

積雲対流の周囲に励起される重力波

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対する静止大気重力波応答について調べた。新たな対流生成に寄与する事が予想される下層に強い上昇流をもった浅い鉛直モードの擾乱が、成熟段階の対流近くに生じることが示された。この擾乱は、対流の成熟段階までに絶える下層 warming で上層 cooling の加熱強制に対する応答と解釈できる。擾乱の生じる位置と励起源の対流の位置との距離は、加熱強制の周期と鉛直波長によって決定される。

キーワード：積雲対流, 重力波, 数値実験

1. はじめに

メソスケール対流系組織化のメカニズムとしては、冷氣外出流と下層に鉛直シアアを持った一般風との相互作用によるというメカニズム (Rotunno et al., 1988) がよく知られている。このメカニズムは、下層に鉛直シアアを持った一般風の下で発達するスコールライン型メソスケール対流系の維持メカニズムとして重要である。しかし、Rotunno et al. (1988) は、冷氣外出流の持つ渦度と下層の鉛直シアアの持つ渦度がバランスするために、上昇流ができれば、垂直に立った強いものとなることを示しているのであって、どのようにして上昇流ができるかについては明確にしていない。さらに、下層に鉛直シアアを持たない一般風の下でも、メソスケール対流系は存在する。Barnes and Sieckman (1984) によって研究された伝播速度が 3 m s^{-1} 以下であるような非スコールライン型の熱帯メソスケール対流系がその例である。

他方、対流によって励起された重力波による自己組織化のメカニズムについても調べられてきている

(例えば、Raymond, 1987)。特に近年、与えられた加熱強制に対する2次元静止大気の線形応答が、Nicholls, et al. (1991), Mapes (1993), Pandya et al. (1993), McAnelly et al. (1997) らによって調べられている。これらの研究では、既にメソ β スケールに組織化した対流系の時間及び空間的特徴を持つ加熱関数が用いられ、メソ β スケールからメソ α スケールへの組織化が念頭におかれている。

組織化した対流システムを模した加熱強制に対する大気の応答に関する研究は、2次元大気以外にも、回転性3次元大気についても数多くなされてきている (例えば、Mapes, 1998)。しかし、対流システムの基本構成要素である対流セルを模した加熱強制に対する大気の応答に関する研究は少ない。これは、組織化した対流システムの加熱及びそれに対する応答は、時間及び空間スケールが大きいためゾンデ等で観測しやすいが、対流セルの加熱及びそれに対する応答は時間及び空間スケールが非常に小さいために観測事例がほとんどないためであると思われる。しかし、1～2時間程度の周期をもった重力波は高時間分解能のウィンドプロファイラーによって観

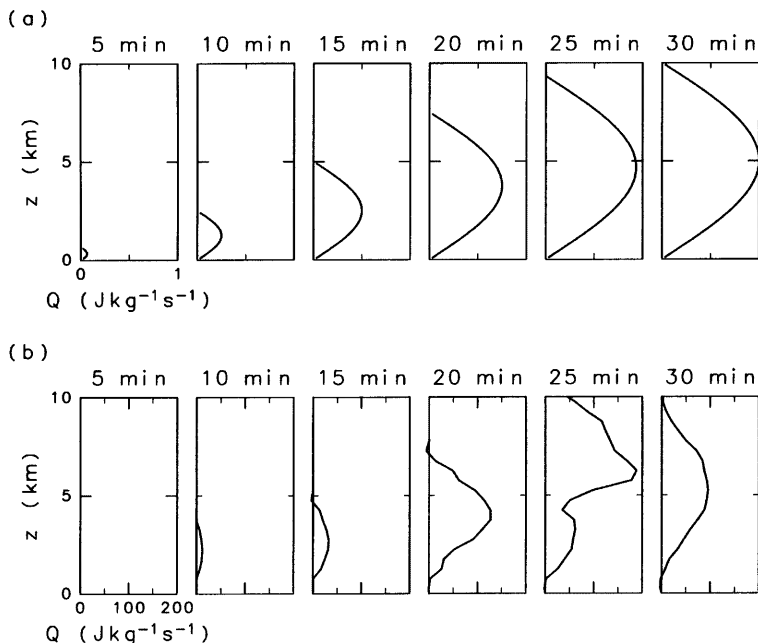


Fig. 1 (a) Time-dependent heating profiles at $x = 0$ until 30 min used in this study. (b) Time sequence of the heating profiles within a convective cell until 30 min in a numerical simulation with Kessler warm rain microphysics.

測することができる。例えば、Shige (1998) 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度時間分解能の優れた鉛直データから検出し、周期 1 時間で継続時間が 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、メソ γ スケールからメソ β スケールへの組織化を念頭におき、圧縮性方程式系非静水圧モデルを用いて対流セル (寿命 ~ 1 h、水平スケール ~ 5 km) の時間及び空間的特徴を持つ加熱関数に対する静止大気の重力波応答について調べ、その励起メカニズムについて議論する。大気は一定のブ

ラント・バイサラ振動数 N ($= 0.01 \text{ s}^{-1}$) を持つとする。

2. モデルの設定

2.1 数値モデル

計算には、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) の雲物理過程を除いた乾燥モデルを用いた。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) に記述されてあるので、ここでは触れない。

モデルの計算領域は、 x 軸方向に 90 km、 z 軸方向に 30 km、グリッド間隔は両方向ともに 500 m である。上下端には rigid wall の境界条件を、側面には wave radiating の境界条件をそれぞれ用いた。ただし、高度 18 km 以上には Rayleigh 摩擦による

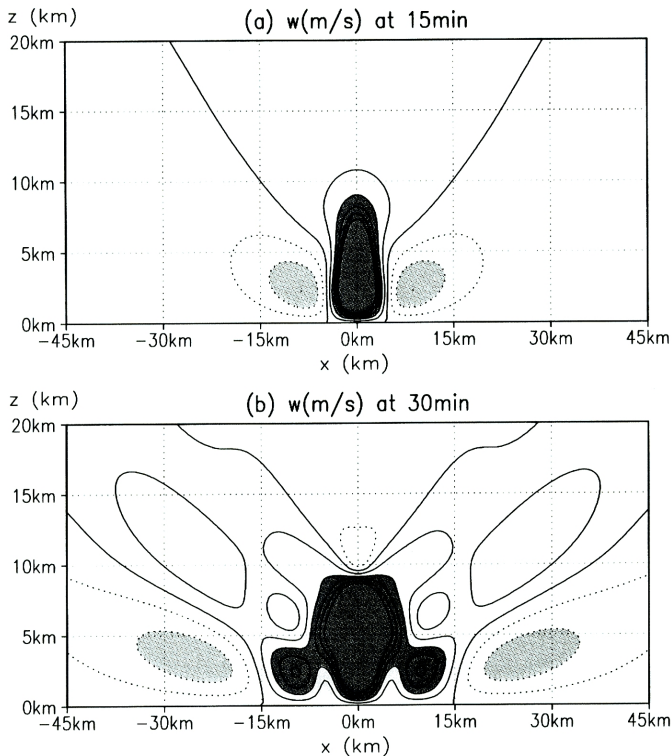


Fig. 2 Vertical velocity in experiment with the heating function characteristic of a convective cell at (a) 15 min and (b) 30 min. The contour interval is 0.01 m s^{-1} . The updraft field is in solid lines and the downdraft field is dashed. Updrafts greater than 0.02 m s^{-1} are heavily shaded, and downdrafts less than -0.02 m s^{-1} are lightly shaded.

スポンジ層が置かれている。

2.2 加熱関数

対流セル (寿命 $\sim 1 \text{ h}$ 、水平スケール $\sim 5 \text{ km}$) の時間及び空間的特徴を持つ加熱関数 Q を以下のように入力した。

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

ここで、

$$H = \begin{cases} H_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{T}\right), & (\text{for } 0 \text{ min} < t < 30 \text{ min}) \\ H_0, & (\text{for } 30 \text{ min} < t < 60 \text{ min}) \end{cases}$$

で、 $Q_0 = 1.0 \text{ J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $H_0 = 10 \text{ km}$, $T = 60 \text{ min}$, 半値幅 $a = 2.5 \text{ km}$ である。この加熱関数 Q の 30 分までの時間変化は、Fig. 1(a) のようになる。

上の加熱関数 Q は Kessler warm rain microphysics (Klemp and Wilhelmson, 1978) を用いて行なった ARPS による対流セルの数値シミュレーションの結果に基づいている。この数値シミュレーションには、Weisman and Klemp(1982) が用いた

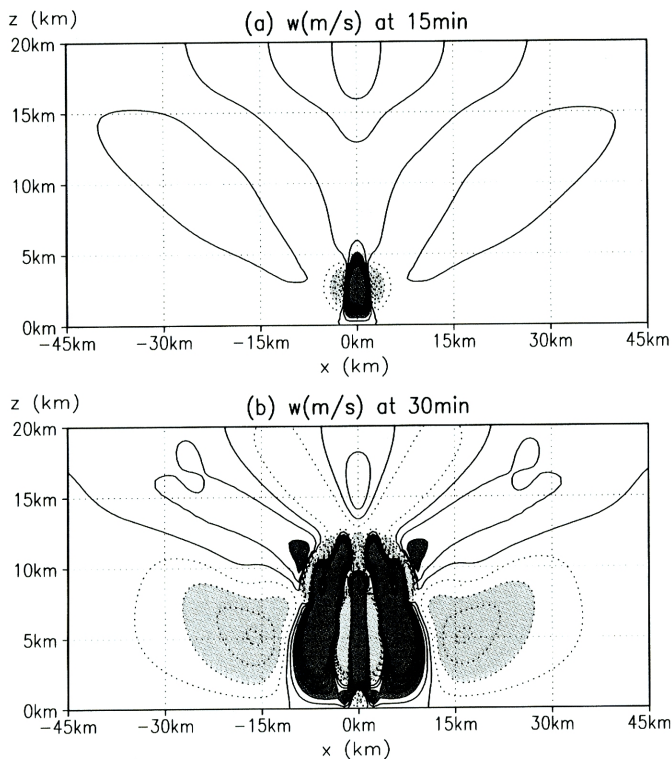


Fig. 3 Vertical velocity in numerical simulation with Kessler warm rain microphysics at (a) 15 min and (b) 30 min. The contour interval is 0.5 m s^{-1} . The updraft field is in solid lines and the downdraft field is dashed. Updrafts greater than 1.0 m s^{-1} are heavily shaded, and downdrafts less than -1.0 m s^{-1} are lightly shaded.

のと同じ熱的環境場の静止大気を用いた。初期擾乱として計算領域中央部 $x = 0 \text{ km}$ の高度 $z = 1.5 \text{ km}$ 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に置いた。計算領域、格子間隔は、加熱関数 Q に対する重力波応答の数値実験と同じである。Fig. 1(b) は、対流セルの数値シミュレーションにおける加熱プロファイルの 30 分までの時間変化を示している。加熱プロファイルは、1つの対流セルが立った $x = -2.5 \text{ km}$ から $x = 2.5 \text{ km}$ にわたって平均して求めた。正の加熱が鉛直方向に急速に伸び、また加熱率が急速に増加していることがわかる。Fig. 1(a) 示すように、本研究で用いた加熱関数もまた 30 分まで、正の加

熱領域が鉛直方向の急速に成長し、加熱率も急速に増加するという Fig. 1(b) と同じ特徴を持っている。ただし今回、線形的応答を調べるために Q_0 の大きさは $1.0 \text{ J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$ と、対流セルの数値シミュレーションにおける加熱率の 100 分の 1 程度の大きさにしてある。

3. 数値実験結果

Fig. 2 は、式 (1) で与えた加熱関数 Q に対する応答の鉛直速度である。加熱関数 Q の振幅が最大になる対流セルの成熟段階 $t = 30 \text{ min}$ に、約 10 km を鉛直半波長とする深い鉛直モードの下降流の擾乱が

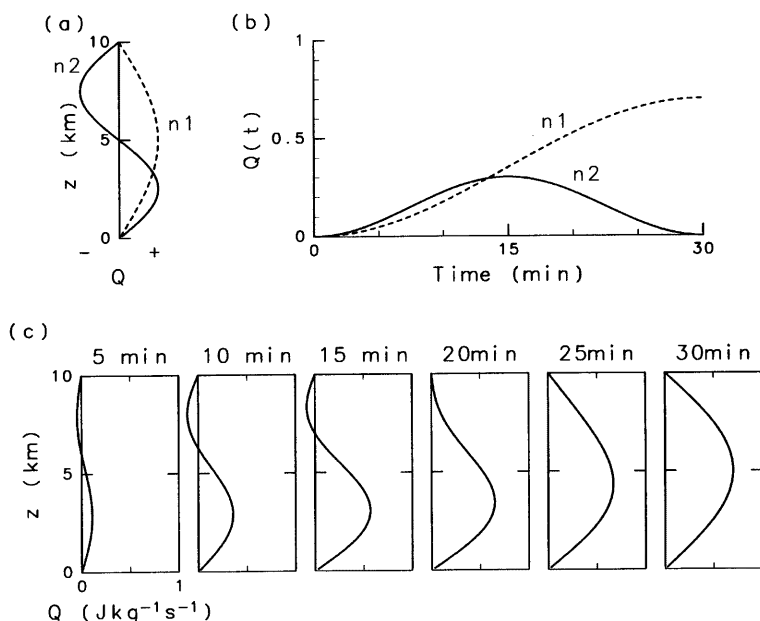


Fig. 4 (a) Vertical distribution of the thermal forcing for $n=1$ (dashed) and $n=2$ (solid). (b) Time-dependence factor $Q(t)$ on heating profiles in (a) until 30 min for $n=1$ mode (solid) and $n=2$ mode (dashed). (c) Time-dependent heating profiles for the sum of $n=1$ and $n=2$ modes at $x=0$.

$x \approx \pm 25 \text{ km}$ に存在し、下層の強い上昇流と上層の弱い下降流から成る約 10 km を鉛直一波長とする浅い鉛直モードの擾乱が対流セル近く $x \approx \pm 10 \text{ km}$ に存在していることがわかる (Fig. 2(b))。

Fig. 3 は、Fig. 1(b) に示した対流セルの加熱プロファイルの時間変化を求めた数値シミュレーションでの鉛直速度である。Fig. 2(b) に見られる浅い鉛直モードの擾乱が生じたのと同時刻ではほぼ同位置に新たな対流セルによる強い上昇流が生じている (Fig. 3(b))。この数値シミュレーションには静止大気を用いられているので、Fig. 3(b) に見られる新たな対流セルの生成は、冷気外流出と下層に鉛直シアを持った一般風との相互作用によるものではない。また、冷気外流出は $x=0$ の対流セルの下層にしか存在していないので冷気外流出同士の相互作用によるものでもない。したがって、Fig. 2(b) に見られた浅い鉛直モードの擾乱の強い下層の上昇流

が新たな対流生成において重要な役割を果たしていると考えられる。

4. 考察

我々は Fig. 2 の結果を解釈する為、Fig. 4(a) に示すように鉛直構造をもった $n=1$ モードと $n=2$ モードの 2 つの加熱強制を考える。Fig. 4(b) に示すように、 $n=1$ モードの加熱は 30 分に成熟段階となり、 $n=2$ モードの加熱は 15 分の成熟段階を経て 30 分で消えるとする。このような $n=1$ モードと $n=2$ モードを足しあわせた加熱関数は Fig. 4(c) のようになり、Fig. 1(a) に示した加熱関数 Q の変化と似ている。

正の加熱が成熟段階の時、加熱領域の外側に下降流域が伝播し、加熱が消えると上昇流域が伝播して遠ざかって行くことが知られている (McAnelly et

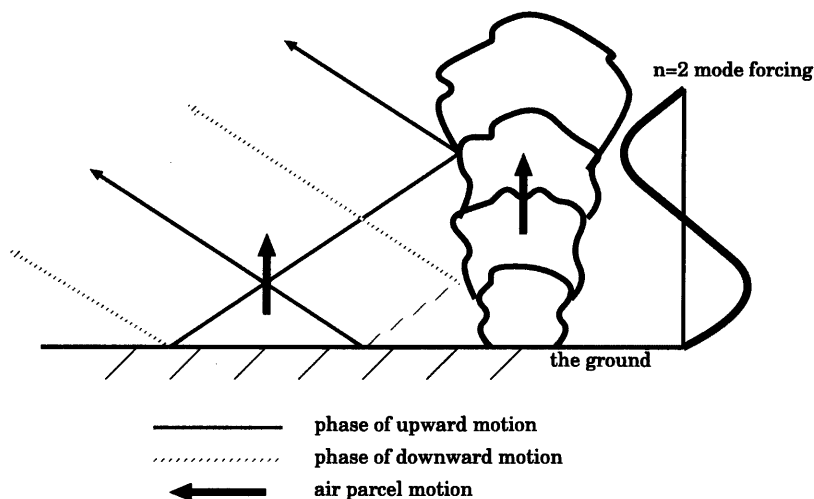


Fig. 5 Schematic illustration of the gravity wave response propagating when the $n = 2$ mode forcing of lower-level warming and upper-level cooling ceases at mature stage in the cycle of a convective cell.

al, 1997)。これより、本研究で用いた加熱関数 Q を Fig. 4 に示す $n=1$ モードと $n=2$ モードの加熱強制を足し合わせたものと考え、Fig. 2(b) に見られる浅い鉛直モードの擾乱は、下層の warming と上層の cooling から成る $n=2$ モードの加熱強制が 30 分で消えた時に伝播して遠ざかって行く重力波応答と解釈できる。一方、深い鉛直モードの擾乱は、30 分で成熟段階を迎える $n=1$ モードの加熱強制に対する重力波応答と解釈できる。

それでは何故、Fig. 2(b) に見られる浅い鉛直モードの擾乱において、下層の上昇流が上層の下降流に比べて顕著に強いのだろうか？ 下方に放射された重力波は、地面において反射される。 $n=2$ モードの加熱が消えた時に励起する重力波の場合では、Fig. 5 に模式的に示されているように、地面で反射された重力波が他の重力波と干渉を起こしたところで上昇流が強化される。もし $z = 10$ km に反射面があれば、この強化された上昇流の上層で下降流が同様に強化されるのであるが、そのような反射面がないために上層で下降流の強化は起こらず、下層の上昇流が上層の下降流に比べて顕著に強くなる。

この強化された上昇流と励起源の対流セルとの間の距離は加熱の周期と鉛直波長によって決定される。

なぜなら、地面に対する重力波の等位相線の傾きは加熱の周期に、そして重力波の励起される高度は加熱の鉛直波長によって決定されるからである。今、 $n = 2$ モードの加熱強制の周期は 30 分、鉛直波長は 10 km なので、強化された上昇流と対流セルとの間の距離は、13 km となり、Fig. 2(b) に示された実験結果とほぼ一致する。

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 (寿命 ~ 1 h、水平スケール ~ 5 km) の時間及び空間的特徴を持つ加熱関数に対する静止大気重力波応答について調べた。結果をまとめると以下のようなになる。

- 強い下層上昇流と弱い上層下降流から成る浅い鉛直モードの擾乱が成熟段階の対流セル近くで励起されていることがわかった。
- 擾乱の下層における上昇流は、新たな対流生成のメカニズムにおいて重要であると予想される。
- この擾乱は、対流セルの成熟段階で消える下層が warming で上層が cooling である $n = 2$

モードの加熱強制に対する重力波応答と解釈できる。

- 下層の上昇流が上層の下降流に比べて顕著に強いのは、重力波が地面で反射されて干渉を起こし、干渉域で上昇流を強化するためである。
- 強化された下層の上昇流と擾乱の励起源である対流セルとの間の距離は加熱の周期と鉛直波長によって決定される。

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。また、竹見 哲也 氏(京都大学防災研究所大気災害部門暴風雨災害分野)には、ARPSの利用に関して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。計算には、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) を用いました。

参考文献

- Barnes, G.M. and Sieckman, K. (1984) : The environment of fast- and slow-moving tropical mesoscale convective cloud lines, *Mon. Wea. Rev.* vol.112, pp.1782-1794
- 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
- Mapes, B.E. (1998) : The large-scale part of tropical mesoscale convective system circulations: a linear vertical spectral band model, *J. Meteor. Soc. Japan*, vol.76, pp.29-55
- 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
- Shige, S. (1998) : Observation of 1-2 Hour-Period Disturbances in the Tropical Lower Troposphere during the TOGA COARE IOP, to be submitted.
- Weisman, M. L. and Klemp, J.B. (1982) : The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy, *Mon. Wea. Rev.*, vol.110, pp.504-520
- 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.

The Gravity Wave Response in the Troposphere around Deep Convection

Shouichi SHIGE* and Takehiko SATOMURA*

* Graduate School of Science, Kyoto University

Synopsis

The gravity wave response of a quiescent atmosphere to a convective cell is investigated by a numerical experiment. It is shown that a shallow mode disturbance with strong updraft at low levels, which is expected to play an important role in the formation of the new cell, occurs around a convective cell at mature stage. This shallow mode disturbance can be interpreted as the gravity wave propagating when the forcing of lower-level warming and upper-level cooling ceases at the mature stage of a convective cell. The distance between intensified updraft and the convective cell depends on the frequency and vertical wavelength of the forcing.

Keywords: convective cell, gravity wave, numerical experiment