

京都大学工学部 正員 祢津 家久
京都大学工学部 正員 中川 博次

1° まえがき

1967年 Kline らの可視化観測によって境界層流の壁面近傍に bursting 現象の存在することが明確にされて以来、¹⁾ せん断乱流の本質と考えられる乱流発生機構の解明はこの bursting 現象を明らかにすることであると認識されるようになり、近年この現象に関する研究が条件付点計測法及び可視化法の両面から精力的に行われ、

注目すべき知見が得られるようになった。

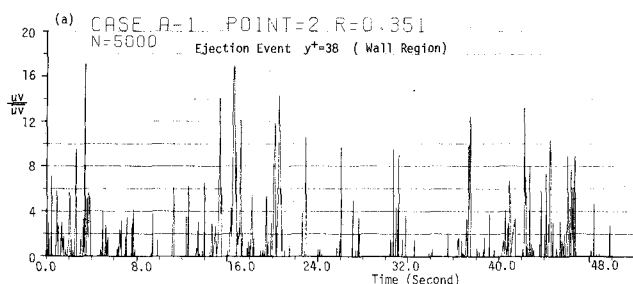
著者らも南水路乱流を対象として、この bursting 現象を条件付確率密度関数論によって瞬間 Reynolds 応力の構造と結びつけ、一連の bursting 過程で生起する ejection ($u < 0, v > 0$), sweep ($u > 0, v < 0$) & interaction ($u > 0, v > 0$ 及び $u < 0, v < 0$) の各事象の関係を明確にした。²⁾ この研究に引続いて本報告は、

bursting 現象の周期特性や空間スケールの特性を明らかにしようとするものである。

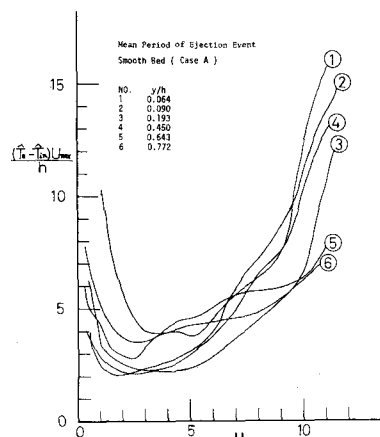
2° bursting 現象の周期特性

bursting 現象の平均周期に関する評価方法として可視化法及び条件付点計測法があり、後者では Rao らの方法³⁾ や Kim らの自己相関法⁴⁾ がまず挙げられる。これらの方法から得られた値は可視化法のものと同程度となるが、普通的方法ではないと Willmarth らは指摘し、新たに瞬間 Reynolds 応力の挙動から bursting 周期を評価した。⁵⁾ しかし、この方法でも bursting 周期は一義的には決定されず、図・3に示すようにかなりのばらつき⁶⁾ もつから、ここではこれを若干改良する。

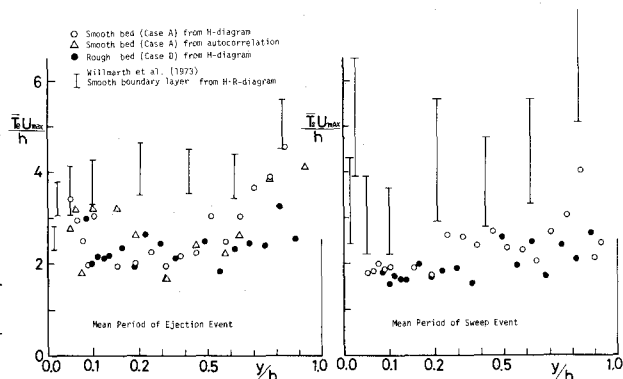
まず、図・1は滑面南水路乱流で観測された ejection 事象での瞬間 Reynolds 応力 $w \equiv u'v'/\bar{u}\bar{v}$ の変動を示す一例である(実験条件や計測方法に関しては文献(2)を参照)。w はパルス的な挙動を示し、この発生周期 $\hat{t}_e$ を評価すればよいわけであるが、ejection 事象には ejection 運動のほか interaction 運動をも包含すると考えられるから、 $\hat{t}_e$ から interaction 周期 $\hat{t}_i$ を消去する必要がある。⁶⁾ Willmarth らは $\hat{t}_e$ を $w = H$ のレベルに対して図示したために ejection 運動を示す判定基準がさらに必要となったが、図・2に示すように $(\hat{t}_e - \hat{t}_i)$ は明確な最小値を示し、これに対応するレベル H 以上では interaction 運動はほぼ消滅し、ejection 運動のみであることが明



図・1 瞬間 Reynolds 応力 $w \equiv u'v'/\bar{u}\bar{v}$ の観測例



図・2 $(\hat{t}_e - \hat{t}_i)U_{max}/h$ の分布



図・3 ejection 及び sweep の平均周期

らかにされた²⁾。したがって、この最小値をもつて ejection 運動の平均周期 T_e と定義する³⁾には合理性がある。図・3は、このようにして得られた $Re=10^4$ の T_e を外部パラメータ (最大流速 U_{max} と水深 h) で無次元表示したものであり、同様に $Sweep$ 周期 T_s も評価され、図示された。 h/h や壁面粗度にかかわらず $T_e \sim T_s \sim (2 \sim 3)h/U_{max}$ であり、すなわち一つの bursting 現象には平均して一個の ejection

及び sweep 運動が存在し、この周期は外部パラメータで支配される⁴⁾ことがわかる。この特性は境界層流でも同様であり、極めて注目される。次に、この平均周期に対応するレベル $w=H$ での個々の bursting 周期 T_e や T_s の確率分布と Rao らの示唆に基づいて図・4の対数正規確率紙に示した。図中の直線は対数正規分布であり、実測値はこれに良好に一致する。したがって、bursting 現象に伴う coherent な運動の流下方向の拡がりスケール λ_1 は $\lambda_1 \sim T_e (0.8 U_{max})$ であるから、 λ_1/h は対数正規分布に従い、しかもその平均値は一定であるといえる。

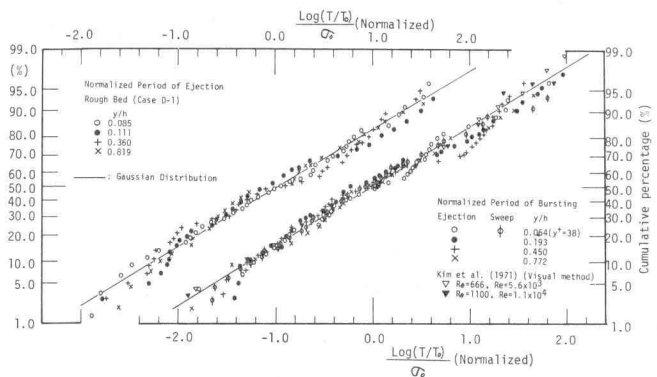
3° 高速・低速縞の発生間隔 λ_3 の特性

上述の coherent な運動の横断方向の拡がりスケールは kline らのいう高速・低速縞の間隔 λ_3 と考えられる⁴⁾。図・5は水素気泡法で得られた高速・低速縞を示す連続写真の例であり、これら容易に λ_3 の特性を把握できる。図・6は λ_3 の平均値を内部パラメータ (摩擦速度 u_τ 及び y^+) で無次元表示した λ_3^+ の結果である。bursting 現象が顕著な buffer 層以下では $Re = \frac{U_\tau h}{\nu}$ にあまりよらずに $\lambda_3^+ \sim 100$ となり、境界層流で得られた従来の結果と一致する。しかし、buffer 層以上では高速・低速縞が若干不鮮明となり λ_3 も増大する。これは、 y^+ の増加と共に bursting 現象が弱まるためと推測されるが、自由水面上で観察される boiling 現象に伴う縦縞の間隔 $\lambda_3 \sim 2R_0$ に近づくとも予想され、bursting と boiling 現象との関連性が示唆される。図・4と同様に、 λ_3 の確率分布が図・6に示されるが、やはり対数正規分布に良好に従っている。

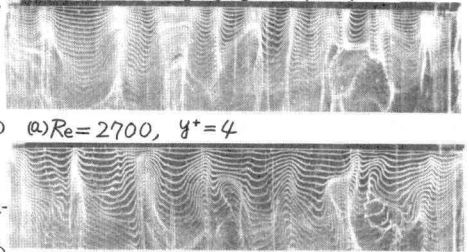
4° bursting 現象の二面構造的性

以上の結果から、bursting 現象の空間スケールを表わす λ_1 及び λ_3 は共に対数正規分布を示すが、 λ_1 は外部パラメータに λ_3 は内部パラメータに主に支配されるという二面構造的性の存在が示唆される。bursting 現象をカスケード過程での渦の発生・崩壊と関連づけ、これに self-similarity を仮定すれば、対数正規性が説明できるが、この現象の二面構造的性はいかなる物理機構によるものか興味あり

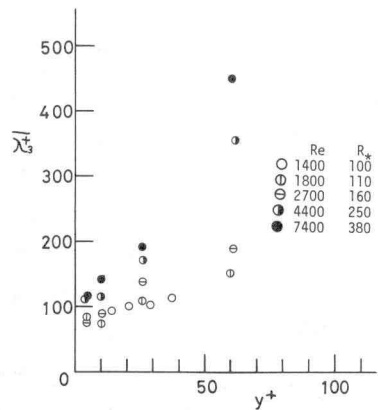
る今後の研究課題と考える。〈参考文献〉 1) Kline (1967) J.F.M. vol. 1. 30 2) Nakagawa (1977) J.F.M. vol. 1. 80, 3) Rao (1971) J.F.M. vol. 4. 48, 4) Kim (1971) J.F.M. vol. 5. 50, 5) Willmarth (1973) J.F.M. vol. 6. 60, 6) Kim (1976) 水運講演会 7) Hinze (1975) McGraw-Hill, 8) Gurvich (1967) Phys. Fluids



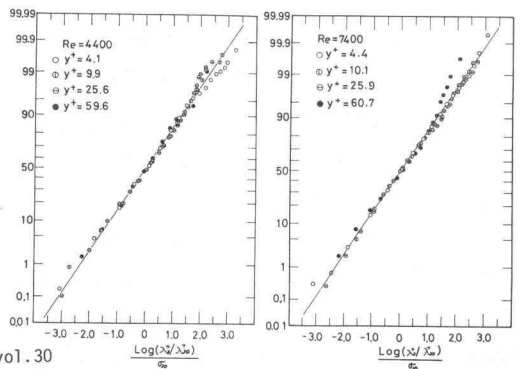
図・4 bursting 周期の確率分布特性



図・5 高速・低速縞の観測例



図・6 高速・低速縞の平均間隔 λ_3



図・7 高速・低速縞間隔の確率分布特性