3.1 積雲対流¹

3.1.1 はじめに

積雲対流活動は熱帯を中心とする熱、水、運動量の 鉛直輸送や非断熱加熱を通じて、大気の循環の形成に 大きな影響を与える。GSM では、積雲対流に伴う鉛直 輸送や非断熱過程をパラメタリゼーション(以下、積 雲対流スキーム)で表現している。積雲対流スキーム はモデル大気の循環の駆動源となり、他の過程と相互 作用しながら予測場を形成するため、GSM の予測特性 に大きな影響を与える。例えば、積雲対流スキームは、 直接的には非断熱加熱に伴う気温場や降水予測の再現 性に、間接的には加熱に伴う応答としての循環場や雲 放射過程を通じた気温の再現性に影響を与える。これ らは、熱帯の循環場や、台風自身の構造を通じて台風 の進路予測にも影響する。GSM による予測には以下の ような系統誤差 (バイアス) が長年あり、積雲対流ス キームが大きく関係していると考えられてきた。その ため、バイアスの減少に向けたさまざまな取り組みが なされてきた。

- 熱帯対流圏中層の低温、乾燥バイアス (宮本ほか 2009)
- 対流圏上層の高温バイアス
- 大気上端上向き長波放射 (OLR: Outgoing Longwave Radiation)の正バイアス
- 夏季北西太平洋の循環場の弱まり
- 雄大積雲の予測過少

GSM1603, GSM1705 では、積雲対流スキームに大 規模な改良を施し、これらのバイアスを減少させた。 本節では、GSM1603, GSM1705 で行った積雲対流ス キームの改良について、その概要と主なインパクトに ついて解説する。表 3.1.1 は、GSM におけるバイアス 減少と、GSM1603, GSM1705 での改良項目との関連 を示したものである。変更は多岐にわたり、積雲対流 スキームの変更に対応する形で雲スキームも変更され ている点が大きな特徴として挙げられる。特に気温に ついては、単体の変更では低温バイアスの拡大をもた らす項目もあるため、別の過程が持っていた誤差を補 償していた可能性に注意しつつ改良を行った。結果、 GSM1603 で行った雲スキーム、積雲スキームの気温 へのインパクトとしては、図 3.1.1 のようになり、表 3.1.1の気温バイアス減少に書かれた項目が対流圏中下 層の低温バイアス、上層(100 hPa~90 hPa 付近)の高 温バイアスの減少に寄与している。また、大きな見直 し点のひとつである「対流性上昇流内での降水変換項 の導入」があって初めて導入可能となった項目が複数 存在することも GSM1603, GSM1705 の改良での特徴



図 3.1.1 解析予報サイクル実験による、熱帯 (20°S–20°N) に おける気温のラジオゾンデ観測に対する平均誤差の鉛直プ ロファイル。縦軸は気圧 [hPa]、横軸は気温の平均誤差 [K]。 期間は 2013 年 8 月の 1 か月間。色の違いは予報時間の違 いを表す。(左) TEST: GSM1403 をベースに GSM1603 での積雲対流、雲スキームの改良を導入したもの。(右) CNTL: GSM1403。

である。他の過程の変更も含む、GSM1603, GSM1705 全体としての予測特性の変化、台風進路予測の改善に ついては第1.1.7 項、第1.1.8 項及び米原 (2016)、米原 (2017) を参照されたい。

本節の構成は以下の通りである。第 3.1.2 項では、 GSM1603, GSM1705 における積雲対流スキームの改 良の背景となった、現在の物理過程開発の難しさや、 それに対応するための第9世代スーパーコンピュータ システム(以下、NAPS9)における開発基盤の改善に ついて述べる。第3.1.3 項では、GSM1603, GSM1705 における改良内容を理解するための予備知識として、 GSM における積雲対流スキームで計算している方程式 系や、スキームを構成する概念モデルである「雲モデ ル」といった、積雲対流スキームの全体像について解 説する。第3.1.4項では、雲モデルの改良の中でも大き な変更である、対流性上昇流内の降水変換の導入、融 解過程の精緻化、雲底以下の対流性上昇流モデルの改 良について述べる。第3.1.5項ではその他の改良につ いて述べる。最後に第3.1.6項で、まとめと今後の展望 について述べる。

3.1.2 GSM1603, GSM1705 における積雲対流ス キームの改良の背景

第1.1.1項で示したように、GSM0801以降、積雲対 流スキームの大規模な変更はGSM1603まで待つこと になり、改良に長い時間を要した。その要因として、 積雲対流スキームの概念モデルである、積雲内での支

 $[\]overline{1}$ 氏家 将志、下河邉 明

表 3.1.1 GSM の熱帯、亜熱帯における系統誤差減少(左列)と、GSM1603, GSM1705 における積雲対流スキーム及び雲ス キームの改良(右列)との関係。* 印で書かれている改良は「対流性上昇流内での降水変換項の導入」があることで、導入可 能になった項目。

熱帯対流圏中層の低温バイアス	雲底以下の対流性上昇流モデルの改良(第 3.1.4 項 (3))、雲氷の人
	工的な鉛直再配分の廃止*(第 3.1.5 項 (2))、雲氷落下の改良*(雲
	スキーム、第 3.2.3 項)
熱帯対流圏中層の乾燥バイアス	融解過程の精緻化*(第 3.1.4 項 (2))、雲スキームにおける、確率
	密度関数の幅の積雲依存の廃止(雲スキーム、第 3.1.5 項 (3))
対流圏上層の高温バイアス	対流性上昇流内での降水変換項の導入(第 3.1.4 項 (1))
OLR の正バイアス	雲氷の人工的な鉛直再配分の廃止*(第 3.1.5 項 (2))、雲氷落下の
	改良* (雲スキーム、第 3.2.3 項)
夏季北西太平洋の循環場の弱まり	融解過程の精緻化*(第 3.1.4 項 (2))
雄大積雲の予測過少	融解過程の精緻化*(第 3.1.4 項 (2))

配方程式系を記述した「雲モデル」の見直しや、compensating errors の見極めに時間を要したことが挙げ られる。compensating errors とは、ある過程に起因す る誤差が、別の過程の誤差によって打ち消される現象 であり、近年強く認識されるようになった問題である (Martin et al. 2010; Weverberg et al. 2018 など)。

雲モデルについて、Arakawa and Schubert (1974) 型の積雲対流スキームの GSM への導入(隈 1996)以 降、スキームの発動を決めるトリガーの導入や、積雲 対流活動の強さを決めるクロージャーの改良の他、降 水の再蒸発過程、対流性下降流の改良等により、予測 精度が向上した(隈 2000; 中川 2004, 中川 2007 など)。 一方で、積雲対流スキームによる加熱率の鉛直構造の 特性を決める雲モデル、特に対流性上昇流に関連する 過程については、大きな変更がなされなかった。積雲 対流スキーム内の降水の融解等の微物理過程について も、そのインパクトは先行研究で知られていた(Sud and Walker 2003 など) ものの、GSM において抜本的 な変更はなされなかった。バイアスの減少や予測精度 向上のためには、これら雲モデルを見直し、スキーム の特性を大きく変える必要があった。また、雲モデル の改良には、雲モデルに起因する誤差を補償するため の補正等の処理の見直しも同時に必要であった。しか し、雲モデルの改良と補正処理の見直しを同時に行う には、スキームの全体像を理解しつつ内部変数の挙動 の詳細を把握し、多数の実験による予測精度評価が必 要となる。これらには開発環境の整備を含め時間を要 した。

また、GSM には積雲対流スキームと雲スキーム、雲 放射スキーム、境界層スキームとの間に compensating errors が存在していた。積雲対流スキームのみの改良 では予測精度向上が難しく、関連するスキームとの相 互作用の把握や問題の見極めが必要であった。また、 compensating errors は積雲対流スキーム内の過程間² でも見られ、スキーム内で誤差を打ち消しているもの を明らかにする必要があった。

第1.1.1項で述べられているように、NAPS9では計 算機能力の飛躍的向上とともに、開発プロセスの見直 しや実験環境等の開発基盤の高度化が進められた。こ れらは、積雲対流スキームの改良にとって追い風となっ た。例えば、Single Column Model(以下、SCM)と 呼ばれる鉛直1次元モデルによる物理過程のテスト環 境は、積雲対流スキームの挙動の詳細な把握を可能に した。また、階層的な実験環境の整備により、モデル の予測結果に見られる問題とその解決方法に対して、 仮説を立て実験による検証を繰り返す、科学的根拠を 積み上げる開発(石田 2017)を積雲対流スキーム開発 においても効率的に行うことが可能になった。

3.1.3 GSM の積雲対流スキームの全体像

ここでは、第3.1.4 項で示す GSM1603, GSM1705の 主な改良のスキーム全体における位置づけの理解のた め、GSM1705 の積雲対流スキームの全体像や、使用 している雲モデルについて述べる。積雲対流スキーム に明るい読者にとっては既知の内容を多く含んでいる が、新たにモデル開発に携わる読者や、他の物理過程 の専門家等を想定し、積雲対流スキームが具体的に何 を計算しているのかを解説する。

数式のうち、二重下線 (<u>)</u>) で引かれている項は GSM1603 で新たに考慮されるようになった項、下 線 (<u>)</u>) で引かれている項が、GSM1603, GSM1705 で 見直しを行った項である。

(1) サブグリッドスケールの対流による格子平均場への影響

一般に、サブグリッドスケールの対流に伴う、ある 物理量 ϕ の格子平均値 ϕ の時間変化率は、格子内での ϕ の揺らぎを ϕ 'とすると、以下の式で表される。

$$\rho \frac{\partial \overline{\phi}}{\partial t} = -\frac{\partial \rho \overline{\phi' w'}}{\partial z} + S_{\phi} \tag{3.1.1}$$

ここで、w [m/s] は上向き正とした鉛直速度である。右 辺第1項は輸送フラックスの収束による変化、第2項

²前述の補正等の処理も含む。

はソース項による変化である。積雲対流スキームでは、 これらの項を対流雲域内の支配方程式である雲モデル を用いて、格子平均値からパラメタライズして解く。

GSM の積雲対流スキームにおいては、 ϕ として、乾 燥静的エネルギー $s = C_pT + gz$ [J kg⁻¹]、湿潤静的エ ネルギー $h = C_pT + gz + L_vq_v$ [J kg⁻¹] が使用される。 ここで C_p [J kg⁻¹ K⁻¹], T [K], g [m s⁻²], z [m], L_v [J kg⁻¹], q_v [kg kg⁻¹] はそれぞれ、乾燥大気の定 圧比熱、気温、重力加速度、高度、凝結潜熱、比湿で ある。s のソースとしては、雲の凝結や凝固、昇華、降 水の再蒸発や融解といった、対流に伴う水の相変化に よる潜熱を扱う。h は気相と液相の間の相変化に対し て不変であるため、ソース項としては、液相、固相の 間の相変化に伴う潜熱を扱う。

GSM 本体の予報変数である、 T, q_v の格子平均場の時間変化率は、 $\overline{h}, \overline{s}$ の時間変化率を用いて、

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{C_p} \frac{\partial \overline{s}}{\partial t} \tag{3.1.2}$$

 $\frac{\partial \overline{q_v}}{\partial t} = \frac{1}{L_v} \frac{\partial}{\partial t} \left(\overline{h} - \overline{s} \right) \tag{3.1.3}$

のように変換される。

(2) 格子内における対流と環境場の分布

GSM の積雲対流スキームの雲モデルは、スペクト ル型のマスフラックススキームの一種である Arakawa and Schubert (1974)を基にしている。スペクトル型 のスキームでは、雲頂が異なる積雲が格子内に複数存 在することを仮定し、その集合の効果を、格子平均の 熱や水の時間変化率の計算に利用する。マスフラック ススキームでは格子内を対流性上昇流、対流性下降流、 環境場の3つの領域に分割し、それぞれの領域での質 量の鉛直フラックス(以下、マスフラックス)を計算 する。また、それぞれの領域内では、物理量の水平分 布は一様であることを仮定する。GSM では、対流性上 昇流についてはモデル面第14層目(約900 hPa)から 第60層目(約100 hPa)に雲頂を持つ積雲を考え、対 流性下降流の効果については1種類の積雲で代表させ ている。σ (0-1) を格子内における対流の面積の割合、 上付き文字の u. d をそれぞれ対流性上昇流、対流性下 降流を表すとすると、上向きを正とした n 番目の積雲 の上昇マスフラックス M_n^u [kg m⁻² s⁻¹]、下向きを正 とした下降マスフラックス M^d [kg m⁻² s⁻¹] は以下の ように表される。

 $M_n^u = \rho \sigma_n^u w_n^u \tag{3.1.4}$

$$M^d = -\rho \sigma^d w^d \tag{3.1.5}$$

また、マスフラックスは地上と雲頂で0であるとする。 格子内に占める、対流性上昇流、下降流域の面積が十分 小さいこと、環境場の鉛直速度が0とみなせることを 仮定すると、輸送フラックス $\rho \overline{\phi' w'}$ は以下のように近似 的に表すことができる (Arakawa and Schubert 1974 など)。

$$\rho \overline{\phi' w'} \sim \sum_{n} M_{n}^{u} \left(\phi_{n}^{u} - \overline{\phi} \right) - M^{d} \left(\phi^{d} - \overline{\phi} \right) \quad (3.1.6)$$

また、GSM における積雲対流スキームでは、水の相変化として、対流性上昇流域における凝結量 $c_{l,n}^{u}$ [kg m⁻³ s⁻¹]、昇華量 $c_{i,n}^{u}$ [kg m⁻³ s⁻¹]、対流性 上昇流から放出され環境場を落下する降水の再蒸発量 e [kg m⁻³ s⁻¹]、融解量 m [kg m⁻³ s⁻¹]、対流性下降 流域における凝結量 ${}^{3}c_{l}^{d}$ [kg m⁻³ s⁻¹]を考慮する。し たがって、s, hのソース項は、以下のように表される。

$$S_s = \sum_n \left[L_v c_{l,n}^u + (L_v + L_i) c_{i,n}^u \right]$$

$$- \underline{L_i m} - \underline{L_v e} + L_v c_{l,n}^d$$
(3.1.7)

$$S_h = \sum_n L_i c^u_{i,n} \underline{-L_i m}$$
(3.1.8)

ここで、 L_i [J kg⁻¹] は凝固に伴う潜熱である。GSM では、 L_v , L_i は定数として扱う⁴。GSM の積雲対流ス キームでは $\phi = s$, h について (3.1.6) 式、(3.1.7) 式、 (3.1.8) 式を (3.1.1) 式に代入することで、 \overline{s} , \overline{h} の時間 変化率を計算する。そのため、対流性上昇流域、下降 流域における M, s, h, c等の鉛直プロファイルを計算 する必要がある。これらの鉛直プロファイルの計算に は、それぞれの領域における雲モデルを用いる。

(3) 対流性上昇流域の雲モデル

対流性上昇流における雲モデルでは、対流が周囲の 空気を取り込んだり(エントレインメント)、逆に対流 内の空気を周囲に放出(デトレインメント)する過程 を考慮する。また、対流域では質量や熱、水の鉛直輸 送と水平のエントレインメント、デトレインメントが 釣り合っているという、定常状態を仮定する。

これらの仮定を用いると、格子内に存在する、n番目の対流性上昇流域における質量保存の式は

$$0 = -\frac{\partial M_n^u}{\partial z} + E_n^u - D_n^u \tag{3.1.9}$$

となる。ここで E_n^u [kg m⁻³ s⁻¹], D_n^u [kg m⁻³ s⁻¹] はそれぞれエントレインメント、デトレインメントで ある。

GSM ではデトレインメントは雲頂でのみ起こると し、さらに Moorthi and Suarez (1992) に倣い、上昇 マスフラックスの鉛直プロファイルを高度に対して線 形化する。

$$M_n^u = M_{b,n}^u \left[1 + \lambda_n \left(z - z_b \right) \right]$$
(3.1.10)

ここで、 $M_{b,n}^u$ [kg m⁻² s⁻¹], z_b [m] はそれぞれ、雲底における上昇マスフラックス、雲底の高度である。

⁴ $L_v = 2.507 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}, L_i = 3.33 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$

³実際には蒸発となるため、負の値を取る。

 $\lambda_n \, [m^{-1}]$ はエントレインメント率を表し、鉛直一様を 仮定する。質量保存の式は、雲頂を除けば

$$0 = -\frac{\partial M_n^u}{\partial z} + \lambda_n M_{b,n}^u \tag{3.1.11}$$

$$E_n^u = \lambda_n M_{b,n}^u \tag{3.1.12}$$

となる。

対流性上昇流域における、*s*, *h*の方程式は

$$0 = -\frac{\partial M_n^u s_n^u}{\partial z} + E_n^u \overline{s} - D_n^u s_n^u + L_v c_{l,n}^u + (L_v + L_i) c_{i,n}^u$$
(3.1.13)

$$0 = -\frac{\partial M_n^u h_n^u}{\partial z} + E_n^u \overline{h} - D_n^u h_n^u + L_i c_{i,n}^u$$
(3.1.14)

となる。また、 q_l [kg kg⁻¹], q_i [kg kg⁻¹] をそれぞれ 液水量、雲氷量とし、全水量を $q_t = q_v + q_l + q_i$ で定 義し、環境場は未飽和 ($\overline{q_t} = \overline{q_v}$) であると仮定すると、 対流性上昇流域における水物質の支配方程式は以下で 示される。

$$0 = -\frac{\partial M_n^u q_{t,n}^u}{\partial z} + E_n^u \overline{q_v} - D_n^u q_{t,n}^u \underline{-R_{l,n} - R_{i,n}}$$
(3.1.15)

$$0 = -\frac{\partial M_n^u q_{l,n}^u}{\partial l_{l,n}} - D_n^u q_{l,n}^u + c_{l,n}^u \underline{-R_{l,n}} \qquad (3.1.16)$$

$$0 = -\frac{\partial M_n^u q_{i,n}^u}{\partial z} - D_n^u q_{i,n}^u + c_{i,n}^u \underline{-R_{i,n}} \qquad (3.1.17)$$

ここで、 $R_{l,n}$ [kg m⁻³ s⁻¹], $R_{i,n}$ [kg m⁻³ s⁻¹] は雲か ら雨、雪へ変換される量である。生成された雨、雪は 再蒸発の分を除き、直ちに地上に落下する。

GSM における積雲対流スキームでは、雲の液相と固 相の分配は環境場の気温に応じて行う。雲や降水にお ける固相の占める割合 r (0-1) は気温 T の関数として 以下のように表す。

$$r(T) = \min\left[\max\left(\frac{T_f - T}{T_f - T_s}, 0\right), 1\right]$$
(3.1.18)

ここで、 $T_f = 273.15$ K, $T_s = 258.15$ K である。また、 min, max はそれぞれ、引数内の最小値、最大値を取 る関数である。つまり、気温が 273.15 K (0 °C) 以下 になると雲氷が存在し始め、その割合は気温に対して 線形的に変化し、258.15 K (-15 °C) 以下になると完全 に雲氷となる。 q_c [kg kg⁻¹] を雲水量(液水量と雲氷 量の和)とし、 $q_{l,n}^u$, $q_{i,n}^u$ を $q_{c,n}^u$ とr を用いて以下のよ うに表す。

$$q_{l,n}^{u} = (1-r) \, q_{c,n}^{u} \tag{3.1.19}$$

$$q_{i,n}^u = r q_{c,n}^u \tag{3.1.20}$$

 c_c [kg m⁻³ s⁻¹] を雲水生成量、 R_n [kg m⁻³ s⁻¹] を雲から降水への変換量とすると、雲水量の場合と

同様に、 $c_{l,n}^{u} = (1-r)c_{c,n}^{u}, c_{i,n}^{u} = rc_{c,n}^{u}, R_{l,n}^{u} = (1-r)R_{n}^{u}, R_{i,n}^{u} = rR_{n}^{u}$ と表す。 rを用いると、 $q_{c,n}^{u}, q_{l,n}^{u}, q_{i,n}^{u}$ が満たす式は

$$0 = -\frac{\partial M_n^u q_{c,n}^u}{\partial z} - D_n^u q_{c,n}^u + c_{c,n}^u \underline{-R_n} \qquad (3.1.21)$$

$$0 = -\frac{\partial M_n^u q_{l,n}^u}{\partial z} - D_n^u q_{l,n}^u + (1-r) c_{c,n}^u \underline{-(1-r) R_n} \qquad (3.1.22)$$

$$0 = -\frac{\partial M_n q_{i,n}}{\partial z} - D_n^u q_{i,n}^u + r c_{c,n}^u \underline{-rR_n} \quad (3.1.23)$$

となる。

(4) エントレインメント率と、対流性上昇流内のプロ ファイルの決定

GSM の積雲対流スキームでは、積雲の雲頂は対流 性上昇流が浮力を失う高度とし、さらにモデルのフル レベルと一致するようにする。n 番目の積雲が浮力 を失う高度 $z_{t,n}$ では、湿潤静的エネルギーは環境場 の飽和湿潤静的エネルギーと一致すること $(h_n^u(z_t) = h^*(z_{t,n}), q_{v,n}^u(z_{t,n}) = \bar{q}^*(z_{t,n}))$ と、雲底では $q_c^u = 0$ と すること、デトレインメントは雲頂のみで起こるという 条件を用いて、(3.1.14) 式、(3.1.15) 式、(3.1.23) 式を z_b から $z_{t,n}$ まで積分し、(3.1.10) 式、(3.1.12) 式 を代入 することで、 λ_n に関する方程式を得る。 $r(T(z_{t,n})) = 0$ または $R_n = 0$ の場合は、 λ_n を以下のように直接計算 することが可能になる⁵。

$$\lambda_n = \frac{A}{B}$$

$$A = h_n^u(z_b) + r\left(\overline{T}(z_{t,n})\right) L_i q_{v,n}^u(z_b)$$
(3.1.24)
(3.1.25)

$$-\overline{h}^{*}(z_{t,n}) - r\left(\overline{T}(z_{t,n})\right) L_{i}\overline{q}^{*}_{v}(z_{t,n})$$

$$B = (z_{t,n} - z_{b}) \left(\overline{h}^{*}(z_{t,n}) + r\left(\overline{T}(z_{t,n})\right) L_{i}\overline{q}^{*}_{v}(z_{t,n})\right)$$

$$- \int_{z_{b}}^{z_{t,n}} \overline{h}dz - r\left(\overline{T}(z_{t,n})\right) L_{i} \int_{z_{b}}^{z_{t,n}} \overline{q_{v}}dz$$

$$(3.1.26)$$

一方、 $r(\overline{T}(z_{t,n})) \neq 0$ かつ、 $R_n \neq 0$ 、つまり雲や降水 として固相が存在し、かつ雲から降水への変換を考慮 する場合、繰り返し計算で λ_n を求める必要がある。こ れは、 R_n が λ_n に非線形に依存し、 λ_n を直接計算で きなくなるためである⁶。

 λ_n が決定したら、(3.1.9) 式、(3.1.13) 式、(3.1.14) 式、 (3.1.15) 式、(3.1.21) 式を雲底から雲頂まで鉛直積分す ることで、対流性上昇流域内の M_n^u , s_n^u , h_n^u , $q_{t,n}^u$, $q_{c,n}^u$ の鉛直プロファイルが得られる。

また、 λ_n の計算や、対流性上昇流内での物理量の鉛 直プロファイルを得るためには、 $h_n^u(z_b)$ といった雲底

 $^{{}^5} r\left(\overline{T}(z_{t,n})\right) = 0$ の場合、隈 (1996)の (2.10) 式と一致する。

 $^{{}^6}$ R_n は λ_n に依存する変数である M_n^u と $q_{c,n}^u$ を用いて計算 され、かつ、 $R_n > 0$ の判定が $q_{c,n}^u$ の大きさに依存する。

での値が必要であり、これらは次に示す、雲底以下の 対流性上昇流モデルで計算する。

(5) 雲底以下での対流性上昇流モデル

雲底以下の対流性上昇流モデルは Jakob and Siebesma (2003)を基に定式化する。このモデルでは、 雲底以下の対流を1種類の上昇流で代表させ、さらに エントレインメントのみが生じることを仮定する。雲 底以下のマスフラックス $M^u \ge s^u$, h^u の支配方程式 は以下のように表される。

$$0 = -\frac{\partial M^u}{\partial z} + \lambda_b M^u \tag{3.1.27}$$

$$\underbrace{0 = -\frac{\partial M^{u} s^{u}}{\partial z} + \lambda_{b} M^{u} \left(\overline{s} + \delta s\right)}_{==========}$$
(3.1.28)

$$\underbrace{\begin{array}{l}0 = -\frac{\partial M^{u}h^{u}}{\partial z} + \lambda_{b}M^{u}\left(\overline{h} + \delta h\right)}_{=} \qquad (3.1.29)$$

$$\lambda_b = \frac{C_e}{\underline{z}} \tag{3.1.30}$$

ここで、 λ_b は雲底以下での対流性上昇流のエントレイ ンメント率 [m⁻¹]、 C_e は経験的に決める無次元の定数 である。 δs , δh はそれぞれ、 s^u , h^u の摂動であり、気 温や比湿のモデル格子内の非均一性の効果を表現して いる。対流性上昇流域は環境場よりもエネルギーが高 い状態を仮定して、 δs , δh は正の値を取る。(3.1.27) 式、(3.1.28) 式、(3.1.29) 式を地上から雲底まで鉛直積 分することで、雲底以下の M^u 及び雲底での s^u , h^u を 得る。

(6) 雲頂でのデトレインメント

デトレインメントは雲頂でのみ発生し、雲頂直下で 質量がすべて放出されるとする。この場合、 Δz [m] を 層厚として、 $D_n^u = M_n^u/\Delta z$ で与えられる。物理量 ϕ のデトレインメントは $D_n^u \phi_n^u$ で表される。雲頂におけ る雲水量については、すべて雲としてデトレインされ るのではなく、雲と降水への分配を行う。雲頂におけ る雲水量のうち、降水に分配される割合 a_n (0–1) は、 以下の式で経験的に決められ、雲頂が高い積雲ほど降 水の割合が高くなるとする。

$$a_n = (z_b - z_t)/15000 \,[\text{m}]$$
 (3.1.31)

また、過大な雲水量がデトレインされるのを抑制する ため、雲頂における雲水量のうち、10⁻³ kg kg⁻¹ を超 えた分も降水として落下させるようにする。

(7) 対流性下降流域の雲モデル

対流性下降流もエントレインメント、デトレインメ ントを考慮した雲モデルを考える。対流性上昇流と異 なる点は、計算効率を重視し、対流性下降流は1種類 の積雲で代表させること、雲や降水については液相の みを扱うこと、対流性下降流域の比湿は飽和状態を維 持することである。

$$0 = \frac{\partial M^d}{\partial z} + E^d - D^d \tag{3.1.32}$$

$$0 = \frac{\partial M^d s^d}{\partial z} + E^d \overline{s} - D^d s^d + L_v c_l^d \qquad (3.1.33)$$

$$0 = \frac{\partial M^d h^d}{\partial z} + E^d \overline{h} - D^d h^d$$
(3.1.34)

$$0 = \frac{\partial M^d q_v^d}{\partial z} + E^d \overline{q_v} - D^d q_v^* {}^d - c_l^d \qquad (3.1.35)$$

$$0 = \frac{\partial M^d q_c^d}{\partial z} - D^d q_c^d + c_l^d \tag{3.1.36}$$

ここで、 q_v^* ^{*d*} は対流性下降流内の飽和比湿である。GSM では、対流性下降流は、対流性上昇流のマスフラックス $\sum_n M_n^u$ の大きさが雲底の値の 0.5 倍になる高度から始 まる。対流性下降流の始まる高度での M^d の大きさは雲 底での $\sum_n M_n^u$ の 0.4 倍、雲底より上では $E^d = D^d$ 、雲 底以下では $E^d = 0$, $D^d = (1/z) M^d$ として、対流性下 降流の始まる高度から地上まで (3.1.32) 式から (3.1.36) 式を鉛直積分することで、対流性下降流内の物理量の プロファイルを計算する。

(8) GSM の積雲対流スキームにおける、格子平均場 の時間変化率

(3.1.6) 式 (輸送フラックスの式)、(3.1.7) 式、(3.1.8) 式 (ソース項)、(3.1.9) 式、(3.1.13) 式、(3.1.14) 式 (対流性上昇流の式)、及び(3.1.32) 式から(3.1.34) 式 (対流性下降流の式) を(3.1.1) 式に代入することで、 *s*, *h*の時間変化率は以下の形で得られる。

$$\rho \frac{\partial \overline{s}}{\partial t} = \sum_{n} D_{n}^{u} \left(s_{n}^{u} - \overline{s} \right) + D^{d} \left(s^{d} - \overline{s} \right) + \left(\sum_{n} M_{n}^{u} - M^{d} \right) \frac{\partial \overline{s}}{\partial z}$$
(3.1.37)
$$\rho \frac{-L_{i}m}{\partial \overline{t}} = \sum_{n} D_{n}^{u} \left(h_{n}^{u} - \overline{h} \right) + D^{d} \left(h^{d} - \overline{h} \right) + \left(\sum_{n} M_{n}^{u} - M^{d} \right) \frac{\partial \overline{h}}{\partial z}$$
(3.1.38)

(3.1.37) 式、(3.1.38) 式の右辺第1,2項目は対流域か ら環境場へのデトレインメントを表す。第3項目は移 流項の形をしており、対流性上昇流、下降流に対応し て生じる、環境場での下降流(補償下降流と呼ぶ)を 表す。第4項目は環境場を落下する降水の融解を表す。 (3.1.37) 式の第5項目は環境場を落下する降水の再蒸 発を表す。つまり、GSMの積雲対流スキームでは、対 流の効果である「サブグリッド輸送+ソース項」を「デ トレインメント+補償下降流+環境場を落下する降水 の相変化」の形で表している。

 $-L_i m$

なお、雲底以下では、第 3.1.3 項 (5) で示した s^{u} , h^{u} の摂動 δs , δh の考慮に対応して、(3.1.37) 式、(3.1.38) 式にそれぞれ付加項 $-\lambda_{b}M^{u}\delta s$, $-\lambda_{b}M^{u}\delta h$ が加わる。

3.1.4 雲モデルの改良

(1) 対流性上昇流内での降水変換項の導入

対流性上昇流内での雲から降水への変換(以下、降 水変換)は、上昇途中で成長し粒径が大きくなった雲 が降水として落下するという、降水量や加熱率の鉛直 構造を決める重要な過程である。モデルにおいても、 ECMWF の全球モデル IFS (Tiedtke 1993)、英国気象 局の全球領域統一モデル UM (Gregory and Rowntree 1990)、NCAR のコミュニティモデル CAM (Zhang and McFarlane 1995; Neale et al. 2010) といった、主な全 球モデルで採用されているマスフラックス型の積雲対 流スキームで考慮されている。

GSM1403以前までの雲モデルでは (3.1.21) 式におけ る降水変換項 R_n は考慮されていなかった。これは、第 3.1.3 項 (4)で示した通り、エントレインメント率 λ_n を 直接計算可能にし、繰り返し計算に伴う計算時間増を 避けるためである。 $R_n = 0$ として、(3.1.21)式の鉛直 積分がなされるため、雲頂における q_c^u は非常に大きな 値を取る⁷。より直感的な表現としては、「積雲の中で 生成された雲はすべて上層に運ばれ、雲頂でデトレイ ンされる」ことに相当する。第3.1.3項(6)で示した雲 頂における雲と降水の分配により、非現実的な量の雲 水量がデトレインされることはないが、対流圏上層に 雲頂を持つ積雲については、分配後の雲頂における雲 水量が、多くのケースで最大値である 10⁻³ kg kg⁻¹ に 達していた。地上の降水で見ると不自然な予測には見 えないが、降水が生成される高度や加熱率の鉛直構造 は不自然なものとなっていた。例えば Lin et al. (2012) は、GSM0801の積雲対流スキームの加熱率のピーク 高度は、深い対流が立つときに 400 hPa 程度と、他の モデルや観測による推定値に比べて高いことを指摘し た。これは、雲から降水への変換がないことで、対流 圏上層で雲氷生成に伴う凝固熱が増加することが原因 である。また、降水変換がないことによる雲頂での雲 水量のデトレインメントの増加は、長波放射を通じて、 さらに対流圏上層の高温化をもたらす。

GSM1603 では、 R_n を陽に考慮し、以下のように Kessler (1969) 型のオートコンバージョンの形で定式 化した。

$$R_n = M_n^u \ c \ \max\left(q_{c,n}^u - q_{c0}, 0\right) \tag{3.1.39}$$

ここで $q_{c0} = 10^{-4}$ [kg kg⁻¹], $c = 4 \times 10^{-3}$ [m⁻¹] とし た。 q_{c0} は雲スキームにおいて雨への変換が活発になり 始める雲水量を基に、また、c は Lord et al. (1982) を 参考にしつつ、予測実験から経験的に設定した。各層 で生成された降水フラックスは $R_n\Delta z$ となる。降水変 換の導入による、繰り返し計算に伴う実行時間増につ いては、ルジャンドル変換(第 2.2.2 項)をはじめとし



図 3.1.2 アジア域における、(上) 5°N – 10°N で平均した、 積雲対流スキームによる降水フラックス生成量 [mm/6h] の鉛直断面。カラーは降水生成量、赤い等値線は再蒸発に よる降水消滅量を表す。(下) 積雲対流スキームによる地 上降水量 [mm/6h]。(左) 対流性上昇流途中での降水変換 なし、(右) 対流性上昇流途中での降水変換あり。設定の ベースは 第 3.1 節で示した積雲対流スキームの改良のう ち、エネルギー再配分の見直し(第 3.1.4 項 (2))を導入 したもの。初期時刻と予報時間はいずれも 2012 年 8 月 15 日 00UTC FT=24。

たモデルの高速化で解決した。さらに、GSM1705では エントレインメント率の計算自体の高速化も行った。

降水変換の導入により、降水生成高度が適切になる。 図 3.1.2 は、熱帯域における、積雲対流スキームによ る降水フラックス生成量と地上の降水量を示している。 地上の降水量だけで見ると、降水変換の有無による違 いは小さい。しかし、「降水がどこで生成されたか」は 両者で全く異なる。降水変換がない場合、10 mm/6hr 以上の降水はそのほとんどが 300 hPa より上層で生成 されたものであり、対流圏中層で降水が生成されない 不自然なものとなっている。一方、降水変換を考慮す ることで、降水は 800 hPa から 300 hPa の間の広い範 囲で生成されるようになり、対流圏上層で生成される 降水は大きく減少する。

降水変換の対流圏上層の気温へのインパクトについ て、図 3.1.3 で TWP-ICE(Lin et al. 2012)の事例での SCM における、155 hPa の気温の時系列を示す。降水 変換がない場合、時間積分開始とともに急激に高温に なり、観測値から離れていく。一方、降水変換を考慮 することで時間積分開始後の気温の急激な上昇はほぼ 見られなくなる。降水変換が始まる閾値 q_{c0} を小さく することで、155 hPa 付近の気温はさらに低くなるが、 その変化は降水変換の有無に比べると小さい。対流圏 界面付近の気温の振る舞いでは、降水変換の有無が大 きな違いとなる。

3次元モデルにおいても、図3.1.4で見られるように、 降水変換がない場合は Lin et al. (2012) で指摘された ような、400 hPa をピークとした積雲対流による加熱 が見られる。また、上層の雲の増加に対応して、長波

 $^{^7}$ 対流圏界面付近に雲頂がある積雲の場合、雲頂における q_c^u は、10⁻² [kg kg⁻¹] のオーダーと、対流圏下層における比湿と同程度の量となる場合がある。



図 3.1.3 TWP-ICE 事例 (Lin et al. 2012) での SCM におけ る、155 hPa での気温 [K] の時系列。実線の色は、黒:観測、 青:GSM1304、赤:降水変換あり (*q*_{c0} =10⁻³ kg kg⁻¹)、 緑:降水変換あり (*q*_{c0} =0 kg kg⁻¹)。初期時刻は 2006 年 1 月 17 日 03UTC。

放射による冷却が減少する。そのため、400 hPaより 上層ではトータルの加熱率としては正となり、対流圏 上層で気温は高温化する。一方、降水変換がある場合 は、積雲対流スキームによる加熱率のピーク高度の低 下、長波放射による加熱率の減少が見られる。この効 果は、GSM1403 以前で見られた対流圏上層の高温バ イアスの減少に寄与する。

なお、降水変換の導入に合わせ、関連する過程の修 正も行った。雲氷のデトレインの長波放射への影響を 緩和するため、GSM1403以前では、第3.1.5項(2)で 述べる、雲氷を人工的に鉛直配分し直す補正処理を施 していたが、降水変換過程の導入によりこの処理が廃 止可能になった。また、降水変換を導入することで、 雲頂からデトレインされる雲の減少に伴い、上層雲量 が過少になる。このことで、雲スキームにおける雲氷 の落下速度の過大評価の問題も顕在化した。GSM1403 以前では、雲氷落下速度の過大評価が、過剰な雲氷の デトレインを補償していたためである。そのため、雲 氷落下の改良(第3.2.3項)も降水変換と同時に導入 された。これは、雲スキーム、積雲スキームの間での compensating errors の解消の例と言える。

(2) 融解過程の精緻化

積雲対流スキームの融解の扱いは、GSM1403 での 修正の後、GSM1603 及び GSM1705 で大きく改良され た。その結果、融解層の表現が改善し、熱帯における 対流活動は観測事実とより整合する結果となった。

GSM1403 以前の積雲対流スキームでは、(3.1.7) 式、 (3.1.8) 式などにおける、降水の融解項 *m* を陽に考慮 していなかった。図 3.1.2(左)で示した、対流圏上層



図 3.1.4 2018 年 8 月 25 日 12UTC FT=24 における、(a) 対流性上昇流内の降水変換を考慮しない場合での、前 24 時間降水量(カラー)[mm/day]と海面更正気圧(等値線) [hPa]、(b)(a)と同じ、ただし対流性上昇流内の降水変換 を考慮した場合。(c)(a)の事例での、赤枠で囲んだ領域平 均の各過程による加熱率プロファイル [K day⁻¹]。(d)(c) と同じ。ただし、(b)の事例について。(c),(d)の実線は それぞれ、赤:短波放射(SW)、青:長波放射(LW)、緑: 積雲(CV)、水:雲(LS)、紫:力学(DYN)、茶:境界層 (PBL)及び、黒:トータル(TOT)の時間変化率を示す。 設定のベースは GSM1705。

で生成された降水を気温0°C付近の層ですべて融解させることに伴う、計算安定性の悪化を避けるためである。代替として、融解に伴うエネルギーの変化を見積もり、(3.1.37)式、(3.1.38)式の計算後に鉛直方向に再配分していた。以下、この手法を「エネルギー再配分スキーム」と呼ぶ。

エネルギー再配分スキーム

エネルギー再配分スキームでは、鉛直積算した \bar{s}, \bar{h} の時間変化率と地上降水強度、デトレインされた雲水量の間で以下の関係が満たされることを要請する。

$$\Delta E_s = \int \frac{\partial \overline{s}}{\partial t} \rho dz - \left[\tilde{L}_{\rm sfc} P_r + \int \tilde{L} \left(\frac{\partial \overline{q_c}}{\partial t} \right)_{\rm det} \rho dz \right] = 0$$
(3.1.40)

$$\Delta E_{h} = \int \frac{\partial \overline{h}}{\partial t} \rho dz$$
$$- \left[\left(\tilde{L}_{sfc} - L_{v} \right) P_{r} + \int \left(\tilde{L} - L_{v} \right) \left(\frac{\partial \overline{q_{c}}}{\partial t} \right)_{det} \rho dz \right] = 0$$
(3.1.41)

ここで、 $\tilde{L} = L_v + rL_i$ は凝結、凝固を考慮した潜熱 で、環境場の気温のみの関数である。 \tilde{L}_{sfc} は地上にお ける \tilde{L} である。 P_r [kg m⁻² s⁻¹] は地上降水強度であ る。また、 $\left(\frac{\partial q_c}{\partial t}\right)_{det}$ [kg kg⁻¹ s⁻¹] は、雲頂からの雲 のデトレインによる、格子平均雲水量の時間変化率で ある。 ΔE_s , ΔE_h が0にならない場合は、(3.1.40) 式、 (3.1.41) 式が最終的に満たされるよう、 \overline{s} の時間変化率 が正である場所に以下のような補正項を $\overline{s},\overline{h}$ の時間変 化率に追加している。

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial \overline{s}}{\partial t} \end{pmatrix}_{\text{corr}} = -\Delta E_s \frac{\max\left(\delta \frac{\partial \overline{s}}{\partial t}, 0\right)}{\int \max\left(\delta \frac{\partial \overline{s}}{\partial t}, 0\right) \rho dz} \quad (3.1.42)$$

$$\begin{pmatrix} \partial \overline{h} \end{pmatrix}_{\text{corr}} = -\Delta E_s \frac{\max\left(\delta \frac{\partial \overline{s}}{\partial t}, 0\right)}{\int \max\left(\delta \frac{\partial \overline{s}}{\partial t}, 0\right)} \quad (3.1.42)$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_{\rm corr} = -\Delta E_h \frac{\partial T}{\int \max\left(\delta \frac{\partial \bar{s}}{\partial t}, 0\right) \rho dz} \quad (3.1.43)$$

ここで、δは補正の適用の有無を決める係数で、適用 する層では1、その他の層では0となる。

エネルギー再配分スキームが降水の融解を擬似的に 表現している理由について示す。ここでは、簡単のた め対流性上昇流のみを考慮する。さらに、降水の再蒸 発、融解、雲水から降水への変換量について、それぞ れ $e = 0, m = 0, R_n = 0$ の場合を仮定する。この場 合、 $\left(\frac{\partial q_c}{\partial t}\right)_{det}$ は (3.1.31) 式の a_n を用いて $\left(\frac{\partial q_c}{\partial t}\right)_{det}$ = $\left(\sum_n D_n^u (1-a_n) q_{c,n}^u\right) / \rho$ となる。さらに、雲頂から環 境場にデトレインされた雲水のうち、降水として扱わ れた量を $\left(\frac{\partial q_c}{\partial t}\right)_{prc}$ = $\left(\sum_n D_n^u a_n q_{c,n}^u\right) / \rho$ [kg kg⁻¹ s⁻¹] とすると、凝結量 $c_{l,n}^u, c_{i,n}^u$ との関係は、 $L_v \times (3.1.16)$ 式 + $(L_v + L_i) \times (3.1.17)$ 式と $L_i \times (3.1.17)$ 式 を鉛直積 分することで

$$\int \sum_{n} \left[L_{v} c_{l,n}^{u} + (L_{v} + L_{i}) c_{i,n}^{u} \right] dz = \int \sum_{n} \tilde{L} c_{c,n}^{u} dz$$
$$= \int \tilde{L} \rho \left[\left(\frac{\partial \overline{q_{c}}}{\partial t} \right)_{\text{det}} + \left(\frac{\partial \overline{q_{c}}}{\partial t} \right)_{\text{prc}} \right] dz$$
(3.1.44)

$$\int \sum_{n} L_{i} c_{i,n}^{u} dz = \int \sum_{n} \left(\tilde{L} - L_{v} \right) c_{c,n}^{u} dz$$
$$= \int \left(\tilde{L} - L_{v} \right) \rho \left[\left(\frac{\partial \overline{q_{c}}}{\partial t} \right)_{\text{det}} + \left(\frac{\partial \overline{q_{c}}}{\partial t} \right)_{\text{prc}} \right] dz$$
(3.1.45)

となる。また、e = 0 としているため、 $\int \left(\frac{\partial q_c}{\partial t}\right)_{\text{prc}} \rho dz$ は P_r に一致する。(3.1.1) 式、(3.1.7) 式、(3.1.8) 式 の鉛直積算値に、(3.1.44) 式、(3.1.45) 式を代入するこ とで、(3.1.40) 式、(3.1.41) 式において $\Delta E_s, \Delta E_h$ は

$$\Delta E_s = \Delta E_h = \int \left(\tilde{L} - \tilde{L}_{sfc}\right) \left(\frac{\partial \overline{q_c}}{\partial t}\right)_{\text{prc}} \rho dz$$
(3.1.46)

となる。 $\tilde{L} \geq \tilde{L}_{sfc}$ の場合、 $\Delta E_s \geq 0$, $\Delta E_h \geq 0$ となり、(3.1.42)式において補正量は負になる。地上気温が0°Cより高い場合、 $\tilde{L}_{sfc} = L_v$ であるため、 $\tilde{L} \geq \tilde{L}_{sfc}$

であり、エネルギー再配分スキームは大気を冷却させ る方向に働く。このことは、エネルギー再配分スキー ムが、降水の融解量の分だけ大気を冷却させる役割を していることに相当する。

ここまで示したように、エネルギー再配分スキーム は降水の融解を擬似的に表現することを想定したもの である。しかし、実際のエネルギー再配分スキームに は、降水の融解に加え、鉛直離散化や雲モデルの定式 化の問題に起因する効果も含まれていた。GSM1403以 前では、エネルギー再配分スキームは大気を乾燥させ る方にも働いていた (宮本ほか 2009)。

GSM1403 による変更

エネルギー再配分による補正を適用する範囲につい て、GSM1304 以前では

$$\delta = \begin{cases} 1 & 地表から雲頂まで \\ 0 & その他の領域 \end{cases}$$
(3.1.47)

としていた。GSM1403 では

$$\delta = \begin{cases} 1 & 地表から雲頂かつ気温が - 5 °C 以上 \\ 0 & その他の領域 \end{cases}$$

(3.1.48)

のように環境場の気温が −5 °C 以上という条件を追加 し、エネルギー再配分スキームの適用範囲が地表から 対流圏中層までとなるようにした。これは、融解に伴 う冷却の範囲を下層に絞ることで、より降水の融解に 近い効果を表現していることになる。また、GSM の鉛 直層の 60 層から 100 層への増強では、エネルギー再配 分スキームによる対流圏界面付近の顕著な乾燥が見ら れた。GSM1403 におけるエネルギー再配分の適用範 囲の変更は、この望ましくない鉛直解像度依存性の緩 和にも寄与した。

GSM1603, GSM1705 における融解スキームの導入

エネルギー再配分スキームは、融解によるエネルギー 変化を広い範囲で配分することや、大気を乾燥させる という融解過程には本来ない効果を含んでいた。融解 過程の代替としては問題があるため、GSM1603 以降で は気温が0[°]C 付近の層で降雪を融かす、本来の形での 融解スキームを導入した⁸。さらに、GSM1705 では、 雲スキームにおける精緻化された融解の計算手法(第 3.2.5 項を参照)を積雲対流スキームにも導入した⁹。 この手法は融解の効果を緩和型の方程式で考慮するも のであり、現実には薄い層で起こるシャープな現象で

⁹ 基本的には雲スキームと同様の式を解いているが、降雪が 落下する積雲域ではほぼ飽和していると想定し、湿球温度の 代わりに気温を使用している。

⁸ GSM1603 への更新の際は、融解の効果を陽に表現するため、降雪を 300 hPa の幅を持って融かすという簡易な手法 を導入した。この手法は GSM1705 への更新の際に後述する 新たな手法に置き換えられている。



 図 3.1.5 TWP-ICE 事例 (Lin et al. 2012) での SCM における、時間積分の最初のステップでの (a) 積雲対流スキームによる 加熱率 [K day⁻¹], (b) 積雲対流スキームによる加湿率 [kg kg⁻¹ day⁻¹]。緑:GSM1403、赤:GSM1403 からエネルギー再 配分を修正したもの。太実線、細実線はそれぞれ積雲対流スキームによる時間変化率、エネルギー再配分の寄与を示す。



図 3.1.6 2015 年 8 月 1 日 12UTC 初期値の FT=18−24 における、各格子での積雲対流スキームの雲頂が存在する割合の帯状 平均。(a) GSM1403、(b) GSM1705。黒い線は FT=24 における気温の帯状平均が 0 °C を表す。縦軸はモデル面の番号を表 し、横軸は緯度を表す。GSM においては、積雲スキームの雲頂はモデル面第 14 層(約 900 hPa)から第 60 層(約 100 hPa) までの各層において取りうる。また第 25 層(約 700 hPa)以下を雲頂に持つ積雲を浅い対流とし、第 26 層以上を雲頂に持 つ積雲とクロージャー等における取り扱いを分けている。

ある融解過程をより安定に解くことができる。融解ス キームの導入、改良と第3.1.4項(1)で述べた降水変換 の導入により、計算安定性を確保しつつ、より現実的 な融解層を表現することが可能となった。また、融解ス キームの導入にあわせて、エネルギー再配分スキーム の式における融解の効果の除去や、離散化の修正や雲 底以下の対流性上昇流モデルの改良によるエネルギー 保存性の向上を行い、エネルギー再配分の影響を実質 的に無視できるほど小さくした(図3.1.5)。

融解スキーム導入の効果

これらの変更による効果として、熱帯における対流 活動の変化を見る。Johnson et al. (1999) は、レーダー 等の観測から、熱帯で見られる積雲を、対流圏界面を雲 頂とする深い対流 (deep convection)、融解層付近を雲 頂とする雄大積雲 (cumulus congestus)、及び貿易風逆 転層を雲頂とする浅い対流 (shallow convection)の3種 類に分類した。これに対し、GSM1403 及び GSM1705 の GSM における積雲の雲頂の高度分布について、図 3.1.6 に示した。GSM1403、及び GSM1705 ともに、熱 帯において高い雲頂をもつ深い対流、及び低い雲頂を もつ浅い対流の存在が明瞭である。さらに GSM1705 では、気温が0 ℃ 付近を雲頂に持つ積雲が大きく増え、 雄大積雲が表現されるようになったことが分かる。こ れは、融解過程の改良により融解層が表現された結果、 その周辺から直上にかけて大気の成層が安定となった ことが原因と考えられる。このことは、Johnson et al. (1996) で示された解析結果とも整合している。なお、 GSM1403 では、気温が 0 ℃ の層より若干上層におい て雲頂をもつ積雲が少ないながらも見られる。これは、 気温が –5 ℃となる層より下層で、エネルギー再配分

GSM1304

GSM1304+エネルギー再配分修正 +降水変換+融解

(d)



図 3.1.7 2012 年 8 月平均、9 日予報における、GSM1304 による (a) 200 hPa 速度ポテンシャル、(b) 200 hPa 流線関数、 (c) 850 hPa 流線関数。(d)-(f):それぞれ (a)-(c) と同じ。ただし、エネルギー再配分スキーム修正、対流性上昇流域内にお ける雲から降水への変換、融解過程を導入したもの。(a)-(f) いずれも等値線は平均値 [10⁶ m² s⁻¹] とカラーは対初期値誤差 $[10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}]_{\circ}$

による冷却が融解過程を擬似的に表現し、成層が安定 になったことが要因として作られた、現実には存在し ない積雲であると考えられる。

融解過程の精緻化は熱帯の循環場の再現性向上にも 寄与している。GSM1304以前では、夏季のアジアモン スーンに伴う循環が予報時間とともに弱くなるという 問題があった。この問題は北西太平洋での対流活動が 維持できない問題と関係しており、図 3.1.7(a) のよう に、200 hPa 速度ポテンシャル¹⁰ で見ると、振幅が小 さくなるバイアスが見られる。対流活動に伴う循環の 応答として、図 3.1.7(b), (c) で示すように、対流圏上 層で低気圧性循環の誤差(チベット高気圧の弱まり)、 対流圏下層でのインドモンスーンに伴う高気圧性循環 の弱まりが見られていた。融解過程の導入は、中層に

雲頂を持つ雄大積雲の頻度が増えることを通じて北西 太平洋での対流活動を活発にし、熱帯の循環場の維持 に寄与する。図 3.1.7(d), (e), (f) で見られるように、融 解過程の導入により北西太平洋域での大規模発散のバ イアスや、アジア域での 200 hPa, 850 hPa での流線関 数のバイアスが減少した。これらのインパクトは、降 水変換やエネルギー再配分スキームの修正だけでは得 られず、融解過程の導入による影響が大きい。

(3) 雲底以下の対流性上昇流モデルの改良

GSM1603では、雲底以下の対流性上昇流モデルの改 良により、雲底以下のマスフラックスと雲底での*s^u*, *h^u* を整合的に扱うようにした。また、上昇流域の気温の 摂動を考慮することにより、対流活動を活発にし、対 流スキームに伴う加熱率の増加を通じて、気温の低温 バイアスを減少させた。

¹⁰ 対流活動に伴う上層発散を示す。

GSM1403以前では、雲底以下のマスフラックスは高度に対して線形に変化すると仮定し、以下のように定式化していた。

$$M^{u} = \sum_{n} M^{u}_{b,n} \frac{z}{z_{b}}$$
(3.1.49)

これは、(3.1.30) 式において、 $C_e = 1$ として M^u を計算していることに相当する。雲底における s^u , h^u は、 モデル面第 2 層目から雲底までで \overline{h} が最大となる層の \overline{s} , \overline{h} の値とした (中川 2004)。しかし、宮本ほか (2009) が指摘した通り、雲底以下でのマスフラックスのプロ ファイルと雲底での s^u , h^u の整合性は考慮されてお らず、鉛直積算した \overline{s} , \overline{h} の収支が保存しない原因にも なっていた。

GSM1603では、第3.1.3項(5)で示した、雲底以下 のモデルを s^u , h^u についても利用し、エネルギー保 存性を向上させた。C_eの値についても見直しを行い、 $C_e = 0.5 \& l \& c$ and Siebesma (2003) で示された値に近い範囲で、加熱率や M^u を見ながら調 整した結果である。さらに雲底での s^u, h^u に正の気温 の摂動の効果 $\delta s = C_p \delta T$, $\delta h = (C_p + L_v dq^*/dT) \delta T$ を付加するようにした。ここで、δTは0.5Kとした。こ の値は ECMWF (2013) での定式化をもとに、熱帯の海 洋における顕熱フラックスや境界層における対流速度ス ケールから見積もられる値と整合するよう、経験的に決 定した。 C_e の設定、 δT ともに、 $s^u や h^u を GSM1403$ より大きくするように働く。(3.1.37) 式、(3.1.38) 式か ら示されるように、s^u, h^u の増加は、積雲対流スキー ムによる加熱率を増加させ、対流圏の低温バイアスの 減少に寄与する。

また、雲底における s^u, h^u の計算方法の改良は、モ デルの積雲対流活動が、海面に近い気温に過度に高い 感度を持った状態を緩和した。このことが、海面にお ける境界層過程及び接地境界層過程の改良の導入を可 能にした(第 3.5 節)。

3.1.5 その他の改良

GSM1603 で降水変換を考慮したことにより、降水 フラックスに関連する過程の精緻化が可能になった。 GSM1705 では降水の再蒸発に関連する過程の改良を 雲スキームの改良と合わせる形で行った。また、降水変 換の導入と同時に、これまで降水変換が考慮されてい ないことを補償していた補正も廃止した。さらに、積 雲対流スキームは、積雲からの雲水量のデトレインメ ントや、積雲域における雲量の扱いを通して、雲過程 や雲放射過程にも影響を及ぼす。GSM1603, GSM1705 では積雲対流スキームのうち、雲過程や放射過程へ影 響する部分についても見直しを行った。以下ではこれ らの改良について示す。

(1) 降水の再蒸発の精緻化

降水の再蒸発については、積雲の雲底以下で考慮さ れている。GSM1603 以前では、(3.1.7) 式などにおけ る、降水の再蒸発量 e は以下の式で計算されていた。

$$e = \rho \gamma \left(q_s(\overline{T}) - \overline{q_v} \right) P \tag{3.1.50}$$

ここで、 γ は定数 $[m^2 kg^{-1}]$ 、 q_s は飽和比湿 $[kg kg^{-1}]$ 、 P は降水フラックス $[kg m^{-2} s^{-1}]$ である。再 蒸発に伴う比湿、気温の時間変化率はそれぞれ $e/\rho, -(L_v/C_p)(e/\rho)$ となる。(3.1.50) 式は簡素な式で あることから、GSM1705 では、雲スキームにおける 再蒸発の計算手法に置き換えることで精緻化を行った。 定式化の詳細は第 3.2.5 項を参照されたい。

積雲対流スキームにおける降水の再蒸発の精緻化は、 (i) 環境場の相対湿度に応じて再蒸発量を減少させる手 法の導入、(ii) 降水フラックス計算の適正化、とあわせ て行った。雲スキームで採用された降水の再蒸発の計 算は、相対湿度や降水フラックスが同程度である場合 は (3.1.50) 式に比べて再蒸発量が増加することが多く、 GSM に存在する下層低温バイアスを悪化させてしま うためである。(i), (ii) を同時に導入することで再蒸発 量が減少し、下層低温バイアスに悪影響を与えること なく、再蒸発過程を精緻化させることが可能になった。

(i) について、積雲対流スキームでは積雲が占める面 積は格子の面積に比べて十分小さいことを仮定してい ることから、格子平均値の飽和比湿と比湿を用いて再 蒸発量を計算すると、再蒸発量を過大に見積もってし まう。そのため、ECMWF (2015)を参考¹¹ にしつつ、 簡便な手法として以下の通り相対湿度に応じて再蒸発 量を減らす方法を採用した。

$$e = \rho \ f(\text{RH}) \times \left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)$$
 (3.1.51)

ここで、右辺の $(\partial q/\partial t)$ は (3.2.23) 式で計算される量 である。f(RH) (0-1) は相対湿度 RH の関数であり、 以下の通り与える。

$$f(\mathrm{RH}) = \begin{cases} 1 & (\mathrm{RH} < \mathrm{RH}_{\mathrm{crit}}) \\ \frac{\mathrm{RH}_{\mathrm{cmax}} - \mathrm{RH}}{\mathrm{RH}_{\mathrm{cmax}} - \mathrm{RH}_{\mathrm{crit}}} & (\mathrm{RH}_{\mathrm{crit}} \leq \mathrm{RH} < \mathrm{RH}_{\mathrm{cmax}}) \\ 0 & (\mathrm{RH} \geq \mathrm{RH}_{\mathrm{cmax}}) \end{cases}$$

$$(3.1.52)$$

ここで RH_{crit} は 0.8、RH_{cmax} は 0.9 に設定している。 (ii) について、対流性下降流における降水フラックス の処理を適正化し、降水フラックスの過大評価を解消 した。適正化前後での降水フラックスを図 3.1.8(a) に 示す。適正化前は、モデル面第1層において、急激に 降水フラックスが減少している。これは対流性下降流 ¹¹ ECMWF ではここで採用した手法と異なり、相対湿度に ある閾値を設け、環境場の相対湿度がそれ以上の時は再蒸発

を停止している。



図 3.1.8 TWP-ICE 事例 (Lin et al. 2012) の SCM における、時間積分の最初のステップでの (a) 積雲対流スキームの降水フ ラックス、(b) 積雲対流スキームによる加熱率。実験のベースは GSM1705 の開発途中のもので、再蒸発の計算には (3.1.50) 式を用いている。黒線が変更前、緑線が変更後、また (b) において赤線は変更後から変更前を引いたもの。縦軸はモデル面の 層番号で、横軸は降水フラックス [kg m⁻² s⁻¹] もしくは加熱率 [K day⁻¹]。

における降水の再蒸発の取り扱いが簡素であることが 原因である。GSM の積雲対流スキームでは、対流性下 降流は飽和していると仮定し、不足する水蒸気は降水 の再蒸発で補う。実装上は、全蒸発量をモデル最下層 における降水フラックス、つまり地上降水量から引い ていた。この処理は、地上降水量としては整合が取れ ているが、モデル面第2層以上では降水フラックスを 過大評価していることになる。降水フラックスの適正 化では、モデル各層での再蒸発量を各層の降水フラッ クスから引くこととした。適正化後は降水フラックス の急激な変化はなく、各層の降水フラックスが減少す る形で第1層まで滑らかな分布となっている。図 3.1.8 の(b)に、降水フラックス適正化前後での積雲対流ス キームによる加熱率の違いについて示す。降水フラッ クス適正化により、積雲対流スキームの雲底である第 13 層より下層において、再蒸発量が減少し、積雲によ る加熱率が増加している。

なお、積雲対流スキームによる降水フラックスは、 雲スキームにおける降水の併合過程にも利用されてい た。積雲対流スキームによる降水フラックスの過大評 価は第3.2.6項で記述されている「偽の併合過程」の促 進にも繋がっていた。降水フラックスの適正化によっ て、積雲対流スキームによる降水フラックスが減少し た結果、「偽の併合過程」の効果が弱まり、この過程を 廃止する契機の一つとなった。

(2) 雲氷の人工的な鉛直再配分の廃止

GSM1603 では、対流性上昇流内の降水変換の導入 と同時に、積雲からデトレインされた雲氷を鉛直方向 に人工的に配分し直す処理(以下、雲氷鉛直再配分と 呼ぶ)を廃止した。この処理では、積雲の雲頂からデ トレインされた雲氷は、雲頂より下層で気温が0°C以 下の領域の各層に、層厚に比例して配分し直していた。 これは、対流圏上層で大量の雲が薄い層から放出され ることを避けることを目的に行われた。GSM1403 以 前では、雲氷鉛直再配分を行わない場合、対流圏上層 でデトレインされた大量の雲氷が、長波放射を通じて 既存の対流圏の低温バイアスを塗り替えるほどの顕著 な高温バイアスをもたらすためである。GSM1603 に おいては、降水変換を考慮することで雲頂からデトレ インされる雲氷が大きく減少する。そのため、雲氷鉛 直再配分を廃止しても対流圏の顕著な高温化は見られ なくなった。降水変換の導入と同時に雲氷鉛直再配分 の廃止を行うことで、対流圏が顕著に高温化すること なく、低温バイアスが減少する他、OLR が過大である バイアスも減少させることが可能になった(図 3.1.9)。

(3) 雲スキームにおける、確率密度関数の幅の積雲依 存の廃止

積雲対流スキームでは、格子内における対流の面積 は格子の面積に比べて十分小さいことを仮定して雲モ デルを構築している。そのため、雲量や格子平均の雲 水量への直接の影響は、雲頂からのデトレインメント を通じてのみなされる。しかし、現実大気では、雲頂 以外でも積雲の存在は放射過程に影響を及ぼす。また、 現在の GSM の解像度では、モデルの格子面積に対し て積雲の面積を無視することはできない。そのため、 何らかの形で積雲の放射への影響を考慮する必要があ る。GSM1403 以前では、積雲による雲の効果を表現 するため、雲スキームの凝結過程における格子内の雲 の確率密度関数の幅が、積雲の上昇マスフラックスに 依存するようにしていた。この処理は、対流活動が活 発な領域での格子内の雲の非均一性や、積雲対流に伴 う雲量を表現していた他、対流圏中層の低温バイアス の減少に寄与してきたが、格子スケールの強い降水の 誘発などの副作用も大きい。また、対流圏中層の乾燥 バイアスの大きな原因にもなっていた(第 1.1.7 項)。 そのため、GSM1603 では確率密度関数の幅の積雲依



図 3.1.9 2018 年 10 月 29 日の日平均 OLR [W m⁻²] について、(a) NOAA による衛星観測を用いた解析値(日平均プロダクトを利用)、(b) GSM1705(FT=12-36 の平均)と衛星観測との差、(c) 雲氷鉛直再配分を行わない場合と行った場合の差。 GSM の初期値は 2018 年 10 月 28 日 12UTC。

存を廃止した。詳細は第 3.2.4 項で解説する。この処 理を廃止することで、積雲対流による雲量の効果を別 の手法で表現することが必要になる他、対流圏の低温 化、中層雲量の減少、地表面の下向き短波放射の増加 などのこれまで隠れていた問題も現れる。これらの問 題は、対流圏の低温化については、表 3.1.1 における低 温バイアス減少に寄与した改良項目で対応した。中層 雲量と地表面短波放射の問題には、次に述べる、積雲 上昇流域の放射雲診断スキームの導入で対応した。

(4) 積雲上昇流域の放射雲診断スキームの導入

GSM1603における確率密度関数の幅の積雲依存の廃 止により顕在化した、過少な中層雲量及び地上の下向 き短波放射量の増加の問題を解決するため、GSM1705 では放射過程における積雲による雲の効果を診断する 手法を新たに導入した。この手法の導入により、中層 雲量の増加を通じ、地上の短波放射量のバイアスが減 少した。詳細は第 3.3.9 項で解説する。

3.1.6 まとめと今後の課題

GSM1603, GSM1705 では積雲対流スキームの大規 模な改良を行った。対流性上昇流内での降水変換の考 慮や、降水の融解、雲底以下の対流性上昇流モデルの 改良といった、積雲対流スキームの概念モデルである、 雲モデルの改良を行った。その他、降水生成過程の高 度化により、降水の再蒸発過程の精緻化も可能になっ た。同時に、これまで雲モデルの問題を補償していた 補正等の存在にも留意し、いくつかの人工的な処理を 廃止した。さらに、雲過程、雲放射過程への影響も考 慮し、これらの過程と一体となって開発を行った。そ の結果、compensating errors の解きほぐしが行われ、 GSM の熱帯域において長年課題となっていたバイア スを減少させることができた。このような大規模な改 良には、科学的手法の積雲対流スキーム開発への適用 や、近年の開発基盤の整備の貢献も大きい。

積雲対流スキームは全球モデルの予測精度には非常 に重要な役割を果たしており、モデルの精度向上には 今後もスキームの高度化が欠かせない。改良に向けて は、現在の積雲スキームにおける概念モデルについて、 GSM1603 やGSM1705 で精査しきれなかった箇所の見 直しに引き続き取り組むとともに、抜本的な予測精度 向上に向けて、先行研究や外国数値予報センターにお いて実績のある手法等を踏まえながら開発を行ってい く。以下、概念モデルの更なる見直しとして、(1)積 雲による運動量輸送、及び(2)対流性下降流について、 また、抜本的な予測精度向上に向けて、(3)環境場に 対する積雲の応答、(4)浅い対流、(5)トリガーにつ いて、それぞれ簡単に示す。

(1) 積雲による運動量輸送

現在の GSM では、積雲対流による運動量輸送についてもパラメタライズしているが、その雲モデルは、熱・水の輸送で用いられているものと整合していない。 また雲底以下の取り扱いが簡便であることや、運動量 の保存性が問題点としてある。これらの問題を解決す るため、定式化・離散化を、熱や水のそれと整合させ る等の開発を行っている。熱帯を中心として風の場を 大きく変えることから、そのインパクトや観測との整 合性について、今後確認・検討していく。

(2) 対流性下降流

対流性下降流は雨滴の蒸発による冷却や落下する降 水粒子の摩擦により上空から気塊が引き摺り下ろされ る現象である。GSM においても対流性下降流がパラ メタライズされているが、1本の雲モデルで代表させ る、固相を考慮していない等その扱いは対流性上昇流 に比べて簡素である。また、降水が十分に存在しない 高さからも対流性下降流が始まることがあるといった 問題も存在する。対流性下降流は対流圏中層の比湿の バイアス等モデルの予測精度に大きく影響することか ら、積雲対流スキーム内の他の過程とバランスを取り ながら慎重に開発を行っていく必要がある。なお、対 流性下降流については、現実に存在する現象ではある ものの、そもそもそれをパラメタライズすべき現象で あるかどうかについても議論がある (Plant and Yano 2015) ことに留意し、本来他の過程が担うべき役割を compensate している可能性にも注意しつつ、開発を 行っていく。

(3) 環境場に対する積雲の応答

成層安定度や湿り等の環境場に対する積雲対流スキー ムの応答は、モデルの予測特性に大きな影響を与える。 Derbyshire et al. (2004) は、複数の積雲対流スキームの 環境場の相対湿度に対する応答について、理想実験によ る調査を行った。ECMWF ではこの調査も踏まえつつ、 対流性上昇流におけるエントレインメント率について の改良などを行い、熱帯における活動度などを改善した (Bechtold et al. 2008)。また、Chikira and Sugiyama (2010) 及び Chikira (2010) は、Arakawa and Schubert (1974)型の雲モデルは、対流の環境場の相対湿度に対 する依存性が小さいことを指摘した。更に彼らは、Gregory (2001) のエントレインメント率の定式化を利用す ることで、その問題が解決し気候予測も改善すること を示した。これらの先行事例を踏まえ、現在、GSM の 開発において、Derbyshire et al. (2004) で用いられた SCM の理想実験環境を構築し、積雲スキームの環境場 に対する応答について調査を行っている。今後はこの 結果を踏まえ、雲モデルやクロージャーなどの改良を 行っていく。

(4) 浅い対流

多くの全球数値予報モデルにおいて、浅い対流に関 するパラメタリゼーションは深い対流と異なる取り扱 いがなされており、その主な役割として、ハドレー循環 下降流域の亜熱帯における境界層から自由大気への水 蒸気の輸送を担うことが挙げられる (von Salzen et al. 2005; Tiedtke et al. 1988 など)。また近年では、マッ デン・ジュリアン振動をモデルで表現するためには、 浅い対流による、深い対流が発生する前の大気下層を 湿らせる pre-condition の効果等を適切に表現するこ とが重要であると指摘されており(Zhang and Song 2009: Hirota et al. 2018 など)、浅い対流の取り扱い は、熱帯の予測精度に重要であると考えられる。現在、 GSM の積雲対流スキームでは、浅い対流を、主にク ロージャーの取り扱いを深い対流と変えることで表現 している。これまでは深い対流の表現の改良に注力し てきたことから、今後は浅い対流についても、上記の 役割をモデル内で適切に表現できているか、詳細な調 査を行っていく必要がある。またその際、浅い対流は 境界層過程や雲過程と密接に関係することから、これ らの過程の開発者と協力しながら改良の検討を進めて いく。

(5) トリガー

現在の GSM における積雲対流スキームは、積雲対 流による弱い雨が広がりすぎることを抑制するため、 Xie and Zhang (2000)を基に、DCAPE と呼ばれる量 を用いたトリガーを用いている。しかし、この仕組み が熱帯の海上で不自然な降水パターンを作り出してお り、また熱帯の陸上で日中に不自然に対流を抑制して いるという課題がある。今後この課題を解決するにあ たっては、DCAPEの計算結果は境界層過程や陸面過 程、力学過程に大きく依存することを踏まえつつ、原 因となるプロセスを精査していく必要がある。

ここでは、便宜上複数の項目に分けて記述したが、 これらは相互に深く関連しており、実際の改良におい ては、個別の挙動や効果を詳細に見つつ、場合によっ ては複数を組み合わせて開発を行う。また、改良を現 業化するかどうかの判断にあたっては、他の物理過程 の改良項目と組み合わせた実験の結果も考慮する必要 がある。

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.
- Bechtold, P., M. Köhler, T. Jung, F. Doblas-Reyes, M. Leutbecher, M. J. Rodwell, F. Vitart, and G. Balsamo, 2008: Advances in simulating atmospheric variability with the ECMWF model: From synoptic to decadal time-scales. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 1337–1351.
- Chikira, M., 2010: A Cumulus Parameterization with State-Dependent Entrainment Rate. Part II: Impact on Climatology in a General Circulation Model. J. Atmos. Sci., 67, 2194–2211.
- Chikira, M. and M. Sugiyama, 2010: A Cumulus Parameterization with State-Dependent Entrainment Rate. Part I: Description and Sensitivity to Temperature and Humidity Profiles. J. Atmos. Sci., 67, 2171–2193.
- Derbyshire, S. H., I. Beau, P. Bechtold, J. Y. Grandpeix, J. M. Piriou, J. L. Redelsperger, and P. M. M. Soares, 2004: Sensitivity of moist convection to environmental humidity. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 130, 3055–3079.
- ECMWF, 2013: Part IV: Physical Processes, Chapter 6 Convection. IFS Documentation—CY38R1, 73–90.
- ECMWF, 2015: Part IV: Physical Processes, Chapter 6 Convection. *IFS Documentation—CY41R1*, 73–90.
- Gregory, D., 2001: Estimation of entrainment rate in simple models of convective clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 53–72.
- Gregory, D. and P. R. Rowntree, 1990: A Mass Flux Convection Scheme with Representation of Cloud Ensemble Characteristics and Stability-Dependent Closure. Mon. Wea. Rev., 118, 1483–1506.
- Hirota, N., T. Ogura, H. Tatebe, H. Shiogama, M. Kimoto, and M. Watanabe, 2018: Roles of shallow

convective moistening in the eastward propagation of the MJO in MIROC6. *J. Climate*, **31**, 3033–3047.

- 石田純一, 2017: 数値予報システム開発のプロセス. 数 値予報課報告・別冊第63号, 気象庁予報部, 4–10.
- 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.
- Johnson, R. H., P. E. Ciesielski, and K. A.Hart, 1996: Tropical inversions near the 0 °C level. J. Atmos. Sci., 53, 1838–1855.
- Johnson, R. H., T. M. Rickenbach, S. A. Rutledge, P. E. Ciesielski, and W. H. Schubert, 1999: Trimodal characteristics of tropical convection. J. Climate, 12, 2397–2418.
- Kessler, E., 1969: On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulation. Meteorol. Monogr. No. 32, Amer. Meteor. Soc., 84 pp.
- 隈健一, 1996: 積雲対流のパラメタリゼーション. 数値 予報課報告・別冊第 42 号, 気象庁予報部, 30–47.
- 隈健一, 2000: 降水及び雲水過程について. 数値予報課 報告・別冊第46号, 気象庁予報部, 32-47.
- Lin, Y., L. J. Donner, J. Petch, P. Bechtold, J. Boyle, S. A. Klein, T. Komori, K. Wapler, M. Willett, X. Xie, M. Zhao, S. Xie, S. A. McFarlane, and C. Schumacher, 2012: TWP-ICE global atmospheric model intercomparison: Convection responsiveness and resolution impact. J. Geophys. Res., 117, D09 111.
- Lord, S. J., W. C. Chao, and A. Arakawa, 1982: Interaction of a Cumulus Cloud Ensemble with the Large-Scale Environment. Part IV: The Discrete Model. J. Atmos. Sci., 39, 104–113.
- Martin, G. M., S. F. Milton, C. A. Senior, M. E. Brooks, S. Ineson, T. Reichler, and J. Kim, 2010: Analysis and Reduction of Systematic Errors through a Seamless Approach to Modeling Weather and Climate. J. Climate., 23, 5933–5957.
- 宮本健吾, 中川雅之, 中村貴, 北川裕人, 小森拓也, 2009: 対流. 数値予報課報告・別冊第55号, 気象庁予報部, 68-82.
- 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.
- 中川雅之, 2004: 積雲対流パラメタリゼーション. 数値 予報課報告・別冊第 50 号, 気象庁予報部, 43-50.
- 中川雅之, 2007: 降水. 平成 19 年度数値予報研修テキ スト, 気象庁予報部, 21–23.

- Neale, R. B., J. H. Richter, A. J. Conley, S. Park, P. H. Lauritzen, A. Gettelman, D. L. Williamson, P. J. Rasch, S. J. Vavrus, M. A. Taylor, W. D. Collins, M. Zhang, and S-J Lin, 2010: Description of the NCAR Community Atmosphere Model (CAM 4.0). NCAR Tech. Note 485, 212pp.
- Plant, R. S. and J.-I. Yano, 2015: Parameterization of Atmospheric Convection. Volume 1: Theoretical Background and Formulation. Imperial College Press, 515pp.
- Sud, Y. C. and G. K. Walker, 2003: Influence of icephase physics of hydrometeors on moist-convection. *Geophys. Res. Lett.*, **30**.
- Tiedtke, M., 1993: Representation of Clouds in Large-Scale Models. Mon. Wea. Rev., 121, 3040– 3061.
- Tiedtke, M., W. A. Heckley, and J. Slingo, 1988: Tropical forecasting at ECMWF: The influence of physical parametrization on the mean structure of forecasts and analyses. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 114, 639–664.
- von Salzen, K., N. A. McFarlane, and M. Lazare, 2005: The role of shallow convection in the water and energy cycles of the atmosphere. *Clim. Dyn.*, 25, 671–688.
- Weverberg, K. V., C. J. Morcrette, J. Petch, S. A. Klein, H.-Y. Ma, C. Zhang, S. Xie, Q. Tang, W. I. Gustafson Jr, Y. Qian, L. K. Berg, Y. Liu, M. Huang, M. Ahlgrimm, R. Forbes, E. Bazile, R. Roehrig, J. Cole, W. Merryfield, W.-S. Lee, F. Cheruy, L. Mellul, Y.-C. Wang, K. Johnson, and M. M. Thieman, 2018: CAUSES: Attribution of Surface Radiation Biases in NWP and Climate Models near the U.S. Southern Great Plains. J. Geophys. Res.: Atmospheres, 123, 3612–3644.
- Xie, S. C. and M. H. Zhang, 2000: Impact of the convection triggering function on single-column model simulations. J. Geophys. Res., 105, 14983–14996.
- 米原仁, 2016: 全球数値予報システムの特性の変化. 平成 28 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 4–29.
- 米原仁, 2017: 全球数値予報システムの特性の変化. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 8–30.
- Zhang, G. J. and N. A. McFarlane, 1995: Sensitivity of climate simulations to the parameterization of cumulus convection in the Canadian Climate Centre general circulation model. *Atmosphere-Ocean*, 33, 407–446.
- Zhang, G. J. and X. Song, 2009: Interaction of deep and shallow convection is key to Madden-Julian Oscillation simulation. *Geophys. Res. Lett.*, 36.

3.2 雲¹

3.2.1 はじめに

GSM の雲スキームは、主に層状性の雲に関する現 象を表現するための物理過程である。雲スキームでは、 水蒸気の凝結や雲水の蒸発などによる雲水量の変化や、 雲量、降水フラックスを計算する。また、水の状態変化 に伴う熱収支、降水フラックスの再蒸発や降雪フラッ クスの融解といった非断熱過程による気温変化や比湿 変化を計算する。これらの変化を通じ、例えば、気温 や比湿の鉛直プロファイルが変わることによって雲ス キームは積雲対流スキームや境界層スキームと密接に 関連し合う。また、降水によって陸面スキームとも、雲 の有無や雲量によって放射スキームとも密接に関連し 合う。短期的な降水予測だけではなく、大気上端上向 き長波放射 (OLR: Outgoing Longwave Radiation) に 大きな影響を与えることで中長期的な予測においても 重要な役割を果たす。そのため、雲スキームは短期予 測から長期予測に渡って全球的な予測精度に大きな影 響を与える物理過程の一つとなっている。

GSM の雲スキームで考慮している物理プロセスを図 3.2.1 に示す。 雲スキーム内の各物理プロセスは、 雲が 格子全体を覆っているのでも格子内のごく一部に分布 しているのでもなく、ある程度広がっていることを仮 定した上で構築されている。水の状態は「水蒸気」「雲 水量(雲水・雲氷)」「降水(降雨・降雪)フラックス」 の3つがあるとしている²。雲水量は気温に応じて診 断的に雲水と雲氷に分けられ、両者の混合状態も考慮 している。水蒸気と雲水量の状態変化は、ある確率密 度関数に従う平衡状態にあると仮定して診断している (Sommeria and Deardorff 1977; Smith 1990)³。 雲水 量は、雲氷の落下や降水変換によって降水フラックス へと状態を変え、その一部もしくは全部が降水として 地表へと落下する。降水フラックスは、再蒸発によっ て水蒸気へと状態を変化する。降水フラックス内では、 降雪フラックスが降雨フラックスに融解する効果を考 慮している。この他にも、積雲対流スキームのデトレイ ンメントによって雲水量が増加する効果や、層積雲ス キームによって雲水量が増加する効果を考慮している。

本節では、第 3.2.2 項から第 3.2.6 項にかけて第 9 世 代スーパーコンピュータシステムにおいて GSM へ導 入された雲スキームの改良について述べる(表 3.2.1)。 第 3.2.7 項では、雲スキームに関する今後の開発の展 望について述べる。

¹ 齊藤 慧、氏家 将志



- 図 3.2.1 GSM の雲スキームで考慮している水の状態変化 と物理プロセス。青色の四角は水の状態を表わし、赤色の 四角と黒色の矢印に付した文字は物理プロセスを表わして いる。
- 表 3.2.1 第9世代スーパーコンピュータシステムにおいて GSM へ導入された雲スキームの改良一覧。改良が導入さ れた GSM のバージョンと改良内容を示している。改良内 容は本節の各項におけるタイトルと対応している。 CSM1212 層積雪スキームの改良

GSM1212	眉根云へ1 - ムの以及
GSM1603	雲氷落下スキームの改良
	確率密度関数の幅の積雲依存の廃止
$\operatorname{GSM1705}$	再蒸発過程と融解過程の改良
	偽の併合過程の廃止

3.2.2 層積雲スキームの改良

海洋性層積雲は複雑な物理作用の結果として生じてい るため(例えばDuynkerke and Teixeira 2001)、GSM の単純な雲スキームだけではうまく表現することができ ない。そのため、GSM0407において Kawai and Inoue (2006)に基づく層積雲スキームを導入し、海洋性層積 雲の表現改善や、これらの領域を中心とした放射収支 の精度が向上した(川合 2004)。層積雲スキームが発動 することで雲スキーム内の雲水量が増加し、その結果 として雲が発生することになる。この層積雲スキーム では、層積雲が存在しうると考えられる以下の3条件、 (1) 雲頂の直上に強い逆転層があること、(2) 地表近く の大気が強安定ではないこと、(3) 大気下層であるこ と、が満たされた場合に発動するようにしていた。

ところが、高気圧に覆われた領域や日中の砂漠域と いった乾燥した場所においても層積雲スキームが発動 し、現実にはない偽の雲が生じるという問題が指摘さ れるようになった (小野田 2008)。偽の雲が存在すると、 気温や比湿の鉛直プロファイルなどに大きな影響を与 え、局所的な大気現象の予測精度悪化につながるほか、 総観規模現象にも影響しうる。これは、GSM0407 で層 積雲スキームが導入された時の GSM は鉛直解像度が 粗く、鉛直解像度と比較して層厚が相対的に薄い層積

²水の状態として正しくは「雲水量」「降水フラックス」で はなく「雲水」「降水」などと表記すべきであるが、雲水・雲 氷の「雲水」や地表へ落下した「降水」などとの混同を避け るために、ここではあえて「雲水量」「降水フラックス」と 表記している。

³ 中川 (2012) に詳しい説明がある。

雲は格子平均値の相対湿度とは相関が低いことが知ら れていたため (Slingo 1980)、層積雲スキームの発動条 件に相対湿度を考慮していなかったが、その後の GSM の改良により鉛直解像度が高くなったことに伴い顕在 化したと考えられる問題である。

偽の雲が生じる問題に対処するため、雲は乾燥した 場所では発生しにくく、鉛直解像度の高いモデルにお いては相対湿度の影響を完全に無視することができな いとの考えから、層積雲スキームが発動する3条件に、 相対湿度がある閾値以上という条件を付け加えた。閾 値として、層積雲スキームが主対象とする層厚の薄い 海洋性層積雲を十分に表現でき、かつ、偽の雲を発生 しにくくするようにパラメーターチューニングを行い、 80%という値を採用した。ただし、雲スキームでは総 水量(水蒸気量と雲水量の合計)がある確率密度関数 に従うという考え方と整合性を取るため、雲水・雲氷 が全て蒸発したと仮定した場合の全水物質量に対する 相対湿度としている。この改良によって、現実にはな い偽の雲が過剰に発生するという問題が解消された(下 河邉・古河 2012)。

3.2.3 雲氷落下スキームの改良

雲氷・雪の落下は、地上の降水量に影響を与えるだ けではなく、大気中の雲氷・雪の分布を変化させ、雲 放射を通じて大気の放射収支や気温のプロファイルに 大きな影響を与える。また、熱帯においては対流圏上 層まで達する背の高い積雲(積乱雲)の雲頂からデト レインされた雲氷がアンビル等の層状性の雲を形成す る。このプロセスも雲氷の分布に大きな影響を与える。 GSMでは、雲氷や雪の落下は雲スキーム内において雲 氷落下スキームが、積雲からのデトレインの効果は積 雲対流スキームが計算する。さらに、雲氷落下スキー ムでは、雪はただちに地上に落下するとし、大気中に 残る雲氷量が雲放射過程で考慮される。そのため、モ デルが予測する熱帯大気の雲氷分布や放射収支は、雲 氷落下スキームと、積雲対流スキームにおける雲氷の デトレインメントのバランスに強く影響される。

GSM1403以前の雲氷落下スキームでは、雲氷落下速 度や降雪への変換量が過大であることが知られていた。 しかし、積雲対流スキームからデトレインされる雲氷 が多いことが雲氷落下スキームの問題を補償している 状態であった。GSM1603では、第3.1節で示したよう に積雲対流スキームの変更、特に対流性上昇流内での 雲水から降水への変換過程を考慮したことで、対流圏 上層でデトレインされる雲氷量が大きく減少した。この ため、過大な雲氷落下速度の問題が顕在化し、OLR の 正バイアスが拡大することが懸念された。また、GSM の雲氷落下スキームには積分時間間隔に陽に依存する 項があり、積分時間間隔が小さくなるほど対流圏上層 の雲量が減少するという望ましくない影響をもたらす ことが Kawai (2005)で指摘されていた。GSM は全球 数値予報システムだけでなく、全球 EPS をはじめ、さ まざまな水平解像度で実行され、その際には異なる積 分時間間隔が用いられる。これらの予測結果が、この 望ましくない積分時間間隔依存性に大きく影響される ことを解消する必要があった。

これらの理由から、モデルや積雲対流スキームの改 良への対応及び OLR の誤差の軽減、積分時間間隔依 存性緩和を目的に、雲氷落下スキームの改良を行った。 以下に改良の概要を示す。

(1) GSM1403, GSM1603 における雲氷落下スキーム

GSM1403, GSM1603 の雲スキームでは、生成され た雲氷は落下によって下に移流し、一部は降雪に変換 され、瞬時に地上に落下するものとして扱う。GSM で は、この効果による雲氷量 q_i [kg kg⁻¹] の時間変化に ついて、時間を t [s]、高度を z [m] として、以下のよ うな形で表す。

$$\frac{\partial q_{\rm i}}{\partial t} = C_{\rm g} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho q_{\rm i} \, v_{\rm i}}{\partial z} - D_{\rm I2S} \, q_{\rm i} \tag{3.2.1}$$

ここで、右辺第1項の $C_{\rm g}$ [kg kg⁻¹ s⁻¹] は雲氷生成 項を、第2,3項はそれぞれ、落下による雲氷の移流 項(以下、移流項)、雲氷が降雪に変換され地上に落 下する項(以下、降雪落下項)である。 ρ [kg m⁻³], $v_{\rm i}$ [m/s] はそれぞれ、大気の密度と雲氷の落下速度で ある。 $D_{\rm I2S}$ [s⁻¹] は雲氷から降雪への変換係数を表す。 GSM1603 と GSM1403の雲氷落下スキームの違いは、 これら $v_{\rm i}$, $D_{\rm I2S}$ の計算方法の違いが主で、対象となる 予報方程式の形としては共通である。

q_iの未来値は川合 (2004)の解析解スキームで次のように計算される。(3.2.1)式を鉛直離散化すると、鉛直 k 層目の雲氷量 q_{i,k}の予報方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial q_{\mathbf{i},\mathbf{k}}}{\partial t} = C_{\mathbf{g},\mathbf{k}} + \frac{1}{\rho_{\mathbf{k}}} \frac{R_{\mathbf{k}+1/2} - R_{\mathbf{k}-1/2}}{\Delta z_{\mathbf{k}}} - D_{\mathrm{I2S},\mathbf{k}} q_{\mathbf{i},\mathbf{k}}$$
(3.2.2)

ここで、 Δz_k [m] は k 層目の格子の層厚、添字 k+1/2, k - 1/2 はそれぞれ k 層目の格子の上端と下端を表し、 $R_{k+1/2}$ [kg m⁻² s⁻¹] は k 層目の格子の上端から流入 する雲氷の移流フラックスで

$$R_{k+1/2} = \rho_{k+1} q_{i,k+1} v_{i,k+1}$$
(3.2.3)

である。最上層の k を k_{top} として、モデル最上端では $R_{k_{top}+1/2} = 0$ とする。

(3.2.2) 式の右辺を、 (3.2.3) 式を用いて q_{i,k} に関す る項とそれ以外に分けると

$$\frac{\partial q_{\mathbf{i},\mathbf{k}}}{\partial t} = C_{\mathbf{g},\mathbf{k}} + \frac{R_{\mathbf{k}+1/2}}{\rho_{\mathbf{k}}\Delta z_{\mathbf{k}}} - \left(\frac{v_{\mathbf{i},\mathbf{k}}}{\Delta z_{\mathbf{k}}} + D_{\mathrm{I2S},\mathbf{k}}\right) q_{\mathbf{i},\mathbf{k}}$$
(3.2.4)

となり、 $\frac{\partial q_{i,k}}{\partial t} = A - Bq_{i,k}$ の形となる。A, Bを定数と みなすと (3.2.4) 式は解析解を計算することができ、積 分時間間隔を Δt [s] とすると、時刻 $t + \Delta t$ における $q_{i,k}$ は

$$q_{i,k}^{t+\Delta t} = q_{i,k}^t e^{-B\Delta t} + \frac{A}{B} \left(1 - e^{-B\Delta t} \right)$$
(3.2.5)

となる。

雲氷の移流フラックスと、地上に落下する降雪フラックスの計算のための雲氷量 \tilde{q}_i [kg kg⁻¹] は、 $\frac{\partial q_{i,k}}{\partial t} = \frac{q_{i,k}^{t+\Delta t}-q_{i,k}^t}{\Delta t}$ として、(3.2.4) 式が成り立つように決める。これは、鉛直積算した雲氷量の変化が、 C_g の鉛直積算値と地上降水として大気から抜ける雲氷量の差に等しくなることを数値的に保証するためである。したがって、 \tilde{q}_i は以下のように計算される。

$$\tilde{q}_{i,k} = \frac{C_{g,k} + \frac{R_{k+1/2}}{\rho_k \Delta z_k} - \frac{q_{i,k}^{t+\Delta t} - q_{i,k}^t}{\Delta t}}{\frac{v_{i,k}}{\Delta z_k} + D_{I2S,k}}$$
(3.2.6)

この $\tilde{q}_{i,k}$ を用いて、移流フラックス $R_{k-1/2}$ は (3.2.3) 式から

$$R_{k-1/2} = \rho_k \, v_{i,k} \, \tilde{q}_{i,k} \tag{3.2.7}$$

となる。 $R_{k-1/2}$ は、(3.2.4) 式の k を k – 1 に置き換えた式に代入され、 $q_{i,k-1}$ の未来値の計算に使われる。(3.2.5) 式、(3.2.6) 式、(3.2.7) 式 を上の層から順に解くことで、各層における q_i の未来値が計算される。

また、k 層目の格子の下端から地上に落下する降雪 フラックスを $P_{k-1/2}$ [kg m⁻² s⁻¹] とすると、

$$P_{\mathbf{k}-1/2} = \rho_{\mathbf{k}} \,\Delta z_{\mathbf{k}} \,D_{\mathrm{I2S},\mathbf{k}} \,\tilde{q}_{\mathbf{i},\mathbf{k}} \tag{3.2.8}$$

となる。

(2) GSM1403の定式化とその問題点

GSM0407 から GSM1403 までの雲氷落下スキーム は川合 (2004)に基づいており、 v_i , D_{I2S} は以下のよう に定式化されていることに相当する。

$$v_{\rm i} = \alpha \tilde{v}_{\rm i} \tag{3.2.9}$$

$$D_{\rm I2S} = \frac{1-\alpha}{\Delta t} \tag{3.2.10}$$

ここで、 α (0–1) は粒径が 100 µm 以下の雲氷の割合を表 す。この場合、(3.2.1) 式の右辺第 3 項は (1 – α) $q_i/\Delta t$ となり、粒径 100 µm より大きいの雲氷が Δt の間にす べて降雪に変換され、ただちに地上に落下することを表 している。 α は、McFarquhar and Heymsfield (1997) に倣い、以下の式で計算される。

$$\alpha = \min\left[1, \frac{b_1}{I} \left(\frac{I}{I_0}\right)^{b_2}\right] \tag{3.2.11}$$

$$I = \rho \frac{q_{\rm i}}{C_f} \tag{3.2.12}$$

ここで、 $b_1 = 2.52 \times 10^{-4}$ [kg m⁻³], $b_2 = 0.837$, $I_0 = 1 \times 10^{-3}$ [kg m⁻³] であり、 C_f (0–1) は雲量を表す。 min は引数の最小値を取る関数である。 α は I の単調 減少関数となり、雲氷量が多くなるほど粒径が 100 µm 以下の雲氷の割合が少なくなる。

雲氷の落下速度 \tilde{v}_i は Heymsfield and Donner (1990) に倣い、以下の式で計算される。

$$\tilde{v}_{\rm i} = 3.29 I^{0.16} \tag{3.2.13}$$

GSM1403 までの雲氷落下スキームには、雲氷落下 速度の過大評価と Δt 依存性の問題があり、いずれも 対流圏上層の雲氷量、雲量の過少につながっていると 考えられた。

前者について、鉛直 1 次元モデルによる調査等で確認すると、I が 10⁻⁵ kg m⁻³ 程度の雲氷が対流圏上層に形成されるときに、雲氷落下速度は 0.5 m/s 以上となり、粒径が 100 µm 以下の雲氷の落下速度としては大きい⁴ 場合が多いことがわかった。Heymsfield and Donner (1990) による雲氷落下速度は、雪を含む雲氷の代表速度をパラメタライズしている。そのため、粒径の小さい雲氷の落下速度としては過大評価であると考えられた。

後者について、川合 (2004)のスキームは、Δt が小 さくなるほど対流圏上層の雲氷量が減少する問題が含 まれていることが、Kawai (2005) で指摘されている。 その要因として、(3.2.1) 式の右辺第 3 項の D_{I2S} とし て、(3.2.10) 式を用いていることが挙げられる。(3.2.10) 式は、qi のうち粒径が 100 µm より大きい分の寄与 $(1 - \alpha) q_i$ が、 Δt の間に全て落下するという仮定のも とに定式化されている。しかし、 α の Δt による変化 は実際は小さいため、 Δt が小さくなると、 $((1 - \alpha)q_i)$ が ∆t の間に全て落下する」という仮定は妥当なもの とは言えなくなる。さらに、(3.2.10)式は時間離散化前 の時点で q_i にかかる係数が $1/\Delta t$ に比例する形になっ ている。これは、Δt が変わると異なる予報方程式を解 いていることに相当する。Δt が小さくなるほど、単位 時間あたりに降雪に変換されて地上に落下する雲氷の 割合が大きくなり、結果として大気中の雲氷量が減少 する。

また、移流フラックス、降雪フラックスの計算につ いて、(3.2.7)式、(3.2.8)式を直接使わず、雲の重なる 割合を *a*_o(0–1) として、移流フラックスと降雪フラッ クスを

$$R_{k-1/2} = a_0 \alpha F_{k-1/2} \tag{3.2.14}$$

$$P_{k-1/2} = (1 - a_o \alpha) F_{k-1/2}$$
(3.2.15)

⁴ Ferrier et al. (1995) で示されている粒径–落下速度の関 係を用いると、落下速度は粒径の単調増加関数となり、粒径 100 μm での雲氷落下速度は約 0.16 m/s となる。

のように再配分していた。ここで、 $F_{k-1/2}$ は移流フラックスと降雪フラックスの和で

$$F_{\mathbf{k}-1/2} = \rho_{\mathbf{k}} \Delta z_{\mathbf{k}} \left(\frac{v_{\mathbf{i},\mathbf{k}}}{\Delta z_{\mathbf{k}}} + D_{\mathrm{I2S},\mathbf{k}} \right) \tilde{q}_{\mathbf{i},\mathbf{k}} \qquad (3.2.16)$$

で計算される。このことは、計算されたフラックスの 雲氷の移流と降雪への振り分けが元の予報方程式と整 合していないことを意味する。特に、雲氷量が大きい とき(αが小さいとき)に、降雪フラックスが本来計 算される値に比べて過大評価される傾向がある。

(3) GSM1603 における改良

GSM1603 では、Kawai (2005)の手法を基に、 ECMWF (2009)を参考にしつつ、雲氷落下速度 v_i の変 更、降雪への変換効率 D_{I2S} の変更を行った。GSM1603 による変更では、GSM1403以前のスキームに対して、 雲氷の落下速度が小さくなり、かつ、降雪への変換量 も小さくなる。

 v_i は ECMWF (2009)を参考に 0.15 m/s と定数と した。これは、粒径の小さい雲氷の落下速度としての 典型的な値にしつつ、Kawai (2005)における、粒径が 100 µm より小さい雲氷の落下速度のパラメタリゼー ションによる計算値 ⁵ から大きく離れないようにする ことも考慮して設定した。 D_{12S} は、Kawai (2005)を 基に、以下のように Δt に直接依存しない形で定式化 した。

$$D_{\rm I2S} = f \frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{v_{\rm snow}}{H_{\rm c}} \tag{3.2.17}$$

$$v_{\rm snow} = 2.23 \, \left[(1 - \alpha) \, I \right]^{0.074}$$
 (3.2.18)

$$H_{\rm c} = 2000 \text{ m}$$
 (3.2.19)

ここで、 v_{snow} は粒径が 100 µm より大きい雲氷 (雪)の 落下速度、 H_c は McFarquhar and Heymsfield (1997) の観測結果における雲頂高度 z_t と観測高度 z_o の差に 基づき、経験的に決められた定数である⁶。 D_{I2S} の定 式化で Kawai (2005)のオリジナルと異なる点として は、係数 f を設け、f = 1.5としたことである。この 係数は、GSM1403 から雲氷が増加しつつ、かつ、極端 に増えすぎないようにするという観点から経験的に設 定した。これは、Kawai (2005)の D_{I2S} をそのまま適 用すると、対流圏上層の雲氷量と雲量が顕著に増加し、 対流圏全体が高温バイアスになることを避けるためで ある。 GSM1603 による雲氷落下スキームでは、GSM1403 までの手法と同様、 q_i の未来値を (3.2.5) 式で計算する ことを維持した。これは、数値解の Δt 依存性を小さく するためである。(3.2.5) 式自体は Δt 依存性の小さい 数値解法であることは、式を簡単化した解析から示さ れる。(3.2.5) 式において D_{I2S} などの係数が Δt に依存 しない定数の場合、平衡解 $q_{i,k}^{\infty}$ [kg kg⁻¹] が存在する。 この場合、 $q_{i,k}^{\infty} = q_{i,k}^{t+\Delta t} = q_{i,k}^{t}$ なので

$$q_{i,k}^{\infty} = \frac{A}{B} = \frac{C_{g,k} + \frac{R_{k+1/2}}{\rho_k \Delta z_k}}{\frac{v_{i,k}}{\Delta z_k} + D_{I2S,k}}$$
(3.2.20)

となり、平衡解 $q_{i,k}^{\infty}$ は Δt に依存しなくなる⁷。したがっ て、 D_{I2S} を Δt 依存性のない定式化に変更し、数値解法 は GSM1403 以前の手法を維持することで、GSM1403 以前の雲氷落下スキームに見られた、 Δt が小さくなる ほど雲氷量が少なくなる問題を解消することができる。

また、移流フラックス、降雪フラックスの計算について、(3.2.7)式、(3.2.8)式を使い、計算されたフラックスの雲氷の移流と降雪の落下への振り分けを予報方程式と整合させるよう、合わせて変更を行った。

(4) インパクト

以下では、GSM1403 以前、GSM1603 以降の雲氷落 下スキームをそれぞれ旧スキーム、新スキームと呼ぶ。 図 3.2.2 は、高解像度決定論予報で採用されている $\Delta t =$ 400 s での上層雲量の予測値、及び上層雲量の Δt 依存 性の違いを示す。 新スキームでは、雲氷落下速度 v_i 、 降雪変換係数 D_{125} が旧スキームよりも小さくなったこ とで雲氷量が多くなり、その結果上層雲が大きい領域 が広がっている。また、旧スキームでは $\Delta t = 200$ s で の上層雲が $\Delta t = 400$ s でのそれに対して顕著に減少し ており、 Δt が短いほど上層雲量が減少する Δt 依存性 が見られる。一方、新スキームではそのような Δt 依 存性はほぼ見られなくなる。

さらに、図 3.2.3 で示すように、新スキームでは上 層雲の増加に対応して、OLR も小さくなる。GSM は 観測値に対して OLR が過大なバイアスが存在し、特 に熱帯の対流活動活発な領域、中緯度の総観規模擾乱 に伴う雲に対応する場所でバイアスが顕著である。新 スキームは、雲のある領域で OLR が小さくなってお り、旧スキームに対して大きいところで 20 W m⁻² 程 度の OLR の減少が見られる。GSM が予測する OLR の観測値に対する過大傾向を解消するほどではないも のの、誤差は確実に小さくなっている。

図 3.2.4 は 図 3.2.2 の事例における、帯状平均雲量 と帯状平均気温の緯度高度分布を示す。新スキームで は、対流圏上層で雲量の増加が見られる。また、上層 での雲量の増加は、気温にも影響する。新スキームで

⁵ Kawai (2005) では、 $v_i = 1.56 (\alpha I)^{0.24}$ としている。この 場合 $I = 10^{-5} \sim 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$ で v_i は約 0.1~0.16 m/s の値 を取る。

⁶ D_{I2S} は、 z_t から z_o の間に落下した雪とzにおける雲氷量の比が、 $H_c = z_t - z_o$ として、 $1 - \alpha : \alpha \approx \frac{H_c}{v_{snow}} D_{I2S} q_i : q_i$ になるという仮定から導出された。

⁷ Kawai (2005) では、 D_{I2S} が Δt に依存しない定式化であっても、 q_i を計算するための時間離散化によって平衡解が Δt に依存するようになる。



図 3.2.2 2018 年 10 月 28 日 12UTC 初期値の 48 時間予測における、上層雲量(500 hPa から 90 hPa までの雲量) 0.6 以上の 領域の分布(ハッチ, Δt =400 s)と、上層雲量の Δt =200 s, 400 s での予測の差(カラー)。(左)新スキーム(GSM1603 の 雲氷落下スキーム)、(右)旧スキーム(GSM1403 以前の雲氷落下スキーム)。各図の右のパネルは、上層雲量の Δt =200 s, 400 s での予測の差の帯状平均をとったものである。



図 3.2.3 2018 年 10 月 29 日の日平均 OLR [W m⁻²] について、(a) NOAA による衛星観測を用いた解析値(日平均プロダクトを利用)、(b) 旧スキーム(FT=12–36 の平均)と衛星観測との差、(c) 新スキームと旧スキームの差。GSM の初期値は 2018 年 10 月 28 日 12UTC。

は、旧スキームに比べ、熱帯対流圏中層から上層を中 心に気温が高くなっている。これは上層雲量が増える と、長波放射による加熱率の増加(冷却率の減少)に よって、上層雲があるところよりも下層で気温が高く なるためである。雲氷落下スキームの改良による気温 へのインパクトは、GSMに見られる熱帯での対流圏の 低温バイアスの軽減に寄与している。

新スキームの導入により、旧スキームに見られた過 大な雲氷落下速度、Δt 依存性といった問題が解消さ れた。このことにより、上層雲量のΔt 依存性の緩和、 OLR の減少の他、対流圏気温の上昇といったインパク トがみられた。これらは、GSM の既存の系統誤差を軽 減させる方向に働くほか、高解像度モデル、低解像度 モデルで予測結果の差が小さくなることにも寄与して いる。

3.2.4 確率密度関数の幅の積雲依存の廃止

積雲対流スキームでは、格子内における対流の面積 は格子の面積に比べて十分小さいことを仮定して雲モ デルを構築している。しかし,現在のGSMの水平解像 度では、モデルの格子面積に対して積雲の面積を無視 することはできないため、積雲に伴う雲量を何らかの 形で反映させる必要がある。中川 (2012) で解説してい るように、積雲対流に伴う雲量を表現するため、GSM では、凝結過程における格子内の雲の確率密度関数の



図 3.2.4 2018 年 10 月 28 日 12UTC 初期値の 48 時間予測 における、(左)帯状平均雲量、(右)帯状平均気温 [K]の 新スキームでの予測値(等値線)と新旧スキームの差(カ ラー)。カラーバーについて、上段、下段はそれぞれ雲量、 気温を示す。

幅が、積雲の上昇マスフラックスに依存するようにしていた。具体的には、確率密度関数の幅 Δq [kg kg⁻¹]

の上昇マスフラックス M^u [kg m⁻² s⁻¹] への依存性は

$$\Delta q = \min(100M^u, 0.4) a_{\rm L} q_{\rm s} \tag{3.2.21}$$

$$a_{\rm L} = \frac{1}{1 + \frac{L_{\rm v}}{C_{\rm p}} \frac{dq_{\rm s}}{dT}} \tag{3.2.22}$$

のように、 M^u に比例する形で定式化されていた。ここ で、T [K], q_s [kg kg⁻¹], L_v [J kg⁻¹], C_p [J K⁻¹ kg⁻¹] はそれぞれ、気温、飽和比湿、水の凝結潜熱、乾燥大 気に対する定圧比熱である。以下では、この定式化を 便宜的に「積雲依存 Δq_J と呼ぶ。

積雲依存 Δq は、積雲対流スキームが発動している 場所で確率密度関数の幅を広げ、格子平均の相対湿度 が 100%に達する前に水蒸気を凝結させる。このこと により、対流活動活発な領域での格子内の雲の非均一 性や、積雲対流に伴う雲量を表現していた。特に、積 雲依存 Δq は GSM における中層雲の生成に大きく寄 与していた。

積雲依存 Δq には、対流圏中層における雲水生成と その降水への変換を促進させる効果もある。積雲対流 スキームが発動している領域で対流圏中層に雲水が生 成されると、上層から落下する降水と併合し⁸、降水 に変換され地上に落下する。雲水が降水に変換される と、変換された雲水を補うために水蒸気から雲水への 変換がより行われることになる⁹。さらに、雲水生成 による凝結加熱は、対流圏中層の低温バイアス軽減に も寄与していた。

一方、積雲依存 Δq には、以下で示す、中層乾燥バ イアス、格子スケールの降水の集中の誘発、不自然な 加熱プロファイルといった、副作用も大きいことが近 年明らかになった。特に、積雲対流スキームにおける、 エネルギー再配分手法の修正(第3.1.4項(2))により、 大気の乾燥化が緩和されることで、格子スケールの降 水の集中が顕著になった。

GSM1603 では積雲依存 Δq を廃止した。廃止によ り、積雲対流による雲量の効果を別の手法で表現する ことや、対流圏中層の低温化や中層雲量の減少、雲量 の減少に伴う地表面の下向き短波放射の増加の問題へ の対応が必要となる。この問題には、雲氷落下スキー ムの改良や積雲対流スキームの改良、積雲上昇流域の 放射雲診断スキームの導入(第 3.3.9 項)で対応した。

積雲依存 Δq の廃止により、直接的には以下のような インパクトが見られた。また、第 3.2.5 項及び第 3.2.6 項で示すように、降水の再蒸発や融解、併合過程の改 良にも繋がった。



図 3.2.5 アジア域における、(上) 20°N における $\Delta q/(a_Lq_s)$ 、 (中) 雲スキームによる降水フラックス生成量 [mm/6h] の 鉛直断面。カラーと青い等値線はそれぞれ、雨、雪として の降水生成量。赤い等値線は蒸発による降水消滅量を表す。 (下) 雲スキームによる地上降水量 [mm/6h]、(左) 積雲 依存 Δq あり、(右) 積雲依存 Δq なし。設定のベースは 第 3.1 節で示した積雲対流スキームの改良のうち、エネル ギー再配分の修正(第 3.1.4 項(2)) を導入したもの。初 期時刻と予報時間はいずれも 2012 年 8 月 15 日 12UTC FT=24。

(1) 中層乾燥バイアスの軽減

積雲依存 Δq があることで、積雲対流が存在する領 域で、前述の雲水生成・降水変換プロセスが促進され る。そのため、凝結が過剰になり、対流圏中層の比湿 が減少する。このことが、熱帯対流圏の中層乾燥バイ アスの原因のひとつになっていたが、積雲依存 Δq の 廃止により、乾燥バイアスが大きく減少した(第 1.1.7 項の図 1.1.2 参照)。

(2) 格子スケールの降水の集中の緩和

(3.2.21) 式で示したように、 Δq は M^u に比例するように定式化されている。しかし、実際には深い積雲対流スキームが発動している領域では、 Δq はその最大値である 0.4 a_Lq_s に近い値となっている場合が多い(図 3.2.5 の上段左、120°E 付近など)。この場合、相対湿度が 60%程度で格子スケールの凝結が始まる。さらに、前述の通り対流圏中層で、雲水生成・降水変換が盛んに起こることにより、格子スケールの降水が卓越するようになる。格子スケールの降水の集中は不自然な降水をもたらす他、非断熱加熱やそれに伴う強い上昇流を通じて計算安定性にも悪影響を及ぼす。 図 3.2.5 の中段、下段は、雲スキームによる降水フラックス生成量と、地上降水量である。熱帯での雲スキームによる

⁸ この併合には第 3.2.6 項で記述する「偽の併合」も含まれ る。

⁹ 水蒸気と雲水量がある確率密度関数に従う平衡状態にある と仮定して計算を行なっているためである。



図 3.2.6 2018 年 10 月 28 日 12UTC FT=48 における、 (a) 積雲依存 Δq ありの場合における、前 24 時間降水量(カ ラー) [mm/day] と海面更正気圧(等値線) [hPa]、(b) (a) と同じ、ただし積雲依存 Δq なしの場合。(c) (a) の事例 の、赤枠で囲んだ領域平均の各過程による加熱プロファイ ル [K day⁻¹]。(d) (c) と同じ。ただし、(b) の事例につい て。(c),(d) の実線はそれぞれ、赤:短波放射(SW)、青: 長波放射(LW)、緑:積雲(CV)、水:雲(LS)、紫:力学 (DYN)、茶:境界層(BL)及び、黒:トータル(TOT)の 時間変化率を示す。

降水は、積雲依存 Δq によって、そのほとんどが対流 圏中層で発生していることがわかる。積雲依存 Δq の 廃止により、対流圏中層での降水フラックス生成が減 少し、格子スケールの降水の集中が大きく緩和された (図 3.2.5 の下段右)。

(3) 加熱率の鉛直プロファイルの適正化

Johnson (1984), Lin et al. (2012) などによる解析で 示されているように、熱帯での層状性降水に伴う典型 的な加熱率の鉛直プロファイルは、対流圏中層で冷却、 上層で加熱であることが期待される。一方、図3.2.6(c) の水色の線で示すように、積雲依存 Δq は、500 hPa 以 下でも雲スキームによる加熱を生じさせる。雲スキー ムによる加熱を補償するように、積雲スキームによる 加熱は減少しているが、500 hPa 以下でのトータルの 加熱率としては大きくなっている。積雲依存 Δq による 加熱率の増加は GSM における対流圏の低温バイアス の軽減には寄与しているが、本来別の過程で修正すべ きバイアスを補償しているという側面が強い。積雲依 存 Δq の廃止により、雲スキームによる不自然な加熱 プロファイルは解消され、対流圏中層で冷却、上層で 加熱という本来期待されるプロファイルとなった(図 $3.2.6(d))_{\circ}$

3.2.5 再蒸発過程と融解過程の改良

降水フラックスから水蒸気への状態変化を計算する 再蒸発過程¹⁰、降雪フラックスから降雨フラックスへ の状態変化を計算する融解過程には、計算安定性の問 題から厳しい上限値が設定されていた¹¹。一方で、こ の上限値の存在によって表現できない現象があること が判明した。様々な調査により、例えば、冬季の日本付 近においては南岸低気圧接近時に再蒸発や融解による 冷却を十分に表現できないことが指摘されている (原ほ か 2013; 原 2014)。また、大気中層が乾燥している状 況では、本来であれば上空で再蒸発すべき降水が、上 限値があることにより蒸発し切れずに地表まで達する ことで不自然に降水域が広がったり、地表付近で再蒸 発することで逆に気温を下げすぎてしまったりすると いうことも指摘された。上述した通り、上限値は計算 安定性のために設定されており、単純に上限値を外し ただけでは数値振動が生じることが分かっている(図 3.2.7(b); 原ほか 2013)。数値振動は、現業数値予報モ デルとして避けなければならない計算不安定の原因と なるだけではなく、偽の小規模擾乱を発生させる原因 などになるため、予測精度にも影響を与えうる。その ため、数値振動を抑える解法にする必要があった。

再蒸発過程による比湿 q [kg kg⁻¹] の時間変化は、 Kessler (1969) に基づき

$$\frac{\partial q}{\partial t} = C_{\text{prep}} \frac{1}{\tau} (q_{\text{s}} - q) \left(\frac{1}{C_{\text{prep}}} \sqrt{\frac{p}{p_{\text{surf}}}} \frac{P}{P_0} \right)^{\alpha}$$
(3.2.23)

$$\equiv \beta \left(q_{\rm s} - q \right) \tag{3.2.24}$$

としている。ここで、 q_s は飽和比湿 [kg kg⁻¹]、p は気 圧 [hPa]、 p_{surf} は地上気圧 [hPa]、P は降水フラックス [kg m⁻² s⁻¹]、 C_{prep} は格子面積に対する降水フラック スが存在し、かつ雲がない領域の割合、 τ は時定数 [s]、 $P_0 \ge \alpha$ は定数である ¹²。これまではこの式を陽的に 解いて

$$\Delta q = \Delta t \,\beta \left(q_{\rm s}^{\rm i} - q^{\rm i} \right) \tag{3.2.25}$$

として数値計算を行なっていた。ここで、i は時間差分 のインデックスである。これを陰的に解いて

$$\Delta q = \frac{\Delta t \beta \left(q_{\rm s}^{\rm i} - q^{\rm i}\right)}{1 + \Delta t \beta \left[1 + \frac{L}{C_{\rm p}} \left(\frac{dq_{\rm s}}{dT}\right)^{\rm i}\right]}$$
(3.2.26)

¹⁰水蒸気を雲水(雲氷)に凝結(昇華)させ、雲水(雲氷) から降水フラックスへと変換した後に再び水蒸気へと変化す る物理プロセスであるため、「再」蒸発過程と呼ばれる。

¹¹ GSM1603 より前は、再蒸発過程では比湿変化に対して
 10 [K day⁻¹] 相当の、融解過程では気温変化に対して
 10 [K day⁻¹] の上限値を設定していた。GSM1603 において、台風の過発達に伴う計算不安定を抑えるために融解過程の上限値を 20 [K day⁻¹] に変更した。

¹² $C_{\text{prep}} = 0.5, \ 1/\tau = 5.44 \times 10^{-4}, \ P_0 = 5.09 \times 10^{-3}, \ \alpha = 26/45_{\circ}$



図 3.2.7 ある初期値、ある地点における地上気温の予測。(a) 改良前、(b) 改良前で上限値を単になくしたもの、(c) 改良後。 横軸は予報時間 [hr]、縦軸は気温 [°C]。

とすることで計算安定性を高めた。ここで、L は潜熱 $[J \text{ kg}^{-1}]$ である。

融解過程による気温 T [K] の時間変化は、融解層は 典型的に数百 m から 1 km 程度の厚さという観測事実 (Mason 1971) およびモデルの鉛直解像度の粗さに基づ き、これまでは気温が 0 °C を超えた 1 層ですべての降 雪フラックスが降雨フラックスに融解すると仮定して 計算していた。式で表すと

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{L_{\rm fus}}{C_{\rm p}} \frac{P_{\rm snow,top}}{G\,\Delta p\,\Delta t} \tag{3.2.27}$$

である。ここで、 L_{fus} は融解の潜熱 [J kg⁻¹]、 $P_{\text{snow,top}}$ は融解層上端における降雪フラックス [kg m⁻² s⁻¹]、 Δp は層厚 [hPa]、 Δt は積分時間間隔 [s]、G は重力加 速度 g [m s⁻²] と Δt で決まる定数である ¹³。 $P_{\text{snow,top}}$ の値が大きい場合には非常に強い冷却が 1 層に集中し、 計算不安定の原因となりうるために上限値を設定せざ るをえなかった。また、上限値に達した場合には降雪 フラックスがすべて融けきるまで、それよりも下の層 で融解させるという仕様であった。そのため、厳しい 上限値によって強い冷却が表現できないだけではなく、 融解すべきものが融解し切れずに鉛直プロファイルが 非現実的になるという問題もあった。これらの問題を 解決するため、GSM1705 における改良では ECMWF (2014) を参考に、以下の緩和型の方程式を採用した。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = C_{\rm snow} \, \frac{T_{\rm w} - T_0}{\tau} \tag{3.2.28}$$

$$\tau = \frac{\tau_{\rm m}}{1 + 0.5 \left(T_{\rm w} - T_0 \right)} \tag{3.2.29}$$

$$T_{\rm w} = T - (q_{\rm s} - q) \left[A + B \left(p - C \right) - D \left(T - E \right) \right]$$
(3.2.30)

ここで、 C_{snow} は格子面積に対する降雪フラックスが 存在する割合、 T_{w} は湿球温度 [K]、 T_{0} は融解温度 [K]、 τ は緩和時間 [s]、 τ_{m} は緩和時間の最大値 [s]、A, B, C,D, E は定数である ¹⁴。この式は経験的なものであり、 物理的な理論に基づいたものではないという問題があ

¹³ $G = 100/g/\Delta t_{\circ}$

る。しかし、この方程式の利点は、緩和型であり計算安 定性が高いこと、融解が開始する気温を湿球温度0°C とすることでサブグリッドスケールの昇華の効果(非 融解層)を暗に導入できること、緩和時間を湿球温度 の関数とすることで融解層の厚さに相対湿度依存性を 考慮できることである。

上述の改良を行なったところ、図 3.2.7 に示すよう に数値振動を抑えられることが確認できた。改良前の (a) では予報時間 24-30 [hr] を中心として若干の数値 振動が生じていたが、改良後の (c) では数値振動が見 られなくなった。なお、改良前で上限値を単になくし た (b) では強い数値振動が生じることが分かる。ただ し、本改良を加えたとしても強い台風のような極端事 例¹⁵ においては完全に数値振動を抑えることができな かったため、こうした事例を除いて概ね上限に達する ことがなくなる上限値を設定した¹⁶。上限値の変更に より、どの程度上限値に達することが減ったのかを図 3.2.8 に示す。改良前 (a, c) は広範囲かつ多くの鉛直層 で上限値に達しているのに対し、改良後 (b, d) は上限 値に達することが大幅に減少している。

次に、本改良の効果について述べる。図3.2.9 は、南 岸低気圧によって関東地方で降雪となった事例 (原ほか 2013) における改良前後の気温の変化である。本事例 では、GSM は融解による冷却を十分に表現できずに降 雪を予想できなかった。改良後では、実況ほどではな いものの、改良前よりも降雪フラックスの融解によっ て気温を2 ℃程度低く予測できるようになった¹⁷。こ こで特筆すべきは、融解による気温低下の時間帯以外 の気温はほとんど変化していないことであり、融解に よる冷却なしにはこの気温低下は表現できなかったこ

¹⁴ $C_{\text{snow}} = 0.5, T_0 = 273.15, \tau_{\text{m}} = 7200, A = 1329.31, B = 0.0074615, C = 0.85 \times 10^5, D = 40.637, E = 275_{\circ}$

¹⁵ 例えば、台風や極端に発達した低気圧などでは再蒸発過程、 融解過程による冷却が 1000 [K day⁻¹] を優に越えることを 確認している。これは積分時間間隔 400 [s] の GSM におい ては 1 回の時間積分で 5 [K] 近く気温を 1 層のモデル面で変 化させることになる。計算安定性が求められる現業数値予報 モデルにおいては、これはそもそも数値計算上表現すべきも のではない急激な冷却である。

¹⁶ 再蒸発過程、融解過程ともに 50 [K day⁻¹] の上限値を設 定した。

¹⁷ 図は示さないが、改良前は上限値を引き上げただけだと数 値振動が生じることを確認している。



図 3.2.8 ある初期値、ある予報時間における上限値に達した鉛直層数。鉛直層数全 100 層のうち、何層で再蒸発過程 (a, b)、 融解過程 (c, d) の上限値に達しているかを表す。色の付いている領域が広いほど広範囲で上限値に達していることを意味 し、また、値が大きいほど多くの鉛直層で上限値に達していることを意味する。上限の値は、(a) が 10 [K day⁻¹]、(c) が 20 [K day⁻¹]、(b), (d) が 50 [K day⁻¹] である。

とを示唆している。南岸低気圧は事例数が少ないため に十分な事例に対して確認ができているわけではない が、南岸低気圧接近時に GSM の気温予測が利用でき なかった主要な原因を概ね取り除くことができたとい える。本改良によって、南岸低気圧による降雪予想に GSM を参考にすることができるようになった。また、 以下の点についても予測の表現が改善したことを確認 している。(1) 降水フラックスの再蒸発、降雪フラック スの融解による気温の低下を表現できるようになった。 (2) 上空で再蒸発、融解すべき降水フラックス、降雪フ ラックスが地表に達しなくなることで、不自然に地上 気温が低下することが少なくなった。(3) 大気中層が 乾燥しており、上空で降水フラックスが再蒸発すると 期待される状況でも蒸発し切れないことで降水域が過 度に広がることが少なくなった。(4) 台風では多くの 場合に地表まで降雪フラックスが達していたが、きち んと上空で融解し切れるようになった¹⁸。(5) 冷却源 を適切に表現できるようになったことで、台風の過発 達が抑制されるようになった。

最後に、本改良を導入できるようになった背景につい て述べる。再蒸発過程、融解過程の厳しい上限値の設定 が様々な現象に問題を与えていることは、原ほか (2013) による事例調査をきっかけに判明した。一方で、改良 が導入されたのは GSM1705 であり、問題の発見から 4 年近い時間がかかった。この一番の理由は、GSM1403 までは熱帯の広い範囲、多くの鉛直層で再蒸発過程の 上限値に達していたことである。上限値を少しでも変 えると再蒸発量が増えることで冷却が強くなり、大気 下層における低温バイアスが大幅に悪化するという状 況であったために改良を導入することができなかった。 しかし、GSM1603の導入によってモデルの特性が変化 したことでこの状況が一変した。第3.2.4 項で述べた ように、GSM1603 では確率密度関数の幅の積雲依存 を廃止したために、熱帯における雲スキームの降水フ ラックスが小さくなった。また、再蒸発量は相対湿度



図 3.2.9 2013 年 1 月 13 日 00UTC を初期値とした東京に おける地上気温の実況と予測。横軸は予報時間 [hr]、縦軸 は気温 [℃]。黒線 (OBS) がアメダスによる観測値であり、 青線 (CNTL) は改良前、赤線 (TEST) は改良後の予測値 である。

に比例するため、熱帯中層の乾燥バイアスが改善した ことで再蒸発量が減少した。これらの特性変化によっ て、熱帯で再蒸発過程の上限値に達することが少なく なり、影響が軽微となったことから改良の導入が可能 になったのである。

3.2.6 偽の併合過程の廃止

雲スキームでは、雲水・雲氷から降水への変換 (Autoconversion) を Sundqvist (1978) に基づき、

$$\frac{\partial q_{\rm p}}{\partial t} = \frac{1}{\tau} q_{\rm c} \left[1 - e^{-\left(\frac{1}{C} \frac{q_{\rm c}}{q_{\rm c,crit}}\right)^2} \right]$$
(3.2.31)

としている。ここで、 q_p は降水の水量 [kg kg⁻¹]、 τ は時 定数 [s]、C は雲量 (0–1)、 q_c は雲水量 [kg kg⁻¹]、 $q_{c,crit}$ は臨界雲水量 [kg kg⁻¹] である ¹⁹。この降水変換におい て、降水が雲水・雲氷を捕捉することで降水変換が活性 化する効果 (併合過程; Coalescence 効果)を考慮して いる ²⁰。Coalescence 効果による補正関数を Sundqvist

¹⁸陸面スキームにおいては、独自に降水フラックスを気温に応じて降雨フラックスと降雪フラックスに分けて用いているため、エネルギー収支に不整合が生じることが多かったという問題もあった。

 $[\]frac{19}{\tau} = 10^4$ 。 $q_{c,crit}$ は高度によって異なる定数を採用しており、モデル面最下層で 1×10^{-4} 、800 hPa 以下で 2×10^{-4} 、それより上空で 3×10^{-4} としている。

²⁰ Coalescence 効果に加え、氷晶が存在する場合に降水変換が活性化する効果(Bergeron-Findeisen 効果)も考慮しているが、その手法についてはここでは説明しない。

et al. (1989) に基づき、

$$F_{\rm CO} = 1 + \alpha \sqrt{P} \tag{3.2.32}$$

とする。ここで、P は降水フラックス [kg m⁻² s⁻¹]、 α は定数である ²¹。降水変換の式において、この補正 関数を用いて $\tau \rightarrow \tau/F_{CO}, q_{c,crit} \rightarrow q_{c,crit}/F_{CO}$ とする ことで Coalescence 効果による影響を考慮する。

GSM1705より前は、Coalescence 効果を考慮する際 に、降水フラックスとして雲スキームによるものに加 えて積雲対流スキームによるものを足し合わせて計算 を行なっていた。雲と積雲のオーバーラップを考慮し ていないにも関わらず積雲対流スキームの影響を含め ているために、この手法のことを「偽」の併合過程と呼 んでいた²²。偽の併合過程によって、積雲対流スキー ムによる降水フラックスが大きい熱帯を中心として降 水変換が促進されることで水蒸気から雲水への凝結が 起こり、この凝結熱によって大気は暖められることに なる²³。GSM には、熱帯中下層に低温バイアスがあ るという問題や、熱帯の降水量が不足しているという 問題があり、これらを低減するために GSM0305 にお いて偽の併合過程が導入された。しかし、この手法は Coalescence 効果においてのみオーバーラップの影響を 含めていることになり、物理的な整合性がとれていな いという問題があることが指摘されていた。また、雲 スキームでは雲が格子のある程度を占めていると仮定 しているが、積雲対流スキームでは積雲が格子のごく 一部を占めていると仮定しているため、格子のごく一 部を占める積雲による降水が格子のある程度を占める 雲全体に影響を与えることになり、不自然であるとい える。加えて、雲スキームと積雲対流スキームが互い に強く影響し合うため、改良を行う上で両者の調整が 必要になるという、開発上の問題もあった。このため、 偽の併合過程を廃止したほうがよいとの考えが、モデ ル開発者間における共通認識であった。

偽の併合過程を廃止するための契機が GSM1603 お よび GSM1705 の改良であった。確率密度関数の幅の 積雲依存の廃止(第3.2.4項)によって積雲のある場所 で雲が生じにくくなったことで、熱帯において降水変 換の影響が小さくなった。また、積雲対流スキームに おける降水の再蒸発の精緻化(第3.1.5項(1))の中で 行った降水フラックスの適正化によって積雲対流スキー ムの降水フラックスが減ったことで、降水変換が活性 化しにくくなった。これらの特性の変化によって、偽の 併合過程によるそもそもの影響が軽微となり、バイア スを低減するために果たしていた役割が小さくなった。

偽の併合過程を廃止したときの最も大きな変化は、 熱帯において雲スキームによる降水が減り、積雲対流 スキームによる降水が増えるということである(図



図 3.2.10 偽の併合過程廃止前後における (a) 雲スキーム、 (b) 積雲対流スキームによる降水量の変化。各図の右側の パネルは各緯度において帯状平均をとったものである。

3.2.10)。ただし、降水の総量としてはほとんど変化 がないことを確認している。全球的な予測精度もほと んど変化せず、熱帯中下層の低温バイアスが悪化しない ことも確認できたことから、偽の併合過程を廃止した。

3.2.7 今後の開発の展望

本項では、今後予測精度を向上させるために考慮し ていかなければならないと考えられる改良について述 べる。ただし、上述した通り雲スキームは他のスキー ムと密接に関わっており、石田 (2017)で指摘されてい る compensating errors の問題があるため、雲スキーム 単体の改良を行なっただけでは予測精度が必ずしも向 上するとは限らないと考えられる。他のスキームにお ける特性の変化や開発の進捗を見極めながら雲スキー ムの開発を進めることが重要になる。

予測精度を向上させるために第一に考えなければな らない開発項目として、水の状態変化の取り扱いを高 度化することが挙げられる。現在の雲スキームでは、 雲水と雲氷は気温に応じて診断的に分けており、水の 状態変化として「水蒸気」、「雲水量(雲水・雲氷)」、 「降水(降雨・降雪)フラックス」の3つの状態しか考 慮していない。これを「水蒸気」、「雲水」、「雲氷」、 「降雨フラックス」、「降雪フラックス」の5つの状態変

 $^{^{21} \}alpha = 300_{\circ}$

²² 本手法は GSM 独自のものであったと考えられる。

²³ 詳細な仕組みは第 3.2.4 項で述べている。

化を考慮するようにする²⁴。そのためには、診断的に 分ける方法からそれぞれを予報変数²⁵とする方法へと 改良する必要がある。また、雲水・雲氷から降雨・降雪 フラックスへの変換プロセスとして同一の式を用いて 計算しているが、現実では変換の時定数などが異なる ので別のものとして扱うようにする。これらの改良に より、降水予測だけではなく、状態変化に伴う熱の放 出・吸収によって気温の鉛直プロファイルの改善など も期待される。また、降雪フラックスから降雨フラッ クスへの融解を考慮しているが、これとは逆の物理プ ロセスである凍結も考慮していく必要がある。これら の物理プロセスは一部の海外気象機関ではすでに導入 されており(例えば ECMWF 2014)、GSM でも導入 すべきである。

次に、降水落下プロセスの高度化も必要である。再 蒸発や融解といった物理プロセスを考慮しているもの の、降水フラックスは地表へと即座に落下するとして いる。鉛直解像度や積分時間間隔が粗いモデルでは現 在の手法でもそれほど悪くはない近似であると考えら れる。しかし、今後の水平・鉛直・時間高解像度化に 伴い、きちんと移流するものとして扱わなければなら なくなるだろう。現時点でも、現在のGSMの降水予 測には観測と比較して弱い降水で予測頻度過剰、強い 降水で予測頻度過少といった問題があるが、高度化に よってこれらを緩和できるかもしれない。

雲スキームを大きく改良するためには、格子内の雲水量と雲量を決定付ける確率密度関数の見直しが必要である。現在は確率密度関数として単純な矩形関数を使用しているが、どのような形の確率密度関数を用いるべきかを検討する必要がある²⁶。また、現在のSmith (1990)に基づく方法ではなく、例えば Tiedtke (1993)のような雲水量と雲量を予報変数にする方法に変えることも検討する必要がある。さらに、中川 (2012)で指摘されている Smith (1990)による手法に特有な問題の解決や、雲に関する時間発展をいかに表現するかの検討を行うことも重要である。

現在の雲スキームの枠組みを大きく変えない範囲の 改良として、雲スキームには物理的に明確な根拠のな い制限がいくつかあるが、これらの制限を変更もしく は廃止した場合の影響について調査し、見直すことが考 えられる。これは石田 (2017) で指摘されている minor treatment の一種であるが、中には予測精度に大きな 影響を与えるものがあると推測される。また、他のス キームとの物理的な整合性を向上させることも重要で ある。例えば、雲スキームで降雨量や降雪量を計算し ているものの、陸面スキームで利用される降雨量や降 雪量はそのスキーム内で独自に計算している。これは、 かつての雲スキームは予測精度がそれほど高くなく、 予測精度を大きく左右するパラメーターは各スキーム で独自のものを使用するという背景に起因するもので あるが、現在の雲スキームは予測精度が高くなってい ることから物理的整合性を優先したほうがよい。さら に、現在の雲スキームは雲が発生している状況で数値 振動を示すことが多いが、これを抑制可能な計算手法 にするということが挙げられる。物理プロセスに直接 関係する改良というわけではないが、計算安定性が求 められる現業数値予報モデルにおいては重要な改良項 目である。

今後の開発の方向性としては、国内外の気象予測モ デルの動向、最新の研究成果の動向などを把握しつつ、 短期的には現在の雲スキームでは考慮していない物理 プロセスを追加したり、物理プロセスそのものを高度 化したりすることになるであろう。短期的な改良で予測 精度を向上させながら、中長期的には現在の雲スキー ムの枠組みでは表現できない問題を見出し、それを解 決するためにはどのような雲スキームにすべきなのか といった大枠から検討することになるであろう。

最後に、将来のモデル開発者に向けて、本節で述べ た開発を通じて得た教訓について述べたい。モデル開 発においては、様々な理由により上限値などの制限を 行わなければならない場合がある。この場合、安易に 上限値を設定するのではなく、定式化を見直すことに よって上限値を設定せずに済む方法がないかを模索す べきである。どのような定式化においても上限値の設 定が不可避だとしても、上限値に達する頻度を見て影 響範囲を十分に確認することは重要である。また、上 限値を設定することにより、どのような現象をモデル で表現できなくなるのかを十分に確認すべきである。 さらに、改良を行う時点においては問題が生じなかっ たとしても、将来の水平・鉛直・時間高解像度化など によって内在している問題が顕在化しないかを十分に 検討すべきである。

参考文献

- Duynkerke, P. G. and J. Teixeira, 2001: Comparison of the ECMWF Reanalysis with FIRE I Observations: Diurnal Variation of Marine Stratocumulus. J. Climate, 14, 1466–1478.
- ECMWF, 2009: Part IV: Physical Processes, Chapter 6 Clouds and large-scale precipitation. IFS Documentation—Cy33r1, 85–97.
- ECMWF, 2014: Part IV: Physical Processes, Chapter 7 Clouds and large-scale precipitation. IFS Documentation—Cy40r1, 91–108.
- Ferrier, B. S., W.-K. Tao, and J. Simpson, 1995:

²⁴ 領域モデルではさらに霰や雹なども考慮することがあるが、 全球モデルで考慮しなければならなくなるのは当面先であろう。

²⁵ 現在は雲水と雲氷を合わせた雲水量が予報変数となっている。

²⁶ 例えば、非対称形の関数を用いる、デルタ関数を用いるな どが考えられる。

A Double-Moment Multiple-Phase Four-Class Bulk Ice Scheme. Part II: Simulations of Convective Storms in Different Large-Scale Environments and Comparisons with other Bulk Parameterizations. J. Atmos. Sci., **52**, 1001–1033.

- 原旅人, 2014: 最近発生した顕著事例に関する検討. 平 成 26 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 118– 144.
- 原旅人, 白山洋平, 檜垣将和, 氏家将志, 2013: 2013 年 1 月 14 日の関東大雪. 平成 25 年度数値予報研修テキ スト, 気象庁予報部, 71–89.
- Heymsfield, A. J. and L. J. Donner, 1990: A scheme for parametrizing ice-cloud water content in general circulation models. J. Atmos. Sci., 47, 1865–1877.
- 石田純一, 2017: 数値予報システム開発のプロセス. 数 値予報課報告・別冊第 63 号, 気象庁予報部, 4–10.
- Johnson, R. H., 1984: Partitioning Tropical Heat and Moisture Budgets into Cumulus and Mesoscale Components: Implications for Cumulus Parameterization. Mon. Wea. Rev., 112, 1590–1601.
- 川合秀明, 2004: 雲水過程. 数値予報課報告・別冊第 50号, 気象庁予報部, 72-80.
- Kawai, H., 2005: Improvement of a Cloud Ice Fall Scehme in GCM. CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell., 35, 4.11–4.12.
- Kawai, H. and T. Inoue, 2006: A Simple Parameterization Scheme for Subtropical Marine Stratocumulus. SOLA, 2, 17–20.
- Kessler, E., 1969: On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulations. *Meteorol. Monogr.*, **10(32)**, 84.
- Lin, Y., L. J. Donner, J. Petch, P. Bechtold, J. Boyle, S. A. Klein, T. Komori, K. Wapler, M. Willett, X. Xie, M. Zhao, S. Xie, S. A. McFarlane, and C. Schumacher, 2012: TWP-ICE global atmospheric model intercomparison: Convection responsiveness and resolution impact. J. Geophys. Res., 117, D09 111.
- Mason, B. J., 1971: The Physics of Clouds, 2nd ed. Clarendon Press, 113–121.
- McFarquhar, G. M. and A. J. Heymsfield, 1997: Parameterization of tropical cirrus ice crystal size distribution and implications for radiative transfer: Results from CEPEX. J. Atmos. Sci., 54, 2187–2200.
- 中川雅之, 2012: 雲過程. 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 70-75.
- 小野田浩克, 2008: 事例検証. 平成 20 年度数値予報研 修テキスト, 気象庁予報部, 19-22.
- 下河邉明, 古河貴裕, 2012: 層積雲スキームの改良. 平成

24年度数値予報研修テキスト,気象庁予報部,92-96.

- Slingo, J. M., 1980: A cloud parameterization scheme derived from GATE data for use with a numerical model. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 106, 747–770.
- Smith, R. N. B., 1990: A scheme for predicting layer clouds and their water content in a general circulation 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.
- Tiedtke, M., 1993: Representation of Clouds in Large-Scale Models. Mon. Wea. Rev., 121, 3040– 3061.

3.3.1 はじめに

太陽からの放射(短波放射)は大気や海洋の運動を 駆動する源となり、大気–地表面系から射出される放射 (長波放射)とのバランスにより大気の気候状態が概ね 決定づけられる。また、地表面での放射フラックスは 地表面における諸過程を通して地上気温の変動にも影 響を与える。このため、数値予報モデルでは、放射に よる大気の加熱率や放射フラックスを精度良く見積も る必要がある。

数値予報モデルにおける放射過程のうち、雲を除く 大気中の気体分子やエーロゾルによる放射の射出・吸 収・散乱を扱う晴天放射過程の特徴としては、放射フ ラックスや大気加熱率の計算精度が他の物理過程と比 べて比較的高いことが挙げられる。一方、放射過程は 他の物理過程と比べて計算量が多いことから、計算精 度を確保しつつ計算効率の高いスキームを開発する必 要がある。また、放射過程への入力となるエーロゾル・ 放射吸収気体の濃度分布や吸収係数²などのパラメー タも、放射フラックスの計算精度に影響を及ぼす。こ のため、これらについても最新の知見などに基づき必 要に応じて更新することが望ましい。

雲による放射の射出・吸収・散乱を扱う雲放射過程の 特徴としては以下が挙げられる。雲放射過程による大 気の加熱・冷却は、擾乱に伴う様々な雲に対して選択 的に働き、大気の安定度や雲形成に影響を与える。ま た、雲放射過程による放射フラックスや大気加熱率の 誤差は、一般的に晴天放射過程のそれらに比べて非常 に大きい。放射フラックスや大気加熱率の誤差を縮小 するためには、晴天放射過程に加えて雲放射過程の改 良が不可欠である³。

本節ではまず、籔ほか (2005)、村井 (2009) 以降に 行われた GSM の晴天放射過程の改良について第 3.3.2 項~第 3.3.5 項で述べる。次に、北川 (2000)、北川ほ か (2005) 以降に行われた GSM の雲放射過程の改良に ついて第 3.3.6 項~第 3.3.9 項で述べる。第 3.3.10 項で は、GSM の放射過程における地表面付近の取り扱いの 改良について述べる。最後に、第 3.3.11 項で放射過程 開発における今後の展望を述べる。

3.3.2 長波放射スキームの変更

第3.3.1項で述べた通り、数値予報モデルの放射過程 では、計算精度を落とさず、かつ高速に放射計算を実 行することが求められる。しかし、従来の長波放射ス



図 3.3.1 (a) 従来のスキームと (b) 新スキームによる下向き 放射フラックスの計算方法の模式図。図中の点線は各層の 境界 (ハーフレベル)を、k_{max} はモデルの鉛直層数をそ れぞれ示す。Li (2002)の Fig.1 を参考に作成。

キーム (籔ほか 2005) は、放射フラックスの計算に鉛直 層数の2乗に比例する計算量が必要であり、モデルの 鉛直層増強(第2.1節)による長波放射過程の計算コ ストの増加が懸念されていた。そこで、GSM1403では 2方向吸収近似法を採用した長波放射スキーム (Yabu 2013)を導入し、長波放射計算の高速化を実現すると 同時に計算精度も改善した。本項では、新しい長波放 射スキームの概要について述べる。

(1) 2方向吸収近似法

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)。吸収近似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)。

$$\mu \frac{dI(\tau,\mu)}{d\tau} = (1-\omega)I(\tau,\mu) - (1-\omega)B(T) \quad (3.3.1)$$

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。

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、(3.3.1)式の解 $I(\tau,\mu)$ を天頂角方 向に積分して得られる。新スキームでは、短波放射と 同様のストリーム法 (Li and Fu 2000; Li 2002)により 放射フラックスを計算する。ストリーム法では、天頂 角積分をガウス求積法で近似する。

$$F^{\pm}(\tau) = 2\pi \int_0^1 I(\tau, \pm \mu) \mu d\mu$$
$$\approx 2\pi \sum_{i=1}^N w_i I(\tau, \pm \mu_i)$$
(3.3.2)

ここで、w_i は第 i 積分点の重みである。(3.3.2) 式において積分点の数 N を増やすと、天頂角積分をより精度良く近似できる一方で計算量も増加してしまう。新スキームでは計算時間を考慮し、吸収近似の仮定のもと

¹ 関口 亮平(地球環境・海洋部 気候情報課)、長澤 亮二(気 象研究所 気候研究部)、中川 雅之(気象研究所 台風研究部)、 籔 将吉(地球環境・海洋部 環境気象管理官)

² 放射が媒質を通過する間にどの程度吸収されるかを表す係 数。

³ 雲放射過程への入力である雲の精度向上も必要である。雲 過程と雲放射過程、相互の精度向上が望まれる。

表 3.3.1 新長波放射スキームのバンド構成。"C-k"(青色)は相関 *k*-分布法、"S-k"(緑色)はスケーリング近似を用いた *k*-分 布法により波数積分を取り扱うことを示す。各列の一番下には、(3.3.4) 式におけるサブバンドの数 *N* を示している。Yabu (2013)の Table 1 を参考に作成。

Band Number	1	2	3a	3b	3c	4	5	6	7	8	9
Wavenumber (/cm)	25-340	340-540	540-620	620-720	720-800	800-980	980-1100	1100-1215	1215-1380	1380-1900	1900-3000
Major absorption gas											
H2O(Line)	C	-k	Ck		S-k				C-k	S-k	
CO2				C-K							
03							C	-k			
H2O(Continuum)	S-k										
Minor absorption gas											
CO2						S	-k				
N2O			S-k						S-k		
CH4								S-k	S-k		
CFC-11,CFC-12,HCFC-22						S-k					
Number of sub-bands	16	16	16	16	16	6	16	16	16	16	6

で (3.3.2) 式において N = 1 とした 2 方向吸収近似法⁴ を採用した。

2方向近似法を利用すると、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。

$$F_{k-1/2}^{-} = 0 \quad (k = k_{\max} + 1)$$

$$F_{k-1/2}^{-} = F_{k+1/2}^{-} \mathcal{T}_{k} + B_{k}^{-} (1 - \mathcal{T}_{k})$$

$$(k = k_{\max}, \cdots, 1)$$

$$F_{k-1/2}^{+} = B_{s} \quad (k = 1)$$

$$F_{k-1/2}^{+} = F_{k-3/2}^{+} \mathcal{T}_{k-1} + B_{k-1}^{+} (1 - \mathcal{T}_{k-1})$$

$$(k = 2, \cdots, k_{\max} + 1) \quad (3.3.3)$$

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。

従来のスキームでは、あるレベルの放射フラックス を計算するためには他の全ての層からの寄与を計算す る必要があった(図3.3.1(a))。一方、新スキームでは (3.3.3)式から分かる通り、下向きフラックスは大気上 端から地表面に向かって、上向きフラックスは地表面 から大気上端に向かって順々に計算する(図3.3.1(b))。 従って、放射フラックスの計算には鉛直層数に比例し た計算量しか必要とせず、従来のスキームと比べて計 算時間の大幅な短縮が可能である。

(2) 波数積分

放射過程では、一定の波数幅(バンド)で波数積分し た放射フラックスを求める必要がある。従来のスキー ムでは、テーブル参照法 (Chou and Kouvaris 1991)、 k-分布法 (Arking and Grossman 1972) により計算さ れたバンド平均透過率⁵を利用し、各バンドの放射フ ラックスを求めていた。一方、新スキームでは、*k*-分 布法を応用し次式により各バンドの放射フラックス*F* を計算する。

$$F = \sum_{i=1}^{N} F_i \Delta g_i \tag{3.3.4}$$

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 k_i の単色光とみなし、本項(1)で述べたストリーム 法により放射フラックスを計算する。

k-分布法は、均質大気⁶において厳密に成り立つ手 法である。このため、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。 新スキームでは、対流圏で重要な吸収(表 3.3.1 を参 照)に対しては従来のスキームと同様にスケーリング 近似(Chou and Arking 1981)を用いたk-分布法を適 用した。スケーリング近似では、Line-By-Line (LBL) 計算によりあらかじめ求めておいた基準となる均質大 気の吸収係数と、気温・気圧に依存する因子を用いて、 任意の気温・気圧における吸収係数 k_i を近似する。

一方、スケーリング近似では成層圏より上層で重要と なるドップラー型の吸収を考慮できない(籔ほか 2005)。 このため、成層圏で重要な吸収(表 3.3.1 を参照)に 対しては、従来のスキームで利用していたテーブル参 照法に代わり、相関 *k*-分布法(Fu and Liou 1992)に より大気の不均質性を考慮している。相関 *k*-分布法で は、様々な気温・気圧の組に対する吸収係数を LBL 計 算によりあらかじめ求め、テーブル化しておく。放射 フラックスの計算では、実際の気温・気圧に近い複数 のテーブル値を内挿して吸収係数 *k*_i を決定する。

水蒸気の連続吸収について、従来のスキームは連続 吸収帯モデル (MT-CKD) (Clough et al. 2005)に基づ きバンド平均透過率をパラメタライズしていた。一方、 新スキームでは、MT-CKD 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-⁶ 気圧・温度・吸収物質の密度が一定とみなせる大気(層)。

⁴ 天頂角積分を上下 1 方向ずつで離散化するため、2 方向近 似と呼ばれる。なお、GSM の長波放射スキームでは μ_1 の 値に散光因子 (1/ μ_1 = 1.66) を利用した実装となっている。 ⁵ 単色光の透過率をバンド内で波数積分した量。

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。

(3) 雲がある場合の放射フラックスの計算

新スキームでは、雲に対しても光学的厚さを計算⁷ し、本項(1)で述べたストリーム法により放射計算を行 う。鉛直方向の雲オーバーラップについては、従来のス キームと同じく 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た (雲 オーバーラップについては第 3.3.6 項を参照)。以下で は、例として雲がある場合の下向き放射フラックスの 計算方法について述べる。

まず、雲が1層の場合を考える。この場合、ハーフ レベルk - 1/2における下向き放射フラックス $F_{k-1/2}^-$ は、雲の存在する領域のフラックス $F_{k-1/2}^{c-}$ と存在しな い領域のフラックス $F_{k-1/2}^{o-}$ を別々に計算し、それらを モデル第k層の雲量 c_k で重み付き平均することにより 得られる。

$$F_{k-1/2}^{-} = c_k F_{k-1/2}^{c-} + (1 - c_k) F_{k-1/2}^{o-}$$
(3.3.5)

隣接する2層で雲が存在する場合は、MROの仮定 により雲が最大限重なっていると考える。隣接する2 層の雲量の大小で場合分けを行うことにより、 $F_{k-1/2}^{c-}$ と $F_{k-1/2}^{o-}$ は次式で計算される。

• $c_k \ge c_{k+1}$ の場合

$$F_{k-1/2}^{c-} = F_{k+1/2}^{*-} \mathcal{T}_{k}^{c} + B_{k}^{-} (1 - \mathcal{T}_{k}^{c})$$

$$F_{k-1/2}^{o-} = F_{k+1/2}^{o-} \mathcal{T}_{k}^{o} + B_{k}^{-} (1 - \mathcal{T}_{k}^{o})$$

$$F_{k+1/2}^{*-} = \frac{c_{k+1} F_{k+1/2}^{c-} + (c_{k} - c_{k+1}) F_{k+1/2}^{o-}}{c_{k}}$$
(3.3.6)

• $c_k < c_{k+1}$ の場合

$$F_{k-1/2}^{c-} = F_{k+1/2}^{c-} \mathcal{T}_{k}^{c} + B_{k}^{-} (1 - \mathcal{T}_{k}^{c})$$

$$F_{k-1/2}^{o-} = F_{k+1/2}^{*-} \mathcal{T}_{k}^{o} + B_{k}^{-} (1 - \mathcal{T}_{k}^{o})$$

$$F_{k+1/2}^{*-} = \frac{(1 - c_{k+1}) F_{k+1/2}^{o-} + (c_{k+1} - c_{k}) F_{k+1/2}^{c-}}{1 - c_{k}}$$
(3.3.7)

ここで、 T_k^c はモデル第 k 層において雲が存在する領域 の透過率、 T_k^o は雲が存在しない領域の透過率、 $F_{k+1/2}^{*-}$ はハーフレベル k + 1/2 において $F_{k+1/2}^{c-}$ と $F_{k+1/2}^{o-}$ を混合したフラックスである。(3.3.6) 式または (3.3.7) 式 で求められた $F_{k-1/2}^{c-}$ と $F_{k-1/2}^{o-}$ を利用して、(3.3.5) 式 から $F_{k-1/2}^-$ を計算する。

(3.3.6) 式、(3.3.7) 式では、隣接する 2 層の雲量 c_k , c_{k+1} のみを利用し、それ以外の層の雲に関する情報は ⁷ 従来のスキームでは、雲を黒体として扱っていた (北川ほ か 2005)。



図 3.3.2 SCM による、熱帯標準大気に対する長波放射加熱 率の計算結果。図の縦軸は気圧 [hPa] 、横軸は長波放射加 熱率 [K day⁻¹] 。赤点は従来のスキーム、青点は新スキー ム、緑線はリファレンスとなる LBL 計算の結果をそれぞ れ示す。

利用していない。これは、MROにおけるランダムオー バーラップの仮定と対応する。また、ここでは下向き 放射フラックスについてのみ説明したが、上向き放射 フラックスについても同様の方法で計算を行う。

(4) 従来のスキームとの比較

本項で述べた新長波放射スキームについて、その計算 精度を鉛直1次元モデル (SCM: Single Column Model) を用いて確認した。図3.3.2 に、熱帯標準大気に対する 長波放射加熱率の計算結果を示す。新スキームの計算 結果は対流圏からモデルトップ付近まで概ねリファレ ンスとなる LBL 計算に近く、従来のスキームと同等か それ以上の計算精度が得られている。特に、従来のス キームでは 10 hPa 付近を中心に加熱率の不連続⁸ が 見られていたが、新スキームではそのような特徴は見 られず、LBL 計算に近い加熱率を計算できている。

また、新スキームによる放射計算の高速化の効果を 確認するため、新スキーム導入前後のGSM(解像度は TL959L60)を用いて全球予報を実行し、計算時間を比 較した。その結果、放射過程の計算時間が約45%、モ デル全体の計算時間が約5%減少し、大幅な計算時間 の短縮が確認できた。

3.3.3 エーロゾル直接効果の改良

エーロゾルが大気放射に及ぼす影響には、大きく分 けてエーロゾルが放射を直接吸収・散乱することによ る効果(直接効果)と雲物理過程を介した効果(間接 効果)の2種類がある。従来のGSMでは、海洋型・大 陸型の平均的なエーロゾルを仮定し、それらに対応す る光学特性⁹の鉛直プロファイルを気候値として放射 過程に与えることによりエーロゾルの直接効果を考慮

⁸ この不連続は、バンド平均透過率の計算に利用していた テーブル参照法におけるテーブルの気圧方向の解像度不足や 内挿誤差により生じていた可能性がある (関口 2012)。

⁹ 長波放射に対する吸収係数および、短波放射に対する消散 係数・単一散乱アルベド・非対称因子。

していた (北川 2000)。しかし、この気候値の問題点と して、エーロゾル分布の局所性や季節変化、成因によ る光学特性の違いが考慮できていないことが指摘され ていた (籔ほか 2005)。このうち、水平分布と季節変化 については、衛星観測に基づくエーロゾル光学的厚さ の鉛直積算値 (ATOD: Aerosol Total Optical Depth) の2次元月別気候値の導入 (村井 2009) によりある程度 考慮できるようになったものの、成因による光学特性 の違いが考慮されていない点や鉛直分布が単一のプロ ファイルに固定される点は改善されないままであった。

放射過程におけるエーロゾル直接効果の表現を改善す るため、GSM1304 では衛星観測に基づく ATOD 気候 値をより品質の高いものに更新した。また、GSM1705 ではエーロゾルの化学種・粒子サイズを考慮したスキー ム (Yabu et al. 2017)を新たに導入した。本項では、こ れらの改良の概要について述べる。

(1) ATOD 気候値の更新

上で述べた通り、放射過程では衛星観測に基づく月 別 ATOD 気候値を利用している。GSM1304では、よ り品質の高いデータセット¹⁰に基づく月別 ATOD 気候 値の更新を行った。新気候値は、2000年3月から2008 年 10 月までの MODIS¹¹ による ATOD 観測値をベー スとし、MISR¹² による ATOD 観測値および OMI¹³ によるエーロゾルインデックスを用いて欠損値の一部 を補完して作成した。通年で欠測となる北極・南極域 については、昭和基地の現場観測値を利用した。

新気候値は、従来の気候値と比べて陸上を中心に ATOD が小さい傾向がある。例として、1月の ATOD 気候値の比較を図 3.3.3 に示す。新気候値の利用により 大気中での短波放射吸収が減少し、地表面下向き短波 放射フラックスが増加した。

(2) エーロゾルの化学種・粒子サイズを考慮したスキー ムの導入

GSM1705 では、放射過程においてエーロゾルの化 学種・粒子サイズを考慮したスキームを導入した。こ のスキームでは、化学種・粒子サイズに応じたエーロ ゾル分布を考慮するため、気象研究所全球エーロゾル 輸送モデル MASINGAR (Tanaka et al. 2003)を用い て作成された3次元月別エーロゾル濃度気候値を利用 する。MASINGAR では、エーロゾルの発生起源とし て5つの化学種(砂塵、海塩、硫酸塩、黒色炭素、有機 炭素)を考慮している。また、各エーロゾル種の粒子



図 3.3.3 1月の ATOD 気候値(新気候値 – 従来の気候値)



図 3.3.4 MASINGAR による化学種・粒子サイズ別のエー ロゾル濃度気候値(7月の鉛直積算質量濃度)。Sulfate は 硫酸塩、Black Carbon は黒色炭素、Organic Carbon は 有機炭素、Sea Salt は海塩、Dust は砂塵をそれぞれ示す。 海塩については小粒子 (small) と大粒子 (large)、砂塵に ついては粒径の最も小さな size1 から最も大きな size6 ま で 6 種類に分かれている。単位は Sulfate のみ硫黄換算濃 度 S mg m⁻²、その他は mg m⁻²。

サイズについて、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)。気候値の例として、 7月のエーロゾル鉛直積算質量濃度を図3.3.4 に示す。 図3.3.4 からは、硫酸塩は北半球の工業地帯を中心に 分布する、砂塵は砂漠域やその風下に広がるなど、発 生種別ごとに異なる分布の特徴が見られる。なお、気 候値を作成する際にはエーロゾル観測によるデータ同 化は行っていない。このため、本項(1)で述べた月別 ATOD 気候値を併用し、各エーロゾル種の濃度を調整 している¹⁴。

この気候値を放射過程で利用するためには、化学種・ 粒子サイズに応じたエーロゾルの光学特性パラメータ が必要である。これらは、エーロゾル粒子が球形であ

¹⁰ このデータセットは、気象庁地球環境・海洋部環境気象管 理官により作成された。

¹¹ MODerate resolution Imaging Spectroradiometer (Terra 衛星および Aqua 衛星に搭載されている中分解能撮 像分光放射計)。

¹² Multi-angle Imaging Spectro-Radiometer (Terra 衛星に 搭載されている複数角度画像分光計)。

¹³ Ozone Monitoring Instrument (Aura 衛星に搭載されて いるオゾン観測装置)。

¹⁴ 夏季のサハラ砂漠における砂塵の濃度が過大である等、気 候値のバイアス特性が見られたため。



図 3.3.5 新しいエーロゾルスキームを導入した場合の、(上段) 地表面下向き晴天長波放射フラックス [W m⁻²] および(下段) 短波放射フラックス [W m⁻²] の変化。2015 年 8 月を対象とした解析予報サイクル実験による 6 時間予報値の月統計値と、 同期間の CERES Level 3B プロダクトによる月平均値を比較している。(左列)旧エーロゾル – CERES、(中列)新エーロ ゾル – CERES、(右列)新エーロゾル。

表 3.3.2 各種エーロゾルの光学特性・粒径分布のリファレン ス。略号はそれぞれ、OPAC: Hess et al. (1998), T1976: Toon et al. (1976), SP2006: Seinfeld and Pandis (2006), BB2006: Bond and Bergstrom (2006), S2010: Schwarz et al. (2010)。

	光学特性	粒径分布
砂塵	OPAC	OPAC
海塩	OPAC	OPAC, SP2006
硫酸塩	T1976	SP2006
黒色炭素	OPAC, BB2006	S2010
有機炭素	OPAC	SP2006

ること、各粒子による散乱が独立かつ互いに非干渉的 に起こることを仮定し、ミー散乱計算によりあらかじ め求めておく。ミー散乱計算を実行する際、親水性の エーロゾル(海塩、硫酸塩、有機炭素)については、 エーロゾルと水の外部混合¹⁵を仮定し、Petters and Kreidenweis (2007)に基づき周囲の大気が湿っている ほど光学的に厚くなる効果を考慮している。

エーロゾルのような多分散粒子系においては、様々 な半径の粒子に対するミー散乱計算の結果を積分し、 エーロゾル粒子系の平均的な光学特性の値を計算する。 新スキームでは、エーロゾルの粒径分布として対数正 規分布を仮定した。ミー散乱計算に必要な、化学種・ 粒子サイズに応じた波長別の光学特性(屈折率・吸収 率)および粒径分布の中心と広がりを決めるパラメー タは、表 3.3.2 に示すリファレンスを参照した。

新スキームの導入による地表面下向き晴天放射フラッ

クスの変化と、リファレンスとなる CERES¹⁶ Level 3B プロダクトとの比較を図 3.3.5 に示す。新スキームで は、従来の気候値と比べて単一散乱アルベドが小さく なったことにより、大気中でのエーロゾルによる短波 放射吸収が増加し対流圏下層の気温が上昇した。その 結果、アフリカ北部から中東にかけての砂漠域を中心 に地表面下向き短波放射フラックスが減少するととも に、地表面下向き長波放射フラックスが増加した。ま た、非対称因子が大きくなったことにより短波放射に おける前方散乱の割合が増加し、インドや中国、北米 の一部を中心に地表面下向き短波放射フラックスが増 加した。

3.3.4 短波放射の水蒸気吸収パラメータの更新

GSM1304より前の短波放射スキームでは、Briegleb (1992)に基づく吸収パラメータ (BL92)を利用して水 蒸気による近赤外域の短波放射吸収を計算していた。 吸収パラメータは LBL 計算をリファレンスとして作成 されるが、BL92 は LBL 計算に利用された吸収線デー タベース (AFGL1982) (Rothman et al. 1983) が古く、 連続吸収帯による寄与も考慮されていなかった。

水蒸気による短波放射吸収の表現の改善を目的とし て、GSM1304では吸収パラメータをBL92から Collins et al. (2006)に基づく値 (CL06)に更新した。CL06で は、吸収線データベースが HITRAN2000 (Rothman et al. 2003)に更新されたことに加え、連続吸収帯に よる寄与も新たに考慮されるようになった。吸収パラ メータの更新により、水蒸気による短波放射吸収が増 加した。その結果、対流圏中・下層での短波放射によ

¹⁵ 異なるタイプの粒子がそれぞれ独立に共存している状態。

¹⁶ Cloud and the Earth's Radiant Energy System (TRMM 衛星などに搭載されている地球放射収支計)



図 3.3.6 SCM による、中緯度夏季標準大気に対する短波放 射加熱率の計算結果。図の縦軸は気圧 [hPa]、横軸は加熱 率 [K day⁻¹]。緑線は BL92、赤線は CL06 に基づく吸収 パラメータを利用した結果。

る加熱が増加(図3.3.6)するとともに、水蒸気の多い 熱帯を中心に地表面下向き短波放射フラックスが減少 した。

3.3.5 放射吸収気体の気候値更新

放射過程では、大気中の気体分子による放射の吸収 を計算するため、対流圏の水蒸気を除いてその濃度を 気候値で与えている。気体分子による放射吸収の効果 をより精度よく見積もるため、GSM1403, GSM1603 に おいて気候値の更新を行った。

(1) GSM1403 での変更

放射過程で利用するオゾン濃度について、GSM1403 より前は気象研究所成層圏化学輸送モデルにより作成 された3次元月別気候値を利用していた(村井 2009)。 この気候値について、成層圏上部より上層でAura衛星 などによる観測値と比べて濃度が過大な傾向が見られ ていた。また、当時開発中であった鉛直100層のSCM による調査結果から、この気候値を利用した場合に短 波放射によりモデル上端付近が過剰に加熱される可能 性が指摘されていた(関口 2012)。

このため、GSM1403 では、従来の気候値をベース としつつ上部成層圏から中間圏にかけてのオゾン濃度 気候値分布を改良するための変更を行った。改良には、 衛星観測に基づく月別オゾン濃度気候値 (Randel et al. 1998)を利用した。この気候値は緯度–高度方向の2次 元気候値で東西方向の情報を持たないことから、利用 にあたっては帯状平均が衛星観測に基づく気候値と一 致するように従来の気候値を調整する手法をとった。図 3.3.7 に、改良前後の気候値の例(1月の帯状平均値) を示す。改良後(右)は、改良前(左)と比べて1hPa より上層で濃度が大幅に減少していることが分かる。

(2) GSM1603 での変更

GSM1603 では、水蒸気および全球一様の濃度を仮 定している一部の気体(二酸化炭素、メタン、一酸化 二窒素)の気候値を更新した。



図 3.3.7 1月のオゾン濃度気候値 [ppmv] (100 hPa より上 層の帯状平均)。(左) 従来の気候値。(右) 新気候値。



図 3.3.8 100 hPaより上層の水蒸気気候値 [10⁻⁶ kg kg⁻¹]。 (左) 従来の気候値。(右) 新気候値(年平均の値)。

放射過程では、水蒸気に関して対流圏界面¹⁷より上 層では気候値を利用している。GSM1603より前の気 候値(籔ほか 2005)は、緯度–高度方向に簡便な分布を 仮定した擬似気候値(図 3.3.8 の左図)であり、季節変 化は考慮していなかった。そこで、オゾンと同様に中 層大気における水蒸気についても衛星観測に基づく気 候値(図 3.3.8 の右図)を利用し、濃度分布を精緻化す るとともに季節変化を新たに考慮した。また、単位変 換に関する実装上の不具合を修正した。

また、二酸化炭素 (CO₂)、メタン (CH₄)、一酸化二 窒素 (N₂O) については、GSM1603 より前は概ね 2000 年代初頭における濃度 (CO₂: 375 ppmv, CH₄: 1.75 ppmv, N₂O: 0.28 ppmv) が設定されていた。これらに ついて、2013 年時点の観測に基づく全球平均値 (CO₂: 396 ppmv, CH₄: 1.824 ppmv, N₂O: 0.3259 ppmv) へ と更新した。

¹⁷ 300 hPa より上層で、かつ気温減率が初めて2 K km⁻¹ を 下回った層を対流圏界面と判定している。



図 3.3.9 代表的な COA の概略図。塗り潰し(の横幅)は各高度に存在する雲(の雲量)を、縦方向の点線は各 COA におけ る全雲量を表す。a) MO, b) MRO, c) Exponential-Random Overlap (ERO) (α =0.6 の場合), d) RO。ERO における α は overlap parameter であり α =0.0 の場合は RO, α =1.0 の場合は MO に対応する。a) から d) に向かうに従いランダム成 分が多くなり全雲量が大きくなる。Hogan and Illingworth (2000) の Fig.1 を改作。

3.3.6 短波放射における雲オーバーラップの改良

放射計算を行う際の鉛直カラム内における部分雲¹⁸ の水平配置の仮定を雲オーバーラップの仮定 (COA: Cloud Overlap Assumption) と呼ぶ。図 3.3.9 に代表 的な COA の概略図を示す。鉛直方向に雲が最大限重な る仮定を maximum overlap (MO) (図 3.3.9a)、無相関 に重なる仮定を random overlap (RO) (図 3.3.9d) と 呼ぶ。鉛直方向に隣接した雲は最大限重なり (MO)、隣 接していない雲層同士は無相関に重なる (RO) 仮定を MRO (図 3.3.9b) と呼ぶ¹⁹。COA により雲放射計算 の結果は大きく異なることが知られている (Morcrette and Jakob 2000)。

GSM の短波放射フラックスは衛星観測に対して特に 熱帯付近で光学的に厚く反射過剰であった。その原因 の一つとして、短波放射計算における COA の扱いが 指摘されていた (北川ほか 2005)。そこで長波放射計算 と同じ²⁰ で現状より自然な COA を短波放射計算に実 装できる手法を開発した。以下では従来手法の問題点 と新手法について述べる。

図 3.3.10 に GSM1403 の短波放射計算において、熱 帯付近で雲の光学的厚みが過大評価される例(タワー 状の積雲とそれに伴う上層雲が同時に存在)を示す。 GSM1403 の短波放射計算では、鉛直カラム内の全雲 量(曇天域)は MRO で決定されるため、この例では 全雲量の値は鉛直カラム内で最も雲量が大きい上層雲 でほぼ決まる。曇天域では RO が仮定された上で多重 散乱の計算が行われる²¹ が、この仮定は鉛直カラム内

¹⁸ 雲量が 0.0 と 1.0 の間の雲。partial cloud とも呼ぶ。

- ¹⁹ MRO は MO や RO に対して相対的に自然な仮定とされ ている。
- ²⁰ 長波放射計算では吸収近似(第 3.3.2 項 (1))を採用して いるため多重散乱を扱う必要がなく、多様な雲オーバーラッ プを実装しやすい。



水平1格子(鉛直カラム)

図 3.3.10 GSM1403 までの短波放射計算における COA の 扱いが雲の光学的厚さの過大評価を引き起こすことの模式 図。塗り潰し(の横幅)は各高度に存在する雲(の雲量) を表す。全雲量は MRO で決定される。曇天域内の多重散 乱計算では RO が仮定され、この例ではタワー状の積雲が 傾斜している。

でタワー状の積雲が傾斜していることに対応する。上 層雲量が大きい(小さい)場合は曇天域が広い(狭い) ため積雲の傾斜が大きく(小さく)、鉛直カラム内の雲 の光学的厚さは大きい(小さい)。鉛直カラムの光学的 厚さが上層雲量に依存するのは不自然である。多重散 乱計算にも MRO が適切に適用されるならば、積雲は MO で重なり傾斜しないため不自然な挙動は起きない。

そこで短波放射計算の COA として MRO を実現する 手法を開発した。この手法は、独立カラム近似 (ICA: Independent Column Approximation; Barker et al. 1999) を Collins (2001) を参考に簡略化・低コスト化 したものであり、「大気モデルでも実用的に利用可能な ICA」ということで、PICA (Practical ICA; Nagasawa 2012) と呼ぶこととした。図 3.3.11 に ICA と PICA の 概略を示す。

ICA では MRO に従い各鉛直カラムを binary cloud²² のみから構成される複数の鉛直サブカラムに分割する。 各鉛直サブカラムで求めた放射フラックスの加重平均

²¹ 雲域の透過率・反射率と晴天域の透過率・反射率を各格子 点の雲量で重み付けして格子平均の透過率・反射率を求め、 鉛直方向の多重散乱の計算を行う手法であり、鉛直方向には 間接的に RO が仮定される (北川 2000)。このような手法を semi-random とも呼ぶ。

²² 雲の有無判定に対応するような雲量が 1.0 または 0.0 の雲。



図 3.3.11 放射計算における PICA と ICA の概略図。塗り潰し(の横幅)は各高度に存在する雲(の雲量)を示す。雲は MRO (第1雲ブロック内と第2雲ブロック内の雲は MO、第1雲ブロックと第2雲ブロック同士は RO)していると仮定する。こ の場合、第1、第2雲ブロックの鉛直サブカラム数はそれぞれ3、ICA における実際に多重散乱の計算を行う鉛直サブカラム 数は9(3×3)、PICA におけるその数は ICA の場合より少ない値となる。



図 3.3.12 PICA の大気上端上向き短波放射フラックス [W m⁻²] へのインパクト。2013 年 7 月 1 日 00UTC 初期値の 1 か月 積分 (TL959L100) による大気上端上向き短波放射フラックス [W m⁻²] と対応する上層雲量、CERES の 7 月気候値。左か ら順に CNTL-CERES、PICA-CERES、PICA-CNTL、上層雲量、CERES。

をとることで鉛直カラム全体での放射フラックスと加 熱率が求まる。ICA では雲量の値や雲の分布によって は鉛直サブカラムの数が膨大になるため、それをその まま大気モデルで利用することは計算コスト的に現実 的ではない²³。PICA では、雲量の値を丸めることに よる雲ブロック内の鉛直サブカラム数の制限²⁴、雲ブ ロック数の制限(雲ブロックを短波放射に対して光学 的に厚い下層から順に選択)、実際に多重散乱計算を行 う鉛直サブカラム数の制限(鉛直サブカラムをその幅 が大きい順に選択)の簡略化を行った。これらの簡略 化のパラメータの値は、ICA(リファレンス)とPICA の結果が大きく違わないように計算コストと計算精度 を考慮して決定した。

図 3.3.12 に、PICA による短波放射計算への MRO の実装が短波放射フラックスへ与えるインパクトを示 す。特に熱帯付近で雲が光学的に厚く反射過剰である ことが改善している。そのインパクトの水平パターン は上層雲量との対応がよい。上層雲による中・下層雲 の光学的厚さの不自然な増幅が想定どおり改善された ことがわかる。

3.3.7 水雲の光学特性診断式の改良

多分散粒子系である水雲の光学特性²⁵は、特定半径 の水雲粒に対する特定の波長でのミー散乱の結果を粒 径分布積分して得られる。有効半径とは、粒子の断面 積を重みにして粒径分布について平均した半径である。 異なった粒径分布であっても、各粒径分布の有効半径 が同じ値であれば、ミー散乱結果を粒径分布積分して 求まる光学特性に大きな違いがないことが知られてい る (Hu and Stamnes 1993)。そのため、水雲光学特性 を水雲有効半径でパラメタライズし診断することがで きる。この診断方法はミー散乱結果を粒径分布積分す る方法(リファレンス)と比べて若干精度は落ちるも のの高速に実行可能である²⁶。

近年、GSM の雲放射過程でそれまで利用していた 水雲光学特性診断式よりも、計算精度や扱いやすさの 面で改善された診断式が公表されていた。そこで短波 放射と長波放射の水雲光学特性診断式を見直した。表 3.3.3 に新旧光学特性診断式についてまとめた。

短波放射で利用していた Slingo (1989) では、約 10 µm より小さい (大きい) 有効半径の領域で質量消散係 数を過小 (過大) 評価していたが、新たに採用した Dobbie et al. (1999) ではその誤差が解消した (図 3.3.13)。 また、単一散乱アルベドの過大評価も解消され、短波

²³ ICA の計算コストは鉛直サブカラムの数に大きく依存す る。

²⁴ 例えば雲量の値を丸めて 0.05 刻みにすれば、雲ブロック 内は MO が仮定されるため鉛直サブカラム数の最大数を 20 (1.0 / 0.05) までに制限できる。

²⁵ 質量消散(吸収)係数、単一散乱(コ)アルベド、非対称 因子などの単一散乱特性。

²⁶ 1000 倍以上高速である (Hu and Stamnes 1993)。

短波放射(左:旧、右:新)			長波放射 (左:旧、右:新)		
水雲光学特性 診断式	Slingo (1989)	Dobbie et al. (1999)	Hu and Stamnes (1993)	Lindner and Li (2000)	
パラメタライズ する光学特性	質量消散係数 単一散乱コアルベド 非対称因子	質量消散係数 単一散乱コアルベド 非対称因子	質量消散係数 単一散乱コアルベド 質量吸収係数	質量消散係数 単一散乱コアルベド 質量吸収係数	
計算精度	N/A	0.5%程度	6%程度	5%程度	
バンド数等	4 バンド / 24 バンド	4 バンド / 31 バンド	50 波長	36 波長 / 12 バンド	
水雲有効半径の 対応範囲 [µm]	4.2–16.6	5.0-40.0	$\begin{array}{l} 2.5-12.5,\ 12.5-30.0,\\ 30.0-60.0\end{array}$	2.0-40.0	
特徴	 ・GCM での利用に適した短波 放射スキーム用の水雲光学特性 パラメタリゼーションを提唱。 ・水雲光学特性を水雲有効半径で パタメタライズした点で画期的。 	 ・定式化は Slingo (1989) を 水雲有効半径に関して拡張した もの。 ・4 バンド版はバンドの切り方 が Slingo (1989) と同じ。 	 ・実数のべき乗の処理があるため高 コスト。 ・水雲有効半径に関するテーブルが 3 つあるため、光学特性に不連続が 生じる。 ・光学特性のフィッティングが不十 分で計算精度の低下が生じている箇 所がある。 	・12 バンド版はバンドの切り方 が氷雲光学特性診断式の一つで ある Fu et al. (1998) と同じ。	

表 3.3.3 GSM の雲放射計算で利用する水雲光学特性診断式



 図 3.3.13 水雲の質量消散係数 [m² g⁻¹] と水雲の有効半径 [µm]の関係(波長 0.719 µm)。Slingo (1989)(赤線)、 Dobbie et al. (1999)(黄緑線)のパラメタリゼーション とミー散乱計算の結果(リファレンス)(青線)。黄緑線と 青線はほぼ重なっている。

放射加熱率が増加した。

長波放射で利用していた Hu and Stamnes (1993) で は、リファレンス結果のフィッティングが不十分な箇 所があり光学特性に計算精度の低下と不連続が生じて いたが(図 3.3.14)、新たに Lindner and Li (2000)を 採用することで改善された。同時に長波放射で質量吸 収係数の代わりに質量消散係数が利用されていた実装 上の問題を解決した²⁷。



図 3.3.14 水雲の質量消散係数 [m² g⁻¹] と水雲の有効半 径 [µm] の関係(波長 7.0 µm)。Hu and Stamnes (1993) (赤線)、Lindner and Li (2000)(黄緑線)のパラメタリ ゼーションとミー散乱計算の結果(リファレンス)(青線)。

3.3.8 水雲の有効半径診断式の改良

層積雲は雲頂から雲底に向かうに従い水雲有効半径 が小さくなる傾向がある(鉛直非一様性)。また衛星 搭載のセンサーは層積雲の雲頂から雲層内部にかけて 感度がある²⁸。そのため衛星観測から推定(リトリー ブ)された水雲有効半径は、航空機搭載の測器で直接 観測した値と比較して過大評価されることが知られて いる(Nakajima et al. 2010; Painemal and Zuidema 2011)。図 3.3.15 に雲の鉛直非一様性と霧雨による水雲 有効半径の過大評価の例を示す²⁹。図 3.3.13、図 3.3.14 に示したように水雲光学特性の水雲有効半径依存性は

²⁷ 長波放射計算では吸収近似(第3.3.2項(1))を採用して いるため質量消散係数ではなく質量吸収係数を利用する必要 がある。なお Hu and Stamnes (1993)と Lindner and Li (2000)では質量吸収係数は直接パラメタライズしていない が、質量消散係数と単一散乱コアルベドの積として診断し利 用することができる。

²⁸ 波長 2.1 (3.7) μm では雲頂(光学的厚さ 0) からみて光学 的厚さ 15 (8) 程度の雲層までに感度がある (Nakajima et al. 2010)。

²⁹ その他、雲の水平非一様性、部分雲の扱いの不備、仮定し た粒径分布の正しさ、巻雲・エーロゾルのコンタミネーショ ン、再解析データの誤差が過大評価の原因として挙げられて いる。


図 3.3.15 カリフォルニア沿岸の層積雲の水雲有効半 径 [µm] (1987 年 7 月 10 日、FIRE 観測期間)。層積雲 の中層を水平飛行した航空機 (C-131A) に搭載した PMS probe で直接観測した結果 (R_{PMS}), C-131A の飛行経路 に対応して NOAA10 AVHRR で観測された放射輝度(波 長 3.7 µm)からリトリーブした結果 (R_{AVHRR}), C-131A と同期して層積雲の上空を水平飛行した航空機 (ER-2) に 搭載した MCR で観測した放射輝度(波長 2.1 µm)から リトリーブした結果 (R_{MCR})。上図の横軸は航空機の水平 飛行距離を示す。Nakajima et al. (2010)の Fig.9 を改作。 なお PMS は Particle Measuring Systems, Inc., AVHRR は Advanced Very High Resolution Radiometer, MCR は Multispectral Cloud Radiometer の略である。

大きい。水雲光学特性を診断する際に適切な水雲有効 半径の値を与える必要がある。そこでGSMの雲放射過 程で利用している水雲有効半径診断式を見直し、従来 の衛星観測からのリトリーブによる Kawamoto et al. (2001)に基づいた方法 (KAWAMOTO)から、航空機 の直接観測による Martin et al. (1994)に基づいた方 法 (MARTIN) に変更した。

KAWAMOTO では、水雲有効半径の値は、陸 上 10.0 µm、海上 13.0 µm で固定であった。陸上の 値が海上の値より小さいのはエーロゾルの第一種間接 効果による。MARTIN は、モデルの予測した雲水量と あらかじめ陸上と海上で値を設定した水雲粒数濃度か ら水雲有効半径を診断するものであり水雲有効半径は 以下の式で記述される。

$$r_e = 10^4 \left[\frac{3L}{4\pi \rho_w k N_{tot}} \right]^{1/3}$$
(3.3.8)

ここで r_e は水雲有効半径 [µm]、L はモデルの雲水 量 [g m⁻³]、 ρ_w は水の密度 [g m⁻³]、 N_{tot} は水雲粒 数濃度 [cm⁻³]、k は海陸別の定数である。水雲粒数 濃度の値は、Martin et al. (1994) に記載のある航空 機による観測値を参考に、陸上で 300 cm⁻³、海上で $100 \text{ cm}^{-3} \& l \& c_{\circ}$

図 3.3.16 に、KAWAMOTO と MARTIN により診 断された水雲有効半径を示す。後者は前者より全体的 に小さな値となっており、水雲有効半径の過大評価が 解消に向かったことを示している。また陸上での値が 海上での値より小さいという特徴も再現されている。

3.3.9 積雲上昇流域の放射雲診断スキームの導入(1) はじめに

本節でこれまで述べてきたように、雲量・雲水量は 放射過程への重要な入力となっている。GSM の雲量と 雲水量は、GSM1603 以前のバージョンでは、いずれ も雲過程でのみ算出されてきた。雲過程ではある程度 格子間隔に近いかそれ以上のスケールの雲を表現する 一方、積雲対流過程では積雲の面積は格子の面積に比 べ無視できるほど小さいと仮定していることから、積 雲上昇流域の雲量・雲水量は考慮されないことになる。 しかしながら現実大気の積雲の水平スケールは数 km 程度であり、全球モデルの高解像度化が進む中で、放 射過程において積雲上昇流域の雲が無視できなくなっ てきた。実際に GSM1603 では、熱帯陸上の対流活動 域で中・下層の雲が不足することで、日中に陸面への 短波放射の入射が過剰になり、地表面温度の上昇、顕 熱・潜熱フラックスの増加を通じ、予測する降水量が 多くなりすぎていることが指摘された³⁰。

そこで GSM1705 では、積雲対流過程(荒川-シュー バート (AS) スキームを使用)で計算される量を用い て積雲上昇流域の雲量・雲水量を診断し、放射過程で 使用するスキームを導入した。以下 (2) ではスキーム の概要について、(3) では現業化に先立って行った経験 的なパラメータの調整について述べる。

(2) スキームの概要

積雲上昇流域の雲量 C_{cu} は Park et al. (2014) に基 づき以下のように求める。

$$C_{\rm cu} = k_1 \log(1 + k_2 M^u) \tag{3.3.9}$$

ただし *M^u* は 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。

雲水量 q_{cu} は Bushell et al. (2003) を参考に以下の ように求める。

$$q_{\rm cu} = F^u C_{\rm cu} W_L \tag{3.3.10}$$

ただし 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。

³⁰ GSM1403 以前のバージョンでは、雲過程において積雲の 上昇マスフラックスに応じて総水量の確率密度関数の幅を調 整することで、疑似的に積雲上昇流域の雲を表現していた。 この調整は、雲量・雲水量は増える一方で対流圏中層の乾燥 バイアスや下層の不自然な加熱率分布の原因となっていたた め、GSM1603 から廃止された(第 3.2.4 項)。



図 3.3.16 全球解析(2014 年 7 月 1 日 00UTC)の雲量・雲水量を用いて診断した 850 hPa 付近の高度の水雲有効半径 [µm]。 (左) KAWAMOTO。(中) MARTIN。(右)対応する全球解析の雲量。



図 3.3.17 GSM1403 から GSM1705 へかけての大気上端上向き短波放射フラックス [W m⁻²] の変化。2015 年 7 月 1 日 00UTC 初期値の 1 か月積分 (TL959L100) による大気上端上向き短波放射フラックス [W m⁻²] と 2015 年 7 月の CERES の大気上 端上向き短波放射フラックス [W m⁻²]。(左) GSM1403–CERES。(中) GSM1705–CERES。(右) CERES。

放射過程への入力となる雲量 $C_{\rm rad}$ 、雲水量 $q_{\rm lrad}$ と 比湿 $q_{\rm vrad}$ は、積雲内外の値を以下のように合算した ものとする ³¹。

$$C_{\rm rad} = (1 - C_{\rm cu})C_{\rm ls} + C_{\rm cu}$$
 (3.3.11)

$$q_{\rm lrad} = (1 - C_{\rm cu})q_{\rm ls} + q_{\rm cu}$$
 (3.3.12)

$$q_{\rm vrad} = (1 - C_{\rm cu})q_v + C_{\rm cu}q_s \tag{3.3.13}$$

ただし C_{ls} , q_{ls} は雲過程で計算された雲量と雲水量、 q_v , q_s は格子平均の比湿と飽和比湿である。上式は積雲の 雲量が生じた分だけ、積雲の外の領域を圧縮した形と なっている。

(3) スキームの調整

本スキームには、積雲対流過程で使用しているスキー ム等に依存し、原理的に値を決められないパラメータ が含まれる。これらはモデル内の他の確度が高い部分 を確定させた後で値を調整する必要がある。第3.3.8 項 で述べたとおり水雲有効半径診断方法の変更は物理的 根拠が確かである。水雲有効半径は特に短波放射フラッ クスに大きなインパクトがあるため、まず GSM1705 の雲放射過程に水雲有効半径診断方法の変更を適用し た後で本スキームを適用しその経験的パラメータを調 整した。経験的パラメータ k₁, k₂, F^u の値は大気上端 上向き短波放射フラックスの衛星観測 (CERES) に対 する誤差が小さくなるように行った。

表 3.3.4 GSM1705 の各放射フラックス ³² [W m ⁻²] の、
GSM1403 のそれらに対する二乗平均平方根誤
差 (RMSE) の改善率 ³³ [%] (対 CERES)。表中
の各月1日00UTC初期値の1か月積分(TL959L100)の
放射フラックス [W m ⁻²] を検証対象とした。

改善率 [%]	RSUT	RSDB	RLUT	RLDB
2015年1月	16.4	18.4	17.4	4.4
2015年3月	17.2	20.9	16.4	10.5
2015 年 7 月	11.8	16.9	19.1	20.8
2015年10月	12.3	17.5	13.1	20.8

図 3.3.17 に経験的パラメータの調整を行った GSM1705の2015年7月を対象とした短波放射フラッ クスを示す。GSM1705ではGSM1403で見られた特徴 的な誤差パターンは一部を除き³⁴全体的に改善した。 表 3.3.4 に各月の各放射フラックスの二乗平均平方根 誤差 (RMSE)の改善率 (対 CERES)をまとめた。7 月以外の月や長波放射フラックスも統計的に改善した ことがわかる³⁵。

³¹ なお GSM のプロダクトには、現実に雲量や雲水量として 観測されるのは放射と相互作用した結果の量であるという考 えに基づき、この合算した雲量・雲水量を出力している。

³² RSUT: 大気上端上向き短波放射フラックス、 RSDB: 地 表面下向き短波放射フラックス、RLUT: 大気上端上向き長 波放射フラックス、RLDB: 地表面下向き長波放射フラック ス (全て単位は W m⁻²)。

 ³³ (RMSE_{GSM1403} - RMSE_{GSM1705}) / RMSE_{GSM1403}×100
 ³⁴ 7 月、北極域での地表面下向き短波放射フラックスは負バ イアスが拡大した。海氷上における、水雲有効半径診断・層 積雲の表現・海氷アルベドスキームの見直しの必要性が議論 されている。

³⁵ GSM1403 から GSM1705 へかけての雲放射過程以外の各 種変更による改善も含まれている。



図 3.3.18 新しい砂漠アルベド気候値の導入による、大気上端上向き晴天短波放射フラックス [W m⁻²] の変化。2012 年 8 月 を対象とした解析予報サイクル実験による 6 時間予報値の月統計値(新気候値、旧気候値)と、同期間の CERES による月 平均値を比較している。(左) 旧気候値 – CERES。(右) 新気候値 – CERES。



図 3.3.19 衛星観測に基づく R₀ の気候値。(左)可視域。(右)近赤外域。従来のスキームでは、可視域で 0.35、近赤外域で 0.5 の一定値としていた。

3.3.10 地表面付近の取り扱いの改良

(1) 砂漠域の地表面アルベドの高精度化

GSM1403 より前は、砂漠域の地表面アルベド *R* を 次式でパラメタライズしていた (籔ほか 2005)。

$$R = R_0 \frac{1+d}{1+2d\mu_0} \tag{3.3.14}$$

ここで、 R_0 は基準となる太陽天頂角 60°のアルベド、 μ_0 は太陽天頂角余弦、d (= 0.4) は定数である。 R_0 は 全ての砂漠格子で同じ値が設定されていたが、砂漠の アルベドは土壌によって大きく異なることが知られて おり (Tsvetsinskaya et al. 2006)、一様の仮定は適切で はない。また、 R_0 の値自体がアルベドの大きなサハラ 砂漠で概ね合致するように設定されていたため、サハ ラ砂漠を除いた多くの砂漠域で短波放射の反射過剰バ イアスが存在していた(図 3.3.18 の左図)。

GSM1403 では、(3.3.14) 式における R_0 を全球一様 の値から 2 次元気候値に変更し、土壌によるアルベドの 違いを考慮できるようにした。 R_0 の 2 次元気候値(図 3.3.19)は、2008 年から 2012 年までの MODIS による 観測に基づき作成した。この気候値の導入により、多 くの砂漠域においてアルベドが小さくなり、大気上端 上向き短波放射フラックスの誤差が減少した(図 3.3.18 の右図)。

(2) 長波放射における地表面射出率の見直し

長波放射に対する地表面の射出率は、植生などによ り異なる値を持つ。しかし、GSM1603より前の長波放 射スキームでは、計算の簡略化のため地表面を一律に 黒体として扱い放射フラックスの計算を行っていた。

そこで、GSM1603 では長波放射フラックスの計算 方法を変更し、格子点ごとに射出率の違いを考慮でき るようにした。各格子の射出率は、陸上は陸面過程に より計算された値を利用し、開水域・海氷面はともに 0.98 とした。この変更により、砂漠や海氷域を中心に 2 m 気温が上昇し、冬季における大気下層の低温バイ アスの改善に寄与した。

(3) 長波放射における地表面温度取り扱いの精緻化

地表面温度はモデル最下層の長波放射フラックスや 加熱率の計算結果に大きな影響を与える。このため、長 波放射スキームでは、放射計算において地表面温度を 適切に取り扱うとともに、その時間変化に伴うフラッ クスや加熱率の変化を適切に見積もる必要がある。し かし、GSM1403より前の長波放射スキームには、

- モデル最下層で非常に大きな長波放射の加熱・冷却が計算される
- 長波放射計算が実行されるタイムステップ³⁶の前後でモデル最下層の長波放射加熱率に不連続が生じる

といった問題点があった。そこで、GSM1403では長波 放射スキームにおける地表面温度の取り扱いを見直し、 長波放射計算および補正項計算³⁷において地表面温度 やその時間変化に伴う効果をより適切に表現できるよ うに実装を変更した。

3.3.11 今後の課題

これまで述べてきた通り、ここ数回の GSM 更新に伴 い放射過程には多くの改良が加えられた。しかし、放 射過程には開発すべき課題が数多く残されている。他 の数値予報センターの放射スキーム開発の動向も参考 にしつつ、今後も開発を進める必要がある。以下に、晴 天放射過程および雲放射過程に関する主な課題を示す。

(1) 晴天放射過程

長波放射過程については2方向吸収近似法の導入に よりスキームの高度化が図られた一方、短波放射過程 は籔ほか (2005) から大きくは変更されていない。この ため、短波放射スキームを中心として改良に向けた開 発を行っている。放射伝達のアルゴリズムについては、 既存の2方向近似法を改良する手法 (Räisänen 2002) の導入に向けた検討を進めている。この手法は、計算 量をあまり増やさずにフラックスの計算精度を向上さ せることが可能である。また、水蒸気による短波放射 の吸収については、短期予報モデルにおける対流圏の 気温予測に重要なだけでなく、気候モデルにおける水 循環予測への影響も指摘されている (DeAngelis et al. 2015)。水蒸気による短波放射吸収の見積もりについ て、吸収を計算するバンド数を増やすなど改良に向け た調査を行っている。

放射計算に必要なエーロゾルやオゾンの濃度に関し ては、現在のところ化学輸送モデルを用いて作成され た月別気候値を利用している。これらについて、最新 のモデルや解析システムを用いて作成した気候値に更 新することで、濃度分布の精緻化を着実に進めたいと 考えている。また、気候値では表現できない年々変動 の効果の考慮といった観点では、エーロゾルやオゾン の解析値を放射過程で利用することも将来的な課題と して挙げられるであろう。

(2) 雲放射過程

GSM1705 までに水雲の光学特性診断式と有効半径 診断式の改良を行ったため、氷雲についても同様な改 良を行う予定である。氷雲光学特性診断式 (短波・長 波) として、現状の Ebert and Curry (1992) より精度 の高い診断式が公表されているため (Fu 1996; Fu et al. 1998)、それを採用すべく開発を進めている。水雲の場 合と同様に、氷雲光学特性の氷雲有効サイズ³⁸ 依存性 は大きい。観測や室内実験に基づいた研究成果を参考 に、より適切な氷雲有効サイズの診断式を採用したい と考えている。

GSM1705 までに短波放射と長波放射で COA として MRO を利用するようになり、両者の整合が取れるよう になった。しかし、実際の雲の COA は MRO ほどシン プルではない。より現実的な COA として Exponential-Random Overlap (ERO) (図 3.3.9c) が提唱されてい る (Hogan and Illingworth 2000)。ERO ではオーバー ラップパラメーター α を与えることで鉛直方向に連なっ た雲の重なりのランダム成分を考慮することができる。 α は衛星搭載や地上設置の雲レーダー・ライダーの観 測から求めることができるほか、風速の鉛直シアーな ど大気の状態からパラメタライズする方法も提唱され ている。

現状、雲放射計算において雲は水平一様として扱わ れている(平行平板の仮定)。しかし、現実の雲は多 くの場合、水平方向に非一様である。雲を水平一様と して扱うと、水平非一様の場合より光学的厚さが過大 評価されることが指摘されている(Harshvardhan and Randall 1985)。今後、雲の水平非一様性の効果につい ても考慮する必要がある。

参考文献

- 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.
- Bond, T. C. and R. W. Bergstrom, 2006: Light Absorption by Carbonaceous Particles: An Investigative Review. Aerosol Science and Technology, 40, 27–67.
- Briegleb, B. P., 1992: Delta-Eddington Approximation for Solar Radiation in the NCAR Community Climate Model. J. Geophys. Res., 97, 7603–7612.
- 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.

Chou, M.-D. and A. Arking, 1981: An efficient

³⁶ 計算時間短縮のため、長波放射計算自体は1時間に1回 (GSM1403 より前は3時間に1回)のみ実行される。

³⁷ 長波放射計算を実行しないタイムステップでは地表面温度 の時間変化に応じた放射フラックスおよび加熱率の補正量を 計算している。

³⁸ 氷雲粒は水雲粒と異なり非球形であるため、その有効サイ ズの定義の仕方が多く提唱されている。

method for computing the absorption of solar radiation by water vapor. J. Atmos. Sci., **38**, 798–807.

- Chou, M.-D. and L. Kouvaris, 1991: Calculations of transmission functions in the infrared CO₂ and O₃ bands. J. Geophys. Res., **96(D5)**, 9003–9012.
- 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.
- Collins, W. D., 2001: Parameterization of generalized cloud overlap for radiative calculations 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 nearinfrared absorption by water vapor on the climate system. J. Geophys. Res., 111, D18109.
- DeAngelis, A. M., X. Qu, M. D. Zelinka, and A. Hall, 2015: An observational radiative constraint on hydrologic cycle intensification. *Nature*, **528(7581)**, 249–253.
- 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.
- Fu, Q., 1996: An accurate parameterization of the solar radiative properties of cirrus clouds for climate models. J. Climate, 9, 2058–2082.
- Fu, Q. and K. N. Liou, 1992: On the correlated kdistribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres. J. Atmos. Sci., 49, 2139– 2156.
- Fu, Q., P. Yang, and W. B. Sun, 1998: An accurate parameterization of the infrared radiative properties of cirrus clouds for climate models. J. Climate, 11, 2223–2237.
- 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.

Harshvardhan and D. A. Randall, 1985: Comments

on "The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models". *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1832–1833.

- Hess, M., P. Koepke, and I. Schult, 1998: Optical properties of aerosols and clouds: The software package OPAC. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**, 831– 844.
- Hogan, R. J. and A. J. Illingworth, 2000: Deriving cloud overlap statistics from radar. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 2903–2909.
- Hu, Y. X. and K. Stamnes, 1993: An accurate parameterization of the radiative properties of water clouds suitable for use in climate models. J. Climate, 6, 728–742.
- Kawamoto, K., T. Nakajima, and T. Y. Nakajima, 2001: A global determination of cloud microphysics with AVHRR remote sensing. J. Climate, 14, 2054– 2068.
- 北川裕人, 2000: 放射過程. 数値予報課報告・別冊第46 号, 気象庁予報部, 16-31.
- 北川裕人, 籔将吉, 村井臣哉, 2005: 雲-放射過程. 数値 予報課報告・別冊第 51 号, 気象庁予報部, 65-66.
- 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.
- 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.
- Morcrette, J-J. and C. Jakob, 2000: The response of the ECMWF model to changes in the cloud overlap assumption. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 1707–1732.
- 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.
- 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, 0415–0416.
- Nakajima, T. Y., K. Suzuki, and G. L. Stephens, 2010: Droplet growth in warm water clouds observed by the A-Train. Part I: Sensitivity analysis of the MODIS-derived cloud droplet sizes. J. At-

mos. Sci., 67, 1884–1896.

- Painemal, D. and P. Zuidema, 2011: Assessment of MODIS cloud effective radius and optical thickness retrievals over the Southeast Pacific with VOCALS-REx in situ measurements. J. Geophys. Res., 116, D24 206.
- 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.
- Petters, M. D. and S. M. Kreidenweis, 2007: A single parameter representation of hygroscopic growth and cloud condensation nucleus activity. *Atmos. Chem. Phys.*, 7, 1961–1971.
- Räisänen, P., 2002: Two-stream approximations revisited: A new improvement and tests with GCM data. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 128, 2397–2416.
- 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.
- Rothman, L. S., A. Goldman, J. R. Gillis, R. R. Gamache, H. M. Pickett, R. L. Poynter, and A. Chedin, 1983: AFGL trace gas compilation: 1982 version. Appl. Opt., 22, 1616–1627.
- Rothman, L. S., A. Barbe, D. C. Benner, L. R. Brown, C. Camy-Peyret, M. R. Carleer, K. Chance, C. Clerbaux, V. Dana, V. M. Devi, A. Fayt, J.-M. Flaud, R. R. Gamache, A. Goldman, D. Jacquemart, K. W. Jucks, W. J. Lafferty, J.-Y. Mandin, S. T. Massie, V. Nemtchinov, D. A. Newnham, A. Perrin, C. P. Rinsland, J. Schroeder, K. M. Smith, M. A. H. Smith, K. Tang, R. A. Toth, J. Vander Auwera, P. Varanasi, and K. Yoshino, 2003: The HITRAN molecular spectroscopic database: edition of 2000 including updates through 2001. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 82, 5–44.
- Schwarz, J. P., J. R. Spackman, R. S. Gao, L. A. Watts, P. Stier, M. Schulz, S. M. Davis, S. C. Wofsy, and D. W. Fahey, 2010: Global-scale black carbon profiles observed in the remote atmosphere and compared to models. *Geophys. Res. Lett.*, 37, L18812,doi:10.1029/2010GL044372.
- Seinfeld, J. H. and S. N. Pandis, 2006: Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change. John Wiley & Sons., 1203 pp.
- 関口亮平, 2012: 鉛直1次元モデルによる評価 (5)-放 射過程における加熱率.数値予報課報告・別冊第58

号, 気象庁予報部, 175-178.

- Slingo, A., 1989: A GCM parameterization for the shortwave radiative properties of water clouds. J. Atmos. Sci., 46, 1419–1427.
- 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.
- Toon, O. B., J. B. Pollack, and B. N. Khare, 1976: The optical constants of several atmospheric aerosol species: Ammonium sulfate, aluminum oxide, and sodium chloride. *J. Geophys. Res.*, 81, 5733–5748.
- Tsvetsinskaya, E. A., C. B. Schaaf, F. Gao, A. H. Strahler, and R. E. Dickinson, 2006: Spatial and temporal variability in Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer-derived surface albedo over global arid regions. J. Geophys. Res., 111, D20106, doi:10.1029/2005JD006772.
- 籔将吉, 村井臣哉, 北川裕人, 2005: 晴天放射スキーム. 数値予報課報告・別冊第 51 号, 気象庁予報部, 53-64.
- 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.
- Zhong, W. and J. D. Haigh, 1995: Improved broadband emissivity parameterization for water vapor cooling rate calculations. J. Atmos. Sci., 52, 124– 138.

3.4.1 はじめに

この節では GSM における重力波パラメタリゼーショ ンの改良について記す。大気中では地形や積雲対流活 動、前線近傍などから重力波が励起され運動量を輸送 している。地形性重力波による運動量輸送は大気にとっ て必ず抵抗となり、特に北半球中高緯度において低緯 度から輸送される西風運動量のシンクとなることで、 亜熱帯ジェットや極夜ジェットの形成に重要な役割を果 たす (Kim et al. 2003)。非地形性重力波による運動量 輸送は、一般に大気密度が小さくなる大気上層で特に 大きな影響を持つ。特に中間圏では、気温場は放射平 衡温度から大きくかけ離れているが、これは非地形性 重力波が駆動する子午面循環による断熱昇温・冷却が 要因である (Fritts and Alexander 2003)。

熱帯下部成層圏ではほぼ東西に一様な東西風が18~26 か月の周期で位相を変える準二年周期振動(QBO: Quasi-biennial Oscillation)と呼ばれる現象が知られ ており(Baldwin et al. 2001)、また、熱帯上部成層圏 では東西風が半年周期で振動する半年周期振動(SAO: Semi-annual Oscillation)が存在する。QBO, SAOと もに非地形性重力波による運動量輸送が重要な駆動源 となっている(Fritts and Alexander 2003)。このよう に重力波による運動量輸送は大気大循環に大きな影響 を与えている。

一方で、数値予報モデルの観点からは、支配方程式 の時空間離散化の結果、力学過程で表現されなくなっ たスケールの重力波が存在する。そのため、それらの 表現されなくなったスケールの重力波による運動量輸 送効果はパラメタリゼーションとして考慮される必要 がある。全球モデルでは地形起源と非地形起源に分け てパラメタライズされる。

地形性の重力波による効果は地形性重力波抵抗パラ メタリゼーションと呼ばれ、サブグリッド地形効果の パラメタリゼーションの一つに含まれる。GSM では、 GSM8911 で Iwasaki et al. (1989) のパラメタリゼー ションが導入され (山田 1988)、GSM1705 でもこの手 法が使用されている。

非地形性の重力波による運動量輸送効果は、 GSM1304 まではレイリー摩擦 (北川 2009) として簡 便に表現されていた。GSM1403 では鉛直層数が 60 層から 100 層へと増強され、モデルトップが中間圏 界面まで引き上げられた。また、スポンジ層の適用高 度が引き上げられたため、中層大気表現の向上を目 的として、レイリー摩擦に代わり、より精緻な非地 形性重力波の運動量輸送のパラメタリゼーションで ある Scinocca (2003) のパラメタリゼーションが導入 された (金浜 2012; Yonehara et al. 2014)。その後、 GSM1603で計算負荷の軽減が行われた。

本節では、GSM1403 で導入された非地形性重力波パ ラメタリゼーションの概要とその効果を紹介する。ま た、サブグリッド地形効果のパラメタリゼーションに 関しても近年の開発の進展を簡単に報告し、今後の展 望を記す。

3.4.2 GSM の非地形性重力波パラメタリゼーション

重力波は鉛直伝搬に際して位相速度が0になる高度 (クリティカルレベル)より高い高度には伝搬できず、 背景場に運動量を返す。これはクリティカルレベルフィ ルタリングと呼ばれる。また、上層への伝搬では、大気 密度の減少に伴い振幅が増大し、振幅が大きくなり過 ぎると構造を保てなくなり砕波し、運動量を背景場に返 す。ある一定以上には振幅が大きくならず、飽和してい るように見えることから振幅飽和と呼ばれる (Lindzen 1981)。これらの効果による運動量の散逸が起こらない 限り、重力波は伝搬にあたって運動量を保存する。非 地形性重力波パラメタリゼーションはこれらの効果を 表現する。

GSM1304 まで使われていたレイリー摩擦では、東西風 *u* の時間変化率として東西風に関する線形摩擦

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -Ku \tag{3.4.1}$$

を与える。ここでKは抵抗の強さを決める時定数の逆数であり、気圧pの関数として

$$K = \frac{1}{\tau} \left\{ 1 + \tanh\left[\frac{\ln p_1 - \ln p}{\ln p_2}\right] \right\}$$
(3.4.2)

である。 τ , p_1 , p_2 はチューニングパラメータであり、 それぞれ $\tau = 1.5$ [day], $p_1 = 0.05$ [hPa], $p_2 = 7$ [hPa] である。50 hPa より上層に適用され、上空ほど時定数 が短く、大きな抵抗を与える。

レイリー摩擦は上部成層圏や中間圏における振幅飽 和による砕波効果を模したものだが、運動量を陽に扱っ ておらず、また、クリティカルレベルフィルタリング の効果も考慮できない。

一方で、GSM1403 で導入された Scinocca (2003) で は、運動量を保存した鉛直伝搬と、散逸過程としてク リティカルレベルフィルタリングおよび振幅飽和の効 果を表現することができる。以下にパラメタリゼーショ ンの概要を記す。

運動量フラックス \hat{F} と単位質量あたりの波のエネル ギー \hat{E} の間には

$$\rho \hat{F}(m,\hat{\omega},\varphi) = \rho c_{gz} \frac{k}{\hat{\omega}} \hat{E}(m,\hat{\omega},\varphi)$$
(3.4.3)

の関係式が存在する。ここで、記号[^]は流れから見た物 理量を指し、 ρ は密度 [kg m⁻³]、mは鉛直波数 [m⁻¹]、 $\hat{\omega}$ は流れから見た周波数 [s⁻¹]、 φ は波の進行方向の 方位角成分、 c_{gz} は鉛直群速度 [m s⁻¹]、k は水平波数 [m⁻¹] である。

¹ 金浜 貴史(地球環境・海洋部 気候情報課、欧州中期予報 センター派遣中)、山田 和孝

φ方向に進む波の単位質量あたりの波のエネルギーは

$$\hat{E}(m,\hat{\omega},\varphi) = B\left(\frac{m}{m^*}\right)^s \frac{N^2 \hat{\omega}^{-p}}{1 + \left(\frac{m}{m^*}\right)^{s+3}} \qquad (3.4.4)$$

で表わすことができる (Fritts and Vanzandt 1993)。 ここで m^* は典型的鉛直波数 $[m^{-1}]$ 、N は浮力振動数 $[s^{-1}]$ 、p は流れから見た周波数の波のエネルギーに対 する傾き、s は波のエネルギーに対する鉛直波数の低 波数側の傾き、B は定数である。

(3.4.3) 式に (3.4.4) 式を代入し、 $(m, \hat{\omega}, \varphi)$ 空間から $(c, \hat{\omega}, \varphi)$ 空間への座標変換を適用、さらに、静力学平 衡かつ非回転の条件下における重力波の分散関係式

$$m^2 = \frac{k^2 N^2}{\hat{\omega}} = \frac{N^2}{\hat{c}^2} \tag{3.4.5}$$

を使って整理し、周波数について積分することで \hat{c} のみの関数として表すことにすると、結局、流れから見た位相速度 \hat{c} で φ 方向に進む重力波による運動量フラックスは

$$\rho F(\hat{c},\varphi) = \rho A \frac{\hat{c} - \hat{U}}{N} \left(\frac{\hat{c} - \hat{U}}{\hat{c}}\right)^{2-p} \frac{1}{1 + \left[\frac{m^*(\hat{c} - \hat{U})}{N}\right]^{s+3}}$$
(3.4.6)

となる(導出の詳細は Scinocca (2003)を参考にしてほ しい)。ここで $\hat{U} = U^{\varphi} - U_0^{\varphi}$ と $\hat{c} = c - U_0^{\varphi}$ はそれぞ れ射出高度の流れから見た風と位相速度であり、 U^{φ} は 方位角 φ 方向の風速である。下付き添字₀は射出高度 の物理量を表す。A は高度に依存しない係数をまとめ たもので、射出高度における運動量を与えるにあたっ てのチューニングパラメータとなる。

$$A = Bm^{*3} \frac{N_0^{2-p} - f^{2-p}}{2-p}$$
(3.4.7)

ここで f はコリオリパラメータである。射出高度の流 れから見た位相速度 ĉ は任意に選んだ最小位相速度か ら最大位相速度の間で n_c 個に離散化され、各位相速度 について振幅飽和、クリティカルレベルフィルタリン グが計算される。

振幅飽和による運動量の散逸効果は飽和した波の運 動量フラックスと、下層から運動量を保存して伝搬して きた未飽和を仮定した運動量フラックスを比較するこ とで表現する。鉛直波数の大きな領域では波のエネル ギーが鉛直波数に対して –3 乗に近い傾きを持つという 観測結果を用いて、振幅が飽和した波のエネルギーは

$$\hat{E}^{\text{sat}}(m,\hat{\omega},\varphi) = C^* B\left(\frac{m}{m^*}\right)^{-3} N^2 \hat{\omega}^{-p} \qquad (3.4.8)$$

と表せる。C* は McLandress and Scinocca (2005) で 導入されたパラメータであり、振幅が飽和したと見な される高さを調節する。運動量フラックスと同様の変 形を施すと、飽和運動量フラックスは

$$\rho \hat{F}^{\text{sat}}(\hat{c},\varphi) = \rho C^* A \frac{\hat{c} - \hat{U}}{N} \left(\frac{\hat{c} - \hat{U}}{\hat{c}}\right)^{2-p} \quad (3.4.9)$$

となる。各方位角、位相速度について、各層で $\rho \hat{F}(\hat{c}, \varphi) \ge \rho \hat{F}^{\text{sat}}(\hat{c}, \varphi)$ となった場合、余剰分の運動 量フラックス $\rho \hat{F}(\hat{c}, \varphi) - \rho \hat{F}^{\text{sat}}(\hat{c}, \varphi)$ が背景場に返され たと見なし、あらたに $\rho \hat{F}(\hat{c}, \varphi) = \rho \hat{F}^{\text{sat}}(\hat{c}, \varphi)$ とする。 クリティカルレベルフィルタリングの効果は、背景 場に追いつかれた位相速度成分の波の運動量を0とす ること ($\hat{F}(\hat{c}, \varphi) = 0$)で表現する。

非地形性重力波パラメタリゼーションによる水平風 の時間変化率は、経度方向および緯度方向に射影した 各方位角方向の運動量フラックスの鉛直収束として

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial z} \tag{3.4.10}$$

と求まる。

パラメータの設定については Scinocca (2003), Orr et al. (2010) を参考にしつつ、感度実験によって決定し た。射出高度は 450 hPa とし、射出高度で与える初期 の運動量フラックスは 3.5×10^{-3} Pa としている。方位 角は 4 方向、位相速度は 0.25 m s^{-1} から 2000 m s⁻¹ の範囲を $n_c = 50$ 個の波で離散的に表現する。この とき、特に中間圏で重要となる位相速度が速い波を細 かく取るような座標変換を適用する。典型的鉛直波数 $m^* = 2\pi/2000 \text{ [m}^{-1]}$ 、周波数の傾き p = 1.5、鉛直波 数の低波数側の傾き s = 1、飽和高度の調整パラメータ $C^* = 10$ とした。計算負荷が高いため 1 時間に 1 度の 実行とし、次回実行まで時間変化率は変化しない。た だし、次項で紹介する結果は、方位角方向は 8 方向で あり、起動は毎タイムステップである²。なお、これら の違いが結果に与える影響は軽微である。

3.4.3 実験結果

すでに述べたように、非地形性重力波の影響が大き い現象は周期が長いため、その効果を見るために、解 像度を TL159L100 として 6 年積分を実施した。初期 値は JRA-55(Kobayashi et al. 2015)を用い、SST お よび海氷密接度は気候値とした。1994 年 6 月 1 日初 期値から積分を開始し、初期 7 か月をスピンアップと して今後の解析には使用していない。スピンアップを 除いた積分期間は 6 年である。CNTL は従来通りレイ リー摩擦を使用し、TEST ではレイリー摩擦のかわり に非地形性重力波スキームを用いた。参照値は ERA-Interim(Dee et al. 2011)および衛星観測に基づく気候

² GSM1403 では 8 方向 (N, NW, W, SW, S, SE, E, NE) の射出方向を考慮し、毎タイムステップの起動としていた。 GSM1603 では、計算負荷を軽減するため、4 方向 (N, W, S, E)、1 時間に 1 度の実行とした。



図 3.4.1 5°N-5°S で平均した帯状平均東西風 [m/s] の時間-高度断面図。ただし縦軸は気圧 [hPa]。左からコントロール (CNTL)、テスト (TEST)、ERA-Interim。

値 (SPARC: stratospheric processes and their role in climate, Randel et al. (2004)) である。

図 3.4.1 は、5°N – 5°S で平均した下部成層圏帯状平均 東西風の時間–高度断面図である。CNTL では 100 hPa から 1 hPa まで全域が東風となっている。上部成層圏 では東風位相の中で周期的な変化を見せ、また、下部 成層圏では風が弱い状態が期間を通して継続している。 一方、TEST では、上部成層圏から下部成層圏にかけ て東風と西風が周期的に表れ、位相が下方に伝搬して いく様子が見て取れる。TEST の周期は 6~8 か月程度 であり、ERA-Interim の 18~26 か月と比較して非常 に短く、西風位相の振幅も弱いものの、CNTL と比較 したときの QBO 再現性の向上は明らかである。また、 TEST では上部成層圏に弱いながらも西風位相が表れ、 成層圏半年周期振動の表現も改善している。

次に、1月のモデル気候値(図 3.4.2)を示す。中層 大気に着目すると、CNTLでは SPARC 気候値に比較 して全般に冬半球の成層圏西風ジェット、夏半球の東 風ジェットともに弱い。また、SPARC 気候値に見られ ている中間圏界面付近が夏極で低温、冬極が高温とな る逆温度勾配も CNTL では弱い。一方で、TEST では ジェットの振幅も SPARC 気候値に近づき、また、中 間圏付近の逆温度勾配も表現されている。

7月のモデル気候値(図3.4.3)でも、CNTLは北半 球中層大気で風速が弱く、逆温度勾配も明瞭ではない。 また、南半球の成層圏ジェットの低緯度側への傾きも 見られない。TEST ではこれらの点が改善されている。

図は省略するが、解析予報サイクル実験でも解析場 や予報場にモデル気候値と同様のインパクトが見られ た。第一推定値では、下部成層圏を中心にラジオゾン デの東西風観測値に対する誤差が減少するなど、期待 通りの効果が得られた。500 hPa の RMSE など対流圏 の代表的な統計的スコアでは中立となっているものが ほとんどであり、いくつか改善も見られた。

3.4.4 今後の課題

ここでは GSM の成層圏の予測精度や非地形性重力 波パラメタリゼーションについて今後の課題を挙げる。

(1) QBO 再現性の向上

GSM1403 でQBO 再現性は向上したものの、周期が 短く振幅も弱いことから、改善の余地がある。QBO 再 現性の向上はデータ同化を通じた対流圏の予測改善も 期待できることに加え、QBO 周期と同程度の長い時間 スケールでは QBO 位相が循環場の変化を通して熱帯 対流活動に影響を与える (Collimore et al. 2003) との 指摘もあることから、より長い予測時間の予測精度も 向上する可能性がある。

QBO 再現性の向上のためには、パラメータ調整も必要だが、熱帯下部成層圏における境界層過程の挙動の影響も無視できない。境界層過程は主として大気境界層の現象を表現するものであるが、GSM では大気全層で計算している。GSM の安定境界層の安定度関数は、GSM1403 にて強安定成層時においても拡散係数が0とならない long tail 型となった(第3.5節)。これは格子内の地表面非一様性を表現したものであり、予測精度を向上させるための実効的手段としても知られている。しかしながら、long tail 型の安定度関数は、強安定成層している熱帯下部成層圏において東西風の鉛直シアーを拡散してしまい、QBO 再現性を低下させている。地表面から遠く離れている中層大気における安定時の鉛直拡散については再考する必要がある。

(2) 解析システムでの利用

現時点では予報モデルにのみ利用されており、4次 元変分法に必要とされる接線形/随伴モデルはまだ実装 されていない。例えば、欧州中期予報センターでは成 層圏における非線形モデルと接線形モデルの整合性を 向上させるため、非地形性重力波パラメタリゼーショ ンの接線形モデルとその随伴モデルが実装されている (Janisková and Lopez 2013)。より整合性の高い同化 システムとすることで、成層圏に感度がある衛星観測



図 3.4.2 1月の帯状平均気温(塗り潰し:[K])と東西風(コンター:[m/s]))モデル気候値と SPARC 気候値。左からコント ロール (CNTL)、テスト (TEST)、SPARC 気候値。縦軸は気圧 [hPa]。SPARC 気候値は高緯度側にデータが存在しない。



図 3.4.3 図 3.4.2 と同じ。ただし7月。

データのさらなる利用とそれによる解析値および予測 値の精度向上が期待できる。当庁においても今後の開 発が必要である。

(3) パラメータの不確実性の低減

現在のスキームには多くのパラメータがあり、実用 的観点から調整が不可欠である。特に射出高度と初期 に与える運動量フラックスは結果に大きな影響を及ぼ すが、経験的に決められている。等方的と仮定されて いる射出方向も不自然である。つまり、現在のスキー ムは発生源に関する情報を何も持たず、この点で改善 の余地がある。近年では衛星観測データや高解像度モ デリングによる重力波の研究が可能となっており、こ れらの研究成果を活用していくことが必要である。

3.4.5 サブグリッド地形効果のパラメタリゼーシ

(1) はじめに

ョン

ここまで近年の GSM の改良点として非地形性重力 波パラメタリゼーションについて報告してきた。一方、 GSM ではサブグリッド地形効果のパラメタリゼーショ ンとして Iwasaki et al. (1989) の地形性重力波抵抗ス キームを使ってきた。Iwasaki et al. (1989) は導入され てから 30 年近くが経過し、その間に地形性抵抗のパラ メタリゼーションに関する研究に多くの進展があった。 そのため、その成果を取り入れるべく、より精緻なパラ メタリゼーションである Lott and Miller (1997) の導入 に向けた試みがなされてきた (山田 2005; 岩村 2009)。 NAPS9 においても、多角的な検証をしつつ、これまで 得られた知見をもとに開発を継続してきた結果、現業 化には至っていないものの良好な結果を得ている。こ こではサブグリッド地形効果のパラメタリゼーション に関する近年の状況について簡単に報告する。

(2) 背景

まず、背景として 2012 年に数値実験作業部会 (WGNE: Working Group on Numerical Experimentation) にて実施された地表面応力の国際比較プロジェ クト (Drag Project; Zadra 2015) がある。Drag Project から、北半球冬季のパラメタライズされた地表面応力 の陸上格子点を対象とした帯状平均がモデル間で大き く異なっていることが明らかとなった。地表面応力とそ の鉛直分配は観測値との比較が難しい反面、予測精度 に与える影響が非常に大きいことが知られている(例 えば Sandu et al. (2016))。そのため、これまでモデル を開発するにあたっては、予測精度が良くなるように 調整されてきた。Drag Project を契機に国際的にサブ グリッド地形効果に注目が集まり、2016年には欧州中 期予報センターでサブグリッド地形効果などの抵抗を 表現する過程に関するワークショップ³が開催された。 さらに、2018年には Drag Project の後継プロジェクト として WGNE と GASS (Global Atmospheric System Studies) によるモデルの地形性抵抗国際比較プロジェク ト COORDE (Constraining Orographic Drag Effects) が計画されるなど、活発な調査研究が進められている。

(3) 地形性抵抗の見直し

このような国際的動向に加えて、これまでの調査か ら、地形性抵抗の表現を改善することで、GSMの課題 である冬季日本付近のトラフの遅れ(第4.2節)を改善 できる可能性も明らかとなっている。そのため、気象 庁においても全球モデルの地形性抵抗を表現する過程 について広く見直されているところである。その結果 明らかとなっている GSM の問題点の一つは、形状抵 抗が表現されていないことである。過去、同様の問題 意識で開発が行われ、北川(2005)や北川・中村(2009) で報告されているが、現業化には至っていない。

現在開発中の地形性抵抗関連過程を改善した GSM で は、サブグリッド地形効果は Iwasaki et al. (1989) に代 わり、これまで開発されてきた Lott and Miller (1997) の手法を用いる。Lott and Miller (1997) ではサブグ リッド地形の非等方性が考慮されており、サブグリッド 地形効果は上層へ運動量を運ぶ重力波抵抗と、サブグ リッド地形を周り込む流れによるブロック流抵抗とし て表現される。さらに、ブロック流抵抗に非線形効果に よる風向依存性の強化 (Wells and Vosper 2010) を取り 入れた。また、重力波の砕波は鉛直波長のスケールで 発生することから、砕波応力は鉛直分配させる (Vosper

learning/workshops-and-seminars/

2015) ようにした。これにより、開発中にたびたび発 生していた、運動量が一層で鉛直収束することによる 過大な時間変化率が見られなくなり、中層大気の計算 安定性が大きく向上した。

これまで陽に表現されてこなかったサブグリッド内 の地形による形状抵抗は、Beljaars et al. (2004) による TOFD (Turbulence Orographic Form Drag) として表 現する。さらに、数値計算上の工夫として、Beljaars et al. (2004) を参考に Lott and Miller (1997) パラメ タリゼーションと TOFD パラメタリゼーションを境界 層過程の陰解法へ繰り込んだ。この手法では、それぞ れ別々に陰解法で解いている Lott and Miller (1997) のブロック流抵抗と TOFD パラメタリゼーションが境 界層過程の陰解法に係数としてまとめられ、陽に解い ている重力波抵抗部分による時間変化率は外力項とし て渡され、境界層過程と同時に時間変化率が計算され る。このように解くことで物理過程間の整合性が向上 し、計算安定性が向上する。これらの変更により、開 発中の地形性抵抗関連過程を改善した GSM では、予 測精度と計算安定性の向上を得ている。

3.4.6 まとめ

非地形性重力波パラメタリゼーションの導入とサブ グリッド地形効果のパラメタリゼーション開発の進展に ついて報告した。非地形性重力波パラメタリゼーション は GSM1403 にて導入され、中層大気の改善や、QBO 表現の改善に寄与した。一方でパラメータの不確実性 が大きく、QBO 表現にも改良の余地がある。

GSM のサブグリッド地形効果のパラメタリゼーショ ン開発は、WGNE Drag Project をはじめとする国際 的な注目の高まりを背景に当庁においても精力的に開 発されている。GSM の課題の一つである北半球冬季日 本付近におけるトラフの遅れを改善できる可能性もあ り、NAPS10 での現業化を目標としている。

参考文献

- Baldwin, M. P., L. J. Gray, T. J. Dunkerton,
 K. Hamilton, P. H. Haynes, W. J. Randel, J. R.
 Holton, M. J. Alexander, I. Hirota, T. Horinouchi,
 D. B. A. Jones, J. S. Kinnersley, C. Marquardt,
 K. Sato, and M. Takahashi, 2001: The quasibiennial oscillation. *Rev. Geophy.*, **39**, 179–229.
- Beljaars, A., A. R. Brown, and N. Wood, 2004: A new parametrization of turbulent orographic form drag. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 130, 1327–1347.
- Collimore, C. C., D. W. Martin, M. H. Hitchman, A. Huesmann, and D. E. Waliser, 2003: On the relationship between the QBO and tropical deep convection. J. Climate, 16, 2552–2568.
- Dee, D. P., S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A.

³ https://www.ecmwf.int/en/

drag-processes-and-their-links-large-scale-circulation

Balmaseda, G. Balsamo, P. Bauer, P. Bechtold,
A. C. M. Beljaars, van de L. Berg, J. Bidlot, N. Bormann, C. Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, A. J.
Geer, L. Haimberger, S. B. Healy, H. Hersbach,
E. V. Hólm, L. Isaksen, P. Kållberg, M. Köhler,
M. Matricardi, A. P. McNally, B. M. Monge-Sanz,
J.-J. Morcrette, B.-K. Park, C. Peubey, P. de Rosnay, C. Tavolato, J.-N. Thépaut, and F. Vitart,
2011: The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system.
Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 137, 553–597.

- Fritts, D. C. and M. J. Alexander, 2003: Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Rev. Geophy.*, **41**, 3.1–3.64.
- Fritts, D. C. and T. E. Vanzandt, 1993: Spectral estimates of gravity wave energy and momentum fluxes. Part I: Energy dissipation, acceleration, and constraints. J. Atmos. Sci., 50, 3685–3694.
- 岩村公太, 2009: 重力波抵抗スキームの現状. 数値予報 課報告・別冊第55号, 気象庁予報部, 109–116.
- 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.
- Janisková, M. and P. Lopez, 2013: Linearized physics for data assimilation at ECMWF. Data Assimilation for Atmospheric, Oceanic and Hydrologic Applications (Vol. II), Springer, 251–286.
- 金浜貴史, 2012: 重力波抵抗. 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 100-110.
- Kim, Y.-J., S. D. Eckermann, and H.-Y. Chun, 2003: An overview of the past, present and future of gravity-wave drag parametrization for numerical climate and weather prediction models. *Atmosphere-Ocean*, 41, 65–98.
- 北川裕人, 2005: 大気境界層過程. 数値予報課報告・別 冊第 51 号, 気象庁予報部, 67-69.
- 北川裕人, 2009: 鉛直高解像度化・上部境界. 数値予報 課報告・別冊第 55 号, 気象庁予報部, 54–58.
- 北川裕人, 中村貴, 2009: 乱流過程・大気境界層. 数値 予報課報告・別冊第 55 号, 気象庁予報部, 91-98.
- Kobayashi, S., Y. Ota, Y. Harada, A. Ebita, M. Moriya, H. Onoda, K. Onogi, H. Kamahori, C. Kobayashi, H. Endo, K. Miyaoka, and K. Takahashi, 2015: The JRA-55 reanalysis: General specifications and basic characteristics. *J. Meteor. Soc. Japan*, 93, 5–48.
- Lindzen, R. S., 1981: Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. J. Geophys.

Res., **86**, 9707–9714.

- Lott, F. and M. J. Miller, 1997: A new subgrid-scale orographic drag parametrization : Its formulation and testing. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 101– 127.
- McLandress, C. and J. F. Scinocca, 2005: The GCM response to current parameterizations of nonorographic gravity wave drag. J. Atmos. Sci., 62, 2394–2413.
- Orr, A., P. Bechtold, J. Scinocca, M. Ern, and M. Janisková, 2010: Improved middle atmosphere climate and forecasts in the ECMWF model through a nonorographic gravity wave drag parameterization. J. Climate, 23, 5905–5926.
- Randel, W., P. Udelhofen, E. Fleming, M. Geller, M. Gelman, K. Hamilton, D. Karoly, D. Ortland, S. Pawson, R. Swinbank, F. Wu, M. Baldwin, M.-L. Chanin, P. Keckhut, K. Labitzke, E. Remsberg, A. Simmons, and D. Wu, 2004: The SPARC intercomparison of middle-atmosphere climatologies. J. Climate, 17, 986–1003.
- Sandu, I., P. Bechtold, A. Beljaars, A. Bozzo, F. Pithan, T. G. Shepherd, and A. Zadra, 2016: Impacts of parameterized orographic drag on the Northern Hemisphere winter circulation. *Journal of Advances* in Modeling Earth Systems, 8, 196–211.
- Scinocca, J. F., 2003: An accurate spectral nonorographic gravity wave drag parameterization for general circulation models. J. Atmos. Sci., 60, 667– 682.
- Vosper, S. B., 2015: Mountain waves and wakes generated by South Georgia: Implications for drag parametrization. 141, 2813–2827.
- Wells, H. and S. B. Vosper, 2010: The accuracy of linear theory for predicting mountain-wave drag: Implications for parametrization schemes. *Quart.* J. Roy. Meteor. Soc., 136, 429–441.
- 山田慎一, 1988: 重力波抵抗. 数値予報課報告・別冊第 34号, 気象庁予報部, 104–119.
- 山田和孝, 2005: 重力波抵抗スキーム. 数値予報課報告・ 別冊第 51 号, 気象庁予報部, 48-52.
- Yonehara, H., M. Ujiie, T. Kanehama, R. Sekiguchi, and Y. Hayashi, 2014: Upgrade of JMA's Operational NWP Global Model. CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell., 44, 6.19–6.20.
- Zadra, A, 2015: WGNE drag project: An intermodel comparison of surface stresses. *Environment Canada Tech. Rep*, 1, pp36.

3.5.1 はじめに

地表面の影響を直接受ける大気の最下層は、大気境 界層あるいは惑星境界層 (PBL: Planetary Boundary Layer) と呼ばれている。PBL は地表面と大気の間で 熱や水蒸気、運動量を交換する窓口の部分である。海 面を通じた水蒸気の供給とその輸送が台風や豪雨の予 測精度に直結し、また陸上でも地上気温の予測精度に 強く影響するなど、数値予報の予測精度にとって PBL を適切に表現することは重要であるため、GSM におい ても関連する過程の改良が進められている。

PBLの内部では、数値予報モデルの水平格子間隔よ りもスケールの小さい乱流や周期的運動といった鉛直 方向の渦(以下、乱渦)集団の運動により、運動量や 熱、水蒸気の輸送が活発に行われている。数値予報モ デルでは、それらの小さな渦運動を直接解像できない ため、その効果をモデル化してパラメタリゼーション により統計的に扱う。これら乱渦の統計的特徴はPBL の成層安定度で概ね特徴付けられ、不安定時には鉛直 スケールの大きな対流混合が主要な役割を果たし、安 定時には鉛直スケールの小さな渦や波が輸送を担う。

3.5.2 成層安定時の境界層過程の課題

安定時の境界層過程の挙動について、long tail 問題と 呼ばれる長年の問題が存在する (Beljaars 2001, 2012)。 本節ではこの問題に関連した境界層過程の改良ついて 議論するため、まずは安定時の境界層過程パラメタリ ゼーションを簡単に確認する。安定時の PBL 内での乱 渦による輸送の効果は、乱渦のスケールが小さいため 拡散方程式型のパラメタリゼーションで良く記述され る。その拡散係数 K [m² s⁻¹] については、観測事実な どに基づき、混合長 ℓ [m]、風速 U [m/s]、高度 z [m]、 及び大気安定度の関数である安定度関数 f により次の 式でパラメタライズされる。

$$K = \ell^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| f \tag{3.5.1}$$

数値予報モデルの予測は、強い成層安定時において 安定度関数に対して非常に鋭敏である。その理由は、そ もそも現実大気と地表面の系が安定度と乱流輸送間に ポジティブフィードバック機構を持つためである。現 実の大気において、晴れた日の地表面付近の気温は乱 流による顕熱輸送と大気放射によるエネルギー輸送で 概ね決定されており、夜間には長波放射による上向き の輸送と乱流による下向きの輸送がお互いに打ち消し 合いながら温度を変えている。夜間において、放射の みを考えた時に実現する状態は準放射平衡と呼ばれ、 その状態では地表面はかなり冷えた状況になる。大気 の安定度がより安定になると乱流輸送は小さくなるた



図 3.5.1 Beare et al. (2006) による LES から求められた安 定度関数(縦軸)の比較結果(Figure 12 の上図)。横軸 は Richardson 数 *R_i* である。図の結果は運動量輸送につ いてのもので、LES の格子サイズは 2 m。図中 SHARP 及び Long-tails で示してある線が典型的な sharp tail 型 と long tail 型の安定度関数であり、その他の線はそれぞ れ異なる LES の結果である。

めより準放射平衡に近づくが、その時大気の安定度は 更に安定になるためより乱流輸送は小さくなる。この メカニズムによる地表面気温の急速な低下(ランオフ と呼ばれる)があり得るため、モデルにおいても僅か な誤差が拡大しやすい。

long tail 問題とは、観測的事実や高解像度シミュレー ションの結果に基づいて安定度関数を決めると、それら に基づかない人為的な手当を含む安定度関数 (long tail) を用いた場合よりも予測精度が悪化してしまう問題で ある。図 3.5.1 に、両者の典型的な安定度関数と LES (Large Eddy Simulation) によるリファレンスを比較 したものを示す (Beare et al. 2006)。図の横軸は、成層 安定度を表す指数のひとつである局所的 ²Richardson 数 (以下、Richardson 数) であり、仮温位 θ_v [K] と重 力加速度 g [m s⁻²] 等により以下の式で定義される。

$$R_{i} = \frac{g}{\theta_{v}} \frac{\frac{\partial \theta_{v}}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^{2}}$$
(3.5.2)

安定度が高くなった時の値が急速にゼロに近づくタイ プの安定度関数は sharp tail 型と呼ばれ、人為的なも のはゆっくりとゼロに近づくため long tail 型と呼ばれ る。図の LES による結果から診断された安定度関数は long tail 型よりも sharp tail 型に近いが、現業数値予 報モデルで用いられている安定度関数は long tail 型に 近い。

Beljaars (2012) はこのギャップの原因を幾つかの観 点で議論している。境界層に関連する過程の問題とし て、間欠的に乱渦が発生する状況を記述する理論が十 分に知られていないこと、地形や植生など地表面状態 の非一様性が考慮できていないこと、格子内スケール の擾乱の効果が表現されていないことなどを候補に挙 げ、境界層過程と接地境界層過程において考慮すべき

¹ 米原 仁

プロセスを十分に取り込めていない点を問題にしてい る。これは、現実の地表面付近は複雑であり様々な要 因で大気の乱れが生じ得るが、一様均一を仮定したパ ラメタリゼーションを前提としてしまうとそれらの効 果は考慮されず、sharp tail 型への変更がかえって予測 精度の悪化につながってしまうと言い換えることがで きるであろう。また、long tail 型の安定度関数は、地 表面のエネルギーや運動量収支に関わる諸過程の問題 により、大気と地表面の結合が弱く見積もられてしま う場合などでは、地表面フラックスの誤差を補償して いる可能性があることも指摘されている³。加えて、現 業用途のモデルとしては、入力が正しい時に良い精度 であることだけでなく、誤差を持った入力に対する振 る舞いが鋭敏すぎないことも大切になる。

一方で、実際に大気の乱れが小さい状況では long tail 型は現象の再現性能に劣る。現在でも、多くの数値予報 モデルにおいて long tail 型の安定度関数が採用された 結果、乱渦の活動を過剰に表現して、風の鉛直シアーが 弱すぎる、潜熱フラックスが過剰であるなどの共通し た課題を持っていることが知られている。このギャップ を埋めるための取り組みは続いており、研究ベースで は様々なスキームが提案されているが、平均的な予測 精度を改善できておらず、現業用途のモデルではあま り採用されていない (Holtslag et al. 2013; Sandu et al. 2013)。

3.5.3 GSM における対応と問題

GSM においても long tail 問題が存在する事情は同 じである。GSM の境界層過程は Mellor-Yamada ス キーム (Mellor and Yamada 1974) の Level2 版(以下、 MY2) を元にしている (隈 1988b, 1996)。オリジナル の MY2 では、安定度がある程度大きくなると乱渦の 活動をゼロと評価するが、これは安定度関数が極端な sharp tail 型となっていることを意味する。GSM では 予測精度を改善するため、より long tail 型に近づくよ うに MY2 のクロージャー定数を修正した上で、更に拡 散係数に下限値を設けることで強安定時に乱渦による 輸送を大きく評価するように改良が加えられた。しか し、GSMの諸過程の精緻化や分解能の向上により、か つて設けられた拡散係数の下限値は過剰な修正となっ てしまっており、かえって予測精度を悪化させる原因 となっていた。図 3.5.2 は GSM1304 の境界層スキー ムと f_{LTG} を用いたスキームについて、SCM (Single Column Model) を用いて熱に関する拡散係数の鉛直 プロファイルを比較したものである。f_{LTG} は参照例 として選んだもので、現業用途のモデルで利用するた めに修正が重ねられた Louis-Tiedke-Geleyn の安定度



図 3.5.2 熱についての拡散係数の鉛直プロファイルを SCM を用いて比較した結果。黒線が GSM1304 のもので紫線が f_{LTG} に基づいて計算した値。図の横軸が拡散係数 $[m^2 s^{-1}]$ である。縦軸はハーフレベルの番号であり、1 は大気最下 層とその上の 2 層目の間のレベルを意味する。SCM の対 象地点は冬季の中央アジア北部 (99.28°E, 54.82°N)、初 期値は 2011 年 1 月 20 日 00UTC である。この時間には 日射はなく、温位等の鉛直プロファイルをみると PBL 上 端の逆転層は概ね 8 層目から上に存在し、また 7 層目付近 には雲ができている。SCM の実行条件は外部強制項なし の物理過程のみとしている。

関数 (Louis et al. 1982; Beljaars 1995; Beljaars and Viterbo 1998; Viterbo et al. 1999) である。この例は SCM の実行条件として非常に安定度が高い場合を選 んでいるが、GSM1304 の拡散係数はその下限値だけ で値が決まっている。地表面が長波放射により強く冷 えていく場合には接地境界層内では下層ほど安定度が 高く、混合長が短くなることと合わせて拡散係数は地 表面に向かって小さくなっていくのが自然であるが、 GSM1304 では逆に下層ほど大きくなるプロファイル となっている。f_{LTG} と比べても鉛直方向の変化傾向と 大きさの両方が全く異なっている。

また、GSM1304までは接地境界層過程にLouis et al. (1982)のスキームを用いていた(限1988a)。このスキー ムは、Monin-Obukhov相似則から導出されるバルク式 の係数を大気最下層の安定度の関数として近似的に解 くものである。Beljaars and Holtslag (1991)は Louis et al. (1982)のスキームでは安定時に係数がかなり過 大に評価されていることを指摘しており、GSMにおい ても大気から地表面への熱輸送が過剰な原因のひとつ と推測されていた。

このように、GSM の境界層過程と接地境界層過程に おいては、long tail 問題への過剰な対応が適用された ままであったが、単純にそれを廃止しただけでは予測 精度が大きく悪化することが数値実験から分かってい

³ 境界層過程の開発に用いるリファレンスの作成においては、 他の過程は正しいとして強制力を与える。しかし、実際のモ デルでは様々な箇所に誤差があるため、リファレンスを良く 再現することだけで良いスキームとすることは出来ない。

る。次に、この課題の解消のための改良について説明 する。

3.5.4 境界層過程の改良

GSM1403では、境界層過程に MY2 と Han and Pan (2011)による K クロージャー型(局所渦)スキームの ハイブリッドアプローチを採用し、同時に拡散係数に 適用されていた下限値を廃止した。新しい境界層過程 における局所渦スキームの拡散係数は以下の安定度関 数を用いて求めている。

$$f_m(R_i) = \begin{cases} \frac{1+2.1R_i}{(1+5R_i)^{1.5}} & R_i \ge 0\\ 1-\frac{8R_i}{1+1.746\sqrt{-R_i}} & R_i < 0 \end{cases}$$

(3.5.3)

$$f_h(R_i) = \begin{cases} \frac{1}{(1+5R_i)^{1.5}} & R_i \ge 0\\ 1 - \frac{8R_i}{1+1.286\sqrt{-R_i}} & R_i < 0 \end{cases}$$
(3.5.4)

ここで、安定度関数の添え字 m, h はそれぞれ運動量 と熱を意味する。水蒸気に関しては熱と同じものを用 いる。この式は、Han and Pan (2011)のオリジナルか ら拡散係数を安定時にやや大きく診断するように修正 している。これは、当時の陸面モデルを使用した場合 には依然として下層気温の誤差が大きく、ランオフを 避けることを優先したためである。

最終的に利用される拡散係数としては、MY2と局所 渦スキームで求まったもののうち大きい方を採用する。 ただし、不安定時 ($R_i < 0$)にはほとんどの場合 MY2 のものが採用されるため、局所渦スキームは安定時に のみ働いていることになる。

3.5.5 接地境界層過程の改良

GSM1403 では、Louis et al. (1982) のスキームに代 えて⁴、Beljaars and Holtslag (1991) による安定度関 数を用いて Monin-Obukhov 相似則を解く接地境界層 スキームを導入した。図 3.5.3 に両手法のバルク式の 係数を比較したものを示す。図の横軸は地表面と大気 最下層間の Richardson 数 R_b で、縦軸がバルク式の係 数である。図を見ると、安定時 ($R_b > 0$) でバルク式 の係数の桁が異なっており、変更により大気と地表面 の間の結合がより小さくなっていることがわかる。ま た、この設定では不安定時にはやや輸送が大きくなっ ているが、この関係性は粗度や最下層高度の条件に依 存するものである。

3.5.6 改良の効果

これらの改良により、安定時の PBL において過剰に 熱や運動量が下層に輸送されていたものが解消し、フ ラックスのプロファイルもより自然なものに近づいた。



図 3.5.3 地表面と大気最下層の間の顕熱と潜熱フラックスに ついて、バルク式の係数を比較したもの。横軸が地表面と 大気最下層間の Richardson 数 R_b 、縦軸がバルク式の係数 であり、縦軸は対数表示である。赤線が Louis et al. (1982) のスキームによる結果で、緑線が Beljaars and Holtslag (1991)の安定度関数を用いたもの。粗度は熱と運動量につ いて同じ 0.02 [m] を用いている。地表面と大気最下層の 距離は 10 [m] を設定。



図 3.5.4 図 3.5.2 と同じケースについて、*s*_L のフラックス を比較したもの。黒線が CNTL、緑線が MO、赤紫線が TEST についての結果。

図 3.5.4 に、液水静的エネルギー s_L のフラックスを比較したものを示す。 s_L [J kg⁻¹] は、気温 T [K]、大気の定圧比熱 c_p [J K⁻¹ kg⁻¹]、重力加速度 g [m s⁻²]、高度 z [m]、全水量 q_w [kg kg⁻¹]、蒸発の潜熱 L [J kg⁻¹]を用いて $s_L = c_pT + g_Z - Lq_w$ で定義される。

図 3.5.4 には、GSM1304 のもの (CNTL)、CNTL に接地境界層の改良を加えたもの (MO)、接地境界層 過程の変更に境界層過程の変更を加えて GSM1403 で 採用したもの (TEST) の3つのスキームの結果を示し ている。TEST の結果はほぼゼロ軸に張り付いている。 CNTL では TEST に比べてかなり大きな下向きのエネ

⁴ 海面では Miller et al. (1992) による修正も併用していた。



図 3.5.5 図 3.5.2 と同じケースについて、大気最下層気温 [K] の時系列を比較したもの。横軸が予測時間、縦軸が気温で ある。各線は図 3.5.4 と同じ設定。

ルギー輸送が生じており、上層から大きな熱を地表面 に輸送している。MO では輸送がかなり減少している が依然として大きく、大気境界層と接地境界層が整合 していない。

図 3.5.5 に、この例における大気最下層気温の時系列 を示す。図を見ると、TEST は CNTL に比べて夜間の 気温が大きく低下しており、下向きのエネルギー輸送 が大きく減り、大気と地表面の関係はより準放射平衡 に近いものとなっていると考えられる。一方で、MO では CNTL に比べて夜間の気温が上昇している。これ は、大気最下層から地表面に流れるエネルギーは減少 した一方で、大気内の下向き輸送は依然大きいままで あることが理由である。このことは、SCM から得られ たフラックスのプロファイルが接地境界層付近で不連 続であることと合致している。

改良の結果、シベリアなどで見られた地表面の高温 バイアスが改善するとともに、拡散により潰されてい た下層ジェット (nocturnal jet) が表現されるようにな るなど様々な点で予測精度が改善した。図3.5.6 に地上 気温の月平均バイアスを比較したものを示す。図の結 果は性能評価実験(第4.2.1 項)に基づくもので、検証 期間は 2012 年 8 月である。ユーラシア大陸やオースト ラリア大陸に着目すると、PBL の上層から地表面に向 かう過剰な熱輸送が改良により抑えられた結果、夜間 の高温バイアスが改善されている。

図 3.5.7 に、風速についての検証結果を示す。上層風 と下層風について全球領域で予測精度が改善している ことが確認できる。また、PBL を対象にした改良であ るが、温帯低気圧など擾乱の予測精度が向上するなど (図略) その影響は対流圏下層にとどまらず、上層風に おいても改善が見られている。

ここで解説した境界層過程と接地境界層過程の改良 は概ね GSM1403 で適用されたものであるが、海上の 接地境界層に関しては同時には更新されず、その後の





図 3.5.6 SYNOP 観測を検証値とした地上 2 m 気温 [K] の 月平均 ME。(a) が改良前、(b) が改良後。検証期間は 2012 年 8 月、12UTC 初期値の予測時間 FT=30 についてのも の。図中、黄色で示している領域は天頂に日射がある領域。 性能評価実験に基づく結果。

GSM1603 で適用されている。時期がずれた理由は物理 過程間の相互作用に起因する。GSM1403 の積雲対流過 程は海面に近い層の気温に強い感度を持っており、接地 境界層の変更により対流活動が変化して予測精度が悪化 したためである。そのため、GSM1603 での積雲対流過 程の大規模変更(第3.1節)に合わせて海上の接地境界 層の改良も導入された。このケースは、compensating errors が開発のボトルネックになっていた例の一つと 考えている。

3.5.7 今後の改良に向けて

本節では、GSMの大気境界層について近年の改良を 報告した。改良の結果、高緯度域を中心とした大気下 層の気温バイアスや日較差の表現、南半球の擾乱など 多くの点で予測精度が改善している。

最後に、GSM の予測精度向上に向けて、今後改良が 必要な項目をまとめる。

近年の改良で陸上の夜間等、大気成層が安定時の性 能は大きく改善した。ただし、強安定時のパラメタリ ゼーション手法のあるべき姿が依然として不明瞭であ



図 3.5.7 2012 年 8 月を対象とした性能評価実験について、 850 hPa 及び 250 hPa 面の風速を解析値により検証した もの。上段 (a), (b) が RMSE の差を対照実験の RMSE で 規格化したもの [%] で、図中では上向き正の方向が改善、 負の方向が改悪を意味する。下段 (c), (d) はアノマリー 相関係数 (ACC: Anomaly Correlation Coefficient)の差 [%] で同様に正の方向が改善である。横軸は予測時間 [h] である。各線は検証領域の違いに対応し、黄土色が北半球 (20°N 以北)、赤線が熱帯 (20°N-20°S)、水色線が南半 球 (20°S 以南)、緑線が全球全体の結果である。線の上の 丸は、有意水準 5%の両側検定で有意であったことを意味 する。

る点は多くの数値予報モデルに共通する課題である。 現在も精力的に研究開発が行われているため、今後も その動向を確認しつつ最新の成果を GSM にも導入し ていく必要がある。また、安定度関数に関しては調整 の余地が大きいので、陸面過程や重力波過程の変更に 応じて随時見直していくことが望ましい。

一方で、不安定時の境界層過程や境界層雲の取扱い には明確な課題が幾つか残っている。MY2 はフラック スが勾配に比例する形で定式化されており、混合長を 通じて非局所の効果が取り込まれているとはいえ、混 合層における輸送を十分に表現できないという課題が ある。また、エントレインメント層における輸送を正 しく表現できないため、現状では計算された拡散係数 に人為的なスムージングをかけて擬似的に輸送を表現 している点も課題である。境界層雲に関しては、その 生成と消滅のプロセスをより良く表現するためには、 雲頂における大きな放射冷却により生成された乱渦に よる輸送をパラメタライズして (Lock et al. 2000)、導 入する必要があるであろう。また、不安定時の境界層 過程は積雲対流過程や雲過程と密接に結びついており、 今後の開発においても引き続き物理過程全体を確認し つつ改良に取り組む必要がある。浅い積雲や層積雲の 表現を改善するには全ての過程の一体的な開発が不可 欠であろう。特に、積雲対流過程において積雲の雲底 高度が気象状況によらずモデル面の特定層に固定され ていることや、積雲対流過程のクロージャーにおいて

MY2の混合長が経験的な関数の引数として用いられて いる点には改善の余地がある。境界層の状況と積雲対 流の雲底高度が無関係であるのは非現実的であるし、 MY2での混合長の診断には経験的パラメータが含まれ るが、それをさらに経験的な関数として利用するのは 両過程の関係を複雑にしすぎている。

大気境界層過程は GSM の予測精度に大きな影響を 与えている。今後も引き続き、台風予測や下層水蒸気 場等の予測精度向上を目指し、改良に努めていく。

参考文献

- Beare, R. J., M. K. Macvean, A. A. M. Holtslag, J. Cuxart, I. Esau, J.-C. Golaz, M. A. Jimenez, M. Khairoutdinov, B. Kosovic, D. Lewellen, T. S. Lund, J. K. Lundquist, A. Mccabe, A. F. Moene, Y. Noh, S. Raasch, and P. Sullivan, 2006: An Intercomparison of Large-Eddy Simulations of the Stable Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 118, 247–272.
- Beljaars, A. C. M., 1995: The impact of some aspects of the boundary layer scheme in the ECMWF model. In Proc. of ECMWF Seminar on Parametrization of Sub-grid Scale Physical Processes, 125–161.
- Beljaars, A. C. M., 2001: Issues in boundary layer parametrization for large scale models. ECMWF seminar on: Key issues in the parametrization of subgrid physical processes, 71–88.
- Beljaars, A. C. M., 2012: The stable boundary layer in the ECMWF model. ECMWF GABLS Workshop on Diurnal cycles and the stable boundary layer, 1–10.
- Beljaars, A. C. M. and A. A. M. Holtslag, 1991: Flux Parameterization over Land Surfaces for Atmospheric Models. J. Appl. Meteor., 30, 327–341.
- Beljaars, A. C. M. and P. Viterbo, 1998: The role of the boundary layer in a numerical weather prediction model. in: Clear and cloudy boundary layers, A. A. M. Holtslag and P. G. Duynkerke (eds.), Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences, North Holland Publishers.
- 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.
- Holtslag, A. A. M., G. Svensson, P. Baas, S. Basu,
 B. Beare, A. C. M. Beljaars, F. C. Bosveld,
 J. Cuxart, J. Lindvall, G. J. Steeneveld, M. Tjernström, and van de B. J. H. Wiel, 2013: Stable
 Atmospheric Boundary Layers and Diurnal Cycles:
 Challenges for Weather and Climate Models. Bul-

letin of the American Meteorological Society, **94**, 1691–1706.

- 隈健一, 1988a: 接地境界層. 数値予報課報告・別冊第 34 号, 気象庁予報部, 45–48.
- 隈健一, 1988b: 大気境界層. 数値予報課報告・別冊第 34 号, 気象庁予報部, 49–53.
- 隈健一, 1996: 湿潤大気境界層のパラメタリゼーション. 数値予報課報告・別冊第 42 号, 気象庁予報部, 89-93.
- Lock, A. P., A. R. Brown, M. R. Bush, G. M. Martin, and R. N. B. Smith, 2000: A New Boundary Layer Mixing Scheme. Part I: Scheme Description and Single-Column Model Tests. *Mon. Wea. Rev.*, 128, 3187–3199.
- Louis, J.-F., M. Tiedtke, and J.-F. Geleyn, 1982: A short history of the operational PBLparameterization at ECMWF. Workshop on Planetary Boundary Layer Parameterization, ECMWF, 59–79.
- Mellor, G. L. and T. Yamada, 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. J. Atmos. Sci., 31, 1791–1806.
- Miller, M. J., A. C. M. Beljaars, and T. N. Palmer, 1992: The Sensitivity of the ECMWF Model to the Parameterization of Evaporation from the Tropical Oceans. *Journal of Climate*, 5, 418–434.
- Sandu, I., A. C. M. Beljaars, P. Bechtold, T Mauritsen, and G. Balsamo, 2013: Why is it so difficult to represent stably stratified conditions in numerical weather prediction (NWP) models? *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 5, 117–133.
- Viterbo, P., A. C. M. Beljaars, J.-F. Mahouf, and J. Teixeira, 1999: The representation of soil moisture freezing and its impact on the stable boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 2401–2426.

3.6.1 海氷過程の改良

(1) はじめに

海氷は地球表面の主要な構成要素であり、その大気 との相互作用は高緯度を中心として大気場の予測に大 きな影響をもたらす。特に、大気の下部境界としてみ ると海氷面と海面(開水面、open sea water)は物理 的性質が大きく異なる。開水面の温度は0℃を大きく 下回らないが、海氷面の温度は陸上と同様に大きく低 下することができるため、大気に与える影響は両者で 大きく異なる。

全球モデルにとって、海氷は取扱いが難しい構成要素の一つである。現実の海氷のプロセスは、形成、融解、移流など複雑だが、一方で空間分布等は数日程度では大きく変化しないため、短期予測で計算コストをかけて精緻に取り扱う必要性は低い²。GSMでは、海氷自体の物質的変化は予測対象とせず、その温度変化のみを取り扱っている。

GSM の海氷過程では、海氷を厚さが一定の平板として熱伝導を考えることでモデル化しており、次の熱伝 導方程式を解いている。

$$C_v \frac{\partial T_{ice}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T_{ice}}{\partial z} \right)$$
(3.6.1)

ここで、 C_v は単位体積熱容量 $[J K^{-1} m^{-3}]$ 、 T_{ice} は温度 [K]、 λ は熱伝導率 $[W m^{-1} K^{-1}]$ である。境界条件 としては、氷の上部では大気との短波放射、長波放射、 顕熱及び潜熱フラックスを与え、底面ではその温度が 一定であるとして、海水の氷点を与えている。海氷上 の積雪は考慮しない。また、海氷の物性も均質で空間 一様、かつ時間不変量であるとしている。モデル化さ れた海氷は融解して潜熱を大気に返すことができるが、 融解しても体積と密度は変化しない。

(2) GSM における課題

GSM1403 までの海氷過程は、海氷の厚さが2mで、 表面層を考慮せず、氷の上から0.05mの層の平均温度 のみを予測変数とする1層モデルであった。熱容量の 取扱いに問題があり、海氷から出て行った(入ってき た)熱は、実質上部0.05mの厚さの氷の温度を下降 (上昇)させるのに用いられていた。このため、大気か らの日周期の強制に対して、振動の振幅が過大で位相 が遅れる、低温時に冷えすぎるなどの問題があった。

また、GSM では水域の格子点においてひとつの地表 面状態しか考慮しておらず、開水面または海氷面のど ちらか一方に分類していた³。つまり、常に海氷密接

表 3.6.1 海氷過程の仕様比較

	新	旧			
層厚	1.5 m	2 m			
層数	4	1			
表面層	あり	なし			
密接度	連続値(混在状 態を考慮)	常に 1			
温度の初期値	予測値引き継ぎ	大気の最下層気 温			
粗度 (運動量)	$1.0 \times 10^{-3} \text{ m}$				
粗度 (熱)	$5.0 \times 10^{-4} \mathrm{m}$	$1.0 \times 10^{-3} \text{ m}$			
海氷融解時の水 の処理	全て海洋に流す	20%を潜熱とし て大気へ渡す			
接地境界層	Beljaars and Holtslag (1991)	Louis et al. (1982)			
接地境界層 熱伝導率	Beljaars and Holtslag (1991) 2.03 [W r	Louis et al. (1982) $n^{-1} K^{-1}$]			

度 (SIC: Sea Ice Concentration) の値は 0 (開水) か 1 (海氷) の 2 値であった。気象庁では、マイクロ波衛星 観測による輝度温度データから SIC をリトリーブして おり (Cavalieri et al. 1984; 野村 1996)、0 から 1 の間 の値を連続的に持つ SIC 解析値を利用することが可能 であったが、GSM では混在格子が取り扱えないため海 氷解析の情報を十分に活かせていなかった。

GSM では SIC が予測時間とともに変化することを 考慮しており、その時間変化量は気候値の時間変化量 から算出している。かつての GSM には、古い時代の 月別気候値を利用しており (野村 1996)海氷状態の季 節変化が大きい時期に変化を十分に捉えることができ ていない点や、古い気候値を現在の第一推定値として 用いることによる誤差の可能性などの課題があった。

これらの課題は、GSM1603からGSM1705までの変 更で海氷過程が大幅に改良されることにより改善され ている。改良の具体的な内容は次以降で述べる。

(3) 海氷過程の改良

GSM1603 では、海氷過程における熱伝導方程式の 離散化とその解法、及び粗度を見直した。また、開水 面を含めて大気との結合手法も改良している。新旧の 仕様を表 3.6.1 に記す。

新しい海氷過程では、ECMWF の全球モデルにおけ る海氷モデルを参考に、海氷の厚さは 1.5 m として温 度の代表層を 4 層で離散化、また熱容量のない表面で 大気と結合することとした。離散化された各層の厚み [cm] は上の層から 7.0, 14.0, 51.0, 78.0 とした。これ は、十分に層数の多いリファレンスと比較して、日周 期の外部強制力に対する応答が見劣りしないことを基 準として設定している。表面では短波放射、長波放射、

¹ 米原 仁

² 実用モデルにおいては、予測の目的に合わせて、精度への 影響、計算量、開発及びメンテナンスコストを踏まえ、適切 にモデル化して取り扱うことが重要になる。

³ GSM では海と陸上の水域を区別しておらず、両者とも海 面過程で取り扱っている。

顕熱、潜熱及び海氷下部への熱伝導のエネルギー収支 方程式を用いて表面温度を診断する。

また、大気との結合部分は境界層過程と合わせてイン プリシットに扱われているが⁴、Best et al. (2004)の手 法により開水面と海氷の混在格子を考慮する改良を加 えた。混在格子を考慮するまでは、海面温度が-1.6 °C から4 °C の間では SIC=0.55 を閾値としてそれ以上で は SIC を 1、閾値未満では 0 として扱っていた(岩村 2009)。混在格子では、それぞれの表面状態に対するイ ンプリシットフラックスが連立方程式として解かれる。

$$\Delta T_1 = C_J \langle J_H \rangle + C \tag{3.6.2}$$

$$\Delta Q_1 = D_J \langle J_E \rangle + D \tag{3.6.3}$$

ここで、 ΔT_1 , ΔQ_1 は大気最下層の気温 T_1 と比湿 Q_1 の時間変化量であり、この式により求まる量である。C及び D は境界層過程で求められる既知の係数である。 括弧 $\langle \rangle$ は海氷面と開水面の平均を意味し、 J_H , J_E は 顕熱と潜熱のインプリシットフラックスである。イン プリシットフラックスは、既知のバルク式の係数と開 水面温度、及び海氷面温度 T_s と T_1 , Q_1 の仮未来値か ら求まるため、 T_s の診断式について T_1 , Q_1 で線形化 した式を用いれば連立方程式が閉じる。これまで SIC が 1 として扱われていた地点において、混在格子を考 慮することにより露出した開水面の影響を考慮すると、 開水面から多くの潜熱及び顕熱フラックスが大気に供 給されるようになるためその影響は特に大きい。

GSM1403 では、SYNOP による地表面気温の観測 値やラジオゾンデによる下層気温の観測値と比較して、 高緯度域での低温バイアスが大きく、特に海氷域の周 辺では予測時間が進むにつれてそれがより顕著になっ ていたが、GSM1603, GSM1705 におけるこれらの改 良により低温バイアスは大きく緩和した。特に、混在 格子の導入により、両極の海氷域においては地上気温 の月平均値が最大4K程度上昇し観測値に近づくなど 大きく改善した。

また、この変更及び陸面過程の変更により、高緯度 域の擾乱について地上気圧場や高度場などの予測精度 の改善が見られた。冬季の高緯度域において、対流圏下 層が低温バイアスを持つことは、陸面過程更新の障害 のひとつになっていたが、海氷過程の改良や雲過程の 改良により、陸面過程を更新しつつバイアスを改善す ることに成功した(第3.7節)。これは、compensating errorsの解消が重要な役割を果たした例の一つである。

3.6.2 海面水温と海氷密接度の時間発展手法の改良

SIC と海面水温 (SST: Sea Surface Temperature)の 気候値の更新及び SIC の時間発展手法の改良について 述べる。これらの変更は、全球 EPS と仕様を合わせて 開発効率を向上することを主な目的として導入された。

⁴ 例えば草開 (2012)。

気候値の更新

GSM では、SST と SIC の時間発展を気候値の時間 変化量から算出しており、予測時間が進むと気候値の 品質が予測精度に影響を与え始める。GSM1603 まで は、SST 気候値としては NOAA の 1982 年から 1993 年の解析値 (Reynolds and Smith 1994) をもとに作成 したものを、SIC 気候値には ECMWF 長期再解析で 作成された海氷解析値 (Nomura 1997) をもとに作成し たものをそれぞれ用いていた (岩村 2009)。これらは、 作成年代が古く最新の気候状態を反映出来ていない上 に、データセットが月別値である。GSM1705 では、海 洋気象情報室作成の全球日別海面水温解析値(栗原ほか 2006) とその SST 解析に利用した海氷密接度日別解析 値 (Matsumoto et al. 2006) に基づく日別気候値を用 いることとした。ただし、GSM では湖沼を扱っておら ず、陸上の水域は海面と同じ扱いであるため、湖沼や 沿岸における未定義領域は旧月別気候値の値を新気候 値に埋め込むなどの処理を行っている。気候値は1981 年から 2010 年の解析値を元に時間方向にローパスフィ ルタを適用して作成しており、その格子は0.25°× 0.25° の等緯度経度である。

また同時に、GSM 内部での SST と SIC を更新する 時間間隔を、24 時間から毎タイムステップ⁵ に高頻度 化している。

この気候値の更新による GSM の予測精度への影響は 軽微であった。この理由としては、SST の時間発展誤差 が中緯度の予測精度に大きく影響するのは概ね FT=120 よりも先であり (堀田 2016)、海氷についても同様にあ る程度予測時間が進んでから影響が大きくなると考え られること、また、そもそも影響が小さいことに加え て気候値の違いによる影響は更に小さいことが考えら れる。

(2) 海氷密接度の時間発展方式の変更

GSM1603 までの SIC 時間発展の推定手法は、SIC 解析値の気候値からの偏差を、予測時間により季節変 動する気候値に加えていくものであった(以下、SIC 偏 差固定予測)。GSM1705 では、SIC の時間発展の推定 に、杉本ほか(2015)の推定手法(以下、ベース手法) を開水海氷混在格子に合わせて精緻化した手法を用い た。ベース手法とは、格子点ごとに SIC 偏差固定予測 を行うのではなく、南北半球ごとに海氷域の面積偏差 を保つことを基本として海氷の時間発展を気候値の時 間変化で代替する方法である。この手法の利点は、概 ね 2 週間よりも先の予測時間において、より自然な海 氷分布を表現できることである。

GSM1705 ではベース手法を改良した以下の手法を 採用した (金浜 2017)。

• SIC 予測値は予測対象の日ごとに作成し、GSM内では時間方向に線形内挿して用いる。

⁵ 1 タイムステップは 400 秒である(第 1.1.3 項)。

- 南北半球ごとに海氷域の面積を扱う。面積偏差とは、解析値の面積から気候値の面積を引いたものである。
- 予測時間14日までは、解析値の面積偏差が変わら ないようにSIC 偏差固定予測値を修正する。
- 予測時間15日からは、その日の気候値の面積日変 化量と同じだけ、前日の予測値を修正する。

ベース手法からは、予測時間14日までの計算手法や 混在状態が取り扱える点などが改良されている。GSM の予測時間は11日までなので、15日以降の処理は全 球 EPS のためのものである。ここでの修正処理とは、 面積を増やす場合は格子点ごとにSIC気候値の係数倍 を足す、減らす場合は(1-SIC気候値)の係数倍を引 く、という処理により面積を変更するものであり、係 数は修正量に応じて決める。SICの値域が0から1の 範囲なのでこの処理は非線形であり、係数は繰り返し 計算で求める必要がある。14日までの手法がSIC 偏差 固定予測値と異なる点は、SIC の値域制限により解析 値の面積偏差が保てなくなったものを補正する点だけ であり、差は軽微なものにとどまる。

3.6.3 今後の改良に向けて

本節では、GSM の海氷及び海面の取り扱いについ て近年の改良を報告した。改良の結果、高緯度域を中 心とした大気下層の気温バイアスなどが改善している。 海氷過程に関しては、引き続き仕様の向上が課題であ る。今回は、海氷のアルベド、熱伝導率、比熱、粗度な ど物性パラメータの適正化には十分に取り組めなかっ たため、引き続き最新の知見を基に改良を試みる予定 である。また、挑戦的な課題として、海氷の体積変化 や移流、海氷上の積雪などの効果を取り込む精緻化が 考えられる。今後も改良に努めていく。

参考文献

- 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.
- Cavalieri, D. J., P. Gloersen, and W. J. Campbell, 1984: Determination of sea ice parameters with the NIMBUS 7 SMMR. J. Geophys. Res., 89, 5355– 5369.
- 堀田大介, 2016: 中期予報における下部境界条件の影響. 数値予報課報告・別冊第 62 号, 気象庁予報部, 11–17.
- 岩村公太, 2009: 下部境界条件. 数値予報課報告・別冊 第 55 号, 気象庁予報部, 59-62.
- 金浜貴史, 2017: 海面水温、海氷の取り扱いの変更と海 氷密接度解析値の完全利用. 平成 28 年度季節予報研

修テキスト,気象庁地球環境・海洋部,70-75.

- 栗原幸雄, 桜井敏之, 倉賀野連, 2006: 衛星マイクロ波 放射計, 衛星赤外放射計及び現場観測データを用い た全球日別海面水温解析. 測候時報, 気象庁, **73 特別 号**, S1–S18.
- 草開浩, 2012: 地表面過程. 数値予報課報告・別冊第58 号, 気象庁予報部, 29-41.
- Louis, J.-F., M. Tiedtke, and J.-F. Geleyn, 1982: A short history of the operational PBLparameterization at ECMWF. Workshop on Planetary Boundary Layer Parameterization, ECMWF, 59–79.
- Matsumoto, T., M. Ishii, Y. Fukuda, and S. Hirahara, 2006: Sea ice data derived from Microwave radiometer for climate monitoring. AMS 14th Conference on Satellite Meteolorogy and Oceanography, P2.21.
- 野村厚, 1996: SST · 海氷. 数値予報課報告 · 別冊第 42 号, 気象庁予報部, 62–78.
- Nomura, A., 1997: Global Sea Ice Concentration Data Set for use with the ECMWF Re-Analysis System. *Project Report*, 4, p25.
- Reynolds, R. W. and T. M. Smith, 1994: Improved Global Sea Surface Temperature Analyses Using Optimum Interpolation. *Journal of Climate*, 7, 929–948.
- 杉本裕之,高谷祐平,宮岡健吾,長澤亮二,新保明彦, 2015: 全球日別海面水温解析 (MGDSST)の利用と 海氷初期偏差を考慮した海氷域推定手法の高度化.平 成 26 年度季節予報研修テキスト,気象庁地球環境・ 海洋部,5–19.

3.7 陸面¹

3.7.1 はじめに

陸面は、大気との間で熱・水・運動量・放射などを 交換し、大気の状態に大きな影響を与える。熱につい ては、顕熱および潜熱が大気との間で交換され、特に 土壌の熱貯留は地上気温などの変化において重要な役 割を果たす。その主たる熱源は放射であり、短波放射 および長波放射について反射・吸収・射出が行われる。 水については、大気からの降雨・降雪が地表面に到達 し、植生による降水遮断、河川などへの表面流出、積 雪・土壌への浸透などによって陸面に蓄積される。逆 に陸面から大気に対しては、蒸発散によって水蒸気が 供給される。運動量については、接地境界層を通じて、 風速や粗度などに応じた交換を行い、大気の風速が弱 められる。陸面における熱・水の循環は、大気下層の 気温・比湿に直接的に影響するだけでなく、下層雲の 形成や対流活動などにも間接的に影響する。したがっ て、数値予報を精度良く行うためには、数値予報モデ ルの陸面過程(陸面モデルとも呼ばれる)においてこ れらの効果を適切に考慮する必要がある。

陸面過程は、各国の現業数値予報センターにおいて活 発に開発が進められている。陸面過程としては、GSMの 陸面過程のベースとなっている SiB (Simple Biosphere; Sellers et al. 1986; Sato et al. 1989a) をはじめ様々な ものが存在する²。

かつては、陸面過程は大気モデルに対する下部境界 条件を単純に担うものとして主に捉えられていた。し かし、近年は、陸面の大気に対する影響を適切に表現 することが数値予報の精度向上において重要だと認識 され、陸面過程そのものの精緻さや正確さにも焦点が 当てられるようになってきている (Best et al. 2011)。

本節では、第 3.7.2 項で GSM におけるこれまでの開 発を概観し、第 3.7.3 項、第 3.7.4 項で GSM1603 以降 の改良について説明する。なお、GSM1705 における 現行の仕様については付録 3.7.A にまとめてある。

3.7.2 GSM におけるこれまでの開発

GSM の陸面過程は、その時代に応じた知見を取り 入れるべく様々な開発が進められてきた。その開発経 過をまとめると、陸面の水循環を扱う陸面の水文過程 が組み込まれる以前のもの、最初に陸面の水文過程が 組み込まれたもの (L1SiB) 、積雪・土壌を中心に精緻 化したが現業導入に至らなかった開発版(新 SiB)、新 SiB をベースに大幅な改良を加え GSM1603 で現業導



図 3.7.1 L1SiB の構成の模式図。



図 3.7.2 iSiB の構成の模式図。

入されたもの (iSiB) の4世代に分けられる。

初期の陸面過程³では、陸面の水文過程が考慮され ていなかった。具体的には、土壌水分量や雪氷分布に は気候値を与え (露木・上野 1988)、水収支は考慮しな い (佐藤・里田 1989) などの仕様であり、陸面におけ る水の存在は一部の変数の気候値によって表現される のみであった。

最初に陸面の水文過程が組み込まれたのが、 GSM8911 の L1SiB⁴(Layer 1 SiB) である (佐藤・里 田 1989)。これは、Sellers et al. (1986) により提案さ れた SiB の仕様を参考にして構築されたモデルであ る。L1SiB では、植生の効果を考慮するとともに、土 壌温度は 1 層の強制復元法 (Deardorff 1978) により、 土壌水分量は 3 層の水収支式により予測することに よって、熱収支・水収支などの再現性を大幅に向上さ せた。L1SiB の模式図を図 3.7.1 に示す。L1SiB は、

¹ 鍋谷 尭司、徳広 貴之 (沖縄気象台 業務課)、米原 仁

² NCAR-CLM (Dickinson et al. 1993; Oleson et al. 2004, 2010)、NCEP などの Noah-LSM (Ek et al. 2003)、UKMO の JULES (Best et al. 2011; Clark et al. 2011)、ECMWF の HTESSEL (Balsamo et al. 2009; ECMWF 2015) など (詳細は草開 (2012) の表 1.4.1 を参照)。

³ 山岸 (1981) では、当時の陸面過程は「境界層の物理過程」 の一部として言及されている。

⁴ 大泉・保坂 (2000) などでは、JMA-SiB と呼ばれている。

GSM1603 で iSiB が導入されるまでの長期間にわた り、GSM の陸面過程として用いられた。なお、L1SiB の導入後に加えられた変更は、接地境界層過程の改良 (第 3.5.5 項)を除けば、氷床アルベド (平井・坂下 2005)や土壌水分量初期値 (米原 2014)の変更などの 小規模なものに留まる。

次に開発を進められたのが新 SiB (大泉・保坂 2000; 平井・坂下 2005; 平井・堀田 2009) である 5。これは、 L1SiB の仕様が簡素なままであったことを踏まえ、各 種問題点(融雪が速く進行する点、積雪域での地上の 高温バイアスなど)に対処すべく、数値予報課と気象 研究所が共同で抜本的な改良を図ったモデルである。 L1SiB では、積雪を下草・裸地面上の氷として簡便に 表現していたため、積雪本来の性質の1つである大気-土壌間の断熱効果が適切には表現されていなかった。 そのため、新 SiB では、積雪の層構造、被覆率、物性 の精緻化を中心に改良が施され、大気-土壌間の断熱効 果が表現できるように改良された。また、土壌につい ても、強制復元法から熱伝導方程式を解く方法に変更 されるなどの精緻化が施された。この結果、積雪域で の地上の高温バイアスが解消された。しかし、同時に 冬季の大気下層の大きな低温バイアスなどが生じたた め、現業導入に至らなかった。

その後、GSM1603 に導入され、GSM1705 で改良が 加えられたのが iSiB (improved SiB; 大泉・徳広 2013) である。これは、新 SiB をベースに、最新の知見 (Oleson et al. 2010; Best et al. 2011; ECMWF 2015 など) を取り入れて開発されたモデルである。iSiB の模式図を 図 3.7.2 に示す。iSiB は、開発時に、新 SiB より緩和し たものの同様の冬季の大気下層の低温バイアスに直面 した。そのため、雲過程や海氷過程などの他の物理過程 と一体となってさらに緩和することにより、GSM1603 での導入が可能となった。さらに、GSM1705 において も、陸面過程を改良するのに加え他の物理過程と一体 となって対応することにより、夏季の大気下層の多湿・ 高温バイアスが改善された (米原 2016, 2017)。

3.7.3 GSM1603 における改良

GSM1603 で導入された iSiB では、新 SiB における 積雪・土壌の精緻化などの抜本的な改良を踏襲しつつ、 陸面パラメータや熱・水収支の精緻化などを行った。以 下では、L1SiB に比べて GSM1603 で導入された iSiB の主な改良点を説明する。

(1) 陸面パラメータの見直し

植生タイプ分布の更新

植生タイプ分布について、ISLSCP1 (Sellers et al. 1988)から、より新しい観測データに基づく GLC2000 (Bartholomé and Belward 2005)に更新した。図 3.7.3



図 3.7.3 ISLSCP1 (左:L1SiB) と GLC2000 (右:iSiB) の植生タイプ分布。



図 3.7.4 HWSD にて提供されている砂含量(左)と粘土含 量(右)。



図 3.7.5 iSiB における土壌鉱物の熱伝導率 [W m⁻¹ K⁻¹] (左) と土壌の空隙率 [m³ m⁻³] (右)。

に、新旧の植生タイプ分布を比較したものを示す。こ の更新により、砂漠域が拡大するなどし、現実植生と の整合性が図られた。また、GSM1403 までは予測精 度への悪影響を避けるため、「耕作地」を「草原+落葉 広葉樹」に人為的に置き換えていたが、iSiB では陸面 過程の改良に伴いその必要がなくなったため、置き換 える処理を廃止した。

裸地面アルベドの見直し

砂漠以外の裸地面アルベドについて、植生タイプ別 の定数値から、MODIS 観測値 (Schaaf et al. 2002) に 基づく植生タイプ別の推定値を基本として、太陽天頂 角と土壌第1層水分量で補正する手法 (Liang et al. 2005) によるものに変更した。砂漠の裸地面アルベド については、サハラ砂漠などのアルベドが大きい地域 とタクラマカン砂漠などの比較的小さい地域の間で値 が大きく異なることを踏まえ、砂漠全体の一定値では なく MODIS 観測値そのものを基本として同様の補正 を加える手法を採用した。これらの変更により、裸地 面アルベドについて MODIS 観測値を反映することが できた。また、アルベドが小さくなる傾向となり大気 下層の低温バイアスを緩和することができた。

⁵ 草開 (2012) などでは、SiB0109 と呼ばれている。

粗度長、ゼロ面変位、輸送係数の見直し

粗度長、ゼロ面変位、輸送係数について、Dorman and Sellers (1989) による植生タイプ別の定数値から、 キャノピーの上端高さを用いて求めた値を葉面積指数 (LAI: Leaf Area Index) や植生被覆率で補正する経験 式によるものに変更した。この変更により、粗度長が 大きくなり風速の過大傾向が緩和された。また、その 後の衛星観測値の導入に対応できるようになった。

土壌関連パラメータの変更

熱伝導率、熱容量、透水係数、空隙率などの土壌関 連パラメータについて、植生タイプ別の定数値を土壌 水分量で補正する手法から、土壌特性(砂・粘土含量) を用いる経験式 (Farouki 1981; Cosby et al. 1984; de Vries 1963) に変更した。図 3.7.4 に、導入した HWSD (Harmonized World Soil Database; FAO et al. 2012) の topsoil (0-30 cm)の砂・粘土含量を示す。この変更 により、格子点別の土壌特性の違いを考慮することが 可能になった。その例として、図 3.7.5 に土壌鉱物(砂・ 粘土)の熱伝導率および土壌の空隙率を示す。熱伝導 率については土壌水分量のみに依存する手法から、水・ 氷、土壌鉱物の熱伝導率を用いて求める手法 (Farouki 1981) に変更している。

(2) 熱・水収支の精緻化

熱・水収支の計算について、インプリシット法で仮 積分する手法 (佐藤・里田 1989) から、NCAR-CLM (Oleson et al. 2010) を参考に繰り返し計算によりフ ラックスの交換係数を陰的に求める手法に変更した。 また、各種抵抗や土壌表層湿潤度のパラメータβ(後 述)について、Oleson et al. (2010) によるものに準拠 するように変更した。これらの変更により、キャノピー 温度の計算安定性が向上し、また熱・水蒸気フラック スの地点観測値との整合性が改善した。

(3) 積雪・土壌の精緻化

積雪

L1SiB では積雪を下草・裸地面上の氷として簡便に 表現するのみであったが、新 SiB では積雪密度などの 物性を扱い、最大4層からなる積雪層を導入した。iSiB ではさらに熱特性の改良も加えることにより、冬季の 大気下層の低温バイアス(後述)を緩和した。具体的に は、積雪密度については圧密効果のみを考慮していた もの(山崎ほか 1991;木下 1963)から、加えて変質効果 と融雪効果も考慮するもの(Anderson 1976)に変更し た。積雪熱伝導率については積雪密度に依存する経験 式である点は変わらないが、Sturm et al. (1997)によ るものから、より大きな値になりやすい Jordan (1991) によるものに変更した。

土壌

L1SiB では土壌温度は1層の強制復元法、土壌水分 量は3層の水収支式により予測していたが、iSiB では 両者を配置する層を7層に増やし、さらに土壌温度は 熱伝導方程式を解いて予測するように変更した。また、 土壌温度・水分量の定義位置が同一になったことを活 かして、熱伝導率の土壌水分量依存性や土壌水分量の 相変化などを考慮するように変更した。これらの変更 により、土壌中のエネルギー保存性や、地上気温の日 変化における位相の遅れが改善された。

土壌水分量気候値の見直し

GSM の陸面過程においては、土壌水分量初期値とし て気候値を用いている。L1SiB では、降水および気温 の観測値を用いて算出された気候値 (Willmott et al. 1985)を用いていたが、観測年代が古く、また iSiB の モデル特性と整合していないという問題があった。そ のため、iSiB のオフラインモデル⁶ により作成した気 候値に変更した。オフラインモデルで使用する大気強 制力は、気象庁 55 年長期再解析 (JRA-55; Kobayashi et al. 2015)の補正値⁷ とした。ただし、大気強制力 については GSM1705 においてもさらに変更している (次項参照)。

(4) GSM1603 における iSiB のインパクト

以上の改良により、L1SiB の夜間における下向き潜 熱過小、上向き潜熱過大、積雪域の地表面温度の高温 バイアス(図略)、地上付近の高温・多湿バイアスなど が改善されたが、同時に、冬季の大気下層の低温バイ アスが生じてしまった(図 3.7.6、図 3.7.7)⁸。

この低温バイアスの原因を分析するため、長波放射 の対 CERES 誤差を用いて確認する。大気下端下向き 長波放射 (図 3.7.8) は L1SiB と iSiB の両方で大部分 の領域において過少である一方で、大気下端上向き長 波放射 (図 3.7.9) は L1SiB では過多な領域が広く、逆 に iSiB では過少な領域が広い。つまり、L1SiB のとき は地表面に入射する長波放射が過少である誤差を、過 剰に多くの大気下端上向き長波放射を返すことにより 補償していたが、iSiB ではそのような補償を行わなく なっている。これは、積雪が持つ特性:

- (a) アルベドの増加
- (b) 熱伝導率の減少 (断熱効果)
- (c) 熱容量の減少 (断熱効果)

⁶ 大気モデルと切り離す代わりに、大気最下層の値を観測値 や解析値などで与え、陸面モデル単体で予報するモデル (草 開 2012)。

⁷ JRA-55 の降水量を衛星観測値から作成された GSMaP (JAXA 2018) に基づいて補正したもの。

⁸ 図 3.7.7 の CNTL に見られる地上付近の高温バイアスが図 3.7.6 の CNTL には見られないのは、図 3.7.6 の対ゾンデの 検証範囲が 1000 hPa 以下の気圧であり、図 3.7.7 の SYNOP の高度を捕捉できていないためである。



 図 3.7.6 2014 年 1 月の北半球における比湿 [g kg⁻¹](上) と気温 [K](下)の対ゾンデ検証による鉛直プロファイル。
 左から順に、L1SiB の平均誤差(左: CNTL)、iSiB の平 均誤差(中: TEST)、RMSE 差(右: TEST-CNTL)である。



図 3.7.7 2014 年 1 月の 2 m 気温の対 SYNOP 誤差 [K]。 L1SiB (左: CNTL) と iSiB (右: TEST)。



図 3.7.8 2014 年 1 月の大気下端下向き長波放射 (RLDB) の 対 CERES 誤差 [W m⁻²]。L1SiB (左: CNTL) と iSiB (右: TEST)。



図 3.7.9 2014 年 1 月の大気下端上向き長波放射 (RLUB) の対 CERES 誤差 [W m⁻²]。L1SiB (左:CNTL) と iSiB (右:TEST)。



図 3.7.10 2014 年 1 月の 2m 気温の対 SYNOP 誤差 [K]。 iSiB 単体の改良(左: CNTL)と GSM1603 全体の改良 (右: TEST)を加えている。

のうち、L1SiBでは (a) のみを考慮していたが、iSiBで は全てを考慮できるようになり、大気下層が冷えやす くなったために生じていると考えられる。このように 当初の iSiB では、大気下端下向き長波放射過少の中、 積雪が本来の性質を持つようになった結果、低温バイ アスが引き起こされていた。

さらに、iSiB については、CEOP (Coordinated Energy and Water Cycle Observations Project)の観測 データ⁹を使ったオフライン実験・検証において、積 雪時の顕熱・潜熱フラックスや地表面輝度温度の表現 が L1SiB より観測値に近づいたことから、陸面過程単 体の性能として改善されていることがわかった。この 結果を受けて、根本原因である大気下端下向き長波放 射過少を緩和するための雲過程の改良や、海氷過程が 原因で生じていた低温バイアスの改善などの他の物理 過程を見直す対応も行い、低温バイアスを緩和するこ とができた(第1.1.7項)。その結果は図 3.7.10 に示す 通りである。

3.7.4 GSM1705 における改良

GSM1603 では地上付近の予測精度が多くの点で改善したが、導入に至らなかった改良もあり、また夏季の中央アジアなどの乾燥域での夜間の高温バイアス、その他の陸域の多くでの多湿バイアスという課題が残った。そのため、GSM1705 では、陸面パラメータの更新や各種手法の変更などのさらなる改良を施しつつ、これらのバイアスの緩和を行った。

(1) 陸面パラメータの更新

LAI・緑葉割合・植生被覆率の更新

いずれも植生タイプ別の値であったが、LAI・緑葉 割合については MODIS 観測値 (Myneni et al. 2002)

⁹ 検証に用いた観測地点はカナダ内陸部にある BERMS (Boreal Ecosystem Research and Monitoring Sites) の Old Jack Pine (https://archive.eol.ucar.edu/projects/ ceop/dm/insitu/sites/clic/berms/OJP/) であり、ここ には常緑針葉樹が広がっている。

に基づく植生タイプ別、月別、緯度帯別¹⁰の値に変更 し、植生被覆率については衛星観測値などに基づく森 林被覆データ (DeFries et al. 2000)、耕作地被覆デー タ (Ramankutty et al. 2008)を新たに考慮して作成し たものに変更した¹¹。これらの変更により、植生につ いて近年の衛星観測値が反映されるようになり、特に LAI については過大傾向であったものが緩和された。

土壌特性の利用強化

HWSD のうち、GSM1603 から利用していた topsoil (0-30 cm) の砂・粘土含量に加えて subsoil (30-100 cm) の砂・粘土含量、topsoil (0-30 cm) の有機 炭素量 (Chen et al. 2012) も利用するように変更した。 subsoil に関する変更により、土壌の鉛直非一様性の表 現を向上させることができた。また、有機炭素量に関 する変更により、地熱フラックス過多が抑制され、夜 間の高温バイアスが緩和された。

(2) 放射・アルベドの見直し

砂漠の裸地面アルベドの見直し

GSM1603 で導入した MODIS 観測値を太陽天頂角 と土壌水分量で補正する手法 (Liang et al. 2005) か ら、MODIS 観測値を太陽天頂角のみから補正する手 法 (Briegleb et al. 1986) に変更した。

森林キャノピーギャップの導入

放射収支について、森林キャノピーギャップ (Pomeroy et al. 2002)を考慮するように変更した。この変更によ り、林床に到達する短波放射が増加し、キャノピー温 度の過大な温度上昇が抑えられることによって、顕熱 フラックスが抑制された。

(3) 熱・水蒸気・運動量フラックス交換スキームの変更気孔抵抗の変更

気孔抵抗について、Jarvis (1976)の経験式から Collatz et al. (1991)の光合成モデルに変更した。この変 更により、不確実性を持つパラメータを減らすことが できた。

下草断熱効果の導入

土壌表層の熱伝導率について、下草断熱効果を考慮 するように変更した。この変更により、大気-土壌間の 断熱効果が増加し、地熱フラックス過多が抑制された。

¹⁰ 低緯度 (< 23.5°)、中緯度 (≥ 23.5°, < 55°)、高緯度 (≥ 55°)

¹¹ キャノピー・下草被覆率(後述)の和が概ね USGS の植生 被覆データ(Broxton et al. 2014)と等しくなるように作成 している。また、植生タイプが「森林」などの場合はキャノ ピー被覆率として GLCF の森林被覆データ(DeFries et al. 2000)を使用し、植生タイプが「耕作地」の場合は耕作地被覆 の下草被覆率に対する寄与を、EarthStat の耕作地被覆デー タ(Ramankutty et al. 2008)に基づいて考慮している。

粗度長や蒸散パラメータの調整

粗度長や蒸散パラメータについて、10m 風速の地上 観測値、潜熱の地点観測値などと整合するように調整 を行った。この変更により、夏季の大気下層の高温バ イアスを緩和することができた。

(4) 土壌の変更

土壌水分移動スキームの変更

土壌水分移動スキームに用いる透水係数について、 Clapp and Hornberger (1978) によるものから van Genuchten (1980), Dharssi et al. (2009) によるもの に変更し、さらに水蒸気移動効果 (Bittelli et al. 2008; Saito et al. 2006) も考慮するように変更した。この変 更により、潜熱フラックスが増加し、高温バイアスが 緩和された。

土壌水分量気候値の見直し

GSM1603 で導入した土壌水分量気候値には過多傾 向などの問題があったため、オフラインモデルで使用 する大気強制力を変更して気候値を作成し直した。具 体的には、大気強制力を JRA-55 から、NOAA-CIRES 20th Century Reanalysis (20CR)の衛星観測値などに 基づく補正値であり、GSWP3 (Global Soil Wetness Project Phase 3; Kim 2017) で使用されたものに変更 した。

3.7.5 今後の改良

GSM1603, GSM1705 では GSM8911 での L1SiB 導 入以来の大幅な改良が陸面過程に施され、これらが GSM の予測精度向上に大きく貢献した。今後も GSM の予測精度を向上させていくためには、陸面過程を改 良させていくことが不可欠である。現在は、陸面過程 をさらに精緻化するため、考慮されていない要素(湖 モデルなど)の導入やタイル化 (Kimura 1989; Koster and Suarez 1992) などについて検討を進めている。ま た、各種のパラメータや手法についても、最新の知見 を反映して見直していくように引き続き努めていく。

付録 3.7.A 現行の仕様

本項では、GSM1705 における陸面過程の仕様につい て説明する¹²。陸面過程の構成要素やその分類は文献 により説明が異なり、特に注意が必要であるため、こ こではやや詳細に述べる。

iSiB では地面を下草または裸地面を表すもの、地表 面を平井・堀田 (2009) による「地面から大気最下層ま での植生を含む空間」という定義と同様の広い範囲を 表すものと定義して、使い分けている。

陸面過程では、構成要素として、植生キャノピー・キャ ノピー空間・地面(下草または裸地面)・積雪・土壌を考え (図 3.7.2)、各構成要素における熱・水収支を計算する。 本項では、それぞれを添え字のc, a, g(g, bs), sn, slで 表す。

植生キャノピー (以下、キャノピーと呼ぶ) は植生タ イプが「森林」の場合は樹木および灌木の樹冠を、「草 原」の場合は草全体を表す。また、「森林」の場合は林 床に生えている下草を考慮する。それらの存在割合は それぞれキャノピー被覆率・下草被覆率により表され る。キャノピー空間はキャノピーに覆われた空間のこ とを表し、大気との熱・水蒸気フラックスの交換経路 として使用される(図 3.7.12、図 3.7.13)。裸地面は、 地面のうち下草で覆われていない部分を表し、土壌水 分の裸地面蒸発が考慮される。積雪は、空気・水・氷 により構成されていると考え、その層構造は積雪表層 に加え最大4層で離散化する。なお、層数は積雪深に 応じて変化させる。土壌は、土壌粒子・空気・水・氷 により構成されていると考え、その層構造は土壌表層 に加え固定の7層で離散化する。各構成要素では、温 度・水分量(氷量)を予測する。積雪では積雪年齢、積 雪密度も予測し、また積雪年齢を用いて積雪アルベド を診断する。

また、使用しているパラメータは以下の通りである。

 植生関連 植生タイプ分布、キャノピー・下草のLAI (LAI_c, LAI_g)、キャノピー・下草の緑葉割合 N_{grn,c}, N_{grn,g}、植生被覆率(キャノピー・下草被覆率 f_c, f_g)、キャノピー・下草の根長、キャノピーの下端・ 上端高さ z₁, z₂、気孔抵抗関連パラメータ(カル ボキシル化最大速度 V_{max}、根の分布パラメータ など)、粗度長 z₀、ゼロ面変位 d。

- 放射・アルベド関連
 放射関連パラメータ(葉の反射率・透過率など)、
 裸地面アルベド気候値。
- 積雪・土壌関連 積雪・土壌層厚 Δz_{sn}, Δz_{sl}、土壌特性(砂・粘土 含量、有機炭素量)、土壌水分量気候値。

熱・水収支

陸面過程における熱・水収支は、キャノピー、地面 の2層モデルについて計算される。

キャノピー・地面温度

キャノピー・地面温度 T_c, T_g は、熱収支に基づいて 次のように予測される。

$$C_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = R_c^n - H_c - L_{vap} E_c \qquad (3.7.1)$$

$$C_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = R_g^n - H_g - L_{vap} E_g - G_g \qquad (3.7.2)$$

ここで、添え字 c, g はそれぞれキャノピー、地面を表 し、C は熱容量、 R^n は正味放射、H は顕熱、E は水 蒸気、 L_{vap} は気化潜熱、 G_g は地中伝導熱である。地 面温度 T_g は、無積雪域では下草・土壌表層温度 $T_{sl,g}$ を、積雪域では積雪表層温度 $T_{sn,g}$ を表す。

ただし、キャノピー熱容量 *C_c* は小さく、キャノピー 温度は急激に変化する。そのため、GSM の積分時間間 隔に比べてキャノピー温度が変化する時間は短く、*T_c* の計算では計算不安定が起きる可能性がある。そこで、 計算安定性を確保するため、現行の仕様ではニュート ン・ラフソン法によりフラックスの交換係数を陰的に 求める以下の手法を用いている。ここで、右上添え字 の*i* は繰り返し回数、* は平衡状態を表す。

- 1. キャノピー・地面温度の初期値 T_c^1, T_a^1 を用意する。
- 2. 各抵抗 $r_{ah}^{i}, r_{b}^{i}, r_{d}^{i}, r_{lit}^{i}$ の値を計算する。
- 3. 各フラックス *R^{n, i}*, *Hⁱ*, *L_{vap} Eⁱ*, *Gⁱ_g* の値を計算 する。
- 4. キャノピー・地面温度の更新値 T_c^{i+1}, T_g^{i+1} を計算 する。例えば、 T_c^{i+1} の場合は次のようになる。

$$\begin{aligned} T_c^{i+1} &= T_c^i + \Delta T_c^i \\ \Delta T_c^i &= -\frac{R_c^{n,i} - H_c^i - L_{vap} E_c^i}{\left(\frac{\partial R_c^n}{\partial T_c}\right)^i - \left(\frac{\partial H_c}{\partial T_c}\right)^i - L_{vap} \left(\frac{\partial E_c}{\partial T_c}\right)^i} \end{aligned}$$

平衡状態の判定条件

 $|L_{vap} E_c^{i+1} - L_{vap} E_c^i| < 0.1 \,\mathrm{W \, m^{-2}},$ $|\Delta T_c^{i+1}| < 0.01 \,\mathrm{K}, \quad |\Delta T_c^i| < 0.01 \,\mathrm{K}$

の全てを満たした場合は 5. に進み、そうでない場 合は 2. – 4. を再計算する $(2 \le i + 1 \le 20)$ 。

5. 各抵抗を平衡状態の T_c^*, T_g^* から計算し、各フラックスをこれらと初期値 T_c^1, T_g^1 から計算する。例えば、 H_c の場合は次のようになる。

$$H_c = -C_p \,\rho_{atm} \frac{T_a^1 - T_c^1}{r_b^*}$$

キャノピー・下草保水量

キャノピー・下草保水量 $M_c, M_g \, [\text{kg m}^{-2}]$ は次のように予測される。

$$\frac{\partial M_c}{\partial t} = I_{cept, c} - E_c^e \tag{3.7.3}$$

¹² なお、巻末付録 A.9 では仕様の概略を説明している。



図 3.7.11 現行の iSiB における水の移動経路。ただし、キャ ノピー・下草の根長が土壌第 7 層まで届く場合である。正 確には、「蒸発」は蒸発・昇華から結露・霜を差し引いた ものを表す。また、「雨」は雪を、「水」は氷を、「樹冠通 過雨」は保水・氷滴下 (drip)を、「積雪含水」は積雪含水 移動、凍結、融雪を、「土壌水分」は凍結、融解を含む。

$$\frac{\partial M_g}{\partial t} = I_{cept, g} - E_g^e \tag{3.7.4}$$

ここで、 I_{cept} は降水の遮断、 E^e は遮断蒸発(遮断損 失)である。ただし、 T_c , T_g が水の氷点下であるとき、 M_c , M_g はそれぞれ氷量を表す。

降水の配分

現実植生において、大気から注ぐ降水である林外雨 (gross rainfall) は、一部は植生により遮断 (interception) され、残りは樹冠通過雨 (throughfall) もしくは 樹幹流 (stem flow) になる (浦野ほか 2009)。iSiB にお いては、植生としてキャノピー・下草を考え、樹幹流 を無視して、次のように定式化する (図 3.7.11)。

$$P_g = I_{cept} + T_{fall} \tag{3.7.5}$$

ここで、 P_g は林外雨 [kg m⁻² s⁻¹]、 I_{cept} (= $I_{cept,c}$ + $I_{cept,g}$) は遮断、 T_{fall} は樹冠通過雨である。

樹冠通過雨の配分

樹冠通過雨 T_{fall} [kg m⁻² s⁻¹] は、表面流出 (surface runoff) R_{off} 、土壌への浸透 (infiltration) Q_{infl} 、積雪 の水貯留に配分される。

$$T_{fall} = R_{off} + Q_{infl} + (Q_{sn, infl} - Q_{sn, drng})$$
(3.7.6)

ここで、積雪の水貯留は、積雪への浸透 $Q_{sn,infl}$ より 積雪からの重力排水 (gravitational drainage) $Q_{sn,drng}$ を差し引いて計算する。なお、無積雪域では両者は 0 となる。

全流出

全流出 (total runoff) R_{total} [kg m⁻² s⁻¹] は、表面流 出 R_{off} と土壌からの重力排水 Q_{drng} の和として計算 される。

$$R_{total} = R_{off} + Q_{drng}$$

$$= T_{fall} - (Q_{infl} - Q_{drng})$$

$$(3.7.7)$$

$$-\left(Q_{sn,\,infl}-Q_{sn,\,drng}\right) \tag{3.7.8}$$

(2) 地表面フラックス

大気モデルに対して与えるものは、顕熱フラックス H、水蒸気フラックス E、東西・南北方向の運動量フ ラックス τ_x , τ_y 、キャノピー・地面のアルベド α_c , α_g 、 温度 T_c , T_g である。

顕熱フラックス

大気モデル-陸面過程間の熱・水蒸気フラックス交換 を計算する際には、キャノピー群落内およびキャノピー 葉面からの乱流輸送効果を表現するために、それぞれ の空気力学的抵抗を考え、電気回路に模した交換経路 を考える(図 3.7.12、図 3.7.13)。

大気-キャノピー空間間の顕熱フラックス H は、キャ ノピー空間-キャノピー間の顕熱フラックス H_c 、キャ ノピー空間-地面間の顕熱フラックス H_g の和として次 の関係が成り立つ。

$$H = H_c + H_q \tag{3.7.9}$$

各フラックスの計算にはバルク式を用いるが、バルク 係数 C および風速 V_{atm} による表示ではなく、熱交換 のされ難さを表す空気力学的抵抗 $r \equiv 1/(CV_{atm})$ によ る表示を用いる。

$$H = -C_p \,\rho_{atm} \frac{\left(\theta_{atm} - T_a\right)}{r_{ah}} \tag{3.7.10}$$

$$H_c = -C_p \,\rho_{atm} \frac{\left(T_a - T_c\right)}{r_b} \tag{3.7.11}$$

$$H_g = -C_p \,\rho_{atm} \frac{\left(T_a - T_g\right)}{r_d} \tag{3.7.12}$$

ここで、 C_p は空気の定圧比熱、 ρ_{atm} , θ_{atm} はそれぞれ 大気モデル最下層の密度、温位、 T_a はキャノピー空間 温度、 T_c はキャノピー温度、 T_g は地面温度、 r_{ah} , r_b , r_d は各構成要素間の空気力学的抵抗である (Oleson et al. 2010)。なお、キャノピー空間温度 T_a と温位 θ_a は等し いと仮定している。抵抗表示を用いると、電気回路に おいてオームの法則 I = V/Rに基づいて電流 I を計 算するのと同様に、各フラックスを計算することがで きる。

(3.7.9) 式 – (3.7.12) 式を T_a について解けば

$$T_a = \frac{\theta_{atm}/r_{ah} + T_c/r_b + T_g/r_d}{1/r_{ah} + 1/r_b + 1/r_d}$$
(3.7.13)

と表せ、これより、各抵抗が求まれば H を計算できる。



水蒸気フラックス

顕熱フラックスと同様に、大気–キャノピー空間間の 水蒸気フラックス E は、キャノピー空間–キャノピー間 の蒸発フラックス E_c^e および蒸散フラックス E_c^t 、キャ ノピー空間–下草間の蒸発フラックス E_g^e および蒸散フ ラックス E_g^t 、キャノピー空間–裸地面間の蒸発フラッ クス E_{bs} の和として次の関係が成り立つ。

$$E = E_c^e + E_c^t + E_g^e + E_g^t + E_{bs}$$
(3.7.14)

両辺のうち E, E_c^e, E_g^e については次のように表される。

$$E = -\rho_{atm} \frac{\left(q_{atm} - q_a\right)}{r_{ah}} \tag{3.7.15}$$

$$E_{c}^{e} = -\rho_{atm} \frac{\left(q_{a} - q_{sat}^{T_{c}}\right)}{r_{b}} f_{wet, c} \qquad (3.7.16)$$

$$E_{g}^{e} = -\rho_{atm} \frac{\left(q_{a} - q_{sat}^{T_{g}}\right)}{r_{d}} f_{wet,g} f_{g} \qquad (3.7.17)$$

ここで、 q_{atm} は大気モデル最下層の比湿、 q_a はキャ ノピー空間の比湿、 r_b , r_d はそれぞれの構成要素間の 空気力学的抵抗、 $q_{sat}^{T_c}$, $q_{sat}^{T_g}$ は T_c , T_g での飽和比湿、 $f_{wet, c}$, $f_{wet, g}$ はキャノピー・下草の保水率(葉面におけ る最大保水量 $M_{c,max}$, $M_{g,max}$ に対する保水量 M_c , M_g の比)から計算される保水被覆率、 f_g は下草被覆率で ある。なお、最大保水量 $M_{c,max}, M_{g,max}$ は、水・氷、 キャノピー・下草などに依存する定数 C_{max} を用いて 次のように求めている。

$$M_{max} = C_{max} \cdot LAI \cdot \rho_{wtr} \tag{3.7.18}$$

蒸散フラックス E_c^t , E_g^t を表現する際には、空気力学 的抵抗 r_b だけでなく植物気孔内の空気中の拡散抵抗を 表し気孔開度などに依存するキャノピー・下草の気孔 抵抗 (stomatal resistance) $r_{stm,c}$, $r_{stm,g}$ も合わせて 考慮する必要がある。これら 2 つの抵抗は直列に作用 すると考え、

$$E_{c}^{t} = -\rho_{atm} \frac{\left(q_{a} - q_{sat}^{T_{c}}\right)}{r_{b} + r_{stm,c}} \left(1 - f_{wet,c}\right) \qquad (3.7.19)$$

$$E_g^t = -\rho_{atm} \frac{\left(q_a - q_{sat}^{I_g}\right)}{r_d + r_{stm,g}} \left(1 - f_{wet,g}\right) f_g \quad (3.7.20)$$

と表す。ここで、蒸散は保水被覆のない部分でのみ起 こると考えている。気孔抵抗 r_{stm} には Collatz et al. (1991)の光合成モデルを採用している。 r_{stm} [m⁻¹s]の 実装にあたっては、Oleson et al. (2010) に倣い、個葉 の気孔抵抗 r_s [µmol⁻¹ m²s] から次のように換算する。

$$r_{stm} = r_s \cdot LAI \cdot N_{grn} \left(\frac{p_{atm}}{R_{gas} \ \theta_{atm}} \times 10^{-9} \right)$$
(3.7.21)

$$\frac{1}{r_s} = m \frac{A}{c_s} \frac{e_s}{e_i} p_{atm} + b \tag{3.7.22}$$

ここで、 N_{grn} は緑葉割合、 p_{atm} , θ_{atm} は大気モデ ル最下層の気圧 [Pa]、温位 [K]、 R_{gas} は気体定数 [kmol⁻¹ Pam³ K⁻¹]、m は植生タイプ別の経験的定数、 c_s は葉面上の二酸化炭素分圧 [Pa]、 e_s は葉面上の水蒸 気圧 [Pa]、 e_i はキャノピー・下草温度における飽和水 蒸気圧 [Pa]、 $b \equiv 2000 \,\mu\text{mol}\,\text{m}^{-2}\,\text{s}^{-1}$ は最小気孔コン ダクタンス、A は葉の光合成 [µmol CO₂ m⁻² s⁻¹] であ る。なお、A は放射フラックス、キャノピー・下草温 度、土壌水分量などに依存する。

最後に、キャノピー空間-裸地面間の蒸発フラックス *E*_{bs} は、両者間の抵抗の和をひとまず *r*_{abs} とおけば次 のように表される。

$$E_{bs} = -\rho_{atm} \frac{\left(q_a - q_s\right)}{r_{abs}} \ (1 - f_g) \tag{3.7.23}$$

ここで、q_s は裸地面比湿である。ただし、裸地面比湿 q_s は、大小様々な間隙が発達している不均一な地表面 において平均化された値のことを表しているため、現実 には測定が難しく、定式化に向いていない (近藤 1994, 2000)。そのため、E_{bs} を定式化する際には、抵抗 r_{abs} に加え、裸地面比湿 q_s の扱いについても考える必要 がある。後者については、土壌湿潤度を表すパラメー タを導入することにより表現する各種手法が考えられ ている。現行の仕様では、土壌表層間隙における相対 湿度 α (Philip 1957; Oleson et al. 2004) と蒸発効率 β (Lee and Pielke 1992; Sakaguchi and Zeng 2009; Oleson et al. 2010) を合わせて用いる次の $\alpha\beta$ 法を採 用している ¹³。

$$\alpha = \exp\left(\frac{\psi_{1} g}{R_{vap} T_{sl,1}}\right)$$
(3.7.24)
$$\beta = \begin{cases} \frac{1}{4} \left[1 - \cos\left(\frac{\theta_{1}}{\theta_{fc}}\pi\right)\right]^{2} & \theta_{1} < \theta_{fc} \\ 1 & \theta_{1} \ge \theta_{fc} \ddagger c \ddagger \\ 1 & \chi \mathbf{k} \cdot \text{結露 する } c \ddagger \end{cases}$$
(3.7.25)

ここで、 ψ_1 は土壌第1層の土壌水分マトリックポテン シャル、gは重力加速度、 R_{vap} は水蒸気の気体定数、 $T_{sl,1}$ は土壌第1層温度、 θ_1 は土壌第1層水分の体積含 水率、 θ_{fc} は圃場容水量 (field capacity)の体積含水率 である。また、抵抗 r_{abs} としては空気力学的抵抗 r_d お よびリター(落葉落枝)層抵抗 (litter layer resistance; Sakaguchi and Zeng 2009) r_{lit} を考える。 r_{lit} は、積雪 深から有効リター面積指数などを計算することにより 求められる。したがって、 E_{bs} は次のように表される。

$$E_{bs} = -\rho_{atm}\beta \frac{\left(q_a - \alpha q_{sat}^{T_g}\right)}{r_d + r_{lit}} \ (1 - f_g) \qquad (3.7.26)$$

(3.7.13)式を T_a について解いたのと同様に、 q_a について解けば

$$q_{a} = \frac{q_{atm}/r_{ah} + q_{sat}^{T_{c}}/r_{b}' + q_{sat}^{T_{g}}/r_{d}' + \alpha q_{sat}^{T_{g}}/r_{abs}'}{1/r_{ah} + 1/r_{b}' + 1/r_{d}' + 1/r_{abs}'}$$
(3.7.27)

と表せる。ここで、 r'_b, r'_d, r'_{abs} は各式中の抵抗、被覆 率、 β から計算される合成抵抗である。各抵抗が求ま れば、Eを計算できることがわかる。

運動量フラックス

大気-陸面間の東西・南北方向の運動量フラックス *τ_x*, *τ_y* は、次のように表される。

$$\tau_x = -\rho_{atm} \frac{\left(u_{atm} - u_s\right)}{r_{am}} \tag{3.7.28}$$

$$\tau_y = -\rho_{atm} \frac{\left(v_{atm} - v_s\right)}{r_{am}} \tag{3.7.29}$$

ここで、 $\rho_{atm}, u_{atm}, v_{atm}$ は大気モデル最下層の密度・ 東西風速・南北風速、 $u_s, v_s (\equiv 0)$ は地表面の東西風速・ 南北風速、 r_{am} は運動量の空気力学的抵抗である。

 r_{ah}, r_{am} は、Oleson et al. (2010) に倣ってゼロ面変 位 d、熱・水の粗度長 z_{0h} 、水蒸気の粗度長 z_{0m} 、Monin-Obukhov の長さ L、大気の東西・南北風速 u_{atm}, v_{atm} から求められる。

¹³ 正確には、プログラム内では、比湿 q ではなく水蒸気圧 $e = (p_s/\epsilon)q$ を変数として計算している。 ゼロ面変位 *d* は、有効植生被覆率による補正を考慮 して次のように計算される (Blümel 1999)。

$$d = f_c^{eff} d_v \tag{3.7.30}$$

ここで、 f_c^{eff} は有効植生被覆率、 d_v は密な森林におけるゼロ面変位であり、それぞれ LAI_c などから計算する被覆重み V_f 、キャノピーの上端高さ z_2 を用いて次のように求められる (Zeng and Wang 2007)。

$$f_c^{eff} \equiv V_f \cdot f_c \tag{3.7.31}$$

$$d_v \equiv 0.667 \, z_2 \tag{3.7.32}$$

熱・水蒸気の粗度長 z_{0h} は、運動量の粗度長 z_{0m} 、 無次元パラメータ kB^{-1} を用いて次のように診断する (Owen and Thomson 1963)。

$$z_{0h} = z_{0m} \exp\left(-kB^{-1}\right) \tag{3.7.33}$$

$$kB^{-1} \equiv \frac{C(f_c^{eff})}{\ln\left(\frac{z_a-d}{z_{0m}}\right)} - \ln\left(\frac{z_a-d}{z_{0m}}\right)$$
(3.7.34)

ここで、 $C(f_c^{eff})$ は中立成層時の輸送係数である。

運動量の粗度長 *z*_{0m} は、大気モデル最下層の高度 *z*_a などを補正して計算される (Blümel 1999)。

$$z_{0m} = (z_a - d) \exp\left(-\frac{k V_{atm}}{u_*}\sqrt{FAC}\right) \quad (3.7.35)$$

ここで、k はカルマン定数、V_{atm} は大気モデル最下層 の風速、u_{*} は摩擦速度、FAC は積分普遍関数などを 用いて表される安定度因子である。

放射フラックス

キャノピー・地面からの正味放射フラックス

$$R_c^n = S_c + L_c (3.7.36)$$

$$R_g^n = S_g + L_g \tag{3.7.37}$$

は、2 流近似 (Coakley and Chýlek 1975) に基づいて それぞれの短波放射・長波放射を計算することにより 求める (Sellers 1985)。特に、短波放射については直達 光・散乱光を計算する。

キャノピーにおける上向き短波放射フラックス $S_{c,b}$, $S_{c,d}$ は、次のように計算される。

$$S_{c, b} = f_{c} \Big[(1 - \alpha_{c, b}) - (1 - \alpha_{g, b}) \mathcal{T}_{c, b}^{b} \\ - (1 - \alpha_{g, d}) \mathcal{T}_{c, b}^{d} \Big] S_{atm, b}^{\downarrow}$$
(3.7.38)
$$S_{c, d} = f_{c} \Big[(1 - \alpha_{c, d}) - (1 - \alpha_{g, d}) \mathcal{T}_{c, d}^{d} \Big] S_{atm, d}^{\downarrow}$$
(3.7.39)

ここで、添字b, dはそれぞれ直達光・散乱光を表し、 S_{atm}^{\downarrow} は大気からの下向き短波放射、 α はアルベド、 $\mathcal{T}_{c,b}^{b}, \mathcal{T}_{c,d}^{b}$ は直達光のキャノピー透過率(直達・散乱)、 $\mathcal{T}_{c,d}^{d}$ は散乱光のキャノピー透過率である。

同様に地面における正味短波放射フラックス $S_{g,b}$, $S_{g,d}$ は、次のように計算される。

$$S_{g,b} = \left\{ (1 - f_c)(1 - \alpha_{g,b}) + f_c \left[(1 - \alpha_{g,b}) \mathcal{T}^b_{c,b} - (1 - \alpha_{g,d}) \mathcal{T}^b_{c,d} \right] \right\} S^{\downarrow}_{atm,b}$$

$$(3.7.40)$$

$$S_{g,d} = \left[(1 - f_c)(1 - \alpha_{g,d}) + f_c(1 - \alpha_{g,d}) \mathcal{T}^d_{c,d} \right] S^{\downarrow}_{atm,d}$$

$$(3.7.41)$$

また、キャノピー・地面における正味長波放射フラックス L_c , L_g は、並行平板キャノピーを仮定し、キャノピーによる吸収・透過、地面による吸収・反射を考慮して求める。

$$L_{c} = f_{c} \left(L_{atm}^{\downarrow} - L_{cg}^{\downarrow} + L_{gc}^{\uparrow} - L_{ca}^{\uparrow} \right)$$

$$L_{g} = (1 - f_{c}) \left(L_{atm}^{\downarrow} - L_{ga}^{\uparrow} \right) + f_{c} \left(L_{cg}^{\downarrow} - L_{gc}^{\uparrow} \right)$$
(3.7.42)

(3.7.43) 以上より、正味放射フラックス *Rⁿ_c*, *Rⁿ_q* は、各アル

以上より、正味放射ノラックス R^{*}_c, R^{*}_g は、谷アル ベドが求まれば大気モデルからの放射に基づいて計算 できる。

(3) アルベド

地表面アルベド α_s は、地表面被覆(キャノピー、下 草・裸地面、積雪)ごとに算出したアルベドについて、 被覆率に応じた加重平均を施すことにより計算される (概要は巻末付録 A.9 を参照)。

(4) 積雪

積雪では、地上気温や積雪の状態などを考慮して、 温度、含水量・氷量、密度、アルベドを予測する。層 構造は積雪表層に加え最大4層で離散化し、層数は積 雪深に応じて変化させる(図 3.7.14)。第 1–4 層の最 小・最大層厚は $\Delta z_{sn,1-4}$ [m] = (0.02 – 0.075, 0.07 – 0.16, 0.16 – 0.35, 0.33 – 10¹⁰) である。

積雪温度

積雪温度 *T*_{sn} は、エネルギー保存則およびフーリエの法則

$$C_{sn}\frac{\partial T_{sn}}{\partial t} = \frac{\partial G_{sn}}{\partial z} \tag{3.7.44}$$

$$G_{sn} = -\lambda_{sn} \frac{\partial T_{sn}}{\partial z} \tag{3.7.45}$$

を離散化した式に基づいて予測される(概要は巻末付録 A.9 を参照)。ここで、添え字のsnは積雪、kは第 k層を表し、Gは伝導熱フラックス(下向き正)、zは 積雪表面からの深さ、 λ は熱伝導率である。

上部境界条件は地面熱収支式、下部境界条件は土壌第 1層との熱伝導である。



図 3.7.14 積雪・土壌の層構造。ただし、積雪が全 2 層の場 合である。



図 3.7.15 土壌の層構造。ただし、無積雪域の場合である。

積雪含水量・氷量

積雪氷量 M_{sn} [kg m⁻²] は、次のように予測される。

$$\frac{\partial M_{sn}}{\partial t} = S_{fall} + (S_{frst} - S_{sub}) + (S_{frz} - S_{melt})$$
(3.7.46)

ここで、 S_{fall} は降雪、 S_{frst} は霜、 S_{sub} は昇華、 S_{frz} は凍結、 S_{melt} は融雪である。

同様に、積雪含水量 W_{sn} [kg m⁻²] は、次のように予 測される。

$$\frac{\partial W_{sn}}{\partial t} = (Q_{sn,infl} - Q_{sn,drng}) + (S_{dew} - S_{evap}) - (S_{frz} - S_{melt})$$
(3.7.47)

ここで、 $Q_{sn,infl}$ は積雪への浸透、 $Q_{sn,drng}$ は積雪からの重力排水、 S_{dew} は結露、 S_{evap} は蒸発である。なお、積雪含水量が最大含水量を超えた場合、超えた分は下層へ移動する。

積雪密度

積雪密度 ρ_{sn} [kg m⁻³] は、積雪の圧縮率 C_R (< 0) を 用いて次のように予測される (Anderson 1976; Oleson et al. 2010)。

$$\frac{1}{\rho_{sn}^{n+1}} = \frac{1}{\rho_{sn}^n} \left(1 + C_R^n \ \Delta t \right) \tag{3.7.48}$$

ここで、右上添え字のnは時刻を表し、 Δt は積分時間 間隔である。 C_R^n は、変質 C_{R1}^n 、圧密 C_{R2}^n 、融雪 C_{R3}^n の3つの効果の合計として次のように計算される。

$$C_R^n = C_{R1}^n + C_{R2}^n + C_{R3}^n \tag{3.7.49}$$

積雪アルベド

積雪アルベド α_{sn} は、時間経過に伴って減少すると いうエージング効果(例えば、青木 2009)を表現する ため、積雪表層の積雪年齢 Tage を用いて減少させられ る (Anderson 1976; Oleson et al. 2004)。 散乱光に対 する積雪アルベド α_{sn d} は

$$\alpha_{sn,d}^{n+1} = \left[1 - C_d F(\tau_{age}^{n+1})\right] \,\alpha_{sn,d}^0 \qquad (3.7.50)$$

$$F(\tau_{age}^{n+1}) \equiv 1 - \frac{1}{1 + \tau_{age}^{n+1}}$$
(3.7.51)

と計算され、直達光に対する積雪アルベド α_{sn.b} はこ の α_{sn.d} を用いて計算される。ここで、右上添え字の n+1は時刻を表し、 C_d は経験的パラメータ、 $F(\cdot)$ は積 雪年齢の単調増加関数、α⁰_{sn}は新雪の積雪アルベド(定 数)である。積雪年齢 au_{age}^{n+1} は次のように計算される。

$$\tau_{age}^{n+1} = \tau_{age}^n + \Delta \tau_{age}^n \tag{3.7.52}$$

$$\Delta \tau_{age}^{n} \equiv (r_{1}^{n} + r_{2}^{n} + r_{3}^{n}) \,\Delta t \qquad (>0) \qquad (3.7.53)$$

ここで、 r_1^n は水蒸気拡散による粒の成長効果、 r_2^n は水 の凍結効果、rⁿは積雪表面の汚れ効果を表す。ただし、 新雪増加による減少効果は、時刻n,n+1間の積雪増 加量 $\Delta w_{sn}^n [\text{kg m}^{-2}]$ を用いて次のように考慮される。

$$\tau_{age}^{n+1} = \tau_{age}^{n+1} \cdot \max\left(1 - 0.1\,\Delta w_{sn}^n, \ 0.0\right) \quad (3.7.54)$$

(5) 土壌

土壌では、植生タイプ、積雪の有無、土壌の状態 などを考慮して、温度と水分量を予測する。層構造 は土壌表層に加え固定の7層で離散化し、層厚は $\Delta z_{sl, 1-7} [m] = (0.02, 0.05, 0.12, 0.3, 0.5, 1.0, 1.5)$ °C ある (図 3.7.15)。

土壌温度

土壌温度 T_{sl} は、積雪温度 T_{sn} と同様に熱伝導方程 式に基づいて計算される。ただし、上部境界条件は地 面熱収支式(無積雪域)または積雪最下層との熱伝導 (積雪域)、下部境界条件は断熱である。

土壌水分量・氷量

土壌水分量Wは、リチャード方程式に基づいて予測 される。

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{1}{\rho_{wtr}\,\theta_{sat}} \left(-\frac{\partial Q}{\partial z} - S^t \right) \tag{3.7.55}$$

ここで、W は土壌水分飽和度 [m³m⁻³]、ρ_{wtr} は水 の密度 $[kg m^{-3}]$ 、 θ_{sat} は空隙率 $[m^3 m^{-3}]$ 、Q は水 フラックス(下向き正) [kg m⁻² s⁻¹]、S^t は根の吸水

土壌水分移動を表す水フラックスQは次のように計 算される。

$$Q = \rho_{wtr} K \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} + 1\right) + \rho_{wtr} K_v \frac{\partial \psi}{\partial z} \qquad (3.7.56)$$

ここで、K は透水係数 $[m s^{-1}]$ 、 K_v は水蒸気の透水係 数 [m s⁻¹]、ψ は土壌水分マトリックポテンシャル [m] であり、右辺第1項は土壌水分マトリックポテンシャ ルと重力ポテンシャルの差の効果、第2項は水蒸気移 動効果 (Bittelli et al. 2008; Saito et al. 2006) を表す。 さらに、Clapp and Hornberger (1978) による経験式 $\psi = \psi_{sat} W^{-B}$ (ψ_{sat} は飽和土壌水分マトリックポテ ンシャル, B は土壌特性に依存するパラメータ)を用 いれば、次のように変形できる。

$$Q = \rho_{wtr} D \frac{\partial W}{\partial z} + \rho_{wtr} K \qquad (3.7.57)$$

ここで、Dは土壌水分の拡散係数であり、次のように 計算される。 **n** /

$$D = -(K + K_v) \frac{\partial \psi}{\partial W}$$
(3.7.58)

$$= -(K+K_v) B \psi_{sat} W^{-B-1}$$
(3.7.59)

(6) データセット

現行の陸面過程および本節の検証に使用しているデー タセットは以下の通りである。

- 裸地面アルベドは、NASA の MODIS albedo product¹⁴ (Schaaf et al. 2002) に基づいて計算 している。
- 植生タイプ分布は、European Commission's Joint Research Center (JRC) $\mathcal O$ GLC2000¹⁵ (Global Land Cover 2000; Bartholomé and Belward 2005) を格子点値に内挿することにより作成している。
- LAI は、NASA の MODIS LAI product¹⁶ (Myneni et al. 2002) に基づいて作成している。
- 植生被覆率(キャノピー・下草被覆率)は、USGSの 1 km MODIS-based Maximum Green Vegetation Fraction¹⁷ (Broxton et al. 2014), GLCF \mathcal{O} 1 km Tree Cover Continuous Fields product¹⁸ (DeFries et al. 2000), EarthStat O Cropland and Pasture Area fraction¹⁹ (Ramankutty et al. 2008) O 3 \supset を用いて作成している。
- 土壌水分量初期値として用いる気候値は、 GSWP3²⁰ (Global Soil Wetness Project Phase

¹⁴ https://search.earthdata.nasa.gov/search ¹⁵ http://forobs.jrc.ec.europa.eu/products/ glc2000/glc2000.php

https://search.earthdata.nasa.gov/search

¹⁷ https://archive.usgs.gov/archive/sites/

landcover.usgs.gov/green_veg.html

¹⁸ http://glcf.umd.edu/data/treecover/

¹⁹ http://www.earthstat.org/

cropland-pasture-area-2000/

²⁰ http://hydro.iis.u-tokyo.ac.jp/GSWP3/index. html, https://www.isimip.org/gettingstarted/ details/4/

3; Kim 2017) で使用されたものを大気強制力とし たオフラインモデルにより作成している。

- 土壌特性としては、HWSD (Harmonized World Soil Database; FAO et al. 2012)の topsoil (0 – 30 cm)・subsoil (30 – 100 cm)の砂・粘土含量、 topsoil (0 – 30 cm)の有機炭素量を使用している。
- 陸面過程の検証には、NASAのCERES²¹ (Clouds and the Earth's Radiant Energy System; Wielicki et al. 1996)、UCARのCEOP²² (Coordinated Energy and Water Cycle Observations Project; Roads et al. 2007)のデータセットを使用している。

参考文献

- Anderson, E. A., 1976: A point energy and mass balance model of a snow cover. NOAA Technical Report NWS 19, National Weather Service. 150pp.
- 青木輝夫, 2009: 積雪のエージング効果. 天気, 56 (6), 73-74.
- Balsamo, G., P. Viterbo, A. Beljaars, B. van den Hurk, M. Hirschi, A. K. Betts, and K. Scipal, 2009: A Revised Hydrology for the ECMWF Model: Verification from Field Site to Terrestrial Water Storage and Impact in the Integrated Forecast System. J. Hydrometeor., 10, 623–643.
- 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.
- Best, M., M. Pryor, D. Clark, G. Rooney, R. Essery, C. Mnard, J. Edwards, M. Hendry, A. Porson, and N. Gedney, 2011: The Joint UK Land Environment Simulator (JULES), model description Part 1: energy and water fluxes. *Geosci. Model Dev*, 4, 677–699.
- Bittelli, M., F. Ventura, G. S. Campbell, R. L. Snyder, F. Gallegati, and P. R. Pisa, 2008: Coupling of heat, water vapor, and liquid water fluxes to compute evaporation in bare soils. *J. Hydrol.*, 362, 191– 205.
- Blümel, K., 1999: A Simple Formula for Estimation of the Roughness Length for Heat Transfer over Partly Vegetated Surfaces. J. Appl. Meteorol., 38, 814–829.
- Briegleb, B. P., P. Minnis, V. Ramanathan, and E. Harrison, 1986: Comparison of regional clear sky albedos inferred from satellite observations and model computations. J. Climate Appl. Meteor., 25, 214–226.

- Broxton, P. D., X. Zeng, W. Scheftic, and P. A. Troch, 2014: A MODIS-Based 1 km Maximum Green Vegetation Fraction Dataset. J. Appl. Meteor. Climat., 53, 1996–2004.
- Chen, Y. Y., K. Yang, W. J. Tang, J. Qin, and L. Zhao, 2012: Parameterizing soil organic carbon's impacts on soil porosity and thermal parameters for Eastern Tibet grasslands. *China Earth Sci.*, 55, 1001–1011.
- Clapp, R. B. and G. M. Hornberger, 1978: Empirical equations for some soil hydraulic properties. Water Resour. Res., 14, 601–604.
- Clark, D. B., L. M. Mercado, S. Sitch, C. D. Jones, N. Gedney, M. J. Best, M. Pryor, G. G. Rooney, R. L. H. Essery, E. Blyth, O. Boucher, R. J. Harding, and P. M. Cox, 2011: The Joint UK Land Environment Simulator (JULES), model description Part 2: Carbon fluxes and vegetation dynamics. *Geosci. Model Dev.*, 4, 701–722.
- Coakley, J. A., Jr. and P. Chýlek, 1975: The twostream approximation in radiative transfer: Including the angle of the incident radiation. J. Atmos. Sci., 32, 409–418.
- Collatz, G. J., J. T. Ball, C. Grivet, and J. A. Berry, 1991: Physiological and environmental regulation of stomatal conductance, photosynthesis and transpiration: a model that includes a laminar boundary layer. Agric. For. Meteorol, 54, 107–136.
- Cosby, B. J., G. M. Hornberger, R. B. Clapp, and T. R. Ginn, 1984: A statistical exploration of the relationships of soil moisture characteristics to the physical properties of soils. *Wat. Resour. Res.*, 20, 682–690.
- Deardorff, J. W., 1978: Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation. J. Geophys. Res., 83, 1889– 1903.
- 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 Change Biol.*, 6, 247– 254.
- de Vries, D. A., 1963: Thermal Properties of Soils. In: Physics of the Plant Environment. van Wijk, W. R. (editor), North Holland Publishing Company, 210– 235 pp.
- Dharssi, I., P. L. Vidale, A. Verhoef, B. Macpherson, C. Jones, and M. Best, 2009: New soil physical properties implemented in the Unified Model at PS18. 33pp.

²¹ https://ceres.larc.nasa.gov/

 $^{^{22}}$ https://www.eol.ucar.edu/field_projects/ceop

- Dickinson, R. E., A. Henderson-Sellers, and P. J. Kennedy, 1993: Biosphere-Atmosphere Transfer Scheme (BATS) version 1e as coupled to the NCAR Community Climate Model. NCAR Technical Note 387, NCAR. 72pp.
- Dorman, J. L. and P. J. Sellers, 1989: A Global Climatology of Albedo, Roughness Length and Stomatal Resistance for Atmospheric General Circulation Models as Represented by the Simple Biosphere Model (SiB). J. Appl. Meteor., 28, 833–855.
- ECMWF, 2015: Part IV: Physical Processes, Chapter 8 Surface parametrization. 113–155.
- Ek, M. B., K. E. Mitchell, Y. Lin, E. Rogers, P. Grunmann, V. Koren, G. Gayno, and J. D. Tarpley, 2003: Implementation of Noah land surface model advances in the National Centers for Environmental Prediction operational mesoscale Eta model. J. Geophys. Res., 108, 8851.
- IIASA, ISRIC, FAO, ISSCAS, JRC, and 2012: World Soil Harmonized Database 1.2).URL (version 42pp., http:// webarchive.iiasa.ac.at/Research/ LUC/External-World-soil-database/ HWSD_Documentation.pdf.
- Farouki, O. T., 1981: The thermal properties of soils in cold regions. *Cold Regions Sci. and Tech.*, 5, 67– 75.
- 平井雅之, 堀田大介, 2009: 陸面過程. 数値予報課報告・ 別冊第55号, 気象庁予報部, 99-108.
- 平井雅之, 坂下卓也, 2005: 陸面過程. 数値予報課報告・ 別冊第 51 号, 気象庁予報部, 70-75.
- Jarvis, P. G., 1976: The Interpretation of the Variations in Leaf Water Potential and Stomatal Conductance Found in Canopies in the Field. *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. B*, **273**, 593–610.
- JAXA, 2018: 第4章 GPM プロダクト・画像の 取得. GPM データ利用ハンドブック第 3.1 版, JAXA, (4-1) - (4-10) pp. URL https://www. eorc.jaxa.jp/GPM/doc/data_utilization/ GPM_data_util_handbook_J.pdf.
- Jordan, R., 1991: A One-dimensional Temperature Model for a Snow Cover. Technical Documentation for SNTHERM 89, U.S. Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory. Special Report 91-16.
- 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.

- Kimura, F., 1989: Heat flux on mixtures of different land-use surface: Test of a new parameterization scheme. J. Meteor. Soc. Japan, 67, 401–409.
- 木下誠一, 1963: 0 ℃ の水に浸した雪の圧縮 1. 低温科 学物理篇, **21**, 13–22.
- Kobayashi, S., Y. Ota, Y. Harada, A. Ebita, M. Moriya, H. Onoda, K. Onogi, H. Kamahori, C. Kobayashi, H. Endo, K. Miyaoka, and K. Takahashi, 2015: The JRA-55 reanalysis: General specifications and basic characteristics. *J. Meteor. Soc. Japan*, 93, 5–48.
- 近藤純正, 1994: 水環境の気象学一地表面の水収支・熱 収支一. 朝倉書店, 350 pp.
- 近藤純正, 2000: 地表面に近い大気の科学 理解と応用. 東京大学出版会, 336 pp.
- Koster, R. D. and M. J. Suarez, 1992: A comparative analysis of two land surface heterogeneity representations. J. Climate, 5, 1379–1390.
- 草開浩, 2012: 地表面過程. 数値予報課報告・別冊第58 号, 気象庁予報部, 29-41.
- Lee, T. J. and R. A. Pielke, 1992: Estimating the soil surface specific humidity. J. Appl. Meteorol., 31, 480–484.
- Liang, X.-Z., M. Xu, W. Gao, K. Kunkel, J. Slusser, Y. Dai, Q. Min, P. R. Houser, M. Rodell, C. B. Schaaf, and F. Gao, 2005: Development of land surface albedo parameterization based on Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) data. J. Geophys. Res., 110, D11107.
- 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.
- 大泉三津夫,保坂征宏,2000:陸面過程.数値予報課報 告・別冊第46号,気象庁予報部,48-66.
- 大泉三津夫, 徳広貴之, 2013: i-SiB 植生キャノピーサ ブモデルの NHRCM へのインパクト. 大会講演予稿 集, 104, 305 (A215), URL https://ci.nii.ac. jp/naid/110009801570/.
- Oleson, K. W., Y. Dai, G. Bonan, M. Bosilovich, R. Dickinson, P. Dirmeyer, F. Hoffman, P. Houser, S. Levis, G.-Y. Niu, P. Thornton, M. Vertenstein, Z.-L. Yang, and X. Zeng, 2004: Technical description of the Community Land Model (CLM). NCAR Technical Note 461, NCAR. 173pp.
- Oleson, K. W., D. M. Lawrence, G. B. Bonan, M. 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. Stöckli, A. Wang, Z.-L. Yang, Xiaodong Zeng,
and Xubin Zeng, 2010: Technical Description of
version 4.0 of the Community Land Model (CLM).
NCAR Technical Note 478, NCAR. 257pp.

- Owen, P. R. and W. R. Thomson, 1963: Heat transfer across rough surfaces. J. Fluid Mech., 15, 321–334.
- Philip, J. R., 1957: Evaporation, and moisture and heat fields in the soil. J. Meteor., 14, 354–366.
- Pomeroy, J. W., D. M. Gray, N. R. Hedstrom, and J. R. Janowicz, 2002: Prediction of seasonal snow accumulation in cold climate forests. *Hydrological Processes*, 16, 3543–3558.
- 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.
- Roads, J., S. Benedict, T. Koike, R. Lawford, and S. Sorooshian, 2007: Towards a new Coordinated Energy and Water-Cycle Observations Project (CEOP): Integration of the Coordinated Enhanced Observing Period (formerly known as 'CEOP') and the GEWEX Hydrometeorology Panel (GHP). URL http: //citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download? doi=10.1.1.120.7455&rep=rep1&type=pdf.
- Saito, H., J. Šimůnek, and B. P. Mohanty, 2006: Numerical analysis of coupled water, vapor, and heat transport in the vadose zone. Vadose Zone J., 5, 784–800.
- Sakaguchi, K. and X. Zeng, 2009: Effects of soil wetness, plant litter, and under-canopy atmospheric stability on ground evaporation in the Community Land Model (CLM3.5). J. Geophys. Res., 114, D01 107.
- 佐藤信夫, 里田弘, 1989: 生物圏と大気圏の相互作用. 数値予報課報告・別冊第 35 号, 気象庁予報部, 4-73.
- Sato, N., P. J. Sellers, D. A. Randall, E. K. Schneider, J. Shukla, J. L. Kinter III, Y-T Hou, and E. Albertazzi, 1989: Effects of implementing the simple biosphere model in a general circulation model. J. Atmos. Sci., 46, 2757–2782.
- 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.

- Sellers, P. J., 1985: Canopy reflectance, photosynthesis and transpiration. 6, 1335–1372.
- Sellers, P. J., F. G. Hall, G. Asrar, D. E. Strebel, and R. E. Murphy, 1988: The First ISLSCP Field Experiment (FIFE). Bull. Amer. Meteor. Soc., 69, 22–27.
- 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.
- Sturm, M., J. Holmgren, M. König, and K. Morris, 1997: The thermal conductivity of seasonal snow. J. Glaciol., 43(143), 26–41.
- 露木義,上野達雄, 1988: 陸地面の水文過程. 数値予報 課報告・別冊第 34 号, 気象庁予報部, 60–73.
- 浦野慎一,山川修治,文字信貴,小林哲夫,大槻恭一,平 野高司,町村尚,上村賢治,鈴木晴雄,谷宏,蔵田憲次, 干場信司,蓑輪雅好,2009: 生物環境気象学.文永堂 出版,285 pp.
- van Genuchten, M. Th., 1980: A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. Soil Sci. Soc. Am. J., 44, 892–898.
- Wielicki, B. A., B. R. Barkstrom, E. F. Harrison,
 R. B. Lee III, G. L. Smith, and J. E. Cooper, 1996:
 Clouds and the Earth's Radiant Energy System
 (CERES): An earth observing system experiment.
 Bull. Amer. Meteor. Soc., 77, 853–868.
- Willmott, C. J., C. M. Rowe, and Y. Mintz, 1985: Climatology of the Terrestrial Seasonal Water Cycle. *Journal of Climatology*, 5, 589–606.
- 山岸米二郎, 1981: 境界層の物理過程. 電子計算室報告・ 別冊第 27 号, 気象庁予報部, 64-86.
- 山崎剛, 櫻岡崇, 中村亘, 近藤純正, 1991: 積雪の変成過 程について: I モデル. 雪氷, **53**, 115–123.
- 米原仁, 2014: 変更の概要. 平成 26 年度数値予報研修 テキスト, 気象庁予報部, 1–3.
- 米原仁,2016: 全球数値予報システムの物理過程改良の 概要. 平成 28 年度数値予報研修テキスト,気象庁予 報部,1-3.
- 米原仁, 2017: 全球数値予報システムの改良の概要. 平 成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 1-7.
- Zeng, X. and A. Wang, 2007: Consistent parameterization of roughness length and displacement height for sparse and dense canopies in land models. J. Hydrometeor., 8, 730–737.

3.8 化学過程¹

3.8.1 はじめに

中層大気²における水蒸気の分布は、子午面循環や 化学過程、熱帯対流圏界面を通じた輸送などにより決 まる (Kley et al. 2000)。このうち、化学過程による水 蒸気の生成や消滅は成層圏上部より上層で特に重要と なる。しかし、GSM1603 以前は化学過程による効果 を考慮していなかったため、予測される水蒸気量が10 hPaより上層を中心に過少な傾向があった(第3.8.3 項 を参照)。このため、水蒸気の鉛直プロファイルを入力 とする放射過程では、対流圏ではモデルの予報値を利 用する一方、対流圏界面より上層では現在でも気候値 を利用している(第3.3.5 項を参照)。

中層大気における水蒸気の解析・予測精度の改善を目 的として、GSM1705 では Untch and Simmons (1999) に基づくスキームを導入した。このスキームは、水蒸 気の生成や消滅に関連する主要な化学過程を簡潔に表 現している。本節では、スキームの概要およびスキー ムの導入によるインパクトについて述べる。

3.8.2 スキームの概要

中層大気における水蒸気分布を決定する主要なプロ セスの一つに、メタンの酸化による水蒸気の生成があ る。メタン 1 分子から水がおよそ 2 分子生成される (Le Texier et al. 1988) ことから、メタンと水蒸気の 体積混合比 ([CH₄], [H₂O])の間に一定の関係 ³($Q_0 =$ 2[CH₄] + [H₂O] = const.)を仮定すると、メタン酸化 による [H₂O] の時間変化率は次式で表される。

$$\frac{\partial[\mathrm{H}_2\mathrm{O}]}{\partial t} = 2k_1[\mathrm{CH}_4] = k_1(Q_0 - [\mathrm{H}_2\mathrm{O}]) \qquad (3.8.1)$$

ここで、*k*₁ はメタン酸化による反応の速度係数であり、 気圧のみに依存する(図 3.8.1 の赤線)。(3.8.1) 式に



図 3.8.1 速度係数 k_1 (赤線) および k_2 (青線) の気圧依存 性。縦軸は気圧 [hPa]、横軸は速度係数 [s⁻¹]。

おいて体積混合比から比湿への変換を行うことにより、 比湿 q の時間変化率が得られる。

$$\frac{\partial q}{\partial t} = k_1(Q - q) \tag{3.8.2}$$

ここで、 $Q (= 4.25 \times 10^{-6} \text{ kg kg}^{-1})$ は定数である。

あわせて、中間圏中部(概ね高度 60 km)より上層 において光解離⁴により水蒸気が消滅する効果も考慮 している。この反応の速度係数を k_2 とすると、光解離 による比湿 q の時間変化率は次式で表される。

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -k_2 q \tag{3.8.3}$$

(3.8.3) 式の速度係数 k₂ も、気圧のみに依存する値で ある(図 3.8.1 の青線)。

3.8.3 スキームの導入によるインパクト

このスキームに伴う変化は時定数が非常に長く、モ デルを変更する際に通常実施される1~2か月程度の解 析予報サイクル実験ではその効果を十分確認できない。 このため、低解像度GSMを用いた長期積分実験を実 行し、スキームの導入によるインパクトを確認した。 以下では、2002年1月から2006年12月までの5年間 を対象とした検証結果を示す。

図 3.8.2、図 3.8.3 に、1 月および7 月における帯状平 均比湿のモデル気候場を示す。スキーム導入前(左図) は、10 hPa より上層で比湿がほぼ一定となっており、 リファレンスとなる衛星観測に基づく気候値(Randel et al. 1998)(右図)と比べて過少な傾向が見られる。 また、リファレンスのような高度方向や南北方向の分 布の違いも全く表現できていない。一方、スキーム導 入後(中図)は、高度方向・南北方向の分布がよく表 現されていることが分かる。定量的に見ても、7 月に おける 1~0.1 hPa 付近の水蒸気量がやや多いものの、 モデル上端付近を除いてリファレンスに近い結果が得 られた。

3.8.4 まとめ

本節では、中層大気における水蒸気の生成・消滅に 重要な化学過程について、Untch and Simmons (1999) に基づくスキームを GSM に導入した結果を報告した。 スキームの導入により、成層圏上部や中間圏における 水蒸気のモデル気候場の表現が大幅に改善することが 長期積分実験の結果から示された。

GSM1705 での化学過程に関するスキームの導入に より、中層大気における水蒸気の予測精度は改善した。 その一方で、放射過程においてモデル全層にわたって 比湿予報値を利用する実験を行ったところ、中高緯度 の対流圏界面付近が低温化する結果が得られた⁵。こ

¹ 関口 亮平(地球環境・海洋部 気候情報課)

² 成層圏と中間圏をあわせた領域。

³ 衛星観測により、成層圏界面付近まではこの関係が概ね成 り立っていることが知られている (Bithell et al. 1994)。

⁴ GSM では、太陽天頂角により日射の有無を判定している。
⁵ 中高緯度における対流圏界面付近の比湿予報値が放射過程で利用している気候値と比べて大きく、比湿予報値を放射過程で利用したことにより長波放射冷却が強まったことが原因と考えられる。


図 3.8.2 長期積分実験による、1 月の帯状平均比湿 [10⁻⁶ kg kg⁻¹] のモデル気候場。縦軸は気圧 [hPa]、横軸は緯度をそれぞれ示す。左図はスキーム導入前、中図は導入後の結果。 右図はリファレンスとなる衛星観測に基づく気候値。

の変化による既存の低温バイアスの悪化が懸念された ことから、中層大気における比湿予報値の放射過程で の利用には至らず、これまでと同様に気候値を利用す ることとなった。今後は、中層大気における比湿予報 値の放射過程での利用を目指して、対流圏界面付近を 中心とした水蒸気の解析値・予報値の妥当性を調査す るとともに、第 3.8.1 項で述べた各プロセスの精緻化 を進めていきたい。

参考文献

- Bithell, M., L. J. Gray, J. E. Harries, J. M. Russell III, and A. F. Tuck, 1994: Synoptic Interpretation of Measurements from HALOE. J. Atmos. Sci., 51, 2942–2956.
- Kley, D., J. M. Russell III, and C. Phillips, 2000: SPARC assessment of upper tropospheric and stratospheric water vapour. WCRP-113, WMO/TD-No.1043, SPARC Report No.2, 312 pp.
- Le Texier, H., S. Solomon, and R. R. Garcia, 1988: The role of molecular hydrogen and methane oxidation in the water vapour budget of the stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114**, 281–295.
- 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.
- Untch, A. and A. J. Simmons, 1999: Increased stratospheric resolution in the ECMWF forecasting system. *ECMWF Newsletter*, 82, 2–8.



図 3.8.3 図 3.8.2 と同じ。ただし、7 月についての結果。