ランスファー $\frac{\partial}{\partial t}|\boldsymbol{k}|^2|\omega(\boldsymbol{k})|^2$ は一般に非等方的である．特にその非等方性が高い時エンストロフィー散逸が大きいこと，つまりその輸送が効果的に行なわれることがわかった．今後はこの非等方性と系の安定性との関係を調べる予定である．

乱流のエネルギー散逸クラスター

東京大学 理学部　真　田　　勉
計算流体研究所　石　井　克　哉

乱流の小さいスケールでは，乱れが一様にならず間欠的に存在していることが実験で確かめられている．例えば，速度の空間微分の場は尖り度が3より大きくガウス分布から離れたものであることが知られている．そこでエネルギー散逸クラスターという概念を導入して3次元乱流の間欠構造の統計的性質を調べる．3次元 Navier-Stokes 方程式を数値的に解くことにより乱流場を作り，ほぼ定常に落ち着いた時刻でエネルギー散逸場を調べた．数値的に得られた乱流場でも散逸の大きい領域は空間中に一様に広まらず，クラスター（かたまり）を形成している．このクラスターの統計によって間欠構造を特徴付ける．クラスターは次のように定義される．あるしきい値を選び，そのしきい値よりも大きい値を持つ，連結した領域を1個のクラスターと呼ぶ．クラスターの統計について次のような結果が得られた．まず，どれだけの体積にどれだけのエネルギー散逸が集中しているかを表す「集中度」はレイノルズ数にほとんど依存しない．次に，ある体積を何個のクラスターで賄っているかについては，レイノルズ数が大きいほどその数は多くなる．最後に，クラスターサイズの分布は指数−2を持ったベキ分布である．この指数はしきい値にもレイノルズ数にも依らない普遍的な数である．ベキ分布は間欠構造の自己相似性の反映であると考えられる．

エネルギー散逸クラスターは，3次元間欠構造の統計的性質：エネルギー散逸の集中度，散逸領域の連結性及び自己相似性などを特徴付ける．直接数値シミュレーションは，乱流場の3次元的構造の情報を与えてくれる．これは実験では得難いものである．近い将来，乱流の中に潜んでいる興味深い構造が数値的方法によって解き明かされるであろう．

浅水における過剰反射とシアー不安定

東京大学 理学部　竹広　真一・林　　祥介

1. はじめに

流れの線型不安定問題は微分方程式の固有値問題として解かれてきた．得られた固有値が虚数部を持てば不安定であると判定されるのである．しかし，この方法では，流れの場ごとに固有値問題を解かねば安定性は判定できない．その理由は，固有値問題として不安定であると判断される流れが，物理的にどのような性質を持っているから不安定であるのかをわれわれがよく知らないからである．また，いくつかの流れに対しては，固有値が虚数部を持つための必要条件（積分定理）が導出されてきたが，その物理的意味も明瞭でない．

本研究の目的は，これら様々な状況の安定性を統一的に理解することにある．流れの不安定問題をより物理的に解釈するために，不安定である流れに擾乱を与えたときそれがどのように

振舞うかを記述することにする．まず浅水を例に考えてみた．

2. 波による不安定の記述～過剰反射

浅水波方程式にしたがう不安定なリニアーシアー流に対して擾乱を与え，その振舞いを計算したのが図1である．反射波の振幅が入射波の振幅に比べて大きくなる過剰反射（over-reflection）が起こっている．この過剰反射は擾乱に関する運動量保存則で物理的には説明される．入射波がクリティカルレベルに達すると，一部分は透過して，逆符号の運動量を持つ透過波として伝播する．運動量が保存することから反射波の運動量は増加しなければならない．これが過剰反射である．

入射波領域の後面に壁が存在すると反射波は再び入射波としてクリティカルレベルに突入し，振幅が増大していく．これが波の振舞いから得られる不安定のイメージである．

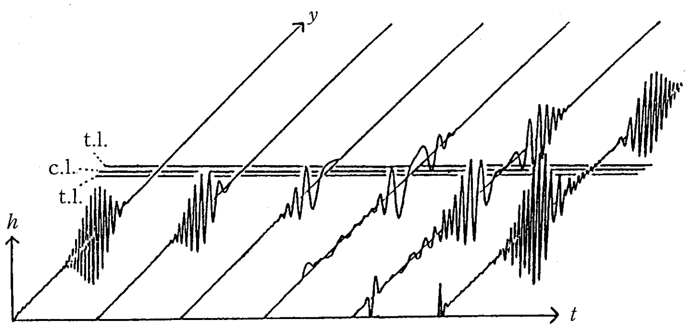

図1． シアー流中の浅水波の伝播．

3. 固有値問題に戻って

運動量保存則の見地から，あらためて固有値問題で得られる不安定モードについて考える．線型問題では運動量は振幅の2乗に比例する量である．不安定モードといえども全運動量は保存しなければならない．ところが不安定モードの振幅は時間とともに増大していく．したがって不安定モードの全運動量は0でなければならない．不安定モードは運動量が正の部分と運動量が負の部分とから構成されるのである．

このことは，過剰反射から得られたイメージに対応している．不安定モードは正の運動量を持つ擾乱と負の運動量を持つ擾乱の相互作用としてとらえることができる．

4. 積分定理について

一般に，不安定モードについては，2次の保存量は0でなければならない．特に，擾乱の保存

表1． 積分定理の分類．

	運動量保存則	エネルギー保存則 運動量保存則
非圧縮・外力なし	Rayleigh-Kuo	Fjørtoft
非圧縮・成層あり	Synge	
浅　　　水		Ripa

量(運動量，エネルギー)の符号が基本場の性質だけで決まる場合は積分定理が導かれる(表 1).

5. まとめ

不安定モードといえども保存量は保存しなければならない．保存量の符号が簡単に得られる場合には積分定理が導かれる．

正負両符号の保存量(運動量，エネルギー)が存在できて，お互いが相互作用し得る場合には，過剰反射が起こり得る，あるいは不安定モードが存在できる．

Turbulent Binary Mixtures in One and Two Phase Regions

京都大学 基礎物理学研究所　小 貫 明

流動場の問題を臨界現象の専門家からの視点で考えてみた．最近たずさわったいくつかの問題をあげる．(1) 圧縮性流体を重力の下で攪拌する問題．どのようなマクロな不均一性が重力で引き起こされるか？　流体要素の対流による断熱変化のため $(\partial T/\partial p)_s \rho g$ の温度勾配が生ずると考える．この値は xenon の臨界点近くでは 1 mK/cm である．(2) 最近有効性がわかってきた乱流に対する動的光散乱法（homodyne spectroscopy）に関する問題．この方法は乱流中の微細構造の情報を精確に瞬時に与える．まず二点間の相対速度 $\boldsymbol{v}_R=\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}_1)-\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}_2)$ の確率分布 $P(\boldsymbol{v}_R)$ の Fourier 変換（特性函数）がわかる（現在のところ比較的小さな $\boldsymbol{v}_R$ に対して有効で $P(\boldsymbol{v}_R)$ の long-tail の存在がわかった）．また工夫によりある一点の shear $\partial \boldsymbol{v}_i/\partial x_j$ の分布函数もわかるはずである．また境界層の研究にも役立つにちがいない．この方法についてもっと関心が寄せられれば喜ばしい．(3) プローブとしての臨界流体．臨界流体は乱流の局所的なシェアに対し極めて鋭敏なプローブとなりうる．例えば一相状態でも臨界点に近ければ流体が著しく不均質な光散乱を示す．これは各点の構造因子が不均一な（間けつ的）シェアによって変化をうけるからである．(4) 乱流下の核生成（Nucleation）．周知のように過飽和度が小さいといわゆる臨界核の生成には天文学的時間がかかる．しかし局所的にシェアがあると核の誕生が飛躍的に加速されうると考える．即ち流動下では微小な過飽和度でも核を出現させうる．またシェアがある程度以上大きくなると臨界核そのものを Taylor の不安定性によって破壊しうる．これは臨界点近くで実現でき完全な metastability の抑圧となる．以上のトピックスについて近々 *Prog. Theor. Phys. Suppl.* に論文が発表される．また動的光散乱については，物性研究，**49** (3)（1987）に筆者の解説がある．

乱流の多重フラクタル性の問題点

電気通信大学　細 川 巌

Kolmogorov によって普遍平衡理論が確立されて以来，乱流理論はエネルギー散逸の局所ゆらぎを考える方向と，速度差の正規分布からのずれを考える方向とに分れ，いずれも乱流の間欠性を違った角度から研究することになった．lognormal model と β model は，そのそれぞれの果実となった．しかし，いずれも実験値を説明できる intermittency exponents（間欠指数）を与えてはいない．

間欠性を包括するより一般的な理論が多重フラクタル理論であり，スケール指数 α を導入す