

降水セルの力学と数値実験*

武 田 喬 男**

1. はじめに

雲物理学の立場から降水セルの力学を考える場合、二つの考え方ができるように思われる。

その一つは、降水セルの力学的性質が雲物理学的過程にどのような影響を与えるかを考える立場である。上昇流の強さあるいは降水セルの大きさといったものがどの位なら、その中でどのような雲物理学的過程が行なわれ、どのような降水粒子がセル内に形成され、その結果どのような降水が地上にもたらされるかを考える。つまり、降水粒子は降水セルの力学的性質に関する情報を与えて来るわけである。これまで、このような考ええ方に立った研究により、降水機構の基礎的な知識はかなり積み立てられて来た。しかし、この考え方では、雲物理学的過程が降水セルの力学的性質に与える影響は考慮されていない。

それに対し、最近、雲物理学的過程は単に降水セル内の力学的過程の結果ではなく、両者は相互作用をおよぼし合うものであり、雲物理学的過程の行なわれ方が力学的過程をも変えてしまうという考え方がとられるようになった。雲力学といわれる分野である。そして、この分野の研究は、両過程の相互作用の複雑さのため主に数値実験の方法を通じて発達して来た。

近年雲力学は各国で盛んに研究されはじめたとはいえ、まだまだうぶ声をあげたばかりのような状態であり、またその問題も多岐にわたっている。ここでは、特に、降水セルへの一般風の影響を中心に雲力学の問題点を考えてみたい。

2. 雲物理学的過程のパラメタライゼーション

雲物理学的過程が降水セル内の空気の運動に与える効果は、基本的には、降水粒子が空気に相対的に運動する際空気をひきずる力 (drag force) と降水粒子が生成・成長する際相変化により放出あるいは吸収する潜熱を通して行なわれる。ただし、もし昇華・凍結・融解といった ice phase に関する過程を考えないならば、これだけの効果は、気象力学で用いられている流体力学および熱力学に簡単に含むことが出来る。

何故ならば、雨滴あるいは雲粒が空気をひきずる力は、各水滴の落下速度がその terminal velocity に達している時は、近似的に水滴の重さに等しいと考えることが出来るからである。現に、水滴の落下速度が terminal velocity に達する時間は、水滴の半径に依存するが非常に短い。つまり、 1 m^3 の空気に含まれている水滴全体がその空気を下方に引きずる力は、近似的に水滴の総重量に等しいわけである。この意味では、複雑な水滴の粒度分布はたいした影響を与えないことになる。

一方、水蒸気の凝結は、凝結核の個数、水滴の粒度分布および水滴の成長速度等できまってくる過程だが、実際の雲の中では、水滴 (あるいは凝結核) の個数が非常に多いため、水過飽和水蒸気が直ちに凝結してしまい、水過飽和は殆んど存在しない。Mordy (1959) が凝結核を含む air parcel の過飽和度を実際にきちんと数値計算した結果によると、air parcel の上昇速度が 1 m/s 程度なら過飽和度はせいぜい 1% にすぎなかった。即ち、水過飽和水蒸気は殆んどすぐ凝結すると考えることが出来るため、雲物理学的過程を考慮しなくとも、通常の気象熱力学で凝結過程を考えることが出来るわけである。

雲物理学的過程の空気の運動への影響が複雑になるのは、各降水粒子がその大きさに対応した落下速度をもつため空気とは異った運動をするためである。ということ

* Dynamics of Precipitating Convective Cloud and Numerical Experiment

** T. Takeda 名古屋大学理学部 水質科学研究施設

—1970年12月18日受理—

は、降水粒子は、それが形成された air parcel から離れ全然別の air parcel 内に入りこみその空気に drag force を与えることになる。さらに、もとの空気には潜熱を与え新しい空気からは潜熱を吸収することもある。降水粒子の軌跡の空気のそれからのずれ方は、降水セル内の空気の流れによるわけで、上昇気流・下降気流の強さ、そして一般風の垂直プロファイルが非常に重要な役割を果たす。これらのかね合いで、降水粒子が降水セル内の特定の場所に集積することも起るわけである。降水機構に ice phase が関係してくると、降水粒子の落下速度は粒子の大きさによるばかりでなく形にもよるようになり、力学的過程と雲物理学的過程の相互作用はますます複雑になってしまう。

降水セルの数値実験においては、このような雲物理学的過程の効果をその本質を失わずにいかにして流体力学・熱力学的過程と組み合わせるかが大事な問題である。即ち、パラメタライゼーションである。もちろん、複雑にすればするほど良いわけではなく、また一方、簡単にしすぎて雲物理学的過程の効果の本質を失ってしまってもいけない。

パラメタライゼーションの基本は、前述のように空気に相対的な降水粒子の落下を表現することである。パラメタライゼーションの方法は研究者 (Kessler et al., 1963; Das, 1964; Takeda, 1966 a; Srivastava, 1967) によって多少の差はあるが、殆んどが、水滴を空気と共に動くと考えられる雲粒のグループ (雲水) と空気に相対的に落下する雨滴のグループ (雨水) に分け、後者に全体としての代表的落下速度を与える方法を採用している。現在の段階では、パラメタライゼーションは、主に、ice phase を含まない降水に対してなされている。ここでは、Kessler et al., (1963) の方法に基づいて Srivastava (1967) が降水セルの数値実験で実際に採用した方法の概要を述べることにする。

降水セル内において、雨水量は二つの過程を通じて雲水量から変換される。その第一は、雲粒が凝結によりあるいはお互い同志の併合により成長して雨滴の領域に入り (cloud conversion とよばれる) そのために雨水量が増加する場合である。第二は、雨滴が雲粒を捕捉することにより成長 (cloud accretion) して雨水量が増加する場合である。即ち、雨水量の増加率は cloud conversion によるもの (S_1) と cloud accretion によるもの (S_2) の和として表わされる。

S_1 は次のように表現される。

$$\begin{cases} S_1 = 0 & L_c \leq L_{co} \\ S_1 = A(L_c - L_{co}) & L_c > L_{co} \end{cases}$$

ここで L_c は雲水量、 L_{co} は雲水量がこれ以下なら cloud conversion が起らないという critical value であり、 A は定数である。 A 及び L_{co} は、実際の降水セルではかなり複雑で雲の種類・雲の stage・雲内の場所によってちがうはずであるが、数値実験では A と L_{co} はパラメーターとして適当な定数が与えられる。

S_2 は通常の雲物理学にもとずき次のようにして与えられる。

$$S_2 = \frac{\pi \rho_w}{2} \int N_D D^2 \left(\frac{dD}{dt} \right) dD$$

$$\left(\frac{dD}{dt} \right) = \frac{L_c V_D}{2\rho_w} \quad (\text{accretion による成長速度})$$

ここで、 $N_D dD$ は直径 $D \sim D+dD$ の雨滴の単位体積中の数、 V_D は直径 D の雨滴の落下速度、 ρ_w は水の密度である。但し、併合係数は雨滴の大きさによらず 1 と仮定してある。 V_D および N_D が直径 D の函数として与えられれば S_2 は L_c の函数として求まるわけだが、通常のパラメタライゼーションでは

$$\begin{cases} V_D = aD^b \\ N_D = N_0 e^{-\lambda D} \end{cases}$$

と仮定され、 a 、 b 、 N_0 および λ は定数として適当な値が与えられる。このうち、 a と b は、実際の降水においても、雲によらない一般的な値をもつと考えられあまり問題はないが、 N_0 および λ の値は、雲のタイプ・雲内の場所・雲の stage によって変わってくるものと考えられる。 N_0 と λ に適当な定数を与えることは、その降水セル中の水滴の粒度分布の型を場所と時間によらずきめてしまうことになる。もしも、水滴の粒度分布の型が降水セル内の場所あるいは時間によって異なることが降水セルの力学に重要な効果をもつならば、このようなパラメタライゼーションは問題を含んでいるわけである。この点は後でもう一度ふれることにする。

なお、雨滴全体の代表的な落下速度 V は次の式に N_0 および V_D を代入することにより得られる；

$$V = \int N_D M_D V_D dD / \int N_D M_D dD$$

M_D は直径 D の水滴の質量である。

3. 降水セルの特異なるふり

降水セルの数値実験の結果を具体的に述べる前に、実際の降水セルの力学的特徴にどんな問題点があるか考えてみよう。従来の気象力学では説明が付きにくいような降水セルのふるまいは、強い雨をもたらす激しい対流雲

に最も顕著に見られるようである。

その一例は、垂直シアアを含む一般風が与える効果である。積雲対流の発達一般風の垂直シアアによってかなり妨げられることは、観測・理論の両方から広く認められている。Thunderstorm Project (Byers and Braham, 1949) においても風の垂直シアアは対流雲の発達を抑えるものと考えられており、数多くの写真観測およびレーダー観測でも、垂直シアアが存在する時積雲は高さと共にシアアの風下に向って傾くことが示されている。また、Kuo (1963) は線形理論から、Asai (1964) は数値実験から風の垂直シアアの対流雲への抑制効果を示した。Asaiによれば、垂直シアアをもった一般風と対流雲との相互作用は、上昇気流の軸と温域の軸とのずれを起し位置のエネルギーから運動のエネルギーへの変換を減ずると共に、対流の運動のエネルギーを一般風のそれに変換してしまう。即ち、この一般風に平行な垂直面内での対流の発達は抑制される。

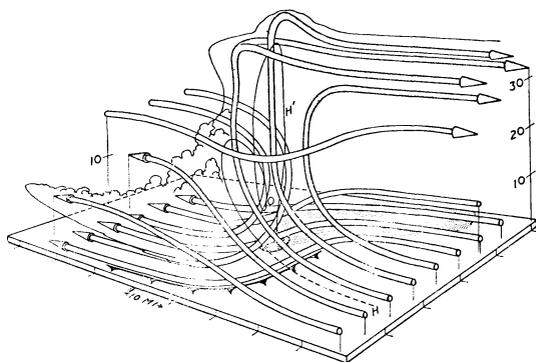
一方、対流性の激しい降水は、風の垂直シアアの強い時あるいは上層にジェット気流が存在する時しばしば観測される。そのような条件は、激しい対流性降雨が起るための必要条件とさえ考えられている (Miller, 1953; Ramaswamy, 1956). Newton (1967) もまた、激しい対流系が形成される際は、下層における北向き温湿な空気の強い移流と中層・上層における北東向きの冷い乾いた空気の強い移流が特徴であることを述べている。さらに、大雨が起る際の下層ジェットの存在もしばしば指摘されている。(Pitchford and London, 1962; Bonner, 1966). もちろん、これらの条件の下では不安定エネルギーの補給が十分でそのために激しい対流系が発達するのもかも知れないし、また、広範囲に下層の収束場および上層の発散場が形成されることにより対流系が発達し易いということもあり得る。しかし、垂直シアアが強いことも事実である。風の垂直シアアの対流雲への効果のこの矛盾は、現在のところ純力学的には説明されていず、降水と力学的過程との相互作用が重要な役割を果しているようである。

激しい対流系の特徴をもう少し考えてみる。強い雨も特徴の一つだが、その結果として降水セル内に起る激しい下降気流は注目すべき現象である。Thunderstorm Project 以来、その生成機構は推測されて来たが、1次元モデルによる降水セルの数値実験 (Das, 1964; Takeda, 1960 a; Srivastava, 1967) からも明らかにされて来たように、雲内に集積した水滴が空気におよぼす

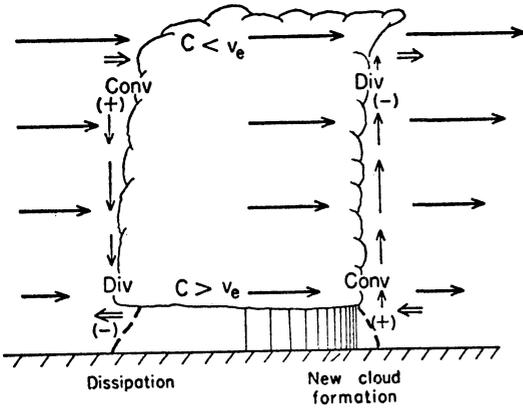
drag force と水滴の蒸発による冷却で生成されると考えられる。この下降気流の重要さは、新しいエコーセルが古いもののまわりに形成され易い傾向の原因を一般に下降気流から発散して来る冷気塊の働きに求めていることから分る。即ち、降水は単に対流現象の結果ではなく、対流現象の発達に重要な役割を果しているのである。

Newton and Fanhauser (1964) によると、大きい激しい対流雲の動きは小さいものとかかなり異なり、小さいレーダーエコーが近似的には雲層の平均的な風速で動くのに対し大きいものははるかにゆっくり動く。また、Hitschfeld (1960) は、積雲とちがって大きい対流雲が雲層を通じての垂直シアアが 100 ノットを越えるにもかかわらず長い間直立していることを示した。さらに、小さい降水セルが大体 1 時間以内の寿命しかもたないのに対し、大きい激しい対流雲がしばしば数時間殆んど定常状態の循環を保つことも示されている (Browning and Ludlam, 1960, 1962). このような特徴の全てがお互いに関係があるはずである。最近、こういった激しい大きい対流雲の構造が運動エネルギーの生成および対流系の維持に有効であることが指摘されてきている。

Normand (1946) は、“よく発達した降水セルは上昇気流ばかりでなく下降気流においても運動エネルギーをつくり出し、下層で温湿な空気を取り入れるだけでなく上層で潜在的に冷い空気を取り入れるように組織化された雲と考えるべきである”と述べている。この事が実現するためには、上昇気流内で生成される水滴が乾いた冷い空気の中を落下し蒸発するよう降水セル内で気流が配置されるべきである。Newton (1950) および Browning



第1図 組織化された対流系内の循環 (Browning and Ludlam, 1962). 一般風の垂直シアアの向きは左から右である。



第2図 一般風の垂直シアアが対流系の維持に果たす役割についての Newton and Newton (1959) のモデル

Ludlam (1960, 1962) は、上層データあるいはレーダー等の観測データをもとに、組織化された激しい対流系内の循環のモデルを提出した(第1図)。それによると上昇気流は一般風の垂直シアアの風下側に、下降気流は垂直シアアの風上側に位置している。上昇気流は高さと共にシアアの風上側に傾き、下降気流の冷い空気は地上近くで発散し、下層の温湿な空気を cold front のように押しあげる。つまり、このモデルは Normand が考えた対流系を実現するのに理想的な構造をもっているわけである。また、上昇気流と下降気流が併存していることは、通常の降水セルで上昇気流の補償流としてエネルギーを消耗する乾いた下降流を必要とせず、降水セルの発達には都合が良いことになる。

このような循環をもった対流系は雲内で水平運動量を上下に十分混合するだろうという考えから、C.W. Newton and H.R. Newton (1959) は垂直シアアが対流系の維持に重要な役割を果たす積乱雲モデルを初めて提出した(第2図)。それによると、垂直シアアの風下側下層で正の、上層で負の hydrodynamic pressure の分布が出来、シアア風上側では逆の分布が生じる。そして、この効果による上下の気圧差の増加がシアアの風下側に新しい上昇気流をひき起す可能性をもっていることを示した。また、Takeda (1965, 1966 b) は、垂直シアアをもった一般風の中で降水セルの数値実験を2次元モデルで行ない、下降気流は上から水平運動量を下方に運ぶため、シアアの風下側下層に強い収束域がつかられ新しい対流性の上昇気流が生じ易いことを示した。つまり、これらの考えは、一般風の垂直シアアが対流系のエネルギー

の解放を組織化するのに大きな役割を果たすことを暗示している。

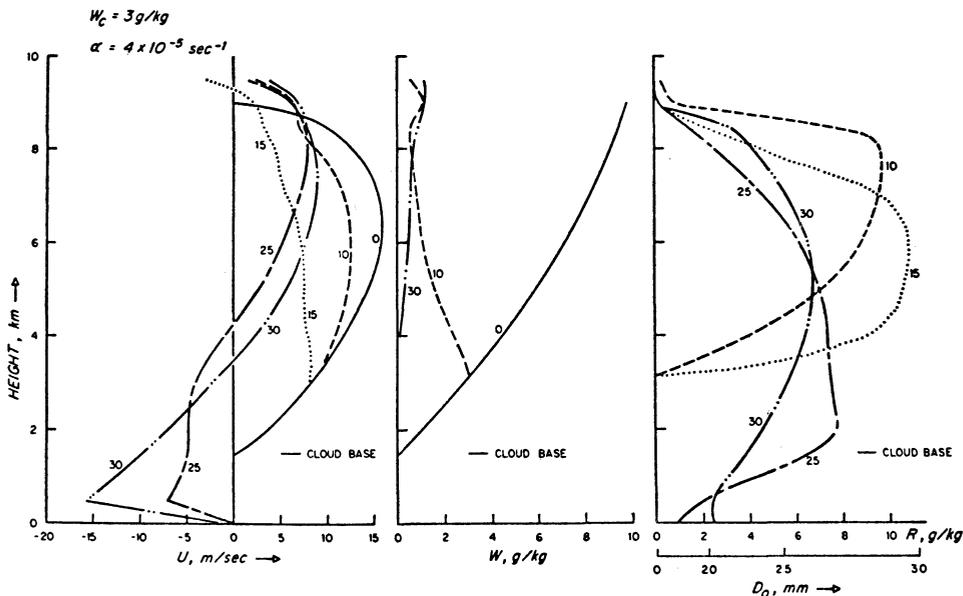
一般風の垂直シアアの風上側に下降気流、風下側に上昇気流があるような循環をもった対流系(垂直面内で一般風がもつうずく逆逆のうずをもった系)が形成されれば、それは維持され易く、また発達する可能性を多分にもっていることはこのようにして推測されて来た。しかし、どのようにしてこのような循環をもつ対流系が形成されるかが従来明らかにされなかった。(但し、このような循環をもっていない降水セルでもかなり激しいものが実際にも観測されるから、この循環をもつことが発達のための必要十分条件ではないようである)。

ここでは積雲から激しい大きい対流雲までを対流系として同じように扱ってきたが、現象のスケールのちがいが、力学的にもう少し整理されるべきであるかも知れない。

4. 降水セルの数値実験と長続きする降水セルの形成

降水セルの数値実験は、前述のようなパラメタライゼーションを採用して、元来1次元モデルによっではじめられた。1次元モデルには、降水セルの中心部のみを扱いまわりの大気との混合を考慮しないモデルと、常にエンテインメントの効果を受けている降水セルを雲内水平方向に平均化して考えるモデルの2種類がある。現在でもなお両方のモデルが盛んに行なわれている。その目的も多様だが、大ざっぱに見ると次の3つに分けられるようである。

- (1) 上層からの水滴の落下および下方からの補給を通じて降水セル内にたまった雨水が、対流雲の life cycle をどのように変えるかを主に調べる (Das, 1964; Takeda, 1966 a; Srivastava, 1967)。特に下降気流の形成に重点がおかれてきたようである。第3図は Srivastava による数値実験の結果の1例を示す。Srivastava は、前述のパラメタライゼーションにおける A および L_{co} の値を変えてその効果を調べたが、これらの値の変化 (cloud conversion) は降水セルの変化の一般的傾向を殆んど変えないと結論している。
- (2) ひょうの形成に関する研究から出て来た問題として、降水セル中のどの高さに水がたまるか (accumulation zone)、上昇気流の垂直プロファイル等によってそれがどのようにきまるかを調べる。(Iribarne, 1968; Gokhale and Rao, 1969)
- (3) 積雲あるいは台風の modification としての水晶核の種まきの効果を調べるため、ice phase の過程を



第3図 1次元モデルによる降水セルの数値実験の1例 (Srivastava, 1967)——上昇速度 U , 雲水量 W , 雨水量 R . W_c と α は、それぞれ本文における L_{co}/ρ と A にあたる。

簡単化して含み、数値実験を行なう (Weinstein, 1969; Simpson and Wiggert, 1969). これは最近になって行なわれはじめた数値実験で、これから盛んになるものと思われる。

このような1次元モデルの欠点は、降水セルの発達により補償流あるいは雲内の空気との混合を通じてまわりの大気の状態が変わることが考慮出来ない点である。まわりの大気の変化は当然降水セルの発達に影響してくるはずである。また、技術的には上下の境界条件(下層からのエネルギーの補給および雲頂での特に liquid water に関する境界条件)の与え方が人為的すぎる、いいかえると、垂直方向の収束・発散と水平方向の発散・収束との関係が1次元モデルでは表現しにくいと、降水セルの力学的な点を問題にした時にどうしても無理が生じて来る。もちろん、降水セルの力学における重要な問題である一般風の効果は、2次元あるいは3次元モデルでないと取り扱うことが出来ない。

降水セルの2次元モデルによる数値実験は、積雲対流の2次元モデル (Ogura, 1963; Asai, 1964; Murray and Anderson, 1965; Orville, 1968) を基礎として行なわれて来たが、現在まで Arnason et al, (1968), Liu and Orville (1969) および Takeda (1965, 1966 b, 1970 a) による数値実験がある。Arnason et al. による数値実験は、従来与えられて来なかった対流に伴う気圧

の分布も計算し力学的に興味ある問題を提出しているが、降水セルとしてはごく初期の段階 (20min まで) のみを扱ひまた一般風の効果を含んでいない。また、Liu and Orville による数値実験は、一般風が山にぶつかって形成される対流雲を扱っているが、個々の対流雲が扱っている境界外に流されてしまい、一個の降水セルの生涯を追いかけて調べることが出来ない (但し、最近の Orville and Sloan (1970) の数値実験では case study だが一個の降水セルの発達段階を調べている)。ここでは、垂直シアアを含む一般風の降水セルへの効果という問題に限り、筆者の最近の数値実験の概略を述べることにする (詳細は Takeda, 1970 aを参照)。

降水セル内およびまわりの大気中の空気の水平速度 (u), 垂直速度 (w), 温度 (θ あるいは T), 水蒸気の混合比 (q), および水滴の数 (n) の時間変化は、基本的には次の方程式によって表わされる。但し、 y 方向には一様と仮定する (2次元)。

連続の方程式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)(\rho_0 u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho_0 w) = 0$$

流体力学の式

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g - \frac{L}{\rho} g + \nu \rho^2 w$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

熱力学の式

$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt} = -\frac{1}{C_p T} (L_e C + Q_e)$$

水蒸気の混合化に関する式

$$\frac{dq}{dt} = -C + \nu \rho^2 q$$

この他に状態方程式が心要である。ここで ρ_0 は初めの大気の空気密度、 ν は渦拡散係数、 L は含水量、 L_e は凝結の潜熱、 C は凝結量 (g/g/sec)、 Q_e は渦拡散による熱の混合を表わす。これらの式は、対流雲の数値実験では通常用いられる式だが、dynamic pressure の変化が気温の変化におよぼす効果は含まれていない。現在のところこの効果を含む方法は見出されていないが、Ogura and Phillips (1962) が指摘したように、deep convection の場合にはこの効果は無視出来ない。そして、降水セルは一般に deep convection にあたる。即ち、降水セルの数値実験において定量的な議論をする時は、この効果は大きな影響を与えるものと考えられる。

降水過程に関しては、前述のようなパラメタライゼーションを採用しないで、水滴の粒度分布を不連続な7段階の半径 (1, 5, 20, 100, 200, 1000, 3000 μ) を用いて表わすことにより導入される。この方法をとるのは、パラメタライゼーションのように水滴の粒度分布の型を雲の stage および場所によらないとすることは、雲物理学的過程と力学的過程の相互作用の重要な部分を除去してしまう危険性があるためである。また、将来 ice phase の効果を降水セルの力学で考慮する際、水滴の粒度分布が本質的な役割をすると考えられるからでもある。ここで考慮される雲物理学的過程は、凝結・蒸発・併合・分裂・落下であり、ice phase は含まれない。

半径 R の水滴の個数 (単位体積中) n の時間変化は次の式で与えられる。

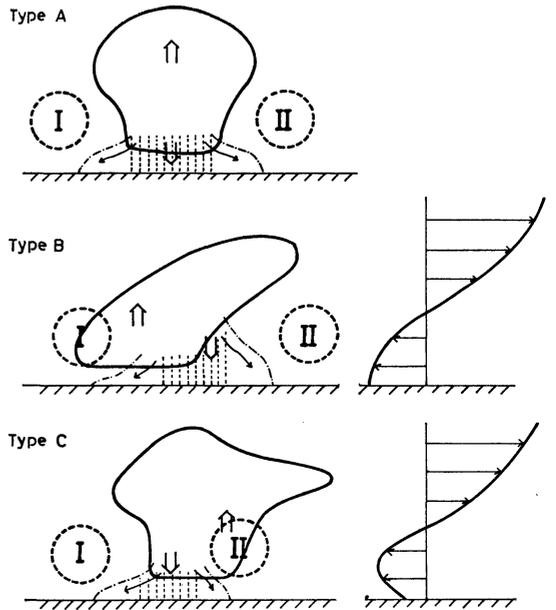
$$\frac{dn}{dt} = nw \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (nw) - \frac{\partial}{\partial R} \left(n \frac{DR}{Dt} \right) + \alpha + \nu \rho^2 n$$

右辺の第2項は空気に相対的に水滴が落下する効果である。水滴の落下速度 v は水滴の半径に応じて Gunn and Kinzer (1949) の値が与えられる。第3項は水滴の成長による個数の変化を表わしている。 DR/Dt は半径 R の水滴の凝結および併合による成長速度で、雲物理学で通常用いられる式で表わされる。

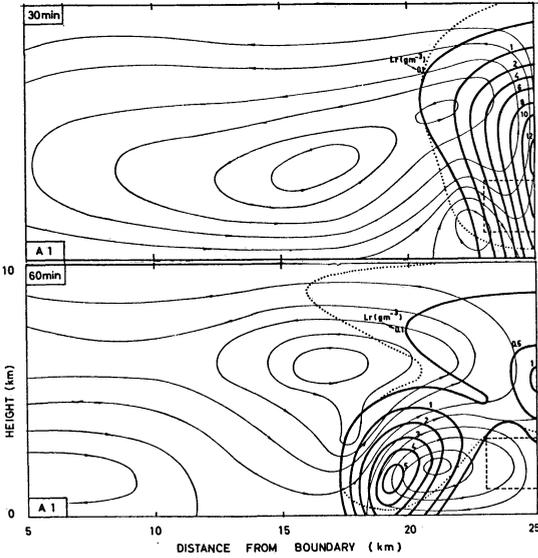
α ($= -\alpha_1 - \alpha_2 + \alpha_3$) は、より大きい水滴に併合されるためこの水滴の個数が減る効果 α_1 、水滴が半径に依る確率をもって分裂をするため個数が減る効果 α_2 、およびより大きい水滴の分裂の結果この水滴が生成される効果 α_3 を表わす。モデルに分裂の過程を含むのは、実際の水滴の粒度分布は併合と分裂2つの過程を通じて形成されるという Komabayasi (1966) の理論に基いている。

このような方程式と共に適当な初期条件および境界条件を与えれば、降水セルの発達状況が数値実験により調べられるわけである。大気の安定度、一般風の垂直プロファイル、初期じょう乱あるいは雲物理学的要素 (雲粒の初めの個数、併合係数等) をパラメーターとして変えれば、降水セルの発達へのそれらの効果を調べることが出来る。

ここでは、他の条件はすべて同じで一般風の垂直プロファイルの型のみがそれぞれ異なる例の数値実験の結果、即ち、降水セルのふるまいが一般風によって如何に左右されるかを示す。初めの大気は潜在不安定であり与えられた垂直プロファイルをもった風が吹いている。その大気中に初期じょう乱として与えられた温い領域が降水セルへ発達していく状況が数値実験で調べられるわけである。なお併合係数としては Shafirir and Neiburger (1963) の値、水滴の分裂に関しては Komabayasi et al.



第4図 一般風の垂直プロファイルと3種類のタイプの降水セル (Takeda, 1970 a)



第5図 タイプ A の降水セルにおける流線，雨量（太い実線）および雲の形（点線）。

(1964) の実験式を用いた。

数値実験の結果は、たとえ他の条件が同じでも、降水セルのふるまいが一般風の垂直プロファイルによって次の A, B, C 3種類のタイプに分れることを示している（第4図）。

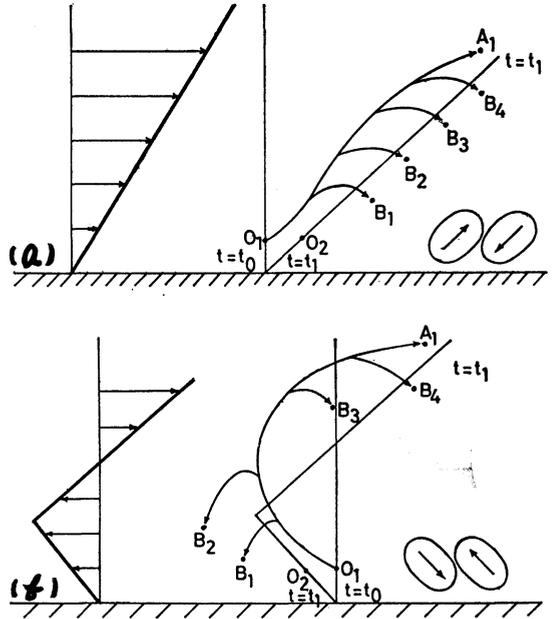
タイプ A. 新しい降水セルが生成される（第5図参照）。

大気が十分潜在不安定で一般風の垂直シアーが弱い場合、初めの降水セルの後期に雨滴の drag force と蒸発による冷却で下降気流が発達する。地上近くでこの下降気流から勢いよく発散して来る冷い空気は、下降気流の両側で cold front のように下層の温湿な空気を押しあげる。一方、まわりの大気は乾燥断熱運動に対しては安定なため、初めの降水セルの上昇気流の補償流として起った下降流は重力振動をはじめ。この重力振動の結果として起る新しい上昇気流は下降気流からの冷い空気の前面の強い収束により強められる。この上昇気流の中で凝結が起るにつれ上昇気流は更に発達し、新しい降水セルが形成される。即ち、初めの降水セルの両側に新しい降水セルができたわけである。このような降水セルのふるまいは Thunderstorm Project 以来レーダー気象でよく経験されている。

もし大気の潜在不安定度が不十分ならば、下降気流が弱く新しい降水セルが形成されない。

タイプ B. 短命の降水セル

タイプ A と他の条件が全く同じであっても、一般風の

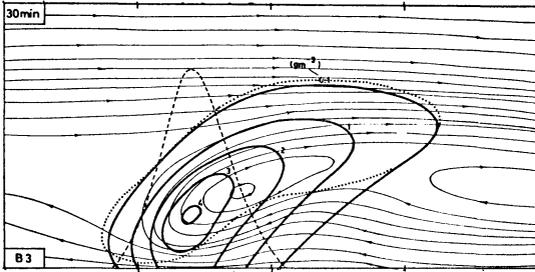


第6図 水滴の軌跡と一般風の垂直プロファイル。

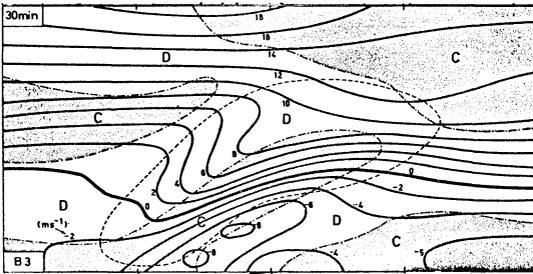
垂直シアーの向きが高さと共に変わらなずまたある程度以上強い場合は、降水セルの対称性ははくずれ B のタイプになる。

第6図(a)に示されるような垂直シアーをもった一般風の中では、時間 t_0 に O_1 にあった buoyant air parcel は時間 t_1 には軌跡 $O_1 A_1$ をとって A_1 に達する。この気塊の中で生成された水滴は、その成長速度に応じた軌跡に従って気塊の軌跡からずれ、時間 t_1 には B_i ($i = 1, 2, \dots$) に達する。時間 t_0 に O_1 にあった上昇気流の base は下層の風で動き時間 t_1 には O_2 に達する。このように、点 B_i のすべてが点 O_2 の右側（シアーの風下側を意味する）に来る。即ち、このようなシアーをもった一般風の中の降水セルでは、liquid water は全体として上昇気流の右側にずれる。そして、水滴の drag force と蒸発による冷却のため下降気流は上昇気流の右側に形成される。

そのような降水セルの流線および雨水量の例が第7図に示されている。但し、流線は降水セルに相対的なものが描かれてある。下降気流は中層から一般風の水平運動量を下方に運ぶため、地上近くで下降気流から発散して来る冷い空気はその右側に強い収束域をつくり左側には発散域（あるいは弱い収束域）をつくる。タイプ A に見られた新しい上昇気流は下降気流の右側に形成される。



第7図 タイプ B の降水セルにおける流線、雨量 (太い実線) および雲の形 (点線)、なお流線は大体降水セルに相対的に描かれている。



第8図 タイプ B の降水セルにおける 空気 の 水平速度。点線は雲の形、影をつけた領域は収束域を表わす。

一方、初めの降水セル内の対流性上昇気流は一般風の垂直シアアの働きで傾き一般風に変換される。その結果、降水セルの右側では垂直シアアが強まる (第8図)。従って、新しい上昇気流は、この強まった垂直シアアの影響をうけ新しい降水セルに発達することなく衰弱してしまう。

即ち、垂直シアアの向きが高さと共に変わらず、またシアアの強さがある程度以上強い場合は、降水セルは新しい降水セルを形成することなく大体1時間以内に衰弱する。つまり短命の降水セルである。また、従来からいわれているように、降水セルはシアアがない時に比べてあまり発達出来ない。数値実験によれば、このような定性的傾向は、大気がより不安定であってもあるいは初期じょう乱がより大きく強くとも、一般風の垂直シアアの向きが高さと共に変わらない限り同じであった。

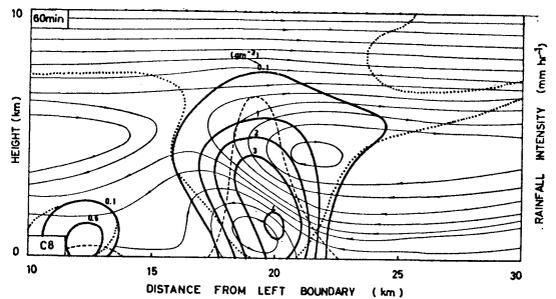
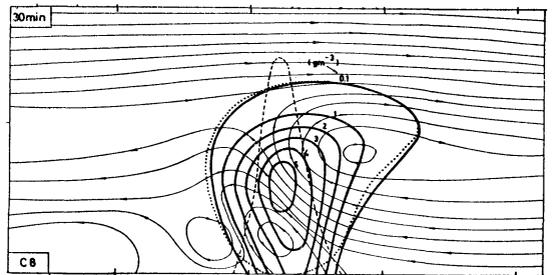
タイプC. 長続きする降水セル

一般風の垂直シアアの向きがある高さで変る場合、その高さに応じて降水セルのふるまいは著しく変わってしまう。

第6図 (b) のように下層に左向きの“ジェット”を

含みシアアの向きが変る場合、時間 t_0 に O_1 にあった buoyant air parcel は時間 t_1 には軌跡 $O_1 A_1$ をとって A_1 に達する。 t_0 に O_1 にあった上昇気流の base は t_1 には O_2 にある。この気塊の中で生成された水滴は、その成長速度に応じた軌跡に従って t_1 には B_i ($i = 1, 2, \dots$) に達する。比較的はやく成長した水滴は左向きの“ジェット”に押されて上昇気流の base の左側に来る。成長速度のおそい水滴は上層の風で右に流される。つまり、水滴がふるいわけられるわけである。もし左側にずれた水滴が降水セル内の liquid water の主部を占めるなら、結局 liquid water は全体として上昇気流から左側にずれ、下降気流もまた左側に出来ることになる。即ちシアアの向きの変る高さ (“ジェット”の高さ) と水滴の成長速度および上昇気流の強さとのかね合いで、下降気流がどちら側に形成されるかがきまってくる (“ジェット”が十分高いところであれば下降気流は必ず左側に形成される)。

さらに、下降気流は上から一般風の水平運動量を下層に運んで来るため、この“ジェット”の高さに依存して地上近くでの下降気流の冷気塊のどちら側かに強い収束域をつくる。“ジェット”が低いところにある時は右側に、高いところにある時は左側に強い収束域が生じ新しい上昇気流が形成される。即ち、“ジェット”の高さが



第9図 タイプ C の降水セルにおける流線、雨量 (太い実線) および雲の形 (点線)。

適当なはんいにある時は、新しい上昇気流がもとの上昇気流と同じ側に形成されることになる。

そのような降水セルの例が第9図に示されている。この場合、平均的な垂直シアアの向きは右向きである。つまり下降気流は平均的シアアの風上側に、上昇気流はシアアの風下側に位置している。そして、最も特徴的なことは、降水セル内の循環、liquid waterの分布等が量的にも定常状態に達し、1時間以上降水セルが維持されることである。前節で述べた対流エネルギーの解放・補給の組織化に理想的な対流系がつくられたわけである。一般風の垂直プロファイルが適当なら、この降水セルは空間的にも固定され降水を同じ場所に何時間ももたらし続けることが出来る。

“ジェット”の高さが低すぎた場合には、“ジェット”はその役割を果たさず、タイプBの降水セルが形成される。また“ジェット”の高が高すぎた時は、その下の垂直シアアの効果が強すぎてやはりタイプBの降水セル（その mirror image）がつくられる。このように、一般風の平均的垂直シアア（雲層を通じての）の風上側に下降気流が生じ長続きする降水セルが形成されるためには、ある高さでシアアの向きが変わりその下で平均的シアアとは逆向きのシアアが存在することが必要であり、その高さに critical なはんいがあると結論される。

そして、この critical な範囲は上昇流の強さ（大気不安定度）と水滴の成長速度（雲物理学的过程）との関係できまってくる。大気が不安定な時あるいは水滴の成長速度がおそい時には、critical な“ジェット”の高さが高くなる。特に水滴の成長速度には併合過程が重要で、併合係数の値が大きな影響を与えるものと考えられる。

このように、雲物理学的过程は、“ジェット”の高さとのかね合いで上昇気流のどちら側に下降気流を形成するかを決定する。水滴の粒度分布について考えてみると、“ジェット”の高さが低すぎた時は、降水セルの右の部分（平均的シアアの風下側）では Marshall-Palmer 型の粒度分布に比べて大きい水滴が集まり、左の部分には小さい水滴が集まる。その結果として、降水セルの右側に下降気流が形成され、降水セルはタイプBの短命型になる。これに比べ、“ジェット”の高さが少しあがって critical な範囲に入ると関係は逆転し、降水セルの左側（平均的シアアの風上側）で Marshall-Palmer 型の分布に比べて大きい水滴が多くなり、右側では小さい水滴が多くなる。その結果として、左側に下降気流が生じ降水セルはタイプCの長続きする型になる。即ち、2で

述べたパラメタライゼーションのように雲内で時間および場所によらない1つのきまった粒度分布の型を仮定してしまうことは、水滴のふるいわけの効果といった雲物理学的过程と力学的過程の相互作用の重要な部分を正しく評価出来ないことになる。

ここでの議論には ice phase の効果は含まれていなかった。しかし、ice phase が入つたとしても、下から上っていく降水粒子が雲内で成長（過冷却雲粒の付着あるいは昇華により）して落下して来るといった過程が降水機構の主要部を占める場合は、定性的には上述のような考えがあてはまる。但し、雲の上層で氷晶核の活性化等で氷晶がつくられ成長し落下して来るといった過程が主要な降水セルでは、ここでの議論は適用出来ないであろう。

5. おわりに

2次元モデルで考える限り、一般風の垂直シアアの向きが高さと共に変わらない時は、シアアの風上側に下降気流をもつような対流系は形成されないことが数値実験により示された。しかし、もしもこのような一般風の中でこの対流系が何か他の原因で形成されたら、それは維持され続けるだろうか。たとえば、地上に heat source があるか山があって上昇気流の root が存在する場合に上と下で逆向きの一般風が吹いているならば、垂直シアアの向きが高さと共に変らなくともシアアの風上側に下降気流が出来るであろう。この対流系が heat source か山をはなれた時そのまま維持され続けるであろうか。

この問題はまだ解決されていない。その答を数値実験によって与えることも不可能ではない。しかし、それよりも、一般風の垂直プロファイルと降水セルの発達との関係についての観測データの蓄積が待たれる。レーダーによる観測は最も有効であろう。個人的にきいた限りでは、カナダのアルバータの100例近い hail swaths を整理した結果、“ジェット”を含むような一般風の場合は hail swaths が長く、そうでない時は hail swaths が短い”という解析事実がある（Thompson, 1970）。また、Matsumoto and Ninomiya (1969) は、中規模じょう乱の解析において、積雲の集団が下層ジェットをつくることを指摘しているが、この下層ジェットが再び降水セルにここで述べたような効果を与えることも考えられる。

ここで注意しなければならないのは、2次元モデルと3次元モデルの違いである。2次元モデルでは、下降気流は上昇気流と同じ垂直面内に起らなければならないが、3次元モデルではその必要はない。たとえ一般風が y

方向に一樣であったとしても、じょう乱が Y 方向に一樣である必要がないならば(3次元モデル)、力学的に全く異った結果が得られる可能性がある。Asai (1970) は、風の垂直シアアの対流への効果が2次元モデルと3次元モデルで異なることを暗示している。たとえば、2次元モデルでは、シアアの向きが高さと共に変わらないならば対流がシアアの風上に向かって傾くあるいは直立するのは不可能であった。3次元モデルではそのように傾くであろうか。

ice phase を含む降水セルの力学はここでは述べる余裕がなかったが、雲物理学的过程と力学的過程の相互作用は更に複雑になるであろう。雲内の sublimation rate は氷晶の数に非常に関係し (Takeda, 1970 b), また、雪結晶の形がその落下速度を大きく変えてしまう。しかし、現段階では昇華熱の効果を含む対流理論の研究もまだなされていず、おそらく、数値実験のみでなくこのような理論研究も行なわれる必要があろう。

引用文献

- Arnason, G., R.S. Greenfield and E.A. Newburg, 1968: A numerical experiment in dry and moist convection including the rain stage. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 404-415.
- Asai, T., 1964: Cumulus convection in the atmosphere with vertical wind shear -numerical experiment. *J. meteor. Soc. Japan*, **42**, 245-259.
- , 1970: Three-dimensional features of thermal convection in a plane Couette flow. *J. meteor. Soc. Japan*, **48**, 18-29.
- Bonner, W., 1966: Case study of thunderstorm activity in relation to the low-level jet. *Mon. Wea. Rev.*, **94**, 167-178.
- Browning, K.A., and F.H. Ludlam, 1960: Radar analysis of a hailstorm. Tech. Note 5, Dept. of Met., Imperial College, London.
- , and 1962: Airflow in convective storms. *Quart. J. R. Meteor. Soc.*, **88**, 117-135.
- Byers, H.R., and R.R. Braham, 1949: The Thunderstorm. U.S. Department of Commerce, 287pp.
- Das, P., 1964: Role of condensed water in the life cycle of a convective cloud. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 404-418.
- Gokhale, N.R., and K.M. Rao, 1969: Accumulation of large hydrometeors in the upper part of an intensive updraft in a cumulonimbus. Proc. of Sixth Conf. on Severe Local Storms, Chicago, 59-62.
- Gunn, R., and G.D. Kinzer, 1949: The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air. *J. Meteor.*, **6**, 243-248.
- Hitschfeld, W., 1960: The motion and erosion of convective storms in severe vertical wind shear. *J. Meteor.*, **17**, 270-282.
- Iribarne, J.V., 1968: Development of accumulation zones. Proc. of Int. Conf. in Cloud Physics in Toronto, 350-354.
- Kessler, E., P.J. Feteris and E.A. Newburg, 1963: Role of microphysical processes in shaping vertical profiles of precipitation and cloud. Proc. Tenth Wea. Radar Conf., Boston, Amer. Meteor. Soc., 91-97.
- Komabayasi, M., 1969: Probability of disintegration of water drops as a factor determining size distribution of raindrops. Proc. of Int. Conf. on Cloud Physics in Tokyo, 260-264.
- , T. Gonda and K. Isono, 1964: Life time of water drops before breaking and size distribution of fragment droplets. *J. Meteor. Soc. Japan*, **42**, 330-340.
- Kuo, H. L., 1963: Perturbations of plane Couette flow in stratified fluid and origin of cloud streets. *The Physics of Fluid*, **6**, 195-211.
- Liu, J. Y., and H. D. Orville, 1969: Numerical modelling of precipitation and cloud shadow effects on mountain-induced cumuli. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1283-1298.
- Matsumoto, S., and K. Ninomiya, 1969: 降雪に伴う中規模じょう乱に関する研究, *天気*, **16**, 292-302.
- Miller, R. C., 1959: Tornado-producing synoptic patterns. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **40**, 465-472.
- Mordy, W., 1959: Computation of the growth by condensation of a population of cloud droplets. *Tellus*, **11**, 16-44.
- Murray, F. W., and C. E. Anderson, 1965: Numerical simulation of the evolution of cumulus towers. Report SM-49230, Douglas Aircraft Co.
- Newton, C. W., 1950: Structure and mechanism of the prefrontal squall line. *J. Meteor.*, **7**, 210-222.
- , 1967: Severe convective storms. *Advances in Geophysics*, **12**, 257-308.
- , and J. C. Fankhauser, 1964: On the movements of convective storms, with emphasis on size discrimination in relation to water-budget requirements. *J. Appl. Meteor.*, **3**, 651-668.
- , and H. R. Newton, 1959: Dynamical interactions between large convective clouds and environment with vertical shear. *J. Meteor.*, **16**, 483-496.

- Normand, Sir Charles, 1946: Energy in the atmosphere. Quart. J. R. Meteor. Soc., **72**, 145-167.
- Ogura, Y., 1963: The evolution of a moist convective element in a shallow, conditionally unstable atmosphere—a numerical calculation. J. Atmos. Sci., **20**, 407-424.
- , and N.A. Phillips, 1962: Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. J. Atmos. Sci., **19**, 173-179.
- Orville, H.D., 1968: Ambient wind effects on the initiation and development of cumulus clouds over mountains. J. Atmos. Sci., **25**, 385-403.
- , and L. J. Sloan, 1970: A numerical simulation of the life history of a rainstorm. J. Atmos. Sci., **27**, to be published.
- Pitchford, K. L., and J. London, 1962: The low-level jet as related to nocturnal thunderstorms over midwest United States. J. Appl. Meteor., **1**, 43-47.
- Ramaswamy, C., 1956: On the sub-tropical jet stream and its role in the development of large-scale convection. Tellus, **8**, 26-60.
- Shafir, U., and M. Neiburger, 1963: Collision efficiencies of two spheres falling in a viscous medium. J. Geophys. Res., **68**, 4141-4148.
- Simpson, J., and V. Wiggert, 1969: Models of precipitating cumulus towers. Mon. Wea. Rev., **97**, 471-489.
- Srivastava, R.C., 1967: A study of the effect of precipitation on cumulus dynamics. J. Atmos. Sci., **24**, 36-45.
- Takeda, T., 1965: The downdraft in convective shower-cloud under the vertical wind shear and its significance for the maintenance of convective system. J. Meteor. Soc. Japan, **43**, 302-309.
- , 1966a: The downdraft in the convective cloud and raindrops—a numerical computation. J. Meteor. Soc. Japan, **44**, 1-11.
- , 1966b: Effects of the prevailing wind with vertical shear on the convective cloud accompanied with heavy rainfall. J. Meteor. Soc. Japan, **44**, 129-144.
- , 1970a: Numerical simulation of large convective clouds. McGill Univ. Stormy Weather Group Sci. Rep., MW-64., (J. Atmos. Sci., **28**, No. 2, to be published).
- , 1970b: 氷晶核を含む対流雲の数値実験・気象学会秋季大会.
- Weinstein, A.I., 1969: A numerical model of cumulus dynamics and microphysics. Rep. No.13, Penn. State Univ., pp. 72.

気象学会および関連学会行事予定

行 事 名	開 催 年 月 日	主 催 団 体 等	場 所
レ ー ダ ー 気 象 月 例 会	昭年46和2月17日	気研台風研究部	気 象 庁 内
東 京 管 区 気 象 研 究 会	〃 2月18, 19日	東京管区気象台	静岡県稲取保養所
大気大循環と長期予報月例会	〃 2月25日	気象庁予報部	気 象 庁 内
航 空 気 象 月 例 会	〃 2月26日	東京航空地方気象台	東京航空地方気象台 研修室
北 海 道 支 部 研 究 会	〃 3月9日	北 海 道 支 部	北 海 道 大 学
春 季 講 演 会	〃 3月25日	日 本 気 象 学 会	海 洋 研 究 所
THIRD INTERNATIONAL CONFERENCE ON WIND EFFECTS ON BUILDINGS AND STRUCTURES	〃 9月6~11日	(気 象 学 会 後 援)	東 京