

積雲対流による重力波励起とメソ対流系組織化への影響

重 尚一*・里村 雄彦*

* 京都大学大学院理学研究科

要 旨

数値実験によって積雲対流による重力波励起とメソ対流系組織化への影響について調べた。メソ γ スケールの対流に特有な応答である下層に強い上昇流を持った浅い鉛直モードの擾乱が、最大高度まで成長した対流セル近くで励起されていることが示された。対流セルが最大高度まで成長した時、加熱が上層で大きくなる。そのため、下層上昇流は、正味で正の鉛直変位を下層にもたらし、新たな対流セルを誘起する。

キーワード：重力波, メソ対流系, 数値実験

1. はじめに

メソスケール対流系 (MCS) の維持・組織化のメカニズムは盛んに研究されてきた。これまでの研究のほとんどは、スコールラインの維持あるいはメソ β スケールからメソ α スケールへの組織化に関するものであった。

スコールラインの維持メカニズムとして最もよく引用されるメカニズムは、冷氣外出流と下層に鉛直シアを持った一般風との相互作用によるメカニズム (Rotunno et al., 1988) である。Rotunno et al. (1988) は、冷氣外出流の持つ渦度と下層の鉛直シアの持つ渦度がバランスするところで新たな対流が繰り返し生成されることにより、スコールラインが長時間にわたって維持されることを示した。

他方、メソ β スケールからメソ α スケールへの組織化に関する研究には、重力波の役割を注目しているものが多い (例えば、Nicholls, et al. 1991; Mapes, 1993; Pandya et al., 1993; McAnelly et al. 1997)。これらの研究は、成熟期の MCS の近似として与えた加熱強制に対する 2 次元静止大気の線形応答を調べている。与えた加熱の対流圏プロファ

イルは、half-wave モードと full-wave モードから成る。half-wave モードは MCS における対流性加熱をあらわし、対流圏中層で最大値をもった凝結加熱によって特徴づけられる。full-wave モードは MCS における層状性加熱をあらわし、対流圏上層での凝結加熱、対流圏下層での蒸発冷却によって特徴づけられる。この二つのモードを足し合わせた MCS の加熱プロファイルは、すべての高度で正で、上層に最大値をもつように与えられている。このような加熱を用いた Mapes (1993) や McAnelly et al. (1997) の研究では full-wave モード加熱によって励起される重力波がメソ β スケールからメソ α スケールへの組織化において重要な役割を果たすことを示している。

冷氣外出流も full-wave モード加熱も雨の蒸発冷却によってできるので、これまでの研究は、MCS の維持・組織化のメカニズムにおいて雨の蒸発冷却が重要であるという点で共通している。しかしながら、雨の蒸発冷却が常に MCS 維持・組織化メカニズムに適用できるとは限らない。例えば熱帯海洋上では雨の蒸発が起りにくく、実際、Parsons et al. (1994) は、対流からできた冷氣外出流の深さが熱帯

海洋上では浅いことを報告している。したがって、雨の蒸発冷却によるメカニズムは、熱帯海洋上における散在したメソ γ スケールの対流(対流セル)からメソ β スケールのMCSへの組織化には適用できないであろう。

積雲対流に対する大気の応答に関する研究は、MCSに対する大気の応答に比べて少なかった。これは、積雲対流に対する大気の応答の観測事例が少ないためと思われる。対流セルの加熱によって励起される高周波数、小規模の重力波はレーウインソンのデータ等を使って検出するのは非常に難しい。高波数の応答は高時間分解能のウィンドプロファイラーによって観測することができる。例えば、Shige (1999) は熱帯対流圏下層において周期 1 ~ 2 時間の擾乱を TOGA-COARE (Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment) 集中野外観測期間中 (1992 年 11 月-1993 年 2 月) に連続稼働した ISS (Integrated Sounding System) ウィンドプロファイラーによって観測された高時間分解能の鉛直データから検出した。彼は、周期 53 分で継続時間が 6 時間の事例について積雲対流によって励起された重力波であると推定している。

本研究では、熱帯海洋上におけるメソ γ スケールからメソ β スケールへの組織化における重力波の役割に注目する。まず、圧縮性方程式系非静水圧モデルを用いて対流セルによる重力波励起メカニズムについて議論し、次にこの重力波の新しい対流形成における役割について議論する。

2. 数値モデルと実験設定

2.1 数値モデル

オクラホマ大学で開発された圧縮性方程式系を解く非静水圧モデル Advanced Regional Prediction System (以下、ARPS と略す) の Version 4.0 (Xue et al. 1995) を用いた。計算は、2 次元でおこなった。基本場は時間一定および水平一様性を仮定している。コリオリ項は入れていない。上下端には平坦で rigid な free slip の境界条件を用いている。側面には放射境界条件 (Durran and Klemp, 1983) を用いた。ARPS に用いられている方程式系などの詳細については Xue et al. (1995) に記述されてある。

我々は、成長する積雲対流の加熱によって励起される重力波を調べるために 2 つのカテゴリーに分類される一連の実験を行った。1 つは Kessler の雲

物理過程 (Klemp and Wilhelmson, 1978) を含んだ “Moist” 実験であり、もう 1 つは Kessler の雲物理過程の代わりに加熱関数を与えた “Dry” 実験である。“Moist” 実験における Kessler の雲物理過程は、3 種類の水物質 (水蒸気・雲水・雨水) を考えている。鉛直方向のグリッド間隔は、“Moist” 実験では下層で 50m・上層 500m になるように可変格子間隔を採用した。一方、“Dry” 実験では鉛直方向のグリッド間隔を 500m とした。水平格子間隔は、すべての実験において 500m とした。計算領域は、x 軸 (水平) 方向に 90km、z 軸 (鉛直) 方向に 18.5km である。Rayleigh 摩擦によるスポンジ層が、上端境界での波の反射を防ぐために高度 12km 以上の計算領域におかれている。

2.2 実験設定

実験とその設定を Table 1 にまとめている。

1. FULL 実験 (“Moist”): これは Kessler の雲物理過程をすべて含んだ realistic な参照実験である。この実験において、“Dry” 実験で用いる加熱関数の基礎となる対流セルの加熱プロファイルを得る。
2. NOEVAP 実験 (“Moist”): この実験は雨の蒸発過程を取り除いている以外は、FULL 実験と同じである。この実験では、冷氣外出流は形成されない。この実験と FULL 実験とを比較することによって、新たな対流の生成における冷氣外出流の重要性について評価することができる。
3. SIMPLE 実験 (“Dry”): この実験では、雲物理過程の代わりに対流セルの時間及び空間的特徴を持つ加熱関数 $Q(x, z, t)$ を与えた。この加熱関数 $Q(x, z, t)$ は、FULL 実験で得られた対流セルの加熱プロファイルに基づいて与えられ、半値幅 $a = 1.2$ km である。ただし、 $Q(x, z, t)$ の加熱は FULL 実験で得られた対流セルの加熱の約 80 分の 1 と、実験結果を重力波の線形理論で解釈できるほどに加熱量が小さい。
4. STRONG 実験 (“Dry”): この実験は、 $Q(x, z, t)$ の加熱量が SIMPLE 実験の 80 倍、つまり FULL 実験で得られた対流セルの加熱とほとんど同じ大きさであるという以外は SIMPLE 実験と同じである。加熱関数 $Q(x, z, t)$ に対する応答の線形性を評価するために、STRONG 実験と SIMPLE 実験の応答の特徴を比べる。
5. WIDE 実験 (“Dry”): メソ β スケール対流系に

Case	category	cloud physical process	Q_0	a
FULL	“Moist”	full set		
NOEVAP	“Moist”	no evaporation		
SIMPLE	“Dry”	no	$1 \text{ J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$	1.25 km
STRONG	“Dry”	no	$80 \text{ J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$	1.25 km
WIDE	“Dry”	no	$1 \text{ J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$	10 km

Table 1 List of experiments. Q_0 and a are the magnitude of heating function $Q(x, z, t)$ and the horizontal width, respectively.

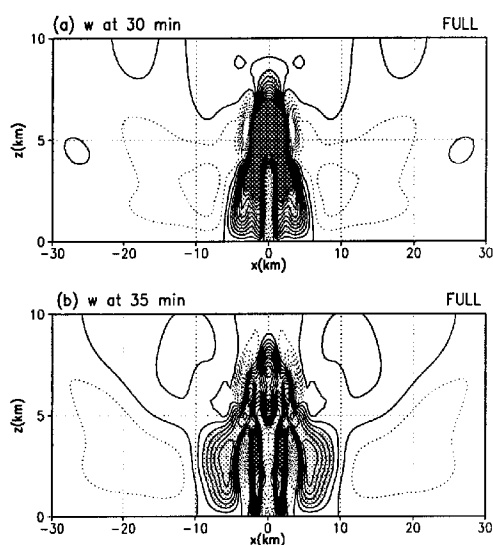


Fig. 1 Vertical velocity in case FULL at (a) 30 min and (b) 35 min. The contour interval is 0.4 m s^{-1} . Negative contours are dashed. Positive and zero contours are solid. Updrafts greater than 4.0 m s^{-1} are heavily shaded, and those larger than 0.8 m s^{-1} are lightly shaded.

ついて調べた Nicholls, et al.(1991)、Pandya et al.(1993)、McAnelly et al.(1997)らによって用いられた加熱関数と同じ半値幅 $a = 10 \text{ km}$ を持つ $Q(x, z, t)$ に対する応答実験を行った。この実験によって、応答に対する $Q(x, z, t)$ の水平構造の影響について調べることができる。

環境場としては、“Moist”実験では対流活発時の1992年11月6日12UTCにTOGA-COARE領域で啓風丸によって観測された温度場をもった静止大気を用いられている。一方、“Dry”実験では、一定のプラント・バイサラ振動数 $N (= 0.01 \text{ s}^{-1})$ を持つ静止大気を用いられている。また、“Moist”実験では、初期擾乱として計算領域中央部 $x = 0 \text{ km}$ の

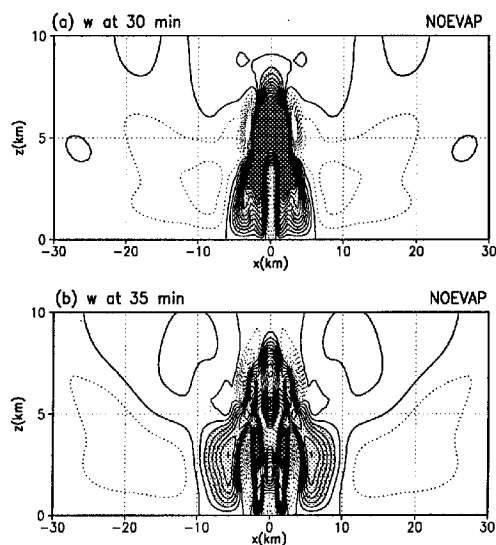


Fig. 2 Same as in Fig. 1 except in case NOEVAP.

高度 $z = 1.5 \text{ km}$ に、 x 方向に 20 km で z 方向に 3 km の大きさを持つ $+2 \text{ K}$ の楕円形サーマルを置いた。

3. 実験結果

Fig. 1は、FULL実験における鉛直速度である。 $x = 0 \text{ km}$ において初期擾乱のサーマルから発達した対流セルが30分に最大高度まで発達している (Fig. 1(a))。強い下層上昇流が $x \approx \pm 1 \text{ km}$ から $x \approx \pm 7 \text{ km}$ に生じ、35分には新たな対流セルが、30分の下層の上昇流が見られた $x \approx \pm 2$ で生じている (Fig. 1(b))。下層の上昇流が新たな対流セルの形成において重要な役割を果たしていると思われる。

雨の蒸発過程を取り除いた NOEVAP 実験において、30分の鉛直速度のパターン (Fig. 2(a)) は FULL

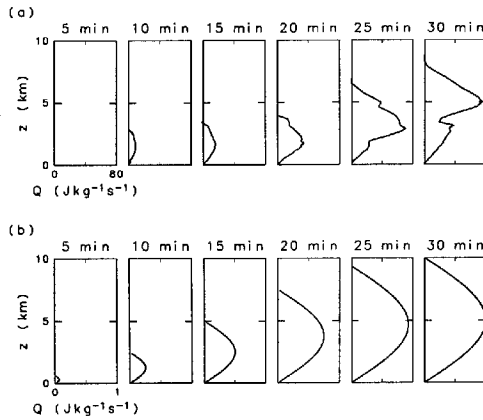


Fig. 3 Time sequence of (a) the heating profiles within a convective cell in case FULL and (b) the heating function $Q(x, z, t)$ at $x = 0$.

実験 (Fig. 1(a)) とほぼ同じである。35 分の鉛直速度のパターンも $(x, z) = (0 \text{ km}, 2 \text{ km})$ における上昇流を除けば、NOEVAP 実験 (Fig. 2(b)) と FULL 実験 (Fig. 1(b)) とはほぼ同じである。NOEVAP 実験においては冷気外出流は形成されないの、これらの結果から、Fig. 1(a) と Fig. 2(a) に見られる強い下層上昇流が冷気外出流によって作られたものでないと結論できる。

Fig. 3(a) は、FULL 実験において $x = -2.5 \text{ km}$ から $x = 2.5 \text{ km}$ にわたって平均して求めた加熱の時間変化を示している。成長する積雲対流には、加熱高度の成長、および加熱振幅の増大という 2 つの特徴がある。対流セルにおける加熱の最大高度は約 8 km で、半値幅は約 1.2 km である。これらの特徴を近似する為に、“Dry” 実験で用いる加熱関数 $Q(x, z, t)$ は以下のように与えた。

$$Q(x, z, t) = \begin{cases} Q_0 \frac{a^2}{x^2 + a^2} \frac{1 - \cos(2\pi t/T)}{2} \sin\left(\frac{\pi z}{H_m(t)}\right), & (\text{for } 0 < z < H_m(t)) \\ 0, & (\text{for } z > H_m(t)) \end{cases}, \quad (1)$$

Q_0 は加熱振幅、 a は半値幅である。加熱の高さ $H_m(t)$ は、

$$H_m(t) = \begin{cases} H \frac{1 - \cos(2\pi t/T)}{2}, & (\text{for } 0 \text{ min} < t < 30 \text{ min}) \\ H, & (\text{for } 30 \text{ min} < t < 60 \text{ min}) \end{cases}, \quad (2)$$

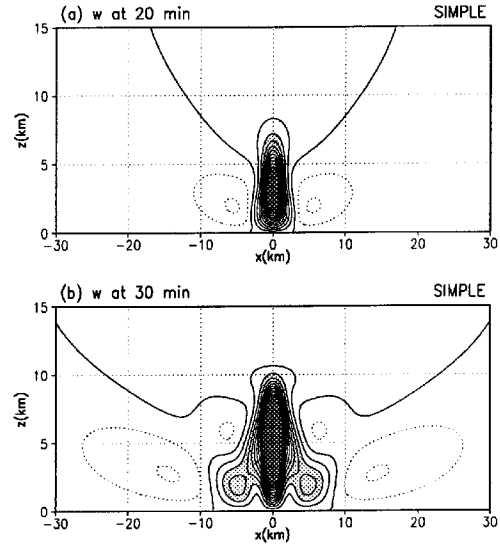


Fig. 4 Same as in Fig. 1 except in case SIMPLE at (a) 20 min and (b) 30 min. The contour interval is 0.005 m s^{-1} . Updrafts greater than 0.05 m s^{-1} are heavily shaded, and those greater than 0.01 m s^{-1} are lightly shaded.

で与え、 $T = 60 \text{ min}$ 、 $H = 10 \text{ km}$ とする。加熱関数 $Q(x, z, t)$ の高度と振幅は 30 分まで Fig. 3(b) のように増加する。

Fig. 4(a),(b) は、 $Q_0 = 1 \text{ J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ 、 $a = 1.2 \text{ km}$ とした SIMPLE 実験 (Table 1) における 20 分と 30 分の鉛直速度をそれぞれ示す。Fig. 4(a) は、 $x = 0 \text{ km}$ において上昇流が成長し、この上昇流の両脇に下降流が生じていることを示している。30 分に $Q(x, z, t)$ が最大成長すると、下降流の深い鉛直モードの擾乱が $x \approx \pm 15 \text{ km}$ に見られる (Fig. 4(b))。この擾乱に続いて、下層の上昇流と上層の下降流からなる浅い鉛直モードの擾乱が $x \approx \pm 5 \text{ km}$ にみられる。SIMPLE 実験の 30 分に見られる深い鉛直モードの擾乱とそれに続く浅い鉛直モードの擾乱は、FULL 実験の 30 分に見られるもの (Fig. 1(a)) と非常に似ている。

Fig. 5 は、FULL 実験とほぼ同じ値 $Q_0 = 80 \text{ J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ の STRONG 実験における応答を示している。STRONG 実験における応答パターンは、 $Q_0 = 1 \text{ J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ の SIMPLE 実験とほぼ同じである。すなわち、20 分には $x = 0 \text{ km}$ において上昇流が成長して上昇流の両脇に下降流が生じ (Fig. 4(a) と Fig. 5(a))、30 分には $x \approx \pm 15 \text{ km}$ における下降流の深い鉛直モードの擾乱と、この擾乱に続く下層上

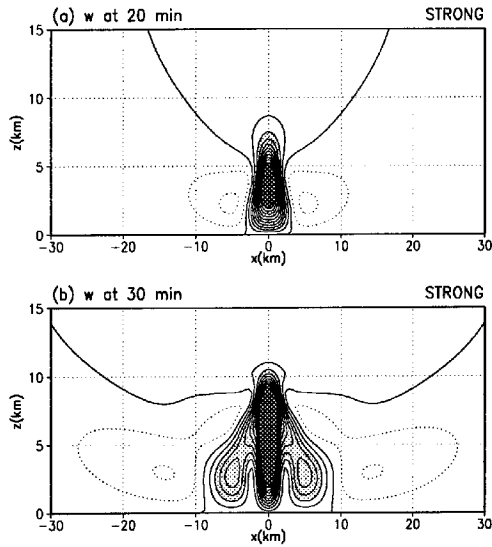


Fig. 5 Same as in Fig. 1 except in case STRONG at (a) 20 min and (b) 30 min.

昇流と上層下降流からなる浅い鉛直モードの擾乱がみられる (Fig. 4(b) と Fig. 5(b))。一方、応答の振幅は、約 80 倍になっている。このように $Q(x, z, t)$ と応答の間に線形な関係が成り立つので、SIMPLE 実験の結果を線形解析して良いと考えられる。ただし、STRONG 実験における浅い鉛直モード擾乱の鉛直波長は、SIMPLE 実験に比べて少し長いように見える (Fig. 5(b))。これはおそらく、STRONG 実験における $x = 0$ km の上昇流が、SIMPLE 実験に比べて移流によって上層へ持ち上げられている為と思われる。

半振幅 a を 10 km とすると (WIDE 実験、Fig. 6)、結果はかなり変わる。20 分には SIMPLE 実験と同様に、 $x = 0$ km において上昇流が成長し、上昇流の両脇に下降流が生じる (Fig. 6(a)) が、30 分に下層上昇流と上層下降流からなる浅い鉛直モードの擾乱は見られない (Fig. 6(b))。

4. 考察

4.1 強い下層上昇流

なぜ WIDE 実験を除く全ての実験で、30 分に下層上昇流と上層下降流からなる浅い鉛直モードの擾乱 (例えば、Fig. 4(b)) が見られたのだろうか？ これらの擾乱は、Nicholls, et al.(1991) が得た下層上昇流と上層下降流からなる “n = 2 モード” 擾乱に

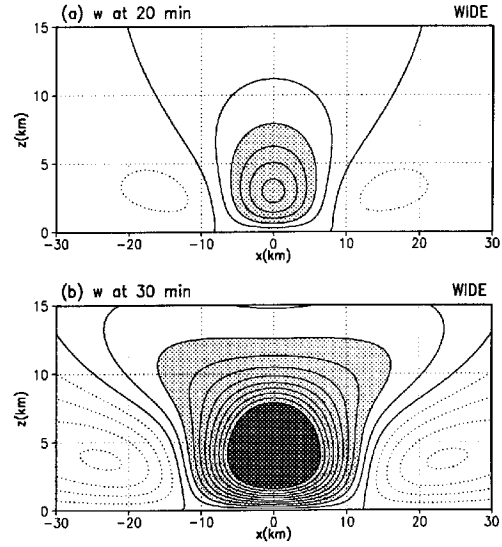


Fig. 6 Same as in Fig. 1 except in case WIDE at (a) 20 min and (b) 30 min. The contour interval is 0.005 m s^{-1} . Updrafts greater than 0.05 m s^{-1} are heavily shaded, and those greater than 0.01 m s^{-1} are lightly shaded.

とても似ている (Nicholls, et al.(1991) の Fig.5 b)。彼らの “n = 2 モード” 擾乱は、“n = 2 モード” 加熱に対する重力波応答である。“n = 2 モード” 加熱は、対流圏上層の凝結加熱と対流圏下層の蒸発冷却によって特徴づけられる MCS の層状性加熱を近似しているが、本研究の全ての実験において、加熱は層状性加熱または、それを模した上層加熱・下層冷却モードを含まない。したがって、本研究における浅い鉛直モードの擾乱の励起メカニズムは、Nicholls, et al.(1991) における “n = 2 モード” 擾乱によっては説明がつかない。

加熱関数 $Q(x, z, t)$ ($0 < z < H_m(t)$: 式 (1)) から x 依存の部分を分離した

$$\hat{Q}(z, t) = Q_0 \frac{1 - \cos(2\pi t/T)}{2} \sin\left(\frac{\pi z}{H_m(t)}\right). \quad (3)$$

を $\sin(n\pi z/H_0)$ という鉛直モード (図 7(a)) に分解すると、

$$\hat{Q}(z, t) = \sum_{n=1} \hat{Q}_n(t) \sin\left(\frac{n\pi z}{H_0}\right) \quad (4)$$

となる。ここで H_0 は分解するプロファイルの最大高度、今の場合、 $H_0 = H = 10 \text{ km}$ である。これらのモードに対する線形応答を調べることは、rigid な境界条件を $z = 0 \text{ km}$ と $z = 10 \text{ km}$ で満たす応答を調べることになる。

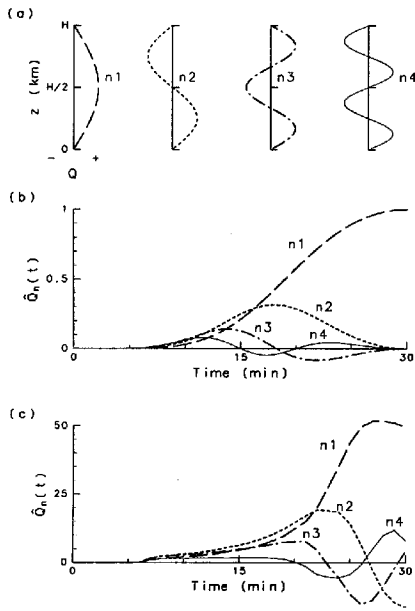


Fig. 7 (a) Vertical structure of the discrete vertical modes $\sin(\frac{n\pi}{H_0}z)$ for $n = 1$ ($n1$), $n = 2$ ($n2$), $n = 3$ ($n3$), $n = 4$ ($n4$). Time sequence of each vertical mode forcing $\hat{Q}_n(t)$ until 30 min for $n1, n2, n3$, and $n4$ modes of (a) $\hat{Q}(z, t)$ (Fig. 3b) and (b) the heating profiles within a convective cell Fig. 3.

我々は、式 (4) を用いた議論の有効性を調べる為に、 $z = 10$ km に rigid な境界条件がある以外は SIMPLE 実験と同じ設定をもつ RIGID 実験をおこなった。Fig. 8 は、RIGID 実験における応答を示している。RIGID 実験の結果は、SIMPLE 実験 (Fig. 4) とほとんど同じである。すなわち、20 分には $x = 0$ km において上昇流が成長して上昇流の両脇に下降流が生じ (Fig. 4(a) と Fig. 8(a))、30 分には $x \approx \pm 15$ km における下降流の深い鉛直モードの擾乱と、この擾乱に続く下層上昇流と上層下降流からなる浅い鉛直モードの擾乱がみられる (Fig. 4(b) と Fig. 8(b))。SIMPLE 実験に比べて RIGID 実験における浅い鉛直モード擾乱の下層上昇流がわずかに弱く、上層下降流がわずかに強くなってはいるが、Fig. 8 の応答は、Fig. 4 の応答にかなりよく似ており、 $z = 10$ km に rigid な境界条件があるかないかは、30 分までの重力波応答にはほとんど影響しない。したがって、式 (4) を用いた SIMPLE 実験の応答についての解釈は妥当であると考えられる。

Fig. 7(b) は、鉛直モード加熱の振幅 $\hat{Q}_n(t)$ おの

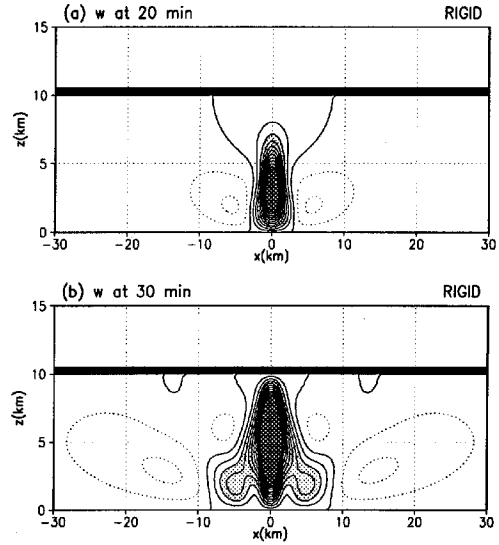


Fig. 8 Same as in Fig. 1 except in case RIGID. The contour interval is 0.005 m s^{-1} . Updrafts greater than 0.05 m s^{-1} are heavily shaded, and those greater than 0.01 m s^{-1} are lightly shaded.

おの時間変化を示している。明らかに高波数モードの加熱ほど振幅が小さく、周期が短いことが分かる。 $n = 1$ モード ($n1$) 加熱の振幅 $\hat{Q}_1(t)$ は 5 分頃から増加し、30 分にピークを迎える一方、 $n = 2$ モード ($n2$) 加熱の振幅 $\hat{Q}_2(t)$ は 18 分頃のピークを経たあと減少し、 $n = 3$ モード ($n3$) 加熱の振幅 $\hat{Q}_3(t)$ は 18 分頃を境に正から負に変化する。

Bretherton and Smolarkiewicz (1989) の解析解より、 n モード加熱に対する鉛直速度の応答 w_n は

$$w_n(x, z, t) \propto -\frac{1}{c_n} \sin\left(\frac{n\pi z}{H_0}\right) \frac{d\hat{Q}_n(\tau)}{d\tau} \bigg|_{\tau=t-\frac{|x|}{c_n}} \quad (5)$$

と加熱の時間微分に比例することが分かる。ここで波の速度 c_n は、

$$c_n = \frac{NH}{n\pi}. \quad (6)$$

と与えられる。 $n1$ 加熱に対しては、 $\tau = t - |x|/c_n$ が 30 分まで $d\hat{Q}_1(\tau)/d\tau > 0$ であるので下降流の応答が励起される。 $n2$ 加熱に対しては、 τ が 18 分まで $d\hat{Q}_2(\tau)/d\tau > 0$ であるので下層に下降流の応答が励起され、次に $18 \text{ 分} < \tau < 30 \text{ 分}$ では $d\hat{Q}_2(\tau)/d\tau < 0$ であるので下層に上昇流の応答が励起される。 $n3$ 加熱に対しては、 τ が 13 分まで $d\hat{Q}_3(\tau)/d\tau > 0$ であるので下層に下降流の応答が励起され、次に 13 分

$\tau < 22$ 分では $d\hat{Q}_3(\tau)/d\tau < 0$ であるので下層に上昇流の応答が励起される。したがって、本研究で用いた加熱関数 $Q(x, z, t)$ を $n1$ 、 $n2$ 、 $n3$ 加熱の足しあわせたものと考えれば、Fig. 4(b) に見られた浅い鉛直モードの擾乱は、 $n2$ 加熱と $n3$ 加熱が減衰して伝播した重力波応答と解釈できる。

もし、Fig. 4(b) の浅い鉛直モード擾乱が、 $n2$ 加熱だけの応答であったなら、この擾乱は $z = 5\text{km}$ に関して対称であったらう。Fig. 4(b) において浅い鉛直モード擾乱の下層の上昇流が上層の下降流に比べて強いのは、この擾乱が $n2$ 加熱だけでなく $n3$ 加熱の応答でもあるためである。

我々は、FULL 実験における積雲対流の加熱プロファイル (Fig. 3(a)) もまた $\sin(n\pi z/H_0)$ という鉛直モードに分解した (Fig. 7(b))：ただし、30 分の加熱の高さが 8.0 km であるので、 $H_0 = 8.0\text{ km}$ とした)。Fig. 7(c) は、1 分間隔のモデルアウトプットを用いて各鉛直モードの振幅 $\hat{Q}_n(t)$ を示す。Fig. 7(b) と同様に、Fig. 7(c) においても、高波数モードの加熱ほど振幅が小さく、周期が短い。 $n1$ 、 $n2$ 、 $n3$ 加熱の振幅 $\hat{Q}_1(t)$ 、 $\hat{Q}_2(t)$ 、 $\hat{Q}_3(t)$ の時間変化も似ており、FULL 実験の 30 分に見られた強い下層の上昇流 (Fig. 1(a)) は、SIMPLE 実験と同様に $n2$ 加熱と $n3$ 加熱が減衰後に伝播して行った重力波と解釈できる。

Fig. 7 において、SIMPLE 実験と FULL 実験の間に $n2$ 、 $n3$ 加熱振幅 $\hat{Q}_2(t)$ 、 $\hat{Q}_3(t)$ の時間変化に違いもある。SIMPLE 実験においては、 $\hat{Q}_2(t)$ が常に正で $\hat{Q}_3(t)$ が小さな負の値に減少するだけである (Fig. 7(b)) が、FULL 実験においては、 $\hat{Q}_2(t)$ と $\hat{Q}_3(t)$ とが大きな負にまで減少する (Fig. 7(c))。波数分解する前の両者の 30 分の加熱プロファイルを見ると、SIMPLE 実験における $Q(x, z, t)$ のプロファイルは中層に最大値を持っていて $z = 5\text{km}$ に関して対称であるが、FULL 実験においては上層の加熱が下層の加熱に比べて大きい。この SIMPLE 実験と FULL 実験との 30 分における加熱プロファイルの違いのために、 $n2$ 、 $n3$ 加熱振幅 $\hat{Q}_2(t)$ 、 $\hat{Q}_3(t)$ の時間変化に違いが生じていると思われる。

ところで、なぜ WIDE 実験では 30 分に下層上昇流と上層下降流からなる浅い鉛直モードの擾乱が見られなかったのだろうか (Fig. 6(b))？ 加熱関数 $Q(x, z, t)$ ($0 < z < H_m(t)$)：式 (1)) を x 方向にフーリエ分解すると、

$$\tilde{Q} = Q_0 a e^{-ak} \frac{1 - \cos(2\pi t/T)}{2} \sin\left(\frac{\pi z}{H_m(t)}\right), \quad (7)$$

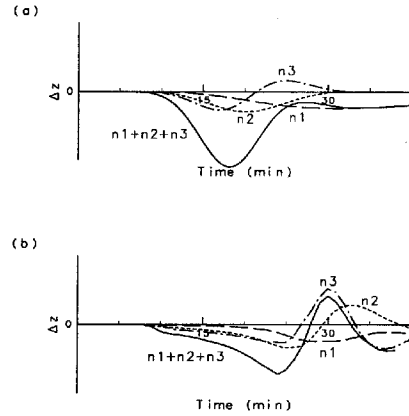


Fig. 9 Time series of vertical displacement at $x = 2\text{ km}$ and $z = 1\text{ km}$ in (a) case SIMPLE and (b) case FULL.

となる。ここで、 $\tilde{Q}$ はフーリエ分解されたものを示す。式 (7) より、 k 空間上において $\log \tilde{Q}$ は、半値幅 a に比例して減少する。鉛直速度の応答振幅は、半値幅 a に比例して減少するので (式 (5) を見よ)、高波数 $k \gg 1/a$ によって励起される強い下層上昇流をもった浅い鉛直モード擾乱は、WIDE 実験では弱すぎて検出されない。これは、強い下層上昇流をもった浅い鉛直モード擾乱にとって、加熱の鉛直方向の成長だけでなく、水平方向の幅の狭さも重要であることを意味する。したがって、強い下層上昇流をもった浅い鉛直モード擾乱は、Nicholls, et al. (1991) 等によって研究されてきたメソ β スケールの対流システムの応答にはない、メソ γ スケールの対流に特有な応答であるといえる。

4.2 鉛直変位

式 (5) より、鉛直速度の応答 $w_n(x, z, t)$ によってもたらされる鉛直変位 Δz_n は、

$$\begin{aligned} \Delta z_n &\propto - \int_0^{t-\frac{|z|}{c_n}} \frac{1}{c_n} \sin\left(\frac{n\pi z}{H_0}\right) \frac{d\hat{Q}_n(\tau)}{d\tau} d\tau \\ &= - \left[\frac{1}{c_n} \sin\left(\frac{n\pi z}{H_0}\right) \hat{Q}_n(\tau) \right]_0^{t-\frac{|z|}{c_n}} \end{aligned} \quad (8)$$

と計算できる。Fig. 9(a) と (b) は、それぞれ SIMPLE 実験と FULL 実験における $x = 2\text{ km}$ 、 $z = 1\text{ km}$ での鉛直変位の時間変化を示している。SIMPLE 実験における $n1 + n2 + n3$ 加熱による正味の变位

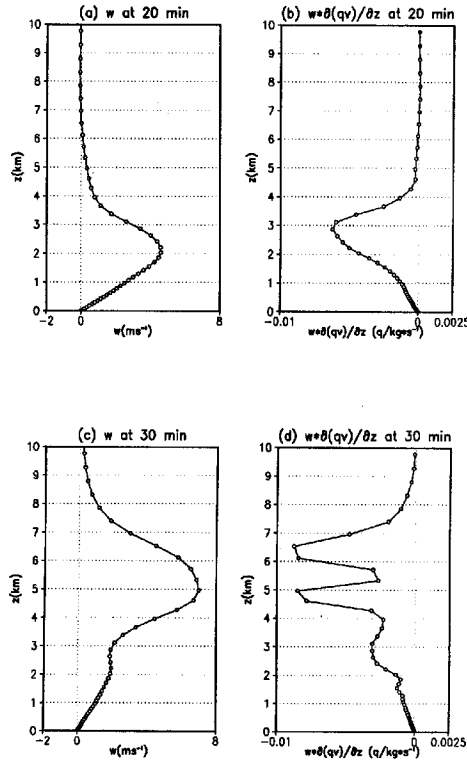


Fig. 10 Vertical profiles of vertical velocity (left panels) and water vapor advection by vertical velocity (right panels) within a convective cell in case FULL, at (a),(b) 20 min and (c),(d) 30 min.

Δz は常に負であるが、FULL 実験においては 28 分から 33 分の間において正である。この正の鉛直変位が FULL 実験において新たな対流セルを誘起している (Fig. 1(b))。SIMPLE 実験においては、 $\hat{Q}_2(t)$ が常に正で $\hat{Q}_3(t)$ が小さな負の値に減少するだけである事 (Fig. 7(b)) に対応して、 Δz_2 は常に負で Δz_3 は 22 分から 31 分の間にほんの小さな正の値を持つ。一方、FULL 実験においては、 $\hat{Q}_2(t)$ と $\hat{Q}_3(t)$ とが大きな負にまで減少する事 (Fig. 7(c)) に対応して、 Δz_2 と Δz_3 はそれぞれ、29 分から 38 分、27 分から 33 分の間で正となる。SIMPLE 実験と FULL 実験との間の n_2 、 n_3 加熱の時間変化の差の結果、SIMPLE 実験と FULL 実験の間に正味の変位 Δz の違いが生じるのである。

前節 4.1 で述べたように、FULL 実験の 30 分における加熱プロファイル (Fig. 3(a)) が、下層に比べて上層で大きい加熱を持つために、 $\hat{Q}_2(t)$ と $\hat{Q}_3(t)$ とが大きな負にまで減少する。したがって、積雲対

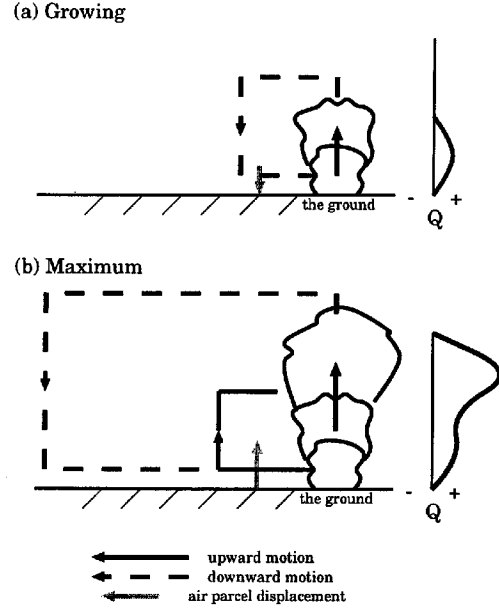


Fig. 11 Schematic illustration of the gravity wave response to a convective cell until its maximum stage.

流が最大高度に成長した時に加熱プロファイルが下層に比べて上層で大きい加熱を持つということが、重力波によって正味の変位 Δz をもたらされるのに重要である。Mapes(1993) もまた、強い上層加熱と弱い下層加熱から成るプロファイルが “gregarious convection (群生的対流)” にとって重要であると指摘している。Mapes(1993) における上層で加熱の大きなプロファイルは、MCS における対流性加熱をあらわす “ $n = 1$ モード” と層状性加熱をあらわす “ $n = 2$ モード” を重ね合わせた結果できているが、Fig. 3(a) の加熱プロファイルをもたらしした積雲対流には、層状の雲は含まれていない。したがって、30 分の上層で加熱の大きいプロファイルは、Mapes(1993) と別のメカニズムによって形成されている。

Fig. 10 は、FULL 実験において $x = -2$ km から $x = 2$ km にわたって平均して求めた鉛直速度と、それによる水蒸気の移流を示している。積雲対流が成長するにつれて、鉛直速度による水蒸気の移流が、鉛直速度が最大の高度の近くで増加していることがわかる。加熱率は、

$$\frac{dQ}{dt} \propto -\frac{dq_{vs}}{dt} = -\left(\frac{\partial q_{vs}}{\partial t} + u \frac{\partial q_{vs}}{\partial x} + w \frac{\partial q_{vs}}{\partial z}\right) \quad (9)$$

と飽和水蒸気の混合比 q_{vs} の時間微分に比例する。積雲対流の中では $\frac{\partial q_{vs}}{\partial x} \approx 0$ で、 q_{vs} は水蒸気の混合比 q_v にほぼ等しいので、 $\partial q_{vs} / \partial t = 0$ とすると、

$$Q \propto -w \frac{\partial q_v}{\partial z} \quad (10)$$

となる。したがって、積雲対流が成長するにつれて上昇流が強くなり、上昇流によって水蒸気が単位質量・単位時間当たり多く移流され、加熱量が増大する。その結果、積雲対流が最大高度に成長した時に加熱プロファイルが下層に比べて上層で大きい加熱を持つのである。

5. まとめ

圧縮性方程式系を解く非静水圧モデルを用いて対流セルによる重力波励起とメソ対流系組織化への影響について調べた。対流セルが最大高度まで成長するまでの重力波応答の概念図を、Fig.11 に示した。

強い下層の上昇流を持った浅い鉛直モードの擾乱が、最大高度まで成長した対流セル近くで励起される (Fig.11(b))。この擾乱は、対流セルの成長段階初期に増加し成長段階後期に減少する鉛直高波数の加熱 (Fig.11(a),(b) の右部分) に対する重力波応答と解釈できる。その励起には加熱が鉛直方向に成長することと加熱の水平方向の幅の狭さが重要であり、メソスケールの対流に特有な応答であることもわかった。

最大高度まで成長した対流セルの加熱は、下層にくらべて上層で大きいプロファイルとなる。このため、浅い鉛直モードの擾乱の下層の上昇流は、正味で正の鉛直変位を下層にもたらす。対流セルによってもたらされたこの正の鉛直変位は新たな対流セルを誘起する。

謝辞

本研究を進めるにあたって、寺尾 徹 助手 (京都大学防災研究所大気災害部門災害気候分野) と西 憲敬 助手 (京都大学理学研究科物理気候学研究室) には多くの助言を頂きました。この場を借りて深くお礼申し上げます。計算は、オクラホマ大学の Center for Analysis and Prediction of Storm (CAPS) で開発された圧縮性方程式系を解く非静水圧の局地予報モデル (ARPS) を使い、京都大学電波科学計算機実験装置及び京都大学大型計算機で行いました。

参考文献

- Bretherton, C. S. and Smolarkiewicz, P. K. (1989) : Gravity waves, compensating subsidence, and detrainment around cumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, vol.46, pp.740-759
- Durran, D. R. and Klemp, J. B. (1983) : The effects of moisture on trapped mountain lee waves, *J. Atmos. Sci.*, vol.39, pp.2490-2506
- Klemp, J. B. and Wilhelmson, R. B. (1978) : The simulation of three-dimensional convective storm dynamics, *J. Atmos. Sci.*, vol.35, pp.1070-1096
- Mapes, B. E. (1993) : Gregarious tropical convection, *J. Atmos. Sci.*, vol.50, pp.2026-2037
- McAnelly, R. L., Nachamkin, J. E., Cotton, W. R. and Nicholls, M. E. (1997) : Upscale Evolution of MCSs: Doppler Radar Analysis and Analytical Investigation, *Mon. Wea. Rev.*, vol.125, pp.1083-1110
- Nicholls, M. E., Pielke, R. A. and Cotton, W. R. (1991) : Thermally forced gravity waves in an atmosphere at rest, *J. Atmos. Sci.*, vol.48, pp.2561-2572
- Pandya, R., Durran, D. and Bretherton, C. (1993) : Comments on "Thermally forced gravity waves in an atmosphere at rest", *J. Atmos. Sci.*, vol.50, pp.4098-4101
- Parsons, D., Dabberdt, W., Cole, H., Hock, T., Martin, C. Barrett, A. L., Miller, E., Spowart, M., Howard, M., Ecklund, W., Carter, D., Gage, K., and Wilson, J. (1994) : The Integrated Sounding System: Description and preliminary observations from TOGA COARE, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, vol.75, pp.553-567
- Shige, S. (1999) : Disturbances of 1-2 hour-period observed in the tropical lower troposphere during the TOGA COARE IOP, *J. Meteor. Soc. Japan*, submitted.
- Webster, P. J. and Lukas, R. (1992) : TOGA COARE: The coupled ocean-atmosphere response experiment, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, vol.73, pp.1377-1416
- Xue, M., Dregemeier, K. K., Wong, V., Shapiro, A. and Brewster, K. (1995) : ARPS version 4.0 user's guide, Center for Analysis and Prediction of Storms (CAPS), Univ. of Oklahoma.

Excitation of Gravity Waves in the Troposphere by Deep Convection and Their Effect on the Organization of Mesoscale Convective Systems

Shoichi SHIGE* and Takehiko SATOMURA*

* Graduate School of Science, Kyoto University

Synopsis

Excitation of gravity waves in the troposphere by a convective cell and their effect on the organization of mesoscale convective systems are investigated by a series of numerical experiments. The shallow mode disturbance with strong updraft at low level occurs at maximum stage of a convective cell. This disturbance is a peculiar response to the meso- γ scale convection. The top-heavy heating profile forms at the maximum stage of a convective cell. Therefore, updraft at low levels of this disturbance provides a net vertical displacement and triggers the new cells.

Keywords: gravity wave, mesoscale convective systems, numerical experiment