

博士論文

大気 - 陸面結合データ同化システムの開発と適用による  
豪雨の短期予測の精度向上と降水の季節予測に向けた基礎研究

(Development of a coupled atmosphere and land data assimilation system  
and its application for basic studies on short-term and seasonal prediction of rainfall)

瀬戸 里枝

東京大学大学院 工学系研究科 社会基盤学専攻  
河川／流域環境研究室

2015年3月

# 要旨

全球規模の急激な気候変動にさらされている近年、より効果的な治水水利に向けて、正確な気象予測とそれに基づく適切な対応が社会的に求められている。水管理に必要な予測の時空間スケールには、最適な貯水池操作のための、「数時間後にどの河川流域に豪雨が生じるか」といった短期予測のスケールと、また、「今年の夏はどの地域で豪雨が頻発し、どの地域が渇水に見舞われるか」といった季節予測のスケール、そして、何十年後までにどのような気候になりどのようなインフラが必要かという気候変動予測のスケールがあるが、いずれもその精度は実際の水管理に使えるレベルには達していない。

短期予測については、初期値の精度が予測精度に大きく影響し、特に陸地での豪雨の位置を正しく予測するための初期値作成の手法が不足している。一方で、季節予測については、対象地域の気候メカニズムの理解を反映したモデル開発やデータ解釈による予測精度の向上が必要であるが、これまでの季節予測では海洋と大気の相互作用に比較的偏った解釈がなされ、モデルでの陸面の扱いの精度が低いものであり、これらは短期予測と季節予測のそれぞれにおける大きな障害の一つであった。両者の問題解決に共通して重要なのは、大気と陸面とその相互作用を適切に表現できる、大気-陸面結合系のシステム開発と、それに基づく現象理解である。本研究では、短期予測と季節予測に焦点を絞って、大気-陸面の結合系で衛星観測データを同化するシステムという共通のツールの開発・改良を通して、異なる二つのスケールでの予測精度の向上を目指す。

短期予測精度向上に向けては、降水域の位置の予測に焦点を当て、陸上の雲を直接同化するという発想で、陸面と同時に雲を含めた大気要素の同化を行うシステムの開発と評価を行った。雨の量がある程度正確に予測できても、河川流域内に生じるかどうかで水管理は劇的に変わってしまうため、洪水予測・警報システムや貯水池操作の最適化を実現するには、まずは降水がどの河川流域に生じるのかという細かい位置の予測が極めて重要となる。

雲はマイクロ波リモートセンシングによって全球で広く観測することが可能であり、水蒸気・風など他の様々な大気場の同化と比較して、雲の同化は対流や降水の生じる位置が精度良く推定できるため、あらゆる地域での洪水予測に有効な降水予測の実現が期待される。しかし、特に社会への影響の大きい陸上の雲については、陸面からの射出が雲に比べて強く、不均一性も高いため、その上の微弱な雲のシグナルを直接精度良く捉えることは容易ではなく、現業モデルにおいても、衛星による雲の観測・同化は海洋上でしか行われていないのが現状である。陸上の雲を衛星で観測し同化するには、陸面状態、特に射出を決定付ける土壌水分の不均一性をまずは適切に表現し、陸面射出を背景情報として取り除くことで、その上の雲の微弱なシグナルを抽出する必要がある。

本研究では、陸面と陸上の雲の同化を同時に行う初のデータ同化システム CALDAS

(*Rasmy et al.* 2011) のシステム構成を基に、より汎用性の高い気象モデル WRF を結合し、雲の形成・発達に重要な要素である水蒸気・気温を、雲に加えて同化できるよう改良を加えた CALDAS-WRF を開発した。CALDAS-WRF は陸面データ同化部分の評価のために、まずチベット高原に適用し、陸面状態と大気への下部境界条件としてのエネルギーフラックスや大気プロファイルの改善を確認した。次に行った CALDAS-WRF の関東への適用と評価では、あるべき雲を生成し、余計な雲を除去することに成功し、雲の分布を非常に良く再現することが確認された。また、同化による雲の生成に対応して、局地的に物理的整合性の取れた大気場が生成され、降水の位置も高精度に再現された。更に、降水の時間変化の再現精度も向上した。雲や降水の持続と強度の再現には、水蒸気と気温の同化による環境場の再現が非常に重要な役割を果たした。しかし、降水の継続時間はまだ不十分であり、その原因と考えられる大規模場と雲の鉛直分布の再現性の向上が今後の課題である。

季節予測精度向上に向けては、アジアモンスーンを筆頭に、全球規模の気候と関連が強いとされる春先から夏季にかけてのチベット高原による大気加熱の解析を通して、モデルにおける陸面過程の再現性を向上させることの重要性を示した。大気圏中層に位置するチベット高原の陸面の存在は総観スケールから全球規模の現象に大きな影響を与えるものと指摘されているが、これまで主に使われてきたデータにおける陸面の影響やそれによる大気加熱の扱いの精度は、他と比べてとても低い。本研究では、陸面の再現性が向上した陸面データ同化システムと、貴重な現地観測データを利用して、チベット高原上の大気加熱プロセスの定量的な解析をメソスケールと総観スケールの関連も含めて行った。

ラジオゾンデの観測データからは、チベット上空ではプレモンスーン期の気温は、数日スケールの上昇と下降を繰り返しながら平均的には上昇しているということが明らかになった。その気温の上昇期と下降期に分けた大気加熱の鉛直構造は、両者のそれらを反転したような典型的な構造を示した。上昇期では 200hPa 程の高度までは加熱されているが、その上空は冷却されているという特徴が見られ、下降期にはその反対の構造が見られた。

この大気加熱の鉛直構造とその季節進行のメカニズムを解析するため、陸面データ同化システムの出力を用いた熱収支解析を行い、潜熱加熱、鉛直移流、水平移流、放射による加熱のそれぞれの寄与を細かく明らかにした。その結果、プレモンスーン期には下層の鉛直移流、中層の潜熱輸送、上層の水平移流の三層構造がはっきりと見られ、それぞれは、対流による顕熱輸送、潜熱輸送、総観スケールの循環に伴う暖気の水平移流によるものと示された。上空では雲の蒸発による大気の冷却が生じており、それが卓越することで上層の大気は正味で冷却されていることも示された。更に、気温の下降期の大気加熱の鉛直構造の反転は、偏西風の蛇行に伴う寒気の移動によること、モンスーン期には、総観スケールの大気場が変化し、チベット高原が形成されることに伴って、上層の水平移流が妨げられる一方で、対流活動が上層まで達し、加熱が顕熱と潜熱の二層構造になるということが明らかになった。

以上の解析から、チベット高原上の大気加熱に対する、顕熱・潜熱とチベット高原外からの移流による加熱のそれぞれの寄与が詳細に明らかになり、メソスケール、総観スケールの

現象による加熱が共に寄与していることが分かった。それと同時に、チベット高原上の対流による熱の輸送が 200hPa の上空まで広く大気を加熱しており、これを考慮せずにチベット高気圧の強さを精度良く予測することは難しいと考えられ、チベット高原の重要性が間接的に示された。しかし、実際のモンスーンなどの年々変動に陸面状態の年による違いがどの程度影響しているかを示すことによって、陸面の重要性を更に直接的に強調することが今後必要である。

水管理には短期予測と季節予測の精度のどちらかが低くてもそれは大きな障害となり、両者がともに向上することで相乗的な効果を発揮することができる。本研究は、大気-陸面結合データ同化システムという共通のツールを通して、水管理に重要な雲・降水の位置の予測と降水傾向の季節予測の精度向上に取り組んだものであるが、今後、気候メカニズム（における陸面過程の重要性）の理解に基づいたモデル改良とそれによる適切な季節予測、そして短期予測の統合的な利用で水管理に資する予測システムを構築したい。



# 目次

## 第 1 章 序章 ----- 1

- 1.1 はじめに . . . . . 1
- 1.2 豪雨の短期予測に向けたシステム開発 . . . . . 2
- 1.3 降水の季節予測に向けた解析研究 . . . . . 5
- 1.4 データ同化と衛星観測 . . . . . 6
- 1.5 大気と陸面の結合システム . . . . . 8
- 1.6 本研究の目的と位置付け . . . . . 9
- 1.7 論文の構成 . . . . . 9

## 第 2 章 大気 - 陸面結合データ同化システム ----- 11

- 2.1 気象予測におけるデータ同化 . . . . . 11
  - 2.1.1 データ同化の理論 . . . . . 12
  - 2.1.2 本システムで使用するデータ同化手法 . . . . . 17
- 2.2 放射伝達モデル . . . . . 23
  - 2.2.1 リモートセンシングの基本原則 - 電磁波 . . . . . 24
  - 2.2.2 リモートセンシングの基本原則 - 放射伝達 . . . . . 33
  - 2.2.3 本システムで使用する放射伝達モデル . . . . . 47
- 2.3 大気モデル . . . . . 51
  - 2.3.1 数値モデルによる気象・気候予測 . . . . . 51
  - 2.3.2 本システムで使用する大気モデル . . . . . 54
- 2.4 陸面モデル . . . . . 57
- 2.5 システム開発 . . . . . 60
  - 2.5.1 カップラーによるシステムコントロール 61
  - 2.5.2 WRF の結合 . . . . . 63
  - 2.5.3 システムの実行 . . . . . 67

## 第 3 章 豪雨予測精度の向上に向けた大気 - 陸面結合データ同化システムの開発 ----- 68

- 3.1 チベット高原への適用（陸面データ同化と陸面 - 雲データ同化） . . . . . 68

3.1.1	チベット高原	68
3.1.2	数値実験（チベット高原への適用）	69
3.1.3	チベットへの適用実験のまとめ	78
3.2	関東域への適用（陸面 - 雲データ同化と陸面 - 雲 - 大気データ同化）	79
3.2.1	平成 20 年 8 月末豪雨	79
3.2.2	数値実験（関東域の豪雨事例への適用）	81
3.2.3	関東への適用実験のまとめと議論	92

## 第 4 章 陸面データ同化を用いたチベット高原大気加熱の解析研究 --- 95

4.1	アジアモンスーンとチベット高原の大気加熱	95
4.1.1	アジアモンスーン	95
4.1.2	チベット高原の大気加熱	97
4.2	ラジオゾンデ観測による大気加熱の鉛直構造	100
4.3	陸面データ同化システムのアウトプットを用いた熱収支解析	102
4.4	陸面データ同化システムによる大気加熱の鉛直構造	104
4.4.1	プレモンスーン期の上昇期の加熱メカニズム	105
4.4.2	プレモンスーン期の下降期の加熱メカニズム	112
4.4.3	モンスーン期の加熱メカニズム	116
4.5	まとめと議論	120

## 第 5 章 まとめと結論 ----- 122

### 謝辞 ----- 126

### 参考文献 ----- 127

### 付録 ----- 140

付録 A	CALDAS-WRF ドキュメント	140
------	-------------------	-----

付録 B	試行実験の記録	145
------	---------	-----

付録 C	チベット高原の熱収支解析の他の年の結果	155
------	---------------------	-----

# 第 1 章 序章

## 1.1 はじめに

私たちは水に依存し、水に左右されながら生きている。水を摂取し、水を使って食糧を育て、衛生のために細菌や汚れを水で洗い流し、芸術や娯楽にも水が使われる。水は、とてもシンプルな構造の物質であり、科学の世界でも基本的な要素でありながら、生命や社会の根幹に関わる社会的な側面も持ったものである。水は、大気、陸、海を様々な形で循環しており、エネルギーのバランスとそれによって駆動される気象現象を通して、その時私たちが利用可能な水の割合が決められる。社会的な側面から水を考えるためには、科学的な考察が不可欠であり、その逆も真である。

気候変動に関する政府間パネル（IPCC: Intergovernmental Panel on Climate Change）は、気候変動とその社会的インパクトに関する世界中の科学的な知見の集約を目的とした政府間機関であり、IPCC の設立は環境問題という世界共通の脅威を国際的に解決するために、社会と科学が垣根を取り払って、相互の重要性を認めてともに課題解決に貢献することの必要性を強く裏付けるものである。

平成 25 年度に公表された IPCC の第 5 次評価報告書では第 4 次評価報告書に引き続き、気候変動によって近い将来、大雨などの極端現象の頻度と強度が共に上昇する可能性が高いことが示されており、大規模洪水などの危険性が高まることが必至である。一方で、亜熱帯域など、もともと多くの乾燥帯が存在する地域では、大気大循環の変化（強化）によって降水量が一層減少し、更に乾燥した気候となり水不足も深刻になることが懸念されている。気候変動の将来予測はそれ自体に不確実性が多く、非常に難しい課題ではあるが、もはや不可避ともいえるこういった気候変動による水関連災害の危険性はいよいよ増加し、将来予測の不確実性の低減を待って対応策を決定するという余裕はなくなっている。特に、日本を含むアジアには世界人口の 6 割以上が生活し、世界の水関連災害の死者数の約 8 割が集中している（第 5 回世界水フォーラムアジア・太平洋地域文書）。降水特性の変化に伴う水害の危険性の増加は、アジアにおける共通の深刻な問題である。

こういった現状から、いま私たちが取るべき対応は、これまで起こってこなかったような規模の極端現象が生じた場合にも、被害を最小限に留めるための予測・警報システムや防災設備、避難計画など適応策を整えることである。水管理の観点からは、貯水池に依存する部分がより大きくなっていき、貯水池の最適操作の精度向上が非常に重要になってくると考えられる。貯水池の最適操作のために必要な予測の時空間スケールには、「数時間後にどの

河川流域に豪雨が生じるか」といった短期予測の時空間スケールと、また、「今年の夏はどの地域で豪雨が頻発し、どの地域が渇水に見舞われるか」といった季節予測の時空間スケール、そして、「何十年後のインフラをどのように計画し整備していくか」といった気候変動予測のスケールがある。河川流域内に豪雨の発生が予測された場合、予備放流や事前放流によって、貯水池の洪水調整用のスペースを確保するが、その決定は降水予測の精度に依るところが極めて大きい。特に事前放流は利水容量を削って行う放流で、豪雨の発生場所がずれるなどにより空振りが起こると、利水が不足し社会に大きな被害を及ぼしてしまう。しかし、放流を躊躇した結果氾濫が起これば、最優先である人々の命や財産が失われてしまう。そのため貯水池操作の決定には大きなプレッシャーがかかっている。豪雨予測の信頼性に加えて、その季節の降水傾向の予測は、貯水池の操作をどの程度大胆に行えるかを左右し、貯水池操作の方針決定に繋がる。貯水池や堤防、その他の水管理のインフラは、建設費用も高く建設期間が長い上に、建設地の選定など計画にも時間を要する。また、科学的根拠を公表し、納得を得て地元住民との合意を形成するプロセスを経る必要もあり、何十年後の予測を含めて高い予測精度が求められる。

現在、新しい観測技術や同化・予測手法が続々と導入され降水の予測精度は日々向上しているが、将来の水管理を効率化させ資源としての水を確実に確保しつつ人命を守り、社会的な被害を極力軽減するためには、降水予測の精度をより一層向上させなくてはならない。本研究では短期予測と季節予測の二つのスケールに焦点を当て、降水の予測精度向上、ひいては最適な水管理の実現に資する成果をあげることを目指す。

## 1.2 豪雨の短期予測に向けたシステム開発

降水などの気象現象の短期予測では、初期値の精度が予測精度に大きく影響する。気象庁など世界の主な数値予報現業機関では、先進的な観測網を整備し様々な方法で観測した膨大なデータを基に、限られた計算機能力の中で即座に最適な初期値を作成し、予測計算を行っている。そして更なる精度の向上を目指して、高度な技術開発がこぞって行われている。

しかし、水管理や洪水予測という観点から考えると、現在の予測精度やモデルでは不十分である。貯水池操作の最適化や、洪水予測・警報システムを実現するためには、洪水を引き起こすような降水の生じる位置を、可能な限り正確に予測することが不可欠である。なぜなら、どの河川流域に降水が生じるかによって、操作すべき貯水池も異なれば、同じ河川流域内でも河川流域と降水域の位置関係によって、洪水の予測のために重要な情報となる降水時の川の流れのパターンが大きく変化するためである。日本のように流域が狭く、洪水の到達速度の速い河川では数～十数 km 程度の誤差で、かつ数時間から数日のリードタイムをもって、降水域の予測ができることが望まれる。しかし現状は、数十から百 km 程度のスケ

ールの範囲内で豪雨が生じる可能性が高いという程度にしか予測できず、「どこで生じるか」の予測精度は低い。数時間から数日程度の降水の短期予測精度を向上させるためには、初期値による不確実性を低減させることが重要である (*Prudhomme et al., 2002*)。予測モデルの精度は年々向上してきており、初期値が予報精度に与える影響がより一層際立つようになっている。

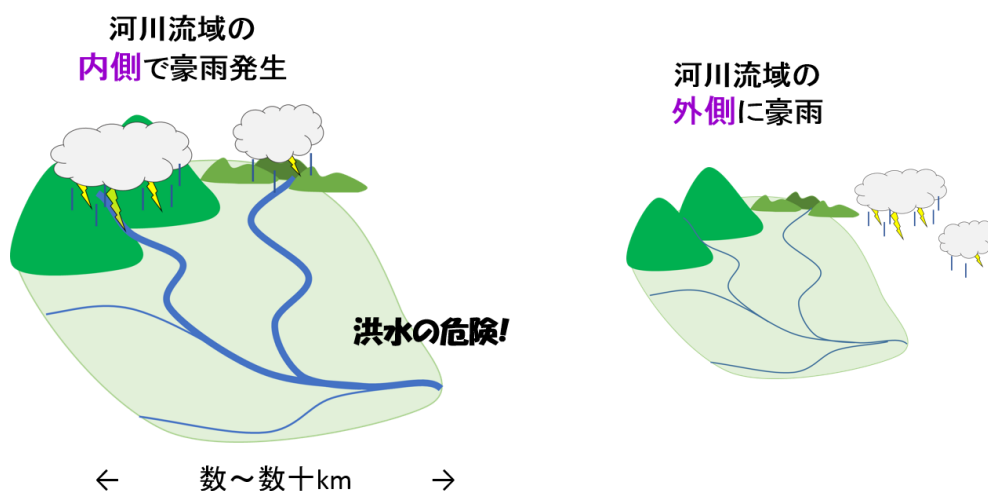


図 1.1 豪雨の位置の予測の重要性

温度や湿度、風などの大気要素の予測モデルへの同化は、大気場の初期状態の表現を改善し、雲や雨の再現性の向上に貢献する (例えば、*Yang et al., 2006*)。しかし、雲や雨の領域を決定付ける対流が生じる場所は、これらの大気要素の僅かなずれによって大きく変わってしまうため、降水の位置の再現性の向上にはあまり効果的でない。降水自体の同化も試みられており (例えば、*Kumar et al., 2014*)、当然ながら降水の再現精度の向上に効果的であることが示されているが、降水の観測精度、特に瞬間的な位置を捉える精度があまり高くない上、降水自体の同化では、降水システムの発達初期段階を捉えることができず、洪水予測に必要なリードタイムを取ることが難しくなる。

一方で、衛星から観測した雲の情報の同化は、降水位置の予測精度向上に効果的であり、降水の発達より前の段階からその兆候を捉えることも可能なため、洪水予測に資する降水予測の実現に対して大きな可能性をもっている (*Errico et al., 2007b*)。赤外線による観測では主に雲頂温度が測定でき、温度のプロファイルと合わせれば雲の雲頂高度がわかる。マイクロ波による雲の観測は、雲の上端付近のみではなく、雲の内部からの放射も捉えられるため、その雲が薄い雲なのか、または強い降水を伴うような厚い雲なのかという情報まで得ることができ、降水の再現を目的とした初期値の作成に適している (図 1.2)。また、衛星観測はモデル格子との整合性や、観測範囲、観測頻度などから、地上観測網が整っていない地域も含め広範囲に適用できるシンプルな同化システムの開発に適している。

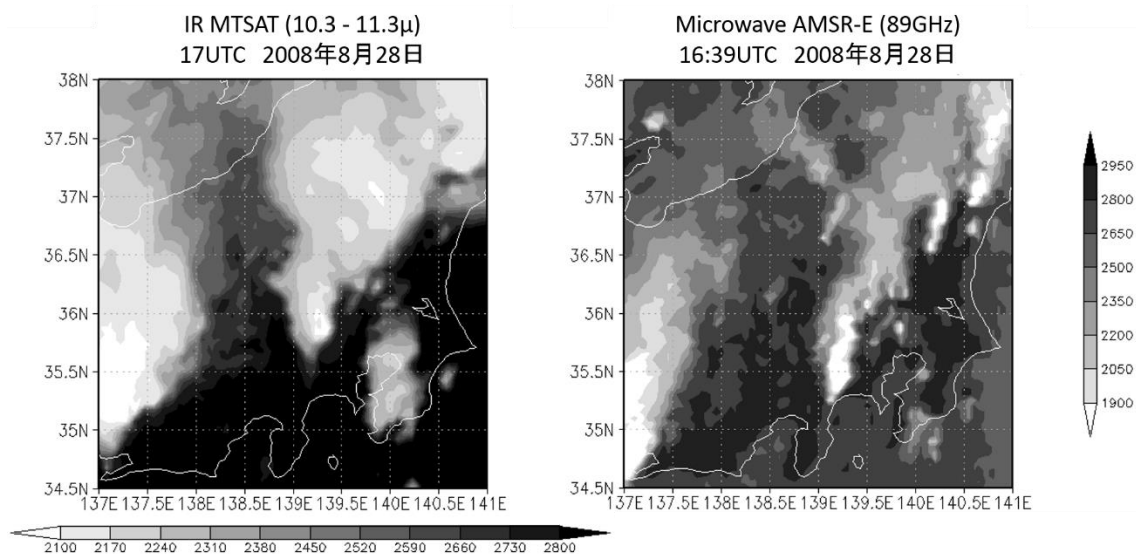


図 1.2 赤外線 (左) と 89GHz マイクロ波 (右) による観測輝度温度 (1/10 K)

しかし、現段階の予測モデルでは、衛星による雲の観測・同化は主に海洋上でしか行われていないのが現状である。陸上の雲の観測は、社会的にも価値の高い重要な情報を多く含んでいるにも拘らず (*Errico et al., 2007a*)、数値予報現業機関においても、通常の間化変数には採用されていない。その理由は、陸面の射出が雲のそれに比べて非常に強く、雲のシグナルを直接、正確に捉えることが困難であることに加え、背景情報となる陸面射出などの放射に関する特性の不均一性を十分な精度で表現できないことである。更に、雲や降水の影響を受けた、他の大気要素などの観測情報も、それらの影響の解釈における不確実性が大きく、同化する観測からは外されてしまうことが多い (*Errico et al., 2007b*)。

陸上の雲を衛星から観測してモデルに同化するためには、背景となる陸面の不均一で強い射出をできるだけ正確に表現し、衛星で観測された放射量から取り除くことで雲のシグナルを抽出しなくてはならない (図 1.3)。そのためには、まずは陸面過程・陸面からの射出を適切に表現できるモデルに大気モデルが結合されたシステムが必要である。また、マイクロ波はその波長によって感度の高い物体が異なり、長波長マイクロ波は陸面からの射出に感度が高く、短波長マイクロ波は雲に高い感度を持つ (図 1.2 と図 1.4)。そのため、長波長・短波長の両方のマイクロ波に適用できる放射伝達モデル、および観測データを逐次的に取り込むための同化アルゴリズムを結合した、統合的なシステムを構築する必要がある。

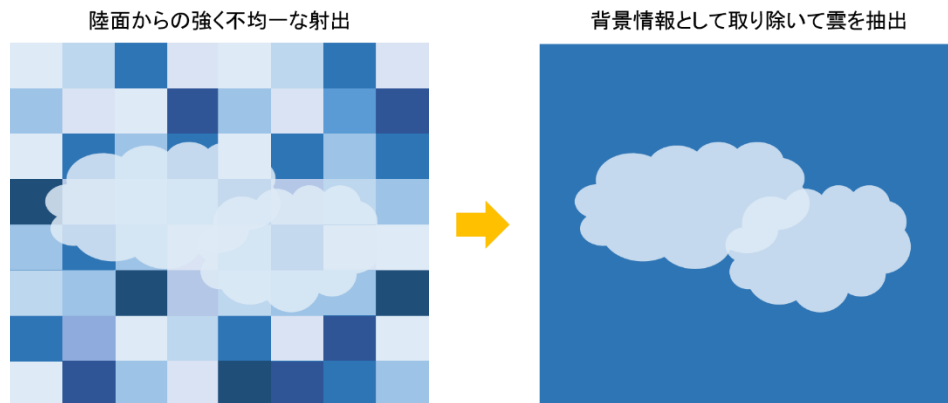


図 1.3 陸と雲の混ざったマイクロ波観測から雲の情報を抽出

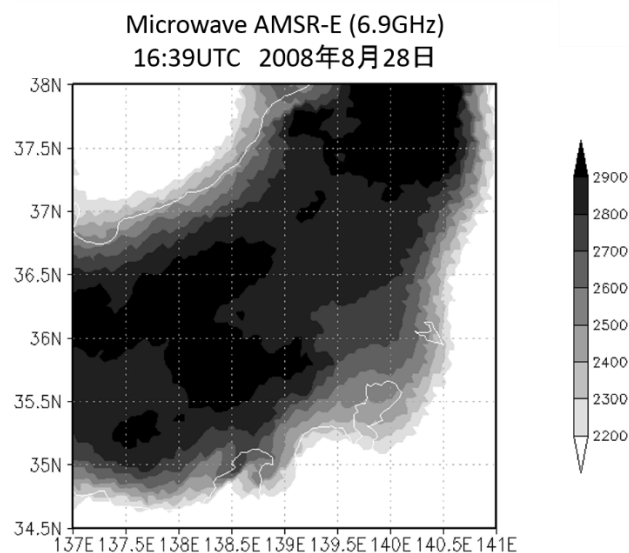


図 1.4 図 1.2 右と同時刻の 6.9GHz のマイクロ波観測輝度温度 (1/10 K)

本研究では以上のような発想で、大気モデル WRF を結合した、大気 - 陸面結合データ同化システム (CALDAS-WRF) を開発し、チベット高原と関東で評価実験を行った。

### 1.3 降水の季節予測に向けた解析研究

数ヶ月先の降水の傾向などを予測する季節予測については、対象とする地域の気候メカニズムの理解を反映したモデルやデータ解釈、そして下部境界条件や全球規模からのダウンスケーリングなどの適切な境界値によって予測精度を向上することが重要である。日本を含むアジア域の気候を決定付ける大きな要因の一つにアジアモンスーンがあるが、その

影響は複雑で、定量的な理解は進んでいない。ユーラシア大陸の中央に位置するチベット高原は、標高が平均で約 4,500 メートル、東西 3,000km、南北 1,000km に及ぶ、広大な高原である。チベット高原はその高い標高ゆえに対流圏の中層から上層を直接加熱するため、大気の中中に位置する強い熱源として、アジアモンスーンを始めとする、地球規模の大気大循環の形成に大きな影響を及ぼしていることが指摘されている(例えば、*He et al.*, 1987; *Ueda and Yasunari*, 1998; *Wu and Zhang*, 1998; *Duan and Wu*, 2005)。特に、チベット高原の陸面を起源とする熱エネルギーの対流による輸送は、大気加熱の主な熱源の一つと考えられているため(例えば、*Yanai et al.*, 1992、*Yanai and Li*, 1994)、チベット高原の陸面状態(土壌水分、熱フラックスや細かい地形の不均一性など)の高精度な再現は大気加熱の研究に非常に重要である。また、チベット高原には植生の少ない乾燥した広い平原と標高の高い山地があり、陸面と大気の相互作用が気候形成に重要な役割を果たしている地域である。しかしながら、これまでは比較的、海洋と大気の相互作用に偏った解釈がなされ、陸面状態の再現精度は、季節進行や空間的な不均一性などが表現できていないなど、多くのモデルで非常に低いのが現状である。より正確な季節予測に向けて、陸面と大気の相互作用の表現の向上とそれに基づいた理解が不可欠である。そこで、本研究では大気-陸面結合データ同化システムを利用し、陸面状態と大気への下部境界条件である熱フラックスの再現性の向上したデータを用いて、チベット高原上の大気加熱プロセスの定量的な解析を行った。

## 1.4 データ同化と衛星観測

データ同化とは、実測データの情報を数値シミュレーションに取り込む手法で、実測データの情報を統計的に扱いながら同化パラメタを調整することで、シミュレーションの結果を統計的最適値に修正するものである。気象学の分野においては、主に以下の 3 つの活用方法がある。一つは、同化パラメタとして物理過程のパラメタリゼーションにおける固定パラメタを選ぶことで固定パラメタの最適化を行い、予測計算のモデルを改善する方法である。二つ目は、同化パラメタとして予報変数を選び、予測結果を修正すると共に、予測計算の次の計算期間の初期値を最適化するという方法である。初期値を逐次データ同化で最適化しながら行う予測を解析予報サイクルと呼び、数値モデルによる最新の予報値を第一推定値として、それを観測データで最適な値に修正することによって求められた解析値を次の予測計算の初期値とすることで予測を進めていく。そして三つ目は、データ同化とモデルシミュレーションのサイクルを過去に適用し、過去の観測値の情報を取り込んだより正確な再解析データを作ることである。本研究ではデータ同化手法をこれら 3 つの方法で用いることで降水予測精度の向上に取り組む。豪雨を主とした降水の短期予測精度向上については、データ同化の一つ目・二つ目の応用方法を用い、降水傾向、すなわち、少雨多雨傾向



の季節予測に向けては三つ目の解析データを利用した現象理解を目指す。

一般に同化に用いられる観測データは、非常に多様で、日本の気象庁 (JMA)、ヨーロッパの中期予報センター (ECMWF)、米国立海洋大気圏局 (NOAA) 環境予報センター (NCEP)、イギリス気象庁 (Met Office) など世界の主な数値予報現業機関は、高度な観測網を整備し、大規模な計算機で多くの観測データを同化して日々の天気予報を行ったり、大規模なプロジェクトとして過去の長期間の全球再解析データを作成したりしている (全球長期再解析: <http://www.reanalyses.org/>)。例えば気象庁の現業の数値予報では全球モデル (GSM)、メソモデル (MSM) によるシミュレーションで、衛星観測による風、気温、可降水量などのデータや、地上観測、高層観測、航空機観測などの直接観測データ、ウインドプロファイラ、GPS 地上観測などの遠隔観測データなどを集めて同化している。*Kawabata et al. (2007)* では、気象庁非静力学モデル (JMA-NHM) に 4 次元変分法でドップラーレーダー動径風、国土地理院 GPS 連続観測システム (GEONET) による GPS 可降水量、地上風、地上気温を同化し、1999 年 7 月の練馬での豪雨の再現性が向上することを示した。更に、*Shoji et al. (2009)* では、日本の GEONET に加えて International GNSS Service (IGS) による中国、韓国などの GPS 地上観測可降水量を同化して、2008 年 7 月の北陸地方および近畿地方の大雨の再現性が向上することを示した。また、JRA-25、JRA-55、NCEP/NCAR、ERA-15、ERA-40 などは、過去数十年から 100 年ほどの再解析データを作成するプロジェクトで、観測やデータ同化技術の発展に伴って、新しいプロジェクトも立ち上がって進行中である。

しかし陸面については、複雑な地表面被覆の分布に加え、土壌水分が狭い時空間間隔で不均一に変化するため、その状態を広範囲で正確に捉え、予測することは難しい。気象庁のメソスケールの予測でも陸面データの同化は行っておらず、地表射出率の計算精度が不十分という理由から陸上での衛星データも品質管理の段階で取り除かれ、多くの衛星データの同化は海洋上に限られている。ECMWF では全球の予報モデル Integrated Forecasting System (IFS) に Extended Kalman Filter による土壌水分のデータ同化システムを導入し、NOAA/NCEP では全球規模での陸面データ同化システム (GLDAS) を開発した (*Rodell et al. 2004*) が、これらはともに全球モデルに特化したシステムであり洪水予測に必要な高解像度での情報は提供できない。

また、これらの数値予報現業機関のデータ同化システムは、高度な観測網、情報収集・管理技術のある地域での予測には高い効果を発揮するが、洪水予測を切実に必要としているアジアの発展途上国などの地域の多くは先進的な観測網を持たず、そういった地域では初期値や予測計算の精度が格段に下がってしまうのが現状である。

近年、衛星観測網が発展し、地上観測システムの少ない地域や海洋上など直接観測の困難な地域を含むあらゆる地域の気象や陸面の状態を、電磁波を用いたリモートセンシングで観測することが可能となった。衛星による観測は地上観測に比べ、時空間的に均一であり観測値の質を揃えるのも容易なため、数値予測の初期値の作成に適した観測といえる。用いる

電磁波の周波数によって気温、風速、地表面状態、雲の分布など様々な異なる対象を観測できる。衛星観測は、地上観測システムの少ないアジアの途上国などを含む全球で、高い精度での降水予測を可能とする期待の観測技術である。しかし、上に述べたように、陸面や陸上の雲などの観測技術の実用化には更なる技術発展が必要であり、衛星観測輝度温度から様々な種類の観測を高い精度で得る手法を開発することが求められる。陸上風、陸上の水蒸気、雲微物理量などの分布を衛星観測データから得られるようになれば、社会的に有用な初期値作成に大きな進展をもたらすと考えられる。

## 1.5 大気と陸面の結合システム

気象現象のエネルギー源のほとんどは、太陽エネルギーを吸収した陸面から、熱・運動量・水蒸気のやり取りを通して大気に供給される。更に、陸面状態（地表面温度や土壌水分）の不均一性がマイクロからマクロまであらゆるスケールの大気の擾乱を生み、活発な気象現象を駆動する。特に、土壌水分量は陸面からの放射の強さを左右し、顕熱と潜熱のエネルギーフラックスの分配を決定付けるなど、大気陸面相互作用における主要な要素であり、大気現象を決定付ける鍵となる要素であることが多くの既往研究で示されている。たとえば、対流システムの力学過程や初期状態の再現に重要であること (*Boussetta et al., 2008, Taylor, 2008*)、短期～中期までの予測に大きな影響を及ぼしていること (*Drusch and Viterbo, 2007, Fischer et al., 2007*)、降水予測や洪水の大きさにも影響があること (*Koster et al., 2003, Pal and Eltahir, 2002*) などが明らかになっている。そのため、大気モデルと陸面モデルがオンラインで結合され、相互に影響しながら時間積分を進めていくシステム（大気 - 陸面結合システム）において、陸面過程と大気陸面相互作用の再現精度を向上させることは、気象予測の向上のために非常に重要である (*Beljaars et al., 1996, Liou and England, 1998*)。しかし、前述のように陸面状態は時空間的不均一性が高く、時空間分布の妥当な代表値を得ることは非常に難しく、衛星観測のデータを同化することが、有効な解決策の一つである。陸面を含む観測データを逐次的に同化しながら気象予測精度を向上するには、大気 - 陸面結合データ同化システムが必要である。また、1.2 節に述べたように、陸面と雲などの大気の観測データを同時に同化するためにも、陸面と大気が結合されたシステムが必要となる。しかし、オンラインの大気 - 陸面結合システムで、陸面・大気のデータ同化を同時に行えるものは現時点ではほとんど存在しない。

本研究では、短期予測、季節予測の両者に共通して重要な「陸面」の不均一性の再現性を大気との相互作用の中で向上させるシステムを構築・活用することで、これら二つの異なるスケールの予測精度向上に資する成果をあげることを目指す。

## 1.6 本研究の目的と位置付け

以上の背景より、本研究では気象モデルを結合した新たな大気 - 陸面結合データ同化システムを開発するとともに、グローバルに観測可能な衛星データを用いて、先端的な観測網や計算機を持たない地域でも活用できる降水の短期予測技術を発展させること、そしてシステムによるデータを用いた解析的研究によって、降水の季節予測精度向上につながる成果を得ることを目的としている。

上述のように、世界中の数値予報現業機関を始めとして、気象予測精度の向上に向けた、高度なデータ同化システムと膨大な観測データによるシステム開発や解析研究が数多く行われる中、本研究はそれらの高度なシステムの予測精度に勝る網羅的な気象予測を行うことを目的としているのではない。本研究が主眼を置いているのは、「水管理に有効な」という視点の下、現業モデルを含む先端的なシステムが注目していない、もしくは苦手とする、「陸面とその上の雲、それに伴う局所的な大気場を同化することによって、降水予測を、特にその位置の再現精度に注目して向上させる」という手法の提案である。本研究で開発したシステムは衛星マイクロ波データのみを同化するシンプルなものであるが、この手法を高度な予測システムに導入したり、高度なシステムの大気場を初期値や境界値に用いたりすることにより、相乗効果による飛躍的な結果の向上を果たせると考えている。そのためには、システム開発の段階で、今後、新たなシステムやデータと柔軟に組み合わせることができることを考慮し、システムの構成に反映させることも重要となる。本システムは、2章で述べるように、カップラーによる統合的なシステム管理の構造を採用することで、汎用性を実現している。また、アジアモンスーンなど広範囲に広がる気候システムの予測精度の向上や理解に繋がる解析研究についても多くの研究機関で試みられている。本研究の解析では、既往研究の知見を基に、メソスケールの大気 - 陸面結合データ同化システムという陸面の再現精度にアドバンテージを持った新しい再解析データを用いて、チベット高原の大気加熱についてより詳細な解析を行い、アジアモンスーンの理解や降水の季節予測の向上への貢献に繋がる新たな理解を得た。

## 1.7 論文の構成

本論文は、本章を含む合計 5 章から構成されている。第 2 章は、開発した大気 - 陸面結合データ同化システムを構成する各要素について記述する。データ同化アルゴリズム、放射伝達モデルとその基礎であるリモートセンシング、大気モデル、陸面モデルの概要や理論的背景、基礎方程式系、本システムで採用しているアルゴリズムやモデルなどについて述べる。

第 3 章では、構築した大気 - 陸面結合データ同化システムをチベット高原と関東域の豪雨事例に適用し、陸面データの同化、雲微物理データの同化、雲域内の水蒸気と温位の同化について評価した結果を示す。陸面データ同化の検証では、大気 - 陸面相互作用の大気場への影響の大きいチベット高原を対象領域とし、雲微物理データ同化の検証も簡単に行った。雲微物理データ同化と雲域内の水蒸気と温位の同化については関東域の豪雨事例を対象により詳しく行い、降水予測精度が向上した結果を示す。第 4 章では、陸面データ同化システムのアウトプットデータとラジオゾンデの観測データを用いて、チベット高原のプレモンスーン期からモンスーン期にかけての大気加熱メカニズムを解析した結果を示す。ここでは、特に大気加熱の鉛直プロファイルとその季節進行に注目して熱収支解析を行い、メソスケールの現象と総観スケールの大気場の影響とを関連付けながら、この時期のチベット高原上の大気加熱の全体像を示す。最後に第 5 章で本論文のまとめと共に、結果から得られる考察と今後の展望について述べる。

## 第 2 章 大気 - 陸面結合データ同化システム

### 2.1 気象予測におけるデータ同化

気象予測の分野におけるデータ同化は、1950 年代以降の数値気象予測の実用化と共に発展してきた。経験的に定めた重み関数を用いて、定時の観測データを気象モデルに取り込んでモデル値を繰り返し修正していく逐次修正法 (*Bergthorsson and Doos, 1955*)、統計的な線形最小分散推定に基づいて、「観測とモデルの予測結果との誤差分散が最も小さくなるような」重み関数を求める最適内挿法 (*Eliassen, 1954; Gandin, 1963*)、最尤推定に基づいて、「観測とモデルの予測結果の確率分布を考えた時に、「その初期値になる確率」が最も高くなるような」解析値を求める 3 次元変分法 (*Parrish and Derber, 1992*) などの同化手法が開発されてきた。最適内挿法は解析変数と線形関係にある観測量しか同化できないが、3 次元変分法はモデルの状態変数とは異なる種類の観測データを取り込める上、解析領域全体でそのバランスを評価するため、3 次元変分法の方がより力学的にバランスした解析値が得られる。一方、観測システムの多様化に対応して非定時の観測データを連続的に数値モデルに取り込むためには、直接代入法 (*Charney et al., 1969*)、ナッジング (*Hoke and Anthes, 1976*) などの方法が取られてきた。これらは統計的推定論に基づかない経験的手法であった。そして統計的推定論に基づいて非定時の観測データを取り込むことや、流れに依存する背景誤差共分散を実現することの可能な 4 次元データ同化と呼ばれる手法が現在応用されている最も高度なデータ同化手法である。4 次元データ同化は時間発展する複雑なシステムの状態を高精度に推定する方法で、3 次元空間の情報に加えて、過去の情報も取り込むため非定時の観測データも活用できる。統計平均などで得た一定の背景誤差分散を用いる最適内挿法や 3 次元変分法と異なり、背景誤差分散やモデルの時間発展が計算されるため、大気の運動状態に依存して振る舞いに変化する気象システムの予測に適している。現業で行われている解析予報サイクルは 4 次元データ同化の応用である。現在の 4 次元データ同化は、線形最小分散推定に基づいて、解析場の誤差分散を最小にすることで最適解を求めるカルマンフィルタ (KF) (*Evensen, 1994, 2003, 2006* など) を用いる方法と、最尤推定に基づいて、観測された大気状態が最も高い確率で生じる場合の真値を最適な解析値とする 4 次元変分法 (*Thepaut and Courtier, 1991, Navon et al., 1992, Zupanski, 1993* など) を用いる方法が主流である。KF では解析値だけでなく誤差分散についても最適な値が得られる一方、4 次元変分法ではモデル自体の最適な時間発展を計算し、流れに依存した力学バランス・背景誤差共分散を実現できることが示された (*Thepaut et al., 1993, Anderson et al.,*

1994 など)。しかしながら、KF は誤差共分散行列の計算コストが非常に高いこと、4 次元変分法は (アジョイントコードの必要性などにより) 実装が難しいことから、当初は数値予報センターのような大規模な計算機のある機関で 4 次元変分法が導入されるのみであった。しかし、Evensen (1994, 2003, 2006) は KF の応用としてアンサンブル・カルマンフィルタ (EnKF) の開発によって、予報誤差共分散の計算をアンサンブル予報の結果で近似することで、計算コストを大幅に減少することに成功し、高度なデータ同化手法も気象研究者が比較的容易に利用できるようになった。

### 2.1.1 データ同化の理論

#### <線形最小分散推定とカルマンフィルタ>

数値モデルの状態変数からなるベクトルを  $\mathbf{x}$ 、その第一推定値を  $\mathbf{x}^b$ 、その真値を  $\mathbf{x}^t$ 、観測値からなるベクトルを  $\mathbf{y}^o$ 、最適推定値 (解析値) を  $\mathbf{x}^a$ 、重みを与える正定値対称定数行列を  $\mathbf{G}$ 、 $\mathbf{x}^b$  と  $\mathbf{y}^o$  が与えられた時に真値  $\mathbf{x}^t$  が生じる条件付き確率密度関数を  $P(\mathbf{x}^t|\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o)$  と表すとす。最小分散推定による解析値  $\mathbf{x}^a$  は、平均値  $\bar{\mathbf{x}}$  となり、

$$\bar{\mathbf{x}} = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{x}^t P(\mathbf{x}^t|\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o) d\mathbf{x}^t \quad (2.1.1)$$

で与えられる。これは解析値の二乗誤差の条件付き期待値  $E_G^a$

$$E_G^a = \int_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{x}^a - \mathbf{x})^T \mathbf{G} (\mathbf{x}^a - \mathbf{x}) P(\mathbf{x}|\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o) d\mathbf{x} \quad (2.1.2)$$

を最小にするような  $\mathbf{x}^a$  を、求める解析値とすることで求められる。

解析誤差分散行列  $\mathbf{A}$

$$\mathbf{A} = \int_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{x}^a - \mathbf{x})(\mathbf{x}^a - \mathbf{x})^T P(\mathbf{x}|\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o) d\mathbf{x} \quad (2.1.3)$$

の対角成分を最小にする  $\mathbf{x}^a$  としても同様の解析値が求められる。

実際に解析値を求めるには、条件付き確率密度関数を  $P(\mathbf{x}^t|\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o)$  の関数形の情報が必要であるが、 $\mathbf{x}^b$  の精度が高い場合には、 $\mathbf{W}$  を重みを表す定数行列、 $H(\mathbf{x}^b)$  を  $\mathbf{x}^b$  を観測される物理量に変換する 1 次関数の観測演算子として、解析値  $\mathbf{x}^a$  を以下のように線形で表せる。

$$\mathbf{x}^a = \mathbf{x}^b + \mathbf{W}(\mathbf{y}^o - H(\mathbf{x}^b)) \quad (2.1.4)$$

このように近似して解析値を求めるのが線形最小分散推定である。背景誤差共分散行列、観測誤差共分散行列をそれぞれ以下のように $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{R}$ と表すと、

$$\mathbf{B} = \langle (\mathbf{x}^b - \mathbf{x}^t)(\mathbf{x}^b - \mathbf{x}^t)^T \rangle = \langle \Delta \mathbf{x}^b (\Delta \mathbf{x}^b)^T \rangle \quad (2.1.5)$$

$$\mathbf{R} = \langle (\mathbf{y}^o - H(\mathbf{x}^t))(\mathbf{y}^o - H(\mathbf{x}^t))^T \rangle = \langle \Delta \mathbf{y}^o (\Delta \mathbf{y}^o)^T \rangle \quad (2.1.6)$$

であり、線形最小分散推定の解析値の近似を用いた解析誤差共分散行列 $\mathbf{A}$ は、

$$\mathbf{A} = \langle \Delta \mathbf{x}^a (\Delta \mathbf{x}^a)^T \rangle = (\mathbf{I} - \mathbf{W}\mathbf{H})\mathbf{B}(\mathbf{I} - \mathbf{H}^T\mathbf{W}^T) + \mathbf{W}\mathbf{R}\mathbf{W}^T \quad (2.1.7)$$

と表せる。ここで、 $\mathbf{H}$ は $H$ の接線形演算子 $\frac{\partial H(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{x}}$ 、 $\langle \mathbf{x} \rangle$ は $\mathbf{x}$ の期待値を表す。

ここでは $\langle \Delta \mathbf{x}^b \rangle = \langle \Delta \mathbf{y}^o \rangle = \langle \Delta \mathbf{x}^b (\Delta \mathbf{y}^o)^T \rangle = 0$ を仮定しており、この仮定の下では $\langle \Delta \mathbf{x}^a \rangle = 0$ となり解析値にバイアスが生じない。この式の $\mathbf{W}$ に関する第一変分 $\delta \mathbf{A}$

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{A} = \delta \mathbf{W} [ & -\mathbf{H}\mathbf{B}(\mathbf{I} - \mathbf{H}^T\mathbf{W}^T) + \mathbf{R}\mathbf{W}^T ] \\ & + [ -(\mathbf{I} - \mathbf{W}\mathbf{H})\mathbf{B}\mathbf{H}^T + \mathbf{W}\mathbf{R} ] \delta \mathbf{W}^T \end{aligned} \quad (2.1.8)$$

を最小にする重み行列として、 $\mathbf{W}$ が次のように求まる。

$$\mathbf{W} = \mathbf{B}\mathbf{H}^T(\mathbf{R} + \mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T)^{-1} \quad (2.1.9)$$

この最適な重み $\mathbf{W}$ はカルマンゲイン行列と呼ばれる。線形最小分散推定の解析値は、

$$\mathbf{x}^a = \mathbf{x}^b + \mathbf{B}\mathbf{H}^T(\mathbf{R} + \mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T)^{-1}(\mathbf{y}^o - H(\mathbf{x}^b)) \quad (2.1.10)$$

となり、この時の解析誤差共分散は、

$$\mathbf{A} = \langle \Delta \mathbf{x}^a (\Delta \mathbf{x}^a)^T \rangle = \mathbf{B} - \mathbf{W}\mathbf{H}\mathbf{B} = \mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{H}^T(\mathbf{R} + \mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T)^{-1}\mathbf{H}\mathbf{B} \quad (2.1.11)$$

となる。気象モデルの時間発展演算子を $\mathbf{M}$ とすると、解析値 $\mathbf{x}^a$ を初期値とした予報値 $\mathbf{x}^f$ は、

$$\mathbf{x}^f = M(\mathbf{x}^a) \quad (2.1.12)$$

と表せる。更に $\boldsymbol{\varepsilon}$ を気象モデルの誤差、 $\mathbf{M}$ を $M$ の接線形演算子 $\frac{\partial M(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{x}}$ として、予報誤差 $\Delta \mathbf{x}^f$ を

$$\Delta \mathbf{x}^f = \mathbf{x}^f - M(\mathbf{x}^t) = \mathbf{M} \Delta \mathbf{x}^a + \boldsymbol{\varepsilon} \quad (2.1.13)$$

と表すと、予報誤差共分散行列 $\mathbf{P}$ は、

$$\mathbf{P} = \langle \Delta \mathbf{x}^f (\Delta \mathbf{x}^f)^T \rangle = \mathbf{M} \mathbf{A} \mathbf{M}^T + \langle \boldsymbol{\varepsilon} \boldsymbol{\varepsilon}^T \rangle \quad (2.1.14)$$

となり、 $\mathbf{P}$ は次の解析時刻における背景誤差分散 $\mathbf{B}$ として用いられる。このようにして背景誤差分散も時間発展する。以上の(2.1.10), (2.1.11), (2.1.12), (2.1.14)が **KF** のアルゴリズムの基本的な枠組みである。

アンサンブル・カルマンフィルタ (**EnKF**) は **KF** の自由度 (状態変数の位相空間の次元) を近似的に低くして、計算効率を上げることで **KF** を実現する方法 (誤差補空間 **KF**) の一つである。アンサンブルメンバのアンサンブル平均の残差を誤差のサンプルと見なして、これによって誤差共分散行列を推定する。 $m$  をアンサンブルメンバ数、 $\delta \mathbf{x}$  を状態変数の数 ( $N$  とする) と等しい要素を持つアンサンブル摂動、 $\delta \mathbf{X}$  をアンサンブル摂動ベクトルを各列とする  $N \times m$  の行列とすると、解析誤差共分散行列を次のように表すことができる。

$$\mathbf{A} = \frac{1}{m-1} \sum_{k=1}^m \delta \mathbf{x}^k (\delta \mathbf{x}^k)^T = \frac{1}{m-1} \delta \mathbf{X} \delta \mathbf{X}^T \quad (2.1.15)$$

これより、解析誤差共分散行列を表現するのに必要なアンサンブルメンバはモデル変数 $\mathbf{x}$ の次元の数だけあれば十分であることが分かる。(2.1.15)を誤差共分散の予報方程式(2.1.14)に代入すると

$$\delta \mathbf{X}_i^f = \mathbf{M} \delta \mathbf{X}_{i-1}^a \quad (2.1.16)$$

となり、アンサンブル予報の式

$$\bar{\mathbf{x}}_i^f + \delta \mathbf{x}_i^{fk} \approx \mathbf{M} (\bar{\mathbf{X}}_{i-1}^a + \delta \mathbf{X}_{i-1}^{ak}) \quad (2.1.17)$$

が得られる。同時に予報時刻の背景誤差共分散行列が得られたことになる。更に予報時刻のカルマンゲイン行列が、



$$\begin{aligned}
W_i &= \frac{1}{m-1} \delta X_i^f (\delta X_i^f)^T H_i^T \left( \frac{1}{m-1} H_i \delta X_i^f (\delta X_i^f)^T H_i^T + R_i \right)^{-1} \\
&= \delta X_i^f (H_i \delta X_i^f)^T \left( H_i \delta X_i^f (H_i \delta X_i^f)^T + (m-1) R_i \right)^{-1}
\end{aligned} \tag{2.1.18}$$

と求まり、これを用いて(2.1.4)の解析方程式が解ける。また(2.1.15)と(2.1.18)を誤差分散の解析方程式(2.1.11)に代入することで予報時刻のアンサンブル摂動の解析値が以下のように求まる。

$$\delta X_i^a (\delta X_i^a)^T = (I - W_i H_i) \delta X_i^f (\delta X_i^f)^T \tag{2.1.19}$$

アンサンブル予報の式(2.1.17)では、時間発展演算子は線形化された $\mathbf{M}$ に変えて、非線形モデル $\mathbf{M}$ をそのまま用いることが出来る。すなわち、アンサンブル・カルマンフィルタでは、大気モデル、陸面モデルなどの非線形モデルを線形化することなしアンサンブル予測に用いることが出来るため、この点においてもカルマンフィルタより実装向きである。

### <最尤推定と変分法>

大気の状態が $\mathbf{x}$ のとき、第一推定値と観測値が互いに独立に生起するとし、条件付き確率密度 $P(\mathbf{x}|\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o)$ をベイズの定理に従って変形すると、

$$P(\mathbf{x}|\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o) = \frac{P(\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o|\mathbf{x})P(\mathbf{x})}{P(\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o)} = \frac{P(\mathbf{x}^b|\mathbf{x})P(\mathbf{y}^o|\mathbf{x})P(\mathbf{x})}{P(\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o)} \tag{2.1.19}$$

と表せ、この確率を最大にする $\mathbf{x}^a$ として、MAP 推定による解析値 $\mathbf{x}^a$ は、

$$\begin{aligned}
\mathbf{x}^a &= \arg \max_{\mathbf{x}^t} [P(\mathbf{x}^t|\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o)] = \arg \max_{\mathbf{x}} [P(\mathbf{x}|\mathbf{x}^b, \mathbf{y}^o)] \\
&= \arg \max_{\mathbf{x}} [P(\mathbf{x}^b|\mathbf{x})P(\mathbf{y}^o|\mathbf{x})P(\mathbf{x})]
\end{aligned} \tag{2.1.20}$$

とできる。大気の $P(\mathbf{x})$ の関数形を求めることは実用的には困難なので、これを一様分布と仮定すると解析値 $\mathbf{x}^a$ は、

$$\mathbf{x}^a = \arg \max_{\mathbf{x}} [P(\mathbf{x}^b|\mathbf{x})P(\mathbf{y}^o|\mathbf{x})] \tag{2.1.21}$$

となり、この推定法を最尤推定という。実際の解析値の計算には以下のような評価関数 $J(\mathbf{x})$

を最小にする $\mathbf{x}^a$ として解析値を求める。

$$J(\mathbf{x}) = -\log[P(\mathbf{x}^b|\mathbf{x})] - \log[P(\mathbf{y}^o|\mathbf{x})] \quad (2.1.22)$$

最尤推定に基づいてこのように解析値を求める手法を変分法という。第一推定値と観測値の誤差が正規分布すると仮定すると評価関数は、

$$J(\mathbf{x}) = \frac{1}{2}(\mathbf{x} - \mathbf{x}^b)^T \mathbf{B}^{-1}(\mathbf{x} - \mathbf{x}^b) + \frac{1}{2}(\mathbf{H}(\mathbf{x}) - \mathbf{y}^o)^T \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{H}(\mathbf{x}) - \mathbf{y}^o) \quad (2.1.23)$$

となり、評価関数の勾配 $\nabla J(\mathbf{x})$ が0となる $\mathbf{x}$ 、すなわち

$$\nabla J(\mathbf{x}) = \mathbf{B}^{-1}(\mathbf{x} - \mathbf{x}^b) + \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{H}(\mathbf{x}) - \mathbf{y}^o) = 0 \quad (2.1.24)$$

を満たす $\mathbf{x}$ が解析値となる。ここで $\mathbf{H}$ を転置した $\mathbf{H}^T$ は、 $\mathbf{H}$ のアジョイント演算子である。解析値 $\mathbf{x}^a$ は

$$\mathbf{x}^a = \mathbf{x}^b + \mathbf{B} \mathbf{H}^T (\mathbf{R} + \mathbf{H} \mathbf{B} \mathbf{H}^T)^{-1} (\mathbf{y}^o - \mathbf{H}(\mathbf{x}^b)) \quad (2.1.25)$$

となり、正規分布の仮定の下では最尤推定の解析値は線形最小分散推定の解析値と等しくなる。すなわち、正規分布の仮定の下ではKFと変分法は解析値を求める計算は異なるが、解析値は同等である。

この評価関数 $J(\mathbf{x})$ の最小問題を、4次元時空間において変分法を用いて解く場合が4次元変分法である。4次元変分法では、同化ウインドウと呼ばれるある期間内の全ての観測データを利用して、最適な解析値を求める。i番目の時刻の値を下付きの添え字iで表すと、4次元に拡張した評価関数は次のようになる。

$$J(\mathbf{x}_0) = \frac{1}{2}(\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}_0^b)^T \mathbf{B}^{-1}(\mathbf{x}_0 - \mathbf{x}_0^b) + \sum_{i=0}^n \frac{1}{2}(\mathbf{H}_i(\mathbf{x}_i) - \mathbf{y}_i^o)^T \mathbf{R}_i^{-1}(\mathbf{H}_i(\mathbf{x}_i) - \mathbf{y}_i^o) \quad (2.1.26)$$

更に、観測演算子 $\mathbf{H}$ や時間発展演算子 $\mathbf{M}$ が非線形の場合を含む一般の場合に拡張すると、

評価関数 $J(\mathbf{x}_0)$ の勾配ベクトル $\nabla J(\mathbf{x}_0)$ は、

$$\nabla J(\mathbf{x}_0) = \frac{\delta J}{\delta \mathbf{x}_0} = \frac{\partial J}{\partial \mathbf{x}_0} + \sum_{i=1}^n \mathbf{M}_0^T \mathbf{M}_1^T \dots \mathbf{M}_{i-1}^T \frac{\partial J}{\partial \mathbf{x}_i} \quad (2.1.27)$$

となり、これが 0 に等しくなる $\mathbf{x}_i$ が求める解析値となる。 $\mathbf{M}_i^T$ は $\mathbf{M}$ のアジョイント演算子であり、このように評価関数の勾配ベクトルを計算する方法をアジョイント法と呼ぶ。このように、4次元変分法では、初期の状態変数から気象モデルを時間積分して評価関数を計算した後、アジョイントモデルを時間をさかのぼって積分することで評価関数の勾配ベクトルを求め、評価関数の最小問題を解くことで解析値を得る。

KF、変分法による解析値の推定では共に、誤差共分散行列 $\mathbf{R}$ 、 $\mathbf{B}$ の逆行列を与える必要がある。しかし、この計算は膨大であり、これを如何に実用可能な方法で求めるかが一つの重要なポイントである。一般的には観測誤差共分散行列 $\mathbf{R}$ は観測データの誤差が独立であるとみなして、対角行列とし計算量を減らして逆行列を求める。背景誤差共分散行列 $\mathbf{B}$ に関しては、イノベーションと呼ばれる観測値と第一推定値の差 ( $\mathbf{y}^o - H(\mathbf{x}^b)$ ) が正規分布すると仮定し、イノベーションの期待値から観測データと第一推定値のバイアスに関する情報を得て、更にイノベーションの共分散から $\mathbf{B}$ を統計的に計算する D 値統計という手法がある。また、状態変数の線形変換を行ってブロック対角行列で近似した上で統計的に決定する NMC 法や解析アンサンブル法などもある。現在応用されている最も高度なデータ同化手法の筆頭は、EnKF と 4次元変分法である。EnKF はアンサンブルメンバ数が多い程精度が高くなり、一方 4次元変分法はモデルが線形かつ完全であれば、同化タイムウインドウが長い程高い精度が得られる。アンサンブルメンバ数、同化タイムウインドウが無限大の極限では、両者の精度は理論的には一致する。しかし、EnKF では接線形モデルとそのアジョイントを計算する必要がないため、4次元変分法に比べて、実装・維持が容易である。

## 2.1.2 本システムで使用するデータ同化手法

### <アンサンブル・カルマンフィルタによる陸面データ同化>

本システムの陸面データ同化には、前節で述べたデータ同化手法のうちアンサンブル・カルマンフィルタを採用した。カルマンフィルタの基本式に加え、(2.1.15)~(2.1.19)のアンサンブル予報を適用する式を用いて、同化予報サイクルを実行する。(アンサンブル・)カルマンフィルタには、時間発展を計算する時間発展演算子 $\mathbf{M}$ と、観測値とモデル変数の変換を行う観測演算子 $\mathbf{H}$ が必要である。本システムでは、2.4節で述べる陸面モデル SiB2 を時間発展演算子、次節に述べる放射伝達モデルを観測演算子とする。同化変数は、陸面モデルの変数の中でも、マイクロ波の観測輝度温度(射出率)に対して感度の高い土壌水分に設定す

る。初期の土壌水分に摂動を加え、陸面モデルのアンサンブル予測を実行して、カルマンフィルタによって最適な土壌水分を推定する。観測には AQUA 搭載の改良型高性能マイクロ波放射計 AMSR-E による 6.925、10.65GHz の観測輝度温度を用い、放射伝達モデルによってモデル変数と輝度温度の変換を行いながら、観測データが得られる度に逐次的に同化を行うシステムとなっている。

### <1D-Var による大気データ同化>

大気データの同化には 1 次元の変分法 (1D-Var) を採用した。鉛直積算雲水量を同化変数として雲の同化を行うが、これに加え、雲水量の変化量に対応して水蒸気と温位も同時に同化することで雲域の大気要素も物理的整合性を持った環境に調整する。流れとしては、1D-Var の評価関数の最小値を探索するためのサンプルとして、ある値の鉛直積算雲水量を選んで鉛直方向に分布させ、それに応じた水蒸気と温位の分布に調整した上で輝度温度を計算し、評価関数が最小化された時点での鉛直積算雲水量、水蒸気、温位の分布を最適値とする。この同化方法は、CALDAS-WRF の基礎モデルとなっている CALDAS からの改良点の一つである。

観測データは AMSR-E による 89、23.8GHz の観測輝度温度を用いる。陸面データ同化の観測と同じ AMSR-E による輝度温度を用いるが、波長によって高い感度を示す対象物が異なることを利用して、同時刻の観測から異なるシグナルを抽出する。

#### (1) 雲の同化

雲のデータ同化は、*Mirza et al.* (2008) によって開発された 1D-Var ice cloud microphysics data assimilation system (IMDAS) に基づいて、更に改良を加えたものを用いる。また、陸上の雲の同化には、陸面データ同化で最適化された陸面変数を用いて算出した陸面の射出率を背景情報として用いることで、強い陸面射出の不均一性の影響を取り除く。

先に述べたように、変分法は同化変数の最適値を、評価関数  $J(\mathbf{x})$  の最小値を与える  $\mathbf{x}$  として求める手法である。本システムの雲の同化では、観測に含まれる情報量が少ないことを考慮し、同化変数  $\mathbf{x}$  を鉛直積算雲水量 (スカラー) のみに設定し、観測行列  $\mathbf{y}^o$  を、89、23.8GHz のマイクロ波輝度温度とする。

$$\mathbf{y}^o = \begin{pmatrix} T_{b,obs}^{89} \\ T_{b,obs}^{23} \end{pmatrix}$$

観測演算子  $H$  は、大気モデルの変数を輝度温度に変換する放射伝達モデルである。これらを用いて、(2.1.23) の評価関数が格子点毎に鉛直次元で定義される。

$$J(\mathbf{x}) = \frac{1}{2}(\mathbf{x} - \mathbf{x}^b)^T \mathbf{B}^{-1}(\mathbf{x} - \mathbf{x}^b) + \frac{1}{2}(\mathbf{H}(\mathbf{x}) - \mathbf{y}^o)^T \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{H}(\mathbf{x}) - \mathbf{y}^o)$$

大気モデルにおける雲の予測精度は非常に低く、例えば、実際には雲が存在するところに雲が全く予測されなかったり、その反対であったりするため、第一推定値 $\mathbf{x}^b$ の信頼性は非常に低い。背景誤差共分散行列 $\mathbf{B}$ は現段階では、その決定が非常に難しい上、誤差共分散は相当大きいと考えられるため、評価関数における背景誤差の項は無視できるとする。更に、観測誤差の大きさは全て等しいとし、 $\mathbf{R}$ は単位行列と仮定する。すなわち、評価関数は、観測輝度温度とモデルによる算出輝度温度の関数として、

$$\begin{aligned} J(\mathbf{x}) &= (\mathbf{H}(\mathbf{x}) - \mathbf{y}^o)^T \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{H}(\mathbf{x}) - \mathbf{y}^o) \\ &= (\mathbf{T}_{b,est}^{89} - \mathbf{T}_{b,obs}^{89})^2 + (\mathbf{T}_{b,est}^{23} - \mathbf{T}_{b,obs}^{23})^2 \end{aligned} \quad (2.1.28)$$

となる。この評価関数を最小化する際のサンプルである鉛直積算雲水量は、予め設定した雲頂、雲底高度の間で放物線状に分配することで、鉛直分布を形成した上で輝度温度が算出される。本システムでは、CALDASでは固定パラメタであった雲頂、雲底高度について、周辺の大気場の相当温位のプロファイルから、積雲対流についての不安定層の上下の境界として自動的に算出するように変更した。この際、不安定層を決定する参考値として採用する相当温位の高度や層数は恣意的であり、チューニングできるパラメタとなっている。

*Mirza et al.* (2008) の雲微物理同化システム IMDAS では、同化過程において時間発展演算子として Lin の冷たい雨のスキーム (*Lin et al.*, 1983) を利用しており、CALDAS-WRFの基になっている CALDAS でも Lin のスキームを時間発展演算子として用いている。雲同化過程での Lin のスキームは、最適値として推定された雲水量の初期値から 1 タイムステップ分のみ雲微物理過程を進行させ、雨、氷や雪などの雲・降水粒子を僅かに生成し、潜熱の吸収と温位の低下を引き起こす。しかし、本来 1D-Var の同化過程自体には時間発展は含まれず、ARPS や WRF とオンラインで結合されている CALDAS や CALDAS-WRF の同化システムでは、大気モデル内の雲微物理スキームが時間発展の計算をするため、時間発展演算子は不要である。CALDAS-WRF では雲微物理過程の時間発展は WRF 内の WSM6 スキームのみを用い、雲微物理同化過程に含まれていた Lin のスキームは使わないこととした。

雲水量以外の雲粒子・降水粒子 (雨、あられ、氷、雪) は本システムでは同化変数とせず、雲の同化の際に一旦 0 にリセットされる。これらの粒子は、同化によって雲が生じた後、大気モデルを通して改めて生成される。雲水以外の変数も同化変数とし、評価関数を小さくする値の組み合わせを推定することで最適値を求めることも可能ではあるが、観測に含まれる情報量が少ないことや、雨や氷などの粒子は融解層を境に、その上下にそれぞれが分かれて支配的に分布するなど (*中北ほか*, 2009) 鉛直分布の表現が複雑になることから、同化変

数から除外している。

## (2) 水蒸気と温位の同化

雲水量の同化のみでは、雲が形成される物理的な環境が再現されず、同化によって生成された雲や大気モデルを通して再生成される降水がすぐ減衰してしまう。雲が形成される環境では、一般的に雲内部は(過)飽和状態であり、凝結熱の解放によって周辺よりも温位が上昇する。これによる十分な水蒸気と不安定な環境が、雲や降水の持続的な形成に重要な役割を果たしている。同化による雲水の生成と同時に、物理的整合性の取れた環境を再現できるように、本システムでは、雲水量の変化に対応して、雲内部の温位と水蒸気を調整し、雲水量と同時に同化する過程を組み込んだ。

水蒸気と温位の調整は、雲域の内部でのみ行われる。雲水量が  $0.005 \text{ g/m}^3$  以下の大気は雲がないとする *Korolev et al., 2007* の記述と一般的な大気密度を参考に、まず雲水量が  $0.00005 \text{ kg/kg}$  を超える領域を雲域と定義し、雲域内では水蒸気は飽和させる。飽和水蒸気量は *Tetens* の式 (*Tetens, O., 1930*) を基に決定する。次に、雲域内で同化による雲水量の変化量に応じて、凝結熱の解放・吸収による温位の変化を取り入れる。温位の変化量  $\Delta\theta$  は、(*Rogers and Yau, 1989*) による以下の式を用いて雲水量の変化量  $\Delta qc$  から決定する。

$$\Delta\theta = \frac{\Delta qc \times dz \times (2.6 \times 10^6 - 2.36 \times 10^3 \times T)}{(1.006 \times 10^3 + 4.184 \times 10^3 \times qc) \times \rho_{air} \times dz} \times \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{c_p}},$$

ここで、 $qc$ は雲水の混合比(kg/kg)、 $dz$ は層厚(m)、 $T$ は温度( $^{\circ}\text{C}$ )、 $\rho_{air}$ は大気の密度(kg/m<sup>3</sup>)、 $p$ と $p_0$ はそれぞれ注目している高度の気圧と標準気圧(1000 hPa)である。しかし、この式で決まる $\Delta\theta$ は1タイムステップの温位の変化量としては大きすぎ、モデルの不安定を引き起こしてしまう。チューニングの結果、 $\Delta\theta$ の4分の1の値を用いるとモデル不安定を避けながら、雲・降水の継続時間を向上させることに成功した。このようなチューニングが必要な理由としては、同化で瞬時に生成される雲は、本来ならば一定時間をかけて生成されるものであり、温位もそれに伴って徐々に上昇するということがある。更にもう一つ重要な理由として、大気モデルの雲微物理スキームの評価は、(観測データの不足のため)雲水量ではなく降水によることが多いため、雲水量の再現精度は十分に検証されていないことが考えられる。そのため、同化される雲水量と、再現したい降水量の間に、「モデル的な」不整合があることが考えられる。すなわちモデル的には雲水量が多すぎるということである。その雲水量に合わせて温位も上げてしまうと、不安定の程度が強くなり過ぎてしまい、モデルが止まってしまう。これらは今後、詳しく分析し改善していくことが必要な点である。

以上のように、水蒸気と温位を雲域内で調整した後、放射伝達モデルによって輝度温度を算出し、(2.1.28)の評価関数を最小にする同化変数を探索する。放射伝達モデルは、次節で述べる放射伝達方程式を効率的に解く four-stream fast model (*Liu, 1998*)を用いている。

評価関数を最小化するアルゴリズムは、*Duan et al.*, (1993) によって開発された、shuffled complex evolution (SCE) を用いる。SCE は確率的方法と決定論的方法を組み合わせた手法で、遺伝的アルゴリズムや競争的進化の要素も含んでおり、複数の極小値が存在したり、導関数が非連続であるような多次元の非線形モデルのグローバルミニマムでも効率的に探索できる手法である。

SCE で最小値を求める主な流れは、次のようなものである。

1. 全サンプル (サンプル数 $s$ ) を、それぞれ $m$ 個のサンプルを含む $p$ 個の「コンプレックス」と呼ばれるグループに分ける。 $(s = m \times p)$  この際、評価関数の値が小さい順に分ける。
2. 三角分布の確率分布関数に基づいて、評価関数の値の小さいサンプルが高確率で選択されるように、サンプルを各コンプレックスから $q$ 個ずつ選び出し、評価関数の値の小さい順に並べる ( $u_1 \sim u_q$ )。
3. 選んだ $q$ 個のサンプルの重心  $g = \frac{1}{q-1} \sum_{j=1}^{q-1} u_j$  に基づいて、新しいサンプルを計算し、このサンプルの評価関数と  $u_q$  の評価関数を比較して、小さい方を残す。
4. 以上を予め設定した回数繰り返す。
5. 予め設定した収束の基準を達成しているかをチェックし、達成するまで繰り返す。

### < 1D-Var による放射伝達モデルのパラメタ最適化 >

評価関数を最小化する解析値を求める際、モデルの物理的パラメタを同化変数として調整することで、固定パラメタの最適化が行える。本研究では、同化予報サイクルの前のシステムのチューニングの段階で、放射伝達モデルの固定パラメタを最適化する手法として 1D-Var を用いる。この最適化の手法は、*Yang et al.* (2007) に基づいている。

評価関数は観測輝度温度とシミュレーションによる算出輝度温度の関数として、

$$J(x) = \sum_{t=0}^{t_{pass1}} \left[ (T_{b,est}^{6.9V} - T_{b,obs}^{6.9V})^2 + (T_{b,est}^{18.7V} - T_{b,obs}^{18.7V})^2 \right] \quad (2.1.29)$$

と定義する。 $t_{pass1}$  はパラメタ最適化のタイムウインドウで、数ヶ月 (1~2 ヶ月) の期間に設定する。タイムウインドウの中で、観測は約 1 日毎に得られ、全観測データに対する評価関数を合計したものが(2.1.29)である。

一般に評価関数では背景誤差と観測誤差を最小化する対象として考慮するが、上の評価関数では観測誤差の項のみを直接的に扱っている。*Koike et al.* (2000) は、6.925GHz と 18.7GHz のマイクロ波による輝度温度  $T_b^{6.9V}$ ,  $T_b^{18.7V}$  を用いて soil wetness index (SWI) を

$$SWI = 2(T_b^{18.7V} - T_b^{6.9V}) / (T_b^{18.7V} + T_b^{6.9V})$$

と定義し、土壌水分が多いとSWIの値が大きく、土壌水分が少ないとSWIが小さくなることから、地表面の湿り具合の指標として使用できることを示した。背景誤差項は、このSWIを用いて、SWIの値が $(SWI_{est} + SWI_{obs})/2$  ( $SWI_{est}$ は算出された土壌水分から求めたSWI、 $SWI_{obs}$ は観測輝度温度から算出されたSWI)の値からかけ離れないように土壌水分の値を調整することで間接的に考慮している。具体的には、 $(T_{b,est} - T_{b,obs})^2$ を0に近づけるように、観測が得られる度に土壌水分の値を調整する。これにより、観測誤差はシミュレーション期間全体について考慮されるが、背景誤差は観測値が得られる時刻の誤差のみを考慮していることになる。パラメタ最適化の1D-Varでも、最小値探索は雲の同化と同様に、SCEを用いて行う。

### <同化した観測データ>

本システムの同化では、観測データは共通して衛星搭載マイクロ波放射計 The Advanced Microwave Scanning Radiometer - Earth observing system (AMSR-E: [http://sharaku.eorc.jaxa.jp/AMSR/index\\_j.html](http://sharaku.eorc.jaxa.jp/AMSR/index_j.html))による観測データを用いる。衛星搭載マイクロ波放射計は地球の放射する微弱なマイクロ波を複数の周波数で測定する受動型センサーである。AMSR-Eは2002年に米国航空宇宙局(National Aeronautics and Space Administration: NASA)が打ち上げたEOS Aqua衛星に搭載されている放射計で、上空の高度約705kmの円軌道を1周約99分で周回している。観測頻度は北へ上昇しながらの観測(Ascending)と南へ下降しながらの観測(Descending)を合わせて1日約2回である。アンテナの口径が1.6mとこれまでの衛星搭載放射計の中で最大級であり、比較的高い空間分解能での観測が行える。6.925、10.65、18.7、23.8、36.5、89GHzの6種類の周波数の電磁波を垂直・水平偏波で観測することができ、各周波数の地上での空間分解能はそれぞれ43km、29km、16km、18km、8.2km、3.5km、サンプリング間隔は6.925から36.5GHzは約10km、89GHzは約4kmである。

先に述べたように、土壌水分の同化には6.925、10.65GHzの長波長のマイクロ波、雲のデータ同化には、23.8、89GHzの短波長のマイクロ波による観測輝度温度を用いる。長波長のマイクロ波で観測する輝度温度は、短波長のものに比べて土壌水分量の違いに鋭敏である。大気中の降水粒子の影響を受けずに地表面の情報を得ることができ、特に水平偏波は垂直偏波に比べて植生の影響が小さいため、陸面の土壌水分データの算出に適している(Fujii, 2005)。6.925GHzでの輝度温度は0.34Kの温度分解能で観測できる。

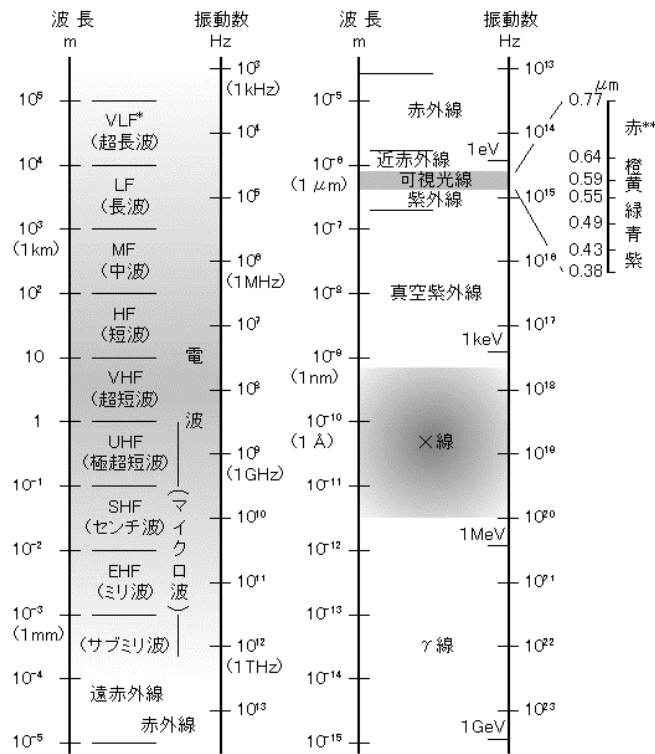
また、短波長のマイクロ波の輝度温度は雲水にも感度があり、地表面の輝度温度などの背景情報を取り除けば、雲の情報を抽出できる。同一の放射計によって6.925から89までの波長を捉え、地表面状態と雲微物理量を観測できるものはAMSR-E(と後続のAMSR2)のみである。



## 2.2 放射伝達モデル

放射伝達モデルは、リモートセンシングで観測される電磁波の伝達過程を表現したモデルである。リモートセンシングとは、広義には、対象物に直接接触することなく、離れたところからその性質などの情報を得る観測手法のことである。狭義には、人工衛星や航空機などにより、上空から地表面や大気を観測する技術であり、本論文では衛星による地球観測技術としてのリモートセンシングを扱う。

リモートセンシングで観測するのは主に電磁波であるが、その放射源の違いから、リモートセンシングのタイプは能動型と受動型とに分けることができる。能動型リモートセンシングは、人工的に射出した電磁波が対象物に当たって戻ってきたものを観測し、受動型リモートセンシングでは地表面や大気が自然に射出する電磁波を観測するもので、共にその強度から観測対象物の温度や物性を推定する。電磁波はその波長により（また分野により）、図2のような固有の呼称がある。リモートセンシングには、紫外線からマイクロ波まで様々な波長の電磁波が利用されているが、 $0.38\sim 0.77\mu\text{m}$ の波長帯の可視光を使った空中写真は100年以上前から使われているのに対し、 $1\text{mm}\sim 1\text{m}$ の波長帯（ $0.3\sim 300\text{GHz}$ の周波数帯）のマイクロ波が利用されるようになったのは1960年代からと比較的新しい。



\* : 電波の周波数帯の英字による呼び方は国際電気通信条約無線規則による。  
 \*\* : 可視光線の限界ならびに色の境界には個人差がある。

図2 電磁波の波長と振動数 (国立天文台(編) 理科年表平成23年版(丸善株式会社))

赤外放射では 8~12 $\mu\text{m}$  の窓領域を除いて、水蒸気による放射が強く、大気が不透明である（大気の観測には適している）のに対し、マイクロ波放射は大気の透過率が高いため、大気の影響を受けずに地表面の情報を衛星で観測するのに適しており、波長によっては雲粒や降水粒子の影響も少なく、悪天候の領域の地表面も観測できる。その上、雲粒程度の大きさの粒子に感度の高い波長を上手く選べば、雲の内部の情報を得ることも可能である。更に、可視光などと異なり、太陽を放射源としないために、昼夜や雲量などに左右されずに安定した観測が可能であることや、マイクロ波は吸収帯の幅が広く、赤外に比べて容易に観測対象の物理特性の推定が行えるなどの利点がある。マイクロ波の射出率は地表面など対象物に含まれる水分量に大きく依存し、不確実性も大きいだが、その反面、地表面の植生分布や土壌水分量の不均一性の観測を可能としており、これらの観測に最適の技術である。

以下では、電磁気学に基づくリモートセンシングの基本原則から、本研究で利用するマイクロ波リモートセンシング、放射伝達モデルについて述べる。

### 2.2.1 リモートセンシングの基本原則 - 電磁波

絶対温度を持つあらゆる物質は、電磁エネルギーを射出している。電磁エネルギーは電磁波によって空間内で運ばれ、運ばれたエネルギーを観測することで、離れた場所にある対象の物理特性を捉えることができる。

#### <電磁波の基本方程式>

電磁波は図 2.1 のように、電場ベクトルと磁場ベクトルと電磁波の進行方向が互いに直交するような横波として電場と磁場の変化を伝えるもので、相互に影響しながら進行する。電磁波の振る舞いは、1864 年にマクスウェルによって整理された。

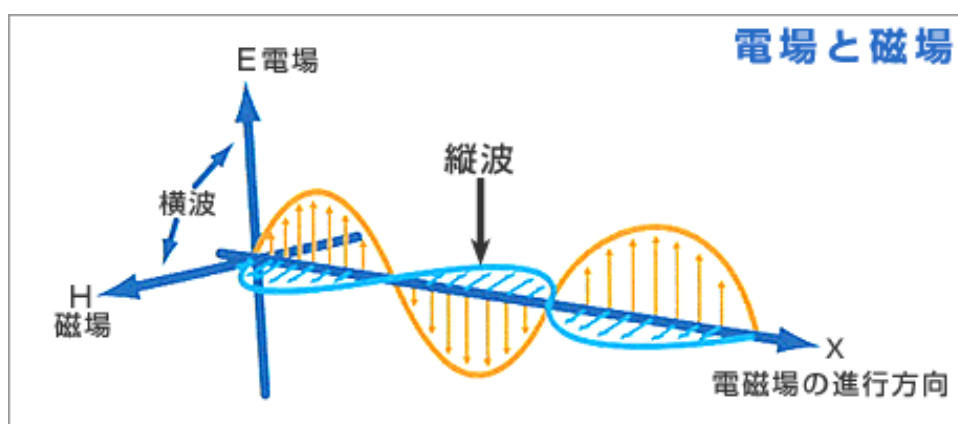


図 2.1 電磁波の概念図 ([http://www.tecnoao-asia.com/about\\_abc.html](http://www.tecnoao-asia.com/about_abc.html) より引用)

真空中において、電束密度 $\mathbf{D}$ 、磁束密度 $\mathbf{B}$ 、電場 $\mathbf{E}$ 、磁場 $\mathbf{H}$ は、以下のマクスウェル方程式で表される関係を満たす。

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\end{aligned}$$

ここで、 $\rho$ は電荷密度、 $\mathbf{J}$ は電流密度である。また、電場と電束密度、磁場と磁束密度の間には以下の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned}\mathbf{D} &= \varepsilon \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{J} &= \sigma \mathbf{E}\end{aligned}$$

( $\varepsilon$ : 誘電率、 $\mu$ : 透磁率、 $\sigma$ : 電気伝導率)

これらにより、電場と磁場はそれぞれが互いの時間変化によって生じることを表す以下の連立偏微分方程式が導かれる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.2.2)$$

(2.2.1)の回転をとって、(2.2.2)とあわせると、電場 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ についての支配方程式、

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mu \left( \sigma \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \right) \quad (2.2.3)$$

を得る。この支配方程式は電場の波動方程式と呼ばれる。 $\mathbf{r} (= \mathbf{x}\mathbf{x} + \mathbf{y}\mathbf{y} + \mathbf{z}\mathbf{z})$ は変位ベクトルである。

#### <無損失媒質中の電磁場>

一様で損失がない媒質中では、電荷がなく、 $\mathbf{J} = 0$ なので、(2.2.1)と(2.2.2)の連立偏微分方

程式は、

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\end{aligned}$$

となり、電場 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ についての支配方程式（波動方程式）は、

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}$$

となる。簡単のため、 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ の時間依存が正弦関数に従うと仮定する、すなわち、 $\omega$ を角周波数として、

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{j\omega t}]$$

と表せるとすると、 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ の支配方程式は、電場の時間依存部分を外に出して、

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{j\omega t} = -\omega^2 \mu \varepsilon \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{j\omega t} \quad (2.2.4)$$

となる。このとき、次の形の解が得られる。 $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \omega^2 \mu \varepsilon$ となるような波数 $k$ を定義すると $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ は $k$ を用いて、

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{E}_0 e^{(\pm j(k_x x + k_y y + k_z z))} e^{j\omega t}] = \text{Re}[\mathbf{E}_0 e^{j(\omega t \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}] = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t \pm \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

とかける。ここで、 $\mathbf{k} (= \mathbf{x}k_x + \mathbf{y}k_y + \mathbf{z}k_z)$ は伝播ベクトルまたは波数ベクトルと呼ばれ、無損失媒体中では、

$$k = \omega \sqrt{\mu \varepsilon}$$

の関係（分散関係）がある。

$x$  成分の正方向に進行する電場のみ考えると、電場は

$$E_x(z, t) = \text{Re}[E_{x0} e^{j(\omega t - kz)}] = E_{x0} \cos(\omega t - kz) \quad (2.2.5)$$

とかけ、更に(2.2.1)より磁場が求まり、たとえば磁場の $y$ 成分は

$$H_y(z, t) = \frac{k}{\omega\mu} E_{x0} e^{j(\omega t - kz)}$$

となる。このように、(2.2.1)、(2.2.2)の関係より、 $\mathbf{E}$ と $\mathbf{H}$ はどちらかの解が得られれば、もう一方の解も求められる。無損失媒体中で、電磁波がある一定の位相である位置が進む速度、すなわち位相速度 $v$ は、 $\omega t - kz = \text{const.}$ より、

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}$$

となる。波数 $k$ は電磁波の速度 $v$ 、周波数 $f$ 、波長 $\lambda$ を用いて

$$k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} = 2\pi f\sqrt{\mu\varepsilon} = \frac{2\pi f}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

などと表現できる。真空中では、真空中の誘電率 $\varepsilon_0$ 、透磁率 $\mu_0$ を代入して、良く知られる光速が得られる。

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \approx 299,792,458 \approx 3.0 \times 10^8$$

### < 損失媒質中の電磁場 >

一様で電荷あり（損失媒質）の場合、簡単のため、 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ の時間依存が正弦関数に従うと仮定すると、(2.2.3)より、 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ の支配方程式は

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{j\omega t} = -\omega^2 \mu \left( \varepsilon - \frac{j\sigma}{\omega} \right) \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{j\omega t} \quad (2.2.6)$$

であり、波数 $k$ は複素数となって、

$$k_c = \omega \sqrt{\mu \left( \varepsilon - \frac{j\sigma}{\omega} \right)}$$

の分散関係を満たす。無損失媒質中の電磁波の式における波数 $k$ を複素数である $k_c$ に置き換

えることで、無損失媒体の波動方程式が適用できる。電場の進行方向に  $z$  軸を取ると、解は

$$\begin{aligned} E_x(z, t) &= E_{x0} \exp\left(-j\omega \sqrt{\mu\left(\varepsilon - \frac{j\sigma}{\omega}\right)}z\right) e^{j\omega t} \\ &= E_{x0} \exp(-j\omega \sqrt{\mu\varepsilon_c}z) e^{j\omega t} = E_{x0} e^{j(\omega t - k_c z)} \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

と表せる。

$$\varepsilon_c = \varepsilon - \frac{j\sigma}{\omega}$$

は複素誘電率と呼ばれ、物体に固有の電磁気的な性質を表す。誘電率  $\varepsilon$  が高い（すなわち、物体が分極しやすく、電場を打ち消しやすい）と複素誘電率も高くなり、反対に電気伝導率が高い（すなわち、電流を流しやすい）と複素誘電率は小さくなる。損失の小さい媒質と大きい媒質では電場の式は以下のように近似できる。

#### < 損失が小さい媒質中の電場 >

損失が小さい場合、 $\omega\varepsilon \gg \sigma$  と近似でき、

$$j\omega \sqrt{\mu\varepsilon_c} = j\omega \sqrt{\mu\left(\varepsilon - \frac{j\sigma}{\omega}\right)} \approx \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} + j\omega \sqrt{\mu\varepsilon}$$

となることから、電場は

$$\begin{aligned} E_x(z, t) &= E_{x0} \exp(-j\omega \sqrt{\mu\varepsilon_c}z) e^{j\omega t} \\ &\approx E_{x0} \exp\left(-\frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}z - j\omega \sqrt{\mu\varepsilon}z\right) e^{j\omega t} \\ &= E_{x0} e^{(-\alpha z + j(\omega t - \beta z))} \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

となる。ここで、

$$\alpha = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

は、主に電気伝導による吸収の効果を示し、電場の減衰の程度に影響するため、減衰係数と呼ばれる。また、

$$\beta = \omega \sqrt{\mu\varepsilon}$$

は、電場による誘導分極の効果を表し、電場の位相に影響するため、位相係数と呼ばれる。

(2.2.5)と(2.2.8)を比較すると、損失の小さい媒質中の電場は、無損失媒質中の電場の式に

減衰係数の項 ( $e^{-\alpha z}$ ) が加わった形をしており、媒質中を進行することによる損失が減衰項で表されていることがわかる。

### < 損失の大きい媒質中の電場 >

損失が大きい媒質中では、 $\sigma \gg \omega \varepsilon$  と近似でき、 $2j = (1 + j)^2$  を使うと

$$j\omega\sqrt{\mu\varepsilon_c} = j\omega\sqrt{\mu\left(\varepsilon - \frac{j\sigma}{\omega}\right)} \approx \sqrt{j\omega\mu\sigma} = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} + j\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$$

となることから、電場は

$$\begin{aligned} E_x(z, t) &= E_{x0} \exp(-j\omega\sqrt{\mu\varepsilon_c}z) e^{j\omega t} \\ &\approx E_{x0} \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}z - j\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}z\right) e^{j\omega t} \\ &= E_{x0} e^{(-\alpha z + j(\omega t - \beta z))} \end{aligned} \quad (2.2.9)$$

となる。ただし、

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \quad (2.2.10)$$

であり、 $\sqrt{\omega\mu\sigma/2}^{-1}$  は電場が  $1/e$  になる距離に対応し、電磁波が浸入する深さとして使用されることがある。

### < 一般の損失媒質中の電磁場 >

損失の大きさによらず、一般に損失媒質中の電場は、

$$j\omega\sqrt{\mu\varepsilon_c} = j\omega\sqrt{\mu\left(\varepsilon - \frac{j\sigma}{\omega}\right)} = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon\left(1 - j\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)} = \sqrt{-\omega^2\mu\varepsilon + j\omega\mu\sigma} \equiv \sqrt{a + bj}$$

より、 $\sqrt{a + bj} = \alpha + \beta j$  ( $a = -\omega^2\mu\varepsilon, b = \omega\mu\sigma, \alpha, \beta$  は実数) を解くと、

$$\alpha = \sqrt{\frac{a + \sqrt{a^2 + b^2}}{2}} = \omega\sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}} \left(-1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.2.11)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{-a + \sqrt{a^2 + b^2}}{2}} = \omega \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}} \left( 1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2.12)$$

が得られる。これを用いて一般の損失媒質中の電場は、

$$E_x(z, t) = E_{x0} \exp(-j\omega\sqrt{\mu\varepsilon_c}z) e^{j\omega t} = E_{x0} e^{(-\alpha z + j(\omega t - \beta z))} \quad (2.2.13)$$

と表される。(2.2.11)~(2.2.13)は、損失の小さい媒質 ( $\omega\varepsilon \gg \sigma$ )、損失の大きい媒質 ( $\sigma \gg \omega\varepsilon$ ) の場合の電場の式(2.2.8)と(2.2.9)を満たす。 $\alpha, \beta$ は主に減衰と位相に関する定数だが、これらは、媒質により固有の誘電率 $\varepsilon$ 、透磁率 $\mu$ 、電気伝導率 $\sigma$ に加え、角周波数 $\omega$ によって決まり、後述する放射伝達方程式を解く際に必要な、放射強度が吸収によってどの程度減衰するかを表す吸収係数を決定付ける変数となる。エネルギーは波の振幅の二乗であるので、吸収係数は減衰係数の2倍となる(放射伝達の記述を参照)。

### < 偏波と干渉 >

一般の電場ベクトルは  $x$  方向のみではなく、 $y$  方向の成分も持つ。 $x$  方向、 $y$  方向の電場ベクトルの強さをそれぞれ  $E_{x0}(t)$ 、 $E_{y0}(t)$  で表し、 $x$  方向、 $y$  方向の位相の時間依存をそれぞれ  $\theta_x(t)$ 、 $\theta_y(t)$  で表すと、一般の電場ベクトルは、両方向の電場ベクトルの和として次のように表せる。

$$\mathbf{E}(z, t) = x E_{x0}(t) \exp(-j\beta z + j\theta_x(t)) + y E_{y0}(t) \exp(-j\beta z + j\theta_y(t))$$

$\theta_x(t)$  と  $\theta_y(t)$  が完全に独立の場合、二方向の電場ベクトルの間に相関はなく、非干渉性の波 (incoherent wave) や、非偏光の波 (unpolarized wave) と呼ばれる。部分的に相関のある場合は部分偏光、相関が 1 となる場合は完全偏光といわれる。完全偏光の場合の二方向の電場ベクトルの位相差を  $\phi$  とする、すなわち、

$$\begin{aligned} \theta_x(t) &= \omega t - \beta z \\ \theta_y(t) &= \omega t - \beta z + \phi \end{aligned}$$

とすると、電場ベクトルの先端が一般に楕円の軌道を描く。完全偏光の波は、特殊な場合として、円軌道や直線軌道を描く円偏光の波、直線偏光の波を含む。

リモートセンシングで扱う放射伝達では、電場ベクトルを直交する二方向の成分に分けて、それぞれを二つの直線偏光の要素として個別に考慮する。入射面(電磁波の進行方向のベクトルと放射計算の対象となる平面の法線ベクトルを含む面)に対して、電場ベクトルが



垂直な場合は TE 波、または水平偏波、平行な場合は TM 波、または垂直偏波と呼ぶ。

### <媒質境界での電磁場の反射と透過>

これまでは、一様媒質中の電磁波の挙動を見てきたが、ここでは媒質の特性の変化する境界面が存在する場合を考える。図 2.2 は媒質 1 と媒質 2 の境界面に向かって、電磁波が入射し、一部が反射され、一部は透過して媒質 2 の中に進行している電磁波を示している。図のように電場ベクトルが入射面に対して垂直な場合、すなわち水平偏波を考える。

$R_{\perp}$ を反射係数、 $T_{\perp}$ を透過係数とすると、入射波、反射波、透過波の電磁場はそれぞれ、

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i &= \mathbf{y}E_0 \exp(-j(k_1 \sin \theta_1 x - k_1 \cos \theta_1 z))e^{j\omega t} \\ \mathbf{E}_r &= \mathbf{y}R_{\perp}E_0 \exp(-j(k_1 \sin \theta_1' x + k_1 \cos \theta_1' z))e^{j\omega t} \\ \mathbf{E}_t &= \mathbf{y}T_{\perp}E_0 \exp(-j(k_2 \sin \theta_2 x - k_2 \cos \theta_2 z))e^{j\omega t} \\ \mathbf{H}_i &= \frac{k_1}{\omega\mu_1}E_0(x \cos \theta_1 + z \sin \theta_1) \exp(-j(k_1 \sin \theta_1 x - k_1 \cos \theta_1 z))e^{j\omega t} \\ \mathbf{H}_r &= \frac{k_1}{\omega\mu_1}R_{\perp}E_0(-x \cos \theta_1' + z \sin \theta_1') \exp(-j(k_1 \sin \theta_1' x + k_1 \cos \theta_1' z))e^{j\omega t} \\ \mathbf{H}_t &= \frac{k_2}{\omega\mu_2}T_{\perp}E_0(x \cos \theta_2 + z \sin \theta_2) \exp(-j(k_2 \sin \theta_2 x - k_2 \cos \theta_2 z))e^{j\omega t} \end{aligned}$$

となり、媒質 1 と 2 の境界面での連続性、すなわち、 $\mathbf{E}$ と $\mathbf{H}$ の接線成分について、入射電磁場と反射電磁場の合計が透過電磁場と釣り合わなければならないことを考えると、

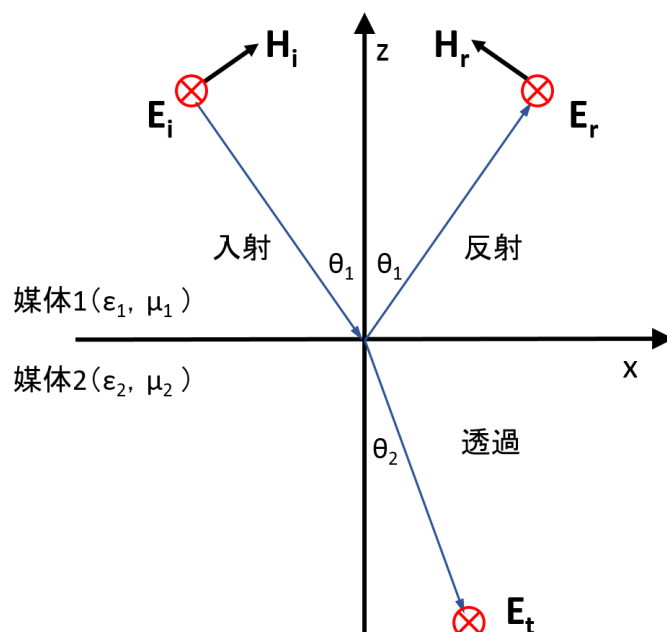


図 2.2 媒質境界面での電磁波の反射と透過

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r &= \mathbf{E}_t \\ H_{xi} + H_{xr} &= H_{xt}\end{aligned}$$

を満たす ( $H_x$ は  $x$  成分を表す) ことから、

$$\begin{aligned}\theta_1 &= \theta_1' \\ k_2 \sin \theta_2 &= k_1 \sin \theta_1\end{aligned}$$

で表される、スネルの法則が導かれる。更に、接線方向の電磁場の大きさが入射前後で保存されることから、

$$\begin{aligned}1 + R_{\perp} &= T_{\perp} \\ \frac{k_1}{\omega\mu_1} (1 - R_{\perp}) \cos \theta_1 &= \frac{k_2}{\omega\mu_2} T_{\perp} \cos \theta_2\end{aligned}$$

以上より、反射係数 $R_{\perp}$ と、透過係数 $T_{\perp}$ が、

$$R_{\perp} = \frac{\frac{\omega\mu_2}{k_2} \cos \theta_1 - \frac{\omega\mu_1}{k_1} \cos \theta_2}{\frac{\omega\mu_2}{k_2} \cos \theta_1 + \frac{\omega\mu_1}{k_1} \cos \theta_2} \quad (2.2.14)$$

$$T_{\perp} = \frac{2 \frac{\omega\mu_2}{k_2} \cos \theta_1}{\frac{\omega\mu_2}{k_2} \cos \theta_1 + \frac{\omega\mu_1}{k_1} \cos \theta_2} \quad (2.2.15)$$

と求まり、境界面における電場の反射・透過が表現される。リモートセンシングで用いられる放射伝達は、電磁波の強さではなく、エネルギーの流れの密度を扱う。電磁波のエネルギーの流れの密度は、次の複素数表記のポインティングベクトル $\mathbf{S}_c$ で表現でき、 $\mathbf{S}_c$ の時間平均は $\mathbf{S}_c$ の実部となる。

$$\mathbf{S}_c = \frac{1}{2} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}^*(\mathbf{r})$$

$\mathbf{H}^*$ は、磁場 $\mathbf{H}$ の共役複素数である。入射する放射エネルギー密度、反射される放射エネルギー密度、透過する放射エネルギー密度の時間平均をそれぞれ $\mathbf{S}_{ai}$ 、 $\mathbf{S}_{ar}$ 、 $\mathbf{S}_{at}$ とすると、放射

エネルギーの反射率 $\Gamma_{\perp}$ は、境界面に垂直な方向に射影した入射エネルギー密度に対する反射エネルギー密度として、

$$\Gamma_{\perp} = \frac{\mathbf{z} \cdot \mathbf{S}_{ar}}{-\mathbf{z} \cdot \mathbf{S}_{ai}}$$

と表せ、電磁波の式を用いると放射強度の反射率 $\Gamma_{\perp}$ は、電場の反射係数 $R_{\perp}$ を用いて

$$\Gamma_{\perp} = |R_{\perp}|^2 \quad (2.2.16)$$

で表せる。更に、放射エネルギーの透過率 $\tau_{\perp}$ も同様に求められる。

$$\tau_{\perp} = \frac{\mathbf{z} \cdot \mathbf{S}_{at}}{\mathbf{z} \cdot \mathbf{S}_{ai}} = 1 - \Gamma_{\perp} = 1 - |R_{\perp}|^2 \quad (2.2.17)$$

この放射エネルギーの反射率、透過率が放射伝達計算に用いられる。

スネルの法則から、透過電場の進行する角度 $\theta_2$ について、

$$\sin \theta_2 = \frac{k_1}{k_2} \sin \theta_1$$

となるが、 $k_1/k_2$ が大きく $\sin \theta_2 > 1$ となる場合は、反射率 $\Gamma_{\perp}$ が 1 (透過率 $\tau_{\perp}$ が 0) になることが確認でき、入射した電場は透過せず、全反射となることがわかる。

## 2.2.2 リモートセンシングの基本原則 - 放射伝達

<放射を記述する物理量・用語>

(1) (波長 $\lambda$ の分光) 放射輝度 $I_{\lambda}$ 、(周波数 $f$ の分光) 放射輝度 $I_f$

ある面を通過する、単位面積、単位立体角、単位時間、単位波長 (または単位周波数) あたりの、法線方向を基準とした放射エネルギー。次元は $[\text{kg} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{m}^{-1}]$  (または $[\text{kg} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}]$ )

(2) 放射フラックス $F_{\lambda}$

ある面を通して、反対の半球側に流れる、単位面積、単位時間、単位波長あたりの放射エネルギー。ある面を通過する放射輝度 $I_{\lambda}$ の進行方向成分を半球の全立体角 $\Omega$ について積分し

たもの。

$$F_{\lambda} = \int_{\Omega} I_{\lambda} \cos \theta d\omega$$

放射輝度が等方的な場合は、

$$F_{\lambda} = \pi I_{\lambda}$$

となる。

### (3) 黒体

入射する放射を全ての波長で完全に吸収する理想物質。

### (4) 輝度温度 $T_b$

一般の物体から放射輝度 $I_{\lambda}$ が射出されている場合、 $I_{\lambda}$ を黒体からの放射輝度とみなした場合の黒体の絶対温度を、その物体の輝度温度という。黒体でない物体の輝度温度は、実際の物体の物理温度よりも低くなる。黒体では、輝度温度と物理温度が一致する。

### (5) 射出率 $\varepsilon$

物体の放射輝度 $I_{\lambda}$ と、物体と同じ絶対温度の黒体の放射輝度 $B_{\lambda}$ の比。

$$\varepsilon = \frac{I_{\lambda}}{B_{\lambda}}$$

マイクロ波領域では、レーリー・ジーンズ近似より放射輝度は温度に比例するので、

$$\varepsilon = \frac{T_b}{T}$$

となる。

## <プランクの法則>

プランクの法則によれば、黒体の放射輝度は次のプランク関数で表される。

$$B_f(T) = \frac{2hf^3}{c^2} \left( \frac{1}{e^{hf/kT} - 1} \right) \quad (2.2.18)$$

ここで、

$B_f$ : 黒体の周波数  $f$  の分光放射輝度 ( $\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{Hz}$ )

$h$ : プランク定数 =  $6.63 \times 10^{-34}$  (J)

$f$ : 周波数 (Hz)

$k$ : ボルツマン定数 =  $1.38 \times 10^{-23}$  (J/K)

$T$ : 絶対温度(K)

$c$ : 光速=  $3 \times 10^8$  (m/s)

$e$ : 自然対数の底

であり、輝度温度は周波数と温度のみの関数である。この式は、波長が長く  $hf/kT \ll 1$  とできる場合、実用的には  $f/T < 3.9 \times 10^8$  (Hz/K) において 1% 以下の誤差で、

$$B_f(T) = \frac{2f^2 kT}{c^2} = \frac{2kT}{\lambda^2} \quad (2.2.19)$$

と近似でき、放射輝度が温度に比例すると考えることができる。これをレーリー・ジーンズ近似という。マイクロ波領域ではレーリー・ジーンズ近似が適用できる。

レーリー・ジーンズ近似を適用すると、マイクロ波領域の放射輝度は輝度温度を使って以下のように表せる。

$$I_\lambda = \frac{2kT_b}{\lambda^2}$$

反対に、波長が短く  $hf/kT \gg 1$  とできる場合は、プランク関数は

$$B_f(T) = \frac{2hf^3}{c^2} e^{-hf/kT}$$

と近似でき、この近似式はウィーン放射則とよばれる。

### <キルヒホッフの法則>

キルヒホッフは、同じ温度で局所熱平衡状態にある物体の、ある波長の放射に対する放射能（射出エネルギー  $j_\lambda$ ）と吸収能（入射エネルギーに対する吸収エネルギーの割合）との比は、物体の種類に関係なく一定であることを示した。

$$\frac{j_\lambda}{a} = \frac{j'_\lambda}{a'}$$

このキルヒホッフの法則は、物体が黒体の場合、射出エネルギーはプランク関数  $B_\lambda(T)$  で与えられ、吸収率は 1 であることを考えると、

$$\frac{j_\lambda}{a} = B_\lambda(T)$$

となることを表しており、放射能と吸収能の比は物体によらずその物理温度に対する黒体

放射に等しいことが分かる。また、物体の放射の黒体放射に対する比を射出率 $\varepsilon$ と定義すれば、あらゆる物体において吸収能（吸収率） $a$ と射出率 $\varepsilon$ は等しいことが導かれる。

$$a = \varepsilon = \frac{j_{\lambda}}{B_{\lambda}(T)}$$

#### <シュテファン・ボルツマンの法則>

プランクの輻射式を用いて、全周波数の放射輝度 $B(T)$ を求めると、

$$B(T) = \frac{2h}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{f^3}{e^{hf/kT} - 1} df = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (2.2.20)$$

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.67 \times 10^{-8} (\text{W/m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{K}^4)$$

と書ける。また、黒体放射は等方的であり、全周波数で積分した放射フラックスは

$$F = \pi B = \sigma T^4$$

となる。 $\sigma$ はシュテファン・ボルツマンの定数と呼ばれる定数である。放射輝度や放射フラックスは、全周波数で合計すると温度の四乗に比例することがわかる。

#### <放射伝達方程式>

放射エネルギーは大気や陸などの中を伝わる間に、吸収や散乱を受けて減衰したり、射出や散乱などにより増強されたりしながら、衛星に到達する。放射の伝達過程を定式化したのが放射伝達方程式である。衛生によるリモートセンシングで観測されるのは輝度温度であり、気象モデルの予報変数の値は直接観測できない。そのため、気象モデルや陸面モデル等に観測データを同化する際には、輝度温度をモデルで扱われている変数に変換することが必要である。以下で述べる放射伝達方程式に基づいて、モデル変数と輝度温度の変換を行うのが放射伝達モデルである。

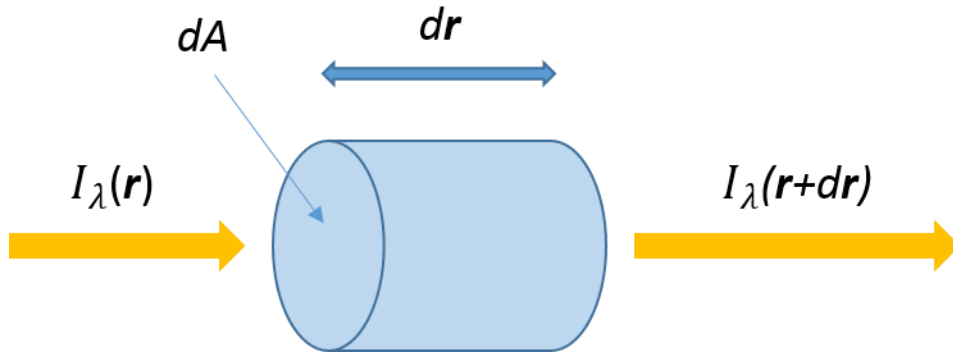


図 2.3 微小円柱を通る電磁波の放射輝度

図 2.3 のように、空間内にある断面積 $dA$ 、長さ $dr$ の微小円柱領域を通過する電磁波の放射輝度を、通過前後でそれぞれ $I_\lambda(r)$ 、 $I_\lambda(r+dr)$ であるとする。円柱通過前後の放射輝度の差は、円柱内で受ける吸収や散乱による消散分と、射出や散乱による増強分の和になる。

$$dI_\lambda = I_\lambda(r+dr) - I_\lambda(r) = dI_\lambda(\text{消散}) + dI_\lambda(\text{増強}) \quad (2.2.21)$$

(1) 消散 (吸収と散乱)

消散される放射輝度の大きさは、入射する放射輝度に比例するので、体積消散係数 $k_e$  ( $\text{m}^2/\text{m}^3$ ) を用いて、

$$dI_\lambda(\text{消散}) = -k_e I_\lambda dr$$

とかける。放射輝度は、媒質による吸収に加え、散乱によって進行方向が変えられることによって消散されるが、吸収と散乱は独立な過程とみなせるので、消散はそれらの和によると考え、

$$dI_\lambda(\text{消散}) = -k_e I_\lambda dr = -(k_a + k_s) I_\lambda dr$$

となる。 $k_a$ は体積吸収係数、 $k_s$ は体積散乱係数である。

$$\bar{\omega} = \frac{k_s}{k_e} = 1 - \frac{k_a}{k_e}$$

は、消散のうち散乱の寄与の割合を表し、単散乱アルベドと呼ばれる。 $k_a$ は入射する放射輝度が $I_\lambda$ に対する、吸収する放射輝度の割合を表すため、キルヒホッフの法則の吸収能 $a$ と等しい。また、放射 (エネルギー) の減衰は電磁波の減衰の 2 乗の大きさであり、(2.2.11)で与えられる電磁波の減衰係数の 2 倍となる

$$k_a = 2\alpha = 2\omega\sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}}\left(-1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}\right)^2}\right)^{\frac{1}{2}},$$

(2) 増強 (射出と散乱)

増強分については、消散過程と同様の形式で表すために、

$$dI_\lambda(\text{増強}) = (k_a J_{\lambda a} + k_s J_{\lambda s})dr = k_e \left( \frac{k_a}{k_e} J_{\lambda a} + \frac{k_s}{k_e} J_{\lambda s} \right) dr = k_e [(1 - \bar{\omega})J_{\lambda a} + \bar{\omega}J_{\lambda s}]dr = k_e J_\lambda dr$$

となるような $J_{\lambda a}$ 、 $J_{\lambda s}$ 、 $J_\lambda$ を定義する。 $J_\lambda$ は放射源関数とよばれる。 $k_a J_{\lambda a}$ と $k_s J_{\lambda s}$ はそれぞれ増強分に対する媒質による射出と散乱の寄与を表す。局所熱平衡が成り立つ場合、射出は吸収と等しくなければならないことから、 $J_{\lambda a}$ は吸収源関数と呼ばれる。

以上を用いて、(2.2.21)は

$$dI_\lambda = k_e(-I_\lambda + J_\lambda)dr \quad (2.2.22)$$

となる。

$$d\tau = k_e dr$$

$$\tau(r_1, r_2) = \int_{r_1}^{r_2} k_e dr$$

で定義される「光学的厚さ」は、放射伝達の消散と増強の過程から見た媒質の長さを表し、これを用いて(2.2.22)は、

$$\frac{dI_\lambda}{d\tau} = -I_\lambda + J_\lambda \quad (2.2.23)$$

と書き直され、これが放射伝達方程式の基本形となる。

射出のない均質な媒質中を透過する場合、(2.2.23)より放射伝達方程式は、

$$\frac{dI_\lambda}{d\tau} = -I_\lambda$$

となり、放射輝度は、

$$I_\lambda(r) = I_\lambda(0)\exp(-\tau(0, r))$$



のように、指数関数的に減少することがわかる。これをブーゲー・ビーア・ランバートの法則という。

### <放射伝達方程式の解>

放射が媒質中を $r' = 0$ から $r$ まで進行する場合の放射伝達を考える。(2.2.23)の両辺に $e^{\tau(0,r)}$ をかけて変形し、

$$\frac{dI_{\lambda}(r')}{d\tau} e^{\tau(0,r')} + I_{\lambda}(r') e^{\tau(0,r')} = J_{\lambda}(r') e^{\tau(0,r')}$$

$$\frac{dI_{\lambda}(r') e^{\tau(0,r')}}{d\tau} = J_{\lambda}(r') e^{\tau(0,r')}$$

$\tau$ について0から $\tau(0,r)$ まで積分すると、

$$\int_0^{\tau(0,r)} \frac{dI_{\lambda}(r') e^{\tau(0,r')}}{d\tau} d\tau = \int_0^{\tau(0,r)} J_{\lambda}(r') e^{\tau(0,r')} d\tau$$

より、一般解が以下のように得られる。

$$I_{\lambda}(r) = I_{\lambda}(0) e^{-\tau(0,r)} + \int_0^r k_e(r') J_{\lambda}(r') e^{-\tau(r',r)} dr' \quad (2.2.24)$$

マイクロ波領域では、レーリー・ジーンズの近似より、放射輝度 $I_{\lambda}$ は輝度温度に比例し、

$$I_{\lambda} = \frac{2kT_b}{\lambda^2} \quad (2.2.25)$$

のように表せ、さらに局所熱平衡では、キルヒホッフの法則より、物体によって射出される放射輝度は、物理温度 $T$ でのプランク関数を用いて、 $k_a B_{\lambda}(T)$  とかけることから、吸収源関数 $J_{\lambda a}$ は物理温度 $T$ に比例する、

$$J_{\lambda a} = \frac{2kT}{\lambda^2}$$

とかける。散乱についての放射源関数 $J_{\lambda s}$ は、 $r'$ から入射する放射のうち、 $r$ へ散乱される割合を表す位相関数 $\Psi(r; r')$ を用いて、

$$J_{\lambda s} = \frac{1}{4\pi} \iint_{4\pi} \Psi(r; r') I_{\lambda}(r) d\Omega$$

と書け、(2.2.25)より

$$J_{\lambda s} = \frac{2k}{\lambda^2} \times \frac{1}{4\pi} \iint_{4\pi} \Psi(r; r') T_b(r) d\Omega \equiv \frac{2kT_{sc}}{\lambda^2}$$

となる $T_{sc}$ を定義できる。これを用いると、(2.2.25)の一般解は温度の次元で

$$T_b(r) = T_b(0)e^{-\tau(0,r)} + \int_0^r k_e(r') [(1 - \bar{\omega})T(r') + \bar{\omega}T_{sc}(r')] e^{-\tau(r',r)} dr' \quad (2.2.26)$$

とできる。右辺の第一項は $r' = 0$ の境界面における放射輝度（輝度温度）が $e^{-\tau(0,r)}$ の係数で減衰しながら $r' = r$ まで到達したもの、積分項の第一項は媒質中で射出された放射、第二項は散乱によって進行方向に加わった放射の寄与を表している。

$T_b(0)$ を地表面からの輝度温度 $T_{sb}$ とし、(2.2.26)を大気に適用すれば、上空 $r$ の高度から衛星で観測できる輝度温度が求められる。

$$T_b(r) = T_{sb}e^{-\tau(0,r)} + \int_0^r k_e(r') [(1 - \bar{\omega})T(r') + \bar{\omega}T_{sc}(r')] e^{-\tau(r',r)} dr' \quad (2.2.27)$$

地表面の輝度温度 $T_{sb}$ は地表面からの射出に加え、大気からの下向き放射や宇宙からの放射の反射が含まれる。

$$T_{sb} = T_{se} + (1 - \varepsilon_s) \left[ \int_0^{\infty} k_e(r') [(1 - \bar{\omega})T(r') + \bar{\omega}T_{sc}(r')] e^{-\tau(0,r')} dr' + T_{cos} \right]$$

$T_{se}$ は地表面からの射出、 $\varepsilon_s$ は土壌の射出率、 $T_{cos}$ は宇宙からの放射を表す項である。マイクロ波領域では、宇宙からの放射は大気からのそれに比べて十分小さく無視できるので、 $T_{cos}$ は省略できる。

$$T_{sb} = T_{se} + (1 - \varepsilon_s) \int_0^{\infty} k_e(r') [(1 - \bar{\omega})T(r') + \bar{\omega}T_{sc}(r')] e^{-\tau(0,r')} dr' \quad (2.2.28)$$

また、10GHz 程度以下の低周波マイクロ波領域では、大気による消散の効果は無視でき、(2.2.27)の観測輝度温度は地表面の輝度温度 $T_{se}$ と近似できる。

(2.2.27)、(2.2.28)からわかるように、上空で観測される輝度温度 ( $T_b(r)$ ) と大気・陸面の物理量 (気温、地表面温度など) は、消散係数 $k_e$ 、位相関数 $\Psi(r; r')$ 、土壌の射出率 $\epsilon_s$ のパラメタによって結びつけられている。これらのパラメタは、前節の電磁波の理論から定義された減衰係数 $\alpha$ 、位相係数 $\beta$ 、反射率 $\Gamma_{\perp}$ などによって決定付けられ、これらは更に物質によって固有の誘電率 $\epsilon$ 、透磁率 $\mu$ 、電気伝導率 $\sigma$ と角周波数 $\omega$ によって決まっている。放射伝達方程式に含まれるパラメタを物質の性質や物理量から求め、放射伝達方程式を解くことで、モデル変数を観測輝度温度に変換することができる。

### < 地表面の放射伝達 >

土壌と大気では電磁波に対する放射伝達特性が大きく異なるため、両者の境界である地表面は放射伝達に対しても明確な境界となり、反射・屈折や表面散乱が生じる。さらに、土壌層の上に広がるキャノピー層も放射伝達に大きく影響する。以下では土壌もしくはキャノピー層と大気の境界面を地表面と呼ぶ。ここでは、地表面の観測に適したマイクロ波の放射伝達について述べる。

土壌層の反射係数 $\Gamma_p$  ( $p$ は水平偏波を表す下付き文字 $\parallel$ 、垂直偏波を表す $\perp$ のどちらか) は、地表面が滑らかで、マイクロ波の波長に比べてその凹凸が十分小さい場合には、フレネルの法則によって求められ、(2.2.16)で与えられる。

(2.2.16)で与えられる反射係数は媒質 1 を大気と考えると、誘電率、透磁率は 1 となり、真空の透磁率と誘電率に対する媒質 2 の透磁率、誘電率である比透磁率 $\mu_r$ 、比誘電率 $\epsilon_r$ を用いて、

$$\Gamma_{\perp} = |R_{\perp}|^2 = \left| \frac{\mu_r \cos \theta - \sqrt{\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta}}{\mu_r \cos \theta + \sqrt{\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta}} \right|^2$$

$$\Gamma_{\parallel} = |R_{\parallel}|^2 = \left| \frac{\epsilon_r \cos \theta - \sqrt{\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta}}{\epsilon_r \cos \theta + \sqrt{\mu_r \epsilon_r - \sin^2 \theta}} \right|^2$$

とかける。更に、一般に土壌は反磁性物質であり、比透磁率  $\mu_r$  は 0.9999 ~ 1.02 程度の値であり、1 に近似できる。すなわち、

$$\Gamma_{\perp} = \left| \frac{\cos \theta - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}} \right|^2 \quad (2.2.29)$$

$$\Gamma_{\parallel} = \left| \frac{\epsilon_r \cos \theta - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}}{\epsilon_r \cos \theta + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}} \right|^2 \quad (2.2.30)$$

とでき、土壌の比誘電率 $\epsilon_r$ を土壌の変数で表現できれば反射係数が求まる。また、入射エネルギーと反射エネルギー、透過エネルギーとの間のエネルギー保存から、 $1 - \Gamma_p$ は透過率を与える。媒質 2 から媒質 1、あるいは土壌層から大気へのマイクロ波の伝達における透過率  $1 - \Gamma_p$ は、上空から見た土壌層の射出率 $\epsilon_s$ を与える。

土壌やキャノピー層の内部でも放射の消散や増強の複雑な過程があり、地表面から射出の $T_{se}$ を厳密に求めるには、(2.2.26)を土壌層・キャノピー層に適用し、放射伝達を解いて土壌とキャノピーからの放射の寄与を計算する必要がある。土壌層とキャノピー層(または大気)との境界面では土壌内部からの放射の一部が再び土壌内部に向かって反射されるため、透過した分のみが地表面からの上向き射出になる。土壌からの射出は、キャノピー層で減衰されて地表面射出に寄与する。キャノピー層からは上向き射出があるほか、下向き射出が土壌の反射率 $\Gamma_p$ で反射され、再びキャノピー層を通過したものが含まれる。(図 2.4)

$$T_{se} = (1 - \Gamma_p)T_{\text{土壌}}e^{-\tau_c} + T_{\text{キャノピー}}$$

土壌層を下層境界がなく、散乱がない層 ( $\bar{\omega} = 0$ ) とすると、(2.2.26)を適用して、

$$T_{\text{土壌}} = \int_0^{\infty} k_e(r')T_g(r')e^{-\tau(0,r')}dr'$$

となる。 $T_g(r')$ は土壌の温度プロファイルである。土壌が湿潤な場合は、土壌水分によって電磁波が大きく減衰するため、土壌内の散乱は無視できる。マイクロ波の放射伝達を考慮すべき土壌層内で、温度や誘電率 $\epsilon$ 、透磁率 $\mu$ が一定で、かつ層厚が十分厚いとすると、

$$T_{\text{土壌}} = \int_0^{\infty} k_{e0}T_g e^{-\tau(0,r')}dr' = T_g(1 - e^{-\tau(0,r')}) \approx T_g$$

となる。キャノピー層からの上向きの放射は、添え字 $c$ でキャノピー層の値を表すと、

$$\int_0^{\tau_c} k_{ec}(1 - \bar{\omega}_c)T_c e^{-\tau_c(0,r')}dr' = T_c(1 - \bar{\omega}_c)(1 - e^{-\tau_c})$$

とかけ、下向き放射が土壌で反射され、再びキャノピー層を通過した放射は、

$$T_c(1 - \bar{\omega}_c)(1 - e^{-\tau_c})\Gamma_p e^{-\tau_c}$$

となるので、以上を用いて地表面射出 $T_{se}$ は

$$T_{se} = T_g(1 - \Gamma_p)e^{-\tau_c} + T_c(1 - \bar{\omega}_c)(1 - e^{-\tau_c})(1 + \Gamma_p e^{-\tau_c}) \quad (2.2.31)$$

で与えられる。右辺第一項は土壌から射出されキャノピー層を透過して減衰した放射、第二項はキャノピー層からの上向き射出と、土壌に反射された下向き射出の合計である。(2.2.27)、(2.2.28)と合わせて、土壌層、キャノピー層、大気層の放射伝達を考慮した、衛星観測輝度温度が得られる。

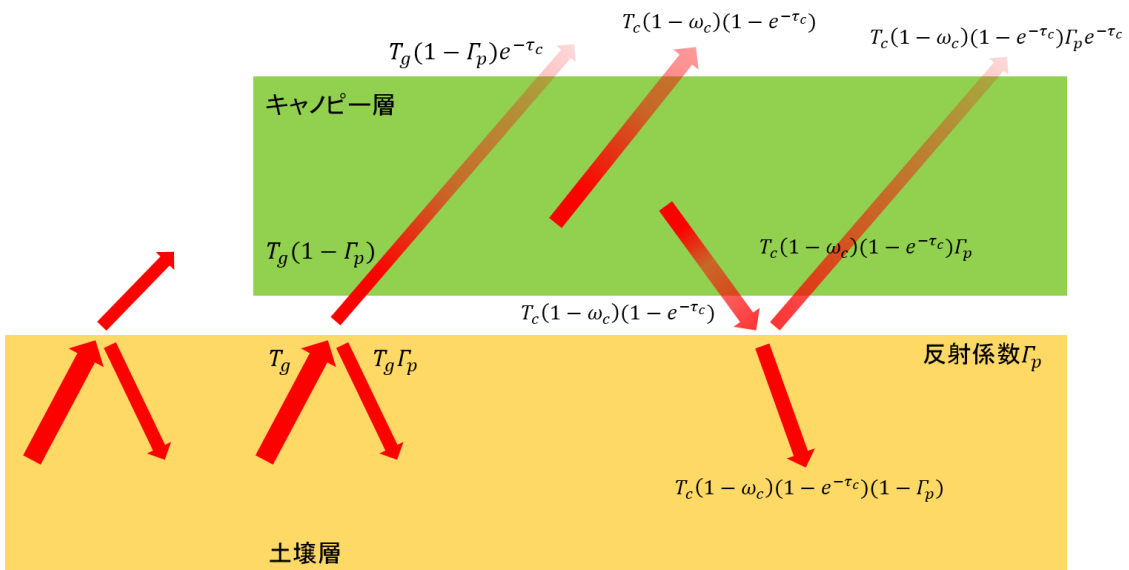


図 2.4 地表面射出 $T_{se}$ を構成する土壌層とキャノピー層の放射伝達

土壌層内の温度や誘電率 $\epsilon$ 、透磁率 $\mu$ などの誘電特性が地表面からの深さに依る場合、土壌をこれらの物理特性が一定とみなせる厚さの層に分けて、それぞれの層においてこれまでに述べた放射伝達を適用し、層の境界を透過する際の反射を考えた上で、正味での土壌からの射出を求める。

#### < 散乱のある層での放射伝達 >

大気層や乾燥土壌、キャノピー層などの放射伝達には、散乱と吸収過程が存在する。電磁波の波長と媒質の粒子の相対的な大きさによって、散乱が無視でき吸収のみ考慮すれば良い場合と、吸収と散乱の過程が共に考慮される場合がある。電磁波の波長と媒質の粒子の相対的な大きさの指標となるサイズパラメタ $x$ は、入射波長 $\lambda$ に対する球粒子の中心断面の円周長 $2\pi r$ の比として

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda}$$

と定義される。

$x \leq 0.001$ では散乱過程は無視でき、消散係数は吸収係数のみで決まり、大気層については二酸化炭素、酸素、水蒸気などの大気を構成する主な気体の中で吸収の大きいものと、雲・降水粒子の分布から計算される。気体による吸収は、量子化されて気体分子に特有の電子エネルギー、振動エネルギー、回転エネルギーによって生じており、吸収の強い波長帯が決まっている。マイクロ波の波長帯については、大気中の気体の中では主に酸素と水蒸気が吸収帯を持つ。キャノピー層については、植生の水分量や葉面積、土壌層については、土壌水分や土壌の構成粒子の分布から計算される。

散乱が無視できない場合、サイズパラメタの大きさによって、レイリー散乱 ( $0.001 \leq x \leq 0.1$ )、ミー散乱 ( $0.1 \leq x \leq 1000$ )、幾何光学 ( $x \geq 1000$ ) の散乱理論を適用する。土壌層やキャノピー層の散乱は、大気層の散乱理論を（簡略化して）適用したものであるので、以下では主に大気層の散乱について述べる。

#### < 散乱過程を記述するパラメタ >

散乱過程の記述に重要なパラメタに、複素屈折率  $m_c$  がある。2.2.1 節で一般の損失媒体中の電磁波の支配方程式は(2.2.6)で与えられ、複素誘電率  $\epsilon_c$  を用いて、電場の解が(2.2.6)に示したように、 $E_{x0} \exp(-j\omega\sqrt{\mu\epsilon_c}z) e^{j\omega t}$  と得られた。この  $z$  の係数について、

$$\omega\sqrt{\mu\epsilon_c} = \frac{\omega}{c} \cdot c\sqrt{\mu\epsilon_c} \equiv \frac{\omega}{c} m_c$$

と変形して、真空中の光速を用いて定義した  $m_c \equiv c\sqrt{\mu\epsilon_c}$  を、複素屈折率と呼び、散乱と吸収に対する物質の光学特性を表現するパラメタとして利用する。(2.2.1 節に述べたように、真空中の光速  $c$  は真空中の誘電率  $\epsilon_0$ 、透磁率  $\mu_0$  を用いて、 $c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$  である。) 複素屈折率の実部と虚部を  $m_r$  と  $m_i$  で表すと、

$$m_c = m_r + m_i i$$

であり、実部  $m_r$  は(2.2.12)に対応し、

$$m_r = \frac{1}{2\mu_0\epsilon_0} \left( \mu\epsilon + \sqrt{(\mu\epsilon)^2 + 4 \left( \frac{\sigma\mu}{\omega} \right)^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.2.32)$$

と表せ、虚部  $m_i$  は、(2.2.11)に対応して、

$$m_i = \frac{1}{2\mu_0 \varepsilon_0} \left( -\mu\varepsilon + \sqrt{(\mu\varepsilon)^2 + 4\left(\frac{\sigma\mu}{\omega}\right)^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.2.33)$$

と表せる。金属のような、電気伝導率が非常に大きい物質以外では  $\varepsilon > \frac{\sigma}{\omega}$  なので、実部は誘電率の項が卓越し ( $\sim \sqrt{\mu\varepsilon}$ )、位相係数  $\beta$  と同様に、電場の誘電分極の効果を表し、物質中の電磁波の速度、屈折率に影響する。虚部は電気伝導率の項が卓越し ( $\sim \sqrt{\frac{\sigma\mu}{\omega}}$ )、減衰係数  $\alpha$  と同様に、粒子の吸収の強さを表す。

### < 散乱過程の定式化 >

太陽からの放射は、それぞれが単色で一般に楕円偏光している波列が無数に混合して重なり合っており、非偏光となっている。媒質を通過する放射は、媒質粒子によって散乱され、任意の方向に様々な偏光状態となって進行する。楕円偏光の放射は二方向の電場ベクトルの間の相関が 1 (2.2.1 節参照) であり、直交する二つの直線偏光に分解して考えることができる。考える散乱波と入射波を含む面を基準面とし、(2.2.7) より  $z$  軸に沿って入射した入射波の電場ベクトルを  $E_{x0} e^{j(\omega t - k_c z)}$  と表す。基準面と入射電場ベクトルの成す角を  $\phi$ 、散乱角 (散乱波の進行方向と入射波の進行方向が成す角) を  $\theta$  とする。二方向の電場の成分のうち、基準面に垂直な方向の成分を  $E_{\perp}$  と平行な方向の成分を  $E_{\parallel}$  とすると、散乱過程は、

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^s \\ E_{\perp}^s \end{bmatrix} &= \frac{\exp(-ik_c R + ik_c z)}{ik_c R} \begin{bmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^i \\ E_{\perp}^i \end{bmatrix} \\ &= \frac{\exp(-ik_c R + ik_c z)}{ik_c R} \begin{bmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x0} \sin \phi \\ E_{x0} \cos \phi \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.2.34)$$

と表現され、この式の散乱振幅行列

$$\begin{bmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{bmatrix}$$

の各要素を求めることが散乱問題を解くことになる。ここで、電場の成分の上付き添え字は、散乱  $s$  と入射  $i$  を表し、散乱されなかった入射波は  $z$  まで進行している。 $R$  は任意の方向に散乱された電場と散乱した粒子との距離を表し、分数項の分子は入射波から見た散乱項の位相の遅れを表す。分母の  $R$  は、散乱波の振幅が散乱後に進行する距離に反比例して減衰することを表す。均質な休憩粒子による散乱の場合は、 $S_3 = S_4 = 0$  となり、散乱された電磁波は、

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel}^s \\ E_{\perp}^s \end{bmatrix} = \frac{E_{x0} \exp(-ik_c R + ik_c z)}{ik_c R} \begin{bmatrix} S_2 \cos \phi \\ S_1 \sin \phi \end{bmatrix} \quad (2.2.35)$$

とかける。 $S_1$ と $S_2$ は、サイズパラメタ $x$ 、複素屈折率 $m_c$ と散乱角 $\theta$ の関数で決まる。放射の強度は電磁波の振幅の二乗なので、放射強度の成分は

$$\begin{bmatrix} I_{\parallel}^s \\ I_{\perp}^s \end{bmatrix} = \frac{E_{x0}^2}{k_c^2 R^2} \begin{bmatrix} S_2^2 \cos^2 \phi \\ S_1^2 \sin^2 \phi \end{bmatrix}$$

となり、合計の放射強度 $I^s$ は、

$$I^s = I_{\parallel}^s + I_{\perp}^s = \frac{E_{x0}^2}{k_c^2 R^2} (S_1^2 \sin^2 \phi + S_2^2 \cos^2 \phi)^2 \quad (2.2.36)$$

となる。1個の粒子が散乱したエネルギーがある面積 $\sigma_s$ の面に入射するエネルギーに等しい時その面積（散乱断面積）は

$$\sigma_s = \frac{1}{E_{x0}^2 \Delta\omega} \int_{\Omega} I^s \Delta\omega R^2 d'\omega$$

で与えられ、体積散乱係数 $k_s$ を粒子数密度で割ったものに等しく、 $m^2$ の次元を持つ。すなわち、散乱振幅行列の要素 $S_1$ 、 $S_2$ から散乱係数を求めることで、放射伝達方程式の消散係数 $k_e$ または光学的厚さ $\tau$ の分布が決まる。

#### (1) レイリー散乱

レイリー散乱は、入射電磁波の波長に対して球形粒子の直径が十分短い場合 ( $0.001 \leq x \leq 0.1$ ) に適用できる散乱理論である。レイリー散乱は、入射波長より十分に小さい粒子内で入射電場によって生じる電気双極子が放射すること散乱波が起こると考え、電場の成分を(2.2.38)の行列形式で以下のように与えた。

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel}^s \\ E_{\perp}^s \end{bmatrix} = -\frac{\exp(-ik_c R + ik_c z)}{R} \begin{bmatrix} k_c^2 \alpha_p \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) & 0 \\ 0 & k_c^2 \alpha_p \sin\frac{\pi}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^i \\ E_{\perp}^i \end{bmatrix}$$

散乱波の強度は、

$$I^s = \frac{E_{x0}^2 k_c^4}{R^2} \alpha_p^2 \sin^2 \gamma$$



となる。 $\alpha_p$ は粒子の分極率、 $\gamma$ は入射電場ベクトルと散乱波の進行方向のなす角である。散乱波の強度は波数の四乗に比例し、吸収を考えない場合は $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ より、波長の四乗に反比例する。

## (2) ミー散乱

ミー散乱は、入射電磁波の波長と、球形粒子の直径が同程度 ( $0.1 \leq x \leq 1000$ ) の場合に適用する散乱理論で (Mie 1908)、電場ベクトル、磁場ベクトルを球座標系で展開した球面調和関数の無限級数で表すものである。ミー散乱では散乱振幅行列の要素 $S_1$ 、 $S_2$ が次の無限級数の式で表される。

$$S_1(x, m_c; \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n(x, m_c)\pi_n(\cos \theta) + b_n(x, m_c)\tau_n(\cos \theta)]$$

$$S_2(x, m_c; \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n(x, m_c)\pi_n(\cos \theta) + a_n(x, m_c)\tau_n(\cos \theta)]$$

$\pi_n(\cos \theta)$ と $\tau_n(\cos \theta)$ はそれぞれ散乱角 $\theta$ の角度分布を与える関数で第 1 種ルジャンドル倍関数を用いて定式化され、 $a_n(x, m_c)$ と $b_n(x, m_c)$ はミー係数と呼ばれ、特殊関数で定式化される。この $S_1$ 、 $S_2$ を(2.2.36)に代入することで、放射強度が得られる。

## (3) 幾何光学

球形粒子の直径が波長より十分大きい場合は、粒子表面での各光線の反射・屈折と、回折の影響から散乱を説明する。

### 2.2.3 本システムで使用する放射伝達モデル

本システムで使用する放射伝達モデルは、温度の次元の放射伝達方程式の解(2.2.27)に基づき、前節で述べたように使用するマイクロ波の波長によって、感度が十分低いものの影響は無視した、近似式を基礎としている。輝度温度を得るためには必要なパラメタが複数ある。本システムでの使用した重要なパラメタの決定について、前節の放射伝達の基本原理では考慮していない地表面粗度などの影響も含めて以下に記す。

#### <土壌、キャノピー層のパラメタ>

(2.2.27)、(2.2.28)、(2.2.31)の放射伝達方程式から衛星で観測されるマイクロ波輝度温度を求めるためには、陸面モデルと大気モデルのモデル変数に加えて、パラメタを決定する必要がある。重要なパラメタは反射係数、消散係数、単散乱アルベドである。土壌につい

では、湿潤な場合などマイクロ波の進入深さが浅いと考えられる場合には、土壌の放射輝度を決定付けるパラメタは、反射係数のみとなる。乾燥している場合や、キャノピー層、大気層など一定の厚みを持ち、散乱を考慮しなくてはいけない場合には、消散係数の鉛直分布や単散乱アルベドを決定する必要がある。

反射率は基本的に(2.2.29)と(2.2.30)の式に基づいて決まるので、誘電率 $\epsilon_r$ を決定することが重要となる。本システムでは、誘電率 $\epsilon_r$ は Dobson's semi-empirical mixing dielectric model (Dobson et al., 1985) を用いて、

$$\epsilon_r = \left[ 1 + \frac{\rho_b}{\rho_s} (\epsilon_s'^{\alpha} - 1) + m_v^{\beta} \epsilon_{fw}'^{\alpha} - m_v \right]^{1/\alpha} \quad (2.2.37)$$

と表せる。ここで、

$$\epsilon_{fw}' = \epsilon_{w\infty} + \frac{\epsilon_{w0} - \epsilon_{w\infty}}{1 + (2\pi f \tau_w)^2}$$

であり、

$$\begin{aligned} \rho_b: & \text{土壌容積密度、} \rho_s: \text{土粒子密度} \\ \epsilon_s': & \text{土粒子の誘電率、} \epsilon_{fw}': \text{自由水の誘電率、} m_v: \text{体積含水率} \end{aligned}$$

である。Dobson の式のパラメタは Ulaby et al. (1986) を参考に、以下のように実験的に決定される。

$$\alpha = 0.65$$

$$\beta = 1.09 - 0.0011 * \%Sand + 0.0018 * \%Clay$$

%Sand: 砂の割合 (%), %Clay: 粘土の割合 (%)

土粒子や自由水の誘電率、土粒子密度、土壌容積密度は定数もしくは時間的な変化のないパラメタであり、体積含水率 $m_v$ が(2.2.37)で求まる土壌の誘電率を大きく左右する。

### < 地表面粗度の影響 >

地表面の凹凸が無視できない場合は、地表面粗度を考慮する必要がある。地表面が滑らかな場合は、マイクロ波は入射角に対して一定の角度で同位相のまま反射されるが、地表面が粗い場合は散乱が卓越し、散乱されたマイクロ波が様々な方向に進む。地表面の粗度が大きくなるにつれて、地表面射出が増加して輝度温度が高くなる (Ulaby et al., 1981)。Kurita et al. (2007) は、この地表面粗度によるマイクロ波の散乱を考慮しない場合は土壌水分が過小評価されてしまい、シャドウウィングの効果を考慮した advanced

integral equation model (AIEM) を用いることで、地表面粗度の大きい領域での放射伝達をよく表現できることを示した。*Kuria et al.* (2007) によると地表面粗度を考慮した場合、反射係数を以下のように修正する。

$$\begin{aligned} \Gamma_p^e &= \Gamma_p e^{-(2k\sigma \cos \theta)^2} S(\theta, \theta) + \frac{1}{4\pi \cos \theta} \\ &\times \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} [\sigma_{pp}(\theta, \theta_j, \phi_j) S(\theta, \theta_j) \\ &+ \sigma_{pq}(\theta, \theta_j, \phi_j) S(\theta, \theta_j)] \sin \theta_j d\theta_j d\phi_j \end{aligned} \quad (2.2.38)$$

ここで、

$k$ : 波数、 $\sigma$ : 地表面粗度高さ、 $\theta$ : 入射角、 $j$ : 散乱波の方向

また、

$$S(\theta, \theta_j) = \begin{cases} \frac{1}{1 + \Lambda(\cot \theta_s)} & (\theta_s \geq \theta_j) \\ \frac{1}{1 + \Lambda(\cot \theta_i)} & (\theta_s < \theta_j) \\ \frac{1}{1 + \Lambda(\cot \theta_s) + \Lambda(\cot \theta_i)} & (\text{上記以外}) \end{cases}$$

$$\Lambda(\cot \theta) = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{s}{\cot \theta} e^{-2\frac{\cot \theta^2}{2s^2}} - \operatorname{erfc} \left( \frac{\cot \theta}{\sqrt{2}s} \right) \right]$$

$\operatorname{erfc}$ : 誤差関数、 $s$ : 地表面傾斜角の二乗平均

である。

このモデルの他に、多くの土壌の放射伝達モデルでは地表面粗度を考慮したフレネルの反射係数として、*Choudhury and Schmugge* (1979) と *Wang and Choudhury* (1981) によって導入された QH モデルを用いている。このモデルでのフレネルの反射係数は、

$$\Gamma_p^e = [QR_q + (1 - Q)R_p] e^{-h}$$

$Q$ : 地表面粗度と波長による係数、 $h$ : 地表面粗度と波長と入射角の関数

であるが、QH モデルは適用できる波長帯が限られている上に物理的根拠が弱いため、本研究では *Kuria et al.* (2007) による式を用いる。これによって、土壌の放射伝達モデルは、長波長と短波長、両方のマイクロ波に適用でき、雲や大気の影響の少ない長波長のマイクロ波を用いて観測した陸面状態から、短波長のマイクロ波を算出して、雲の観測に利用することが可能となる。

### <キャノピー層の影響>

キャノピー層は大気との境界面が明確ではないため、境界における反射や屈折は考えない。しかし、キャノピー層を通過する放射は吸収や散乱による消散を受けると共に、キャノピー自体からの放射も加わる。本システムでは、式(2.2.31)のキャノピー層の光学的厚さ（消散係数で決まる） $\tau_c$ は次式で与えられる（*Jackson and Schmugge 1991; Schmugge and Jackson 1992*）。

$$\tau_c = \frac{b' 100 \lambda^x W_c}{\cos \theta} \quad (2.2.39)$$

ここで、

$W_c$ : キャノピー層の水分量

$\lambda$ : は波長(m)

$b', x$ : 経験的パラメタ

である。また、キャノピー層の単散乱アルベド $\omega_c$ は、

$$\omega_c = \omega_0 \sqrt{W_c} \quad (2.2.40)$$

で与えられ、 $W_c$ は植物の葉の面積を表す指標LAI（Leaf Area Index）を用いて、

$$W_c = \exp(LAI/3.3) - 1$$

とできる（*Paloscia and Pampaloni 1988*）。LAIは衛星などから観測・算出したデータセットが多く、多くの研究機関でアーカイブされている。この $\tau_c$ 、 $\omega_c$ と地表面粗度を考慮したフレネルの反射係数 $\Gamma_p^e$ を用いて、地表面の輝度温度が求まる。

#### < 土壌内部の体積散乱の影響 >

土壌水分が  $0.05 \text{gcm}^{-3}$  より小さいような乾燥した土壌を有する領域で土壌の輝度温度を計算する場合には、土壌水分の過大評価を防ぐために地表面射出・散乱に加えて、大気と同様に鉛直方向の連続的な伝達を考える必要がある。（*Ulaby et al., 1982, Shibata et al., 2003*）すなわち、土壌のマイクロ波放射伝達におけるマイクロ波放射率は、誘電率と地表面粗度に加えて、土壌粒子による体積散乱（土壌粒子の形状や粒径分布）を考えて算出する必要がある。*Lu et al. (July 2005, 2008)* で提案された手法によって乾燥地帯での土壌内部の体積散乱を考慮する。

大気から土壌にマイクロ波が伝達している場合、この時のマイクロ波の進入する深さ $\delta_p$ は、土壌と大気の境界での放射輝度を用いて

$$\frac{T_b(\delta_p)}{T_b(0)} = \frac{1}{e}$$

となる深さとして与えられる。

消散係数の内、散乱係数が吸収係数より十分小さいと考えられる場合、すなわち  $k_e \approx k_a$  の場合、

$$\delta_p \approx \frac{\lambda_0 \sqrt{\epsilon''}}{2\pi\epsilon''}$$

となる。 $\lambda_0$ はマイクロ波の波長、 $\epsilon', \epsilon''$ はそれぞれ比透磁率 $\epsilon$ の虚数表記の実部と虚部である。マイクロ波の波長が長ければ長い程、深くまで進入できる。この進入深さまでの土壌層に射伝達方程式適用して解くことで地表面での輝度温度を得る。方程式は 4-stream fast model (Liu, 1998) によって効率的に解かれる。

#### <大気放射伝達>

大気層の放射伝達は、2.2.2 節の吸収過程と散乱過程を大気各層の消散係数（消散断面積）で表して、放射伝達方程式を大気層全体について積分することで解くことができる。しかし、実際の大気放射伝達は、粒子のサイズ、放射の波長、散乱の方向などが連続的に変化しており、それらを細かく分けて方程式を厳密に解くことは不可能である。そのため、簡単な近似を適用して効率的に解くのが一般的である。上半球および下半球の放射を等方的であると考え、あるいは進行方向に関する 1 次関数で近似する 2 流近似 (two-stream approximation) や、上半球、下半球の放射をそれぞれ 2 方向の放射で近似する 4 流近似 (four-stream approximation) が代表的である。本システムでは、4 流近似の放射伝達方程式を効率的に解く、four-stream fast model (Liu, 1998) を用いて、輝度温度を求める。

## 2.3 大気モデル

### 2.3.1 数値モデルによる気象・気候予測

地球上の大気現象は、数値モデルを使ってコンピュータで計算することによって、その時空間変化を再現したり予測したりすることが可能である。気象・気候予測における数値モデルでは、基本的には 3 次元的に分布した格子点での大気要素（風速、気圧、気温などの物理

量)によって大気状態が表現され、それらを変数とする物理法則に基づいた支配方程式系からモデルが構成される。ある時刻の大気状態を初期値として差分計算で積分することで、大気状態の時間変化を再現・予測する。

大気状態は、風速の3成分 $u, v, w$ 、気圧 $p$ 、気温 $T$ 、大気密度 $\rho$ の6変数で記述され、基礎となる支配方程式は以下のような風速の3成分についての運動方程式、熱力学方程式、連続方程式、状態方程式の6つである。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fu + F_x \quad (2.3.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + fv + F_y \quad (2.3.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_z \quad (2.3.3)$$

$$C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z} \right) = \dot{H} \quad (2.3.4)$$

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) + \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.3.5)$$

$$p = \rho RT \quad (2.3.6)$$

ここで、 $f$ はコリオリ因子 ( $f = 2\Omega \sin \phi$  ( $\Omega$ :地球の自転角速度、 $\phi$ :緯度))、 $g$ は重力加速度、 $F_x, F_y, F_z$ はそれぞれ  $x$  方向、 $y$  方向、 $z$  方向の摩擦力、 $C_p$ は大気定圧比熱、 $R$ は大気定数、 $H$ は単位質量あたり大気が受ける熱エネルギーを表している。

表現したい現象の時空間スケールに合わせて、これらの方程式はそのまま用いられたり、より単純な方程式に近似されたりして計算される。1975年から2000年にかけては、鉛直方向の運動方程式を近似し静力学平衡を仮定したプリミティブモデルが主に気象予報の数値モデルとして用いられてきた。しかし、プリミティブモデルでは数km～十数kmの積雲スケールでは上昇流が表現されず、上昇流によって駆動されるあらゆる気象現象を正しく予測することができない。2000年以降は計算機能力の向上と共に、このような細かなスケールでの予測が実用的になり、鉛直方向の運動方程式をそのまま解く非静力学モデルが使用されるようになった (ARPS、MM5、WRF (MM5の後継)、RAMS、CReSS、気象庁非静力学モデル、NICAMなど)。非静力学モデルは、連続の式(1.2.5)を近似的に扱うことで大気の圧縮性を無視し音波が除去される非弾性モデルと、大気の圧縮性も表現される弾性モデルとに分類され、連続の式に加えらるる近似の精度によって、非弾性・弾性モデルの中にもいくつかの種類がある。厳密な連続の式と状態方程式から気圧を予測するモデルは、理論上は最も精度が高く、完全圧縮モデルと呼ばれる。一方で、弾性モデルは気象現象には重

要でない音波を含み計算タイムステップを不要に短くしなくてはならない等の悪影響を及ぼすため、音波を如何に扱うかで、計算精度も変わってくる。音波の扱い方によって様々なモデルが存在する。

数値予測計算ではこれらの支配方程式系を有限の時間間隔、格子間隔毎の値に離散化して、差分計算で積分が実行される。この離散化の時空間間隔の大小によって、気象モデルの予測精度は大きく変わる。一般に、水平格子点間隔が 2km 以下で使用可能な高解像度モデルでは、雲現象の高精度なシミュレーションができるため、雲解像モデルと呼ばれる。

目的によって気象モデルには陸面モデルや海洋モデルなどのサブシステムのモデルが含まれ、様々な時空間スケールで予測計算が行われるが、いずれの場合も計算機能力や気象システムの科学的な理解や観測技術の限界により、気象モデルは以下のような様々な不確実性を含んでいる。

#### <物理過程とパラメタリゼーションの不確実性>

気象モデルの持つ大きな不確実性の一つは、物理過程のパラメタリゼーションによる不確実性である。数値計算を行う計算機の能力には限界があるため、時空間解像度も有限である。そのため力学的な支配方程式系を解くことで表現できる大気現象は、力学過程と呼ばれるグリッド（格子）スケール以上の現象だけであり、放射過程、陸面過程と大気と陸面の相互作用、雲形成・降水過程、境界層過程などサブグリッドスケールの現象は直接的に表現できない。これらの過程は物理過程と呼ばれ、力学過程とは区別される。物理過程の影響を気象モデルに取り込むために、経験式や実験で得られたパラメタを用いて、物理過程の力学過程への平均的効果を表現するよう工夫がなされている。この物理過程のパラメタリゼーションは気象モデルの性能を大きく左右する重要な部分であるが、パラメタリゼーションはあくまで近似であり、経験的パラメタの値や表現方法の違いなどが予測結果の不確実性につながっている。

この不確実性の低減には、時空間解像度を上げることや物理過程の表現モデルの高度化は当然ながら、それだけでなく現実の大気や陸面の情報、すなわち観測データから可能な限り最適な経験的パラメタを決定することが非常に重要である。経験的パラメタは必ずしも全球で常に同じ値とは限らず、陸面・気候条件によって様々に異なることが十分考えられる。そのため、パラメタリゼーションの手法によって決まったパラメタを用いるのではなく、シミュレーションの対象とする地域や期間によっても異なる最適パラメタが推定できればより不確実性の低減につながる。

#### <初期値の不確実性>

予測計算を行う際には、積分計算に用いる初期値が必要となる。大気の時間変化はカオス的な性質を持ち、予報初期の僅かな誤差が予報時間とともに急速に成長してしまうため、理想的にはある時刻の現実大気のままの状態を初期値として与えることが正確な予測に

必要であり、そのためには世界中に限らず均一に分布する正確な観測網が必要である。しかし、実際には得られる観測データは少なく、観測自体にも誤差が含まれているため、完全な初期値を得ることは現実的には不可能である。この初期値の不確実性が予測計算に大きく影響している。

初期値による不確実性を低減するには、限られた観測値やモデルの予報値から可能な限り最適な格子点毎の初期値を推定する必要がある。最適な初期値の推定には、観測技術の問題と時空間解像度の粗い観測データやよりスケールの大きなモデルの出力値から、高分解能の出力データを求めるダウンスケーリング手法の問題が存在している。観測自体の誤差やダウンスケーリングによる誤差を最小にするような初期値を統計的に解析する手法として、現在応用されているのがデータ同化手法である。

### <境界条件の不確実性>

計算機能力が有限であるため、全球を対象に行う予測計算では意味のある予測を行うための空間解像度の限界は、一般的な計算機では十数から数十 km と粗い上、用いることのできる物理課程の精度も低く、表現できる現象が限られてしまう。より細かな時空間スケールで気象予測を行う場合には、領域を絞って予測計算を行う必要がある。そして積分計算のためには領域の境界における変数の値（境界条件）が必要となり、境界条件は解像度の粗い全球モデルの予測値を力学的ダウンスケーリングや統計的ダウンスケーリングの手法を通して与えている（*Leung et al., 2003*）。そのため、全球モデルの予測の不確実性に加え、ダウンスケールを行う際に更に不確実性が生じることになる。境界条件の不確実性低減のためには、全球モデルの精度の向上やダウンスケーリング手法の高度化が必要である。

以上の他にも、差分計算の手法の違いや考慮されていない要素など様々な不確実性がある。

### 2.3.2 本システムで使用する大気モデル

本システムの大気モデルには、the Weather Research and Forecasting (WRF) modeling system を用いる。WRF は the National Center for Atmospheric Research (NCAR) の Mesoscale and Microscale Meteorology (MMM) Division、the National Oceanic and Atmospheric Administration's (NOAA) National Centers for Environmental Prediction (NCEP) and Earth System Research Laboratory (ESRL) などが共同で開発し、気象研究用に開発された The Advanced Research WRF (ARW) modeling system と現業用の the Nonhydrostatic Mesoscale Model (NMM) があるが、ここでは前者を用いる。

WRF-ARW（以下、単に WRF）は主に NCAR の MMM が開発を手掛け、今も頻繁に更新が行われている気象モデルで、世界中で最も広く使われている気象モデルの一つである。



数メートルから数千キロメートルまで幅広い規模で実行でき、シミュレーション実験、パラメタリゼーションやデータ同化、気象予測など様々な研究への応用に適している。WRFはResistry, I/O API, Timekeeping, fftpackなどの外部ソフトウェアを組み込み、これによってシステムのデータ処理や時間コントロールを行っている大型のシステムである反面、他のシステムを移植したり、他のシステムに移植したりしやすいような、柔軟な構造になっており、他のシステムとのカップリングにも適したコミュニティモデルとしてサポートされている。物理過程のオプションも豊富であり、異なる環境条件、実験設定などにも柔軟に対応できる。

### <WRFの支配方程式>

WRFでは、地形に沿った mass vertical coordinate (*Laprise, 1992*) を採用しており、支配方程式は、フラックス形式のオイラーの方程式を含む以下の8つの式である。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}u - \frac{\partial p\varphi_\eta}{\partial x} + \frac{\partial p\varphi_x}{\partial \eta} = F_x \quad (2.3.7)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}v - \frac{\partial p\varphi_\eta}{\partial y} + \frac{\partial p\varphi_y}{\partial \eta} = F_y \quad (2.3.8)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}w - g\left(\frac{\partial p}{\partial x} - \mu\right) = F_w \quad (2.3.9)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}\theta = F_\theta \quad (2.3.10)$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (2.3.11)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\mathbf{V} \cdot \nabla \varphi - gW}{\mu} = 0 \quad (2.3.12)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = -\frac{\mu}{\rho} \quad (2.3.13)$$

$$p = p_0 \left( \frac{\rho R_d \theta}{p_0} \right)^{c_p/c_v} \quad (2.3.14)$$

支配方程式中の変数は、

$$\mathbf{V} = (U, V, W) = \mu \mathbf{v} = \mu(u, v, w)$$

$$\mu = p_{hs} - p_{ht}$$

$$\eta = \frac{p_h - p_{ht}}{\mu}$$

$$\theta = \mu \theta$$

$p_{hs}$  : 地表面気圧、 $p_{ht}$  : 上端の気圧、 $p_h$  : ある高度での静力学平衡での気圧、 $\theta$  : 温位、  
 $\varphi = gz$  : ジオポテンシャル、 $C_p$  : 定圧比熱、 $C_v$  : 定積比熱

である。

これらを更に、水蒸気を考慮した湿潤オイラー方程式に発展させ、コリオリ力・曲率項を加え、まるめ誤差を低減するために平均と偏差で表現する形式にしたものが、Arakawa-C グリッドの手法により離散化されて数値計算に用いられる。(より詳細はオンラインで入手できる NCAR による技術ノート ([http://www2.mmm.ucar.edu/wrf/users/docs/arw\\_v3.pdf](http://www2.mmm.ucar.edu/wrf/users/docs/arw_v3.pdf)) を参照)

## <使用したサブシステム・ツール>

### (1) Preprocessing System

WRF Preprocessing System は WRF での予測計算を実行する前に対象領域の地形・土壌タイプの設定や、初期値・境界値の準備を行うものである。WRF-Pre-Processing System には WPS と OBSGRID がある。

WPS は、地形データを用いて対象領域の地形・土壌タイプの設定を行う GEOGRID と呼ばれるプログラムと、GRIB 形式の GCM などからのデータを普通のバイナリファイルに変換する UNGRIB と呼ばれるプログラムと、UNGRIB で作成されたバイナリファイルを GEOGRID で作成したドメイン用のファイルに変換する METGRID と呼ばれるプログラムから成る。WPS で作成したファイルから、WRF 内の REAL と呼ばれるプログラムによって最終的な初期値・境界値のファイルを作成する。WRF Preprocessing System で使用できる GCM のデータや観測データの種別は非常に多様であり、使用者が手を加えることで、比較的容易に複数の GCM のデータを合わせて使用したりすることも可能である。

OBSGRID は、WPS で作成されたファイルからダウンスケーリングによって境界値のファイルを作成する前に観測データを使用して、より高精度の境界値を作るためのプログラムである。

### (2) ネスティング

WRF では、大きい領域から小さい領域への 1 方向の影響のみを取り込む one-way ネスティングと、両者の領域の現象が双方向に影響する two-way ネスティングを使用することができる。one-way ネスティングは、大きい領域の予測計算を先に行い、その結果(アウトプット)を用いて、NDOWN と呼ばれるプログラムによって小さい領域の初期値・境界値を作成してから、小さい領域の予測計算を行う。two-way ネスティングは、特別なプログラムを用いることなく、設定を変更して各領域の予測計算を同時に進めることで実行可能である。本システムでは、大きい領域の計算を予め行い、one-way ネスティングを使用して、小さい領域のみで陸面や大気の同化を行った。

### (3) WRF のデータ同化システム

WRF の 3・4 次元変分法のデータ同化システムとして、WRFDA が用意されており、オンラインで無料配布されている。WRFDA は、WRF 本体と同様の大気積分ドライバを持ち、観測を取り込みながら指定した時刻の WRF 用の初期値データを作成する。WRFDA で同化できる観測は、地上観測データ、高層観測データ、気温・風・可降水量などの様々な衛星観測データ、ボースデータなど多様であるが、土壌水分や雲の衛星観測に対応した放射伝達モデルはないため、これらの変数は同化できない。WRFDA は OBSPROC という外部ライブラリによって作成される、決まったデータ並びのアスキー形式の観測データのファイルをインプットとする。更に、OBSPROC は LITTLE-R と呼ばれる、MM5/Little\_r objective analysis program で使用される特別な形式のファイルのみ読み込むことができる ([http://www.mmm.ucar.edu/mm5/mm5v3/data/how\\_to\\_get\\_rawdata.html](http://www.mmm.ucar.edu/mm5/mm5v3/data/how_to_get_rawdata.html))。WRFDA で任意の観測データを同化する場合は LITTLE-R 形式のデータファイルを自分で用意する必要がある。OBSPROC は設定した領域、タイムウインドウ、観測誤差、その他の整合性を照査し、適切な観測データのみを選択（品質管理）して WRFDA のインプットファイルを作成する。

WRFDA はリモートセンシングデータなど、モデル変数と異なる観測値を使ったデータ同化や、初期値を作成する時刻と異なる観測時刻の観測を取り込むことができる高度な同化システムである。一方、観測時刻のモデル変数と同じ観測値をそのまま使うような簡易な同化は OBSGRID で行うことができる。

本研究では、気象庁のウインドプロファイラの観測データを LITTLE-R 形式に変換し、OBSPROC と WRFDA を用いて作成した、大気 - 陸面結合データ同化システム内の WRF の初期値として使用した同化実験を試みた。ウインドプロファイラの同化実験の結果は付録に示した。一般的な大気場の観測データは、WRFDA を用いて本研究で開発した大気 - 陸面結合データ同化システムに取り込むことが可能で、土壌水分や雲微物理データ、雲域内の水蒸気・温位に加えて広域の大気場を同化することが可能となる。

### (4) 可視化ツール

WRF の予測計算の出力ファイルの可視化ツールとしては、NCL、ARWpost など複数の種類が使用可能である。本研究では ARWpost によってファイルを変換し、GrADS (<http://grads.iges.org/home.html>) で可視化を行った。

## 2.4 陸面モデル

陸面モデルは主に、土壌を複数の層に分け、各層や大気との間でやり取りされる水分量や

エネルギーフラックスを変数として、それらを物理的に計算するものである。大気の下端は地表面であり、大気全体のエネルギーの増減は、主に陸面モデルからの下部境界条件で決まる。陸面モデルでも大気モデルと同様に、使用する目的や解像度によって現象の再現の精度や考慮している過程が異なるものが用いられる。

本システムでは、WRF にデフォルトで用意されている陸面モデルは使用せず、Simple Biosphere Model version 2 (SiB2) (Sellers et al., 1996a, b) を用いている。本システムでは、土壌水分に摂動を加えて生成した複数の初期値を与えて、SiB2 のアンサンブル予測を行い、陸面データ同化の時間発展演算子として SiB2 を用いる。2.2 節で述べた、観測演算子の放射伝達モデルは、SiB2 との組み合わせで適切な輝度温度を算出できるように、開発・改良されてきており、2.1 節でも述べたように Yang et al. (2007) によるパラメタ最適化の手法を用いて、SiB2 と放射伝達モデルの組み合わせにおける最適パラメタを求めてチューニングを行っている。

SiB2 は、土壌を深さ 0 から 5cm の surface soil layer、5 から 20cm の root zone、20cm より深い deep soil layer の 3 層に分けて扱っている。surface soil layer では、大気との熱・水分のやり取りが表現され、root zone では植生の根の蒸散のための土壌水分の吸収、deep soil layer では root zone への水分の供給が行われる。陸面計算は、大気モデルからの上部境界条件として気温、気圧、水蒸気量、風速、降水量、短波放射、長波放射、天頂角などを受け取り、格子毎に熱収支・水収支式を毎時間積分する。

また、SiB2 はキャノピー層の形態学的・生理的・物理的要素がパラメタ化され、植生被覆の効果が顕に考慮される。物理過程のモデル化として放射、根による土壌水の吸収、土壌水の移動と表面流出・重力底面排水、葉の気孔の開閉による蒸散の制御、枝葉による降水遮断、光合成等が考慮されている。SiB2 がキャノピー層を比較的詳細に取り扱っていることも、同じくキャノピー層の影響を考慮している放射伝達モデルとの整合性に優れている点であり、本システムで WRF の陸面モデルに代わって SiB2 を採用している理由の一つである。

SiB2 の予報変数の支配方程式は以下である。

キャノピー温度 $T_c$ 、土壌表面温度 $T_g$ 、深層の土壌温度 $T_d$ に関する支配方程式はそれぞれ、

$$C_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = Rn_c - H_c - \lambda E_c - \xi_{cs} \quad (2.4.1)$$

$$C_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = Rn_g - H_g - \lambda E_g - \frac{2\pi C_d}{\tau_d} (T_g - T_d) - \xi_{gs} \quad (2.4.2)$$

$$C_d \frac{\partial T_d}{\partial t} = \frac{1}{2(365\pi)^{1/2}} (Rn_g - H_g - \lambda E_g) \quad (2.4.3)$$

である。ここで

$Rn_c, Rn_g$ : 植生/土壤が吸収する正味の放射量(W/m<sup>2</sup>)

$H_c, H_g$ : 植生/土壤の顕熱フラックス(W/m<sup>2</sup>)

$E_c, E_g$ : 植生/土壤の水蒸気フラックス(kg/m<sup>2</sup>s)

$C_c, C_g, C_d$ : 植生/土壤/深層の熱容量(J/m<sup>2</sup>K)

$\lambda$ : 蒸発潜熱(J/kg)

$\tau_d$ : 日中時間(s)

$\xi_{cs}, \xi_{gs}$ : 植生/土壤の相変化に伴うエネルギー輸送量(W/m<sup>2</sup>)

である。

キャノピー、表面土壤の各層で遮断された水分の支配方程式は以下で与えられる。

$$\frac{\partial M_{cw,s}}{\partial t} = P - D_d - D_c - E_{ci}/\rho_w \quad (2.4.4)$$

$$\frac{\partial M_{gw,s}}{\partial t} = D_d + D_c - E_{gi}/\rho_w \quad (2.4.5)$$

ここで、

$M_{cw,s}, M_{gw,s}$ : 植生/土壤が貯留する水分(m)

$P = P_c + P_l$ : 降水量(m/s)

$D_d$ : キャノピー層を通過する水分(m/s)

$D_c$ : キャノピー層から流出する水分(m/s)

$E_{ci}, E_{gi}$ : 植生/土壤からの蒸発率(kg/m<sup>2</sup>s)

$\rho_w$ : 水の密度(kg/m<sup>3</sup>)

である。

Surface soil layer、root zoon、deep layer の各層の土壤水分 $W_1, W_2, W_3$ に関する支配方程式は以下で表される。

$$\frac{\partial W_1}{\partial t} = \frac{1}{\theta_s D_1} [P_{w_1} - Q_{1,2} - E_{gs}/\rho_w] \quad (2.4.5)$$

$$\frac{\partial W_2}{\partial t} = \frac{1}{\theta_s D_1} [Q_{1,2} - Q_{2,3} - E_{cr}/\rho_w] \quad (2.4.6)$$

$$\frac{\partial W_3}{\partial t} = \frac{1}{\theta_s D_3} [Q_{2,3} - Q_3] \quad (2.4.7)$$

ここで、

$D_i$ : 層 i の深さ(m)

$Q_{i,i+1}$ : 層 i から層 i+1 の間の水分の移動(m/s)

$Q_3$ : 重力による排水量(m/s)

$P_{w_1}$ : 降水の浸透(m/s)

である。

更に、キャノピー層の水蒸気の伝導率は以下で表される。

$$\frac{\partial g_c}{\partial t} = -k_g(g_c - g_{c_{int}}) \quad (2.4.8)$$

ここで、

$g_c$ : キャノピー層の伝導率(m/s)

$k_g$ : 時定数(1/s)

$g_{c_{int}}$ :  $g_c$ の終端値

である。

オリジナルの SiB2 はキャノピー密度が高い (植生が多い) 地域の陸面過程の表現は良いが、キャノピー密度が低い地域では良くないので、本研究では植生の少ない陸面でのし表面熱フラックス過程や、大気境界層の混合距離理論により適した物理過程を導入するなどの改良をしたものを使用する。(Yang *et al.* 2007) また、土壌の凍結、融解の過程も考慮されていないので、Li and Koike (2003) によって土壌の凍結を考慮できるように改良された SiB2 を用いる。

## 2.5 システム開発

本システムは主に、上述の 4 つの要素 (データ同化アルゴリズム、放射伝達モデル (RTM: radiative transfer model)、大気モデル、陸面モデル) から構成される (図 2.5)。本システムの構成は Rasmy *et al.* (2012) によって開発された CALDAS に基づいている。CALDAS は大気モデルに ARPS (Xue *et al.* 2000, 2001) を採用しているが、本システムでは近年最も広く用いられるコミュニティモデルの一つであり、より汎用性が高い WRF を採用した。また、データ同化にも改良を施した。本節では、カップラーによるシステムの統括的なコントロールとシステムの実行の流れ、システム開発の詳細について述べる。

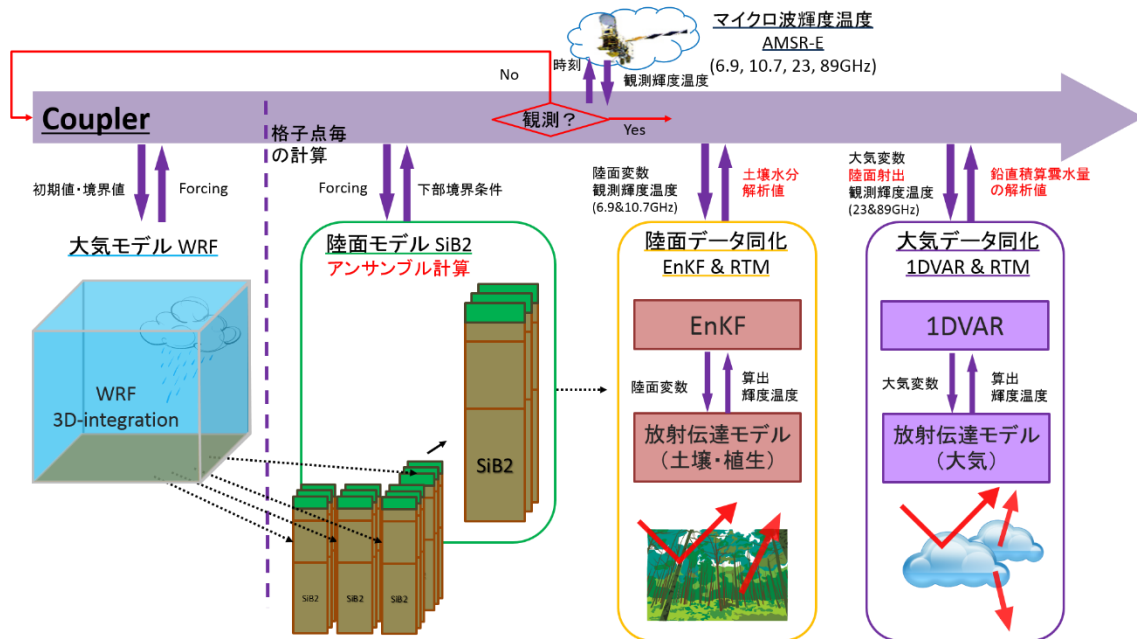


図 2.5 CALDAS-WRF の構成とカップラーによるコントロールの概念図

### 2.5.1 カップラーによるシステムコントロール

近年、データ同化アルゴリズム、放射伝達モデル、大気モデル、陸面モデル、そして観測データや計算機自体も目覚しく発展しており、精度が上がる一方ですます複雑になってきている。本システムのように、複数のモデルや技術を統合的に使用するシステム開発においては、システムを利用する目的や条件によってモデルやアルゴリズム、観測データの種別を選択し、技術発展や状況の変化に対応してそれらを改良、変更、追加したりすることが容易であることが、長い目で見た時のシステムの価値を高めるために本質的に重要となる。また、複雑なモデルを用いれば計算コストも上がることが予想され、並列計算のプラットフォームの整備などを容易にすることも重要である。本システムでは CALDAS のシステム構成に倣い、モデル・観測・アルゴリズムをメインプログラムであるカップラーによって統括的にコントロールする構造をとった。カップラーが行う過程には以下のようなものがある。

#### <システム全体の初期化>

- ・システム全体に共通する設定（開始時間、時間ステップ、陸面スキーム・データ同化の有無、観測データの場所・領域情報など）を記述したインプットファイルから各設定を読み込む。
- ・ログを記すファイルを用意する。
- ・大気モデルの初期化を行う。時間ステップ、計算方法、物理過程のスキーム、地形データ、

陸面被覆など時間固定データの設定・読み込みを行う。

- ・陸面モデルの初期化を行う。格子点毎の植生・土壌・陸面のパラメタ（植生、土壌の特性などのパラメタ）の読み込み、海陸のマスクなど時間固定データの読み込みを行う。

- ・放射伝達モデル、同化アルゴリズムの初期化を行う。アンサンブルメンバ数、放射伝達モデルのパラメタの読み込み。

### <時間コントロール>

モデルによって異なる時間ステップの設定に応じて、各モデルの呼び出し、計算の実行、停止、再実行などをスムーズに行う。また時間の表現方法もモデル間で異なるため、カップラーにおいて、両者を一致させて一つのシステムとして扱う。予報同化サイクルの流れは以下のようになる（図 2.6）。

- ・時刻  $t=t_0$  でシステム全体の計算サイクルをスタートする。

- ・大気モデルの時間積分を開始、陸面モデルや同化サイクルのタイムステップ  $dt$  よりも、大気モデルの計算タイムステップは一般に短く設定されるため、システムのタイムステップ情報  $dt$  を大気モデルに与え、その時間間隔（ $dt$ ）内で大気モデルの計算タイムループを回す。大気モデル時間積分の中では 3 次元空間積分を行う。システムの時間ステップ分の積分計算が行われ、大気モデルの計算時間がシステムの時間ステップを過ぎたら大気モデルの時間積分計算のタイムループから抜け出す。

- ・各格子点の陸面モデルへの **Forcing** として、降水量（グリッドスケール、サブグリッドスケール）、風速、気圧（基準値、偏差）、気温（基準値、偏差）、積雪深、水蒸気量、混合比（雲水、雨、氷、雪、あられ）、キャノピー水分量、放射（短波放射、長波放射、天頂角）を **WRF** から受け取る。

- ・大気モデルの計算後、各格子点での 1 次元の計算に移る。大気モデルから受け取った **Forcing** を与えて陸面モデルのアンサンブル時間積分計算を  $t+dt$  まで、各格子点で時間積分計算を実行する。

- ・大気モデルの下部境界条件として、顕熱フラックス、潜熱フラックス、水蒸気フラックス、地表面温度、土壌水分量、土壌温度、積雪深、キャノピー水分量を陸面モデルから受け取る。

- ・時刻  $t$  に対応する適切な観測値があるかどうかのチェックを各格子点で行う。対応する観測値がない場合は次の時間ステップに移り、再び大気モデルの計算を行う。

- ・対応する観測値がある場合、観測輝度温度データを読み込む。また陸面モデルからの土壌水分、地表面温度、キャノピー温度のアンサンブルを放射伝達モデルに与え、6.9GHz, 10.65GHz の周波数のマイクロ波の輝度温度を計算する。

- ・算出輝度温度と衛星による観測輝度温度のアンサンブルからアンサンブル・カルマンフィルタで土壌水分の解析アンサンブル摂動を求め、最適値を推定する。



- ・  $t=t+dt$  として次の時間ステップに移り、最適な土壌水分と、土壌温度、熱フラックスを次の計算開始時刻の初期値として大気モデルに与え、再び大気モデルの時間積分に入る。
- ・ 次の観測値が見つかるまで大気モデルと陸面モデルの計算サイクルを繰り返す。

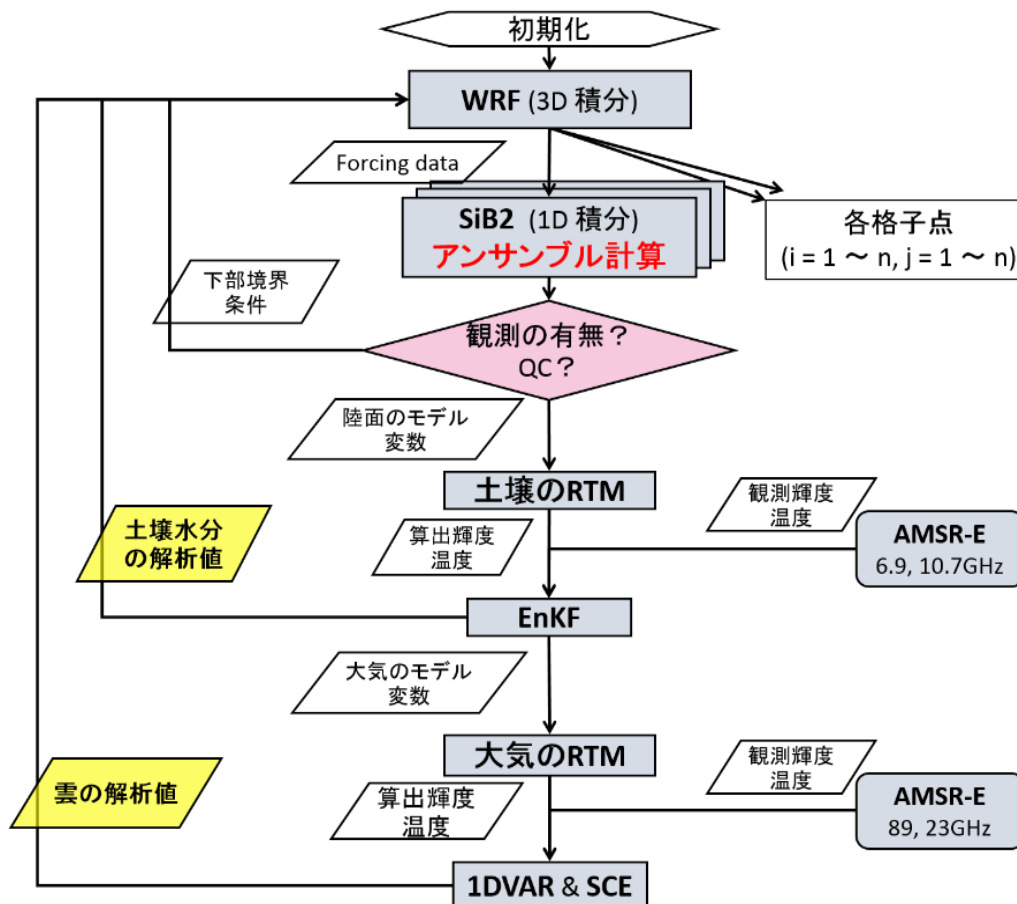


図 2.6 CALDAS-WRF の予報同化サイクルの流れ

### <変数のやり取り>

予報同化サイクルのモデル間の変数のやり取りにおいて、モデル毎に変数の単位や座標系などの扱い方が異なる場合は、カップラーが受け渡しを行う際に、適切な値に修正する。

### <観測データの有無のチェック>

逐次データ同化では観測が得られる毎に予測を修正していくが、観測データの質も含めて、適切な観測データが得られているかどうかのチェックをカップラーが行い、同化のタイミングを決定する。

## 2.5.2 WRF の結合

ARPS に変えて WRF を結合するにあたっての特に重要な相違点や変更点を列挙する。

### <受け渡し変数>

ARPS では大気密度を変数として扱っているのに対し、WRF では大気密度の逆数を変数としている。(支配方程式参照)

SiB2 へ受け渡す降水量の情報は、陸面モデルのタイムステップ間の降水であるが、WRF では、大気モデルのタイムステップの降水量が出力されるので、変換が必要。また、陸面から大気へ戻す変数として、ARPS では運動量フラックスが更新されるが WRF では必要ない。また、CALDAS システムでは SiB2 に必要な下向き放射の計算を独自に行っていたのに対し、WRF の放射スキーム内で計算される下向き放射を受け渡し変数に加え、WRF からの放射を使えるように変更した。

### 主な受け渡し変数と単位の一覧

REAL :: zp_1d(nz)	! the physical height coordinate defined at w-point of the staggered grid. level 2 and 3 only are stored for Zref computation
	! reference level (m)
REAL :: u_1d(nz)	! wind speed u-component (m/s)
REAL :: v_1d(nz)	! wind speed v-component (m/s)
REAL :: w_1d(nz)	! wind speed w-component (m/s)
REAL :: usfc_1d	! wind speed u-component at 10m (m/s)
REAL :: vsfc_1d	! wind speed v-component at 10m (m/s)
REAL :: ptbar_1d(nz)	! base state potential temperature (K)
REAL :: ptprt_1d(nz)	! perturbation potential temperature from that of base state atmosphere (K)
REAL :: pbar_1d(nz)	! base state pressure (Pa)
REAL :: ppert_1d(nz)	! perturbation pressure from that of base state atmosphere (Pa)
REAL :: qv_1d(nz)	! water vapor specific humidity (kg/kg)
REAL :: qc_1d(nz)	! cloud water mixing ratio (kg/kg)
REAL :: qr_1d(nz)	! rain water mixing ratio (kg/kg)
REAL :: qi_1d(nz)	! cloud ice mixing ratio (kg/kg)
REAL :: qs_1d(nz)	! snow mixing ratio (kg/kg)
REAL :: qh_1d(nz)	! hail mixing ratio (kg/kg)

```

REAL :: rhostr_1d(nz)           ! base state density rhobar
REAL :: ptsfc_1d               ! air temperature at the surface at 2m (K) (temporary not
potential temperature)
REAL :: qvsfc_1d              ! specific humidity at the surface at 2m (kg/kg)
REAL :: psfc_1d               ! air pressure at the surface (Pa)
REAL :: raing_1d              ! Accumulated grid-scale rainfall (mm)
REAL :: rainc_1d              ! Accumulated precipitation by cumulus convection
(mm)
REAL :: rain_1d(4)            ! rain(1) total precipitation rate (kg/(m**2*s) = mm/s)
! rain(2)
! RAINNCV "TIME-STEP NONCONVECTIVE
PRECIPITATION" "mm" / one time step grid scale precipitation (mm/step) (in
module_microphysics_driver)
! rain(3)
! RAINCV "TIME-STEP CUMULUS
PRECIPITATION" "mm" / time-step cumulus scheme precipitation (mm) (in
module_cumulus_driver)
! rain(4)
! RAINSHV "TIME-STEP SHALLOW CUMULUS
PRECIPITATION" "mm" / time-step shallow cumulus scheme precipitation (mm) (in
module_shallowcu_driver)
REAL :: radfrc_1d             ! radiation forcing (K/s)
REAL :: radsw_1d             ! solar radiation reaching the surface (SWin)
! = swdown (swdown in WRF is only for surface flux
without near-IR)
REAL :: radswnet_1d          ! net solar radiation (SWin - SWout)
REAL :: radlwin_1d          ! incoming longwave radiation (LWin)
REAL :: rnflx_1d            ! net absorbed radiation flux at surface (SWin-
SWout+LWin-LWout) (W/m2)
REAL :: rad2d_1d(10)        ! buffur array to carry the variables calculated or used in
radiation calculation.

! The last index defines the variables:
! 1 = nrsirbm, Solar IR surface albedo for beam
! 2 = nrsirdf, Solar IR surface albedo for diffuse
! 3 = nrsuvbm, Solar UV surface albedo for beam
! 4 = nrsuvdf, Solar UV surface albedo for diffuse

```

! 5 = coszen, COS of SOLAR ZENITH ANGLE  
(dimensionless) in WRF

! 6 = ncosss, Cosine of angle between sun light and  
slope

! 7 = dirdnir, Direct downward shortwave flux, near-  
IR (w/m2) in WRF

! 8 = difdnir, Diffuse downward shortwave flux, near-  
IR (w/m2) in WRF

! 9 = dirdflux, Direct downward shortwave surface flux  
(w/m2) in WRF

! 10 = difdflux, Diffuse downward shortwave surface flux  
(w/m2) in WRF

#### <時間コントロールの形式>

ARPSでは、初期時刻とそこからの経過時間（秒）によって単純な時間コントロールが行われているのに対し、WRF内の時間コントロールは、時刻の表現がEarth System Modeling Framework (ESMF : <http://www.cisl.ucar.edu/research/2005/esmf.jsp>) の時間管理法に従っており、(ソースコード的には) 比較的複雑である反面、丸め誤差などが生じない正確な時間管理が可能である。

#### <座標系>

ARPS は曲線座標系を採用しており、鉛直方向には上空に行くにつれて層厚が増えるストレッチングが施され、大気下端は地形に沿うように変換される。一方 WRF では、地形に沿った mass vertical coordinate (*Laprise, 1992*) を採用しており、設定した大気上端と下端（地表面）の間の各層の高度を上端の気圧と下端の気圧の差に対する、静力学平衡の気圧の割合によって決めている。ARPS の座標系では、モデル変数の値を出力ファイルに書き込んだり物理過程と受け渡したりする際に、座標変換の操作を行うヤコビアンをかけて曲線座標系とデカルト座標系の値の変換を行っているが、WRF ではその変換の必要はない。その代わりに、気圧や温位などの変数は、平均値（静力学平衡の高度での値）とそこからの偏差によって表現され、扱われ方が異なる。また、WRF では離散化の際に、Arakawa-C グリッドを用いており、水蒸気・温位・気圧などのスカラー量は格子点上で定義され、風速（ベクトル量）は格子点の midpoint において計算される。そのためベクトル量よりもスカラー量が定義されている点の数が少なくなる。この点をカップラーでの変数の受け渡しの際に考慮しないと、無限大などの間違った値を生み出すことになりモデルが止まってしまう原因となる。更に、陸面モデルへ Forcing を与える際に、z 軸の正の方向が ARPS（下向き正）と WRF

(上向き正) で反対であることにも注意が必要である。

### 2.5.3 システムの実行

システム実行の大まかな流れは、「必要なライブラリの準備→WRF のコンパイル→WPS のコンパイル→実験設定の決定→WPS による初期値と境界値の作成→CALDAS-WRF のコンパイル→観測輝度温度のファイルの準備→CALDAS-WRF のインプットファイルの編集→CALDAS-WRF の実行」である。それぞれのステップのより詳細な手順は、付録 1 の CALDAS-WRF 実行方法の説明ドキュメントに示してある。

計算期間や対象領域、タイムステップなど各モデルの基本的な設定は CALDAS-WRF のインプットファイルと WRF のインプットファイルで設定可能である。

## 第3章 豪雨予測精度の向上に向けた大気 - 陸面結合データ同化システムの開発

本章では、2章に述べた4つの要素（大気モデル：WRF、陸面モデル：SiB2、データ同化アルゴリズム：EnKFと1D-Var、放射伝達モデル）をカップラーによって結合した大気 - 陸面結合データ同化システム（CALDAS-WRF）をチベット高原と関東域に適用して評価・検証した結果を述べる。

### 3.1 チベット高原への適用(陸面データ同化と陸面 - 雲データ同化)

チベット高原では、JICA-Tibet が実施した集中観測 (Zhang *et al.*, 2012) の枠組みによって2008年5月13日から6月13日まで1日4回のラジオゾンデ観測が行われた。また、Automatic Weather Station (AWS) が設置されており、土壌水分、熱フラックス等の地上観測データも入手できる。これらを検証に用いて、陸面データのみを同化した実験（陸面データ同化実験）と陸面データと雲微物理データを同化した実験（陸面 - 雲データ同化実験）を行ってシステムを評価した。

陸面データ同化実験では、陸面状態と大気モデルへの下部境界条件としての熱フラックス、そして大気プロファイルの向上を検証し、陸面 - 雲データ同化実験では降水の改善を評価する。

#### 3.1.1 チベット高原

ユーラシア大陸の中央に位置するチベット高原は、標高が平均で約4,500メートル、東西3000km、南北1000kmに及ぶ、広大な高原である。その高い標高ゆえに対流圏の中層から上層を直接加熱するため、大気の中中に位置する強い熱源として、アジアモンスーンを始めとする、地球規模の大気大循環の形成に大きな影響を及ぼしていることが指摘されている。

特にチベット高原の陸面を起源とする熱エネルギーは、大気加熱の主な熱源の一つと考えられており、チベット高原の陸面の高精度な再現は大気加熱研究に非常に重要である。しかしながら陸面状態の再現精度は多くのモデルで非常に低いのが現状であり、その向上が

望まれる。また、チベット高原には植生の少ない乾燥した広い平原と標高の高い山地があり、陸面と大気の相互作用が気候形成に重要な役割を果たしている地域である。

### 3.1.2 数値実験（チベット高原への適用）

#### (1) 実験設定

実験の対象領域はチベット高原西部の Gaize（北緯 32.30 度、東経 84.05 度）を中心とする、東経 82 から 86 度、北緯 30.5 から 33.5 度の領域とした。設定領域の地形図を図 3.1.1 に示す。領域の南部に東西方向の高い山脈が走っており、北部も少し標高が高く、Gaize の観測点（星印）は谷部の中央に位置する。植生は裸地か草木、土壌タイプはシルトとロームに分類される領域がほとんどである。現地時間は協定世界時（Universal Time Coordinated: UTC）よりも 6 時間ほど早い。同化する観測は、約 1 日 1 回の頻度で得られる夜間の AMSR-E の輝度温度である。その他システムの設定、WRF の各スキームの設定などは表 3.1 に示した。2 章でも述べたように、陸面データ同化は 1 次元で行われ、変数の自由度が小さく、感度実験の結果（本論文には掲載なし）からもアンサンブル・カルマンフィルタのメンバ数は 50 で十分と判断した。SiB2 の 3 層の土壌水分についての初期のモデル誤差分散と 6.925GHz と 10.65GHz の輝度温度についての観測誤差分散はそれぞれ  $\begin{pmatrix} 0.04 & 0 & 0 \\ 0 & 0.001 & 0 \\ 0 & 0 & 0.0001 \end{pmatrix}$ 、 $\begin{pmatrix} 2.0 & 0 \\ 0 & 3.0 \end{pmatrix}$  に設定した。適切な誤差分散行列の設定は、観測の少なさなどから非常に難しいが、本実験では経験的に妥当と考えられる値に設定した。モデル誤差分散はアンサンブル・カルマンフィルタでは逐次更新されるため、設定する必要があるのは初期の値のみである。

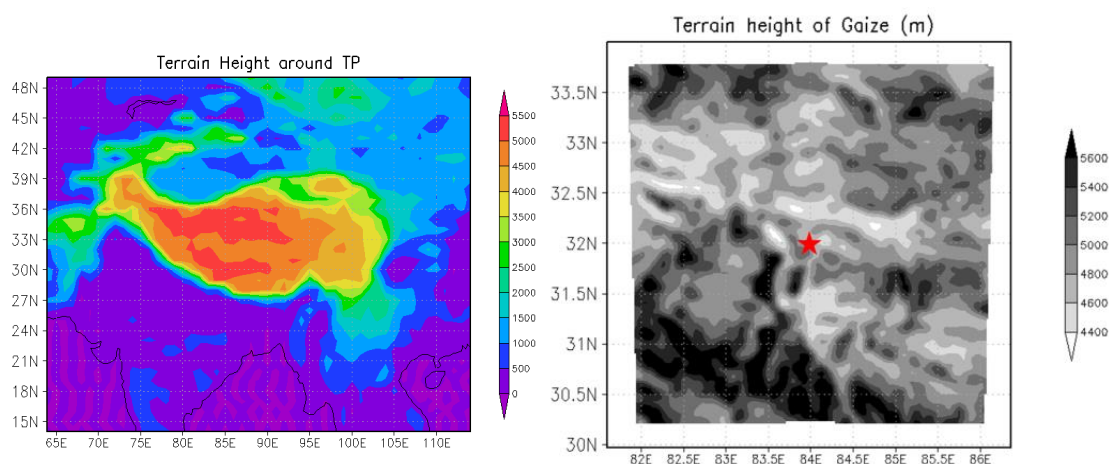


図 3.1.1 チベット全域（左）と対象領域の Gaize（右）の地形図（星印：観測点）

解像度	81×81 グリッド、35 層
計算タイムステップ (大気、陸面)	30 秒、1 分
雲微物理	WSM6
放射	RRTMG
Surface layer	MYNN
大気境界層	Mellor-Yamada レベル 2.5
対流	Kain-Fritsch
初期値・境界値	NCEP FNL
アンサンブル数	50

表 3.1 数値実験のシステム設定

CALDAS-WRF のチベット高原への適用では、陸面データのみを同化した陸面データ同化実験（実験 1）と陸面と雲微物理データを同化した陸面 - 雲データ同化実験（実験 2）を行った。実験の対象期間は実験 1 が JICA-IOP の観測期間を含む 2008 年 5 月 20 日から 6 月 19 日の 1 か月に加えて、6 月 20 日から 7 月 20 日の 1 ヶ月間を対象とした。実験 2 は、5 月 30 日 0UTC から 6 月 2 日 0UTC の 3 日間を対象とした。陸面データ同化実験と陸面 - 雲データ同化実験に加え、データ同化なしの WRF と SiB2 だけによる実験も同じ実験設定で行った（WRF\_SiB2 実験）。

## (2) 結果（実験 1：陸面データ同化実験）

以下では、同化ありの実験を実験 1、同化なしの実験を WRF\_SiB2 とする。まず土壌水分の同化についての結果を示す。図 3.1.2 は、計算開始直後の 5 月 20 日から 6 月 20 日までの、Gaize 観測点での土壌水分の時系列変化を示している。青、赤はそれぞれ実験 1 と WRF\_SiB2 の計算結果、黒は観測値である。図の上部のバーは対応する時刻の降水量である。また図 3.1.3 は同化が行われた時刻の解析インクリメントの時系列変化を示し、横軸は計算開始時刻からの時間数である。データ同化は約 1 日 1 回行われているが、衛星の軌道に検証地点が含まれない場合は同化が行われていない。図 3.1.2 の観測をみると、期間の前半の 5 月 20 日から 6 月 3 日までは土壌が乾燥し、土壌水分の変化も小さい期間であり、それ以降の期間後半は降水によって土壌水分が大まかに 3 回（6 月 5 日、12 日、17 日頃）増加していることがわかる。実験 1 と WRF\_SiB2 の結果を観測と比較すると、土壌水分の少ない期間前半と土壌水分が増加する期間後半でともに実験 1 の方が観測に近い時系列変化を再現しており、期間を通したモデル結果と観測の RMSE は WRF\_SiB2 が 0.0835、実験 1 が 0.0553 と、実験 1 の方が予測誤差が小さく、陸面データの同化で土壌水分の再現性が改善していることがわかる。



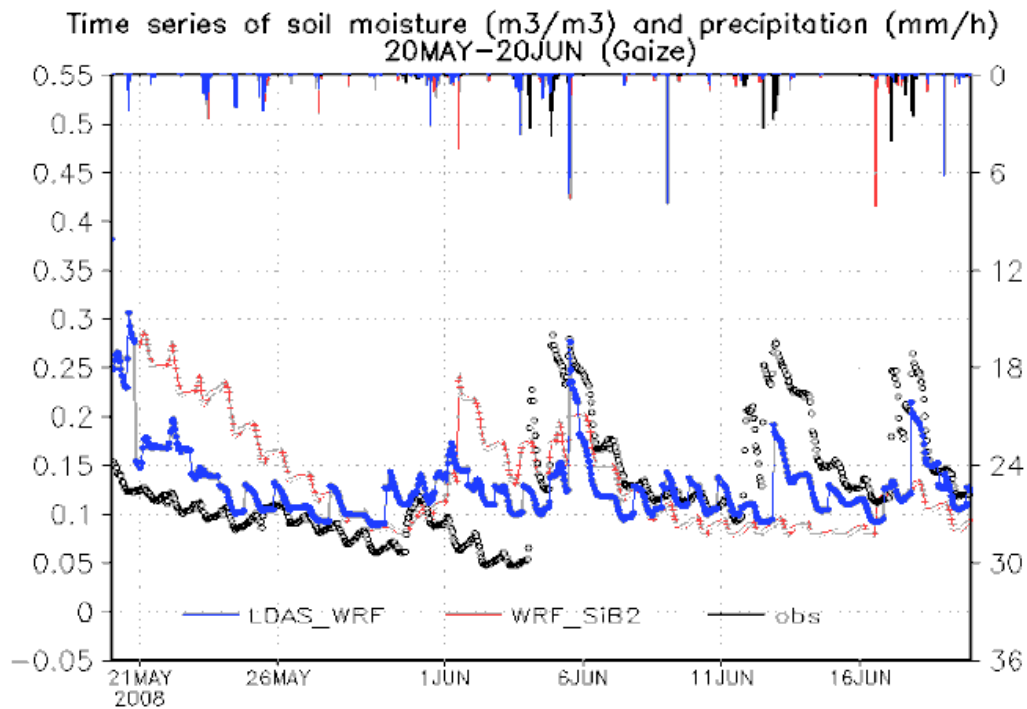


図 3.1.2 Gaize 観測点における、土壌水分と降水の時系列変化の比較  
(実験 1 (青)、WRF-SiB2 (赤)、観測 (黒))

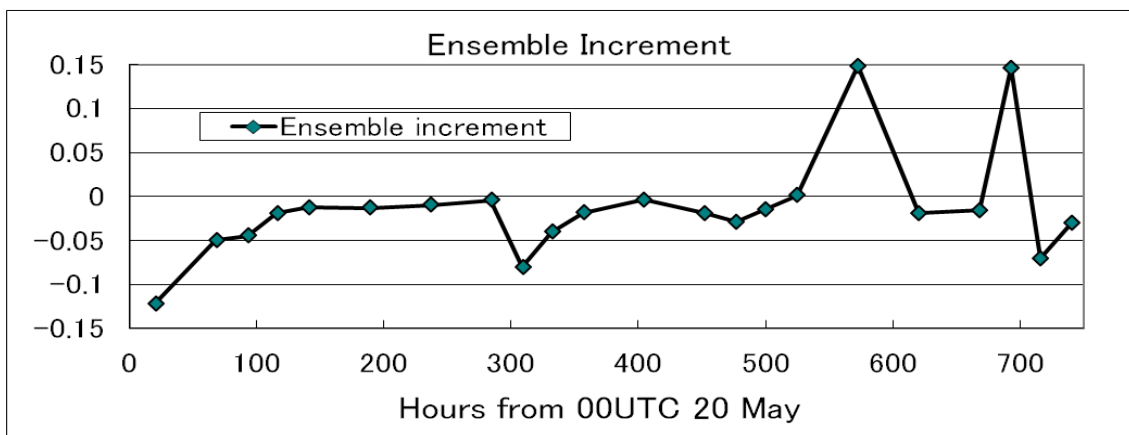


図 3.1.3 Gaize 観測点での解析インクリメントの時系列変化

図 3.1.3 の解析インクリメントは同化による土壌水分の変化を示している。始めの同化で土壌水分を大幅に減らし、期間前半ではモデルより少ない観測土壌水分に近づくようにインクリメントは負の値になっている。期間後半は降水によって観測土壌水分が増加すると共に、同化によってモデルの土壌水分を増加させている。図 3.1.2 では 6 月 5 日に観測と実験 1 でともに土壌水分が高くなっているが、この時は解析インクリメントが小さいので、同化による土壌水分の変化はほぼなく、降水によって土壌水分が上昇したと考えられる。一

方、6月12日と17日には、モデルでは降水が再現できていないが、土壌水分が上昇して観測値に近づいており、解析インクリメントからもデータ同化によって現実に近い土壌水分に修正されたことが分かる。WRF\_SiB2の結果が示すように、データ同化を行わないと、期間始めの土壌水分の減少や、降水が再現されていない時の土壌水分の上昇が表現できず、現実的な土壌水分の不均一性が表現できないことが分かる。図3.1.4は、図3.1.3と同様に計算開始時刻からの時間数を横軸としてアンサンブルスプレッドの時系列変化を示している。アンサンブルスプレッドは期間を通して、第一推定値（同化直前）に対して解析後の値が小さくなっており信頼性が向上している。また、スプレッドの値がRMSEと同程度であることから誤差分布の広がりを適切に捉えているといえる。

5月末から6月初めには、降水が観測されていないにも拘わらず、実験1の実験で断続的な降水が生じており土壌水分が観測より高くなってしまっている。土壌水分は大気モデルからのForcingの中でも特に降水の影響を強く受け、大気側が実際にはない降水を再現すると土壌もそれに対応して上昇してしまうので、降水の再現性を上げることが、より正確な陸面の再現への重要な課題の一つである。

次に熱フラックス、地表面温度、大気プロファイルの結果を示す。図3.1.5、図3.1.6はGaize観測点での5月20日から25日の顕熱フラックス・潜熱フラックスの時系列変化をそれぞれ示している。観測値はPBLタワーで観測した熱フラックスをボーエン比法によって顕熱と潜熱に変換したものである（夜間は欠測が多い）。実験1で同化されるのは土壌水分のみであるが、実験1とWRF\_SiB2を比較すると、土壌水分の変化に伴って熱フラックスも変化している。この期間は同化によって土壌水分が減少したが、顕熱フラックスは増加、潜熱フラックスは減少しており、土壌水分の変化と物理的に整合性のとれた変化をしている。対象期間を通したRMSEは、潜熱はWRF\_SiB2が93.1、実験1が88.3、顕熱はWRF\_SiB2が106、実験1が108であったが、フラックスの観測は極端なエラー値を含むことが多いため、モデル結果と観測の個々の値の差を用いるRMSEだけでは、評価できないと考えられる。図3.1.5、図3.1.6に示すように、フラックスの日周変化が観測に近づいている日が多

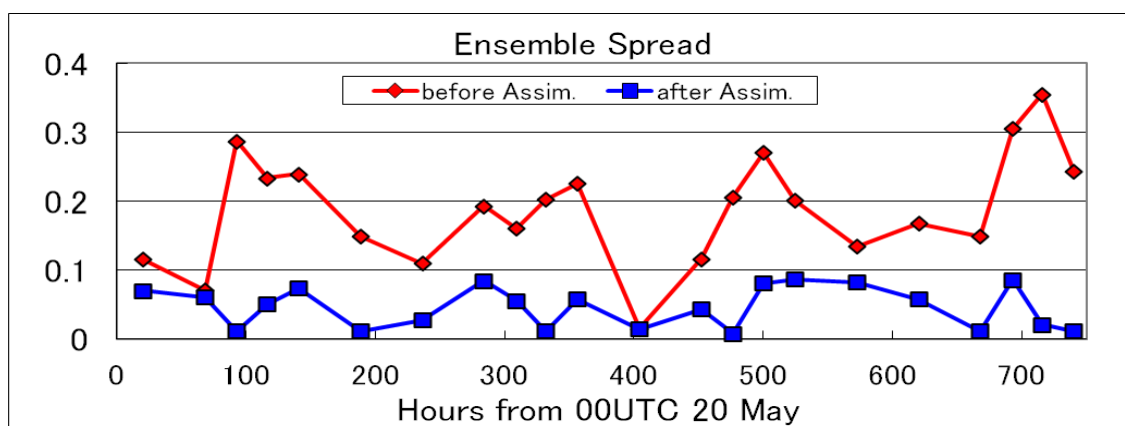


図 3.1.4 Gaize 観測点でのアンサンブルスプレッドの時系列変化

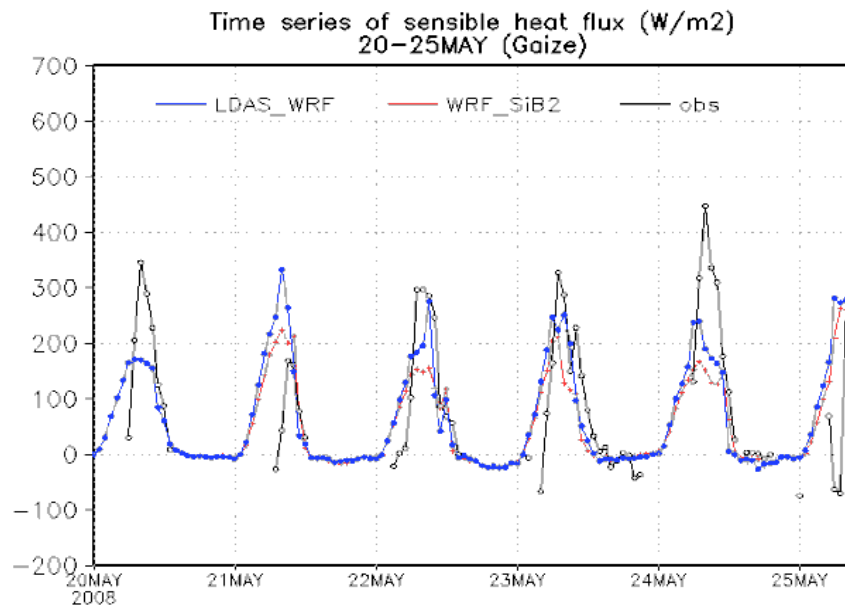


図 3.1.5 Gaize 観測点での顕熱フラックスの時系列変化  
(実験 1 (青)、WRF-SiB2 (赤)、観測 (黒))

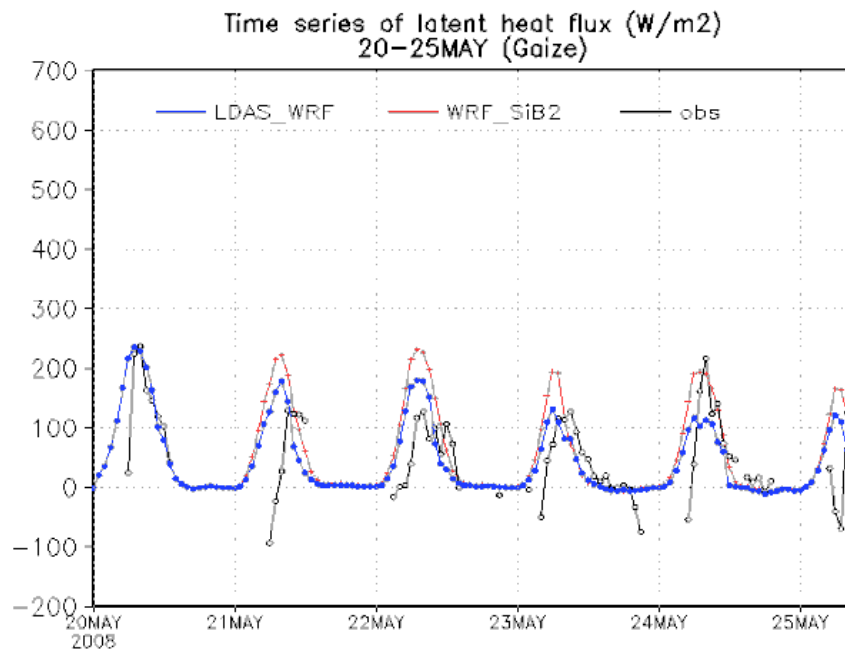


図 3.1.6 Gaize 観測点での潜熱フラックスの時系列変化  
(実験 1 (青)、WRF-SiB2 (赤)、観測 (黒))

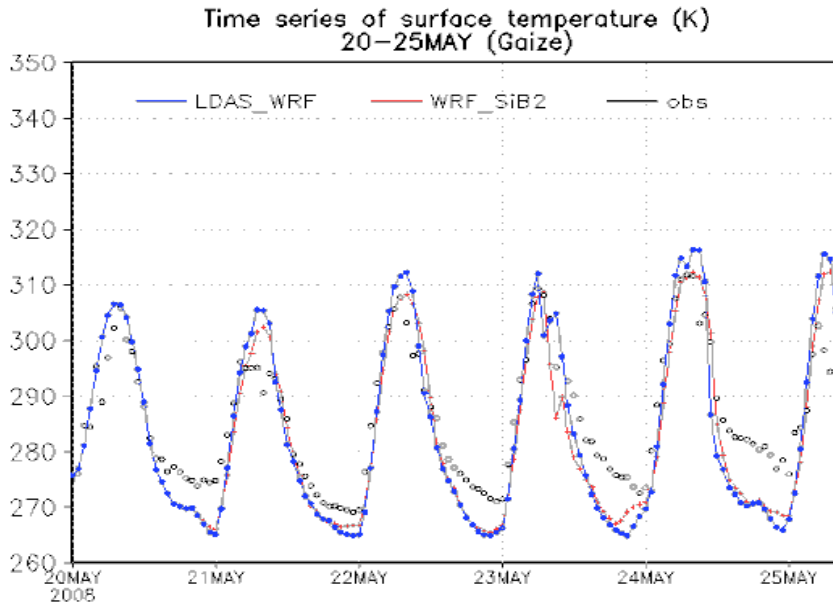


図 3.1.7 Gaize 観測点での地表面温度の時系列変化  
(実験 1 (青)、WRF-SiB2 (赤)、観測 (黒))

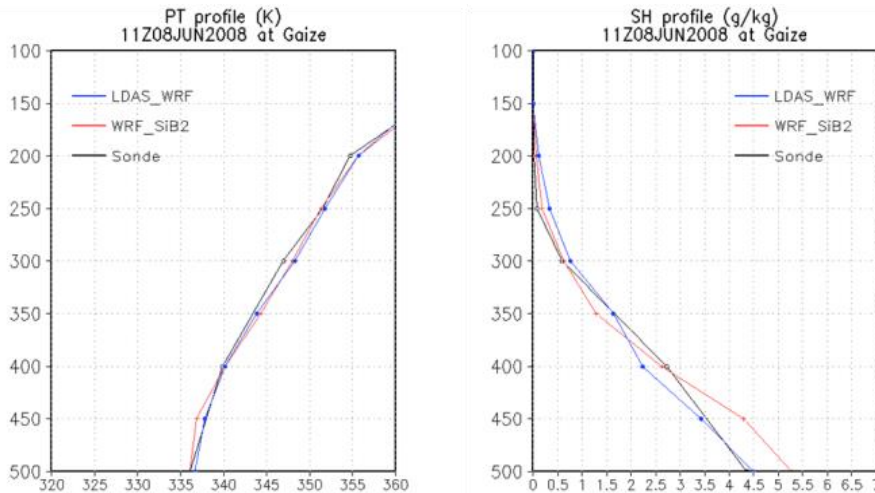


図 3.1.8 Gaize 観測点での 6 月 8 日 11UTC (17LT) の温位と比湿の鉛直プロファイル  
縦軸は気圧高度 (hPa)  
(実験 1 (青)、WRF-SiB2 (赤)、観測 (黒))

いことが、重要な改善点である。土壌水分が同化により上昇した期間（後半）では、期間前半とは反対に顕熱が減少、潜熱が増加していた（図なし）。土壌水分の同化による効果は陸面過程の計算を通して、物理的に他のモデル変数の改善にもつながっていることがわかる。

図 3.1.7 は図 3.1.5、図 3.1.6 と同期間の地表面温度の日周変化を示したものである。この期間には地表面温度は、実験 1 の方が WRF\_SiB2 よりもわずかに観測から離れた値になっ

ている。しかし、地表面温度の変化は土壌水分や熱フラックスの変化と物理的な整合性が取れている。すなわち、実験 1 の方が、土壌水分が少なく、顕熱が多く、潜熱が少ない時には、地表面温度が高くなっており、反対の場合は地表面温度も対応して反対の変化をしている。そのため、地表面温度の観測からのずれは、同化の問題ではなく、陸面モデルのバイアスが原因と考えられる。実際 SiB2 は顕熱フラックスを過小評価する傾向が見られ、このことは他の研究でも指摘されている (Yang et al. 2008)。実験 1 の方が土壌水分が多い期間では、地表面温度は観測値に近づいており (図なし)、期間を通した RMSE は WRF\_SiB2 が 8.53、実験 1 が 8.32 とほぼ同程度であった。大気への下部境界条件は陸面モデルからのフラックスなので、大気モデルとの結合の点からは熱フラックスの改善がより重要である。

更に、大気プロファイルへの影響をみる。図 3.1.8 は、6 月 8 日 11UTC (現地時間で 17 時頃) の温位と比湿の鉛直プロファイルを示している。観測値には JICA/IOP によるゾンデ観測を用いた。実験 1 の結果が示すように、土壌水分データの同化は大気 - 陸面相互作用を通じて大気のプロファイルにも影響を与えており、特に地表面付近の水蒸気場が改善していることが分かる。地表面付近の再現性が向上することで、大気全体の不安定性なども改善される。

次に 6 月 20 日から 7 月 19 日の実験の結果を土壌水分の同化についてのみ簡潔に示す。6 月開始の実験でも 5 月開始と同様の結果が得られた。

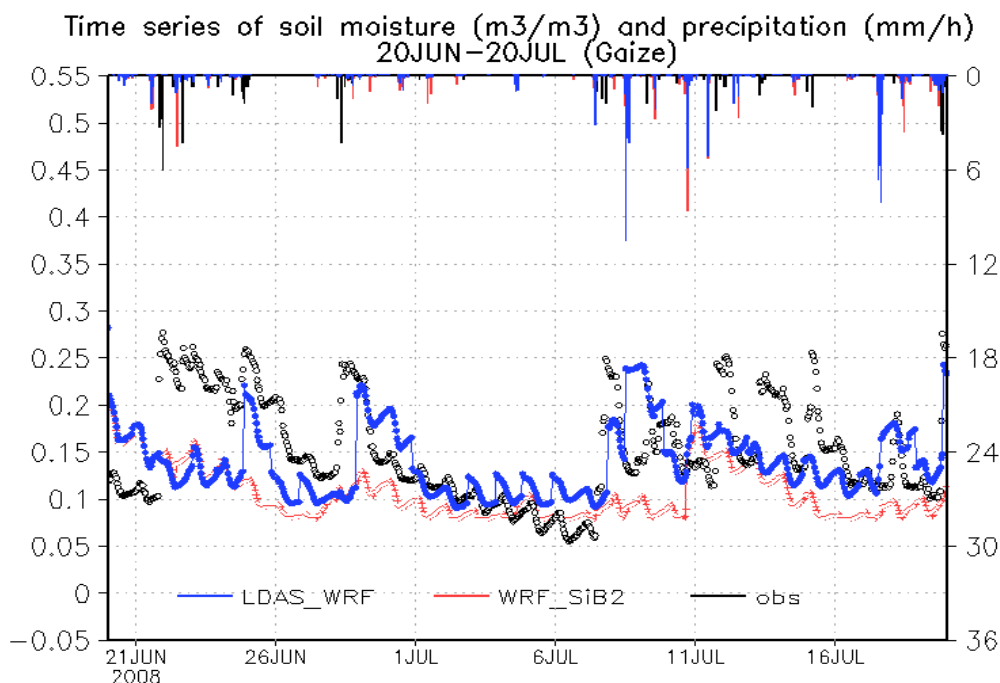


図 3.1.9 図 3.1.2 と同様。ただし、6 月開始の実験について (実験 1 (青)、WRF-SiB2 (赤)、観測 (黒))

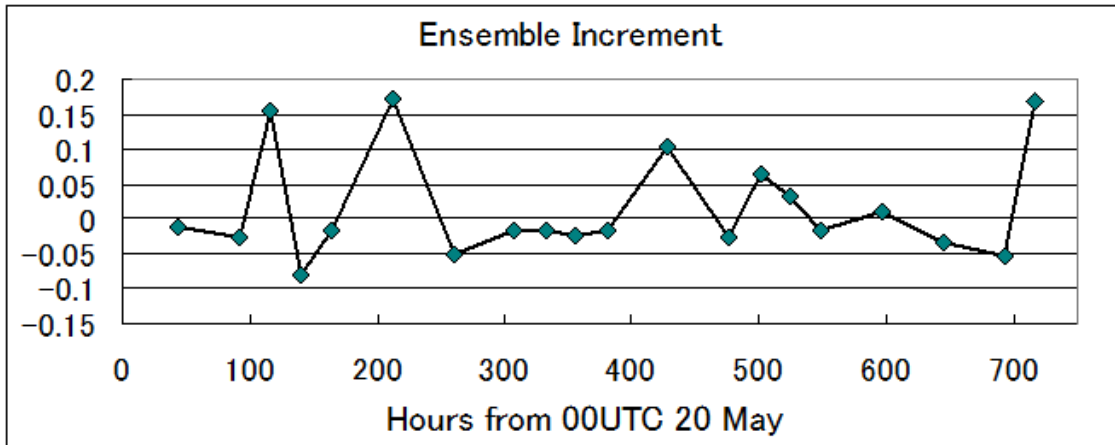


図 3.1.10 3.1.3 と同様。ただし、6 月開始の実験について

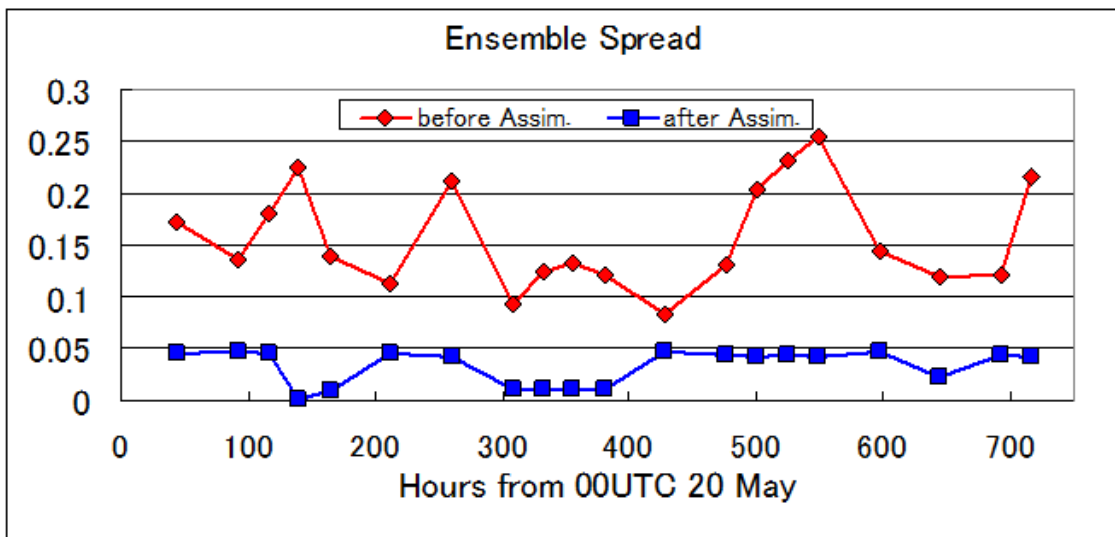


図 3.1.11 図 3.1.4 と同様。ただし、6 月開始の実験について

図 3.1.9 から図 3.1.11 はそれぞれ、図 3.1.2 から図 3.1.4 と同様の図で、6 月 20 日開始の実験についての土壌水分と降水、同化による土壌水分の変化（インクリメント）、アンサンブルスプレッドの時系列変化を示している。土壌水分は、同化なしの結果に比べて同化を行った土壌水分では土壌水分の上昇が良く捉えられている。しかし、6 月 22 日から 24 日頃までは観測土壌水分が高いにも拘らず、その間の 2 回の同化による変化があまり見られない（図 3.1.10）。これは、AMSR-E の観測の空間解像度が粗く広範囲の平均での土壌水分の変化を捉えるため、1 地点の観測で見られる土壌水分の変化が反映されにくいことが原因の一つであると考えられる。7 月 9 日付近には、観測には見られない降水が生じ、土壌水分の減少が妨げられて、観測から大きくずれている。このように大気モデルからの誤った降水によって、



改善した土壌水分が再び観測と異なる挙動を示すようになってしまう。アンサンブルスプレッドについては、5月開始実験と同様に、同化前には土壌水分の誤差分布の広がり適切に表現しており、同化後には誤差が減少し、土壌水分の再現の信頼性が改善されていることがわかる。土壌水分の RMSE は、同化なしの WRF\_SiB2 では 0.0685、同化システムの結果では 0.0570 と改善が確認された。

### (3) 結果 (実験 2: 陸面 - 雲データ同化実験)

次に、陸面データに加えて雲微物理データも同化した実験 2 の結果を簡単に示す。図 3.1.9 は実験 1 と実験 2 の同化による雲の水平分布の変化の比較を示したものである。右に示した観測された雲の分布 (MTSAT の赤外チャネルの画像) では対象領域の北西に雲頂高度の比較的高い雲が広がっている。実験 1 の陸面データの同化のみでは、対応する部分には雲はほとんどなく、むしろ南東部に雲が広がり、観測とは反対の水平分布を示しているが、実験 2 では同化によって雲の水平分布が変化し、北西部に雲が生成されている。

図 3.1.10 は実験 1 と実験 2 の土壌水分と降水の時間変化の比較である。AMSR-E のデータが 31 日の 20:02UTC に得られ、20UTC から 21UTC の間に同化が行われ、実験 1 と実験 2 で共に土壌水分が減少して観測に近づいている。しかし、実験 1 では 6 月 1 日の誤った雨によって土壌水分が再び上昇し、同化をしていない WRF\_SiB2 の土壌水分の値に近づいて

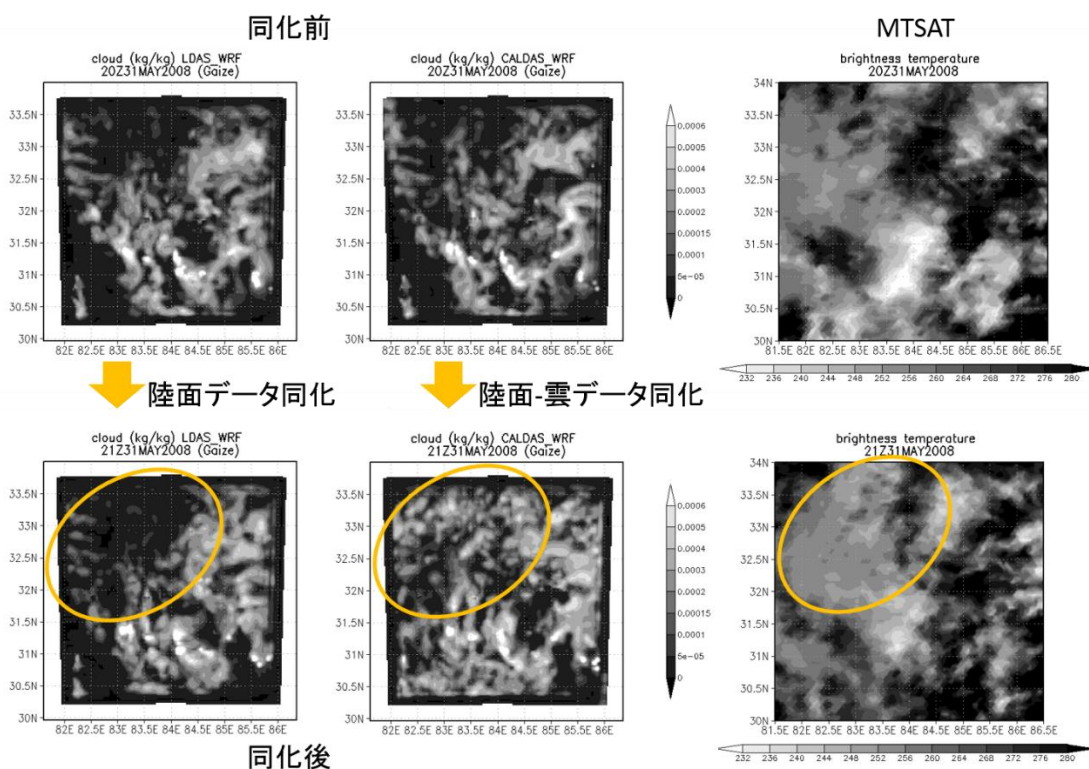


図 3.1.9 実験 1、2 の同化による雲の分布の変化の比較

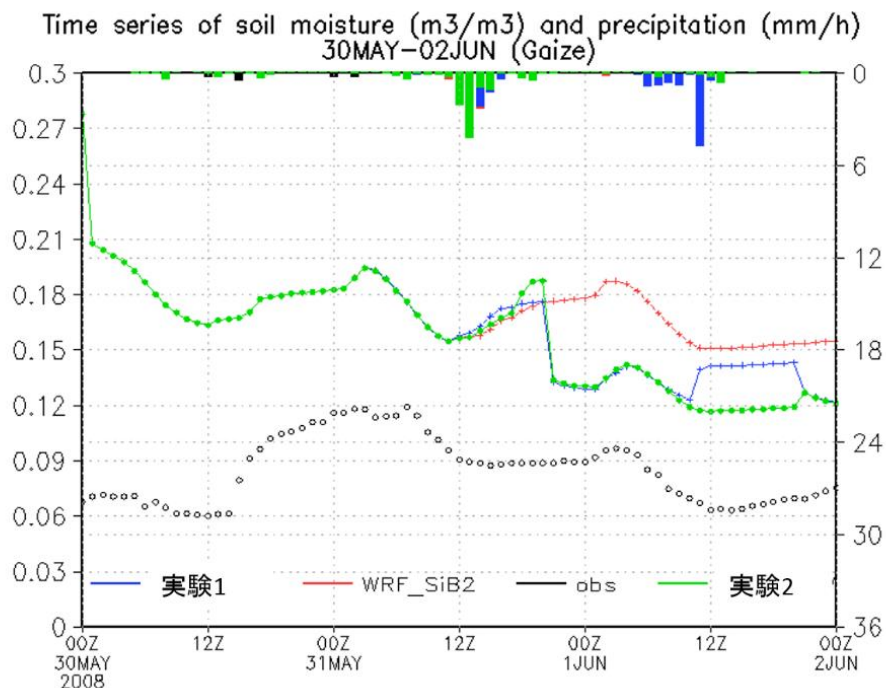


図 3.1.10 実験 1、2 の同化による土壌水分（折れ線）と降水（バー）の時間変化の比較  
（実験 1（青）、実験 2（緑）、WRF-SiB2（赤）、観測（黒））

しまっている。一方で、実験 2 では、雲の同化により誤った雨が生成されず、同化によって改善した、低い土壌水分が保たれている。

### 3.1.3 チベットへの適用実験のまとめ

CALDAS-WRF のチベット高原への適用では、陸面データ同化による陸面状態と大気モデルの下部境界条件の再現性の評価と、陸面 - 雲データ同化による雲、降水、土壌水分の再現性の評価を行った。陸面データ同化では、地上観測・ゾンデ観測との比較の結果、土壌水分の再現性の大幅な改善、陸面過程を通じた熱フラックスの日周変化の再現性の向上とそれに伴う地表面付近の水蒸気量の改善が確認できた。これによって、大気と陸面の結合モデルにおいてより正確な下部境界条件が大気過程に与えられることとなり、大気のプロファイルも、特に地表面付近の値が改善された。雲微物理プロセスを通じた降水の再現性については、陸面データ同化のみでは改善はみられず、誤った降水を Forcing とすることで陸面の再現性も損なわれてしまった。しかし、雲のデータも同時に同化することで、雲の分布と降水、そして降水を Forcing とする土壌水分の変化も改善されることが確認された。以上により、



本研究で構築した CALDAS-WRF が衛星観測マイクロ波の情報を適切に同化し、陸面と大気の表現を向上させることが確認できた。

## 3.2 関東域への適用（陸面 - 雲データ同化と陸面 - 雲 - 大気データ同化）

序章で述べたように、近年頻発している豪雨は、洪水の原因となり社会に多大な影響を及ぼすが、その位置の予測精度が低く、信頼できる洪水予測を行えるレベルに達していない。気象庁などの現業予報機関では、衛星観測、地上観測、高層気象観測など様々な観測機器による水蒸気や気温などのデータが現業モデルに同化されている。また、新しい観測技術で得られた観測も次々と同化が検討されている。一方で、本システムは衛星観測によるマイクロ波輝度温度のみを利用しており、同化変数も大気については雲と雲域内の水蒸気・温位のためのシンプルな同化システムである。本システムが主眼を置いている目的は、気象庁などの現業モデルに勝る大気場を再現することではなく、そういった高度で複雑な同化システムで十分に予測できていない降水の位置の精度を、マイクロ波による陸上の雲の分布と雲に伴う周辺大気の変化をモデルに取り込むことで向上させる手法の提案である。

前節では本研究の目的にむけて、チベット高原を対象とした実験で陸面状態と雲の分布の再現性の向上を確認した。本節では、降水の観測が充実している日本の関東域を対象に、CALDAS-WRF による陸面と雲微物理データの同化実験（陸面 - 雲データ同化）に加え、雲域内で水蒸気と温位も同時に同化する実験（陸面 - 雲 - 大気データ同化）を行い、豪雨時の雲・降水域の水平分布と、降水の期間と時間変化、および雲域周辺の大気場の再現精度を評価する。植生や土地利用などが関東域ではより複雑となり、陸面の再現精度はシンプルな地表面被覆のチベットよりも難しくなるが、関東域への適用実験においては、陸面の再現性は直接評価せず、雲の観測のための背景情報として妥当なレベルの精度があれば十分であるとし、雲・降水・その他大気要素でシステムの評価を行う。

### 3.2.1 平成 20 年 8 月末豪雨

平成 20 年 8 月 26 日から 31 日にかけて、北太平洋高気圧、日本海上の前線と四国南方洋上に停滞した低気圧、更に日本の南東の上層寒冷低気圧による水蒸気移流の影響で全国的に記録的な大雨となり、気象庁はこの期間の豪雨をまとめて平成 20 年 8 月末豪雨と命名した（以下、8 月末豪雨）。この 8 月末豪雨を対象として CALDAS-WRF の豪雨予測精度の評

価を行った。小倉ほか（2011）の、8月末豪雨の期間の総観規模気象場やメソ対流系の組織化のメカニズムの解析によると、8月末豪雨で生じた多くの豪雨は地形や台風、前線による上昇流の直接の影響がない環境で生じた豪雨で、数値予報の苦手分野である。8月29日に八王子で1時間降水量60mm以上、24時間降水量218mmを観測するなど、関東域内で豪雨が発生しており、この領域、時間帯を数値実験の対象期間とした。

図3.2.1は関東での豪雨発生時に対応する、日本時間で29日2時のAMeDAS解析雨量（左：気象庁による平成20年8月末豪雨（2008）より転載）と、協定世界時（Universal Time Coordinated: UTC）で29日16:39UTCのAMSR-Eの89GHzでの観測輝度温度（右）である。協定世界時は日本時間より9時間遅れている。（以下では協定世界時による時間表記を用いる。）

解析雨量では、福島県東部の海岸付近、神奈川から埼玉にかけてと愛知と岐阜にまたがった地域、更に能登半島の先の少し北側で強い降水域が確認できる。89GHz輝度温度では、解析雨量の分布に対応して、雲のシグナルが表れている。（神奈川付近の雲域を雲域Aと呼ぶ。）このシグナルを利用して同化を行う。実験は、何も同化しないWRFの実験、雲のみを同化した実験、雲に加えて雲域内の水蒸気と気温も同化した実験を行った。

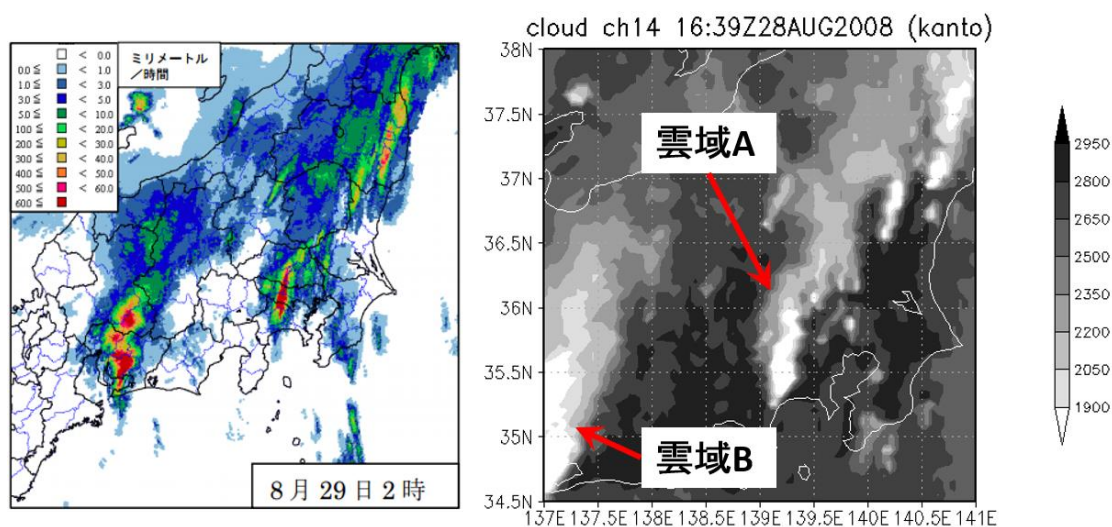


図3.2.1 29日2時（日本時間）のAMeDAS解析雨量（左：気象庁による平成20年8月末豪雨より転載）と、29日16:39UTC（協定世界時）のAMSR-Eの89GHz観測輝度温度（右）

### 3.2.2 数値実験（関東域の豪雨事例への適用）

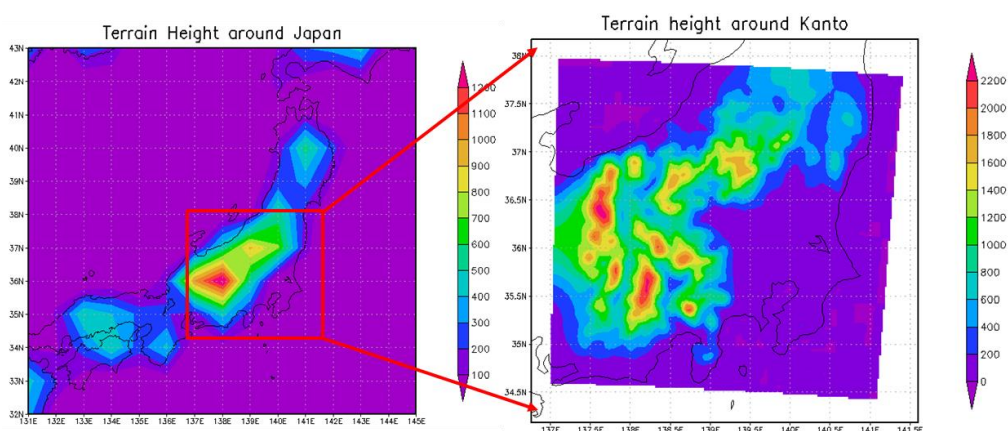


図 3.2.2 は実験の対象領域

#### (1) 実験設定

図 3.2.2 は実験の対象領域を示している。全球スケールから、図 3.2.2 のドメイン 1、2 のように 2 段階のダウンスケーリングを経て、関東域を含む約 380km 四方の範囲を同化実験の対象とし、水平解像度は 5km に設定した。National Center for Environmental Prediction (NCEP) Final Operational Global Analysis data (NCEP FNL) データをドメイン 1 の境界条件と初期条件に使用した。初期時刻は 8 月 28 日 00UTC に設定し、その他、大気モデルのスキームなどは表-1 に示した設定で実験を行った。

アンサンブル数はチベット高原での陸面データ同化実験と同様に 50 とした。1 次元 3 層の変数である土壌水分の同化に対して十分なアンサンブル数に設定しており、チベット高原での実験の検証からも誤差共分散行列が実際の誤差を適切に表現しているため、人為的な誤差共分散膨張（インフレーション）は行っていない。衛星観測の誤差に関するデータが少ないことから、6.925GHz と 10.65GHz の輝度温度についての初期の観測誤差共分散行列は、経験的に妥当な値として、 $\begin{pmatrix} 2.0 & 0 \\ 0 & 3.0 \end{pmatrix}$  の対角行列に設定した。2 章で述べたように、

CALDAS-WRF で同化変数としている雲・降水粒子は鉛直積算雲水量のみであり、雲水以外の雲・降水粒子（雨、雪、氷、霰）は、雲水の同化時に 0 にリセットされ、大気モデルを通して改めて生成される。同化変数のサンプリングの際に、サンプルを生成する範囲を設定する必要があるが、雲水量の観測値・統計値は得られていないため、今回は同化なしの WRF の実験を平成 20 年 8 月の 1 ヶ月、同じ領域を対象に行い、期間内の最大の鉛直積算雲水量を考慮して 0~15kg/m<sup>2</sup> とした。

#### (2) 結果（実験 1：陸面 - 雲データ同化実験）

図 3.2.3 の上段は、5 種類の雲微物理粒子（雲、雨、雪、氷、霰）の合計の鉛直積算量の

分布を同化直前、直後、5分後について、対象領域の水平断面で示したものである。同化によって解析雨量（図 3.2.1）で示された強雨域に対応する位置にはっきりと雲が生成され、雲の分布が精度良く再現されていることがわかる。5分後には埼玉付近の一部の雲が減少しているが、おおむね雲域が保たれている。これらの雲は徐々に減少しながらも、同化後 40分から 1 時間後まで継続して見られる（図省略）。

図 3.2.4 と図 3.2.5 は、それぞれ 750hPa における温位（カラー）と収束域（等値線）の分布と、前の出力時刻からの 5 分間の降水量（カラー）と収束域（等値線）の分布を同化 5 分後の 16:45UTC から 10 分毎に示している。実験 1 では雲水量しか同化していないにも拘らず、雲域 A では 16:45UTC から温位の上昇と収束が生じており、大気モデルによって雲域に対応した温位の上昇と収束域が形成されたことが分かる。しかしその影響は十分に継続せず、16:55UTC から徐々に弱まり、同化 1 時間後の 17:35UTC（図省略）には収束がわずかに残っている程度である。雪、氷、あられ、雨は、同化時に 0 にリセットするが、同化によって生じた雲から雲微物理過程を通してこれらが生成される（図 3.2.3 の 2 段目（雪、氷、あられ）と 3 段目（雨））。降水として地面に到達するのは、温位や風への影響より遅く、16:55UTC（左から 2 番目の図）頃であり、雲域 A に対応した降水域は AMeDAS で強雨が観測された降水域と良く一致している。しかしこれもあまり長続きせず、17:15UTC にはほぼ消滅してしまう。雲域 A での降水量はピークでも 17mm/h 程度で、観測された 1 時間雨量に比べると 3 分の 1 以下である。

図 3.2.6 は、雲域 A の中央付近を通る北緯 35.74 度での鉛直断面図で、温位（カラー）、風（ベクトル）、雲微物理粒子の合計量（等値線）を 16:30UTC から 10 分毎に示している。16:40UTC（中央図）に同化した直後は雲水量のみ変化し、風向きと温位に変化はないが、16:50UTC（左図）には降水粒子の下降とともに下降風が雲の内部全体で卓越しており、雲が減衰し始めていることがわかる。

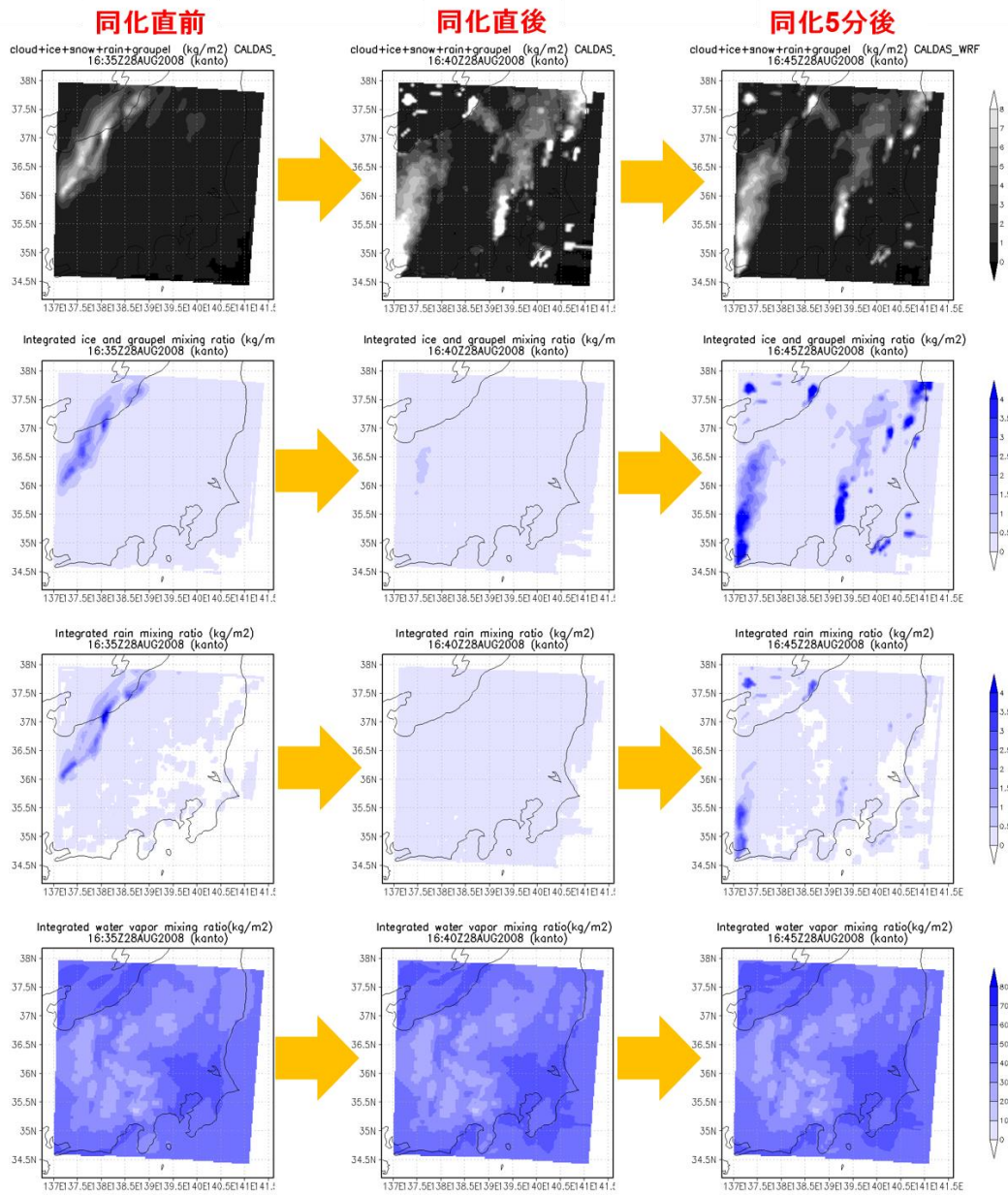


図 3.2.3 同化直前、直後、5 分後の 5 種類の雲微物理粒子（雲、雨、雪、氷、霰）の鉛直積算値の合計の分布（1 段目）、雪、氷、あられの分布（2 段目）、雨の分布（3 段目）、水蒸気の分布（4 段目）



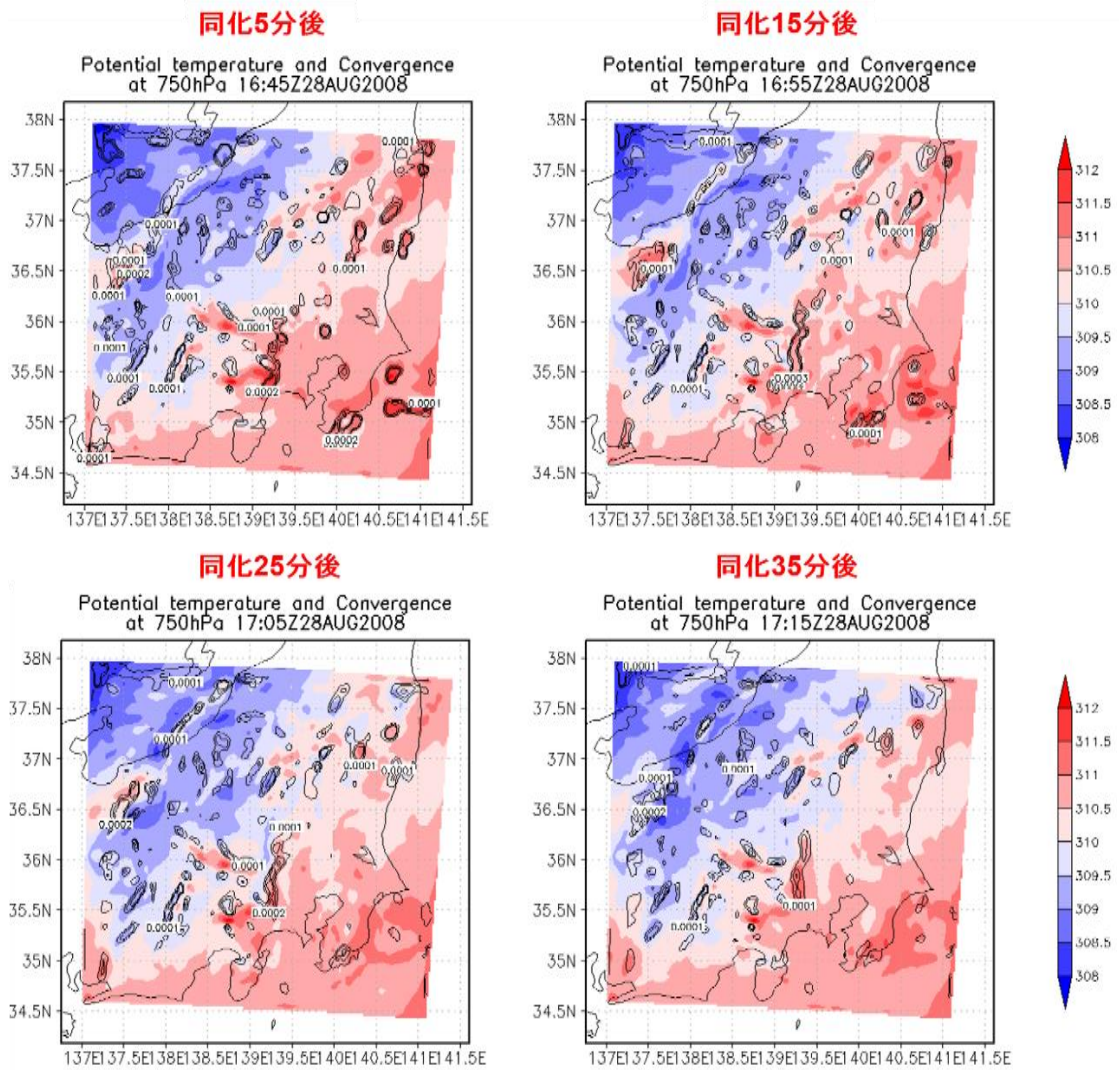


図 3.2.4 温位 (カラー)、収束 (等値線) の 16:35UTC から 20 分毎の変化

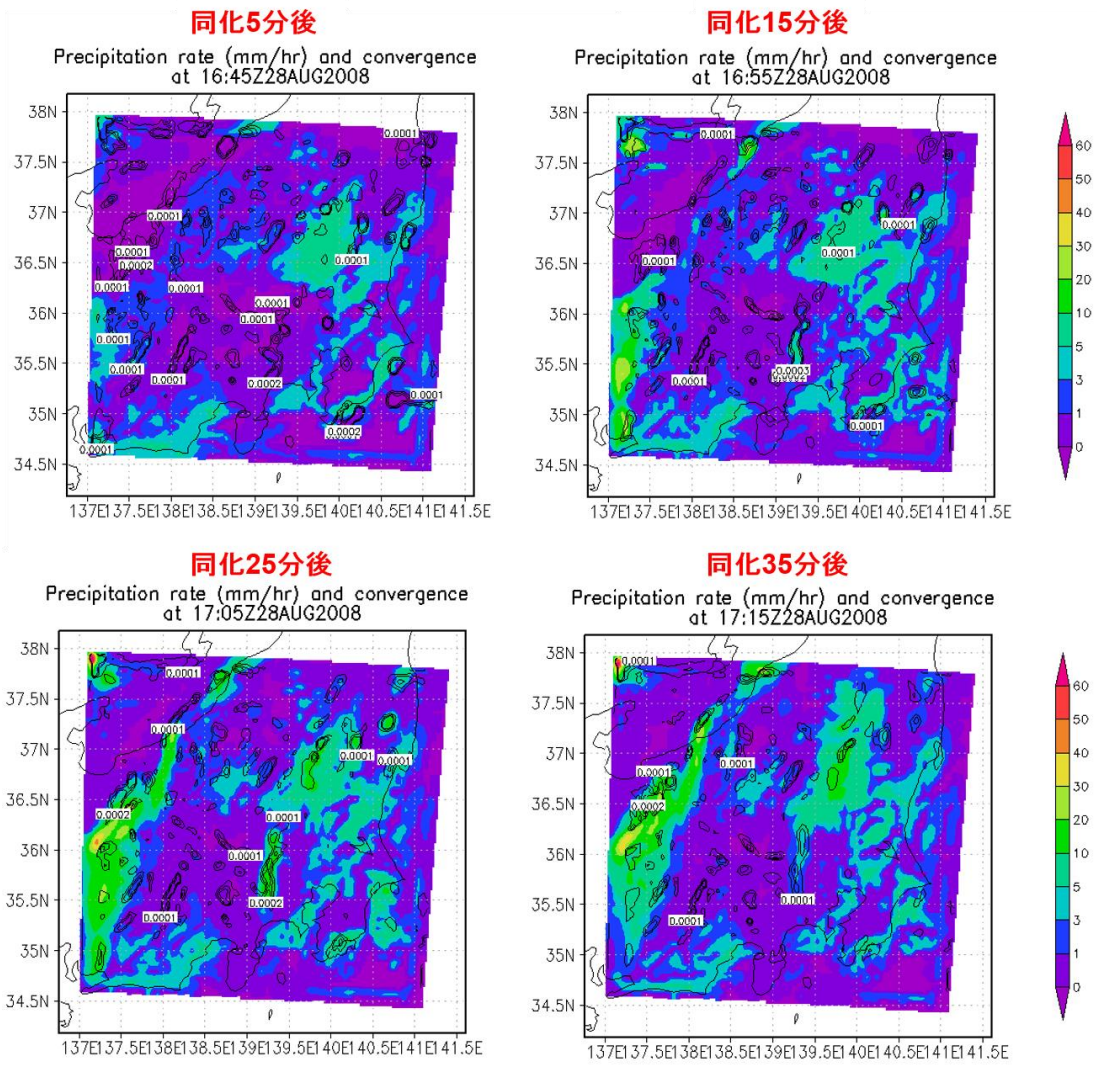


図 3.2.5 降水量（カラー）、収束（等値線）の 16:35UTC から 20 分毎の変化

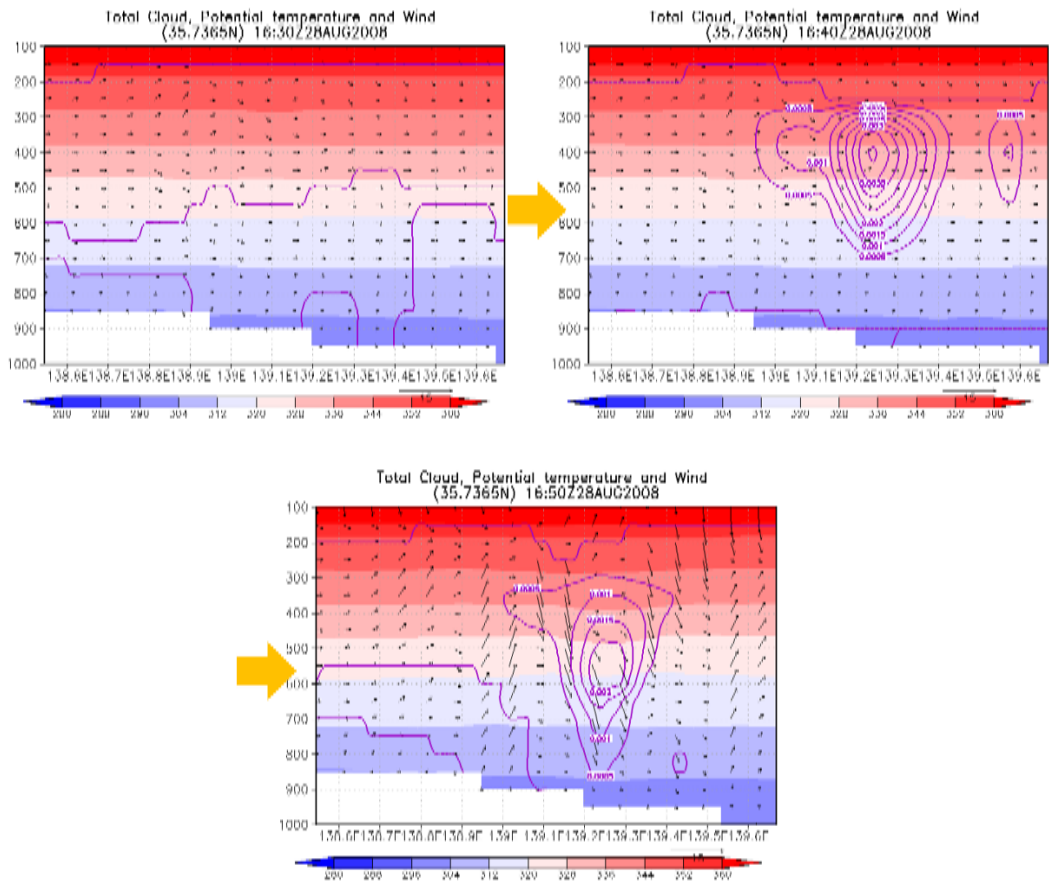


図 3.2.6 温位（カラー）、風（ベクトル）、雲水量（等値線）の北緯 35.74 度の鉛直断面図。16:30UTC から 10 分毎の変化

### (3)結果（実験 2：陸面 - 雲 - 大気データ同化）

図 3.2.7 は、5 種類の雲微物理粒子（雲、雨、雪、氷、霰）の合計の鉛直積算量の分布を同化直前、直後、10 分後、20 分後について、対象領域の水平断面で示したものである。実験 1 と同様に、同化によって解析雨量（図 3.2.1）で示された強雨域に対応して、雲の分布が精度良く再現されている。更に実験 2 では、水蒸気と温位を同時に同化していることにより、同化 20 分後も雲の分布はほとんど変化していない。これらの雲は 1 時間半以上継続した。

図 3.2.8 は図 3.2.4 と同様の図で実験 2 についての 500hPa 高度面での温位と収束の分布を同化前の 16:35UTC から 10 分毎に示している。図 3.2.9 は図 3.2.5 と同様に、実験 2 の降水強度を同化 5 分後の 16:45UTC から 10 分毎に示している。雲域 A では 16:45UTC から温位の上昇と収束が生じており、温位の上昇は実験 1 に比べて大きくなっていることがわかる。温位は同化時に雲水量に応じて調整しているが、風の場合に変化は加えておらず、大気モデルによって雲域に対応した収束域が形成されたことがわかる。降水は、16:45UTC 頃に僅かに生じ始める。降水強度がピークとなる 16:55UTC には雲域 A に対応した降水域に



において、実験 1 と比較して 2 倍以上に増えており、AMeDAS で観測された降水強度に近い値が再現されている。

図 3.2.10 は同化 5 分前、同化直後、同化 15 分後の、雲水の混合比、相当温位、風速について、雲域 A を通る北緯 35.73 度の経度高度断面で示したものである。同化 15 分後には、雲域内で上昇流が発生している。これは、同化時に生成された雲域内部の暖かい空気塊が持ち上げられることによる。雲域の下部では反対に下降風が形成されている。これは雲から形成された降水が下降するのに伴って、周辺の空気を引き摺り下ろすことによる。降水を伴う雲域の上層部で上昇流が卓越し、下層では下降流が形成されるこのような状況は、積雲対流の最盛期に一般に見られる構造を再現している。以上の結果からは、雲の同化が物理・力学過程を通して、周辺の気温・風の分布をも適切に変化させていることが分かる。特に風については、同化の過程では変化させていないが、雲を同化することで、周辺の整合的な風の場も形成されることが示された。

図 3.2.11 は降水量の時間変化について、相模中央（北緯 35.57 度、東経 139.37 度）における AMeDAS による観測(mm/h)（左図）と、観測点に最も近い格子点（北緯 35.60 度、東経 139.31 度）の 5 分平均の降水強度（mm/h）（右図）を比較している。実験 2 の結果は右図の黒いバーで示しており、比較のために、同化を行っていない WRF の結果と雲水量のみ同化し水蒸気や潜熱の同化は行っていない実験 1 の結果をそれぞれ赤と緑のバーで示している。両グラフの赤く塗りつぶした部分は同化前を示している。実験 2 の結果は AMeDAS と比較して、非常に良い降水強度（約 42 mm/h）を示しているが、降水がピークに達する時刻、降水が終わる時刻が共に早く、降水期間が短いことがわかる。しかしながら、何も同化していない WRF の実験と、雲水量のみの同化の実験 1 と比較すると、降水強度のピークや時間変化は著しく改善しており、数キロメートルのスケールでの降水の再現精度としては、実験 2 の結果は非常に高いといえる。

一般に集中的な豪雨を生じるような積乱雲群の形成には、水蒸気の収束が継続することが必須であり、8 月末豪雨でも水蒸気の供給と水蒸気前線がその形成に大きく寄与している（小倉ほか 2011）。そのため、同化後の降水や雲の継続をより正確に再現するには、総観スケールでの水蒸気の収束を精度良く表現することが必要である。本実験では、雲の同化後に一度、局所的な風の収束は生じたが、水蒸気や風の広域分布は同化前後で変化させていないため、水蒸気を持続的な供給が十分でなく、降水の発生と共に下降風が卓越した後に、次の降水システムが生成されることなく衰退して更なる発達が妨げられてしまった。水蒸気の継続的な収束を適切に表現し、雲の発達と降水量の再現精度を向上させることが、今後の課題である。

雲・降水粒子混合比の合計 (kg/m<sup>2</sup>)

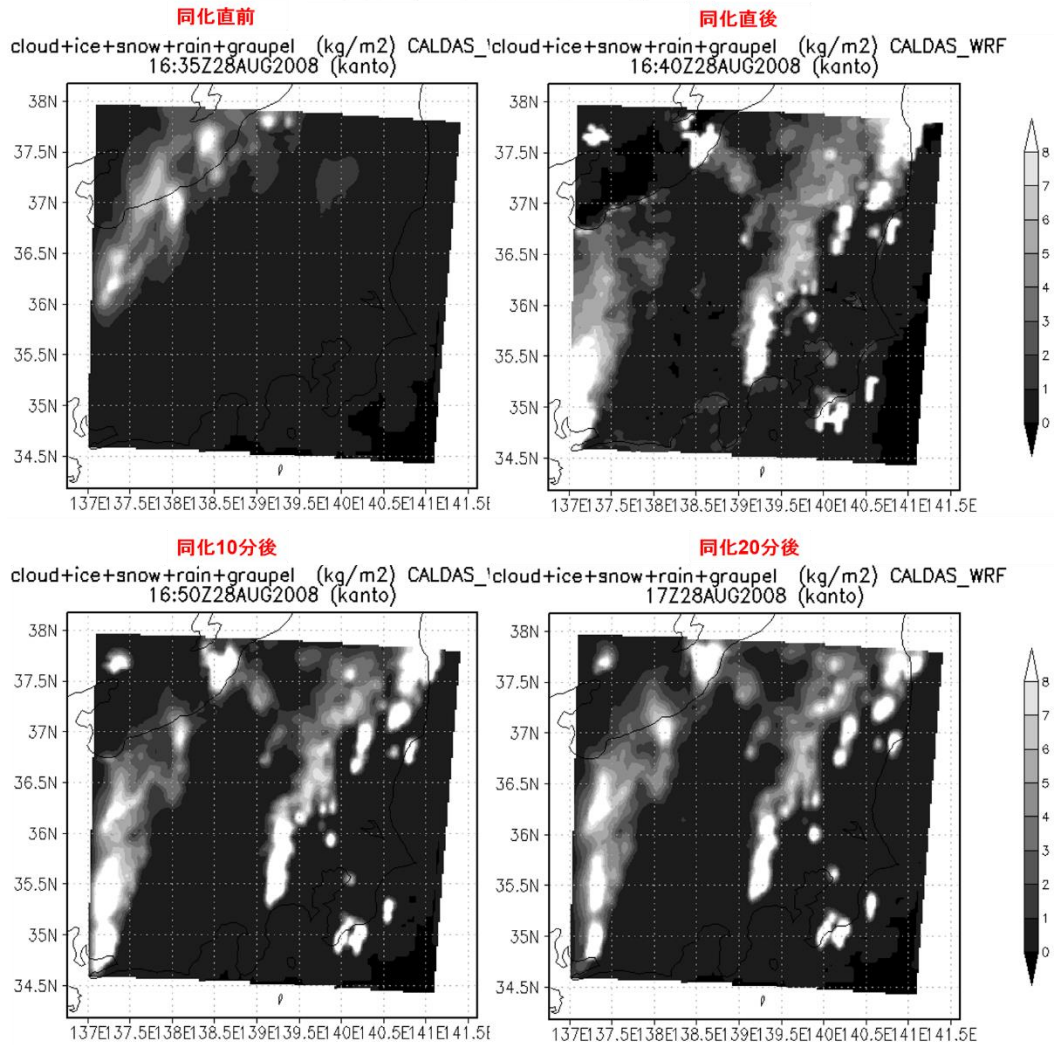


図 3.2.7 同化直前、直後、10 分後、20 分後の 5 種類の雲微物理粒子（雲、雨、雪、氷、霰）の鉛直積算値の合計の分布

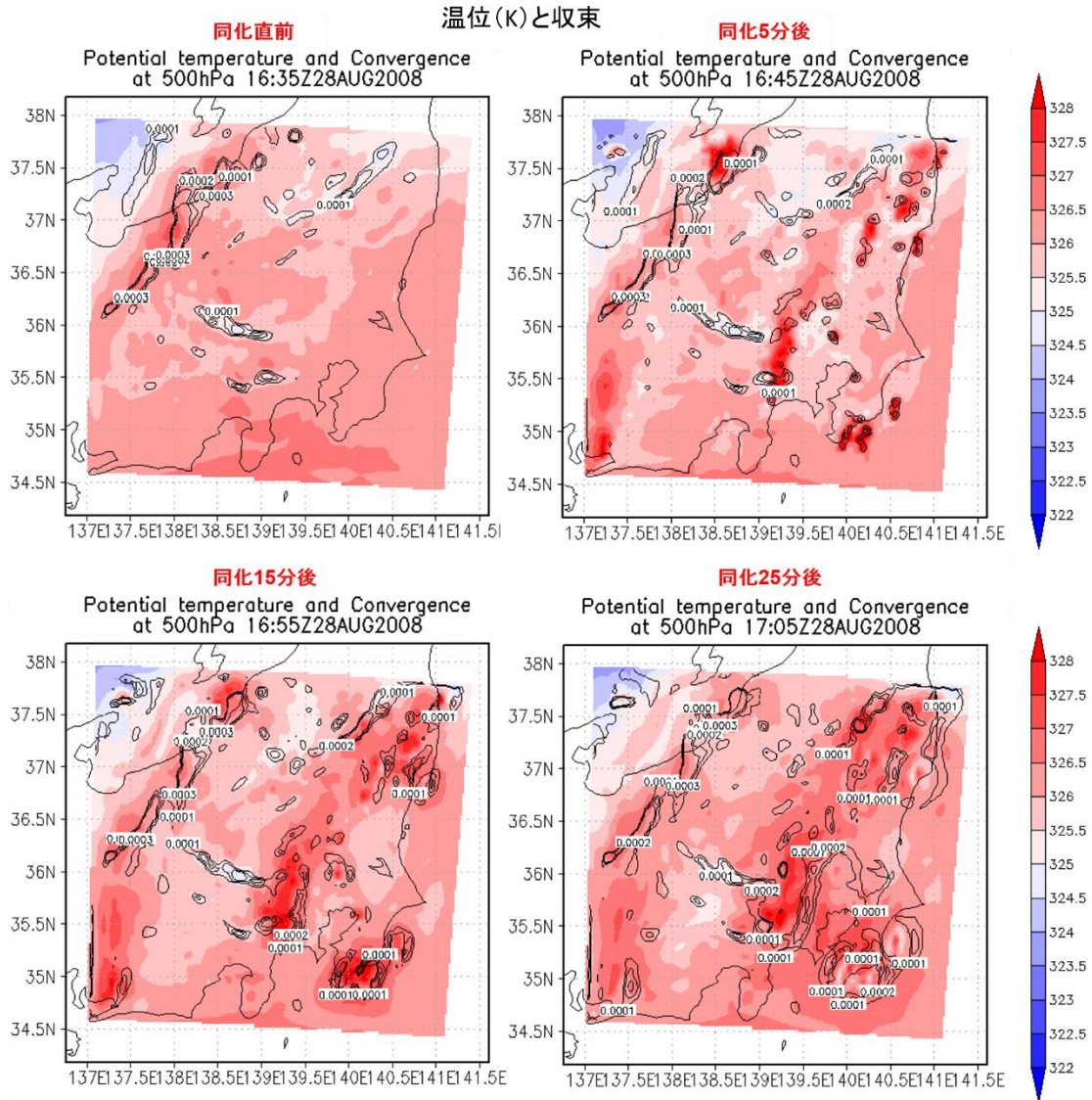


図 3.2.8 温位 (カラー)、収束 (等値線) の同化前 16:35UTC から 10 分毎の変化



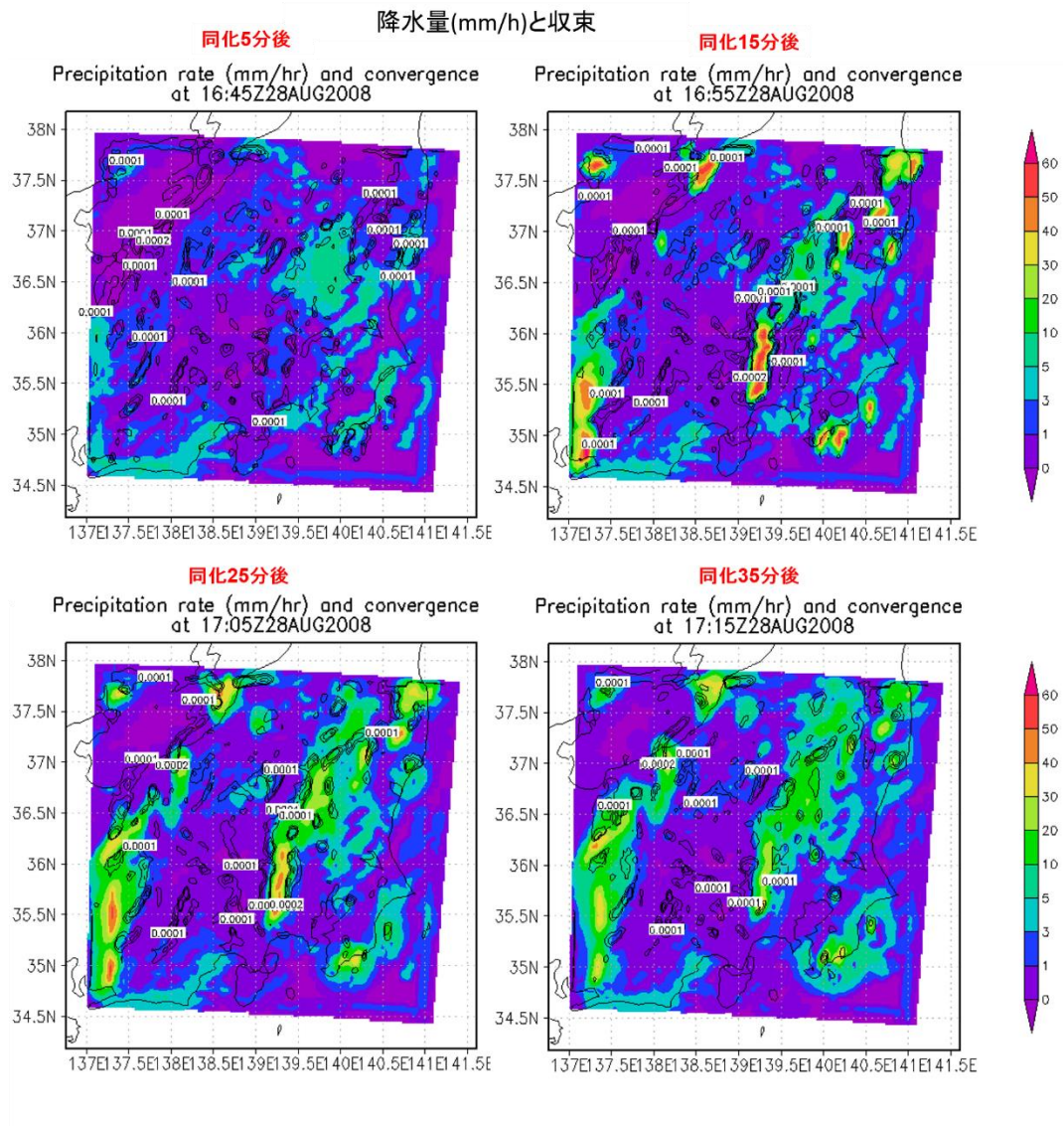


図 3.2.9 降水量 (カラー)、収束 (等値線) の同化 5 分後 16:45UTC から 10 分毎の変化

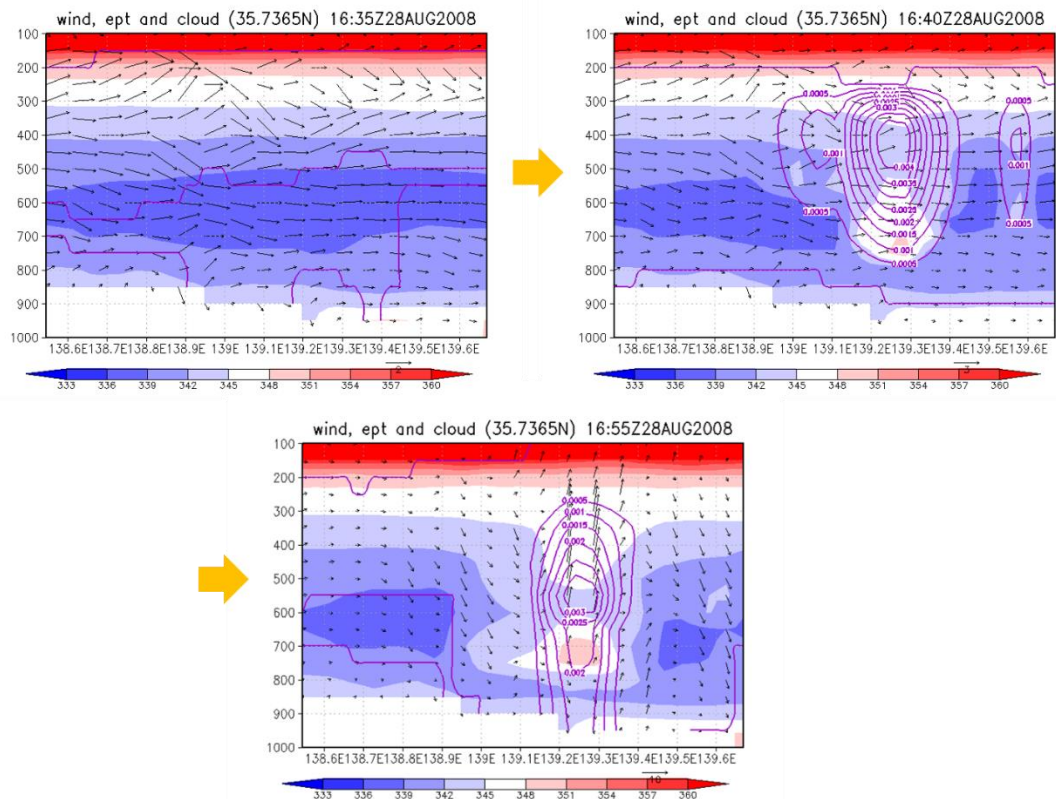


図 3.2.10 同化 5 分前、同化直後、同化 15 分後の、雲水の混合比、相当温位、風速の経度高度断面（北緯 35.73 度）

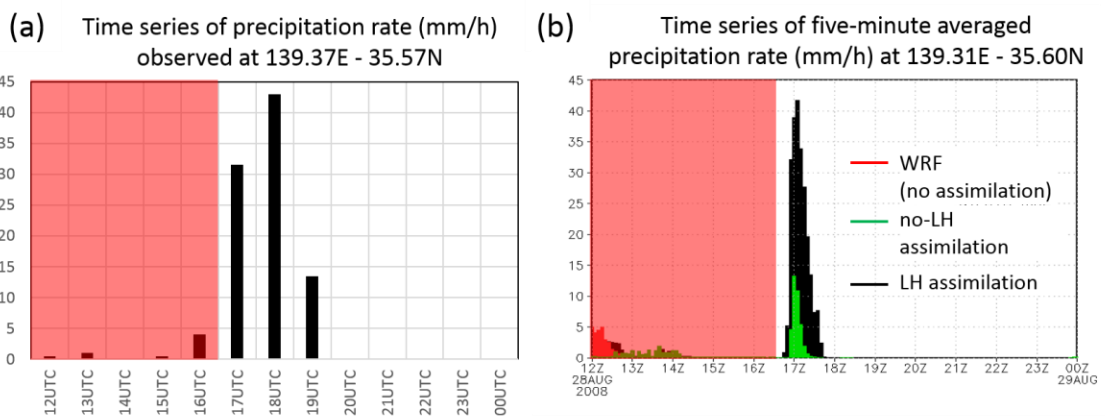


図 3.2.11 降水量の時間変化。相模中央（北緯 35.57 度、東経 139.37 度）における AMeDAS による観測（mm/h）（左図）と、観測点に最も近い格子点（北緯 35.60 度、東経 139.31 度）の 5 分平均の降水強度（mm/h）（右図）の比較

### 3.2.3 関東への適用実験のまとめと議論

本節では、開発した大気 - 陸面結合データ同化システムを関東域に適用し、システムの豪雨の予測に対する性能を評価するために、平成 20 年の 8 月末豪雨を対象として雲のみの同化実験（実験 1）と、雲・水蒸気・気温の同化実験（実験 2）を行った。実験 1 の結果、衛星データから雲のシグナルを抽出して同化し、雲域の分布を非常に精度良く再現することに成功した。雲の同化は力学・物理過程を通して周辺の大気場をも整合的に変化させ、観測と良く一致した領域に降水を生じさせることにも成功した。しかし、雲・降水システムの継続時間や降水強度は観測に比べてかなりの過小評価となった。

実験 2 でも実験 1 と同様に、雲の分布や降水域の位置を精度良く再現できた。実験 2 では分布に加え、降水強度も観測に良く一致し、気温や風などの大気要素についても物理的整合性を持った環境を再現することに成功した。更に、ポイントスケールでの検証でも、降水強度が観測と非常に良く一致していた。降水の継続時間については、実験 1 よりも長い 1 時間半ほど継続し、多少の改善はあったものの、まだ観測に比べると短く、水蒸気の継続的な収束を表現することによって改善することが今後の課題である。実験 1 と 2 の比較からは、雲の同化後に、雲・降水システムをさらに発達・継続させるために、水蒸気と気温の環境が重要な条件の一つであり、これらを同時に同化することで、降水の予測精度は格段に向上することがわかった。マイクロ波の観測は、雲のあるなし、すなわち雲の分布に加え、雲水量、もしくは潜熱や上昇流の強さに関する情報も含んでいると考えられる。本研究では、そういった情報を上手く利用することで、雲・降水の位置だけでなく降水強度の予測精度の向上も実現できることを示唆するものである。水蒸気・温位の同化は本システムでは雲域に限られており、雲・降水システムに水蒸気を持続的に供給するためにはより広域の水蒸気場や風・気温の場が水蒸気の収束を生み出すような環境になくってはならない。こうした広域の大気場は現業モデルなどの高度なデータ同化システムによって精度の高いものが作られており、そういったシステムとの結合やデータの利用で、更なる改善が期待できる。しかし、同じ雲水量、水蒸気の供給量があっても、大気モデルの雲微物理スキームによっては、短時間に雨を降らせすぎってしまう可能性があり、同化により生じた雲水量と雲微物理スキームの整合性にも降水の継続時間が短くなる原因があるものと考えられる。ある降水量を表現するために、大気モデルの雲微物理スキームが必要とする雲水量は、実際の雲水量に比べて多いという可能性も考えられる。図 3.2.12 は同化を行っていない WRF の実験での豪雨発生時の降水量と 500hPa 温位の水平分布（それぞれ上段左図と上段右図）と、豪雨を生じている雲・降水システムを通る鉛直断面での雲水量、風速、相当温位（下段）を示している。評価実験で注目していた豪雨（図 3.2.1）と比べて、降水量は同程度だが、雲水量はかなり多くなっている。



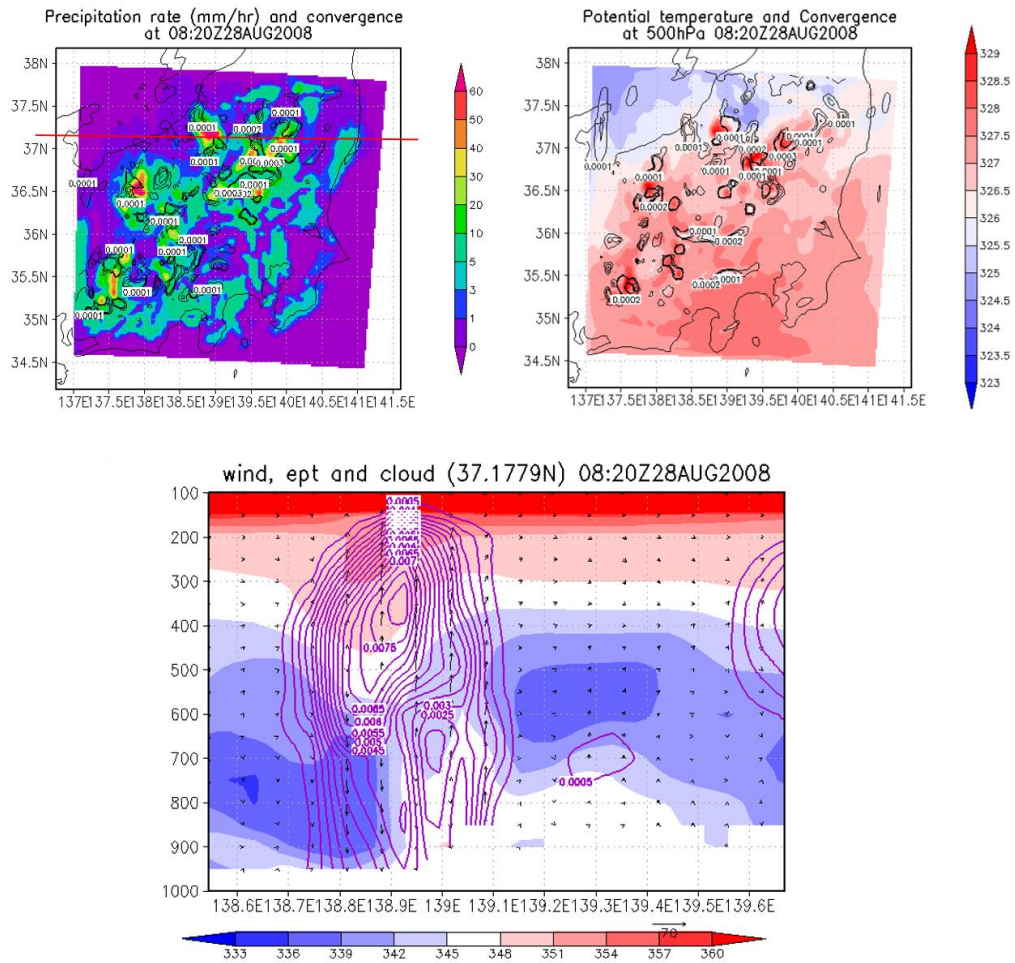


図 3.2.12 同化なしの WRF 実験での豪雨発生時の降水量と 500hPa 高度面の温位の水平分布（それぞれ上段左図と上段右図）と、豪雨を生じている雲・降水システムを通る鉛直断面での雲水量、風速、相当温位（下段）

大気モデルの雲微物理スキームは、一般に雲水量の観測データが少ないため、雲水量での評価ではなく生じた降水量などによってその精度が評価されているので、降水量と雲水量の関係が実際の降水システムの関係をよく表現できているとは限らない。降水量の予測精度を向上させる過程で雲微物理スキームにおける雲水量の再現性を含めて評価し、雲水量と降水量の予測を合わせて向上させていくことも本研究の今後の展望である。

評価実験の結果、降水の継続時間は不十分であったが、数キロメートルの精度で降水強度を適切に再現できたことは、本システムが洪水予測を飛躍的に向上させる降水予測を行う可能性を示す結果である。

雲、特に陸上の雲は、我々が日々目にする身近なものでありながら、その不均一性・非線形性の強さゆえ、高精度な雲水量などのデータを広範囲で得ることが困難である。そのため、雲の定量的な理解やグローバルな挙動の解明は、様々な気象現象の中でも非常に遅れている

る。陸面・雲のデータ同化システムの開発、放射伝達モデルやデータ同化手法の改良を通じて、衛星データから高精度な雲水量を、観測値として、あるいは解析値として算出することが可能となれば、いずれは全球での雲水量のデータを提供できるようになることが期待される。この点からも大気 - 陸面結合データシステムによる雲の再現精度を、雲の量や鉛直構造も含めて、更に改善していくことが目指される。



## 第4章 陸面データ同化を用いたチベット高原 大気加熱の解析研究

アジアモンスーンは水・エネルギー循環の駆動源として全球の気候システムに重要な影響を及ぼす上、人口の集中するアジア域の気候を決定付ける大きな要因の一つである。特にアジアモンスーンがもたらす大量の雨はアジア域の貴重な水資源になると共に、その年々変動がアジア各地の少雨や多雨の原因となって洪水や渇水、食糧不足などを頻発させ、人々に多大な被害を与えている。世界の水害の大部分がアジア域で発生していることを考えても、これらの地域の気候メカニズムをきちんと理解してモデルに反映させ、降水の季節予測・年々変動予測の精度を向上させることは急務である。3章の始めにも述べたように、チベット高原は対流圏の強い熱源として、アジアモンスーンを始めとする、気候システムの形成に大きな影響を及ぼしていることが指摘されている。本章ではアジアモンスーンに影響の大きい要因として、チベット高原の大気加熱の解析研究を、ラジオゾンデによる現地観測と陸面データ同化システムのアウトプットを用いて行った結果を示す。

### 4.1 アジアモンスーンとチベット高原の大気加熱

まず始めに研究の背景として、アジアモンスーンについてのこれまでの知見を簡潔に紹介し、アジアモンスーンの形成に重要とされるチベット高原上の大気加熱について、既往研究から得られている理解や課題を述べる。

#### 4.1.1 アジアモンスーン

モンスーンの定義は地域によって多少異なるが、基本的には季節によって規則的に変化する風向や、雨季のことを指す。モンスーンが見られる地域はアジアだけでなく、アフリカやアメリカなどでも季節的な風向きの変化や雨季・乾季の区別が見られる。これらのモンスーンはその形成要因や地域・地形などによって異なる特徴を持つ。

太陽から受けるエネルギーとその分布は、地球上の各地の気候を決定する基本的な要素である。もし地球上に赤道対称・帯状一様のような単純な地表面が広がっていれば、太陽の1年周期の南北移動に伴って、地球上の気候はハドレー循環・貿易風・偏西風など比較的単純かつ赤道対称・帯状一様な1年周期の気候となることが予想される。

赤道に中心を持つ熱源（外力）が海陸分布などにより東西方向非一様に存在すると、ロスビー・ケルビン応答による熱源西側での西風と東側での東風や、ウォーカー循環といった東西方向非一様の循環が形成され、反対にこれらの循環により地表面温度の東西方向非一様分布が形成される。これら東西方向の非一様性によって、経度によって異なるモンスーン域に分かれる。アフリカ大陸やアメリカ大陸のような比較的赤道対称に近い陸地の広がる地域では、1年平均でみれば赤道対称モードのモンスーン南北移動がみられる。アフリカモンスーンは、アフリカ大陸上の太陽の1年周期の移動と、周辺の海上との温度勾配による東西方向の循環によって生じ、南北アフリカでは1年周期、赤道アフリカでは半年周期のモンスーンとなる。アメリカモンスーンは、北大西洋高気圧の張り出しが早く大陸上でのモンスーンは顕著ではないが、赤道付近の海での湧昇による低い海水面温度によって生じる特殊なモンスーンであるが、同様にシンプルな1年周期を示す。

赤道について非対称に海陸が分布する地域では、南北移動も赤道非対称となって複雑化し、赤道非対称のモンスーン域が生じる。アジア・西太平洋のモンスーンは赤道非対称のモンスーンモードである。更に、陸に山岳など地形の不均一性が強ければモンスーンもより強くなる傾向がある。アジア・西太平洋モンスーンでは、北半球のモンスーンは系全体としてのオンセットが明瞭だが、南半球は北半球からの影響で開始し、系全体の連続的な移動によって変化するためオンセットが明瞭ではない。これは北半球では、チベット高原とヒマラヤ山脈の存在がモンスーンを支配するほど大きいのに対し、オーストラリア大陸はスケールが小さくモンスーンを支配できないことが要因の一つである。

このようにアジア・西太平洋モンスーンは他のモンスーン域と比べても最も複雑なメカニズムをもつといえる。アジア・西太平洋モンスーンは、夏季モンスーンと冬季モンスーンがあるが、それらの季節進行は大まかに次のような流れとなるといわれている。まず夏季モンスーンは、「ユーラシア大陸上で強い加熱が生じることで下層低気圧が発生する。下層低気圧の南東部の南西風によって中国南部で積雲が生じる。東南アジアの陸による加熱が強くなり、積雲が生じる。それに加えて季節内振動による擾乱（オンセット渦）をきっかけにインドで積雲が活発に生じ、モンスーン循環が確立する。」という流れである。夏季モンスーンの形成の始めの段階では、ユーラシア大陸上の強い加熱が重要な役割を果たしており、この加熱にチベット高原とヒマラヤの存在が大きく寄与していることが指摘されている。モンスーンは一年周期だが、30～50日周期の Madden Julian Oscillation (MJO) や 15日周期変動や数年周期の El Niño-Southern Oscillation (ENSO) などの影響で、季節内振動や年々変動が生じることが指摘されている。季節内振動は夏季のモンスーン循環の確立に不可欠であるとされるが、その関係はまだ明らかになっていない。冬季モンスーンについては、次のような季節進行になる。「陸上と海上の熱コントラストによりシベリア高気圧が形成される。シベリア高気圧によって海洋大陸付近での南北収束と積雲が発生する。積雲がオーストラリアまで進行しロスビーモードで海洋大陸の西部では西風になる。」というものである。以上のようなモンスーンについての知見と多くの既往研究は、川村（2003）に詳しくまと

められている。これまでの研究結果や仮説では、多くの場合アジアモンスーン進行のプロセスや年々変動は大気と海洋の相互作用と大気の内力学の不安定性で説明されてきたが、アジアモンスーンのオンセットのきっかけにユーラシア大陸上の加熱やシベリア高気圧が寄与していることから、ユーラシア大陸の陸面の存在もアジアモンスーンの進行や年々変動に重要な役割を担っていると考えられる。

#### 4.1.2 チベット高原の大気加熱

これまでの複数の研究で、チベット高原上空の大気加熱、及び、それによって生じる対流圏上層におけるチベット高原と周辺海洋地域の南北方向の温度勾配が、アジア夏季モンスーンの開始や (e.g., *He et al.*, 1987; *Ueda and Yasunari*, 1998; *Wu and Zhang*, 1998; *Duan and Wu*, 2005)、モンスーン期間中の雨量 (e.g., *Hsu and Liu*, 2003; *Duan et al.*, 2013) と密接に関連していることが示されてきた。

*Ueda and Yasunari* (1998) は、チベット高原上空の大気加熱が高原上空と周辺の海洋地域との間の温度勾配を強化し、下層のモンスーン循環を加速させて東南アジアモンスーンの急激な開始を引き起こすことを指摘した。*Duan et al.* (2013) は、1980年から2008年の長期にわたる地上観測データと数値モデルによるシミュレーションを解析し、顕熱の減少と春の間の雪解けが、中国における夏季の降水パターンを決定付け、さらにモンスーン循環の弱化にも大きく寄与していることを示した。

チベット高原上の大気加熱のプロセスも多くの既往研究によって解析されており、高原上の対流と大気加熱に強い関連性があることが明らかにされてきた。*Yanai et al.* (1992) や *Yanai and Li* (1994) によると、チベット高原の陸面を起源とする乾燥対流によって顕熱が輸送されることが、夏季の降水開始以前の大気加熱に重要な役割を果たしている。更に、凝結に伴う潜熱の解放が、降水開始以降のチベット高原東部における大気加熱の最大の熱源になっていることも示された。*Li and Yanai* (1996) は、チベット高原からの顕熱の輸送は、春季においても大気加熱に重要な役割を果たしており、南北方向の温度勾配の逆転を引き起こしてアジア夏季モンスーンの開始に繋がっていることを指摘した。更に *Ueda et al.* (2003) は集中観測機関 (IOP) の Global Energy and Water Cycle Experiment (GEWEX) Asian Monsoon Experiment (GAME) four-dimensional data assimilation (4DDA) (GAME-IOP) で得られたデータを解析し、5、6月頃のチベット高原東部の上空の大気は水蒸気の増加によって顕著に冷却されていることを指摘し、湿潤対流による凝結熱がプレモンスーン期からモンスーン期への移行に不可欠であることを示した。*Taniguchi and Koike* (2007) は、Coordinated Enhanced Observing Period (CEOP) Asia-Australia Monsoon Project on the Tibetan Plateau (CAMP-Tibet) (*Koike*, 2004) による地上観測データおよび衛星観測を用いて、積雲対流とそれに伴う日中の温位の上昇を分析し、モンスーン期の降水開始より前の4月にも強い雲活動があり、チベット高原上の大気加熱の主要な要因とな

っていることを発見した。特に、乾燥対流の届かない大気境界層より上層の加熱は、潜熱の解放によるものだとしている。

一方で、これらと矛盾する結果がいくつかの研究で示され、チベット高原上の加熱についてチベット高原外の熱源の寄与が新たに指摘されている。*Fujinami and Yasunari* (2001) は5月の中旬から6月中旬にかけて、積雲対流活動が弱まる‘休止期間’があることをGeostationary Meteorological Satellite (GMS)の輝度温度データを用いて示した。*Taniguchi and Koike* (2008) においても同じGMSデータを元に雲活動の休止期間の存在を補強的に示されており、また現地観測データや再解析データから、その期間の大気の状態は条件付不安定であるが、水蒸気が比較的少ないために積雲活動が抑制されていると結論付けた。更に *Tamura et al.* (2010) は、GMSデータおよびNational Centers for Environmental Prediction (NCEP)/National Center for Atmospheric Research (NCAR) reanalysis data (*Kalnay et al.*, 1996) (NCEP/NCAR 再解析データ) を使用して、1996 から 2006 年の期間の、アジアモンスーン域の総観規模の加熱プロセスを解析した。この研究からは、積雲活動の休止期間を含む5月から6月中旬にかけても、気圧高度 200hPa 付近の対流圏上層が明らかに加熱されており、対流による顕熱・潜熱輸送だけではこの時期の加熱が説明できないと指摘した。そして、再解析データの熱収支解析によって4月終わりから6月の中旬までの間、チベット高原の南西にハドレー循環や熱帯モンスーン循環に関連した下降流とそれに伴う断熱昇温があり、チベット高原の上空の大気加熱に密接に関連していることを示した。更に、数値シミュレーションによって、ベンガル湾付近の潜熱フラックスが対流圏上層の高気圧性循環を強化し、結果的にチベット高原上空の断熱昇温に重要な役割を果たしていることを明らかにした。以上のように、これまでの研究から、チベット高原上の大気は地表面からの顕熱・潜熱輸送と、対流圏上層の大気大循環に関連した断熱昇温によって暖められていることが示されてきた。

しかしながらこれまでのところ、チベット高原上空の大気加熱プロセスにおける、チベット高原の陸面からの熱とチベット高原外からの熱の相対的な割合について、その定量的な理解は得られていない。また、地域スケールと総観スケールのプロセスを関連付ける研究もなされていない。図 4.1a は、2008~2010 年の National Centers for Environmental Prediction Final (NCEP FNL) operational global analysis data による、チベット高原東部の Naqu (31.29N, 92.04E) と西部の Gaize (32.09N, 84.25E) 付近の上空 300hPa 気圧高度での気温の季節変化を示している。毎年5月から6月中旬にかけて気温が全体的に上昇し6月下旬と7月はほぼ横ばいとなる傾向を示しているが、比較的急激な下降が所々で見られることが分かる。このような全体的な大気の加熱と、その中で時おり生じる冷却のメカニズムにチベット高原がどの程度影響しているのか、大気大循環はどう影響しているのかもわかっていない。

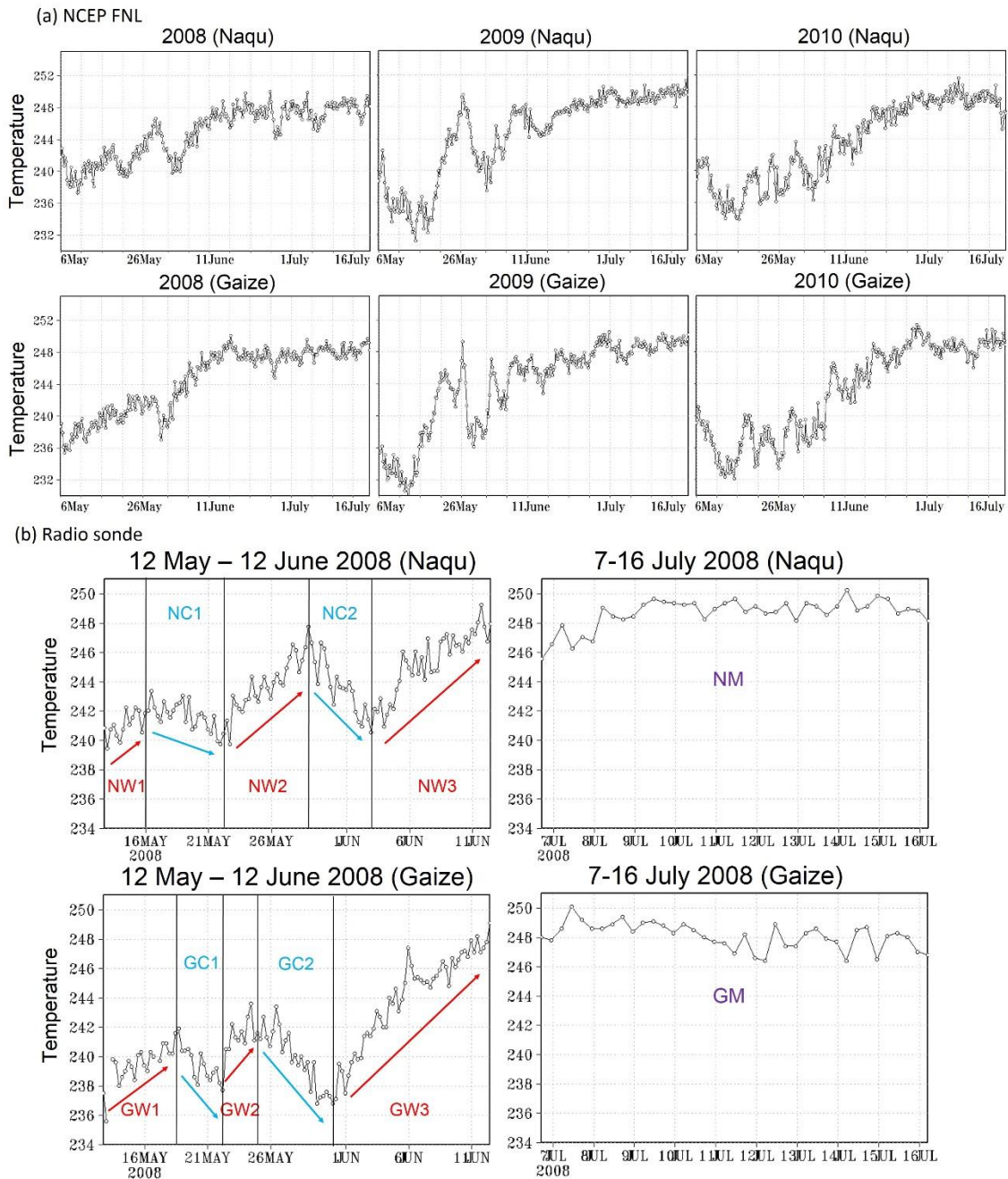


図 4.1 Naqu と Gaize の上空 300hPa 気圧高度における気温の時間変化。(a) NCEP FNL データによる 2008、2009、2010 年の 5 月から 7 月の気温変化 (b) ラジオゾンデによる 2008 年の 5 月 12 日から 6 月 12 日と 7 月 7 日から 16 日の気温変化。黒線で解析対象の各期間の境界を示した。

更に、気温の上昇のメカニズムとモンスーンとの関係が前述のように数多く研究されてきたが、既往研究の多くは水平解像度が 100~200km と粗い再解析データを用いており、代表的な空間スケールが数 km である対流・積雲活動の再現性が不十分である。対流の形成に

は地表面状態（地形、土壌水分、地表面温度や地表面フラックス）の細かな不均一性が非常に重要であるが、既往研究で用いられた再解析や数値シミュレーションでは地表面過程の表現も精度が低く、より現実的な現象の解析が必要である。実際、GAME-Tibet (Koike *et al.*, 1999) の研究によると、現業数値予報機関による客観解析にはエネルギーフラックスの時空間分布に大きなバイアスが存在することが示されており、より正確に大気加熱プロセスを理解するためには、地表面の水文過程をより現実的に高解像度で表現することが必要である。

本章では、チベット高原の東西で同時に長期にわたって実施したラジオゾンデの強化観測データに基づき、チベット高原上の大気加熱の鉛直構造を含む時空間特性を明らかにした上で、陸面データ同化システムのプロダクトを用いて、より現実に近い大気における加熱プロセスとその季節進行を熱収支解析によって詳しく解析する。そして総観規模の循環と関連づけながら、チベット高原上の大気加熱の鉛直構造とそのメカニズムを明らかにする。本解析には、熱収支を人工的に変えてしまう雲の同化は行わず、陸面の同化のみを行った解析データを用いる。

## 4.2 ラジオゾンデ観測による大気加熱の鉛直構造

1998 年、全球のエネルギー・水循環に対するアジアモンスーンの影響を調査することを目的とした集中観測が実施され、チベット高原にも複数の観測サイトが設置された (GAME-Tibet)。その後、GAME での観測サイトは CEOP の CAMP-Tibet に引き継がれ、更に 2005 年から 2009 年までは JICA-Tibet によって運営された。2008 年には、プレモンスーン期に含まれる (e.g., Lau and Yang, 1997)、5 月 12 日から 6 月 12 日まで、またモンスーン期にあたる 7 月 6 日から 16 日まで、JICA-Tibet により集中的観測が実施された (Zhang *et al.*, 2012)。この期間中には、Gaize (北緯 32.18 度、東経 84.03 度、海拔 4415 m) 及び Naqu (北緯 31.29 度、東経 92.04 度、海拔 4508 m) の二箇所の観測点から 1 日 4 回、05、11、17、23 UTC にラジオゾンデによる観測を行った。本研究では、上記のラジオゾンデのデータを用い、プレモンスーンからモンスーン初期にかけての実際の大気加熱の鉛直構造を解析した。

まず、プレモンスーン期にあたる 5 月 12 日から 6 月 12 日の期間とモンスーン期にあたる 7 月 7 日から 16 日のゾンデ観測について、図 4.1a と同様に 300hPa 気圧高度での温位の変化をみると (図 4.1b)、プレモンスーン期には NCEP FNL と同じように全体的に温位が上昇する中で、数日スケールの下降と上昇を繰り返している様子が見られる。Naqu では 5 月 13 日から 16 日、22 日から 29 日、6 月 3 日から 12 日は 300hPa での気温が上昇している期間であり、5 月 16 日から 22 日と 5 月 29 日から 6 月 3 日は下降している期間である。これらの期間を順に NW1、2、3 と NC1、2 とする。Gaize では、5 月 13 日から 18 日、22 日か

ら 25 日、31 日から 6 月 12 日は 300hPa での気温が上昇している期間であり、5 月 18 日から 22 日と 25 日から 31 日は下降している期間である。Naqu と同様に、順に GW1、2、3 と GC1、2 と記す。またモンスーン期の 7 月 7 日から 16 日 (Naqu についてを NM、Gaize についてを GM と記す) の両地点の気温変化はほぼ横ばいであり、これも NCEP FNL のデータの特徴と同じであった。観測期間を上記のように温位が上昇している期間 (上昇期) と下降している期間 (下降期)、そしてモンスーン期の 6 期間に分け (図 4.1b)、それぞれの地点におけるゾンデ観測による気温変化の鉛直分布を、プレモンスーン期全体に加えて、各期間 (NW1, NC1, NW2, NC2, NW3, NM, GW1, GC1, GW2, GC2, GW3, GM) について図 4.2 に示した。図 4.2 の気温変化の鉛直分布は大気加熱量の鉛直構造を表していると考えることができる。縦軸は気圧高度で、チベット高原の地表面は 600hPa 程度である。気圧高度 100hPa、標高で約 16500m 付近はこの時期では対流圏界面に相当し、これより上層は成層圏に含まれる (NCEP FNL データより)。

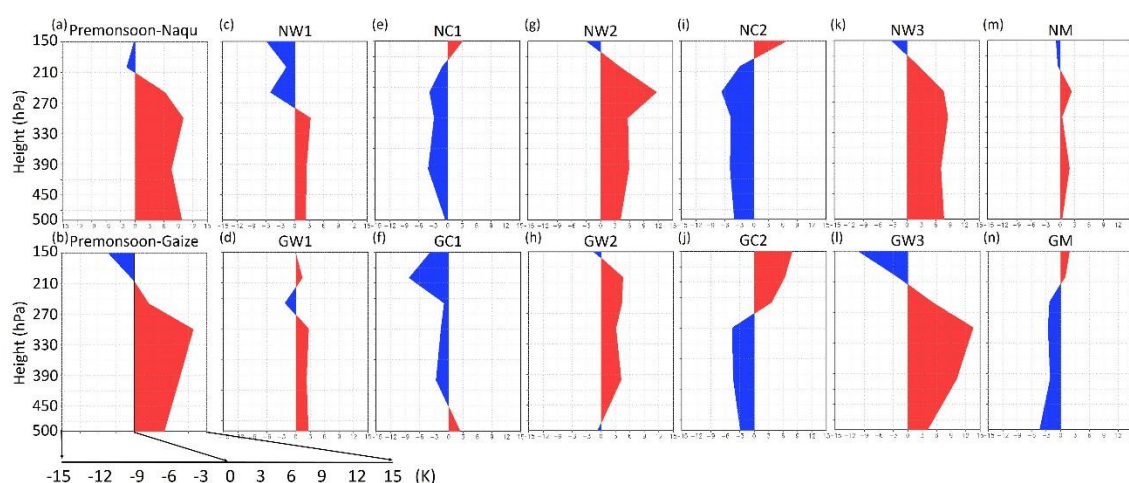


図 4.2 11UTC の気温の期間内の変化の鉛直プロファイル。(a,b) プレモンスーン期全体 (5 月 12 日から 6 月 12 日の 1 ヶ月間) (c~n) NW1, GW1, NC1, GC1, NW2, GW2, NC2, GC2, NW3, GW3, NM, and GM の各期間。上段は Naqu、下段は Gaize。

まず、プレモンスーン期全体を通しての気温変化の鉛直構造は、Gaize、Naqu の両地点で共通して、200hPa より下層では大気が強く加熱され、それより上層では冷却されていることを示している。しかし、プレモンスーン期を上昇期と下降期に分けると、大気加熱の鉛直構造は異なった特徴を見せることがわかる。

プレモンスーン期の上昇期では、プレモンスーン期全体と同様の加熱構造、すなわち地表付近から 200hPa 付近までが加熱され、その上は冷却されるという特徴を示している。一方、プレモンスーン期の冷却期の加熱構造は、プレモンスーン期の上昇期のそれを反転したような構造になっている。200hPa より下層が冷却され、上層では太熱が生じている。



前述のように、既往研究では対流圏上層の加熱に総観規模の断熱下降による昇温が、チベット高原上空の顕著な昇温に寄与していることが示されたが、それだけでは実際の気象においてプレモンスーン期の上昇期に 200hPa より上層が冷却されているメカニズムが説明できない。ここに示した観測結果は気象の加熱・冷却メカニズムを、対流圏下層、中層に加えて上層においてもより詳細に解析する必要性を示している。

モンスーン期の NM、GM では、300hPa の気温変化は僅かであり加熱（冷却）量もプレモンスーン期と比較して小さいが、気温が上昇している NM ではプレモンスーン期の上昇期と似通った加熱の鉛直構造になっており、200hPa 付近を境に下層が加熱、上層が冷却されている。反対に気温が下降している GM では、プレモンスーン期の下降期と同様の加熱の鉛直構造になっている。ラジオゾンデのデータからは、加熱量の大小以外にプレモンスーン期とモンスーン期の加熱構造に大きな違いは見られなかった。

既往研究とラジオゾンデの観測結果から、以下のような疑問が生じる。プレモンスーン期の上昇期において、200hPa 付近までの層の加熱とその上層の冷却はどのようなメカニズムで生じているのか。プレモンスーン期の下降期の加熱と冷却のメカニズムは何か。プレモンスーンとモンスーン期の加熱メカニズムは同じなのか。これらの疑問に答えるためには、解析データを用いた、より詳細な解析が必要である。以下では、衛星観測データを同化した解析データを用いて、プレモンスーン期、モンスーン期のチベット高原上の気象加熱の熱収支解析を行った結果を示す。またメソスケールと総観スケールの現象との関連も含めて議論する。

### 4.3 陸面データ同化システムのアウプットを用いた熱収支解析

本解析では、気象モデル ARPS を結合した陸面データ同化システム、LDAS-A (*Rasmy et al. 2011*) を利用した。LDAS-A は、本研究で開発したシステムと同じ基本構造である。数値実験の対象領域は、図 4.3 に示した、ラジオゾンデの観測地点である Naqu と Gaize を中心とする、約 400km 四方の二つの領域、対象期間は 2008 年 4 月 21 日から 7 月 17 日までの約三ヶ月である。



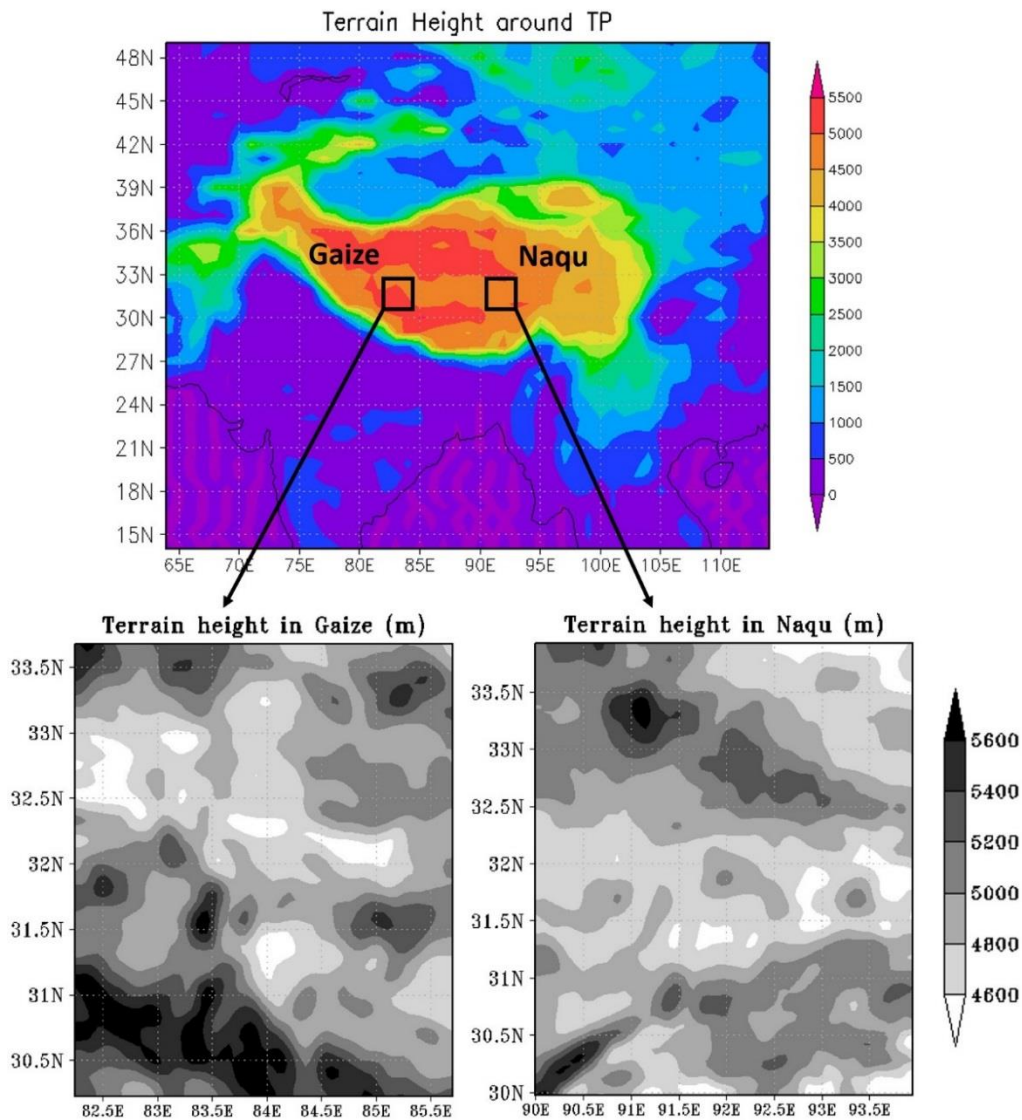


図 4.3 対象領域 (Naqu と Gaize)

空間解像度は水平方向が緯度経度共に 0.05 度、鉛直方向に 90 層、計算タイムステップは 6 秒に設定した。NCEP FNL データを初期値と境界値に使用した。土壌タイプ、地表面被覆、植生タイプのパラメータデータは [ftp://aftp.fsl.noaa.gov/divisions/frd-laps/WRFSI/Geog\\_Data](ftp://aftp.fsl.noaa.gov/divisions/frd-laps/WRFSI/Geog_Data) から得られる。また、総観スケールの解析には同じ NCEP FNL データを用いた。

熱収支解析は、温位の次元で表される以下の熱収支式を用いて行った。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -(u, v) \cdot \nabla \theta - \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} + \frac{1}{C_p} \left( \frac{1000}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}} (Q_l + Q_e + Q_r)$$

ここで、 $\theta$ は温位、 $u$ と $v$ はそれぞれ経度方向、緯度方向の風速、 $p$ は気圧、 $\omega$ は鉛直方向の気圧風速である。 $C_p$ と $R$ は乾燥大気の等圧比熱と気体定数、そして $Q_l$ 、 $Q_e$ 、 $Q_r$ は潜熱、乱流渦の鉛直輸送、放射に起因する加熱の項である。熱収支式の左辺は全加熱量を示し、右辺の第一項が水平移流、第二項が鉛直輸送、第三項は *Yanai et al.*, (1973)、*Yanai et al.*, (1992) によって定義された非断熱加熱の項 $Q_1(\text{m}^2/\text{s}^3)$ に対応している。

熱収支式の各加熱要素（水平移流、鉛直移流、非断熱加熱）を、陸面データ同化システムのアウトプットから算出する。 $Q_1 (= Q_l + Q_e + Q_r)$ と $Q_l$ についてはそれぞれ以下の式で求められる。

$$\frac{1}{C_p} \left( \frac{1000}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}} Q_1 = \frac{\partial \theta}{\partial t} + (u, v) \cdot \nabla \theta + \omega \frac{\partial \theta}{\partial p}$$

$$\frac{1}{C_p} \left( \frac{1000}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}} Q_l = -\frac{1}{C_p} \left( \frac{1000}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}} \times L \left( \frac{\partial q}{\partial t} + (u, v) \cdot \nabla q + \omega \frac{\partial q}{\partial p} \right)$$

$L$ は水蒸気の凝結熱を示す。放射による加熱はモデル変数となっており、乱流渦の輸送の項は、非断熱加熱全体からの残差として

$$Q_e = Q_1 - Q_l - Q_r = -\frac{\partial \overline{h' \omega'}}{\partial p}$$

と解釈できる。 $h = C_p T + gz + Lq$ は湿潤静的エネルギー、 $g$ は重力加速度である。

熱収支式が表すように、全加熱量は、水平移流、鉛直移流、潜熱、乱流渦の輸送、放射による5つの加熱形態で決まっている。しかし、以下ではチベット高原陸面（約600hPa）にごく近い層を除いた、550hPaから150hPaまでの間の加熱を解析対象としており、本実験での解像度では陸面付近の乱流輸送による加熱の寄与はほとんどないと考えられる。鉛直方向90層の解像度に設定しているため、鉛直方向の熱輸送は、サブグリッドスケールの乱流による輸送（ $Q_e$ ）よりも、グリッドスケールの平均風が主に担っている

$$\left( -\omega \frac{\partial \theta}{\partial p} \right)。$$

#### 4.4 陸面データ同化システムによる大気加熱の鉛直構造

本節では、4.2節の観測結果から生じた疑問に対応させながら、陸面データ同化システムのアウトプットを用いて行った熱収支解析の結果について述べる。プレモンスーン期の

上昇期の代表として NW2 と GW2、下降期の代表として NC2 と GC2、そしてモンスーン期の NM と GM に絞り、期間による各加熱要素の鉛直構造とそのメカニズムの違いを総観スケールの現象と絡めて議論する。

#### 4.4.1 プレモンスーン期の上昇期の加熱メカニズム

プレモンスーン期の上昇期のうち、NW2 と GW2 を例に加熱メカニズムを分析する。図 4.4 は、NW2 の期間、Naqu 周辺の東経 90.5 度から 93.5 度で平均した加熱率 (K/h) 緯度高度断面図である。図 4.5 は GW2 についての同様の図で、東経 82.5 度から 85.5 度で平均した加熱率を示している。図 4.4 と 4.5 の a から e はそれぞれ全加熱 ( $\frac{\partial \theta}{\partial t}$ )、鉛直移流

( $-\omega \frac{\partial \theta}{\partial p}$ )、潜熱加熱 ( $\frac{1}{c_p} \left(\frac{1000}{p}\right)^{\frac{R}{c_p}} Q_l$ )、水平移流 ( $-(u, v) \cdot \nabla \theta$ )、放射 ( $\frac{1}{c_p} \left(\frac{1000}{p}\right)^{\frac{R}{c_p}} Q_r$ ) による加熱を示している。Naqu、Gaize の全加熱量の鉛直プロファイルのパターンはラジオゾンデによる観測結果と良く一致しており (図 4.2g と 4.2h、Naqu と Gaize の観測地点の緯度は、それぞれ北緯 31.29 度と 32.18 度)、各高度の全加熱量で比較した相関係数と RMSE は表 4.1 に示した通りであり、どの期間においても高い相関を示している。これより、陸面データ同化システムのアウトプットは、現実の大気加熱の鉛直構造を精度良く再現しており、これを用いた熱収支解析の結果も、加熱メカニズムの解析に使用するのに十分な精度があると考えられる。

	GW2	GC2	GM	NW2	NC2	NM
相関係数	0.8125	0.6840	0.7994	0.8376	0.8591	0.8828
RMSE	0.0200	0.0309	0.0047	0.0189	0.0184	0.0057

表 4.1 全加熱量 (K/h) についてのラジオゾンデと陸面データ同化システムの結果の相関係数と RMSE

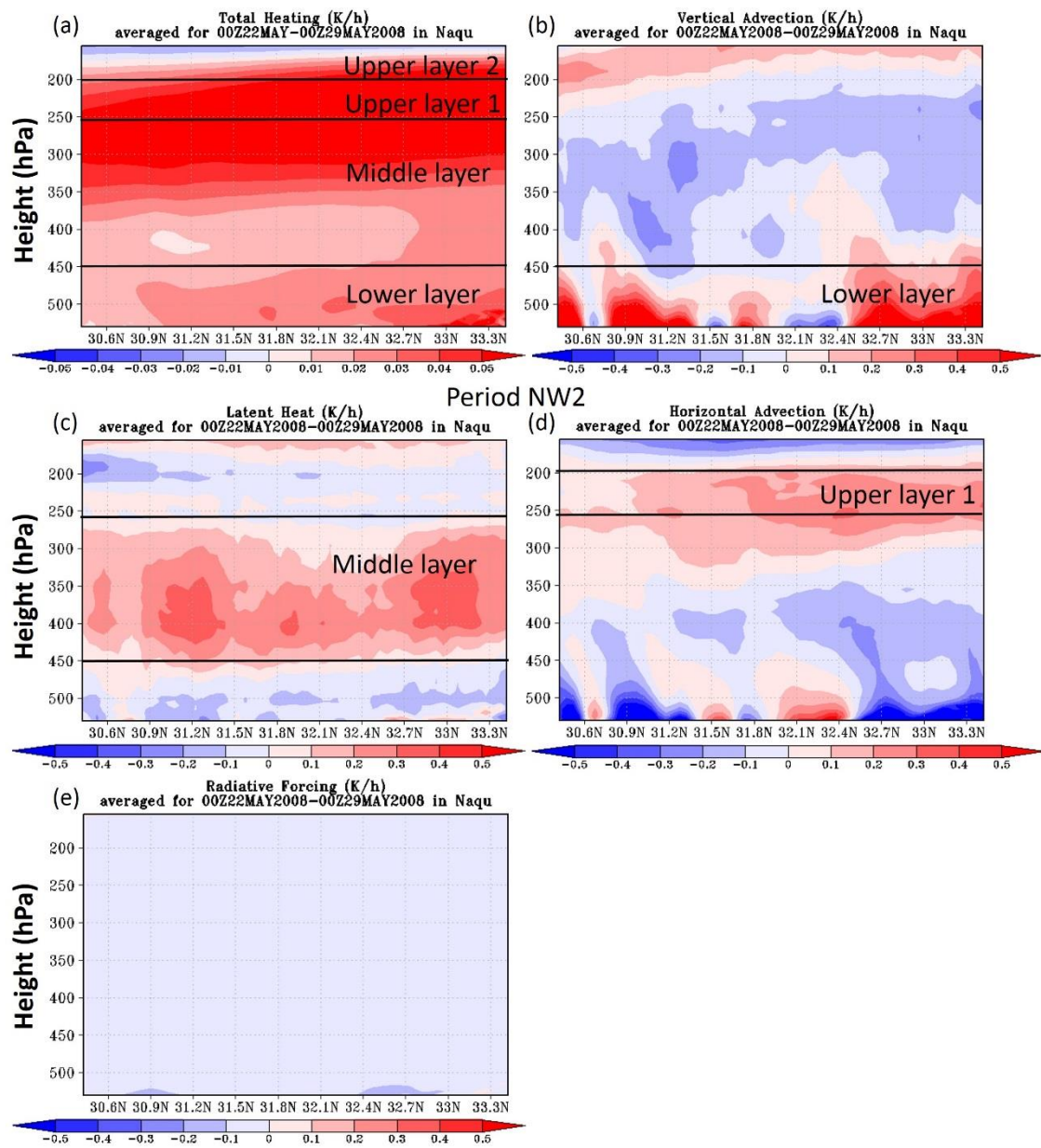


図 4.4 NW2 の期間、東経 90.5 度から 93.5 度で平均した加熱率の緯度高度断面  
 (a) 全加熱 (b) 鉛直移流 (c) 潜熱加熱 (d) 水平移流 (e) 放射

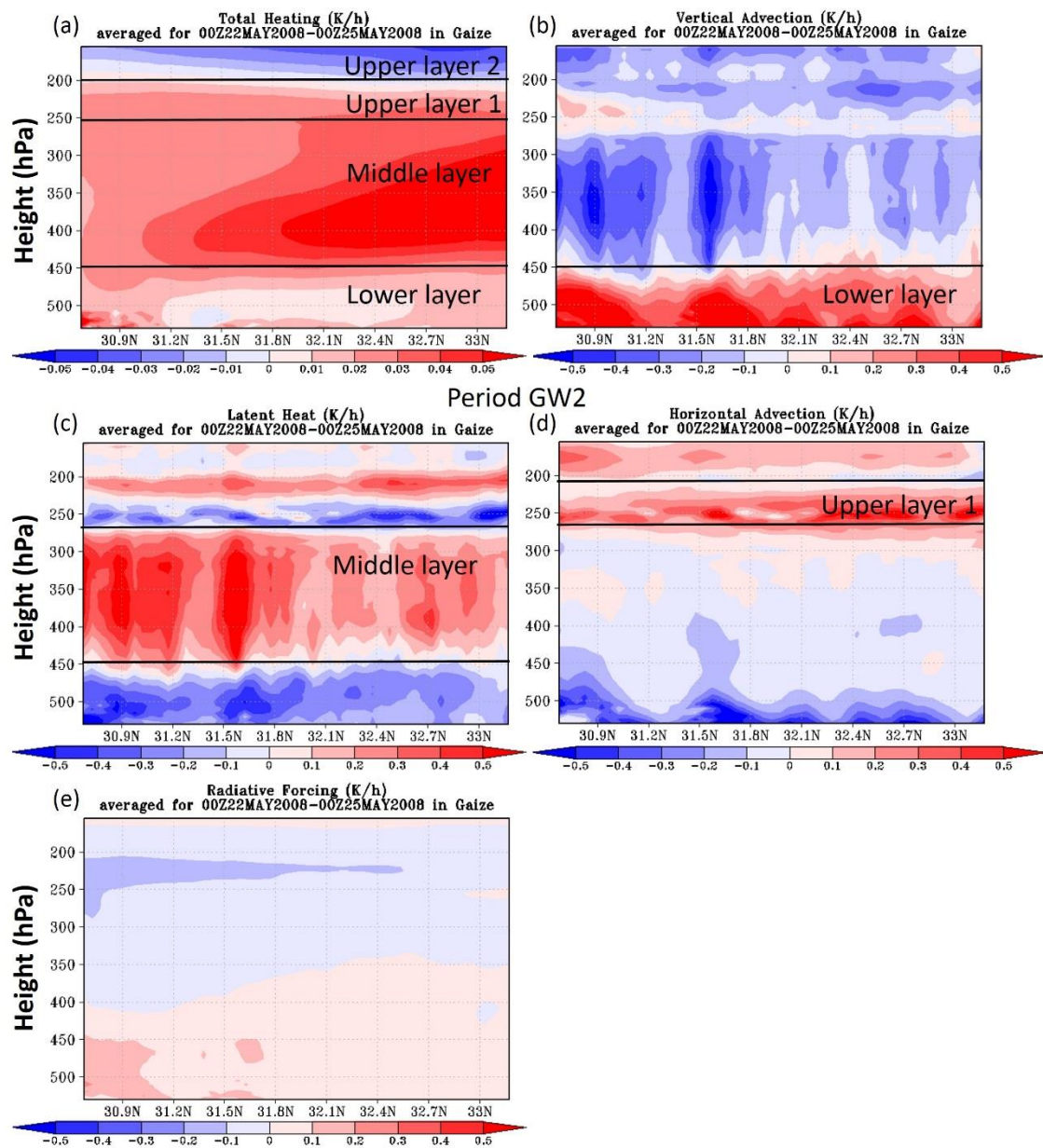


図 4.5 GW2 の期間、東経 82.5 度から 85.5 度で平均した加熱率の緯度高度断面  
 (a) 全加熱 (b) 鉛直移流 (c) 潜熱加熱 (d) 水平移流 (e) 放射

放射による加熱率（図 4.4e と 4.5e）は他の加熱要素と比べて小さく、均一であり、以下の加熱メカニズムの議論には含めない。

ラジオゾンデの観測結果によると、200hPa より下層は二つの観測サイトで共に強く暖められ、加熱層を形成していた。熱収支解析の結果も同様に、全加熱率は 200hPa より下層で強い加熱を示しているが、各加熱要素に分けてみると 200hPa 以下の層は主要な加熱要因によって三層に分けられることがわかる。Naqu では、450hPa より下層（以降では



単に下層と記す)は鉛直移流によって加熱され、450 から 250hPa (以降、中層)では潜熱による加熱が支配的である。250hPa から 200hPa (以降、上層 1)は水平移流による加熱が生じている。Gaize でも同様の三層構造が見られる。

まずは、下層の鉛直移流と中層の潜熱について述べる。チベット高原には乾燥対流と湿潤対流の 2 種類の対流が存在し、乾燥帯流は雲形成を伴わない、大気境界層内の浅い対流で、湿潤対流は、活発な雲活動を伴い、対流圏上層まで達する深い対流である

(Taniguchi and Koike, 2007)。図 4.6 は NW2 の期間 Naqu で平均した仮温位と相当温位の日周変化である。仮温位の日周変化からは、8UTC に大気境界層が最も発達し、450hPa の高度に達していることが分かる。この高度は、鉛直移流による加熱の層と一致しており、乾燥対流による顕熱の輸送が下層の加熱の主な要因であることが明らかである。Chen et al. (2013) は、チベット高原の大気プロファイルの観測データを分析し、チベット高原では低地に比べて大気混合層がより高く発達しており、最大で海拔高度 9km 程に達することを示した。乾燥対流による顕熱輸送が下層を暖めているという結果は、Chen et al. (2013) の結果にも合致するものである。

他方で相当温位の日周変化からは、湿潤対流の不安定層の上端が 250hPa まで達しており、潜熱によって加熱されていた中層の高度とほぼ一致することがわかる。この一致は、湿潤対流の雲活動による潜熱の輸送が中層を加熱していることを意味している。

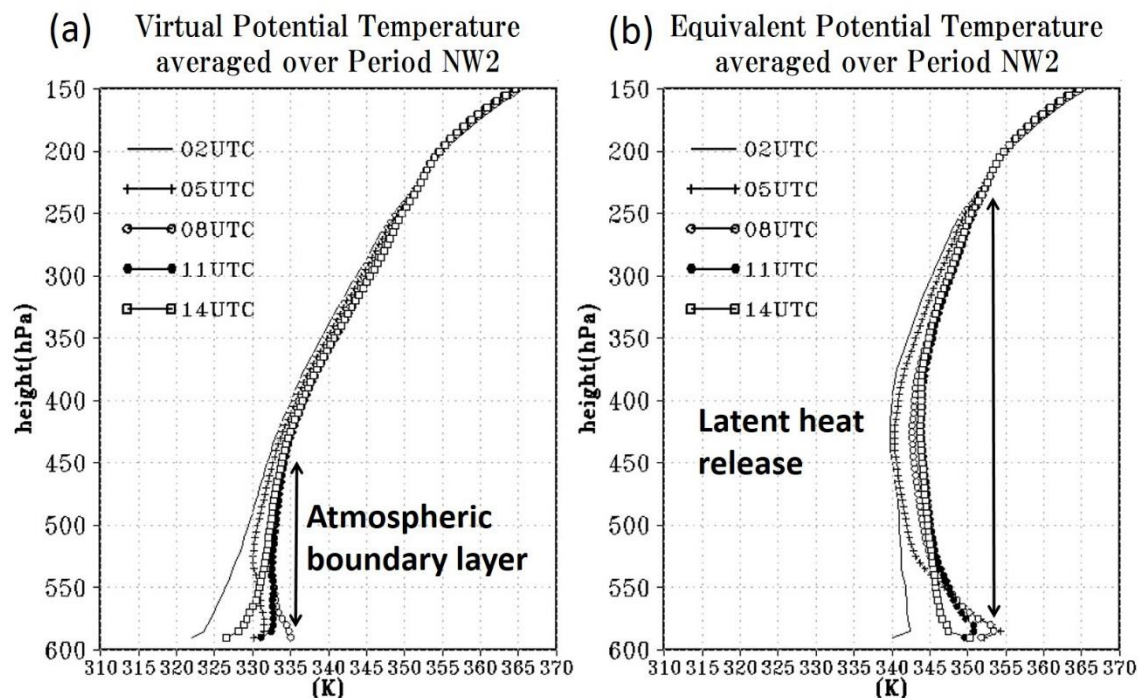


図 4.6 NW2 の期間、Naqu の領域内で平均した仮温位と相当温位の日周変化

期間 GW2 の Gaize においても同様の仮温位、相当温位の日周変化が見られ、乾燥滞留の顕熱輸送による下層の加熱、湿潤対流の潜熱輸送による中層の加熱は、チベット高原の東西の両地点で共通していた。

温位の鉛直勾配が負 ( $\frac{\partial\theta}{\partial p} < 0$ ) の高度で上昇風が生じている ( $\omega < 0$ ) 場合、鉛直移流の項 ( $-\omega \frac{\partial\theta}{\partial p}$ ) は負となるが、中層では鉛直移流の項が負で大気を冷却しており、潜熱による加熱を一部相殺して、そのバランスで全加熱率が決まっている。

以上の結果は、地域スケールの対流による、チベット高原の陸面付近からの顕熱、潜熱の輸送が 250hPa までの高度を広く加熱していることを示している。Yang *et al.* (2004) は、チベット高原上の対流は、山谷循環と降水の蒸発による冷却に強く関連していること得を示し、Taniguchi and Koike (2007) は、雲活動は特に山地で活発に生じ、その影響が次第に谷へ広がると指摘した。本解析ではこれらの特徴に一致した結果を示している。例えば、Naqu の対象領域 (図 4.3) では東西方向に伸びる二つの山脈が北 (北緯 30.7 度付近) と南 (北緯 33 度付近) に位置しているが、顕熱と潜熱による加熱は山地の存在する緯度付近で大きく (図 4.4b と 4.4c)、局地的な山谷循環によって、山地での対流活動が活発になっていることを示している。

250 から 200hPa の上層 1 では、Naqu、Gaize で共に水平移流が主要な加熱要素になっている。顕熱と潜熱の輸送による加熱と異なり、水平移流による加熱は、チベット高原の陸面ではなく、チベット高原外に熱源を持っている。図 4.7 はチベット全域を含む総観スケールの 250hPa 高度の水平断面で、NCEP FNL データのジオポテンシャル高度と水平風速 (図 4.7a) と温度の移流 (図 4.7b) の 5 月 22 日から 29 日の平均値を示している。この期間は NW2 と GW2 の両方の期間を含む。また、Naqu (東部) と Gaize (西部) の位置を黒丸で示してある。

図 4.7a からチベット高原上の水平風速は強い南西風となっていることが分かる。また図 4.7b では、チベット高原の上空に顕著な暖気の移流が見られる。これらは、対流圏上層の強い南西風に乗って、暖かい大気がチベット高原の上空、南西の方向から流入してきていることを示している。この結果は、チベット高原の南西の対流圏界面の下部でハドレー循環やベンガル湾の潜熱解放に関連した断熱下降による昇温が生じ、チベット高原上空の加熱に影響していることを示した Tamura and Koike (2010) や Tamura *et al.* (2010) の結果と一致している。

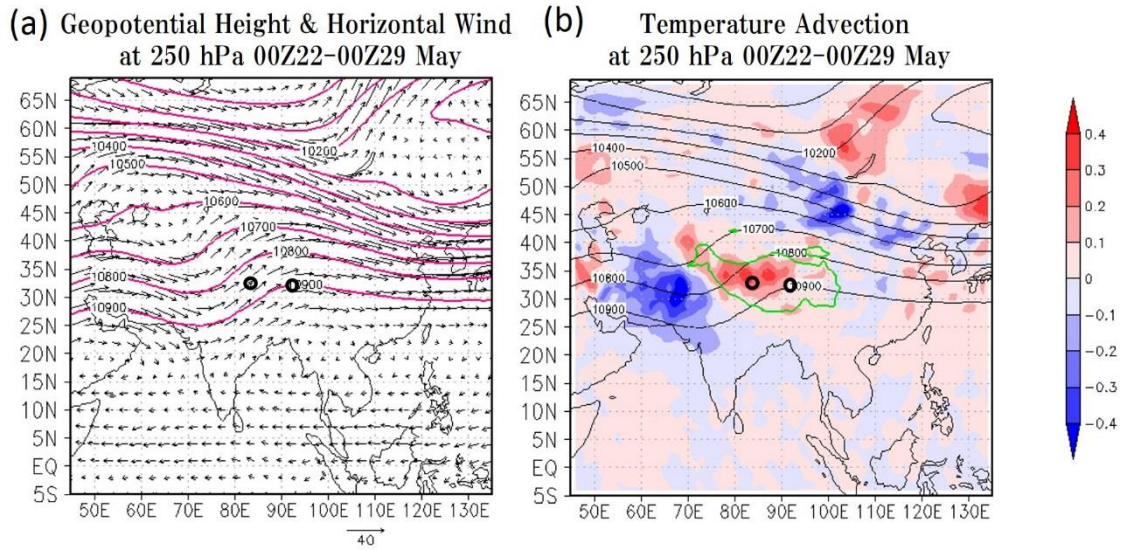


図 4.7 チベット全域を含む総観スケールの 250hPa 高度の水平断。5 月 22 日から 29 日で平均した NCEP FNL データ。黒丸は Naqu と Gaize の位置。

(a) ジオポテンシャル高度と水平風速 (b) 温度の移流

200hPa より更に上層（以降、上層 2）では、ラジオゾンデでも陸面データ同化システムの結果でも正味で大気は冷却されている（図 4.2g、4.2h と 4.4a、4.5a）。Naqu の各加熱要素の鉛直構造からは、上層 2 では水平移流と潜熱の吸収が主に大気を冷却している。Gaize では上昇流による断熱冷却が主に冷却要因となっている。更に、全加熱量のプロファイルからは確認できないが、250hPa 付近が潜熱吸収によって顕著に冷却されている。すなわち、Naqu と Gaize で共に潜熱の吸収による冷却層が存在する。全加熱量で見た場合は、200hPa 付近が加熱層と冷却層の境界となっていたが、各加熱要素に分けた見た場合、加熱メカニズムは 200hPa の高度で分けることができない（以降では、上層 1 と上層 2 を合わせて上層と記す）。上層では潜熱による冷却層と加熱層が互い違いに重なっている。図 4.5c と 4.5d を比較すると、潜熱による冷却層と水平移流による加熱層が対応していることがわかる。反対に潜熱による冷却層は水平移流による加熱が弱い、もしくは冷却されている層と対応している。これは、暖気の水平移流が潜熱による加熱層に影響を及ぼしていることを示している。

図 4.8a は Naqu の領域に含まれる東経 91 度の緯度経度断面における、9UTC の風速（ベクトル）と雲・降水粒子の混合比（黒の等値線）と潜熱（カラー）、水蒸気 0.00005kg/kg の等値線の 9UTC 以降の 1 時間毎の変化（カラーの等値線）である。図 4.8b は Gaize についての 4.8a と同様の図である。図 4.8a では降水を伴う雲活動と潜熱の解放が北緯 30.7 度、32 度、33 度付近に見られ、特に北緯 33 度の雲活動は 200hPa の高度に達しており、雲域の直上で潜熱が吸収されている。水蒸気の等値線の変化によると、雲域の上部の周辺、特に風下側で水蒸気が雲形成後に増加しており、雲域の上部で雲の蒸発が起こ



っていることを示している。図 4.8b では、北緯 30.9 度、32.1 度付近に 200hPa に達する雲活動が見られ、雲域の上部に潜熱吸収による冷却域が広がっている。水蒸気の等値線の変化は、よりはっきりと雲域周辺の上層での水蒸気の増加を示している。上層での潜熱の吸収の要因は、雲の蒸発以外になく、雲粒子が雲域の上部に広がり、蒸発し、大気が冷却されたことを示している。水平移流によって上層の大気が強く加熱されている場合は雲の蒸発が促進されるため、水平移流による加熱層と潜熱による冷却層が対応しており、反対に水平移流が弱い場合は、積雲対流が 200hPa より高くまで発達し、潜熱による加熱が生じることがわかる。結果的に、上層の正味の加熱量は、潜熱の解放と吸収、水平移流による加熱の強さ、そして断熱冷却のバランスで決まっている。

プレモンスーン期の上昇期の加熱メカニズムについての以上の解析より、下層は顕熱輸送、中層は潜熱輸送による加熱が卓越し、上層では水平移流と潜熱の解放による加熱と、断熱上昇と潜熱の吸収による冷却が寄与していることが明らかになった。正味の加熱量としては 200hPa が加熱層と冷却層の境界になっていたのは、上層 1 では水平移流による加熱が、上層 2 では断熱冷却と潜熱吸収が卓越していたためである。同様のメカニズムは他の上昇期 (NW1, GW1, NW3, GW3) でも確認された。

*Fujinami and Yasunari (2001)* and *Taniguchi and Koike (2008)* は、GMS データによる輝度温度の日周変化から、雲活動の活発度の指標を定義し、5 月から 6 月中旬にかけて、雲活動の休止期間があると指摘した。*Taniguchi et al. (2012)* では、同様の休止期間が 2008 年にも見られると述べている。しかし、本研究の結果から、衛星観測に基づいて雲活動の休止期間に雲活動が活発でないと判断されたのは、上層の暖気の水平移流が強く、雲の蒸発が盛んに起こっていたためと考えられ、対流・雲活動自体は活発であった可能性を示している。

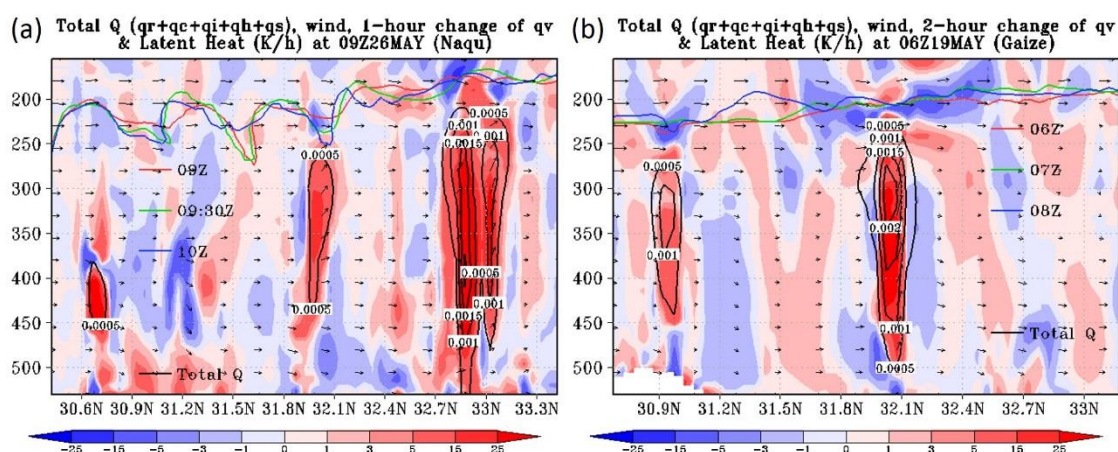


図 4.8 9UTC の風速 (ベクトル) と雲・降水粒子の混合比 (黒の等値線) と潜熱 (カラー)、9UTC 以降の 1 時間 (b では 2 時間) 毎の水蒸気 0.00005kg/kg の等値線の変化 (カラーの等値線) の緯度経度断面。(a) 5 月 29 日 9UTC、Naqu (b) 5 月 19 日 6UTC、Gaize

#### 4.4.2 プレモンスーン期の下降期の加熱メカニズム

ラジオゾンデによる、下降期の全加熱量の鉛直プロファイルは、上昇期のそれを反転したような構造になっていた。図 4.9 と 4.10 は NC2 と GC2 についての図 4.4 と同様の図である。陸面データ同化システムの結果も、全加熱量の鉛直構造を良く再現している。

図 4.9 と 4.10 からは、各加熱要素の鉛直構造は上昇期と似た特徴を示していることがわかる。下層と中層ではそれぞれ顕熱・潜熱輸送が卓越し、上層では暖気の水平移流、潜熱吸収による冷却、断熱冷却が寄与している。総観スケールの 250hPa における水平風速とジオポテンシャル高度からは、上昇期と同様に、チベット高原南西部からの大気の流れが見られる (図 4.11a)。更にチベット高原の上空には、よりはっきりとした暖気の移流が確認できる (図 4.11b)。しかし、NW2 や GW2 の加熱率の図と比較して、Naqu における上昇流による断熱冷却と Gaize における中層での冷気の水平移流が強い。この違いが正味の加熱プロファイルを反転させていると考えられる。

再び 300hPa の気温変化の図 (図 4.1) を見ると、Naqu では 5 月末から 6 月初めに気温が下降、Gaize では 5 月下旬に気温の下降が見られる。寒気が西から東に移動していることは、大気冷却が総観スケールの現象の影響によるものであることを示唆している。

図 4.12 は、300hPa 気圧高度面の気温とジオポテンシャル高度を 5 月 27 日から 6 月 3 日まで順に示している。黒丸で示したのが Naqu と Gaize の位置である。5 月 27 日に寒気を伴う気圧の谷がチベット高原の西部に位置している。偏西風の蛇行は徐々に東進し寒気はチベット高原に近づき、5 月 30 日には Gaize に、6 月 1 日には Naqu に寒気が張り出している。6 月 1 日には寒気は Gaize を通り過ぎ、Naqu には 6 月 3 日まで留まっている。下降期の加熱量の鉛直プロファイルは、偏西風の蛇行に関連する総観スケールの大気場の影響を受けた結果、上昇期と異なる特徴を示している。Taniguchi and Koike

(2007) も、総観スケール大気場がチベット高原上の大気加熱に重要な影響を及ぼすことがあることを示している。

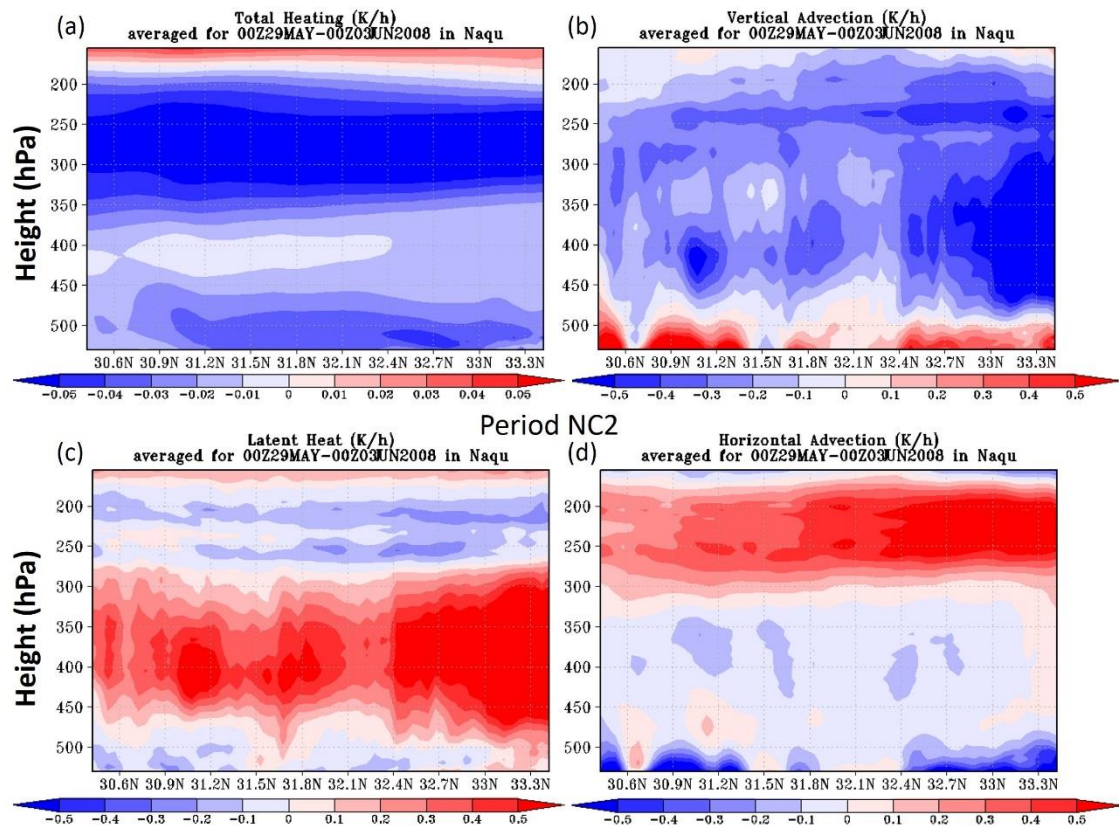


図 4.9 NC2 の期間、東経 90.5 度から 93.5 度で平均した加熱率の緯度高度断面  
 (a) 全加熱 (b) 鉛直移流 (c) 潜熱加熱 (d) 水平移流



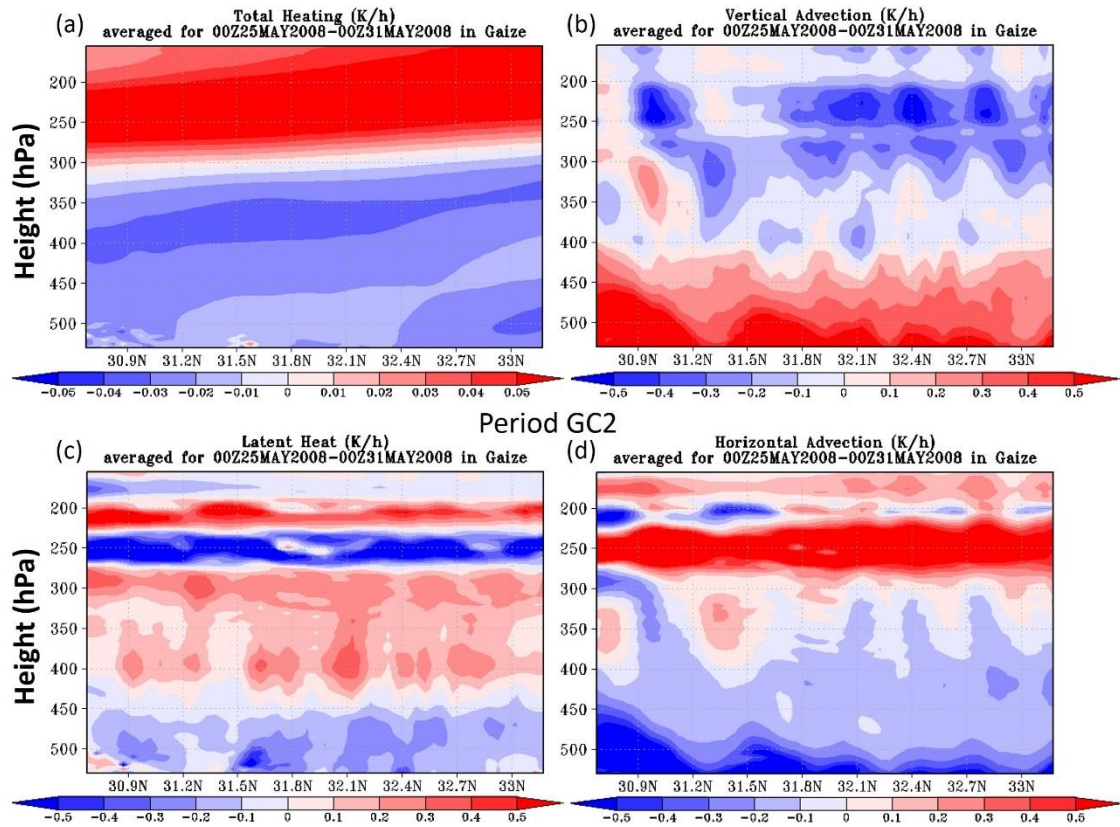


図 4.10 GC2 の期間、東経 82.5 度から 85.5 度で平均した加熱率の緯度高度断面  
 (a) 全加熱 (b) 鉛直移流 (c) 潜熱加熱 (d) 水平移流

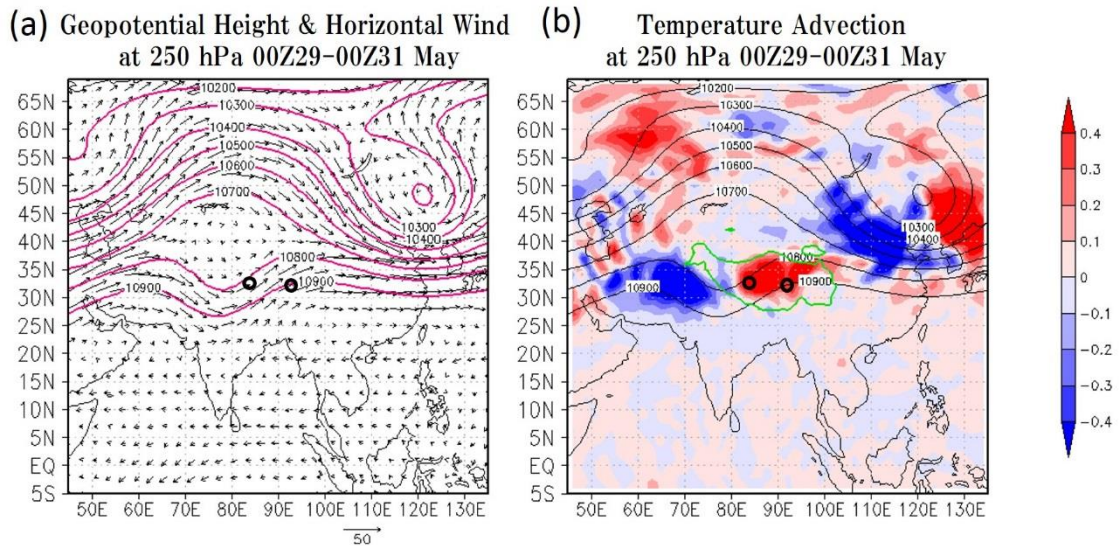


図 4.11 チベット全域を含む総観スケールの 250hPa 高度の水平断。5 月 29 日から 31 日で平均した NCEP FNL データ。黒丸は Naqu と Gaize の位置。  
 (a) ジオポテンシャル高度と水平風速 (b) 温度の移流



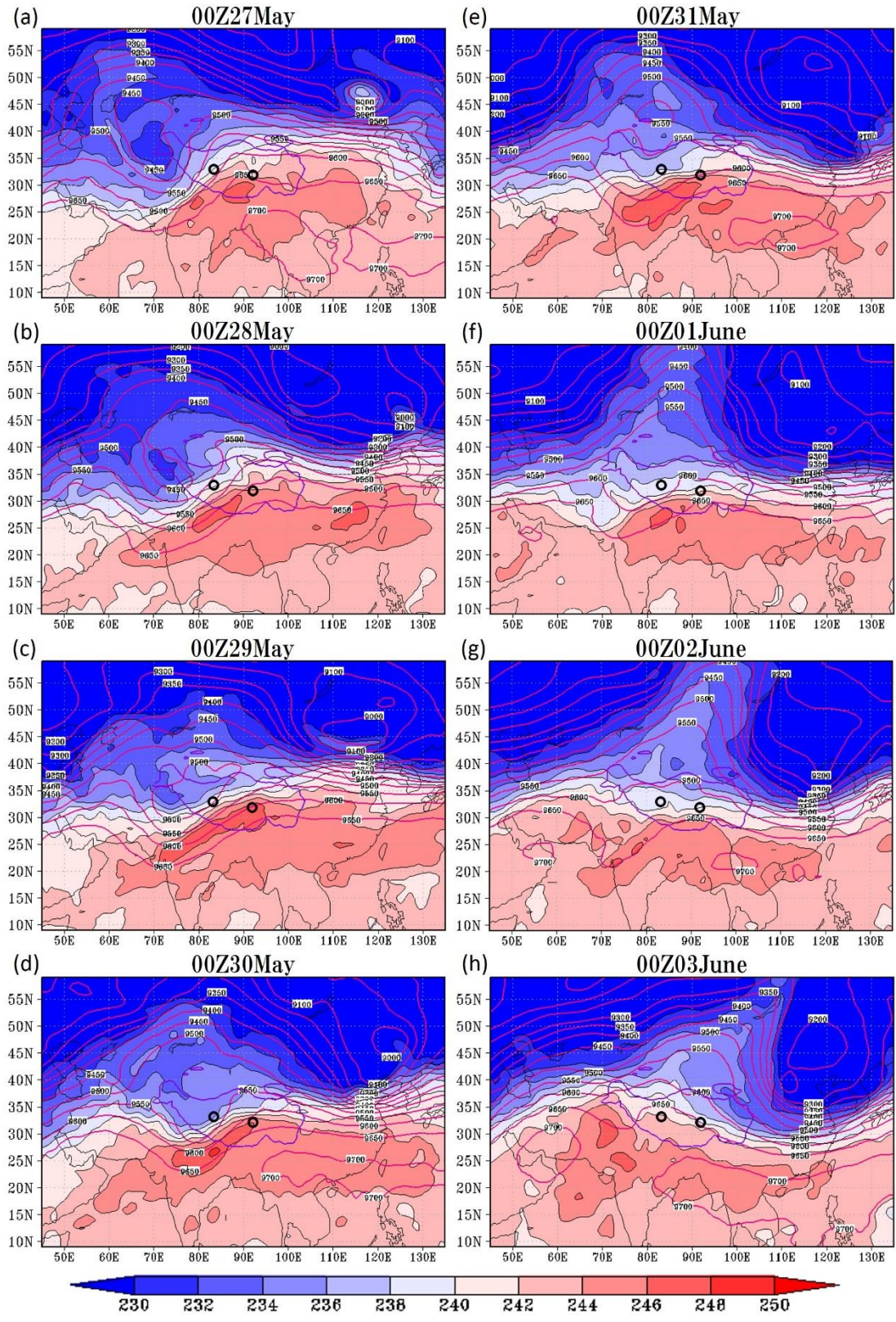


図 4.12 5月27日から6月3日の300hPa気圧高度面の気温とジオポテンシャル高度

#### 4.4.3 モンスーン期の加熱メカニズム

ラジオゾンデの観測結果からはプレモンスーン期とモンスーン期の加熱の鉛直構造に大きな違いは見られなかった。図 4.13 と 4.14 は、NM と GM についての図 4.4 と同様の図である。

モンスーン期でも下層はプレモンスーン期と同様に顕熱輸送によって主に加熱されている。潜熱による加熱の層は、プレモンスーン期より高く、200hPa まで達している。仮温位の日周変化によれば (図 4.15)、プレモンスーン期と同様に、大気境界層が 450hPa 程度まで発達しているが、相当温位の日周変化からは、積雲対流の不安定層が 150hPa まで達しており、プレモンスーン期に比べてより高い高度まで不安定になっている。

モンスーン期の上層の加熱は、プレモンスーン期のものとは大きく異なり、水平移流による加熱がかなり弱まっている。この期間の総観スケールの大気場をみると、プレモンスーン期と異なり、チベット高気圧の形成によって南西風が妨げられ、チベット高原上空の暖気の移流がなくなっていることがわかる (図 4.16)。これによって、上層の水平移流による加熱は、総観スケールの大気場によって決まっていることが確認できる。プレモンスーン期には水平移流による加熱が強い層と、潜熱の吸収による冷却層が対応しており、暖気が雲の蒸発を促していると結論付けたが、モンスーン期では、水平移流の加熱層がなくなり、同時に潜熱の冷却層も確認できなくなっており、結論を裏付ける結果になっている。雲活動は 200hPa より高い層まで達し、潜熱が広く大気を加熱しているが、上昇流による断熱冷却に相殺され、正味の加熱量は小さい。

モンスーン期の全加熱量の鉛直プロファイルは、Naqu ではプレモンスーン期の上昇期と似ており、Gaize では下降期と似ている。この違い (プロファイルの反転) は、プレモンスーン期の下降期と同様に、総観スケールの大気場が影響した結果である。図 4.17 は 7 月 9 日から 15 日までの間の 2 日毎の、300hPa 気圧高度面における気温とジオポテンシャル高度を示している。7 月 11 日以降、寒気を伴う偏西風の蛇行がチベット高原西部に僅かにかかっており、これが大気を冷却していると考えられる。しかしながら、モンスーン期の加熱はプレモンスーン期に比べて非常に弱いため、加熱プロファイルに影響しているのは僅かな総観場の変化である。

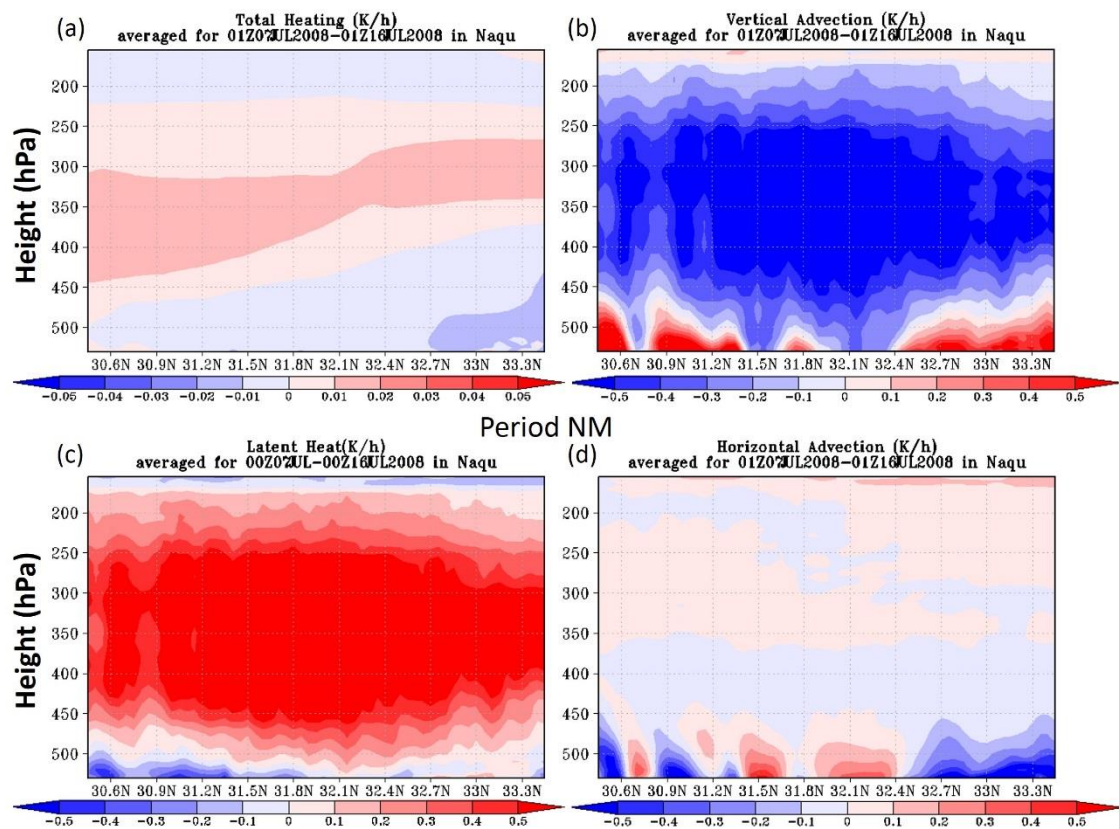


図 4.13 NM の期間、東経 90.5 度から 93.5 度で平均した加熱率の緯度高度断面  
 (a) 全加熱 (b) 鉛直移流 (c) 潜熱加熱 (d) 水平移流



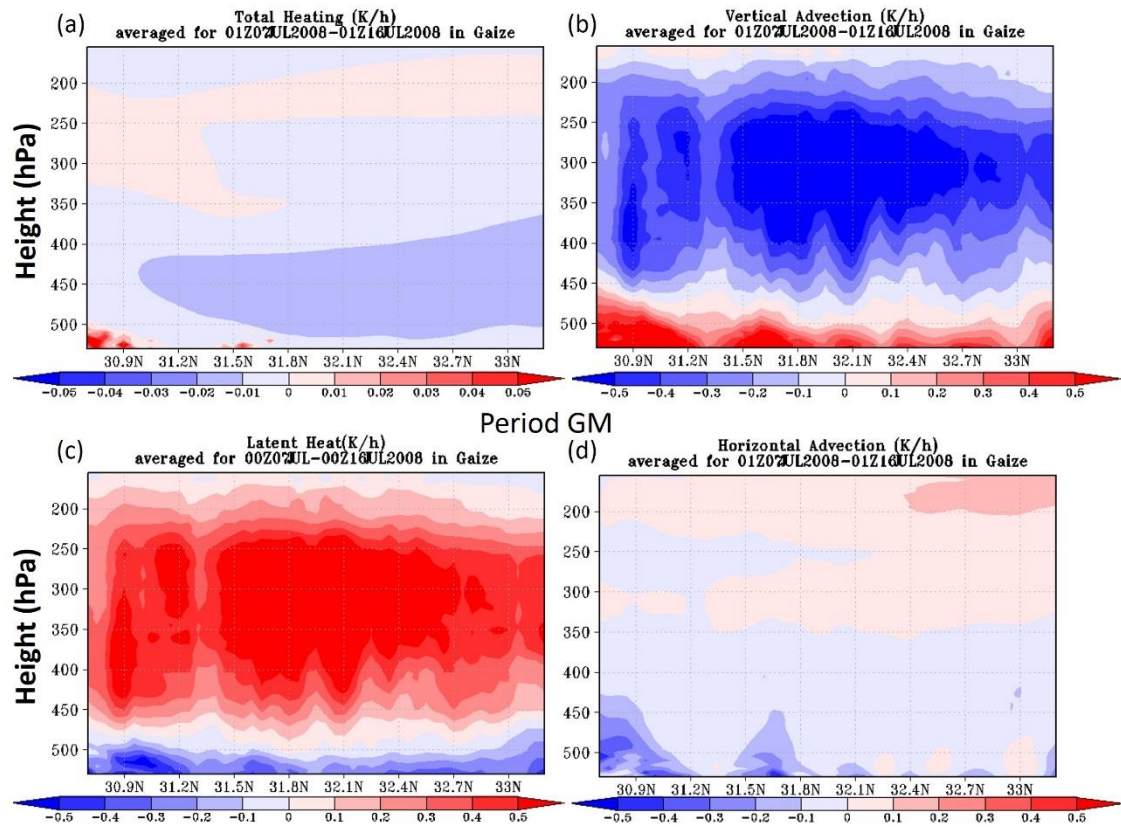


図 4.14 GM の期間、東経 82.5 度から 85.5 度で平均した加熱率の緯度高度断面  
 (a) 全加熱 (b) 鉛直移流 (c) 潜熱加熱 (d) 水平移流

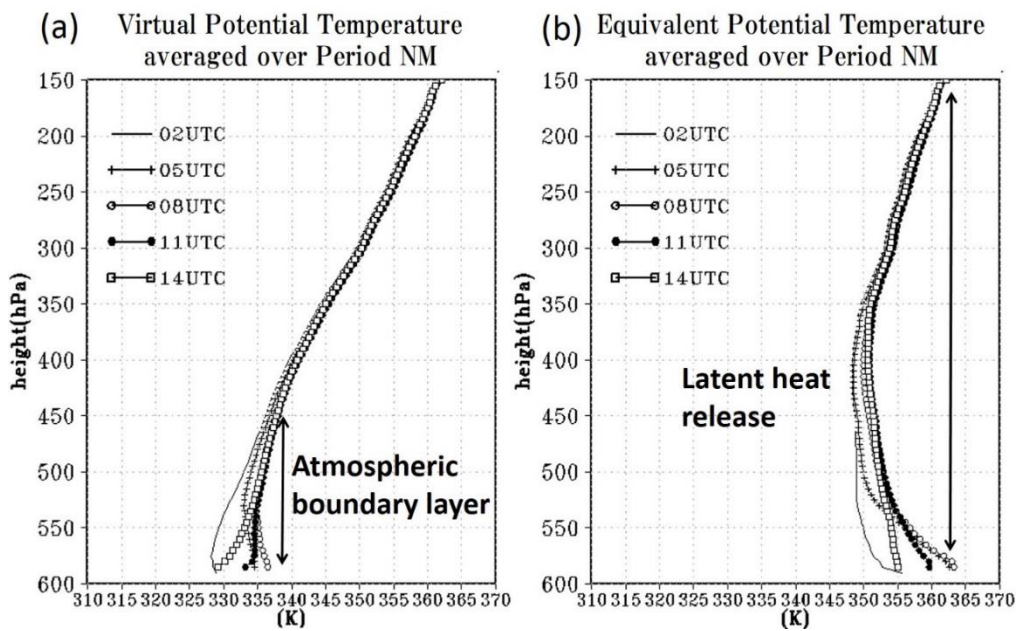


図 4.15 NM の期間、Naqu の領域内で平均した仮温位と相当温位の日周変化



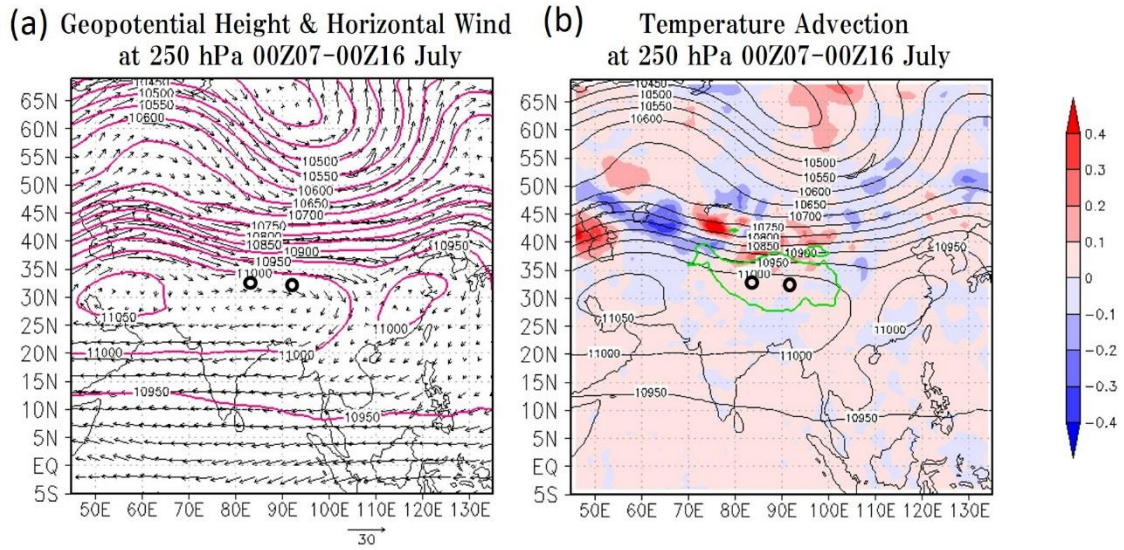


図 4.16 チベット全域を含む総観スケールの 250hPa 高度の水平断。7 月 7 日から 16 日で平均した NCEP FNL データ。黒丸は Naqu と Gaize の位置。

(a) ジオポテンシャル高度と水平風速 (b) 温度の移流

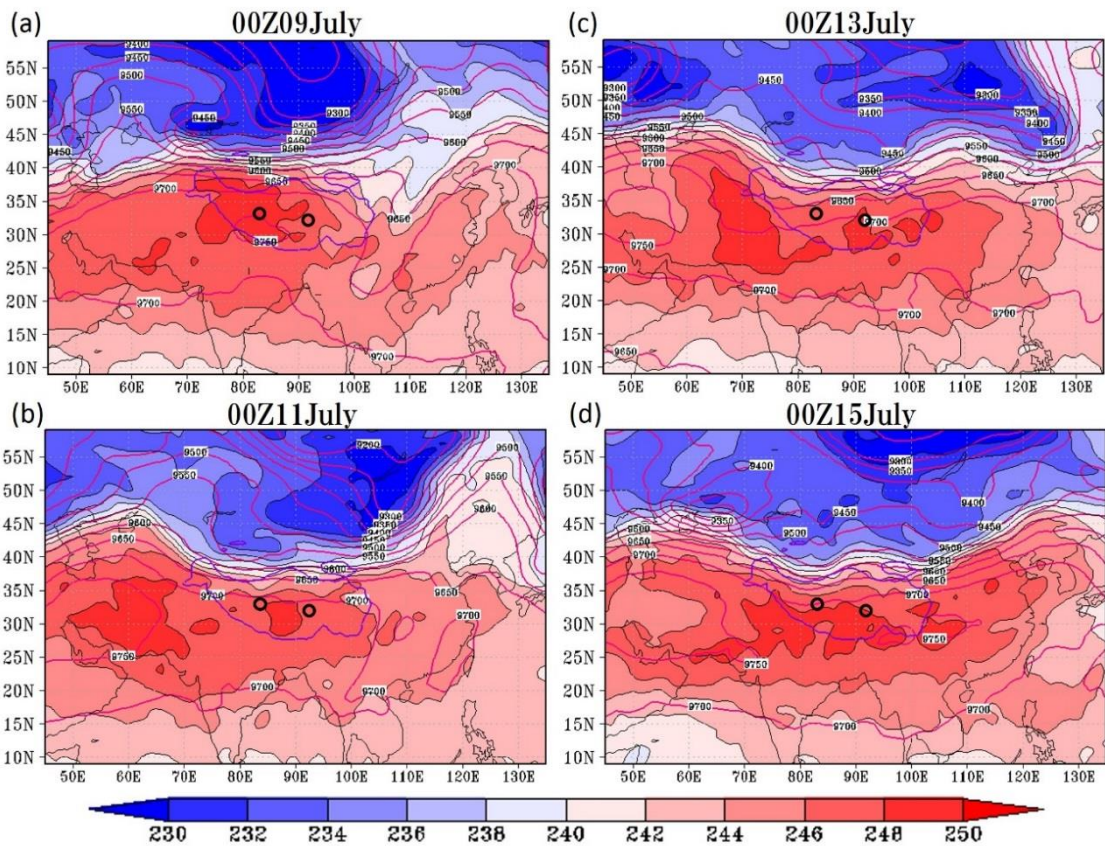


図 4.17 7 月 9 日から 7 月 15 日の 2 日毎の 300hPa 気圧高度面の気温とジオポテンシャル高度

## 4.5 まとめと議論

本章では、ラジオゾンデの観測結果と陸面データ同化システムのアウトプットを用いた熱収支解析を行い、プレモンスーン期からモンスーン期にかけてのチベット高原上の大気加熱プロセスの鉛直構造を明らかにした。また、大気加熱に影響を与える総観スケールの現象との関連も示した。

具体的には、以下の4つのことが明らかになった。

- (1) プレモンスーン期には、300hPa 気圧高度における気温が上昇している期間と下降している期間があり、それぞれの期間の加熱量の鉛直プロファイルは、互いを反転したようになっている。すなわち、上昇期では 200hPa 気圧高度を境に、下層が加熱、上層が冷却されており、下降期では下層が冷却、上層が加熱されているということが分かった。モンスーン期の加熱量の鉛直プロファイルは、加熱量が小さいことのほかに、プレモンスーン期と大きな違いは見られなかった。
- (2) 熱収支解析の結果、プレモンスーン期の上昇期には、加熱プロセスの鉛直構造は三層構造を成しており、450hPa より下層は顕熱、450 から 250hPa は潜熱、250hPa より上層は水平移流が主に大気を加熱していることが分かった。顕熱と潜熱はチベット高原の陸面付近から局地的な対流活動によって輸送されている一方、水平移流の熱源はチベット高原の南西部にあり、総観スケールの大気循環が影響している。更に、上層では雲の蒸発による冷却や、断熱冷却も寄与しており、正味の加熱・冷却量はこれらの相対的なバランスで決まっている。
- (3) プレモンスーン期の下降期では、各加熱要素の鉛直構造は上昇期と似ているが、総観スケールの大気循環によって寒気が東進する影響で、全加熱量のプロファイルが反転する。
- (4) モンスーン期の加熱プロファイルは、全加熱量で見るとプレモンスーン期と大差はないが、各加熱要素に分けると違いがはっきりする。特に、上層の水平移流による加熱はチベット高気圧の形成と共に南西風が妨げられることから、モンスーン期では顕著に弱まっている。反対に潜熱輸送による加熱がより高い層まで達し、加熱プロセスの鉛直構造は顕熱と潜熱の二層構造に変わる。

以上、本解析の結果は、この時期のチベット高原上の大気加熱の全体像を与えるもので

あり、特に、250hPa 以上の上層まで広く大気を加熱する顕熱と潜熱の存在は、チベット高原の陸面の重要性を改めて示す結果となった。同様の加熱プロセスの鉛直構造とその季節進行は、他の年（2004 から 2010 年）の同じ時期でも確認できた（付録参照）が、年々変動の詳細な解析は行っておらず、今後、年による大気加熱とチベット高原の陸面状態の変化の関連を解析することで、チベット高原の陸面の重要性を確認する必要がある。

## 第5章 まとめと結論

本研究は、水管理の最適化という課題に向けて、大気 - 陸面結合データ同化システムの開発と適用を通して、豪雨の短期予測精度の向上と降水の季節予測に繋がる基礎的な解析研究を行った。本章では、本論文をまとめるとともに、今後の展望を述べる。

第1章は本論文の序章として、研究全体の背景と、降水の短期予測・季節予測に向けての基礎的研究の背景、それらに用いた大気 - 陸面結合データ同化システムが基づく思想について述べた。水資源管理や水害の規模を左右する貯水池操作の決定は、降水予測の精度に依るところが非常に大きい。水管理という視点から重要な降水予測は、洪水の直接の要因である豪雨の予測だけでなく、季節的な降水の傾向、インフラ整備の観点では何十年先の将来予測までもが含まれる。しかし、いずれのスケールの降水予測についてもその信頼性は実用的なレベルにまだまだ達していない。その精度の向上を妨げている主要な要素は異なり、短期予測には初期値、特に雲・降水システムの生じる位置についての初期値が、そして季節予測や将来予測については、境界値や方程式を解くモデルの表現そのものが重要である。降水の予測について、両者の向上のための鍵となる共通の要素が陸面の再現性である。また、水管理の効率化という課題が最も重くのしかかっているのは、高度な観測網を持たないような地域であり、そういった地域にも適用できるような、衛星観測を用いたシンプルな手法の開発を念頭に置き、本研究では、衛星観測を用いた大気 - 陸面結合データ同化システムを開発・適用し、豪雨予測に重要な初期値の作成と季節予測の向上に繋がる基礎的研究を行った。

第2章では、大気 - 陸面結合データ同化システムを構成する各要素、データ同化アルゴリズム、放射伝達モデル、大気モデル、陸面モデルと、システムのコントロールを行うメインプログラムであるカップラーについて、その基となる理論や基礎方程式などについて述べ、本システムに採用した手法やモデルについては、その詳細な説明を加えた。本システムが採用している CALDAS システムのカップラーによる統括的なシステムコントロールは、各モデルが著しく発展し続けている現在、システムの長期的な価値を高め、柔軟な構成を実現するために非常に重要である。カップラーによるシステムの流れ、実際に使う際の手順などについても第2章で述べた。

第3章では開発したシステムの陸面データ同化の性能を、大気 - 陸面相互作用の強いチベット高原に適用して評価し、続いて、豪雨の再現性の評価を関東の豪雨事例を対象に行った。チベット高原での陸面データ同化実験では、地上観測・ゾンデ観測との比較の結果、土壌水分の再現性の大幅な改善、陸面過程を通じた熱フラックスの日周変化の再現性の向上とそれに伴う地表面付近の水蒸気量の改善が確認できた。アンサンブル・カルマンフィルタによる土壌水分の同化では、アンサンブルスプレッドも適切な大きさになり、アンサンブル

が誤差の広がりをもっとよく表現していた。同化をしていない実験の結果と比べれば、土壌水分の時間変化は非常に良くなっているものの、観測からの多少のずれは見られる。またエネルギーフラックスや大気プロファイルについては改善が見られたものの、その影響は限定的である。1 地点の観測と 5km 解像度のデータ同化結果の比較であることがその要因の一つであるが、モデルや同化システム自体にも改善の余地は多く存在する。また、同化によって改善した土壌水分は、大気モデルからの誤った降水によって再び観測から離れてしまうため、陸面のみでの同化では限界がある。

豪雨を対象にした雲の同化実験については、高精度な陸面状態を背景情報として用いることで、陸上の雲の微弱なマイクロ波放射を抽出し、予測モデルの雲の初期値として重要な情報を与えることに成功した。その結果、雲の分布が適切に表現されるとともに、雲が生成する降水も適切な位置に生じた。陸面の同化は完全な陸面状態を与えるものでは決してないが、陸上の雲を観測する際の背景情報としては、妥当な正確性が得られていることが示された。雲と雲域内の水蒸気・温位の同化によって、雲の同化で適切な位置に生成された雲・降水システムの継続がある程度表現され、降水強度は観測と同程度にまで改善した。しかし、それでもなお実際と比べると雨が短時間に降り終わってしまう傾向が強い。この改善には、雲・降水システムを長続きさせるメカニズムである水蒸気の継続的な供給が重要である。水蒸気の供給は、本研究で改善された雲域での収束や上昇流だけでは表現できない。このような局所的な収束・上昇流は雲・降水システムの形成のきっかけとしては非常に重要であるが、個別のシステムが大きく発達し、長く継続するには、大規模な水蒸気や風の場の条件が重要である。条件が揃うことで、個別の雲・降水システムは周辺に新しい雲・降水システムを生み、何倍もの時間に渡って降水をもたらす複合的な雲・降水システムとなる。大規模な大気場を再現するには、水蒸気や風、温度などの広域での同化が必要となる。こういった大気場は現業モデルの高度な同化システムで既に常時作成されている。今後、本研究で提案する、降水の位置の再現性に焦点を置いた同化手法が洗練され、現業の予測モデルのような高精度な広域大気場を再現するモデルと共に用いられれば、降水の継続時間も更に改善し、雲の位置と、それに続いて生じる降水の情報を予測モデルに取り込むことが可能となり、洪水予測に活用できる強力な降水予測情報を生み出すことができるようになることが期待される。また、WRFDA を活用すれば、研究レベルでも大気場の再現性を向上させることができるため、本研究で提案する同化手法に加えて、大気場が改善されることでどの程度、降水・豪雨の予測が向上するかを示しながら、本手法を発展させていきたい。

また、生成される雲水量と降水量の関係は雲微物理スキームにも大きく左右されるが、雲水量の観測データは少ないため、その関係はあまり理解されておらず、その評価は本システムの今後の課題の一つである。中北ほか (2009) では、ビデオゾンデによる観測で降水粒子を含む雲内部の、雲・降水粒子の鉛直分布を調べ、融解層より上には霰や氷が主に分布し、融解層内には雪が、そして融解層より下には雨が分布しているといった特徴的な粒子の鉛直分布を明らかにした。このように、本来、雲内部では雲微物理過程によって複雑で不均一

な粒子の分布が形成されており、分布によって降水強度や降水パターンも変化する。本システムでは雲・降水粒子の中で雲水量しか同化していない上に、鉛直分布も予め決まった放射線を用いている。大気モデルの雲微物理スキームがどのような鉛直構造の雲を再生できるかも含め、今後観測を活用して、鉛直構造と降水強度やパターンの関連を明らかにし、水平分布だけではなく鉛直分布の再現も向上させていきたい。現在、雲水量に関連した観測データは非常に限られており、本システムの雲水量やその鉛直分布を含めた再現性が向上して、将来的には雲水量の再解析データを提供できるようになることが望まれる。

第4章では大気-陸面データ同化システムを解析研究に利用し、降水の季節予測精度向上の基礎となる、チベット高原上の大気加熱についての理解を深めた。チベット高原の大気加熱メカニズムは、アジアモンスーンなどの広域の気候システムとの関連が強く、その理解にはチベット高原の高い標高とその陸面の役割が非常に重要であるとされている。ここでは、大気内の熱エネルギーの保存を崩さないために、大気-陸面データ同化システムで陸面のデータのみを同化し、チベット高原のプレモンスーン期からモンスーン期にかけての熱収支解析を行った。集中観測期間のラジオゾンデによる実際の大気の気温変化や加熱プロセスのプロファイルと比較しながら、チベット高原上の加熱メカニズムの鉛直構造の定量的な理解を得た。得られた主な知見は、以下の4つである。(1) プレモンスーン期からモンスーン期のチベット高原上は単調に加熱されているのではなく、数日スケールの気温上昇と下降を繰り返しながら全体を通して加熱されており、加熱のプロファイルが、気温の上昇期と下降期で反転したようになっていること。(2) プレモンスーン期の加熱メカニズムは、450hPaより下層は対流による顕熱輸送、450から250hPaは潜熱輸送、250hPaより上層は総観場に関連した水平移流が主に大気を加熱しており、3層構造を成していること。そして上層では雲の蒸発による冷却も同時に生じていること。(3) 下降期に加熱プロファイルが反転するのは、偏西風の蛇行の進行に伴う寒気の影響を受けていること。(4) モンスーン期には、チベット高気圧の形成に伴って、上層の風場が変化して水平移流妨げられるとともに対流がより発達し、加熱プロファイルは顕熱・潜熱輸送の2層構造になるということが明らかになった。

この結果はチベット高原のプレモンスーン期からモンスーン期にかけての大気加熱の全体像を与えるものであり、顕熱・潜熱がチベット高原の陸面を起源とする対流に輸送されることで、上空200hPa程までを広く加熱しており、チベット高原上の大気加熱へのチベット高原の陸面と対流の寄与が非常に大きいということが改めて示された。また上空の加熱にはチベット高原外からの熱が重要であり、メソスケール、総観スケールの現象による加熱が共に寄与していることが分かった。対流、活発な雲活動が生じるには、山谷地形のような細かい凹凸や、土壌水分の不均一性が重要であり、これらを正確に表現せずにチベット高原の加熱やアジアモンスーンの強さを精度良く予測することは出来ないと考えられる。しかし、今回の解析は対象地域の大気加熱メカニズムを理解するに留まり、その年々変動とアジアモンスーンなど大規模な気候システムの変動との関連はみていない。また、チベット高原の

南端に位置するヒマラヤ山脈は、下層のモンスーン循環に伴う南西風を上昇させ、大量の降水を形成すると共に強い加熱を伴うが、今回の対象はチベット高原内部であり、ヒマラヤ山脈上の加熱との関連や加熱強度の比較などは行っていない。今後、チベット高原の陸面状態、大気加熱、そして総観場の気候システムの年々変動を、より広域を対象に比較することで、季節的な降水傾向を決定する複数の要因の中で、チベット高原やアジアモンスーンの変動が寄与する程度を評価し、アジアモンスーンの季節予測に繋げることが課題となる。

以上のように、本研究では水管理の最適化に向けた降水予測向上の基礎研究として、短期予測を向上させる同化システム・手法の提案と気候システムの季節予測に関連する解析研究を行った。将来的には、各スケールの予測の向上を結びつけ、陸面過程の重要性を考慮したモデル改良とそれによる適切な季節予測、そしてその季節予測に基づいた短期予測の統合的な利用で、水管理に資する貯水池の最適操作と信頼性の高い洪水予測・警報システムの実現を目指していきたい。



## 謝辞

指導教官である河川／流域環境研究室教授の小池俊雄先生には、研究のことは何も分からない学部生の頃から約 6 年間、学生として私を受け入れ、温かいご指導を続けてくださり、心から感謝しております。非常に寛大で、常に正しい方向へと導いて下さる小池先生の下で研究を行い、博士論文を仕上げることができたことをとても光栄に思います。

副査を引き受けてくださった独立行政法人海洋研究開発機構の木村富士男先生、都市工学専攻の花木啓祐教授、海岸・沿岸環境研究室の田島芳満教授、大気海洋研究所の芳村圭准教授、総合研究機構の平林由希子准教授には、本論文の作成にあたり非常に貴重なご助言やご指導を賜りました。

河川／流域環境研究室の知花武佳准教授、辻本久美子助教、Rasmy MOHAMED 特任准教授には、研究指導や研究生活上の数多くの有益なアドバイスを頂きました。河川／流域環境研究室の多くのスタッフの方々には、研究を行う上で欠かせないデータやコンピュータの環境整備やセミナーの開催、観測の指導など、多くのご支援を頂きました。河川／流域環境研究室の学生の皆さんとは、学会に共に参加し、勉強会などを開催して様々な議論を重ねることができ、研究室生活がより有意義なものになりました。

気候変動適応研究推進プログラム (RECCA) の「気候変動に適応する河川・水資源地域管理システムの開発」課題のメンバーの皆様には、修士課程の頃からプロジェクトを通して実践的なご指導・ご協力を頂くことができ、とても貴重な経験をすることができました。

これまでの研究にお力添えくださった全ての方に、感謝申し上げます。

そして最後に、私を最もそばで支え、励まし、協力し続けてくれた両親、祖母、亡き祖父、新しく家族になった夫、そしてもうすぐ誕生するわが子への、最大級の感謝をここに述べたいと思います。



## 参考文献

1. Beljaars, A. C. M., P. Viterbo, M. Miller, and A. Betts, 1996: The anomalous rainfall over the United States during 1993: Sensitivity to land surface parameterization and soil moisture anomalies. *Mon. Wea. Rev.*, 124, 362-383.
2. Bergthorsson, P. and B. Doos, 1955: Numerical weather map analysis. *Tellus*, 7, 329-340.
3. Boussetta, S., T. Koike, K. Yang, T. Graf, and M. Pathmathevan, 2008: Development of a coupled land-atmosphere satellite data assimilation system for improved local atmospheric simulations. *Remote Sensing of Environment*, 112(3), 720-734.
4. Charney, J., M. Halem, and R. Jastrow, 1969: Use of incomplete historical data to infer the present state of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 26, 1160-1163.
5. Chen, X., Anel JA, Su Z, de la Torre L Kelder H, et al., 2013: The Deep Atmospheric Boundary Layer and Its Significance to the Stratosphere and Troposphere Exchange over the Tibetan Plateau, *PLoS ONE* 8(2): e56909. doi:10.1371/journal.pone.0056909.
6. Choudhury, B. J. and T. J. Schmugge, 1979: Effect of surface roughness on the microwave emission from soil. *J. Geophys. Res.*, 84(c9), 5699-5706.
7. Crewell, S., K. Ebell, U. Löhnert, and D. D. Turner, 2009: Can liquid water profiles be retrieved from passive microwave zenith observations? observations?, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L06803, doi:10.1029/2008GL036934
8. Dobson, M., F. Ulaby, M. Hallikainen, and M. El-Rayes, 1985: Microwave dielectric behavior of wet soil- part ii, dielectric mixing models. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, GE-23, 35-46.
9. Drusch, M. and P. Viterbo, 2007: Assimilation of screen-level variables in ECMWF's integrated forecast system: A study on the impact on the forecast quality and

analyzed soil moisture. *Mon. Weather Rev.*, 135(2), 300-314, doi:10.1175/MWR3309.1.

10. Drusch, M., 2007: Initializing numerical weather prediction models with satellite-derived surface soil moisture: Data assimilation experiments with ECMWF's integrated forecast system and the TMI soil moisture data set, *J. Geophys. Res.*, vol. 112, p. D03102.
11. Duan, A., and G. Wu, 2005: Role of the Tibetan Plateau thermal forcing in the summer climate patterns over subtropical Asia, *Clim. Dyn.*, 24, 793-807, doi: 10.1007/2Fs00382-004-0488-8
12. Duan, A., M. Wang, Y. Lei, and Y. Cui, 2013: Trends in Summer Rainfall over China Associated with the Tibetan Plateau Sensible Heat Source during 1980–2008, *J. Climate*, DOI: 10.1175/JCLI-D-11-00669.1.
13. Duan, Q. Y., V. K. Gupta and S. Sorooshian, 1993: Suffled Complex Evolution Approach for Effective and Efficient Global Minimization, *J. Optimization Theory and Appl.* 76(3), 501-521, doi: 10.1007/BF00939380.
14. Eliassen, A., 1954: Provisional Report on Calculation of Spatial Covariance and Autocorrelation of the Pressure Field. Rep. No. 5, Videnskaps-Akademiets Institutt for Vear-Og Klimaforskning, Oslo. (reprinted in Bengtsson et al. 1981, pp. 319-330).
15. Entekhabi, M. et al., 2010: The Soil Moisture Active Passive (SMAP) mission, *Proc. IEEE*, vol. 98, no. 5, pp. 704–716.
16. Errico, R. M., G. Ohring, P. Bauer, B. Ferrier, J.-F. Mahfouf, J. Turk, and F. Weng, 2007a: Assimilation of Satellite Cloud and Precipitation Observations in Numerical Weather Prediction Models: Introduction to the JAS Special Collection, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Volume 64, Issue 11, pp. 3737-3741, doi: 10.1175/2007JAS2622.1
17. Errico, R. M., P. Bauer, and J.-F. Mahfouf, 2007b: Issues Regarding the Assimilation of Cloud and Precipitation Data, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Volume 64, Issue 11, pp. 3785-3798, doi: 10.1175/2006JAS2044.1

18. Evensen, G., 2003: The ensemble Kalman filter: Theoretical formulation and practical implementation, *Ocean Dyn.*, vol. 53, no. C5, 343–367, doi: 10.1007/s10236-003-0036-9.
19. Evensen, G., 1994: Sequential data assimilation with a nonlinear quasi-geostrophic model using Monte Carlo methods to forecast error statistics. *J. Geophys. Res.*, 99(C5), 10143-10162.
20. Evensen, G., 2006: *Data Assimilation: The Ensemble Kalman Filter*, Springer, 279pp.
21. Fei Chen, Kenneth Mitchell, John Schaake, Yongkang Xue, Hua-Lu Pan, Victor Koren, Qing Yun Duan, Michael Ek, and Alan Betts 1996: Modeling of land surface evaporation by four schemes and comparison with FIFE observations. *J. Geophys. Res.*, 101, 7251-7268.
22. Fischer, E., S. Seneviratne, P. Vidale, D. Luthi, and C. Schar, 2007: Soil moisture atmosphere interactions during the 2003 european summer heat wave. *J. Clim.*, 20(20), 5081-5099.
23. Fujii, H., 2005: Development of Microwave radiative transfer model for vegetated land surface based on comprehensive in-situ observations. PhD thesis, The University of Tokyo.
24. Fujinami, H., and T. Yasunari, 2001: The seasonal and intraseasonal variability of diurnal cloud activity over the Tibetan Plateau, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 79, 1207–1227, doi: 10.2151/jmsj.79.1207.
25. Gandin, L. S., 1963: *Objective analysis of Meteorological Fields*, *Gidrometeorologicheskoe Izdatelstvo, Leningrad* (in Russian), English translation by Israeli Program for Scientific Translations, Jerusalem, 1965.
26. He, H., J. McGinnis, Z. Song, and M. Yanai, 1987: Onset of the Asian summer monsoon in 1979 and the effect of the Tibetan Plateau, *Mon. Weather Rev.*, 115, 1966–1996, doi: 10.1175/1520-0493(1987)115<1966:OOTASM>2.0.CO;2.

27. Hoke, J., and R. Anthes, 1976: The initialization numerical models by a dynamic initialization technique. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 1551-1556.
28. Holton J., 2004: *An Introduction to Dynamic Meteorology* fourth edition, Elsevier Inc.
29. Hong, S.-Y., and J.-O. J. Lim, 2006: The WRF Single-Moment 6-Class Microphysics Scheme (WSM6), *J. Korean Meteor. Soc.*, 42, 129–151.
30. Hsu, H.-H., and X. Liu, 2003: Relationship between the Tibetan Plateau and East Asian summer monsoon rainfall, *Geophys. Res. Lett.*, 30(20), 2066, doi: 10.1029/2003GL017909, doi: 10.1029/2003GL017909.
31. Iacono, M. J., J. S. Delamere, E. J. Mlawer, M. W. Shephard, S. A. Clough, and W. D. Collins, 2008: Radiative forcing by long-lived greenhouse gases: Calculations with the AER radiative transfer models, *J. Geophys. Res.*, 113, D13103, doi:10.1029/2008JD009944.
32. Jackson, T. J. and T. Schmugge, 1991: Vegetation effects on the microwave emission of soils. *Remote Sensing of Environment*, 36(3), 203212.
33. Japan Meteorological Agency, 2008:, Preliminary meteorological report at the time of disaster of “Heisei 20 nendo hachigatsumatsu gou”, Report of natural phenomenon at the time of disaster, vol 3, (in Japanese) available online at [http://www.jma.go.jp/jma/kishou/books/saigaiji/saigaiji\\_200803.pdf](http://www.jma.go.jp/jma/kishou/books/saigaiji/saigaiji_200803.pdf).
34. Kain, J. S., 2004: The Kain-Fritsch convective parameterization: An update. *J. Appl. Meteor.*, 43, 170–181.
35. Kalnay, E., M. Kanaitzu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, Y. Zhu, M. Chelliah, E. Ebisuzaki, W. Higgins, J. Janowiak, K. C. Mo, C. Ropelewski, J. Wang, A. Leetmaa, R. Reynolds, R. Jenne, and D. Joseph, 1996: The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. AM. Meteorol. Soc.*, 77, 437-42, doi: 10.1175/1520-0477(1996)077<0437:TNYRP>2.0.CO;2.
36. Kawabata, T., Seko, H., Saito, K., T. Kuroda, K. Tamiya, T. Tsuyuki, Y. Honda, Y.

- Wakatsuki, 2007: An Assimilation and Forecasting Experiment of the Nerima Heavy Rainfall with a Cloud-Resolving Nonhydrostatic 4-Dimensional Variational Data Assimilation System. *J. Meteor. Soc., Japan*, 85,255-276.
37. Koike, T., 2004: The Coordinated Enhanced Observing Period-an initial step for integrated global water cycle observation. *WMO bulletin*, 53, No.2, 115-121.
  38. Koike, T., C. Shimo, T. Ohta, H. Fujii, and A. Shibata, 2000: Development and validation of a microwave radiometer algorithm for land surface hydrology. *Ann. J. Hydraulic Eng. JSCE*, 44, 247-252.
  39. Koike, T., T. Yasunari, J. Wang, and T. Yao, 1999: GAME-Tibet IOP summer report, in *Proceedings of the 1st International Workshop on GAME-Tibet (January 1999, Xi'an China)*, edited by A. Numaguti, L. Liu, and L. Tian. 1–2, *Chin. Acad. of Sci., Taipei, China*.
  40. Kondo, J. and M. Okusa, 1990: A Simple Numerical Prediction Model of Nocturnal Cooling in a Basin with Various Topographic Parameters, *J. Appl. Meteorol.*, 29, 604-619, doi: 10.1175/1520-0450(1990)029<0604:ASNPMO>2.0.CO;2.
  41. Korolev, A.V., G. A. Isaac, J.W. Strapp, S. G. Cober, and H. Barker, 2007: In situ measurements of liquid water content profiles in midlatitude stratiform clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 133, 1693–1699, doi: 10.1002/qj.147.
  42. Koster, R., M. et al., 2003: Observational evidence that soil moisture variations affect precipitation, *Geophys. Res. Lett.*, vol. 30(5), 1241, doi: 10.1029/2002GL016571.
  43. Koster, R., M. Suarez, R. Higgins, and H. van den Dool, 2003: Observational evidence that soil moisture variations affect precipitation. *Geophys. Res. Lett.*, 30(5), 1242, doi: 10.1029/2002GL016571.
  44. Kumar, P., C. M. Kishtawal, and P. K. Pal, 2014: Impact of satellite rainfall assimilation on Weather Research and Forecasting model predictions over the Indian region, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 119, 2017–2031, doi:10.1002/2013JD020005.
  45. Kuria, D. N., T. Koike, H. Lu, H. Tsutsui, and T. Graf, 2007: Field-supported

- verification and improvement of a passive microwave surface emission model for rough, bare, and wet soil surfaces by incorporating shadowing effects, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 45, no. 5, 1207–1216, doi: 10.1109/TGRS.2007.894552.
46. Kuria, D. N., T. Koike, H. Lu, T. Tsutsui, and T. Graf, 2007: Field-supported verification and improvement of a passive microwave surface emission model for rough, bare, and wet soil surfaces by incorporating shadowing effects. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 45, 1207-1216.
  47. Laprise R., 1992: The Euler Equations of motion with hydrostatic pressure as an independent variable, *Mon. Wea. Rev.*, 120, 197–207
  48. Lau, K.-M., and S. Yang, 1997: Climatology and interannual variability of the southeast Asian summer monsoon. *Adv. Atmos. Sci.*, 14, 141–162.
  49. Leung, L., L. Mearns, F. Giorgi, and R. Wilby, 2003: Regional climate research, needs and opportunities. *American Meteorological Society*, 84, 89-95.
  50. Li, C. and M. Yanai, 1996: The Onset and Interannual Variability of the Asian Summer Monsoon in Relation to Land-Sea Thermal Contrast. *J. Climate*, 9, 358-375, doi: 10.1175/1520-0442(1996)009<0358:TOAIVO>2.0.CO;2.
  51. Li, X. and T. Koike, 2003: Frozen soil parameterization in sib2 and its validation with GAME-Tibet observations. *Cold Region Science and Technology*, 3(1-3), 165-182.
  52. Lin, Y. L., R. D. Farley, and H. D. Orville, 1983: Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Clim. Appl. Meteorol.*, vol. 22, no. 6, pp. 1065–1089, Jun. 1983.
  53. Liou, Y. and A. England, 1998: A land surface process/radiobrightness model with coupled heat and moisture transport for freezing soils. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 36, 669-677.
  54. Liu, G., 1998: A fast and accurate model for microwave radiance calculations, *J. Meteor. Soc. Japan.*, vol. 76, no. 2, 335–343.

55. Lu, H., T. Koike, and Coauthors, July 2005: A radiative transfer model and an algorithm for soil moisture including very dry conditions. *IGARSS 2005*, 2, 1131-1134.
56. Lu, H., T. Koike, T. Ohta, H. Fujii, and H. Tsutsui, 2008: Improving the AMSR-E soil moisture algorithm of the University of Tokyo through field experiments and parameters optimization, *Geoscience and Remote Sensing Symposium, IGARSS. IEEE International*, Vol. 2, II-65 - II-68, doi: 10.1109/IGARSS.2008.4778928.
57. M. Rodell, P. R. Houser, U. Jambor, J. Gottschalck, K. Mitchell, C.-J. Meng, K. Arsenault, B. Cosgrove, J. Radakovich, M. Bosilovich, J. K. Entin, J. P. Walker, D. Lohmann, and D. Toll, 2004: The global and land data assimilation system. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 85, 381-394, DOI: 10.1175/BAMS-85-3-381
58. Mie, G., 1908: Beigrade zur Optick trüber Median, speziell killoidaler Metallösungen. *Ann. D. Physik.*, 25, 377-445
59. Mirza, C. R., T. Koike, K. Yang, and T. Graf, 2008: Retrieval of atmospheric integrated water vapor and cloud liquid water content over the ocean from satellite data using the 1-D-Var Ice Cloud Microphysics Data Assimilation System (IMDAS), *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 46, no. 1, 119–129, doi: 10.1109/TGRS.2007.907740.
60. Nakanishi, M. and H. Niino, 2006: An improved Mellor-Yamada level-3 model: Its numerical stability and application to a regional prediction of advection fog. *Bound.Layer Meteor.*, 119, 397-407.
61. Pal, J. S. and E. A. B. Eltahir, 2002: Teleconnections of soil moisture and rainfall during the 1993 midwest summer flood. *Geophys. Res. Lett.*, 29(18), 1865-1859, doi:10.1029/2002GL014 815.
62. Paloscia, S. and P. Pampaloni, 1988: Microwave polarization index for monitoring vegetation growth. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 26(5), 617-621.
63. Parrish, D. F. and J. C. Derber, 1992: National Meteorological Center's special statistical interpolation analysis system. *Mon. Wea. Rev.*, 120, 1747-1763.

64. Prudhomme, C., N. Reynard, and S. Crooks, 2002: Downscaling of global climate models for flood frequency analysis: Where are we now? *Hydrol. Processes*, 16, 1137-1150.
65. Rasmy M., T. Koike, S. Bousetta, H. Lu, and X. Li, 2011: Development of a Satellite Land Data Assimilation System Coupled With a Mesoscale Model in the Tibetan Plateau. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 49, 2847-2862, doi: 10.1109/TGRS.2011.2112667
66. Rasmy, M., T. Koike, D. Kuria, C. R. Mirza, X. Li, and K. Yang, 2012: Development of the Coupled Atmosphere and Land Data Assimilation System (CALDAS) and Its Application Over the Tibetan Plateau. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol 50, no.11, 4227-4242, doi: 10.1109/TGRS.2012.2190517.
67. Rogers, R. R., and M. K. Yau, 1989: *A Short Course in Cloud Physics* (3rd ed.), Pergamon Press. ISBN 0-7506-3215-1.
68. Schmugge, T. and T. Jackson, 1992: A dielectric model of the vegetation effects on the microwave emission from soils. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 30, 757-760.
69. Sellers, P. J., D. A. Randall, G. J. Collatz, J. A. Berry, C. B. Field, D. A. Dazlich, C. Zhang, G. D. Collelo and L. Bounoua, 1996a: A revised land surface parameterization (sib2) for atmospheric GCMs, part i: model formulation. *J. Climate.*, vol. 9, 676-705, doi: 10.1175/1520-0442(1996)009<0676:ARLSPF>2.0.CO;2.
70. Sellers, P. J., S. Los, C. Tucker, C. Justice, D. Dazlich, and G. Collatz, 1996a: A revised land surface parameterization (sib2) for atmospheric gcms, part ii: the generation of global fields of terrestrial biophysical parameters from satellite data. *J. Climate.*, 9, 706-737, doi: 10.1175/1520-0442(1996)009<0706:ARLSPF>2.0.CO;2.
71. Sellers, P. J., S. O. Los, C. J. Tucker, C. O. Justice, D. A. Dazlich, G. J. Collatz, D. A. Randall, 1996b: A revised land surface parameterization (sib2) for atmospheric GCMs, part iii: the generation of global fields of terrestrial biophysical parameters from satellite data. *J. Climate.*, vol9, 706-737, doi: 10.1175/1520-



0442(1996)009<0706:AR LSPF>2.0.CO;2.

72. Seto, R., T. Koike, and M. Rasmy, 2013: Analysis of the vertical structure of the atmospheric heating process and its seasonal variation over the Tibetan Plateau using a land data assimilation system, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 118, 12403-12421, doi:10.1002/2013JD020072.
73. Shibata, A., K. Imaoka, and T. Koike, 2003: AMSR/AMSR-E level 2 and 3 algorithm developments and data validation plans of NASDA. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing.*, 41, 195-203.
74. Skamarock, W. C., and Coauthors, 2008: A description of the Advanced Research WRF version 3, NCAR Tech. Note NCAR/TN-475+STR, 113 pp, available online at [http://www.mmm.ucar.edu/wrf/users/docs/arw\\_v3.pdf](http://www.mmm.ucar.edu/wrf/users/docs/arw_v3.pdf).
75. Tamura, T., and T. Koike, 2010: Role of convective heating in the seasonal evolution of the Asian summer monsoon, *J. Geophys. Res.*, 115, D14103, doi:10.1029/2009JD013418.
76. Tamura, T., K. Taniguchi, and T. Koike, 2010, Mechanism of upper tropospheric warming around the Tibetan Plateau at the onset phase of the Asian summer monsoon. *J. Geophys. Res.*, 115, D02106, doi:10.1029/2008JD011678.
77. Taniguchi, K. and T. Koike, 2007: Increasing Atmospheric Temperature in the Upper Troposphere and Cumulus Convection over the Eastern Part of the Tibetan Plateau in the Pre-Monsoon Season of 2004. *J. Meteor. Soc. Japan*, 85A, 271-294, doi: 10.2151/jmsj.85A.271.
78. Taniguchi, K., and T. Koike, 2008: Seasonal variation of cloud activity and atmospheric profiles over the eastern part of the Tibetan Plateau. *J. Geophys. Res.*, 133, D10104, doi:10.1029/2007JD009321.
79. Taniguchi, K., T. Tamura, T. Koike, K. Ueno, and X. Xu, 2012: Atmospheric Conditions and Increasing Temperature over the Tibetan Plateau during Early Spring and the Pre-Monsoon Season in 2008, *J. Meteor. Soc. Japan*, 90C, 17-32, doi: 10.2151/jmsj.2012-C02

80. Taylor, C., 2008: Intraseasonal land-atmosphere coupling in the west African monsoon. *J. Climate*, 21(24), 6636-6648.
81. Tetens, O., 1930: Uber einige meteorologische Begriffe. *Z. Geophys.*. 6. 297–309.
82. Thepaut, J. N. and P. Courtier, 1991: For-dimensional variational data assimilation using the adjoint of a multilevel primitive-equation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 117, 1225-1254.
83. Ueda, H. and T. Yasunari, 1998: Role of Warming over the Tibetan Plateau in Early Onset of the Summer Monsoon over the Bay of Bengal and the South China Sea. *J. Meteor. Soc. Japan*, 76, 1-12, [JSTJournalarchive/jmsj1965/76.217](http://JSTJournalarchive/jmsj1965/76.217).
84. Ueda, H., H. Kamahori, and N. Yamazaki, 2003: Seasonal Contrasting Feature of Heat and Moisture Budgets between the Eastern and Western Tibetan Plateau during the GAME IOP, *J. Climate*, 14, 2309-2324, doi:10.1175/2757.1.
85. Ulaby, F., R. K. Moore, and A. Fung, (Eds.), 1981: *Microwave Remote Sensing: Active and Passive, Vol. I - Microwave Remote Sensing Fundamentals and Radiometry*. Addison-Wesley, Advanced Book Program, Reading, Massachusetts, 456 pp.
86. Ulaby, F., R. K. Moore, and A. Fung, (Eds.), 1982: *Microwave Remote Sensing: Active and Passive, Vol. II - Radar Remote Sensing and Surface Scattering and Emission Theory*. Addison-Wesley, Advanced Book Program, Reading, Massachusetts, 609 pp.
87. Ulaby, F., R. K. Moore, and A. Fung, (Eds.), 1986: *Microwave Remote Sensing: Active and Passive, Vol. III - Volume Scattering and Emission Theory*. Artech House, Inc., Dedham, Massachusetts, 1100 pp.
88. Wang, J. R. and B. J. Choudhury, 1981: Remote sensing of soil moisture content over bare fields at 1.4 GHz frequency. *J. Geophys. Res.*, 86, 5277-5282.
89. Wu, G., and Y. Zhang, 1998: Tibetan Plateau forcing and the timing of the monsoon onset over South Asia and the South China Sea, *Mon. Weather Rev.* 126, 913-927, doi: 10.1175/1520-0493(1998)126<0913:TPFATT>2.0.CO;2.

90. Xue, M., K. K. Droegemeier, and V. Wong, 2000: The advanced regional prediction system(ARPS)- a multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction model. part i:Model dynamics and verification. *Meteor. Atmos. Phys.*, 75, 161-193.
91. Xue, M., K. K. Droegemeier, V. Wong, and Coauthors, 2001: The advanced regional prediction system (ARPS)- a multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction tool. part ii: Model physics and applications. *Meteor. Atmos. Phys.*, 76, 143-166.
92. Yanai, M. and C. Li, 1994: Mechanism of Heating and the Boundary Layer over the Tibetan Plateau. *Mon. Weather Rev.*, 122, 305-323, doi: 10.1175/1520-0493(1994)122<0305:MOHATB>2.0.CO;2.
93. Yanai, M., C. Li and Z. Song, 1992: Seasonal heating on the Tibetan Plateau and its effects on the evolution of Asian summer monsoon. *J. Meteor. Soc. Japan*, 70, 319-351.
94. Yanai, M., S. Esbensen and J. -H. Chu, 1973 Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *J. Atmos. Sci.*, 30, 611-627.
95. Yang, K. T. Watanabe, T. Koike, X. Li, H. Fujii, K. Tamagawa, Y. Ma, and H. Ishikawa, 2007: Auto-calibration System Developed to Assimilate AMSR-E Data into a Land Surface Model for Estimating Soil Moisture and the Surface Energy Budget, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 85A, pp.229-242, doi: 10.2151/jmsj.85A.229.
96. Yang, K., T. Koike, H. Fujii, T. Tamura, X. Xu, L. Bian, and M. Zhou, 2004: The Daytime Evolution of the Atmospheric Boundary Layer and Convection over the Tibetan Plateau: Observations and Simulations. *J. Meteor. Soc. Japan*, 82(6), 1777-1792.
97. Yang, Y., C. Qiu, and J. Gong, 2006: Physical initialization applied in WRF-Var for assimilation of Doppler radar data, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L22807, doi:10.1029/2006GL027656.
98. Yang, Y., T. Koike, J. Kim, X. Li, H. Liu, S. Liu, Y. Ma, and J. Wang, 2008: Turbulent

- Flux Transfer over Bare-Soil Surfaces: Characteristics and Parameterization, *J. Appl. Meteor.*, 47, 276–290.
99. Yoshinori Shoji, Masaru Kunii, and Kazuo Saito, 2009: Assimilation of Nationwide and Global GPS PWV Data for a Heavy Rain Event on 28 July 2008 in Hokuriku and Kinki, Japan., *SOLA*, Vol. 5, 045–048, doi:10.2151/sola.2009-012
100. Zhang, R., T. Koike, X. Xu, Y. Ma and K. Yang, 2012: A China-Japan Cooperative JICA Atmospheric Observing Network over the Tibetan Plateau (JICA/TibetProject): An Overview. *J. Meteor. Soc. Japan*, 90C, 1-16. doi: 10.2151/jmsj.2012-C01
101. Zupanski Dusanka, Zhang Sara Q., Zupanski Milija, Hou Arthur Y., Cheung Samson H., 2011: A Prototype WRF-Based Ensemble Data Assimilation System for Dynamically Downscaling Satellite Precipitation Observations. *J. Hydro. Meteor.*, 12, 118-134, DOI: 10.1175/2010JHM1271.1
102. 気象庁：災害時気象速報．平成 20 年 8 月末豪雨，2008：  
[http://www.jma.go.jp/jma/kishou/books/saigaiji/saigaiji\\_200803.pdf](http://www.jma.go.jp/jma/kishou/books/saigaiji/saigaiji_200803.pdf)
103. 気象庁：平成 20 年 8 月末豪雨．災害をもたらした気象事例，2008：  
[http://www.data.jma.go.jp/obd/stats/data/bosai/report/new/jyun\\_sokuji20080826-31.pdf](http://www.data.jma.go.jp/obd/stats/data/bosai/report/new/jyun_sokuji20080826-31.pdf)
104. 小倉義光，隈部良司，西村修司，2011：「平成 20 年 8 月末豪雨」の天気系，特にメソ対流系の組織化について，*天気*，58，201–217.
105. 瀬戸里枝，小池俊雄，Mohamed RASMY，2013：数値気象モデル WRF を結合した衛星陸面データ同化システムの開発，*水工学論文集（土木学会水工学委員会）*，第 57 巻，pp. I\_1789-I\_1794.
106. 瀬戸里枝，小池俊雄，Mohamed RASMY，2010：陸面データ同化を用いたチベット高原での対流の挙動と大気加熱プロセスに関する研究，*水工学論文集（土木学会水工学委員会）*，第 55 巻，pp. S319-S324.
107. 瀬戸里枝，小池俊雄，Mohamed RASMY，2014：WRF を結合した陸面・雲の衛星デ

ータ同化システムの開発と関東域への適用, 水工学論文集 (土木学会水工学委員会),  
第 58 巻, pp. I\_535-I\_540.

108.浅野正二, 2010 : 大気放射学の基礎, 朝倉書店

109.第 5 回世界水フォーラム, 2009, アジア・太平洋地域文書

110.淡路敏之・蒲地政文・池田元美・石川洋一 編著, 2009 : 「データ同化 - 観測・実験と  
モデルを融合するイノベーション」, 京都大学学術出版会.

111.中北英一ほか, 2009 : 偏波レーダーとビデオゾンデの同期観測および降水粒子タイプ  
判別, 水工学論文集 (土木学会水工学委員会), 第 53 巻, 361-366.

112.露木義・川畑拓矢 編, 2008 : 「気象学におけるデータ同化」, 気象研究ノート第 217 号

# 付録

## 付録 A CALDAS-WRF ドキュメント

CALDAS-WRF の実行手順の説明のために作成したドキュメントの内容を、システムの具体的な実行方法としてここに記す。以下、CALDAS-WRF の実行方法説明ドキュメントの内容である。

CALDAS\_WRF\_V01 document

2014.03.11 Rie Seto

```
# CALDAS_WRF_V01 was validated in the Tibetan Plateau and the Kanto area by Seto.  
# No-Assimilation (WRF&SiB2), With-Land-Assimilation (LDAS&WRF) and With-  
Land-and-Cloud-Assimilation (CALDAS&WRF) mode can be chosen.  
# You can chose one-way nesting or no nesting version.  
(Two-way nesting cannot used for the CALDAS_WRF_V01 at this moment.)  
# For compilation of the WRF & the WPS, please refer to the official website also  
→ http://www.mmm.ucar.edu/wrf/users/
```

### <Tools and Data you have to prepare>

- \*CALDAS\_WRF
  - WPS/ (for preparation of initial & boundary condition)
  - WRFV3/ (for preparation of initial & boundary condition)
  - Coupler/
  - input/
  - bin/
- \*Libraries: NetCDF, JasPer, PNG, zlib, NCARG
- \*TB data
- \*Parameter data (from LDAS-UT)
- Global meteorological data (for example NCEP FNL)
- LDAS-UT: If you want to make your own optimized parameter for SiB2 and soil RTM
- \* in the package CALDAS\_WRF\_V01 (data is sample)

### <Work flow>

In the directory CALDAS\_WRF\_V01/

(/dias/groups/dias-4-4-06/CALDAS\_WRF/CALDAS\_WRF\_V01/)

1. Compile the Libraries (NetCDF, JasPer, PNG, zlib, NCARG)

```
$cd LIB_for_WPS/
```

**Compile** the libraries (See each official website)

2. Compile the WRFV3

```
$setenv NETCDF [your PATH for NetCDF]
```

```
$cd ../WRFV3/
```

```
./configure
```

Select [No. for 'Linux x86\_64 i486 i586 i686, ifort compiler with icc (serial)' for [suijin@iis](mailto:suijin@iis)]

Select 1 (=basic nesting)

```
./compile em_real
```

3. Compile the WPS

```
$cd ../WPS/
```

```
$setenv NCARG_ROOT [your PATH for NCARG]
```

```
./configure
```

Select [No. for 'PC Linux x86\_64, Intel compiler serial' for [suijin@iis](mailto:suijin@iis)]

Select 1 (=basic nesting)

**Edit configure.wps** (You might have some errors with original configure.wps.)

```
COMPRESSION_LIBS = [your PATH for libraries]
```

```
COMPRESSION_INC = [your PATH for libraries]
```

```
./compile
```

4. Prepare initial and boundary conditions

**Edit namelist.wps** for your setting (domain, time, options: See the official website.)

**Make domain file, meteorological data files and horizontally interpolated files**

([geo\\_em.d0~.nc](#), [FILE:~](#) in intermediate format and [met\\_em.d0~](#) using [geogrid.exe](#), [ungrib.exe](#) and [metgrid.exe](#) generated by WPS.)

```
$cd ../WRFV3/test/em_real
```

**Edit namelist.input** for your setting (domain, time, options: See the official website.)

**Make initial and boundary conditions**

(`wrfinput_d02` and `wrfbdy_d02` using `real.exe` and `ndown.exe` generated by WRF.)

5. Compile the CALDAS-WRF including WRFV3 inside the CALDAS-WRF

```
$cd ./CALDAS_WRF
```

**Edit `makefile_also_wrf`** (This makefile is used when you want to compile the whole system including the WRF.)

```
TOPDIR = [your CALDAS-WRF directry]
```

```
LDFLAGS = [your PATH for libraries]
```

```
CCFLAGS = [your PATH for libraries]
```

```
WRF_input = [your PATH for initial condition (e.g. wrfinput_d02 above)]
```

```
WRF_bdy = [your PATH for boundary condition (e.g. wrfbdy_d02 above)]
```

```
$cp makefile_also_wrf makefile
```

```
$make clean
```

```
$cd WRFV3/
```

```
./clean -a
```

```
$cd ./
```

```
$make
```

Select the number of [Linux x86\_64 i486 i586 i686, ifort compiler with icc (serial)]  
for `suijin@iis`

Select 0 (=no nesting) (For this selection, you can use one-way nested initial and boundary condition.)

6. Prepare parameter and tbdata files

**Prepare the optimized parameter data files** named (for example) `xvar2d.bin` in your data directory, using the LDAS-UT

```
$ln -sf [your parameter files] input/parameter/ (This is for saving the space of disk.)
```

**Prepare the AMSR-E brightness temperature data files** named as follows, `P1AMEyyyyymmddhhmm.bin` in your data directory

```
$ln -sf [your tbdata files] input/tbdata/ (This is for saving the space of disk.)
```

-- Finish the initial compilation and data preparation

7. Run the CALDAS-WRF

**Edit `cmdas_var.f90` and `sce.f90`** if you want to change settings of cloud DA

If you made some changes in the source code in `Coupler/src/`,



### **Edit makefile\_except\_wrf**

TOPDIR = [your CALDAS-WRF directory] same as makefile\_also\_wrf

LDLFLAGS = [your PATH for libraries] same as makefile\_also\_wrf

CCFLAGS = [your PATH for libraries] same as makefile\_also\_wrf

WRF\_input = [your PATH for initial condition (e.g. wrfinput\_d01)]

WRF\_bdy = [your PATH for boundary condition (e.g. wrfbdy\_d01)]

**\$cp makefile\_except\_wrf makefile**

**\$make clean**

**\$make**

**Edit driver.input** (time, domain, resolution and options for SiB2, RTM, Tbddata etc.)

**Edit namelist.input** linked to namelist.input in WRFV3/test/em\_real/

(time, domain, resolution and options for WRF)

You can use the same namelist.input as that for nested domain.

**\$/bin/CALDAS\_wrf\_sib driver.input**

-- Some output files and logfiles are generated (wrfout\_d01\_~, XaEn~, fort.~, etc.).

-- wrfout\_d01\_~ is the main output file including the results of meteorological variables.

## 8. Compile and Run the ARWpost for analysis and graphics

### <You have to change>

makefiles (makefile\_also\_wrf, makefile\_except\_wrf)

### <You can change for your setting>

driver.input

namelist.input

Coupler/src/ldas\_wrf\_enkf.cpp

related to getPara

cmdas\_var.f90

sce.f90

### <Modified files in WRF inside the CALDAS-WRF>

Registry/Registry.EM (to add alt to the history file and include RRTMG shortwave state variables)

dyn\_em/module\_first\_rk\_step\_part1.F (to use radiation variables from WRF in SiB2)

frame/module\_domain.F (time control)

frame/module\_integrate.F (time control)

phys/module\_ra\_rrtmg\_sw.F (to use radiation variables from WRF in SiB2)

phys/module\_radiation\_driver.F (to use radiation variables from WRF in SiB2)

phys/module\_surface\_driver.F (to skip the land scheme in WRF)

## 付録 B 試行実験の記録

本文では、システム開発と数値実験について、最良の結果を得た設定の実験のみを記述した。しかし、最良の結果を得るまでの過程では、様々な感度実験を行って、最終的な実験設定と結果を得た。また、現段階ではシステムの改良には繋がっていないが、最新の観測データを活用した試行実験やシステム評価も行った。ここでは、最良の結果を与えるものではなかった感度実験や試行実験などについての結果と考察を示す。

### (1) 雲水粒子以外の雲粒子を同化変数に加えた実験結果

本システムの雲のデータ同化では、雲・降水粒子の中で、鉛直積算雲水量のみを同化変数としている。同化の際に評価関数の最小値を与える同化変数の値を求めるために、SCE の手法を用いているが (2.1 節)、この手法では雲水量に加えて他の雲・降水粒子も同化変数に加えて同時に「最適値」を求めることが形上は可能である。しかし、同化に使用する観測データはマイクロ波輝度温度 (23.8 と 89GHz の 2 種類) のみであり、含まれる情報量が少ないため、複数の同化変数を同時に適切に同化することは難しい (Crewell *et al.*, 2009)。ここでは、観測に含まれる情報量に制限があることを認識した上で、雲水量以外の雲・降水粒子や水蒸気を SCE で調整する同化変数に加えた場合の同化実験を行った結果を示す。

実験は、3 章と同様に 8 月末豪雨の事例を対象とし、同化変数を雲水量と水蒸気にした場合 (実験 cv)、雲水量と水蒸気と雨粒子にした場合 (実験 cvr)、雲水量と水蒸気と雨粒子と雪粒子にした場合 (実験 cvrs)、更に雲水量と水蒸気と雪粒子にした場合 (実験 cvs) の 4 通りを行った。以上の 4 つの実験に加えて、3 章に示した雲水量のみを同化した実験 (実験 c) の 5 つについて、同化直後の雲・降水粒子の水平分布を示したものが、図 B1 の中央の 5 つの図である。実験 c と実験 cv では、同化直後の雲の分布は観測輝度温度や降水域の分布を適切に再現している。しかし、雨粒子を同化変数に含む、実験 cvr と実験 cvrs では、雲・降水粒子のわずかししか生成されず、実験 cvs では観測と比較するとかなり広範囲に雲が生成されている。雨粒子・雪粒子の同化を適切に行うには、放射伝達モデルと同化システムの改良が必要である。更に、同化直後は妥当な分布が得られた実験 cv でも、同化 5 分後には雲が減衰してしまうことがわかった。同化直後の水蒸気の分布をみると、雲が生成されている領域で水蒸気が大幅に減少してしまっており、水蒸気の同化はうまく機能しておらず、これが原因で、生成された雲がすぐに蒸発し減衰してしまうことがわかった (図 B2)。

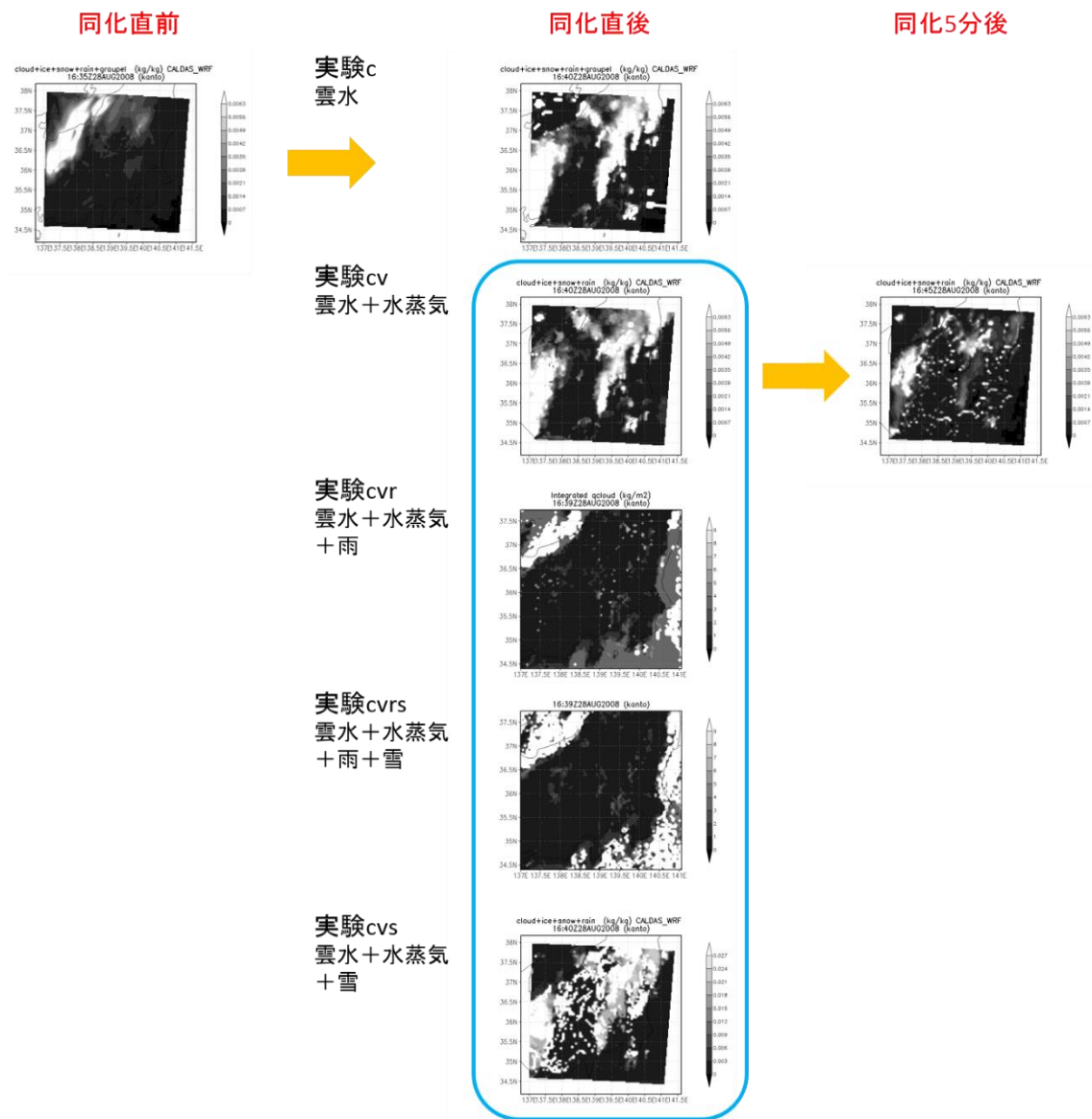


図 B1 雲水量以外の雲・降水粒子を同化変数に加えた実験の同化直前、直後、5分後の鉛直積算の雲・降水粒子の分布

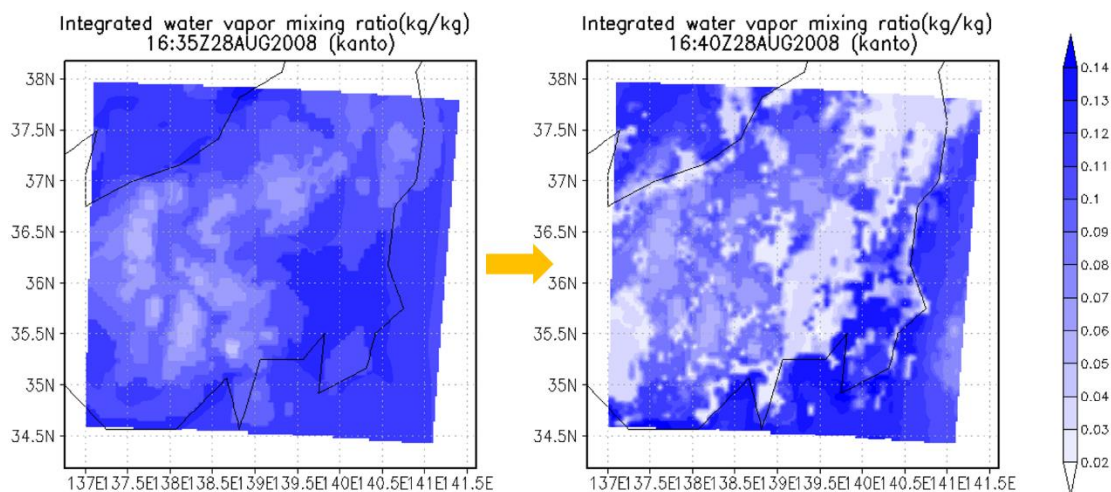
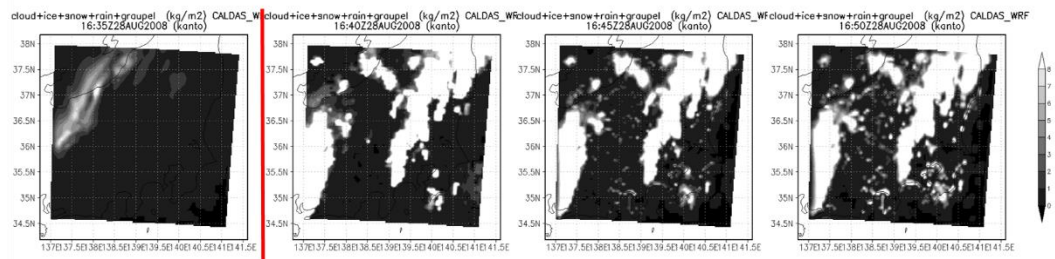


図 B2 実験 cv での同化直前と同化直後の鉛直積算水蒸気の水平分布

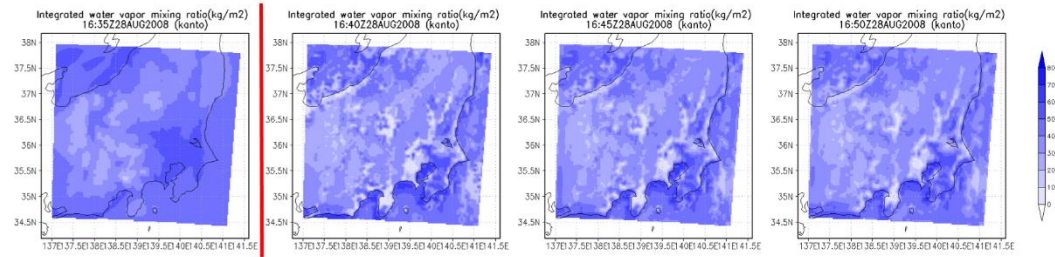
(2) 雲微物理粒子の同化に用いる観測を選択できるようにした実験

水蒸気同化がうまく機能しない原因は、放射伝達モデルと同化手法の両者に考えられる。2.1.2 節に述べたように雲のデータ同化では、23.8GHz と 89GHz の輝度温度を評価関数に含んでいる。SCE によって雲水と水蒸気を同時に最適化する際に、例えば雲水量の値が大きく、89GHz の放射が雲水で実際より多く消散されてしまうため、観測輝度温度と整合させるために水蒸気を減らす。という操作が行われている可能性もある。すなわち、一つの波長の輝度温度を 2 つの同化変数を調整することで合わせようとするため、実際とは異なる分配でも評価関数が最小化してしまっている可能性がある。そこで、水蒸気同化には 23.8GHz、雲水量同化には 89GHz と使用する輝度温度を分けて雲水と水蒸気にそれぞれ使えるようにして実験を行った。その結果、図 B3 に示すように、水蒸気は 23.8GHz のみを使用した場合でも雲域周辺で減少してしまい、適切に同化できなかった。また雲水量は 89GHz だけでもある程度妥当な結果が得られたが、全体的に雲水量が多く、23.8GHz と一緒に同化した結果 (3 章) の方が、極端に大きい値に収束することが少なく、滑らかな雲水量の分布が実現された。

### 89GHzのみを使った雲水量の同化



### 23GHzのみを使った水蒸気同化



同化

図 B3 23.8、89GHz をそれぞれ水蒸気と雲水量の同化に別々に使用した実験の結果。同化による雲水量と水蒸気の水平分布の変化。

### (3) WRFDA を利用したウインドプロファイラ同化実験

2.3.2 節に示したように、WRF には独自のデータ同化システム WRFDA が用意されている。本研究で開発した CALDAS-WRF では、大気の流れや水蒸気などの大気場を広く同化することはできないが、これらの適切な表現は、CALDAS-WRF で生成された雲・降水システムが継続的に発達するために重要であると考えられる。ここでは、CALDAS-WRF の同化システムによる同化に加えて、風の観測データを WRFDA によって同化した実験結果を示す。風や水蒸気には様々なものがあるが、上空の風を 300m ごとに観測できるウインドプロファイラのデータを気象庁、気象業務予報センターより提供して頂き、利用した。

ウインドプロファイラは上空の風を捉える貴重な観測の一つで、2001 年から気象庁によって運用されており、全国に 33 か所設置されている。しかし、実験の対象領域・対象地域で使用可能なデータは 5 か所からしか得られなかった (図 B4)。ウインドプロファイラの本データを LITTLE-R と呼ばれる形式に変換し、更に OBSPROC によって WRFDA 用のテキスト形式のファイルに変換して、品質管理も行って 3 次元変分法で同化した。品質管理後、使用可能なウインドプロファイラの観測データを同化した結果、得られた降水量の時系列を図 B5 に示したが、同化による変化はほとんど見られなかった。

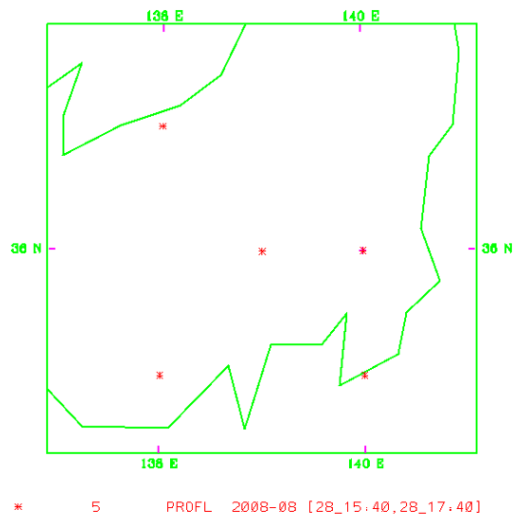


図 B4 同化に使用したウインドプロファイラの観測地点

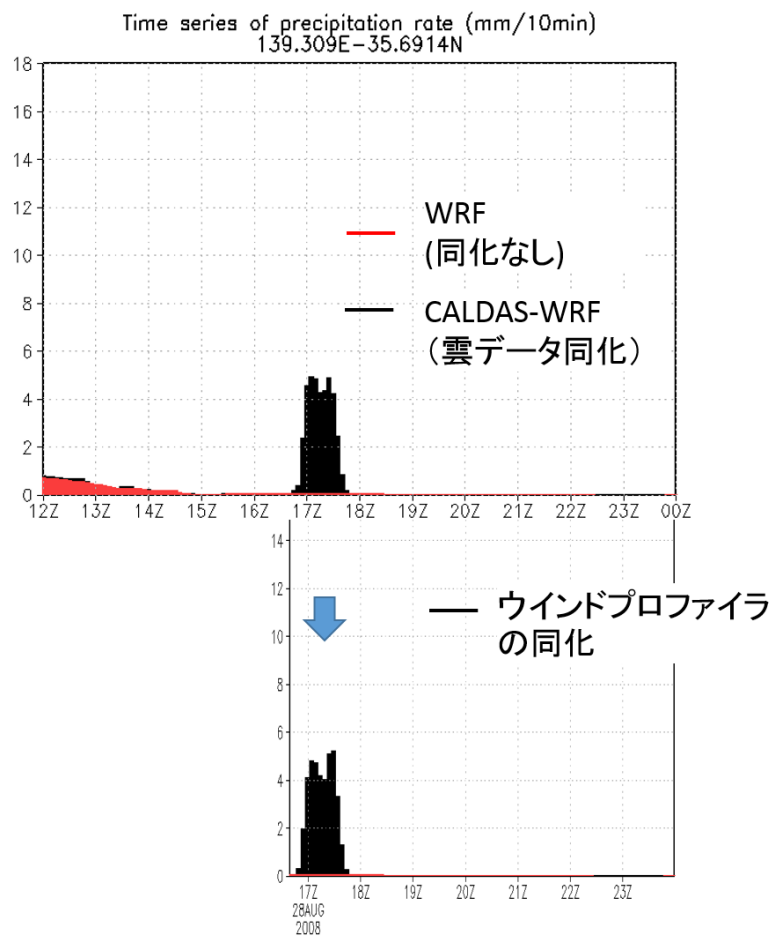


図 B5 CALDAS-WRF とウインドプロファイラの同化実験の結果の比較



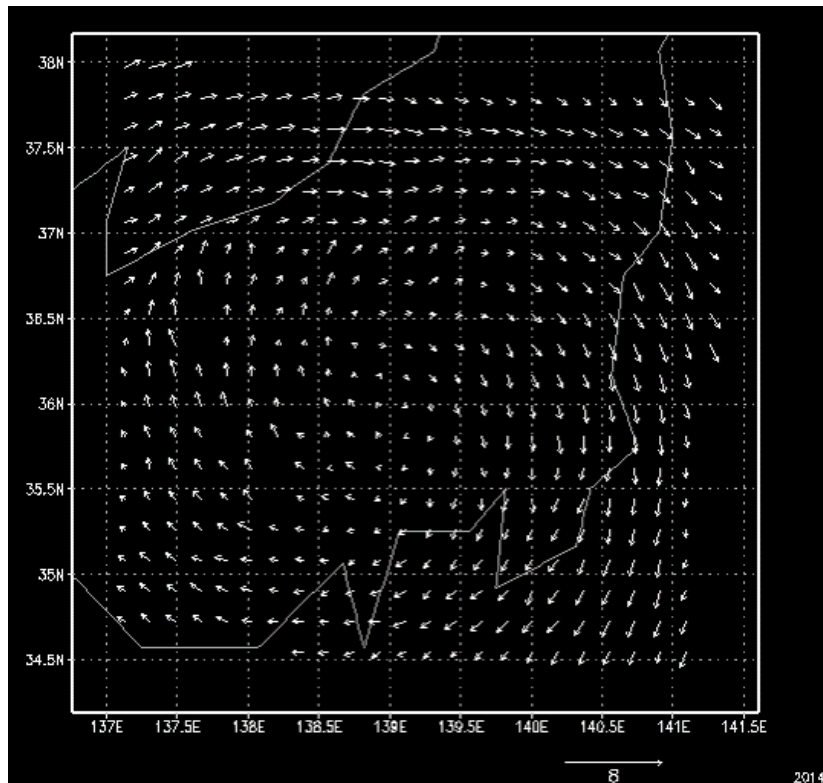


図 B6 ウインドプロファイラの同化による風の変化（同化あり－同化なし）

同化による変化が小さかった要因は、観測データの数が少ないことが大きいと考えられる。また、同化による風速ベクトルの変化は図 B6 のように高気圧性循環を示しており、広域で見した場合のウインドプロファイラ同化による効果は、降水システムの継続にはつながらないものであった。しかし WRFDA では、同化のタイムウインドウや背景誤差共分散行列の作成方法などが選択できる。背景誤差共分散行列の作成には、3 つの手法 (CV3、CV5、CV6) が用意されている。本実験ではタイムウインドウは解析時刻の前後 1 時間ずつの計 2 時間に設定し、背景誤差共分散行列の作成も一つの手法 (CV3) しか試していないが、異なる設定で同化を行えば、良い結果が得られることも考えられる。

#### (4) 九州地方を対象にした雲同化実験結果と CloudSat の観測の比較

3 章では、CALDAS-WRF によって雲と降水域の水平分布すなわち位置の予測精度の向上と、それに伴う雲域周辺の大気場、そしてポイントスケールでの降水強度の再現性の向上が達成されたが、雲水量そのものや雲の鉛直分布の再現性は評価していない。そもそも雲水量や雲の鉛直分布は観測が難しく、得られる観測データが極めて少ない上、データの信頼性も他の大気場や降水などと比べて低い。大気モデルの雲微物理スキームの精度は、雲水量よりは降水量や雲・降水システムを生じるメカニズムなど、観測や理解が比較的得られている



ものによって評価されてきた。そのため、大気モデルで再現される雲水量や雲水の鉛直分布などが現実的なそれらを表現しているとはいえないのが現状である。

一方で、近年では 94GHz のマイクロ波を利用した能動型のレーダーによって雲水量が観測できるようになり、2006 年には Cloud Profiling Radar (CPR) を搭載した衛星 CloudSat が打ち上げられ、上空からのマイクロ波による雲の鉛分布の観測が可能となった。CloudSat は雲水量の鉛直分布を全球規模で観測できる初めてのレーダーであり貴重なデータを提供しており、CloudSat のデータを用いて CALDAS-WRF の雲水量を評価することが可能である。CloudSat は AMSR-E を搭載している衛星 Aqua と同じ軌道を観測し、A-train と呼ばれるコンステレーションを構成している。観測時刻も AMSR-E と近いが、CloudSat のデータは衛星軌道と高度の 2 次元で水平方向には幅を持たないため、8 月末豪雨の時も CloudSat の観測は対象領域と重なっておらず、CALDAS-WRF の評価には使えなかった。ここでは、CloudSat と AMSR-E の観測が重なっているタイミングで、なおかつ強い降水を生じる雲が発達している事例を探し、2008 年の 8 月 29 日の九州地域を対象として CALDAS-WRF の実験を実行して、結果を the CloudSat Data Processing Center (CloudSat DPC) に提供していただいた CloudSat のデータと比較した。対象とした 2008 年 8 月 29 日の CloudSat の軌道と九州付近の CPR 反射強度を図 B7 に示す。

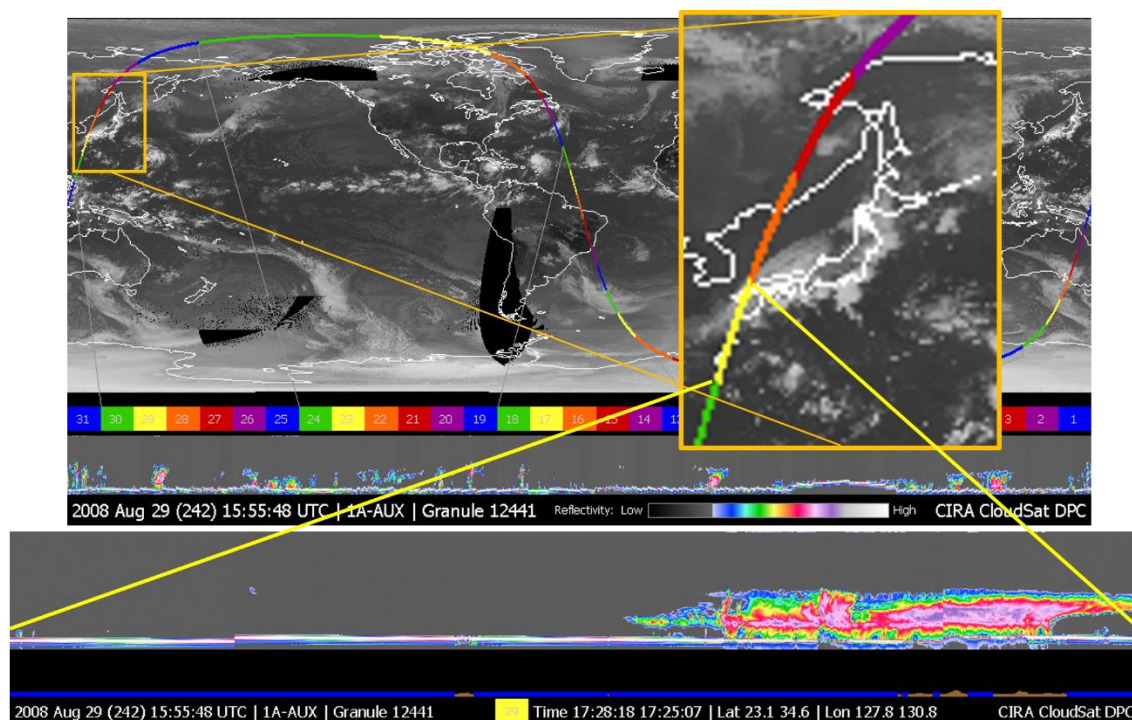


図 B7 2008 年 8 月 29 日の CloudSat の軌道と九州付近の CPR 反射強度

(the CloudSat DPC ホームページ :

<http://www.cloudsat.cira.colostate.edu/aboutInfo.php> の Quicklook Images より)

九州地域の上空を CloudSat が通過したのが 17:25 UTC 頃であり、同じ A-train に含まれる AMSR-E の観測輝度温度の水平分布と、the CloudSat DPC によって作成された Level2B プロダクトの一つ雲水量の鉛直分布を図 B8 に示す。更に参考のために、MTSAT による赤外線での観測輝度温度（雲頂温度に相当）の分布を、17 UTC と 18 UTC について示す。AMSR-E や CloudSat による観測は MTSAT の観測の中間の時刻に得られている。

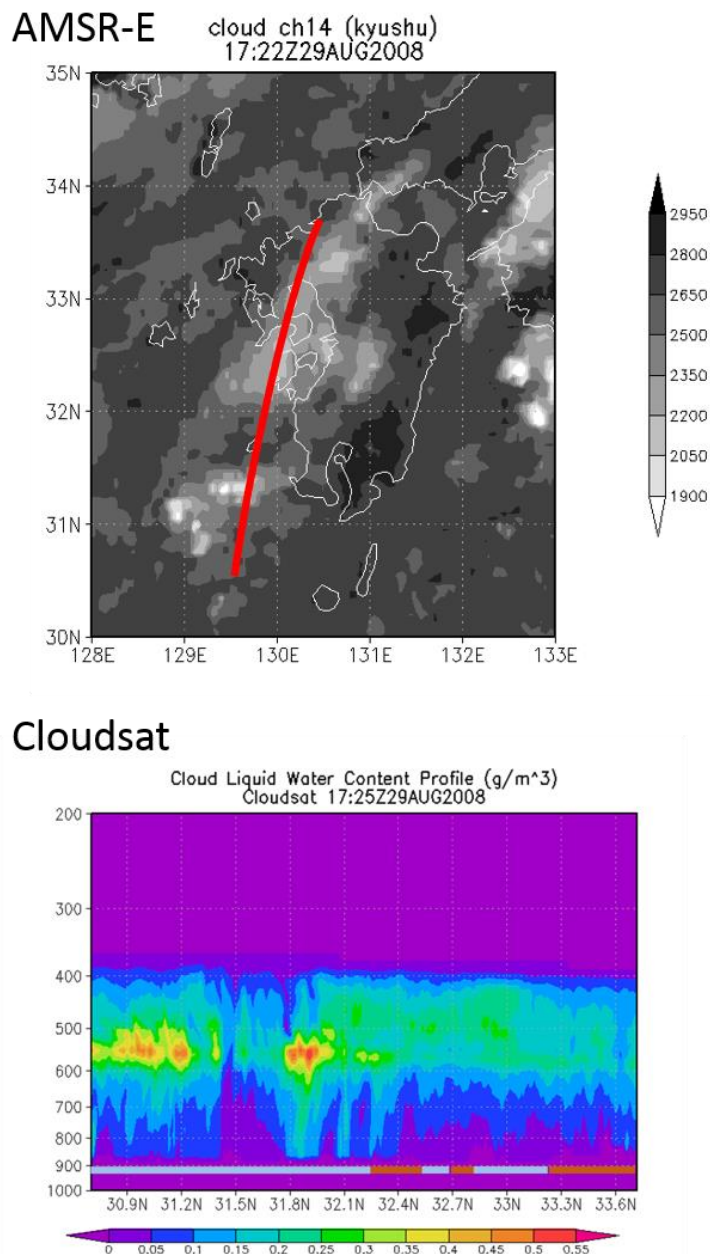


図 B8 AMSR-E のマイクロ波観測輝度温度の水平分布（上図）と the CloudSat DPC 作成の雲水量の鉛直分布（下図）

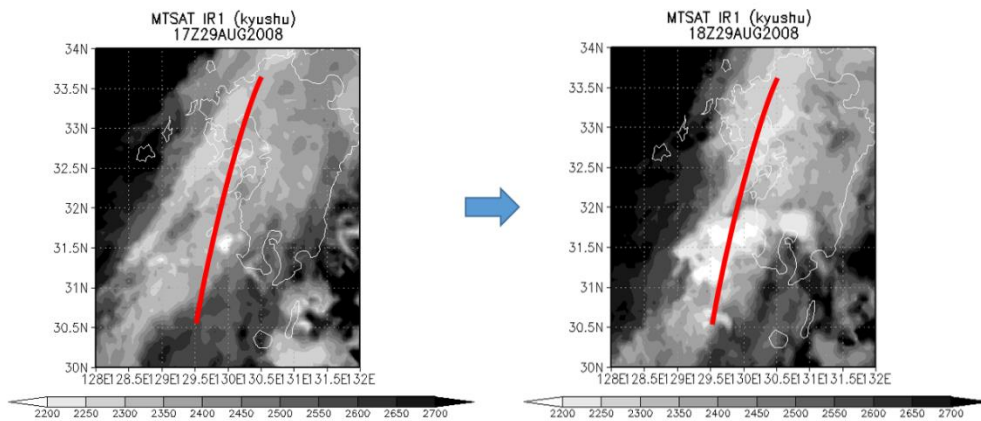


図 B9 17 UTC (上図) と 18 UTC (下図) の MTSAT による赤外観測輝度温度

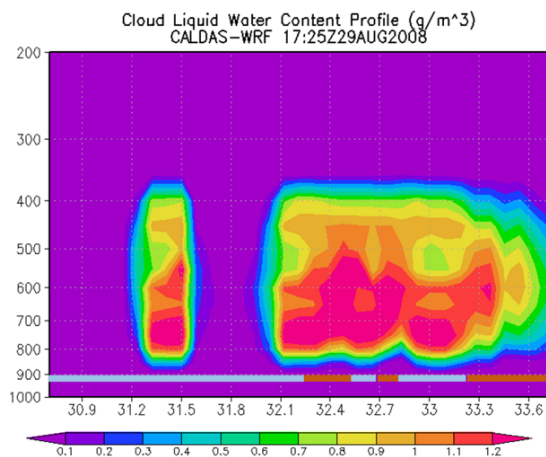
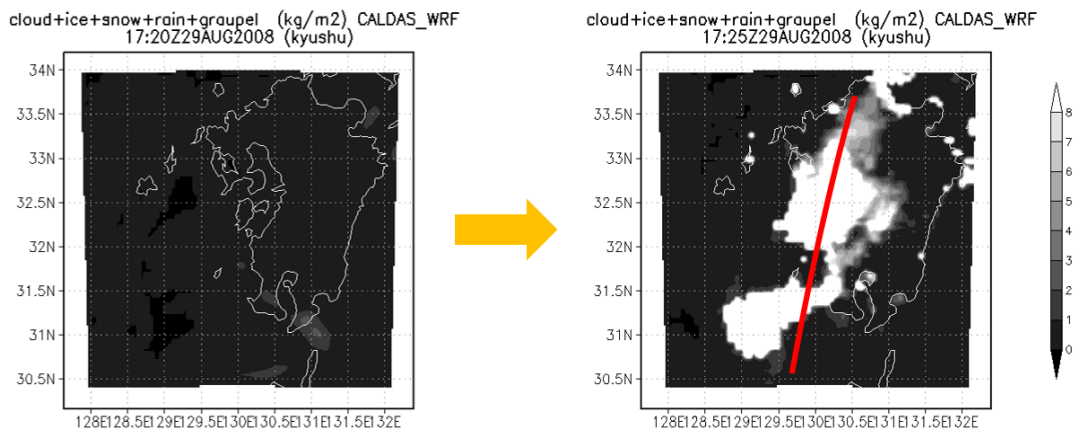


図 B10 CALDAS-WRF による同化実験の結果

同化直前と同化 5 分後の雲・降水粒子の鉛直積算値の水平分布 (上図)

CloudSat による雲水量の鉛直分布 (下図) 下部の線は陸 (茶) と海 (青) を示す

CALDAS-WRFによる同化実験の結果、図 B10 に示すように、雲の水平分布はマイクロ波の観測輝度温度の分布を妥当に同化している。しかし、雲水量は観測と比べてかなり多く、鉛直分布の再現も精度が非常に低い。CloudSat の雲水量のデータ自体も CPR の反射強度から放射伝達モデルとイタレーションなどの手法で the CloudSat DPC が作成しており、観測幅約 2km の情報を衛星軌道と高度方向の二次元データにしているため、CALDAS-WRF の結果との単純な比較は難しいが、CALDAS-WRF では実際よりも過大な雲水量を同化してしまう傾向が示された。今後、雲水量や雲の鉛直構造をより詳細に評価し、同化手法や放射伝達モデルの改良を行うことが必要である。

## 付録 C チベット高原の熱収支解析の他の年の結果

4章では、2008年のチベット高原上の大気加熱の熱収支解析について、集中観測期間のラジオゾンデの結果を交えて詳細に述べた。ここでは、対象期間のAMSR-Eの観測データが得られる2004年から2010年について、2008年と同じように大気-陸面結合データ同化システムを適用して行った熱収支解析の結果（全加熱量・鉛直移流・潜熱・水平移流の緯度高度断面図）を示す。各年の加熱要素の緯度高度断面図からは、加熱量が年毎に異なるものの、ほとんどの年で2008年の解析結果と基本的には同様のメカニズムを示していることがわかる。すなわち、プレモンスーン期の加熱の三層構造（下層の顕熱・中層の潜熱・上層水平移流）とモンスーン期の二層構造（下層の顕熱・中層から上層の潜熱）や雲の蒸発による冷却層の存在と、気温下降期の加熱構造の反転が見られる。以下の図は、2004年から2010年のそれぞれについて、Naquのプレモンスーン期上昇期、プレモンスーン期下降期、モンスーン期、Gaizeのプレモンスーン期上昇期、プレモンスーン期下降期、モンスーン期の順に示す。左図が300hPa高度の温位の季節変化で、右の4つの図が左図の赤線で示した期間の熱収支解析の結果（全加熱量・鉛直移流・潜熱・水平移流）である。参考のため2008年についても同じ形式の図を示す。

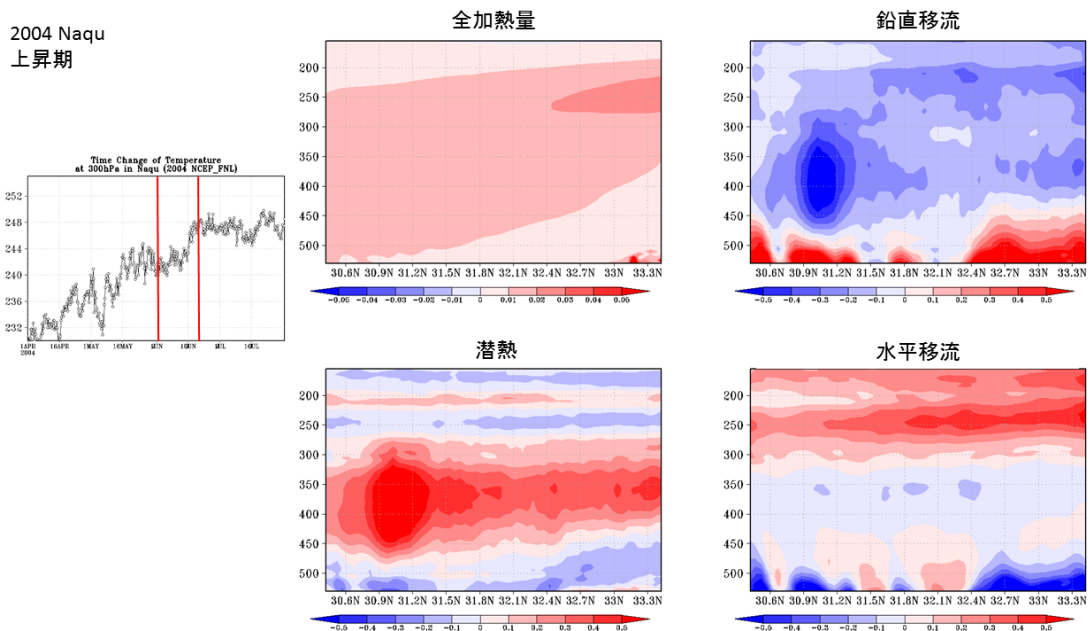


図 C1 2004年 Naqu プレモンスーン期上昇期



2004 Naqu  
下降期

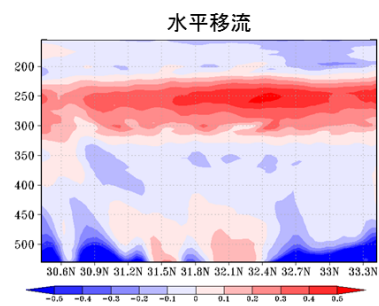
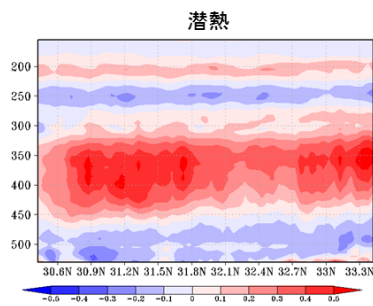
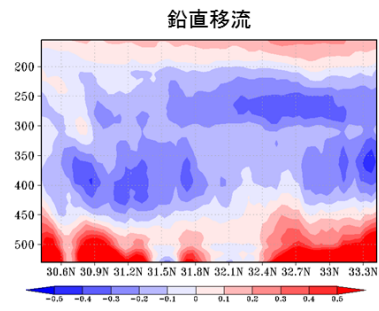
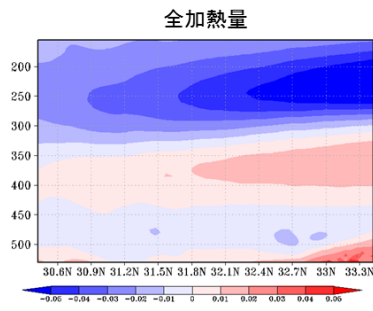
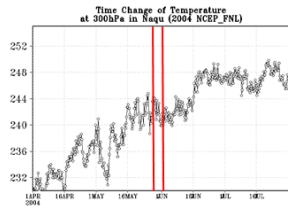


図 C2 2004 年 Naqu プレモンスーン期下降期

2004 Naqu  
モンスーン期

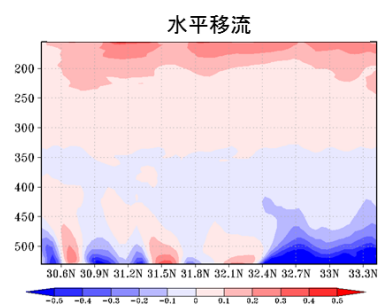
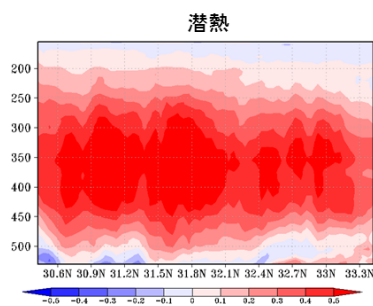
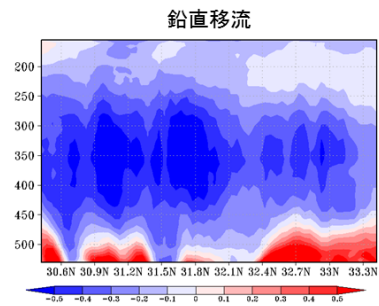
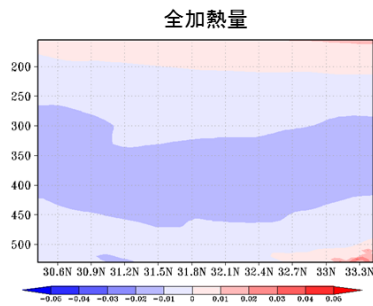
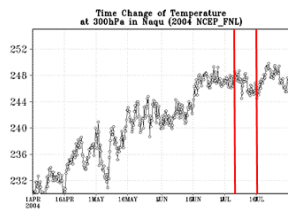


図 C3 2004 年 Naqu モンスーン期

2004 Gaize  
上昇期

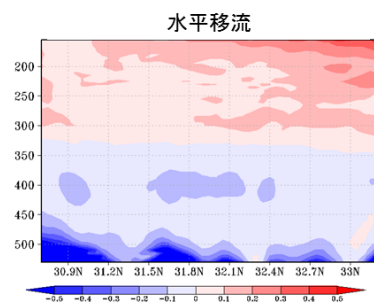
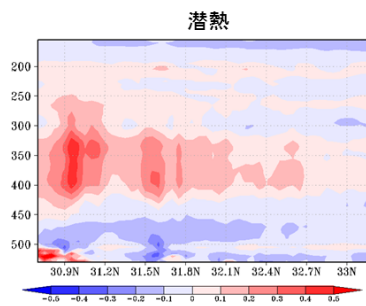
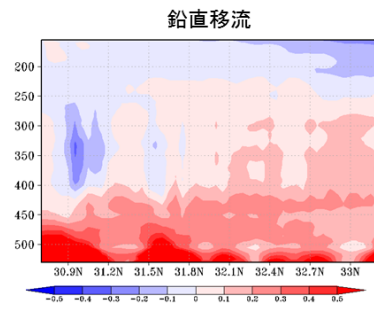
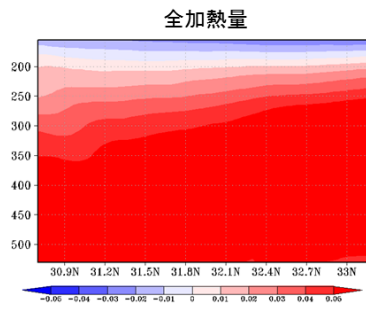
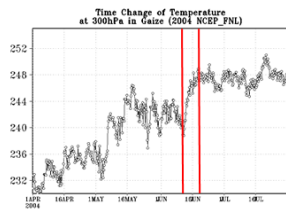


図 C4 2004 年 Gaize プレモンスーン期上昇期

2004 Gaize  
下降期

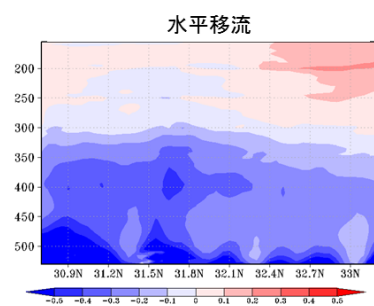
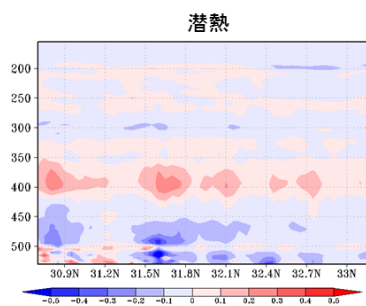
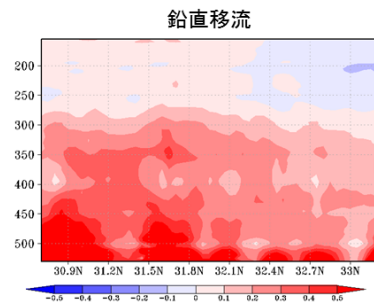
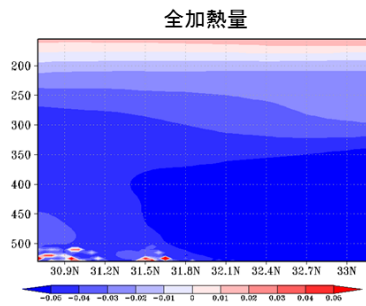
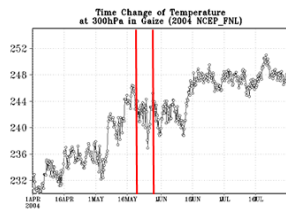


図 C5 2004 年 Gaize プレモンスーン期下降期

2004 Gaize  
モンスーン期

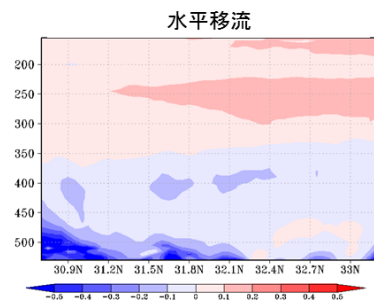
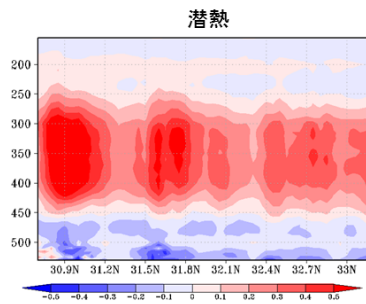
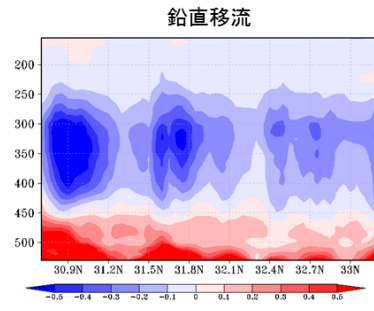
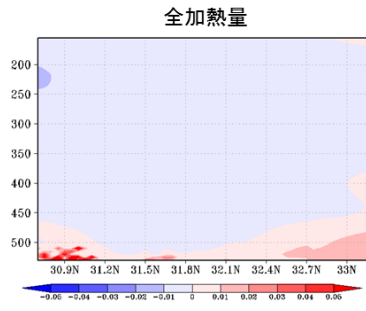
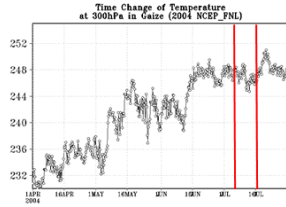


図 C6 2004 年 Gaize モンスーン期

2005 Naqu  
上昇期

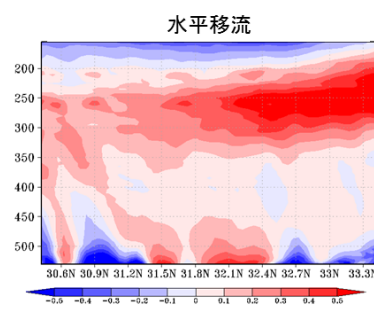
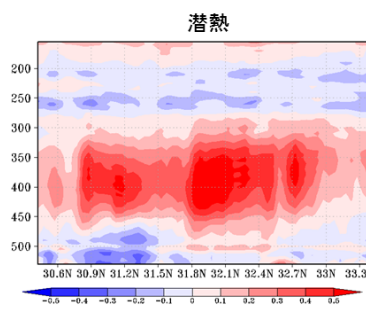
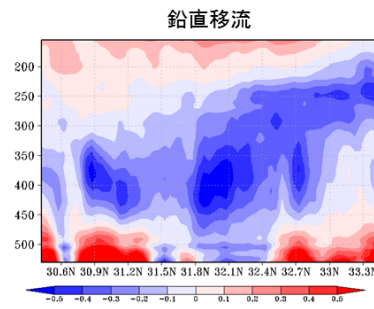
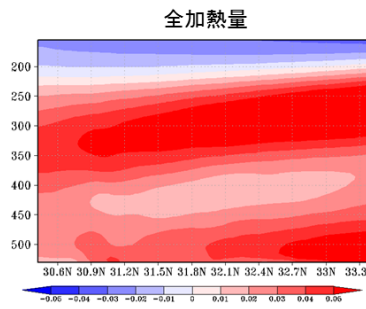
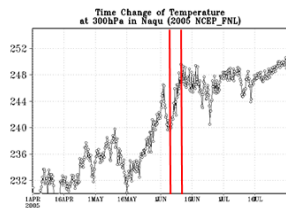


図 C7 2005 年 Naqu プレモンスーン期上昇期



2005 Naqu  
下降期

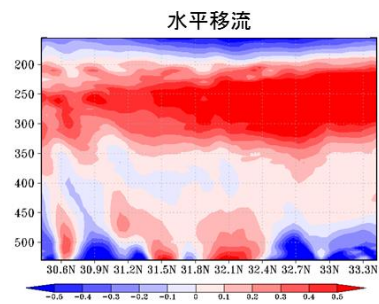
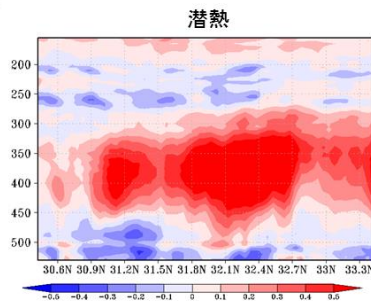
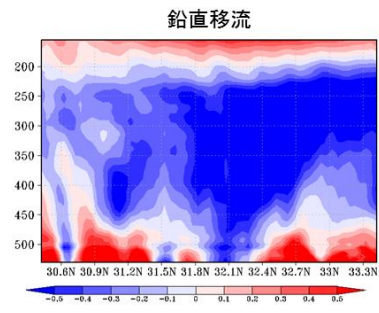
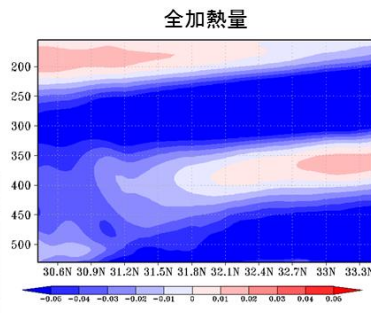
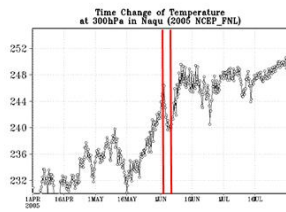


図 C8 2005 年 Naqu プレモンスーン期下降期

2005 Naqu  
モンスーン期

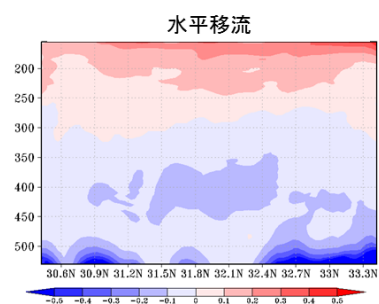
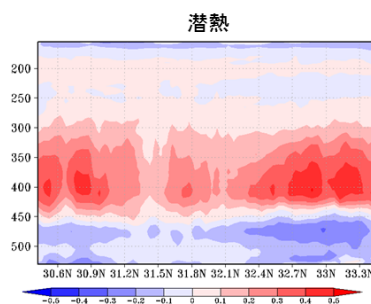
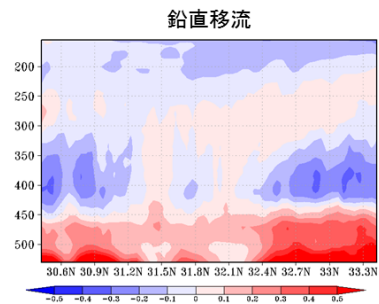
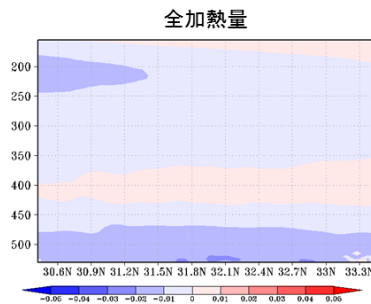
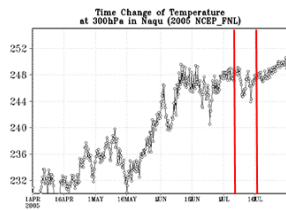


図 C9 2005 年 Naqu モンスーン期

2005 Gaize  
上昇期

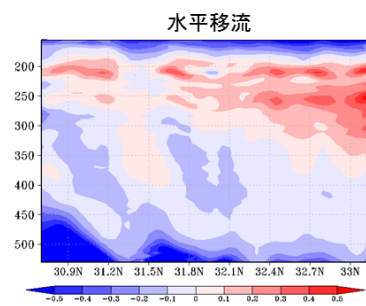
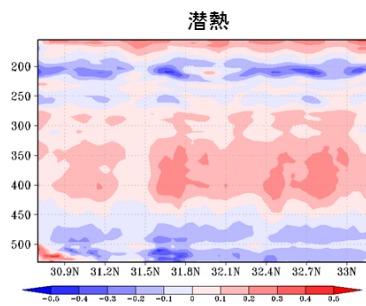
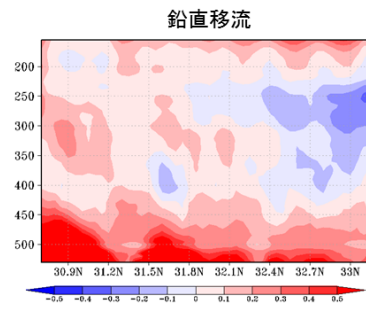
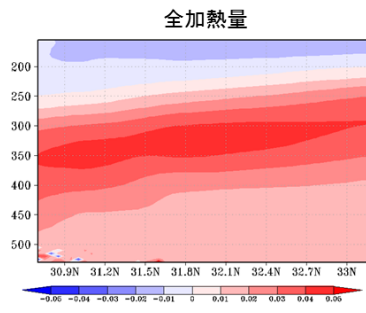
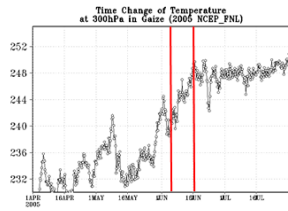


図 C10 2005 年 Gaize プレモンスーン期上昇期

2005 Gaize  
下降期

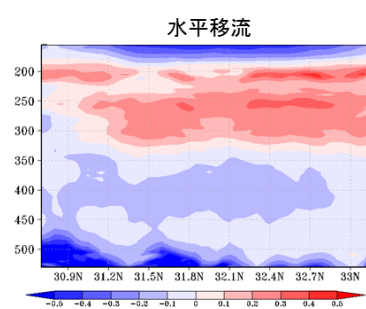
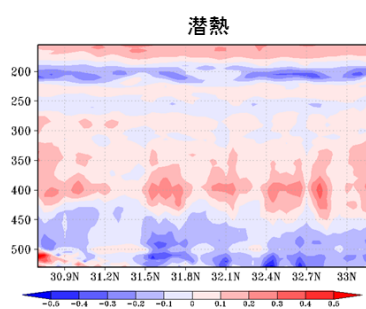
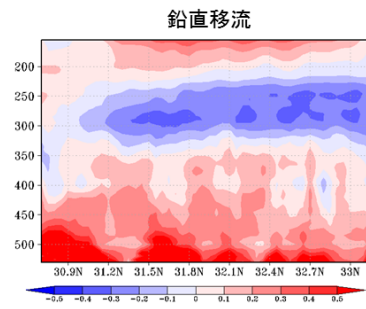
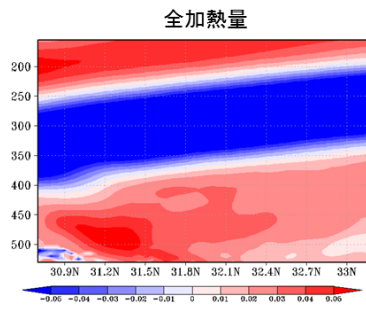
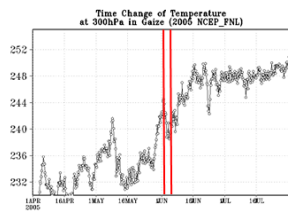


図 C11 2005 年 Gaize プレモンスーン期下降期

2005 Gaize  
モンスーン期

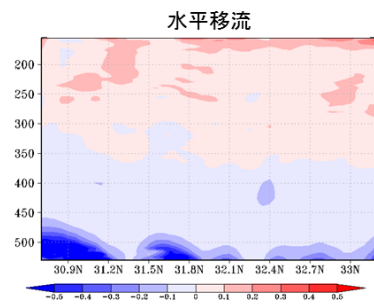
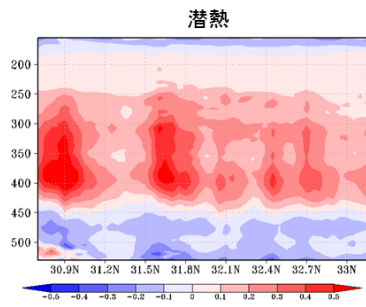
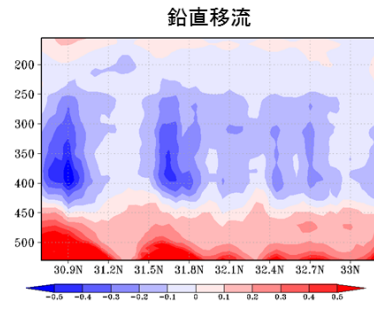
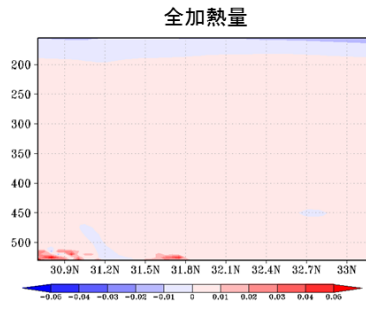
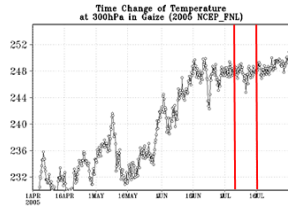


図 C12 2005 年 Gaize モンスーン期

2006 Naqu  
上昇期

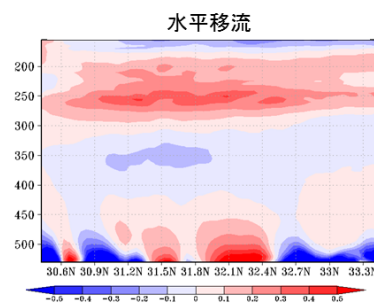
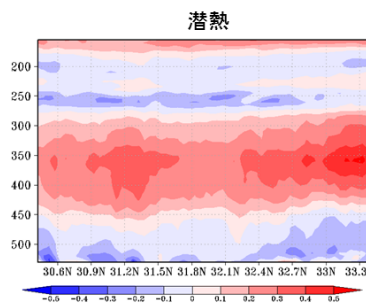
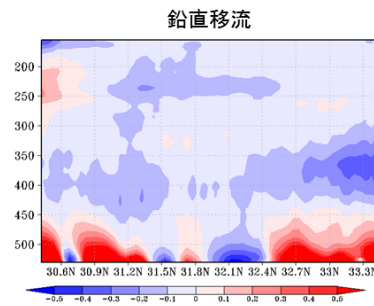
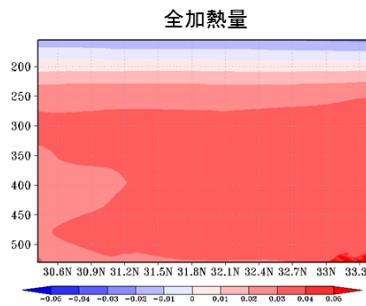
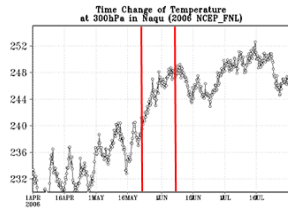


図 C13 2006 年 Naqu プレモンスーン期上昇期

2006 Naqu  
下降期

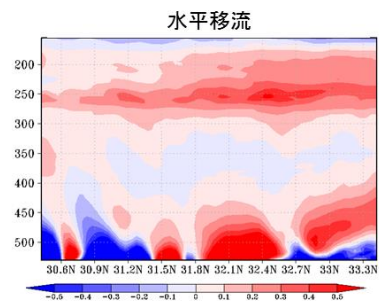
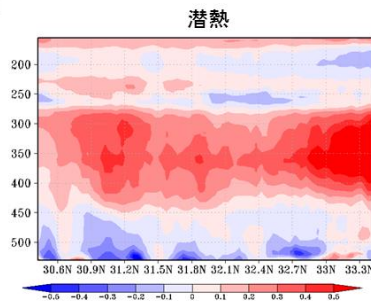
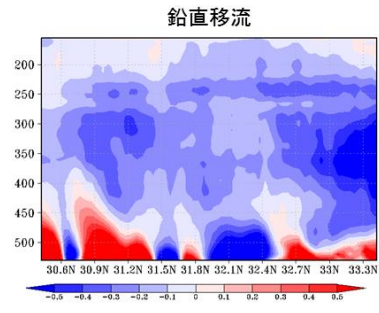
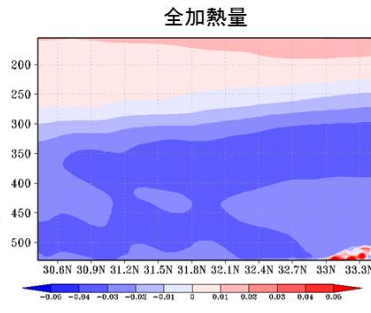
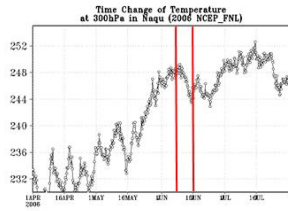


図 C14 2006 年 Naqu プレモンスーン期下降期

2006 Naqu  
モンスーン期

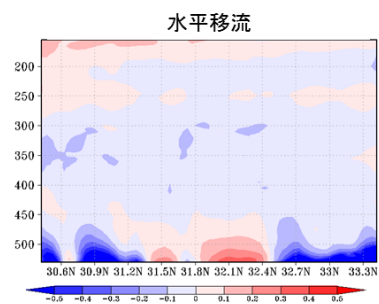
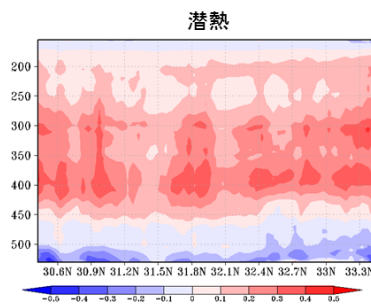
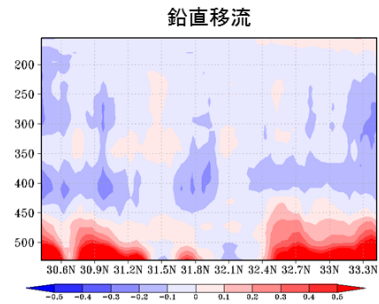
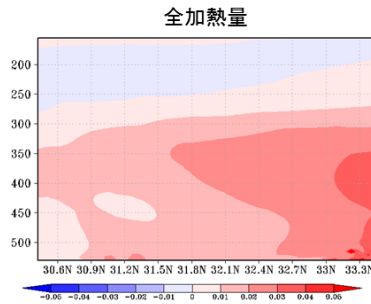
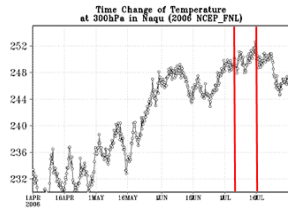


図 C15 2006 年 Naqu モンスーン期

2006 Gaize  
上昇期

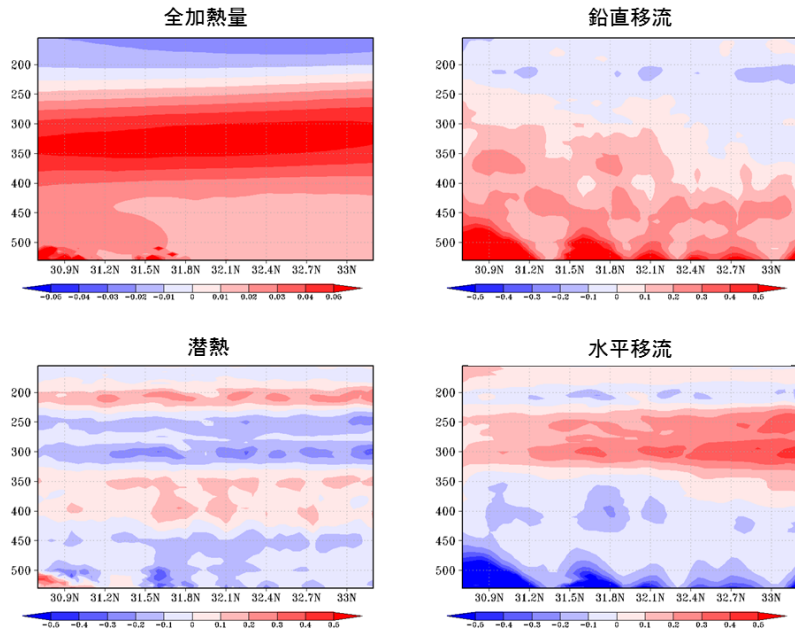
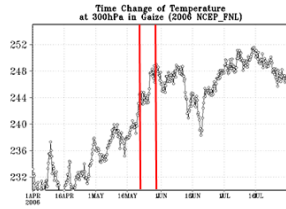


図 C16 2006 年 Gaize プレモンスーン期上昇期

2006 Gaize  
下降期

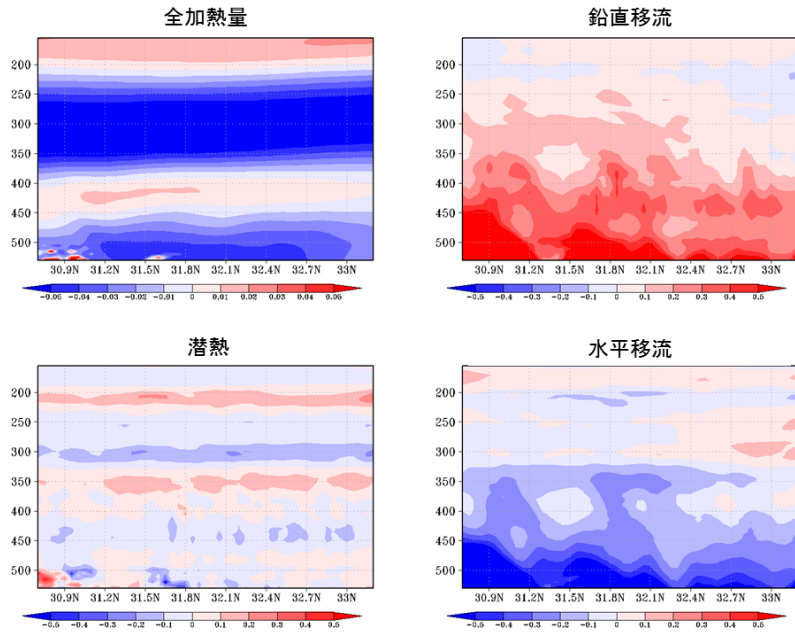
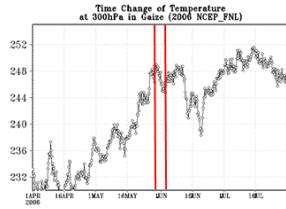


図 C17 2006 年 Gaize プレモンスーン期下降期



2006 Gaize  
モンスーン期

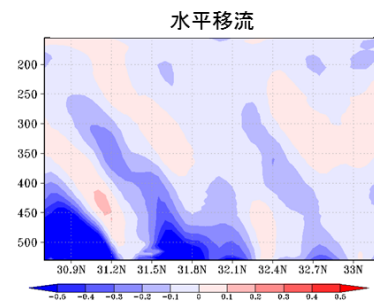
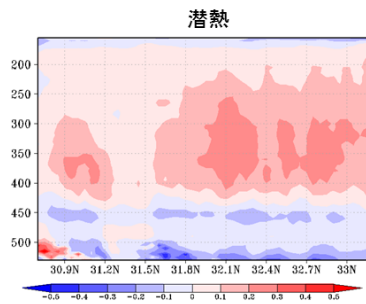
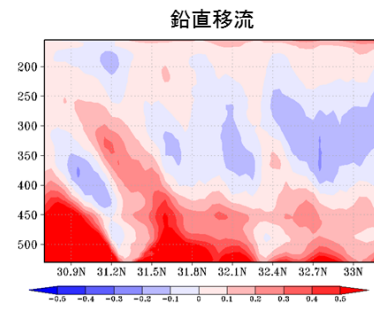
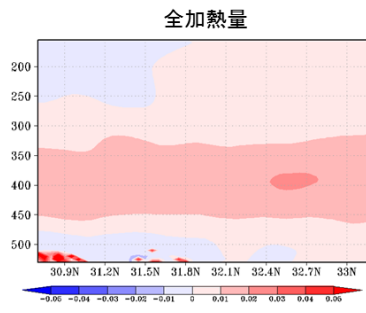
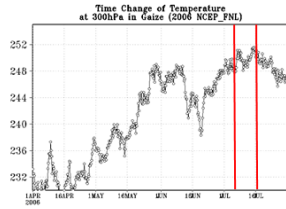


図 C18 2006 年 Gaize モンスーン期

2007 Naqu  
上昇期

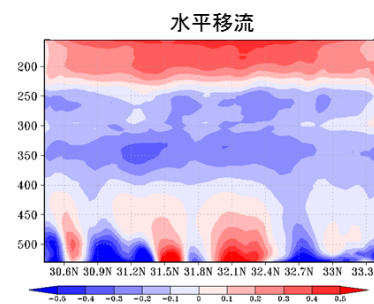
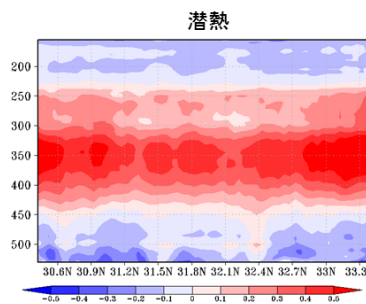
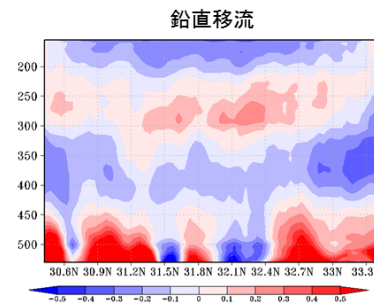
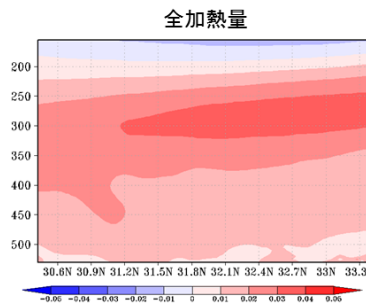
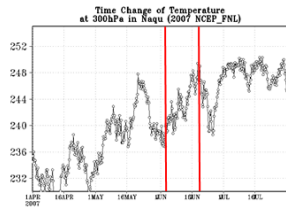


図 C19 2007 年 Naqu プレモンスーン期上昇期

2007 Naqu  
下降期

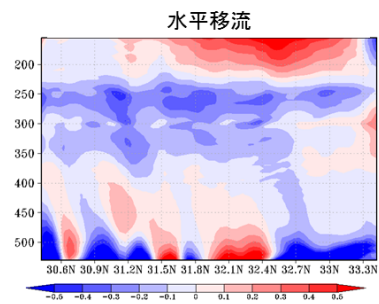
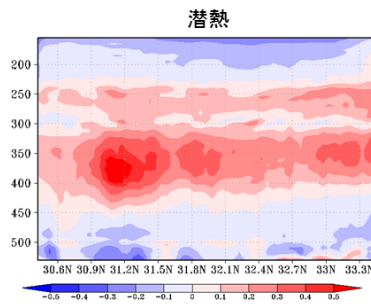
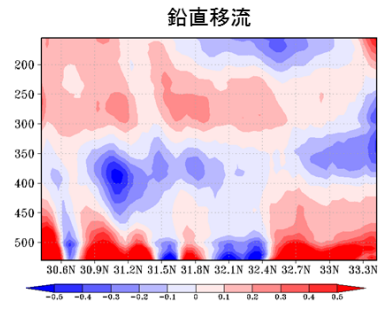
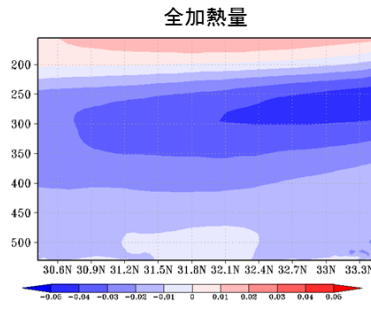
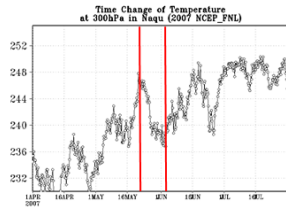


図 C20 2007 年 Naqu プレモンスーン期下降期

2007 Naqu  
モンスーン期

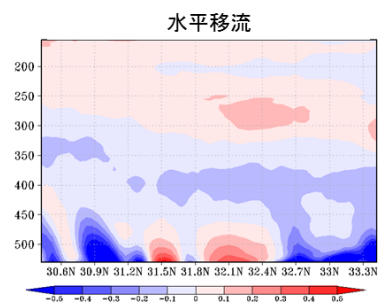
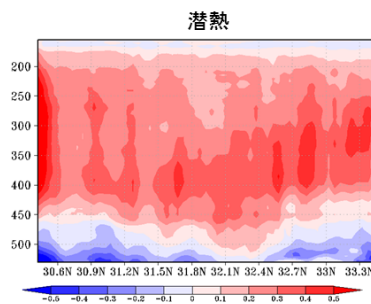
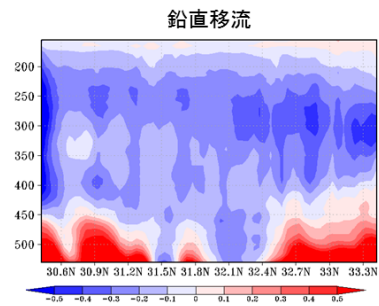
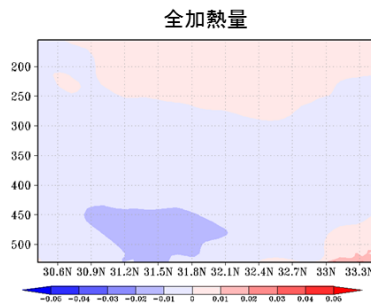
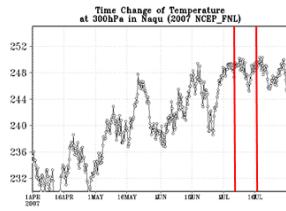


図 C21 2007 年 Naqu モンスーン期

2007 Gaize  
上昇期

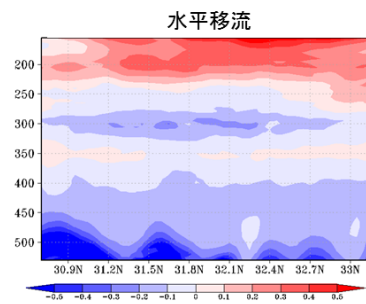
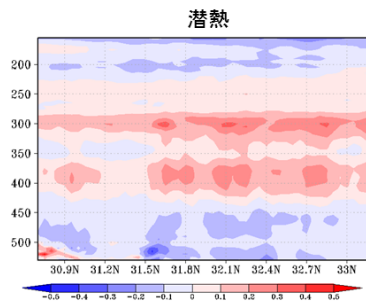
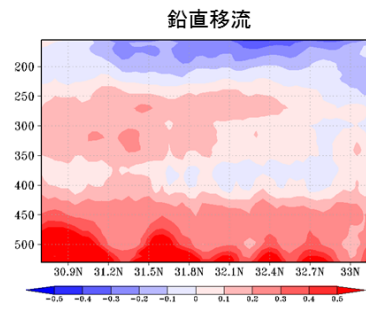
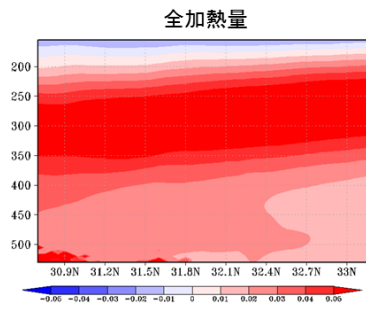
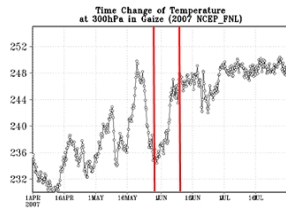


図 C22 2007 年 Gaize プレモンスーン期上昇期

2007 Gaize  
下降期

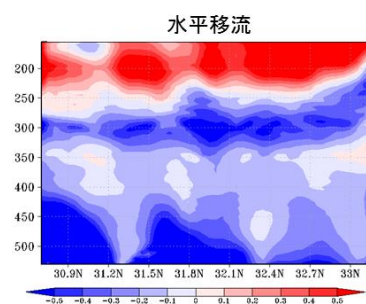
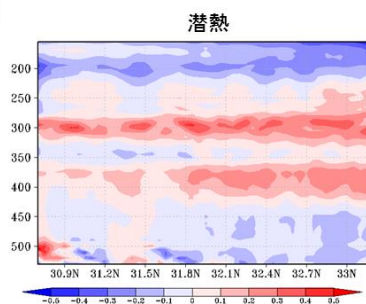
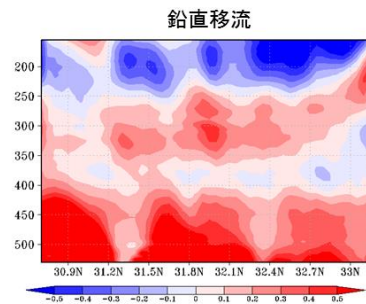
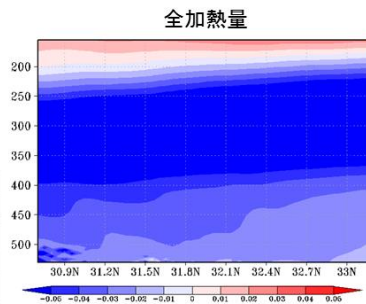
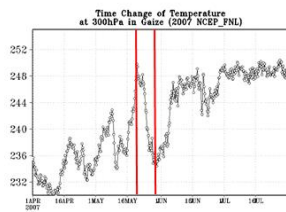


図 C23 2007 年 Gaize プレモンスーン期下降期



2007 Gaize  
モンスーン期

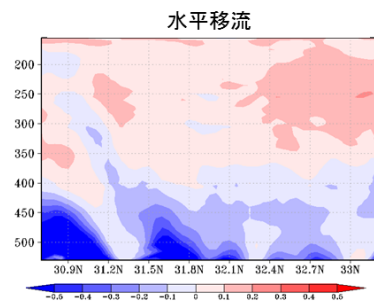
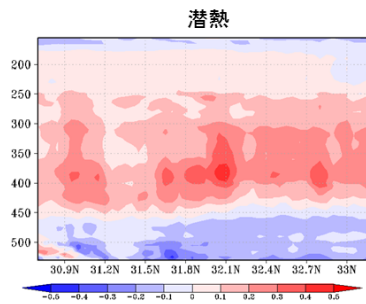
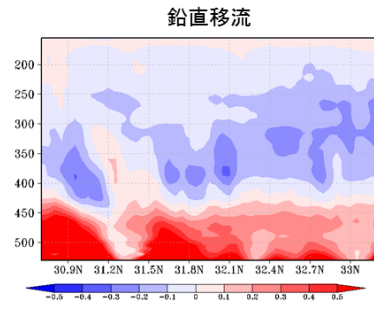
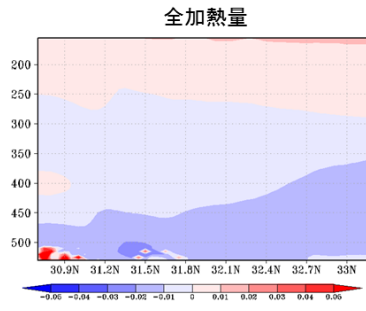
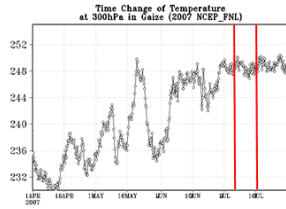


図 C24 2007 年 Gaize モンスーン期

2008 Naqu  
上昇期

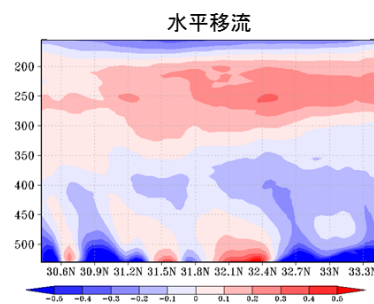
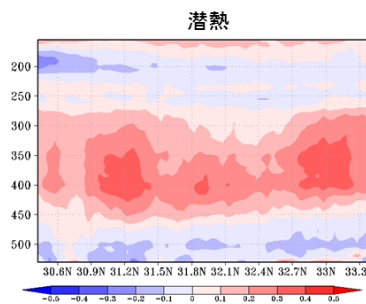
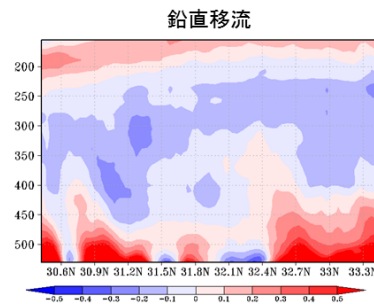
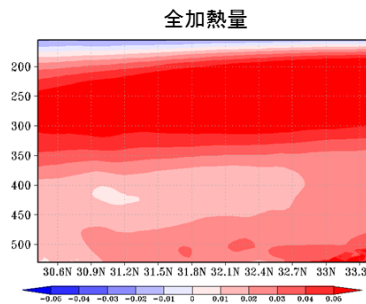
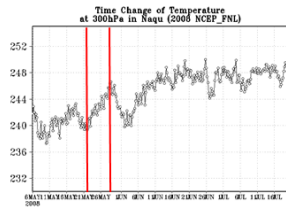


図 C25 2008 年 Naqu プレモンスーン期上昇期

2008 Naqu  
下降期

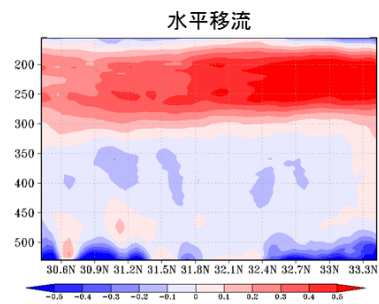
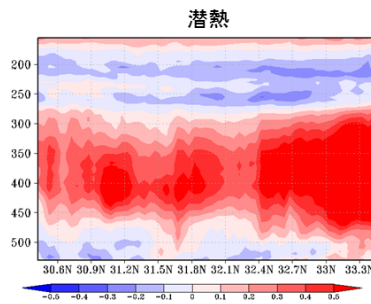
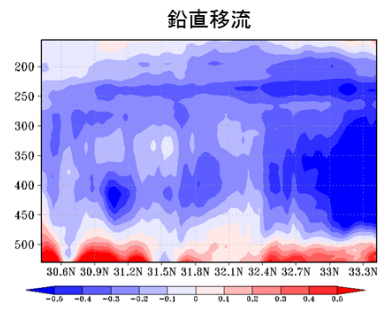
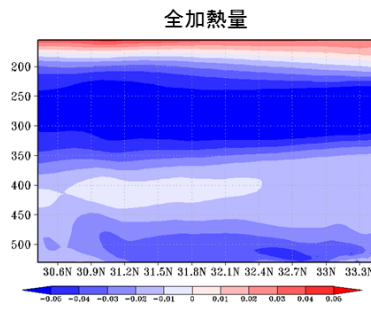
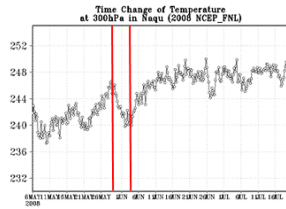


図 C26 2008 年 Naqu プレモンスーン期下降期

2008 Naqu  
モンスーン期

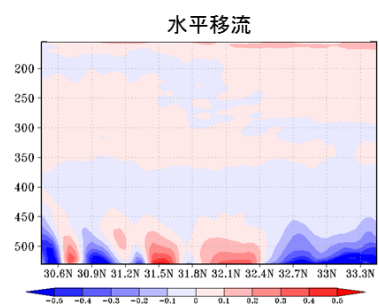
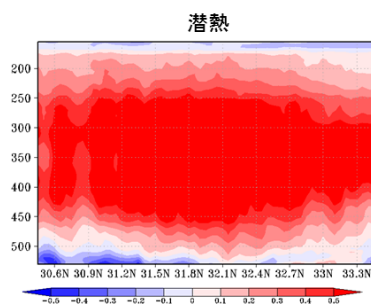
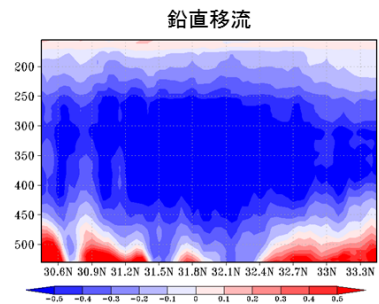
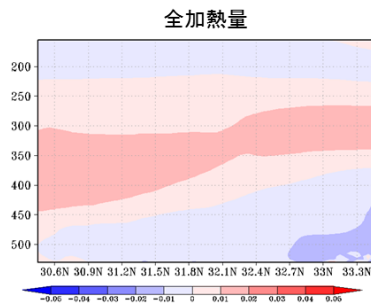
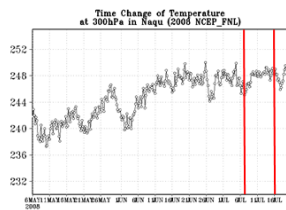


図 C27 2008 年 Naqu モンスーン期

2008 Gaize  
上昇期

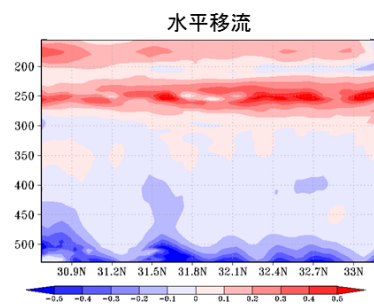
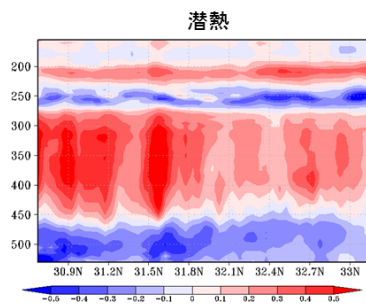
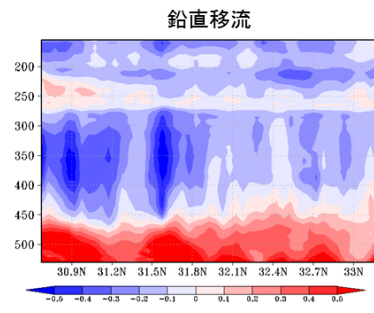
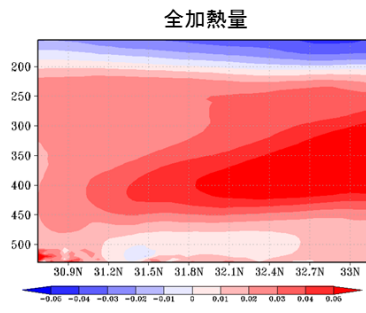
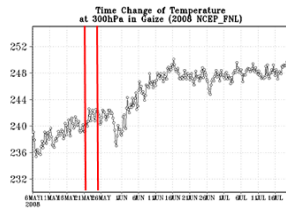


図 C28 2008 年 Gaize プレモンスーン期上昇期

2008 Gaize  
下降期

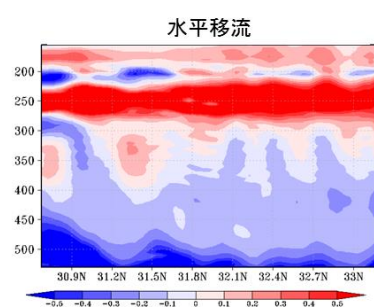
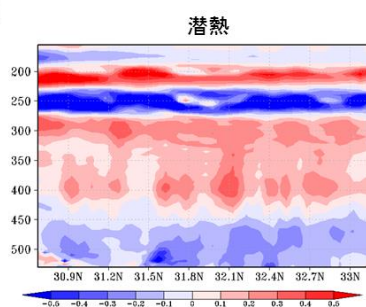
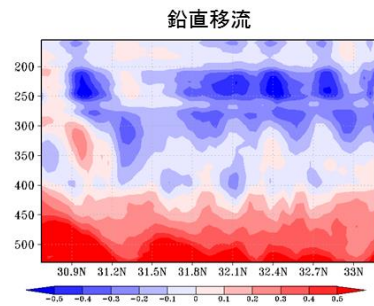
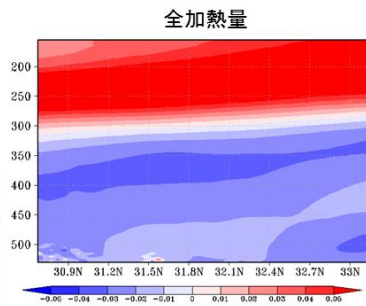
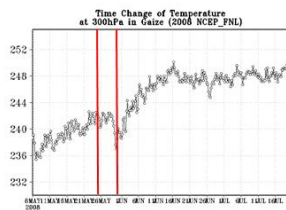


図 C29 2008 年 Gaize プレモンスーン期下降期

2008 Gaize  
モンスーン期

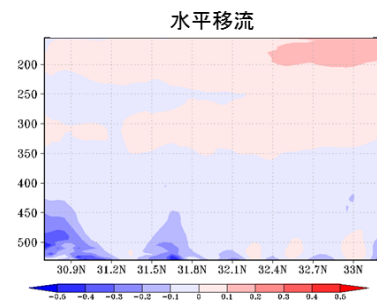
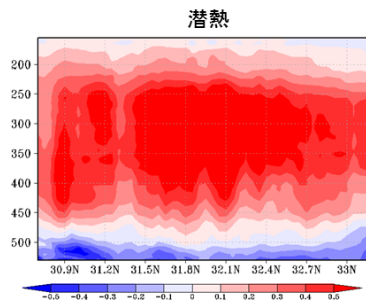
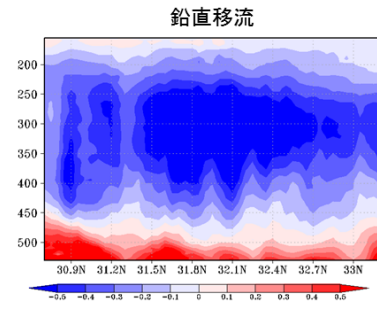
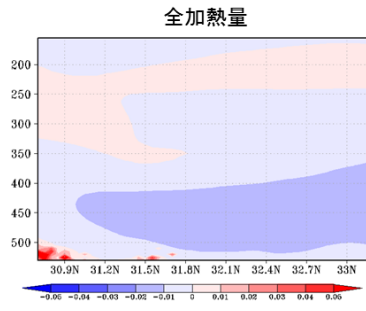
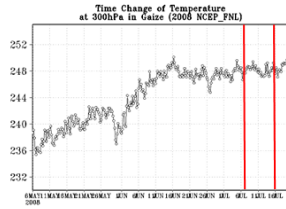


図 C30 2008 年 Gaize モンスーン期

2009 Naqu  
上昇期

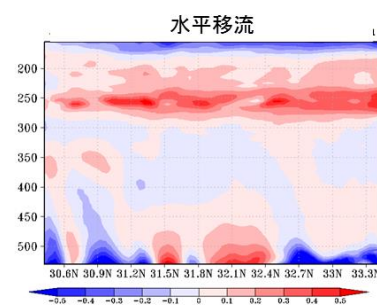
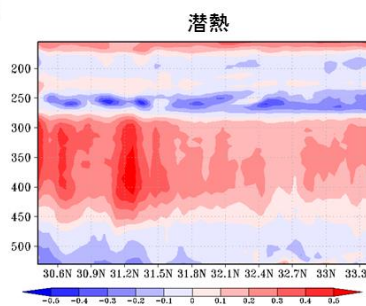
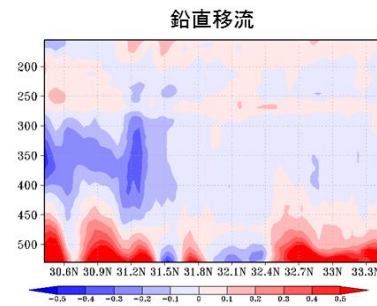
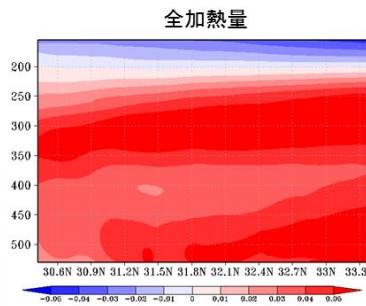
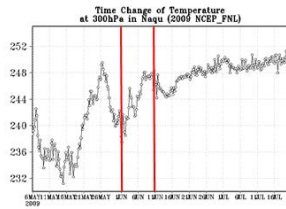


図 C31 2009 年 Naqu プレモンスーン期上昇期



2009 Naqu  
下降期

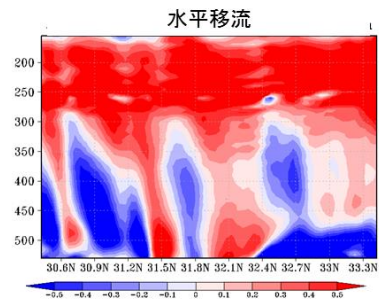
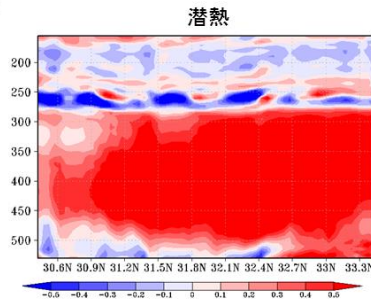
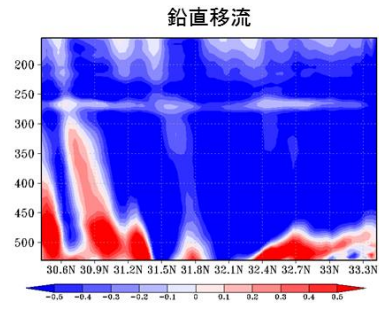
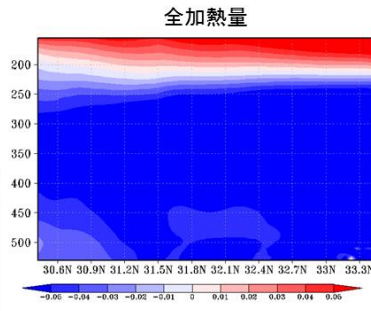
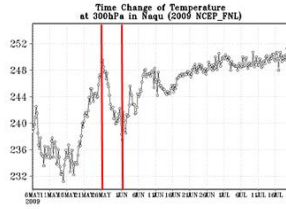


図 C32 2009 年 Naqu プレモンスーン期下降期

2009 Naqu  
モンスーン期

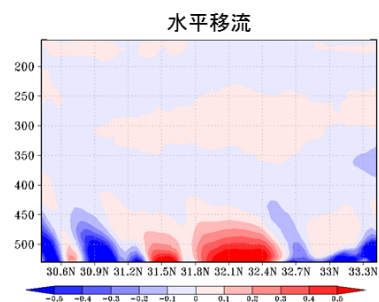
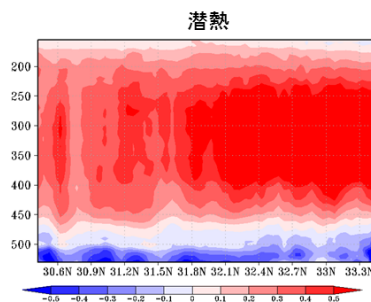
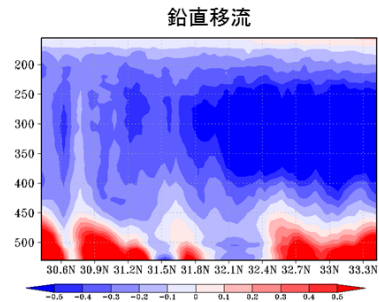
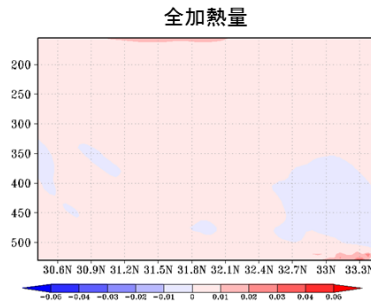
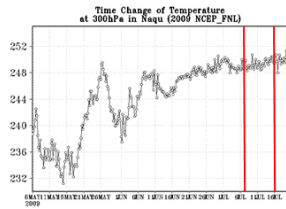


図 C33 2009 年 Naqu モンスーン期

2009 Gaize  
上昇期

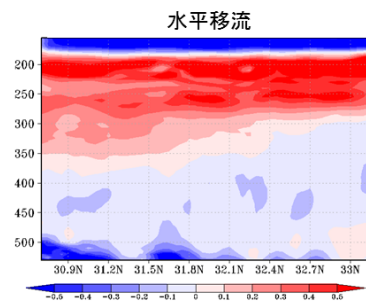
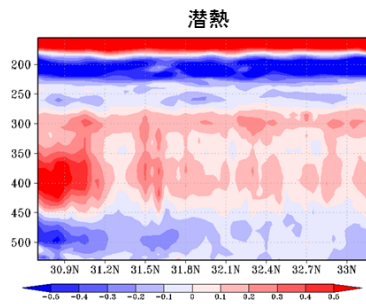
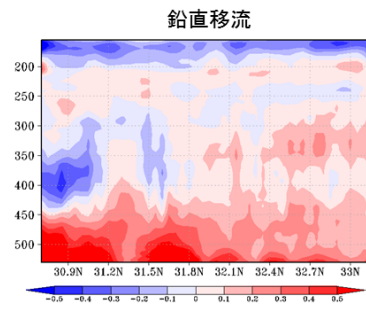
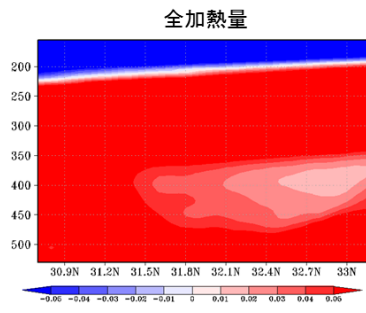
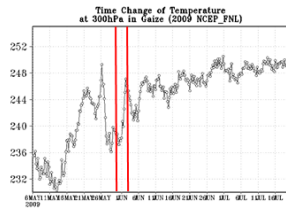


図 C34 2009 年 Gaize プレモンスーン期上昇期

2009 Gaize  
下降期

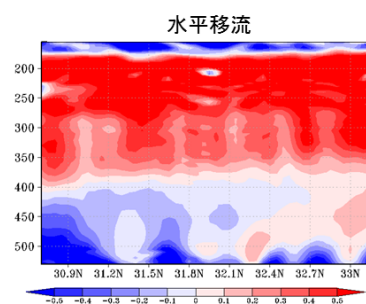
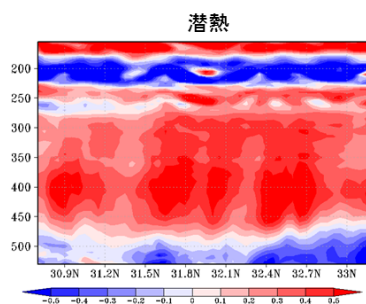
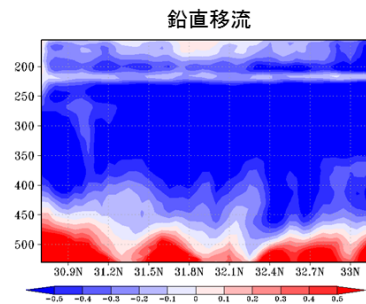
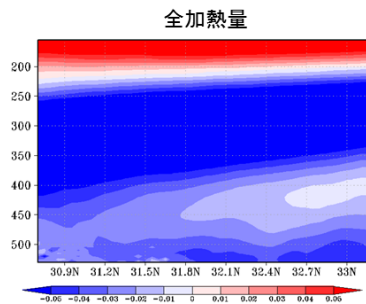
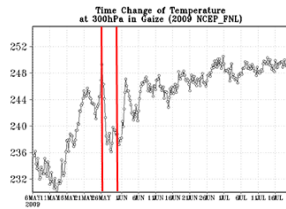


図 C35 2009 年 Gaize プレモンスーン期下降期

2009 Gaize  
モンスーン期

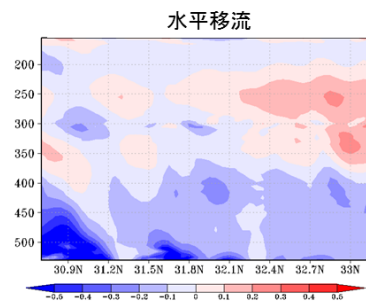
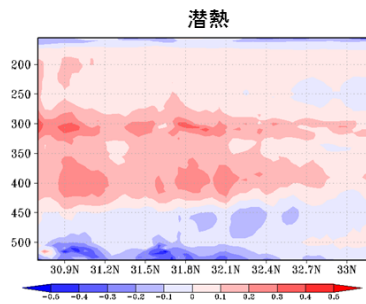
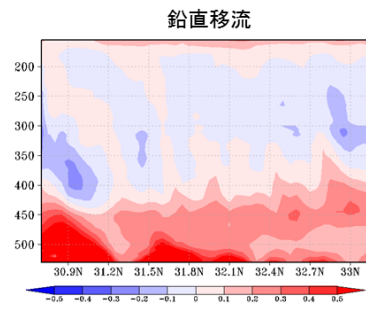
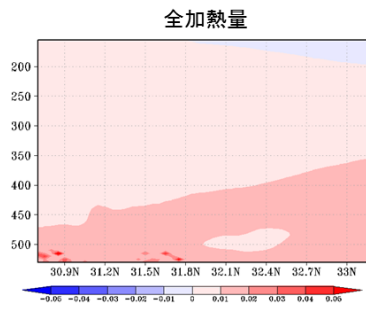
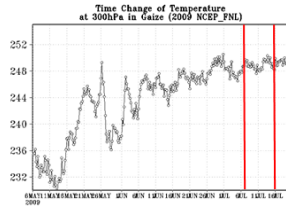


図 C36 2009 年 Gaize モンスーン期

2010 Naqu  
上昇期

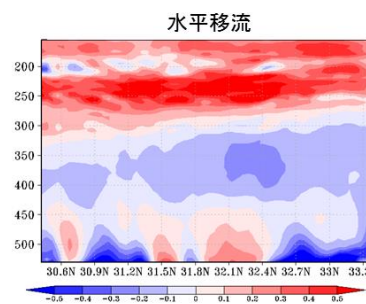
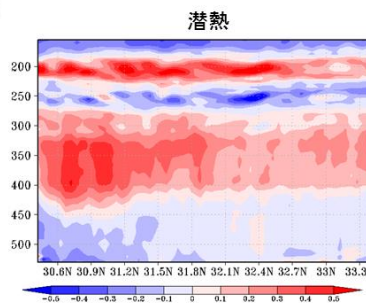
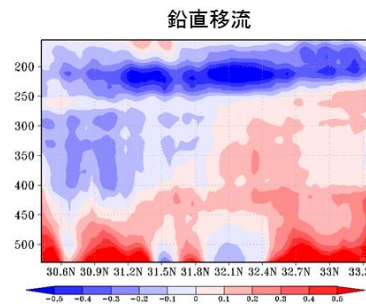
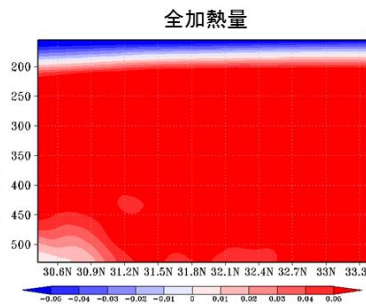
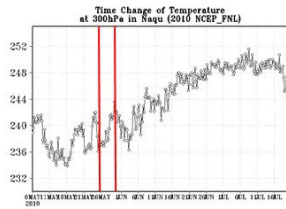


図 C37 2010 年 Naqu プレモンスーン期上昇期

2010 Naqu  
下降期

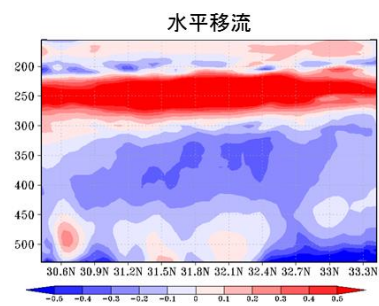
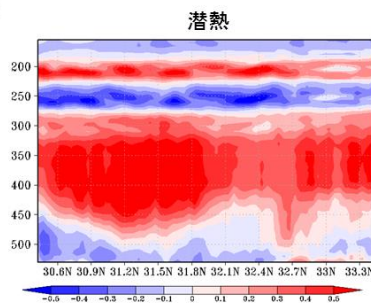
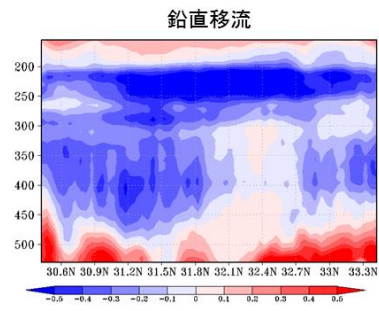
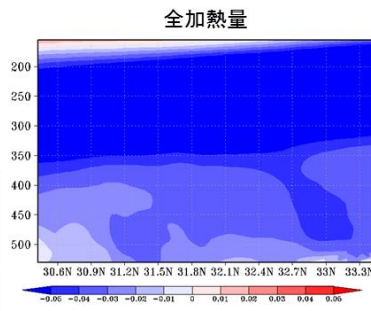
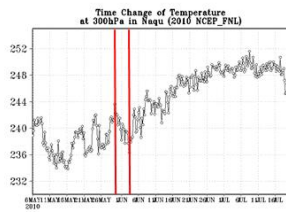


図 C38 2010 年 Naqu プレモンスーン期下降期

2010 Naqu  
モンスーン期

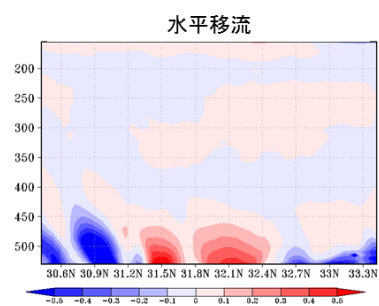
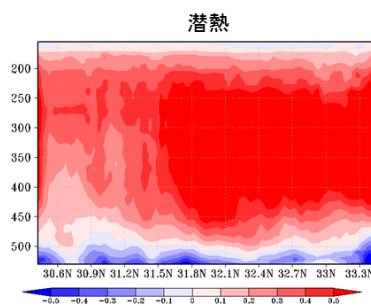
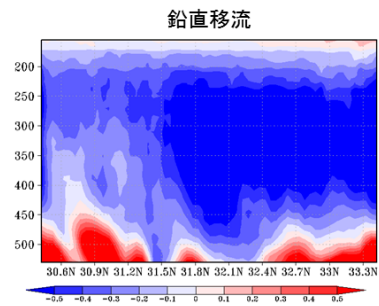
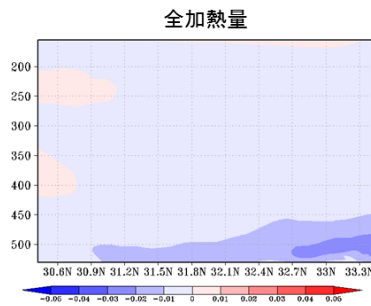
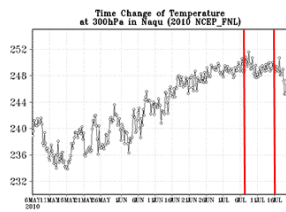


図 C39 2010 年 Naqu モンスーン期



2010 Gaize  
上昇期

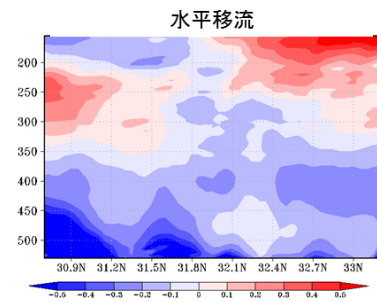
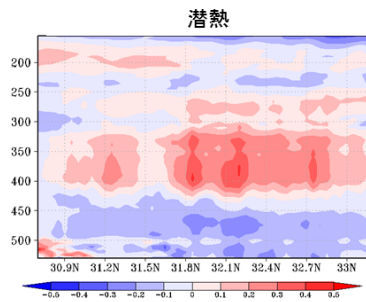
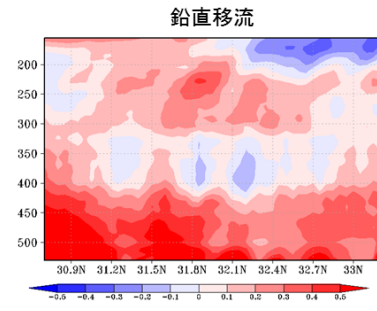
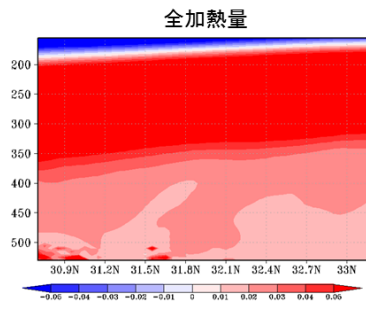
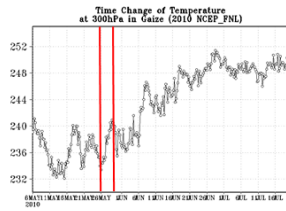


図 C40 2010 年 Gaize プレモンスーン期上昇期

2010 Gaize  
下降期

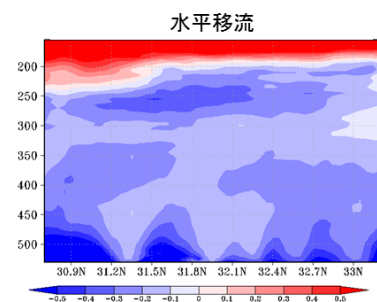
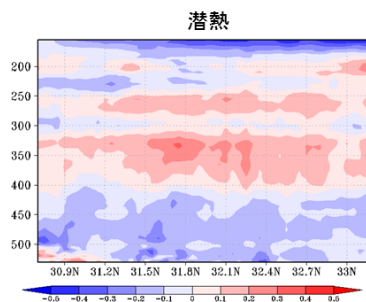
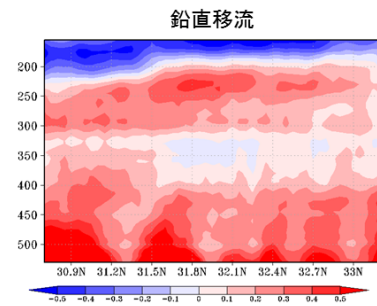
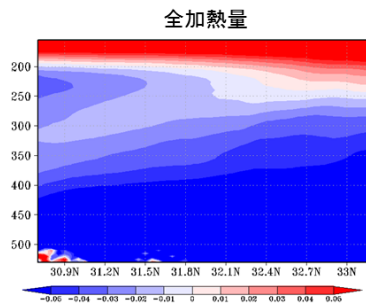
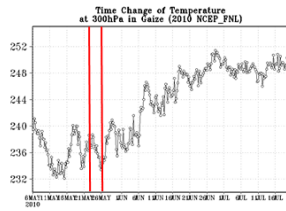


図 C41 2010 年 Gaize プレモンスーン期下降期

2010 Gaize  
モンスーン期

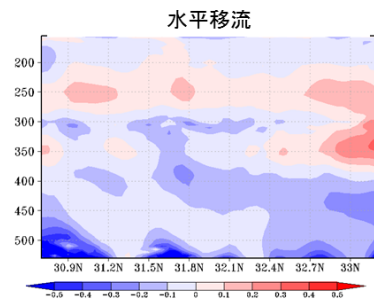
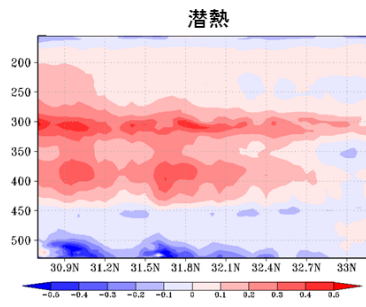
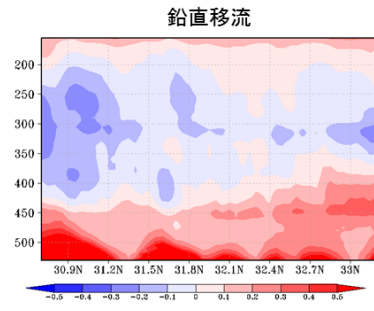
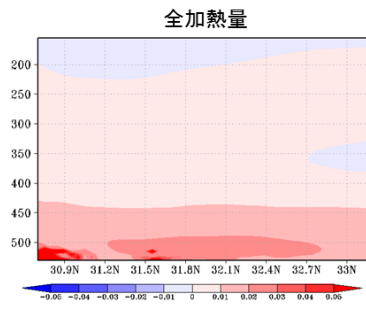
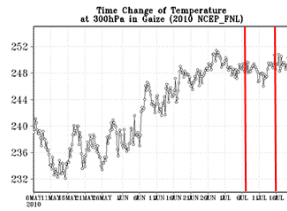


図 C42 2010 年 Gaize モンスーン期