天　気
1986年4月
Vol. 33, No. 4
101（地球流体）

地球流体における波動と渦*
――「第5回地球流体 夏のセミナー」の報告――

編集：井　上　良　紀**　今　脇　資　郎***

1. はじめに

“波動”と“渦”は，流体の運動形態の中で，最も単純で基本的なものである．水面に投ぜられた小石の作る水紋，浴槽の排水口の周りに生じる吸い込み渦など，日常生活において出くわす卑近な例は，幾らでもある．これらの現象は，いずれも説明を要しないほどはっきりしている．しかし，地球流体が呈するような，取り分け大規模な現象に目を転じると，そこに現れる“波動”や“渦”は，そう簡単には（特に，直観的には）捉えられない．最近の地球科学のめざましい発展が，いかにしてそのベールを剝がし，真相を解き明かしつつあるかを，この解説論文でかいま見ることができるであろう．

まず，“波動とは何か”あるいは“渦とは何か”という幾分哲学的な（？）問いに答えることから始めよう．厄介なことに，波動も渦も共に万人の認めるぴちっとした数式で表された定義がない．直感的には，波動とは，“擾乱（信号）がある伝播速度で媒質中を伝わっていく現象”を表すと言えよう。（媒質自身が移動する必要は必ずしもない）．また，渦とは，1つの中心点（あるいは1つの曲線）の周りを円形（あるいは螺旋形）の流線を描いて回転する流れを意味するであろう****．波動と渦の典型的な例としては，空気中を伝播する音波とポテンシャル流れのなかの渦糸がある．この2つを対比する限り，明らかに全く異なった運動形態を示し，したがって異なった挙動も行う．確かに，渦糸は局在していて，渦糸系は相互作用に際し粒子的に振舞う．また，平面（空間的に1次元の）音波は存在し得るのであるが，流体の回転運動を表すかぎり1次元の渦というものはあり得ない．しかし，波動と渦という概念は互いに素である（共通部分がない）とは限らない．例えば，大気や海洋のRossby 波は渦列を伴って伝播する．

波動としては，表面張力の作用により生ずる漣，浅水上を伝わる孤立波（ソリトン），アマゾン川で見られるポロロッコ，多種多様な海洋の波，Lee 波（風下波），Rossby 波などの馴染み深い具体的な例を上げることができる．他方渦の例としては，Kármán の渦列，鳴門の渦，Tornado（米国中南部地方に発生する竜巻），台風，海洋の中規模渦，低気圧・高気圧，木星の大赤斑点など数多くの広く知られた自然現象がある．さらに，大気や海洋の大循環も1つの渦の例と考えることができよう．ただし，地球流体力学では，もっぱら，このような諸現象の中でも比較的規模の大きなものを研究対象とする．

以下の各章で取り上げる話題の内容を，簡単に概観し

---

* Waves and eddies in geophysical fluids.

** Yoshinori Inoue, 北海道大学工学部.

*** Shiro Imawaki, 京都大学理学部.

**** 渦度（≡ rot **U**, **U** は流速）が零でない流れはすべて渦であると決めれば，すっきりとするが，これでは余りにも多くの現象を包括しすぎる嫌いがある．渦とは，渦度のような局所的な概念ではなく，大域的な概念と考えたほうがよいと思う．

ておこう．

1980年代に入り，“カオス”(Chaos)という概念が次第に物理学の各分野に滲透しつつある．整然とした周期運動に対し，混沌とした非周期運動を意味する言葉である．特に，流体力学における層流から乱流への遷移過程を解明することを大きな目的として，数学的色彩の濃い研究が盛んに行われている．一方，乱流の構成要素として渦を考える方法は広く認められている．［2．渦運動］は，渦糸系の相互作用という渦運動の基本的な性質を調べると共に，カオティックな渦運動という立場から，乱流発生の機構への1つのアプローチが試みられている．

1960年代以降，いわゆる“ソリトン”(soliton)が脚光を浴びるようになった．ソリトンとは，(i)局在した波で，その波形を変えることなく伝播する；(ii)互いの衝突に対して安定であり，衝突の前後で個々の個別性を保持する：このような性質をもつ非線形分散波を総称する（すなわち，粒子的性質をもつ孤立波という意味）．[3.1. 非線形波動一般論]では，ソリトンも含め，無限媒質中の平面波に話を限定して，非線形波動を概説する．最近（1980年），人工衛星の映像がマレー半島沖のAndaman海で非線形内部波（ソリトン）による波跡をはっきりと捕らえたことなどに刺激を受け，非線形内部波に関する理論的研究が注目を集めている．[3.2. 非線形内部波]は，ソリトン理論の応用として，簡単な二層流体モデルを用い長波長の弱非線形内部波を記述する方程式を導出し，その厳密解を求める方法に言及している．

ジェット気流の発見（1940年代），成層圏における突然昇温の発見（1952年），QBO (quasi-biennial oscillation, 準2年周期振動）の発見（1961年）などによって，近年大気中の大規模な波動が理論・実験両面において強い関心を引くようになった．というのは，このような諸現象において波動が本質的な役割を果たしていることが判り，その機構が順次解明されてきているからである．[4.1. ラプラスの潮汐方程式と長周期波動]では，大気潮汐論の立場から，Rossby波，混合Rossby波，Kelvin波などが潮汐方程式の基本的な線形波解として統一的に演繹できることを指摘している．さらに，突然昇温やQBOの成因が，波と平均流の相互作用（wave-mean flow interaction）であることが説明される．実際，この種の非線形相互作用の問題は，中層大気の現象と関連して過去20年間に精力的に研究され，この分野は大きな発展を示した．[4.2. 重力波・惑星波・帯状流の相互作用（中層大気の場合)]では，中間圏（高さ80 km付近の上空）での無風層，その界面における冬極での高温，夏極での低温という逆温度現象が取り上げられている．これらは内部重力波（Lee波）の砕波によって起こっていると考えられ，やはり波動と帯状流（平均流）の相互作用という考え方で，問題を詳細に考察している．

1971年に始まった米国を中心とするMODE (Mid-Ocean Dynamics Experiment)と呼ばれる国際観測プロジェクトにより，大洋の中央部に多くのいわゆる“中規模渦”(直径約200 km程度の渦）が発見され，大きな衝撃を与えた．この渦の中には，海面から海底近くまで深さによって性質がほとんど変化しない特徴を持つものもあり，大気中の低気圧・高気圧に対応させると類似点が多い（地球流体としてのアナロジー)．この発見は，以後海洋学に大きな影響を及ぼし，現在も研究が進行中である．[5.1. β面上の非線形孤立渦の特性]は，孤立した2次元中規模渦に対象を絞り，その力学を考察している．状況に応じて，2つの異なる発展方程式が導かれ，その解の性質にも言及している．また，黒潮蛇行に伴う冷水塊あるいはメキシコ湾流付近での渦（Gulf Stream ring）も海洋学では極めて重要な研究課題である．このような渦と平均流の相互作用の問題が，[5.2. ロスビー波・渦による平均流の形成]で取り上げられ，基礎的な立場からなされている理論的（数値解析を含む）研究，実験的研究が紹介されている．

台風（熱帯性低気圧）は，典型的な巨大渦巻きである．その流れ場の構造や移動というダイナミックスだけでなく，一種の熱機関としても興味ある研究対象であろう．台風の発達過程は，CISK (Conditional Instability of the Second Kind: 積雲群と大規模なスケールの運動がエクマン境界層内での収束の増大を介して相互作用を及ぼし，大規模運動が不安定成長をしていくメカニズム）の理論によって見事に解き明かされている．しかし，強非線形現象である台風には，まだまだ明らかにすべき多くの研究課題が残っている．[6. 台風]は，この興味ある話題に関する研究の現状を総合的に概説したものである．

エル・ニーニョ (El Niño)は，ペルー沖で数年ごとに海面水温が異常昇温する現象として，古くから知られていた．この現象の発生機構を始めとしてその全容が最近明らかにされつつある．例えば，南太平洋からインド洋に及ぶ大規模な気圧振動（シーソー変動）として知ら

れる“南方振動”(Southern Oscillation) も，同一現象の一側面であることが分かってきた（したがって，またENSO 現象ともいわれる）．またこの現象において，海洋の赤道 Kelvin 波が重要な役割を果たしていることも確かである．[7. エル・ニーニョと赤道波] は，この複雑な現象を，大気-海洋相互作用という立場から総合的に調べている研究の現状を紹介している．

2. 渦運動　　東大・理　橋本　英典

渦：最近，物理学やその他の分野で，ソリトンであるとか，カオスであるとか，やかましい論議が行われている．流体力学は，そのような論議の1つの出発点として，浅水波の問題を提起した．流体力学がもたらした，もう1つの大きな問題は，古典的な渦の問題，特に渦糸，あるいはその集合である渦糸群の問題である．例えば，完全流体中の2次元の渦糸群 (Aref, 1983) を見るとき，その運動はハミルトニアンによって支配され，4個以上の渦糸の運動は，一般に軌道が不安定になり予測不可能になる (Novikov•Sedov, 1978, 1979a; Aref•Pomphrey, 1982)．しかしながら，個々の渦糸は，その個性である循環 Γ_j ($j=1, \dots N$) の間の特殊な関係 $\sum 1/\Gamma_j=0$ と，特殊な初期条件による collapse の現象 (Synge, 1949; Aref, 1979; Novikov•Sedov, 1979b) を除けば，その個性を変えることなく運動するように見える．また，$N\to\infty$ で流体的極限をとった平均的流れの関数は，ある非線形微積分方程式 (Kida, 1975; Pointin•Lundgren, 1976)に支配されるが，特殊な場合には Sinh-Gordon 方程式に帰着し，周期的渦配列を示す厳密解や Bäcklund 変換による取扱いが可能になる (Hasimoto, 1980; Hasimoto *et al.*, 1983)．この Bäcklund 変換は，ソリトン理論で再発見されたもので，非線形発展方程式の1つの解と，同じ（あるいは異なる）方程式の別な解とを結びつける変換である．

また単一の渦糸でも，その3次元的挙動を考えれば，非常に細いフィラメントに対する議論や，渦輪の問題など多彩な局面を持つが (Hasimoto, 1982; Hopfinger•Browand, 1982; Hopfinger *et al.*, 1982; Kida, 1981; Hasimoto•Kambe, 1985; 巽, 1984)，ここでは紙面の関係で割愛せざるを得ない．

無限領域の中の渦糸群：無限領域におけるN個の2次元渦糸の運動は運動方程式

$$\dot{\bar{Z}}_j=\frac{1}{2\pi i}\sum_{k=1}^{N}{}' \frac{\Gamma_k}{Z_j-Z_k} \qquad (2.\ 1)$$

あるいは，ハミルトニアン

$$H=-\frac{1}{4\pi}\sum_{j\neq k}\Gamma_j\Gamma_k\log|Z_j-Z_k| \qquad (2.\ 2)$$

を用いた正準方程式

$$\Gamma_j\dot{Z}_j=-2i\partial H/\partial\bar{Z}_j \qquad (2.\ 3)$$

によって記述される．ここで Z_j は複素平面での渦糸の位置 $Z_j=x_j+iy_j$, $\bar{Z}_j$ はその複素共役である．H系としての保存量（第1積分）は，H, I $(=\Sigma\Gamma_j Z_j\bar{Z}_j)$, G $(=\Sigma\Gamma_j Z_j)$, $\bar{G}$，および$G\bar{G}$の5つである．その中で，Hの他に互いに包合の関係にあるものは，Gが0となる特殊な場合を除いて，Iと$G\bar{G}$のみであり，一般的な初期条件に対して，完全積分可能な場合は $N\leqq3$ に限定される．

固定境界のある場合：固定境界のある単連結領域では，領域を一応単位円内に等角写像し，鏡像渦を考慮することによって，新しくHを構成することができる．従って，1個の渦糸の運動は可積分で，軌道を容易に定めることができるが，円形境界（Iが保存量となる）以外の場合には，エネルギー以外の第1積分が存在しないので，$N=2$ の場合でも，円形境界の場合 (Hasimoto *et al.*, 1984) を除いて，一般には積分不可能であって，渦の位置についてカオスの出現する可能性が生じる．

これを実証したのが，半円の中での渦対の運動である (Hasimoto *et al.*, 1984)．1対の安定平衡点 $(\sqrt{17}-4)^{1/4}$ $i\exp(\pm\pi/4i)$ のうち，右側の平衡点に1つの渦糸を，左側の平衡点と円心を結ぶ線上に，もう1つの渦糸を置いた場合の，軌道と動径スペクトルを第1図のa～cに示す．2つの渦の間隔と壁からの距離の兼ね合いで，二重周期運動とカオスの間の相互の移行が生じるわけである．第1図のdはビリヤード型と呼ばれる別種のカオスである．これは接近した渦対が並進し，壁と衝突した後，分離して壁面を進行し，再び会合して壁から離脱するという過程を繰り返すことによって生じるカオスである．

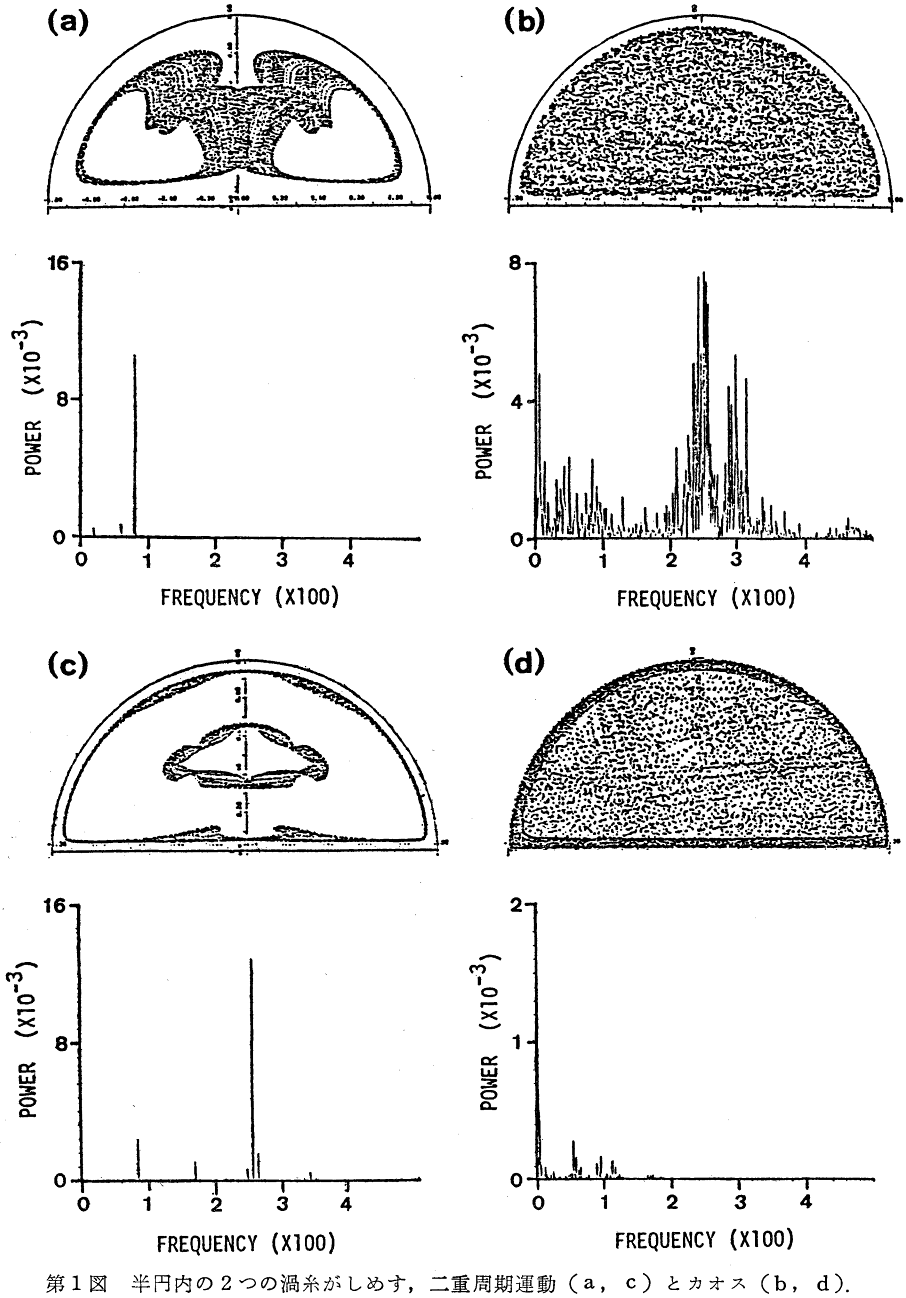
流れの存在：流れが存在する場合は，その流れの関数を $\psi(Z,\bar{Z})$とし，(2.2) を H_v とおいて，新しいハミルトニアン

$$H=H_v+H_\psi \qquad (2.\ 4)$$

ただし

$$H_\psi=\Sigma\Gamma_j\psi(Z_j, \bar{Z}_j) \qquad (2.\ 5)$$

を用いて議論すればよいが（木村・橋本，1984），一般に対称性が失われるため，積分が失われてしまう．特に非定常流の場合にはHが一定でなくなるため，1個の渦糸でもカオスが生じる．このことは，例えば，円形領域



第１図　半円内の２つの渦糸がしめす，二重周期運動（a，c）とカオス（b，d）．

内の直径上，対称位置に置かれた２つの交代回転子による流れの攪拌の例（Aref, 1984）でも明らかである．ただし，定常流で積分の存在する場合には，２つの渦糸の運動でも可積分となることがある（木村・橋本，1984; Kimura・Hasimoto, 1985）．その一例として，定常な回転とシアー流が共存し，ϕ が

$$\phi(x,\ y)=(Ax^2+2Bxy+Cy^2)/2 \qquad (2.\ 6)$$

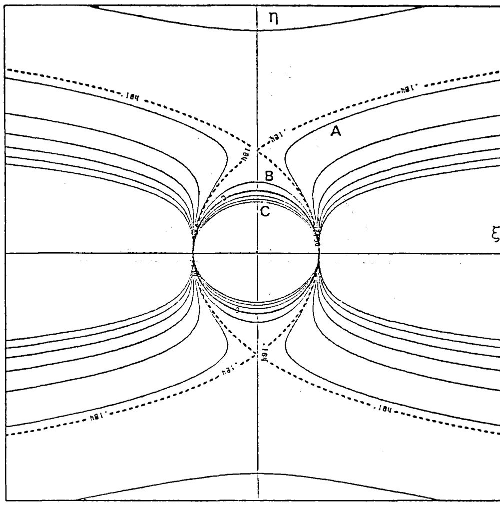
で表される場合は，Hの他にGと$\bar{G}$が第１積分として存在する．そこで，重心 $x+iy$ の運動は分離され，その軌道は

$$(Ax^2+2Bxy+Cy^2)/2=\mathrm{cons}\,t \qquad (2.\ 7)$$

によって与えられる．すなわち，(B^2-AC) の符号に従って，楕円，平行直線，双曲軌道を運動することになる．さらに，$N=2$ のときは，相対座標を $\xi=(x_2-x_1)/2$，$\eta=(y_2-y_1)/2$ 用いれば，相対軌道

$$\xi^2+\eta^2=a^2\exp\left[\frac{16\pi}{\Gamma_1+\Gamma_2}\psi(\xi,\ \eta)\right] \qquad (2.\ 8)$$

が確定する．第２図は，特に同じ強さ$\Gamma(=\Gamma_1=\Gamma_2=\pm1)$の渦糸がシアー流 $\psi=\alpha y$ の中に置かれた場合の相対軌道を示す．$\alpha=0$ のとき図中の円軌道をとり，渦がシアーと順回転で $\alpha\Gamma<0$ のときに円内の楕円軌道 C（周期運動）をとる．渦がシアーと逆回転で $\alpha\Gamma>0$ のときには，$|\alpha|$ が臨界値を超すと楕円型軌道Bが双曲型軌道Aになり，渦の分離が生じることを示す．



第２図　渦糸の相対軌道．

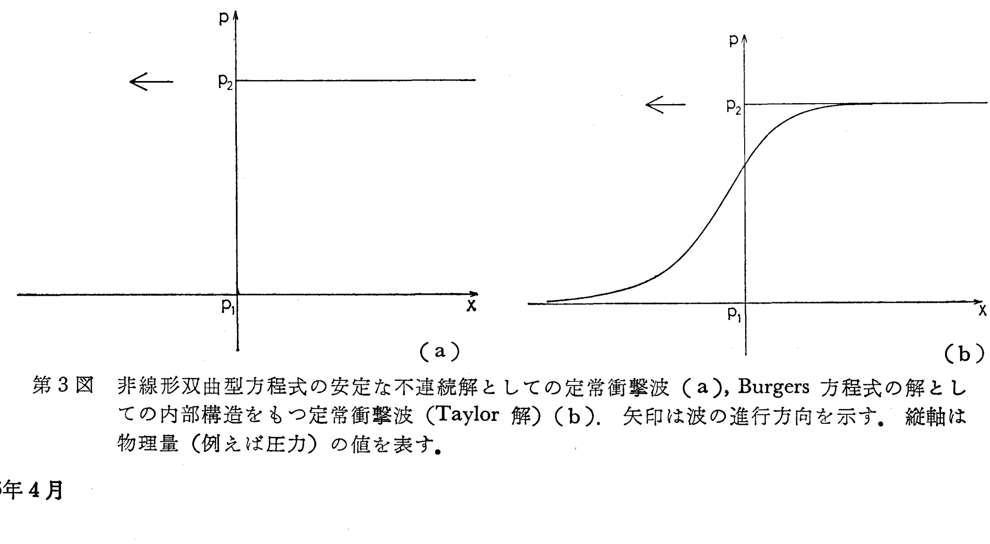
3. 非線形波動論

3.1. 非線形波動一般論　　北大・工　井上　良紀

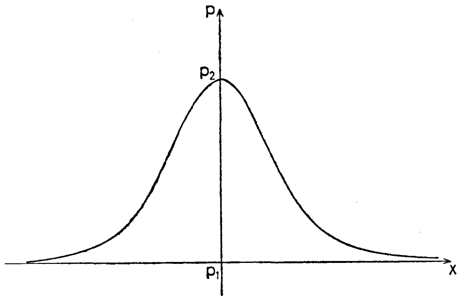
最近20年余りの間に，非線形波動に関する知識は飛躍的に増大した．特に，ソリトンに代表される非線形分散波動の数学的取扱いの発展にはめざましいものがある．以下では，話を簡単にするために，無限媒質中を一方向に伝播する平面波を主として考える．

強非線形波動：波長と振幅が同程度の大きさを持つような強い非線形性を持つ波動は，ある種の非線形偏微分方程式（系）によって支配される．周知のように，一般に非線形偏微分方程式をうまく取り扱うことのできる理論的な方法は確立されていない．しかし，波動伝播を記述すると想定される系の中で，双曲型方程式系と呼ばれるクラスに対しては，充分に研究が進んでいる．この系で支配される多くの問題が（特に，気体力学の分野と関連して）解析的あるいは数値的に調べられている．双曲型方程式系は，不連続な解（弱解）を持ち得て，そのうちの安定なもの１つが物理的な過程として実現される．それは衝撃波を表す（第３図（a））．自然に現れる衝撃波の実例としては，英国の Severn 川や中国の銭塘江などで見られるボア（bore, 段波）をあげることができる．

楕円型（非双曲型）方程式系の中でも，非線形拡散方程式は，非線形性により有限の伝播速度を持つ進行波解を持ち得る．この系は，焰の伝播，神経モデルにおける興奮の伝播，種の伝播などの問題と関連して研究が盛んになされている．



第３図　非線形双曲型方程式の安定な不連続解としての定常衝撃波（a），Burgers 方程式の解としての内部構造をもつ定常衝撃波（Taylor 解）（b）．矢印は波の進行方向を示す．縦軸は物理量（例えば圧力）の値を表す．



第4図　孤立波（ソリトン）.

弱非線形波動：現在その挙動を把握するのに比較的成功を収めているのは，非線形性が適当に小さい波動（振幅が波長に比べて充分に小さいが無限小とはみなせないような波）である．この弱非線形波動の伝播を記述する方程式は，強非線形波動系から，非線形性が適当に小さいという仮定のもとに，特異摂動論を用いて導かれる．このようにして得られた簡単化された非線形偏微分方程式（特に，分散波動系が重要であるが）は，その多くが逆散乱法などによって厳密に解くことができる．最近著しい発展を見せたこの厳密解を得る方法は，あるクラスの"非線形"方程式系を厳密に解く"組織的な"手段を，初めて提出したという点において驚異的である．

線形化された系の正弦波動解の振動数 ω と波数 k の間には，分散関係式と呼ばれる代数方程式 $f(\omega, k)=0$ が成立する．この式から直ちに，各モードの波の位相速度 $C_p \equiv \omega/k$ が波数 k の関係として求まる．弱非線形波動は，対応する線形波の位相速度 C_p によって，次のように分類できる．（i）分散波動：$dC_p/dk \neq 0$，C_p は実数（ii）散逸波動：C_p は複素数で，その実部は k に依存せず，虚部は正である，（iii）無分散無散逸波動：C_p は k に依存しない実数，（iv）その他．前述の双曲型方程式系で記述される波動の多くは，この分類法では，（iii）に属する．（iii）の波動は，非線形音響学（non-linear acoustics）において重要な役割を果たす．

〔分散波動〕　波数空間において小さいスペクトル幅を持つ波束は，それを構成する波の位相速度の僅かな違いにより，伝播とともにゆっくりと分散していき，全体の波形がなだらかになる．しかし，波形を突き立たせる効果のある非線形性が共存すると，両者が競合して，"ソリトン"のような非線形波を形成し得る（第4図）．このような波動の一種（弱い分散性を持つ長波長波）を支配する Korteweg-de Vries 方程式（略して，KdV 方程式），

$$\frac{\partial u}{\partial \tau}+u\frac{\partial u}{\partial \xi}+\mu\frac{\partial^3 u}{\partial \xi^3}=0 \qquad (3.\ 1)$$

$$\xi=\varepsilon^{1/2}(x-C_0t),\ \tau=\varepsilon^{3/2}t \qquad (3.\ 2)$$

はよく知られている．ここに，ε は非線形性の強さを示す小さいパラメタ，u は摂動を受けた物理量を規格化したもの，μ は分散性を表す実定数，$C_0 \equiv \lim_{k\to 0} C_p$．変換（3.2）は，Gardner-Morikawa 変換と呼ばれ，考察している遠方場の時間・空間スケールを特徴づける（独立変数の stretching を規定する）重要な式である，KdV 方程式は厳密解として，N-ソリトン解をもつ．

非線形分散波は，水路を伝わる孤立波として，今から150年程前に Scott-Russell よって発見された．1895年には，この波動の伝播を記述する上記の KdV 方程式が提出されていたのであるが，その後全く顧みられていなかった．ところが，数値解析法の発達による KdV ソリトンの発見，KdV 方程式の解法として逆散乱法が出現したことなどにより，1960年代になると KdV 方程式の研究は爆発的な隆盛を迎えるに至った．また，特異摂動論の発展によって，さまざまな弱非線形波動を支配する非線形方程式系（例えば，強い分散性を持つ短波長波の複素振幅の従う非線形 Schrödinger 方程式，波と波の相互作用を記述する三波相互作用方程式）が見い出された．しかも，逆散乱法などの厳密解を得る方法が，これらの系に対しても有効であることが判明し，非線形分散波動の研究は，現在，応用数学，物理学，工学の各分野で広範囲にわたって進められている．

〔散逸波動〕　波動のもつ運動エネルギーが熱エネルギーに変化（散逸）していく結果，線形波は伝播とともに一様に減衰する．非線形波では，非線形性と散逸性が釣り合い内部構造を有する衝撃波を作る場合がある．特に，場にエネルギーが供給されている時，"定常な"衝撃波が形成され得る（第3図（b））．

散逸性媒質中の波動伝播を記述する普遍的な方程式の典型例として，Burgers 方程式は広く知られている．この式は，Cole-Hopf 変換により線形熱伝導方程式に変換される．この性質を利用して，Burgers 方程式の初期値問題に対する厳密な解を得ることができる．また，Burgers 方程式は本来乱流の1次元モデル方程式として考案されたもので，乱流場の基本的構造を調べる上でも重要である．

地球流体における波動：地球流体で対象とする系は，これまで述べてきた理論物理学者や応用数学者が対象としてきた系（一様無限媒質中の平面波やそれに準ずるも

のなど）に比べてずっと複雑であり，一筋縄ではいかない．

その理由は，煎じ詰めれば，（i）流体が成層していることと，（ii）Coriolis 力が重要な役割を果たしていることにある．このことは，必然的に，数学的に難しい空間的に多次元の問題に取り組まねばならないことを意味する．

これらの効果と非線形効果とが相まって，地球流体の諸現象は多様で複雑な振舞を示す．この解説でみられるように多くの興味ある波動現象が近年解明されてきているが，われわれは未だその実体を充分に把握する段階に達していない．

詳細に関しては，Whitham (1974)，角谷・川原(1976)，Taniuti・Nishihara (1983)，戸田 (1983)，または地球流体への応用に関しては，Lebovitz (1983) を参照されたい．

3.2. 非線形内部波　　摂南大・工　小野　廣明

もともと KdV 方程式は，浅水波を記述するものとして導かれたものだが，深水波についても，群速度の分散効果と非線形効果による線形波からのずれを釣り合わせる G-M 変換により，非線形 Schrödinger 方程式が導出される (Hasimoto・Ono, 1972)．この方程式は，既に非線形光学などにおいて導かれていたが，やはりソリトン解を持つことが，KdV 方程式の厳密解法の拡張により明らかとなった (Zakharov・Shabat, 1972)．

さて，表面波から流体中を伝わる内部波へと，解析を拡張したらどうなるだろうか．簡単のため，上層が密度 ρ_1 で深さ無限の流体，下層が密度 ρ_2 で深さ h の流体という二層流体の，境界を伝わる波を考える（これは逆転層を伝わる波の簡単なモデルと考えられる．原方程式系を線形化して，分散関係式を求めると，流体の上下方向の運動が，分散効果を決定していることがわかる．上層の深さが，波長に比べて小さい場合よりも，今考えているように大きい場合の方が，分散効果が大きいこともわかる．これより，

$$\xi=\varepsilon(x-C_0t),\ \tau=\varepsilon^2t \qquad (3.\ 3)$$

という G-M 変換と，従属変換の ε 展開を行うと，境界の変位

$$\zeta=\varepsilon\zeta^{(1)}+\varepsilon^2\zeta^{(2)}+\cdots \qquad (3.\ 4)$$

に対して，以下の方程式を得る (Ono, 1975)．

$$\frac{\partial\zeta^{(1)}}{\partial t}+\frac{3C_0}{2h}\zeta^{(1)}\frac{\partial\zeta^{(1)}}{\partial\xi}+\frac{\rho_1C_0h}{2\rho_2}\frac{\partial^2H(\zeta^{(1)})}{\partial\xi^2}=0 \qquad (3.\ 5)$$

ただし，C_0 は長波長極限での波の位相速度，H は Hilbert 変換

$$H(f(x))=(1/\pi)\int_{-\infty}^{\infty}f(x')dx'/(x-x') \qquad (3.\ 6)$$

である．この方程式も定常孤立波解

$$\zeta^{(1)}(\xi,\ \tau)=\frac{(1/v)}{(1/2v)^2+(\xi-v\tau-\xi_0)^2} \qquad (3.\ 7)$$

を持つ．媒質の分散効果が大きいため，浅水波の場合と比べてなだらかな波形となっている．さらに，この波がソリトンであることが，Hirota の方法を用いて Matsuno (1979) により示された．また，より一般的な逆散乱法でも扱うことができる (Kodama *et al.*, 1981)．

ここでは，完全流体における渦糸の系の問題に似た Pole 展開による，(3. 5) の取扱いについて述べる (Case, 1979; Chen *et al.*, 1979)．(3. 6) が

$$\zeta^{(1)}=i/(\xi-v\tau-\xi_0+i/2v)+C.C. \qquad (3.\ 8)$$

と書き直せることに注意して，より一般化して (3. 5) の解を

$$\zeta^{(1)}=\sum_{j=1}^{N}i/(\xi-a_j(\tau))+C.C. \qquad (3.\ 9)$$

の形に仮定して求める．ただし $C.C.$ は前項の複素共役である．(3. 8) を (3. 5) に代入すると，未知関数 $a_j(\tau)$ について，次のような常微分方程式系を得る．

$$i\dot{a}_j=\sum_{j\neq k}^{N}1/(a_k-a_j)+\sum_{k=1}^{N}1/(a_j-a_k{}^*) \qquad (3.\ 10)$$

ここで，・は τ についての微分，＊は複素共役である．これは，もう一度 τ で微分し，整理すると

$$\ddot{a}_j=2\sum_{k=j}^{N}1/(a_j-a_k)^3 \qquad (3.\ 11)$$

となるが，$a_j\equiv x_j$ とおき

$$H=(1/2)\sum_{j=1}^{N}p_j{}^2+\sum_{k\neq j}^{N}(x_j-x_k)^{-1} \qquad (3.\ 12)$$

というハミルトン関数を用いると，

$$\dot{x}_j=\partial H/\partial p_j(=p_j),\ \dot{p}_j=-\partial H/\partial x_j \qquad (3.\ 13)$$

となる．すなわち，(3. 5) で支配される内部波の問題は，驚くべきことに，N個の質点の運動を求める問題に対応付けられる．しかも，この多体系は，Calogero-Sutherl and-Moser 系と呼ばれ，すでに内部波の問題とは独立に，N体問題として研究されており，完全に解ける力学系であることが示されていた (Moser 1975)．これは，(3. 7) のような孤立波が，粒子のような安定な存在，すなわちソリトンであることを示している．

4. 大気中の長波および波動と平均流との相互作用

4. 1. ラプラスの潮汐方程式と長周期波動

京大・理 廣田 勇

地球流体の力学的特性が，重力と回転球面とによって規定されていることは言うまでもないが，加えて具体的な状況設定-例えば平均流速分布，地形・熱源分布など-に応じて個別的な現象が出現していることも忘れてはならない．つまり，地球流体力学とは，現象論と一般論との調和の上にはじめて成り立つ体系である．このような事情の歴史的経緯については廣田（1983）を参照されたい．

ここではまずロスビー波をはじめとする大規模長周期波動と潮汐論との対応関係を線形論の立場から述べ，次いでその発展として，最近の全地球的衛星観測に基づく基準モード波の検出の試みとその非線形作用について議論を行う．

ロスビー波：1930年代，気球観測によって対流圏中層の大規模な流れの様相が知られるようになり，中緯度でゆっくりと動く西進波の存在が見出された．Rossby *et al.*,（1939）は，この波動を“ヘルムホルツの渦定理”の拡張である回転球面上における“絶対渦度保存則”から説明した．

この原型ロスビー波の拡張としては，波の南北モードの導入，発散の効果，球面上の取扱いなどがある（Haurwitz, 1940）．

一方，1950年代から1970年代にかけて，現実の大気中のロスビー波を取り出す気象学的解析が数多く行われている〔例えば Madden（1979）の解説を参照〕．そのほとんどは，地球を取り巻く東西波数が1ないし2，周期が数日から数週間のものである．

赤道波：1960年代，赤道成層圏平均東西風の準2年周期振動現象（QBO）に関連して，コリオリ因子の弱い赤道域における波動の問題が注目されるようになった．

自由表面を持つ一層の非圧縮流体を考えると（Matsuno, 1966），支配方程式の解は一般にエルミートの多項式で表現される．物理的意味づけとしては，西進する混合ロスビー重力波と東進するケルビン波の2種に分けられる．これらの波動もまた，現実の赤道域大気中で検出され，その非線形作用が QBO の成因であることが良く知られている〔例えば Wallace（1973）の解説を参照〕．

潮汐方程式：球面上に乗った深さ一定の流体中に生ずる自由振動は，良く知られている“ラプラスの潮汐方程式”によって規定される〔例えば松野・島崎（1981）〕．この方程式の解には，東西両方向に進む高周波と西進のみの低周波の2種類があることは今世紀前半にすでに知られていたが，後者の解が気象学の立場から論ぜられてきたロスビー波に対応するものであることが認識されるようになったのは1960年代のことである．上に述べた中緯度ロスビー波および赤道波の支配方程式と潮汐方程式との数学的対応関係については Lindzen（1967）の証明がある．

新しい観測：太陽の加熱による強制波としての1日周潮や半日周潮以外に，潮汐方程式の自由振動が大気中にロスビー波やケルビン波として実在することは，地球流体力学にとって極めて意義深いことである．しかも，冒頭に述べたように，これらの波動の議論が演繹的というよりはむしろ大気現象の具体的な状況設定の中から生れてきたことは注目に価する．その上，現実の大気中では緯度・高度および季節の函数として複雑な一般風系が存在するから，静止流体に対するラプラスの方程式との対応にも考慮せねばならない問題がいくつかある．したがって，球面上の解に対応させるためには，長時間にわたる地球全域の一様な観測が必要である．最近，Hirota・Hirooka（1984）と Hirooka・Hirota（1985）は，最新の気象衛星観測値を用いて，潮汐方程式の解のおのおのに対応したモードが上部成層圏（高度約 50 km）に存在することを示した．この解析から次の2つの問題が提起される．

(1) 自由振動が実在することの物理的解釈，すなわち，不安定波動や強制波動とは異なった励起機構としてどのようなことが考えられるか．

(2) 移動性自由波が，それとは独立に存在する強制定常波と干渉を起こすことによって，一般流に対する非線形相互作用を引き起こすことができるか．

4.2. 重力波・惑星波・帯状流の相互作用

—中層大気の場合—

九大・理 高橋 正明

中層大気中には様々な波動が存在する．そして，おのおのの波動は平均帯状流との相互作用によって種々の興味ある現象を引き起こしている（松野・島崎，1981）．その中で，中間圏界面における冬極での高温，夏極での低温という逆温度勾配の現象は，内部重力波の砕波（breaking）によって起こっていると考えられている（Lindzen. 1981；Matsuno, 1982）．内部重力波の砕波が，この現象の原因だとすると，次のような問題が考えられる．

まず砕波自身の問題である．Lindzen（1981）は，密

度成層による波の増幅に伴い，波が対流不安定を起こし，それ以上は波の振幅増大が起きないように渦動拡散が作られ，その結果，波が一定振幅を保つとして，拡散係数の大きさ，および帯状流への影響を見積もった．しかし，不安定になる領域・時間は，普通の対流とは異なり，局所的・一時的なものである．Lindzen の方法では，このことが平均的にしか見積もられていない．乱流の生成の問題とも関係するので，この点は更に検討されるべきであると思われる (Dunkerton・Fritts, 1984).

別の問題は，平均流を作り出すのが比較的スケールの小さい波だということである．すなわち，これらの内部重力波は地球を一周りくるりと取り巻いているのではなくて，局所的なものであると考えられる．地球を一周りしている波の場合には，波に伴う振幅の2次の量である波の運動量（波のエネルギー/波の位相速度）＝帯状流，という考えで，波の平均流への効果がよく理解できる (Uryu, 1974)．しかし局所的な波の場合には，この図式は適用できず，個々の問題を解いてみなければならないようである (McIntyre, 1973; Andrews・McIntyre, 1979).

また今の問題の場合は，帯状流のみでなく，惑星スケールの波動も励起されると考えられる．Miyahara (1985) は重力波の波束による，帯状流と，惑星波動の生成について議論している．ただし，彼のモデルでは重力波によって励起される流れが水平2次元流であると仮定されているので，惑星波としては2次元順圧ロスビー波しか励起されない．一方，筆者の3次元モデルによる数値実験では，内部ロスビー波や内部赤道ケルビン波等が励起されている．また Miyahara のモデルは弱非線形問題であり，波が形を保つと仮定されているが，筆者のモデルでは流速場は乱流的な状況を呈している．

以上，筆者が当面している問題について簡単に述べたが，同じ問題は海洋学にも存在しており，問題の理解のために新しい考えが必要のように思われる．

5. 海洋の中規模渦および渦と平均流との相互作用

5.1. β 面上の非線形孤立渦の特性

茨城大・工　松浦　知徳

海洋中の中規模渦に関する観測，理論両面の研究が，ここ数10年の間に著しく進んだ．ここでは，Q-G 力学 (Quasi-geostrophic dynamics) と I-G 力学 (Intermediate geostrophic dynamics) で記述される，β 面上の孤立した中規模渦の進化と移動を中心に，特に数値的に行われた研究を紹介する．

中規模渦が集中的に観測されている地域は，メキシコ湾流周辺，黒潮周辺（特に，黒潮・親潮合流域，東オーストラリア海流周辺，中央アメリカ太平洋岸，北極海，地中海，太平洋・大西洋の中央 (mid-ocean) 等である．これらの中規模渦を力学的に調べる際に，次の3つのパラメタが重要となる．

第一のパラメタは，地球が球形であることによるコリオリ項の変化と，コリオリ項そのものの大きさの，比を示す δ である ($\delta\equiv\beta l/f_0$; l は渦の水平スケール，f_0 はコリオリの係数)．この δ は中規模渦を f 面上（回転平板上）の力学として取り扱うか，β 面上の力学として取り扱うかの指標となる．北極海の中規模渦や地中海の MEDOC 渦は，δ が非常に小さく f 面上の力学として取り扱える．

第二のパラメタは，非線形項とベータ項の比を示す局所ロスビー数 M である ($M\equiv U/\beta l^2$)．このパラメタは，渦が惑星波動として分散する時間スケール $(\beta l)^{-1}$ と，流体粒子が渦を一周するのに要する時間 (lU^{-1}) の比と解釈できる．M が充分大きな値をとるならば，渦としての性質が相対的に良く保たれ，M が充分小さな値をとるならば，渦はたちまち惑星波動として散ってしまう．湾流リングのような，強い中規模渦では，M は比較的大きな値をとり，前者の範疇に属する．mid-ocean eddy では，M は1のオーダーとなり，渦と波の両方の性質を持つと言える．

第三のパラメタは，自由表面の存在の重要性の度合いを示す F である ($F\equiv l^2/l'^2$; $l'=\sqrt{gh}/f_0$ は変形半径，g は重力定数，h は平均水深)．現象の空間スケール l が変形半径 l' よりも充分大きな値をとるならば，惑星波は非分散的になる．したがって，前述の M が充分小さな値をとっても，F が充分大きな値をとるならば，渦を長時間にわたって同定することが可能となる．しかし，この場合，記述できるのは，渦を形づくる速度場の伝播にすぎず，渦を構成する流体粒子はすっかり入れ換わっているということである．平均的な海洋では，l は数 1000 km であり，中規模渦のスケールでは，順圧惑星波としての分散性は極めて大きいといえる．しかし，傾圧成分に対しては，内部変形半径 l'_i との比が重要となるが ($l'_i\equiv\sqrt{g^*h}/f_0$; $g^*=g\Delta\rho/\rho$, $\Delta\rho$ は密度差)，その大きさは中緯度では数 10 km なので，非分散的になる．実際，中央アメリカ太平洋岸の高気圧性の渦には，I-G 力学が適用できそうである (Matsuura・Yamagata,

1982). また高気圧性の渦が頻繁に観測されている木星大気の渦に対して，この力学がよく適合していると考えられる (Williams•Yamagata, 1984).

Q-G 力学：$\delta<<1$ でMと Fが 1 のオーダーの条件の基に渦位方程式を導くと，

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2\eta-F\eta)+J(\eta,\ \nabla^2\eta)+M^{-1}\frac{\partial\eta}{\partial x}=0 \qquad (5.\ 1)$$

ここで，η は静止した基準面からの界面の変化，J はヤコビアンである. mid-ocean eddy では，(5. 1) 式で $F=0$ とした非発散のものが支配方程式となる. Q-G 力学の海洋への適用は広範囲になされており，湾流リングを対象にした数値的な研究を，McWilliams • Flierl (1979) が行っている. このパラメタ範囲内の数値実験でプリミティブ方程式を使用したものとして Mied • Lindeman (1979)，や Smith • O'brien (1983) の研究がある. しかし，これらの研究は，必ずしも湾流リングの力学を的確に表しているとはいえない. また (5. 1) 式の厳密解で，mid-ocean における孤立渦を表現する "Modon" の研究が最近活発になされている (Flierl *et al.*, 1981 等).

"Modon" の特徴は南北方向に一対の渦対をなし，長時間個性を保つことである.

I-G 力学：$\delta<<1$, $M\sim\delta$, $F\sim\delta^{-1}$ の条件の基に発展方程式を導くと，

$$\frac{\partial\eta}{\partial t}+J(\eta,\ \nabla^2\eta)-\nabla^2\eta_x-\eta\eta_x+2y\eta_x=0 \qquad (5.\ 2)$$

となる. この方程式の特徴は，良く知られた KdV 方程式を 2 次元に拡張した形になっている点である. Charney•Flierl (1981) や，Yamagata (1982) の研究以来，この力学が注目を浴び始めている. 高気圧性の渦と低気圧性の渦の進化を数値的に追うと，高気圧性の渦は個性が非常によく保たれるのに対し，低気圧性の渦は速やかに分散してゆく (Matsuura•Yamagata, 1982). この方程式の適用が海洋や木星大気に対して最近なされつつあり，I-G 力学は Q-G 力学のように発展するものと考えられる.

5.2. ロスビー波・渦による平均流の形成

九大・応力研　増田　章

流体の運動形態として直ちに挙げられるのは，"流れ" と "波" と "渦" であろう. この三者の相互作用は昔から流体力学上で最も面白い課題の 1 つであった. 平均流が不安定化して波や渦を生じ，後者が前者を変えてゆくといった過程がそうだし，また乱流模型の完結仮説は "平均流" 対 "渦" という図式を端的に示している. 一方，振動流 (波) による 2 次流れや質量輸送も，物質循環の観点からいろいろと議論されてきた.

この種の問題の中で海洋学上とくに重要なのは『渦は平均流に対して何をしているか』という問題であろう. 1970年代に精力的に観測された中規模渦は，ロスビー波の性質を併せ持つ強勢な渦で，至る所に存在する. この発見が従来の静穏な海洋像を，激しい動きに満ちみちた海洋像に変えたことは確かである. しかしながら，渦の役割に関する当初からの疑問に対しては今もって解答が出ていない (簡単に分かる筈もないが). 渦の動きも含めて数値計算をしてみれば一応の結果は出てくるものの，その力学過程はブラック・ボックスになっており，渦の果している役割はなかなか理解できないのが現状である.

渦を分解できる海洋モデルの中から Holland•Rhines (1980) の例を採りあげてみよう. 彼等は，平坦な海底を持つ二層の中緯度の海を考え，上層に偏西風と貿易風による応力を加えた. その結果，渦を含まないモデルに比べ，数倍の強さの平均流が上層に生じた. また，定常であれば流れがない筈の下層にも相当大きな循環流が誘起された. しかも風系には直接対応しない循環 (二重循環) が現れるのである.

現実の海洋とどの程度対応しているかはさておき，これらの現象がどのような機構で起こるのかについて，せめて定性的にでも理解しておかなければ，今後の進展は望めないであろう. その際に有力となる考え方が Thompson (1971) と Rhines (1977) によって提出されている. 前者ではロスビー波の放射が波によるレイノルズ応力の伝播 (波による運動量輸送) を伴い，その結果平均流を形成すると考える. 一方後者では，なんらかの擾乱によって生じた β 面上での渦位の輸送が相対渦度の残留をもたらし流れを誘起すると考える. 運動量に回転演算子を施せば渦度が得られるので上の両者はほぼ同等であるが，前者はより単純明快で，後者はより広い適用範囲を持つ. どちらもロスビー波を放射する緯度帯で東向きの加速が生じ，それ以外の所で西向きの流れが現れる. これらの議論は，ロスビー波や擾乱を引き起こす具体的なやり方に依らないところに，特に意義がある.

Whitehead (1975) の回転水漕実験はこれらの考え方が有効なことを如実に示した. 機械的な擾乱を特定の緯

度帯（に相当する所）に加えるだけで，その緯度帯に東向きの流れが起こり，それを挟む両側に西向きの流れが生じることが確認されたのである．最近の，McEwan *et al.* (1980) の実験はこれをより組織的に行ったものであり，定性的には同じ結果を得ている．さらに Haidvogel・Rhines (1983) は数値実験を行い，正弦的に時間変動する渦度入力を局所的に与えた時に生じる流れを一層の海洋モデルで調べている．

以上述べた基礎研究は今後の発展に貴重な指針を与えるものである．ただし，応用上重要となる深層ないし成層の取扱いが欠けており，これについても数値実験や室内実験を行う必要があろう．また，強非線形の場合を個々に実験するだけでなく，2次流れを求めるなど解析的方法で弱非線形の場合を調べておくことが，このような複雑な現象を理解し，見通しをつけるためには不可欠と思われる．

蛇足ながら Thompson にしろ Rhines にしろ，その考え方は，ロスビー波（β 面といってもよい）の特性を抽出した議論であり，2次元（或いは3次元）均質乱流を直接扱ったものではない．強非線形に直面する困難な問題は，やはりここでも困難であり，彼らの論法は地球流体に現れる波動の特性を巧みに活かしたものである．

6. 台風の発達と移動のメカニズム

気象庁　北出　武夫

台風の渦としての構造：平均的な台風は，その中心付近では大気の下層から上層まで低気圧性の渦であり，中心から離れたところの下層では低気圧性の，上層では高気圧性の渦である．このような渦の構造はいかにして発生し，発達するのかを考えてみる．大気中での渦度方程式は

$$\frac{D\zeta}{Dt}=-(f+\zeta)\mathrm{div}\ \vec{V} \qquad (6.\ 1)$$

となる．ここで ζ は渦度，$\vec{V}$ は速度，f はコリオリの係数である．f が正の所で収束があれば渦度が増大する．従って赤道上（$f=0$）では渦の発生は起こりにくく，実際台風は発生しない．台風の最も多く発生する領域は一般に赤道収束帯と呼ばれる，f が正で収束が大きい領域である．このような収束帯がどうして出来るかは大気大循環の大きなテーマの1つである．大気は赤道付近では太陽によって熱せられ極では冷されるということから，ハドレー循環と呼ばれる子午面循環が生じる．それに対応する大気下層の収束域が赤道付近に出来る．多くの台風はそこで発生する．大気の下層での収束はそこでの上昇流と上層での発散を伴う（連続の式から）．従って大気の上層では渦度は減少し高気圧性の渦を増大させる．上層で中心から離れた所での高気圧性の渦は，この点から理解される．また中心付近では上層でも低気圧性であることの理由は，中心付近での上昇流による下層の強い渦度の移流によるものと考えられる．

台風の発達の理由：上に見たように台風の発生には収束発散が重要である．そのような下層の収束，上層の発散は当然上昇流を伴うから，一般に安定な成層をしている大気中では，このような上昇流は維持できない．このような上昇流を維持し，発達させる役割をしているのが，大気中の水蒸気の凝結による潜熱の放出である．実際台風の中心付近では大量の水蒸気凝結が起こっており，そこでの空気を暖めて上昇流を維持している．これが台風による降水として観測される．台風の持つ膨大なエネルギーの源のほとんどは，水蒸気の凝結によるものであり，それは台風域内での積雲対流によって放出されている．従って台風の発達の条件として，空気が大量の水蒸気を含むことが不可欠であり，これが低緯度でのみ台風が発生する理由である．低緯度の中でも，特に海面温度が高いところでのみ台風は発生，発達する．台風は海面からの水蒸気の補給に極めて敏感であり，台風が陸上に移動すると急速に衰えるのはこのためである．

台風の発達の不安定論：台風の発達を理解するための不安定論においては，凝結の潜熱の効果を適切にモデルに取り入れる必要がある．1つの最も単純な取り入れ方は，熱力学の式における潜熱の放出量を，その場での上昇流に比例するとするものである．これは大気中で上に行くほど飽和水蒸気量が少なく，上昇域で凝結が起こることに対応している．この時，静的安定度は実効的には不安定となり，擾乱は発達することになる．このような方式で凝結の潜熱の効果を取り入れると，大気中では波長が数 km 程度の，線形の不安定波が卓越モードとして得られる．これは積雲対流を表現していると考えられ，数 100 km の空間スケールを持つ台風を表現していない．台風を表現するような不安定波を得るためには，積雲対流が放出する潜熱がさらに大きなスケールの波動を励起する事を示さねばならない．数 km スケールの積雲対流と，数 100 km スケールの台風との相互作用を，適切に定式化することが必要である．この相互作用は非線形相互作用であるが，この効果は一般的に論ぜられる，流体力学の方程式系の非線形項を通じてのエネルギーの相

互作用とは性質を異にしている．それは水蒸気の凝結が持つ非加法性によるものである．ここで非加法性というのは次の事情をさす．積雲対流による熱放出は上昇流域で起こり，下降流域では雨滴の蒸発を考えなければ0である．このように放熱は上昇流の符号に依存するため，2つのスケールの現象が共存した場合の放出熱は，2つの現象が別々に存在した場合の凝結量の和とは等しくない．凝結のこの様な性質が2つのスケールの現象の相互作用を可能にしている．

台風の発達には海面摩擦もまた重要な役割を果している．台風の風は傾度風に近いと考えられるが，海面摩擦があると低気圧の中心に吹き込む成分が生ずる．この風の成分は下層での収束，上層での発散を伴う．この収束発散が積雲対流との相互作用を通じて，台風の発達に大きく寄与している．言いかえれば海面摩擦は，一方では台風の渦を弱めようとするが，他方ではその発達に貢献している．

台風の移動について：台風の移動を最も大きく左右するものは，台風よりさらに大きなスケールの大気の流れである．すなわち，台風の移動は第一近似としては一般風に流される渦として理解できる．しかしその他の要素として，地球の回転と曲率も，台風の移動に関係している．赤道地方に発生する台風が，なぜ統計的には常に高緯度に向かって移動するかを理解するために，これらの効果を考慮する必要がある．また台風は3次元的な渦であり，大気は一般に，各高度での一般風が異なるにもかかわらず，それらの各高度での渦が，いかにして1つの渦として結合して移動するか，また台風域内での上昇流が，それにどのように関係しているかを，理解する必要がある．また台風は必ずしも軸対称な渦ではないが，積雲対流の活動度が各象限によって異なる場合に，その事が台風の移動にどのような影響を与えるかを考える必要がある．

7. エル・ニーニョと赤道波　北大・理　竹内　謙介

最近エル・ニーニョ現象が注目を集めている．これは1982–83年に観測史上最大と言われるエル・ニーニョが発生した事とともに，近年気象学で短期の気候変動の機構を解明する突破口としての認識が高まっている事が要因になっている．

エル・ニーニョ (El Niño) は神の子を意味するスペイン語で，もともとペルー近海の海面水温の季節的な現象を指すものであったが，近年海洋学では東太平洋の赤道を中心とする広い海域で，海面水温が平年に比べて数度も上昇する，数年に1度位の頻度で生じる現象に対して用いられている（もう少し正確には，平均して約4年に1回程度，しかし正確な周期性はない）．最近では1972–73，1976–77，1982–83年等に発生している．注意すべきは，この海域の表面水温が周囲より高くなる訳ではない，という事である．もともと，この海域の海面水温は周囲より異常に低いのであるが，それが弱まるか，あるいは消滅するのである．

ともあれ，広範囲の海面水温が数度も上昇するのであるから，大気に与える影響は小さくない．半世紀も以前に Walker によって見いだされていた南方振動 (Southern Oscillation) との密接な関連は，早くから Bjerknes によって指摘されていた．最近，この海面水温の異常が，熱帯域ばかりでなく，高緯度の大気循環にも影響を与える事が指摘されるようになった (Horel・Wallace, 1981)．最近の大循環モデルを用いた研究でも，このような海面水温異常により，実際のエル・ニーニョに伴って観測されている気象異常によく対応するものが再現されている．これは異常気象の少なくとも一部はエル・ニーニョに関連しているという事を示唆している．

問題はエル・ニーニョの成因であるが，それを明らかにするためには先ず，問題となる海域の海面水温が，なぜ周囲より低いかを知る必要がある．現在の理解では，これは，西向きの成分をもつ貿易風によって，高温の上層水が西に押しやられる事，同じく貿易風によるエクマン輸送に伴う赤道湧昇で，下層の低温の海水が表層にくみ上げられる事，南北海岸における沿岸湧昇や，フンボルト海流に伴った低温の海水が流入する事等が，相俟って生じていると考えられている．

Wyrtki (1975) らはエル・ニーニョの起きる年に太平洋中西部で貿易風が弱まる事がエル・ニーニョの原因であるという説を打ち出した．貿易風が弱まれば，それによって支えられ，西方に積み上げられていた高温の海水が，赤道に沿って赤道ケルビン波として東に逆流し，問題の海域の上層を覆ってしまうというものである．Busalacchi *et al.* (1983) の，観測に基づく風の分布で駆動された一層半モデルは，エル・ニーニョに伴う，太平洋熱帯域の島々での水位変化をよく説明している．

ところが，Rasmusson・Carpenter (1982) の解析では海面水温異常がペルー沖で発生し，次第に赤道に沿って西方に拡がる事を示している．これは原因を西方に求め，現象が東へ伝播するという Wyrtki らの説に相反す

るもので，これを巡り一時激しい論争がなされた．その後，この水温異常の西方伝播は季節変動に関連したもので，エル・ニーニョそのものの本質ではなさそうだという事になってきている．また，1982–83年のエル・ニーニョにおいては海面水温を含め，海洋・大気の変動に，明らかな東進が見られる．なおこの時のエル・ニーニョは規模が大きいだけでなく，いろいろな意味で，型破りであったが，これについても，規模が大きかったために，エル・ニーニョ本来の姿がよく見えたのだという見方もある．

現在の研究の中心は，貿易風の弛緩を含めこのような現象が何によって引き起こされているか，何故数年に1度の割合で起きるのか，という点にあるように思われる．前述のように，大気の変動は海洋に影響を与え，その結果は逆に大気にはねかえる．従来，海洋学者は大気の変動による海洋の変動を論じ，気象学者は異常の原因を海洋に求める，という傾向が強かったが，この問題に関しては，大気と海洋を1つの系として，捉える必要があるという認識が強まっている．

そのような研究の例として，Philander *et al.* (1984) は大気–海洋の相互作用の結果，振幅が増大しながら赤道に沿って東へ伝播する解がある事を見い出した．これは1982–83年のエル・ニーニョ現象と似ている．しかし東進速度の不一致等，これからの研究に待つ所が大きい．その他，エル・ニーニョの発生する季節が比較的一定である事から，モンスーン等の季節変動との関連も注目されている．

1982–83年のエル・ニーニョは関心が高まってから発生したため，これまでになく充実したデータが得られている．このエル・ニーニョに関しては，Cane (1983)，Philander (1983)，Rasmusson・Wallace (1983) などのレヴューがある．今後の発展が期待される．

8. おわりに

この解説は，1984年夏に京都府立ゼミナールハウスで行われた「第5回地球流体夏のセミナー」での講演内容を，各講演者に簡潔にまとめてもらい，集成したものである．セミナーのテーマは，地球流体における「非線形波動」であったが，この表題の方が適切であると判断したので，変更させていただいた．ところで，過去4回のセミナーでは「中規模渦」，「臨界層」，「解の多重性と分岐」，「2次元乱流」と興味あるテーマが順次取り上げられてきた．いずれのテーマを見ても，そこでは“非線形性”が本質的な役割を果しているのが分かる．この事実からも推察できるように，地球流体力学という学問分野は，われわれが感覚的に把握しやすい非線形現象の多くの実例を提出してくれる宝庫といえよう．

さて，セミナーでは上記の講演とは別に，希望者が，コメントという形で，短い講演を行った．今回は以下に記す4つのコメントが紹介され，活発な議論がなされた．

水平シア流中に作られた強制渦の変形と移動：密度一様の回転流体中で，容器の底面を差分回転することにより水平シア流を作り出し，シア流の中央に吸い込み渦を作ることによって，水平シア流中の渦の変形と移動について調べた．（気象研　新野　宏，東大・海洋研　三沢信彦・木村竜治・石川浩治）

強制ロスビー波の不安定とその非線形効果：成層圏の突然昇温などにおいて重要な鍵となっている強制ロスビー波の増幅の機構を理解するために，順圧モデルにおける地形性強制ロスビー波の線形不安定性について考察した．（京大・理　向川　均）

内部孤立渦とプラントル・バチェラーの定理：成層流体中の孤立波（内部孤立波）の，海洋での観測例，発生・伝播・衝突の室内実験，可視化実験の問題点，内部孤立渦の実験，成層流体中のプラントル・バチェラーの定理を紹介した．（山口大・工　蒲地政文）

二層流体における孤立波：まず，上下を剛体壁で挟まれた一層流体における長波について，支配方程式の厳密解として，孤立波型の解，あるいはショック型の解が得られることを数値的に示した．次に自由表面をもつ二層流体において，長波長の内部波モードの波と，短波長の表面波モードの波束が共鳴相互作用する場合について調べ，2つのモードの時間発展を記述する方程式を導いた．（九大・応力研　船越　満明）

セミナーを開催するに当たり，多くの方々にお世話になった．とりわけ，事務局をお願いした，京大・教養の酒井敏さんには，煩雑な事務や，セミナーの進行，報告書原稿の整理などを一手に引き受けていただいた．気象庁の栗原和夫さんには原稿に目を通していただき，内容・校正などに関して有益なご指摘をいただいた．また筑波大・構造工の吉沢能政さん，東大・理の神部勉さん，東大・海洋研の木村竜治さんと吉崎正憲さん，それに九大・応力研の増田章さんからは色々な助言や協力をいただいた．

文献

Andrews, D. G. and M. E. McIntyre, 1978: An exact theory of nonlinear waves on a Lagrangian-mean flow, J. Fluid Mech., **89**, 609-646.

Aref, H., 1979; Motion of three vortices, Phys. Fluids, **22**, 393-400.

———, 1983: Integrable, chaotic, and turbulent vortex motion in two-dimentional flows, Ann. Rev. Fluid Mech., **15**, 345-389.

———, 1984: Stirring by chaotic advection, J. Fluid Mech., **143**: 1-21.

———, and N. Pomphrey, 1982: Integrable and chaotic motions of four vortices, I. The case of identical vortices, Proc. R. Soc. London A, **380**, 359-387.

Busalacchi, A. J., K. Takeuchi and J.J. O'Brien, Interannual variability of the equatorial Pacific-1983: revisited, J. Geophys. Res., **88**, 7551-7562.

Cane, M.A., 1983: Oceanographic events during El Niño, Science, **222**, 1189-1195.

Case, K.M., 1979: The N-soliton solution of the Benjamin-Ono equation, Proc. Nat'l. Acad. Sci., **75**, 3562-3563.

Charney, J.G. and G. R. Flierl, 1981: Oceanic analogues of large-scale atmospheric motions, *in* Evolution of Physical Oceanography, ed. B.A. Warren and C. Wunsch, MIT Press, Cambridge, 504-548.

Chen, H.H., Y.C. Lee and R. Pereira, 1979: Algebraic internal wave solitons and the integrable Calogero-Moser-Sutherland N-body problem, Phys. Fluids., **22**, 187-188.

Dunkerton, T. J. and D. C. Fritts, 1984: Transient gravity wave-critical layer interaction, Part I: Convective adjustment and the mean zonal acceleration, J. Atmos. Sci., **41**, 992-1007.

Flierl, G.R., V.D. Larichev, J.C. McWilliams and G.M. Reznik, 1980: The dynamis of baroclinic and barotropic solitary eddies, Dyn. Atmos. Oceans, **5**, 1-41.

Haidvogel, D.B. and P.B. Rhines, 1983: Waves and circulation driven by oscillatory winds in an idealized ocean basin, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., **25**, 1-63.

Hasimoto, H. 1972: A soliton on a vortex filament, J. Fluid Mech., **51**, 477-485.

———, 1980: Solitons, *in* Theoretical and Applied Mechanics (Proc. XVth IUTAM Congr. Toronto, 1980), ed. F.P J. Rimrott and B. Tabarrok, North-Holland, 273-280.

———, K. Ishii, Y. Kimura and M. Sakiyama, 1984: Chaotic and coherent behaviours of vortex-filaments in bounded domains, *in* Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (Proc. IUTAM Symp. Kyoto, 1983), ed. T. Tatsumi, North-Holland, 231-237.

———, and T. Kambe, 1985: Simulation of invariant shape of vortexfilament with an elastic rod, J. Phys. Soc. Japan, **54**, 5-7.

———, and H. Ono, 1972: Nonlinear modulation of gravity waves, J. Phys. Soc. Japan, **33**, 805-811.

Haurwitz, B., 1940: The motion of atmospheric distrurbances on the spherical earth, J. Mar. Res., **3**, 254-263.

Hirooka, T. and I. Hirota, 1985: Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere Part II: Second anti-symmetric and symmetric modes of zonal wavenumbers *l* 2, J. Atmos. Sci., **42** (in press).

廣田 勇, 1983: 地球をめぐる風, 中央公論社.

Hirota, I. and T. Hirooka, 1984: Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere, Part I: First symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2, J. Atmos. Sci., **41**, 1253-1267.

Holland, R.W. and P.B. Rhines, 1980: An example of eddy-induced ocean circulation, J. Phys. Oceanogr., **10**, 1010-1031.

Hopfinger, E.J. and F.K. Browand, 1982 Vortex solitary waves in a rotating, turbulent flow, Nature, **295**, 393-395.

———, F. K. Browand and Y. Gagne 1982: Turbulence and waves in a rotating tank, J. Fluid Mech., **125**, 505-534.

Horel, J.D. and J.M. Wallace, 1981: Planetary-scale atmospheric phenomena associated with Southern Oscillation, Mon. Wea. Rev., **109**, 813-829.

角谷典彦, 川原琢治, 1976: Multiple Scale Method と非線形波動変調, 日本物理学会誌, **31**, 287-296.

Kida, S., 1975: Statistics of the system of line vortices, J. Phys. Soc. Japan, **39**, 1395-1404.

———, 1981: A vortex filament moving without change of form, J. Fluid Mech., **112**, 397-409.

木村芳文, 橋本英典, 1984: 力学系としての渦糸群, 数理解析研究所講究録 539, 京都大学数理解析研究所, 37-56.

Kimura, Y. and H. Hasimoto, 1985: Regular and chaotic motion of two-dimensional point vortices, *in* Proc. Kyoto Summer institute Meeting Kyoto, 1984, Springer (in Press).

Kodama, Y., J. Satsuma and M.J. Ablowitz, 1981: Nonlinear intermediate long wave equations-analysis and method of solution, Phys. Rev. Lett., **46**, 687-690.

Lebovitz, N.R. (ed.), 1983: Fluid dynamics in astrophysics and geophysics, I. Geophysical fluid dynamics, American Mathematical Society.

Lindzen, R.D., 1967: Planetary waves on beta-planes, Mon. Wea. Rev., 95, 441-451.

Lindzen, R.S., 1981: Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, J. Geophys. Res., 86, 9707-9714.

Madden, R.A., 1979: Observations of large-scale traveling Rossby waves, Rev. Geophys. Space Phys., 17, 1935-1949.

Matsuno, T., Quasi-geostrophic motions in the equatorial area, J. Met. Soc. Japan, 44, 25-43.

———, 1982: A quasi one-dimensional model of the middle atmosphere circulation interacting with internal gravity waves, J. Met. Soc. Japan, 60, 215-226.

松野太郎, 島崎達夫, 1981: 成層圏と中間圏の大気, 東京大学出版会.

Matsuno, Y., 1979: Exact multi-soliton solution of the Benjamin-Ono equation, J. Phys. A (Mas. Gen), 12, 619-621.

Matsuura, T. and T. Yamagata, 1982: On the evolution of nonlinear planetary eddies larger than the radius of deformation, J. Phys. Oceanogr., 12, 440-456.

McEwan, A.D., R.O.R.Y. Thompson and R.A. Plumb, 1980: Mean flows driven by weak eddies in rotating systems, J. Fluid Mech., 99, 655-672.

McIntyre, M.E., 1973: Mean motions and impulse of a guided internal gravity wave packet, J. Fluid Mech., 60, 801-811.

McWilliams, J.C. and G.R. Flierl, 1979: On the evolution of isolated, nonlinear vortices, J. Phys. Oceanogr. 9, 1155-1182.

Mied, R.P. and G.J. Lindemann, 1979: The propagation and evolution of cyclonic Gulf Stream rings, J. Phys. Oceanogr., 9, 1183-1206.

Miyahara, S., 1985: A note on the mean wind induced by internal gravity wave packets in the atmosphere, J. Met. Sci. Japan (to appear).

Moser, J., 1975: Lecture Notes *in* Physics 38, Springer Verlag, New York.

Novikov, E.A. and Yu. B. Sedov, 1978: Stochastic properties of a four-vortex system, Sov. Phys. JETP, 48, 440-444.

———, and Yu. B. Sedov. 1979 a: Stochastization of vortices, Sov. Phys. JETP Lett., 29, 677-679,

———, and Yu. B. Sedov, 1979 b: Vortex collapse, Sov. Phys. JETP 50, 297-301.

Ono, H., 1975: Algebraic solitary waves in stratified fluids, J. Phys. Soc. Japan., 39, 1082-1091.

Philander, S.G.H., 1983: El Niño Southern Oscillation phenomena, Nature, 302, 295-301.

———, T. Yamagata and R.C. Bacanowski, Unstable air-sea interactions in the tropics, J. Atmos, Sci., 41, 604-613.

Pointin, Y.B. and T.S. Lnndgren, 1976: Statistical mechanics of two-dimensional vortices in bounded container, Phys. Fluids, 19, 1459-1470.

Rasmusson, E.M. and T.H. Carpenter, 1982: Variations in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation/El Niño, Mon. Wea. Rev., 110, 354-384.

———, and J.M. Wallace, 1983: Meteorological aspects of the El Niño/Southern Oscillation Science, 222, 1195-1202.

Rhines, P.B., 1977: The dynamics of unsteady currents, *in* The Sea, Vol. 6, ed. E.D. Goldberg, I.N. McCave, J.J. O'Brien and J.H. Steel, Wiley, 189-318.

Rossby, C.-G. and collaborators, 1939: Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action, J. Mar. Res. 2, 38-55.

Smith, D.C., IV, and J.J. O'Brien, 1983: The interaction of a two-layer isolated mesoscale eddy with bottom topography, J. Phys. Oceanogr., 13, 1631-1697.

Synge, J.L., 1949: On the motion of three vortices, Canadian J. Math., 1, 257-270.

Taniuti, T. and K. Nishihara, 1983: Nonlinear waves, Monographs and Studies in Mathematics, 15, Pitman (谷内俊弥, 西原功修, 1977: 非線形波動, 岩波書店).

巽 友正, 1984: 乱流と渦運動, 数理科学, 250, 5-12.

Thompson, R.O. R.Y., 1971: Why there is an intense eastward current in the North Atlantic, but not in the South Atlantic, J. Phys. Oceanogr., 1, 235-237.

戸田盛和, 1983: 非線形波動とソリトン, 日本評論社.

Uryu, M., 1974: Mean Zonal flow induced by a vertically propagating Rossby wave packet, J. Met. Soc. Japan, 52, 481-490.

Wallace, J.M., 1973: General circulation of the tropical lower stratosphere, Rev. Geophys. Space Phys., 11, 191-222.

Whitehead, J., 1975: Mean flow generated by circulation on a plane: an analogy with the moving flame experiment, Tellus, 27, 358-364.

Whitham, G.B., 1974: Linear and nonlinear waves, John Wiley.

Williams, G.P. and T. Yamagata, 1984: Geostrophic regimes, intermediate solitary vortices and Jovian eddies, J. Atmos, Soc., 41, 453-478.

Wyrtki, K., 1975: El Niño-The dynamic response of the equatorial Pacific Ocean to atmospheric forcing. J. Phys. Oceanogr., 5, 572-584.

Yamagata, T., 1982: On nonlinear planetary waves: a class of solutions missed by the traditional quasi-geostrophic approximation, J. Oceanogr. Soc. Japan, 38, 236-244.

Zakharov, V.E. and P.B. Shabat, 1972: Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of wavs in nonlinear media, Sov. Phys. JETP, 34, 62-69.

第9回風工学シンポジウム開催のお知らせと発表論文の募集について

主　旨　構造物の耐風性など風工学に関する気象・土木・建築・電気の各分野における研究成果と技術の交流を目的として，標記シンポジウムを下記により開催することになりました．発表論文をふるってご応募下さいますようご案内いたします．

共　催　日本学術会議構造研究連絡委員会耐風構造分科会，土木学会，日本気象学会(幹事学協会)，日本建築学会，日本鋼構造協会，電気学会，日本風工学会

開催期日：昭和61年12月4日（木）～5日（金）

会　　場：気象庁講堂（東京都千代田区大手町1-3-4）

発表論文の募集

(1) 課　題

課題はつぎによるものとし，内容は独創性のあるものでなければならない．

(a) 自然風の性質，(b) 環境と自然風，(c) 強風災害，(d) 風圧・空気力および構造物の周りの流れ，(e) 風による構造物の応答，(f) 耐風設計，(g) 計測方法・風洞実験法

(2) 応募方法

(a) 論文提出希望者は，昭和61年6月30日（月）（必着）までに，右記の項目について記入のうえ，A 4版用紙に，目的・論旨・結論が明確に分かるような内容概要を邦文2,000字程度で記して，右記に提出する．論旨・結論には独創性のある点について言及すること．なお，主要な図表の添付が望ましい．また，他の学会誌などに投稿した論文と同一の内容の論文については投稿を認めない．

① 所属学協会，② 氏名（連名の場合は発表者に○印を付ける），③ 勤務先・職名，④ 連絡先，⑤ 論文名，⑥ 上記(1)の課題(a)-(g)を記入

(b) シンポジウム論文審査委員会は，発表論文の採否を昭和61年7月日中旬までに決定し，応募者に通知する．

(c) 発表論文の執筆

① 論文採否通知の際，採用された応募者には執筆要領および所定の原稿用紙を送付する．ページ数は6ページ以内（英文概要を含む）の偶数ページとする．

② 提出原稿はワープロ（タイプ打ちも可）とする．

③ 論文原稿は，昭和61年9月16日(火)（必着）までに下記に提出する．

(3) 応募・論文提出・問合せ先

〒305 茨城県筑波郡谷田部町長峰1-1
気象研究所物理気象研究部気付
「第9回風工学シンポジウム運営委員会」
Tel. 0298-51-7111 内線605
（担当　藤谷徳之助）
