



研究ノート

対称攪乱, 反対称攪乱

吉 信 宏 夫*

1. はしがき

平面ポアズイユ流や2次元ジェットの流れのように対称な速度分布形をもつ定常流の線型安定理論では, 加える微小攪乱をその対称面に関して対称な攪乱と反対称な攪乱に分け, 各々に適合する境界条件を課して安定特性を験するのが普通である。一般に反対称攪乱の方が空間的に大きい構造を持ち, これまでに得られた結果からみて, より不安定であると考えられている。事実, 過去の研究には反対称攪乱についてのみ論じているものが多い。それでは対称攪乱は層流の不安定や乱流への遷移に関して何らの役割も演じないのであろうか。このノートでは, 水平な線熱源の上に生じる上昇気流(平面プルーム)の中での対称攪乱, 反対称攪乱の生成, 成長をみることにする。

2. 平面プルーム中の攪乱^{1), 2), 3), 4)}

写真1は空気中の平面プルームの流脈写真である。 $x'=0$ のところ紙面に垂直にニクロム細線が水平に張られており, そのすぐ下から可視化のための煙が導入されている。流脈は $x'=10\text{cm}$ 位までは真直ぐに立ち昇るが, $x'=15\text{cm}$ から 25cm 位までは小さく規則正しく波うっており $x'=30\text{cm}$ 以上では振幅が大きく, 不規則な流れとなっている。この写真でみる限り, $x'=25\text{cm}$ までの攪乱は反対称攪乱であるように見える。

プルームの中の種々の高さで現われる攪乱をもっと精しく験べるために, それぞれの高さの一点で流速と温度の時間変動を記録し, 周波数に対するパワー・スペクトルを求めた。図1は

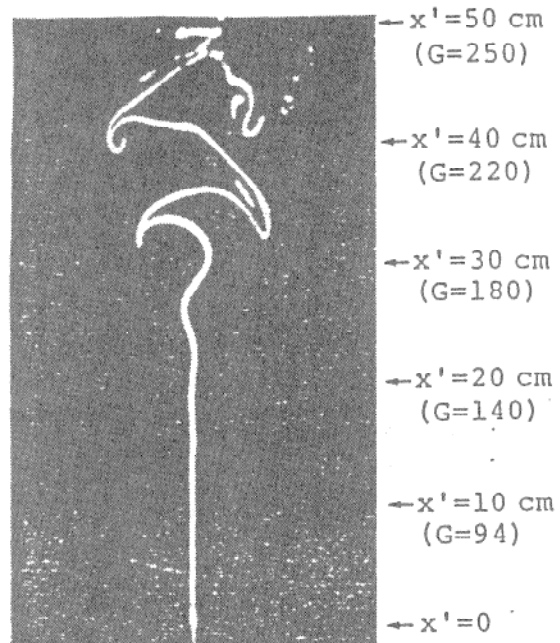


写真1 流脈の可視化写真 $Q=20.4\text{W/m}$

流速の鉛直成分の変動についてのパワー・スペクトルであるが, 温度変動についてもほぼ同じようなパワー・スペクトルが得られる。図を見ると $x'=10\text{cm}$ の高さで $f_1=0.8\text{Hz}$, $f_2=1.1\text{Hz}$ のところ顕著なピークが存在し, それより小さい $2f_1-f_2=0.5\text{Hz}$ にもう一つのピークが見られる。次の $x'=15\text{cm}$ では $0.5\text{Hz}(2f_1-f_2)$, $0.8\text{Hz}(f_1)$, $1.1\text{Hz}(f_2)$, $1.4\text{Hz}(2f_2-f_1)$, $1.6\text{Hz}(2f_1)$ にピークが現われている。以後のスペクトルの発達をみると, 上の f_1 と f_2 を基本周波数として, それらの整数倍の和又は差の周波数のところにピークが発達し, f_1 と f_2 の攪乱の間で非線型干渉を起していることが分る。

これらの攪乱が対称攪乱か反対称攪乱かをみるために, プルームの中心面に関して対称な位置に2本のマイクロ熱電対を配置して, 2点の温度変動を同時測定した記録の一例が図2(a)である。図で見る限り, 全体として温度変動はほぼ反対称である。この図の記録の測定点の高さ

*吉信宏夫 (Hirowo YOSINOBU), 大阪大学基礎工学部, 機械工学科, 教授, 理学博士, 伝熱学・流体力学

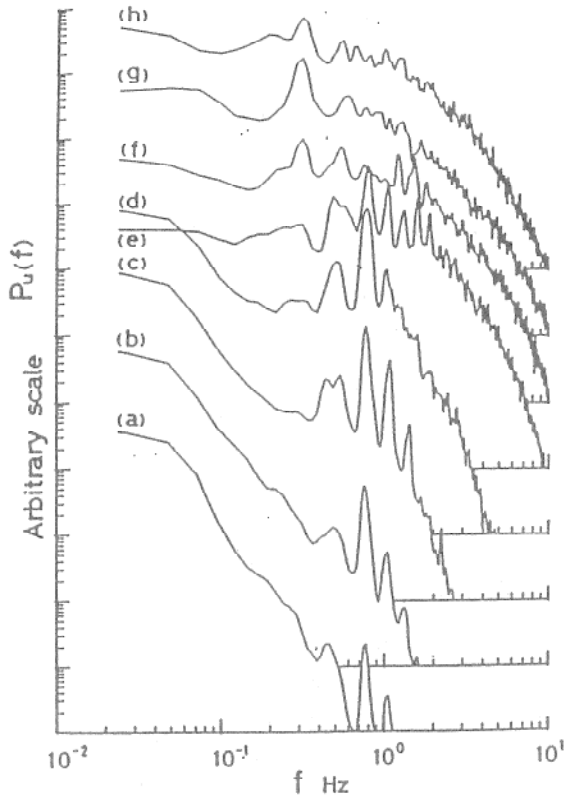


図1 鉛直速度成分変動のパワースペクトル

- (a) $x' = 10.0\text{cm}$, $y = 4.0\text{mm}$, $G = 91.6$
 - (b) $x' = 15.0\text{cm}$, $y = 4.7\text{mm}$, $G = 117$
 - (c) $x' = 20.0\text{cm}$, $y = 5.3\text{mm}$, $G = 139$
 - (d) $x' = 25.0\text{cm}$, $y = 5.8\text{mm}$, $G = 159$
 - (e) $x' = 30.0\text{cm}$, $y = 6.5\text{mm}$, $G = 177$
 - (f) $x' = 35.0\text{cm}$, $y = 7.0\text{mm}$, $G = 195$
 - (g) $x' = 40.0\text{cm}$, $y = 7.5\text{mm}$, $G = 211$
 - (h) $x' = 50.0\text{cm}$, $y = 8.5\text{mm}$, $G = 241$
- $Q = 20.5\text{W/m}$

は図1のスペクトル図でいえば、ほぼ(c)の場合に当る。そこで基本周波数の $f_1 = 0.8\text{Hz}$ と $f_2 = 1.1\text{Hz}$ 、および第一のものの倍振動に当る $2f_1 = 1.6\text{Hz}$ の周波数を中心としてバンド幅 0.2Hz のフィルターをかけて各成分の波形を抽出したものがそれぞれ、(b), (c), (d)である。いずれも完全に反対称な攪乱であることは明らかである。

ここで2つの疑問が起る。まず第一の疑問は f_1 も f_2 も共に本来から反対称攪乱であったとすれば、 $0.8 \sim 1.1\text{Hz}$ 間の周波数の反対称攪乱も f_1 , f_2 の増幅率に近い増幅率を持っているから共に増幅されて $f_1 \sim f_2$ 間のスペクトルは帯スペクトルになる筈ではないかということである。一方、Stewartson—Stuart⁵⁾の理論によれば、初めに自然発生した極微小攪乱が周波数分布を

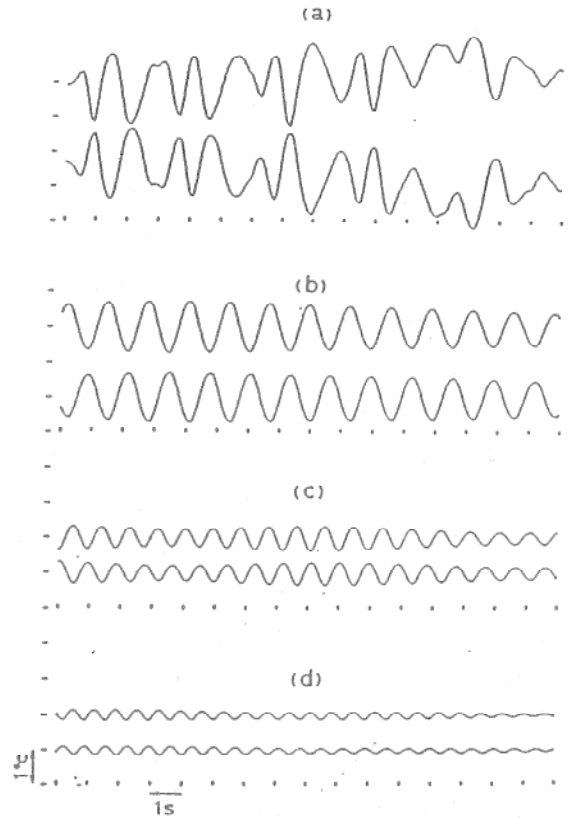


図2 温度攪乱波形 $Q = 20.4\text{W/m}$ $x' = 20\text{cm}$, $y = \pm 5\text{mm}$ ($G = 147$)

- (a) 生の温度変動
- (b) $f_1 (= 0.8\text{Hz})$ 成分
- (c) $f_2 (= 1.1\text{Hz})$ 成分
- (d) $2f_1$ 成分

もっていても、時間の経過と共にその中で最も大きい増幅率をもつ周波数の攪乱が選択増幅される。これは上の結果と矛盾する。恐らく f_1 の周波数をもつ攪乱は反対称攪乱のうち最大の増幅率をもつものであり、 f_2 の攪乱は本来は f_1 の攪乱とは異なるモードに属するものではないかと推察される。更に次の第二の疑問が生じる。周波数 $2f_1$ の倍振動は基本周波数 f_1 の反対称攪乱による Navier—Stokes 方程式の非線型項 $\rho u'_1 \frac{\partial u'_1}{\partial x}$ etc. から生じたものである。それならばこの攪乱は対称な攪乱でなければならないのではないだろうか。

3. 線型安定理論による安定特性

前節においてみた通り、周波数 $f_2 = 1.1\text{Hz}$ の攪乱は $x' = 20\text{cm}$ の高さでは明らかに反対称であるが、もともとはこれとは異なるモードに属する攪乱であったのではないかと考えられる。 $x' < 10$

cmの領域では攪乱は小さくて実験的に検知するのは困難であるが、一方、流速および温度分布はほぼ定常で理論解とよく一致している。またプルームの幅は狭く境界層を形成しているので準平行流仮定の下で線型安定理論が適用できる。図3は計算によって得られた安定特性を表わす図で、実線は対称攪乱について増幅率 α_i ＝一定の曲線群であり、破線は反対称攪乱に関するものである。 $\alpha_i \leq 0$ はそれぞれ、不安定、中立、安定を意味する。横軸のGはそれぞれの高さでの中心流速 V_c 、プルームの厚さの半分 L_c 、および動粘性係数 ν を用いて作られたレイノルズ数 $V_c L_c / \nu$ である。定常解では $V_c \sim x'^{1/2}$ 、 $L_c \sim x'^{2/5}$ であるので $G \sim x'^{3/5}$ である。従って実験において線熱源の発熱量Qを固定すると、Gは高さ x' で定まる。縦軸の β は同じく V_c 、 L_c を用いて無次元化された周波数であり、上の α_i も L_c を用いて無次元化された増幅率である。

図に示されているように、対称攪乱の増幅率は反対称攪乱のそれより1桁小さい。しかしながら図の左端に近いGの小さい(x' の小さい)ところでは、反対称攪乱は減衰するにも拘らず対称攪乱は増幅される領域が存在する。従って、 f_2 の攪乱は本来、極めて小さいGの値の領域で対称攪乱として選択増幅されたものが上昇するにつれて反対称攪乱の不安定領域に入って来て何らかの理由で増幅率のずっと大きい反対称攪

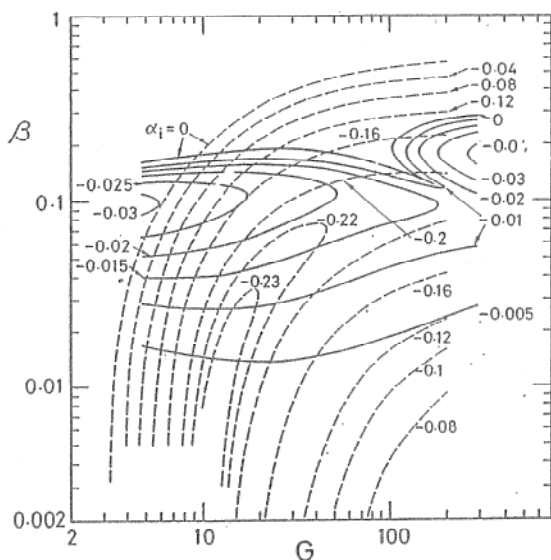


図3 $\beta - G$ 面の一定増幅率曲線
(プラントル数 $Pr=0.7$)
———: 対称攪乱, - - - : 反対称攪乱

乱に転化したものと考えられる。また $2f_1$ の倍振動攪乱も、この反対称攪乱の不安定領域で対称攪乱として発生したものが、上昇するにつれて反対称攪乱に転化したのではないかと考えられる。

4. 対称攪乱から反対称攪乱への転化

自然発生した対称攪乱は増幅率が小さいために、Gの小さい領域では余りにも小さくて検出不可である。そこで熱源のニクロム線に流す電流に小さな脈動電流を重ね合わせて、検出可能な程度的人工対称攪乱を導入した。脈動の周波数は f_2 に近い1.2Hzである。これを $x'=2.0, 4.0, 6.0, 8.0$ cmの高さで対称面から $y = \pm 2.5$ mmの対称な2点でマイクロ熱電対を用いて同時記録した。

図4(a)は $x'=2.0$ cmでの記録で両者は同位相であり、対称攪乱であることが確認される。(b)は $x'=4.0$ cmでの記録で、 $y=2.5$ mm側の温度変動の振幅が小さく、 $y=-2.5$ mmの側のそれはやや大きくなっているが、なおほぼ同位相を保っている。(c)は $x'=6.0$ cmでの記録で $y=2.5$ mm

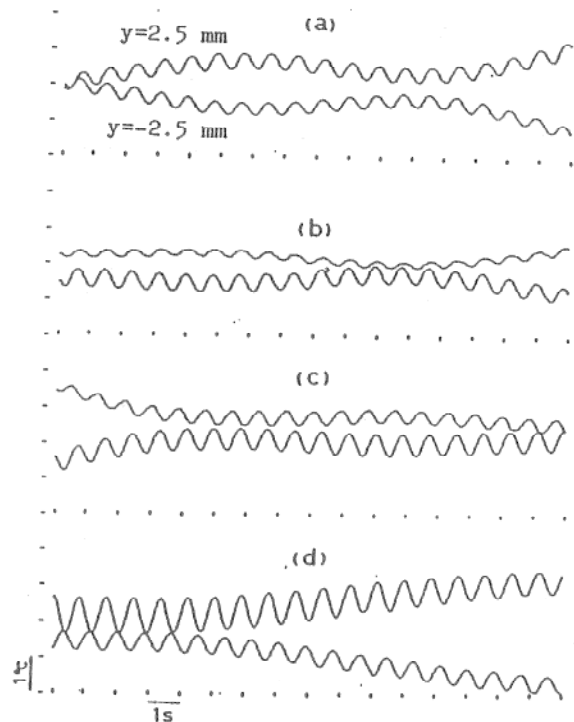


図4 温度攪乱波形 (人工対称攪乱) ($y = \pm 2.5$ mm)
(a) $x'=2.0$ cm, $G=36.4$ (b) $x'=4.0$ cm, $G=54.4$
(c) $x'=6.0$ cm, $G=69.1$ (d) $x'=8.0$ cm, $G=81.8$

側の振幅が回復しているが、驚いたことに位相はほぼ逆転している。(d)は $x' = 8.0\text{cm}$ での記録で、ここではむしろ $y = 2.5\text{mm}$ 側の振幅が大きくなり、位相はほぼ π だけずれて反対称攪乱に転化した!

では、どのようにして対称攪乱が反対称攪乱に転化するのであろうか。それは次のように推察される。ベースになっている定常な流速分布や温度分布は理論的には対称としているが、実験では細心の注意を払っても検出できない程度のゆがみは避けられない。このゆがんだ分布は大きな対称部分と小さな反対称部分からなるであろう。小さい対称攪乱は後者と干渉して極めて小さい反対称攪乱を生ずるが、反対称攪乱に対する増幅率の方が圧倒的に大きいため、やがてこの反対称攪乱の方が観測にかかる迄成長するものと思われる。2. でみた f_2 , $2f_1$ のピークに対応する攪乱がいずれも反対称攪乱であったことは以上のようにして納得される。

5. あとがき

自然発生する対称攪乱は検出不可能である以上、上の推察はあくまでも状況証拠に基づくものでしかないことは勿論である。

流体现象は日常身近かにいくらでもあり、流体力学はすでに確立された学問だと思っておられる人も多いかも知れないが、実はなかなか説明の難しい面白い問題がまだまだ多いことを知って頂ければ幸である。

参 考 文 献

- 1) H. Yosinobu et al. ; J. Phys. Soc. Jpn., Vol. 47 (1979) 312.
- 2) S. Wakitani & H. Yosinobu; J. Phys. Soc. Jpn., Vol. 53 (1984) 1291.
- 3) S. Wakitani & H. Yosinobu; Fluid Dynamics Res. Vol. 2 (1987) 139.
- 4) S. Wakitani & H. Yosinobu; Fluid Dynamics Res. Vol. 2 (1988) 243.
- 5) K. Stewartson & J.T. Stuart; J. Fluid Mech. Vol. 48 (1971) 529.