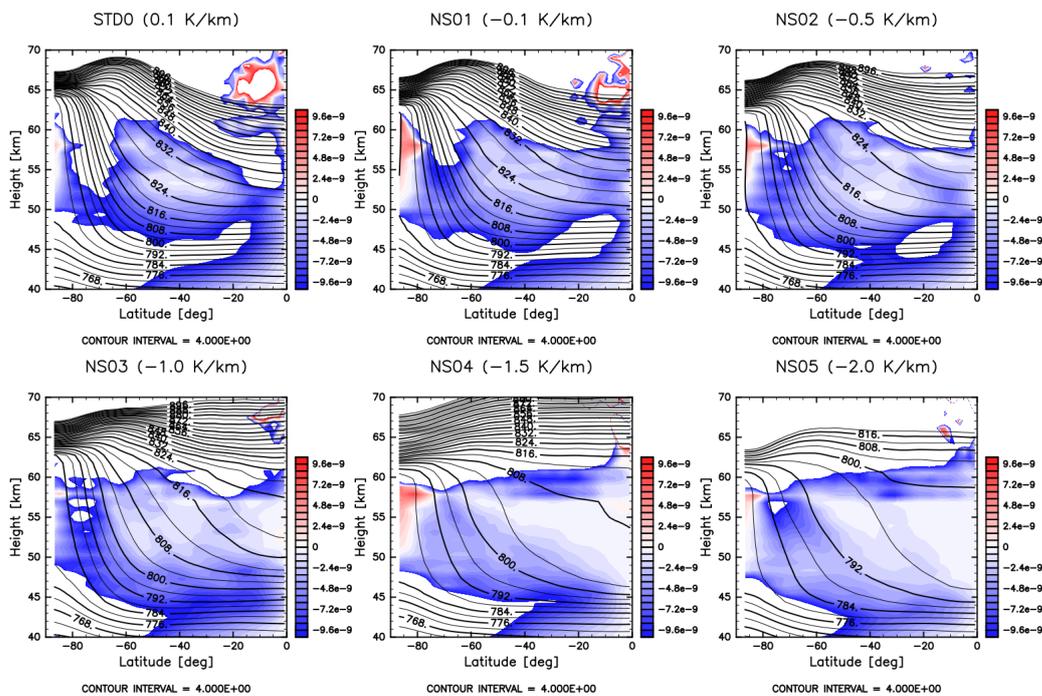


図 3.5: 東西時間平均渦位と東西時間平均温位の子午面分布。等値線は等温位線を、色は渦位を表す。図は南半球のみを抜き出したものである。白抜き領域は渦位が負の領域で、渦位勾配は正である。等値線間隔は 4 K であり、平均期間は 1 か月である。

3.2.4 渦熱輸送

図 3.6 は渦熱輸送 ($\overline{\rho v' \theta'}$, $\overline{\rho w' \theta'}$) とその収束を表した図である。ここで、 ρ は密度、 v は南北風、 w は鉛直流、 θ は温位であり、プライムは東西平均からのずれを、上線は東西平均及び時間平均を意味する。渦熱輸送は、擾乱による熱輸送を表す量である。傾圧不安定擾乱は熱を極向きかつ上向きに輸送する。つまり、極向きかつ上向きの渦熱輸送は傾圧不安定の存在を示唆する。

渦熱輸送の分布は STD0, NS01 - NS03 と、NS04, NS05 で大きく異なる。STD0, NS01 - NS03 では、NS04, NS05 と比べて多量の極向きかつ上向きの渦熱輸送が見られ、高緯度の渦熱輸送と中緯度の渦熱輸送とはそれぞれ異なる特徴を持っている。この異なる特徴を持った高緯度と中緯度の 2 つの渦熱輸送は Kashimura et al. (2019)[2] の Fig.5 にも見られる。高緯度 (-50° から -80°) の渦熱輸送は上向き成分が大きく、鉛直方向に長く伸びている。この渦熱輸送は STD0 で最も強く、低安定度層の強制安定度を負に変更した NS01 - NS03 ではやや弱くなる。中でも NS02 の高緯度の渦熱輸送は STD0 だけでなく、NS01, NS03 と比べても弱くなっている。中緯度 (-30° から -60°) の渦熱輸送は極向き成分が大きく、南北方向に長く伸びている。この渦熱輸送も STD0 で最も強く、低安定度層の強制安定度を負に変更した NS01 - NS03 ではやや弱くなる。一方、極向きの渦熱輸送が生じている領域は、低安定度層の強制安定度が小さくなるほど、低緯度に伸びている。極向きの渦熱輸送が大きな領域は STD0 では、 -30° から -70° であるのに対して、NS03 では、 -20° から -70° となっている。NS04, NS05 では、他の 4 つの実験と比べて高緯度及び中緯度で渦熱輸送が弱くなっているものの、高緯度域に STD0 などで見られたものと同様の渦熱輸送が見られ、その上には他の実験では見られない発散域が確認できる。中緯度の渦熱輸送は小さくなる一方、低緯度に渦熱輸送の大きな領域が出現している。

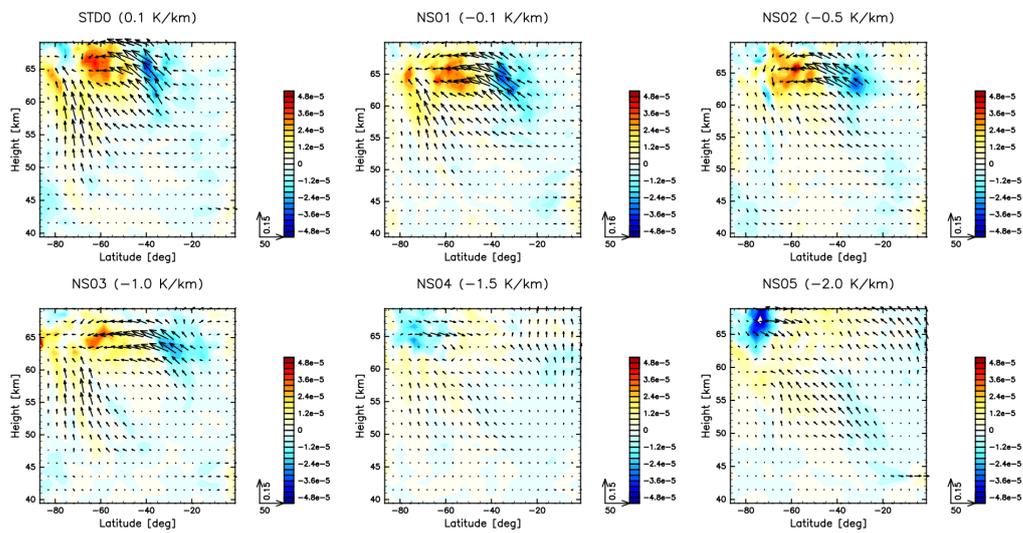


図 3.6: 時間平均した渦熱輸送 $(\overline{\rho v' \theta'}, \overline{\rho w' \theta'})$ とその収束. ベクトルは渦熱輸送, 色はその収束を表す. 上線は東西平均を表す. 図は南半球を抜き出したものである. 平均期間は 1 か月である.

3.2.5 子午面流線関数

子午面流線関数 Ψ は

$$\Psi = \frac{2\pi a \cos \phi}{g} \int_0^p \bar{v} dp \quad (3.2)$$

で計算される。ここで、 a は金星半径、 ϕ は緯度、 g は重力加速度、 v は南北風速、 p は圧力、上線は東西平均を表す。子午面流線関数は、子午面循環の形態やその強度を表す。傾圧不安定が発生すると、極側で上昇し、赤道側で下降する子午面循環、すなわち、逆循環（間接循環）が現れる。

実験 1 で計算された質量流線関数の子午面分布を図 3.7 に示した。暖色系の領域が時計回りの循環を、寒色系の領域が反時計回りの循環を表す。北半球で反時計回り、南半球で時計回りの循環が逆循環である。STD0 において、逆循環は高度 55-57 km 付近の中緯度 (-50° 付近) に 1 セルのみ存在している。NS01, NS02 では、STD0 とほぼ同じ位置に、より強い逆循環が確認でき、さらに、高緯度 (-70° 付近) に弱い逆循環が新たに現れている。この高緯度の逆循環は NS03 では非常に弱くなる。また、NS04, NS05 に見られる逆循環はその他の場合と全く異なる特徴を持つ。逆循環の現れる高度は他の場合よりも低く、46-50 km である。この循環は低緯度から中緯度にかけて広がっており、大きな循環を形成している。逆循環の数は、NS04 では 1 セル、NS05 では 2 セルとなっていて、高緯度の逆循環は低緯度の逆循環と比べて弱い。

NS04, NS05 において高度 65 km 付近に存在する、南北方向に広がった強い直接循環も注目すべき特徴である。この直接循環は、STD0, NS01 の 75 km 付近と、NS02, NS03 の 70 km 付近に見られる直接循環が強くなったものと考えられる。低安定度層の強制安定度を小さくするにつれて、この直接循環が現れる高度は少しずつ低くなり、循環は強くなる。

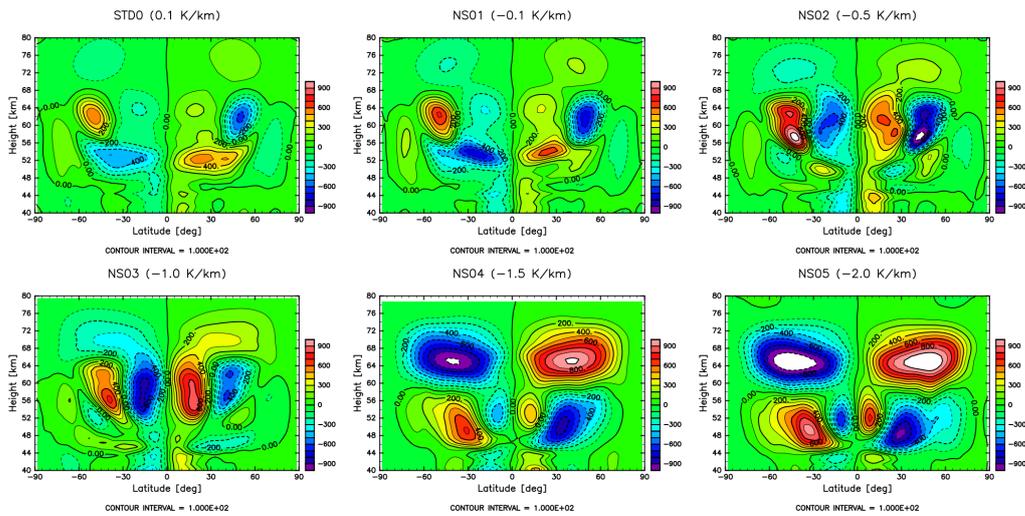


図 3.7: 東西時間平均した子午面流線関数の子午面分布. 等値線間隔は 100 kg/s . 平均期間は 1 年である.

3.3 考察とまとめ

3.3.1 低安定度層で実現された安定度

低安定度層の強制安定度を小さくすることで, 低安定度層で実現される安定度を小さくすることができた. 特に, -1.5 K/km 以下の強制安定度を用いると, 0.1 K/km 程度の中立に近い安定度を持つ低安定度層が実現された. しかし, 低安定度層の厚さは 10 km 程に大きくなるうえ, 実現された安定度の子午面分布や東西風の子午面分布は観測された分布とは異なるものになった. まとめて, AFES-Venusにおいて, 低安定度層に観測された値に近い安定度 (0.1 K/km) を実現するためには -1.5 K/km 以下の強制安定度が必要だが, 東西風の子午面分布などは観測に整合的な分布にならないという結果が得られた.

3.3.2 平均東西風

3.2.2 節で述べたように, 低安定度層の強制安定度を小さくするほど, 東西風の最大風速は小さくなる. 東西風は温度風の関係により, 南北温度勾配と結びついている. 実験 1 において, 東西時間平均した南北温度勾配の子午面分布を図 3.8 に示した. STD0 では, 緯度 45° 付近の中緯度と, 緯度 75° 付近の高緯度に大きな南北温度勾配が見られ, その領域で等値線間隔が狭く, 東西風の鉛直シアが大きくなっ

ている。このような南北温度勾配の分布は NS01, NS02 でも見られるが、低安定度層の強制安定度が小さくなると、南北温度勾配も小さくなる。NS03 では、STD0, NS01, NS02 と比べて、高緯度の南北温度勾配が小さく、中緯度の南北温度勾配に関しては非常に小さくなっている。NS04, NS05 では、高緯度の南北温度勾配も非常に小さくなり、中緯度に至ってはほとんどゼロである。このような南北温度勾配の極地が存在している領域は図 3.7 において、高度 60-70 km 付近の直接循環が存在する領域と重なっている。3.2.5 節で述べたように、低安定度層の強制安定度を小さくすると、この直接循環は強くなる。直接循環の下端に吹く極向きの風は、赤道から極に向かって熱を輸送する。つまり、この直接循環に伴う極向きの風が南北温度勾配を小さくし、温度風の関係により、東西風速が小さくなる。低安定度層の強制安定度を小さくしたときに中緯度ジェットが小さくなるのは、このことが原因であると考えられる。

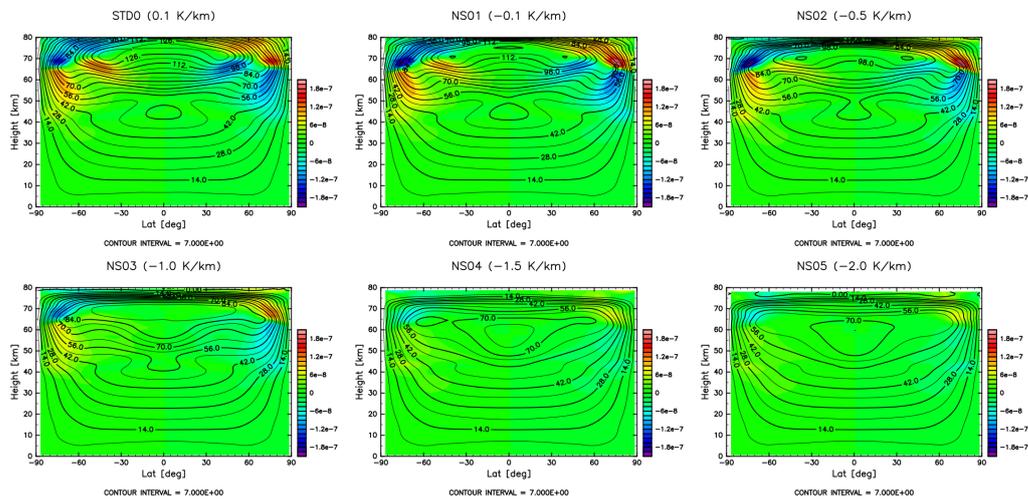


図 3.8: 東西時間平均した南北温度勾配の子午面分布 (色) と東西時間平均した東西風の子午面分布 (等値線). 等値線間隔は 7 m/s で、平均期間は 1 年である。

3.3.3 傾圧不安定

3.2.3 節で述べたように、低安定度層の強制安定度を負にした場合でも、等温位線に沿った渦位の逆勾配が存在し、傾圧不安定の必要条件を満たすことが分かった。さらに、傾圧不安定の特徴である極向きかつ上向きの渦熱輸送が、存在することも明らかになった。この極向きかつ上向きの渦熱輸送は、低安定度層の強制安定度を負にするとやや小さくなった。特に、 -1.5 K/km 以下 (NS04, NS05) では、他の場合と比べて非常に小さい。これは、乾燥対流調節が働いたことが原因であると考えられる。NS04, NS05 の低安定度層では、不安定へ強く引っ張られるため不安定な

状態が起きやすく、乾燥対流調節が働き、それによって熱が上向きに輸送されてしまう。その分、渦による上向きの熱輸送が減少してしまったと見られる。また、図 3.7 によると、いずれの実験でも逆循環の存在が確認でき、渦位や渦熱輸送の分布と合わせて判断すると、傾圧不安定が生じていると考えられる。傾圧不安定擾乱は強制安定度が -1.5 K/km 以下になると、 -1.0 K/km 以上の場合に比べて低い高度の中緯度に出現する。逆循環の強さから、傾圧不安定擾乱は、低安定度層の強制安定度が -0.5 K/km の時に最も強く、 -1.0 K/km から -2.0 K/km では、強制安定度が低いほど強い。

第4章 実験 2: 下層の強制安定度を大きくした場合

4.1 強制安定度分布の設定

実験 2 では, 下層の強制安定度を 0.5 K/km (実験 1 の STD0) から 4.0 K/km に変更した実験 (STD1) を行った. さらに, 下層の強制安定度を大きくした時に, 実験 1 と同様に低安定度層の強制安定度を負に変更した実験を行った. ここで, 下層とは低安定度層 (55-60 km) より下の, 0-45 km の層のことを指す. 本実験で使用した強制安定度の鉛直分布は, 図 4.1 に示した通りである. 実験 1 との違いは, 下層の強制安定度のみで, 低安定度層の強制安定度の設定は同じである (4.1). 以降の節では, 下層の強制安定度の影響を調べるために, まず最初に STD0 と STD1 の結果を比較する. その後, 低安定度層の強制安定度を変えた場合について考える.

表 4.1: 実験 2 で用いた低安定度層における強制安定度

	STD1	NS11	NS12	NS13	NS14	NS15
低安定度層における強制安定度 [K/km]	0.1	-0.1	-0.5	-1.0	-1.5	-2.0

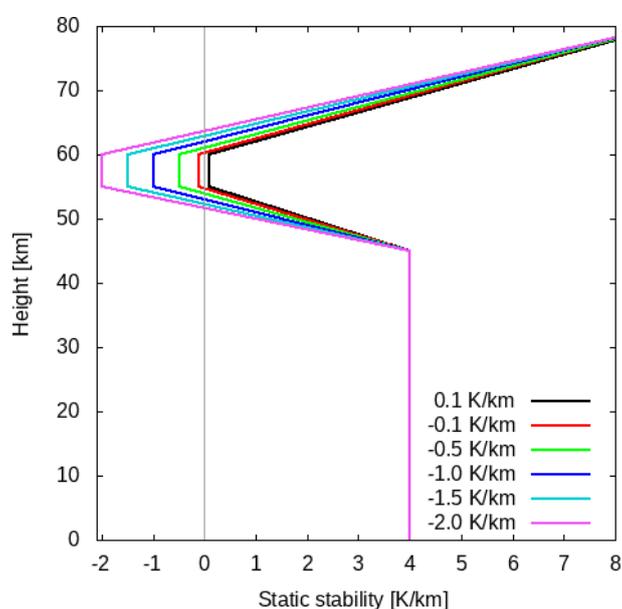


図 4.1: 実験 2 で用いた強制安定度の鉛直分布 (ニュートン冷却の基準温度場の静的安定度分布). 凡例の値は各設定で用いた低安定度層の強制安定度の値である.

4.2 結果：下層の強制安定度の影響

下層の強制安定度の影響を調べるために、STD0 と STD1 の結果を比較、考察する。

4.2.1 実現された安定度分布

図 4.2 は STD0 と STD1 で実現された安定度分布を時間平均及び水平平均したものである。まず、高度 0-35 km の分布に注目すると、STD0 では概ね強制安定度と同程度の安定度 (0.5 K/km) が実現されているが、STD1 では、高度 10-35 km で強制安定度として用いた値 (4.0 K/km) よりも大きな安定度が、高度 0-10 km では小さい安定度が実現されている。また、低安定度層の下端で実現された安定度は、STD0 では高度 44 km 付近で 2.9 K/km (強制安定度より小さい)、STD1 では高度 40 km 付近で 5.4 K/km (強制安定度より大きい) の安定度が実現しており、強制安定度の値は同じ (4.0 K/km) であるにもかかわらず、STD1 の方が実現された安定度が大きくなっている。一方、低安定度層で実現された安定度は STD0 の方がやや大きい (低安定度層の強制安定度は両実験とも 0.1 K/km である)。

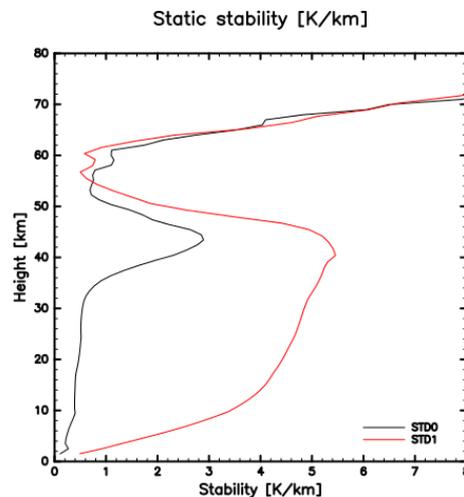


図 4.2: 図 3.2 と同じ。ただし、凡例は実験名を表す。

図 4.3 は STD0 と STD1 で実現された東西時間平均した安定度の子午面分布である。STD0 では実現された安定度が 1.0 K/km 以下の領域が極域から中緯度にかけて広がっている。一方 STD1 では実現された安定度が 1.0 K/km 以下の領域が、極域から赤道まで広がっている。このことは図 4.2 において、STD1 で STD0

より安定度の小さい低安定度層が実現されたことと整合的である。赤道域にやや大きな安定度が実現されている領域があるが、これは図 4.2 において、高度 58 km 付近で実現された安定度が少し高くなっていることに対応する。

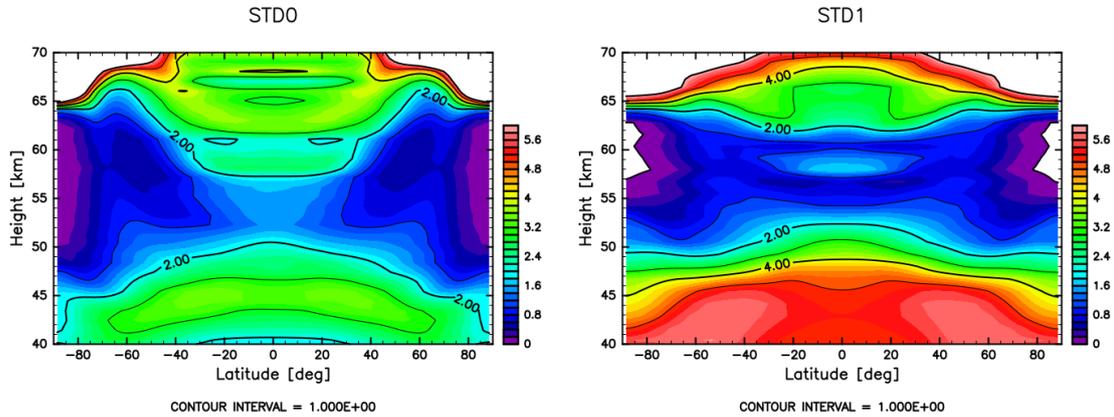


図 4.3: 図 3.3 と同じ。

4.2.2 東西時間平均東西風

図 4.4 は、STD0 と STD1 で計算された東西時間平均した東西風の子午面分布である。STD1 の高度 60 km 以上の領域における東西風速は、STD0 のそれより小さく、赤道ジェット的高度も低い。一方、高度 60 km 以下の領域では、低安定度層より下層の強制安定度を変更したにも関わらず、東西風の分布に大きな違いは見られない。また、緯度 30° 付近では風速 84 m/s 以上の高速域が高度 80 km まで続いていることも STD1 の特徴の 1 つである。

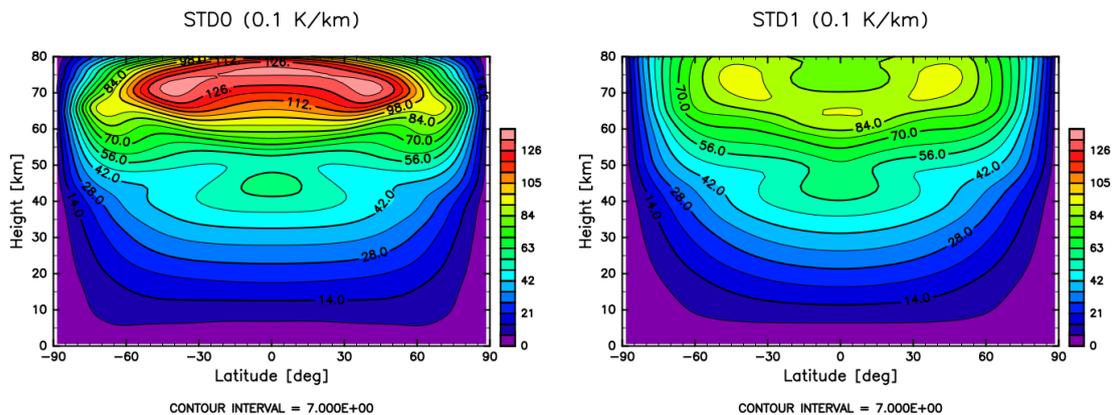


図 4.4: 図 3.4 と同じ。

4.2.3 渦位

図 4.5 は, STD0 と STD1 で計算された渦位の子午面分布である. STD1 の渦位分布の特徴は, 高緯度の正渦位域の存在や, 中緯度の渦位の極大値の存在という点で, STD0 の渦位分布と似ている. いずれの実験でも渦位の逆勾配の存在が確認でき, 傾圧不安定発生の必要条件を満たしている.

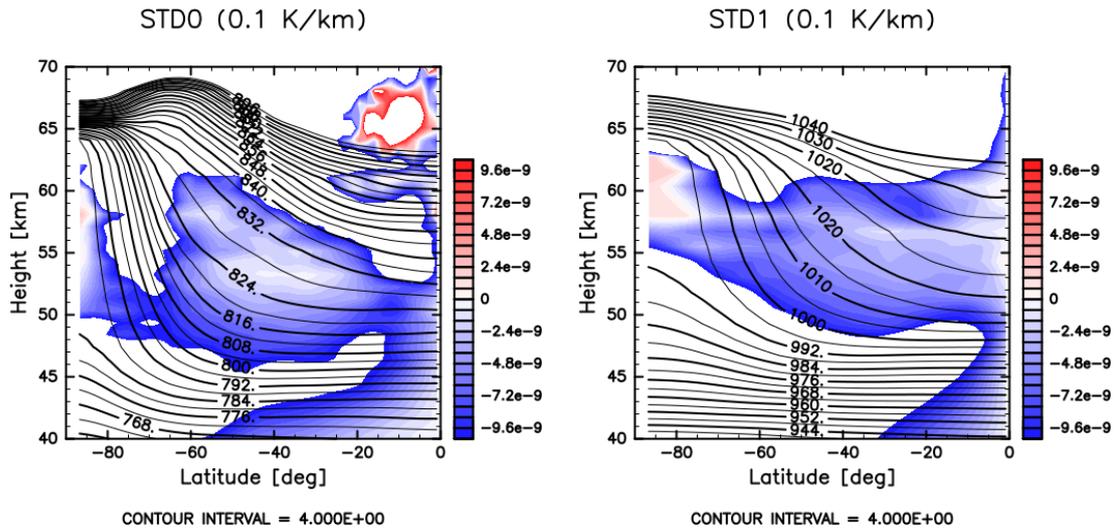


図 4.5: 図 3.5 と同じ.

4.2.4 渦熱輸送

図 4.6 は, STD0 と STD1 で計算された渦熱輸送とその収束の子午面分布である. STD1 の方が STD0 と比べて渦熱輸送が小さいのは明らかである. 加えて, STD0 で明瞭に見られる高緯度と中緯度の極向きかつ上向きの渦熱輸送も, STD1 では不明瞭で, 高度 60 km の中緯度に弱い極向きかつ上向きの渦熱輸送が見られるのみである.

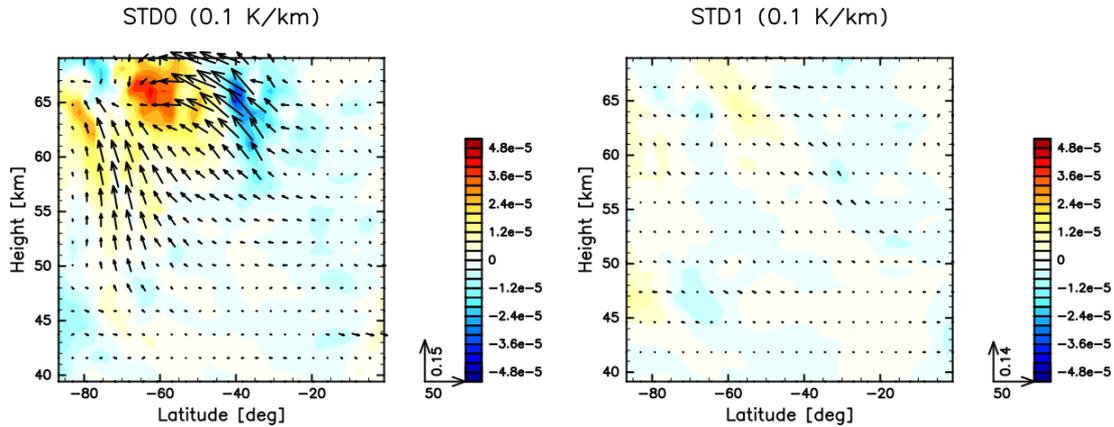


図 4.6: 図 3.6 と同じ.

4.2.5 質量流線関数

図 4.7 は, STD0 と STD1 で計算された質量流線関数の子午面分布である. STD0 では中緯度の高度 60 km 付近に逆循環が確認できるが, STD1 ではわずかに逆循環と同じ向きの循環が確認できるのみである. 逆循環の主な成因は傾圧不安定擾乱であるため, STD1 では逆循環が非常に弱いことから, 傾圧不安定擾乱も弱いと考えられる. このことは, STD1 の中緯度で極向きかつ上向きの渦熱輸送が小さいことに整合的である.

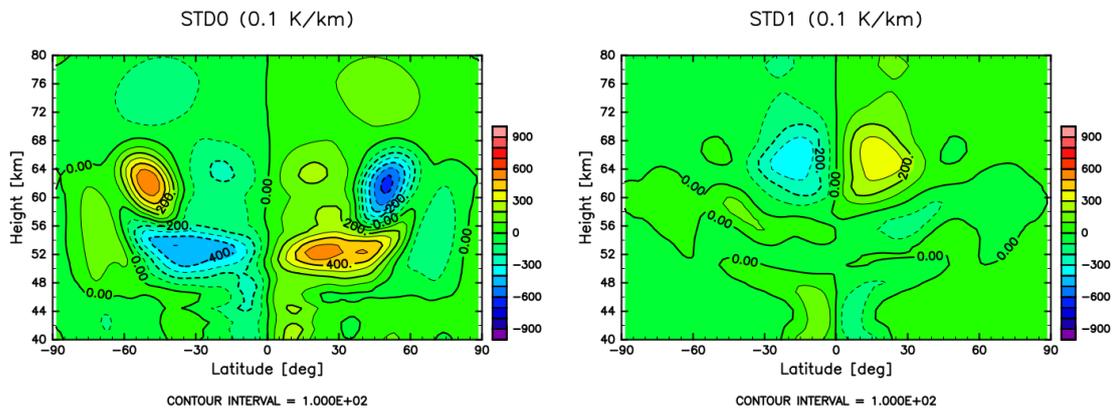


図 4.7: 図 3.7 と同じ.

4.2.6 考察とまとめ

4.2.1 節で述べたように, 下層の強制安定度を大きくすると, 低安定度層で実現される安定度は小さくなった. 実現される安定度が大きくなる主な要因は太陽加熱と断熱加熱である. 図 4.8 は STD0 と STD1 における赤道における東西時間平均した太陽加熱の高度分布である. 図 4.2 では, 高度 60 km 付近で STD0 と STD1 との実現された安定度の差が大きい. この高度 60 km 付近の太陽加熱は, STD0 の方が大きく, このことが STD0 の低安定度層で実現された安定度を大きくしたと考えられる.

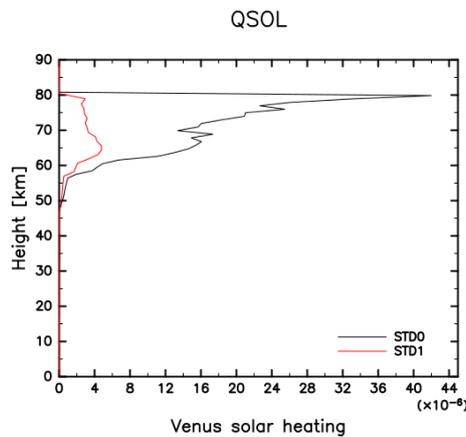


図 4.8: 東西時間平均した, 赤道における太陽加熱の高度分布. 横軸の単位は $[K/s]$. 平均期間は 1 年である. 凡例は実験名を表す.

図 4.9 は STD0 と STD1 における南北温度勾配の子午面分布を表したものである. 3.3.2 節と同様に, 東西風の大きさの違いの原因は南北温度勾配であると考えられる.

また, 渦位の分布 (図 4.5) から, 下層の強制安定度を $4.0 K/km$ に大きくしても, 傾圧不安定発生の必要条件を満たすことが分かった. 渦熱輸送の分布 (図 4.6) によると, 下層の強制安定度を $4.0 K/km$ に大きくすると, 極向きかつ上向きの渦熱輸送が小さくなる. STD1 では, 逆循環の強度が STD0 より小さくなったことを踏まえると, 極向きかつ上向きの渦熱輸送が小さくなったのは, 乾燥対流調節が働いたからではなく, 傾圧不安定擾乱自体が弱いからであると考えられる. つまり, 下層の強制安定度を $4.0 K/km$ に大きくしても, 中緯度の低安定度層付近で傾圧不安定は発生するが, 下層の強制安定度が小さい場合と比べて傾圧不安定擾乱は弱くなったという結果が得られた.

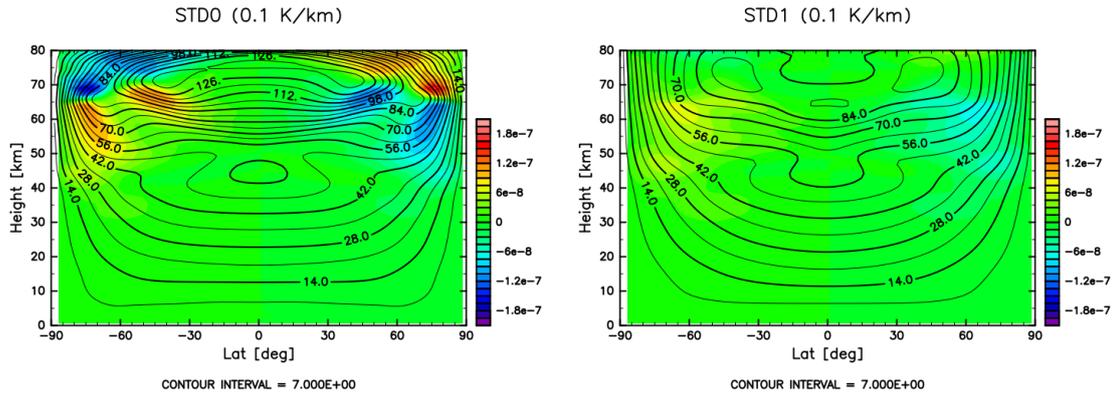


図 4.9: 図 3.8 と同じ.

4.3 結果 : 低安定度層の強制安定度の影響

下層の強制安定度を大きくした時の低安定度層の強制安定度の影響を調べるために, STD1 と NS11 - NS15 の結果を比較, 考察する.

4.3.1 実現された安定度分布

実験 2 で実現された安定度分布を図 4.10 に示す. 低安定度層で実現された安定度の違いに注目すると, 強制安定度を 0.1 K/km から -1.0 K/km まで小さくしても, 実現された安定度は 0.6 K/km 程度のみで, あまり変わっていないことがわかる. 一方, -1.5 K/km , -2.0 K/km に強制すると, 実現された安定度はそれぞれ, 0.3 K/km , 0.2 K/km 程度まで下がるが, 実験 1 の結果 (図 3.2) ほどは下がっていない. つまり, 下層の安定度が高い場合には, 同じ強さの強制を与えても, 実現される安定度は, 下層の安定度が低い場合よりも小さくならないということである. このことは数値モデル中において, 低安定度層の形成に下層の安定度がいくらか寄与していることを示唆する.

また, 実験 2 で実現された東西時間平均した安定度の子午面分布を図 4.11 に示した. 実験 1 と同様に, 低安定度層の強制安定度が小さいほど, 赤道域における低安定度層の厚さが大きくなっている. 実験 2 では, それに加えて, 極域や中緯度でも低安定度層の厚さが大きくなっている. これは実験 1 には見られなかった特徴である. さらに, NS13 - NS15 は NS03 - NS05 と比べて, 低安定度層で実現された安定度は大きい. このことは水平平均した実現された安定度が NS03 - NS05 よりも NS13 - NS15 の方が高いことに対応する.

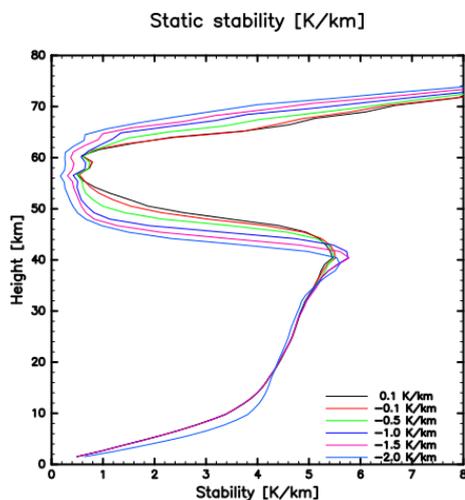


図 4.10: 図 3.2 と同じ.

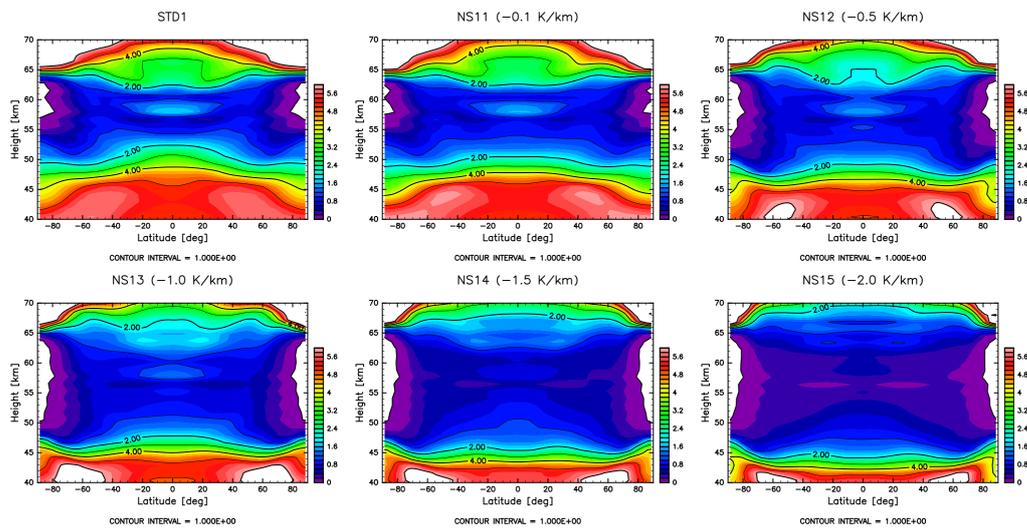


図 4.11: 図 3.3 と同じ.

4.3.2 東西時間平均東西風

実験 2 で計算された、東西平均東西風の子午面分布を図 4.12 に示す。実験 1 の結果 (図 3.4) と比較すると、どの設定でも東西風速が小さくなっていることが読み取れる。また、低安定度層の強制安定度を小さくした時の、東西風速の変化の傾向は実験 1 と似ていて、強制安定度が小さいほど、東西風速の最大値が小さくなる。ただし、NS12 における東西風速の最大値は STD0 よりは小さいものの、NS11 より大きい。NS15 では赤道ジェットが卓越しており、この特徴は実験 1 の NS05 の特徴と一致する。

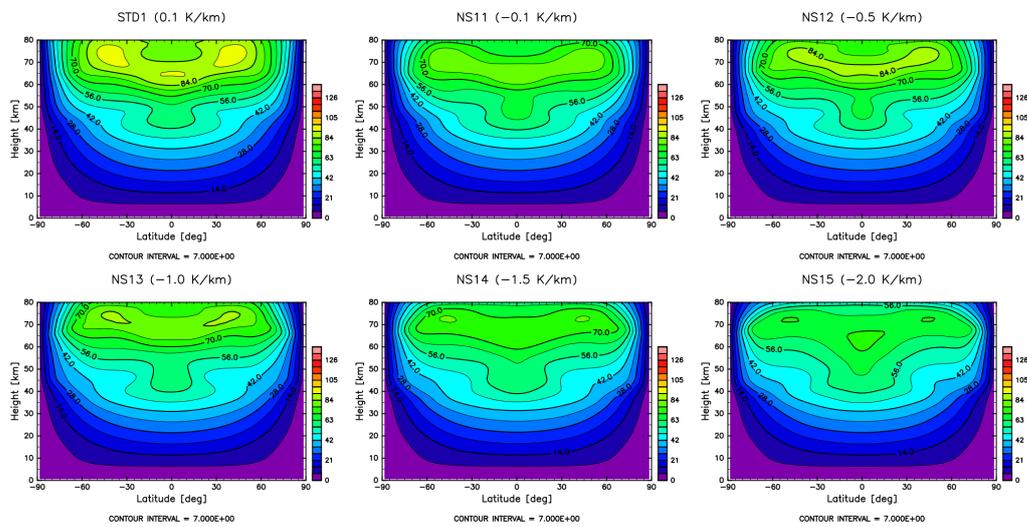


図 4.12: 図 3.4 と同じ。

4.3.3 渦位

図 4.13 は実験 2 で計算された渦位分布である。低安定度層の強制安定度を変化させたときの渦位分布の特徴は、実験 1 と同様である。

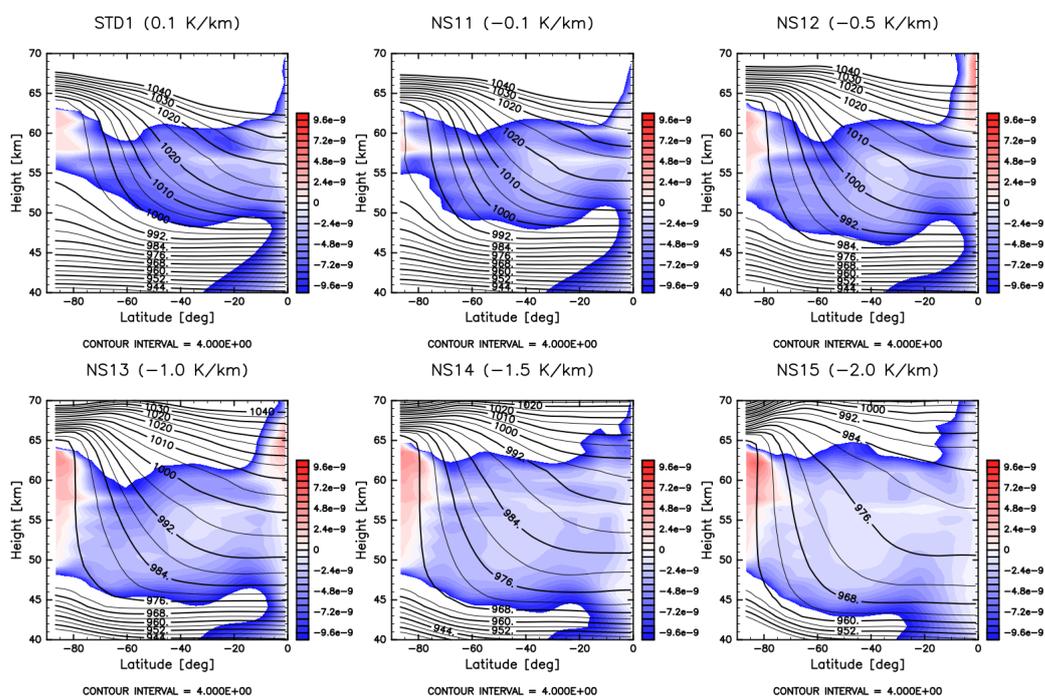


図 4.13: 図 3.5 と同じ.

4.3.4 渦熱輸送

実験 2 で計算された渦熱輸送とその収束を図 4.14 に示す。低安定度層の強制安定度を負に変更することで、渦熱輸送はやや強くなる。NS11, NS12 では高緯度の高度 55-65 km 付近や中緯度の高度 68 km 付近に極向きかつ上向きの熱輸送が見られ、NS13 では高緯度の極向きかつ上向きの渦熱輸送が緯度 40° にまで広がる。さらに、NS13 では低緯度にも上向きの渦熱輸送が存在する。このように、低安定度層の強制安定度を小さくするほど、渦熱輸送が強くなっていることが読み取れる。しかし、これらの渦熱輸送は実験 1 の結果と比べると弱い。一方、NS14, NS15 では、全体的に極向きかつ上向きの渦熱輸送が他の設定と比べて大きく、特に NS14 では実験 1 の STD0, NS01 - NS03 で見られたような高緯度と中緯度の極向きかつ上向きの渦熱輸送が明瞭になる。これは実験 1 には見られなかった特徴である。NS15 では極から赤道までの高度 50-65 km に上向き熱輸送があり、低安定度層の強制安定度が同じ $-2.0 K/km$ である NS05 とは全く異なる渦熱輸送の形態が実現されている。

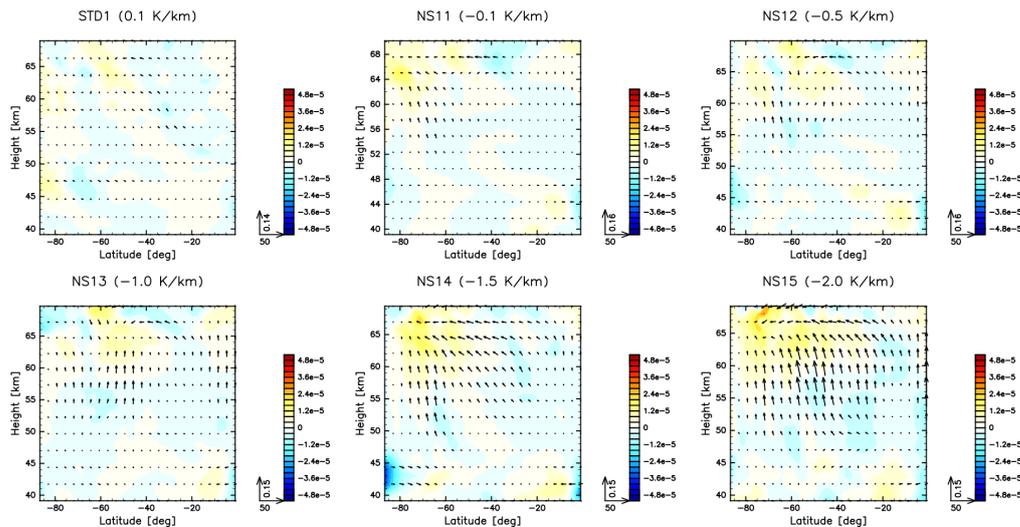


図 4.14: 図 3.6 と同じ。

4.3.5 子午面流線関数

実験 2 で計算された質量流線関数の子午面分布を図 4.15 に示す。どの設定でも逆循環は確認できるがその強度と位置に違いがある。低安定度層の強制安定度を小さくすると、逆循環は強くなっていて、これは実験 1 の結果と同じ傾向である。実験 1 と異なるのは逆循環の位置である。直接循環の高度が上がった分、逆循環が

低緯度側に拡大している. また, どの実験にも高緯度で中低緯度の逆循環より弱い逆循環が見られ, この逆循環は低安定度層の強制安定度を小さくすると強くなる. NS13 - NS15 ではこの高緯度の逆循環と低緯度の強い逆循環の 2 セルの分布が明瞭である.

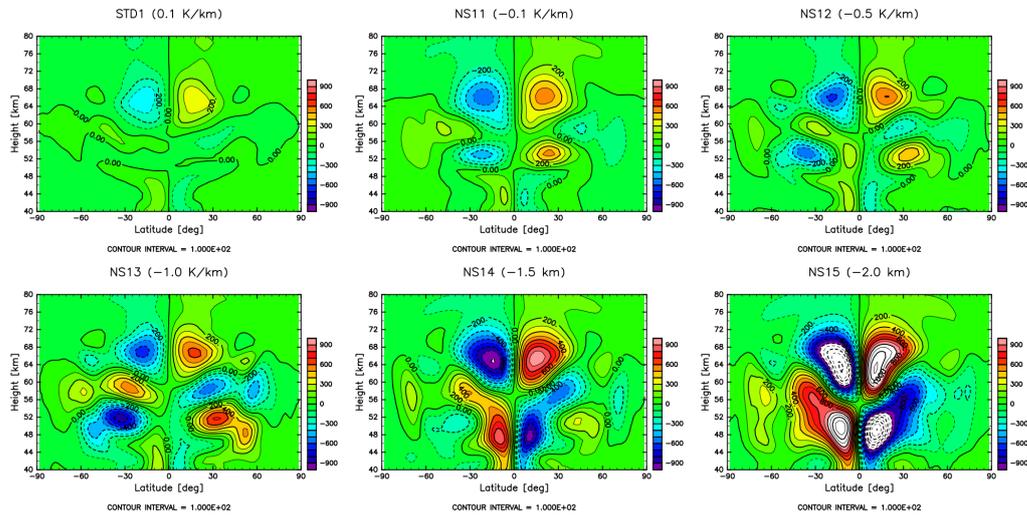


図 4.15: 図 3.7 と同じ.

4.4 考察とまとめ

4.4.1 低安定度層で実現された安定度

低安定度層より下の層の強制安定度を大きな値 (4.0 K/km) にしても, 低安定度層の強制安定度を小さくすることで, 低安定度層で実現される安定度は小さくなった. しかし, 低安定度層より下の層の安定度が小さい場合 (0.5 K/km) と比べると, 低安定度層の強制安定度が負の場合には, 低安定度層で実現される安定度が大きくなった. このように, 低安定度層の下層の強制安定度は, 低安定度層で実現される安定度に影響を与える.

4.4.2 平均東西風

下層の強制安定度が高い場合, 低安定度層の強制安定度を小さくすると東西風の最大風速は小さくなる傾向があることが分かった. 3.3.2 節で述べたように, 東西風速は南北温度勾配に結びついている. そこで, 図 4.16 の南北温度勾配の子午面

分布を確認すると、南北温度勾配の大きな領域が STD1 で広く、NS15 で狭い。対して南北温度勾配の極値の絶対値は NS15 のほうが STD1 よりも大きい。このことから、南北温度勾配が存在する、すなわち、東西風の鉛直シアが存在する領域が STD1 の方が広いために、STD1 の方が中緯度ジェットが強くなったと考えられる。

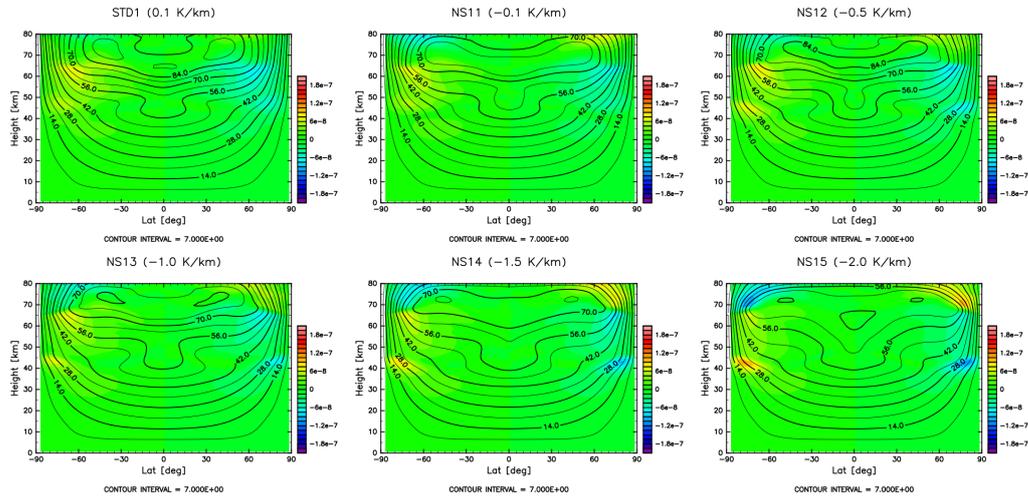


図 4.16: 図 3.8 と同じ。

4.4.3 傾圧不安定

低安定度層より下層の強制安定度を大きくした場合に、低安定度層の強制安定度を負にしても、等温位線に沿った渦位の逆勾配が存在し、傾圧不安定の必要条件を満たすことが分かった。さらに、STD1, NS11 - NS15 のどの実験でも、傾圧不安定の特徴である極向きかつ上向きの渦熱輸送が見られた。しかし、この極向きかつ上向きの渦熱輸送は、実験 1 とは異なり、低安定度層の強制安定度を小さくすると大きくなった。特に、 -1.5 K/km では、高緯度の上向き成分の大きな渦熱輸送と、中緯度の極向き成分の大きな渦熱輸送が明瞭であった。NS14, NS15 において、実験 1 の NS04, NS05 のように渦熱輸送が弱くならなかった要因として、実現された安定度が挙げられる。実現された安定度が実験 1 の NS04, NS05 ほど小さくならなかったため、乾燥対流調節による上向き熱輸送が抑えられ、渦による上向き熱輸送が現れたのではないかと考える。

また、図 4.15 によると、いずれの実験でも逆循環の存在が確認でき、渦位や渦熱輸送の分布と合わせて判断すると、傾圧不安定が生じていると考えられる。渦熱輸送の強さと子午面分布から、低安定度層の強制安定度が -1.5 K/km 以下の場合で

は高緯度と中緯度で他の実験より傾圧不安定擾乱が強く、逆循環の強度から、中緯度の傾圧不安定擾乱のほうが高緯度のそれより強いと考えられる。

第 5 章 実験 3: 低安定度層の厚さを変更した場合

5.1 強制安定度分布の設定

実験 3 では低安定度層の厚さを変更する実験を行った。なお、低安定度層の強制安定度は 0.1 K/km 、低安定度層より下の層の安定度は 4.0 K/km で一定である。低安定度層の厚さは表 5.1 のように変更した。TE は Thickness Experiment の略で、TE の後ろの数字は低安定度層の厚さを表している。本実験で使用した強制安定度の鉛直分布は図 5.1 である。 0.5 K/km と 4.0 K/km の間の強制安定度が変わる層では、強制安定度は高度に比例して変化し、どの厚さの実験でも傾きは同じである。以降の節では、低安定度層の厚さが $5\text{-}20 \text{ km}$ の場合 と $25\text{-}30 \text{ km}$ の場合を分けて結果を見ていく。

表 5.1: 低安定度層の厚さと高度

	STD1	TE10	TE15	TE20	TE25	TE30
厚さ [km]	5	10	15	20	25	30
高度 [km]	55-60	50-60	45-60	40-60	35-60	30-60

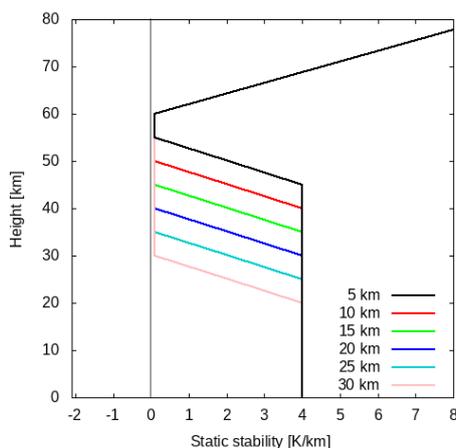


図 5.1: 実験 3 で強制した静的安定度の鉛直分布 (ニュートン冷却の基準温度場の静的安定度分布). 凡例の値は低安定度層の厚さで, 上から STD1, TE10, TE15, TE20, TE25, TE30 の設定である.

5.2 結果: 低安定度層の厚さを 25 km 以上にした場合

TE25, TE30 の赤道における東西風の時間変化を図 5.2 に示す. 5 年分積分を行った結果, 準定常状態に達することはなく, 東西風が小さくなり続けた. 準定常状態に達しなかったため, この 2 つの設定で行った実験に関しては渦位や渦熱輸送などの他の解析は行わなかった.

図 2.1b から分かるように, 下の高度ほどニュートン冷却の緩和時定数が大きいため, 初期の安定度分布 (図 2.2b) から厚い低安定度層を作るためには, 下層ほど時間がかかる. このため, 5 年という期間の計算では準定常状態に達さなかったと考えられる.

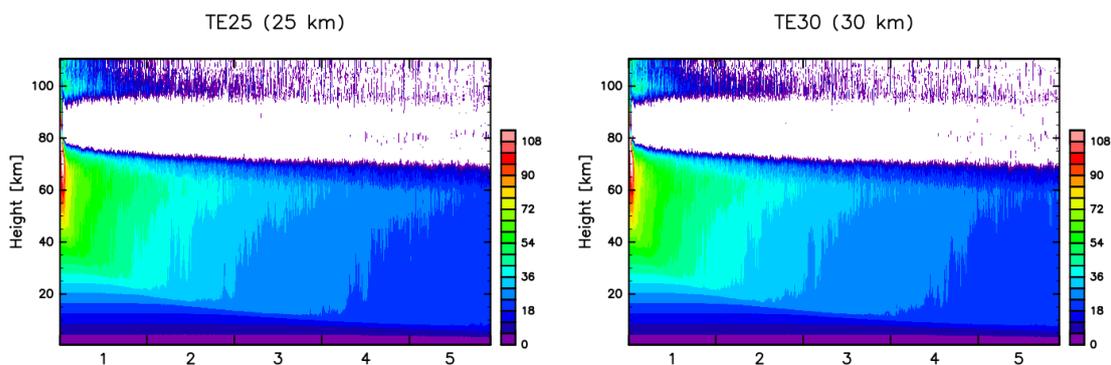


図 5.2: 東西平均東西風の時間変化. 横軸は時間である.

5.3 結果 : 低安定度層の厚さを 5-20 km にした場合

5.3.1 実現された安定度分布

実験 3 で実現された安定度分布は図 5.3 である。実現された低安定度層の厚さは、概ね設定した通りになっている。また、低安定度層の安定度に注目すると、強制した安定度の値はどの設定でも同じ 0.1 K/km であるが、低安定度層が厚くなるほど、実現された安定度が小さくなっている。低安定度層の安定度が最も小さくなった TE20 では 0.3 K/km にまで下がっていて、標準実験 (STD1) よりもおよそ 0.2 K/km 小さい。

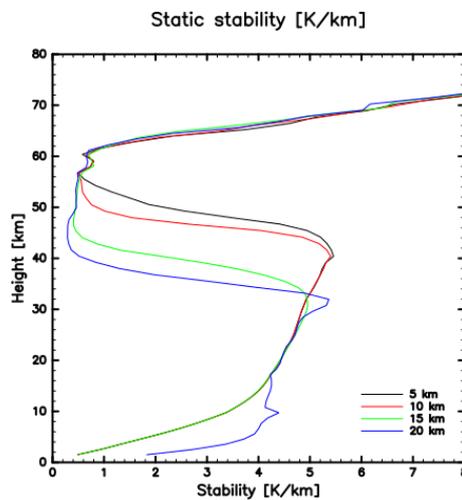


図 5.3: 図 3.2 と同じ。

5.3.2 東西平均東西風

実験 3 の東西平均東西風の子午面分布を図 5.4 に示した。東西風の強さについては、STD1 の高度 60 - 70 km 付近の中緯度域と赤道域と、TE15 の高度 70 km 付近の中緯度域で最も強く、TE10 の高度 70 km 付近の風速はそれらよりもやや弱い。TE20 の東西風はこれら 4 つの実験の中で最も弱くなっている。また、低安定度層の厚さが大きいほど、風速の大きな領域が小さくなっていることも読み取れる。風速の大きな領域は STD1 では高度 80 km より少し上にまで広がっているが、TE20 では概ね高度 75 km 付近までである。

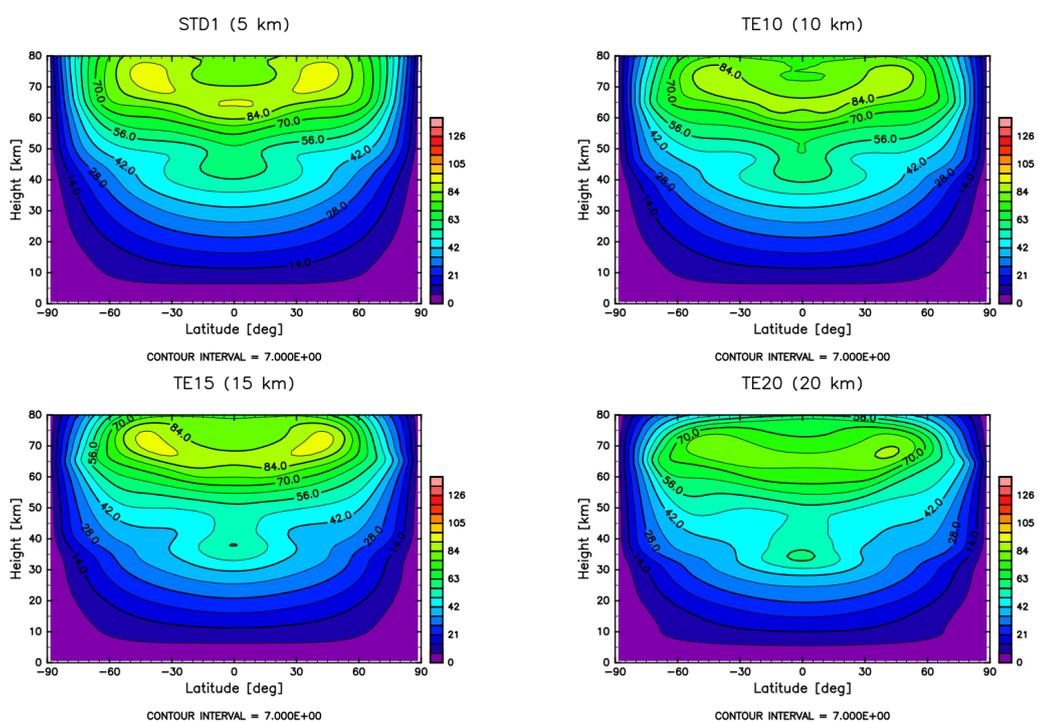


図 5.4: 図 3.4 と同じ。

5.3.3 渦位

実験 3 で計算された渦位分布を図 5.5 に示す. 低安定度層の厚さが大きくなるほど, 渦位の大きな領域が鉛直方向に広がっていることがわかる. 実験 1, 2 と同様に, 高緯度に正渦位域が見られ, 等温位線に沿った渦位の逆勾配が存在する. 中緯度の渦位の大きな領域は低安定度層の厚さが大きくなるほど広くなり, この領域に等温位線に沿った渦位の逆勾配が存在する. このことから, 低安定度層の厚さを大きくすると, 傾圧不安定が発生しうる領域が広がると言える.

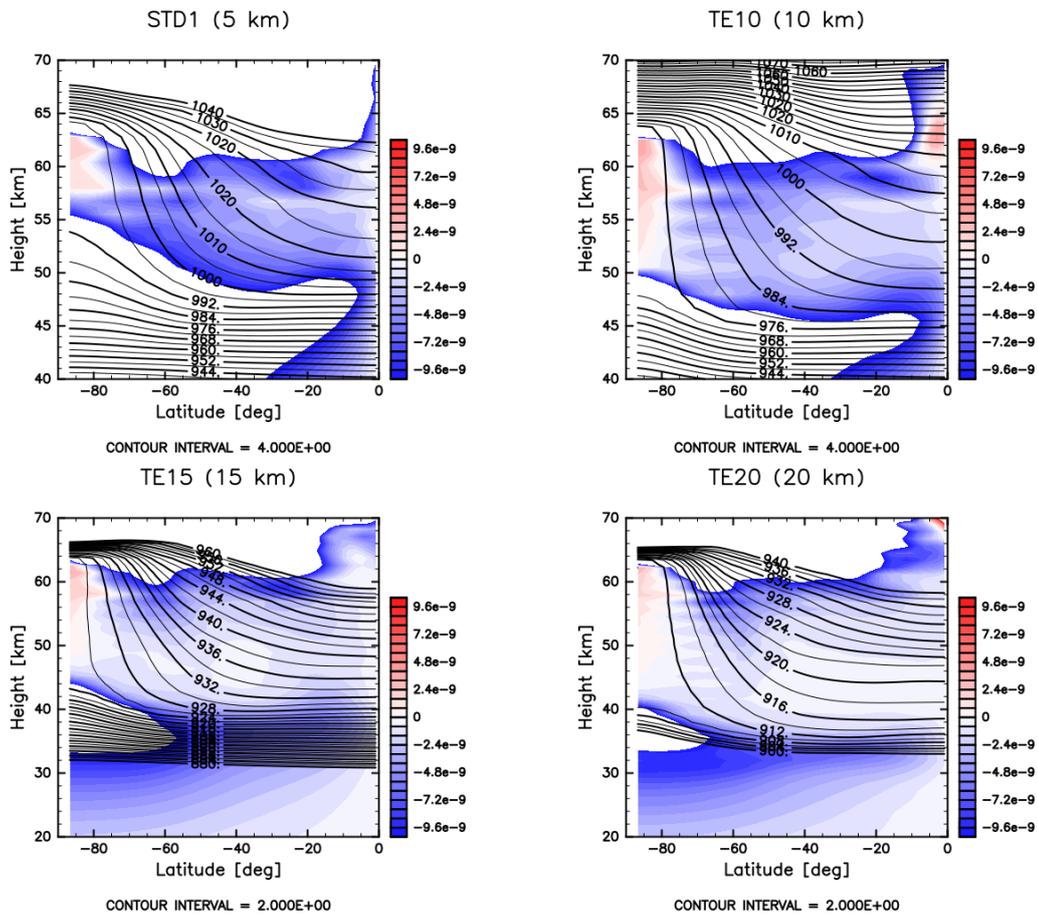


図 5.5: 図 3.5 と同じ. ただし, TE15, TE20 は縦軸の範囲が異なり, 等値線間隔は 2 K である.

5.3.4 渦熱輸送

図 5.6 に実験 3 の渦熱輸送とその収束を示した。STD1 では渦熱輸送が弱いですが、厚さを大きくしていくに従って、中高緯度 (-40° から -70°) で渦熱輸送は強くなる。TE10 では、極向きかつ上向きの渦熱輸送が中緯度 (-40° から -60°) の高度 50-65 km に見られるが、STD1 よりやや強い程度である。TE15 の中高緯度 (-40° から -70°) の渦熱輸送はこの 4 つの設定の中で最も強い。また、赤道付近にもやや弱いですが、上向きの熱輸送が見られる。TE20 では、中高緯度 (-50° から -70°) に明瞭な渦熱輸送が存在する。この渦熱輸送は上向き成分が大きく、極向き成分が小さいという点で 実験 1 で見られた高緯度の渦熱輸送と似ている。

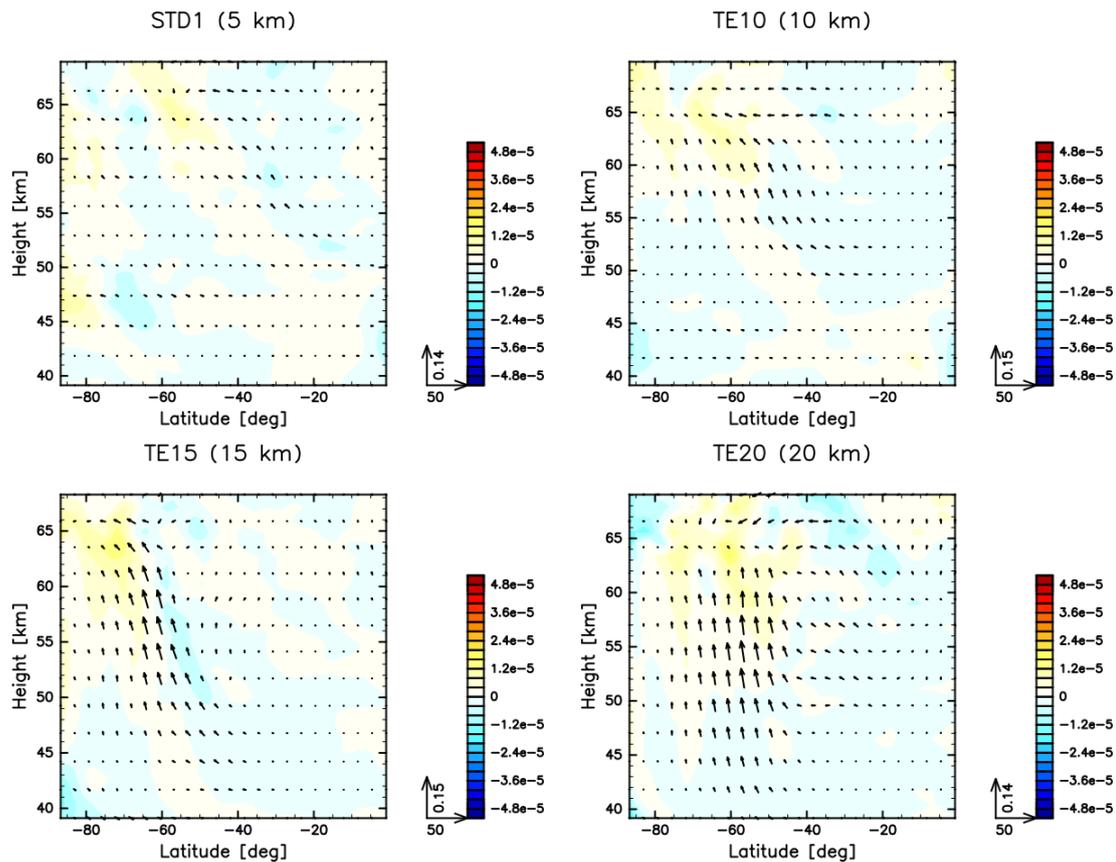


図 5.6: 図 3.6 と同じ。

5.3.5 子午面流線関数

実験 3 で計算された質量流線関数の子午面分布を図 5.7 に示す。STD1 では逆循環が弱いですが、厚さを大きくすると強くなって明瞭に現れる。TE10 では -60° 付

近の高度 55 km に逆循環が見られるが、これは STD1 のほぼ同位置にある逆循環が強くなったものと考えられる。TE15, TE20 は他の 2 つと逆循環の形態が大きく異なる。中低緯度の南北に伸びた循環と高緯度の鉛直方向に伸びた循環の 2 セルが見られる。STD1 にも似た位置にわずかながら逆循環が存在しており、これが強くなったものと見られる。

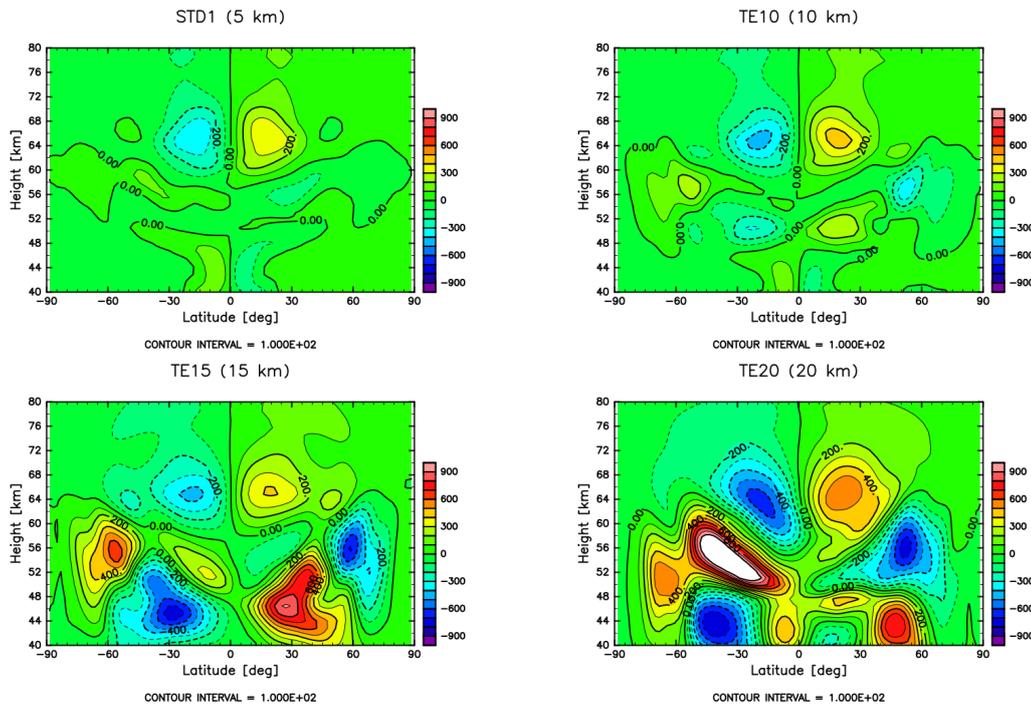


図 5.7: 図 3.7 と同じ。

5.4 考察とまとめ

5.4.1 低安定度層で実現された安定度

低安定度層の厚さを大きくすることで、実現した低安定度層が厚くなっただけでなく、実現される安定度が小さくなった。このことから、実験 1,2 では低安定度層で実現される安定度を小さくするために、低安定度層の強制安定度を小さくしたが、低安定度層の強制安定度を変えなくても、低安定度層の厚さを大きくすることで、低安定度層で実現される安定度を小さくできるということが明らかになった。しかし、低安定度層が観測されたものより厚くなっていしまう上に、実現された安定度も厚さ 20 km で 0.3 K/km 程度にしか下がらなかったことから、観測された

ものに近い低安定度層を実現するためには、低安定度層の強制安定度を小さくするほうがよいだろう。

5.4.2 平均東西風

平均東西風の大きさは実験 1 ほど変化せず、明瞭な変化の傾向もない。南北温度勾配の分布を確認しても、その分布や大きさに違いはあまり見られない。このことから、低安定度層の厚さよりも強制安定度の大きさのほうが、温度場への影響が大きく、南北温度勾配が大きく変わったことで、平均東西風により大きな影響を与えたと考えられる。

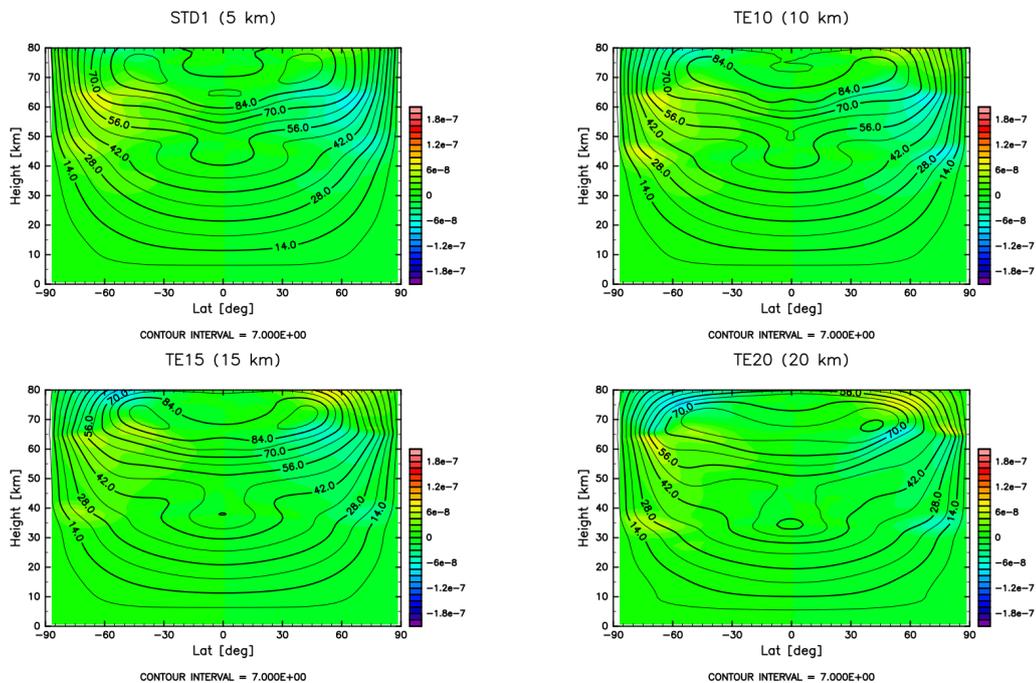


図 5.8: 図 3.8 と同じ。

5.4.3 傾圧不安定

5.3.3 節で述べたように、低安定度層の厚さを大きくしても、等温位線に沿った渦位の逆勾配が存在し、傾圧不安定の必要条件を満たす。また、低安定度層の厚さを大きくするほど上向きの渦熱輸送や逆循環の強度が大きくなることから、傾圧不安定擾乱は低安定度層の厚さが大きいほど強くなるのが分かった。この傾圧不安定

擾乱は、緯度 60° 付近に形成され、低安定度層の厚さを 20 km にすると、南半球では緯度 40° 付近により強い傾圧不安定擾乱が現れた。

第 6 章 結論

本論文では、静的安定度の傾圧不安定への影響を金星大気大循環モデル AFES-Venus を用いて調査した。低安定度層における強制安定度を負にすることで実現する安定度を中立の値に近づけることが出来た。特に下層の安定度を低く (0.5 K/km) し、低安定度層の強制安定度を -1.5 K/km に設定した場合、 0.1 K/km 程度の低安定度層が実現された。また、下層の安定度も低安定度層の安定度に寄与しており、下層の安定度が高いと、低安定度層の安定度が高くなることが分かった。加えて、低安定度層の厚さによっても低安定度層の安定度は変化した。低安定度層が厚いほど、低安定度層の強制安定度を変えなくても、安定度を小さくすることができる。しかし、低安定度層が 25 km よりも厚いと、東西風が弱くなり続け、5 年の積分期間では準定常状態に至らなかった。

低安定度層に関する 2 つの実験 (実験 1,3) とその下層の安定度に関する実験 (実験 2) を行ったが、渦位や渦熱輸送、子午面流線関数の分布から、準定常状態に達したどの実験でも、傾圧不安定の発生が示唆された。低安定度層が存在すれば、低安定度層で実現される安定度の大きさによらず、傾圧不安定は発生すると言える。また、低安定度層より下層の強制安定度が小さい場合に低安定度層の強制安定度を小さくすると、中緯度に発生する傾圧不安定擾乱の高度は低くなり、低安定度層の強制安定度が -0.5 K/km の時にその擾乱は最も強くなる。一方で、低安定度層より下層の強制安定度を大きくすると、逆循環の強度が小さくなることから、中緯度の傾圧不安定擾乱が弱くなった。さらに、下層の強制安定度を大きくして、低安定度層の強制安定度を小さくすると、低安定度層の強制安定度が -1.5 K/km 以下の場合では高緯度と中緯度で傾圧不安定擾乱が強くなる。このとき、中緯度の傾圧不安定擾乱のほうが高緯度のそれよりも強い。最後に、下層の強制安定度が大きい状態で、低安定度層の厚さを大きくした結果、傾圧不安定擾乱は低安定度層の厚さが大きいほど強くなることが分かった。

付録 I 図集

ここでは各実験で出力した図のうち、本文に掲載しなかったものを掲載する。

A 実験 1

A.1 東西風の時間発展

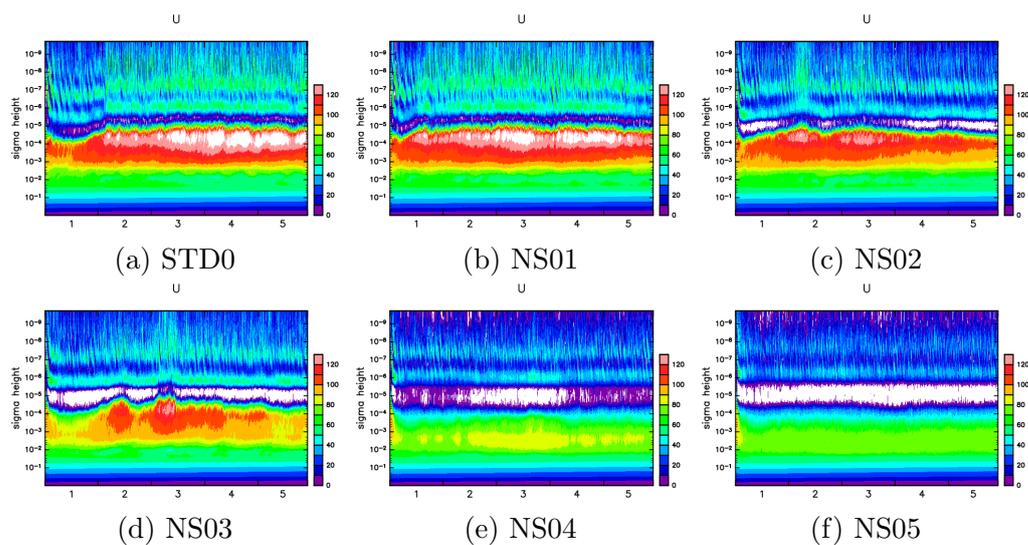


図 A.1: 赤道における東西平均東西風の高度分布の時間変化を表した図. 縦軸は σ 高度である.

A.2 実現された安定度の子午面分布

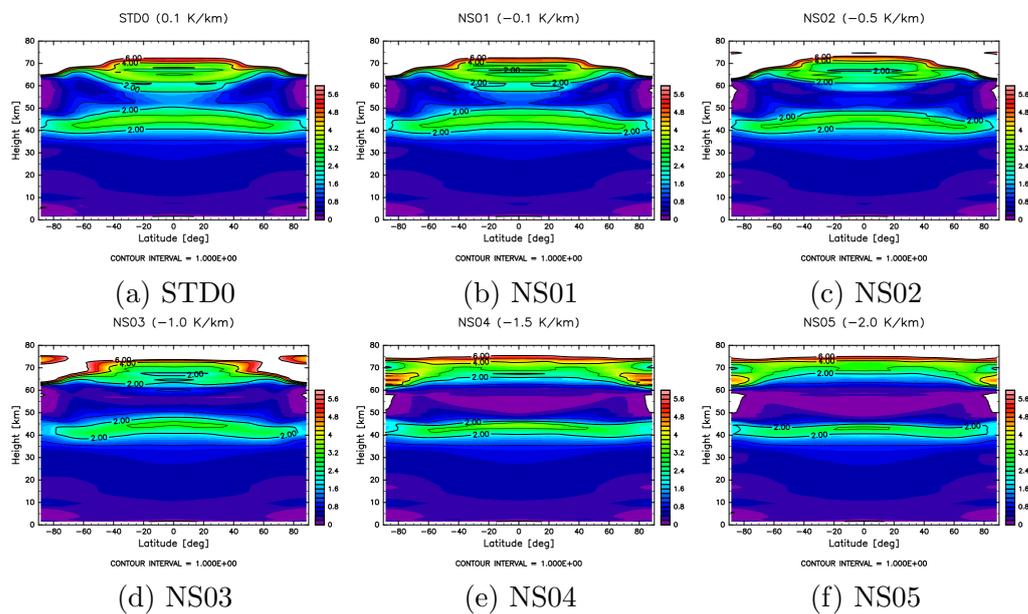


図 A.2: 図 3.3 と同じ. ただし, 高度 0-80 km の範囲で描画している.

A.3 太陽加熱

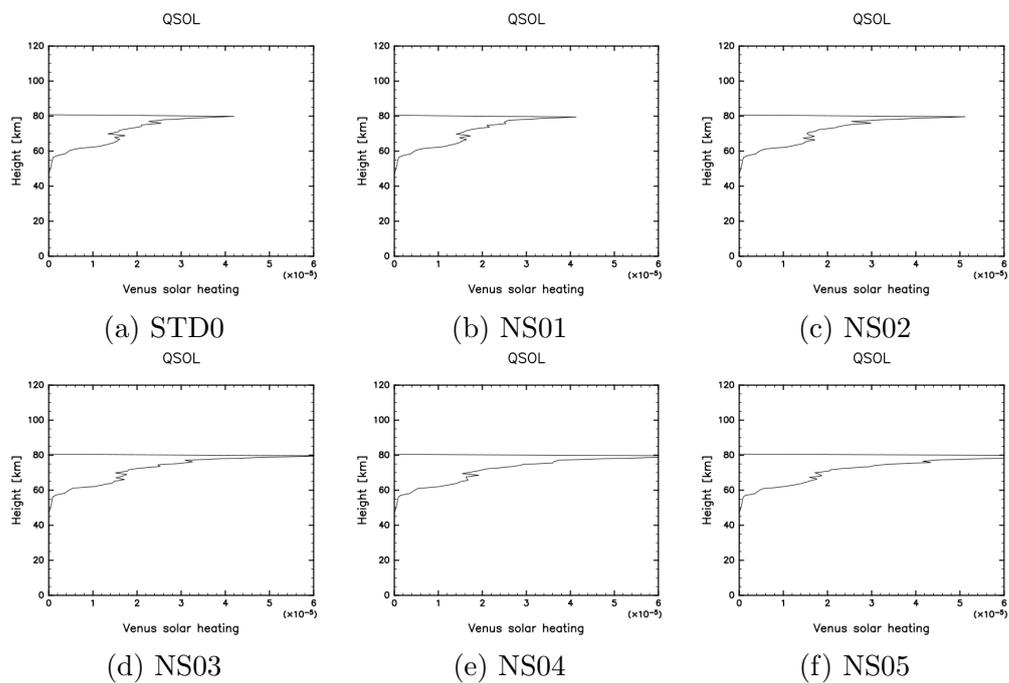


図 A.3: 図 4.8 と同じ.

A.4 南北風

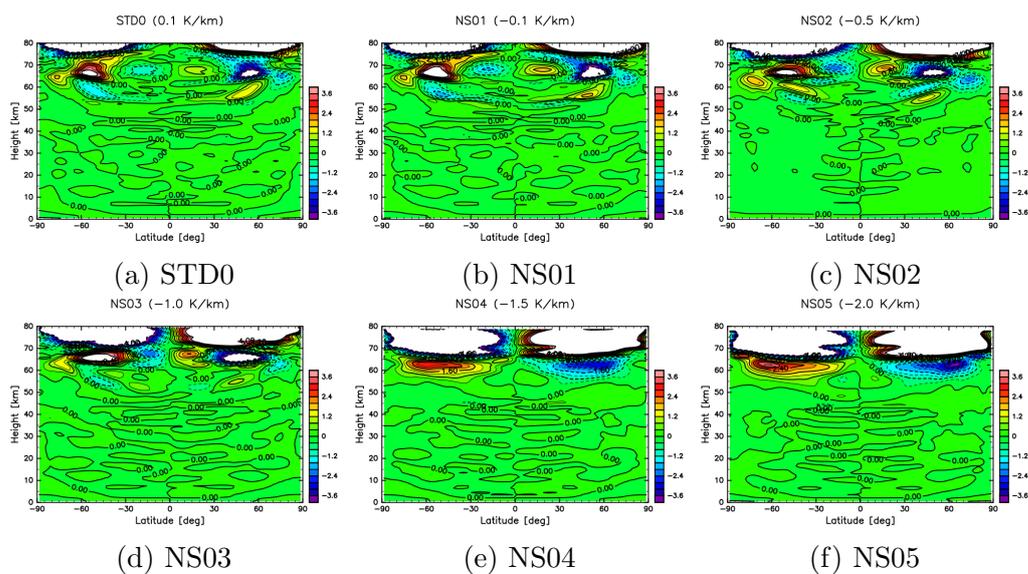


図 A.4: 時間平均した東西平均南北風の子午面分布. 平均期間は 1 年である.

A.5 温位

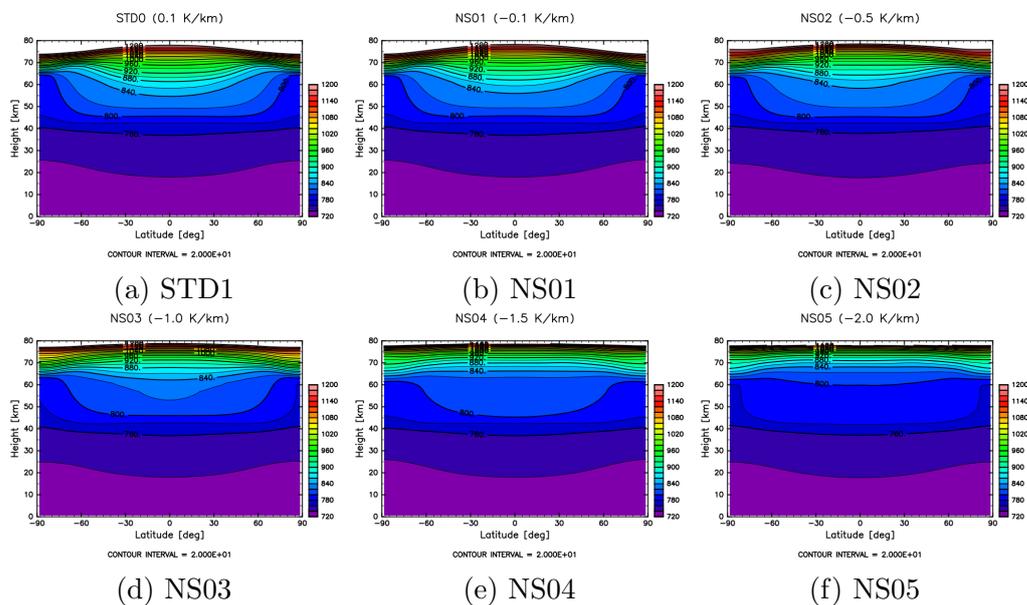


図 A.5: 時間平均及び東西平均した温位の子午面分布. 平均期間は 1 年である.

B 実験 2

B.1 東西風の時間発展

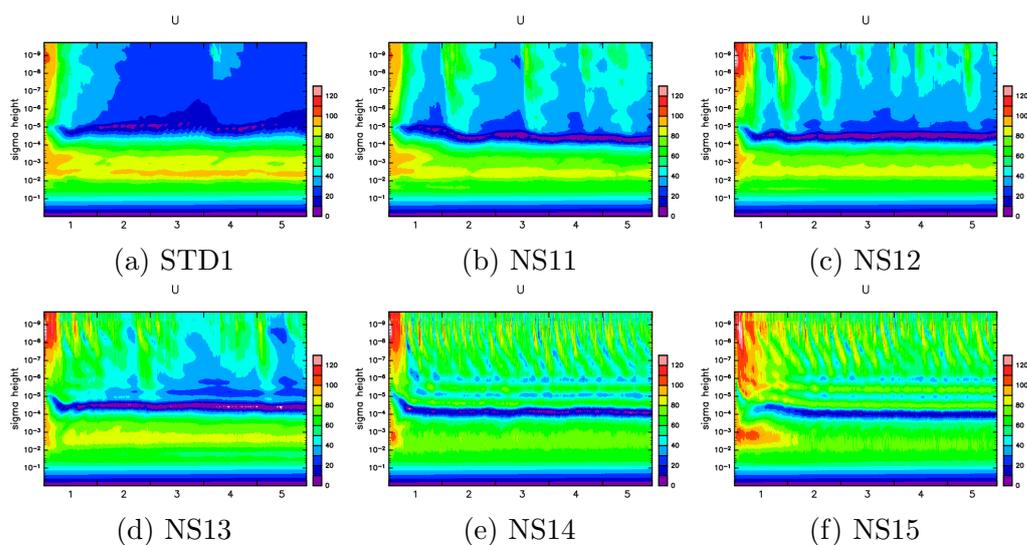


図 B.1: 図 A.1 と同じ.

B.2 実現された安定度の子午面分布

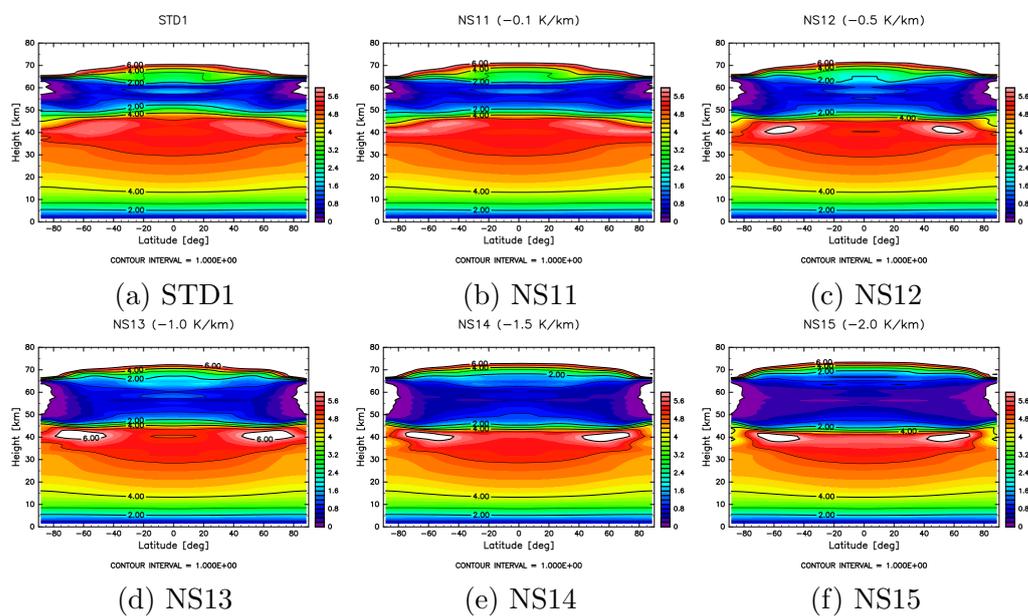


図 B.2: 図 3.3 と同じ. ただし, 高度 0-80 km の範囲で描画している.

B.3 太陽加熱

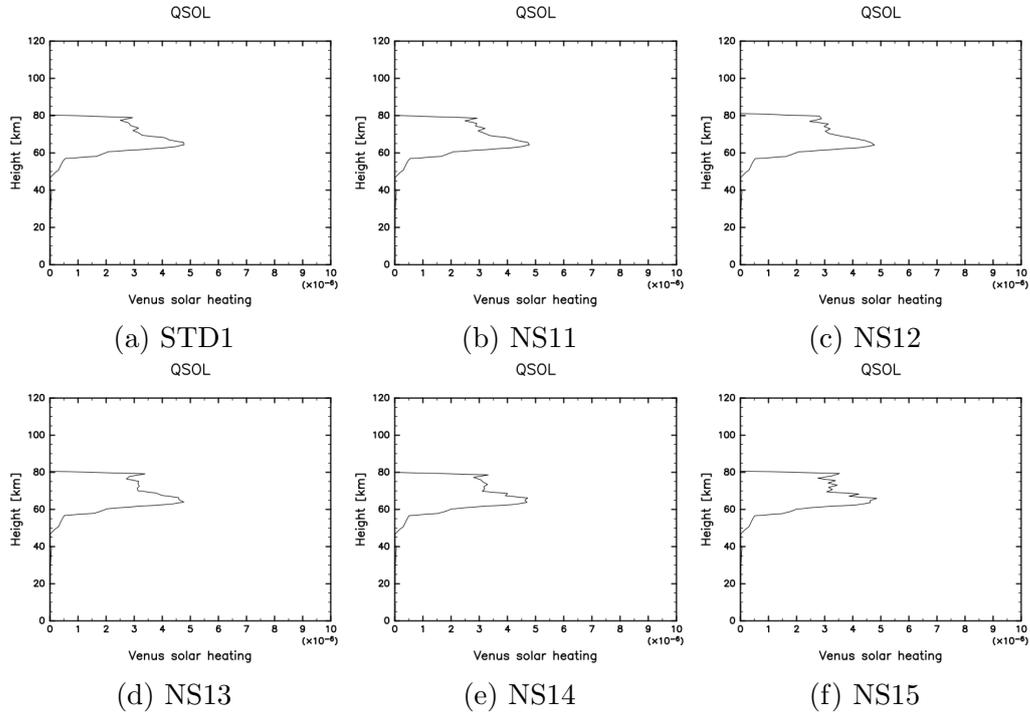


図 B.3: 図 4.8 と同じ. ただし, 横軸の範囲は異なる.

B.4 南北風

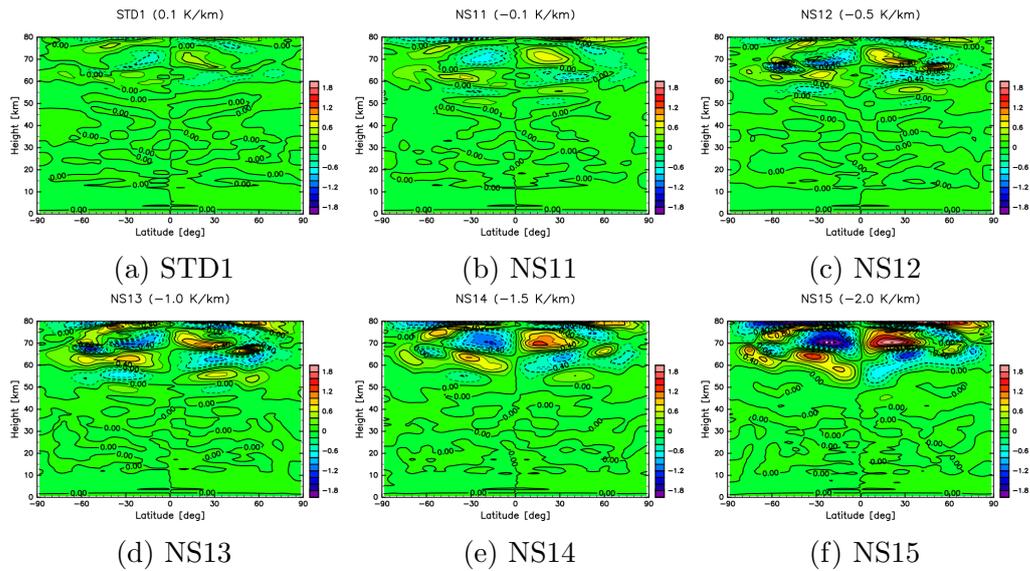


図 B.4: 図 A.4 と同じ. ただし, カラーバーの範囲は異なる.

B.5 温位

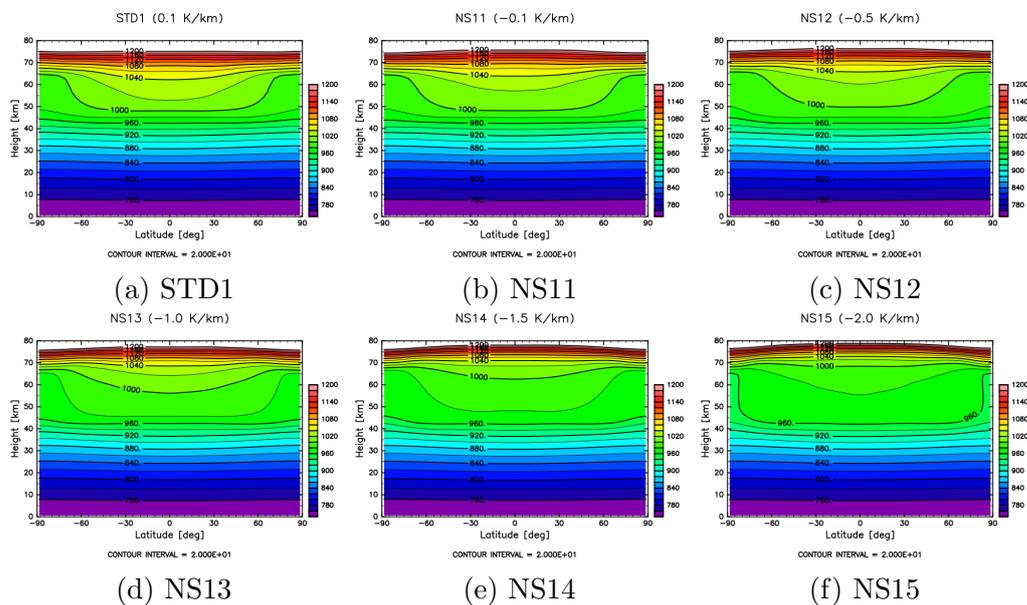


図 B.5: 図 A.5 と同じ.

C 実験 3

C.1 東西風の時間発展

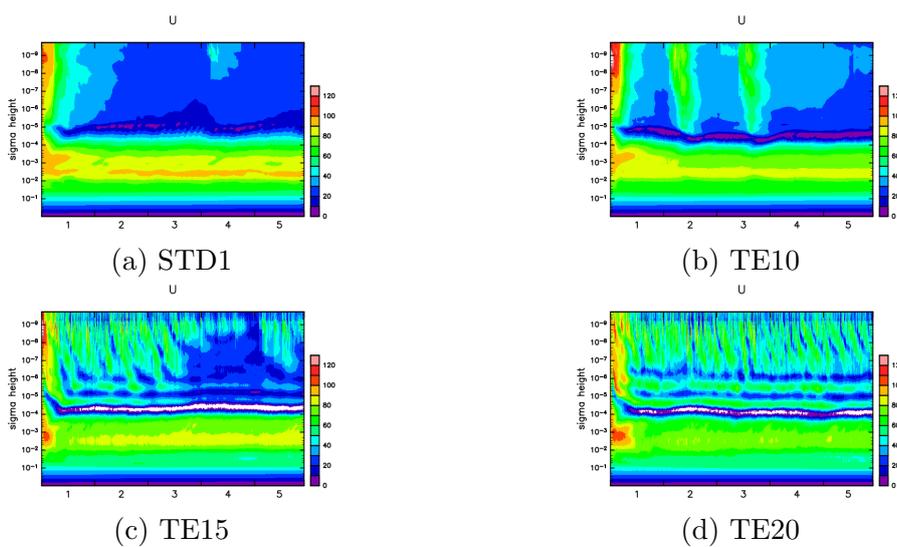


図 C.1: 図 A.1 と同じ.

C.2 実現された安定度の子午面分布

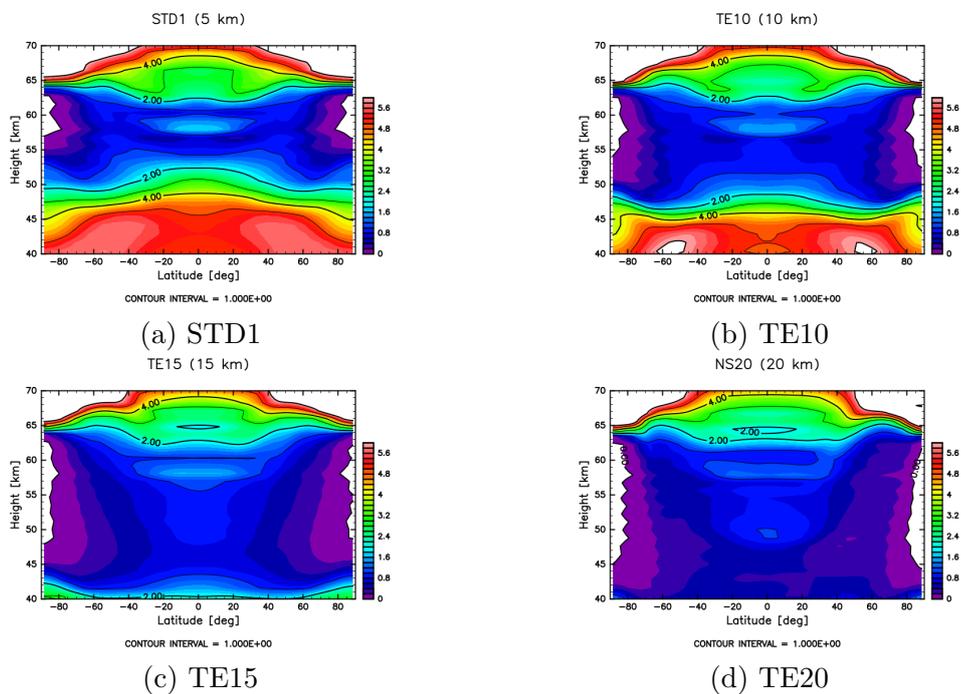


図 C.2: 図 3.3 と同じ. ただし, 高度 0-80 km の範囲で描画している.

C.3 太陽加熱

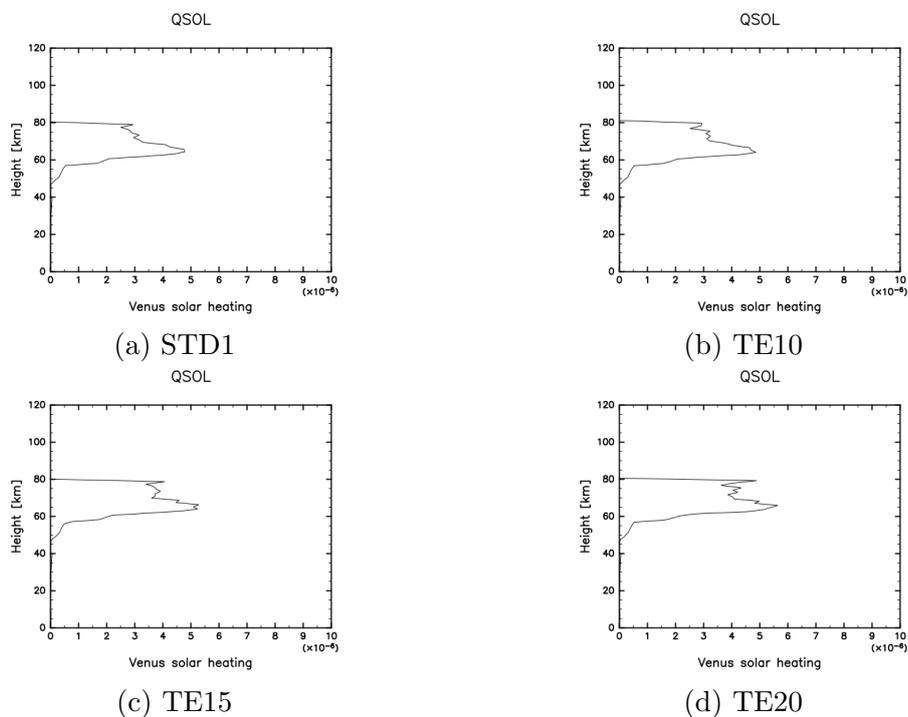


図 C.3: 図 4.8 と同じ. ただし, 横軸の範囲は異なる.

C.4 南北風

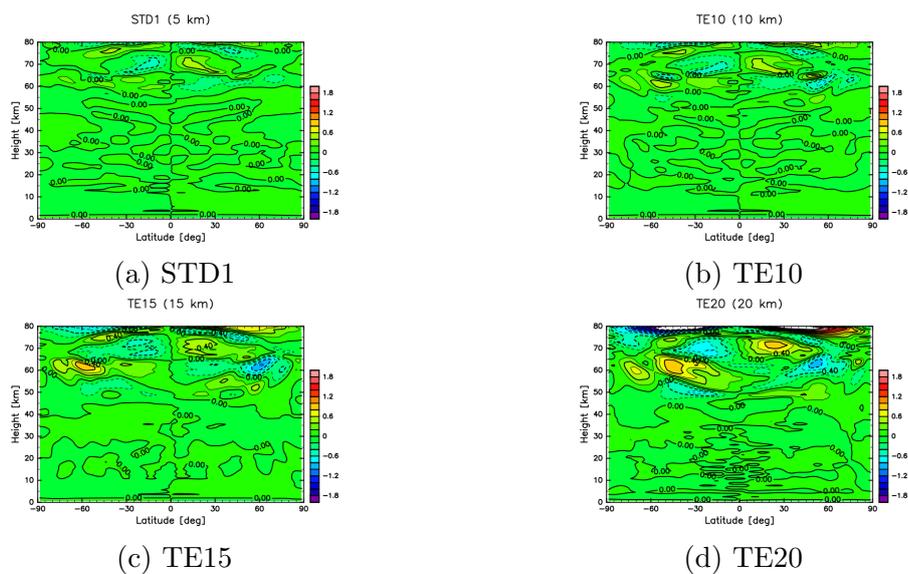


図 C.4: 図 A.4 と同じ. ただし, カラーバーの範囲は異なる.

C.5 温位

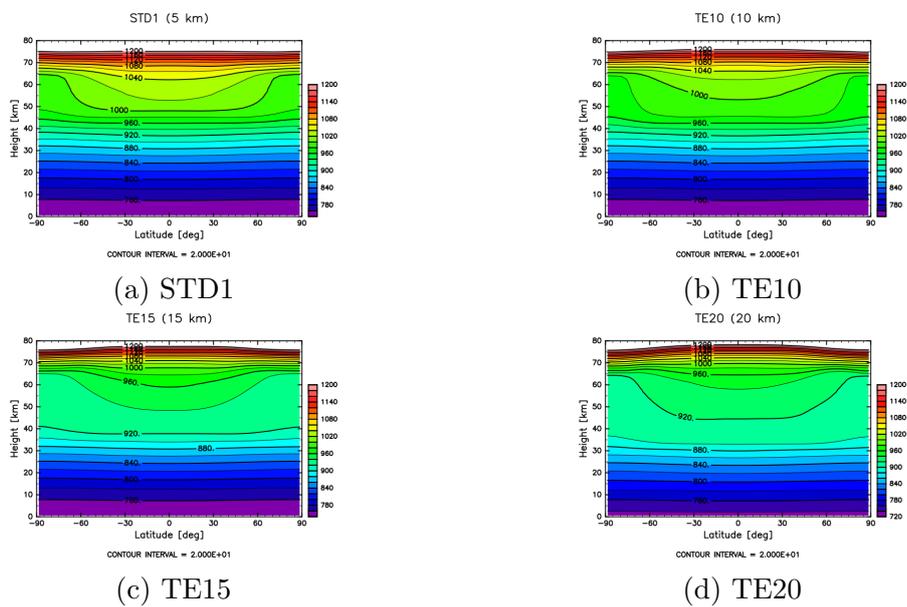


図 C.5: 図 A.5 と同じ.

謝辞

本研究を行うにあたって、櫻村博基講師には研究の方向性を示していただき、論文読解の方法や、数値モデルの使い方など多くのご指導をいただきました。林祥介教授にはセミナーなどを通じて、助言や新たな考え方をご教授いただきました。高橋芳幸准教授には基礎理論読書会やセミナーを通して、地球流体力学の基礎的な知識や手法についてご指導いただきました。地球および惑星大気科学研究室の皆さまにも、多くの助言を頂き、大変お世話になりました。ここに深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Imamura, T. *et al.*, 2017 Initial performance of the radio occultation experiment in the Venus orbiter mission Akatsuki. *Earth Planets Space*, **69**, 137.
- [2] Kashimura, H., Sugimoto, N., Takagi, M. *et al.*, 2019: Planetary-scale streak structure reproduced in high-resolution simulations of the Venus atmosphere with a low-stability layer. *Nat Commun*, **10**, 23.
- [3] Sugimoto, N., Takagi, M., and Matsuda, Y., 2014: Baroclinic instability in the Venus atmosphere simulated by GCM. *J. Geophys. Res.* **119**, 1950-1968.
- [4] Ohfuchi, W. *et al.*, 2004: 10-km mesh meso-scale resolving simulations of the global atmosphere on the Earth Simulator: preliminary outcomes of AFES (AGCM for the Earth Simulator). *J. Earth Simula.*, **1**, 8-34.
- [5] Enomoto, T., Kuwano-Yoshida, A., Komori, N., and Ohfuchi, W., 2008: Description of AFES 2: Improvements for High-Resolution and Coupled Simulations. *High Resolution Numerical Modeling of the Atmosphere and Ocean*, 77-97.
- [6] Tomasko, M. G., Doose, L. R., Smith, P. H., and Odell, A. P., 1980: Measurements of the flux of sunlight in the atmosphere of Venus. *Journal of Geophysical Research*, **85**, 8167-8186.
- [7] Crisp, D., 1986: Radiative forcing of the Venus mesosphere: I. solar fluxes and heating rates. *Icarus* **67**, 484-514.
- [8] Crisp, D., 1989: Radiative forcing of the Venus mesosphere: II. Thermal fluxes, cooling rates, and radiative equilibrium temperatures. *Icarus*, **77**, 391-413.
- [9] Ando, H., Imamura, T., Tellmann, S. *et al.*, 2020: Thermal structure of the Venusian atmosphere from the sub-cloud region to the mesosphere as observed by radio occultation. *Sci Rep*, **10**, 3448.
- [10] Ertel, H., 1942: Ein Neuer hydrodynamischer Wirbelsatz. *Meteorol. Z.*, **59**, 277-281.
- [11] Charney, J., and M. E. Stern, 1962: On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 113-126.