研 究 解 説
（公開講演）
UDC 532.517.4：52-466：533.951

乱流現象の多様性

Diversity of Turbulence Phenomena

吉 澤　徴*
Akira YOSHIZAWA

不規則性を主要な性質とする乱流現象はさまざまな連続媒質中に現れる．その特徴は平均量に対する支配方程式中に乱れ部分の相関量が生じ，この相関量の影響を無視しては現象の本質を捕えることが全くできないことである．本小論では，小さなスケールの乱れが大きなスケールの現象にいかに重要な影響を与えるかという視点より，流体工学現象，地球・天体磁場現象，核融合プラズマ現象における乱流の役割を概観する．

1．流 れ る と は

「乱流」は「turbulence」の日本語訳であり，不規則性の効果を無視できる「層流」と対比して用いられている．乱流，層流のいずれにおいても「流れる」すなわち連続媒質中のある塊が移動するという強いイメージがある．一方，turbulenceには必ずしも流れるというイメージはなく，むしろ「乱れあるいは擾乱」という面が強い．流体工学や日常生活で接する乱流は前者の意味での乱流であり，「turbulent flow」という英語名のほうが適切のように思われる．

これに対して，プラズマ現象では巨視的に連続媒質とみなされるプラズマの質量移動を伴うという意味では「必ずしも流れない」場合が多い．というのは，プラズマを構成している電子とイオンではその質量比は千分の一以下であり，電子は電流として容易に移動するが，質量移動を引き起こすイオンの移動は無視できるからである．このため，「plasma turbulence」を「プラズマ乱流」と訳すのは誤解をうむもとであるが，「turbulence」に適切な日本語訳は現在のところないようである．

プラズマを含むすべての「turbulence」において，小さなスケールでの局所的な流れまで含めると連続媒質の流れは現象の本質的役割を担っている．そこで，われわれが日常接する水の流れを例にして，「流れる」ことの意味を連続媒質の運動の記述という視点から考えてみよう．図1の上段のように少年が水族館で水槽の窓ごしに魚が泳いでいるのを見ているものとする．水槽中の水が流れているとすると，少年がある時間間隔たとえばΔtだけ目を離したすきに窓には蛸が来ている．連続媒質を記述する通常の場の形式においては，ある位置$\boldsymbol{x}$での現象を時間tに関する発展として考察するため，上の状況においては「魚が蛸に進化した」ことになる．この進化は魚にとっては偽りの変化であるが，ある位置$\boldsymbol{x}$で時間間隔Δtでの「魚の変化」という場の記述の意味では正しいものである．この「偽りの変化」は流れの速度が速ければ速いほど顕著になることは明らかであり，乱流に限らず流体現象一般を研究するとき大きな障害となる．

上の例で「魚が魚として泳いでいる」のを見ようとすると，Δtは水の流速U，窓の直径Dを用いて

$$\Delta t < D/U \qquad (1)$$

でなければならない．流体現象を数値シミュレーションで解析するときΔtは必ず有限となるため，乱流のようにUが大きい場合は(1)は厳しい制約となる．近年貿易摩擦と関連してスーパー・コンピューターが話題となると

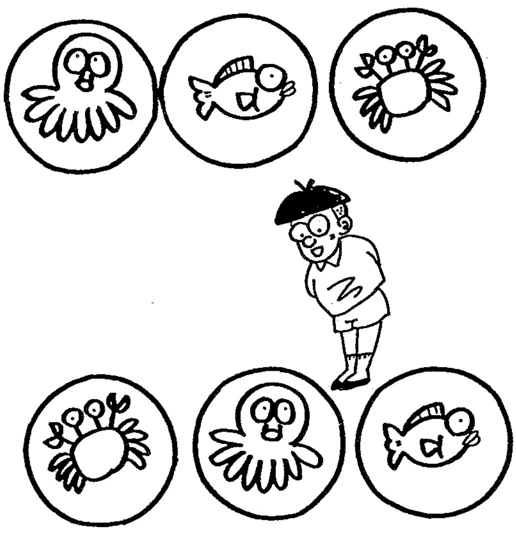

図1　流れる水族館

*東京大学生産技術研究所　第1部

き，「流体計算等大規模科学計算で強力な武器となる」等の枕言葉が付くのはまさにこのためである．

2．エネルギー散逸とは

水や空気の運動を巨視的に連続体として取り扱うとき，構成分子の衝突によるエネルギー散逸をいかに考えるかという問題が生じる．水や空気が巨視的には静止していると考えられるときでも微視的には構成分子は絶えず衝突を繰り返し，その結果エネルギーを失っていく．通常の流体力学ではこのエネルギー散逸は考慮にいれず，他からのエネルギー補給によって補われているとし，その補給の指標を温度として与える．

流体運動が巨視的に速度勾配を持つとき，分子間の摩擦も巨視的に増加し，エネルギー散逸は上に述べられた状態より増える(図2参照)．このエネルギー散逸は連続体近似方程式に的確に反映されねばならない．流体運動に電磁力等の影響があるとき，ジュール散逸等の他のエネルギー散逸形態が生じるが，以下ではもっとも簡単な場合のみを考える．

3．流体の基礎方程式

温度変化を陽に考えなくてもよい場合は，流体の密度や流体のねばさを表す粘性係数を一定とみなすことができる．このとき，流体運動は次の基礎方程式によって記述される：

$$\sum_{j=1}^{3}\frac{\partial u_j}{\partial x_j}=0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t}+\sum_{j=1}^{3}u_j\frac{\partial u_i}{\partial x_j}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i}+\nu\Delta u_i. \tag{3}$$

上式で，u_iは速度のi成分，pは圧力，ρは密度，$\nu(=\mu/\rho$；μは粘性率）は動粘性率である．(2)は質量の保存則を表し，(3)はニュートンの第2法則に当たる運動量保存則である．

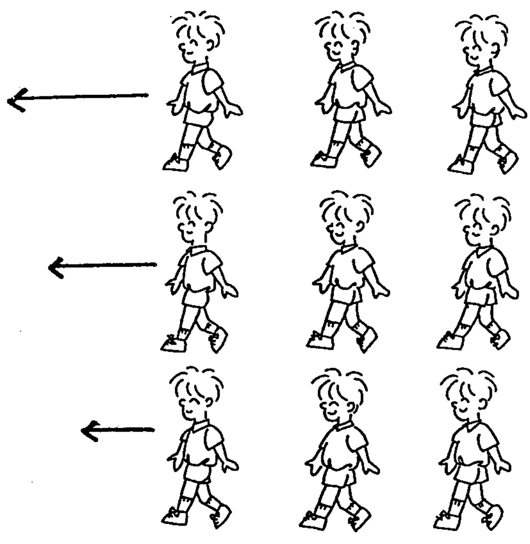

図2　速度勾配による摩擦

1，2節で述べたことを式で言い換えると，

$$\text{流れるとは：}\sum_{j=1}^{3}u_j\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\ (\equiv A), \tag{4}$$

$$\text{エネルギ散逸とは：}\nu\Delta u_i\ (\equiv B) \tag{5}$$

となる．

4．レイノルズ数

「流れる効果」と「エネルギー散逸効果」の大きさを比較してみよう．速$\boldsymbol{u}$や座標$\boldsymbol{x}$を無次元化するための基準の長さL，基準の速度Uを導入しよう．たとえば図3のボールのまわりに生じる空気の運動を考察するときは，Lはボールの直径（半径でもよい），Uはボールの進む速さとすればよい．U，Lを用いると，(4)，(5)より

$$A/B=UL/\nu\equiv R \tag{6}$$

となり，Rはレイノルズ数と呼ばれる無次元パラメーターである．Rが大きいということは「流れる効果」が支配的であることを意味している．

実際の流れでRがどの程度になるかを見るために，いくつかの具体例を上げよう．

例1：人の歩行あるいは走行

Lとして人の胴の直径，Uとして歩行あるいは走行の速度，νとして空気の値を用いると，

$$U\fallingdotseq 10^2\mathrm{cm/s},\quad L\fallingdotseq 10\mathrm{cm},\quad \nu=0.1\mathrm{cm^2/s} \tag{7}$$

となり，Rは

$$R\fallingdotseq 10^4. \tag{8}$$

例2：車の走行

例1に比べU，Lともに一桁ほど大きくなるため，

$$U\fallingdotseq 10^3\mathrm{cm/s},\quad L\fallingdotseq 10^2\mathrm{cm},\quad \nu=0.1\mathrm{cm/s}$$

より，

$$R\fallingdotseq 10^6. \tag{9}$$

例3：水道水の流れ

L，Uとしてそれぞれ水道管の直径，平均流速，νとして水の値を用いると，

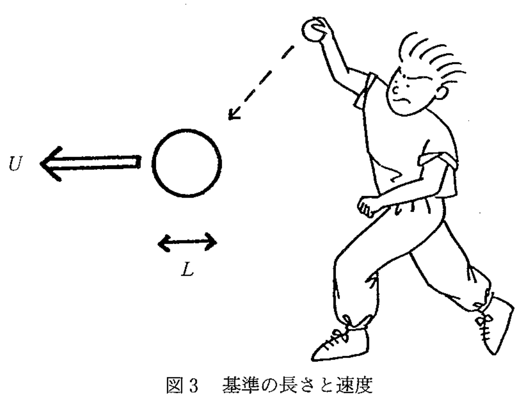

図3　基準の長さと速度

$U \fallingdotseq 10^2 \mathrm{cm/s},\ L \fallingdotseq 1\mathrm{cm},\ \nu = 0.01\mathrm{cm/s}$ (10)

より，

$R \fallingdotseq 10^4.$ (11)

上の例1－3からわかるように，われわれが日常経験する流れではRは大体10^4より大きい．飛行物体に関連した空気力学分野においてはUが上の例に比べてかなり大きくなり，また地球・天体物理分野ではLが極めて大きいために，共にRが10^6を越えることは珍しくない．

いまRが10^6の程度とすると，方程式(3)の中で「流れる効果」が「エネルギー散逸効果」に比べて百万倍も大きくなり，一見後者は無視してもよさそうである．そこで実際に(3)において$\nu=0$とおいて解いたとすると，乱流の性質は全く失われてしまう．この矛盾は何からくるのであろうか．(6)においてレイノルズ数を定義する際，大きなスケールの現象を記述するのに適当な基準の長さや速度を用いた．しかし，乱流中でエネルギー散逸の行われる長さスケールL_dは

$L_d/L = 0(R^{-3/4})$ (12)

となることが知られている（たとえば文献1））．それゆえに，$\boldsymbol{x}$をL_dを用いて，また$\boldsymbol{u}$をこのスケールに対応する速度を用いて無次元化すれば，(4)(5)のA, Bは同程度の大きさになり，「エネルギー散逸効果」は「流れる効果」に比べ全く無視できないことがわかる．

5．なぜ乱流の数値シミュレーションにはスーパー・コンピューターが必要か

1節において流体運動の数値シミュレーションにはスーパー・コンピューターが必要であると触れたが，このことを(12)を用いてもう少し詳しく見てみよう．流体現象の数値シミュレーションでは，流れの領域を適当な格子領域に分割し，基礎方程式(2)，(3)を差分形式に直して計算することがよくなされる．いま格子領域の大きさをΔとすると，乱流現象に本質的なエネルギー散逸の機構を正しく解析できるためにはΔは(12)のL_dと

$\Delta \fallingdotseq L_d$ (13)

の関係になければならない．乱流領域全体はLのスケールで計られるので，数値シミュレーションに必要な格子分割数Nは(12)，(13)より

$N \fallingdotseq (L/\Delta)^3 = R^{9/4}$ (14)

となる．そこで，4節で述べた10^6のレイノルズ数の乱流では

$N \fallingdotseq 10^{13}.$ (15)

では，現在までに行われた数値シミュレーションにおいてもっとも大きなRはいくらぐらいであろうか．最近NASA Amesにおいて2枚の無限に広い平行平板間流れ（通常溝乱流と呼ばれている）に関する大規模な計算が行われた（文献2）参照）．この研究では，数値計算の精度を上げるためにいわゆるスペクトル法が用いられており，格子分割に基づく上のNの評価は必ずしも正確ではないが，必要な自由度の数という観点からは本質的な差はない．NASA Amesの計算では，10^7程度のNが取られており，これは(14)より$R \fallingdotseq 10^3$に対応し，実際にこの程度のレイノルズ数の溝乱流がシミュレートされている．時間平均等で統計量を求めるとき，定常性が十分確保できるためにはCRAYのスーパー・コンピューターで数百時間の計算時間が必要となる．もし$R \fallingdotseq 10^6$の場合を計算しようとすると，$N \fallingdotseq 10^{13}$となり，計算時間は10^8時間（10^4年）では済まない．ここに述べた溝乱流は幾何学的形状の点ではかなり特殊なものであり，工学や自然科学で興味ある遙かに複雑な乱流では比較にならないほど多くの計算時間が必要となる．今後いかに計算機ハードウエアが進歩しても，流体方程式を単に忠実に解こうとしているかぎり乱流の数値シミュレーションに望みがないことは明白である．

6．乱流モデルとは

5節で述べられた乱流の数値シミュレーションの困難は一にかかって「大きなスケールLの現象に主要な興味があるにもかかわらず，エネルギー散逸スケールL_dの現象を無視できない」ことにある．この困難を救うほとんどただ一つの道は，L_dのスケールの現象を直接取り扱うことを放棄し，その代わりに「エネルギー散逸の機構」をできる限り正しく取り入れることである．その具体的方法は一つではないが，一括して乱流のモデル化と呼ばれている．

乱流のモデル化をもう少し詳しく述べるために現象の平均化あるいは粗視化の概念を導入しよう．適当な物理量f(たとえば速度$\boldsymbol{u}$）を

$f = \bar{f} + f'$ (16)

に分ける．ここで，

$\bar{f}$：変動中の大きなスケールLに関連した部分

f'：エネルギー散逸スケールL_dを含む比較的小さなスケールに関連した部分

と定義する．(16)の分離を行うもっとも一般的な方法はアンサンブル平均操作であり，

$$\bar{f} = \lim_{N\to\infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} f_n(\boldsymbol{x}, t) \tag{17}$$

で与えられる．上式で，f_nは同一の制御可能な実験パラメーターのもとで行われたn回目の実験におけるfの値とする．現実の実験的研究では統計量が取れるほど実験を繰り返すことは不可能であり，他の何らかの方法で(17)と等価な量を求めるのが普通である．たとえば，乱流が定常すなわち$\bar{f}$が時間によらなければ，(17)は時間平均

$$\bar{f} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} f(\boldsymbol{x}, t')\,dt' \tag{18}$$

によって置き換えられる.

(17), (18)の平均化ではf中のどの程度のスケールがf'として粗視化されてしまうか先見的には明らかではない.経験的にはこのスケールのなかには乱流中の重要なスケールLにかなり近いものまでも含まれることがわかっており，その意味で(17), (18)はかなり粗い平均化と言える.

f'に含まれるスケールを制御できる粗視化の典型的な例として，フィルタリングの操作を上げることができる：

$$\bar{f} = \int G(\boldsymbol{y}-\boldsymbol{x}) f(\boldsymbol{y}, t)\, d\boldsymbol{y}. \tag{19}$$

ここで，$G(\boldsymbol{x})$はΔ程度の幅で$\boldsymbol{x}=0$の近傍だけ0でない関数で，通常フィルター関数と呼ばれる．$G(\boldsymbol{x})$としては，$\boldsymbol{x}=0$を中心とするガウス・フィルターやフィルター幅中で一定値を持つトップ・ハット・フィルターがよく用いられる.

(17), (18), (19)のいずれかを基礎方程式(2), (3)に適用すると

$$\sum_{j=1}^{3} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0, \tag{20}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \sum_{j=1}^{3} \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \Delta \bar{u}_i + \sum_{j=1}^{3} \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u_i' u_j'}) + RP. \tag{21}$$

上式で，RP (Residual Part) はフィルター関数を用いた際に生じる項であるが，話を簡単にするためにここでは省略する．この近似のもとでは，本来の基礎方程式(2), (3)と(20), (21)を区別するただ一つの量は乱れの相関量$-\overline{u_i' u_j'}$であり，レイノルズ応力と呼ばれている.フィルター関数を用いたときは，特に格子レイノルズ応力と呼ばれる.

上の粗視化操作を熱あるいは物質濃度等のスカラー量の拡散を表す.

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \sum_{j=1}^{3} u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \kappa \Delta \theta \tag{22}$$

に適用すると,

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \sum_{j=1}^{3} \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = \kappa \Delta \bar{\theta} + \sum_{j=1}^{3} \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u_j' \theta'}) + RP \tag{23}$$

となる.ここで,乱れの相関量$\overline{u_i' \theta'}$はスカラー量の乱流フラックスと呼ばれる.

レイノルズ応力や乱流フラックスの重要性は円管乱流における流量と圧力降下との関係，乱流中のスカラー拡散の増加等を考えれば明らかである．たとえば，円管流中の流量は層流ではいわゆるポアゼイユの法則に従い，流量と圧力降下は線形的関係にある．一方，乱流では流量は圧力降下の平方根に比例するが，この差異はレイノルズ応力から生じている.方程式(20), (21)あるいは(23)はレイノルズ応力，乱流フラックスを含むためそれ自身では方程式が閉じず，これらの乱流量を$\bar{\boldsymbol{u}}$あるいは$\bar{\theta}$と関係付けねばならない．この作業がいわゆる乱流のモデル化と言われるものである.

7. モデルの特徴

フィルタリングに基づくモデル化においては粗視化のスケールを任意に選ぶことができる.そこで,そのスケールをできる限り小さくし，モデル化される部分を最小限にすることによってモデル化の普遍性を高めかつ多量の情報を得ることが可能となる．その反面，アンサンブル平均の場合と異なり扱うべき流れは常に3次元，非定常流になるため，スーパー・コンピューターによる大規模シミュレーションが不可欠となる．また，アンサンブル平均モデルではモデル構成の時点で多くの実験的，統計理論的努力が払われているのに対して，フィルタリングに基づくシミュレーション (通常large eddy simulation, 略してLES)では得られた結果から有意な情報を抜き出すというもっとも重要な仕事が残されている．その意味で，LESを含む大規模数値シミュレーションは正に数値実験といえる.

アンサンブル平均およびフィルタリングによるモデル化の特徴は表1にまとめられている．アンサンブル平均モデルの解説は文献3)に，その理論的基礎付けは文献4)に，LESに関する解説は文献5)，6)に，その最近の研究例は文献7)に与えられている.

8. 地球磁気ダイナモ

地球の磁場はハイキング，登山等における方向指標として大変馴染み深いものであり,「地球にはなぜ磁場があるのだろうか」という疑問を持たれた人も少なくないであろう(図4)．また，地球に限らず他の天体，たとえば太陽にも磁場は存在し，その天体物理学的研究において重要な役割を演じている．もっとも身近な地球磁場に関しては,「地球は巨大な (静磁場的) 磁石である」と考えても磁場の存在自身は説明できる (そのときは発生起源

表1　乱流モデルの特徴

	アンサンブル平均	フィルタリング
モデルの名称	k-εモデル 応力モデル	サブグリッド・ モデル (LES)
モデル化される スケール	大きい	任意
モデルの構造	複雑	簡単
流れの次元	1—3次元	3次元，非定常
格子数	少量で済むこともある	常に多量

図4　方向指標としての地球磁場

という問題が生じるであろうが）.

「地球磁石説」にとって最大の障害となるのは「地球磁場の磁極は100万年程度の周期で反転している」という証拠があることである．すなわち，現在はたまたま地理学的な北極と磁極のN極が一致しているが，南極にN極が向いていた時期もあったのである．この事実は地球を巨大な磁石と見るかぎり説明することが極めて難しい．

電流が流れると磁場が生じるあるいはその逆が成り立つことは電磁気学においてよく知られているところである．この事実に基づいて地球磁場の維持（ダイナモと通称される）を説明できないであろうか．電流と磁場の関係は図5の右手の法則によって与えられる．いま，地球内部に電導性媒質があるとして図6のように電流—磁場系を仮定してみよう．ここで，$(B_t,\ B_p)$ および $(j_t,\ j_p)$ はそれぞれトロイダル，ポロイダル磁束密度および電流密度を表す．われわれが方向指標として馴染み深いのは B_p である．

ここで，

$$B_t \dashrightarrow j_t \longrightarrow B_p \dashrightarrow j_p \longrightarrow B_t \tag{24}$$

のサイクルを考えてみよう．もし最初の過程が存在したとすると，第2の過程はよく知られた右手の法則にほかならない．第3の過程は第1の過程と等価であり，第4の右手の法則を通じて(24)のサイクルは完結し，地球磁場のダイナモが可能となる．

では，(24)の第1，3の過程は一体可能であろうか．電流，磁場間には右手の法則に対応するアンペールの公式

$$\nabla\times\boldsymbol{B}=\mu\boldsymbol{j}\ \ (\mu\text{は透磁率}) \tag{25}$$

に加えて，オームの法則がある：

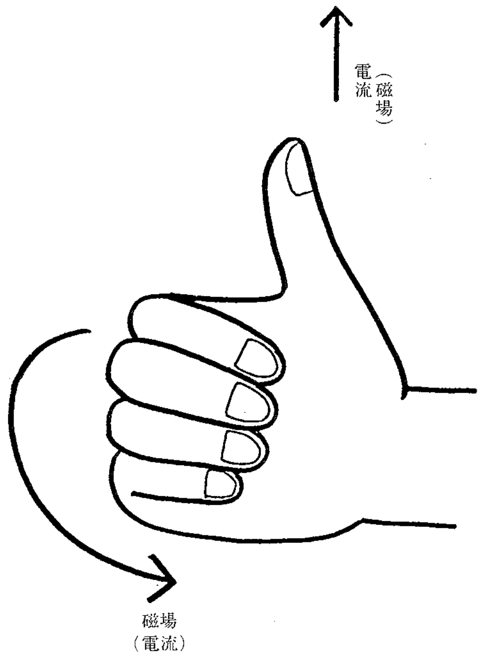

図5　右手の法則

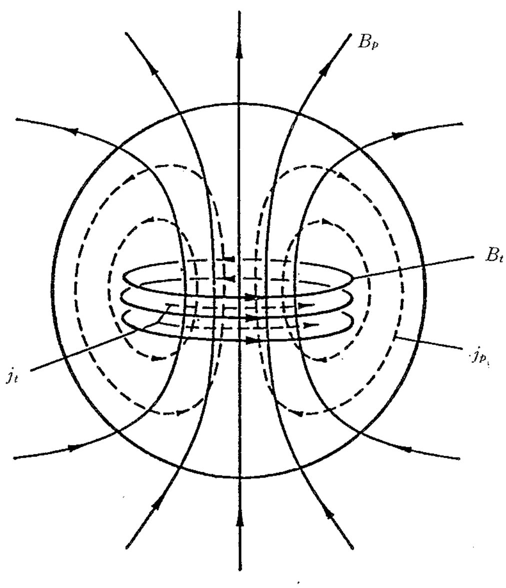

図6　地球磁気ダイナモにおける電流—磁場系

$$\boldsymbol{j}=\sigma\ (\boldsymbol{E}+\boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B}) \tag{26}$$

ここで，σは電気電導率，$\boldsymbol{E}$は電場，$\boldsymbol{u}$は電導性流動媒質の速度である．(26)は$\boldsymbol{u}=0$とすると，通常の電流，電圧の関係になり，磁場中で媒質が動くと電流が流れることを意味している．このことは媒質を閉じた電線で置き換

えればよく理解できるであろう．

(26)は(24)の第1，3過程と明らかに矛盾する．すなわち，オームの法則は$\boldsymbol{B}$から生じる$\boldsymbol{j}$は$\boldsymbol{B}$に垂直であることを示している．磁場ダイナモにおいては$\boldsymbol{j}$のなかに$\boldsymbol{B}$と平行な部分が含まれることが本質的であるため，(26)そのものでは地球磁場を説明することはできない．

9．乱流ダイナモ

$\boldsymbol{j}$が$\boldsymbol{u}$から生じると$\boldsymbol{B}$に垂直になってしまうので，$\boldsymbol{j}$，$\boldsymbol{B}$，$\boldsymbol{u}$とも揺らいでいるとしてそれらの（アンサンブル）平均部分だけを取り出してみよう．オームの法則(26)のアンサンブル平均をとると，

$$\bar{\boldsymbol{j}}=\sigma\ (\bar{\boldsymbol{E}}+\bar{\boldsymbol{u}}\times\bar{\boldsymbol{B}}+\overline{\boldsymbol{u}'\times\boldsymbol{B}'}) \tag{27}$$

となる．上式で，括弧内の第1，2項は(26)と同様に$\bar{\boldsymbol{u}}$，$\bar{\boldsymbol{B}}$から生じた電流部分が相変わらず$\bar{\boldsymbol{B}}$に垂直であることを示している．第3項は乱流起電力と呼ばれ，もしこの項が$\bar{\boldsymbol{B}}$に平行な成分を持つことができれば，$\bar{\boldsymbol{B}}$に関して(24)のサイクルが成立する可能性が生まれる．

実際，電磁流体乱流の統計理論より

$$\overline{\boldsymbol{u}'\times\boldsymbol{B}'}=\alpha_H\bar{\boldsymbol{B}}+\boldsymbol{\alpha}_I\times\bar{\boldsymbol{B}}-\beta\nabla\times\bar{\boldsymbol{B}}+\cdots \tag{28}$$

となりうることが示される．上式で，最初の2項はアルファ項，第3項はベータ項と呼ばれている．特に，第1項が(24)のサイクルで必須の磁場に平行な電流成分を作り出してくれる．ただし，$\boldsymbol{u}$，$\boldsymbol{B}$の揺らぎ部分$\boldsymbol{u}'$，$\boldsymbol{B}'$が第1項を生むためにはそれらの統計的空間構造に強い制約が課せられる．というのは，座標の反転（$\boldsymbol{x}\to-\boldsymbol{x}$）に対して$\boldsymbol{u}$は符号を変えるが，$\boldsymbol{B}$は変えない．その結果，(27)の第1項の係数$\alpha_H$はスカラーではあるが，座標反転に対して符号を変えなければならない．このようなスカラーは擬スカラーと呼ばれ，エネルギー等とは著しく性質を異にしており，揺らぎに関する空間的対称性の破れが不可欠である．

磁気ダイナモを理論的に説明するためには，(27)中の諸係数を揺らぎの諸量と明確に関係付け，さらにこれらの諸量に対する支配方程式を構成せねばならない．磁気ダイナモという難問にある程度の解答を与えるためにはいまだ多くの過程が残されている．磁気ダイナモの解説は文献8)に，セルフコンシステントなダイナモモデルの試みは文献9)に与えられている．

10．逆転磁場ピンチにおけるプラズマ乱流

核融合発電を行うためには数億度の高温プラズマを適当な時間閉じ込めなければならない．このために磁気面によるプラズマの閉じ込めが活発に研究されてきた．その代表的なものとして，図7のようにトーラス容器に巻き付けられた外部コイルによるトロイダル磁場B_tとプラズマ電流の作るポロイダル磁場B_pによる方式がある．

この方式中で現在もっとも活発に研究がなされているものはトカマク方式である．トカマクでは強いトロイダル磁場を弱いポロイダル磁場のピンチ効果によって補強し，プラズマ閉じ込めを図る．磁束密度のトーラス断面での概略は図8に与えられている．トカマクではB_p/B_tが小さいため，プラズマの安定性の観点より

（a）　トーラス炉のアスペクト比（小半径と大半径の比）をあまり小さくとれず，炉が巨大化する，

（b）　プラズマ電流を大きくできないため，補助点火装置を必要とする

等の欠点がある．

それではプラズマ電流を増加させB_pを大きくしたらどうであろうか．トカマクにおける安定性の議論からはプラズマは乱れて閉じ込めは急速に壊れることになる．しかし，実際にはプラズマは乱れた状態にありながらある時間閉じ込められることが確認されている．この状態の磁束密度分布の概略は図9で与えられる．すなわち，B_pはB_tと同程度であり，B_tはトーラス管壁で符号を逆転する．この閉じ込め方式はB_tの上述の特徴にちなんで逆転磁場ピンチ（reversed field pinch，略してRFP）と呼ばれている．RFPはプラズマの強い非線形現象のためプラズマ物理学の観点からも大きな関心を持たれ，近年活発に研究されている．

トカマクとRFPの決定的差異はB_tにあるが，その原因

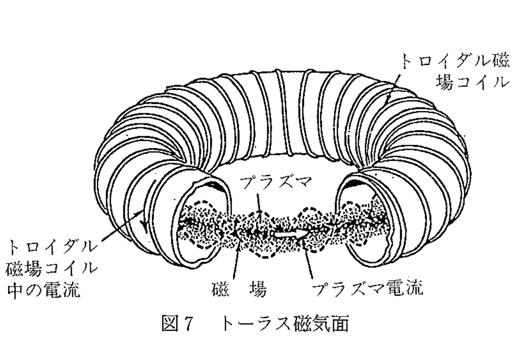

図7　トーラス磁気面

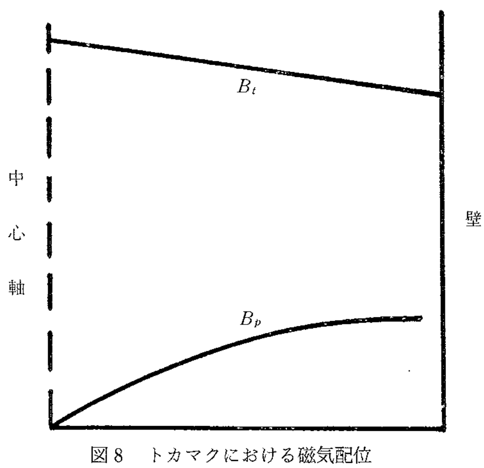

図8　トカマクにおける磁気配位

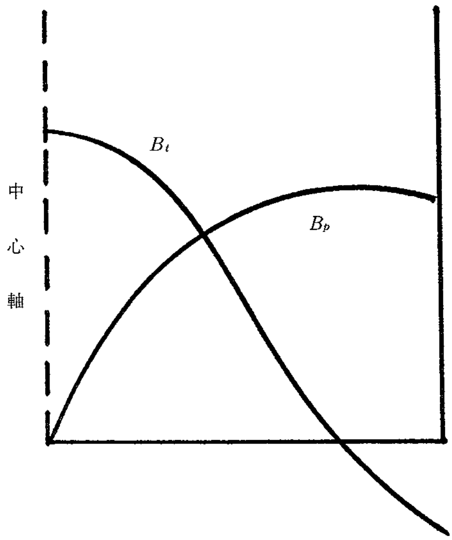

図9　RFPにおける磁気配位

はプラズマ電流の大小による．実験的にはプラズマ電流が流れ続けているかぎりB_tの逆転配位は維持され，またその逆も成り立つ．電流がそれと平行な磁場を維持するという状況は9節の地球磁場ダイナモの関係と瓜二つである．RFPの機構が乱流ダイナモより説明できるとしたら，基礎科学研究の幅広さと奥深さを如実に示すことになるであろう．

RFPの解説は文献10)，11)に，その乱流ダイナモの観点からの研究は文献9)，12)に与えられている．

なお，本小論で使用したさし絵は田中順子氏による．

（1988年6月28日受理）

参考文献

1) G.K. Batchelor, *The Theory of Homogeneous Turbulence* (Cambridge University, 1953).
2) J.Kim, P. Moin, and R. Moser, J. Fluid Mech. **177**, 133(1987).
3) P. Bradshaw, T. Cebeci, and J.H. Whitelaw, *Engineering Calculation Methods for Turbulent Flow* (Academic, 1981).
4) A. Yoshizawa, Phys. Fluids **28**, 59(1985); **30**, 628(1987).
5) R.S. Rogallo and P. Moin, Ann. Rev. Fluid Mech. **16**, 59(1984).
6) A. Yoshizawa, in *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, edited by N.P. Cheremisinoff (Gulf, 1986), Vol. 6, p. 1277.
7) K. Horiuti, J. Comp. Phys. **71**, 343(1987).
8) F. Krause and K.-H. Rädler, *Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory* (Pergamon, 1980).
9) A. Yoshizawa and F. Hamba, Phys. Fluids **32**, No. 8(1988).
10) H.A.B. Bodin and A.A.Newton, Nucl. Fusion **20**, 1255(1980).
11) H.A.B. Bodin, Plasma Phys. and Controlled Fusion **29**, 1277(1987).
12) A. Yoshizawa, submitted to Phys. Fluids (*Reversed field pinch turbulent dynamo and turbulence pumping*).