

相変化が熱対流のマー ジングに及ぼす影響（積雲の成長過程）

The Effect of Phase Change of Vapor on the Merging Process of Thermal Convection
in the Atmosphere

神田 学*・日野幹雄**

By Manabu Kanda and Mikio Hino

Numerical experiments have been performed to investigate the effect of phase change of a working fluid (H_2O : vapor, cloud and rain) on the merging process of thermal convection in the atmosphere. The following results are obtained.

- 1) The phase change of H_2O promote the merging of thermal convection. The aspect ratio of a convective cell with phase change is much larger than that without phase change.
- 2) Convective cells merge and change their wave length more often after reaching the upper boundary than before.

Keywords: thermal convection, phase change, merging, aspect ratio, cumulus cloud

1 はじめに

積雲対流は言うまでもなく大気中に存在する熱対流の一種類である。実際リモートセンシング画像や航空写真にはわれわれがよく知っているベナールセルとよく似たパターンが写し出されている。では実験室レベルの熱対流についての理論や知見がそのまま積雲対流に応用できるかと考えると大きな相違点が2つある。一つは対流の生成過程に水蒸気の相変化過程（雲・雨の生成）が深く関与していることであり、もう一つはレーリー数・レイノルズ数がきわめて大きいということである。後者については積雲対流のみならず大気スケールの乱流現象のスケール効果に関わる別個の問題であるから議論しないこととし、ここではもっぱら相変化過程の熱対流への影響に焦点を絞って検討することにする。

大水深・大レーリー数における対流の特性については浅枝¹⁾が実験・理論によって説明しているが、相変化をともなう熱対流という観点からの積雲対流研究は意外に少ない。実験室レベルでは神部・高木・橋本²⁾が相変化をともなう気体-粒子系の熱対流について実験および安定解析手法を用いた理論により研究を行っている。しかし、かれらの研究では潜熱の放出効果等が考慮されておらず気象現象の解明とはなっていない。一方、松野³⁾は2次元数値モデルにより自然発生的に生じるクラウドクラスターについて数値積分を行い、クラウドクラスターの形成について検討している。しかしながら相変化過程が熱対流の性質、特にその非定

* 正会員 工修 東京工業大学助手 工学部土木工学科

** 正会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科

(〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1)

常過程や対流セルの空間スケール（アスペクト比）等にどのような影響を及ぼすかについては十分に検討されておらず、通常の熱対流との接点が見いだせていない。著者ら（神田・稲垣・日野）⁴⁾はすでに3次元積雲対流の発達過程および相変化の重要性について報告した。本論文では数値計算手法を用い、通常の熱対流の特性が相変化過程を伴うことによってどの様に修正されるかを検討する。

2 数値モデル概要

2.1 基礎方程式

基礎方程式は、神田・日野⁵⁾と同様の水文気象プログラムの大気部を使用する。ただし、今回は乾燥対流に対する湿潤対流の特性を見ることに主眼があり、実験室規模の知見との比較検討および接続も大きな目的の一つである。そこで第一ステップとして大気乱流のモデル（Klemp & Wilhemson⁶⁾）をあえて使わず、粘性係数を大気の渦動粘性係数でおきかえて直接計算する方法を用いた。乱流のスケール効果の問題は別途存在するが、一応見かけのレーリー数・レイノルズ数を尺度に相変化の影響の議論を行うことができる。基礎方程式の詳細については神田・日野⁵⁾を参照されたい。このモデルでは運動量は音波や高周波重力波の影響を無視したいわゆる深い対流に対する非弾性方程式を用い、相変化過程はKeslerタイプのパラメーター化を行っている。乾燥対流の計算は基礎方程式から水蒸気の寄与を完全に除外して行う。このことは大気の相対湿度を0%としていることと等しい。

2.2 計算領域と境界条件

計算領域は鉛直10(km)・水平 100(km)とアスペクト比を大きめにとった。そのため計算負荷の点から奥行き方向には5(km)しか存在しない、いわば実質上2次元の3次元計算を行った。格子間隔は鉛直約500m（不等間隔）・水平1kmで、メッシュ数は側面境界X方向・Y方向とも周期境界条件を与えた。周期境界が対流スケールに影響を及ぼすことが懸念されるため、後述するように低いレーリー数・レイノルズ数でベナール対流をシミュレートし、対流セルの波長等に周期境界が影響を及ぼしていないことを確認した。上面境界・下面境界とも剛体境界とし、風速はすべりなし、温位等は一定値とした。計算の時間刻みは10秒とした。

2.3 初期状態

大気状態は無風かつ中立とし、上面の温位は固定のまま底面の温位だけが瞬間的に5(K)上昇した場合を想定する。その際、温位擾乱5(K)の1%の白色雑音を付加しておく。10kmまで中立ということは実際の大気中ではもちろん有り得ないが、通常の成層下（温位勾配約0.0035(K)）では乾燥対流は5(K)の温度擾乱ではほとんど発達できず、従って湿潤対流との比較にならない。成層度はマージングに大きな影響を及ぼすと思われるので別途検討しなければならないが、今回は成層度の影響を排し全域中立の仮定を用いた。

2.4 計算概要

計算パラメーターとしては相変化のあり・なしおよびレーリー数（およびレイノルズ数）である。ここではレーリー数・レイノルズ数は渦動粘性係数を用いて式（1）（2）のように定義される。

$$Ra = \frac{g \alpha D^3 DT}{\nu_T \kappa_T} \quad (1)$$

$$Re = \frac{u_0 D}{\nu_T} \quad (2)$$

ここで、 $u_0 = (g \alpha D DT)^{1/2}$ 、 g は重力加速度(m/s^2)、 α は空気の温度膨張係数、 $D \cdot H$ はそれぞれ領域の鉛直・水平スケール、 DT は上・下面境界の温位差、 $\nu_T \cdot \kappa_T$ はそれぞれ渦動粘性係数、物質の渦拡散係数。

計算諸元の一覧を表1に、その際の計算パラメーターを表2に記す。積雲対流の渦動粘性係数は大体 $10^2 - 10^3$ (m^2/s)程度と見積もられている（Klemp & Wilhemson⁶⁾）ことを参照した。ケース1、2、3の比較により乾燥対流のレーリー数依存性を調べると同時に、既存理論との比較が行える。ケース4、5により乾燥対流と湿潤対流の比較を行う。

本数値計算の枠組みでは、渦粘性から見積られる見かけのレーリー数・レイノルズ数を設定すれば実験室で得られる同じレーリー数の熱対流の性質と理屈上は完全に一致するはずである（図-2 (a)参照）。

表1 計算諸元一覧

	Ra	Re	$\nu_T(\text{m}^2/\text{s})$	相変化
ケース1	6.3×10^3	1.4×10^2	3×10^3	なし
ケース2	5.6×10^4	4.2×10^3	1×10^3	なし
ケース3	2.2×10^7	8.0×10^3	8×10^2	なし
ケース4	5.6×10^6	4.0×10^3	10^2	なし
ケース5	5.6×10^6	4.0×10^3	10^2	あり

表2 計算条件(共通)

D	10 (km)
H	100 (km)
g	9.8 (m/s^2)
α	$1/300$ (K^{-1})
DT	5 (K)

※プラントル数は1/3とした

3 計算結果と考察

3.1 乾燥対流のレーリー数依存性(ケース1~3の結果から)

図-1 (a) (b) (c)に対流セルの細長比の時間変化をケース1から3について示す。ここでいう対流の細長比とは対流セルの縦/横を表し、アスペクト比の逆数となっている。細長比は計算領域中に存在する全ての対流セルについて計算し、その平均値をとった。図中の矢印は対流が上面境界に到達するのに要する時間を現している。図-2 (a) (b) (c)には上端到達時における鉛直速度Wのコンターラインを示す(メッシュ部分は上昇流速域)。

レーリー数の増加と共に上面へ達するまでの時間(図中矢印)は早く、上面に達するまでの細長比の時間増加率および最大細長比(上面到達時の細長比)は大きくなっていく傾向が読み取れる。レーリー数が小さい場合はアスペクト比がほぼ1で高さが混合層スケールの熱対流がはじめてから形成される。以後時間を経過しても対流比やその性質はあまり変化せず(図-1 (a))。一方レーリー数が大きくなると上面境界到達時

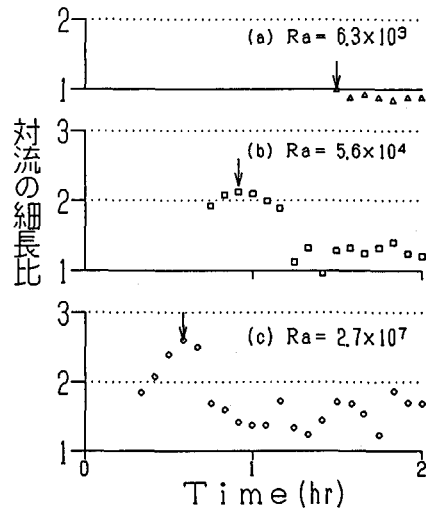


図-1 対流の細長比の時間変化

(a)ケース1 (b)ケース2 (c)ケース3

いずれも相変化なし

図の矢印は上面到達時を表す

を境にその前後で対流比は大きく変化する(図-1 (b) (c))。地表面近傍に小さなサーマルが多数形成されそのおのおのが別個に上層へ成長していく(図-2 (b) (c))。対流セルは水平・鉛直両方向に大きくなるが鉛直方向の成長速度の方が大きいため対流の細長比は時間と共に大きくなっていくと考えられる。この段階では熱対流同士のマージングは地表面近傍でわずかに起こっているものの、その頻度は極めて少ない。ところがサーマルが上面境界に到達すると、熱対流は活発なマージングにより横幅をひろげ、その結果細長比は急激に低下していく(図-1 (b) (c)、図-4 (b))。このことより熱対流のマージングが上面の制約と密接な関係を持っていることがわかる。広義に解釈すれば大気圏界面や温度躍層さらには温度成層度とマージングが密接な関係を持つことを予想させる。実際、接地境界層(地表約2 km)近傍に躍層を入れた熱対流の3次元計算では躍層の下層内で対流のマージングによる波長の変化が認められている(神田・稲垣・日野⁴⁾)。

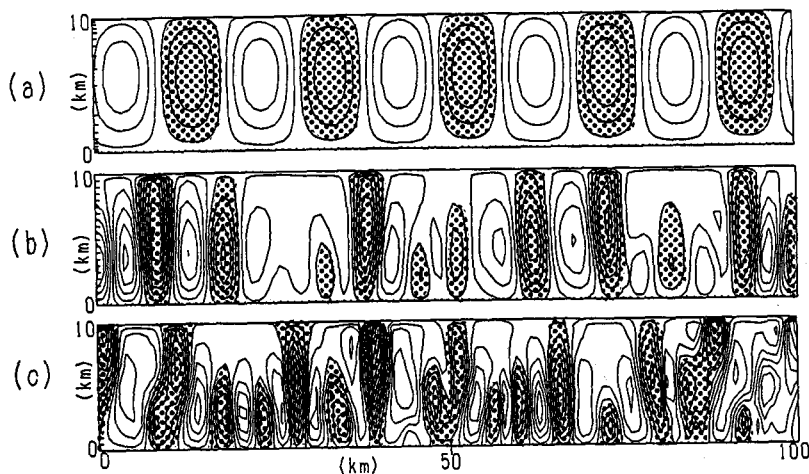


図-2 上昇速度 W のコンター図 (いずれも上面到達時)

(a)ケース1 (b)ケース2 (c)ケース3 (ハッチは上昇域を表す)

いずれも相変化なし

3.2 相変化過程の影響 (ケース4、5の結果から)

図-3 (a)(b)に対流セルの細長比の時間変化をケース4、5について示す。また計算開始後150分(図-3中のAに対応)の鉛直速度 W のコンターラインを図-4 (a)(b)に示す。

上面到達前: 相変化有りの場合も、サーマルが上面境界に達するまでは、初期に生じた一对のサーマルがほとんどそのまま単独で細長比を大きくしながら上層へと発達していく。上面へ達するまでの時間(図中矢印)は湿潤対流の方が乾燥対流よりも早く、また細長比の時間増加率および最大細長比(上面到達時の細長比)も湿潤対流の方が大きくなっている(図-3 (a)(b))。このような湿潤対流の発達傾向は乾燥対流のレーリー数を増加させた場合の挙動ときわめて似ている。相変化にともなう潜熱放出による温度上昇分は約10(K)程度であり、これからローカルな見かけのレーリー数を計算すると

5×10^7 程度に見積れる。これはケース3よりやや大きいレーリー数であるから、定量的な傾向としてはケース1、3の延長上として妥当である。つまり発達の初期段階では相変化過程特有の現象は顕著ではなく、潜熱放出による熱擾乱分を考慮すれば乾燥対流の延長もしくはそれに近い現象として扱えることを示している。

上面到達後: 上面到達後は湿潤対流・乾燥対流とも対流セル同士が活発なマージングを行うことにより、対流の細長比は急激に低下する。細長比の変動に不規則な周期性がみられるのは、対流のマージングとサーマルの新たな発生に起因している。領域内でいくつかのマージングが起これば平均細長比は低下するし、新たなサーマルが地表から生じれば逆に増加する。乾燥対流の場合は、そのような周期性をおびながらも、最

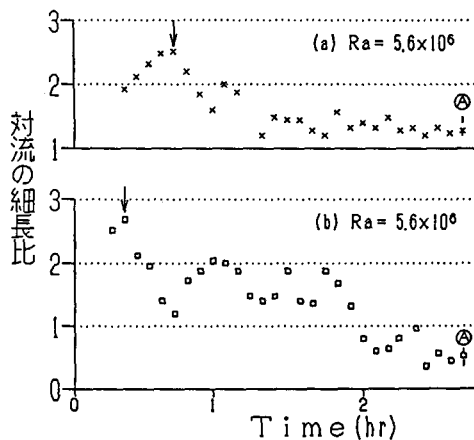


図-3 対流の細長比の時間変化

(a)ケース4 (相変化なし)

(b)ケース5 (相変化あり)

Aは図-4のコンター図と対応

終的には平均細長比がほぼ1.3程度でほぼ準定常状態となる。一方、湿潤対流の場合は、周期変動を繰り返しながらも次第にその水平スケールを広げ、細長比は約0.2（アスペクト比約5）までになる。乾燥対流ではこのようなアスペクト比の大きな熱対流はいかなるレーリー数においても報告されていない。このことは、潜熱分を考慮してももはや乾燥熱対流の延長上で湿潤対流を理解することができず相変化過程が対流のマーシングを著しく促進しアスペクト比の大きな対流セルを作り出すという事実を表している。

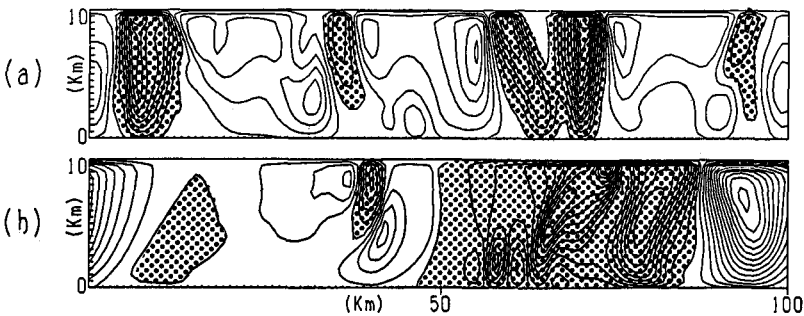


図-4 上昇速度Wのコンター図（計算開始150分後）
(a)ケース4（相変化なし） (b)ケース5（相変化有り）

3. 3 上昇速度・雲粒・雨滴の高度別最大値の時系列変化

高さ3km, 5km, 8kmの3高度における上昇速度の最大値の時間変化をケース4、5についてそれぞれ図-5 (a) (b)に示す。また雲粒・雨滴の最大値の時間変化を図-6 (a) (b)に示す。相変化をともしない場合（ケース4）、多数のサーマルの発生・減衰にともない最大上昇速度は微小に変動しているがその変動幅は比較的小さい。これは次々発生するサーマルの最大上昇速度がどれもきわめて近く、最終的には準定常状態に達するためだと考えられる。一方、相変化をともしなう場合は、最大上昇速度は不規則な周期性を持って大きく変動しているのがわかる。これは湿潤対流に内在している自己周期性の現れであろう。すなわち大きな上昇流をもって発達する対流は下層の水蒸気を上空へ輸送し雲・雨滴に変換しその際放出する潜熱で更に上昇速度を強めるが（発達・成熟期）、やがて雲・雨の生成は上層の密度を増加させると同時に強制的な下降気流を生み出す（減衰期）。この周期性は対流比の細長比の時間変化（図-3 (b)）とも対応しており、最大上昇速度の谷は細長比の谷よりやや遅れて現れる傾向にある。マーシング（細長比の減少期）が成熟期後半（最大上昇速度のピーク）から減衰期（最大上昇速度の減少期）にかけて起こっているためである。降雨・雲の形成による上層の密度

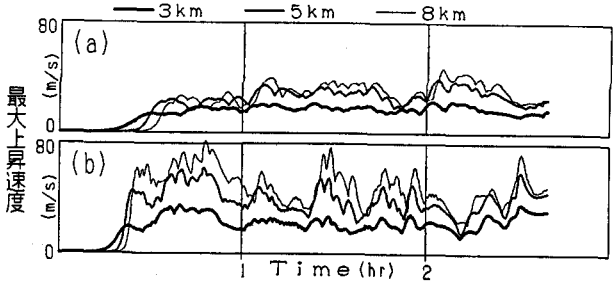


図-5 最大上昇速度の高度別時間変化
(a)ケース4（相変化なし）
(b)ケース5（相変化あり）

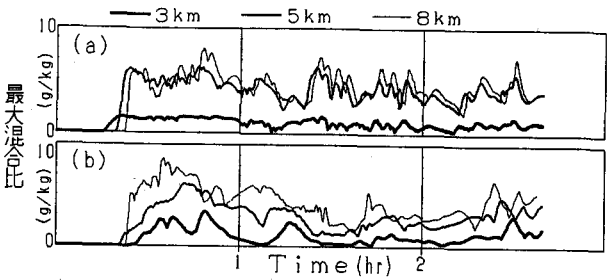


図-6 雲・雨の最大混合比の高度別時間変化
(a)雲混合比（ケース5） (b)雨混合比（ケース5）

の増加と、それによる下降流が対流セルのマーキングに影響を及ぼしていると思われる。

4 実現象における熱対流の縦横比

実際の大气中に存在する熱対流の縦横比や大きさはひまわりの衛星画像や航空機写真による画像解析から断片的に知ることができる。例えば木村⁷⁾が指摘するように日本海上にできるベナール対流状の雲は縦横比が20以上になることも珍しくなく、実験室内のベナール対流(せいぜい3程度)の縦横比よりもはるかに大きいものとなっており、今回の数値計算の結果を定性的に支持している。木村は渦粘性から見かけのレーリー数を求めて大气中の現象と実験室内の現象と比較した場合、ベナール対流には相似性が認められず、カルマン渦にはほぼ相似性が認められることを指摘している。

この違いを説明する一つの仮説として相変化の影響は考えられないであろうか。カルマン渦の形成に相変化は直接的には影響せず雲はトレーサーとしての役割しか持たない。一方、今回の数値実験で明らかになったように熱対流では相変化過程は潜熱の放出や密度場の変化等の点でその生成に直接的に影響を及ぼすからである。

結論

今回の数値実験で以下のような結論が得られた。

- 1) 水蒸気・雲・雨の一連の相変化過程は対流のマーキングを促進し通常の熱対流に比べアスペクト比の大きな対流セルを生み出す。このことは潜熱放出によるレーリー数増加分を考慮しても乾燥対流の知見では説明できない。
- 2) 高いレーリー数域では乾燥対流・湿潤対流とも上面境界到達前と到達後でマーキングの様相が変わる。到達前はマーキングの頻度は少なく、到達後にマーキングによって対流比を大きく変える。このことは対流の上昇に対する抵抗力(例えば温度躍層や成層度)がマーキングに大きな影響を及ぼすことを示唆している。

謝辞 本研究は文部省科学研究費一般研究(B)課題番号03452207「植生の気候緩和効果に関する土・植・気圏を一体とした水文学的研究、研究代表者、日野幹雄」の補助を受けて行われたものである。ここに謝意を表する

参考文献

- 1) 浅枝隆・玉井信行: 熱的外乱により連続成層場に生じる対流の特性について、土木学会論文報告集, 323, 109-119, 1982.
- 2) 神部勉・高木隆司・橋本英典: 相変化を伴う気体-粒子系の熱対流、東京大学宇宙航空研究所報告、9巻2号、pp. 740-754, 1973.
- 3) 松野太郎: 湿潤対流の組織化に関する数値実験、「集中豪雨のメカニズムと予測に関する研究: 研究代表者浅井富雄」、pp. 321-328, 1990.
- 4) 神田学・稲垣聡・日野幹雄: 積雲対流の非定常過程・マーキング現象に関する3次元数値実験-相変化にともなう熱対流の発達挙動、気象学会春季大会講演集, pp. 76, 1991.
- 5) 神田学・日野幹雄: 大気-土壌系の相互作用に着目した対流性雲に関する3次元LESモデルによる検討、水工学論文集, 第35巻, pp. 27-32, 1991.
- 6) Klemp, J.B. and Wilhelmson, R.: The simulation of three dimensional convective storm Dynamics, J. Atmos. Sci., vol. 35, pp. 1070-1096, 1978.
- 7) 木村竜治: 大気中の渦粘性の問題点、第20回乱流シンポジウム講演論文集、pp. 262-266, 1988.