

dc pam5

支配方程式系とその離散化

地球流体電脳倶楽部

平成 24 年 8 月 13 日

目次

第1章	はじめに	1
1.1	この文書について	1
1.2	dcpam5 の概要	1
第2章	座標系・変換公式	4
2.1	はじめに	4
2.2	座標系	4
2.3	水平格子点	4
2.4	鉛直レベル	5
2.5	水平スペクトル	6
2.5.1	水平スペクトルの基底の導入	6
2.5.2	波数切断	7
2.5.3	離散化したスペクトルの基底の直交性	8
2.5.4	格子点値とスペクトルの係数との変換法	8
2.5.5	内挿公式	9
2.5.6	空間微分の評価	9
2.6	参考文献	10
第3章	モデル全体での時間積分の概要	11
第4章	力学過程	13
4.1	はじめに	13
4.2	数理表現	13
4.2.1	連続の式	13
4.2.2	静水圧の式	14
4.2.3	運動方程式	14
4.2.4	熱力学の式	14
4.2.5	水蒸気の式	14
4.2.6	境界条件	17
4.2.7	水平拡散とスポンジ層	17
4.2.8	水平拡散係数の値を決めるための判断材料	18
4.3	離散表現: 鉛直離散化	20
4.3.1	連続の式, 鉛直速度	20

4.3.2	静水圧の式	20
4.3.3	運動方程式	21
4.3.4	熱力学の式	22
4.3.5	水蒸気の式	23
4.3.6	鉛直差分に関する補足	23
4.3.7	鉛直レベルの決め方	24
4.4	離散表現: 水平離散化	24
4.4.1	連続の式	24
4.4.2	運動方程式	26
4.4.3	熱力学の式	27
4.4.4	水蒸気の式	28
4.5	離散表現: 時間離散化	28
4.5.1	力学過程の方程式系の時間差分式	29
4.6	参考文献	33
第5章	物理過程で用いる予備変数	35
5.1	はじめに	35
5.2	離散表現	35
5.2.1	鉛直層境界における温度	35
5.2.2	鉛直層中心と境界における高度	36
第6章	放射	37
6.1	はじめに	37
6.2	数理表現: 共通部分	37
6.2.1	加熱率	37
6.2.2	散乱を無視した場合の放射伝達方程式	38
6.2.3	散乱を考慮した二流近似した放射伝達方程式	39
6.3	離散表現: 共通部分	41
6.3.1	加熱率	41
6.3.2	散乱を無視した場合の放射伝達方程式	42
6.3.3	散乱を考慮した二流近似した放射伝達方程式	43
6.4	数理表現: AGCM5 放射モデル	48
6.4.1	長波放射	48
6.4.2	短波放射	49
6.5	離散表現: AGCM5 放射モデル	51
6.5.1	長波放射	51
6.5.2	短波放射	52
6.6	大気上端での恒星の放射フラックス	52
6.7	放射計算で用いるパラメータ	60

6.8	参考文献	61
第7章	積雲対流	63
7.1	はじめに	63
7.2	湿潤対流調節	63
7.2.1	離散表現	63
7.3	Relaxed Arakawa-Schubert スキーム	66
7.4	参考文献	66
第8章	非対流性凝結 (大規模凝結)	67
8.1	離散表現	67
8.2	参考文献	68
第9章	乱流過程	69
9.1	数理表現	69
9.1.1	鉛直拡散係数	71
9.1.2	バルク係数	72
9.1.3	乱流過程で用いられるパラメータの値	74
9.2	離散表現	75
9.2.1	鉛直拡散係数の離散表現	77
9.2.2	バルク係数の離散表現	78
9.2.3	運動量拡散の差分方程式の整理	79
9.2.4	熱拡散の差分方程式の整理	80
9.2.5	水蒸気 (物質) 拡散の差分方程式の整理	83
9.3	参考文献	85
第10章	惑星表面・地下の熱収支	86
10.1	数理表現	86
10.1.1	惑星表面 1 層モデル	86
10.1.2	土壌熱拡散モデル	87
10.1.3	海氷 1 層熱収支モデル	87
10.2	離散表現	88
10.2.1	惑星表面 1 層モデル	88
10.2.2	地表面における熱収支と地下における熱伝導方程式	89
10.2.3	氷の融解・融雪による熱収支の修正	92
10.2.4	海氷面上の熱収支	94
10.2.5	海氷の融解による熱収支の修正	95
第11章	バケツモデル	96
11.1	数理表現	96

11.2	離散表現	96
11.3	参考文献	97
第 12 章	熱収支を統合した連立方程式の構成	98
12.1	離散表現	98
12.1.1	惑星表面に 1 層モデルを用いる場合	98
12.1.2	土壌熱拡散モデルを用いる場合	100
12.1.3	海氷熱収支モデルを用いる場合	101
付録 A	惑星大気の物理定数	102
A.1	地球大気の物理定数	102
付録 B	座標系・変換公式に関する解説	103
B.1	球面調和函数	103
B.1.1	定義と性質	104
B.1.2	球面調和函数の空間微分	108
B.1.3	コメント — 全波数について	108
B.1.4	グラフ	110
B.2	微分公式, GCM の変数の微分関係式	111
B.2.1	スカラー量の微分	111
B.2.2	ベクトル量の微分	111
B.2.3	発散	112
B.2.4	渦度	112
B.2.5	速度ポテンシャル, 流線関数と (u, v)	112
B.3	Legendre 函数 P_n の性質	112
B.3.1	多項式と Legendre 函数の積の積分	113
B.3.2	Legendre 函数の零点	113
B.4	積分評価	114
B.4.1	Gauss の台形公式	114
B.4.2	Gauss-Legendre の公式	115
B.5	球面調和函数の離散的直交関係	119
B.6	スペクトルの係数と格子点値とのやり取り	121
B.6.1	スペクトルの係数と格子点値との値のやり取り	122
B.6.2	スペクトルの係数と格子点値との値のやり取り ~ 東西微分編	122
B.6.3	スペクトルの係数と格子点値との値のやり取り ~ 南北微分編	123
B.6.4	χ, ψ のスペクトルの係数から速度の格子点値への変換	125
B.7	スペクトルの係数同士の関係	126
B.8	波数切断	127
B.8.1	波数切断の仕方	127
B.8.2	切断波数の決め方	129

B.9	スペクトルモデルと差分モデル	134
B.10	参考文献	135
付録 C	使用上の注意とライセンス規定	136

第1章 はじめに

1.1 この文書について

この文書は, 地球流体電脳倶楽部で開発中の大気大循環モデル, dcpam, のバージョン 5 である dcpam5 の支配方程式系およびその離散化手法を解説したものである.

現状では, 本文書の内容とソースコードとで一致しない箇所もあることに注意されたい.

1.2 dcpam5 の概要

ここでは, 現在版 (2011/10/07) の dcpam5 の概要を示す. 下に示す各過程は実装してあるが, すべてを使わなくても計算を行うことはできる.

- 移流
 - プリミティブ方程式系
- 放射
 - AGCM5 デフォルト (Numaguti, 1992)
 - 地球用放射モデル
 - * 赤外 ($0\text{--}3000\text{ cm}^{-1}$), 紫外・可視・近赤外 ($2600\text{--}57142.85\text{ cm}^{-1}$) に分割
 - ・ $2600\text{--}3000\text{ cm}^{-1}$ は重複 (300 K の黒体放射を考えると, この波数区間のエネルギーは, 0.5 W m^{-2})
 - * 紫外・可視・近赤外

- ・ 1000–57142.85 cm^{-1} を 11 バンドに分割 (バンド設定は, Chou and Lee (1996) に従う)
- ・ Δ -Eddington 近似した放射伝達方程式により計算 (Toon et al. (1989) の方法を用いて計算)
- ・ H_2O の透過率は, Chou and Lee (1996) による k 分布法のパラメータを使用して計算
- ・ 雲の消散係数, 単一散乱アルベド, 非対称因子は Chou et al. (1998) の値を使用
- ・ レイリー散乱係数は Chou and Lee (1996) の値を使用
- ・ O_3 の吸収係数は Chou and Lee (1996) の値を使用
- * 赤外
 - ・ 0–3000 cm^{-1} を 10 バンドに分割
 - ・ 散乱を無視した放射伝達方程式により計算
 - ・ CO_2 , H_2O の透過率は Chou et al. (2001) の方法に基づいて計算
 - ・ O_3 の透過率は Chou and Kouvaris (1991) の方法に基づいて計算
 - ・ 雲の消散係数, 単一散乱アルベド, 非対称因子は Chou et al. (2001) の値を使用
- 火星用放射モデル (Takahashi et al., 2003, 2006 の改良・簡単化版)
- サブグリッドスケール混合・凝結
 - 乱流混合
 - * Mellor and Yamada Level 2 (Mellor and Yamada, 1974, 1982)
 - * バルク法による地表面フラックス (Louis et al., 1982)
 - 乾燥対流調節 (e.g., Manabe et al., 1965)
 - 積雲対流
 - * 湿潤対流調節 (e.g., Manabe et al., 1965)
 - * Relaxed Arakawa-Schubert (Moorthi and Suarez, 1992)
 - 大規模凝結 (Manabe et al., 1965)
- 惑星表面
 - 「陸」
 - * 陸面における熱収支
 - ・ 地中熱伝導方程式を数値的に説くことで土壌温度を計算

- * バケツモデル (Manabe, 1969) によって土壌水分を計算
- * 積雪の扱い
 - ・ 最下層大気温度が 273.15 K 以下の場合に雨は雪となる
 - ・ 海氷上には雪は積もらない
 - ・ 土壌 1 層目の熱収支を修正して融雪
 - ・ 融けた雪は土壌水分に加算
 - ・ 蒸発効率 1.0

— 「海」

- * 下の 2 つから選択
 - ・ 海表面温度と海表面密度を固定
 - ・ 板海 (slab ocean) によって海表面温度を計算

第 2 章 座標系・変換公式

2.1 はじめに

ここでは、座標系および水平格子点、鉛直レベルの取り方を記す。さらに、力学過程の時間積分において使用する水平スペクトルを定義し、格子点値とスペクトルの係数との変換則を記す。

2.2 座標系

座標系は、水平方向には緯度 φ 、経度 λ を、鉛直方向には $\sigma \equiv \frac{p}{p_s}$ をとる。ここで p は気圧、 p_s は地表面気圧である。

座標の取り方に関する詳細は別紙『支配方程式系の導出に関する参考資料¹』の『座標系の取り方』を参照せよ。

2.3 水平格子点

dcpam5 は、水平移流の計算にスペクトル変換法を用いているため、水平方向の格子点の位置は、Gauss 緯度 (格子点数 J 個²)、等間隔の経度 (同 I 個) である。

- Gauss 緯度

¹http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/dcpam5/dcpam5_current/doc/derivation/htm/derivation.htm

²以下、 J は偶数とする。dcpam5 では、(Gauss 緯度としてとる場合には) J は偶数でなければならない。

Gauss 緯度を J 次の Legendre 関数 $P_J(\sin \varphi)$ の零点 $\varphi_j (j = 1, 2, 3, \dots, J)$ として定義する. 順番としては, $\frac{\pi}{2} > \varphi_1 > \varphi_2 > \dots > \varphi_J > -\frac{\pi}{2}$ とする³. なお以後, $\sin \varphi = \mu$ と書くことがある.

- 経度方向の格子点

経度方向の格子点の位置を

$$\lambda_i = \frac{2\pi(i-1)}{I} \quad (i = 1, 2, \dots, I) \quad (2.1)$$

ととる.

2.4 鉛直レベル

Lorentz グリッドを用いる. この格子配置では, 水平風速, 温度, 比湿, 物質の混合比⁴ は鉛直層の中心に配置され, 鉛直速度は鉛直層の境界に配置される. また, dcpam5 において鉛直層を配置する際に位置を決めるのは鉛直層の境界であり, 中心位置ではない. 鉛直層の中心位置はモデルの中で適当に計算される.

鉛直層には, 下の層から上へと層の番号をつける. 層の番号には, 層の境界においては半整数, 層の中心においては整数を用いる. 鉛直総数が K のとき, 半整数レベルの層番号は, 下端において $\frac{1}{2}$ であり, 上端において $K + \frac{1}{2}$ となる. 整数レベルの層番号は, 最下層において 1 であり, 最上層において K となる.

層の中心の位置 (整数レベルの σ の値 $\sigma_k (k = 1, 2, \dots, K)$) は, Arakawa and Suarez (1983) の鉛直差分の方法に基づいて決めることにする. 層の中心位置の σ の値は次の式から求める.

$$\sigma_k = \left\{ \frac{1}{1 + \kappa} \left(\frac{\sigma_{k-1/2}^{\kappa+1} - \sigma_{k+1/2}^{\kappa+1}}{\sigma_{k-1/2} - \sigma_{k+1/2}} \right) \right\}^{1/\kappa}. \quad (2.2)$$

³ J 次の Legendre 関数 $P_J(\mu)$ は

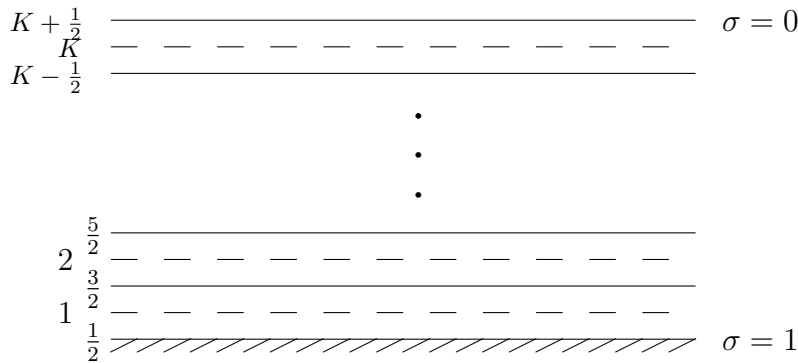
$$\left[\frac{d}{d\mu} \left\{ (1 - \mu^2) \frac{d}{d\mu} \right\} + J(J+1) \right] P_J(\mu) = 0$$

を満たす J 次多項式であり, $P_J(\mu)$ の零点は全て $-1 < \mu < 1$ にある. なお, Gauss 緯度は近似的には $\sin^{-1} \left(\cos \frac{j-1/2}{J} \pi \right)$ で与えられる.

⁴本当は混合比ではないらしいのだが.

ここで $\kappa = \frac{R}{C_p}$, R は乾燥空気の気体定数, C_p は乾燥空気の定圧比熱である⁵. また, レベル加重 $\Delta\sigma$ は以下のように定義される.

$$\begin{aligned}\Delta\sigma_k &\equiv \sigma_{k-1/2} - \sigma_{k+1/2}, & (1 < k < K) \\ \Delta\sigma_{1/2} &\equiv \sigma_{1/2} - \sigma_1 = 1 - \sigma_1, \\ \Delta\sigma_{K+1/2} &\equiv \sigma_K - \sigma_{K+1/2} = \sigma_K.\end{aligned}\tag{2.3}$$



2.5 水平スペクトル

ここでは, 力学過程の時間積分での計算において用いるスペクトルを導入し, 格子点での値とスペクトルの係数とのやり取りの公式を示す.

2.5.1 水平スペクトルの基底の導入

格子点上の点で定義された物理量は, 格子点上でのみ値を持つ (以下このことを, 「離散化した」と呼ぶ) 球面調和函数の和の形で表現される. また, 各格子点における物理量の水平微分を評価するために, (λ, φ) 面で定義された (以下, 「連続系の」と呼ぶ) 球面調和函数系で内挿して得られる関数を用いる. ここではその球面調和函数を導入する. なお, 簡単のために, 連続系の球面調和函数のみを陽に記す. 離散系の球面調和函数は連続系の球面調和函数に格子点の座標を代入したものから構成される.

⁵いずれも定数としている.

(λ, φ) 面において, 球面調和函数 $Y_n^m(\lambda, \varphi)$ は次のように定義される.

$$Y_n^m(\lambda, \varphi) \equiv P_n^m(\sin \varphi) \exp(im\lambda), \quad (2.4)$$

ただし, m, n は $0 \leq |m| \leq n$ を満たす整数であり, $P_n^m(\sin \varphi)$ は 2 で規格化された Legendre 函数・陪函数

$$P_n^m(\mu) \equiv \sqrt{\frac{(2n+1)(n-|m|)!}{(n+|m|)!}} \frac{(1-\mu^2)^{\frac{|m|}{2}}}{2^n n!} \frac{d^{n+|m|}}{d\mu^{n+|m|}} (\mu^2 - 1)^n, \quad (2.5)$$

$$\int_{-1}^1 P_n^m(\mu) P_{n'}^m(\mu) d\mu = 2\delta_{nn'} \quad (2.6)$$

である. なお, P_n^0 を P_n と書く. また $\sin \varphi = \mu$ であることを再掲しておく.

2.5.2 波数切断

波数切断は三角形切断 (T) または平行四辺形切断 (R) とする. M, N は三角形切断, 平行四辺形切断のときについてそれぞれ以下のとおりである. ただし, 切断波数を N_{tr} とする.

- 三角形切断の場合

$$M = N_{tr}, \quad N = N_{tr}, \quad I \geq 3N_{tr} + 1, \quad \text{かつ} \quad J \geq \frac{3N_{tr} + 1}{2}.$$

自由度は, $(N_{tr} + 1)^2$ である.

- 平行四辺形切断の場合

$$M = N_{tr}, \quad N(m) = N_{tr} + |m|, \quad I \geq 3N_{tr} + 1, \quad \text{かつ} \quad J \geq 3N_{tr} + 1.$$

自由度は, $(2N_{tr} + 1)(N_{tr} + 1)$ である.

よく用いられる値の例としては, T42 の場合 $I = 128, J = 64$, R21 の場合 $I = 64, J = 64$ がある.

球面調和函数と波数切断に関する詳細は, 第 B.1 節および第 B.8 節を参照せよ.

2.5.3 離散化したスペクトルの基底の直交性

離散化した Legendre 関数と三角関数は次の直交条件を満たす⁶.

$$\sum_{j=1}^J P_n^m(\mu_j) P_{n'}^m(\mu_j) w_j = \delta_{nn'}, \quad (2.7)$$

$$\sum_{i=1}^I \exp(im\lambda_i) \exp(-im'\lambda_i) = I\delta_{mm'}. \quad (2.8)$$

ここで w_j は Gauss 荷重で, $w_j \equiv \frac{(2J-1)(1-\sin^2\varphi_j)}{\{JP_{J-1}(\sin\varphi_j)\}^2}$ である.

2.5.4 格子点値とスペクトルの係数との変換法

物理量 A の格子点 (λ_i, φ_j) (ただし $i = 1, 2, \dots, I$. $j = 1, 2, \dots, J$) での値 $A_{ij} = A(\lambda_i, \varphi_j)$ とスペクトル空間での Y_n^m (ただし $m = -M, \dots, M$. $n = |m|, \dots, N(m)$) の係数 \tilde{A}_n^m とは次の変換則に従う⁷.

$$A_{ij} \equiv \sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^N \tilde{A}_n^m Y_n^m(\lambda_i, \varphi_j), \quad (2.9)$$

$$\tilde{A}_n^m = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J A_{ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \varphi_j) w_j. \quad (2.10)$$

A が実数であることを用いると, $\{\tilde{A}_n^m \exp(im\lambda)\}^* = \tilde{A}_n^{-m} \exp(-im\lambda)$ なので, m については負でない整数の範囲で和をとることができる⁸. ここで, “*” は複素共役

⁶詳しくは第 B.5 節を参照せよ.

⁷正変換, 逆変換時の係数は整合的に与えてさえいれば問題がない.

⁸さらに, 実際の計算手続きとしては, $P_n^m(\sin\varphi)$ が, $n-m$ が偶数 (even) の時 $\varphi = 0$ について対称, $n-m$ が奇数 (odd) の時 $\varphi = 0$ について反対称であることを考慮して演算回数を減らすことができる. すなわち, A_{ij} の計算では北半球のみについて南北対称成分 A_{ij}^{even} と反対称成分 A_{ij}^{odd} についてそれぞれ計算し, 南半球については $A_{i, J-j} = A_{ij}^{even} - A_{ij}^{odd}$ とすればよい. また, A_n^m の計算においては, その対称性, 反対称性に基づいて $A_{i,j} + A_{i, J-j}$ または $A_{i,j} - A_{i, J-j}$ の一方を j について 1 から $J/2$ まで加えればよい.

を表す。ただし、 A_n^m の定義を以下のように修正していることに注意せよ。

$$A_{ij} = \sum_{m=0}^M \sum_{n=m}^N \Re \tilde{A}_n^m Y_n^m(\lambda_i, \varphi_j), \quad (2.11)$$

$$\tilde{A}_n^m = \begin{cases} \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J A_{ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \varphi_j) w_j, & m = 0, \quad m \leq n \leq N, \\ \frac{2}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J A_{ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \varphi_j) w_j, & 1 \leq m \leq M, \quad m \leq n \leq N. \end{cases} \quad (2.12)$$

2.5.5 内挿公式

(λ, φ) 空間で定義される物理量 $A(\lambda, \varphi)$ を格子点値 A_{ij} をもとに内挿する場合には、変換公式を用いて A_{ij} から \tilde{A}_n^m を求めた上で、

$$A(\lambda, \varphi) \equiv \sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^N \tilde{A}_n^m Y_n^m(\lambda, \varphi) \quad (2.13)$$

として得る。

2.5.6 空間微分の評価

各格子点における空間微分値の評価は、内挿公式を用いて得た連続関数の空間微分の格子点値で評価する。

- λ 微分

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)_{ij} \equiv \sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^N i m \tilde{f}_n^m Y_n^m(\lambda_i, \varphi_j), \quad (2.14)$$

$$\widetilde{\left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)}_n^m = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J i m f_{ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \varphi_j) w_j. \quad (2.15)$$

- μ 微分

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \mu}\right)_{ij} \equiv \sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^N \tilde{f}_n^m \frac{dP_n^m}{d\mu} \Big|_j \exp(im\lambda_i), \quad (2.16)$$

$$\widetilde{\left(\frac{\partial f}{\partial \mu}\right)}_n^m = -\frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J f_{ij} \frac{dP_n^m}{d\mu} \Big|_j \exp(-im\lambda_i) w_j. \quad (2.17)$$

2.6 参考文献

Arakawa, A., Suarez, M. J., 1983: Vertical differencing of the primitive equations in sigma coordinates. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 34–35.

気象庁予報部, 1982: スペクトル法による数値予報 (その原理と実際). 気象庁, 111pp.

Haltiner, G.J., Williams, R.T., 1980: *Numerical Prediction and Dynamic Meteorology (2nd ed.)*. John Wiley & Sons, 477pp.

森口, 宇田川, 一松編, 1956: 岩波数学公式 I. 岩波書店, 318pp.

森口, 宇田川, 一松編, 1960: 岩波数学公式 III. 岩波書店, 310pp.

一松 信, 1982: 数値解析. 朝倉書店, 163pp.

森 正武, 1984: 数値解析法. 朝倉書店, 202pp.

寺沢寛一, 1983: 自然科学者のための数学概論 (増訂版). 岩波書店, 711pp.

第3章 モデル全体での時間積分の概要

本モデルでは、移流過程（力学過程）、放射過程、サブグリッドスケールの乱流混合過程を考慮して、大気中の変数と惑星表面、土壌中の変数を計算する。本節では、それら様々な過程を用いた時間積分全体の概要を示す。

大気中の変数を ϕ_a 、惑星表面および土壌中の変数を ϕ_s とすると、モデルの支配方程式系は記号的に下のように書くことができる。

$$\frac{\partial \phi_a}{\partial t} = D(\phi_a) + P_{a,1}(\phi_a, \phi_s) + P_{a,2}(\phi_a) \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial t} = P_{s,1}(\phi_a, \phi_s) + P_{s,2}(\phi_a) \quad (3.2)$$

ここで、 D は移流過程（力学過程）、による時間変化率である。また、 $P_{a,1}$ 、 $P_{s,1}$ はそれぞれ物理過程 1（放射過程、鉛直乱流過程）による大気中の変数と惑星表面および土壌中の変数の時間変化率であり、 $P_{a,2}$ 、 $P_{s,2}$ はそれぞれ物理過程 2（積雲対流過程、非対流性凝結過程、乾燥対流調節）による大気中の変数と惑星表面および土壌中の変数の時間変化率である。 $P_{a,1}$ 、 $P_{s,1}$ 、 $P_{a,2}$ 、 $P_{s,2}$ は下のように表現できる。

$$P_{a,1}(\phi_a, \phi_s) = P_{a,1,rad}(\phi_a, \phi_s) + P_{a,1,vdiff}(\phi_a, \phi_s) \quad (3.3)$$

$$P_{s,1}(\phi_a, \phi_s) = P_{s,1,rad}(\phi_a, \phi_s) + P_{s,1,vdiff}(\phi_a, \phi_s) \quad (3.4)$$

$$P_{a,2}(\phi_a) = P_{a,2,cum}(\phi_a) + P_{a,2,lsc}(\phi_a) + P_{a,2,dca}(\phi_a) \quad (3.5)$$

$$P_{s,2}(\phi_a) = P_{s,2,cum}(\phi_a) + P_{s,2,lsc}(\phi_a) \quad (3.6)$$

ここで、 $P_{a/s,1,rad}$ 、 $P_{a/s,1,vdiff}$ 、 $P_{a/s,2,cum}$ 、 $P_{a/s,2,lsc}$ 、 $P_{a/s,2,dca}$ は、それぞれ放射過程、鉛直乱流過程、積雲対流過程、非対流性凝結過程、乾燥対流調節過程による大気中の変数または惑星表面および土壌中の変数の時間変化率である。物理過程を 1, 2 のふたつに分けているのは、物理過程 2 が「調節型」の物理過程であるためであり、下に示すように、二段階に分けて積分する。

これらの方程式は、まず移流過程（力学過程）と物理過程 1 に関して時間積分し、続いて物理過程 2 について時間積分する。まず、移流過程（力学過程）と物理過程

1 に関する時間積分は下のよう表される.

$$\phi_a^* = \phi_a^{t-\Delta t} + 2\Delta t D(\phi_a^*, \phi_a^t, \phi_a^{t-\Delta t}) + 2\Delta t P_{a,1}(\phi_a^+, \phi_a^{t-\Delta t}, \phi_s^+, \phi_s^{t-\Delta t}) \quad (3.7)$$

$$\phi_s^* = \phi_s^{t-\Delta t} + n\Delta t P_{s,1}(\phi_a^+, \phi_a^{t-\Delta t}, \phi_s^+, \phi_s^{t-\Delta t}) \quad (3.8)$$

ここで, n は, ϕ_s が惑星表面温度, 土壌温度の場合には 1 であり, 土壌水分, 積雪量の場合には 2 である¹. また, ここで用いる $P_{a/s,1}(\phi_a^+, \phi_a^{t-\Delta t}, \phi_s^+, \phi_s^{t-\Delta t})$ は, 現象の時間スケールが短いため, 下のような連立方程式を陰解法を用いて解くことで評価する.

$$\phi_a^+ = \phi_a^{t-\Delta t} + 2\Delta t P_{a,1,rad}(\phi_a^+, \phi_a^{t-\Delta t}, \phi_s^+, \phi_s^{t-\Delta t}) + 2\Delta t P_{a,1,vdiff}(\phi_a^+, \phi_a^{t-\Delta t}, \phi_s^+, \phi_s^{t-\Delta t}) \quad (3.9)$$

$$\phi_s^+ = \phi_s^{t-\Delta t} + 2\Delta t P_{s,1,rad}(\phi_a^+, \phi_a^{t-\Delta t}, \phi_a^+, \phi_a^{t-\Delta t}) + 2\Delta t P_{s,1,vdiff}(\phi_a^+, \phi_a^{t-\Delta t}, \phi_a^+, \phi_a^{t-\Delta t}) \quad (3.10)$$

続いて, ϕ^* は「調節型」の物理過程を順次適応することで, 下のように更新する.

$$\phi_a^{**} = \phi_a^* + 2\Delta t P_{a,2,cum}(\phi_a^{**}, \phi_a^*) \quad (3.11)$$

$$\phi_a^{***} = \phi_a^{**} + 2\Delta t P_{a,2,lsc}(\phi_a^{***}, \phi_a^{**}) \quad (3.12)$$

$$\phi_a^{t+\Delta t} = \phi_a^{***} + 2\Delta t P_{a,2,dca}(\phi_a^{t+\Delta t}, \phi_a^{***}) \quad (3.13)$$

$$\phi_s^{**} = \phi_s^* + 2\Delta t P_{a,2,cum}(\phi_a^{**}, \phi_a^*) \quad (3.14)$$

$$\phi_s^{t+\Delta t} = \phi_s^{**} + 2\Delta t P_{a,2,lsc}(\phi_a^{t+\Delta t}, \phi_a^{**}) \quad (3.15)$$

なお, 惑星表面温度と土壌温度については物理過程 2 で値が変化しないため, 上記の積分は行わずに $\phi^t = \phi^*$ となる.

移流過程 (力学過程), 放射過程, 積雲対流, 非対流性凝結, 鉛直乱流混合については, それぞれ第 4, 6, 7, 8, 9 章で述べる. 惑星表面および土壌中の過程については第 10, 11 章で述べる. また, (3.9), (3.10) で示した, 物理過程 1 による時間変化率を求める際の陰解法については第 12 章で述べる.

¹このように時間積分法が異なるのは, 惑星表面温度 (と土壌温度) の積分法として, AGCM5 の方法を踏襲しているためである. いずれ再考する必要があるだろう. (YOT, 2011/09/06)

第4章 力学過程

4.1 はじめに

この章では力学過程の支配方程式を記し、その支配方程式の離散化を行う。

ここで述べる力学過程とは、流体の支配方程式における外力項を除いた部分を指す。外力項である放射や鉛直乱流拡散や雲などに関する過程については別紙を参照のこと。

離散化については、空間に関する離散化である鉛直離散化と、水平離散化の方法ならびに時間に関する離散化を行う。

4.2 数理表現

ここでは力学過程の支配方程式系の数理表現を示す。この方程式系の詳細に関しては、Haltiner and Williams (1980) もしくは別紙『支配方程式系の導出に関する参考資料¹』の『力学過程の支配方程式系の導出』を参照せよ。

4.2.1 連続の式

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_{\sigma} \pi = -D - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}. \quad (4.1)$$

¹http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/dcpam5/dcpam5_current/doc/derivation/htm/derivation.htm

4.2.2 静水圧の式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT_v}{\sigma}. \quad (4.2)$$

4.2.3 運動方程式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial V_A}{\partial \lambda} - \frac{\partial U_A}{\partial \mu} \right) + \mathcal{D}(\zeta), \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U_A}{\partial \lambda} + \frac{\partial V_A}{\partial \mu} \right) - \nabla_\sigma^2 (\Phi + R\bar{T}\pi + KE) + \mathcal{D}(D). \quad (4.4)$$

4.2.4 熱力学の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -\frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial UT'}{\partial \lambda} + \frac{\partial VT'}{\partial \mu} \right) + T'D \\ & - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \kappa T_v \left(\frac{\partial \pi}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right) + \frac{Q}{C_p} + \mathcal{D}(T) + \mathcal{D}'(\mathbf{v}). \end{aligned} \quad (4.5)$$

4.2.5 水蒸気の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} = & -\frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial Uq}{\partial \lambda} + \frac{\partial Vq}{\partial \mu} \right) + qD \\ & - \dot{\sigma} \frac{\partial q}{\partial \sigma} + S_q + \mathcal{D}(q). \end{aligned} \quad (4.6)$$

ここで、独立変数は以下の通りである。

$$\varphi: \text{緯度 [deg.]}, \quad (4.7)$$

$$\lambda: \text{経度 [deg.]}, \quad (4.8)$$

$$\sigma \equiv p/p_s, \quad (4.9)$$

$$t: \text{時間 [s]}. \quad (4.10)$$

ここで、 p は気圧、 p_s は地表面気圧である。また $\mu \equiv \sin \varphi$ である。

モデルで時間発展を計算することとなる予報変数は以下の通りである.

$$\pi(\varphi, \lambda) \equiv \ln p_s, \quad (4.11)$$

$$T(\varphi, \lambda, \sigma) : \text{ 気温 [K]}, \quad (4.12)$$

$$q(\varphi, \lambda, \sigma) : \text{ 比湿 [kg kg}^{-1}\text{]}, \quad (4.13)$$

$$\zeta(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial V}{\partial \lambda} - \frac{\partial U}{\partial \mu} \right) : \text{ 渦度 [s}^{-1}\text{]}, \quad (4.14)$$

$$D(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{\partial V}{\partial \mu} \right) : \text{ 発散 [s}^{-1}\text{]}. \quad (4.15)$$

ここで,

$$U(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv u(\varphi, \lambda, \sigma) \cos \varphi, \quad (4.16)$$

$$V(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv v(\varphi, \lambda, \sigma) \cos \varphi, \quad (4.17)$$

$$u : \text{ 東西風速}, \quad (4.18)$$

$$v : \text{ 南北風速} \quad (4.19)$$

である. 流線関数 ψ と速度ポテンシャル χ を導入すると, U, V, ζ, D はそれぞれ以下のように表わされる.

$$U = \frac{1}{a} \left(\frac{\partial \chi}{\partial \lambda} - (1-\mu^2) \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \right), \quad (4.20)$$

$$V = \frac{1}{a} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \lambda} + (1-\mu^2) \frac{\partial \chi}{\partial \mu} \right), \quad (4.21)$$

$$\zeta = \nabla^2 \psi, \quad (4.22)$$

$$D = \nabla^2 \chi. \quad (4.23)$$

各時間ステップで診断的に求められる変数は以下の通りである.

$$\Phi \equiv gz : \text{ ジオポテンシャル高度 } [\text{m}^2 \text{ s}^{-2}], \quad (4.24)$$

$$\dot{\sigma} \equiv \frac{d\sigma}{dt} \equiv \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial \sigma}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \sigma}{\partial \varphi} + \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma}, \quad (4.25)$$

$$\bar{T}(\sigma) : \text{ 基準温度 } [\text{K}], \quad (4.26)$$

$$T'(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv T - \bar{T}, \quad (4.27)$$

$$T_v(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv T \{1 + (\epsilon_v^{-1} - 1) q\}, \quad (4.28)$$

$$T'_v(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv T_v - \bar{T}, \quad (4.29)$$

$$U_A(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv (\zeta + f)V - \dot{\sigma} \frac{\partial U}{\partial \sigma} - \frac{RT'_v}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \mathcal{F}_\lambda \cos \varphi, \quad (4.30)$$

$$V_A(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv -(\zeta + f)U - \dot{\sigma} \frac{\partial V}{\partial \sigma} - \frac{RT'_v}{a} (1 - \mu^2) \frac{\partial \pi}{\partial \mu} + \mathcal{F}_\varphi \cos \varphi, \quad (4.31)$$

$$\mathbf{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi \equiv \frac{U}{a(1 - \mu^2)} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \frac{V}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \mu} \quad (4.32)$$

$$\nabla_\sigma^2 \equiv \frac{1}{a^2(1 - \mu^2)} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right], \quad (4.33)$$

$$KE(\varphi, \lambda, \sigma) \equiv \frac{U^2 + V^2}{2(1 - \mu^2)} \quad (4.34)$$

$$\mathcal{D}(\zeta) : \text{ 渦度の水平拡散とスポンジ層における散逸}, \quad (4.35)$$

$$\mathcal{D}(D) : \text{ 発散の水平拡散とスポンジ層における散逸}, \quad (4.36)$$

$$\mathcal{D}(T) : \text{ 熱の水平拡散}, \quad (4.37)$$

$$\mathcal{D}(q) : \text{ 水蒸気の水平拡散}, \quad (4.38)$$

$$\mathcal{F}_\lambda(\varphi, \lambda, \sigma) : \text{ 小規模運動過程 (経度方向)}, \quad (4.39)$$

$$\mathcal{F}_\varphi(\varphi, \lambda, \sigma) : \text{ 小規模運動過程 (緯度方向)}, \quad (4.40)$$

$$Q(\varphi, \lambda, \sigma) : \text{ 放射, 凝結, 小規模運動過程等による加熱・温度変化}, \quad (4.41)$$

$$S_q(\varphi, \lambda, \sigma) : \text{ 凝結, 小規模運動過程等による水蒸気ソース}, \quad (4.42)$$

$$\mathcal{D}'(\mathbf{v}) : \text{ 摩擦熱}. \quad (4.43)$$

各水平拡散 (4.35) ~ (4.38) に関しては 4.2.7 節で説明される. 定数は以下の通りである.

$$a : \text{ 惑星半径 } [\text{m}], \quad (4.44)$$

$$R : \text{ 乾燥大気的气体定数 } [\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}], \quad (4.45)$$

$$C_p : \text{ 乾燥大気の大気定圧比熱 } [\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}], \quad (4.46)$$

$$f : \text{ コリオリパラメータ } [\text{s}^{-1}], \quad (4.47)$$

$$\kappa \equiv R/C_p, \quad (4.48)$$

$$\epsilon_v : \text{ 水蒸気分子量比}. \quad (4.49)$$

4.2.6 境界条件

鉛直流に関する境界条件は

$$\dot{\sigma} = 0 \quad \text{at } \sigma = 0, 1. \quad (4.50)$$

である. よって (4.1) から, 地表気圧の時間変化式と σ 系での鉛直速度 $\dot{\sigma}$ を求める診断式

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = - \int_0^1 \mathbf{v}_H \cdot \nabla_{\sigma} \pi d\sigma - \int_0^1 D d\sigma, \quad (4.51)$$

$$\dot{\sigma} = -\sigma \frac{\partial \pi}{\partial t} - \int_0^{\sigma} D d\sigma - \int_0^{\sigma} \mathbf{v}_H \cdot \nabla_{\sigma} \pi d\sigma, \quad (4.52)$$

が導かれる.

4.2.7 水平拡散とスポンジ層

水平拡散とスポンジ層における渦度と発散の散逸は次のように表現する.

$$\mathcal{D}(\zeta) = \mathcal{D}_{HD}(\zeta) + \mathcal{D}_{SL}(\zeta) \quad (4.53)$$

$$\mathcal{D}(D) = \mathcal{D}_{HD}(D) + \mathcal{D}_{SL}(D) \quad (4.54)$$

$$\mathcal{D}(T) = \mathcal{D}_{HD}(T) + \mathcal{D}_{SL}(T) \quad (4.55)$$

$$\mathcal{D}(q) = \mathcal{D}_{HD}(q) \quad (4.56)$$

ここで, \mathcal{D}_{HD} , \mathcal{D}_{SL} はそれぞれ水平拡散とスポンジ層における散逸を表す.

水平拡散項は, 次のように ∇^{N_D} の形で計算する.

$$\mathcal{D}_{HD}(\zeta) = -K_{HD} \left[(-1)^{N_D/2} \nabla^{N_D} - \left(\frac{2}{a^2} \right)^{N_D/2} \right] \zeta, \quad (4.57)$$

$$\mathcal{D}_{HD}(D) = -K_{HD} \left[(-1)^{N_D/2} \nabla^{N_D} - \left(\frac{2}{a^2} \right)^{N_D/2} \right] D, \quad (4.58)$$

$$\mathcal{D}_{HD}(T) = -(-1)^{N_D/2} K_{HD} \nabla^{N_D} T, \quad (4.59)$$

$$\mathcal{D}_{HD}(q) = -(-1)^{N_D/2} K_{HD} \nabla^{N_D} q. \quad (4.60)$$

小さなスケールに選択的な水平拡散を表すため, 慣例として N_D には 4~16 を用いることが多い.

スポンジ層における運動量の散逸項は、東西平均成分を減衰させる場合とさせない場合の2通りの計算法を導入する。東西平均成分も減衰させる場合には、

$$\mathcal{D}_{SL}(\zeta) = -\gamma_M \zeta, \quad (4.61)$$

$$\mathcal{D}_{SL}(D) = -\gamma_M D, \quad (4.62)$$

となる。ここで、 γ_M はスポンジ層における運動量の減衰係数である。東西平均成分を減衰させない場合には、

$$\mathcal{D}_{SL}(\zeta) = -\gamma_M(\zeta - \bar{\zeta}), \quad (4.63)$$

$$\mathcal{D}_{SL}(D) = -\gamma_M(D - \bar{D}), \quad (4.64)$$

となる。ここで、 $\bar{\cdot}$ は、東西平均を表す。

スポンジ層内の温度擾乱の減衰には以下の項を導入する。

$$\mathcal{D}_{SL}(T) = -\gamma_H(T - \bar{T}), \quad (4.65)$$

ここで、 γ_H はスポンジ層における温度擾乱の減衰係数である。

減衰係数 γ_M, γ_H の σ 依存性に一般形はないが、dcpam では下のような σ 依存性を考慮する。

$$\gamma_M = \begin{cases} \gamma_{M,0} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma}\right)^{N_{SL}}, & (\sigma \leq \sigma_{lim}) \\ 0, & (\sigma > \sigma_{lim}) \end{cases} \quad (4.66)$$

$$\gamma_H = \begin{cases} \gamma_{H,0} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma}\right)^{N_{SL}}, & (\sigma \leq \sigma_{lim}) \\ 0, & (\sigma > \sigma_{lim}) \end{cases} \quad (4.67)$$

ここで、 $\gamma_{M,0}, \gamma_{H,0}, N_{SL}, \sigma_{lim}$ はそれぞれ、 $\sigma = \sigma_0$ における減衰係数、 σ 依存性の指数、スポンジ層の下限の σ である。dcpam では、 σ_0 はモデル最上層の σ としている。

4.2.8 水平拡散係数の値を決めるための判断材料

水平拡散係数 K_{HD} の値は問題に応じて試行錯誤して決めることになる。

判断規準の1つは、エネルギースペクトル

$$\mathcal{E}_n = \frac{1}{4} \frac{a^2}{n(n+1)} \sum_{m=-n}^n (|\tilde{\zeta}_n^m|^2 + |\tilde{D}_n^m|^2) \quad (4.68)$$

において (このエネルギースペクトルの表式は Koshyk and Hamilton, 2001 による), 高波数領域におけるエネルギーの急激な減衰やエネルギーの蓄積が現れないようにするということである. 実際には, 高波数領域におけるエネルギースペクトルが $n^{-3/5}$ の指数則に従っていれば良からう, と判断することになる.

Takahashi et al. (2006) は AFES を用いて地球大気に関する高分解能計算を行い, 200hPa における運動エネルギーのスペクトルが低波数領域 (およそ $n < 80$) では n^{-3} の指数則に, 高波数領域では $n^{-3/5}$ 則に従う水平拡散係数の値を決定している. かれらは水平拡散のオペレータとして $K_{HD} \nabla^4$ を用いた場合 ($N_D = 4$ とした場合に対応する) について, T79L24, T159L24, T319L24, T639L24, T639L48 と分解能を変更した計算を行った. その結果, 拡散係数の値としては

$$K_H = 1.2 \times 10^{21} n_t^{-3.22} \quad [\text{m}^4 \text{sec}^{-1}] \quad (4.69)$$

を与えるのが良いとしている. ここで, n_t は切断波数である. この式から, 各種の水平分解能に応じて K_{HD} の値とモデルで表現される最小スケールの減衰率を計算すると表 4.1 となる.

切断波数	K_H ($\text{m}^4 \text{sec}^{-1}$)	減衰率 (1/days)	減衰時間 (day)
T21	7×10^{16}	0.7	1.4
T42	7×10^{15}	1.2	0.8
T79	9×10^{14}	1.9	0.5
T159	1×10^{14}	3.2	0.3
T319	1×10^{13}	5.6	0.2
T639	1×10^{12}	9.6	0.1

表 4.1: Takahashi et al. (2006) の結果から得られた水平拡散係数の値と最小スケールの減衰率. $N_D = 4$ とした場合の結果を示す. ただし, T21 と T42 の計算は Takahashi et al. (2006) ではなされていない. 減衰率は $K_{HD} \left\{ \frac{n(n+1)}{a^2} \right\}^2$ を用いて計算した.

更に, Takahashi et al. (2006) は, 水蒸気無し・地形無しの設定のもとで Held and Suarez 実験 (Held and Suarez, 1994) も行っている. この場合, T639L24 とした時に高波数域におけるエネルギースペクトルが指数則に従うようにするためには上式で与えられる K_{HD} の値の 0.5 倍を使うのが良いという結果を得た.

このように, エネルギースペクトルが指数則に従うようにするためには, 分解能と実験設定に応じて試行錯誤で拡散係数を決定する必要がある. その際には, 上記の数値を目安として用いるのが良いだろう.

4.3 離散表現: 鉛直離散化

ここでは支配方程式を鉛直方向に離散化する. Arakawa and Suarez(1983) に従って, (4.1) ~ (4.6) を鉛直方向に差分によって離散化する. 各方程式の離散化表現は次のようになる.

4.3.1 連続の式, 鉛直速度

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = - \sum_{k=1}^K (D_k + \mathbf{v}_k \cdot \nabla \pi) \Delta \sigma_k, \quad (4.70)$$

$$\dot{\sigma}_{k-1/2} = -\sigma_{k-1/2} \frac{\partial \pi}{\partial t} - \sum_{l=k}^K (D_l + \mathbf{v}_l \cdot \nabla \pi) \Delta \sigma_l \quad (k = 2, \dots, K), \quad (4.71)$$

$$\dot{\sigma}_{1/2} = \dot{\sigma}_{K+1/2} = 0. \quad (4.72)$$

ここで,

$$\mathbf{v}_k \cdot \nabla \pi = \frac{U_k}{a(1-\mu^2)} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \frac{V_k}{a(1-\mu^2)} (1-\mu^2) \frac{\partial \pi}{\partial \mu}. \quad (4.73)$$

4.3.2 静水圧の式

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \Phi_s + C_p (\sigma_1^{-\kappa} - 1) T_{v,1} \\ &= \Phi_s + C_p \alpha_1 T_{v,1}. \end{aligned} \quad (4.74)$$

$$\begin{aligned} \Phi_k - \Phi_{k-1} &= C_p \left[\left(\frac{\sigma_{k-1/2}}{\sigma_k} \right)^\kappa - 1 \right] T_{v,k} + C_p \left[1 - \left(\frac{\sigma_{k-1/2}}{\sigma_{k-1}} \right)^\kappa \right] T_{v,k-1} \\ &= C_p \alpha_k T_{v,k} + C_p \beta_{k-1} T_{v,k-1}. \end{aligned} \quad (4.75)$$

ここで,

$$\alpha_k = \left(\frac{\sigma_{k-1/2}}{\sigma_k} \right)^\kappa - 1, \quad (4.76)$$

$$\beta_k = 1 - \left(\frac{\sigma_{k+1/2}}{\sigma_k} \right)^\kappa, \quad (4.77)$$

$$\Phi_s = g z_s \quad (4.78)$$

であり, z_s は地表面高度である.

4.3.3 運動方程式

$$\frac{\partial \zeta_k}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial V_{A,k}}{\partial \lambda} - \frac{\partial U_{A,k}}{\partial \mu} \right) + \mathcal{D}(\zeta_k), \quad (4.79)$$

$$\frac{\partial D_k}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial U_{A,k}}{\partial \lambda} + \frac{\partial V_{A,k}}{\partial \mu} \right) - \nabla_\sigma^2 (\Phi_k + C_p \hat{\kappa}_k \bar{T}_k \pi + (KE)_k) + \mathcal{D}(D_k). \quad (4.80)$$

ここで,

$$\begin{aligned} U_{A,1} &= (\zeta_1 + f)V_1 - \frac{1}{2\Delta\sigma_1} \dot{\sigma}_{3/2}(U_1 - U_2) - \frac{C_p \hat{\kappa}_1 T'_{v,1}}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \mathcal{F}_{\lambda,1} \cos \varphi, \\ U_{A,k} &= (\zeta_k + f)V_k - \frac{1}{2\Delta\sigma_k} [\dot{\sigma}_{k-1/2}(U_{k-1} - U_k) + \dot{\sigma}_{k+1/2}(U_k - U_{k+1})] \\ &\quad - \frac{C_p \hat{\kappa}_k T'_{v,k}}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \mathcal{F}_{\lambda,k} \cos \varphi, \quad (k = 2, \dots, K-1) \\ U_{A,K} &= (\zeta_K + f)V_K - \frac{1}{2\Delta\sigma_K} \dot{\sigma}_{K-1/2}(U_{K-1} - U_K) - \frac{C_p \hat{\kappa}_K T'_{v,K}}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \mathcal{F}_{\lambda,K} \cos \varphi, \end{aligned} \quad (4.81)$$

$$\begin{aligned} V_{A,1} &= -(\zeta_1 + f)U_1 - \frac{1}{2\Delta\sigma_1} \dot{\sigma}_{3/2}(V_1 - V_2) - \frac{C_p \hat{\kappa}_1 T'_{v,1}}{a} (1 - \mu^2) \frac{\partial \pi}{\partial \mu} + \mathcal{F}_{\varphi,1} \cos \varphi, \\ V_{A,k} &= -(\zeta_k + f)U_k - \frac{1}{2\Delta\sigma_k} [\dot{\sigma}_{k-1/2}(V_{k-1} - V_k) + \dot{\sigma}_{k+1/2}(V_k - V_{k+1})] \\ &\quad - \frac{C_p \hat{\kappa}_k T'_{v,k}}{a} (1 - \mu^2) \frac{\partial \pi}{\partial \mu} + \mathcal{F}_{\varphi,k} \cos \varphi, \quad (k = 2, \dots, K-1) \\ V_{A,K} &= -(\zeta_K + f)U_K - \frac{1}{2\Delta\sigma_K} \dot{\sigma}_{K-1/2}(V_{K-1} - V_K) \\ &\quad - \frac{C_p \hat{\kappa}_K T'_{v,K}}{a} (1 - \mu^2) \frac{\partial \pi}{\partial \mu} + \mathcal{F}_{\varphi,K} \cos \varphi, \end{aligned} \quad (4.82)$$

$$\begin{aligned} \hat{\kappa}_k &= \frac{\sigma_{k-1/2}(\sigma_{k-1/2}^\kappa - \sigma_k^\kappa) + \sigma_{k+1/2}(\sigma_k^\kappa - \sigma_{k+1/2}^\kappa)}{\sigma_k^\kappa(\sigma_{k-1/2} - \sigma_{k+1/2})} \\ &= \frac{\sigma_{k-1/2}\alpha_k + \sigma_{k+1/2}\beta_k}{\Delta\sigma_k}, \end{aligned} \quad (4.83)$$

$$T'_{v,k} = T_{v,k} - \bar{T}_k, \quad (4.84)$$

$$(KE)_k = \frac{U_k^2 + V_k^2}{2(1 - \mu^2)}. \quad (4.85)$$

4.3.4 熱力学の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_k}{\partial t} = & -\frac{1}{a \cos \varphi} \left(\frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial U_k T'_k}{\partial \lambda} + \frac{\partial V_k T'_k}{\partial \mu} \right) + H_k \\ & + \frac{Q_k}{C_p} + \mathcal{D}(T_k) + \mathcal{D}'(\mathbf{v}). \end{aligned} \quad (4.86)$$

ここで,

$$\begin{aligned} H_k \equiv & T'_k D_k - \frac{1}{\Delta \sigma_k} [\dot{\sigma}_{k-1/2} (\hat{T}_{k-1/2} - T_k) + \dot{\sigma}_{k+1/2} (T_k - \hat{T}_{k+1/2})] \\ & + \left\{ \alpha_k \left[\sigma_{k-1/2} \mathbf{v}_k \cdot \nabla \pi - \sum_{l=k}^K (D_l + \mathbf{v}_l \cdot \nabla \pi) \Delta \sigma_l \right] \right. \\ & \left. + \beta_k \left[\sigma_{k+1/2} \mathbf{v}_k \cdot \nabla \pi - \sum_{l=k+1}^K (D_l + \mathbf{v}_l \cdot \nabla \pi) \Delta \sigma_l \right] \right\} \frac{1}{\Delta \sigma_k} T_{v,k} \\ = & T'_k D_k - \frac{1}{\Delta \sigma_k} [\dot{\sigma}_{k-1/2} (\hat{T}_{k-1/2} - T_k) + \dot{\sigma}_{k+1/2} (T_k - \hat{T}_{k+1/2})] \\ & + \hat{\kappa}_k \mathbf{v}_k \cdot \nabla \pi T_{v,k} \\ & - \alpha_k \sum_{l=k}^K (D_l + \mathbf{v}_l \cdot \nabla \pi) \Delta \sigma_l \frac{T_{v,k}}{\Delta \sigma_k} \\ & - \beta_k \sum_{l=k+1}^K (D_l + \mathbf{v}_l \cdot \nabla \pi) \Delta \sigma_l \frac{T_{v,k}}{\Delta \sigma_k} \quad (k = 1, \dots, K-1), \\ H_K \equiv & T'_K D_K - \frac{1}{\Delta \sigma_K} [\dot{\sigma}_{K-1/2} (\hat{T}_{K-1/2} - T_K) + \dot{\sigma}_{K+1/2} (T_K - \hat{T}_{K+1/2})] \\ & + \hat{\kappa}_K \mathbf{v}_K \cdot \nabla \pi T_{v,K} \\ & - \alpha_K (D_K + \mathbf{v}_K \cdot \nabla \pi) \Delta \sigma_K \frac{T_{v,K}}{\Delta \sigma_K} \end{aligned} \quad (4.87)$$

であり,

$$\begin{aligned} \hat{T}_{k-1/2} = & \frac{\left[\left(\frac{\sigma_{k-1/2}}{\sigma_k} \right)^\kappa - 1 \right] \sigma_{k-1}^\kappa T_k + \left[1 - \left(\frac{\sigma_{k-1/2}}{\sigma_{k-1}} \right)^\kappa \right] \sigma_k^\kappa T_{k-1}}{\sigma_{k-1}^\kappa - \sigma_k^\kappa} \\ = & a_k T_k + b_{k-1} T_{k-1} \quad (k = 2, \dots, K), \\ \hat{T}_{1/2} = & 0, \\ \hat{T}_{K+1/2} = & 0, \end{aligned} \quad (4.88)$$

$$a_k = \alpha_k \left[1 - \left(\frac{\sigma_k}{\sigma_{k-1}} \right)^\kappa \right]^{-1}, \quad (4.89)$$

$$b_k = \beta_k \left[\left(\frac{\sigma_k}{\sigma_{k+1}} \right)^\kappa - 1 \right]^{-1}. \quad (4.90)$$

4.3.5 水蒸気の式

$$\frac{\partial q_k}{\partial t} = -\frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U_k q_k}{\partial \lambda} + \frac{\partial V_k q_k}{\partial \mu} \right) + R_k + S_{q,k} + \mathcal{D}(q_k). \quad (4.91)$$

ここで,

$$\begin{aligned} R_1 &= q_1 D_1 - \frac{1}{2\Delta\sigma_1} \dot{\sigma}_{3/2} (q_1 - q_2), \\ R_k &= q_k D_k - \frac{1}{2\Delta\sigma_k} \left[\dot{\sigma}_{k-1/2} (q_{k-1} - q_k) + \dot{\sigma}_{k+1/2} (q_k - q_{k+1}) \right], \quad (k = 2, \dots, K-1) \\ R_K &= q_K D_K - \frac{1}{2\Delta\sigma_K} \dot{\sigma}_{K-1/2} (q_{K-1} - q_K). \end{aligned} \quad (4.92)$$

4.3.6 鉛直差分に関する補足

2

Arakawa and Suarez (1983) による鉛直差分の取り方に関して, 説明を追加しておく.

Arakawa and Suarez (1983) の鉛直差分式は以下の特徴を持つ.

- 圧力勾配項の鉛直積分を地形に沿った閉曲線に沿って線積分すると 0 になる (Arakawa and Suarez, 1983 は循環が 0 になるという書き方をしている)
これは運動方程式の圧力勾配項に関する条件である. (地形無しの場合には角運動量が保存することを意味する).
- 熱エネルギーと運動エネルギーとの変換項の有限差分近似は運動エネルギーの式でも熱エネルギーの式でも同じ形をとる.

²(2011-09-07 石渡) この節はまだ編集集中である.

- θ の全球質量積分 (?) が断熱過程で保存されることが保証されている (保存, が指す具体的な内容は? flux form に準拠した差分式になっている, で正しい?)
- 静水圧の式から得られる最下層の層厚は local な形をしている
- 静水圧の式の差分形は鉛直方向にエントロピー一様な大気において正確な形をしている.
- $p_{top} = 0$, 3 次元等エントロピー大気の場合 ($T = a + b(p/p_0)^\kappa$ の場合?) には, 圧力勾配項は正確な形になっている.
- しかし, θ の関数の global mass integral は断熱過程で保存されない.

4.3.7 鉛直レベルの決め方

3

AGCM5 では, L16 の設定として以下のものが使われてきた.

4.4 離散表現: 水平離散化

ここでは支配方程式を水平離散化する. 水平方向の離散化はスペクトル変換法を用いる (Bourke, 1988). 非線形項は格子点上で計算する. 各方程式のスペクトル表現は以下ようになる. スペクトル表現に関する記号の意味については 2.5 節を参照されたい. その詳細については第 B 章を参照せよ. なお, 簡単化のため, 部分的に鉛直方向添字 k を省略する.

4.4.1 連続の式

$$\frac{\partial \tilde{\pi}_n^m}{\partial t} = - \sum_{k=1}^K (\tilde{D}_n^m)_k \Delta \sigma_k + \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J Z_{ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) w_j. \quad (4.93)$$

³(2011-02-22 石渡) この節はまだ編集集中である.

k	$\sigma_{k+1/2}$
0	1
1	0.990
2	0.970
3	0.930
4	0.870
5	0.790
6	0.700
7	0.600
8	0.500
9	0.410
10	0.330
11	0.260
12	0.200
13	0.150
14	0.100
15	0.050
16	0.000

表 4.2: AGCM5 の L16 計算で習慣的に使われてきた鉛直格子点の位置. $\sigma_{k+1/2}$ は半整数グリッドにおける σ 座標値.

ここで,

$$Z \equiv - \sum_{k=1}^K \mathbf{v}_k \cdot \nabla \pi \Delta \sigma_k. \quad (4.94)$$

4.4.2 運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\zeta}_n^m}{\partial t} &= \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J im V_{A,ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) \frac{w_j}{a(1-\mu_j^2)} \\ &+ \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J U_{A,ij} (1-\mu_j^2) \frac{\partial}{\partial \mu} Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) \frac{w_j}{a(1-\mu_j^2)} \\ &+ \tilde{\mathcal{D}}_{M,n}^m \tilde{\zeta}_n^m, \end{aligned} \quad (4.95)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{D}_n^m}{\partial t} &= \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J im U_{A,ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) \frac{w_j}{a(1-\mu_j^2)} \\ &- \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J V_{A,ij} (1-\mu_j^2) \frac{\partial}{\partial \mu} Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) \frac{w_j}{a(1-\mu_j^2)} \\ &- \frac{n(n+1)}{a^2} \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J (KE)_{ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) w_j \\ &+ \frac{n(n+1)}{a^2} (\Phi_n^m + C_p \hat{\kappa}_k \bar{T}_k \bar{\pi}_n^m) + \tilde{\mathcal{D}}_{M,n}^m \tilde{D}_n^m. \end{aligned} \quad (4.96)$$

ここで,

$$\tilde{\mathcal{D}}_{M,n}^m = -K_{HD} \left[\left\{ -\frac{n(n+1)}{a^2} \right\}^{N_D/2} - \left(\frac{2}{a^2} \right)^{N_D/2} \right] - \tilde{\gamma}_{M,k,n}^m, \quad (4.97)$$

$$\tilde{\gamma}_{M,k,n}^m = \begin{cases} \tilde{\gamma}_{M,0,n}^m \left(\frac{\sigma_k}{\sigma_k} \right)^{N_{SL}}, & (k \geq k_{SLlim}) \\ 0, & (k < k_{SLlim}) \end{cases} \quad (4.98)$$

ここで, k_{SLlim} はスポンジ層を適応する下限の k である. また, スポンジ層において東西平均成分も減衰させる場合には, $\tilde{\gamma}_{M,0,n}^m = \gamma_{M,0}^m$ であり, 東西平均成分を減衰させない場合には,

$$\tilde{\gamma}_{M,0,n}^m = \begin{cases} \gamma_{M,0}^m, & (m \neq 0) \\ 0, & (m = 0) \end{cases} \quad (4.99)$$

である.

なお, dcpam では, K_{HD} は, 打ち切り波数成分の減衰時定数 ($1/e$ になる時間), τ_{HD} , を用いて与える⁴. つまり,

$$K_{HD} = \frac{1}{\tau_{HD}} \left\{ \frac{N(N+1)}{a^2} \right\}^{-N_D/2} \quad (4.100)$$

である.

4.4.3 熱力学の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{T}_n^m}{\partial t} = & -\frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J im U_{ij} T'_{ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) \frac{w_j}{a(1-\mu_j^2)} \\ & + \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J V_{ij} T'_{ij} (1-\mu_j^2) \frac{\partial}{\partial \mu} Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) \frac{w_j}{a(1-\mu_j^2)} \\ & + \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J \left(H_{ij} + \frac{Q_{ij}}{C_p} \right) Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) w_j \\ & + \tilde{\mathcal{D}}_{H,n}^m \tilde{T}_n^m \\ & + \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J \mathcal{D}'_{ij}(\mathbf{v}) Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) w_j. \end{aligned} \quad (4.101)$$

ここで,

$$\tilde{\mathcal{D}}_{H,n}^m = -K_{HD} \left\{ -\frac{n(n+1)}{a^2} \right\}^{N_D/2} - \tilde{\gamma}_{H,k,n}^m. \quad (4.102)$$

$$\tilde{\gamma}_{H,k,n}^m = \begin{cases} \tilde{\gamma}_{H,0,n}^m \left(\frac{\sigma_K}{\sigma_k} \right)^{N_{SL}}, & (k \geq k_{SLlim}) \\ 0, & (k < k_{SLlim}) \end{cases} \quad (4.103)$$

$$\tilde{\gamma}_{H,0,n}^m = \begin{cases} \gamma_{H,0}, & (m \neq 0) \\ 0, & (m = 0) \end{cases} \quad (4.104)$$

である.

⁴正確には, 温度擾乱の減衰時定数である. ... からも明らかのように, 運動方程式の水平拡散項には, 全角運動量を保存するための項が加わるため, τ_{HD} は $1/e$ になる時間にはならない.

4.4.4 水蒸気の式

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \tilde{q}_n^m}{\partial t} = & -\frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J imU_{ij}q_{ij}Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) \frac{w_j}{a(1-\mu_j^2)} \\
& + \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J V_{ij}q_{ij}(1-\mu_j^2) \frac{\partial}{\partial \mu} Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) \frac{w_j}{a(1-\mu_j^2)} \\
& + \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J (R_{ij} + S_{q,ij}) Y_n^{m*}(\lambda_i, \mu_j) w_j \\
& + \tilde{\mathcal{D}}_{q,n}^m \tilde{q}_n^m.
\end{aligned} \tag{4.105}$$

ここで,

$$\tilde{\mathcal{D}}_{q,n}^m = -K_{HD} \left\{ -\frac{n(n+1)}{a^2} \right\}^{N_D/2} \tag{4.106}$$

である.

4.5 離散表現: 時間離散化

ここでは時間積分スキームについて記す.

時間差分には, 複数の方法を組み合わせて用いる. 用いる方法の概要を以下に示す.

- 力学過程
 - 水平拡散およびスポンジ層における減衰項には, 後方差分を用いる.
 - その他の項には, leap frog 法と Crank-Nicolson 法を組み合わせた semi-implicit 法 (Bourke, 1988) を用いる.
- 物理過程
 - 予報型の物理過程には, 前方差分を用いる.
 - 調節型の物理過程は, semi-implicit 法での力学過程積分後に計算された値を用いて計算する.
- 時間フィルタ

- 力学過程, 物理過程のすべての計算後に, 力学過程で用いている leap frog 法を起源とする計算モード抑制のための時間フィルター (Asselin, 1972) を適応する.

この方法は, 予報変数を \mathcal{A} と表すと, 以下の 3 式で表現される.

$$\frac{\hat{\mathcal{A}}^{t+\Delta t} - \bar{\mathcal{A}}^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = \frac{1}{2} \left\{ \dot{\mathcal{A}}_{dyn,G}(\bar{\mathcal{A}}^{t-\Delta t}) + \dot{\mathcal{A}}_{dyn,G}(\hat{\mathcal{A}}^{t+\Delta t}) \right\} + \dot{\mathcal{A}}_{dyn,NG}(\mathcal{A}^t) \\ + \dot{\mathcal{A}}_{dyn,dis}(\hat{\mathcal{A}}^{t+\Delta t}) + \dot{\mathcal{A}}_{phy,pred}(\bar{\mathcal{A}}^{t-\Delta t}), \quad (4.107)$$

$$\mathcal{A}^{t+\Delta t} = \hat{\mathcal{A}}^{t+\Delta t} + 2\Delta t \dot{\mathcal{A}}_{fric}(\hat{\mathcal{A}}^{t+\Delta t}) + 2\Delta t \dot{\mathcal{A}}_{phy,adj}(\hat{\mathcal{A}}^{t+\Delta t}), \quad (4.108)$$

$$\bar{\mathcal{A}}^t = \mathcal{A}^t + \epsilon_f (\bar{\mathcal{A}}^{t-\Delta t} - 2\mathcal{A}^t + \mathcal{A}^{t+\Delta t}). \quad (4.109)$$

ここで, $\dot{\mathcal{A}}_{dyn,G}$, $\dot{\mathcal{A}}_{dyn,NG}$ はそれぞれ, 力学過程において semi-implicit 法で分離された重力波項 (線型項) と非重力波項 (非線型項), $\dot{\mathcal{A}}_{dyn,dis}$ は水平拡散とスポンジ層における減衰項, $\dot{\mathcal{A}}_{phy,pred}$ は予報型の物理過程項である. $\dot{\mathcal{A}}_{fric}$, $\dot{\mathcal{A}}_{phy,adj}$ は, それぞれ摩擦熱による加熱項および調節型の物理過程項である. ϵ_f は時間フィルタの係数であり, dcpam での標準値は 0.05 としている.

4.5.1 力学過程の方程式系の時間差分式

まず, semi-implicit 法を用いるために, 方程式系を $T = \bar{T}_k$ である静止場に基づいて線形重力波項とそれ以外の項に分離する. 鉛直方向のベクトル表現 $\mathbf{A} = \{A_k\}$, および行列表現 $\underline{\mathbf{A}} = \{A_{kl}\}$ を用いると, 連続の式, 発散方程式, 熱力学の式は,

$$\frac{\partial \tilde{\pi}_n^m}{\partial t} = \left(\frac{\partial \tilde{\pi}_n^m}{\partial t} \right)^{NG} - \mathbf{C} \cdot \tilde{\mathbf{D}}_n^m, \quad (4.110)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{D}}_n^m}{\partial t} = \left(\frac{\partial \tilde{\mathbf{D}}_n^m}{\partial t} \right)^{NG} - \left(-\frac{n(n+1)}{a^2} \right) (\tilde{\Phi}_{s,n}^m + \underline{W} \tilde{\mathbf{T}}_n^m + \mathbf{G} \tilde{\pi}_n^m) + \underline{\tilde{\mathcal{D}}}_{M_n}^m \tilde{\mathbf{D}}_n^m, \quad (4.111)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{T}}_n^m}{\partial t} = \left(\frac{\partial \tilde{\mathbf{T}}_n^m}{\partial t} \right)^{NG} - \underline{h} \tilde{\mathbf{D}}_n^m + \underline{\tilde{\mathcal{D}}}_{H_n}^m \tilde{\mathbf{T}}_n^m \quad (4.112)$$

となる⁵. $\widetilde{(\)}_n^m$ や $\widetilde{[]}_n^m$ といった表記については2.5節の(2.10), (2.15), (2.17)を参照のこと. ここで, 添字 NG の付いた項は, 非重力波項であり, 以下のように表される.

$$\left(\frac{\partial \widetilde{\pi}_n^m}{\partial t}\right)^{\text{NG}} = \widetilde{Z}_n^m, \quad (4.113)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \widetilde{D}_{k,n}^m}{\partial t}\right)^{\text{NG}} &= \frac{1}{a} \left(\left[\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial \widetilde{U}_{A,ijk}}{\partial \lambda} \right]_n^m + \left[\frac{\partial \widetilde{V}_{A,ijk}}{\partial \mu} \right]_n^m \right) \\ &\quad - \left(-\frac{n(n+1)}{a^2} \right) \left[(KE)_k + \sum_{l=1}^K \widetilde{W}_{kl} (T_{v,l} - T_l) \right]_n^m, \end{aligned} \quad (4.114)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \widetilde{T}_{k,n}^m}{\partial t}\right)^{\text{NG}} &= -\frac{1}{a} \left(\left[\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial \widetilde{U}_{ijk} T'_{ijk}}{\partial \lambda} \right]_n^m + \left[\frac{\partial \widetilde{V}_{ijk} T'_{ijk}}{\partial \mu} \right]_n^m \right) \\ &\quad + \widetilde{[H_{ijk}]_n^m}. \end{aligned} \quad (4.115)$$

⁵念のため注記しておく, $\widetilde{\Phi}_{s,n}^m = (\widetilde{\Phi}_{s,n}^m, \widetilde{\Phi}_{s,n}^m, \dots, \widetilde{\Phi}_{s,n}^m)$ である.

各項は以下の通りである. 簡単化のため経度, 緯度方向添字 i, j の表記を省略する.

$$Z = - \sum_{k=1}^K \mathbf{v}_k \cdot \nabla \pi \Delta \sigma_k, \quad (4.116)$$

$$\begin{aligned} H_k &= T'_k D_k \\ &- \frac{1}{\Delta \sigma_k} \left[\dot{\sigma}_{k-1/2} \left(\hat{T}'_{k-1/2} - T'_k \right) + \dot{\sigma}_{k+1/2} \left(T'_k - \hat{T}'_{k+1/2} \right) \right] \\ &- \frac{1}{\Delta \sigma_k} \left[\dot{\sigma}_{k-1/2}^{\text{NG}} \left(\hat{\bar{T}}_{k-1/2} - \bar{T}_k \right) + \dot{\sigma}_{k+1/2}^{\text{NG}} \left(\bar{T}_k - \hat{\bar{T}}_{k+1/2} \right) \right] \\ &+ \hat{\kappa}_k T_{v,k} \mathbf{v}_k \cdot \nabla \pi \\ &- \frac{\alpha_k}{\Delta \sigma_k} \left[T_{v,k} \sum_{l=k}^K \mathbf{v}_l \cdot \nabla \pi \Delta \sigma_l + T'_{v,k} \sum_{l=k}^K D_l \Delta \sigma_l \right] \\ &- \frac{\beta_k}{\Delta \sigma_k} \left[T_{v,k} \sum_{l=k+1}^K \mathbf{v}_l \cdot \nabla \pi \Delta \sigma_l + T'_{v,k} \sum_{l=k+1}^K D_l \Delta \sigma_l \right] \quad (k = 1, \dots, K-1), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_K &= T'_K D_K \\ &- \frac{1}{\Delta \sigma_K} \left[\dot{\sigma}_{K-1/2} \left(\hat{T}'_{K-1/2} - T'_K \right) + \dot{\sigma}_{K+1/2} \left(T'_K - \hat{T}'_{K+1/2} \right) \right] \\ &- \frac{1}{\Delta \sigma_K} \left[\dot{\sigma}_{K-1/2}^{\text{NG}} \left(\hat{\bar{T}}_{K-1/2} - \bar{T}_K \right) + \dot{\sigma}_{K+1/2}^{\text{NG}} \left(\bar{T}_K - \hat{\bar{T}}_{K+1/2} \right) \right] \\ &+ \hat{\kappa}_K T_{v,K} \mathbf{v}_K \cdot \nabla \pi \\ &- \frac{\alpha_K}{\Delta \sigma_K} \left[T_{v,K} \mathbf{v}_K \cdot \nabla \pi \Delta \sigma_K + T'_{v,K} D_K \Delta \sigma_K \right], \end{aligned} \quad (4.117)$$

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{k-1/2}^{\text{NG}} &= -\sigma_{k-1/2} \left(\frac{\partial \pi}{\partial t} \right)^{\text{NG}} - \sum_{l=k}^K \mathbf{v}_l \cdot \nabla \pi \Delta \sigma_l \\ &= \sigma_{k-1/2} \sum_{k=1}^K \mathbf{v}_k \cdot \nabla \pi \Delta \sigma_k - \sum_{l=k}^K \mathbf{v}_l \cdot \nabla \pi \Delta \sigma_l, \end{aligned} \quad (4.118)$$

$$\hat{T}'_{k-1/2} = \begin{cases} 0, & (k = 1) \\ \hat{T}_{k-1/2} - \hat{\bar{T}}_{k-1/2}, & (k = 2, \dots, K) \\ 0, & (k = K + 1) \end{cases} \quad (4.119)$$

$$\hat{\bar{T}}_{k-1/2} = \begin{cases} 0, & (k = 1) \\ a_k \bar{T}_k + b_{k-1} \bar{T}_{k-1}, & (k = 2, \dots, K) \\ 0. & (k = K + 1) \end{cases} \quad (4.120)$$

また、重力波項のベクトルおよび行列は以下のとおりである。

$$C_k = \Delta\sigma_k, \quad (4.121)$$

$$W_{kl} = C_p\alpha_l\delta_{k\geq l} + C_p\beta_l\delta_{k-1\geq l}, \quad (4.122)$$

$$G_k = \hat{\kappa}_k C_p \bar{T}_k, \quad (4.123)$$

$$\underline{h} = \underline{QS} - \underline{R}, \quad (4.124)$$

$$Q_{kl} = \frac{1}{\Delta\sigma_k} (\hat{T}_{k-1/2} - \bar{T}_k) \delta_{k=l} + \frac{1}{\Delta\sigma_k} (\bar{T}_k - \hat{T}_{k+1/2}) \delta_{k+1=l}, \quad (4.125)$$

$$S_{kl} = \sigma_{k-1/2} \Delta\sigma_l - \Delta\sigma_l \delta_{k\leq l}, \quad (4.126)$$

$$R_{kl} = - \left(\frac{\alpha_k}{\Delta\sigma_k} \Delta\sigma_l \delta_{k\leq l} + \frac{\beta_k}{\Delta\sigma_k} \Delta\sigma_l \delta_{k+1\leq l} \right) \bar{T}_k, \quad (4.127)$$

$$\begin{aligned} (\mathcal{D}_{M,kl}^{\sim})_n^m &= -K_{HD} \left[\left(\frac{-n(n+1)}{a^2} \right)^{N_D/2} - \left(\frac{2}{a^2} \right)^{N_D/2} \right] \delta_{k=l} \\ &\quad - \gamma_{M,0,n}^m \left(\frac{\sigma_k}{\sigma_K} \right)^{N_{SL}} \delta_{k=l} \delta_{k \geq k_{SLlim}}. \end{aligned} \quad (4.128)$$

$$\begin{aligned} (\mathcal{D}_{H,kl}^{\sim})_n^m &= -K_{HD} \left(\frac{-n(n+1)}{a^2} \right)^{N_D/2} \delta_{k=l} \\ &\quad - \gamma_{H,0,n}^m \left(\frac{\sigma_k}{\sigma_K} \right)^{N_{SL}} \delta_{k=l} \delta_{k \geq k_{SLlim}}. \end{aligned} \quad (4.129)$$

$\delta_{k\leq l}$ は、 $k \leq l$ が成り立つとき 1、そうでないとき 0 となる関数である。

なお、渦度方程式には線型重力波項がないため、ここでは示さない。⁶

これらの方程式に、

- 水平拡散とスポンジ層における減衰項には後退差分
- その他の項には、leap frog 法と中心差分を組み合わせた semi-implicit 法

を適応すると、

$$\delta_t \tilde{\pi}_n^m = \left(\frac{\partial \tilde{\pi}_n^m}{\partial t} \right)^{NG} - \mathbf{C} \cdot \overline{\tilde{\mathbf{D}}_n^m}, \quad (4.130)$$

$$\delta_t \tilde{\mathbf{D}}_n^m = \left(\frac{\partial \tilde{\mathbf{D}}_n^m}{\partial t} \right)^{NG} - \left(-\frac{n(n+1)}{a^2} \right) (\tilde{\Phi}_{s,n}^m + \underline{W} \overline{\tilde{\mathbf{T}}_n^m} + \mathbf{G} \overline{\tilde{\pi}_n^m}) + \underline{\tilde{\mathcal{D}}}_{M_n}^m \tilde{\mathbf{D}}_n^{m,t+\Delta t}, \quad (4.131)$$

⁶ここは本当は方程式を書くべきだろう。後で書く。(YOT, 2009/10/11)

$$\delta_t \tilde{\mathbf{T}}_n^m = \left(\frac{\partial \tilde{\mathbf{T}}_n^m}{\partial t} \right)^{\text{NG}} - \underline{h} \overline{\tilde{\mathbf{D}}_n^{m^t}} + \underline{\tilde{\mathcal{D}}}_{H_n}^m \tilde{\mathbf{T}}_n^{m,t+\Delta t}. \quad (4.132)$$

となる。ただし,

$$\delta_t \mathcal{A} \equiv \frac{1}{2\Delta t} (\mathcal{A}^{t+\Delta t} - \mathcal{A}^{t-\Delta t}), \quad (4.133)$$

$$\overline{\mathcal{A}}^t \equiv \frac{1}{2} (\mathcal{A}^{t+\Delta t} + \mathcal{A}^{t-\Delta t}) = \mathcal{A}^{t-\Delta t} + \delta_t \mathcal{A} \Delta t. \quad (4.134)$$

である。

(4.130), (4.131), (4.132) より, $\overline{\tilde{\mathbf{D}}_n^{m^t}}$ について整理すると,

$$\begin{aligned} & \left[(\underline{I} - 2\Delta t \underline{\tilde{\mathcal{D}}}_{M_n}^m) - (\Delta t)^2 \left(-\frac{n(n+1)}{a^2} \right) \left\{ \underline{W}(\underline{I} - 2\Delta t \underline{\tilde{\mathcal{D}}}_{H_n}^m)^{-1} \underline{h} + \mathbf{G} \mathbf{C}^T \right\} \right] \overline{\tilde{\mathbf{D}}_n^{m^t}} \\ &= (\underline{I} - \Delta t \underline{\tilde{\mathcal{D}}}_{M_n}^m) \tilde{\mathbf{D}}_n^{m,t-\Delta t} + \Delta t \left(\frac{\partial \tilde{\mathbf{D}}_n^m}{\partial t} \right)^{\text{NG}} \\ & \quad - \Delta t \left(-\frac{n(n+1)}{a^2} \right) \left[\tilde{\Phi}_{s,n}^m \right. \\ & \quad \left. + \underline{W}(\underline{I} - 2\Delta t \underline{\tilde{\mathcal{D}}}_{H_n}^m)^{-1} \left\{ (\underline{I} - \Delta t \underline{\tilde{\mathcal{D}}}_{H_n}^m) \tilde{\mathbf{T}}_n^{m,t-\Delta t} + \Delta t \left(\frac{\partial \tilde{\mathbf{T}}_n^m}{\partial t} \right)^{\text{NG}} \right\} \right. \\ & \quad \left. + \mathbf{G} \left\{ \tilde{\pi}_n^{m,t-\Delta t} + \Delta t \left(\frac{\partial \tilde{\pi}_n^m}{\partial t} \right)^{\text{NG}} \right\} \right] \end{aligned} \quad (4.135)$$

となる。ここで \underline{I} は単位行列, \mathbf{C}^T は \mathbf{C} の転置ベクトルである。(4.135) を $\overline{\tilde{\mathbf{D}}_n^{m^t}}$ について解き,

$$\tilde{\mathbf{D}}_n^{m,t+\Delta t} = 2\overline{\tilde{\mathbf{D}}_n^{m^t}} - \tilde{\mathbf{D}}_n^{m,t-\Delta t} \quad (4.136)$$

および, (4.130), (4.132) により $\hat{\mathcal{A}}^{t+\Delta t}$ が求められる。

4.6 参考文献

Arakawa, A., Suarez, M. J., 1983: Vertical differencing of the primitive equations in sigma coordinates. *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 34–35.

- Asselin, R. A., 1972: Frequency filter for time integrations. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 487–490.
- Bourke, W.P., 1988: Spectral methods in global climate and weather prediction models. *Physically-Based Modelling and Simulation of Climates and Climatic Change. Part I.*, M.E. Schlesinger (ed.), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 169–220.
- Haltiner, G.J., Williams, R.T., 1980: *Numerical Prediction and Dynamic Meteorology (2nd ed.)*. John Wiley & Sons, 477pp.
- Held, I. M. and Suarez, M. J., 1994: A proposal for the intercomparison of the dynamical cores of atmospheric general circulation models. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, **75**, 1825–1830.
- Koshyk, J. N. and Hamilton, K., 2001: The horizontal kinetic energy spectrum and spectral budget simulated by a high-resolution troposphere-stratosphere-mesosphere GCM. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 329–348.
- Takahashi, Y. O., Hamilton, K., Ohfuchi, W., 2006: Explicit global simulation of the mesoscale spectrum of atmospheric motions. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L12812, doi:10.1029/2006GL026429.
- 石岡 圭一, 2004: スペクトル法による数値計算入門 . 東京大学出版会, 232pp.

第5章 物理過程で用いる予備変数

5.1 はじめに

物理過程の演算においては、しばしば鉛直層の境界における温度や、鉛直層の境界や中心の高度が必要となる。ここでは、それらの計算方法を示す。

5.2 離散表現

5.2.1 鉛直層境界における温度

注: この節の内容のコードとの対応は確認していない。というより、コードの内容がわかりにくい。

層の境界における温度は、下のように計算することにする。 $1 \leq k \leq k_{max} - 1$ のとき、

$$T_{k+\frac{1}{2}} = \alpha_{k+\frac{1}{2}} T_k + \beta_{k+\frac{1}{2}} T_{k+1} \quad (5.1)$$

$$\alpha_{k+\frac{1}{2}} = \frac{\log \sigma_{k+\frac{1}{2}} - \log \sigma_{k+1}}{\log \sigma_k - \log \sigma_{k+1}} \quad (5.2)$$

$$\beta_{k+\frac{1}{2}} = \frac{\log \sigma_k - \log \sigma_{k+\frac{1}{2}}}{\log \sigma_k - \log \sigma_{k+1}} \quad (5.3)$$

とし、 $k = 0$ のとき、

$$T_{\frac{1}{2}} = T_1 \quad (5.4)$$

$$T_{k_{max}+\frac{1}{2}} = T_{k_{max}} \quad (5.5)$$

とする。 $1 \leq k \leq k_{max} - 1$ の場合の表現は、気圧に対する対数的な線型内挿である。

5.2.2 鉛直層中心と境界における高度

層の中心における高度は, 下のように計算することにする.

$$z_1 = z_s + \frac{R}{g} T_1 (1 - \sigma_1) \quad (5.6)$$

$$z_k = z_{k-1} + \frac{R}{g} T_{k-\frac{1}{2}} \frac{\sigma_{k-1} - \sigma_k}{\sigma_{k-\frac{1}{2}}} \quad (5.7)$$

一方, 層の境界における高度は, 下のように計算することにする.

$$z_{\frac{1}{2}} = z_s \quad (5.8)$$

$$z_{k+\frac{1}{2}} = z_{k-\frac{1}{2}} + \frac{R}{g} T_k \frac{\sigma_{k-\frac{1}{2}} - \sigma_{k+\frac{1}{2}}}{\sigma_k} \quad (5.9)$$

第6章 放射

6.1 はじめに

ここでは放射モデルについて述べる。まず初めに、基本となる加熱率、散乱のない場合の放射伝達方程式、散乱を考慮した放射伝達方程式について述べる。その後、地球流体電脳倶楽部 AGCM5 で標準として用いられていた放射モデル、地球大気用放射モデルのそれぞれに特有の点について述べる。

6.2 数理表現: 共通部分

6.2.1 加熱率

放射過程による加熱率は下のように表現される。

$$Q = -\frac{1}{C_p \rho} \frac{\partial F}{\partial z} \quad (6.1)$$

$$= \frac{g}{C_p} \frac{\partial F}{\partial p} \quad (6.2)$$

$$F = F_L + F_S \quad (6.3)$$

ここで、 F_L , F_S はそれぞれ長波放射フラックスと短波放射フラックスである。このように、ほとんどの場合には長波放射と短波放射は別々に扱われる。

6.2.2 散乱を無視した場合の放射伝達方程式

考える波数帯における透過率は別途何らかの方法で与えられるとすると, 散乱を無視した場合の放射伝達方程式は下のようによくすることができる.

$$F(\tau) = F^+(\tau) - F^-(\tau) \quad (6.4)$$

$$F(\tau)^+ = \pi B_s \mathcal{T}(\tau_s, \tau) - \int_{\tau}^{\tau_s} \pi B(\tau') \frac{d\mathcal{T}(\tau, \tau')}{d\tau'} d\tau' \quad (6.5)$$

$$F(\tau)^- = \int_0^{\tau} \pi B(\tau') \frac{d\mathcal{T}(\tau, \tau')}{d\tau'} d\tau' \quad (6.6)$$

ここで, B はプランク関数, あるいはその積分値であり, \mathcal{T} は透過率である. B は,

$$\pi B(\tau) = \pi \int_{k_{min}}^{k_{max}} B(T(\tau)) dk \quad (6.7)$$

$$\pi B_s = \pi \int_{k_{min}}^{k_{max}} B(T_s) dk \quad (6.8)$$

である. ここで, k は波数である¹. 特に灰色大気を考える場合には, ステファン・ボルツマン定数 σ_{SB} を用いて,

$$\pi B(\tau) = \sigma_{SB} T^4(\tau) \quad (6.9)$$

$$\pi B_s = \sigma_{SB} T_s^4 \quad (6.10)$$

となる.

なお, 下部境界にフラックスの値を与える場合には, 与えるフラックスを F_{LB} として, $\pi B_s = F_{LB}$ とすればよい.

透過率 $\mathcal{T}(\tau, \tau')$ は, 例えば光学的厚さが与えられる場合, 下のように表される.

$$\begin{aligned} \mathcal{T}(\tau, \tau') &= \mathcal{T}(\tau(p), \tau(p')) \\ &= \exp[-\alpha\{|\tau_L(p) - \tau_L(p')|\}] \end{aligned} \quad (6.11)$$

α は散光因子である. 光学的厚さはどのように与えても良いが, 例えば Schneider and Liu (2009) では, 下のように与えている.

$$\tau_L(p) = \tau_{L,0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^2 \quad (6.12)$$

ここで, $p_0, \tau_{L,0}$ はそれぞれ基準気圧とその気圧での光学的厚さである.

¹ B の文字がかぶっている.

一方, Numaguti et al. (1992) の放射モデルでは, (k 分布法に似せた記述をしていることを除くと) 下のように与えている.

$$\tau_L(p) = k_{L,wv} \int_{z(p)}^{\infty} \rho q_{wv} dz' + k_{L,da} \int_{z(p)}^{\infty} \rho dz' \quad (6.13)$$

$$= k_{L,wv} \frac{1}{g} \int_0^p q_{wv} dp' + k_{L,da} \frac{p}{g} \quad (6.14)$$

ここで, $k_{L,wv}$, $k_{L,da}$ はそれぞれ水蒸気と乾燥大気吸収係数であり, q_{wv} は比湿である.

一方, バンドモデルを用いる場合は, 別途異なる表現で与えられる.

6.2.3 散乱を考慮した二流近似した放射伝達方程式

ここでは, 一般化された二方向近似した放射伝達方程式 (e.g., Liou, 2002; Toon et al., 1989) について述べる. 特に, 以下に示す式の定式化は, Toon et al. (1989) に従う.

散乱特性上の均質大気, あるいは均質大気層, に対する, 一般化された二方向近似

した放射伝達方程式の解, F_{tot}^{\pm} , は下のように書くことができる.

$$F_{tot}^{\pm}(\tau) = F^{\pm}(\tau) + F_{dir}^{\pm}(\tau) \quad (6.15)$$

$$F^+(\tau) = k_1 \exp(\lambda\tau) + \Gamma k_2 \exp(-\lambda\tau) + C^+(\tau) \quad (6.16)$$

$$F^-(\tau) = \Gamma k_1 \exp(\lambda\tau) + k_2 \exp(-\lambda\tau) + C^-(\tau) \quad (6.17)$$

$$F_{dir,n}^+(\tau) = 0 \quad (6.18)$$

$$F_{dir,n}^-(\tau) = \mu_0 \pi F_s \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \quad (6.19)$$

$$C^+(\tau) = \frac{\varpi_0 \pi F_s \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \left\{ \frac{\gamma_1 - \frac{1}{\mu_0}}{\gamma_3} + \gamma_4 \gamma_2 \right\}}{\lambda^2 - \frac{1}{\mu_0^2}} + 2\mu_1 \left\{ B_0 + B_1 \left(\tau + \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right) \right\} \quad (6.20)$$

$$C^-(\tau) = \frac{\varpi_0 \pi F_s \exp\left(-\frac{\tau}{\mu_0}\right) \left\{ \frac{\gamma_1 + \frac{1}{\mu_0}}{\gamma_4} + \gamma_2 \gamma_3 \right\}}{\lambda^2 - \frac{1}{\mu_0^2}} + 2\mu_1 \left\{ B_0 + B_1 \left(\tau - \frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right) \right\} \quad (6.21)$$

$$\lambda = (\gamma_1^2 - \gamma_2^2)^{1/2} \quad (6.22)$$

$$\Gamma = \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \lambda} \quad (6.23)$$

$$B_0 = \pi B(\tau = 0) \quad (6.24)$$

$$B_1 = \frac{\pi B(\tau = \tau_s) - \pi B(\tau = 0)}{\tau_s} \quad (6.25)$$

$$\mu_1 = \frac{1 - \varpi_0}{\gamma_1 - \gamma_2} \quad (6.26)$$

ここで, $C^{+/-}$ を求める際には, 大気中のプランク関数が光学的厚さに対して線形に依存することを仮定している. $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$ は, 放射伝達方程式の近似方法によって異なる係数であり, (δ -)Eddington 法, (δ -)Hemispheric mean 法における係数を表 6.1 に示す. ϖ_0 は一次散乱アルベド, πF_s は大気上端での下向き入射放射フラックス, μ_0 は太陽天頂角である. また, τ_s は大気全体の光学的厚さ, あるいは, 考える均質大気層の光学的厚さである. k_1, k_2 は定数であり, 境界条件により決める.

境界条件は下のように与える.

$$F^+(\tau_s) = A_{sfc} F^-(\tau_s) + S_{sfc} \quad (6.27)$$

$$F^-(0) = F_{TOA}^- \quad (6.28)$$

$$S_{sfc} = A_{sfc} \mu_0 \pi F_s \exp\left(-\frac{\tau_s}{\mu_0}\right) + \epsilon \pi B_{sfc} \quad (6.29)$$

表 6.1: 二流近似における放射伝達方程式の定数

近似法	γ_1	γ_2	γ_3	γ_4
Eddington	$\frac{7 - \varpi_0(4 + 3g)}{4}$	$-\frac{1 - \varpi_0(4 - 3g)}{4}$	$\frac{2 - 3g\mu_0}{4}$	$1 - \gamma_3$
Hemispheric mean	$2 - \varpi_0(1 + g)$	$\varpi_0(1 - g)$	-	-

なお, Hemispheric mean 法は, 一般に太陽放射に対しては用いないため, 太陽放射を扱う時に必要となる定数 γ_3, γ_4 については示さない.

ここで, $A_{sfc}, \pi F_s, \epsilon, B_{sfc}$ は, それぞれ下部境界のアルベド, 短波入射フラックス, 下部境界の射出率, 下部境界のプランク関数である. F_{TOA}^- は大気上端における下向き拡散フラックスであり, 一般に $F_{TOA}^- = 0$ である.

さらに, δ -調整 (δ -adjustment) を行うため, τ, ϖ_0, g は元々の値... を用いて下のよう求める.

... いずれ...

6.3 離散表現: 共通部分

この節の内容のコードとの対応は確認していない. 符号が違うかも. (コードの方を直していない.)

6.3.1 加熱率

放射加熱率は下のように離散化される.

$$Q_k = \frac{g}{C_p} \frac{F_{k+\frac{1}{2}} - F_{k-\frac{1}{2}}}{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}} \quad (6.30)$$

6.3.2 散乱を無視した場合の放射伝達方程式

長波放射フラックスは下のように離散化される.

$$F_{k+\frac{1}{2}}^+ = F_{k+\frac{1}{2}}^+ - F_{k+\frac{1}{2}}^- \quad (6.31)$$

$$F_{k+\frac{1}{2}}^+ = \pi B_s \mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} - \sum_{k'=1}^k \pi B_{k'} \left(\mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, k'-\frac{1}{2}} - \mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, k'+\frac{1}{2}} \right) \quad (6.32)$$

$$F_{k+\frac{1}{2}}^- = \sum_{k'=k+1}^{k_{max}} \pi B_{k'} \left(\mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, k'-\frac{1}{2}} - \mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, k'+\frac{1}{2}} \right) \quad (6.33)$$

ここで, B は

$$\pi B_k = \pi \sum_i^N B_i(T_k, k_i) w_i \quad (6.34)$$

$$\pi B_s = \pi \sum_i^N B_i(T_s, k, i_i) w_i \quad (6.35)$$

ここでは, w はガウス重みであり, 波数積分はガウス求積法で評価する. または, 灰色大気の場合には,

$$\pi B_k = \sigma_{SB} T_k^4 \quad (6.36)$$

$$\pi B_s = \sigma_{SB} T_s^4 \quad (6.37)$$

となる.

また, 光学的厚さが与えられる場合の透過率は下のように離散化される.

$$\mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, k'+\frac{1}{2}} = \exp(-\alpha(|\tau_{L, k+\frac{1}{2}} - \tau_{L, k'+\frac{1}{2}}|)) \quad (6.38)$$

一方, 放射過程の一部は, 惑星表面の熱収支を通して鉛直拡散過程や惑星表面の熱収支と関係しており, それらの方程式を連立して同時に解くことになる. 鉛直拡散過程や惑星表面の熱収支は陰解法で計算しているため, 放射伝達方程式の一部について線型化し, 放射フラックスの温度に対する変化率を求めておく必要がある. 放

射フラックスの温度に対する変化率は,

$$\frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^+}{\partial T_s} = \frac{\partial \pi B_s}{\partial T_s} \mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} \quad (6.39)$$

$$\frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^-}{\partial T_s} = 0 \quad (6.40)$$

$$\frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^+}{\partial T_{k'}} = \begin{cases} -\frac{\partial \pi B_{k'}}{\partial T_{k'}} \left(\mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, k'-\frac{1}{2}} - \mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, k'+\frac{1}{2}} \right) & k \geq k' \\ 0 & k < k' \end{cases} \quad (6.41)$$

$$\frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^-}{\partial T_{k'}} = \begin{cases} 0 & k \geq k' \\ \frac{\partial \pi B_{k'}}{\partial T_{k'}} \left(\mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, k'-\frac{1}{2}} - \mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, k'+\frac{1}{2}} \right) & k < k' \end{cases} \quad (6.42)$$

となる. これらにより, 放射フラックスは,

$$(F_{k+\frac{1}{2}}^+)^{n+1} = (F_{k+\frac{1}{2}}^+)^{n-1} + \frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^+}{\partial T_s} \Delta T_s + \sum_{k'=1}^{k_{max}} \frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^+}{\partial T_{k'}} \Delta T_{k'} \quad (6.43)$$

$$(F_{k+\frac{1}{2}}^-)^{n+1} = (F_{k+\frac{1}{2}}^-)^{n-1} + \frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^-}{\partial T_s} \Delta T_s + \sum_{k'=1}^{k_{max}} \frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^-}{\partial T_{k'}} \Delta T_{k'} \quad (6.44)$$

$$\Delta T_s = T_s^{n+1} - T_s^{n-1} \quad (6.45)$$

$$\Delta T_k = T_k^{n+1} - T_k^{n-1} \quad (6.46)$$

として求められる. ただし, 上記の式ではすべての層について和をとっているが, 実際は最下層の寄与のみ考慮し,

$$(F_{k+\frac{1}{2}}^+)^{n+1} = (F_{k+\frac{1}{2}}^+)^{n-1} + \frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^+}{\partial T_s} \Delta T_s + \frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^+}{\partial T_1} \Delta T_1 \quad (6.47)$$

$$(F_{k+\frac{1}{2}}^-)^{n+1} = (F_{k+\frac{1}{2}}^-)^{n-1} + \frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^-}{\partial T_s} \Delta T_s + \frac{\partial F_{k+\frac{1}{2}}^-}{\partial T_1} \Delta T_1 \quad (6.48)$$

とするのが現実的である².

6.3.3 散乱を考慮した二流近似した放射伝達方程式

不均質大気に適用するために, 大気が, 多数の均質の大気層からなると考える. この時, n 番目の均質大気層に対する一般化された二方向近似した放射伝達方程式の

²放射過程, 鉛直拡散過程, 惑星表面熱収支, 土壌中の熱収支の式をまとめて整理したものを三重対角行列にするためである.

解は下のようによくすることができる。

$$F_n^+(\tau) = k_{1,n} \exp(\lambda_n \tau) + \Gamma_n k_{2,n} \exp(-\lambda_n \tau) + C_n^+(\tau) \quad (6.49)$$

$$F_n^-(\tau) = \Gamma_n k_{1,n} \exp(\lambda_n \tau) + k_{2,n} \exp(-\lambda_n \tau) + C_n^-(\tau) \quad (6.50)$$

$$C_n^+(\tau) = \frac{\varpi_{0,n} \pi F_s \exp\left(-\frac{\tau_{c,n} + \tau}{\mu_0}\right) \left\{ \frac{\gamma_{1,n} - \frac{1}{\mu_0}}{\gamma_{3,n}} + \gamma_{4,n} \gamma_{2,n} \right\}}{\lambda_n^2 - \frac{1}{\mu_0^2}} + 2\mu_{1,n} \left\{ B_{0,n} + B_{1,n} \left(\tau + \frac{1}{\gamma_{1,n} + \gamma_{2,n}} \right) \right\} \quad (6.51)$$

$$C_n^-(\tau) = \frac{\varpi_{0,n} \pi F_s \exp\left(-\frac{\tau_{c,n} + \tau}{\mu_0}\right) \left\{ \frac{\gamma_{1,n} + \frac{1}{\mu_0}}{\gamma_{4,n}} + \gamma_{2,n} \gamma_{3,n} \right\}}{\lambda_n^2 - \frac{1}{\mu_0^2}} + 2\mu_{1,n} \left\{ B_{0,n} + B_{1,n} \left(\tau - \frac{1}{\gamma_{1,n} + \gamma_{2,n}} \right) \right\} \quad (6.52)$$

ただし、 τ は、 n 層目の上端から測った光学的厚さであり、 $\tau_{c,n} = \sum_{k=n+1}^N \tau_k$ は n 層目よりも上空の光学的厚さである。また、ここで、 τ_k は k 番目の層全体の光学的厚さである。

これらの方程式に対して、下の境界条件を与える。

$$F_n^+(0) = F_{n+1}^+(\tau_n) \quad (6.53)$$

$$F_n^-(0) = F_{n+1}^-(\tau_n) \quad (6.54)$$

$$F_1^+(\tau_1) = A_{sfc} F_1^-(\tau_1) + S_{sfc} \quad (6.55)$$

$$F_N^-(0) = F_{TOA}^- \quad (6.56)$$

$$S_{sfc} = A_{sfc} \mu_0 \pi F_s \exp\left(-\frac{\tau_{c,1}}{\mu_0}\right) + \epsilon \pi B_{sfc} \quad (6.57)$$

ここで、一般に $F_{TOA}^- = 0$ である。

これらの境界条件を適用することで、放射伝達方程式は、 $k_{1,n}, k_{2,n}$ に対する連立一次方程式となる。さらに、Toon et al. (1989) の方法に基づいて整理することで、下のように行列部分を三重対角行列にすることができる。

$$Ax = d \quad (6.58)$$

ここで, A, x, d の要素はそれぞれ下のように書ける.

$$a_{1,1} = e_{1,1} - A_{sfc}e_{3,1} \quad (6.59)$$

$$a_{1,2} = -(e_{2,1} - A_{sfc}e_{4,1}) \quad (6.60)$$

$$a_{2n,2n-1} = e_{1,n}e_{2,n+1} - e_{3,n}e_{4,n+1} \quad (6.61)$$

$$a_{2n,2n} = e_{2,n}e_{2,n+1} - e_{4,n}e_{4,n+1} \quad (6.62)$$

$$a_{2n,2n+1} = e_{1,n+1}e_{4,n+1} - e_{2,n+1}e_{3,n+1} \quad (6.63)$$

$$a_{2n+1,2n} = e_{2,n}e_{3,n} - e_{1,n}e_{4,n} \quad (6.64)$$

$$a_{2n+1,2n+1} = e_{1,n}e_{1,n+1} - e_{3,n}e_{3,n+1} \quad (6.65)$$

$$a_{2n+1,2n+2} = e_{3,n}e_{4,n+1} - e_{1,n}e_{2,n+1} \quad (6.66)$$

$$a_{2N,2N-1} = e_{1,N} \quad (6.67)$$

$$a_{2N,2N} = e_{2,N} \quad (6.68)$$

$$a_{i,j \neq i-1,i,i+1} = 0 \quad (6.69)$$

$$x_1 = Y_{1,1} \quad (6.70)$$

$$x_2 = Y_{2,1} \quad (6.71)$$

...

$$x_{2n-1} = Y_{1,n} \quad (6.72)$$

$$x_{2n} = Y_{2,n} \quad (6.73)$$

...

$$x_{2N-1} = Y_{1,N} \quad (6.74)$$

$$x_{2N} = Y_{2,N} \quad (6.75)$$

$$d_1 = -C_1^+(\tau_1) + A_{sfc}C_1^-(\tau_1) + S_{sfc} \quad (6.76)$$

$$d_{2n} = e_{2,n+1}\{-C_n^-(0) + C_{n+1}^-(\tau_{n+1})\} - e_{4,n+1}\{-C_n^+(0) + C_{n+1}^+(\tau_{n+1})\} \quad (6.77)$$

$$d_{2n+1} = e_{3,n}\{-C_n^-(0) + C_{n+1}^-(\tau_{n+1})\} - e_{1,n}\{-C_n^+(0) + C_{n+1}^+(\tau_{n+1})\} \quad (6.78)$$

$$d_{2N} = -C_N^-(0) + F_s^-(0) \quad (6.79)$$

ここで $e_{1,n}, e_{2,n}, e_{3,n}, e_{4,n}$ は下のように書ける.

$$e_{1,n} = \Gamma_n \exp(-\lambda_n \tau_n) + 1 \quad (6.80)$$

$$e_{2,n} = \Gamma_n \exp(-\lambda_n \tau_n) - 1 \quad (6.81)$$

$$e_{3,n} = \exp(-\lambda_n \tau_n) + \Gamma_n \quad (6.82)$$

$$e_{4,n} = \exp(-\lambda_n \tau_n) - \Gamma_n \quad (6.83)$$

なお,

$$Y_{1,n} = \frac{1}{2}\{k_{1,n} \exp(\lambda_n \tau_n) + k_{2,n}\} \quad (6.84)$$

$$Y_{2,n} = \frac{1}{2}\{k_{1,n} \exp(\lambda_n \tau_n) - k_{2,n}\} \quad (6.85)$$

であり, これらを用いると, フラックスは下のよう書くことができる.

$$F_n^+(\tau) = Y_{1,n}[\exp\{-\lambda_n(\tau_n - \tau)\} + \Gamma_n \exp(-\lambda_n \tau)] \\ + Y_{2,n}[\exp\{-\lambda_n(\tau_n - \tau)\} - \Gamma_n \exp(-\lambda_n \tau)] + C_n^+(\tau) \quad (6.86)$$

$$F_n^-(\tau) = Y_{1,n}[\Gamma_n \exp\{-\lambda_n(\tau_n - \tau)\} + \exp(-\lambda_n \tau)] \\ + Y_{2,n}[\Gamma_n \exp\{-\lambda_n(\tau_n - \tau)\} - \exp(-\lambda_n \tau)] + C_n^-(\tau) \quad (6.87)$$

これより, 層の境界におけるフラックスは下のよう書くことができる.

$$F_n^+(0) = e_{3,n}Y_{1,n} + e_{4,n}Y_{2,n} + C_n^+(0) \quad (6.88)$$

$$F_n^+(\tau_n) = e_{1,n}Y_{1,n} - e_{2,n}Y_{2,n} + C_n^+(\tau_n) \quad (6.89)$$

$$F_n^-(0) = e_{1,n}Y_{1,n} + e_{2,n}Y_{2,n} + C_n^-(0) \quad (6.90)$$

$$F_n^-(\tau_n) = e_{3,n}Y_{1,n} - e_{4,n}Y_{2,n} + C_n^-(\tau_n) \quad (6.91)$$

なお, 短波に対しては, 直達光成分を加えることで全フラックスを得る.

$$F_{tot,n}^\pm(\tau) = F_n^\pm(\tau) + F_{dir,n}^\pm(\tau) \quad (6.92)$$

$$F_{dir,n}^+(\tau) = 0 \quad (6.93)$$

$$F_{dir,n}^-(\tau) = \mu_0 \pi F_s \exp\left(-\frac{\tau_{c,n} + \tau}{\mu_0}\right) \quad (6.94)$$

放射源関数法による解

ここでは, Toon et al. (1989) で紹介されている放射源関数法 (source function technique) による解を示す.

放射源関数法を用いて求められるフラックスは下のよう書くことができる.

$$F_n^\pm(\tau) = \int_0^1 \mu I^\pm(\tau, \mu) d\mu \quad (6.95)$$

$$\sim \sum_i w_i \mu_i I^\pm(\tau, \mu_i) \quad (6.96)$$

ここで, フラックスを求めるときの角度積分は, ガウス求積法を用いて評価する. ここで, w_i はガウス重みである. また, 各 μ に対する, 方位角方向に積分した放射輝度 I^\pm は, 下のようによくすることができる.

$$\begin{aligned}
I_n^+(0, \mu) &= I_n^+(\tau_n) \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) \\
&+ \frac{G_n}{\lambda\mu - 1} \left\{ \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) - \exp(-\tau_n\lambda) \right\} \\
&+ \frac{H_n}{\lambda\mu + 1} \left[1 - \exp\left\{-\tau_n\left(\lambda + \frac{1}{\mu}\right)\right\} \right] \\
&+ \alpha_{1,n} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) \right\} \\
&+ \alpha_{2,n} \left\{ \mu - (\tau_n + \mu) \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) \right\} \tag{6.97}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_n^-(\tau_n, -\mu) &= I_n^-(0) \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) \\
&+ \frac{J_n}{\lambda\mu + 1} \left[1 - \exp\left\{-\tau_n\left(\lambda + \frac{1}{\mu}\right)\right\} \right] \\
&+ \frac{K_n}{\lambda\mu - 1} \left\{ \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) - \exp(-\tau_n\lambda) \right\} \\
&+ \sigma_{1,n} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) \right\} \\
&+ \sigma_{2,n} \left\{ \mu \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) + \tau_n - \mu \right\} \tag{6.98}
\end{aligned}$$

ここで, $G_n, H_n, J_n, K_n, \alpha_{1,n}, \alpha_{2,n}, \sigma_{1,n}, \sigma_{2,n}$ は下のようによく与えられる.

$$G_n = (Y_{1,n} + Y_{2,n}) \left(\frac{1}{\mu_1} - \lambda \right) \tag{6.99}$$

$$H_n = (Y_{1,n} - Y_{2,n}) \Gamma \left(\lambda + \frac{1}{\mu_1} \right) \tag{6.100}$$

$$J_n = (Y_{1,n} + Y_{2,n}) \Gamma \left(\lambda + \frac{1}{\mu_1} \right) \tag{6.101}$$

$$K_n = (Y_{1,n} - Y_{2,n}) \left(\frac{1}{\mu_1} - \lambda \right) \tag{6.102}$$

$$\alpha_{1,n} = 2 \left\{ B_{0,n} + B_{1,n} \left(\frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} - \mu_1 \right) \right\} \tag{6.103}$$

$$\alpha_{2,n} = 2B_{1,n} \tag{6.104}$$

$$\sigma_{1,n} = 2 \left\{ B_{0,n} - B_{1,n} \left(\frac{1}{\gamma_1 + \gamma_2} - \mu_1 \right) \right\} \tag{6.105}$$

$$\sigma_{2,n} = 2B_{1,n} \tag{6.106}$$

境界条件は下のように入れられる.

$$I_1^+(\tau_n) = 2\epsilon\pi B_{sfc} + A_{sfc} I_1^-(\tau_n) \quad (6.107)$$

$$I_N^-(0) = 0 \quad (6.108)$$

である.

なお,

$$\frac{\partial F_n^\pm(\tau)}{\partial T_s} \sim \sum_i w_i \mu_i \frac{\partial I^\pm(\tau, \mu_i)}{\partial T_s} \quad (6.109)$$

$$\frac{\partial I_n^+(0, \mu)}{\partial T_s} = 2\epsilon\pi \frac{\partial B_{sfc}}{\partial T_s} \prod_{k=1}^n \exp\left(-\frac{\tau_k}{\mu}\right) \quad (6.110)$$

$$\frac{\partial I_n^-(0, \mu)}{\partial T_s} = 0 \quad (6.111)$$

$$\frac{\partial F_n^\pm(\tau)}{\partial T_1} = 0 \quad (6.112)$$

とする³.

6.4 数理表現: AGCM5 放射モデル

ここでは, 地球流体電脳倶楽部 AGCM5 に実装されていた放射モデルについて述べる. このモデルは, Numaguti (1992) の放射モデルを基にして, 実装方法を一部変更したものである⁴.

この放射モデルでは, 長波では散乱を無視し, 短波では, 散乱の効果を非常に簡単に考慮して, 実質吸収のみ扱う.

6.4.1 長波放射

長波で扱う放射伝達方程式は, 第 6.2.2 節 に示した, 散乱を無視した放射伝達方程式である. そこで以下では, 透過率の式のみ示す.

³ $\frac{\partial I_n^+(0, \mu)}{\partial T_s}$ の定式化は, 正確ではない. あくまで近似. また, もう少し考えると $\frac{\partial F_n^\pm(\tau)}{\partial T_1}$ は, 何かしら求められると思うが, とりあえずパス.

⁴ ここで述べる放射モデルと Numaguti (1992) の放射モデルの差は, 放射伝達方程式の積分を部分積分しているかどうかの違いである. したがって, 連続系では両者は等しい. 離散化した時点で差が出るはずである. どちらの方法の方が良いのかはよく分からない.

本モデルにおいては, 吸収物質として水蒸気とそれ以外の気体を考える. 全波長域を 1 バンドとし, k 分布法を念頭に, 吸収係数がバンド内で分布を持つ場合を考える⁵.

このとき, $\pi B(\tau)$ は

$$\pi B(\tau) = \sigma_{SB} T^4(\tau) \quad (6.113)$$

$$\pi B_s = \sigma_{SB} T_s^4 \quad (6.114)$$

と書くことができ, 透過率は下のよう書くことができる.

$$\begin{aligned} \mathcal{T}(\tau, \tau') &= \mathcal{T}(\tau(p), \tau(p')) \\ &= \int_0^1 \exp[-\alpha\{|\tau_{L,wv}(p, g) - \tau_{L,wv}(p', g)| \\ &\quad + |\tau_{L,da}(p, g) - \tau_{L,da}(p', g)|\}] dg \end{aligned} \quad (6.115)$$

$$\tau_{L,wv}(p, g) = k_{L,wv} \int_{z(p)}^{\infty} \rho q_{wv} dz' \quad (6.116)$$

$$= k_{L,wv} \frac{1}{g} \int_0^p q_{wv} dp' \quad (6.117)$$

$$\tau_{L,da}(p, g) = k_{L,da} \int_{z(p)}^{\infty} \rho dz' \quad (6.118)$$

$$= k_{L,da} \frac{p}{g} \quad (6.119)$$

ここで, σ_{SB} はステファン・ボルツマン定数であり, α は散光因子である. $k_{L,wv}$, $k_{L,da}$ はそれぞれ長波放射における水蒸気とそれ以外の気体の吸収係数である. g は積算確率関数 (のようなもの) である.

6.4.2 短波放射

本モデルにおいては, 非常に簡単に散乱の効果を検討するが, 実質的に吸収のみ行う大気の放射伝達方程式を解く.

吸収物質としては水蒸気とそれ以外の気体を考える. 全波長域を 1 バンドとし, k 分布法を念頭に, 吸収係数がバンド内で分布を持つ場合を考える⁶. 散乱過程の効果は, 大気アルベド A_a というパラメータを導入し, 大気の上端においてその割合の放射エネルギーが反射すると考えることによって考慮する.

⁵この考え方がよくある k 分布法の考え方と整合的かどうか良くわからない. しかし, Numaguti (1992) の定式化に物理的意味を付けるとすると, このようになると思われる.

⁶この考え方は長波放射と同様である.

このとき、放射伝達方程式は下のよう書くことができる.

$$F_S(\tau) = F_S^+(\tau) - F_S^-(\tau) \quad (6.120)$$

$$F_S^+(\tau) = (1 - A_a)F_0(\chi)A_s\mathcal{T}_{dif}(\tau, \chi) \quad (6.121)$$

$$F_S^-(\tau) = (1 - A_a)F_0(\chi)\mathcal{T}_{dir}(\tau, \chi) \quad (6.122)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{dir}(\tau, \chi) &= \mathcal{T}_{dir}(\tau(p), \chi) \\ &= \int_0^1 \exp[-\sec \chi \{\tau_{S,wv}(p, g) + \tau_{S,da}(p, g)\}] dg \end{aligned} \quad (6.123)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{dif}(\tau, \chi) &= \mathcal{T}_{dif}(\tau(p), \chi) \\ &= \int_0^1 \exp[-\sec \chi \{\tau_{S,wv}(p_s, g) + \tau_{S,da}(p_s, g)\}] \\ &\quad \cdot \exp[-\alpha \{|\tau_{S,wv}(p_s, g) - \tau_{S,wv}(p, g)| \\ &\quad \quad + |\tau_{S,da}(p_s, g) - \tau_{S,da}(p, g)|\}] dg \end{aligned} \quad (6.124)$$

$$\tau_{S,wv}(p, g) = k_{S,wv} \int_{z(p)}^{\infty} \rho q_{wv} dz' \quad (6.125)$$

$$= k_{S,wv} \frac{1}{g} \int_0^p q_{wv} dp' \quad (6.126)$$

$$\tau_{S,da}(p, g) = k_{S,da} \int_{z(p)}^{\infty} \rho dz' \quad (6.127)$$

$$= k_{S,da} \frac{p}{g} \quad (6.128)$$

ここで、 χ は太陽の天頂角⁷ (Liou, 2002 によれば solar zenith angle) であり、 α は散光因子である。 $k_{S,wv}$, $k_{S,da}$ はそれぞれ短波放射における水蒸気とそれ以外の気体の吸収係数である。また、 A_s は惑星表面アルベドである。 $F_0(\chi)$ は、天頂角 χ における大気上端での恒星の放射フラックスである。

⁷天頂角を表す数学記号は文献によってまちまちである。会田 (1982) では θ , Liou (2002) では θ_0 , Peixot and Oort (1992) では Z , Hartmann (1994) では θ_s が使われている。

6.5 離散表現: AGCM5 放射モデル

6.5.1 長波放射

長波における $\pi B(\tau)$ と透過率は下のように離散化される.

$$\pi B_k = \sigma_{SB} T_k^4 \quad (6.129)$$

$$\pi B_s = \sigma_{SB} T_s^4 \quad (6.130)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, k'+\frac{1}{2}} = & \sum_{l=1}^{l_{max,S}} \Delta g_{L,l} \exp(-\alpha(|\tau_{L,wv,k+\frac{1}{2},l} - \tau_{L,wv,k'+\frac{1}{2},l}| \\ & + |\tau_{L,da,k+\frac{1}{2},l} - \tau_{L,da,k'+\frac{1}{2},l}|)) \end{aligned} \quad (6.131)$$

$$\tau_{L,wv,k-\frac{1}{2},l} = k_{L,wv,l} M_{wv,k-\frac{1}{2}} \quad (6.132)$$

$$\tau_{L,da,k-\frac{1}{2},l} = k_{L,da,l} M_{da,k-\frac{1}{2}} \quad (6.133)$$

$$M_{wv,k-\frac{1}{2}} = \sum_{k'=k}^{k_{max}} q_{wv,k'} \frac{p_{k'-\frac{1}{2}} - p_{k'+\frac{1}{2}}}{g} \quad (6.134)$$

$$M_{da,k-\frac{1}{2}} = \frac{p_{k-\frac{1}{2}}}{g} \quad (6.135)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{k+\frac{1}{2}, k'+\frac{1}{2}} = & \sum_{l=1}^{l_{max,S}} \Delta g_{L,l} \exp(-\alpha(k_{L,wv,l} |M_{wv,k+\frac{1}{2}} - M_{wv,k'+\frac{1}{2}}| \\ & + k_{L,da,l} |M_{da,k+\frac{1}{2}} - M_{da,k'+\frac{1}{2}}|)) \end{aligned} \quad (6.136)$$

$$M_{wv,k-\frac{1}{2}} = \sum_{k'=k}^{k_{max}} q_{wv,k'} \frac{p_{k'-\frac{1}{2}} - p_{k'+\frac{1}{2}}}{g} \quad (6.137)$$

$$M_{da,k-\frac{1}{2}} = \frac{p_{k-\frac{1}{2}}}{g} \quad (6.138)$$

ここで, $l_{max,L}$ は, 長波放射における, 積算確率関数に対する積分の分点の数 (領域の数) であり, $\Delta g_{L,l}$ は積算確率関数の l 番目の領域の幅である.

6.5.2 短波放射

短波放射フラックスは下のように離散化される.

$$F_{k+\frac{1}{2}} = F_{k+\frac{1}{2}}^+ - F_{k+\frac{1}{2}}^- \quad (6.139)$$

$$F_{k+\frac{1}{2}}^+ = (1 - A_a)F_0(\chi)A_s\mathcal{T}_{dif,k+\frac{1}{2}}(\chi) \quad (6.140)$$

$$F_{k+\frac{1}{2}}^- = (1 - A_a)F_0(\chi)\mathcal{T}_{dir,k+\frac{1}{2}}(\chi)$$

$$\mathcal{T}_{dir,k+\frac{1}{2}}(\chi) = \sum_{l=1}^{l_{max,S}} \exp[-\sec \chi \{\tau_{S,wv,k+\frac{1}{2},l} + \tau_{S,da,k+\frac{1}{2},l}\}] \Delta g_{S,l} \quad (6.141)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{dif,k+\frac{1}{2}}(\chi) = & \sum_{l=1}^{l_{max,S}} \exp[-\sec \chi \{\tau_{S,wv,\frac{1}{2},l} + \tau_{S,da,\frac{1}{2},l}\}] \\ & \cdot \exp[-\alpha \{\tau_{S,wv,\frac{1}{2},l} - \tau_{S,wv,k+\frac{1}{2},l} \\ & + \tau_{S,da,\frac{1}{2},l} - \tau_{S,da,k+\frac{1}{2},l}\}] \Delta g_{S,l} \end{aligned} \quad (6.142)$$

$$\tau_{S,wv,k-\frac{1}{2},l} = k_{S,wv,l} M_{wv,k-\frac{1}{2}} \quad (6.143)$$

$$\tau_{S,da,k-\frac{1}{2},l} = k_{S,da,l} M_{da,k-\frac{1}{2}} \quad (6.144)$$

6.6 大気上端での恒星の放射フラックス

惑星上の 1 点における大気上端での恒星の放射フラックス $F_0(\chi)$ は

$$F_0(\chi) = \begin{cases} F_{00} \left(\frac{1}{r_S}\right)^2 \cos \chi & (\cos \chi > 0) \\ 0 & (\cos \chi \leq 0) \end{cases} \quad (6.145)$$

と書くことができる. F_{00} は軌道長半径における恒星の放射フラックスであり, 太陽定数に相当する⁸. r_S は惑星の軌道長半径で規格化した恒星-惑星間距離である. χ は考えている地点における恒星の天頂角である.

$\cos \chi$ は,

$$\cos \chi = \cos \phi \cos \delta_S \cos H + \sin \phi \sin \delta_S \quad (6.146)$$

⁸太陽定数のより正確な定義は恒星-惑星間の平均距離における恒星の放射フラックスである. ケプラー運動する惑星の恒星からの平均距離は

$$a \left(1 + \frac{1}{2}e^2\right)$$

となる. (a は軌道長半径, e は離心率). $e \ll 1$ であれば平均距離は a とほぼ等しい.

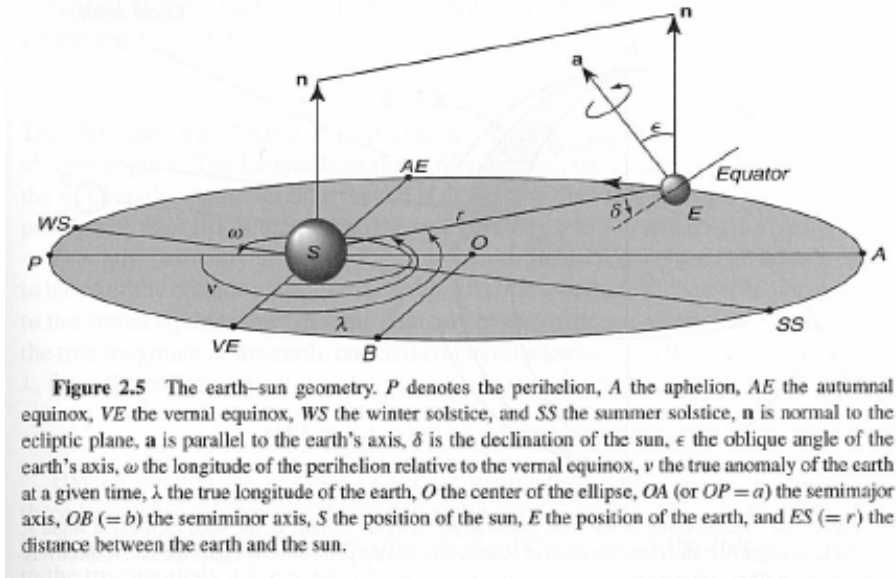


Figure 2.5 The earth-sun geometry. P denotes the perihelion, A the aphelion, AE the autumnal equinox, VE the vernal equinox, WS the winter solstice, and SS the summer solstice, n is normal to the ecliptic plane, a is parallel to the earth's axis, δ is the declination of the sun, ϵ the oblique angle of the earth's axis, ω the longitude of the perihelion relative to the vernal equinox, ν the true anomaly of the earth at a given time, λ the true longitude of the earth, O the center of the ellipse, OA (or $OP = a$) the semimajor axis, $OB (= b)$ the semiminor axis, S the position of the sun, E the position of the earth, and $ES (= r)$ the distance between the earth and the sun.

図 6.1: 惑星恒星系における各種角度の関係。原図は Liou (2002) の Figure 2.5. いずれ自分で書きかえないといけないだろう。図中の δ が δ_S に、 ν が Φ に対応する。

と表わされる。ここで、 ϕ は緯度、 δ_S は恒星の傾斜角 (惑星の赤道面から測った太陽の角度である。Liou, 2002 によれば declination of the sun. 天球上における恒星の赤緯とも等しい) である。 H は時角 (hour angle) であり、考える点の現在の位置と正午になる時の位置との経度の差 (もしくは恒星直下点の経度を基準にした経度) である。(6.146) は球面三角関数の公式を使えば導くことができる (Liou, 2002 の 2.2 節および Appendix C 参照)。各種の角度の関係を 図 6.1 と図 6.2 に示しておく。なお、dcpam の放射計算においては、 $\cos \chi$ よりも $\sec \chi$ の形の方が便利であるので、変数としては $\sec \chi$ の値を格納したものを用意している。

r_S は惑星の軌道要素から次のように計算される (ランダウ・リフシッツ「力学」§15 参照)。

$$r_S = (1 - e \cos \xi) \tag{6.147}$$

ここで、 e は離心率である。 ξ は離心近点角 (または離心近点離角, eccentric anomaly)

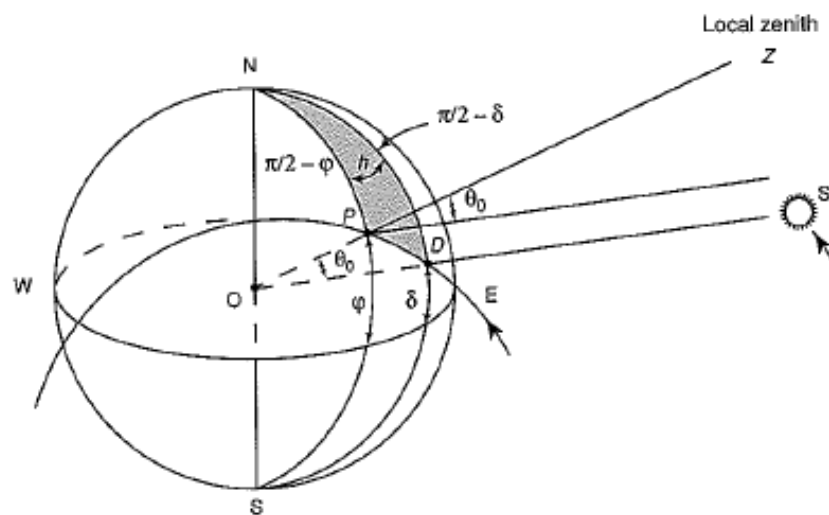


Figure 2.6 Relationship of the solar zenith angle θ_0 to the latitude φ , the solar inclination angle δ , and the hour angle h . P and D are the point of observation and the point directly under the sun, respectively (see text for further explanation).

図 6.2: 天頂角・緯度・恒星の傾斜角・時角の関係. 原図は Liou (2002) の Figure 2.6. いずれ自分で書きかえないといけないだろう. 図中の θ_0 が χ に, δ が δ_S に対応する.

であり、楕円上の位置を与えるパラメータであり⁹、ケプラーの方程式

$$\xi - e \sin \xi = l \quad (6.148)$$

を解くことによって求められる。ここで l は平均近点角 (mean anomaly) であり、惑星軌道を円で近似して、軌道中心を原点として近日点の方向から測った惑星の位置までの角度である。時刻を t 、公転周期を T_{orb} とすると

$$l = \frac{2\pi(t - t_0)}{T_{orb}} + (\Phi_{Epoch} - \Phi_0) \frac{\pi}{180} \quad (6.149)$$

となる。 t_0 は元期 (げんき、天体位置計算の基準となる時刻。天体観測では軌道要素が観測された日を元期とする) を示す時刻である。 Φ_{Epoch} は元期における惑星の平均近点角 (単位は degree、元期における太陽の黄経に π を足したもの)、 Φ_0 は近日点黄経である。dcpam では、各時刻における l を求めた後に Newton 法によって (6.148) を ξ について解いている。

δ_S は以下の式で計算される。

$$\sin \delta_S = -\sin \theta_p \sin(\Phi_0 + \Phi) \quad (6.150)$$

θ_p は赤道傾斜角 (天体の軌道面と赤道面のなす角。Liou, 2002 によれば oblique angle of the earth's axis。自転軸と公転軸のなす角にも等しい)。 Φ は真近点角 (true anomaly) であり、恒星を原点として、近日点から測る惑星の軌道上の位置を表す角度である。 Φ は以下の式から決定される

$$\tan \frac{\Phi}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \frac{\xi}{2} \quad (6.151)$$

Φ_0 は近日点黄経であり、春分点の方向と近日点のなす角である。 $\Phi_0 + \Phi$ は恒星を原点として、春分点の方向から惑星の位置まで測った角度となっている。

時角 H は以下の式で決定する。

$$H = 2\pi t_{ByDay} - \pi + \lambda \quad (6.152)$$

⁹楕円の中心を原点に、近日点の方向を x 軸にとった時に楕円上の点 (x, y) と離心近点角 ξ との関係は以下ようになる。

$$\begin{aligned} x &= a(\cos \xi - e), \\ y &= a\sqrt{1 - e^2} \sin \xi, \end{aligned}$$

ただし、 a は軌道長半径、 e は離心率である。

t_{ByDay} は時刻を日単位で表現したものである ($t_{ByDay} = 0$ が深夜 0 時に, $t_{ByDay} = 0.5$ が正午に対応する). 日の出と日の入りの時の時角 H_0 は

$$\cos H_0 = -\tan \phi \tan \delta_S \quad (6.153)$$

となる.

以下では, 現在 dcpam に実装されている日射分布の計算方法に関する記述を行う.

1. 年変化 (季節変化) を日変化する場合.

この場合には, 上記の (6.145), (6.146), (6.147), (6.150) を用いて緯度・経度, 時間を与えた場合の大気上端における恒星からの放射フラックス分布を計算する.

dcpam5 のデフォルトのパラメータ設定を使って計算した大気上端における日平均日射量の時間-緯度分布を図 6.3 に, 現実の惑星にあわせたパラメータ設定を使って計算した日平均日射量の時間-緯度分布を図 6.4 に示す. 現実の地球の場合の結果 (図 6.4b) は, Liou (2002) の Figure2.8 で示された結果と同じパターンになっている.

2. 年平均・日平均日射分布を用いる場合

dcpam5 においては, 年平均入射量および年平均入射角は, 以下の近似式を用いて計算している.

$$\overline{F_S^I}(\varphi) \simeq -S_0(A_{ins} + B_{ins} \cos^2 \varphi), \quad (6.154)$$

$$\overline{\cos \chi} \simeq A_\chi + B_\chi \cos^2 \varphi. \quad (6.155)$$

なお, 短波放射の放射伝達方程式で必要となる $\sec \zeta$ は

$$\overline{\sec \chi} = \frac{1}{A_\chi + B_\chi \cos^2 \varphi} \quad (6.156)$$

として計算する.

A_{ins} , B_{ins} , A_χ , B_χ の値を表 6.2 に示す. これらの値は AGCM5 で使用されていたものであり, どのように決定されたのかについては正確なところは確認されていない. しかし, (6.145) によって入射放射量を計算し日平均・年平均した結果を用いて, 最小二乗法で (6.154) へのフィッティングを行うと表 6.2 に示した A_{ins} および B_{ins} の値とほぼ等しい数値が得られる (T42 で計算した場合 $A_{ins} = 0.12756$, $B_{ins} = 0.18340$ となる). A_χ , B_χ については, (6.145) の時間平均を取ったものが (6.154) であると考えれば A_{ins} , B_{ins} をそれぞれ

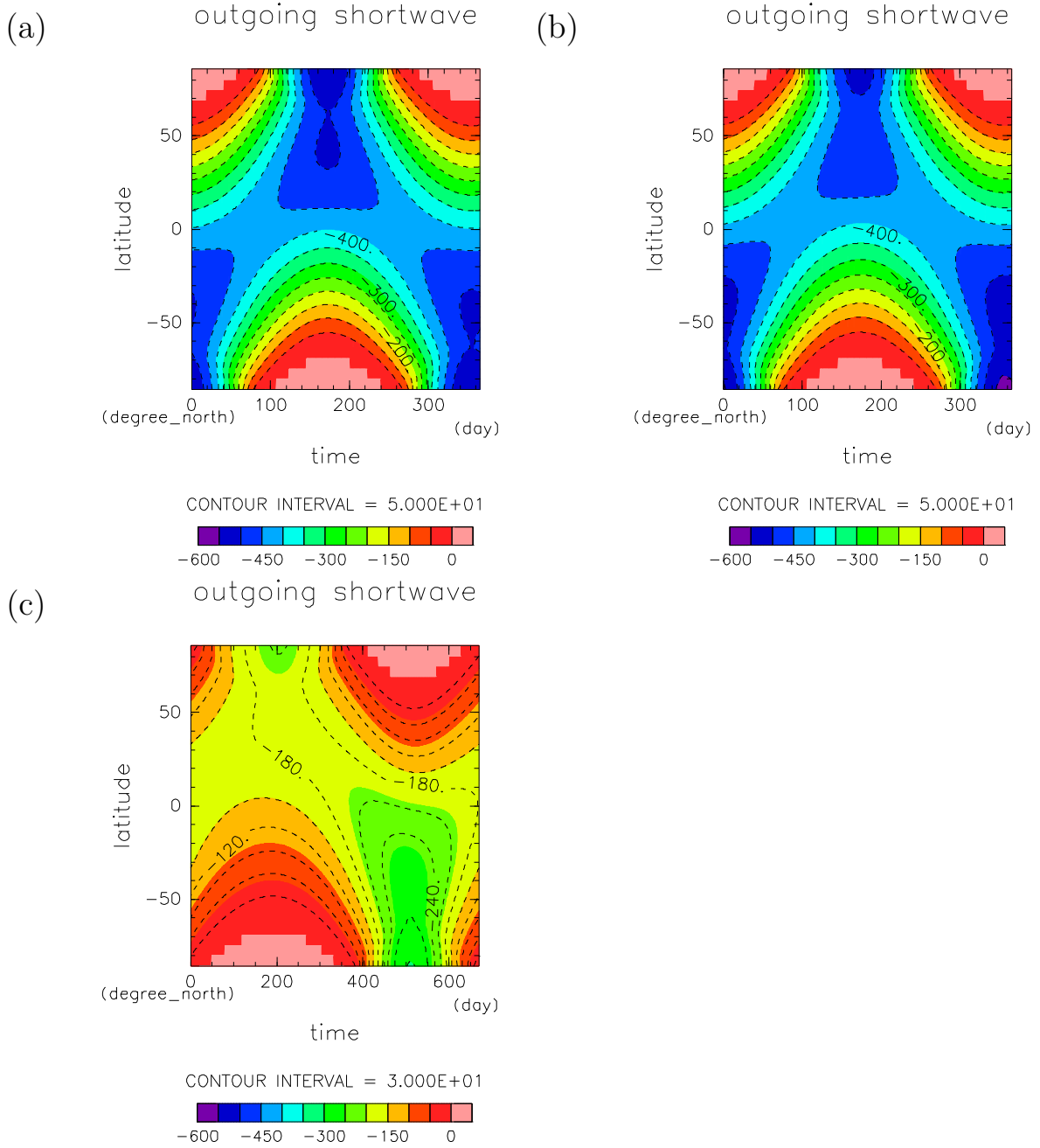


図 6.3: dcpam の入射太陽放射ルーチンを用いて計算される大気上端における日平均太陽放射の時間-緯度分布. 横軸は1年の開始日からの日数, 縦軸は緯度. 大気上端における太陽放射分布を1時間ごとに計算し, 日平均をとった値を示している. dcpam5 の大気上端での恒星の放射フラックスを与えるサブルーチンを用いて計算した. 水平解像度は T21. $F_{00} = 1380 \text{ W/m}^{-2}$, $\theta_p = 23.5^\circ$, $\Phi_0 = 0.0$, $\epsilon = 0.0$, 元期における惑星の黄経は 280.0 とした場合. 1年の長さは 365 日.

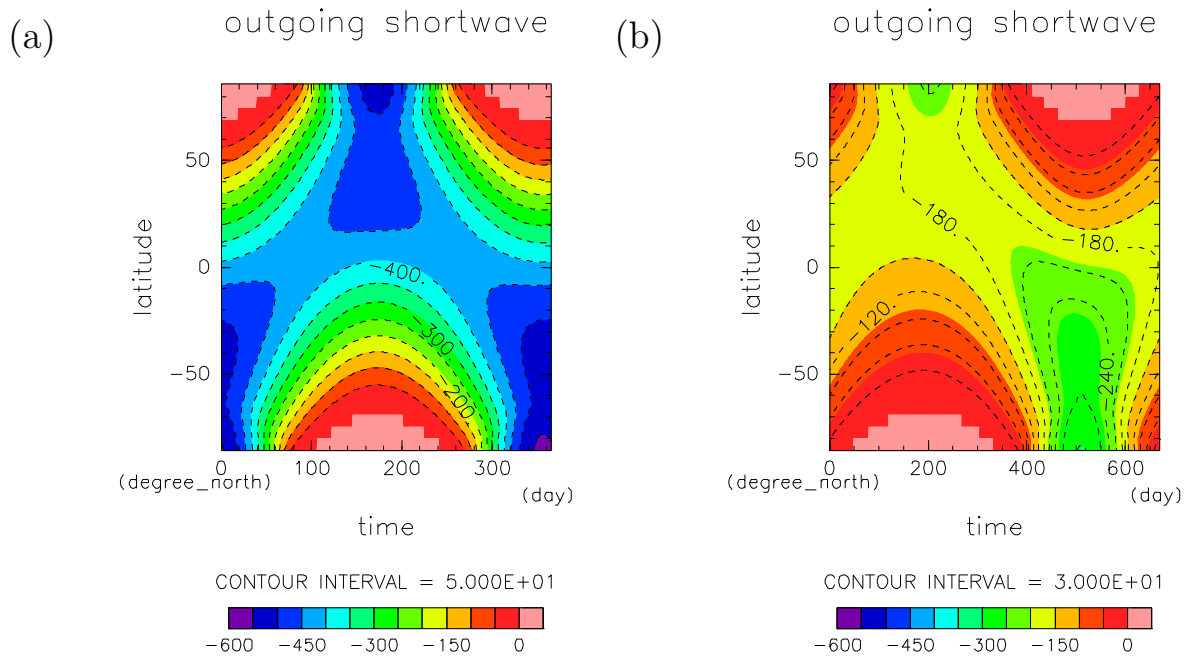


図 6.4: 現実の惑星の大気上端における日平均太陽放射の時間-緯度分布. 横軸は 1 年の開始日からの日数, 縦軸は緯度. 大気上端における太陽放射分布を 1 時間ごとに計算し, 日平均をとった値を示している. dcpam5 の大気上端での恒星の放射フラックスを与えるサブルーチンを用いて計算した. 水平解像度は T21. (a) 現実の地球を模したパラメータ設定を用いた場合. $F_{00} = 1369 \text{ W/m}^{-2}$, $\theta_p = 23.44^\circ$, $\Phi_0 = 102.768413 + 180.0$, $\epsilon = 0.016713$, 元期における惑星の黄経は $99.403308 + 180.0$. 1 年の長さは 365 日. (b) 現実の火星を模したパラメータ設定を用いた場合. $F_{00} = 588.98 \text{ W/m}^{-2}$, $\theta_p = 25.19^\circ$, $\Phi_0 = 258.98$, $\epsilon = 0.0934$, 元期における惑星の黄経は -10.342 , 1 年の長さは 669 日.

A_{ins}	B_{ins}	A_χ	B_χ
0.127	0.183	0.410	0.590

表 6.2: 現実の地球を想定した場合の A_{ins} , B_{ins} , A_χ , B_χ の値

定数倍したものが A_χ , B_χ になるはずである. 赤道での $\overline{\cos \chi}$ の値が 1 になるように定数を決めると表 6.2 の A_χ および B_χ と等しい値が得られる (T42 の計算で得られた $A_{ins} = 0.12756$, $B_{ins} = 0.18340$ を用いると $A_\chi = 0.41021$, $B_\chi = 0.58979$ となる).

ちなみに, 日平均日射分布・年平均日射分布に関する正確な表式は以下の通りである. これらの式に基づき年平均・日平均日射分布の表式を構成できるはずであるがやっていない.

- 日平均日射分布の正確な表式

Liou (2002) によれば, 日平均放射量 F_d は次のように計算される.

$$\begin{aligned} \overline{F_{day}}(\phi) &= F_{00} \left(\frac{1}{r_S} \right)^2 \frac{S(r)}{\pi} \\ &\quad \times (\cos \phi \sin h_0 \cos \delta_S + h_0 \sin \phi \sin \delta_S). \end{aligned} \quad (6.157)$$

ここで, δ と $S(r)$ の 1 日の間での変化量は小さいとする近似を用いている.

- 日平均・年平均日射分布の正確な表式

Liou (2002) によれば, 日平均・年平均日射分布は

$$\overline{F_y}(\phi) = \frac{F_{00} T_{orb} \tilde{S}(\phi, \epsilon)}{\pi(1-e^2)^{1/2}}, \quad (6.158)$$

$$\tilde{S}(\phi, \epsilon) \equiv \frac{\sin \phi \sin \epsilon}{2\pi} \int_0^{2\pi} (h_0 - \tan h_0) \sin \lambda d\lambda \quad (6.159)$$

で与えられる.

参考として, North (1975) で用いられている式も挙げておく. North (1975) では, 大気上端における恒星の放射フラックスの年平均・日平均分布を

$$F_0(x) = \frac{F_{00}}{4} \{1 + S_2 P_2(x)\}, \quad (6.160)$$

$$S_2 = -0.482 \quad (6.161)$$

として, エネルギーバランスモデルによる計算を行っている. ここで $x = \sin \phi$ である. S_2 の値は, Chýlek and Coakley (1975) の地球における長波放射の吸収量の観測値に基づき決定したものである (当時はまだ短波放射に関する

衛星観測が無かったのだと思われる). これから, A_{ins} , B_{ins} に対応する量を計算すると

$$A_{ins} = 0.1295, \quad (6.162)$$

$$B_{ins} = 0.1808 \quad (6.163)$$

となる.

3. 特定の日の日射分布を用いる (perpetual run).

この場合には, $\sin \delta_S$ と r_S に定数値を与えて (6.145), (6.146) を用いて, 大気上端における恒星からの放射フラックス分布を計算する.

4. 昼半球・夜半球固定の日射分布 (同期回転惑星設定)

この場合には, 太陽直下点の経度 $\lambda_{subsolar}$ と経度 $\phi_{subsolar}$ を与える. $\phi_{subsolar} = 0$ の場合を考えて, 天頂角を

$$\cos \chi = \cos \phi \cos(\lambda - \lambda_{subsolar}) \quad (6.164)$$

とする. これにより, 恒星からの放射フラックス分布を

$$F_0(\phi) = F_{00} \cos \chi \quad (6.165)$$

で決定する.

6.7 放射計算で用いるパラメータ

放射計算で指定すべきパラメータの主なもの (いずれ網羅する予定) を以下に挙げる.

- 短波に対する大気アルベド: dcpam5 のソースコードに記述されている値は 0.2 .

現実の地球の場合では, 短波に対する大気アルベドは 0.225 である. Kiehl and Trenberth (1997) による地球全体の熱収支の見積りでは, 全球平均放射量 342 W/m^2 のうち, 77 W/m^2 が大気により反射される.

- 軌道の離心率: dcpam5 のソースコードに記述されている値は 0.0.

現実の地球の場合, 軌道離心率は 0.0167 (理科年表による).

現実の火星の場合, 軌道離心率は 0.0934 (Allison, 1997).

- 近日点黄経: dcpam5 のソースコードに記述されている値は 0.0 .
現実の地球の場合, 近日点黄経は 102.924° (理科年表による)¹⁰ dcpam で使用する場合には $102.768413 + 180.0$ を与える.
現実の火星の場合, 近日点黄経は 250.98° (Allison, 1997).
- 太陽定数: dcpam5 のデフォルト値は 1380 W/m^2 . この値は Ishiwatari et al. (2002) による. 以下に述べるように現実の地球の太陽定数よりもやや大きい¹¹

現実の地球の場合, 太陽定数は 1367 W/m^2 である (Hartmann, 1994). 太陽が単位時間に発する放射エネルギー L_0 として $3.85 \times 10^{26} \text{ W}$ (理科年表), 太陽地球間の平均距離 \bar{r}_S として 1 天文単位 ($1.496 \times 10^{11} \text{ m}$; 理科年表, 1995) を用いると, 太陽定数は

$$\frac{L_0}{4\pi\bar{r}_S^2} = \frac{3.85 \times 10^{26}}{4 \times 3.142 \times (1.496 \times 10^{11})^2} = 1368.8 \text{ W/m}^2 \quad (6.166)$$

と計算される.

現実の火星の場合, 太陽定数は 588.98 W/m^2 (Kieffer et al., 1992)

6.8 参考文献

- Allison, M., 1997: Accurate analytic representations of solar time and seasons on Mars with applications to the Pathfinder/Surveyor missions. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 1967-1970.
- Chýlek, P., Coakley, J. A. 1975: Analytical analysis of a Budyko-type climate model. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 675-679
- Hartmann, D. L., 1994: Global physical climatology. Academic Press, pp411.
- Kieffer, H. H., Jakosky, B. M., Snyder, C. W., 1992: The planet Mars: from antiquity to the present. Mars edited by Kieffer, H; H., Jakosky, B. M., Snyder, C. W., Matthews, M. S., The University of Arizona Press, 1-33.
- Kiehl, J. T., Trenberth, K. E., 1997: Earth's annual global mean energy budget. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **78**, 197-208.

¹⁰Duffett-Smith (1988) も確認するべし.

¹¹デフォルト値も 1370 W/m^2 にした方が良くも.

- Liou, K. N., 2002: An introduction to atmospheric radiation 2nd edition. Academic Press, pp583.
- North, G. R., 1975: Theory of energy-balance climate models. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 2033–2043.
- Toon, O. B., C. P. McKay, and T. P. Ackerman, 1989: Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres, *J. Geophys. Res.*, **94**, 16287–16301.
- エリ・デ・ランダウ, イエ・エム・リフシッツ著, 広重 徹, 水戸 巖訳, 1974: 力学. 東京図書, pp214.
- 木下 宙著, 広重 徹, 水戸 巖訳, 1998: 天体と軌道の力学東京大学出版会, pp259.
- Numaguti, A., 1982: 熱帯における積雲活動の大規模構造に関する数値実験, 東京大学博士論文.
- 国立天文台編, 2010: 理科年表, 丸善株式会社.

第7章 積雲対流

7.1 はじめに

ほとんどの大気大循環モデルにおいては積雲を様に表現するだけの分解能を持たないので、雲の発生する条件並びに雲が大気大循環に与える影響については何らかの方法で評価せざるを得ない。この評価方法は一般に積雲パラメタリゼーションと呼ばれる。

現在の dcpam5 では湿潤対流調節 (Manabe *et al.*, 1965) と Relaxed Arakawa-Schubert スキーム (Moorthi and Suarez, 1992) を実装してある。また、そもそも大気が過飽和状態にあれば降水が起こる。これを非対流性凝結 (大規模凝結) という。これについては別紙『非対流性凝結 (大規模凝結)』を参照のこと。

7.2 湿潤対流調節

7.2.1 離散表現

ここでは、湿潤対流調節 (e.g., Manabe *et al.*, 1965) の定式化について解説する。なお、乾燥対流調節の定式化は、水蒸気がないという条件の下で、湿潤対流調節の式から容易に導出できるため、ここに示す式は乾燥対流調節の解説にもなっている。

対流調節では、連続した 2 つの層において、次の条件が満たされる場合に調節を行う。

1. 下層と上層の湿潤静的エネルギーの差が閾値より大きい (下層の湿潤静的エネルギーが上層のそれよりも大きい (温度減率が湿潤断熱減率よりも大きい)),

1.

2. 相対湿度が閾値以上².

これらは、離散化した式で表現すると下のようにならされる。

$$C_p \hat{T}_k + Lq^*(\hat{T}_k) + g\hat{z}_k - \left(C_p \hat{T}_{k+1} + Lq^*(\hat{T}_{k+1}) + g\hat{z}_{k+1} \right) > C_p \Delta T_c, \quad (7.1)$$

$$\frac{\hat{q}_k}{q^*(\hat{T}_k, p_k)} \geq r_c, \quad (7.2)$$

$$\frac{\hat{q}_{k+1}}{q^*(\hat{T}_{k+1}, p_{k+1})} \geq r_c \quad (7.3)$$

ここで、 $\hat{\cdot}$ は調節前の値を表す。また、 $C_p \Delta T_c$ は不安定が起こる湿潤静的エネルギー差の閾値であり、 r_c は凝結が生じる相対湿度の閾値である。

調節時に満たす条件は、

$$\begin{aligned} & \left\{ C_p \hat{T}_k + L\hat{q}_k \right\} \frac{p_{k-\frac{1}{2}} - p_{k+\frac{1}{2}}}{g} + \left\{ C_p \hat{T}_{k+1} + L\hat{q}_{k+1} \right\} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k+\frac{3}{2}}}{g} \\ & = \left\{ C_p T_k + Lq_k \right\} \frac{p_{k-\frac{1}{2}} - p_{k+\frac{1}{2}}}{g} + \left\{ C_p T_{k+1} + Lq_{k+1} \right\} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k+\frac{3}{2}}}{g} \end{aligned} \quad (7.4)$$

$$C_p T_k + Lq_k + gz_k = C_p T_{k+1} + Lq_{k+1} + gz_{k+1} \quad (7.5)$$

$$q_k = q^*(T_k, p_k) \quad (7.6)$$

$$q_{k+1} = q^*(T_{k+1}, p_{k+1}) \quad (7.7)$$

である。

ここで、(7.5) を静水圧平衡の式を用いて整理すると、

$$C_p(T_k - T_{k+1}) + L(q^*(T_k) - q^*(T_{k+1})) - \frac{RT_{k+\frac{1}{2}}}{p_{k+\frac{1}{2}}}(p_k - p_{k+1}) = 0 \quad (7.8)$$

となる。したがって、... のからなる連立一次方程式を解けば良い。なお、 $T_{k+\frac{1}{2}}$ は

$$T_{k+\frac{1}{2}} = \frac{T_k + T_{k+1}}{2} \quad (7.9)$$

¹単純には、この閾値はゼロである。しかし、実際にはモデル格子間隔内で温度・湿度の分布があることが考えられ、格子の平均エネルギー差がゼロ以上であっても、格子内で混合が起こることが想像される。

²単純には、凝結が生じる相対湿度の閾値は1である。しかし、実際にはモデル格子間隔内で湿度の分布があることが考えられ、格子の平均相対湿度が1以下であっても、格子内で凝結が起こることが想像される。

と表現することにする.

ここで, q_k, q_{k+1} をテイラー展開し,

$$q_k = q^*(T_k, p_k) = q^*(\hat{T}_k, p_k) + \left. \frac{\partial q^*}{\partial T} \right|_{T=\hat{T}_k} \Delta T_k \quad (7.10)$$

$$q_{k+1} = q^*(T_{k+1}, p_{k+1}) = q^*(\hat{T}_{k+1}, p_{k+1}) + \left. \frac{\partial q^*}{\partial T} \right|_{T=\hat{T}_{k+1}} \Delta T_{k+1} \quad (7.11)$$

$$\Delta T_k = T_k - \hat{T}_k \quad (7.12)$$

$$\Delta T_{k+1} = T_{k+1} - \hat{T}_{k+1} \quad (7.13)$$

として連立一次方程式を解くと, 下の解が得られる.

$$\Delta T_k = \{\Delta p_k (1 + \gamma_k)\}^{-1} \left\{ \frac{L}{C_p} \Delta Q - \Delta p_{k+1} (1 + \gamma_{k+1}) \Delta T_{k+1} \right\} \quad (7.14)$$

$$\Delta T_{k+1} = \left[F_{k+\frac{1}{2}} \{\Delta p_k (1 + \gamma_k) - \Delta p_{k+1} (1 + \gamma_{k+1})\} + (1 + \gamma_k) (1 + \gamma_{k+1}) (\Delta p_k + \Delta p_{k+1}) \right]^{-1} \left[\Delta p_k (1 + \gamma_k) S_{k+\frac{1}{2}} + \left\{ 1 + \gamma_k - F_{k+\frac{1}{2}} \right\} \frac{L}{C_p} \Delta Q \right] \quad (7.15)$$

$$\Delta p_k = p_{k-\frac{1}{2}} - p_{k+\frac{1}{2}} \quad (7.16)$$

$$F_{k+\frac{1}{2}} = \frac{R}{C_p} \frac{p_k - p_{k+1}}{2p_{k+\frac{1}{2}}} \quad (7.17)$$

$$S_{k+\frac{1}{2}} = \hat{T}_k - \hat{T}_{k+1} + \frac{L}{C_p} \left\{ q^*(\hat{T}_k, p_k) - q^*(\hat{T}_{k+1}, p_{k+1}) \right\} - F_{k+\frac{1}{2}} (\hat{T}_k + \hat{T}_{k+1}) \quad (7.18)$$

$$\Delta Q = \Delta p_k \left\{ \hat{q}_k - q^*(\hat{T}_k, p_k) \right\} + \Delta p_{k+1} \left\{ \hat{q}_{k+1} - q^*(\hat{T}_{k+1}, p_{k+1}) \right\} \quad (7.19)$$

$$\gamma_k = \left. \frac{L}{C_p} \frac{\partial q^*}{\partial T} \right|_{T=\hat{T}_k} \quad (7.20)$$

実際には, 上記の解は q_k, q_{k+1} をテイラー展開して求めた近似解でしかなく, 正確には ... を満たしていない. さらに, 上記の定式化は, k 番目の層と $k+1$ 番目の層の混合を表記しているだけであるが, 実際には 3 層以上の層にわたる混合も起こりえる. そこで, 上記の調節を何度か繰り返し行うことで, 徐々に調節していく.

なお, 降水量は,

$$\begin{aligned} P &= -\frac{1}{2\Delta t} \sum_{k=k_{max}}^1 \frac{p_{k-\frac{1}{2}} - p_{k+\frac{1}{2}}}{g} \Delta q_k \\ &= -\frac{1}{2\Delta t} \sum_{k=k_{max}}^1 \frac{p_{k-\frac{1}{2}} - p_{k+\frac{1}{2}}}{g} \left\{ (q_k)_{l_{max}+1} - \hat{q}_k \right\} \end{aligned} \quad (7.21)$$

である³.

7.3 Relaxed Arakawa-Schubert スキーム

Relaxed Arakawa-Schubert スキームについては, Moorthi and Suarez (1992) およびその論文で参照している論文を参照すること.

7.4 参考文献

Manabe, S., Smagorinsky, J., Strickler, R.F., 1965: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle, *Mon. Weather Rev.*, **93**, 769–798.

Moorthi, S., M. J. Suarez, 1992: Relaxed Arakawa-Schubert: A parameterization of moist convection for general circulation models, *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 978–1002.

³ここで, 鉛直方向の和は上層から下層に向けて和を取ることにしている. これは, 上層の方が凝結量が少ないためである.

第8章 非対流性凝結 (大規模凝結)

8.1 離散表現

格子点の相対湿度が閾値を超えた場合, Manabe et al. (1965) に従い, 非対流性凝結 (以後, 大規模凝結と呼ぶ) が生じると考える¹. 凝結した水は速やかに降水となって落下し, 雨水の蒸発は考えない.

大規模凝結は下の条件が成り立つときに生じる.

$$\frac{\hat{q}_k}{q^*(\hat{T}_k, p_k)} \geq r_c \quad (8.1)$$

ここで, $\hat{\cdot}$ は調節前の値を表し, r_c は凝結が生じる相対湿度の閾値である.

大規模凝結時に満たす条件は,

$$C_p \hat{T}_k + L \hat{q}_k = C_p T_k + L q_k \quad (8.2)$$

$$q_k = q^*(T_k, p_k) \quad (8.3)$$

である.

q_k を, テイラー展開して一次の項までとると,

$$q_k = q^*(T_k, p_k) = q^*(\hat{T}_k, p_k) + \left. \frac{\partial q^*}{\partial T} \right|_{T=\hat{T}_k} \Delta T_k \quad (8.4)$$

¹単純には, 凝結が生じる相対湿度の閾値は 1 である. しかし, 実際にはモデル格子間隔内で湿度の分布があることが考えられ, 格子の平均相対湿度が 1 以下であっても, 格子内で凝結が起こることが想像される.

となることを用いて整理すると,

$$T_k = \hat{T}_k + \Delta T_k \quad (8.5)$$

$$= \hat{T}_k + \frac{L \left\{ \hat{q}_k - q^*(\hat{T}_k, p_k) \right\}}{C_p + L \left. \frac{\partial q^*}{\partial T} \right|_{T=\hat{T}_k}} \quad (8.6)$$

$$q_k = \hat{q}_k + \Delta q_k \quad (8.7)$$

$$= q^*(\hat{T}_k, p_k) + \left. \frac{\partial q^*}{\partial T} \right|_{T=\hat{T}_k} \Delta T_k \quad (8.8)$$

となる.

ただし, ... で q_k をテイラー展開で近似しているため, 上記の結果は近似値である. したがって, 上記の計算を繰り返し行い, 繰り返しの回数を l とすると, 値を

$$(T_k)_{l+1} = (T_k)_l + \Delta T_k \quad (8.9)$$

$$(q_k)_{l+1} = (q_k)_l + \Delta q_k \quad (8.10)$$

のように更新しながらより正しい結果に近付ける.

なお, この時, 降水量は,

$$\begin{aligned} P &= -\frac{1}{2\Delta t} \sum_{k=k_{max}}^1 \frac{p_{k-\frac{1}{2}} - p_{k+\frac{1}{2}}}{g} \Delta q_k \\ &= -\frac{1}{2\Delta t} \sum_{k=k_{max}}^1 \frac{p_{k-\frac{1}{2}} - p_{k+\frac{1}{2}}}{g} \left\{ (q_k)_{l_{max}+1} - \hat{q}_k \right\} \end{aligned} \quad (8.11)$$

である².

8.2 参考文献

Manabe, S., Smagorinsky, J., Strickler, R.F., 1965: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. *Mon. Weather Rev.*, **93**, 769–798.

²ここで, 鉛直方向の和は上層から下層に向けて和を取ることにしている. これは, 上層の方が凝結量が少ないためである.

第9章 乱流過程

9.1 数理表現

鉛直拡散による運動方程式, 熱力学の式, 成分の式における変化率は下のよう
にそれぞれ下のように書くことができる.

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_{VD} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial F_{m,x}}{\partial z} \quad (9.1)$$

$$= g \frac{\partial F_{m,x}}{\partial p}, \quad (9.2)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_{VD} = g \frac{\partial F_{m,y}}{\partial p}, \quad (9.3)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{VD} = \frac{g}{C_p} \frac{\partial F_h}{\partial p}, \quad (9.4)$$

$$\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{VD} = g \frac{\partial F_q}{\partial p}. \quad (9.5)$$

ここで, $F_{m,x}$, $F_{m,y}$, F_h , F_q はそれぞれ東西方向, 南北方向の運動量フラックス, 熱
フラックス, 水蒸気 (物質) のフラックスであり, 下のように表現される.

$$F_{m,x} = -\rho K_m \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (9.6)$$

$$F_{m,y} = -\rho K_m \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (9.7)$$

$$F_h = -C_p P \rho K_h \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (9.8)$$

$$F_q = -\rho K_q \frac{\partial q}{\partial z}. \quad (9.9)$$

ただし,

$$\theta = \frac{T}{P}, \quad (9.10)$$

$$P = \left(\frac{p_{00}}{p} \right)^\kappa, \quad (9.11)$$

$$\kappa = \frac{R}{C_p} \quad (9.12)$$

$$\rho = \frac{p}{RT_v} \quad (9.13)$$

ここで, T_v は仮温度である. 上部境界では

$$F_{m,x} = 0, \quad (9.14)$$

$$F_{m,y} = 0, \quad (9.15)$$

$$F_h = 0, \quad (9.16)$$

$$F_q = 0 \quad (9.17)$$

とし, 下部境界では, バルク法を用いてフラックスを評価する場合には,

$$F_{m,x} = -\rho C_d |\mathbf{v}| u, \quad (9.18)$$

$$F_{m,y} = -\rho C_d |\mathbf{v}| v, \quad (9.19)$$

$$F_h = -C_p P \rho C_h |\mathbf{v}| (\theta - \theta_s), \quad (9.20)$$

$$F_q = -\epsilon \rho C_q |\mathbf{v}| (q - q_s^*) \quad (9.21)$$

とし, 摩擦の時定数 (運動量フラックスに対して) や一定値 (熱や物質フラックスに対して) を与える場合には,

$$F_{m,x} = -\frac{1}{\tau_f} u, \quad (9.22)$$

$$F_{m,y} = -\frac{1}{\tau_f} v, \quad (9.23)$$

$$F_h = F_{h,s}, \quad (9.24)$$

$$F_q = F_{q,s} \quad (9.25)$$

とする. ただし, (9.21) に示した下部境界における物質のフラックス F_q は水蒸気のフラックスである. ここで, p_{00} は基準圧力である. K_m, K_h, K_q はそれぞれ運動量, 熱, 物質の拡散係数である. C_d, C_h, C_q はそれぞれ運動量, 熱, 水蒸気のバルク係数である. また, τ_f は下部境界における摩擦の時定数, $F_{h,s}, F_{q,s}$ は固定する熱フラックス, 水蒸気フラックスである. ϵ は地表面の湿潤度である.

K_m, K_h, K_q はそれぞれ Mellor and Yamada (1982) レベル 2 の方法に従って評価する. これら拡散係数の具体的な評価方法については 第 9.1.1 節で述べる. C_d, C_h, C_q はそれぞれ Louis et al. (1982) の方法に従って評価する. これらバルク係数の具体的な評価方法については 第 9.1.2 節で述べる.

9.1.1 鉛直拡散係数

鉛直拡散係数, K_m, K_h, K_q , は Mellor and Yamada (1974, 1982) レベル 2 の方法に従って評価する.

Mellor and Yamada (1974, 1982) の方法に従うと, 拡散係数は下のように表現される.

$$K_m = l^2 \left| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right| S_M, \quad (9.26)$$

$$K_h = l^2 \left| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right| S_H, \quad (9.27)$$

$$K_q = K_h. \quad (9.28)$$

ここで, l は混合距離であり,

$$l = \frac{k(z - z_s)}{1 + k(z - z_s)/l_0} \quad (9.29)$$

の表式を用いる. ここで, z_s は地表面高度, l_0 は支配混合距離¹, k はカルマン定数 (Kármán's constant) である. また,

$$S_M = B_1^{\frac{1}{2}} (1 - R_f)^{\frac{1}{2}} \tilde{S}_M^{\frac{1}{2}} \tilde{S}_M, \quad (9.30)$$

$$S_H = B_1^{\frac{1}{2}} (1 - R_f)^{\frac{1}{2}} \tilde{S}_M^{\frac{1}{2}} \tilde{S}_H \quad (9.31)$$

である. \tilde{S}_H, \tilde{S}_M は,

$$\tilde{S}_H = \begin{cases} \frac{\alpha_1 - \alpha_2 R_f}{1 - R_f} & (R_f < R_{f,critical}) \\ \tilde{S}_{H,min} & (R_f \geq R_{f,critical}) \end{cases}, \quad (9.32)$$

$$\tilde{S}_M = \begin{cases} \frac{\beta_1 - \beta_2 R_f}{\beta_3 - \beta_4 R_f} \tilde{S}_H & (R_f < R_{f,critical}) \\ \tilde{S}_{M,min} & (R_f \geq R_{f,critical}) \end{cases}. \quad (9.33)$$

である². ここで, R_f はフラックスリチャードソン数 (flux Richardson number)

$$R_f = \frac{1}{2\beta_2} \left\{ \beta_1 + \beta_4 R_i - \sqrt{(\beta_1 + \beta_4 R_i)^2 - 4\beta_2 \beta_3 R_i} \right\} \quad (9.34)$$

¹(2011-8-17 石渡) この用語は一般的か?

²(2011-8-26 石渡) オリジナルの Mellor and Yamada (1974) では臨界リチャードソン数を使った議論はなされていない. この場合分けに関しては, 離散化の部分で記述すべきかもしれない.

であり, R_i はバルクリチャードソン数 (bulk Richardson number)

$$R_i \equiv \frac{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}}{\left| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right|^2} \quad (9.35)$$

である. $R_{f,critical}$ は臨界リチャードソン数であり,

$$R_{f,critical} = \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad (9.36)$$

である.

また,

$$\alpha_1 = 3A_2\gamma_1, \quad (9.37)$$

$$\alpha_2 = 3A_2(\gamma_1 + \gamma_2), \quad (9.38)$$

$$\beta_1 = A_1B_1(\gamma_1 - C_1), \quad (9.39)$$

$$\beta_2 = A_1[B_1(\gamma_1 - C_1) + 6A_1 + 3A_2], \quad (9.40)$$

$$\beta_3 = A_2B_1\gamma_1, \quad (9.41)$$

$$\beta_4 = A_2[B_1(\gamma_1 + \gamma_2) - 3A_1], \quad (9.42)$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{3} - \frac{2A_1}{B_1}, \quad (9.43)$$

$$\gamma_2 = \frac{B_2}{B_1} + \frac{6A_1}{B_1} \quad (9.44)$$

であり, $(A_1, B_1, A_2, B_2, C_1) = (0.92, 16.6, 0.74, 10.1, 0.08)$ である (Mellor and Yamada, 1982).

9.1.2 バルク係数

バルク係数は, Louis et al. (1982) の方法に従って評価する.

中立もしくは安定 ($R_i \geq 0$) な場合

中立, もしくは安定 $R_i \geq 0$ な場合には, バルク係数は下のように評価する

3.

³なお, 元論文 (Louis et al., 1982) では下のように表記されている.

$$C_d = a^2 \frac{1}{1 + 10R_i \frac{1}{\sqrt{1+5R_i}}}, \quad (9.48)$$

$$C_h = a^2 \frac{1}{1 + 15R_i \sqrt{1 + 5R_i}}, \quad (9.49)$$

$$a = \frac{k}{\log\left(\frac{z}{z_0}\right)}. \quad (9.50)$$

ここで, z は地面からの距離, k はカルマン定数, z_0 は粗度長である. なお, z が基準等ポテンシャル面 (地球の場合はジオイド) からの距離ではないことに注意.

不安定 ($R_i < 0$) な場合

不安定 $R_i < 0$ な場合には, バルク係数は下のように評価する⁴.

$$C_d = a^2 \left(1 - \frac{10R_i}{1 + 75a^2 \sqrt{\frac{z}{z_0} |R_i|}} \right), \quad (9.53)$$

$$C_h = a^2 \left(1 - \frac{15R_i}{1 + 75a^2 \sqrt{\frac{z}{z_0} |R_i|}} \right). \quad (9.54)$$

$$C_d = a^2 \frac{1}{1 + 2bR_i \frac{1}{\sqrt{1+dR_i}}} \quad (9.45)$$

$$C_h = a^2 \frac{1}{1 + 3bR_i \sqrt{1 + dR_i}} \quad (9.46)$$

$$a = \frac{k}{\log\left(\frac{z+z_0}{z_0}\right)} \quad (9.47)$$

ここで, $b = 5$, $d = 5$ である. a の \log の中の分子が $z + z_0$ となっている理由は不明である.

⁴なお, 元論文 (Louis et al., 1982) では下のように表記されている.

$$C_d = a^2 \left(1 - \frac{2bR_i}{1 + 3a^2bc \sqrt{\frac{z+z_0}{z_0} |R_i|}} \right), \quad (9.51)$$

$$C_h = a^2 \left(1 - \frac{3bR_i}{1 + 3a^2bc \sqrt{\frac{z+z_0}{z_0} |R_i|}} \right). \quad (9.52)$$

ここで, $b = 5$, $c = 5$ である. a の \log の中の分子が $z + z_0$ となっている理由は不明である.

9.1.3 乱流過程で用いられるパラメータの値

- 支配混合距離 l_0 : dcpam の現在 (2010/02/20) のデフォルト値は $l_0 = 300$ m である.
- カルマン定数 k : dcpam のデフォルト値は $k = 0.4$.

カルマン定数の値は 1950 年代から 1980 年代までに行われたいくつかの観測に基づいて決定されている (近藤, 1982). Businger et al (1971) はカンザス州の麦畑における観測で 0.35 という値を得た. これにより, 0.35 という値が広く使われたのだが, Businger et al (1971) では, 風速計付近に設置した観測用電子機器を収めた箱の影響があることや三杯風速計の補正が十分ではないことなどがわかった. その後, 近藤純正氏のグループが乾燥した水田で観測を行い, 0.39 という値を得た (Kondo and Sato, 1982).

木田・柳瀬 (1999) には, Dean (1978)⁵ が実験的にカルマン定数の値として 0.41 を得た, と記載されている.

- 粗度長 z_0

dcpam において陸面と海洋の差のみ考慮する場合には, 陸面では $z_0 = 0.1$ m, 海洋上では $z_0 = 10^{-4}$ m というデフォルト値が設定されている.⁶

粗度長は地表面の状態によって変化する. Sheppard (1947) は屋外観測によってに各種の表面における粗度長を決定した. そこでは, 滑らかな表面上 (氷や滑らかな雪など) において $z_0 = 9 \times 10^{-6}$ m, 成長した根菜類が存在する地面において $z_0 = 0.139$ m という数値が示されている (Sheppard, 1947 の Table 2). Sheppard (1947) が決定した粗度長の値は Sutton (1953)⁷ および島貫 (1982)⁸ にも引用されている.

⁵Dean, R. B., 1978: Reynolds Number Dependence of Skin Friction and Other Bulk Flow Variables in Two-Dimensional Rectangular Duct Flow *J. Fluids Eng.*, **100**, 215–213.

⁶dcpam5 において熱帯雨林など地表面状態を細かく分類して, それに応じて粗度長の値を変えて試した時には走らなかった. なので, 現状では, 陸面用と海洋用の 2 種の値のみを与えるようにしている (高橋との private communication による).

⁷Sutton, O.G., 1953: *Micrometeorology*. McGrawHill. 333pp.

⁸島貫 陸, 1982: 乱流と気象 -変動とつづの種々相- (気象学のプロムナード 6), 東京堂出版.

9.2 離散表現

dcpam では、鉛直拡散は陰解法を用いて計算する。運動量、熱の鉛直拡散方程式は下のように離散化する。

$$\frac{u_k^{t+\Delta t} - u_k^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = g \frac{F_{m,x,k+\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} - F_{m,x,k-\frac{1}{2}}^{t+\Delta t}}{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}, \quad (9.55)$$

$$\frac{v_k^{t+\Delta t} - v_k^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = g \frac{F_{m,y,k+\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} - F_{m,y,k-\frac{1}{2}}^{t+\Delta t}}{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}, \quad (9.56)$$

$$\frac{T_k^{t+\Delta t} - T_k^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = \frac{1}{C_p} g \frac{F_{h,k+\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} - F_{h,k-\frac{1}{2}}^{t+\Delta t}}{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}. \quad (9.57)$$

一方、水蒸気の鉛直拡散に関しては、最下層以外 ($k \geq 2$) では下のように離散化される。

$$\frac{q_k^{t+\Delta t} - q_k^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = g \frac{F_{q,k+\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} - F_{q,k-\frac{1}{2}}^{t+\Delta t}}{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}. \quad (9.58)$$

一方、最下層 ($k = 1$) においては、陰解法を用いて計算する場合の効率性を考慮し、2つの離散化方法を用意している。1つは、

$$\frac{q_k^{t+\Delta t} - q_k^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = g \frac{F_{q,k+\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} - F_{q,k-\frac{1}{2}}^{t+\Delta t}}{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}} \quad (k = 1) \quad (9.59)$$

であり、1つは、

$$\frac{q_k^{t+\Delta t} - q_k^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = g \frac{F_{q,k+\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} - F_{q,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t}}{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}} \quad (k = 1) \quad (9.60)$$

である。前者の場合、最下層の離散化方法は最下層以外の層 ($k \geq 2$) と同じように離散化される。後者の場合、惑星表面のフラックスのみ $t - \Delta t$ の時刻の値が使われる⁹。なお、水蒸気以外の熱収支に関わらない物質の鉛直拡散は、(9.60)と同様に離散化する。

⁹後者の方法を利用しなければいけないのは、陰解法で離散化した結果を整理して得られる連立一次方程式の行列を三重対角行列にするため、そして、有限の土壌水分を扱うためである。

地表面における上向き熱フラックスは、大気側から見れば、下部境界において大気に入る熱フラックスであり、この意味で、大気中の熱収支は地表面および地下の土壌の熱収支と関係している。さらに、水蒸気が存在する系では、地表面の熱収支は、惑星表面における水蒸気の蒸発と凝結を介して水蒸気の収支とも関係している。このため、本来は、熱の鉛直拡散、惑星表面の熱収支、地下の土壌の熱拡散、水蒸気の鉛直拡散を陰解法で計算するためには、すべての方程式を連立して計算しなければならない。素直に定式化すると、これらすべてを含む連立一次方程式の行列は三重対角行列にならず、計算量が多くなってしまふ。三重対角行列にするためには、熱の鉛直拡散、地下の土壌の熱

拡散フラックスは下のように離散化される。

$$F_{m,x,k+\frac{1}{2}} = -(TC)_{m,k+\frac{1}{2}} (u_{k+1} - u_k), \quad (9.61)$$

$$F_{m,y,k+\frac{1}{2}} = -(TC)_{m,k+\frac{1}{2}} (v_{k+1} - v_k), \quad (9.62)$$

$$F_{h,k+\frac{1}{2}} = -C_p P_{k+\frac{1}{2}} (TC)_{h,k+\frac{1}{2}} \left(\frac{T_{k+1}}{P_{k+1}} - \frac{T_k}{P_k} \right), \quad (9.63)$$

$$F_{q,k+\frac{1}{2}} = -(TC)_{q,k+\frac{1}{2}} (q_{k+1} - q_k). \quad (9.64)$$

ここで, $(TC)_{m,k+\frac{1}{2}}$, $(TC)_{h,k+\frac{1}{2}}$, $(TC)_{q,k+\frac{1}{2}}$ は輸送係数¹⁰ であり, 以下のように表現される。

上部境界では,

$$(TC)_{m,k_{max}+\frac{1}{2}} = 0, \quad (9.65)$$

$$(TC)_{h,k_{max}+\frac{1}{2}} = 0, \quad (9.66)$$

$$(TC)_{q,k_{max}+\frac{1}{2}} = 0. \quad (9.67)$$

$k = k_{max}$ のとき,

$$F_{m,x,k_{max}+\frac{1}{2}} = 0, \quad (9.68)$$

$$F_{m,y,k_{max}+\frac{1}{2}} = 0, \quad (9.69)$$

$$F_{h,k_{max}+\frac{1}{2}} = 0, \quad (9.70)$$

$$F_{q,k_{max}+\frac{1}{2}} = 0 \quad (9.71)$$

となる。

$2 \leq k \leq k_{max} - 1$ のとき,

$$(TC)_{m,k+\frac{1}{2}} = \rho_{k+\frac{1}{2}} K_{m,k+\frac{1}{2}} \frac{1}{z_{k+1} - z_k}, \quad (9.72)$$

$$(TC)_{h,k+\frac{1}{2}} = \rho_{k+\frac{1}{2}} K_{h,k+\frac{1}{2}} \frac{1}{z_{k+1} - z_k}, \quad (9.73)$$

$$(TC)_{q,k+\frac{1}{2}} = \rho_{k+\frac{1}{2}} K_{q,k+\frac{1}{2}} \frac{1}{z_{k+1} - z_k}. \quad (9.74)$$

拡散 (惑星表面の熱収支を含む), 水蒸気の鉛直拡散のうちの一つを分離して解く必要があり, 現在の dcpam の定式化では, 水蒸気の鉛直拡散を分離して解くことにしている ($t - \Delta t$ の時刻の惑星表面の水蒸気フラックスを用いることで, 水蒸気の鉛直拡散は分離される)。

また, 上では触れていないが, 本来は土壌水分量の収支も関係している。しかし, 有限の土壌水分量を考える場合, 土壌が含む以上の量の水蒸気が蒸発することはないが, そのような条件を連立一次方程式に課すことは難しく, 現実的にはそれを連立して解くことはできない。このことも, 上で書いたように水蒸気の鉛直拡散を分離して解く理由である。

一方, 地下の土壌の熱拡散を計算しないモデルにおいては, 熱の鉛直拡散, 惑星表面の熱収支, 水蒸気の鉛直拡散を連立して得られる行列は三重対角行列になるため, 問題は起こらない。これが前者の式が用いられる場合である。

¹⁰(2011-8-20 石渡) 一般的な用語か?

$\rho_{k+\frac{1}{2}}$ は次式を用いて評価する.

$$\rho_{k+\frac{1}{2}} = \frac{p_{k+\frac{1}{2}}}{RT_{v,k+\frac{1}{2}}} \quad (9.75)$$

ここで T_v は仮温度である. $k = 1$ のとき, バルク法を用いてフラックスを評価する場合には,

$$F_{m,x,k-\frac{1}{2}} = -(TC)_{m,k-\frac{1}{2}} u_1, \quad (9.76)$$

$$F_{m,y,k-\frac{1}{2}} = -(TC)_{m,k-\frac{1}{2}} v_1, \quad (9.77)$$

$$F_{h,k-\frac{1}{2}} = -C_p P_{k-\frac{1}{2}} (TC)_{h,k-\frac{1}{2}} \left(\frac{T_k}{P_k} - \frac{T_s}{P_{k-\frac{1}{2}}} \right), \quad (9.78)$$

$$F_{q,k-\frac{1}{2}} = -\epsilon (TC)_{q,k-\frac{1}{2}} (q_k - q_s^*). \quad (9.79)$$

$$(TC)_{m,k-\frac{1}{2}} = \rho_s C_d |\mathbf{v}_k|, \quad (9.80)$$

$$(TC)_{h,k-\frac{1}{2}} = \rho_s C_h |\mathbf{v}_k|, \quad (9.81)$$

$$(TC)_{q,k-\frac{1}{2}} = \rho_s C_q |\mathbf{v}_k|, \quad (9.82)$$

$$\rho_s = \frac{p_s}{RT_{v,0}}. \quad (9.83)$$

であり¹¹, 摩擦の時定数や一定の熱フラックス, 物質フラックスを与える場合には, 拡散フラックスは

$$F_{m,x,k-\frac{1}{2}} = -(TC)_{m,k-\frac{1}{2}} u_1, \quad (9.84)$$

$$F_{m,y,k-\frac{1}{2}} = -(TC)_{m,k-\frac{1}{2}} v_1, \quad (9.85)$$

$$F_{h,k-\frac{1}{2}} = F_{h,s}, \quad (9.86)$$

$$F_{q,k-\frac{1}{2}} = F_{q,s}. \quad (9.87)$$

となる. ここで輸送係数は以下ようになる.

$$(TC)_{m,k-\frac{1}{2}} = \frac{1}{\tau_f} \quad (9.88)$$

となる.

9.2.1 鉛直拡散係数の離散表現

鉛直拡散係数, K_m , K_h , K_q は, それぞれ (9.26), (9.27), (9.28) に示した式で計算する. そのために, リチャードソン数, 風速の鉛直シアー, 混合距離の離散表現が必要となる. それらの表式は以下の通りである.

¹¹最後は $T_{v,0}$ (大気の温度) なのかね? T_s ($T_{s,v}$?) ではなくて? たぶん, 考え方の問題だけ. どちらが悪いとも言えないだろうけど.

(9.35) で定義したリチャードソン数は、地表面以外では下のように離散化する.

$$R_{i,k+\frac{1}{2}} = \frac{g}{\theta_{k+\frac{1}{2}}} \frac{\theta_{k+1} - \theta_k}{z_{k+1} - z_k} \left| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right|_{k+\frac{1}{2}}^{-2}, \quad (9.89)$$

$$\left| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right|_{k+\frac{1}{2}} = \sqrt{\left(\frac{u_{k+1} - u_k}{z_{k+1} - z_k} \right)^2 + \left(\frac{v_{k+1} - v_k}{z_{k+1} - z_k} \right)^2}. \quad (9.90)$$

混合距離 (9.29) は以下のように離散化する.

$$l_{i,k+\frac{1}{2}} = \frac{k(z_k - z_{surf})}{1 + k(z_k - z_{surf})/l_0}. \quad (9.91)$$

ここで, z_{surf} は地表面高度である.

9.2.2 バルク係数の離散表現

バルク係数は, (9.48), (9.49), (9.53), (9.54) に示した式で計算する. そのために, 地表面のリチャードソン数の離散表現が必要となる. その表式は以下の通りである.

(9.35) で定義したリチャードソン数は、地表面においては、下のように離散化する.

$$R_{i,\frac{1}{2}} = \frac{g}{\theta_s} \frac{\theta_1 - \theta_s}{z_{k+1} - z_s} \left| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right|_{\frac{1}{2}}^{-2}, \quad (9.92)$$

$$\left| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right|_{\frac{1}{2}} = \sqrt{\left(\frac{u_{k_1} - u_s}{z_1 - z_s} \right)^2 + \left(\frac{v_{k_1} - v_s}{z_1 - z_s} \right)^2}, \quad (9.93)$$

$$\theta_s = \frac{T_s}{P_s}, \quad (9.94)$$

$$P_s = \left(\frac{p_{00}}{p_s} \right)^\kappa. \quad (9.95)$$

ここで, z_s は地表面の高度, T_s は惑星表面温度, p_s は惑星表面気圧である¹².

¹²ここでは, R_i の計算に惑星表面温度を用いているが, 惑星表面上の大気の温度を用いる方法もあるのかもしれない. どちらが良いのかはよく分からない.

9.2.3 運動量拡散の差分方程式の整理

東西方向の運動量の鉛直拡散方程式 (9.55) を整理すると, $2 \leq k \leq k_{max} - 1$ のとき,

$$\begin{aligned}
& -(TC)_{m,k-\frac{1}{2}} (u_{k-1}^{t+\Delta t} - u_{k-1}^{t-\Delta t}) \\
& + \left(-\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{m,k-\frac{1}{2}} + (TC)_{m,k+\frac{1}{2}} \right) (u_k^{t+\Delta t} - u_k^{t-\Delta t}) \\
& - (TC)_{m,k+\frac{1}{2}} (u_{k+1}^{t+\Delta t} - u_{k+1}^{t-\Delta t}) \\
& = - \left(F_{m,x,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{m,x,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.96}
\end{aligned}$$

$k = 1$ のとき,

$$\begin{aligned}
& \left(-\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{m,k-\frac{1}{2}} + (TC)_{m,k+\frac{1}{2}} \right) (u_k^{t+\Delta t} - u_k^{t-\Delta t}) \\
& - (TC)_{m,k+\frac{1}{2}} (u_{k+1}^{t+\Delta t} - u_{k+1}^{t-\Delta t}) \\
& = - \left(F_{m,x,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{m,x,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.97}
\end{aligned}$$

$k = k_{max}$ のとき,

$$\begin{aligned}
& -(TC)_{m,k-\frac{1}{2}} (u_{k-1}^{t+\Delta t} - u_{k-1}^{t-\Delta t}) \\
& + \left(-\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{m,k-\frac{1}{2}} \right) (u_k^{t+\Delta t} - u_k^{t-\Delta t}) \\
& = - \left(F_{m,x,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{m,x,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.98}
\end{aligned}$$

となる.

これらをまとめると,

$$\mathbf{A} \mathbf{x}_u = \mathbf{G}_u \tag{9.99}$$

$$\mathbf{x}_u = (u_1^{t+\Delta t} - u_1^{t-\Delta t}, u_2^{t+\Delta t} - u_2^{t-\Delta t}, \dots, u_{k_{max}}^{t+\Delta t} - u_{k_{max}}^{t-\Delta t}), \tag{9.100}$$

$$\mathbf{G}_u = (g_{u,1}, g_{u,2}, \dots, g_{u,k_{max}}), \tag{9.101}$$

$$g_{u,k} = - \left(F_{m,x,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{m,x,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.102}$$

ここで, $2 \leq k \leq k_{max} - 1$ のとき, $\mathbf{A} = (a_{m,n})$ の各成分は,

$$a_{k,k-1} = -(TC)_{m,k-\frac{1}{2}}, \tag{9.103}$$

$$a_{k,k} = -\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{m,k-\frac{1}{2}} + (TC)_{m,k+\frac{1}{2}}, \tag{9.104}$$

$$a_{k,k+1} = -(TC)_{m,k+\frac{1}{2}}. \tag{9.105}$$

$k = 1$ のとき,

$$a_{k,k} = -\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{m,k-\frac{1}{2}} + (TC)_{m,k+\frac{1}{2}}, \quad (9.106)$$

$$a_{k,k+1} = -(TC)_{m,k+\frac{1}{2}}. \quad (9.107)$$

$k = k_{max}$ のとき,

$$a_{k,k-1} = -(TC)_{m,k-\frac{1}{2}}, \quad (9.108)$$

$$a_{k,k} = -\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{m,k-\frac{1}{2}} \quad (9.109)$$

である.

南北風に関しては, 東西風と同様に下のよう書くことができる.

$$\mathbf{A}\mathbf{x}_v = \mathbf{G}_v \quad (9.110)$$

$$\mathbf{x}_v = (v_1^{t+\Delta t} - v_1^{t-\Delta t}, v_2^{t+\Delta t} - v_2^{t-\Delta t}, \dots, v_{k_{max}}^{t+\Delta t} - v_{k_{max}}^{t-\Delta t}), \quad (9.111)$$

$$\mathbf{G}_v = (g_{v,1}, g_{v,2}, \dots, g_{v,k_{max}}), \quad (9.112)$$

$$g_{v,k} = -\left(F_{m,y,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{m,y,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t}\right) \quad (9.113)$$

である.

9.2.4 熱拡散の差分方程式の整理

熱の鉛直拡散の式 (9.57) を整理すると, $2 \leq k \leq k_{max} - 1$ のとき,

$$\begin{aligned} & -C_p \frac{P_{k-\frac{1}{2}}}{P_{k-1}} (TC)_{h,k-\frac{1}{2}} (T_{k-1}^{t+\Delta t} - T_{k-1}^{t-\Delta t}) \\ & + \left(-C_p \frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + C_p \frac{P_{k-\frac{1}{2}}}{P_k} (TC)_{h,k-\frac{1}{2}} + C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_k} (TC)_{h,k+\frac{1}{2}} \right) (T_k^{t+\Delta t} - T_k^{t-\Delta t}) \\ & - C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_{k+1}} (TC)_{h,k+\frac{1}{2}} (T_{k+1}^{t+\Delta t} - T_{k+1}^{t-\Delta t}) \\ & = -\left(F_{h,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{h,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t}\right) \end{aligned} \quad (9.114)$$

のとき, $k = 1$ のとき, バルク法でフラックスを評価する場合には,

$$\begin{aligned}
& -C_p(TC)_{h,k-\frac{1}{2}}(T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}) \\
& + \left(-C_p \frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_k}(TC)_{h,k+\frac{1}{2}} + C_p \frac{P_{k-\frac{1}{2}}}{P_k}(TC)_{h,k-\frac{1}{2}} \right) (T_k^{t+\Delta t} - T_k^{t-\Delta t}) \\
& - C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_{k+1}}(TC)_{h,k+\frac{1}{2}}(T_{k+1}^{t+\Delta t} - T_{k+1}^{t-\Delta t}) \\
& = - \left(F_{h,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{h,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.115}
\end{aligned}$$

一定値の熱フラックスを与える場合には,

$$\begin{aligned}
& \left(-C_p \frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_k}(TC)_{h,k+\frac{1}{2}} \right) (T_k^{t+\Delta t} - T_k^{t-\Delta t}) \\
& - C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_{k+1}}(TC)_{h,k+\frac{1}{2}}(T_{k+1}^{t+\Delta t} - T_{k+1}^{t-\Delta t}) \\
& = - \left(F_{h,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{h,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.116}
\end{aligned}$$

となる. また, $k = k_{max}$ のとき,

$$\begin{aligned}
& -C_p \frac{P_{k-\frac{1}{2}}}{P_{k-1}}(TC)_{h,k-\frac{1}{2}}(T_{k-1}^{t+\Delta t} - T_{k-1}^{t-\Delta t}) \\
& + \left(-C_p \frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + C_p \frac{P_{k-\frac{1}{2}}}{P_k}(TC)_{h,k-\frac{1}{2}} \right) (T_k^{t+\Delta t} - T_k^{t-\Delta t}) \\
& = - \left(F_{h,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{h,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.117}
\end{aligned}$$

となる.

これらをまとめると, 惑星表面におけるフラックスをバルク法で評価する場合には,

$$B_a \mathbf{x}_a = \mathbf{G}_a \tag{9.118}$$

$$\mathbf{x}_h = (T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}, T_1^{t+\Delta t} - T_1^{t-\Delta t}, T_2^{t+\Delta t} - T_2^{t-\Delta t}, \dots, T_{k_{max}}^{t+\Delta t} - T_{k_{max}}^{t-\Delta t}) \tag{9.119}$$

$$\mathbf{G}_a = (g_{h,1}, g_{h,2}, \dots, g_{h,k_{max}}), \tag{9.120}$$

$$g_{h,k} = - \left(F_{a,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{a,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.121}$$

と書くことができる.¹³ ここで, $2 \leq k \leq k_{max} - 1$ のとき, $B_a = (b_{a,m,n})$ の各成

¹³ B_a の下つき添字の a は「大気」を表すラベルである. 第 10 章 では地表面の熱収支を扱い, そこでは B_s を用いる.

分は,

$$b_{a,k,k-1} = -C_p \frac{P_{k-\frac{1}{2}}}{P_{k-1}} (TC)_{h,k-\frac{1}{2}}, \quad (9.122)$$

$$b_{a,k,k} = -C_p \frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + C_p \frac{P_{k-\frac{1}{2}}}{P_k} (TC)_{h,k-\frac{1}{2}} + C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_k} (TC)_{h,k+\frac{1}{2}}, \quad (9.123)$$

$$b_{a,k,k+1} = -C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_{k+1}} (TC)_{h,k+\frac{1}{2}} \quad (9.124)$$

であり, $k = 1$ のとき,

$$b_{a,k,k-1} = -C_p (TC)_{h,k-\frac{1}{2}}, \quad (9.125)$$

$$b_{a,k,k} = -C_p \frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_k} (TC)_{h,k+\frac{1}{2}} + C_p \frac{P_{k-\frac{1}{2}}}{P_k} (TC)_{h,k-\frac{1}{2}}, \quad (9.126)$$

$$b_{a,k,k+1} = -C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_{k+1}} (TC)_{h,k+\frac{1}{2}} \quad (9.127)$$

であり, $k = k_{max}$ のとき,

$$b_{a,k,k-1} = -C_p \frac{P_{k-\frac{1}{2}}}{P_{k-1}} (TC)_{h,k-\frac{1}{2}}, \quad (9.128)$$

$$b_{a,k,k} = -C_p \frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + C_p \frac{P_{k-\frac{1}{2}}}{P_k} (TC)_{h,k-\frac{1}{2}} \quad (9.129)$$

である.

ここで, B_a は k_{max} 行 $k_{max} + 1$ 列の行列であり, この式だけでは未知数が方程式数よりも多いために閉じない. 方程式を閉じるために, 以下に述べる惑星表面での熱収支式や地下の熱収支式, もしくは水蒸気の式を用いる. これらの式とあわせて同時に解く際に用いる行列の形式に関しては, 第12章を参照せよ.

また, 惑星表面におけるフラックスに一定値を与える場合には, 同じように式を変形して整理すると, $k = 1$ のとき,

$$b_{a,k,k} = -C_p \frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_k} (TC)_{h,k+\frac{1}{2}}, \quad (9.130)$$

$$b_{a,k,k+1} = -C_p \frac{P_{k+\frac{1}{2}}}{P_{k+1}} (TC)_{h,k+\frac{1}{2}} \quad (9.131)$$

となる. $k > 1$ の場合には, (9.122)~(9.124) と同じである. この場合には, B_a は k_{max} 行 k_{max} 列の行列であり, 未知数が方程式数と等しいため, この式のみで解くことができる.

9.2.5 水蒸気 (物質) 拡散の差分方程式の整理

ここでは、水蒸気の鉛直拡散の式の離散化方程式を整理する。

第 9.2 節 の最初の部分で述べたように、水蒸気の鉛直拡散は、用いる惑星表面の水蒸気フラックスの時刻によって 2 通りの離散化方法を用いる。

惑星表面の水蒸気フラックスとして $t + \Delta t$ の時刻の値を用いる場合、水蒸気の鉛直拡散の式 (9.58) を整理すると、 $2 \leq k \leq k_{max} - 1$ のとき、

$$\begin{aligned}
& -(TC)_{q,k-\frac{1}{2}} (q_{k-1}^{t+\Delta t} - q_{k-1}^{t-\Delta t}) \\
& + \left(-\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{q,k+\frac{1}{2}} + (TC)_{q,k-\frac{1}{2}} \right) (q_k^{t+\Delta t} - q_k^{t-\Delta t}) \\
& - (TC)_{q,k+\frac{1}{2}} (q_{k+1}^{t+\Delta t} - q_{k+1}^{t-\Delta t}) \\
& = - \left(F_{q,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{q,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.132}
\end{aligned}$$

となり、 $k = 1$ のとき、

$$\begin{aligned}
& -\epsilon (TC)_{q,k-\frac{1}{2}} \frac{\partial q_s^*}{\partial T_s} (T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}) \\
& + \left(b - \frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{q,k+\frac{1}{2}} + \epsilon (TC)_{q,k-\frac{1}{2}} \right) (q_k^{t+\Delta t} - q_k^{t-\Delta t}) \\
& - (TC)_{q,k+\frac{1}{2}} (q_{k+1}^{t+\Delta t} - q_{k+1}^{t-\Delta t}) \\
& = - \left(F_{q,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{q,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.133}
\end{aligned}$$

となり、 $k = k_{max}$ のとき、

$$\begin{aligned}
& -(TC)_{q,k-\frac{1}{2}} (q_{k-1}^{t+\Delta t} - q_{k-1}^{t-\Delta t}) \\
& + \left(-\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{q,k-\frac{1}{2}} \right) (q_k^{t+\Delta t} - q_k^{t-\Delta t}) \tag{9.135}
\end{aligned}$$

$$= - \left(F_{q,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{q,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.136}$$

となる。

これらをまとめると、

$$\mathbf{C} \mathbf{x}_q = \mathbf{G}_q \tag{9.137}$$

と書くことができる。ここで、

$$\mathbf{x}_q = (T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}, q_1^{t+\Delta t} - q_1^{t-\Delta t}, q_2^{t+\Delta t} - q_2^{t-\Delta t}, \dots, q_{k_{max}}^{t+\Delta t} - q_{k_{max}}^{t-\Delta t}) \tag{9.138}$$

$$\mathbf{G}_q = (g_{q,1}, g_{q,2}, \dots, g_{q,k_{max}}), \tag{9.139}$$

$$g_{q,k} = - \left(F_{q,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{q,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{9.140}$$

であり, $2 \leq k \leq k_{max} - 1$ のとき, $C = (c_{m,n})$ の各成分は,

$$c_{k,k-1} = -(TC)_{q,k-\frac{1}{2}}, \quad (9.141)$$

$$c_{k,k} = -\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{q,k+\frac{1}{2}} + (TC)_{q,k-\frac{1}{2}}, \quad (9.142)$$

$$c_{k,k+1} = -(TC)_{q,k+\frac{1}{2}}. \quad (9.143)$$

$k = 1$ のとき,

$$c_{k,k-1} = -\epsilon(TC)_{q,k-\frac{1}{2}} \frac{\partial q_s^*}{\partial T_s}, \quad (9.144)$$

$$c_{k,k} = -\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{q,k+\frac{1}{2}} + \epsilon(TC)_{q,k-\frac{1}{2}}, \quad (9.145)$$

$$c_{k,k+1} = -(TC)_{q,k+\frac{1}{2}}, \quad (9.146)$$

$k = k_{max}$ のとき

$$c_{k,k-1} = -(TC)_{q,k-\frac{1}{2}}, \quad (9.147)$$

$$c_{k,k} = -\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{q,k-\frac{1}{2}} \quad (9.148)$$

である.

ここで, C は k_{max} 行 $k_{max} + 1$ 列の行列であり, この式だけでは未知数が方程式数よりも多いために閉じない. 方程式を閉じるために, 熱の鉛直拡散の式や惑星表面での熱収支式や地下の熱収支式を同時に解く. 同時に解く際に用いる行列の形式に関しては, 第12章を参照せよ.

なお, 惑星表面フラックスとして $t - \Delta t$ の時刻の値を用いる場合には, 同じように式を変形して整理すると, $k = 1$ のとき,

$$c_{k,k-1} = 0, \quad (9.149)$$

$$c_{k,k} = -\frac{1}{2\Delta t} \frac{p_{k+\frac{1}{2}} - p_{k-\frac{1}{2}}}{g} + (TC)_{q,k+\frac{1}{2}}, \quad (9.150)$$

$$c_{k,k+1} = -(TC)_{q,k+\frac{1}{2}} \quad (9.151)$$

となる. $k \geq 2$ においては, (9.141) ~ (9.143) と同様である. この場合には, C は k_{max} 行 k_{max} 列の行列であり, この式だけで閉じる.

なお, 惑星表面フラックスとして一定値を用いる場合にも同様の方法で解くことができる.

9.3 参考文献

- Businger, J.A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., Bradley, E. F., 1971: Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181–189.
- Kondo, J and Sato, T., 1982: The determination of the von Karman Constant. *J. Meteorol. Soc. Japan*, **60**, 461–471.
- Louis, J-F., M. Tiedtke, and J-F. Geleyn, 1982: A short history of the PBL parameterization at ECMWF, *Workshop on Planetary Boundary Layer Parameterization*, 59-80, ECMWF, Reading, U.K..
- Mellor, G. L., and T. Yamada, 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791–1806.
- Mellor, G. L., and T. Yamada, 1982: Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851–875.
- Sheppard, P.A., 1947: The Aerodynamic Drag of the Earth's Surface and the Value of von Karman's Constant in the Lower Atmosphere. *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A188**, 208-222 .
- 木田 重雄, 柳瀬 真一郎, 1990: 乱流力学, 朝倉書店.
- 近藤 純正, 1982: 大気境界層の科学 -大気と地球表面の対話- (気象学のプロムナード 4), 東京堂出版.

第 10 章 惑星表面・地下の熱収支

10.1 数理表現

ここでは、惑星表面・地下の熱収支について述べる。

10.1.1 惑星表面 1 層モデル

惑星表面に 1 層の板があるモデルを考える。このモデルは slab ocean モデルと等価である。

この 1 層の板の熱容量が有限の時、熱収支は下のように表現できる。

$$C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = -F_{SR} - F_{LR} - F_{h, \frac{1}{2}} - LF_{q, \frac{1}{2}} + F_g. \quad (10.1)$$

ここで C_s は熱容量である。

一方、熱容量が無限大のときは下のように表現できる。

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = 0. \quad (10.2)$$

このときは、惑星表面温度を固定することと等価であり、下のように書くことができる。

$$T_s = \text{Const.} \quad (10.3)$$

10.1.2 土壌熱拡散モデル

地表面のモデルとして、土壌中の熱伝導を考慮したモデルを考える。土壌温度の熱伝導方程式と、その境界条件としての地表面の熱収支は

$$C_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = -\frac{\partial F_{g,h}}{\partial z} \quad (10.4)$$

$$F_{g,h} = F_{SR} + F_{LR} + F_h + LF_q \quad \text{for } z = 0 \quad (10.5)$$

$$F_{g,h} = -\kappa \frac{\partial T_g}{\partial z} \quad \text{for } z < 0 \quad (10.6)$$

となる。ここで C_g は単位体積当たりの土壌比熱であり、 κ は土壌の熱拡散係数である。

融雪・氷の融解に伴う熱収支の修正

融雪や氷の融解/凝結の時には、惑星表面温度は凝結温度となる。この時、惑星表面温度と惑星表面の熱収支は、

$$T_s = T_{cond} \quad (10.7)$$

$$F_{g,h} = SR + F_{LR} + F_{h,\frac{1}{2}} + LF_{q,\frac{1}{2}}(+F_{IM}) + F_{SM} \quad (10.8)$$

となる。ここで、 T_{cond} は凝結温度であり、 F_{IM} は氷の融解・凝結による熱フラックス、 F_{SM} は融雪による熱フラックスである。

10.1.3 海氷 1 層熱収支モデル

海氷が存在する場合のモデルとして、1 層の海氷のモデルを考える。海氷面上の熱収支は、

$$C_I h_I \frac{\partial T_s}{\partial t} = -F_{SR} - F_{LR} - F_{h,\frac{1}{2}} - LF_{q,\frac{1}{2}} + F_b. \quad (10.9)$$

となる。ここで、 C_I は海氷の単位体積当たりの熱容量、 h_I は海氷の厚さ、 F_b は海氷の底面から海に伝わる熱伝導フラックスである。

海氷の融解に伴う熱収支の修正

海氷の温度が凝結温度を上回る時には、海氷が融解する。この時、海表面温度（惑星表面温度）は凝結温度を超えることはない。

この時の惑星表面の熱収支は,

$$C_I h_I \frac{\partial T_s}{\partial t} = -F_{SR} - F_{LR} - F_{h, \frac{1}{2}} - LF_{q, \frac{1}{2}} + F_g - F_{IM}. \quad (10.10)$$

となる. ここで, F_{IM} は海氷の融解による熱フラックスである.

10.2 離散表現

ここでは, 惑星表面・地下の熱収支の離散化について述べる.

10.2.1 惑星表面 1 層モデル

惑星表面に 1 層の板があるモデルにおいて, 熱容量が有限の場合の熱収支の式 (10.1) を, 第 9 章 に示した惑星表面におけるフラックスを用いて整理すると,

$$\begin{aligned} & -L\epsilon(TC)_{q, \frac{1}{2}} (q_1^{t+\Delta t} - q_1^{t-\Delta t}) \\ & + \left(\frac{C_s}{2\Delta t} + C_p(TC)_{h, \frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_s} + L\epsilon(TC)_{q, \frac{1}{2}} \frac{\partial q_s^*}{\partial T} \right) (T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}) \\ & + \left(-C_p \frac{P_{\frac{1}{2}}}{P_1} (TC)_{h, \frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_1} \right) (T_1^{t+\Delta t} - T_1^{t-\Delta t}) \\ & = -F_{SR}^{t+\Delta t} - F_{LR} (T_s^{t-\Delta t}, T_1^{t-\Delta t}) - F_{h, \frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - LF_{q, \frac{1}{2}}^{t-\Delta t} + F_g^{t+\Delta t} \end{aligned} \quad (10.11)$$

となる. なお, この変形においては, 惑星表面におけるフラックスとして $t + \Delta t$ の時刻の値を用いている. もし, 惑星表面における水蒸気フラックスとして $t - \Delta t$ の値を用いる場合には, 左辺第一項がなくなり, また $L\epsilon(TC)_{q, \frac{1}{2}} \frac{\partial q_s^*}{\partial T}$ を削除すれば良い. これらを, 今後の式の整理の都合から, $k = 0$ として下の様書き直す.

$$\begin{aligned} & b_{s,k,k-1} (q_1^{t+\Delta t} - q_1^{t-\Delta t}) + b_{s,k,k} (T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}) \\ & + b_{s,k,k+1} (T_1^{t+\Delta t} - T_1^{t-\Delta t}) = g_{s,k} \end{aligned} \quad (10.12)$$

ここで,

$$b_{s,k,k-1} = -L\epsilon(TC)_{q, \frac{1}{2}} \quad (10.13)$$

$$b_{s,k,k} = \frac{C_s}{2\Delta t} + C_p(TC)_{h, \frac{1}{2}} + L\epsilon(TC)_{q, \frac{1}{2}} \frac{\partial q_s^*}{\partial T_s} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_s} \quad (10.14)$$

$$b_{s,k,k+1} = -C_p \frac{P_{\frac{1}{2}}}{P_1} (TC)_{h, \frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_1} \quad (10.15)$$

$$g_{s,k} = -F_{SR}^{t+\Delta t} - F_{LR} (T_s^{t-\Delta t}, T_1^{t-\Delta t}) - F_{h, \frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - LF_{q, \frac{1}{2}}^{t-\Delta t} + F_g^{t+\Delta t} \quad (10.16)$$

である.

一方, 層の熱容量が無限大 (もしくは惑星表面温度が固定) の場合には, 同様にして

$$b_{s,k,k-1} = 0 \quad (10.17)$$

$$b_{s,k,k} = 1 \quad (10.18)$$

$$b_{s,k,k+1} = 0 \quad (10.19)$$

$$g_{s,k} = 0. \quad (10.20)$$

となる.

10.2.2 地表面における熱収支と地下における熱伝導方程式

土壌の熱伝導方程式は下のように離散化される.

$$C_g \frac{T_{g,k}^{t+\Delta t} - T_{g,k}^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = - \frac{F_{g,h,k+\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} - F_{g,h,k-\frac{1}{2}}^{t+\Delta t}}{z_{k+\frac{1}{2}} - z_{k-\frac{1}{2}}} \quad (10.21)$$

ここで, $1 \leq k \leq k_{s,max} - 1$ のとき,

$$F_{g,h,k+\frac{1}{2}} = -(TC)_{g,k+\frac{1}{2}} (T_{g,k+1} - T_{g,k}), \quad (10.22)$$

$$(TC)_{g,k+\frac{1}{2}} = \kappa_{g,k+\frac{1}{2}} \frac{1}{z_{k+1} - z_k} \quad (10.23)$$

であり, 上部境界条件は ($k = 1$ のとき),

$$F_{g,h,k-\frac{1}{2}} = F_{SR} + F_{LR} + F_{h,\frac{1}{2}} + LF_{q,\frac{1}{2}} \quad (10.24)$$

であり, 下部境界条件は ($k = k_{s,max}$ のとき),

$$F_{g,h,k+\frac{1}{2}} = 0 \quad (10.25)$$

である.

しかし, このままでは方程式の数よりも未知数 (大気温度 T (k_{max} 個), 地表面温度 T_s (1 個), 土壌温度 T_g ($k_{s,max}$ 個)) の数のが多いために解けない. そこで以下の式を導入する.

$$F_{g,h,\frac{1}{2}} = -(TC)_{g,\frac{1}{2}} (T_{g,1} - T_s) \quad (10.26)$$

$$(TC)_{g,\frac{1}{2}} = \kappa_{g,\frac{1}{2}} \frac{1}{z_1 - 0} \quad (10.27)$$

今後, (10.26) を上部境界条件と考え, 同時に, (10.24) を $k = 0$ における式と考えることで, 大気と土壌の熱収支を仲介させる¹.

土壌の熱拡散方程式を変形して整理すると, $2 \leq k \leq k_{s,max} - 1$ のとき,

$$\begin{aligned}
& -(TC)_{g,k-\frac{1}{2}} (T_{g,k-1}^{t+\Delta t} - T_{g,k-1}^{t-\Delta t}) \\
& + \left\{ \frac{1}{2\Delta t} C_{g,k}, \left(z_{k+\frac{1}{2}} - z_{k-\frac{1}{2}} \right) + (TC)_{g,k-\frac{1}{2}} + (TC)_{g,k+\frac{1}{2}} \right\} (T_{g,k}^{t+\Delta t} - T_{g,k}^{t-\Delta t}) \\
& - (TC)_{g,k+\frac{1}{2}} (T_{g,k+1}^{t+\Delta t} - T_{g,k+1}^{t-\Delta t}) \\
& = - \left(F_{g,h,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{g,h,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{10.28}
\end{aligned}$$

となり, $k = k_{s,max}$ のとき,

$$\begin{aligned}
& -(TC)_{g,k-\frac{1}{2}} (T_{g,k-1}^{t+\Delta t} - T_{g,k-1}^{t-\Delta t}) \\
& + \left\{ \frac{1}{2\Delta t} C_{g,k}, \left(z_{k+\frac{1}{2}} - z_{k-\frac{1}{2}} \right) + (TC)_{g,k-\frac{1}{2}} \right\} (T_{g,k}^{t+\Delta t} - T_{g,k}^{t-\Delta t}) \\
& = - \left(F_{g,h,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{g,h,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \tag{10.29}
\end{aligned}$$

となる.

$k = 1$ における式は, (10.21) を (10.26) の式を用いて変形することで得られる. 得られる式は, $k = 2$ の式において,

$$T_{g,k-1} = T_s \tag{10.30}$$

とした式と同じである.

$k = 0$ のとき, この式は, 式の形としては, 地表面に熱容量ゼロの仮想的な層が存在すると仮定することと等価である. そこで, ここではこの考えを拡張し, 一様な温度 T_s を持ち, 単位面積当たりの熱容量が C_s である層が地表面直下にあると考えることにする. この層の熱収支の式は (10.24) を拡張し, 以下のように書くことができる².

$$C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = -F_{SR} - F_{LR} - F_{h,\frac{1}{2}} - LF_{q,\frac{1}{2}} + F_{g,h,\frac{1}{2}} \tag{10.31}$$

¹ここでは, $-k_{max} \leq k \leq -1$ が大気中の層のインデクスであり, $k = 0$ が, 言わば, 地表面のインデクスであり, $1 \leq k \leq k_{s,max}$ が土壌中のインデクスとなる.

² $C_s = 0$ の場合に, (10.24) と等しくなることは容易に確認できる. このように定式化しておく, slab ocean の条件に適應できる. 例えば, $C_s \neq 0$, $F_{g,h,k-\frac{1}{2}} = 0$, $(TC)_{g,\frac{1}{2}} = 0$ の場合には, slab ocean に対応する. しかし, これは単に計算上 / モデル開発上の工夫であるが, 実際にどの程度役に立つかは未知数.

この式を時間に関して離散化すると,

$$C_s \frac{T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = -F_{SR} - F_{LR} - F_{h,\frac{1}{2}} - LF_{q,\frac{1}{2}} + F_{g,h,\frac{1}{2}} \quad (10.32)$$

となる. この式を整理すると,

$$\begin{aligned} & \left(-C_p \frac{P_{\frac{1}{2}}}{P_1} (TC)_{h,\frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_1} \right) (T_1^{t+\Delta t} - T_1^{t-\Delta t}) \\ & + \left(\frac{C_s}{2\Delta t} - (TC)_{g,\frac{1}{2}} + C_p (TC)_{h,\frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_s} \right) (T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}) \\ & + (TC)_{g,\frac{1}{2}} (T_{g,1}^{t+\Delta t} - T_{g,1}^{t-\Delta t}) \\ & = -F_{SR}^{t+\Delta t} - F_{LR} (T_s^{t-\Delta t}, T_1^{t-\Delta t}) - F_{h,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - LF_{q,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} + F_{g,h,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \end{aligned} \quad (10.33)$$

となる. ただし, ここでは三重対角行列にするために, 潜熱フラックスは $t - \Delta t$ の時刻のものを用いる.

これらをまとめると,

$$\mathbf{B}_g \mathbf{x}_g = \mathbf{G}_g \quad (10.34)$$

と書くことができる. ここで,

$$\mathbf{x}_g = \left(T_1^{t+\Delta t} - T_1^{t-\Delta t}, T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}, T_{g,1}^{t+\Delta t} - T_{g,1}^{t-\Delta t}, T_{g,2}^{t+\Delta t} - T_{g,2}^{t-\Delta t}, \dots, T_{g,k_s,max}^{t+\Delta t} - T_{g,k_s,max}^{t-\Delta t} \right), \quad (10.35)$$

$$\mathbf{G}_g = (g_{g,0}, g_{g,1}, g_{g,2}, \dots, g_{g,k_s,max}), \quad (10.36)$$

$$\begin{aligned} g_{g,0} &= -F_{SR}^{t+\Delta t} - F_{LR} (T_s^{t-\Delta t}, T_1^{t-\Delta t}) - F_{h,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \\ & \quad - LF_{q,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} + F_{g,h,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \end{aligned} \quad (10.37)$$

$$g_{g,k \geq 1} = - \left(F_{g,k+\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - F_{g,k-\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \right) \quad (10.38)$$

ここで, $1 \leq k \leq k_{s,max} - 1$ のとき,

$$b_{g,k,k-1} = -(TC)_{g,k-\frac{1}{2}} \quad (10.39)$$

$$b_{g,k,k} = \frac{1}{2\Delta t} C_{g,k} \left(z_{k+\frac{1}{2}} - z_{k-\frac{1}{2}} \right) + (TC)_{g,k-\frac{1}{2}} + (TC)_{g,k+\frac{1}{2}} \quad (10.40)$$

$$b_{g,k,k+1} = -(TC)_{g,k+\frac{1}{2}} \quad (10.41)$$

であり, $k = 0$ のとき,

$$b_{g,k,k-1} = -C_p \frac{P_{\frac{1}{2}}}{P_1} (TC)_{h,\frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_1} \quad (10.42)$$

$$b_{g,k,k} = \frac{C_s}{2\Delta t} - (TC)_{g,\frac{1}{2}} + C_p (TC)_{h,\frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_s} \quad (10.43)$$

$$b_{g,k,k+1} = (TC)_{g,\frac{1}{2}} \quad (10.44)$$

であり³, $k = k_{s,max}$ のとき,

$$b_{g,k,k-1} = -(TC)_{g,k-\frac{1}{2}} \quad (10.45)$$

$$b_{g,k,k} = \frac{1}{2\Delta t} C_{g,k} \left(z_{k+\frac{1}{2}} - z_{k-\frac{1}{2}} \right) + (TC)_{g,k-\frac{1}{2}} \quad (10.46)$$

である.

ただし, B_g は $k_{s,max} + 1$ 行 $k_{s,max} + 2$ 列の行列であり, この式だけでは未知数が方程式数よりも多いために閉じない. 方程式を閉じるために, 熱の鉛直拡散の式と同時に解く.

なお, 層の熱容量が無限大 (もしくは惑星表面温度が固定) の場合には,

$$b_{g,k,k-1} = 0 \quad (10.47)$$

$$b_{g,k,k} = 1 \quad (10.48)$$

$$b_{g,k,k+1} = 0 \quad (10.49)$$

$$g_{g,k} = 0 \quad (10.50)$$

である.

10.2.3 氷の融解・融雪による熱収支の修正

氷の融解および融雪時の地表面の熱収支式, (10.8) を離散化すると,

$$\begin{aligned} F_g^{t+\Delta t} &= -\kappa \frac{T_s^{t+\Delta t} - T_{g,1}^{t+\Delta t}}{z_{\frac{1}{2}} - z_1} \\ &= F_{SR}^{t+\Delta t} + F_{LR}^{t+\Delta t} + F_{h,\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} + LF_{q,\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} (+F_{IM}^{t+\Delta t}) + F_{SM}^{t+\Delta t} \end{aligned} \quad (10.51)$$

となる. さらに, (10.32) と同様の方法に基づき, (10.51) を, 地表面に熱容量が C_s である層があると考えて離散化し直すと,

$$C_s \frac{T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}}{2\Delta t} = -F_{SR}^{t+\Delta t} - F_{LR}^{t+\Delta t} - F_{h,\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} - LF_{q,\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} + F_{g,h,\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} (-F_{IM}^{t+\Delta t}) - (10.52)$$

となる. ここで, $F_{g,\frac{3}{2}}^{t+\Delta t}$, $F_{SR}^{t+\Delta t}$, $F_{LR}^{t+\Delta t}$, $F_{h,\frac{1}{2}}^{t+\Delta t}$, $LF_{q,\frac{1}{2}}^{t+\Delta t}$, $F_{IM}^{t+\Delta t}$, $F_{SM}^{t+\Delta t}$ はそれぞれ, 地下への熱伝導フラックス, 短波放射フラックス, 長波放射フラックス, 顕熱フラックス, 潜熱フラックス, 氷の融解による熱フラックス, 融雪による熱フラックスである. κ は土壌の熱拡散係数である.

³ここでは, T_g (土壌温度), T_s (地表面温度), T (大気温度) の順番に書いているが, 2010/02/20 時点のコードでは逆の順番になっている.

ここでは、まず $T_s^{t+\Delta t} = T_c$ となると仮定して、氷の融解・融雪による熱フラックスを未知数として求め、... やめた。後で書く (yot, 2011/12/28)。

積雪がすべて解ける場合

このとき、積雪量 M_{snow} を用いると、 $F_{SM}^{t+\Delta t} = \frac{L_{\text{fusion}} M_{\text{snow}}}{2\Delta t}$ であるから、この潜熱を与えて連立一次方程式を解き直せばよい。ここで、 L_{fusion} は融解潜熱である。

(10.52) を整理すると、

$$\begin{aligned} & (TC)_{g,\frac{1}{2}} (T_{g,1}^{t+\Delta t} - T_{g,1}^{t-\Delta t}) \\ & + \left(\frac{C_s}{2\Delta t} - (TC)_{g,\frac{1}{2}} + C_p(TC)_{h,\frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_s} \right) (T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}) \\ & + \left(-C_p \frac{P_{\frac{1}{2}}}{P_1} (TC)_{h,\frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_1} \right) (T_1^{t+\Delta t} - T_1^{t-\Delta t}) \\ & = -F_{SR}^{t+\Delta t} - F_{LR}(T_s^{t-\Delta t}, T_1^{t-\Delta t}) - F_{h,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - LF_{q,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} + F_{g,h,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} (-F_{IM}^{t+\Delta t}) - F_{SM}^{t+\Delta t} \end{aligned} \quad (10.53)$$

となる。ただし、ここでは三重対角行列にするために、潜熱フラックスは $t - \Delta t$ の時刻のものを用いる。

これらを (10.34) の形式にまとめると、(10.37) において

$$\begin{aligned} g_{g,0} = & -F_{SR}^{t+\Delta t} - F_{LR}(T_s^{t-\Delta t}, T_1^{t-\Delta t}) - F_{h,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} \\ & - LF_{q,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} + F_{g,h,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} (-F_{IM}^{t+\Delta t}) - F_{SM}^{t+\Delta t} \end{aligned} \quad (10.54)$$

とすれば良い。

積雪がすべて解けない場合

このとき、 $T_s^{t+\Delta t} = T_{\text{cond}}$ として連立一次方程式を解き直せばよい。

(10.34) の形式にまとめると、(10.37), (10.43) において

$$b_{g,k,k-1} = 0 \quad (10.55)$$

$$b_{g,k,k} = 1 \quad (10.56)$$

$$b_{g,k,k+1} = 0 \quad (10.57)$$

$$g_{g,0} = T_c - T_s^{t-\Delta t} \quad (10.58)$$

とすれば良い.

F_{SM} は, $T_s^{t+\Delta t} = T_{cond}$ として, 惑星表面の熱収支式, (10.52), から求める.

10.2.4 海氷面上の熱収支

海氷面上の, 海氷に伝わる熱フラックスを

$$F_b = -\kappa_I \frac{T_s - T_0}{h_I} \quad (10.59)$$

と書くことにする. ここで, κ_I は海氷の熱伝導率, h_I は海氷の厚さであり, T_0 は海氷下の海水温である. このとき, 海氷面上の熱収支式 (10.9) は下のように離散化される.

$$\begin{aligned} & \frac{C_I h_I}{2\Delta t} (T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}) \\ &= -F_{SR}^{t+\Delta t} - F_{LR}^{t+\Delta t} - F_{h, \frac{1}{2}}^{t+\Delta t} - LF_{q, \frac{1}{2}}^{t-\Delta t} + F_b^{t+\Delta t} \end{aligned} \quad (10.60)$$

ただし, 潜熱フラックスは $t - \Delta t$ の時刻のものを用いる⁴. これを整理すると,

$$\begin{aligned} & \left(\frac{C_I h_I}{2\Delta t} + C_p (TC)_{h, \frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_s} + \frac{\kappa_I}{h_I} \right) (T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}) \\ &+ \left(-C_p \frac{P_{\frac{1}{2}}}{P_1} (TC)_{h, \frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_1} \right) (T_1^{t+\Delta t} - T_1^{t-\Delta t}) \\ &= -F_{SR}^{t+\Delta t} - F_{LR}(T_s^{t-\Delta t}, T_1^{t-\Delta t}) - F_{h, \frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - LF_{q, \frac{1}{2}}^{t-\Delta t} + F_b^{t-\Delta t} \end{aligned} \quad (10.61)$$

となる.

以上を整理し, 今後の式の整理を念頭において, $k = 0$ として下の形に書くことにする.

$$b_{i,k,k} (T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}) + b_{i,k,k+1} (T_1^{t+\Delta t} - T_1^{t-\Delta t}) = g_{i,k} \quad (10.62)$$

⁴これは, 整理した結果得られる行列を三重対角行列にするためである. これは, 水蒸気の式において惑星表面の水蒸気フラックスの値として $t - \Delta t$ の時刻の値を使うことにしたことに起因しており, その場合には, ここでも $t - \Delta t$ の時刻のフラックスを使わなければ水の質量が保存されない. もちろん, 他のやり方是有り得るだろう.

ここで,

$$b_{i,k,k} = \frac{C_I h_I}{2\Delta t} + C_p (TC)_{h,\frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_s} + \frac{\kappa_I}{h_I} \quad (10.63)$$

$$b_{i,k,k+1} = -C_p \frac{P_1}{P_1} (TC)_{h,\frac{1}{2}} + \frac{\partial F_{LR}}{\partial T_1} \quad (10.64)$$

$$g_{i,k} = -F_{SR}^{t+\Delta t} - F_{LR}(T_s^{t-\Delta t}, T_1^{t-\Delta t}) - F_{h,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} - LF_{q,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} + F_b^{t-\Delta t} \quad (10.65)$$

である.

10.2.5 海氷の融解による熱収支の修正

海氷の融解時の熱収支式 (10.10) を離散化すると,

$$\frac{C_I h_I}{2\Delta t} (T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}) = -F_{SR}^{t+\Delta t} - F_{LR}^{t+\Delta t} - F_{h,\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} - LF_{q,\frac{1}{2}}^{t-\Delta t} + F_b^{t+\Delta t} - F_{IM}^{t+\Delta t} \quad (10.66)$$

$$T_s^{t+\Delta t} = T_c \quad (10.67)$$

となる. ここで, T_c は凝結温度である. T_c は既知であるから, $T_s = T_c$ として連立方程式を解き直す. F_{IM} は, $T_s = T_c$ として, (10.66) から求める.

なお, 連立方程式を解く際には, (10.63), (10.64), (10.65) を下のように置き直して用いる.

$$b_{i,k,k} = 1 \quad (10.68)$$

$$b_{i,k,k+1} = 0 \quad (10.69)$$

$$g_{i,k} = T_c - T_s^{t+\Delta t} \quad (10.70)$$

第 11 章 バケツモデル

11.1 数理表現

Manabe (1969) に従い, 地面水分量, M_w , 積雪量, M_s , は下の方程式に従うとする.

$$\frac{\partial M_w}{\partial t} = -F_{q,w} + F_{rain} + F_{SM} - F_{RO} \quad (11.1)$$

$$\frac{\partial M_s}{\partial t} = -F_{q,s} + F_{snow} - F_{SM} \quad (11.2)$$

ここで, $F_{q,w}$, $F_{q,s}$, F_{rain} , F_{snow} , F_{SM} , F_{RO} はそれぞれ地表面の水が蒸発することによる水蒸気フラックス, 雪が蒸発することによる水蒸気フラックス, 降水フラックス, 降雪フラックス, 融雪フラックス, そして流出フラックスである. ただし, $0 \leq M_w \leq M_{w,max}$ であり, $M_{w,max}$ は地面が保持できる水の最大量である.

全水蒸気フラックス F_q における, $F_{q,w}$ と $F_{q,s}$ の内訳, および全降水・降雪フラックス F_{PRCP} における, F_{rain} と F_{snow} の内訳は

11.2 離散表現

地表面水分量, 積雪量の支配方程式は下のよう離散化される.

$$\frac{M_w^{n+1} - M_w^{n-1}}{2\Delta t} = -F_{q,w,\frac{1}{2}} + F_{rain} + F_{SM} - F_{RO} \quad (11.3)$$

$$\frac{M_s^{n+1} - M_s^{n-1}}{2\Delta t} = -F_{q,s,\frac{1}{2}} + F_{snow} - F_{SM} \quad (11.4)$$

ここで,

$$F_{q,\frac{1}{2}} = F_{q,w,\frac{1}{2}} + F_{q,s,\frac{1}{2}} \quad (11.5)$$

である.

11.3 参考文献

Manabe, S., 1969: Climate and the ocean circulation I. The atmospheric circulation and the hydrology of the Earth's surface, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 739–774.

第12章 熱収支を統合した連立方程式の構成

12.1 離散表現

10.2 節において, 大気中の熱拡散における収支, 大気中の水蒸気の拡散の収支, 惑星表面の 1 層モデルの熱収支, 惑星表面および土壌中の熱拡散の収支, 海氷面上の熱収支について書いた. 既に書いたように, これらはそれぞれ単独では必ずしも閉じておらず, 適宜組み合わせで連立方程式を構成する必要がある. ここでは, 以下の 3 通りの組み合わせ方を示す.

- 惑星表面に 1 層モデルを用いる場合
- 土壌熱拡散モデルを用いる場合
- 海氷熱収支モデルを用いる場合

12.1.1 惑星表面に 1 層モデルを用いる場合

ここでは, 惑星表面に 1 層モデルを用いる場合を考える. このとき, 大気中の熱拡散の収支式 (9.118), 惑星表面の 1 層モデルの熱収支式 (10.12), 水蒸気拡散による収支式 (9.137) を同時に解く. これらの式をまとめると下のよう整理される.

$$Dx_{hq} = G_{hq} \quad (12.1)$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{x}_{hq} &= (q_{k_{max}}^{t+\Delta t} - q_{k_{max}}^{t-\Delta t}, \dots, q_2^{t+\Delta t} - q_2^{t-\Delta t}, q_1^{t+\Delta t} - q_1^{t-\Delta t}, \\ &T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}, \\ &T_1^{t+\Delta t} - T_1^{t-\Delta t}, T_2^{t+\Delta t} - T_2^{t-\Delta t}, \dots, T_{k_{max}}^{t+\Delta t} - T_{k_{max}}^{t-\Delta t}), \end{aligned} \quad (12.2)$$

$$\begin{aligned} &= (\Delta q_{k_{max}}, \dots, \Delta q_2, \Delta q_1, \\ &\Delta T_s, \\ &\Delta T_1, \Delta T_2, \dots, \Delta T_{k_{max}}), \end{aligned} \quad (12.3)$$

$$\boldsymbol{G}_{hq} = (g_{q,k_{max}}, \dots, g_{q,2}, g_{q,1}, g_{s,0}, g_{h,1}, g_{h,2}, \dots, g_{h,k_{max}}), \quad (12.4)$$

D の各成分は, $k \leq -1$ のとき,

$$d_{-k,k+1} = c_{k,k-1} \quad (12.5)$$

$$d_{-k,k} = c_{k,k} \quad (12.6)$$

$$d_{-k,k-1} = c_{k,k+1} \quad (12.7)$$

であり, $k = 0$ のとき,

$$d_{k,k-1} = b_{s,k,k-1} \quad (12.8)$$

$$d_{k,k} = b_{s,k,k} \quad (12.9)$$

$$d_{k,k+1} = b_{s,k,k+1} \quad (12.10)$$

であり, $k \geq 1$ のとき,

$$d_{k,k-1} = b_{a,k,k-1} \quad (12.11)$$

$$d_{k,k} = b_{a,k,k} \quad (12.12)$$

$$d_{k,k+1} = b_{a,k,k+1} \quad (12.13)$$

である. なお, $b_{a,k,k}$ などと $c_{k,k}$ などの定義は第 9 章 において, $b_{s,k,k}$ などの定義は第 10 章 においてなされている.

この連立一次方程式を解いて求めた \boldsymbol{x}_{hq} を用いて, 鉛直乱流混合による時間変化率を下のように計算する.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_k = \frac{\Delta T_k}{2\Delta t}, \quad (12.14)$$

$$\left(\frac{\partial T_s}{\partial t}\right) = \frac{\Delta T_s}{2\Delta t}, \quad (12.15)$$

$$\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_k = \frac{\Delta q_k}{2\Delta t}. \quad (12.16)$$

12.1.2 土壌熱拡散モデルを用いる場合

ここでは、土壌熱拡散モデルを用いる場合を考える。このとき、大気中の熱拡散の収支式 (9.118), 土壌熱拡散の熱収支式 ((10.34)) を同時に解く。これらの式をまとめると下のよう整理される。

$$D\mathbf{x}_{hg} = \mathbf{G}_{hg} \quad (12.17)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_{hg} = & \left(T_{g,k_s,max}^{t+\Delta t} - T_{g,k_s,max}^{t-\Delta t}, \dots, T_{g,2}^{t+\Delta t} - T_{g,2}^{t-\Delta t}, T_{g,1}^{t+\Delta t} - T_{g,1}^{t-\Delta t}, \right. \\ & T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}, \\ & \left. T_1^{t+\Delta t} - T_1^{t-\Delta t}, T_2^{t+\Delta t} - T_2^{t-\Delta t}, \dots, T_{k_{max}}^{t+\Delta t} - T_{k_{max}}^{t-\Delta t} \right), \end{aligned} \quad (12.18)$$

$$\begin{aligned} = & \left(\Delta T_{g,k_s,max}, \dots, \Delta T_{g,2}, \Delta T_{g,1}, \right. \\ & \Delta T_s, \\ & \left. \Delta T_1, \Delta T_2, \dots, \Delta T_{k_{max}} \right), \end{aligned} \quad (12.19)$$

$$\mathbf{G}_{hg} = \left(g_{g,k_s,max}, \dots, g_{g,2}, g_{g,1}, g_{s,0}, g_{h,1}, g_{h,2}, \dots, g_{h,k_{max}} \right), \quad (12.20)$$

D の各成分は、 $k \leq 0$ のとき、

$$d_{-k,k+1} = b_{g,k,k-1} \quad (12.21)$$

$$d_{-k,k} = b_{g,k,k} \quad (12.22)$$

$$d_{-k,k-1} = b_{g,k,k+1} \quad (12.23)$$

であり、 $k \geq 1$ のとき、

$$d_{k,k-1} = b_{a,k,k-1} \quad (12.24)$$

$$d_{k,k} = b_{a,k,k} \quad (12.25)$$

$$d_{k,k+1} = b_{a,k,k+1} \quad (12.26)$$

である。

この連立一次方程式を解いて求めた \mathbf{x}_{hg} を用いて、鉛直乱流混合による時間変化率を下のように計算する。

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_k = \frac{\Delta T_k}{2\Delta t}, \quad (12.27)$$

$$\left(\frac{\partial T_s}{\partial t} \right) = \frac{\Delta T_s}{2\Delta t}, \quad (12.28)$$

$$\left(\frac{\partial T_g}{\partial t} \right)_k = \frac{\Delta T_{g,k}}{2\Delta t}. \quad (12.29)$$

12.1.3 海水熱収支モデルを用いる場合

ここでは、海水熱収支モデルを用いる場合を考える。このとき、大気中の熱拡散の収支式 (9.118)、海氷面上の熱収支式 (10.62)、を同時に解く¹。これらの式をまとめると下のよう整理される。

$$D\mathbf{x}_{hi} = \mathbf{G}_{hi} \quad (12.30)$$

$$\mathbf{x}_{hi} = \left(T_s^{t+\Delta t} - T_s^{t-\Delta t}, \right. \\ \left. T_1^{t+\Delta t} - T_1^{t-\Delta t}, T_2^{t+\Delta t} - T_2^{t-\Delta t}, \dots, T_{k_{max}}^{t+\Delta t} - T_{k_{max}}^{t-\Delta t} \right), \quad (12.31)$$

$$\mathbf{G}_{hi} = (g_{i,0}, g_{h,1}, g_{h,2}, \dots, g_{h,k_{max}}), \quad (12.32)$$

D の各成分は、 $k = 0$ のとき、

$$d_{k,k-1} = b_{i,k,k-1} \quad (12.33)$$

$$d_{k,k} = b_{i,k,k} \quad (12.34)$$

であり、 $k \geq 1$ のとき、

$$d_{k,k-1} = b_{a,k,k-1} \quad (12.35)$$

$$d_{k,k} = b_{a,k,k} \quad (12.36)$$

$$d_{k,k+1} = b_{a,k,k+1} \quad (12.37)$$

である。

¹現在考えている海水熱収支モデルは 1 層であり、水蒸気の熱収支式を含めて定式化しても、行列は三重対角行列にすることはできる。しかし、現状ではそのような定式化は用意していない。

付録 A 惑星大気の物理定数

A.1 地球大気の物理定数

地球大気の基本的な物理定数を以下に示す.

惑星半径	a	m	6.37×10^6
重力加速度	g	m s^{-2}	9.8
乾燥大気の定圧比熱	C_p	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	1004.6
乾燥大気の気体定数	R	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	287.04
蒸発潜熱	L	J kg^{-1}	2.5×10^6
水蒸気定圧比熱	C_v	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	1810.
水蒸気気体定数	R_v	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	461.
液体水の密度	$d_{\text{H}_2\text{O}}$	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$	1000.
水蒸気分子量比	ϵ_v		0.622
仮温度の係数	$\delta_v = \epsilon_v^{-1} - 1$		0.606
乾燥大気の定圧比熱と気体定数の比	$\kappa = R/C_p$		0.286
Kálmán 定数	k		0.4

付録B 座標系・変換公式に関する解説

B.1 球面調和関数

ここでは連続系での球面調和関数を定義し、スペクトル計算の理解に必要な性質を挙げ、証明する。

まず球面調和関数を定義し、次いで球面調和関数が完全直交系をなすことを主張する。このことにより、球面上に分布するあらゆる連続関数が球面調和関数の重ね合わせで一意的に表されることになる。

球面調和関数は2次元ラプラシアンに関する固有関数であり、このために全波数という概念が生まれる。参考までにこのことも記しておく。

さらに、球面調和関数を空間微分した結果も書いておく。

1. 定義と性質 (球面調和関数, Legendre 関数, Legendre 陪関数)
2. 空間微分
3. 全波数の概念

また、イメージをつかむために、ルジャンドル (陪) 関数のグラフを示す。

B.1.1 定義と性質

ここでは, 岩波公式集¹の Legendre 函数・陪函数 \tilde{P}_n^m , 2 で規格化した Legendre 函数・陪函数 P_n^m , 4π で規格化した球面調和函数 Y_n^m の順に定義する. さらにそれらの性質として, 従う微分方程式, 漸下式, 完全規格直交性について述べる.

岩波公式集の Legendre 函数・陪函数 \tilde{P}_n^m

- 定義

岩波公式集によると Legendre 函数・陪函数 $\tilde{P}_n^m(\mu)$ は $-1 \leq \mu \leq 1$ において次式で定義される (Rodrigues の公式).

$$\tilde{P}_n^m \equiv \frac{(1 - \mu^2)^{\frac{|m|}{2}}}{2^n n!} \frac{d^{n+|m|}}{d\mu^{n+|m|}} (\mu^2 - 1)^n. \quad (\text{B.1})$$

ただし, m, n は $0 \leq |m| \leq n$ を満たす整数である. Legendre 函数 \tilde{P}_n^0 を \tilde{P}_n とも書く.

- Legendre 函数・陪函数の満たす方程式

$\tilde{P}_n^m(\mu)$ は次の方程式を満たす.

$$\frac{d}{d\mu} \left\{ (1 - \mu^2) \frac{d}{d\mu} \tilde{P}_n^m \right\} + \left\{ n(n+1) - \frac{m^2}{1 - \mu^2} \right\} \tilde{P}_n^m = 0. \quad (\text{B.2})$$

ただし, m, n は $0 \leq |m| \leq n$ を満たす整数である.

- Legendre 函数・陪函数の従う漸化式

$\tilde{P}_n^m(\mu)$ は次の漸化式に従う.

$$(n - |m| + 1) \tilde{P}_{n+1}^m - (2n + 1) \mu \tilde{P}_n^m + (n + |m|) \tilde{P}_{n-1}^m = 0. \quad (\text{B.3})$$

ただし, m, n は $0 \leq |m| \leq n - 1$, または $m = n = 0$ を満たす整数である.

さらに, 次の関係式が成り立つ.

$$(1 - \mu^2) \frac{d}{d\mu} \tilde{P}_n^m = (n + |m|) \tilde{P}_{n-1}^m - n \mu \tilde{P}_n^m. \quad (\text{B.4})$$

ただし, m, n は $0 \leq |m| \leq n - 1$ を満たす整数である.

¹森口, 宇田川, 一松編「数学公式 III」, 1960 を指す.

- 完全規格直交性

$\tilde{P}_n^m(\mu)$ ($n = |m|, |m+1|, \dots$) は次の直交関係を満たす.

$$\int_{-1}^1 \tilde{P}_n^m(\mu) \tilde{P}_{n'}^m(\mu) d\mu = \frac{2}{2n+1} \frac{(n+|m|)!}{(n-|m|)!} \delta_{nn'}. \quad (\text{B.5})$$

ただし, m, n, n' は $0 \leq |m| \leq n, n'$ を満たす整数である.

$-1 \leq \mu \leq 1$ で定義される連続関数 $A(\mu)$ は $\{\tilde{P}_n^m | n = |m|, |m+1|, \dots\}$ を用いて

$$A(\mu) = \sum_{n=|m|}^{\infty} \tilde{A}_n^m \tilde{P}_n^m(\mu), \quad (\text{B.6})$$

$$\tilde{A}_n^m = \frac{2n+1}{2} \frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!} \int_{-1}^1 A(\mu) \tilde{P}_n^m(\mu) d\mu \quad (\text{B.7})$$

と表される.

2 で規格化した Legendre 函数・陪函数 P_n^m

- 定義

2 で規格化した Legendre 函数・陪函数 $P_n^m(\mu)$ は $-1 \leq \mu \leq 1$ において次式で定義される.

$$P_n^m \equiv \sqrt{\frac{(2n+1)(n-|m|)!}{(n+|m|)!}} \tilde{P}_n^m = \sqrt{\frac{(2n+1)(n-|m|)!}{(n+|m|)!}} \frac{(1-\mu^2)^{\frac{|m|}{2}}}{2^n n!} \frac{d^{n+|m|}}{d\mu^{n+|m|}} (\mu^2 - 1)^n. \quad (\text{B.8})$$

ただし, m, n は $0 \leq |m| \leq n$ を満たす整数である. Legendre 函数 P_n^0 を P_n とも書く.

- Legendre 函数・陪函数の満たす方程式

$P_n^m(\mu)$ は, 次の方程式を満たす.

$$\frac{d}{d\mu} \left\{ (1-\mu^2) \frac{d}{d\mu} P_n^m \right\} + \left\{ n(n+1) - \frac{m^2}{1-\mu^2} \right\} P_n^m = 0. \quad (\text{B.9})$$

ただし, m, n は $0 \leq |m| \leq n$ を満たす整数である.

- Legendre 函数・陪函数の従う漸化式

$P_n^m(\mu)$ は、次の漸化式に従う。

$$(n - |m| + 1) \sqrt{\frac{1}{2n+3} \frac{(n+1+|m|)!}{(n+1-|m|)!}} P_{n+1}^m - (2n+1) \sqrt{\frac{1}{2n+1} \frac{(n+|m|)!}{(n-|m|)!}} \mu P_n^m \\ + (n+|m|) \sqrt{\frac{1}{2n-1} \frac{(n-1+|m|)!}{(n-1-|m|)!}} P_{n-1}^m = 0, \quad (\text{B.10})$$

$$P_{n+1}^m = \sqrt{\frac{(2n+1)(2n+3)}{(n-|m|+1)(n+|m|+1)}} \mu P_n^m \\ - \sqrt{\frac{(2n+1)(2n+3)}{(n-|m|+1)(n+|m|+1)}} \sqrt{\frac{(n-|m|)(n+|m|)}{(2n+1)(2n-1)}} P_{n-1}^m. \quad (\text{B.11})$$

ただし、 m, n は $0 \leq |m| \leq n-1$ 、または $m = n = 0$ を満たす整数である。
さらに次の関係式が成り立つ。

$$(1 - \mu^2) \frac{d}{d\mu} P_n^m = (n+|m|) \sqrt{\frac{(n-|m|)(2n+1)}{(n+|m|)(2n-1)}} P_{n-1}^m - n\mu P_n^m. \quad (\text{B.12})$$

ただし、 m, n は $0 \leq |m| \leq n-1$ を満たす整数である。

- 完全規格直交性

$P_n^m(\mu)$ ($n = |m|, |m|+1, \dots$) は次の直交関係を満たす。

$$\int_{-1}^1 P_n^m(\mu) P_{n'}^m(\mu) d\mu = 2\delta_{nn'}. \quad (\text{B.13})$$

ただし、 m, n, n' は $0 \leq |m| \leq n, n'$ を満たす整数である。

$-1 \leq \mu \leq 1$ で定義される連続関数 $A(\mu)$ は $\{P_n^m | n = |m|, |m|+1, \dots\}$ を用いて

$$A(\mu) = \sum_{n=|m|}^{\infty} \tilde{A}_n^m P_n^m(\mu), \quad (\text{B.14})$$

$$\tilde{A}_n^m = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 A(\mu) P_n^m(\mu) d\mu \quad (\text{B.15})$$

と表される。

球面調和函数 Y_n^m

• 定義

球面調和函数 $Y_n^m(\lambda, \varphi)$ は Legendre 函数 $P_n^m(\sin \varphi)$, 三角関数² $\exp(im\lambda)$ を用いて次のように定義される.

$$Y_n^m(\lambda, \varphi) \equiv P_n^m(\sin \varphi) \exp(im\lambda). \quad (\text{B.16})$$

ただし, m, n は $0 \leq |m| \leq n$ を満たす整数である.

• 球面調和函数の満たす方程式

$Y_n^m(\lambda, \varphi)$ は次の方程式を満たす.

$$\left[\frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + n(n+1) \right] Y_n^m = 0. \quad (\text{B.17})$$

すなわち,

$$\left[\frac{\partial}{\partial \mu} \left((1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right) + \frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + n(n+1) \right] Y_n^m = 0 \quad (\text{B.18})$$

の解である. ただし, m, n は $0 \leq |m| \leq n$ を満たす整数である.

• 完全規格直交性

Y_n^m は次の直交関係を満たす.

$$\int_{-1}^1 Y_n^m(\lambda, \varphi) Y_{n'}^{m'*}(\lambda, \varphi) d(\sin \varphi) d\lambda = 4\pi \delta_{mm'} \delta_{nn'}. \quad (\text{B.19})$$

ただし, m, m', n, n' は $0 \leq |m| \leq n$ と $0 \leq |m'| \leq n'$ とを満たす整数である.

球面上で定義される連続関数 $A(\lambda, \varphi)$ は $\{Y_n^m | m = 0, 1, 2, \dots, n = |m|, |m+1|, \dots\}$ を用いて

$$A(\lambda, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=|m|}^{\infty} \tilde{A}_n^m Y_n^m(\lambda, \varphi), \quad (\text{B.20})$$

$$\tilde{A}_n^m = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 d(\sin \varphi) \int_0^{2\pi} d\lambda A(\lambda, \varphi) Y_n^{m*}(\lambda, \varphi) \quad (\text{B.21})$$

と表される.

² $\exp(im\lambda)$ は $\int_0^{2\pi} \exp(im\lambda) \exp(-im'\lambda) d\lambda = 2\pi \delta_{mm'}$ を満たす. ただし, m, m' は整数である.

B.1.2 球面調和関数の空間微分

ここでは, 球面調和関数 $Y_n^m(\varphi, \lambda)$ の

- x 微分
- y 微分
- 2次元ラプラシアン

の計算をする.

x 微分

$$\frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial Y_n^m}{\partial \lambda} = \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (P_n^m(\sin \varphi) \exp(im\lambda)) = \frac{im}{r \cos \varphi} P_n^m(\sin \varphi) \exp(im\lambda). \quad (\text{B.22})$$

y 微分

$$\frac{1}{r} \frac{\partial Y_n^m}{\partial \varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (P_n^m(\sin \varphi) \exp(im\lambda)) = \frac{\sqrt{1-\mu^2}}{r} \frac{d}{d\mu} P_n^m(\mu) \exp(im\lambda). \quad (\text{B.23})$$

2次元ラプラシアン

$$\begin{aligned} \nabla_H^2 Y_n^m &\equiv \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial}{\partial \mu} \left((1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right) + \frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] Y_n^m \\ &= \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] Y_n^m \\ &= -\frac{n(n+1)}{r^2} Y_n^m \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

B.1.3 コメント — 全波数について

球面調和関数 $Y_n^m(\lambda, \varphi)$ において n のことを全波数と呼ぶ.

全波数には、座標系の回転に関して不変である、という特徴がある。すなわち、任意の $Y_n^m(\lambda, \varphi)$ は回転して得られる座標系 (λ', φ') における全波数 n の球面調和函数 $\{Y_n^m(\lambda', \varphi') | m = -n, -n+1, \dots, n\}$ の和で表現できる：

$$Y_n^m(\lambda, \varphi) = \sum_{m'=-n}^n A_n^{m'} Y_n^{m'*}(\lambda', \varphi'). \quad (\text{B.25})$$

のである³。この特徴は、球面調和函数が2次元ラプラシアン⁴の固有値であることによっている⁴。

³この特徴を言い替えば、全波数 n の球面調和函数の重ね合わせで表現できる分布関数は座標系を回転させた系においても全波数 n の球面調和函数の重ね合わせで表現できることになる。

⁴ $\nabla_H^2 \equiv \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right]$ の、固有値を $-\frac{n(n+1)}{r^2}$ とする固有関数であることと、スカラー演算子 ∇_H^2 が座標系の回転に関して不変な演算子であることに起因する。

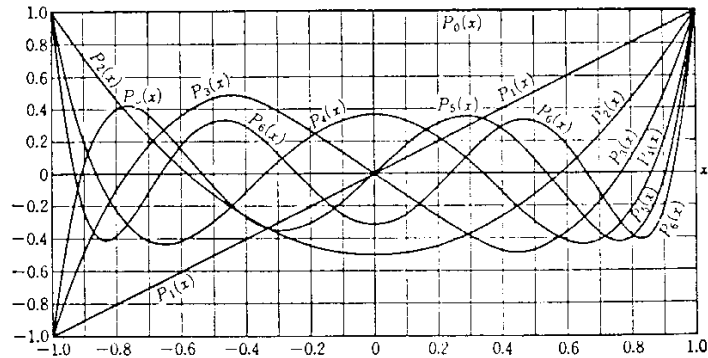
すなわち、 $\nabla_H^2 Y_n^m(\lambda, \varphi) = -\frac{n(n+1)}{r^2} Y_n^m(\lambda, \varphi)$ より、球面調和函数 $Y_n^m \exp(im\lambda)$ は固有値を $-\frac{n(n+1)}{r^2}$ とする ∇_H^2 の固有関数である。 $\{Y_n^m | n = 0, 1, 2, \dots, m = -n, -n+1, \dots, n\}$ の完全直交性より、 $\{Y_n^m | m = -n, -n+1, \dots, n\}$ は $\nabla_H^2 f = -\frac{n(n+1)}{r^2} f$ の解空間を張っている基底である。

座標系を回転させて、新たな座標系での球面調和函数 $Y_n^m(\lambda', \varphi')$ の和の形で前の座標系での球面調和函数 $Y_n^m(\lambda, \varphi)$ を表現することを考えよう。

絶対系で見て同じ位置の値を比べると、2次元ラプラシアンを演算した値は不変なので、前の座標系での球面調和函数 $Y_n^m(\lambda', \varphi')$ は新たな座標系においても $\nabla_H^2 Y_n^m = -\frac{n(n+1)}{r^2} Y_n^m$ の解である。新たな座標系の球面調和函数の集合 $\{Y_n^m(\lambda', \varphi') | m = -n, -n+1, \dots, n\}$ も $\nabla_H^2 Y_n^m = -\frac{n(n+1)}{r^2} Y_n^m$ の解空間の基底である。したがって、前の座標系の球面調和函数は新たな座標系の球面調和函数の和の形で書ける。

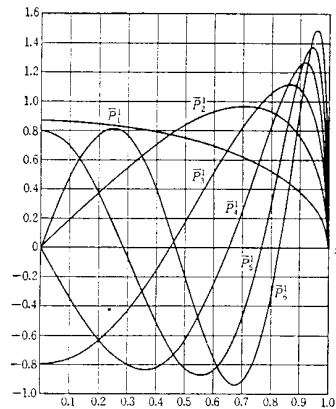
B.1.4 グラフ

$P_n^m(\mu)$ の概形をつかむために、2 で規格化した P_n, P_n^1, P_n^2 ⁵ のグラフを示す。

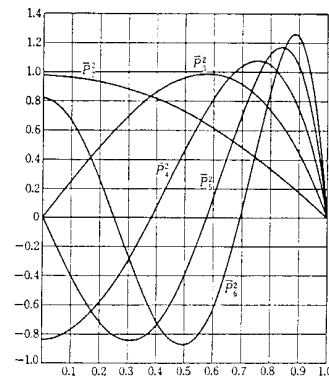


第 4.1 図 Legendre の多項式のグラフ

岩波公式集の Legendre 函数 \tilde{P}_n のグラフ (森口, 宇田川, 一松, 1960)



第 5.3 図 $\tilde{P}_n^1(x)$ のグラフ



第 5.4 図 $\tilde{P}_n^2(x)$ のグラフ

第 5.3 図, 第 5.4 図においては, 便宜上, 正規化された陪函数 $\tilde{P}_n^m(x) = \sqrt{\frac{2n+1}{2} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}} P_n^m(x)$ ($m=1, 2; n=1, 2, 3, 4, 5, 6, n \geq m$) のグラフを示した。

Legendre 函数 $\tilde{P}_n^1 = P_n^1/\sqrt{2}, \tilde{P}_n^2 = P_n^2/\sqrt{2}$ のグラフ (森口, 宇田川, 一松, 1960)

⁵(2005/4/4 石渡) 関数形も書いておきたい。グラフは自分で描きたい。

B.2 微分公式, GCM の変数の微分関係式

ここでは, スカラー量, ベクトルの微分を計算する. さらにそれらを元に, 発散 D , 渦度 ζ , 速度ポテンシャル χ , 流線関数 ψ と (u, v) との関係を付ける.

B.2.1 スカラー量の微分

スカラー量 $f(\lambda, \varphi)$ の x 微分は $\frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial f}{\partial \lambda}$ で与えられる.

f の y 微分は $\frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \varphi} \left(= \frac{\cos \varphi}{r} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right)$ で与えられる.

f の 2 次元ラプラシアンは

$$\begin{aligned} \nabla_H^2 f &\equiv \frac{1}{r^2} \left[\frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] f \\ &= \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial}{\partial \mu} \left\{ (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right\} + \frac{1}{1 - \mu^2} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] f \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

で与えられる.

B.2.2 ベクトル量の微分

2 次元ベクトル場 $\mathbf{v} = (v_1, v_2)$ の水平発散は

$$\begin{aligned} \text{div}_H \mathbf{v} &\equiv \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial v_1}{\partial \lambda} + \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v_2 \cos \varphi) \\ &= \frac{1}{r \sqrt{1 - \mu^2}} \frac{\partial v_1}{\partial \lambda} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} (\sqrt{1 - \mu^2} v_2) \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

で与えられる.

\mathbf{v} の回転の r 成分は,

$$\begin{aligned} (\text{rot } \mathbf{v})_r &\equiv \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial v_2}{\partial \lambda} - \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v_1 \cos \varphi) \\ &= \frac{1}{r \sqrt{1 - \mu^2}} \frac{\partial v_2}{\partial \lambda} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} (\sqrt{1 - \mu^2} v_1) \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

で与えられる.

以上で得られた微分公式を元に, 以下に実際に GCM で使用する便利な微分の公式を並べておく.

B.2.3 発散

水平分布する速度場の水平発散 D を u, v を用いて表す

$$D = \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi). \quad (\text{B.29})$$

B.2.4 渦度

水平分布する速度場の渦度 ζ を u, v を用いて表す

$$\zeta = \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (u \cos \varphi). \quad (\text{B.30})$$

B.2.5 速度ポテンシャル, 流線関数と (u, v)

速度ポテンシャル χ , 流線関数 ψ は

$$D \equiv \nabla_H^2 \chi, \quad (\text{B.31})$$

$$\zeta \equiv \nabla_H^2 \psi \quad (\text{B.32})$$

で定義される. (u, v) を χ, ψ で表す.

$$u = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} + \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial \chi}{\partial \lambda}, \quad (\text{B.33})$$

$$v = \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} + \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial \varphi} \quad (\text{B.34})$$

となる.

B.3 Legendre 関数 P_n の性質

ここでは Legendre 関数 P_n の性質である

1. $n - 1$ 次以下の多項式との積を $-1 \leq \mu \leq 1$ まで積分すると零になること
2. $P_n(\mu)$ が $-1 < \mu < 1$ に n 個の零点を持つこと,

を記す. 1 より Gauss 格子を定義することが保証される. また, 1, 2 は共に Gauss-Legendre の公式の証明に用いられる.

B.3.1 多項式と Legendre 函数の積の積分

$P_n(\mu)$ は, μ の n 次多項式である. $n - 1$ 次以下の任意の多項式は $P_0 \sim P_{n-1}$ の和で表されること, P_n の直交性から明らかに, $n - 1$ 次以下の任意の多項式 $f(\mu)$ との積を積分すると

$$\int_{-1}^1 f(\mu)P_n(\mu)d\mu = 0 \quad (\text{B.35})$$

が成り立つことがわかる.

B.3.2 Legendre 函数の零点

P_n は $-1 < \mu < 1$ に n 個の互いに異なる零点を持っている. このことについて, 以下に証明しておく. (寺沢, 1983 の 10.7 節より)

1. $f(x) = (x - 1)^n(x + 1)^n$ を導入する.
2. $f = 0$ の解は, $x = -1, 1$ である. ゆえに, Rolle の定理により, f' はある α ($-1 < \alpha < 1$) で $f'(\alpha) = 0$ となる.
 $f' = 2nx(x^2 - 1)^{n-1}$ より, $f' = 0$ の解は $x = -1, \alpha, 1$ のみである.
3. 同様に, $f'' = 0$ の解は $x = -1, \beta_1, \beta_2, 1$ ($-1 < \beta_1 < \beta_2 < 1$) のみ.
4. 以上を繰り返すと, $f^{(n)} = 0$ の解は -1 と 1 の間で互いに異なる n 個の解を持つ. ($x = -1, 1$ は解でないことに注意せよ.)
5. したがって, $P_n = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{d\mu^n} (\mu^2 - 1)^n$ は -1 と 1 の間で互いに異なる n 個の解を持つ. (証明終り)

この零点の求め方としては, $x_j = \cos \frac{j - 1/2}{n} \pi$ を近似解として Newton 法を用いるという方法がある.

B.4 積分評価

B.4.1 Gauss の台形公式

ここでは Gauss の台形公式を示す.

波数 M 以下の三角関数で表現される $g(\lambda)$ ($0 \leq \lambda < 2\pi$)

$$g(\lambda) = \sum_{m=-M}^{m=M} g_m \exp(im\lambda) \quad (\text{B.36})$$

について $M < I$ を満たすように I をとると,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g(\lambda) d\lambda &= \frac{1}{I} \sum_{n=1}^I g(\lambda_n), \\ \lambda_n &= \frac{2\pi(n-1)}{I} \quad (n = 1, 2, \dots, I) \end{aligned} \quad (\text{B.37})$$

が成り立つ. これを Gauss の台形公式という.

より実用的な公式は,

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^I \exp(im\lambda_n) &= \begin{cases} I & (m = 0), \\ 0 & (0 < |m| < I), \end{cases} \\ \lambda_n &= \frac{2\pi(n-1)}{I} \quad (n = 1, 2, \dots, I) \end{aligned} \quad (\text{B.38})$$

である. この証明は, $I > M$ ($|m|$ の最大値) より $m \neq 0$ の時には $\exp(im\lambda_n) = \exp\left(\frac{2\pi im(n-1)}{I}\right)$ において, 全ての n について $m(n-1)$ が I の整数倍になることがないことを考慮すると明らかである ($m, n-1$ はともに I よりも小さい整数なので, $m(n-1)$ は I の整数倍にならない)⁶.

以下に Gauss の台形公式の証明を記す. まず, 左辺を計算すると,

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g(\lambda) d\lambda = \sum_{m=-M}^M \frac{1}{2\pi} g_m \int_0^{2\pi} \exp(im\lambda) d\lambda = g_0 \quad (\text{B.40})$$

⁶等比級数の和を直接計算しても良い.

$$\sum_{n=1}^I \exp\left\{im \frac{2\pi(n-1)}{I}\right\} = \frac{1 - \left(e^{\frac{im2\pi}{I}}\right)^I}{1 - e^{\frac{im2\pi}{I}}} = \frac{1 - e^{im2\pi}}{1 - e^{\frac{im2\pi}{I}}} = 0 \quad (\text{B.39})$$

である。ここで、 $\int_0^{2\pi} \exp(im\lambda)d\lambda$ は $m = 0$ の項しか残らないことを使った。一方右辺は

$$\begin{aligned} \frac{1}{I} \sum_{n=1}^I g(\lambda_n) &= \frac{1}{I} \sum_{n=1}^I \sum_{m=-M}^M g_m \exp(im\lambda_n) \\ &= g_0 + \sum_{m=-M, m \neq 0}^M \frac{g_m}{I} \sum_{n=1}^I \left(\exp\left(\frac{2\pi im}{I}\right) \right)^{n-1}. \end{aligned} \quad (\text{B.41})$$

ここで、上に示した「より実用的な公式」により

$$\sum_{n=1}^I \left(\exp\left(\frac{2\pi im}{I}\right) \right)^{n-1} = 0 \quad (m \neq 0) \quad (\text{B.42})$$

が成り立つ。したがって、

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g(\lambda)d\lambda = \frac{1}{I} \sum_{n=1}^I g(\lambda_n) \quad (\text{B.43})$$

となる。

B.4.2 Gauss-Legendre の公式

$f(\mu)$ を $2J - 1$ 次以下の多項式とする。 P_n を 2 で規格化した n 次の Legendre 関数とする。このとき、 $\int_{-1}^1 f d\mu$ は P_J の零点である Gauss 格子 $\mu_j (j = 1, 2, \dots, J)$ における f の値 $f(\mu_j)$ のみを用いて、次式にもとづいて正確に評価することができる。

$$\int_{-1}^1 f(\mu)d\mu = 2 \sum_{j=1}^J f(\mu_j)w_j, \quad (\text{B.44})$$

$$w_j = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{P_J(\mu)}{(\mu - \mu_j)P_J'(\mu_j)} d\mu = \frac{(2J-1)(1-\mu_j^2)}{(JP_{J-1}(\mu_j))^2}. \quad (\text{B.45})$$

ここで、 w_j は Gauss 荷重と呼ばれる。

以下では上の式を証明する。ただし、Legendre 関数としては、最初は岩波公式集の Legendre 関数 \tilde{P}_n を用い、最後に 2 で規格化した Legendre 関数 P_n に直すことにする⁷。

⁷混乱を招かぬよう、このような手続きを踏む。実際、公式集を含む他の文献には \tilde{P}_n^m の公式が書かれていることが多いので、このように書く方が他と参照しやすいであろう。

STEP 1 Lagrange 補間の導入

$f(\mu)$ を K 次多項式 ($0 \leq K \leq 2J - 1$) とする. \tilde{P}_n を岩波公式集の Legendre 関数 (Rodrigues の公式) とする.

$$\int_{-1}^1 \tilde{P}_n(\mu) \tilde{P}_{n'}(\mu) d\mu = \frac{2}{2n+1} \delta_{nn'}. \quad (\text{B.46})$$

$L(\mu)$ を, $f(\mu_j)$ を Lagrange 補間公式にしたがって補間した多項式として定義する.

$$L(\mu) \equiv \sum_{j=1}^J f(\mu_j) \prod_{k=1, k \neq j}^J \frac{\mu - \mu_k}{\mu_j - \mu_k}. \quad (\text{B.47})$$

このとき, 各 j について $L(\mu_j) = f(\mu_j)$ である. ここで L は, $0 \leq K \leq J - 1$ の時 (f が $J - 1$ 次以下の多項式) のときは厳密に $L = f$ になる⁸ ことに注意せよ.

したがって, 関数 $f(\mu) - L(\mu)$ は

- $0 \leq K \leq J - 1$ の時, 0 である.
- $J \leq K \leq 2J - 1$ の時,
 $\mu = \mu_j$ を零点とする K 次多項式である. μ_j は J 次多項式 $\tilde{P}_J(\mu)$ の零点であることを思い出すと, $f - L$ は $\tilde{P}_J(\mu)$ で割り切れるので, ある $K - J$ 次多項式 $S(\mu)$ を用いて,

$$f(\mu) - L(\mu) = \tilde{P}_J(\mu) S(\mu) \quad (\text{B.48})$$

と書くことができる.

$f(\mu) - L(\mu)$ を μ について -1 から 1 まで積分する. $J \leq K \leq 2J - 1$ の時につい

⁸このことは $L - f$ が $J - 1$ 次以下の多項式であること, J 個の零点 μ_j を持つことから明らか.

ては Legendre 関数の直交性より, $\tilde{P}_J(\mu)S(\mu)$ の積分は零である. したがって,

$$\begin{aligned}
\int_{-1}^1 f(\mu)d\mu &= \int_{-1}^1 L(\mu)d\mu \\
&= \sum_{j=1}^J f(\mu_j) \int_{-1}^1 \frac{\prod_{k=1}^J (\mu - \mu_k)}{(\mu - \mu_j) \prod_{k=1, k \neq j}^J (\mu_j - \mu_k)} d\mu \\
&= \sum_{j=1}^J f(\mu_j) \int_{-1}^1 \frac{\tilde{P}_J(\mu)}{(\mu - \mu_j) \tilde{P}'_J(\mu_j)} d\mu \\
&= 2 \sum_{j=1}^J f(\mu_j) w_j
\end{aligned} \tag{B.49}$$

ここで, 証明すべき式の P_J は規格化されていて, 上の式の \tilde{P}_J は規格化されていないにもかかわらず同じ w_j が使われているが, \tilde{P}_J と P_J の規格化定数は同じなので consistent である.

STEP 2 $w_j = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\tilde{P}_J(\mu)}{(\mu - \mu_j) \tilde{P}'_J(\mu_j)} d\mu$ の漸化式を用いた変形

漸化式 (岩波の Legendre 関数・陪関数の従う漸化式) において $m = 0$ とした式

$$(n+1)\tilde{P}_{n+1}(\mu) = (2n+1)\mu\tilde{P}_n(\mu) - n\tilde{P}_{n-1}(\mu) \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \tag{B.50}$$

より,

$$\begin{aligned}
(n+1) \begin{vmatrix} \tilde{P}_{n+1}(x) & \tilde{P}_n(x) \\ \tilde{P}_{n+1}(y) & \tilde{P}_n(y) \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} (2n+1)x\tilde{P}_n(x) - n\tilde{P}_{n-1}(x) & \tilde{P}_n(x) \\ (2n+1)y\tilde{P}_n(y) - n\tilde{P}_{n-1}(y) & \tilde{P}_n(y) \end{vmatrix} \\
&= (2n+1)(x-y)\tilde{P}_n(x)\tilde{P}_n(y) \\
&\quad + n(-\tilde{P}_{n-1}(x)\tilde{P}_n(y) + \tilde{P}_{n-1}(y)\tilde{P}_n(x)) \\
&= (2n+1)(x-y)\tilde{P}_n(x)\tilde{P}_n(y) + n \begin{vmatrix} \tilde{P}_n(x) & \tilde{P}_{n-1}(x) \\ \tilde{P}_n(y) & \tilde{P}_{n-1}(y) \end{vmatrix}
\end{aligned} \tag{B.51}$$

となる. この式を $n = 0, 1, \dots, n-1$ について加えると,

$$n \begin{vmatrix} \tilde{P}_n(x) & \tilde{P}_{n-1}(x) \\ \tilde{P}_n(y) & \tilde{P}_{n-1}(y) \end{vmatrix} = \sum_{k=0}^{n-1} (2k+1)(x-y)\tilde{P}_k(x)\tilde{P}_k(y) \tag{B.52}$$

が成り立つ. ここで $n = J, x = \mu, y = \mu_j$ とすると $\tilde{P}_J(\mu_j) = 0$ より,

$$J\tilde{P}_J(\mu)\tilde{P}_{J-1}(\mu_j) = \sum_{k=0}^{J-1} (2k+1)(\mu - \mu_j)\tilde{P}_k(\mu)\tilde{P}_k(\mu_j). \quad (\text{B.53})$$

よって,

$$\frac{\tilde{P}_J(\mu)}{\mu - \mu_j} = \frac{\sum_{k=0}^{J-1} (2k+1)\tilde{P}_k(\mu)\tilde{P}_k(\mu_j)}{J\tilde{P}_{J-1}(\mu_j)} \quad (\text{B.54})$$

である. したがって,

$$\begin{aligned} w_j &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{\tilde{P}_J(\mu)}{(\mu - \mu_j)\tilde{P}'_J(\mu_j)} d\mu \\ &= \frac{1}{2J\tilde{P}_{J-1}(\mu_j)\tilde{P}'_J(\mu_j)} \sum_{k=0}^{J-1} (2k+1)\tilde{P}_k(\mu_j) \int_{-1}^1 \tilde{P}_k(\mu) d\mu \\ &= \frac{1}{J\tilde{P}_{J-1}(\mu_j)\tilde{P}'_J(\mu_j)} \end{aligned} \quad (\text{B.55})$$

である. ただし, (B.55) における積分は, $k = 0$ の時のみ 0 でない値を持つこと, および $\tilde{P}_0 = 1$ を使った. さらに, 漸化式

$$(1 - \mu^2) \frac{\partial \tilde{P}_n}{\partial \mu} = n\tilde{P}_{n-1}(\mu) - n\mu\tilde{P}_n(\mu) \quad (\text{B.56})$$

で $n = J, \mu = \mu_j$ とする. $\tilde{P}_J(\mu_j) = 0$ より,

$$w_j = \frac{1 - \mu_j^2}{(J\tilde{P}_{J-1}(\mu_j))^2} \quad (\text{B.57})$$

となる.

STEP3 \tilde{P}_n の規格化

P_n を

$$\int_{-1}^1 P_n(\mu)P'_n(\mu) d\mu = 2 \quad (\text{B.58})$$

になるように規格化する. $\tilde{P}_{J-1} = \sqrt{\frac{1}{2(J-1)+1}} P_{J-1}$ より,

$$w_j = \frac{1 - \mu_j^2}{(J\sqrt{\frac{1}{2J-1}} P_{J-1}(\mu_j))^2} = \frac{(2J-1)(1 - \mu_j^2)}{(JP_{J-1}(\mu_j))^2} \quad (\text{B.59})$$

となる.

まとめ

以上より

$$\int_{-1}^1 f(\mu)d\mu = 2 \sum_{j=1}^J f(\mu_j)w_j, \tag{B.60}$$

$$w_j = \frac{(2J-1)(1-\mu_j^2)}{(JP_{J-1}(\mu_j))^2} \tag{B.61}$$

B.5 球面調和函数の離散的直交関係

ここでは球面直交関数の離散的直交関係である選点直交性を示す.

$$\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I P_n^m(\mu_j)P_{n'}^{m'}(\mu_j) \exp(im\lambda_i) \exp(-im'\lambda_i)w_j = I\delta_{nn'}\delta_{mm'} \tag{B.62}$$

ここで, $i, j, m, m', n, n', I, J, M, N(m)$ は整数で, $1 \leq i \leq I, 1 \leq j \leq J, 0 \leq |m|, |m'| \leq M, |m| \leq n \leq N, |m'| \leq n' \leq N$ であり, $M \leq \left\lceil \frac{I}{2} \right\rceil, N(m) \leq J-1$ を満たす. また, w_j は Gauss 荷重, $\lambda_i = \frac{2\pi(i-1)}{I}$, μ_j は $P_J(\mu)$ の零点である. $[\]$ はそれを越えない最大の整数を表す. これは, 有限な直交多項式系において成り立つ選点直交性と呼ばれる性質である⁹.

この式を証明する. Legendre 函数・陪函数の定義・(連続系での)直交性, Gauss の台形公式, Legendre 函数の零点を用いた多項式の積分評価を既知とすると,

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I P_n^m(\mu_j)P_{n'}^{m'}(\mu_j) \exp(im\lambda_i) \exp(-im'\lambda_i)w_j \\ &= I \sum_{j=1}^J P_n^m(\mu_j)P_{n'}^{m'}(\mu_j)w_j\delta_{mm'}. \end{aligned} \tag{B.63}$$

⁹別の離散的直交関係については後で述べる.

ここで Gauss の台形公式を使った. 更に変形すると

$$\begin{aligned}
& \sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I P_n^m(\mu_j) P_n^{m'}(\mu_j) \exp(im\lambda_i) \exp(-im'\lambda_i) w_j \\
&= I \sum_{j=1}^J P_n^m(\mu_j) P_n^{m'}(\mu_j) w_j \\
&= \frac{I}{2} \int_{-1}^1 P_n^m(\mu) P_n^{m'}(\mu) d\mu.
\end{aligned} \tag{B.64}$$

ここで, Gauss-Legendre の公式を使った. 更に, 連続系の Legendre 関数・陪関数の直交性より

$$\begin{aligned}
& \sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I P_n^m(\mu_j) P_n^{m'}(\mu_j) \exp(im\lambda_i) \exp(-im'\lambda_i) w_j \\
&= I \delta_{nn'} \delta_{mm'}
\end{aligned} \tag{B.65}$$

が得られる. 以上により, 離散化した球面調和関数の選点直交性が示された.

余談ではあるが, 直交多項式系においては離散的な直交関係としては選点直交性のほかに次のような直交関係も知られている¹⁰. $\{f_k(\mu)\} (k = 0, 1, 2, \dots)$ を $[a, b]$ で定義された重み $w(\mu)$, 規格化定数 λ_k の直交多項式 $\left(\int_a^b f_k(\mu) f_{k'}(\mu) w(\mu) d\mu = \lambda_k \delta_{kk'} \right)$ とする. $\mu_j, \mu_{j'} (1 \leq j, j' \leq J)$ を $f_J(\mu)$ の零点, $w_j = w(\mu_j)$ とすれば, 選点直交性

$$\sum_{j=0}^{J-1} f_k(\mu_j) f_{k'}(\mu_j) w_j = \lambda_k \delta_{kk'} \tag{B.66}$$

のほかに,

$$\sum_{k=0}^{J-1} \frac{f_k(\mu_j) f_k(\mu_{j'})}{\lambda_k} = \frac{1}{w_j} \delta_{jj'} \tag{B.67}$$

が成り立つ.

実際, Legendre 関数 $\{P_n\} (n = 0, 1, 2, \dots, J-1)$ についてはこの関係が成り立つ. すなわち, w_j を GCM で用いている Gauss 荷重として,

$$\sum_{n=0}^{J-1} P_n(\mu_j) P_n(\mu_{j'}) = \frac{1}{w_j} \delta_{jj'} \tag{B.68}$$

¹⁰以下については, 森, 1984 「数値解析法」が詳しい.

である。しかし、GCM では Legendre 函数 P_J の零点でのみ値を計算することと、波数切断の関係とから、Legendre 陪函数 $\{P_n^m\} (n = |m|, |m| + 1, |m| + 2, \dots, N)$ の離散的直交関係は意味がない¹¹。Legendre 函数の直交関係についても、波数切断により P_n は $n = 0, 1, 2, \dots, N < J - 1$ しか扱わないので¹² 実際には意味がない。

三角関数についても同様な離散的直交関係がある。選点直交性

$$\sum_{i=0}^{I-1} \exp(im\lambda_i) \exp(-im'\lambda_i) = I\delta_{mm'} \quad (\text{B.69})$$

のほかに、

$$\sum_{m=-\frac{I}{2}+1}^{\frac{I}{2}} \exp(im\lambda_i) \exp(-im\lambda_{i'}) = I\delta_{ii'} \quad (\text{B.70})$$

も成り立つ。(ただし、 I は偶数で $I = 2M$ 。 I が奇数の場合には、 $I = 2M + 1$ とし、 m についての和は $-\frac{I-1}{2} \sim \frac{I-1}{2}$ にとる。) しかし GCM では、波数切断により $|m|$ の最大値 M は $\frac{I}{3}$ 以下の値なのでやはり意味がない¹³。

B.6 スペクトルの係数と格子点値とのやり取り

ここではスペクトルの係数と格子点値との変換法について述べる。実際の GCM 計算において必要になるのは

- スペクトルの係数と格子点値との値のやり取り
- 速度の格子点値の発散 D ・渦度 ζ のスペクトルの係数への変換
- 速度ポテンシャル χ , 流線関数 ψ (もとは 発散, 渦度) のスペクトルの係数から速度の格子点値の作成

である。

¹¹そもそも、ここで述べている直交関係は $f_k (k = 0, 1, 2, \dots, K - 1)$ が k 次多項式であるような直交多項式系において成り立つものである。Legendre 陪函数は m が奇数のときは多項式でないし、 m が偶数であっても P_n^m は n 次多項式であって、 $n - m$ 次多項式ではない。その場合にも直交多項式の議論を拡張してここで述べている直交関係を使えるのか、については未調査である。

¹²T42 ならば、 $m = 0$ で $J = 63, N = 42$, R21 ならば、 $m = 0$ で $J = 63, N = 21$, である。

¹³T42 ならば $I = 128$ に対して $M = 42$, R21 ならば $I = 64$ に対して $M = 21$ である。

B.6.1 スペクトルの係数と格子点値との値のやり取り

スカラー関数 $A(\lambda, \varphi)$ の格子点値とスペクトルの係数とのやり取りは以下のとおりである。ただし、格子点値は A_{ij} ($i = 1, 2, \dots, I, j = 1, 2, \dots, J$)、スペクトルの係数は \tilde{A}_n^m ($m = -M, -M + 1, \dots, M, n = |m|, |m| + 1, \dots, N(m)$) とする。

$$A_{ij} \equiv \sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^N \tilde{A}_n^m Y_n^m(\lambda_i, \varphi_j), \quad (\text{B.71})$$

$$\tilde{A}_n^m = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J A_{ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \varphi_j) w_j, \quad (\text{B.72})$$

$$w_j = \frac{(2J-1)(1-\sin^2 \varphi_j)}{(JP_{J-1}(\sin \varphi_j))^2}. \quad (\text{B.73})$$

以後この文書では簡単のために、 $\sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^N$ を $\sum_{m,n}$ と、 $\sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J$ を $\sum_{i,j}$ と表記する。

B.6.2 スペクトルの係数と格子点値との値のやり取り～東西微分編

まず、

$$g \equiv \frac{\partial f}{\partial \lambda}$$

を考える。

東西微分 (λ 微分) は次式で評価する。

$$g_{ij} \equiv \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\sum_{m,n} \tilde{f}_n^m Y_n^m(\lambda, \varphi) \right) \right]_{ij}. \quad (\text{B.74})$$

すなわち、

$$g_{ij} = \sum_{m,n} im \tilde{f}_n^m Y_n^m(\lambda_i, \varphi_j) \quad (\text{B.75})$$

である。変換公式 (B.72) で A を g とみなしたものと (B.75) とを比較すれば明らかに¹⁴,

$$\tilde{g}_n^m = im \tilde{f}_n^m. \quad (\text{B.76})$$

¹⁴より正確には、 $(g_{ij} =) \sum_{m,n} im \tilde{f}_n^m Y_n^m = \sum_{m,n} \tilde{g}_n^m Y_n^m$ の両辺に左から $\sum_{i,j} Y_n^{m*}(\lambda_i, \varphi_j) w_j$ を演算すれば、 $im' \tilde{f}_n^{m'} = \tilde{g}_n^{m'}$ として得られる。

よって,

$$\tilde{g}_n^m = \frac{1}{I} \sum_{i,j} im f_{ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \varphi_j) w_j \quad (\text{B.77})$$

である.

次に,

$$h \equiv \frac{g}{r \cos^2 \varphi} = \frac{1}{r \cos^2 \varphi} \frac{\partial f}{\partial \lambda} \left[= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{f}{\cos \varphi} \right) \right]$$

とする. f と h とのやり取りを考える. (B.74) より明らかに,

$$\begin{aligned} h_{ij} &= \frac{1}{r \cos^2 \varphi_i} g_{ij} \\ h_{ij} &= \frac{1}{r \cos^2 \varphi_j} \sum_{m,n} im \tilde{f}_n^m Y_n^m(\lambda_i, \varphi_j). \end{aligned}$$

一方, (B.76) より

$$\begin{aligned} \tilde{h}_n^m &= \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{f}{r \cos^2 \varphi} \right) \right]_n^m = im \left(\frac{f}{r \cos^2 \varphi} \right)_n^m \\ &= \frac{1}{I} \sum_{i,j} im \left(\frac{f}{r \cos^2 \varphi} \right)_{ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \varphi_j) w_j \\ &= \frac{1}{I} \sum_{i,j} im f_{ij} Y_n^{m*}(\lambda_i, \varphi_j) \frac{w_j}{r \cos^2 \varphi_j}. \end{aligned} \quad (\text{B.78})$$

B.6.3 スペクトルの係数と格子点値との値のやり取り ~ 南北微分編

まず,

$$p \equiv \frac{\partial f}{\partial \varphi}$$

を考える.

南北微分 (φ 微分) は次式で評価する.

$$p_{ij} \equiv \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\sum_{m,n} \tilde{f}_n^m Y_n^m \right) \right]_{ij}. \quad (\text{B.79})$$

すなわち,

$$p_{ij} = \sum_{m,n} \tilde{f}_n^m \left. \frac{dP_n^m}{d\varphi} \right|_j \exp(im\lambda_i) \quad (\text{B.80})$$

である. よって,

$$\begin{aligned} p_n^m &= \frac{1}{I} \sum_{i,j} p_{ij} Y_n^{m*} w_j \\ &= \frac{1}{I} \sum_{i,j} \left(\sum_{m',n'} \tilde{f}_{n'}^{m'} \left. \frac{dP_{n'}^{m'}}{d\varphi} \right|_j \exp(im'\lambda_i) \right) P_n^m(\varphi_j) \exp(-im\lambda_i) w_j \\ &= -\frac{1}{I} \sum_{i,j} \left(\sum_{m',n'} \tilde{f}_{n'}^{m'} P_{n'}^{m'}(\varphi_j) \exp(im'\lambda_i) \right) \left. \frac{dP_n^m}{d\varphi} \right|_j \exp(-im\lambda_i) w_j \\ &= -\frac{1}{I} \sum_{i,j} f_{ij} \left. \frac{dP_n^m}{d\varphi} \right|_j \exp(-im\lambda_i) w_j \end{aligned}$$

となる. ここで, 2行目から 3行目の等号では,

$$\begin{aligned} &\sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J f_{n'}^{m'} P_n^m(\varphi_j) \exp(im\lambda_i) \left. \frac{dP_{n'}^{m'}}{d\varphi} \right|_j \exp(-im'\lambda_i) w_j \\ &= -\sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J f_{n'}^{m'} \left. \frac{dP_n^m}{d\varphi} \right|_j \exp(-im\lambda_i) P_{n'}^{m'}(\varphi_j) \exp(im'\lambda_i) w_j \quad (\text{B.81}) \end{aligned}$$

を用いた¹⁵.

次に,

$$q \equiv \cos^2 \varphi \frac{\partial f}{\partial \varphi} = \cos^2 \varphi p$$

とする.

(B.79) より明らかに,

$$q_{ij} = \cos^2 \varphi_j \sum_{m,n} \tilde{f}_n^m \left. \frac{dP_n^m}{d\varphi} \right|_j \exp(im\lambda_i)$$

¹⁵この証明は以下のとおりである.

$$\begin{aligned} &\sum_i \sum_j f_{n'}^{m'} P_n^m(\varphi_j) \exp(im\lambda_i) \left. \frac{dP_{n'}^{m'}}{d\varphi} \right|_j \exp(-im'\lambda_i) w_j \\ &= I \sum_j f_{n'}^{m'} P_n^m(\varphi_j) \left. \frac{dP_{n'}^{m'}}{d\varphi} \right|_j w_j \delta_{mm'} = I \sum_j f_{n'}^m P_n^m(\varphi_j) \left. \frac{dP_{n'}^m}{d\varphi} \right|_j w_j \delta_{mm'} \\ &= \frac{I}{2} \int_{-1}^1 f_{n'}^m P_n^m(\varphi) \frac{dP_{n'}^m}{d\varphi} d\varphi \delta_{mm'}. \end{aligned}$$

である。一方,

$$\begin{aligned}
\tilde{q}_n^m &= \frac{1}{I} \sum_{i,j} q_{ij} Y_n^{m*} w_j \\
&= \frac{1}{I} \sum_{i,j} \left(\cos^2 \varphi_j \sum_{m',n'} \tilde{f}_{n'}^{m'} \frac{dP_{n'}^{m'}}{d\varphi} \Big|_j \exp(im'\lambda_i) \right) P_n^m(\varphi_j) \exp(-im\lambda_i) w_j \\
&= -\frac{1}{I} \sum_{i,j} \left(\sum_{m',n'} \tilde{f}_{n'}^{m'} P_{n'}^{m'}(\varphi_j) \exp(im'\lambda_i) \right) \\
&\quad \times \frac{d}{d\varphi} (\cos^2 \varphi P_n^m) \Big|_j \exp(-im\lambda_i) w_j \\
&= -\frac{1}{I} \sum_{i,j} f_{ij} \frac{d}{d\varphi} (\cos^2 \varphi P_n^m) \Big|_j \exp(-im\lambda_i) w_j
\end{aligned}$$

が成り立つ。ここで, 2 行目から 3 行目において,

$$\begin{aligned}
&\sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J f_{n'}^{m'} \cos^2 \varphi_j P_n^m(\varphi_j) \exp(im\lambda_i) \frac{dP_{n'}^{m'}}{d\varphi} \Big|_j \exp(-im'\lambda_i) w_j \\
&= -\sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J f_{n'}^{m'} \frac{d}{d\varphi} (\cos^2 \varphi P_n^m) \Big|_j \exp(-im\lambda_i) P_{n'}^{m'}(\varphi_j) \exp(im'\lambda_i) w_j
\end{aligned}$$

を用いた¹⁶。

B.6.4 χ, ψ のスペクトルの係数から速度の格子点値への変換

ここでは χ_n^m, ψ_n^m から u_{ij}, v_{ij} を求める方法を記す。

ここで, 部分積分すると

$$\begin{aligned}
&\sum_i \sum_j f_{n'}^{m'} P_n^m(\varphi_j) \exp(im\lambda_i) \frac{dP_{n'}^{m'}}{d\varphi} \Big|_j \exp(-im'\lambda_i) w_j \\
&= -\frac{I}{2} \int_{-1}^1 f_{n'}^m P_{n'}^m(\varphi) \frac{dP_n^m}{d\varphi} d\varphi \delta_{mm'} \\
&= -I \sum_j f_{n'}^m P_{n'}^m(\varphi_j) \frac{dP_n^m}{d\varphi} \Big|_j w_j \delta_{mm'} \\
&= -\sum_i \sum_j f_{n'}^{m'} P_{n'}^{m'}(\varphi_j) \exp(im'\lambda_i) \frac{dP_n^m}{d\varphi} \Big|_j \exp(-im\lambda_i) w_j.
\end{aligned}$$

¹⁶この証明は (B.81) の証明と同様である。

まず,

$$u = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} + \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial \chi}{\partial \lambda} \quad (\text{B.82})$$

より,

$$u_{ij} = \sum_{m,n} \left(-\frac{1}{r} \tilde{\psi}_n^m \frac{dP_n^m}{d\varphi} \Big|_j + \frac{1}{r \cos \varphi_j} im \tilde{\chi}_n^m P_n^m(\sin \varphi_j) \right) \exp(im\lambda_i). \quad (\text{B.83})$$

である. 同様に,

$$v = \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} + \frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial \varphi} \quad (\text{B.84})$$

より,

$$v_{ij} = \sum_{m,n} \left(\frac{1}{r \cos \varphi_j} im \tilde{\psi}_n^m P_n^m(\sin \varphi_j) + \frac{1}{r} \tilde{\chi}_n^m \frac{dP_n^m}{d\varphi} \Big|_j \right) \exp(im\lambda_i). \quad (\text{B.85})$$

である.

B.7 スペクトルの係数同士の関係

ここではスペクトルの係数同士の便利な公式を挙げておく. $g = \frac{\partial f}{\partial \lambda}$ の時

$$\tilde{g}_n^m = im \tilde{f}_n^m. \quad (\text{B.86})$$

$h = \nabla_H^2 f$ の時

$$\tilde{h}_n^m = -\frac{n(n+1)}{r^2} \tilde{f}_n^m. \quad (\text{B.87})$$

(B.86) については「スペクトルの係数と格子点値とのやり取り」に証明を示した. ここでは, (B.87) について証明しておく.

微分評価の定義より,

$$h_{ij} = \left(\nabla_H^2 \sum_{m,n} \tilde{f}_n^m Y_n^m \right) \Big|_{ij} = - \sum_{m,n} \frac{n(n+1)}{r^2} \tilde{f}_n^m Y_n^m \Big|_{ij}$$

である. ところで,

$$h_{ij} = \sum_{m,n} \tilde{h}_n^m Y_n^m \Big|_{ij}$$

である. この2つの式の右辺に左から $\sum_{i,j} Y_{n'}^{m'*} \Big|_{ij}$ を演算して比較すると,

$$\tilde{f}_{n'}^{m'} = -\frac{n(n+1)}{r^2} \tilde{h}_{n'}^{m'}$$

を得る.

B.8 波数切断

GCM では, 物理量を球面調和函数 $P_n^m(\sin \varphi) \exp(im\lambda)$ で展開したり波数空間で計算するとき, 計算資源の都合上, ある一定波数以下の波数のみを考慮して計算する. そのことを波数切断するという¹⁷. 以下ではまず, 切断の基礎知識として切断の仕方・流儀を述べ, ついで, 切断における事情を述べた上で切断波数の決め方を記す.

B.8.1 波数切断の仕方

波数切断の仕方については, 東西波数 (m), 南北波数 ($n - m$) のそれぞれの切断の方法にいくつかの流儀がある. 一般によく用いられるものは三角形切断 (Triangle), 平行四辺形切断 (Rhomboidal: 偏菱形) と呼ばれるものである. 三角形切断の場合について計算する波数領域を波数平面上に書くと (B.1) のようになる. 平方四辺形切断の場合は, (B.2) である.

三角形切断, 平行四辺形切断, という名称は波数平面上 ((n, m) 平面) での形状による¹⁸.

より一般的な切断方法は五角形切断 ((B.3)) である.

三角形切断, 平行四辺形切断はそれぞれ, 五角形切断において

¹⁷後述するように, 現実的には波数切断を決めると同時に格子点数が決まる. すなわち, 以上の理由は格子点数を大きくとれないことのものである.

¹⁸平方四辺形切断には, n の最大値を m の最大値の2倍にしないようとり方もある. 詳しくは五角形切断に関する脚注参照.

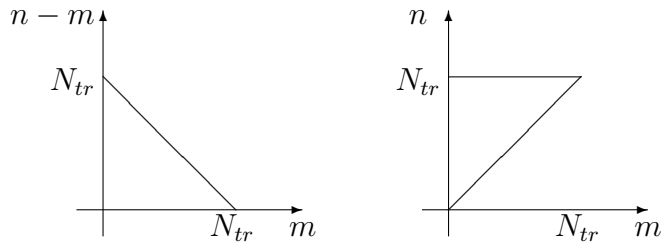


図 B.1: 三角形切断の場合の波数領域

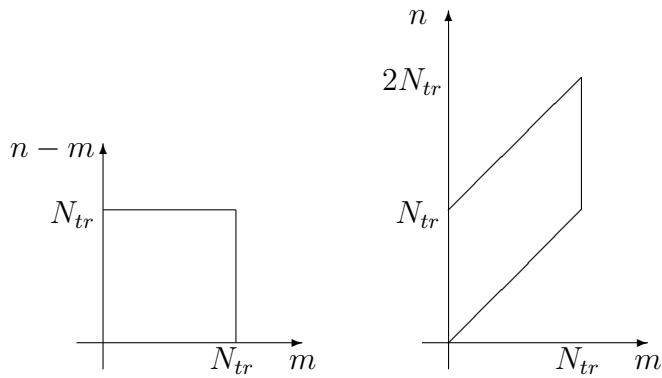


図 B.2: 平方四辺形切断の場合の波数領域

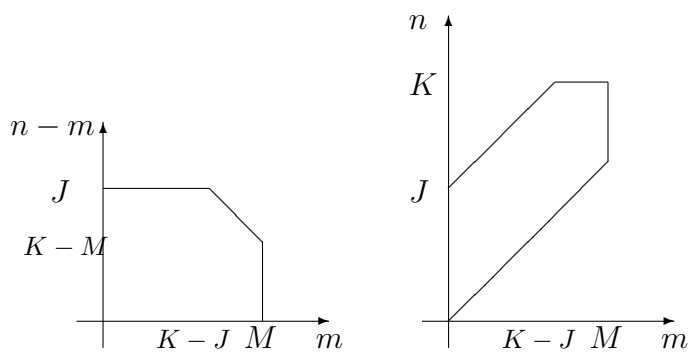


図 B.3: 五角形切断の場合の波数領域

- 三角形切断 $J = K = M = N_{tr}$
- 平行四辺形切断 $K = 2N_{tr}, J = M = N_{tr}$

であるような特別な場合である¹⁹ .

三角形切断と平行四辺形切断の違いについて、世の中では次のように言われている²⁰ .

- 三角形切断の水平分解能は、経度方向のみならず緯度方向にも一定である²¹ . 分解能を上げてスケールの細かい波を表現できるようになった場合を考える . 物理的にスケールの小さい波には指向性がないことと、水平分解能に方向依存性がないこととは調和的である .
また、このことは、ある三角形波数切断した球面調和函数により表現される球面上の分布は極の位置を変えても同じ三角形波数切断した球面調和函数により正確に表現されることの言い替えでもある .
- 平行四辺形切断の場合、各東西波数について同じだけの南北波数をとれる .

B.8.2 切断波数の決め方

ここでは切断波数と南北格子点数の決め方について記す . これらは切断の仕方を決めた後に、使用する計算資源がネックになって決まる . その際、FFT の仕様、aliasing の回避、という 2 つの数値的な事情を考慮した上で決める必要がある .

FFT の仕様の事情というのは、話は簡単で、東西方向に「格子 \leftrightarrow スペクトル」変換するために用いる FFT が効率よく動くための格子点数・波数がある²² ことである .

一方、aliasing に関する事情は複雑である . ここで扱っているスペクトルモデルでは、格子点でのみ値を計算している . いわゆるスペクトルを使うのは、単に格子点上での水平微分項の評価をする時のみである . その意味で、「微分の評価にのみス

¹⁹単に $K = J + M$ であるものも平方四辺形切断と呼ばれる . だが、例えば R21 と呼ばれるものは、 $K = 42, J = M = 21$ のものである .

²⁰気象庁予報部, 1982 の p.47 より .

²¹分解能が緯度方向に変化することについては、平行四辺形切断に限らず、三角形切断以外のどれでも起こる .

²²コード依存性がある . 通常、2 のべき乗が好ましいとされる . コードによっては、2,3,5 のべき乗の積でもよいものもある .

ペクトルを用いるグリッドモデル」と言ってもよい。そのように受け止めると、格子点値を”正しく”計算することを目指し、また、考慮する波数は厳密にスペクトルの係数と格子との変換を行なうことのできる波数、すなわち変換において情報の落ちないだけの波数をとらねばならないように思える。ところが実際には、スペクトルモデル的な配慮 — ある波数以下についてのみ正しく計算し、それ以上の波数については計算しない — により切断波数・格子点数が決められている。また、後述する理由により情報は (非線形 aliasing のことを考えずとも) 必ず落ちてしまうのである²³。

さて、以下では aliasing に関する事情を具体的に述べながら、切断波数に対する格子点数の決め方を記そう。球面上に連続分布している物理量を球面調和函数で展開する。ある波数 $M, N(m)$ 以下 (例えば, T42 ならば $M = 42, N = 42$) については線形項・非線形項の両方について厳密に計算できるように I, J を決めることを目指す。

M, N を仮に固定したとして、まずは線形項について切断波数以下のスペクトルの係数のわかっている物理量 A を格子点値に変換しさらにスペクトルの係数に正しくもどすことを考える。 A は $-M \leq m \leq M, |m| \leq n \leq N(m)$ の m, n については \tilde{A}_n^m がわかっているとす。格子点値は、 $1 \leq i \leq I, 1 \leq j \leq J$ について

$$A_{ij} \equiv \sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^N \tilde{A}_n^m P_n^m(\sin \varphi_j) \exp(im\lambda_i) \quad (\text{B.88})$$

で与えられる。これらの格子点値から逆に $\tilde{A}_n^m (-M \leq m \leq M, |m| \leq n \leq N)$ を計算する。離散化した系での積分を Gauss の公式, Gauss-Legendre の公式で評価すれば、

$$\tilde{A}_n^m = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J A_{ij} P_n^m(\sin \varphi_j) \exp(-im\lambda_i) w_j \quad (\text{B.89})$$

²³実際の GCM では格子点値からスペクトルに変換する際に情報は落ちている。したがって、格子 - スペクトル - 格子という変換を行なうと元にはもどらない。

例えば T42 の場合、自由度は $1 + (2 \times 1 + 1) + \dots + (2 \times 42 + 1) = 43^2 = 1849$ に対して格子点数は $128 \times 64 = 8192$ である。R21 の場合も、自由度は $(2 \times 21 + 1) \times (21 + 1) = 946$ に対して、格子点数は $64 \times 64 = 4096$ である。すなわち、3/4 以上の情報は格子点値からスペクトルに変換するときに落ちている。

工夫すれば情報が落ちない方法があるかも知れないが、今のところ見つけていないし多分見つからない。

もちろん、スペクトル - 格子 - スペクトルという変換では元にもどる (ように決めている)。

である。ここで、 w_j は φ_j における重みである。 A_{ij} の定義を代入すれば、

$$\begin{aligned}\tilde{A}_n^m &= \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J \left(\sum_{m'=-M}^M \sum_{n'=|m'|}^N \tilde{A}_{n'}^{m'} P_{n'}^{m'}(\sin \varphi_j) \exp(im'\lambda) \right) P_n^m(\sin \varphi_j) \exp(-im\lambda_i) w_j \\ &= \frac{1}{I} \sum_{m'=-M}^M \sum_{n'=|m'|}^N \tilde{A}_{n'}^{m'} \sum_{i=1}^I \exp(i(m'-m)\lambda) \sum_{j=1}^J P_n^m(\sin \varphi_j) P_{n'}^{m'}(\sin \varphi_j) w_j\end{aligned}\quad (\text{B.90})$$

となる。この計算が \tilde{A}_n^m を正しく評価している (すなわち元にもどる) ための I, J の条件は、 $-M \leq m \leq M$, $|m| \leq n \leq N$ を満たす m, n について

$$\sum_{i=1}^I \exp(i(m'-m)\lambda) = I\delta_{mm'}, \quad (\text{B.91})$$

$$\sum_{j=1}^J P_n^m(\sin \varphi_j) P_{n'}^{m'}(\sin \varphi_j) w_j = \delta_{nn'} \quad (\text{B.92})$$

が成り立つことである。三角関数の和による評価が正しいための条件は、ここに登場する波数 $|m' - m|$ が最大で $2M$ の値をとるので、Gauss の公式の適用条件より、格子点数 I が $I \geq 2M + 1$ を満たすことである。Legendre 関数の積の和による評価が正しいための条件は、ここに登場する計算が $n + n'$ 次の多項式²⁴ の評価であることから、Gauss - Legendre の公式の適用条件より、格子点数 J が $2J - 1 \geq \max[n + n'] = 2\max[N]$ を満たすことである。ここで、 $\max[n + n']$ は $n + n'$ の最大値を、 $\max[N]$ は N の最大値を表す。

ちなみに、格子点値からスペクトルの係数に変換し格子点値にもどすという立場からすれば、この Gauss-Legendre の公式の適用条件というのが情報を落とさずには済まない理由である²⁵。このことを以下に述べる。情報を落とさずに格子点値をスペクトルの係数に変換し格子点値にもどすには、あらゆる東西波数について南北方向の格子点数 J と同じだけの個数の Legendre 関数が必要である。東西波数 m の場合、登場する Legendre 陪関数の n は $n = |m|, |m| + 1, \dots, |m| + J - 1$ である。 $P_n^m P_{n'}^{m'}$ の次数は $n + n'$ であるから、最大で $2J + 2|m| - 2$ である。これが $2J - 1$

²⁴ここで、三角関数の和が $I\delta_{mm'}$ となることを用いた。一般には (m, m') の偶奇が一致しない場合には $P_n^m P_{n'}^{m'}$ は多項式にならない。

²⁵Gauss の公式の適用条件と情報欠落との関係についてコメントしておく。格子点数 I が奇数の場合には、スペクトルで同じ情報量を持つためには波数 $\frac{I-1}{2}$ までを考慮すればよいので、情報は欠落しないことは明らかである。一方、 I が偶数の場合には、情報は欠落させないためには波数 $\frac{I}{2}$ が必要であるが、この波数は Gauss の公式の適用条件を満たさない。しかしこの場合にも、(私は根拠を調べていないが、少なくとも) 経験的には FFT および 逆 FFT によって格子 - スペクトル - 格子変換によって情報が落ちないことが知られている。

以下になるのは $m = 0$ の時のみである. $m \neq 0$ の場合は高次の Legendre 関数は計算してはならない. つまり情報を落とさざるをえない²⁶.

改めて M, N を固定するという立場にもどって, 切断波数以下のスペクトルの係数のわかっている物理量 B, C の積からそれらの格子点値を用いて B と C との積 (非線形項) A のスペクトルの係数を正しく求めるための I, J の条件を考える.

$$A = BC, \quad (\text{B.93})$$

$$B = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^N \left(\tilde{B}_n^m \exp(im\lambda) \right) P_n^m(\sin \varphi), \quad (\text{B.94})$$

$$C = \sum_{m=-M}^M \sum_{n=|m|}^N \left(\tilde{C}_n^m \exp(im\lambda) \right) P_n^m(\sin \varphi) \quad (\text{B.95})$$

なる物理量 A, B, C があるとする²⁷. B, C の $-M \leq m \leq M$, $|m| \leq n \leq N$ におけるスペクトルの係数 $\tilde{B}_n^m, \tilde{C}_n^m$ を用いて A のスペクトルの係数 \tilde{A}_n^m を $0 \leq m \leq M$, $|m| \leq n \leq N$ については正しく計算することを考える.

$$\begin{aligned} \tilde{A}_n^m &\equiv \widetilde{(BC)}_n^m \\ &= \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J B_{ij} C_{ij} P_n^m(\sin \varphi_j) \exp(-im\lambda_i) w_j \\ &= \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I \sum_{j=1}^J \left(\sum_{m'=-M}^M \sum_{n'=|m'|}^N \tilde{B}_{n'}^{m'} \exp(im'\lambda_i) P_{n'}^{m'}(\sin \varphi_j) \right) \\ &\quad \times \left(\sum_{m''=-M}^M \sum_{n''=|m''|}^N \tilde{C}_{n''}^{m''} \exp(im''\lambda_i) P_{n''}^{m''}(\sin \varphi_j) \right) P_n^m(\sin \varphi_j) \exp(-im\lambda_i) w_j \\ &= \frac{1}{I} \sum_{m'=-M}^M \sum_{n'=|m'|}^N \sum_{m''=-M}^M \sum_{n''=|m''|}^N \tilde{B}_{n'}^{m'} \tilde{C}_{n''}^{m''} \\ &\quad \times \sum_{i=1}^I \exp(i(m' + m'' - m)\lambda_i) \sum_{j=1}^J P_{n'}^{m'}(\sin \varphi_j) P_{n''}^{m''}(\sin \varphi_j) P_n^m(\sin \varphi_j) w_j. \end{aligned} \quad (\text{B.96})$$

この計算が \tilde{A}_n^m を $0 \leq m \leq M$, $|m| \leq n \leq N$ について正しく評価しているため

²⁶この事情により, 非線形項の場合を考えてさらに著しく落とすことが必要になることが次節からわかる.

²⁷ A, B, C とも実数である. すなわち, $\tilde{B}_n^m = \tilde{B}_n^{m*}$, etc. となっている.

の, I, J の条件を線形項の場合と同様に考えると, 格子点数 I が $I \geq 3M + 1$ を, 格子点数 J が $2J - 1 \geq \max[n + n' + n''] = 3\max[N]$ を満たすことである. ここで, $\max[n + n' + n'']$ は $n + n' + n''$ の最大値を, $\max[N]$ は N の最大値を表す.

再び格子点値からスペクトルの係数に変換し格子点値にもどすという立場からすれば, これらの I, J に関する条件から, 南北成分のみならず, 東西成分についても変換によって情報が落ちてしまうことがわかる.

これまでに述べた M, N を固定したときに格子点数 I, J がとらねばならない個数について, 線形項・非線形項の2つの場合のうち条件が厳しいのは, 明らかに非線形項の場合である. この条件以下の格子点数しかとらない場合には, aliasing をおこすことになる.

以上, FFT, aliasing という2つの事情を考えて格子点数と切断波数とは同時に決められる. 具体的手順は以下のとおりである.

1. 波数切断の仕方を決める.
2. FFT のかけやすい数を選ぶ. それを東西格子点数 I とする.
3. 東西方向の波数の最大値 M を $M = \left\lfloor \frac{I-1}{3} \right\rfloor$ にする. ただし $\lfloor \cdot \rfloor$ はそれを越えない最大の整数を表す記号である.
4. 最大全波数 N_{\max} を決める. 三角形切断ならば $N_{\max} = M$, 平行四辺形切断ならば $N_{\max} = 2M$ である.
5. 南北方向の格子点数 J を $J \geq \frac{3N_{\max}+1}{2}$ を満たす数に選ぶ. (dcpam5 では偶数でなくてはならない.)

例えば, T42 の場合には $M = 42, N = 42$, 東西格子点数 I が 128, 南北格子点数 J が 64 である. R21 の場合には $M = 21, N = 42$, 東西格子点数 I が 64, 南北格子点数 J が 64 である.

参考までに, 線形モデルの場合について決め方を示しておく.

1. 波数切断の仕方を決める.
2. FFT のかけやすい数を選ぶ. それを東西格子点数 I とする.

3. 東西方向の波数の最大値 M を $M = \left\lceil \frac{I}{2} \right\rceil$ にする. ただし $\lceil \cdot \rceil$ はそれを越えない最大の整数を表す記号である²⁸.
4. 最大全波数 N_{\max} を決める. 三角形切断ならば $N_{\max} = M$, 平行四辺形切断ならば $N_{\max} = 2M$ である.
5. 南北方向の格子点数 J を $J \geq \frac{2N_{\max}+1}{2}$ を満たす数に選ぶ.

例えば, 三角形切断の場合には, $I = 128$ とすると, $M = 64$, $N = 64$, $J = 65$ となる. つまり T64 では $I = 128$, $J = 65$ である. 平行四辺形切断の場合には, $I = 64$ とすると, $M = 32$, $N = 64$, $J \geq 65$ となる. つまり R32 では $I = 64$, $J = 65$ である²⁹.

B.9 スペクトルモデルと差分モデル

世の中の多くの GCM の離散化の方法としては, 鉛直方向については必ずレベルと称する差分による離散化を行なうが, 水平方向については, 差分する方法(この方法を用いるモデルをグリッドモデルという)と球面調和函数で展開してその係数の時間変化を計算する方法(力学過程において³⁰ この方法を用いるモデルをスペクトルモデルという)とが用いられる. その二つの方法については一長一短がある. ここでは双方の特徴について列挙しておく³¹.

- スペクトルモデルには水平空間差分の誤差がない. これが位相の遅れがないことに通じる(らしい).
- もっとも, グリッド間隔 1.875 度(波数 63 相当)以上では, 格子点モデルでの差分誤差も十分小さくなり, ほぼ等しい性能といえる.
- 極は特異点であり, 単純には扱えない³². スペクトルモデルではうまく関数

²⁸ここで, I が偶数のときについては Gauss の公式の適用条件を越えて最大波数 $\frac{I}{2}$ まで計算できるという知識を用いた.

²⁹これらの場合でも, 南北方向の細かい情報は格子 - スペクトル - 格子変換によって落ちていることに注意せよ.

³⁰adjustment 等の意味をなど考えると, 特に物理過程においては, 格子点で考える方が物理的に当然であるように思う. そのためであるうか, スペクトルモデルである東大版 GCM でも物理過程を格子点で計算している. 他のスペクトルモデルについてもそうであるかどうかは未調査.

³¹出典は, スペクトル法による数値予報(その原理と実際)(1.6)

³²問題点その 1. グリッドモデルでは緯度経度図で等間隔に格子点をとると, 極でも CFL を満たすようにするために, 時間差分を細かくしなければならない. 他は未調査.

系を選ぶことで困難を回避できる。格子点法では数値的な技巧が必要である(らしい)。

- 保存量を作るとは出力結果の解釈に使いやすいという物理的な理由と、数値的な発散をおさえやすいという数値的な理由とにより奨励される。格子点モデルの場合、技巧を用いることで保存を維持できる。スペクトルモデルの場合、さほどの技巧を用いることなく保存を維持できる。
- 格子点モデルには非線形不安定がある (aliasing)。
- スペクトルモデルの方が、空間微分を含まないだけプログラムが簡単になる。
- スペクトル法はグリッド法よりも境界条件の点で柔軟でない。
- スペクトルモデルはグリッドモデルに比べて水蒸気等の局地的な現象の表現には適さないといわれる。もっとも、グリッドのあらい格子点モデルではスペクトルモデルに比べてさして優れているとはいえない。
- スペクトルモデルでは一点の影響が(本来は影響が及ばない)遠く離れた点にも与えられてしまう。
- FFT を用いると、少なくともある程度の解像度までは、スペクトルモデルの方が格子点モデルよりも速い(らしい)。

ちなみに、dcpam5 はスペクトルモデルに分類される。

B.10 参考文献

気象庁予報部, 1982 : スペクトル法による数値予報 (その原理と実際) . 気象庁, 111pp.

森口, 宇田川, 一松編 ,1956 : 岩波数学公式 I . 岩波書店, 318pp.

森口, 宇田川, 一松編 ,1960 : 岩波数学公式 III . 岩波書店, 310pp.

一松 信, 1982 : 数値解析. 朝倉書店, 163pp.

森 正武, 1984 : 数値解析法. 朝倉書店, 202pp.

寺沢寛一, 1983 : 自然科学者のための数学概論 (増訂版) . 岩波書店, 711pp.

付 録 C

使用上の注意とライセンス 規定

CREDITS¹ を参照ください.

¹http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/dcpam5/dcpam5_latest/CREDITS