

7. 何故，層流安定問題の固有値解が，実験と合わないのか。－固有値解析の限界。

7.1 Dancing flame と Rayleigh の変曲点不安定理論

19 世紀後半の頃です。まだ，エジソンの白熱灯は発明されておらず照明にはローソクや我が国では行灯が使われていました。当時ピアノの音に合わせて近くにおいたローソクの炎が揺らめくのに気付いた人がいました。Dancing flame です。この不思議な現象を説明しようとして，Rayleigh(1880)は**変曲点不安定理論**を思い付きました。彼の理論は流体を非粘性流体としての結果です。今回の講演で私が記憶しているこのエピソードの出典を確認しようとしたができませんでした。Rayleigh の理論は，流体の流れが外界からの刺戟で乱れるという最初の理論で，有名な Reynolds の実験(1883)に先立つ**微小擾乱による安定問題**の始まりでした。この考え方は 1 世紀にも亘って流体力学を支配し続けました。

7.2 Reynolds(1883)の乱流遷移の実験と Reynolds Eqs.

これは乱流研究の始まりとなる画期的な実験です。でも，先駆者がいました。ドイツの Hagen(1840 頃)です。Reynolds は数年後，流速を平均流成分と変動成分に分けて表し，レイノルズ応力や Reynolds Eqs.を導いています。

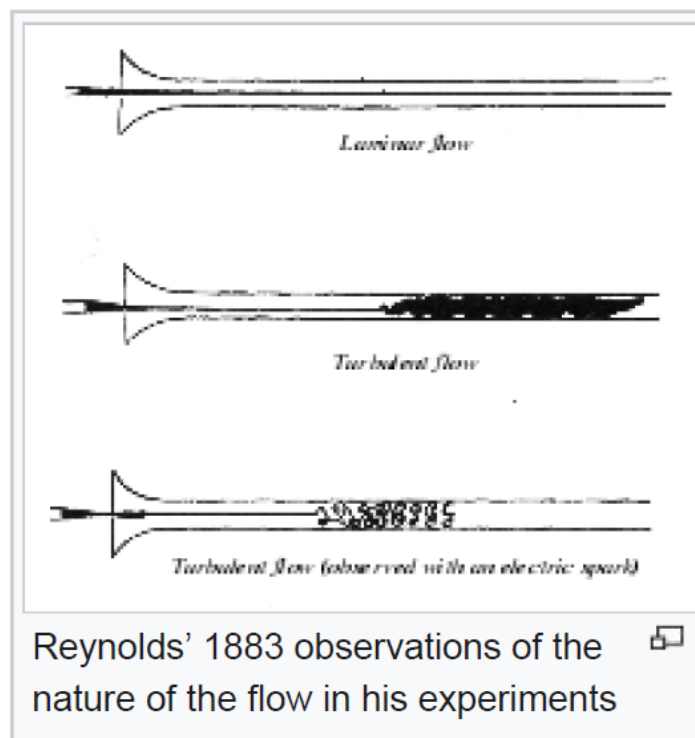


Fig. 7.1 : Reynolds(1883)の実験

7.3 Orr-Sommerfeld Eq.

層流流れの安定. 遷移問題は長らく固有値解として取り扱われてきました.

NS 方程式を線形化し, 流関数に関して著した式が, 有名な Orr(1907)-Sommerfeld (1908)方程式で, 安定問題の出発点です. 流れに微小擾乱が与えられるとき, それが発達するか否かを固有値問題として解くのです.

なお, 粘性流体の方程式に現れる無次元数 $Re=UD/\nu$ を **レイノルズ数**と呼ぼうと提案したのは Sommerfeld(1908)です.

$$\begin{pmatrix} u'(x, y, t) \\ v'(x, y, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \Psi(x, y, t)}{\partial y} \\ -\frac{\partial \Psi(x, y, t)}{\partial x} \end{pmatrix}, \quad \Psi(x, y, t) = e^{ik(x-ct)}\phi(y)$$

Orr-Sommerfeld の方程式

$$(U - c) \left(\frac{d^2}{dy^2} - k^2 \right) \phi - \frac{d^2 U}{dy^2} \phi - \frac{1}{ikR} \left(\frac{d^2}{dy^2} - k^2 \right)^2 \phi = 0$$

$$\phi(y = \pm 1) = 0, \quad \frac{d^2 \phi}{dy^2} \Big|_{y=\pm 1} = 0$$

中立曲線

$$\text{Im} [c(Re, k)] = 0$$

答えは

$$u \propto \exp(ik(x-ct))$$

の形になります. c の虚数部が正であれば, 擾乱は対数的に急激に増幅します.

しかし, 多くの場合, 層流流れの固有値解析解は実験値と合わないか, 極端な場合(pipe flow, Couette flow)には実験では低いレイノルズ数で乱流化するのに, OS eq.の固有値解析解では安定($Re_c=\infty$)で, 不安定にはならないと言うことでした. 次の表に, 種々の層流の限界レイノルズ数の Orr-Sommerfeld 式の固有値解と実験結果の比較を示します. 最も単純なパイプ流やクエット流では, 理論値は ∞ で不安定になりません. 量子力学の創始者である Heisenberg(1924)が, その直前に師の Sommerfeld のもとで 2 次元ポワズィユ流の安定問題を解き, 後に Lin(1945)らが得たより正確な理論値に近い結果を得ているのは, 僥

倅といわなければなりません(本書 p.127).

Critical Reynolds numbers (Re_c , Re_δ)

	OSeq の固有値解	実験(Re_c)	数値シミュレーション
Poiseuille flow (2D)	5,772(Orszag 1971)	不安定(1,000~8,000)	□500(Orszag & Patera 1983)
Poiseuille flow (pipe)	∞	不安定 □2000	
Couette flow (2D)	∞	不安定 360	
	(安定, 不安定にはならない)		
Boundary Layer	420	420	

表 7.1: 安定問題の理論値と実験値の比較

7.4 非線型解析

そこで考えられたのが非線型解析です. しかし, これでも実験と合いません. やや複雑なのと, 結局は上手く行かなかったので式は省きます.

7.5 境界層の場合の理論と実験

比較的理論と実験が合う平板に沿って発達する境界層の場合について, レイノルズ数と擾乱の波数と微小擾乱の発達率の理論曲線(安定一不安定図)を示します. この図中の横方向の線はある 1 点におかれた熱線計の出力信号のトレースです. 時間と共に, あるいは境界層の発達と共に, 横軸のレイノルズ数が増加するので太い線で示された中立点を過ぎると熱線の信号の振幅が増加し始めます. もし擾乱の振幅が十分大きくなれば, 擾乱は非線型域に達し, 遷移過程を経て乱流状態になります.

しかし, この図の上の線のように増幅域が狭ければ, 流れは再び安定域に入り, レイノルズ数が大きくなったにも係わらず, 減衰することになります.

ここ迄は, 早くから皆気付いていました.

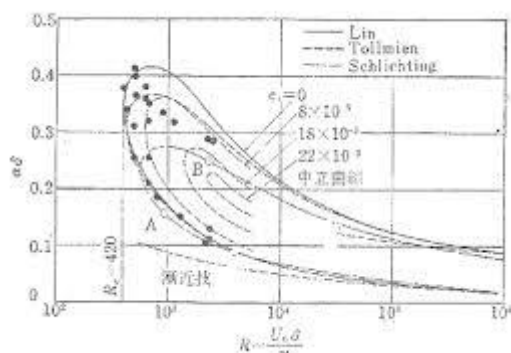


Fig. 7.2: 中立曲線と不安定曲線

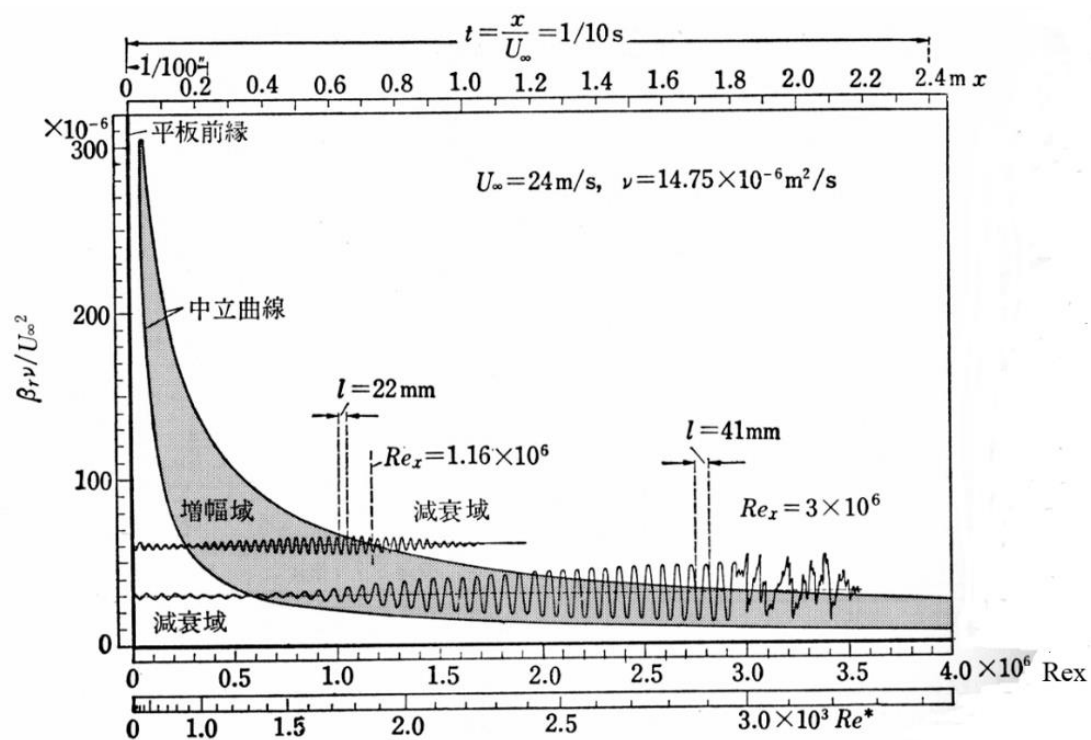


Fig.7.3: 振動数 βr の攪乱波の増幅・減衰過程 (Tietjens による)

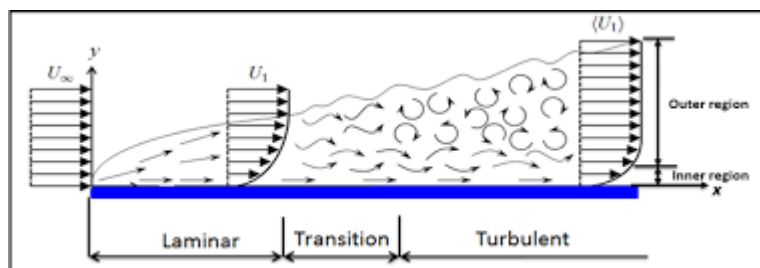


Fig. 7.4: 境界層の遷移過程

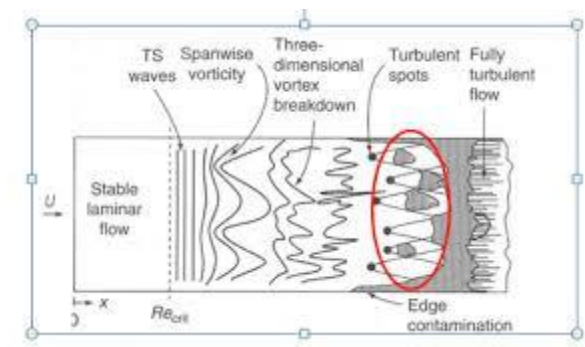


Fig. 7.5: 境界層の遷移と乱流の発達

7.6 過渡域での擾乱の発達と乱流化

長い間, 壁乱流の安定問題は, 線形化された 2 次元 Navier-Stokes 式から導かれる Orr-Sommerfeld 方程式の固有値問題として取り扱われてきました. 固有関数は exponential function(指数関数関数)です. 固有値解析は, 時間が十分経過した状態での解であることを, それまでは余り考慮していなかったのです.

Fig. 8.6 は, 横軸 t (time) または x (distance) を, 縦軸は擾乱の振動数, 図中の振動する曲線(トレース)は熱線信号を表します. 指数関数は初めは大した増加を示さない様に見えるけれども, 増え出すと急激に増加し始めます. これに対して直線的増加は, 最初は指数関数と較べると確実に増加して行くように見えるが, やがて指数関数の増加に追い越されます.

ところが, 安定問題では **3次元微小擾乱** が時間空間的に直線的に発達することが, Landahl(1980)により示されます. 指数関数は変数(時間)が大きくなると急激に増加しますが, 変数が小さい区間ではその増加は微々たるものです.

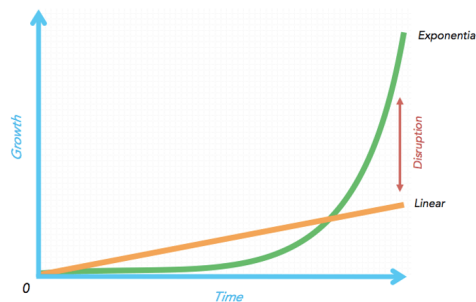


Fig. 4.6: 指数関数的増加と線形増加の比較(shikumikeiei.com)

擾乱の早い段階(過渡域 Transient stage)で, 線形的増加が固有値解である指数関数的増加より大きければ, この段階で微小擾乱は非線型領域の発達に移行し, 流れは乱流化します.

壁乱流の安定問題では, 通常のモード解析(normal mode)の方法では擾乱の初期変化が説明できないので, 過渡状態での **3次元微小擾乱** の発達が重要であると気付いた人達の論文が, Landahl(1980)論文から 10 年遅れて, 1990 年頃からボツボツ表れるようになります.

Berg & Brosa (1988)

Gustvson(1991)
 Butler & Farrel (1992)
 Reddy & Henningson (1993)
 Trefethen et al.(1993)
 Luchini (2000)
 Schmid & Henningson(2001)
 Cherbini et al. (2010)

などです.

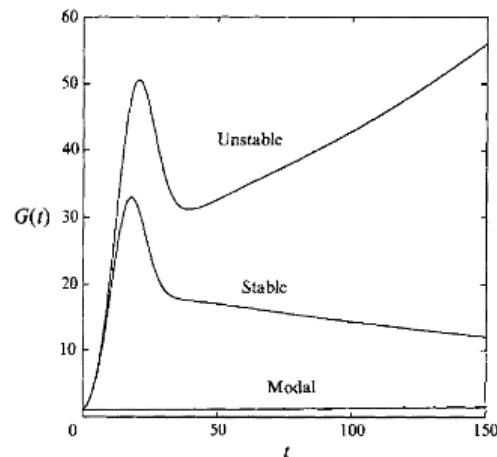


FIGURE 9. Plot of $G(\alpha, 0, R, t)$ for stable and unstable Poiseuille flow. The stable case corresponds to $\alpha = 1$ and $R = 5000$, and the unstable to $\alpha = 1$ and $R = 8000$. The curve labelled 'Modal' is a plot of the perturbation energy in the case where the initial velocity is the normalized eigenfunction corresponding to the unstable eigenvalue for $\alpha = 1$ and $R = 8000$.

Reddy & Henningson 1993 JFM, Fig. 9

Fig. 7.7: 不安定. 安定の場合のエネルギーの増加関数 $G(t)$ の時間変化. モード解析の増加は極めて少ない. Reddy & Henningson (1993)

こうした解釈, 理解は徐々に認められ, 2010 年頃には定説となります.

3次元微小擾乱の変化は, **線形化 Navier-Stokes 式**を解くことで得られます. これは Orr-Sommerfeld 方程式より複雑です. 線形化 Navier-Stokes 式については, Lin(1961), Schenstad(1960), Di Prima & Habetler(1969), Butler & Farrell(1992)などを参照していただきたい.

良く引用されるのは, Butler & Farrel (1992)や Reddy & Henningson (1993)ですが, 分かり易いので Schmid(2007)から図を引用します. 横軸がレイノルズ数, 縦軸が擾乱の波数です. この図の右上の方にある黒い太い線が, 固有値解析で得られる限界中立曲線で, その内部が微小擾乱の増幅域です.

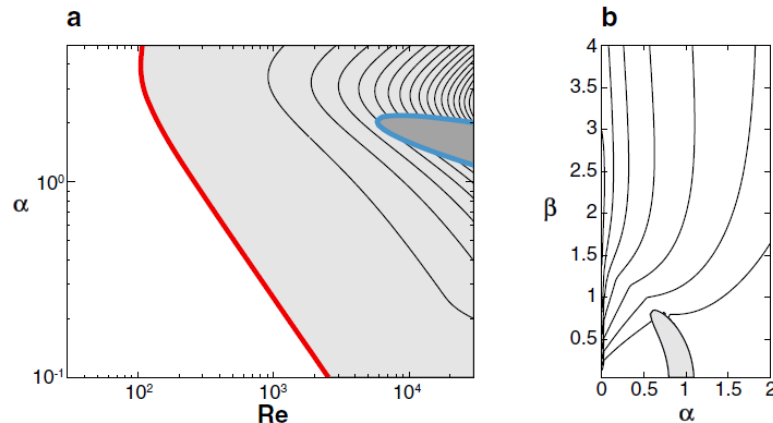


Figure 4

Parameter study of transient growth for two- and three-dimensional plane Poiseuille flow. (a) The neutral curve of two-dimensional plane Poiseuille flow (blue line) delimiting the area of asymptotic growth (dark gray) from the area of asymptotic decay (light gray and white), and the curve (red line) delimiting the area of transient growth, but asymptotic decay (light gray) from the area of no transient growth (white). The well-known critical Reynolds number $Re_{crit} = 5772$ can be easily determined from the graph. In the light gray area, the contour levels of G_{max} range from 10 to 170 in steps of 10. (b) Maximal transient growth of energy for plane Poiseuille flow at $Re = 10000$ as a function of the streamwise (α) and spanwise (β) wave number. The largest transient growth occurs for perturbations with no streamwise dependence ($\alpha = 0$). The gray area in the $\alpha - \beta$ -plane indicates parameter combinations for which asymptotic exponential growth is found. The contour levels are 250, 500, 1000, 2000,

Fig.78: Poiseuille flow の安定. 不安定曲線ーレイノルズ数と波数の関係.

右やや上の角状の青色線は漸近的増加域(濃い灰色)と漸近的減衰域(淡い灰色と白色)の境界, 下の横軸から左に大きくカーブする赤線は漸近的には減衰するが, 過渡的には増加する領域と過渡的増加がない領域の境界線. α, β は,それぞれ流下方向とスパン方向の波数. Schmid(2007, *Ann. Rev. FM*)

7.7 Bypass Transition

乱流状態が, 臨界レイノルズ数より低いレイノルズ数で発生することは, 早い段階で知られていました. これを Morkovin(1969)は **bypass transition** と名付けました. どんなに風洞の自由流の乱れを押さえても, 境界層は理論値よりも低いレイノルズ数で乱流化するのです.

7.8 結論

今から振り返ると, 壁に沿う層流の安定問題, 壁乱流への遷移問題の解決には, 随分と回り道をしたように思います. 私見ではありますが, OS eq.を解くのに, 解の形を $\psi(x,y,t) \propto \phi(y)\exp(ik(x-ct))$ と波動型に決めて解いているのですから, 当然です. 任意の関数は Fourier 展開で表せるとの思い込みの「虚」を突(衝)かれた感じです.

7.9 十分に発達した乱流

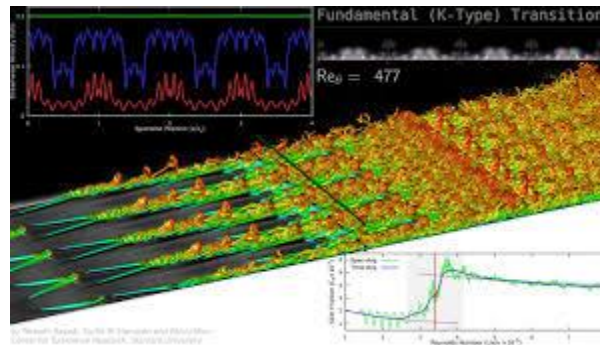
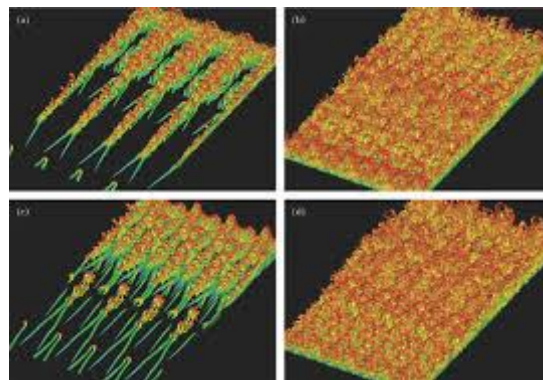


Fig. 7.9: Transition to turbulence | Center for Turbulence Research. ctr.stanford.edu



Fundamental and subharmonic transition to turbulence in zero-pressure-gradient at-plate boundary layers | IAHR Media Library iahrmedialibrary.net

Fig. 7.10: 乱流境界層の発達. ヘアーピンの林

8. 乱流の対数分布則は正しいか？

私達は壁乱流の対数則を何の疑いを持たずに受け入れています。でも、本当にそうなの
でしょうか。ここでは、壁乱流の流速分布についての最近の話題を取り上げてみます。

8.1 乱流流速分布の混合距離理論は、間違っている？

壁乱流の粘性底層,バッファ層に続く乱流域の流速分布は, 対数分布則 log-law で表されます. この分布則は, Prandtl(1926)の混合距離理論(mixing-length theory)によるもので, 剪断応力は

$$\tau = \ell^2 |dU/dy|$$

と表される. ここで, $\tau = \tau_0 = \tau_{\text{wall}}$, 混合距離 $\ell = \kappa y$ と仮定すれば, 直ちに log-law が導かれます. 混合距離という考えは 19 世紀末からの気体の分子運動論からの類推であり, 実際の乱流現象を余りにもモデル化し過ぎているとの批判が以前からありました.

Izakson(1937)や Millikan(1939)は, 粘性底層,壁近傍の「壁法則」と「速度欠損則」を接続する流速分布式として対数則の導き方を提案しました(日野 1992, 木田, 柳瀬 1999).

●疑問

混合距離理論は Prandtl(1926)によるもので, それから直ぐに対数分布則が導けるのに, それより後に発表された Karman の力学的相似理論からの(少々)式形の異なる対数分布則の中の係数を Karman constant と呼ぶのか? この点は永らく以前からの疑問でしたが, 今回 1930 頃の文献を丹念に調べて疑問が解けました. 朝倉書店の HP へ入り, その「乱流の科学」へ進み,「補遺」に詳しく述べています.

8.2 何故, 乱流の log-law 解は統計平均的に安定なのか.

何故, 乱流の log-law 解は不安定にならないのか.

私達は, NS 方程式の解である層流解が, レイノルズ数が大きい場合には不安定化し, その状態を保ち得ないことを, 何故か理論的に追求し, 答えを見いだしました. しかし, これと同じこと, つまり一度乱流状態となった流れが, 統計的に一定の形, 流速分布を持つのか, 別の言葉で言えば, 「乱流の流速分布が log-law, power-law のような一定の形を保つのか」には疑問を持ちませんでした. この疑問と乱流流速分布渦対構造は, 剪断流の何処にでもあることが, Mozuno & Jimenes(20(2013))により, また**対数分布が持続性をもつ**ことが Del Alamo & Jimenez(2006)により示されました.

私の疑問提出の形と表現は異なりますが, この問題に取り組んだのが del Alamo & Jimenez(2006)です. 彼らは, 経験公式である渦粘性係数を用いて, まず乱流場を求め, これが Laufer(1952)の実験値と合うことを確かめた上で, スパン方向の幅が乱流を維持出来る最小の幅の乱流場の場合にどのような擾乱が最も発達しやすいか, 言い換えるならば乱流場の安定性を検討し, それが流下方向に長く延びた縦渦であることを示しました. この流下方向に長い渦は, Balakumar & Adrian(2007)や Marusic & Adrian (2013)が言い出した **LSM**=Large Scale oltion や **VLSM**=Very Large Scale Motion に相当するでしょう. この図

はスパン方向の縦断面で交互に並ぶ高速、低速の縦渦列を示しています。
見方によっては、木下(1967)が 航空写真から発見した洪水時の河川の縦渦列にも似ています。しかし、私は木下の縦渦列はアスペクト比(水路幅/水深)が大きい開水路に発生する縦渦」であると考えています。

8.3 乱流構造からの最近の研究

a) Townsend(1951)の attached eddy hypothesis

Townsend(1976, p.152)は、「流路の速度場の主要渦は、壁面に達する持続的な(persistent)組織的流れのパターンであり、それらは壁面に付着(attached to the wall)し、自己相似(self-similar)である」と仮定しました。この Townsend の付着渦仮説は、発表後数十年間は殆ど注目を引きませんでした。Attached eddy があるので、detached eddy も勿論あります。

しかし最近になって、Townsend(1976)の付着渦(仮説)モデル(AEM=Attached Eddy Model)の考えに基づく、運動量一様帯(領域)(UMZ=Uniform Momentum Zones)の存在を確認し、壁乱流のコヒーレント構造,自己相似秩序構造から、log-law を導く実験的あるいは理論的な研究が、多数行われるようになりました。Townsend(1976)の付着渦仮説は、レイノルズ数が十分に大きい場合に漸近的に成立するのであり、従って、付着渦仮説は乱流消散が考慮されない非粘性モデル、運動学的(kinematic)記述で、力学的なモデルではない。しかし、力学的なシステムとの関連付けがなされるように成りつつある。

b)実験からの証拠

Dennis & Nickels(2011a)はステレオ PIV を用いた 3D データから、del Álamo et al.(2006), Lozano-Duran & Jiménez(2014), Hwang & Sung(2018)は数値シミュレーション。データの解析から、付着渦仮説の成立を実証しています。

c) Navier-Stokes 方程式からの Townsend attached eddy 仮説の導出

この点についての最初の論文は Busse(1970)で、変分法により壁面への最大運動量輸送は付着渦によると結論しています。次いで、Klewicki ら(2009, 2013)は、平均化 N-S 方程式の不変解(invariant solution)は、自己相似秩序解であることを示しました。Del Álamo & Jiménez(2006)は、乱流粘性を用いた線形化 N-S 方程式から、線型遷移増幅モードは自己相似であることを導いています。この他、Hwang & Cossu(2010), Hwang(2015), McKeon & Sharma(2010), Sharma & McKeon (2013), McKeon(2017), Moarref et al.(2013)も、対数平均流速分布則成立は自己相似モードによるとしており、Zare et al.(2017)も N-S 方程式から、乱流をモデル化する渦構造を求めています。

8.3 Lie 群論による Reynolds 方程式の解 — 壁乱流の流速分布式への Lie 群

論の応用—群不変量, 対称性

平均流速分布式や変動流速の 2 次相関を, Lie 群論により N-S 方程式(レイノルズ方程式)から導くことができることがここ数年の研究から明らかになりました. この方法の特徴は, 古典的な混合距離. 幾何学的相似性. 壁法則などの仮説, 現象論的仮定を必要としないことです. 元々解くべき基礎方程式であるレイノルズ方程式は閉じておりません. レイノルズ応力など, 2 次の項が新たに加わり, これを求めようとする 3 次の項が現れる所謂「完結問題」となります. レイノルズ方程式を群論により解く場合も同じです. 兎も角, 次に述べるように成功例が出てきました.

しかし, 現在のところ N-S 方程式(レイノルズ方程式)からの群論による乱流構造の導出はできておりません.

a) 壁乱流の平均速度分布を N-S 方程式(レイノルズ方程式) から理論的に導くことは, 最初に Yajnik(1970)により Lie 群論を用いて試みられ, 漸近法(asymptotic method)により「壁法則」が導出され,これを Mellor(1972)が発展させました.

b) Ünal, G. (1994,1995)と Ibragimov,N.H. & Ünal(1994)は, Kolmogorov の慣性領域仮説(エネルギー消散の不変性)に対して Lie 群論を応用し, N-S 方程式の対称性を調べこの方程式の解が存在することを示し, エネルギー消散率不変性のもとに結合スケール群(combined scaling group)を提案しました.

Oberlack (2001)は, N-S 方程式の Lie 群論解析(平均流速分布の対称性)から, 壁近傍の Karman 則(log-law)だけが唯一の有義な自己相似平均流速分布解ではなく, セットとして管路の中央部や壁近傍,粘性底層では代数則が存在することを示しました. 続いて Lindgren, Osterlund & Johansson (2004) および Marati et al. (2006)が理論を展開している. 彼らが平均流速を群不変性としたのに対して, She ら(2017)は応力長さ関数(stress length function)の群不変性に着目した.

c) She, Chen & Hussain(2017)は, まず, レイノルズ平均方程式(RANS)の dilation-group 不変性を確かめた後, Lie 群論の対称性解析から応力長さ関数の多層公式(multi-layer formula for the stress length function)を導き, (不変量に関する平均運動量方程式は閉じていないので)応力長さとその微分に関して群不変性仮説を立て, 平均剪断, レイノル

ズ応力，流れの全領域にわたる平均流速の多層解析解を陽的形式で得た．

Reynolds 応力 $W = -\langle u'v' \rangle$ は、動粘性 ν_T を用いて

$$-\langle u'v' \rangle = \nu_T S = l_{uv}^2 S^2$$

$$l_{uv} = \sqrt{W}/S$$

$$S = \partial U / \partial y$$

ここに，普通混合距離と呼ばれる l_{uv} を彼らは応力長さ関数と呼んでいる．ここでは， l_{uv} を単なる定義として扱う．She らは scaling として

$$\text{乱流粘性底層} \quad l_{uv} \propto y^{3/2}$$

$$\text{バッファー層} \quad l_{uv} \propto y^2$$

$$\text{重複領域} \quad l_{uv} \propto \kappa y$$

$$\text{コア層} \quad l_{uv} \propto \text{const.}$$

を得ている．この結果は，She et al.(2017, p.340, Table 1)に詳しく纏められている．

このような多層構造は，運動エネルギーの平衡関係に対応している．エネルギー生産 (SW), 消散 (ε)，および場所的輸送効果 (Π_p) とすると，平衡関係 $SW + \Pi_p = \varepsilon$ において

$$\text{粘性底層では} \quad SW \ll \varepsilon \ll \Pi_p$$

$$\text{バッファー層では} \quad O(SW) \ll O(\varepsilon) \ll O(\Pi_p)$$

$$\text{バルク域では} \quad SW \ll \varepsilon \gg \Pi_p$$

$$\text{コア層では} \quad SW \ll \varepsilon \ll \Pi_p$$

Karman 定数は普遍値か？

この理論から，Karman 係数 κ は水路，管路，境界層(channel, pipe, boundary layer)に共通する**普遍値(universal constant)**であることが導かれるが，様々な研究者による実験データから求められた κ 値はバラツキが大きい．これは， κ 値を求める際の範囲の選び方の違いに原因がある(Alfredsson et al. 2013, Segalini et al. 2013)．同一のデータ(Priston Super Pipe のデータ)を使ってさえ，研究者により κ 値は異なる．She らの理論では，恣意的に範囲を指定する必要はなく，

$$\kappa = 0.452$$

と決定されます．

乱流は，与えられた初期条件．境界条件のもとで，対称性が最大となる状態である(仮説)．

いずれにしても，レイノルズ方程式を解くわけで，この式は閉じておりません．何らかの方法で式を閉じなければなりません．所謂「**完結問題**」です．

Oberlack (2001)は，N-S 方程式の Lie 群論解析(平均流速分布の対称性)から，壁近傍の Karman 則(log-law)だけが唯一の有義な自己相似平均流速分布解ではなく，セットとして管路の中央部や壁近傍，粘性底層では代数則が存在することを示した．続いて Lindgren,

Osterlund & Johansson (2004) および Marati et al. (2006)が理論を展開しています。
Oberlack(2001), Osterlund & Johansson(2004), Marati et al.(2006)が平均流速を群不変性としたのに対して, She ら(2017)は応力長さ関数(stress length function)の群不変性に着目した。

8.4 対数則かベキ乗則か

私達は, 長い間壁乱流の対数分布則に疑問を持ちませんでした。所が 1993 年これに対し疑問を呈する一遍の論文が, 大論争を引き起こし, 現在においても対数則派とベキ乗則派の激しい論争が続いています。火を付けたのは Barenblatt(1993)で, 彼は局所レイノルズ数に関する「不完全相似性(incomplete similarity)」の考えから冪乗則「代数則, ベキ乗則(algebraic)」を主張し, 良く知られている対数則は冪乗則に従う曲線群の envelope と密接に関連することを示しました。続いて, George, Castillo & Knecht(1993)は「漸近不変性原理(asymptotic invariance principle)」を応用し, ゼロ圧力勾配乱流境界層の内領域と外領域の重複域はベキ乗則であると示唆します。
これに対して, McKeon らの「対数分布則派」も繰り返し反撃します。詳しくは私の近著を参照してください。

何しろ, 同じ風洞(ハーバード大学の Super pipe)実験を用いても Karman 定数を算出しても, 研究者により結果が異なるのです。また例え, 対数則が成立するとしても, Karman 定数は一定ではなく, 流れの種類(境界層, 管路, チャンネル流)によって違うとか, レイノルズ数 Re によって異なるとかいろいろ疑点があります。これでは, 定数と呼ぶことはできません。
上記の Lie 群論による理論は, この点について決着を付けたと言って良いでしょう。

9. その他の問題

9.1. 粗面の場合の乱流構造とメカニズム

9.2. 順圧力勾配と逆圧力勾配

順圧力勾配: 乱れが急激に減衰する

乱れのエネルギーが主流に戻ったのか=エントロピー増加の法則に反する?

乱れが急激に消滅か?

河川の洪水減少期に相当する=川の濁度が急に澄む

逆圧力勾配: 乱れが急激に増加する。

河川の洪水増水期に相当する＝川の濁度が急に増す

9.3. 渦度場の渦管と渦シート

渦チューブと渦チューブの間で剪断層が作られる
渦シートが巻き上がり
渦チューブが生成する

9.4. Cascade Down と Cascade Up

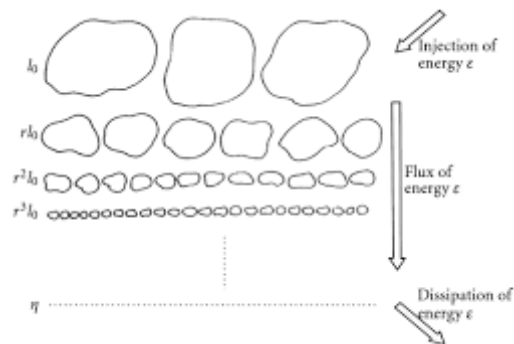


Fig. 9.1 energy cascade (Frisch による)

i)3D では

Cascade Down 僅かに > **Cascade Up**

→ 結果として **Cascade Down**

→ Richardson の渦の詩

→ Kolmogorov エネルギースペクトル —5/3 乗則

ii) 何故 **Cascade Up** が生じるのか？

渦と渦の間の強い剪断場

渦シートの発生と巻き込み

新たな渦管の生成

10. 乱流は制御できるか？

乱流は善か悪か？

善=無くては困る

拡散作用

呼吸ができない

汚染物の拡散，濃度の減少

植物，食料の光合成， CO_2 の取り込み， O_2 の放散

生命の誕生

悪=抵抗損失

- ．乱流遷移を遅れさせる方法
- ．混入物による方法—粒子，気泡，ポリマー，界面活性剤，気泡船
- ．物体の形を変える．表面の材質を変える
- ．能動制御
 - MEMS による方法
 - 流れの方向に進行する波状局面
 - スパン方向に壁面を振動させる
- ．プラズマ．アクチュエーター

実用化の問題点=種々の方法が提案され，実験が行われているが，実用化

は？

- ．製作費用
- ．運用．保守．耐久性

11. 乱流研究は何に役立つか？

輸送パイプライン

消防ホース

気泡船

飛行機の燃料費を半減

エンジンの燃焼効率の向上

温暖化の抑制

感染症 Virus の飛散，拡散低減．aero-biology, 井上栄一の晩年の諸提案，「富岳」

作物，食料生産の最適設計... aero-biology

吊り橋の限界風速の向上，安定化．振動防止

水理学に絞れば，次の様な課題があります．

a. 川

縦渦列

側岸渦 (水平渦)...池田

河床波...Kennedy

欠点=理論,実験の裏付けなしに河床波と土砂輸送量の間には lag を導入

河床波スペクトル... Hino

河川の蛇行... 池田, Parker, 沢井

ボイル... 福岡, 福島, 奥津(1980), 禰津ほか(H21), Hino et al.(1993)

河川形状の変化... 清水ほか(2018)

b. 海

砕波... 斜行渦(灘岡ほか), Watanabe

沿岸流, rip current の発生と海岸地形変化の理論

振動流 Hino et al.(), Hayasi & Oohasi

海塩粒子の発生,

O_2 (海中生物), CO_2 (温暖化ガス)の溶解, 取り込み

c. 植生層... 食物生産, O_2 の供給

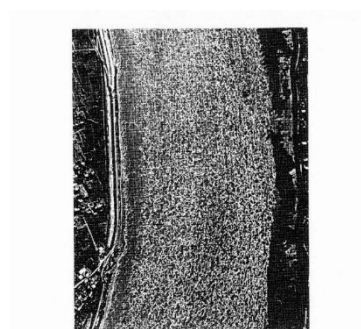
最適植生条件

ほなみ

d. 都市気象... ヒートアイランド現象, 都市豪雨

以下に、幾つかの例を、主に私および私の近辺の方達の研究から示します。例は随分と多くその全てを挙げることは無理なのです。

a. 川



写真一 木曽川の洪水面の泡 1964. 9. 25出水時
撮影(木曽川上流工事事務所提供)

Fig. 11.1a: 河川の縦渦列. 木下 (1998)

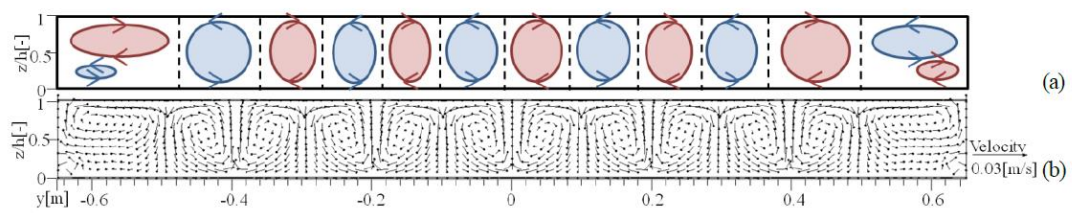


図-3 Case1における二次流セル分布: (a)Blanckaertらの実験結果; (b) 数値解析結果

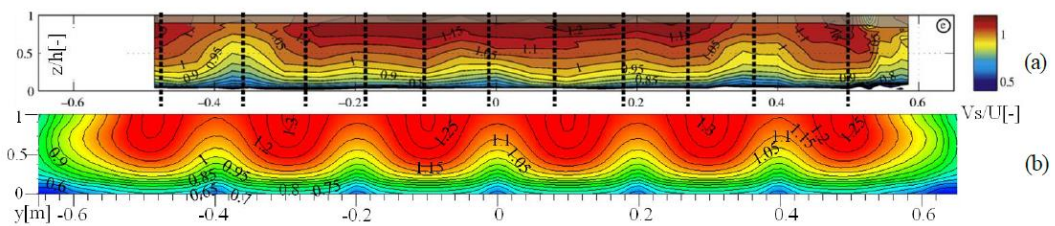


図-4 Case1における主流流速 V_s/U 分布: (a)Blanckaertらの実験結果; (b) 数値解析結果

Fig. 11.2b: 縦渦構造の数値シミュレーション. 鈴木, 木村, 清水 (2015)

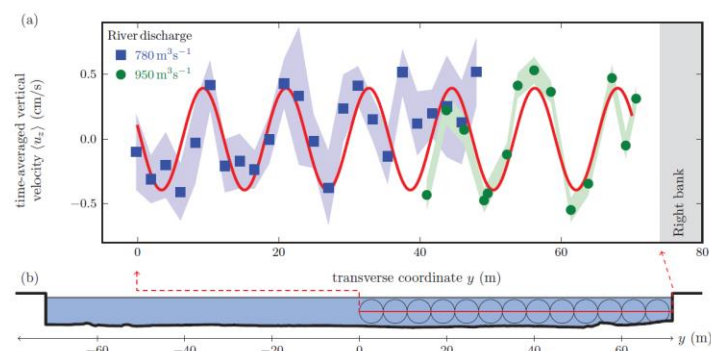


FIG. 4. (a) Time-averaged vertical velocity $\bar{u}_z$ in a transect, at half the flow depth. The shaded envelopes represent the standard error on the mean. The solid curve is a cosine fitted to the data. (b) Topography of the river cross-section at the measurement location (scales are preserved). The distance y is measured from the middle of the channel.

Fig. 11.2c: 音響ドップラー流速プロファイラーによるセヌ川での縦渦の測定.

(上)水深の 1/2 深さの鉛直速度の平均値 $\bar{u}_z$. 陰影の包絡線は平均値の誤差範囲. 実線は cosine 曲線によるデータの当てはめ.

(下)測定断面の河川形状. Chauvet, Devauchelle, Metivier, Lajeunesse & Limare (2014)

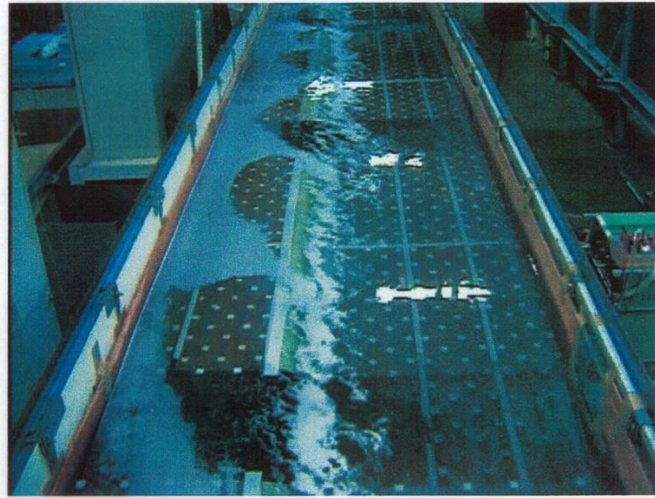


Fig. 11.3: 池田駿介 側岸渦

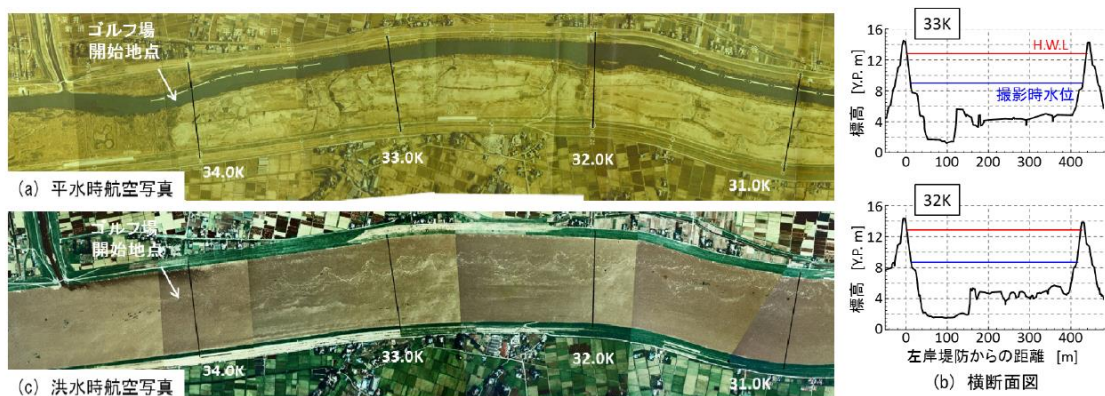


図2 江戸川の解析対象河道および洪水の流況 (河道-B)

石川, 箕浦 2011

Fig. 11.4: 側岸渦, 石川, 箕浦 (2011)

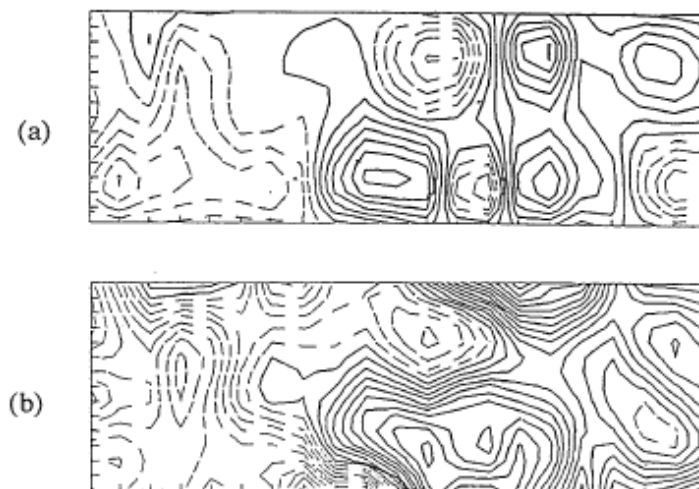


Fig. 8 The contour of the distribution of the vertical velocity in a horizontal plane near the river surface. Depth from the surface ; (a) -0.2m ; (b) -0.6m

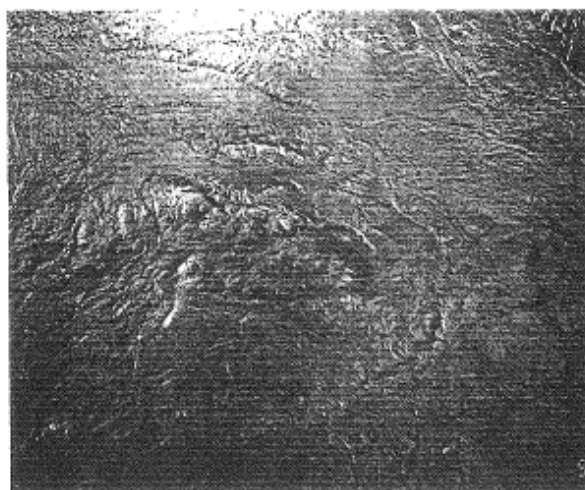


Fig. 9 Photo of the boiling phenomenon

Hino, Meng & Murayama 1993 25th IAHR. 実河川(実河川)におけるボイルと水深断面内の鉛直速度の分布。図11.5に示されている。

Fig. 11.5: 実河川の洪水時のボイルとその時の瞬間流速。日野, 孟, 村山(1993)

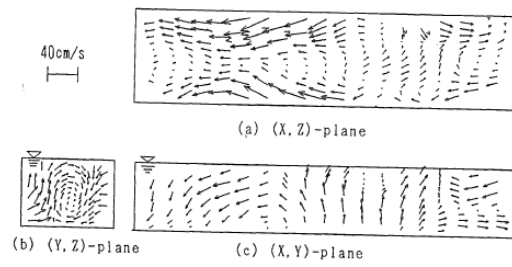


Fig. 6 3D quasi-instantaneous velocity field.
 (a) $y=0.6\text{m}$
 (b) Y - Z components of velocity
 fluctuations below the 'boil'
 (c) $z=3.7\text{m}$

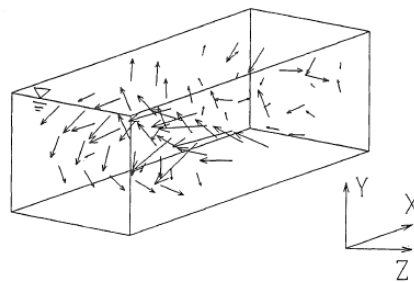
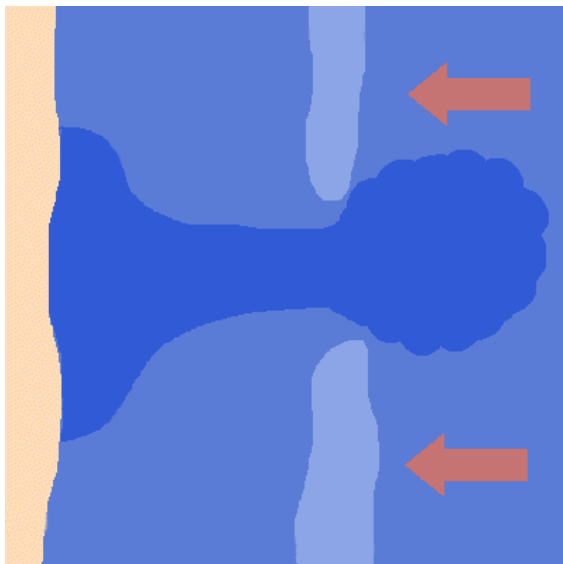


Fig. 7 3D quasi-instantaneous velocity fluctuation.

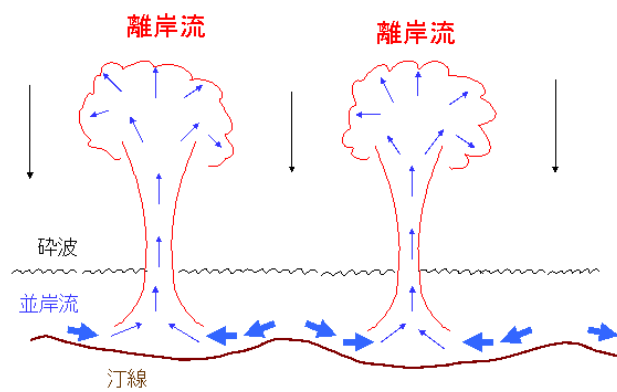
Hino, Meng & Murayama 1993 25th IAHR. 実河川(湊沼川)の乱流構造

Fig. 11.6: 実河川(湊沼川)の洪水時の3次元瞬間流速分布. 日野, 孟, 村山(1993)

b. 海岸流, 離岸流



(a) 離岸流の概念図. Web より



(b) Cusp 海浜と離岸流. Web より

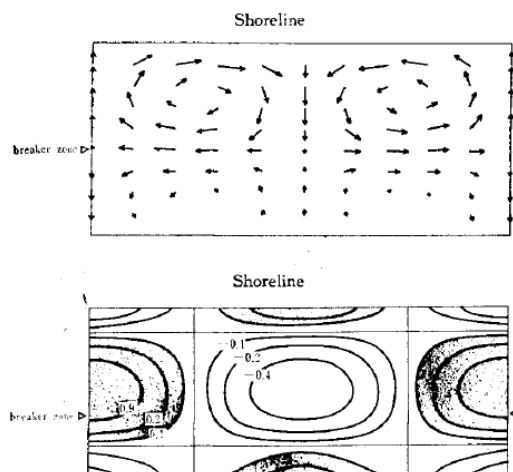


Fig. 5 (a) Cellular pattern of secondary current, (b) perturbation in mean water level and (c) perturbation in bottom topography (the shaded areas are scoured) for the case of $k=1.6$, $\phi=2$, $\theta=0^\circ$, $A=10^\circ$.

(c)波が汀線に直に入射する場合. 海浜流発達と海浜地形(の初期)理論解(Hino)

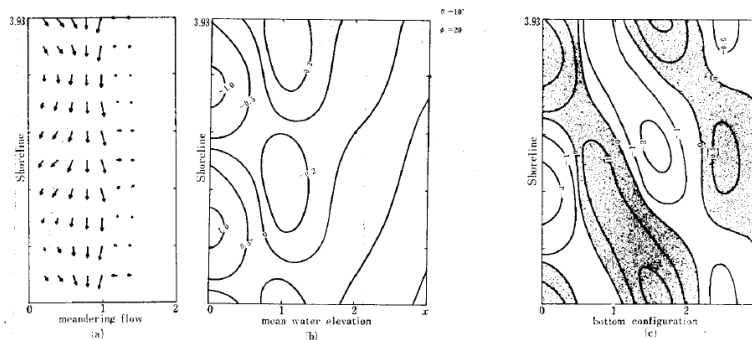


Fig. 8 (a) Meandering flow pattern composed of the basic longshore current and secondary perturbation flow, (b) perturbation in mean water elevation and (c) perturbation in bottom topography (the shaded areas are scoured); for the case $k=1.6$, $\phi=20$, $\theta=10^\circ$ and $A=10^3$.

日野 1974 b

(d)波が斜めに入射する場合. 理論解 (Hino)

安定理論による離岸流の発生と海岸地形の変化. 斜め入射波の場合. 沿岸流の発生と海浜地形. (Hino,日野 1984)

Fig. 11.7: 不安定理論による離岸流と海岸地形の変化. 日野 (1984)

Rip-current とそれに伴う海浜地形の変化は, 安定理論が見事に成功しました.

c.碎波の機構とその効果(省略)

斜行渦 灘岡. 小谷野. 日野
碎波 渡辺 (JFM)

海中への O_2 の取り込み
 CO_2 の吸収
海塩粒子... 雨の核

d.穂波

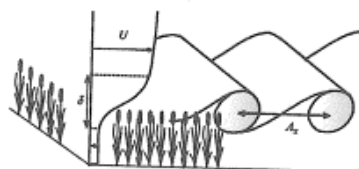


FIGURE 1. Schematic diagram of the mixing layer instability in wind over plant canopies, adapted from Finnigan (2000); δ is the vorticity thickness and λ_x is the dominant streamwise length scale.

Finnigan(2000)

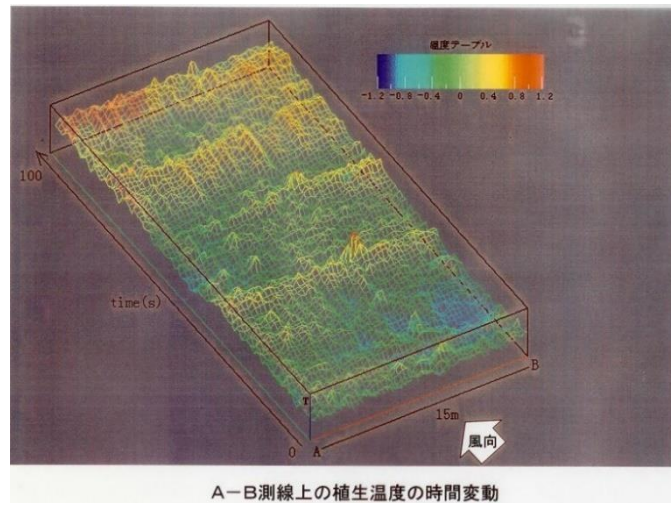


Fig. 11.8a: 池田駿介ほか. ほなみの発生時は横渦. サーモグラフィーによる.

日本流体力学学会誌 ながれ より

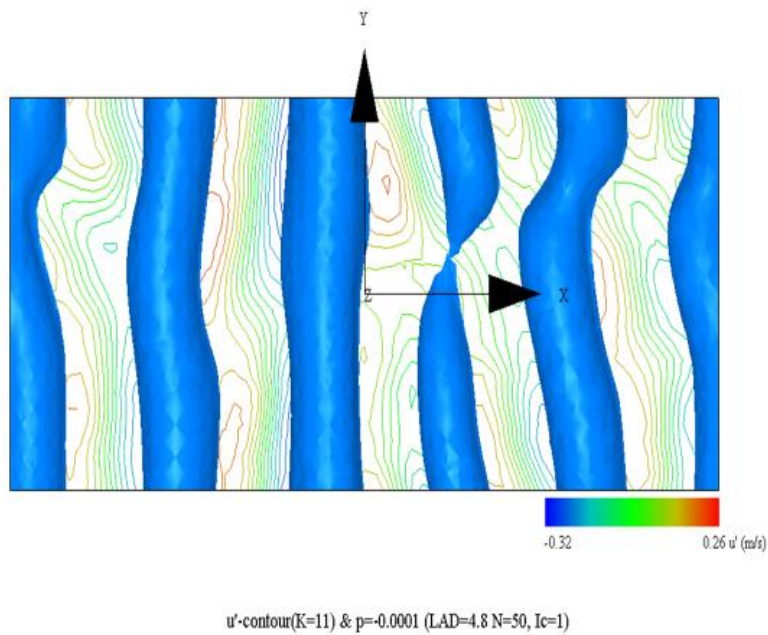


Fig. 11.8b: 数値シミュレーション. 植生層上の横渦=低圧力(青色)と速度変動の
コンター. (Hino)

渦の発生周期

- Ho & Huerre (1984)

$$f \theta / U = 0.032 : \text{hyperbolic tangent}$$

- Hino (2011)

$$f \theta / U \approx 0.04 : \text{log+exponential}$$

Fig. 11.8c:変曲点不安定による渦の発生周期. 理論と数値シミュレーション

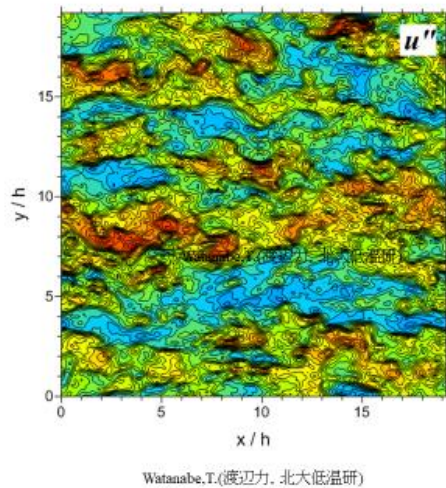


Fig. 11.8d: Watanabe, T. 北大 低温研

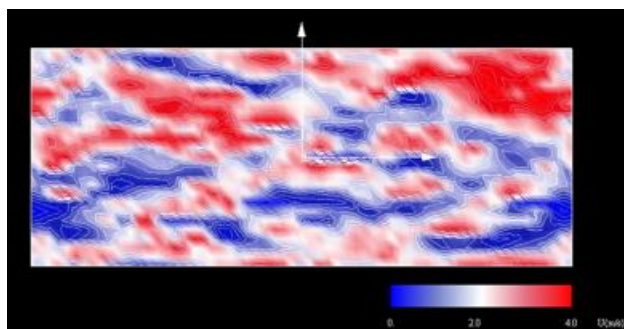


Fig.11.8e:風が吹きつゐる場合、吹送距離が長い場合の植生上の乱流構造(Hino).
d,e は何れも数値シミュレーション.

e. 光合成と気候緩和

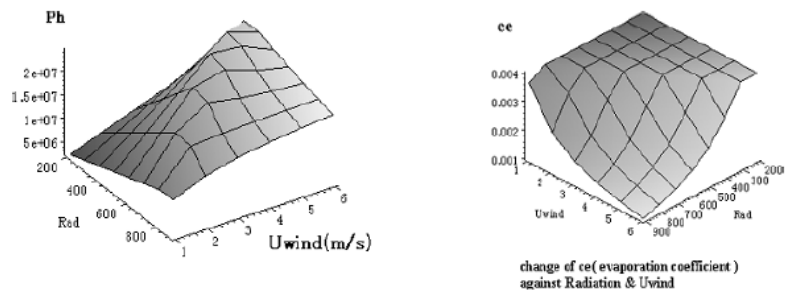


図 10 光合成の最適風速

Fig. 11.9: 光合成(Ph & Ce)の最適条件. 理論計算. 日野(2005)

(矢吹(大阪市大)は, 実測から農作物の生育の最適風速は 5m/s であるとした (農文協). 右図の理論計算と一致する)

f. 都市気象—都市の緑園の気候緩和効果

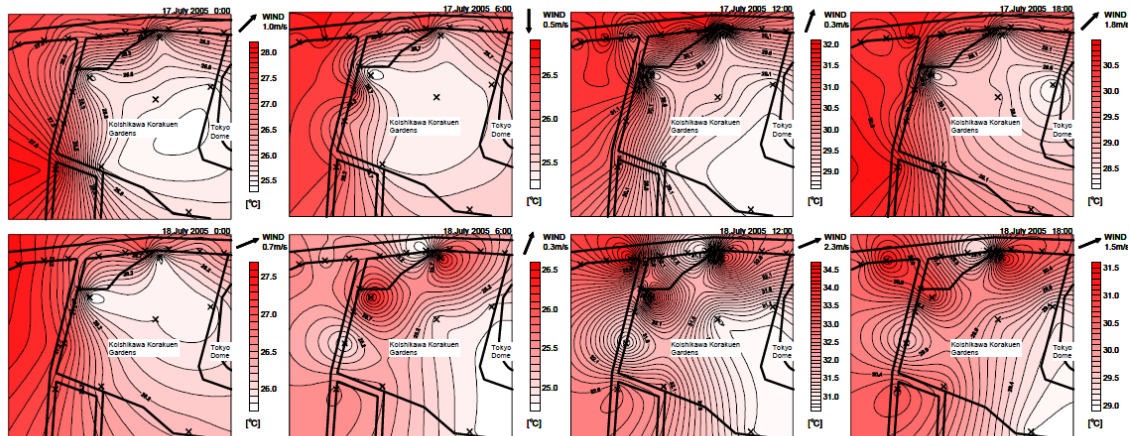


図-10 気温コンター(2005年7月17~18日)



Fig. 11.10:実測による後楽園庭園の気温低減効果. 図化は Kriging 法による.加藤.手計.日野.山田 (水講 2008)

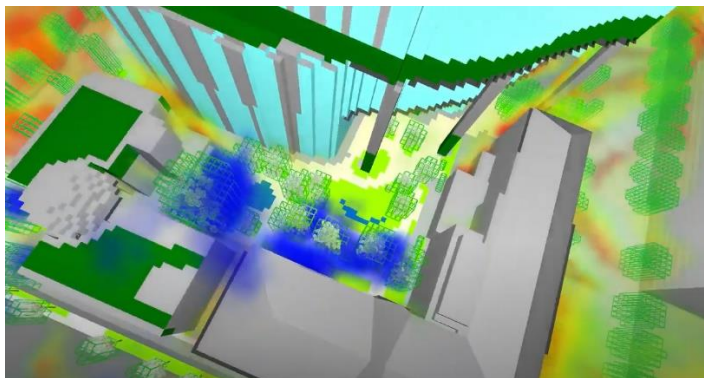


Fig. 11.11:松田景吾(JAMSTEC)による都市の気候緩和の数値シミュレーション
Movie は <https://youtu.be/AI0O-Y3fdPI> を開け

g. 都市気象

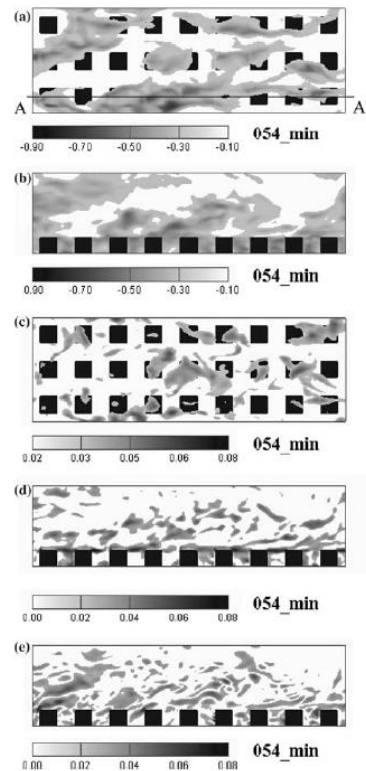
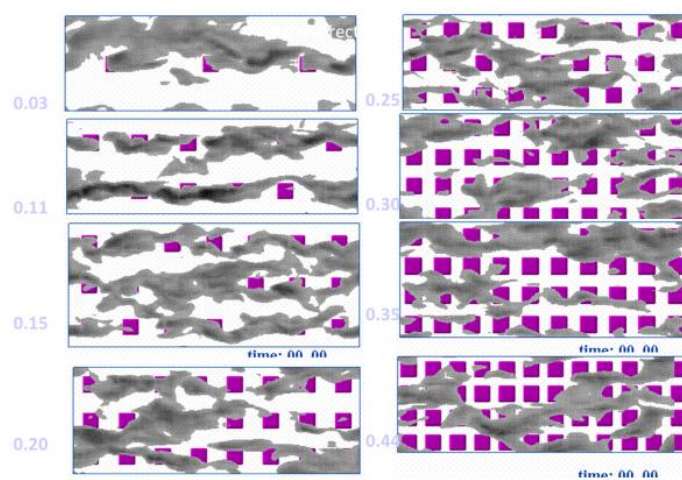


Figure 7. Instantaneous images of turbulent organized structures for the square cube array with $\lambda_p = 0.25$ (run P25). The flow is left to right. (a) $x-y$ horizontal cross-section ($z = 1.1h$) of low speed streaks, which is defined as the region where the streamwise velocity fluctuation $u'' = U - \langle U \rangle$ is negative, (b) $x-z$ vertical cross-section of low speed streaks, (c) $x-y$ horizontal cross-section ($z = 1.1h$) of spanwise vorticity component (ω_y), (d) $x-z$ vertical cross-section of spanwise vorticity component (ω_y), and (e) $x-z$ vertical cross-section of streamwise vorticity component (ω_x). The y coordinate for the cross-sections in (b), (d), and (e) is marked by line A-A' in (a). Gray legends have physical units of m s^{-1} for (a) and (b), s^{-1} for (c), (d) and (e), respectively.

Fig. 11.12: Cube 列で模擬した都市模型による乱流構造. Kanda (BLM 2008)



Coccal, O., Dobre, A. Thomas, I.G. & Belcher, S.E. 2007 Structure of turbulent flow over regular arrays of cubical roughness. *J. Fluid Mechanics* **589**.

Fig. 11.13: Cube 列粗度上の乱流の構造. Cocal et al. (2007 JFM)

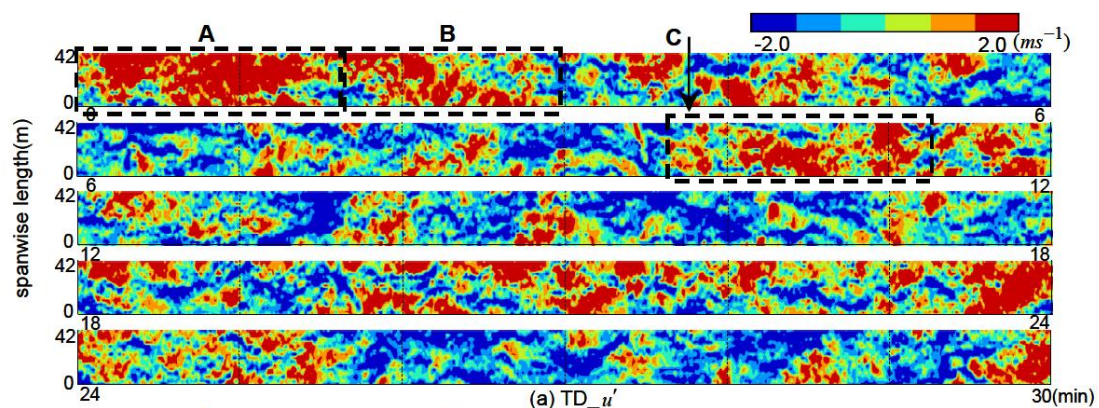


Fig. 11.14: Cube 列で模擬した都市模型による乱流構造. 丸山, 稲垣, 神田 (水講 2008)

12. 参考文献

この講演で引用した参考文献を一々書くページ数が無くなりました. 詳しく知りたい方は, インターネット検索で朝倉書店の HP=Home Page に入り, 拙書「乱流の科学」ファイルを開き, そこでの参考文献欄を参照していただきたい. 本を購入する必要はありません.

=====

18.2 質疑応答 (注)

I)福岡捷二さん(中央大学 教授)

Q1) 水工学の学徒が個々の内容を十分理解できなくても, 自分の研究を進めるうえで, 乱流構造に関する発展と全体像を理解し, 自分の研究の意味, 位置づけを判断するうえで, 大いに役立つものである. そのうえで, 日野先生が, 本書を水工学の学徒にどのように本書を勉強し, 活用してほしいかについて, お考えを示していただきたい.

注) 日野の回答文 A)の中のカッコ()内の部分は, 校正中に補足した文で, 褐色で記されている.

A1) 戦後, 日本の水理学研究の第 1 世代(私はその末尾に連なると思うが)は, 従来は経験や実験から得られた公式を, 理論的解析的に導くことであった. また, 如何に手を付けたら良いか解らない現象を理論的に解明する事が求められた. 従って, 当時は土木も機械も Hydraulics では同じようなことを遣っていた. 事実, 私は若い頃, 機械のある先生に頼まれて機械学会誌に乱流研究の解説. 論説を書いた.

しかし、その後水工学では、環境問題、水資源問題、防災と次々に喫緊の問題が発生し、基礎の研究が疎かになった。事実、最近の乱流の**コヒーレント構造の研究を主導**したのは、機械系、物理系、航空系の研究者で、**土木水理学、水工学系の研究者の貢献は国内、国外共に少ない**。

各人の専門に関わりなく、乱流という不思議で解けそうもないと言われた現象(我々の扱う水や空気の流れは殆どが乱流である)の本質を知って欲しい。でなければ、我々は「置いてき堀」になってしまう。土木水工学は **Science** ではないと**馬鹿**にされてしまう。

乱流研究の成果がどのように水工学に応用されているかの幾つかの例は、講演や原稿に示した。主に環境問題が多いが、防災にも役立つであろう。

数年前、名大の坪木先生が台風発生の数値シミュレーションが出来るようになったと講演で話した。私はすぐに、「では台風の制御も何れ可能になるでしょう」と意見を述べた。講演後、東大海洋研所長の新野さんがやってきて、「自分もそう考えたことがある。しかし、台風の発生は海面温度だけではなく、風のシアーも関係する」と言った。海面温度は人工衛星ですぐ解るが、風の場合は簡単には解らない。それに、降雨の制御は、国際河川の場合と同じく国際問題でもある。雨が降って困る国、被害が出る国、逆に雨が降らなければ困る国の間の協議が必要となる。

現在では、豪雨災害は土木技術だけで解決するのは無理で、政治と法律も含めた対応が必要である。しかし、今世紀末には降雨制御の可能性が幾分か目安が付くと予想している。

Q2) 水工学が扱う水理現象は、複雑境界を有する十分に発達した乱流場が多い。そのためか、流れ場を一次元、二次元平均流、(最近では準三次元平均流)として扱い、流れの抵抗則を Manning 式等の経験式を用いて解くのが一般的であり、この解析法は、河川工学の多くの問題の解決に貢献して来たといえる。

しかし、近年問題が顕在化している土砂移動問題を考えると、乱流構造の特性を十分考慮した解析が必要であり、現状の研究レベルでは不十分であると考え。日野先生が誘導された浮遊砂の土砂濃度によるカルマン定数の変化式は土砂水理に及ぼす乱流構造の役割解明の先駆けであったと思う。

A2) 流速分布が土砂流では変化するのを、「Karman const.が変化する」と捉えるか、井上栄一先生が私に私的に指摘したように「Monin-Obukhov の接地気象理論のように流速分布形が変わった」と捉えるのかの問題もある。北大の板倉 岸は後者の立場で論じている。

残念ながら個体微粒子群を含んだ固液二相流の壁乱流の構造変化の研究はまだないようだ。河川の場合は、河床の変化も含み、且つ河床からの土砂粒子の巻き上げ(ejection)、河床への吹き下ろし(sweep)等、実験にせよ数値シミュレーションにせよ、極めて困難な、し

かしチャレンジ甲斐のある課題である。

しかし、polymer 流の乱流構造の変化の研究は幾つかある。だが、大部分は構成方程式によるもので、阪大の梶島、三宅モデル(ビーズ、ダッシュポッド、スプリング)は主流ではない。このモデルを土砂流に適応すれば良いと思うが、膨大な計算資源が必要であろう。川全体は無理なので、微粒子群の等方性乱流として扱うのが第一歩であろう。このような取り扱いの論文があったようにも思うが、未だのようでもあり記憶がハッキリしない。名工大の後藤さんが、**雲の生成をシミュレート**しているので、調べるか何れ会うときに直接聞いてみる。(その後、記憶を頼りにファイル、ボックスを探した。1 編の関連論文(Abdelsamie & Lee 2012, 等方性乱流で $O(10^6)$ 個の粒子位置を追跡している)が見つかったが矢張り目標とする段階にはない。)

●参考の為に、滑面パイプと粗面パイプの場合の**固気混相流**について述べると、Vreman(2015)では、粒径 $d_p=70\mu\text{m}$, コルモゴロフ径 η とは $d_p \approx 0.45\eta$, 固相の平均体積率 1.092×10^{-4} の場合についてシミュレーションがおこなわれているが、平均流速分布には、粒子混入の影響は全くなく、固液 2 層流(土砂浮遊流)の場合の様な流速分布の変化は見られない。しかし、乱れは滑面でも、粗面でも可成り減衰している。

●今年の JFM 論文に、「**気液混相チャンネル流**」の乱流構造の数値シミュレーション(Hasslberger et al. 2020)があるが、私から見ると、未だ未だ不十分の段階である。しかし、ここまで進んだのだから、あと一歩とも評価できる。いずれにしても、気泡径が大きすぎる。これは、Kidanemariam, A.G. & Uhlmann, M. (2014) の固液 2 相流のシミュレーションと同様で、径が小さい無数(極めて多数の)の気泡や砂粒子を扱うには、「富岳」クラスの記憶容量が大きく、且つ高速のスーパーコンピュータを使用しなければならないからだろう。勿論、高額な計算費用も必要である。「富岳」では、クシャミによる飛沫粒子群の拡散のシミュレーションがなされている。

●初期には定性的な測定法に過ぎなかった可視化法は、現在では PIV(=Particle Image Velocimetry)として時間的に連続測定可能な 3 次元の定量的測定法にまで進化した。PIV による単相流の場合の乱流構造の研究は見られるが、混相流の場合の測定については、私は知らない。世界の水利研究者の殆どが、1960 年頃に盛んであった土砂流研究分野から遠ざかったためであろう。その反映であろうか、あるいは反省からであろうか、最近では IAHR(国際水文学会、現在は、国際水理環境学会)の機関誌(JHR)に、Adrian の乱流のコヒーレント構造の解説記事や Hunt の論文が掲載されている。

Q3)土砂の巻き上げ、輸送機構や、河床面付近の掃流砂と浮遊砂の移動機構に乱流構造は決定的に重要であり、平均せん断力中心の現状の解析法は土砂移動問題の解明には不十分な段階に止まっている。土砂を含む乱流場の扱いを単相流として扱うか、二相流として扱うか二つの方法が考えられるが、いずれの方法を用いるにしても、これまでを超える乱流構造の研究成果を持ち込むことが必要になると思うが、日野先生はどのようにお考えかご意見をいただきたい。

A3) 有名な J.F.Kennedy(Iowa 大、故人)の JFM 論文の功績を私は大いに評価するが、この論文の最大の欠点は、十分な理論的、実験的な根拠無しに、河床の微小変形と土砂輸送量の間に lag を恣意的に持ち込んだことと考えている。流れが層流の場合には日野、宮永が水路

床の微小変形と(流砂量に関する)底面剪断応力の間に lag があることを理論的に示した。すぐ乱流の場合について乱流粘性を使って続ければ良かったが遣らなかった。

最近別の問題(壁乱流で最も発達しやすい構造)を解くのに、del Alamo & Jimenez は乱流粘性を用いて実験と良く合う結果を得た。私はこの論文をみてシマッタと思った。あの時、矢張り乱流粘性を用いて計算すれば良かったと。しかし、当時の私は乱流粘性の実験式である CESS 式は知らなかった。

北大の泉さんの話によると、河床波理論は Colombini により集成されたとのことである。

この問題(土砂の巻き上げ、輸送機構や、河床面付近の掃流砂と浮遊砂の移動機構)は、Kidanemariam, A.G. & Uhlmann, M. (2014) により個別要素法で数値シミュレーションがなされ、一応成功している。砂連の発生や spectrum が得られており、理論と一致すること、あるいは理論が正しかったことを改めて示した。

しかし、**砂粒が可成り粗い**こともあり浮遊砂状態ではないので、土砂流の乱流構造までは解析は進んでいないようである。計算負荷が大きいが何れ「個体微粒子群を含んだ固液二相流」の研究が行われ、これまでの遣り方と比較されると期待している。現在は、単粒子か数個の粒子の混相流の研究段階であり、初めは one-way analysis(粒子が流体から受ける作用のみ)からヤット two-way analysis に進み始めた段階で、河床からの浮遊粒子群の挙動の解析は、多分もっと先のことであろうと思う。先に述べた梶島-三宅モデルの発展に期待したい。

Q4) 乱流構造は、一般的に平均流成分と乱れ成分に分けて検討される。水工学では、平均流を中心に考え、乱れの貢献は流れの抵抗則で考慮する形をとっている。このこともあるせいか、水工学分野では、流れの基本を構成する乱流構造の研究集団が小さい。このことは、水工学発展の将来を考えると、このままでよいのかという疑問が出てくる。これに関係して以下のことを伺いたい。

コンピュータの能力が高まり、大容量計算が容易にできる時代となる中で、乱流構造に関する実験は、どのような意味を持ってくるのであろうか。大容量数値解析は、乱流構造の実験にとって代わるのであろうか。水工学では、複雑な乱流現象を扱うことが多いことを考えると、大容量数値解析の信頼度向上には、各種実験から得られる乱流構造に関するデータの蓄積は必要ではないのか。それとも、大型数値解析は、境界の情報などすべての情報を取り込むことにより、必要な答えを得ることが可能になって行くのか。水工学研究の将来との関連で、日野先生にご意見をいただきたい。

A4) 難しい質問である。1959年に発表された粘性底層の更新説は水工学者の Einstein & Li と化学工学者 Hanratty により、偶然ながら同時独立になされた。1990-2001 までになされ

完成された現在の乱流の自己維持機構の先駆け(魁)となる論文であるが、発表当時は物理学者には理解されず、今はスッカリ忘れ去られている。だが、笠木(伸英)さんの話によると「現在でも熱や運動量の輸送の粗い見積もりには用いられている」とのことである。私の博士論文(1960)でも自分の測定結果と比較しているが、当時発表されたばかりの更新説と大体合っていた。

現在の状況では、このような計算は計算負荷が大きく、全て解析や実験を program 作成、コンピューター計算やその結果の CG に手間と時間と費用の掛かる大型数値解析をする必要は無いであろうと、私は思う。

今は完成している本紙連絡橋は、工事中にケーブルに high-tension steel を採用する設計変更がなされ、改めて風洞実験をするか否かの議論になったが、当時の総裁の判断で億単位の費用で土木研究所に大型風洞が建設され、実験が行われた。結果は耐風風速(発振風速)が 80m/s から 100(120?)m/s 迄向上する事が分かり、(high-tension steel の採用で鋼材費が減ったため)風洞建設の費用は十分に浮いたと言う。

このように、必要な時には迷わずに費用の掛かる大型数値解析(本四架橋の場合は大型風洞)を活用すべきでしょう。

II) 玉井信行さん(東大 名誉教授)

Q) 東大におりました玉井です。先生の発表資料を拝見すると乱流の組織構造に関するスライドが多くみられ、組織構造を理解することの重要性が分ります。一方、ナビエ・ストークスの式を直接解く数値解析も盛んに行われました。日野先生は数値解析を発展させれば“乱流の本質解明に辿り着く”とお考えでしょうか。それとも“組織構造の知見無しには乱流の本質は理解できない”というお考えでしょうか。

A) (現在乱流の本質解明にほぼ辿り着いたのは,) DNS の発達以前からの乱流に付いての蓄積があったからです。このことは何処かに、多分「乱流の科学」に書いたと思います。乱流が構造を持つと言う認識、発見と、では構造を如何に数学的に表現するかと言う数学と流力の研究が必要でした。「アンサンブル平均」という手数のかかる技術でヘアーピン渦が探り当てられていたこと、初歩の可視化技術(定性的)の貢献もありました。

「もし最初からスパコンが使えたら(乱流の本質解明がもっと早く出来たか)」と言う疑問の答えは NO! です。「乱流の科学」に書いたと思います。事実、壁乱流の最大課題であった「乱流の自己維持機構」を解明した 4 つの論文-Jimenez & Moin(1990), Hamilton, Kim & Waleffe(1995), Jimenez & Pinelli (1995), Kawahara & Kida(2001)は、何れもスパコンを

使っておりません。普通の PC クラスのコンピュータで行われました。大事なのは「計算機能力」ではなく、「思考・考察力」、「分析力」、「解析力」だと思います。

金田さん(金田行雄 名大)グループの「等方性乱流でコルモゴロフの $-5/3$ 乗則がどのレイノルズ数範囲まで成立するか」、「等方性乱流構造はどんな構造をしているか」の問題には、スパコンが必要でした。しかし、彼らは得られたデーターを、それまで得られている乱流の性質を表す様々な指標・角度から徹底的に「検討・解析」しました。(スパコンが使えれば、問題解決という訳ではありません。)

同じように、乱流化の限界レイノルズ数の理論値(固有値解析)が、実験と全く合わなかったことも、最近になって理由が分かりました。(これは、オアー・ゾンマーフェルトの方程式(O-S eq.)の固有値解析ではなく、non-normal な解で実験と合う解が得られることが分かりました。O-S eq.は1世紀近くに亘り流体力研究者を誤った方向に束縛していたのです。) 随分回り道をしたものです。

III)神田学さん(東工大 教授)

Q)大変失礼ながら米寿で1000ページ超の大著を完成されるというのはとても人間業とは思えません。その原動力は何だったのでしょうか？

A1) この本を書き続けられたのは、

a)知的好奇心

私が大学院時代に乱流研究を始めた頃は、乱流統計の時代、Kolmogorov の理論の実証の時代で、構造という考えは出始めた頃であったが何も分からなかった時代であった。それが1960年台後半から臆気ながら少しずつ分かり始め、また数学的理論的な研究も積み重なって、私が東工大定年の1993年頃からスパコンが普及し始め、乱流研究の進歩の勾配は急角度で増加し始めた。私はその辺のことを詳しく知りたかった。

b)時間と資料を購入する私的資金(私の貯金)があった事

この仕事に取り組みはじめたのは、東工大、その後の中大(文系学部)も定年になってからで、(本を書くためと言う訳でもなかったが)それまで蒐集していた論文コピーは殆ど役に立たず、新たに論文資料(PDF)を私費購入しなければならなかった。1冊毎の購入費は¥3,000~¥6,000程度であるが何しろ読むべき文献数が多い。毎年の(主に論文のPDFコピーの)研究費は¥200万円位で、しかも、これを12年間も続けたので個人負担として大変な額となった。だが、無駄使いをしなかった所為か私には多少金銭的余裕があった。でも、定価を安くするために印税の受け取りは辞退した。

c)それに朝倉書店の好意

特にこの本の編集担当の森田豊さんの寛容さ、西村玄さんの編集の頑張り等でしょう。

A2) 神田さんへ(補足)

前のメールは、本を書き続けられた要因について書きましたが、その他の事情にも触れ付け加えます。

d) 納得しなければ済まない性格

私は、記憶力や理解力は普通程度だろうと思いますが、自分なり(私流で)に納得出来るまでは、時間と金を惜しまずに費やして、調べ考え抜く性格。資質があるようです。その為、本の完成までは次々に新しい原稿を補足し、既に組み上がった版の文章を組み替えて、編集担当にも迷惑を掛け、随分と時間が掛かりました。

e) 整理好き

私のこの本の特徴の一つは、乱流統計を除いた乱流研究を一応体系化したことと思っています。これは本来頭の中だけで整理が出来ないためでしょう。この本のように章分けすると、可成りハッキリと納得出来ると思います。それにしては自宅の物の整理は十分ではありませんが、これは時間が無くて手が付かないのです。

f) 長寿であったこと

私の家系は北国生まれの所為か短命系です。父は 50 歳で亡くなりました。男の兄弟は下の 2 人は既に亡く、末の弟もヤット生きている状態です。

私は、本来壮健な体質ではないのですが、電研(電力中央研究所)に入所後すぐに虫垂炎を患った以外に大病はなく、現在も自覚症状のある病はありません。それどころか、毎年遣っている胃と大腸の内視鏡検査では、名医と評判の医師から「この歳になっても異変は見つからないから、もう来なくても良い」と言われました。

でも、私の人生の終わりはそう遠くないと思います。

g) 先生や(理系の)友人に恵まれたこと

これは「本」の 13 章にも書きましたが、本当に良い方々に出会ったと思います。私は長期の外国滞在や留学はしておりませんが、日本国内では、若い頃から、また東工大定年後は中大文系学部で、様々な分野の先生と友人を得ることができました。

h) 笠木伸英総編集「流体力学ハンドブック」

このハンドブックの計画に、私は初期の頃に係わっていました。彼は全力でこの本の編集に取り組みましたが、中々刊行されませんでした。

また、丁度私が東工大定年(60 歳, 1993)の頃から、乱流研究進展の勾配が急になり、それならば自分で調べてやろうと思って書き始めたのが、2009 年 2 月です。笠木さんのハンドブックが刊行されたのはこの年の末か翌年の初めです。笠木さんは機械屋であり、乱流の応用面に重点が置かれました。私は寧ろ基礎を深く調べたかったのです。この面では、木田・柳瀬の名著「乱流力学」が有りましたが、刊行は 1999 年で、本書の原稿を書き始めた 2009

年当時でももう 10 年も経っております。乱流研究は急勾配で進歩しており，そこを纏めようと思ったのです。

===== (完)