

付録 A 全球モデル (GSM) の概要*

A.1 はじめに

付録 A では、数値予報課報告・別冊第 65 号発刊時の GSM の基礎方程式、物理過程の仕様等について簡潔に報告する。

これまで、数値予報研修テキストでは主にプロダクト利用者に向けて、GSM の改良の概要や予測特性の変化などについて、事例を含めて理解されやすい内容で情報発信を行ってきた。また、数値予報課報告・別冊は、数値予報モデルに理解のある開発者・研究者に向けた専門的な報告を目的としており、本号 (第 65 号) のほか、これまでも第 50, 51, 55, 58 号 (気象庁予報部 2004, 2005, 2009, 2012) において GSM の力学や物理過程の手法の改善点や問題点について詳細に報告してきた。

その一方で、GSM に用いている力学、物理過程の基礎方程式や仕様を概観する資料は、世界気象機関 (WMO) の全球データ処理・予報システム (GDPFS) と数値天気予測 (NWP) 調査に関する技術進捗報告の付録として気象庁が発刊する英文の資料 (JMA 2019) のみであった。

今回の数値予報課報告・別冊の刊行にあたって、国内の全球数値予報モデルの開発者、研究者との連携を促進することを目的として、JMA (2019) の日本語訳をベースとして GSM の基礎方程式・仕様を簡潔に示し、今後の国内の全球数値予報モデルに関する専門的な議論の活性化の一助としたい。

付録 A.2 以降では、力学、物理過程 (放射、積雲対流、雲、接地境界層、境界層、重力波、陸面)、初期値・境界値の順で、GSM に用いている手法を概説していく。各項目の計算を実際に行う際に必要な技術的な詳細については、数値予報課報告・別冊第 50, 51, 55, 58 号 (気象庁予報部 2004, 2005, 2009, 2012) と本号 (第 65 号) の該当する箇所を参照いただきたい。

A.2 力学

GSM はセミインプリシット・セミラグランジュ法の全球モデルである。保存性の欠如、三次元内挿に要する大きな計算コスト等のセミラグランジュ法のモデルの欠点を補うために、GSM には鉛直保存セミラグランジュ法 (Yukimoto et al. 2011) を採用している。

A.2.1 支配方程式

GSM の支配方程式は、 η 座標プリミティブ方程式である。 η 座標は、気圧 p と σ ($\sigma = p/p_S$ 、ただし p_S は下部境界面気圧) を組み合わせたハイブリッド座標であり、 $p = A(\eta) + B(\eta)p_S$ で定義される。 η は 0 から 1 の間の値をとり、 $\eta = 1$ で下部境界 (モデル大気下端)、

$\eta = 0$ で上部境界である。水平風ベクトル ($\mathbf{u} = (u, v)$)、気温 (T)、気圧 (p)、比湿 (q)、雲水混合比 (q_c) の予報変数は η 座標系の以下のプリミティブ方程式系に従う。

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -f\mathbf{z} \times \mathbf{u} - (\nabla\Phi + R_d T_V \nabla \ln p) + \mathbf{F}_u \quad (\text{A.2.1})$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\kappa T_V \omega}{[1 + (C_{pv}/C_{pd} - 1)q]p} + F_T \quad (\text{A.2.2})$$

$$\frac{dq}{dt} = F_q \quad (\text{A.2.3})$$

$$\frac{dq_c}{dt} = F_c \quad (\text{A.2.4})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \nabla \cdot \left(\mathbf{u} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) = 0 \quad (\text{A.2.5})$$

ここで、 d/dt は $\partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla + \dot{\eta} \partial/\partial \eta$ で定義される全微分、 ∇ は等 η 面上の水平勾配の演算子であり、 \mathbf{z} は鉛直単位ベクトル、 Φ はジオポテンシャル、 T_V は仮温度、 f はコリオリパラメータ、 R_d は乾燥大気の気体定数、 $\dot{\eta}$ は鉛直 η 速度である。 $\kappa = R_d/C_{pd}$ であり、 C_{pd} は乾燥大気の定圧比熱容量である。 C_{pv} は水蒸気の定圧比熱容量、 \mathbf{F}_u 、 F_T 、 F_q 、 F_c は物理過程に関する時間変化率である。 \mathbf{F}_u 、 F_T には後述する水平拡散の効果を含んでいる。上部・下部の境界条件は、 $\eta = 0$ と $\eta = 1$ において、 $\dot{\eta} = 0$ となることである。この境界条件を使用して、(A.2.5) 式を η について積分すると、 $\dot{\eta}$ と p 速度 ω は以下の式で求められる。

$$\dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} = -\frac{\partial p}{\partial t} - \int_0^\eta \nabla \cdot \left(\mathbf{u} \frac{\partial p}{\partial \eta'} \right) d\eta' \quad (\text{A.2.6})$$

$$\omega \equiv \frac{dp}{dt} = -\int_0^\eta \nabla \cdot \left(\mathbf{u} \frac{\partial p}{\partial \eta'} \right) d\eta' + \mathbf{u} \cdot \nabla p \quad (\text{A.2.7})$$

Φ は以下の静力学平衡の関係で与えられる。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \eta} = -R_d T_V \frac{\partial \ln p}{\partial \eta} \quad (\text{A.2.8})$$

A.2.2 鉛直方向の離散化 (有限差分法)

鉛直有限差分法は Simmons and Burridge (1981) に基づく有限差分法により実装している。予報変数 \mathbf{u} 、 T 、 q 、 q_c はフルレベルに定義し、 η (と鉛直フラックス) はハーフレベルに定義する。

* 本田 有機、坂本 雅巳

$$p_{k-1/2} = A_{k-1/2} + B_{k-1/2} \cdot p_S \quad (k = 1, 2, \dots, kmax) \quad (\text{A.2.9})$$

ここで、 k は鉛直層のインデックスであり、 $k = 1$ は最下層で、上方に向かって増えていく数字である。 $kmax$ が最上層に対応する。 $A_{k-1/2} = A(\eta_{k-1/2})$, $B_{k-1/2} = B(\eta_{k-1/2})$ とする。 $A_{k-1/2}$ と $B_{k-1/2}$ の鉛直プロファイルは Kawai et al. (2013) に基づいて決定した。最下層の高さを下部境界の高さと一致させるため、 $A_{1/2}$ は 0 とする。60 hPa より上では各層が等圧面になるように $B_{k-1/2}$ を 0 にする。その間では $A_{k-1/2}$ と $B_{k-1/2}$ を k によって滑らかに変える。

(A.2.8) 式より、フルレベルのジオポテンシャルは有限差分の形で以下のように求める。

$$\Phi_k = \Phi_S + \sum_{l=1}^{k-1} R_d T_{Vl} \ln \left(\frac{p_{l-1/2}}{p_{l+1/2}} \right) + \alpha_k R_d T_{Vk} \quad (\text{A.2.10})$$

$$\alpha_k = \begin{cases} 1 - \frac{p_{k+1/2}}{\delta p_k} \ln \left(\frac{p_{k-1/2}}{p_{k+1/2}} \right) & (1 \leq k < kmax) \\ \ln 2 & (k = kmax) \end{cases} \quad (\text{A.2.11})$$

ここで、 Φ_S は下部境界でのジオポテンシャルであり、 $\delta p_k = p_{k-1/2} - p_{k+1/2}$ である。(A.2.1) 式の気圧傾度力項 (右辺第 2 項) と (A.2.2) 式の断熱加熱項 (右辺第 1 項) は離散化すると各々以下の形に書くことができる。

$$(\nabla \Phi + R_d T_V \nabla \ln p)_k = \nabla \Phi_k + \frac{R_d T_{Vk}}{\delta p_k} \left[\ln \left(\frac{p_{k-1/2}}{p_{k+1/2}} \right) \nabla p_{k+1/2} + \alpha_k \nabla (\delta p_k) \right] \quad (\text{A.2.12})$$

$$\left[\frac{\kappa T_V}{C_p / C_{pd}} \frac{\omega}{p} \right]_k = \frac{\kappa T_{Vk}}{C_{pk} / C_{pd}} \frac{1}{\delta p_k} \left[\left(\ln \frac{p_{k-1/2}}{p_{k+1/2}} \right) \times \left(B_{k+1/2} \mathbf{u}_k \cdot \nabla p_S - \sum_{l=k+1}^{kmax} \nabla \cdot (\mathbf{u}_l \delta p_l) \right) - \alpha_k (\nabla \cdot \mathbf{u}_k) \delta p_k \right] \quad (\text{A.2.13})$$

ここで、 C_p は $[1 + (C_{pv} / C_{pd} - 1) q] C_{pd}$ で定義される湿潤大気の定圧比熱容量である。(A.2.6) 式の鉛直マスマックスは、次式のように離散化される。

$$\begin{aligned} & \left(\dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_{k-1/2} \\ &= -B_{k-1/2} \frac{\partial p_S}{\partial t} - \sum_{l=k}^{kmax} \nabla \cdot (\mathbf{u}_l \delta p_l) \\ &= B_{k-1/2} \sum_{l=1}^{kmax} \nabla \cdot (\mathbf{u}_l \delta p_l) - \sum_{l=k}^{kmax} \nabla \cdot (\mathbf{u}_l \delta p_l) \end{aligned} \quad (\text{A.2.14})$$

A.2.3 水平格子

高緯度での格子点の集中を緩和して、計算コストを下げるために、GSM には適合ガウス格子が採用されている。各緯度における東西格子点数はルジャンドルの陪関数の振幅に基づいて決めている (宮本 2009)。高緯度の高次項については、ルジャンドルの陪関数の振幅は浮動小数の計算誤差と比べて無視できるほど小さい。この性質を使って、計算機上での計算結果に影響しない高次項を省略し、東西格子数を減らしている。この手法によって球面調和関数への変換コストを節減することもできる (Juang 2004)。実際には、東西格子点数は、高速フーリエ変換のパッケージの仕様と、並列化の東西分割数、間引いた放射計算格子の間隔 (第 A.3 節) による制約を受ける。

A.2.4 セミインプリシット-セミラグランジュ法の定式化

(A.2.1) 式から (A.2.5) 式の方程式は、予報変数 X について、 $d_H X / dt = \partial X / \partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla X = R$ の形に変形することができる。ここで、鉛直保存セミラグランジュ法によって、右辺の R の中に鉛直移流項を含めて扱う。これらの方程式は、時刻 t の出発点 D から時刻 $t + \delta t$ の到着点 A のパーセルの軌跡に沿った時間積分を行っている。強制項 R から分離した線形項 L はセミインプリシットに扱う。鉛直移流項を含めた残りの R は空間平均によって扱う (Tanguay et al. 1992)。

時間離散化を行った結果として、予報変数 X の時間発展に関する以下の式が得られる。

$$\begin{aligned} & X^{A+} - X^{D0} \\ &= \delta t \frac{R^{A0} + R^{D(+)}}{2} \\ &+ \delta t \beta \left[\frac{L^{A+} + L^{D-}}{2} - \frac{L^{A0} + L^{D0}}{2} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.2.15})$$

線形項をセミインプリシット法で扱う際は、計算安定性のために係数 $\beta = 1.2$ によるディセンタリングを行っている。上付きの A は到着点 \mathbf{x}_{ij} (適合ガウス格子上の格子点に対応) を示し、 D は出発点 $\mathbf{x}_{ij} - \boldsymbol{\alpha}$ を示す。ここで $\boldsymbol{\alpha}$ は後述する計算によって得られる変位ベクトルである。上で用いた略字は、 $X^{A+} = X(\mathbf{x}, t + \delta t)$, $X^{D0} = X(\mathbf{x} - \boldsymbol{\alpha}, t)$, $R^{A0} = R(\mathbf{x}, t)$, $R^{D(+)} = R(\mathbf{x} - \boldsymbol{\alpha}, t + \delta t)$ などの表記と同じものである。 $R^{D(+)}$ は時間的な外挿

に基づいて計算する。以上の方程式の項を整理すると未知数 X^{A+} の以下の線形方程式系が得られる。

$$\begin{aligned} X^{A+} - \frac{\beta \delta t}{2} L^{A+} \\ = \left[X^0 + \frac{\delta t}{2} \left\{ R^{(+)} - \beta (L^0 - L^-) \right\} \right]^D \quad (\text{A.2.16}) \\ + \frac{\delta t}{2} [R^0 - \beta L^0]^A \end{aligned}$$

A.2.5 鉛直保存セミラグランジュ法

Yoshimura and Matsumura (2003)、吉村・松村 (2004) は、散逸の無い状態で水蒸気などの鉛直積算量の保存をモデルが維持するように、水平移流から切り離して鉛直移流を扱う鉛直保存セミラグランジュ法を開発した。水平と鉛直方向の移流を切り離して扱うことで、内挿に要する計算コストを軽減できる。

(A.2.16) 式は、鉛直移流が保存性を維持できる手法に適したフラックス形式に変形できる。以下のように、(A.2.5) 式は (A.2.17) 式に、(A.2.1) 式から (A.2.4) 式は (A.2.18) 式に、それぞれ書き直すことができる。

$$\frac{d_H}{dt} \frac{\partial p}{\partial \eta} = -D \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \quad (\text{A.2.17})$$

$$\frac{d_H}{dt} \left(X \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) = -DX \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\dot{\eta} X \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + R_X \frac{\partial p}{\partial \eta} \quad (\text{A.2.18})$$

ここで、 X は \mathbf{u} , T_V , q , q_c を指し、 $R_X = dX/dt$ である。これらの式の右辺第 1 項は水平収束による変化、第 2 項は鉛直フラックスの収束による変化である。後者については、 $R_X = 0$ の時 q と q_c は保存する。鉛直移流で変化しない鉛直積算量を分割する方法はこれらの変数を保存させる有望な手段である。以下に、 R_q を除いた比湿 q について手続きの簡単な概要を示す。

簡単のため、セミインプリシット法に関する項を省いて考える。(A.2.17) 式と (A.2.18) 式を、鉛直離散化と積分次間隔 δt の時間方向の離散化を行うと、次式が得られる。

$$\begin{aligned} (\delta p_k)^{A+} \\ = \left[(\delta p_k)^0 - \frac{1}{2} (D_k \delta p_k)^{(+)} \delta t \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left\{ \left(\dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_{k+1/2} - \left(\dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_{k-1/2} \right\}^{(+)} \delta t \right]^D \\ + \left[-\frac{1}{2} (D_k \delta p_k)^0 \delta t \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left\{ \left(\dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_{k+1/2} - \left(\dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_{k-1/2} \right\}^0 \delta t \right]^A \quad (\text{A.2.19}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (q_k \delta p_k)^{A+} \\ = \left[(q_k \delta p_k)^0 - \frac{1}{2} q_k^0 (D_k \delta p_k)^{(+)} \delta t \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left\{ \left(q \dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_{k+1/2} - \left(q \dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_{k-1/2} \right\}^{(+)} \delta t \right]^D \\ + \left[-\frac{1}{2} q_k^+ (D_k \delta p_k)^0 \delta t \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left\{ \left(q \dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_{k+1/2} - \left(q \dot{\eta} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right)_{k-1/2} \right\}^0 \delta t \right]^A \quad (\text{A.2.20}) \end{aligned}$$

$$p_{k-1/2} = \sum_{k'=k}^{kmax} \delta p_{k'}, \quad (k = 1, 2, \dots, kmax) \quad (\text{A.2.21})$$

ここで、鉛直総量 Q を以下の式で定義する。

$$\begin{aligned} Q_{k-1/2} = \sum_{k'=k}^{kmax} \delta Q_{k'}, \\ Q_k = q_k \delta p_k, \\ (k = 1, 2, \dots, kmax + 1) \quad (\text{A.2.22}) \end{aligned}$$

(A.2.20) 式を δQ_k について書き直すと、 δp_k についての (A.2.19) 式と同様な形となっており、 Q と p は対応している。従って、 Q の計算は p の計算と並行して、以下の 5 つのステップで実行できる。最初の 2 つのステップは、上記の方程式の四角括弧 $[\dots]^D$ の中の演算に関するものである。第 3 のステップは、内挿に基づいた出発点の変数の計算を含む。第 4, 5 ステップは最初の 2 ステップに似ているが、四角括弧 $[\dots]^A$ の演算に対するものである。

1. 水平発散を計算する。各層の質量 δp_k は $\delta p'_k$ に変わり、これらの層に挟まれたハーフレベルの気圧 $p_{k-1/2}$ から $p'_{k-1/2}$ に変わる。これらは (A.2.21) 式で計算できる。水平収束 $q'_k = q_k$ のもとで q_k は変化しない。
2. オイラー法で行うように、(A.2.14) 式を使って鉛直フラックスの収束を計算する。第 1 ステップと同様に、 $p'_{1/2} = p''_{1/2}$ となる $k = 1$ を除いて、 $\delta p'_k$ は $\delta p''_k$ に、 $p'_{k-1/2}$ は $p''_{k-1/2}$ に変わる。このステップでは、 $Q''_{k-1/2} = Q'_{k-1/2}(p''_{k-1/2})$ を用いて、 $Q'_{k-1/2}(p'_{k-1/2})$ から内挿に基づいて鉛直フラックスの収束による $Q'_{k-1/2}$ の変化を計算する。この手順は、 $Q'_{1/2} = Q''_{1/2}$ の全質量荷重積分の保存を保証する。なぜなら、 $p'_{1/2} = p''_{1/2}$ であり、 $p''_{k-1/2}$ ($k = 2, 3, \dots, kmax$) の他の値は単に鉛直カラムの中で間隔が変わっただけであるからである。(A.2.22) 式と $\delta Q''_k$, $\delta p''_k$ を用いて、新たな値 q''_k を求める。

3. 準3次補間法を通して $(\delta p_k)^D$ と q_k^D を計算することで、水平移流を取り込む。
4. 第2ステップの計算で、到着点において鉛直フラックスの収束を計算する。
5. 第1ステップの計算で、到着点の水平発散を計算する。

q と q_c の時間積分はこれら5つのステップに基づいて計算する。 \mathbf{u} , T_V , p_S は (A.2.16) 式に示したセミインプリシットの計算に従って求める。

A.2.6 出発点の決定

変位ベクトル $\boldsymbol{\alpha}$ は以下のインプリシット方程式に従って求める。

$$\boldsymbol{\alpha} = \delta t \left\{ \frac{\mathbf{u}_k(\mathbf{x}_{ij} - \boldsymbol{\alpha}, t + \delta t) + \mathbf{u}_k(\mathbf{x}_{ij}, t)}{2} \right\} \quad (\text{A.2.23})$$

この式は、期間 δt の水平移流は、出発点における未来の時間ステップの風と到着点の現在時間ステップの風の平均に関係することを表している (Hortal 2002)。計算安定性を改善するため、時間外挿した風ではなく、セミラグランジュ法の中で積分された風に基づく手法が採用されている (Yoshimura 2002)。 $\boldsymbol{\alpha}$ は (A.2.23) 式について、繰り返し計算を用いることで得られる。これらのベクトル成分の計算については、水平ベクトルの成分を球面上で内挿する時と同様に、局所座標 (λ, φ) の軸が球面の幾何のために、パーセルが軌跡に沿って進むにつれて、回転することを考慮する。出発点の風は線形内挿を用いて計算するが、繰り返し計算の最後では準3次補間を用いて計算する。

A.2.7 スペクトル法と水平拡散

(A.2.16) 式の解法に必要な水平ホルムヘルツ方程式の解や、水平拡散、球面上の微分はスペクトル法で計算している (Bourke 1974; Hoskins and Simmons 1975)。この際、渦度 $\zeta (= \mathbf{z} \cdot \nabla \times \mathbf{u})$ 、発散 $D (= \nabla \cdot \mathbf{u})$ 、 T_V 、 $\ln(p_S)$ は、三角切断に基づく球面調和関数展開によってスペクトル級数に展開する。セミラグランジュ法によって移流項を陽に扱う必要がないため、水平格子には1次適合ガウス格子を利用している。

スペクトラルブロッキングなどの細かいスケールのノイズの蓄積を防ぐために、4次の線形水平拡散を ζ 、 D 、 T_V に適用する。

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right)_{\text{hdiff,4th}} = -K_{4\text{th}} \left(\nabla^4 - \frac{4}{a^4} \right) \zeta \quad (\text{A.2.24a})$$

$$\left(\frac{\partial D}{\partial t} \right)_{\text{hdiff,4th}} = -K_{4\text{th}} \nabla^4 D \quad (\text{A.2.24b})$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial T_V}{\partial t} \right)_{\text{hdiff,4th}} &= -K_{4\text{th}} \nabla^4 \left[T_V - \frac{\partial \bar{T}_V}{\partial p} p \right] \\ &= -K_{4\text{th}} \nabla^4 \left[T_V - \frac{\partial \bar{T}_V}{\partial p} B(\eta) p_S \right] \end{aligned} \quad (\text{A.2.24c})$$

ここで、 $\left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_{\text{hdiff,4th}}$ は4次の水平拡散による変数 x の時間変化率、 $K_{4\text{th}}$ は4次の水平拡散係数、 a は地球の半径である。 \bar{x} は η 面上における変数 x の全球平均を表す。角運動量の保存を考慮し、渦度の全波数1の成分に対しては、拡散を適用しない。仮温度に対する拡散は等圧面上で用いるために変更を加える。そうしないと、急峻な地形の傾きに沿った傾いた η 面上での拡散は偽の混合を生じさせる可能性がある。エンストロフィーのパワースペクトルが2次元の渦理論に基づいて期待されるものに一致するように $K_{4\text{th}}$ を選ぶ。

30 hPa より上の層では、スポンジ層として、発散項 D に対して2次の線形水平拡散を適用する。

$$\left(\frac{\partial D}{\partial t} \right)_{\text{hdiff,2nd}} = -K_{2\text{nd}} \nabla^2 D \quad (\text{A.2.25a})$$

$$K_{2\text{nd}} = K_0 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\ln p - \ln p_{\text{btm}}}{\ln p_{\text{top}} - \ln p_{\text{btm}}} \right) \quad (\text{A.2.25b})$$

ここで、 $\left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_{\text{hdiff,2nd}}$ は2次の水平拡散による変数 x の時間変化率、 K_0 は2次水平拡散の基本となる拡散係数、 p_{top} は最上層のフルレベルの気圧 (0.01 hPa)、 p_{btm} はスポンジ層が始まる高度の気圧 (30 hPa) である。上部境界での波の反射を抑えるために、(A.2.25b) 式に示したように $K_{2\text{nd}}$ は高度と共に徐々に強めている。 K_0 は、波の反射が適切に軽減されるように、実験を行って値を決定した。

これらの水平拡散の計算は、セミインプリシット・セミラグランジュ法による時間積分を行った後に、独立にインプリシット法で計算する。

A.3 放射

放射過程による大気加熱率 (放射加熱率) は、各鉛直層での放射フラックスの収支・発散を計算することにより次式で求められる。

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{rad}} = \frac{g}{C_p} \frac{\partial F}{\partial p} \quad (\text{A.3.1})$$

ここで、 F は上向きを正とした正味の放射フラックス、 g は重力加速度、 C_p は湿潤大気定圧比熱である。

放射過程は他の物理過程と比べて多くの計算量を必要とする。このため、東西4格子を1格子に平滑化した格子に対して、1時間毎に長波および短波放射計算を行うことで、計算量を削減している。放射計算を実行しないタイムステップでは、長波放射については地表面温度、短波放射については太陽天頂角の変化に応じて放射フラックスや放射加熱率を修正する。

A.3.1 長波放射

長波放射スキームでは、長波放射の波長帯を 11 のバンドに分割し、2 方向吸収近似スキーム (Yabu 2013) により放射計算を行う。長波放射スキームのバンド構成は、本文中の表 3.3.1 を参照いただきたい。

吸収近似¹を仮定した場合の単色光に対する放射伝達方程式は次式で表される (Li and Fu 2000; Li 2002)。

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = (1 - \omega)I(\tau, \mu) - (1 - \omega)B(T) \quad (\text{A.3.2})$$

ここで、 $I(\tau, \mu)$ は放射輝度、 τ は大気上端から測った光学的厚さ、 μ は長波放射が進む方向の天頂角余弦、 ω は単一散乱アルベド、 $B(T)$ は気温 T におけるプランク関数である。

単色光の上向きおよび下向き放射フラックス $F^\pm(\tau)$ (以後、上向きの物理量には + を、下向きの物理量には - をつけて表記する) は、(A.3.2) 式の解 $I(\tau, \mu)$ を天頂角方向に積分して得られる。

$$F^\pm(\tau) = 2\pi \int_0^1 I(\tau, \pm\mu) \mu d\mu \quad (\text{A.3.3})$$

長波放射スキームでは、ストリーム法 (Li and Fu 2000; Li 2002) において (A.3.3) 式の天頂角積分を上下 1 方向ずつで離散化した 2 方向近似法により、放射フラックスを計算する。2 方向近似法では、ハーフレベル $k - 1/2$ における上向きおよび下向き放射フラックス $F_{k-1/2}^\pm$ は次式で求められる。

$$\begin{aligned} F_{k-1/2}^- &= 0 \quad (k = k_{\max} + 1) \\ F_{k-1/2}^- &= F_{k+1/2}^- \mathcal{T}_k + B_k^- (1 - \mathcal{T}_k) \\ &\quad (k = k_{\max}, \dots, 1) \\ F_{k-1/2}^+ &= B_s \quad (k = 1) \\ F_{k-1/2}^+ &= F_{k-3/2}^+ \mathcal{T}_{k-1} + B_{k-1}^+ (1 - \mathcal{T}_{k-1}) \\ &\quad (k = 2, \dots, k_{\max} + 1) \end{aligned} \quad (\text{A.3.4})$$

ここで、 k_{\max} はモデルの鉛直層数、 B_k^\pm はモデル第 k 層から射出される上向きおよび下向き有効プランクフラックス (Chou et al. 2001)、 B_s は地表面から射出されるプランクフラックス、 \mathcal{T}_k はモデル第 k 層の透過率である。

各バンドの放射フラックス F は、 k -分布法 (Arking and Grossman 1972) を応用して次式により計算する。

$$F = \sum_{i=1}^N F_i \Delta g_i \quad (\text{A.3.5})$$

ここで、 N はサブバンドの数、 F_i 、 Δg_i はそれぞれ k -分布法による第 i サブバンドの単色光の放射フラックスと積分間隔である。サブバンド内での放射を吸収係数

¹ 長波放射においては光学的に薄い雲を除いて散乱の効果が小さい。このため、散乱過程を簡略化することにより吸収過程についてのみ扱うスキームが得られる (吸収近似)。

k_i の単色光とみなし、2 方向近似法により放射フラックス F_i を計算する。

光路に沿って気圧・温度・吸収物質の密度が変化する現実大気において k -分布法を適用するためには、大気の不均質性を考慮する必要がある²。長波放射スキームでは、対流圏で重要な吸収に対してはスケーリング近似 (Chou and Arking 1981) を用いた k -分布法を、成層圏で重要な吸収に対しては相関 k -分布法 (Fu and Liou 1992) を用いて、大気の不均質性を考慮する (本文中の表 3.3.1 を参照)。水蒸気の連続吸収に対しては、連続吸収帯モデル (MT-CKD) (Clough et al. 2005) により計算される各波数の吸収係数から k -分布パラメータを便宜的に求め、 k -分布法を適用する。大気の不均質性に関しては、従来のスキームと同様に Zhong and Haigh (1995) に基づくスケーリング近似により考慮する。

鉛直方向の雲オーバーラップについては Maximum-Random Overlap (MRO) (Geleyn and Hollingsworth 1979) を採用し、Li (2002) を参考に MRO の仮定をストリーム法に実装している。

A.3.2 短波放射

短波放射スキームでは、短波放射の波長帯を 16 バンド (紫外域 10、可視域 5、近赤外域 1) に分割し、Eddington 近似法に δ 関数近似を適用した δ -Eddington 法 (Joseph et al. 1976) により放射計算を行う。このうち、近赤外域の水蒸気による吸収は Collins et al. (2006) に基づく 7 サブバンドの指数関数加法により考慮する。水蒸気以外の気体による吸収は、Freidenreich and Ramaswamy (1999) に基づき考慮する。

散乱光の放射輝度 $I(\tau, \mu)$ に対する放射伝達方程式は次式で表される。

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} &= -I(\tau, \mu) + \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' \\ &\quad + \frac{\omega_0}{4\pi} P(\mu, \mu_0) F_0 e^{-\tau/\mu_0} \end{aligned} \quad (\text{A.3.6})$$

ここで、 τ は大気上端から測った光学的厚さ、 μ_0 は太陽天頂角余弦、 ω_0 は単一散乱アルベド、 $P(\mu, \mu')$ は散乱位相関数、 F_0 は μ_0 方向から入射する大気上端での太陽放射フラックスである。

2 方向近似法の一つである Eddington 近似法では、放射輝度 $I(\tau, \mu)$ と散乱位相関数 $P(\mu, \mu')$ を次式の通り近似する。

$$I(\tau, \mu) = I_0(\tau) + \mu I_1(\tau) \quad (\text{A.3.7})$$

$$P(\mu, \mu') = 1 + 3g\mu\mu' \quad (\text{A.3.8})$$

ここで、 g は散乱の非対称因子である。(A.3.7) 式、(A.3.8) 式を (A.3.6) 式に代入し、(A.3.3) 式と同様の天頂角積分を行い放射輝度を放射フラックスに変換する

² k -分布法は、均質大気 (気圧・温度・吸収物質の密度が一定とみなせる気層) において厳密に成り立つ手法である。

と、上向きおよび下向き放射フラックス F^\pm に関する連立微分方程式が得られる (Meador and Weaver 1980)。

$$\begin{aligned}\frac{dF^+}{d\tau} &= \gamma_1 F^+ - \gamma_2 F^- - \gamma_3 \omega_0 F_0 e^{-\tau/\mu_0} \\ \frac{dF^-}{d\tau} &= \gamma_2 F^+ - \gamma_1 F^- + (1 - \gamma_3) \omega_0 F_0 e^{-\tau/\mu_0}\end{aligned}\quad (\text{A.3.9})$$

ここで、(A.3.9) 式の係数 γ_i ($i = 1, \dots, 3$) は以下の通りである。

$$\gamma_1 = \frac{1}{4}[7 - \omega_0(4 + 3g)] \quad (\text{A.3.10a})$$

$$\gamma_2 = -\frac{1}{4}[1 - \omega_0(4 - 3g)] \quad (\text{A.3.10b})$$

$$\gamma_3 = \frac{1}{4}(2 - 3g\mu_0) \quad (\text{A.3.10c})$$

(A.3.9) 式を適当な境界条件を与えて解くことにより、モデル各層の直達光および散乱光に対する反射率・透過率が求まる。これらの反射率・透過率を利用し、気層間の多重反射を考慮することにより各ハーフレベルでの上向きおよび下向き放射フラックスが計算される (Coakley et al. 1983; Briegleb 1992; 岩崎・北川 1996)。

雲粒のミー散乱などによる強い前方散乱の効果を表現するため、 δ 関数を用いて前方散乱のピークを散乱位相関数から分離し、直達光に足し込む手法が用いられる。これを、 δ 関数近似という。 δ -Eddington 法では、前方散乱ピークの割合 f を用いて次式の通り調節した光学的厚さ τ' 、単一散乱アルベド ω'_0 および非対称因子 g' を用いて放射計算を行う。

$$\tau' = (1 - \omega_0 f) \tau, \quad \omega'_0 = \frac{(1 - f)\omega_0}{1 - \omega_0 f}, \quad g' = \frac{g - f}{1 - f} \quad (\text{A.3.11})$$

鉛直方向の雲オーバーラップには、長波放射スキームと同じ MRO を採用し、Collins (2001) を参考に独立カラム近似 (ICA: Independent Column Approximation) (Barker et al. 1999) を簡略化・低コスト化した PICA (Practical ICA) (Nagasawa 2012) によりカラム全体の放射フラックスを計算する。

実際の放射計算では、気体による吸収、大気分子によるレイリー散乱、雲やエアロゾルによる吸収・ミー散乱の効果を同時に考慮する必要がある。このため、次式で表される光学的厚さ τ_{total} 、単一散乱アルベド $\omega_{0 \text{ total}}$ 、非対称因子 g_{total} を用いて、各層の反射率、透過率を計算する。

$$\tau_{\text{total}} = \tau_R + \tau_g + \tau_a + \tau_c \quad (\text{A.3.12a})$$

$$\omega_{0 \text{ total}} = \frac{\tau_R + \omega_{0a}\tau_a + \omega_{0c}\tau_c}{\tau_R + \tau_g + \tau_a + \tau_c} \quad (\text{A.3.12b})$$

$$g_{\text{total}} = \frac{g_a\omega_{0a}\tau_a + g_c\omega_{0c}\tau_c}{\tau_R + \omega_{0a}\tau_a + \omega_{0c}\tau_c} \quad (\text{A.3.12c})$$

上式の各項の添字 R, g, a, c はそれぞれ、大気分子によるレイリー散乱、気体吸収、雲とエアロゾルによるミー散乱および吸収を示す。

A.3.3 放射吸収気体の気候値

放射過程では、水蒸気、オゾン、二酸化炭素、酸素、メタン、一酸化二窒素およびフロン類 (CFC-11, CFC-12, HCFC-22) による放射の吸収を考慮する。このうち、水蒸気については、対流圏ではモデルの予報値を、対流圏界面より上層では衛星観測に基づく 2 次元月別気候値 (Randel et al. 1998) をそれぞれ利用している。オゾンについては、気象研究所成層圏化学輸送モデルを用いて作成された 3 次元月別濃度気候値 (村井 2009) をベースとし、衛星観測に基づく気候値 (Randel et al. 1998) を用いて上部成層圏から中間圏にかけての分布を改良した気候値を利用している。その他の放射吸収気体は、全球一様の分布を仮定し表 A.3.1 に示した濃度を用いる。

表 A.3.1 全球一様として扱う放射吸収気体の濃度 [ppmv]

CO ₂	O ₂	CH ₄	N ₂ O
396	209490	1.824	0.3259
CFC-11	CFC-12	HCFC-22	
0.0003	0.0005	0.0002	

A.3.4 放射過程におけるエアロゾルの取り扱い

放射過程では、エアロゾルの化学種・粒子サイズを考慮したスキーム (Yabu et al. 2017) によりエアロゾルの直接効果を考慮している。このスキームでは、気象研究所全球エアロゾル輸送モデル MASINGAR (Tanaka et al. 2003) により作成された、5 つの化学種³ に対する 3 次元月別エアロゾル濃度気候値を利用している。この気候値と、ミー散乱計算によりあらかじめ求めておいた化学種・粒子サイズごとの光学特性パラメータを用いて、エアロゾルの直接効果を計算する。

なお、上述の 3 次元月別エアロゾル濃度気候値を利用する際には、衛星観測に基づくエアロゾル光学的厚さの鉛直積算値の 2 次元月別気候値を併用し、各エアロゾル種の濃度を調整している。

A.3.5 放射過程で利用する雲量、雲水量、比湿

放射過程の入力となる雲量 C_{rad} 、雲水量 q_{rad} および比湿 q_{vrad} は、雲過程で計算された雲量 C_{ls} 、雲水量 q_{ls} と、積雲対流過程において診断された積雲上昇流域の雲量 C_{cu} 、雲水量 q_{cu} から次式により求められる。

$$C_{\text{rad}} = (1 - C_{\text{cu}})C_{\text{ls}} + C_{\text{cu}} \quad (\text{A.3.13})$$

$$q_{\text{rad}} = (1 - C_{\text{cu}})q_{\text{ls}} + q_{\text{cu}} \quad (\text{A.3.14})$$

$$q_{\text{vrad}} = (1 - C_{\text{cu}})q_v + C_{\text{cu}}q_s \quad (\text{A.3.15})$$

ここで、 q_v は格子平均の比湿、 q_s は飽和比湿である。

積雲上昇流域の雲量 C_{cu} は、Park et al. (2014) に基

³ 硫酸塩、黒色炭素、有機炭素、海塩、砂塵の 5 種類。粒子サイズについては、砂塵は 6 種類、海塩は 2 種類に分類している (その他は 1 種類のみ)。

づき以下のように求める。

$$C_{cu} = k_1 \log(1 + k_2 M^u) \quad (\text{A.3.16})$$

ここで、 M^u は Arakawa and Schubert (1974) (AS スキーム) の積雲の上昇マスフラックス、 k_1, k_2 は経験的なパラメータである。また、積雲上昇流域の雲水量 q_{cu} は、Bushell et al. (2003) を参考に次式により求める。

$$q_{cu} = F^u C_{cu} W_L \quad (\text{A.3.17})$$

ここで、 W_L は AS スキームで計算される積雲上昇流域中の雲水量、 F^u は積雲中に上昇流が占める面積の割合を表現する経験的なパラメータである。

A.3.6 雲の光学特性

放射過程では、雲粒の有効半径から雲の光学特性をパラメタライズする。長波放射に対しては、水雲は Lindner and Li (2000)、氷雲は Ebert and Curry (1992) に基づき、質量吸収係数を計算する。短波放射に対しては、水雲は Dobbie et al. (1999)、氷雲は Ebert and Curry (1992) に基づき、質量消散係数、単一散乱アルベド、非対称因子を計算する。

水雲の有効半径 $r_{e,liq}$ [μm] は、Martin et al. (1994) に基づき次式により計算する。

$$r_{e,liq} = 10^4 \left[\frac{3CWC}{4\pi\rho_w k N_{tot}} \right]^{1/3} \quad (\text{A.3.18})$$

ここで、 CWC は雲水量 [g m^{-3}]、 N_{tot} は水雲粒子数濃度 [cm^{-3}]、 ρ_w は水の密度 [g m^{-3}]、 k は海陸別の定数である。水雲粒子数濃度の値は、航空機による観測値を参考に陸上で 300 cm^{-3} 、海上で 100 cm^{-3} としている。

氷雲の有効半径 $r_{e,ice}$ [μm] は、Wyser (1998) に基づき気温 T [K] と雲氷量 IWC [g m^{-3}] を用いて次式により計算する。

$$B = -2 + 10^{-3}(273 - T)^{1.5} \log_{10} \frac{\text{IWC}}{\text{IWC}_0}$$

$$r_{e,ice} = 377.4 + 203.3B + 37.91B^2 + 2.3696B^3 \quad (\text{A.3.19})$$

上式の IWC_0 ($= 50 \text{ [g m}^{-3}\text{]}$) は定数である。

A.4 積雲対流

GSM は Arakawa and Schubert (1974) と Moorthi and Suarez (1992) に基づくスペクトル型のマスフラックス積雲対流スキームを使用している。クロージャーとしては、Randall and Pan (1993) に基づいた予報型のクロージャーを、元の手法に多くの変更を加えて使用している。加えて、過剰な対流活動を抑制するために、CAPE の力学過程による時間変化傾向 (DCAPE; Xie and Zhang 2000) を使ったトリガーの仕組みを採用している。ダウンドラフト、対流による運動量輸送、中層対流の扱いも考慮している。

A.4.1 環境場の変数への対流の効果

環境場の変数への対流の効果は以下の方程式を使って推定する。

$$\left(\rho \frac{\partial \bar{s}}{\partial t} \right)_{\text{conv}} = \sum_n D_n^u (s_n^u - \bar{s}) + D^d (s^d - \bar{s})$$

$$+ \left(\sum_n M_n^u - M^d \right) \frac{\partial \bar{s}}{\partial z} - L_i c - L_v e - \delta E_s \quad (\text{A.4.1})$$

$$\left(\rho \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} \right)_{\text{conv}} = \sum_n D_n^u (h_n^u - \bar{h}) + D^d (h^d - \bar{h})$$

$$+ \left(\sum_n M_n^u - M^d \right) \frac{\partial \bar{h}}{\partial z} - L_i c - \delta E_h \quad (\text{A.4.2})$$

上式の ρ は大気密度、 s と h は各々乾燥、及び湿潤静的エネルギー、 D は環境場へのデトレインメント、 L_v と L_i は蒸発と融解による潜熱、 e は対流の雲底以下の蒸発量、 c は融解量である。 δE_s と δE_h については付録 A.4.2 で述べる。上線付きの変数は環境場の値であることを示し、上に付した u と d は各々アップドラフトとダウンドラフトを示す。下に付した n は対流のアンサンブルのそれぞれのプリュームを示す。アップドラフトには多数のプリュームを考え、ダウンドラフトは単一のプリュームとして計算する。

(A.4.1) 式と (A.4.2) 式の右辺第 1 項はアップドラフトから環境場へのデトレインメント、第 2 項はダウンドラフトから環境場へのデトレインメント、第 3 項は補償下降流、第 4 項は凍結高度以下の融解の効果である。(A.4.1) 式の第 5 項は雲底下の蒸発の効果である。

A.4.2 雲モデル

Arakawa and Schubert (1974) に従って、多くのタイプの積雲アンサンブル効果を考慮する。

プリューム毎のマスフラックスは以下のように書ける。

$$M_n = M_{Bn}(t) \eta_n(z) \quad (\text{A.4.3})$$

ここで、 M_B は雲底でのマスフラックス、 η は雲底で 1 となるよう規格化したマスフラックスである。 M_B の計算の詳細は次項に述べる。

モデルの中では、各プリュームの雲底は 900 hPa 付近で固定している。個々のプリュームは雲頂によって定義され、そこでは浮力を失い、デトレインメントが起こる。Moorthi and Suarez (1992) が提案したように、上昇マスフラックス η の鉛直プロファイルは高度 z の一次関数と仮定し、以下のように書く。

$$\eta_n = 1 + \lambda_n(z - z_b) \quad (\text{A.4.4})$$

上式の λ はエントレインメント率、 z_b は雲底高度である。 λ は雲頂で各々のプルームが浮力を失うという条件をもとに診断する。

上昇流の中の雲水は Kessler (1969) が提案したオートコンバージョンの手法で降水に変換する。

雲底以下のマスフラックスは Jakob and Siebesma (2003) に基づいて計算する。

$$\frac{\partial \eta}{\partial z} = \frac{C}{z} \eta \quad (\text{A.4.5})$$

ここで、 C は定数で、0.5 に設定する。

雲底以下では (A.4.5) 式から得られるエントレインメント率でプルームが上昇する。サブグリッドスケールの気温と水蒸気のゆらぎがあると仮定し、格子平均と比較して乾燥、及び湿潤静的エネルギーの高い空気がプルームに入り込むとする。(A.4.1) 式と (A.4.2) 式の中の δE_s と δE_h は雲底以下の上昇流への余剰エネルギーのエントレインメントを表すものである。

A.4.3 クロージャー

クロージャーは Randall and Pan (1993) に基づいているが、元的手法に多くの変更を加えている。深い対流については、各々のプルームについて雲底での上昇マスフラックス M_B の計算には以下の予報方程式を用いる (以下では、簡単のために n を記さない)。

$$\begin{aligned} & \frac{dM_B(\lambda)}{dt} \\ &= \max \left(\frac{A - fA_0}{2\alpha}, 0 \right) \min \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\min}}, 1 \right) \quad (\text{A.4.6}) \\ & \times \max (\lambda_{\max}, 0) \left(\frac{\Delta p}{\Delta p_{\text{eff}}} \right) - \frac{M_B}{2\tau_d} \end{aligned}$$

上式の A は雲仕事関数を示し、 A_0 は Lord and Arakawa (1980) に示されるように観測による雲仕事関数の平均である。 Δp は雲頂のモデル層の厚さ、 Δp_{eff} は雲頂の実効的な厚さ、 τ_d は積雲の運動エネルギー減衰の時定数、 α も定数である。格子スケールの鉛直風と対流抑制の効果を取り入れるためにパラメータ f を導入し、以下の式で求める。

$$f = \frac{\omega}{\omega_0} + \frac{A_i}{A_{i0}} + c \quad (\text{A.4.7})$$

ω は最下層での鉛直 p 速度、 A_i は自由対流高度までパーセルを持ち上げる仕事を示す。 ω_0 、 A_{i0} 、 c は経験的に決めた定数である。 M_B が現実的な振る舞いをするように、 $0 \leq f \leq 2$ という拘束を適用する。乾燥した状態での高い積雲を抑制して、大気境界層での乱流の効果を取り入れるために、パラメータ λ_{\min} を以下のように定義する。

$$\lambda_{\min} = \max \left(\frac{0.9 - \text{RH}}{0.2}, 10^{-3} \right) \frac{0.3}{5l_0} \quad (\text{A.4.8})$$

ここで、RH は雲底と雲頂の間の相対湿度の鉛直平均、 l_0 は大気境界層の最大の長さを示す。不自然な大きなエントレインメント率をもつ高い積雲を抑制するためにパラメータ λ_{\max} を導入し、下の式で定義する。

$$\lambda_{\max} = \min \left(\frac{\lambda - \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}, 1 \right) \quad (\text{A.4.9})$$

上式で、 $\lambda_1 = a_1/(z_t - z_b)$ 、 $\lambda_2 = a_2/(z_t - z_b)$ 、 z_t は雲頂高度、 a_1 と a_2 は経験的に決めた定数である。

浅い対流については、(A.4.6) 式を簡略化したものをクロージャーとして採用する。

A.4.4 トリガーの仕組み

Xie and Zhang (2000) が提案した、CAPE の力学過程による時間変化傾向 (DCAPE) を用いた対流トリガーの仕組みを積雲パラメタリゼーションに使用している。DCAPE は以下のように定義する。

$$\text{DCAPE} = (\text{CAPE}(T^*, q^*) - \text{CAPE}(T, q)) / \Delta t \quad (\text{A.4.10})$$

T は気温、 q は比湿で、ある時間間隔 Δt (モデルの積分時間間隔) の大規模なスケールの移流による変化を (T, q) に加えたものを (T^*, q^*) とする。これらの値は力学過程計後の (T, q) と同値である。CAPE は以下の式で定義される。

$$\text{CAPE} = \int_{z_{\text{LFC}}}^{z_{\text{LNB}}} g \frac{T_v^u - T_v}{T_v} dz \quad (\text{A.4.11})$$

z_{LFC} と z_{LNB} はそれぞれ自由対流高度と浮力がなくなる高度で、 g は重力加速度、 T_v は仮温度である。上付きの u は上昇パーセルであることを示す。DCAPE が経験的に決めた閾値を超えない場合は、深い対流は抑制される。

A.4.5 ダウンドラフト

アップドラフトには多くのプルームを考える一方、計算の節約のため、ダウンドラフトに対しては1つのプルームを想定する。

ダウンドラフトは、正味上昇マスフラックスが雲底の値の半分に減った高度から始まると仮定する。以下のクロージャーにより、雲底でのダウンドラフトのマスフラックス M^d が与えられる。

$$M^d = 0.4M_B \quad (\text{A.4.12})$$

ここで、 M_B は (A.4.6) 式を使って計算した雲底でのアップドラフトの正味マスフラックスである。

環境場からのエントレインメントは雲底より上で起こる。一方、デトレインメントは雲底の上下で起こるものと仮定する。雲底の上ではエントレインメント率

とデトレインメント率を同じ定数値に設定している。結果として、ダウンドラフトのマスフラックスは高度によらず一定となる。

A.4.6 中層対流

中高緯度の前線に雲底をもつ積雲対流を表現するために中層対流スキームを取り入れている。雲底の高さは鉛直カラムの中で湿潤静的エネルギーが最大値となるレベルとしている。雲頂は雲底から一定のエントレインメント率で上昇する空気塊が浮力を失うレベルで定義する。クロージャーは (A.4.6) 式を簡略化して用いる。

A.4.7 対流による運動量輸送

対流による運動量輸送は、熱や水の輸送と異なる方法で扱われる。アップドラフトにもダウンドラフトにも複数のプリュームを考慮するモデルを用いる。エントレインメント率とデトレインメント率は雲底と雲頂の間でアップドラフトについてもダウンドラフトについても同じ値になるように設定する。その結果、マスフラックスは高度によらず一定となる。各々のアップドラフトの大きさ M_{cn}^u は (A.4.6) 式で計算する熱と水の輸送スキームの雲底でのマスフラックスに合わせ、ダウンドラフトの大きさは $0.4 M_{cn}^u$ に設定する。

A.4.8 降水の再蒸発と融解

凍結高度以下では雪の融解の計算を行う。この定式化は (A.5.11) 式の雲スキームの手法と概ね同様である。降水の再蒸発は雲底以下で考慮し、(A.5.13) 式の雲スキームに一部変更を加えたものを用いて計算する。

A.5 雲と層状性降水

GSM における雲は、Smith (1990) に基づいた手法で各予報時刻において診断的に求めている。この方法は格子内での状態量の分布を確率的に仮定して雲水量、雲量を見積もる Sommeria and Deardorff (1977) の考え方を基礎としている。

A.5.1 雲スキーム

水蒸気と雲水の相変化における保存量として、水蒸気と雲水を合算した全水量 q_w と雲水をすべて蒸発させた場合の気温 T_L を以下のように定義する。

$$q_w = q_v + q_c \quad (\text{A.5.1})$$

$$T_L = T - \frac{L}{C_p} q_c \quad (\text{A.5.2})$$

上式の q_v は比湿、 q_c は雲水量、 T は気温、 L は蒸発の潜熱、 C_p は定圧比熱である。それぞれの格子内で、 q_w は大気の揺らぎによって変動すると仮定し、その変動としてトップハット型の確率密度関数を考える。雲量 C は格子内で q_w が飽和比湿 q_s を超えた面積割合として与え、雲水量は格子内の凝結量とする。

$$C = \frac{a_L (\bar{q}_w - q_s(T_L)) + \Delta q_w}{2\Delta q_w} \quad (\text{A.5.3a})$$

$$q_c = C^2 \Delta q_w \quad (\text{A.5.3b})$$

$$a_L = \frac{1}{1 + \frac{L}{C_p} \left(\frac{\partial q_s}{\partial T} \right)_{T=T_L}} \quad (\text{A.5.3c})$$

上線付きの変数は格子平均の値であることを示し、上式の Δq_w は格子平均の全水量 \bar{q}_w からの局所的な差の最大値である。 Δq_w は以下のように求める。

$$\Delta q_w = \frac{a_L}{2} \left(\bar{q}_w'^2 - 2b\bar{q}_w' s_l' + b^2 s_l'^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.5.4})$$

$s_l = C_p T_L + gz$ は乾燥静的エネルギーで、 g は重力加速度、 z は高度、 $b = \left(\frac{\partial q_s}{\partial T} \right)_{T=T_L} / C_p$ とする。変数上のプライム ($'$) は格子平均からの差を示す。 $\bar{q}_w'^2$ 、 $\bar{q}_w' s_l'$ 、 $\bar{s}_l'^2$ は境界層過程 (付録 A.7) において、Mellor and Yamada (1974, 1982) のレベル 2 乱流クロージャスキームによって計算される。 Δq_w は飽和比湿 q_s による以下の制限がある。

$$0.2A a_L q_s(T_L) \leq \Delta q_w \leq 0.5A a_L q_s(T_L) \quad (\text{A.5.5})$$

$$A = \min \left(\frac{p_s - p}{p_s - 850}, 1 \right) \quad (\text{A.5.6})$$

上式の p は気圧 [hPa] で、 p_s は下部境界での気圧 [hPa] である。

A.5.2 層積雲スキーム

亜熱帯の海洋性層積雲を表現するために、雲量 C と雲水量 q_c の診断に Kawai and Inoue (2006) の提案した層積雲スキームを雲スキームの代わりに採用している。

$$C = 12.0 \left(-\frac{\partial \theta}{\partial p} - 0.07 \right) \quad (\text{A.5.7a})$$

$$q_c = 0.05 a_L C q_s \quad (\text{A.5.7b})$$

上式の θ は温位である。このスキームは以下の条件を満たす場合にはたらく。

[各モデル層において]

(1) $\frac{\partial \theta}{\partial p} < -0.07$ [K hPa⁻¹] (モデル層の直上で)

(2) 相対湿度 80 [%] 以上

(3) モデル層の高さが 924 [hPa] より低い

[下部境界近くで]

(4) $\frac{\partial \theta}{\partial p} > -0.01$ [K hPa⁻¹]

条件 (1) は強い逆転層の下で海洋性層積雲が生成されることを表現するものである。条件 (2) と (3) はそれぞれ乾燥域と浅い対流域に誤って層積雲が生成されることを防ぐためのものである。条件 (4) は陸上や海氷上で夜間に誤って層積雲が予想されないようにするためのものである。

雲スキームと層積雲スキームの中では、気温が 0°C より高い (-15°C より低い) 時に液体 (氷) の雲を想定する。 -15°C と 0°C の間では、相の混ざった雲が存在し、その混合の割合は気温によって線形的に変化する。

A.5.3 雲氷の落下と降水変換

雲水量の予報方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} = C_g + I - O \quad (\text{A.5.8})$$

ここで、 C_g は格子内の雲生成率を表すもので、 I は上の層からの流入、 O は下への流出である。 C_g は A.5.1 や A.5.2 に示した結果を使って計算する。

雲が氷相のみの場合は、 I と O を Kawai (2005) に従って計算する。小さい雲粒 ($\leq 100 \mu\text{m}$) は一つ下の層に落ち、大きい雲粒 ($> 100 \mu\text{m}$) は雪として即時に下部境界まで落下する。

$$O = \frac{v_{\text{cice}} q_c}{\Delta z} + D_{12S} q_c \quad (\text{A.5.9})$$

上式の Δz は層の厚さ、 v_{cice} は小さな雲氷粒の終端落下速度、 D_{12S} は雲氷から雪への変換率である。右辺第 1 項が一つ下の層で I になる。

雲が液相のみまたは混合相である場合は、雲水から降水への変換率 P は Sundqvist (1978) の提案した手法に従う。

$$P = \frac{1}{\tau_p} q_c \left[1 - \exp \left\{ - \left(\frac{q_c}{C q_c^{\text{crit}}} \right)^2 \right\} \right] \quad (\text{A.5.10})$$

$$= O$$

τ_p は雲粒から雨粒と雪片への変換の代表的な時間スケールを表し、 q_c^{crit} は臨界雲水量であり、雲水量がこの値を超えると変換が活発化する。この場合、雨粒と雪片は直ちに下部境界まで落下することを仮定しているので、 I は考慮しない。雲を通過して落下する雨滴による雲粒との衝突によって起こる併合 (Coalescence 効果) と、雨粒と氷晶の混ざった雲の中を落下する降水の強化 (Bergeron-Findeisen 効果) は Sundqvist et al. (1989) に従ってモデル化した。

A.5.4 融解と再蒸発

ECMWF (2014) と同じ手法を使って、雪の融解率 M をパラメタライズする。

$$M = 0.5 \frac{C_p}{L_m} \frac{T_w - T_0}{\tau_m} \quad (\text{A.5.11})$$

$$\tau_m = \frac{7200}{1 + 0.5(T_w - T_0)} \quad (\text{A.5.12})$$

上式の T_w は湿球温度、 T_0 は水の融解温度、 L_m は融解熱、 τ_m は融解の緩和時間である。Kessler (1969) と Tiedtke (1993) に基づいて、層状性降水の蒸発率 E は以下のようにパラメタライズする。

$$E = b \frac{1}{\tau_e} (q_s - q_v) \left\{ \left(\frac{p}{p_s} \right)^{1/2} \frac{1}{5.09 \times 10^{-3}} \frac{P_l}{b} \right\}^{0.577} \quad (\text{A.5.13})$$

$$\frac{1}{\tau_e} = 5.44 \times 10^{-4} \quad (\text{A.5.14})$$

ここで、 b は降水が存在しかつ雲のない領域の割合で 0.5 に設定する。 τ_e は再蒸発の緩和時間、 P_l は局所的な降水率を示す。

A.6 接地境界層

地表面フラックスは Monin-Obukhov 相似則に基づいてバルク法で定式化しており、運動量フラックス F_m 、熱フラックス F_h 、比湿フラックス F_q は次式で表される。

$$F_m = \overline{(w'\mathbf{v}')}_s = -C_m |\mathbf{v}_1| \mathbf{v}_1, \quad (\text{A.6.1})$$

$$F_h = \overline{(w'\theta')}_s = -C_h |\mathbf{v}_1| (\theta_1 - \theta_s), \quad (\text{A.6.2})$$

$$F_q = \overline{(w'q')}_s = -C_h |\mathbf{v}_1| (q_1 - q_s). \quad (\text{A.6.3})$$

上式の $\mathbf{v} = (u, v)$ は水平風、 θ は温位、 q は比湿、下付きの 1 と s はモデル格子の最下層の変数と地表の変数をそれぞれ示す。ここで C_m と C_h は運動量と熱の交換係数であり、Monin-Obukhov 相似則に従い交換係数は以下の式で求める。

$$\frac{z_1}{L} \frac{A}{B^2} = \frac{g z_1}{|\mathbf{v}_1|^2} \frac{2(\theta_{v1} - \theta_{vs})}{(\theta_1 + \theta_s)} \quad (\text{A.6.4})$$

$$C_m = \frac{\kappa^2}{B^2} \quad (\text{A.6.5})$$

$$C_h = \frac{\kappa^2}{AB} \quad (\text{A.6.6})$$

ここで、 A と B は以下に示す値である。

$$A = \log \left(\frac{z_1 + z_{0m}}{z_{0h}} \right) - \Psi_h \left(\frac{z_1 + z_{0m}}{L} \right) + \Psi_h \left(\frac{z_{0h}}{L} \right)$$

$$B = \log \left(\frac{z_1 + z_{0m}}{z_{0m}} \right) - \Psi_m \left(\frac{z_1 + z_{0m}}{L} \right) + \Psi_m \left(\frac{z_{0m}}{L} \right)$$

κ は von Kármán 定数で 0.4、 g は標準重力加速度 (9.80665 m s^{-2})、 z_1 は地上のモデル格子の最下層の高さ、 θ_v は仮温位、 z_{0m} と z_{0h} はそれぞれ地上の運動量と熱の粗度長である。(A.6.4) 式は右辺の予報変数から Obukhov 長 L を与える。安定度関数 Ψ_m と Ψ_h は Beljaars and Holtslag (1991) によって以下のようにパラメライズする。

$$x \equiv (1 - 16\xi)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{A.6.7})$$

$$\Psi_m(\xi) =$$

$$\begin{cases} \frac{\pi}{2} - 2 \arctan(x) + \log \frac{(1+x)^2(1+x^2)}{8}, & (\xi < 0) \\ -\frac{2}{3} \left(\xi - \frac{5}{0.35} \right) e^{-0.35\xi} - \xi - \frac{2}{3} \frac{5}{0.35}, & (\xi \geq 0) \end{cases} \quad (\text{A.6.8})$$

$$\Psi_h(\xi) =$$

$$\begin{cases} 2 \log \frac{1+x^2}{2}, & (\xi < 0) \\ -\frac{2}{3} \left(\xi - \frac{5}{0.35} \right) e^{-0.35\xi} - \left(1 + \frac{2}{3}\xi \right)^{\frac{3}{2}} \\ \quad - \frac{2}{3} \frac{5}{0.35} + 1, & (\xi \geq 0) \end{cases} \quad (\text{A.6.9})$$

陸格子の上では、地表のパラメータは植生タイプ、土壌状態、積雪被覆を考慮して格子毎に陸面モデルを使って決める。海上の格子では、グリッド内に開水域と海水域を考慮してそれぞれ表面フラックスを計算する。そのタイル化には Best et al. (2004) の提案した手法を用いる。

表面の風応力は、風によって活発になる海洋の波に依存するため、粗度長と風応力はモデルの中で繰り返し手法により計算する。海水のない開水の表面粗度長は、Beljaars (1995) の手法に従って Charnock の関係 (Charnock 1955) から決定する。

$$z_{0m} = \frac{0.11\nu}{u_*} + \frac{\alpha}{g} u_*^2 \quad (\text{A.6.10})$$

$$z_{0h} = \frac{0.62\nu}{u_*}$$

$u_* \left(\equiv \sqrt{|(w'\mathbf{v}')_s|} \right)$ は摩擦速度、 ν は大気の大動粘度 ($1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$)、 α は Charnock 係数 (0.020) である。海水上の表面粗度長は、運動量について 0.001 m に、熱について 0.0005 m に固定する。

A.7 境界層

大気の大動量、熱、水分の鉛直乱流輸送をパラメライズするために、乱流運動エネルギー (TKE) クロージャと渦拡散 (ED) 型スキームを組み合わせたハイブリッド手法を用いる。TKE スキームには Mellor and Yamada (1974, 1982) のレベル 2 乱流クロージャスキー

ム、ED 型のスキームでは Han and Pan (2011) に基づく安定度関数を使用する。このとき、乱流輸送は以下のように表される。

$$\overline{w'\mathbf{v}'} = -\max(K_m^{TKE}, K_m^{ED}) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \quad (\text{A.7.1})$$

$$\overline{w's'_L} = -\max(K_h^{TKE}, K_h^{ED}) \frac{\partial s_L}{\partial z} \quad (\text{A.7.2})$$

$$\overline{w'q'_w} = -\max(K_h^{TKE}, K_h^{ED}) \frac{\partial q_w}{\partial z} \quad (\text{A.7.3})$$

$s_L (\equiv C_p T + gz - Lq_c)$ は液水の静的エネルギー、 $q_w (\equiv q + q_c)$ は全水量、上付きの TKE と ED はスキームのタイプ、下付きの m と h はそれぞれ運動量と熱を示す。

両方のスキームの拡散係数は以下のように書き表すことができる。

$$K_m = l^2 \left| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right| f_m \quad (\text{A.7.4})$$

$$K_h = l^2 \left| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right| f_h \quad (\text{A.7.5})$$

上式の f_m と f_h は安定度関数で、混合長 l は Blackadar (1962) に従って以下のように求める。

$$l = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z/l_0} \quad (\text{A.7.6})$$

TKE スキームでは、混合長 l_0 はサブグリッドスケールの地形の分散と大気境界層の厚さから求める。ED スキームでは、 l_0 は 50 m の定数にする。

ED 型のスキームでは安定度関数は勾配リチャードソン数 R_i の関数として以下のようにする。

$$f_m^{ED} = \begin{cases} \frac{1 + 2.1R_i}{(1 + 5R_i)^{1.5}} & R_i \geq 0 \\ 1 - \frac{8R_i}{1 + 1.746\sqrt{-R_i}} & R_i < 0 \end{cases} \quad (\text{A.7.7})$$

$$f_h^{ED} = \begin{cases} \frac{1}{(1 + 5R_i)^{1.5}} & R_i \geq 0 \\ 1 - \frac{8R_i}{1 + 1.286\sqrt{-R_i}} & R_i < 0 \end{cases} \quad (\text{A.7.8})$$

TKE スキームでは以下のように書ける。

$$f_m^{TKE} = S_M \sqrt{B_1 S_M (1 - R_f)} \quad (\text{A.7.9})$$

$$f_h^{TKE} = S_H \sqrt{B_1 S_M (1 - R_f)} \quad (\text{A.7.10})$$

$$S_H = 3A_2 \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)(RF_c - R_f)}{1 - R_f},$$

$$S_M = A_1 F_1 \frac{RF_1 - R_f}{A_2 F_2 (RF_2 - R_f)} S_H,$$

$$R_f = RI_1 \left(\hat{R}_i + RI_2 - \sqrt{\hat{R}_i(\hat{R}_i - RI_3) + RI_2^2} \right),$$

$$RF_1 = B_1 \frac{\gamma_1 - C_1}{F_1}, \quad RF_2 = B_1 \frac{\gamma_1}{F_2},$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{3} - 2 \frac{A_1}{B_1},$$

$$\gamma_2 = \frac{B_2}{B_1} (1 - C_3) + 2 \frac{A_1}{B_1} (3 - 2C_2),$$

$$F_1 = B_1(\gamma_1 - C_1) + 2A_1(3 - 2C_2) + 3A_2(1 - C_2),$$

$$F_2 = B_1(\gamma_1 + \gamma_2) - 3A_1(1 - C_2),$$

$$RI_1 = \frac{1}{2} \frac{A_2 F_2}{A_1 F_1},$$

$$RI_2 = B_1 \gamma \frac{(\gamma_1 - C_1) A_1 F_1}{F_1 A_2 F_2},$$

$$RI_3 = 4B_1 \frac{\gamma_1 A_1 F_1}{F_2 A_2 F_2} - 2RI_2,$$

$$RF_c = \frac{\gamma_1}{(\gamma_1 + \gamma_2)}$$

ここで、 A_1 は 1.0、 A_2 は 0.58、 B_1 は 24.0、 B_2 は 11.0、 C_1 は 0.13、 C_2 は 0.6、 C_3 は 0.14 となる TKE スキームのクロージャ定数である。Smith (1990) の手法に倣って、勾配リチャードソン数 R_i の代わりに以下の変更を加えた \hat{R}_i を使用する。

$$\hat{R}_i = g \left\{ \tilde{\beta}_s \frac{\partial s_L}{\partial z} + \tilde{\beta}_Q \frac{\partial q_w}{\partial z} \right\} \left/ \left| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right|^2 \right. \quad (\text{A.7.11})$$

上式の $\tilde{\beta}_s$ と $\tilde{\beta}_Q$ は、それぞれ雲の保存量 s_L と q_w に関する浮力パラメータである。

A.8 重力波

A.8.1 地形性重力波

地形性重力波パラメタリゼーションは、長波（波長が 100 km を上回るもの）と短波（波長が 10 km 程度）の 2 つから成る。長波は碎波するレベルまで上方に伝播して、主に成層圏で作用し、そこで運動量の交換を行う（タイプ A スキーム）。短波は常に対流圏下層で捕捉され、消散するものと想定する（タイプ B スキーム）。従って、2 つの手法の基本的な違いは、運動量への働きの鉛直分布に表れる。タイプ A スキームは Palmer et al. (1986) に基づいており、いくらかの変更を元の

手法に加えている。タイプ A と B のスキームの詳細は、Iwasaki et al. (1989) に述べられている。

両方のスキームにおいて、サブグリッドスケールの地面標高の分散 σ^2 によって発生する運動量応力 τ_r は以下の式で決まる。

$$\tau_r = C_{gw} \rho_r N_r v_r \min \left[\sigma^2, \left(\frac{v_r}{2F_c N_r} \right)^2 \right] \mathbf{v}_r / v_r \quad (\text{A.8.1})$$

上式において、 C_{gw} は定数（タイプ A では 1.6×10^{-5} 、タイプ B は 6.4×10^{-4} ）、 ρ は大気密度、 N は浮力振動数、 F_c はフルード数（発生については 1.5、伝播については 1.0）、 \mathbf{v} は固有速度で $v = |\mathbf{v}|$ である。下付きの r は重力波応力（運動量フラックス）が生じる参照レベルを示している。山の高さがある値を超えると淀み点が生じるために、励起される重力波応力（振幅の最大値）が抑えられることが知られている。この現象はフルード数が基準値を下回るときに発生する。地面標高の分散 σ^2 は、 $30'' \times 30''$ の地形データ GTOPO30 (USGS 1993) を使って求めた。最初に平均地高 h_m とその標準偏差 σ_m を $5' \times 5'$ の格子で GTOPO30 から計算する。 h をモデル地形として、ガウス格子の $(h_m - h)$ の標準偏差をタイプ A スキームにおいては σ とする。タイプ B スキームでは、ガウス格子の中の σ_m の平均を σ とする。

タイプ A スキームでは、振幅の飽和を仮定して、運動量の受け取りを決める。 $k + 1/2$ 層の重力波応力は次式で与える。

$$\tau_{k+1/2} = \min (|\tau_{k-1/2}|, |\tau_{sat}|) \tau_r / |\tau_r| \quad (\text{A.8.2})$$

上式で、

$$\tau_{sat} = C_{gw} \rho N \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\tau_r}{|\tau_r|} \right) \left[\frac{\epsilon}{2F_c N} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\tau_r}{|\tau_r|} \right) \right]^2 \frac{\tau_r}{|\tau_r|} \quad (\text{A.8.3})$$

ϵ はリチャードソン数 R_i の関数である。

$$\epsilon = \left(\frac{1}{R_i^{1/2}} + 2 \right) - \left\{ \left(\frac{1}{R_i^{1/2}} + 2 \right)^2 - \left(\frac{1}{R_i} - 4 \right) \right\}^{1/2} \quad (\text{A.8.4})$$

$$R_i = N^2 \left/ \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\tau_r}{|\tau_r|} \right) \right]^2 \right. \quad (\text{A.8.5})$$

短波の重力波応力は、非静力学効果により、高度と共に減少する（例えば、Wurtele et al. 1987）。タイプ

Bスキームでは、重力波応力は気圧 p の 2 次関数として 700 hPa 付近でなくなるように簡略な仮定をおいて次式で扱う。

$$\tau(p) = \begin{cases} \tau_r \cdot \frac{(p/p_s - 0.7)^2}{0.3^2}, & (p/p_s \geq 0.7) \\ 0, & (p/p_s < 0.7) \end{cases} \quad (\text{A.8.6})$$

p_s は下部境界での気圧である。

A.8.2 非地形性重力波

非地形重力波重力波のパラメタリゼーションは Scinocca (2003) の提案したスキームに従う。回転がない静力学平衡の重力波を仮定すると、方位角 ϕ に投影した運動量の鉛直フラックス \tilde{F} は以下のように表すことができる。

$$\rho \tilde{F} = \rho A \frac{\tilde{c} - \tilde{U}}{N} \left(\frac{\tilde{c} - \tilde{U}}{\tilde{c}} \right)^{2-p} \frac{1}{1 + \left[\frac{m^* (\tilde{c} - \tilde{U})}{N} \right]^{s+3}} \quad (\text{A.8.7})$$

上式で A は高度に依存しない係数をまとめたもので、

$$A = C m^{*3} \frac{N_0^{2-p} - f^{2-p}}{2-p} \quad (\text{A.8.8})$$

ρ は密度、 m^* は典型的鉛直波数 ($2\pi/2000 [m^{-1}]$)、 N は浮力振動数、 f はコリオリのパラメータ、 $p (= 1.5)$ 、 $s (= 1)$ は定数である。 $\tilde{c} = c - U_0^\phi$ 、 $\tilde{U} = U^\phi - U_0^\phi$ で、 c は対地位相速度、 U^ϕ は方位角 ϕ の方向の速度を表し、下付きの 0 は放出レベルを示している。定数 C に対応する放出レベルと放出される運動量フラックスはそれぞれ 450 [hPa] と 3.5 [m Pa] である。運動量フラックスは、4 つの等間隔の方位角 (東、西、南、北) と 0.25 m s^{-1} から 2000 m s^{-1} までの範囲の 50 の位相速度の区分けにより離散化する。

クリティカルレベルフィルタリングと非線形飽和の 2 つの運動量を受け取るプロセスを考える。クリティカルレベルフィルタリングの計算では $\tilde{c} - \tilde{U} < 0$ の時に、重力波がクリティカルレベルに達したと仮定して、この層で平均流が運動量フラックスを受け取る。非線形飽和の計算では、上向きに伝搬する運動量フラックス $\rho \tilde{F}$ が飽和運動量フラックス $\rho \tilde{F}^{sat}$ を超えた時に、運動量フラックスの超過 ($\rho \tilde{F} - \rho \tilde{F}^{sat}$) をこの層の平均流に与える。飽和運動量フラックスは以下のように表記できる。

$$\rho \tilde{F}^{sat} = \rho C^* A \frac{\tilde{c} - \tilde{U}}{N} \left(\frac{\tilde{c} - \tilde{U}}{\tilde{c}} \right)^{2-p} \quad (\text{A.8.9})$$

上式の $C^* (= 10)$ は McLandress and Scinocca (2005) の導入したチューニングパラメータである。方位角毎、

位相速度毎に各レベルで鉛直運動量フラックスの付与を計算する。計算コストの削減のため、このパラメタリゼーションは 1 時間に 1 度だけ実行される。

A.9 陸面

GSM の陸面は、生物圏モデル (SiB; Sellers et al. 1986; Sato et al. 1989a,b) に基づいた 2 層エネルギーバランススキームを用いている。Oleson et al. (2010) を参考に、積雪と土壌の組み合わせを表現できるように作り込んである。

陸面モデルは、植生キャノピー、積雪、土壌で構成される。各構成要素はそれぞれに、気温、水分量、水分量という変数を持っている。キャノピー空間が熱と水の交換経路として用いられる。図 A.9.1 に電気回路に模した熱・水の移動経路を示す。

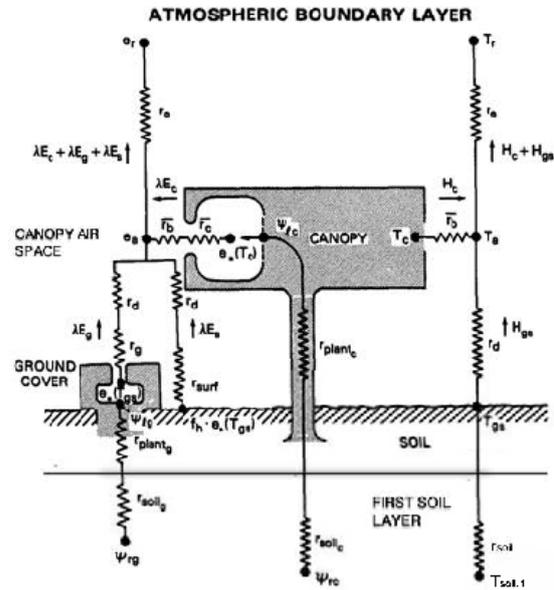


図 A.9.1 陸面モデルの概念図。Sellers et al. (1986) の図を改変したもの。詳細は原論文を参照。

A.9.1 フラックス

陸面モデルの主たる目的は、大気モデルに対して下部境界条件としてのフラックスを与えることである。東西・南北方向の運動量フラックス (τ_x, τ_y) $\equiv \overline{(w'v')_s}$ 、顕熱フラックス $H \equiv \overline{(w'\theta')_s}$ 、水蒸気フラックス $E \equiv \overline{(w'q')_s}$ は、付録 A.6 に示したバルク式を使って表現される。 τ_x と τ_y は大気最下層の風 v_1 から簡単に計算できるが、 H と E は陸面モデルが提供する地表面温度と比湿が必要になる。GSM の陸面モデルでは、これらの変数をキャノピー空間の温度 $T_a (= \theta_s)$ と比湿 q_a として扱っている。キャノピー空間では、植生キャノピー・地面からの顕熱・水蒸気フラックスが大気と接続されている。

キャノピー空間は無視できる程度の熱・水蒸気容量し

か持たないと仮定するため、顕熱フラックス H はキャノピーからの熱フラックス H_c と地面からの熱フラックス H_g の和と等しくなる。

$$H = H_c + H_g \quad (\text{A.9.1})$$

水蒸気フラックス E も、同様にキャノピーからの蒸発 E_c^e 、地面からの蒸発 E_g^e 、裸地面蒸発 E_{bs} と、キャノピーからの蒸散 E_c^t 、地面からの蒸散 E_g^t の合計にバランスする。

$$E = E_c^e + E_c^t + E_g^e + E_g^t + E_{bs} \quad (\text{A.9.2})$$

これらのフラックスは、キャノピー温度 T_c と地面温度 T_g を使って決められる。 T_g は無積雪域では下草・裸地面温度を表すが、積雪域は積雪表層温度を表す。

A.9.2 放射とアルベド

キャノピーにおける正味放射フラックス R_c^n と地面における正味放射フラックス R_g^n は、以下の放射収支式から計算される。

$$R_c^n = (1 - \alpha_c) S_{atm}^\downarrow + L_c^\downarrow \quad (\text{A.9.3})$$

$$R_g^n = (1 - \alpha_g) S_{atm}^\downarrow + L_g^\downarrow \quad (\text{A.9.4})$$

α_c と α_g はキャノピーと地表のアルベド、 S_{atm}^\downarrow と L^\downarrow は下向き短波放射と下向き長波放射である。(A.9.3) 式と (A.9.4) 式においてアルベドを用いることにより、 R_c^n と R_g^n を求めることができる。

地表面アルベド α_s は、キャノピー被覆率 f_c を使って、キャノピーアルベド α_c と地面アルベド α_g の加重平均で求めることができる。

$$\alpha_s = f_c \alpha_c + (1 - f_c) \alpha_g \quad (\text{A.9.5})$$

同様に、地面アルベド α_g は、無積雪域では、下草の被覆率 f_{grs} を使って、下草のアルベド α_{grs} と裸地面アルベド α_{bs} の重み付き平均とする。積雪域では、 f_{grs} を 0 にして、積雪アルベド α_{sn} に置き換える。

$$\alpha_g = \begin{cases} f_{grs} \alpha_{grs} + (1 - f_{grs}) \alpha_{bs} & (\text{無積雪域}) \\ \alpha_{sn} & (\text{積雪域}) \end{cases} \quad (\text{A.9.6})$$

キャノピーアルベド α_c と下草のアルベド α_{grs} は、葉・幹に関する放射伝達方程式 (Sellers et al. 1986) の解として計算できる。裸地面アルベド α_{bs} は、MODIS 観測によるプロダクト (Schaaf et al. 2002) の気候値を、太陽天頂角と土壌第 1 層水分量で補正して求められる。雪アルベド α_{sn} は、太陽天頂角と積雪年齢に依存するものと仮定する。

A.9.3 エネルギーと質量バランス

キャノピー温度 T_c と、地面温度 T_g に対する予報方程式を以下に示す。

$$C_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = R_c^n - H_c - L_{vap} E_c \quad (\text{A.9.7})$$

$$C_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = R_g^n - H_g - L_{vap} E_g - G_g \quad (\text{A.9.8})$$

上式の添字の c と g はキャノピーと地面の変数であることを示す。 C は熱容量、 R^n は正味放射、 H は顕熱、 E は蒸発散率、 L_{vap} は気化潜熱、 G_g は地面の伝導熱である。 $E_c \equiv E_c^e + E_c^t$ 、 $E_g \equiv E_g^e + E_g^t + E_{bs}$ である。

葉面蒸発の源となるキャノピーの葉水量 M_c と、下草の葉水量 M_g は以下の式で予測する。

$$\frac{\partial M_c}{\partial t} = P_{i,c} - P_{d,c} - E_c^e \quad (\text{A.9.9})$$

$$\frac{\partial M_g}{\partial t} = P_{i,g} - P_{d,g} - E_g^e \quad (\text{A.9.10})$$

P_i は葉面の降水補足、 P_d は葉水滴下である。葉面の降水補足と葉水滴下を差し引いた量が遮断 I_{cept} になる。

$$I_{cept} = P_{i,c} + P_{i,g} - (P_{d,c} + P_{d,g})$$

T_c (T_g) が氷点下であるときは、 M_c (M_g) はキャノピー (もしくは、下草) の葉水量とする。

A.9.4 積雪

積雪温度 T_{sn} は、エネルギー保存則とフーリエの法則に基づいて、短波の吸収も考慮しながら以下のように予測する。

$$C_{sn} \frac{\partial T_{sn}}{\partial t} = \frac{\partial G_{sn}}{\partial z} \quad (\text{A.9.11})$$

$$G_{sn} = -\lambda_{sn} \frac{\partial T_{sn}}{\partial z} \quad (\text{A.9.12})$$

添字の sn は積雪に関する定数や変数であることを示す。 G は下向きを正とした熱フラックス、 z は積雪表面からの深さ、 λ_{sn} は積雪熱伝導率である。多層モデルを使い、積雪は最大 4 層に離散化する (図 A.9.2)。積雪の上部境界条件は地面熱フラックスであり、下部境界条件は土壌第 1 層との熱伝導フラックスになる。

$$G_{sn,0} = G_g \quad (\text{A.9.13})$$

$$G_{sn,kmax} = -\Lambda_{sn,kmax} (T_{sn,kmax} - T_{sl,1}) \quad (\text{A.9.14})$$

下に付した sl は土壌に関する変数であることを示しており、 Λ は熱伝導係数 (単位厚みあたりの熱伝導率) である。時間積分を行うためには、インプリシット法を適用して、三重対角行列の式を解く必要がある。

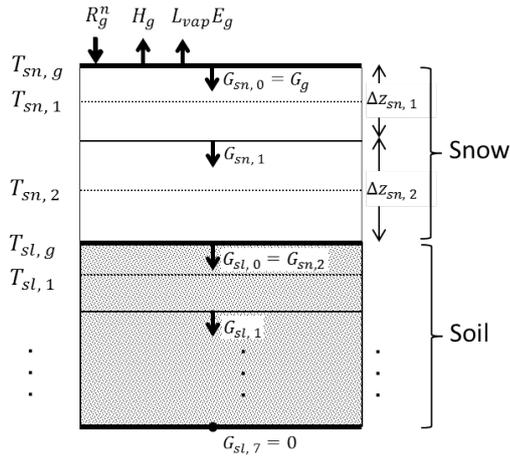


図 A.9.2 土壌の上に 2 層の積雪を用いる場合の積雪温度 $T_{sn,k}$ を計算するための数値離散化の概念図。下付きの sn と sl はそれぞれ積雪と土壌に関する値であることを、 k は層番号をそれぞれ示す。

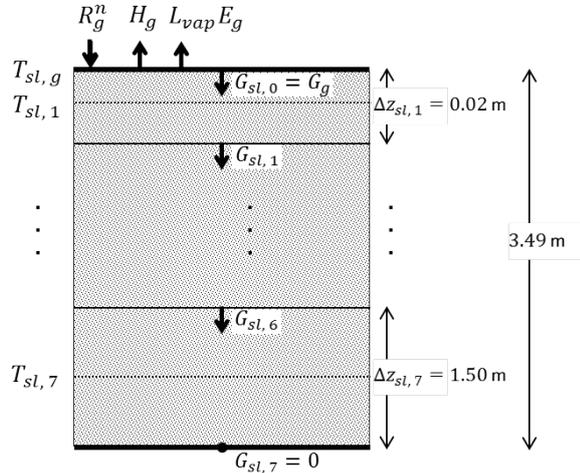


図 A.9.3 積雪に被われていない場所での土壌温度 $T_{sl,k}$ を求めるための数値離散化の概念図。

積雪水量 M_{sn} は以下の収支式で予測する。

$$\frac{\partial M_{sn}}{\partial t} = S_{fall} + (S_{frst} - S_{sub}) + (S_{frz} - S_{melt}) \quad (\text{A.9.15})$$

S_{fall} は積雪表面に達する降雪で葉水滴下を含める。 S_{frst} は霜、 S_{sub} は昇華、 S_{frz} は凍結、 S_{melt} は融雪である。

積雪含水量 W_{sn} は以下の式で予測する。

$$\frac{\partial W_{sn}}{\partial t} = (Q_{sn,infl} - Q_{sn,drng}) + (S_{dew} - S_{evap}) - (S_{frz} - S_{melt}) \quad (\text{A.9.16})$$

$Q_{sn,infl}$ は降水、葉水滴下を含む積雪への浸透、

$Q_{sn,drng}$ は積雪からの重力排水、 S_{dew} は結露、 S_{evap} は蒸発である。積雪の質量と積雪の水量は積雪温度と同じ k_{max} 層の積雪を使って予測する。積雪の水量がその層の保持容量を超えた場合は、超えた分が下層へ移動する。積雪深解析から得られる積雪深のデータを積雪水当量の初期値として使用する。

A.9.5 土壌

土壌温度 T_{sl} は、7層の土壌を使って、積雪温度と同様に予測する (図 A.9.3)。土壌層の厚さ Δz_{sl} は、第1層: 0.02 m、第2層: 0.05 m、第3層: 0.12 m、第4層: 0.3 m、第5層: 0.5 m、第6層: 1.0 m、第7層: 1.5 m である。境界条件は以下ようになる。

$$G_{sl,0} = \begin{cases} G_g & (\text{無積雪域}) \\ \Lambda_{sl,k_{max}} (T_{sn,k_{max}} - T_{sl,1}) & (\text{積雪域}) \end{cases} \quad (\text{A.9.17})$$

$$G_{sl,7} = 0 \quad (\text{A.9.18})$$

土壌水分はリチャードの方程式を使って予測する。蒸散のための根による吸水も考慮する。飽和度 W についての予測式は以下の通りである。

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{1}{\rho_{wtr} \theta_{sat}} \left(-\frac{\partial Q}{\partial z} - S^t \right) \quad (\text{A.9.19})$$

ρ_{wtr} は水の密度、 θ_{sat} は空隙率、 Q は土壌水分マトリックスポテンシャルと重力ポテンシャルの差によって生じる水フラックス、 S^t は蒸散のための根による吸水である。上部境界の水フラックスは $Q_{infl} - E_{bs}$ で、 Q_{infl} は降水、葉水滴下と融雪を含めた土壌への浸透である。下部境界では、重力排水 Q_{drng} がある。

表面流出 R_{off} と重力排水 Q_{drng} を合わせて全流出 R_{total} が計算される。

$$R_{total} = R_{off} + Q_{drng} \quad (\text{A.9.20})$$

$$= T_{fall} - (Q_{infl} - Q_{drng}) - (Q_{sn,infl} - Q_{sn,drng}) \quad (\text{A.9.21})$$

ここで、

$$R_{off} = T_{fall} - Q_{infl} - (Q_{sn,infl} - Q_{sn,drng}) \quad (\text{A.9.22})$$

$$T_{fall} = P_{grs} - I_{cept} \quad (\text{A.9.23})$$

P_{grs} は林外雨、 T_{fall} は地表に達する樹冠通過雨である。 Q_{infl} は最大保水率によって制限される。

A.9.6 データセット

土壌アルベドの気候値データベースは、米国航空宇宙局 (NASA) の MODIS アルベドプロダクト (Schaaf et al. 2002) を用いている。陸上の各格子点は、欧州委員会の共同研究センター (JRC) の GLC2000 (*Global Land Cover 2000*; Bartholomé and Belward 2005) を参照して個別の植生タイプに分類した。NASA による MODIS プロダクトの葉面積指数 (*LAI*; Myneni et al. 2002) を用いた。USGS の MODIS 観測に基づく緑色植生域の最大値 1 km データ (Broxton et al. 2014)、GLCF の樹木被覆連続フィールドプロダクトの 1 km データ (DeFries et al. 2000)、EarthSat の農耕地と牧草地の占有域データ (Ramankutty et al. 2008) を使って、キャノピーと草地の被覆域を計算した。

土壌水分の初期条件は、GSWP3 (*Global Soil Wetness Project Phase 3*; Kim 2017) の大気強制データセットを使って、オフラインのモデルで計算した気候値を使う。

詳細については第 3.7 節を参照されたい。

A.10 初期値・境界値

A.10.1 下部境界の仕様

(1) 地形

GSM のモデル地形は GTOPO30 を使用して作成した。作成は以下の 2 段階の手順で行う。(i) GTOPO30 の $30'' \times 30''$ の緯度経度格子の標高をモデルの適合ガウス格子で平均し、(ii) 作成した格子平均の高度を次の平滑のためのファクタを波数変換の係数に乗じて波空間で平滑化する。

$$f(n) = \exp \left[\log(df) \left\{ \frac{n(n+1)}{N(N+1)} \right\}^2 \right] \quad (\text{A.10.1})$$

上式の n は全波数、 N は GSM の切断全波数、 $df = 0.1$ は平滑化パラメータである。

(2) 格子タイプ

海陸の分布は、全球土地被覆分類 (GLCC) のデータベース (Loveland et al. 2000) を参照して決定した。GLCC と全球の海占有率が同じになるように、GSM では GLCC のデータで陸占有率が 49% を超えるモデル格子を陸格子として扱う。陸と判定しなかった格子を海格子として、開水と海水の 2 種類のタイルをその中に割り当てる。内水 (湖など) は海格子として扱う。各陸格子には欧州委員会共同研究センターによる Global Land Cover 2000 に基づいた植生タイプがひとつ割り当てられる。陸格子の地表特性は付録 A.9 を参照。

(3) 海面

GSM の海格子では、海面水温 (SST) と海氷密度 (SIC) は境界条件として与えられ、大気からの影響はほとんど考慮していない。モデルの予報期間のこれらの変数の変化量は日別気候値の時間内挿の変化と同じ

である。水面の直達光アルベド α_B は Briegleb et al. (1986) による以下のパラメタリゼーションで計算する。

$$\alpha_B = \frac{0.026}{(\mu^{1.7} + 0.065)} + 0.15(\mu - 0.1)(\mu - 0.5)(\mu - 1.0) \quad (\text{A.10.2})$$

μ は太陽天頂角の余弦である。散乱アルベド α_D は 0.06 の定数である。

(4) 海氷

海氷の部分は開水の上の氷板としてモデル化し、その表面温度で大気最下層に接している。海氷のパラメタリゼーションを概観すると以下ようになる。(i) 氷板の厚さを固定する。氷板は融けるが、容積は変わらない。(ii) 氷板の特性は均質で一定である。(iii) 海水上の積雪は考慮しない。フーリエの熱伝導則に従って、氷の熱輸送を想定する。

$$(\rho C) \frac{\partial T_{ice}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T_{ice}}{\partial z} \right) \quad (\text{A.10.3})$$

$\rho C = 1.93 \times 10^6$ [$\text{J m}^{-3} \text{K}^{-1}$] は氷の容積熱容量、 T_{ice} は氷の温度、 $\lambda = 2.03$ [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$] は氷の熱伝導度である。海氷の下部境界 (開水に接する部分) は海水の凍結温度であり、海氷の上部境界では表面での正味熱フラックスを計算する。GSM では、氷板の時間積分を鉛直 4 層に離散化して取り扱う。海氷アルベドは、近赤外域で α^N 、可視で α^V として以下のようにパラメタライズする。

$$F_{60} = \begin{cases} 0.8 - 0.025(T_{skin} - 263.15), & (T_{skin} > 263.15) \\ 0.8, & (T_{skin} \leq 263.15), \end{cases}$$

$$F = \max(\min(F_{60} + 0.364(0.5 - \mu), 0.85), 0.07),$$

$$\alpha^N = 0.86F + 0.01 \quad (\text{A.10.4})$$

$$\alpha^V = 1.14F - 0.01 \quad (\text{A.10.5})$$

上式の T_{skin} は氷表面の温度、 μ は太陽天頂角の余弦である。

A.10.2 初期条件

GSM の予報には大気、陸面などのサブシステムの初期条件が必要である。これらの仕様の詳細を表 A.10.1 に示す。この表で、予報推定値とは 6 時間前の初期値からの予報値のことである。

参考文献

Arakawa, A. and W. H. Schubert, 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674–701.

表 A.10.1 GSM の初期条件

サブシステム	変数	取得元
大気	東西風	全球解析 (4次元 変分法)
	南北風	
	気温	
	比湿	
	下部境界気圧	予報推定値
	雲水量	
	積雲上昇流の 診断雲水量	
	層状雲と対流雲の雲量	
	雲底の対流マスマフラックス	
陸面	地面温度	予報推定値
	キャノピー温度	
	植生上の保水量・氷量	
土壌	温度	気候値
	土壌空隙の水分量・氷量	
積雪	積雪水当量	積雪深解析
	温度	予報推定値
	密度	
	含水量・氷量	
	アルベド	
積雪年齢		
海水	海水密接度	海水解析
	温度	予報推定値
開水	海面水温	SST 解析
	摩擦速度	予報推定値

Arking, A. and K. Grossman, 1972: The influence of line shape and band structure on temperatures in planetary atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 937–949.

Barker, H. W., G. L. Stephens, and Q. Fu, 1999: The sensitivity of domain-averaged solar fluxes to assumptions about cloud geometry. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 2127–2152.

Bartholomé, E. and A. S. Belward, 2005: GLC2000: a new approach to global land cover mapping from Earth observation data. *International Journal of Remote Sensing*, **26**, 1959–1977.

Beljaars, A. C. M., 1995: The parameterization of surface fluxes in large-scale models under free convection. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **121**, 255–270.

Beljaars, A. C. M. and A. A. M. Holtslag, 1991: Flux Parameterization over Land Surfaces for Atmospheric Models. *J. Appl. Meteor.*, **30**, 327–341.

Best, M. J., A. C. M. Beljaars, J. Polcher, and P. Viterbo, 2004: A proposed structure for coupling tiled surfaces with the planetary boundary layer. *J. Hydr. Meteorol.*, **5**, 1271–1278.

Blackadar, A. K., 1962: The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **67**, 3095–3102.

Bourke, W., 1974: A multi-level spectral model. I. Formulation and hemispheric integrations. *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 687–701.

Briegleb, B. P., 1992: Delta-Eddington Approximation for Solar Radiation in the NCAR Community Climate Model. *J. Geophys. Res.*, **97**, 7603–7612.

Briegleb, B. P., P. Minnis, V. Ramanathan, and E. Harrison, 1986: Comparison of regional clear-sky albedos inferred from satellite observations and model computations. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, **25**, 214–226.

Broxton, P. D., X. Zeng, W. Scheffé, and P. A. Troch, 2014: A MODIS-Based 1 km Maximum Green Vegetation Fraction Dataset. *J. Appl. Meteor. Climat.*, **53**, 1996–2004.

Bushell, A. C., D. R. Wilson, and D. Gregory, 2003: A description of cloud production by non-uniformly distributed processes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129**, 1435–1455.

Charnock, H., 1955: Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **81**, 639–640.

Chou, M.-D. and A. Arking, 1981: An efficient method for computing the absorption of solar radiation by water vapor. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 798–807.

Chou, M.-D., M. J. Suarez, X.-Z. Liang, and M. M.-H. Yan, 2001: A thermal infrared radiation parameterization for atmospheric studies. *Technical report series on global modeling and data assimilation, Vol. 19, NASA Goddard Space Flight Center*, 56pp.

Clough, S. A., M. W. Shephard, E. J. Mlawer, J. S. Delamere, M. J. Iacono, K. Cady-Pereira, S. Boukabara, and P. D. Brown, 2005: Atmospheric radiative transfer modeling: a summary of the AER codes. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **91**, 233–244.

Coakley, J. A., R. D. Cess, and F. B. Yurevich, 1983: The effect of tropospheric aerosols on the earth's radiation budget: a parameterization for climate models. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 116–138.

Collins, W. D., 2001: Parameterization of Generalized Cloud Overlap for Radiative Calculation in General Circulation Models. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3224–3242.

Collins, W. D., J. M. Lee-Taylor, D. P. Edwards, and G. L. Francis, 2006: Effects of increased near-Infrared absorption by water vapor on the climate system. *J. Geophys. Res.*, **111**, D18 109.

DeFries, R. S., M. C. Hansen, J. R. G. Townshend, A. C. Janetos, and T. R. Loveland, 2000: A new

- global 1km data set of percent tree cover derived from remote sensing. *Global Chg. Biol.*, **6**, 247–254.
- Dobbie, J. S., J. Li, and P. Chýlek, 1999: Two- and four-stream optical properties for water clouds and solar wavelengths. *J. Geophys. Res.*, **104**, 2067–2079.
- Ebert, E. E. and J. A. Curry, 1992: A parameterization of ice cloud optical properties for climate models. *J. Geophys. Res.*, **97**, 3831–3836.
- ECMWF, 2014: *Part IV: Physical Process, Chapter 7 Clouds and large-scale precipitation*. IFS Documentation—Cy40r1, 91–108 pp.
- Freidenreich, S. M. and V. Ramaswamy, 1999: A new multiple-band solar radiative parameterization for general circulation models. *J. Geophys. Res.*, **104**, 31 389–31 409.
- Fu, Q. and K. N. Liou, 1992: On the correlated k-distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2139–2156.
- Geleyn, J.-F. and A. Hollingsworth, 1979: An economical analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. *Beitr. Phys. Atmos.*, **52**, 1–16.
- Han, J. and H.-L. Pan, 2011: Revision of Convection and Vertical Diffusion Schemes in the NCEP Global Forecast System. *Weather and Forecasting*, **26**, 520–533.
- Hortal, M., 2002: The development and testing of a new two-time-level semi-Lagrangian scheme (SET-TLS) in the ECMWF forecast model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **128**, 1671–1687.
- Hoskins, B. J. and A. J. Simmons, 1975: A multi-layer spectral model and the semi-implicit method. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **101**, 637–655.
- 岩崎俊樹, 北川裕人, 1996: 放射過程. 数値予報課報告・別冊第 42 号, 気象庁予報部, 1–29.
- Iwasaki, T., S. Yamada, and K. Tada, 1989: A parameterization scheme of orographic gravity wave drag with two different vertical partitionings, Part I: Impacts on medium-range forecasts. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 11–27.
- Jakob, C. and A. P. Siebesma, 2003: A new subcloud model for mass-flux convection schemes: Influence on triggering, updraft properties, and model climate. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 2765–2778.
- JMA, 2019: *Outline of the Operational Numerical Weather Prediction at the Japan Meteorological Agency*. JMA.
- Joseph, J. H., W. J. Wiscombe, and J. A. Weinman, 1976: The delta-Eddington approximation for radiative flux transfer. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2452–2459.
- Juang, H.-M. H., 2004: A Reduced Spectral Transform for the NCEP Seasonal Forecast Global Spectral Atmospheric Model. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 1019–1035.
- Kawai, H., 2005: Improvement of a Cloud Ice Fall Scheme in GCM. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **35**, 04.11–04.12.
- Kawai, H. and T. Inoue, 2006: A Simple Parameterization Scheme for Subtropical Marine Stratocumulus. *SOLA*, **2**, 17–20.
- Kawai, H., H. Yonehara, and M. Ujiie, 2013: Vertical Layer Placement in Eta Coordinate for Models with a High Model Top. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **43**, 03.3–03.4.
- Kessler, E., 1969: *On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation*. Meteorol. Monogr., American Meteorol. Soc., Boston, MA, 84pp.
- Kim, H., 2017: Global Soil Wetness Project Phase 3 Atmospheric Boundary Conditions (Experiment 1) [Data set]. *Data Integration and Analysis System (DIAS)*, URL <https://doi.org/10.20783/DIAS.501>.
- 気象庁予報部, 2004: 全球モデル開発プロジェクト (I) . 数値予報課報告・別冊第 50 号, 気象庁予報部, 142pp.
- 気象庁予報部, 2005: 全球モデル開発プロジェクト (II) . 数値予報課報告・別冊第 51 号, 気象庁予報部, 117pp.
- 気象庁予報部, 2009: 全球モデルの課題と展望. 数値予報課報告・別冊第 55 号, 気象庁予報部, 183pp.
- 気象庁予報部, 2012: 物理過程の改善に向けて (I). 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 221pp.
- Li, J., 2002: Accounting for Unresolved Clouds in a 1D Infrared Radiative Transfer Model. Part I: Solution for Radiative Transfer, Including Cloud Scattering and Overlap. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 3302–3320.
- Li, J. and Q. Fu, 2000: Absorption approximation with scattering effect for infrared radiation. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 2905–2914.
- Lindner, T. H. and J. Li, 2000: Parameterization of the Optical Properties for Water Clouds in the Infrared. *J. Climate*, **13**, 1797–1805.
- Lord, S. J. and A. Arakawa, 1980: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part II. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2677–2692.
- Loveland, T. R., B. C. Reed, J. F. Brown, D. O. Ohlen, Z. Zhu, L. Youing, and J. W. Merchant, 2000: Development of a global land cover characteristics database and IGBP DISCover from 1km AVHRR data. *Int. J. Remote Sensing*, **21**, 1303–1330.
- Martin, G. M., D. W. Johnson, and A. Spice, 1994:

- The Measurement and Parameterization of Effective Radius of Droplets in Warm Stratocumulus Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1823–1842.
- McLandress, C. and J. F. Scinocca, 2005: The GCM response to current parameterizations of nonorographic gravity wave drag. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 2394–2413.
- Meador, W. E. and W. R. Weaver, 1980: Two-stream approximations to radiative transfer in planetary atmospheres: A unified description of existing methods and a new improvement. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 630–643.
- 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 turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851–875.
- 宮本健吾, 2009: 適合ガウス格子版全球モデル. 数値予報課報告・別冊第 55 号, 気象庁予報部, 27–49.
- Moorthi, S. and M. J. Suarez, 1992: Relaxed Arakawa-Schubert: A parameterization of moist convection for general circulation models. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 978–1002.
- 村井臣哉, 2009: 放射. 数値予報課報告・別冊第 55 号, 気象庁予報部, 87–90.
- Myneni, R. B., S. Hoffman, Y. Knyazikhin, J. L. Privette, J. Glassy, Y. Tian, Y. Wang, X. Song, Y. Zhang, G. R. Smith, A. Lotsch, M. Friedl, J. T. Morisette, P. Votava, R. R. Nemani, and S. W. Running, 2002: Global products of vegetation leaf area and fraction absorbed PAR from year one of MODIS data. *Remote Sens. Environ.*, **83**, 214–231.
- Nagasawa, R., 2012: The problem of cloud overlap in the radiation process of JMA’s global NWP model. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **42**, 4.15–4.16.
- Oleson, K. W., David M. Lawrence, Gordon B. Bonan, Mark G. Flanner, E. Kluzek, P. J. Lawrence, S. Levis, S. C. Swenson, P. E. Thornton, A. Dai, M. Decker, R. Dickinson, J. Feddema, C. L. Heald, F. Hoffman, J.-F. Lamarque, N. Mahowald, G.-Y. Niu, T. Qian, J. Randerson, S. Running, K. Sakaguchi, A. Slater, R. Steckli, A. Wang, Z.-L. Yang, X. Zeng, and X. Zeng, 2010: Technical Description of version 4.0 of the Community Land Model (CLM). NCAR Technical Note 478, NCAR. 257pp.
- Palmer, T. N., G. J. Schutts, and R. Swinbank, 1986: Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parameterization. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 1001–1039.
- Park, S., C. S. Bretherton, and P. J. Rasch, 2014: Integrating Cloud Processes in the Community Atmosphere Model, Version 5. *J. Climate*, **27**, 6821–6856.
- Ramankutty, N., A. T. Evan, C. Monfreda, and J. A. Foley, 2008: Farming the planet: 1. Geographic distribution of global agricultural lands in the year 2000. *Global Biogeochemical Cycles*, **22**, GB1003.
- Randall, D. and D.-M. Pan, 1993: Implementation of the Arakawa-Schubert cumulus parameterization with a prognostic closure. *The representation of cumulus convection in numerical models, AMS Meteorological Monograph Series*, **46**, 137–144.
- Randel, W. J., F. Wu, J. M. Russell III, A. Roche, and J. W. Waters, 1998: Seasonal cycles and QBO variations in stratospheric CH₄ and H₂O observed in UARS HALOE data. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 163–185.
- Sato, N., P. J. Sellers, D. A. Randall, E. K. Schneider, J. Shukla, J. L. Kinter III, Y-T Hou, and E. Albertazzi, 1989a: Effects of implementing the simple biosphere model in a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2757–2782.
- Sato, N., P. J. Sellers, D. A. Randall, E. K. Schneider, J. Shukla, J. L. Kinter III, Y-T Hou, and E. Albertazzi, 1989b: Implementing the simple biosphere model in a general circulation model: Methodologies and results. NASA contractor Rep. 185509, NASA. 76pp.
- Schaaf, C. B., F. Gao, A. H. Strahler, W. Lucht, X. Li, T. Tsang, N. C. Strugnell, X. Zhang, Y. Jin, J. P. Muller, P. Lewis, M. Barnsley, P. Hobson, M. Disney, G. Roberts, M. Dunderdale, C. Doll, R. P. d’Entremont, B. Hu, S. Liang, J. L. Privette, and D. P. Roy, 2002: First operational BRDF, albedo nadir reflectance products from MODIS. *Remote Sens. Environ.*, **83**, 135–148.
- Scinocca, J. F., 2003: An accurate spectral nonorographic gravity wave drag parameterization for general circulation models. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 667–682.
- Sellers, P. J., Y. Mintz, Y. C. Sud, and A. Dalcher, 1986: A simple biosphere model (SiB) for use within general circulation models. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 505–531.
- Simmons, A. J. and D. M. Burridge, 1981: An energy and angular-momentum conserving vertical finite-difference scheme and hybrid vertical coordinates. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 758–766.
- Smith, R. N. B., 1990: A scheme for predicting layer clouds and their water content in a general circula-

- tion model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **116**, 435–460.
- Sommeria, G. and J. W. Deardorff, 1977: Subgrid-scale condensation in models of nonprecipitating clouds. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 344–355.
- Sundqvist, H., 1978: A parameterization scheme for non-convective condensation including prediction of cloud water content. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 677–690.
- Sundqvist, H., E. Berge, and J. E. Kristjánsson, 1989: Condensation and cloud parameterization studies with a mesoscale numerical weather prediction model. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1641–1657.
- Tanaka, T. Y., K. Orito, T. T. Sekiyama, K. Shibata, M. Chiba, and H. Tanaka, 2003: MASINGAR, a global tropospheric aerosol chemical transport model coupled with MRI/JMA98 GCM: Model description. *Papers in Meteorology and Geophysics*, **53(4)**, 119–138.
- Tanguay, M., E. Yakimiw, H. Ritchie, and A. Robert, 1992: Advantage of spatial averaging in semi-implicit semi-Lagrangian schemes. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 113–123.
- Tiedtke, M., 1993: Representation of Clouds in Large-Scale Models. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3040–3061.
- USGS, 1993: Digital elevation models, data user guide 5. 50pp.
- Wurtele, M. G., R. D. Sharman, and T. L. Keller, 1987: Analysis and simulations of a troposphere-stratosphere gravity wave model. Part I. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3269–3281.
- Wyser, K., 1998: The effective radius in ice clouds. *J. Climate*, **11**, 1793–1802.
- Xie, S. C. and M. H. Zhang, 2000: Impact of the convection triggering function on single-column model simulations. *J. Geophys. Res.*, **105**, 14 983–14 996.
- Yabu, S., 2013: Development of longwave radiation scheme with consideration of scattering by clouds in JMA global model. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **43**, 4.07–4.08.
- Yabu, S., T. Y. Tanaka, and N. Oshima, 2017: Development of a multi-species aerosol-radiation scheme in JMA's global model. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **47**, 4.15–4.16.
- 吉村裕正, 松村崇行, 2004: セミラグランジュ統一モデル. 数値予報課報告・別冊第 50 号, 気象庁予報部, 51–60.
- Yoshimura, H., 2002: Development of a Semi-Implicit Semi-Lagrangian Global Model using Double Fourier Series. *The 4th International Workshop on Next Generation Climate Models for Advanced High Performance Computing Facilities.*, NCAR, Boulder, Colorado, 12 - 14 March 2002.
- Yoshimura, H. and T. Matsumura, 2003: A Semi-Lagrangian Scheme Conservative in the Vertical Direction. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **33**, 03.19–03.20.
- Yukimoto, S., H. Yoshimura, M. Hosaka, T. Sakami, H. Tsujino, M. Hirabara, T. Y. Tanaka, M. Deushi, A. Obata, H. Nakano, Y. Adachi, E. Shindo, S. Yabu, T. Ose, and A. Kitoh, 2011: Meteorological Research Institute-Earth System Model Version 1 (MRI-ESM1) –Model Description–. *Technical Reports of the Meteorological Research Institute*, **64**, 1–96, doi: 10.11483/mritechrepo.64.
- Zhong, W. and J. D. Haigh, 1995: Improved broadband emissivity parameterization for water vapor cooling rate calculations. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 124–138.