

II-222 南水路乱流におよぼす水面波の影響³⁾について

京都大学 工学部 正員 林津家久
京都大学 工学部 正員 中川博次

1. まえがき

Fr数のみを大幅に変化させた実験で、射流域の乱れ特性は常流域で得られた普遍関数を適用して表示されうることを前報で明らかにしたが、¹⁾Fr数が1, すなわち限界流近くでの自由水面領域の乱れ強度分布はその普遍関数から系統的に顕著にずれ、自由水面波の影響であると推測された。一方、Reynolds数²⁾は限界流近くの流れでも直線分布を示し、系統的なずれは見られなかった。いま、普遍関数表示される乱れ成分をactive成分、残りの乱れ成分をinactive成分と簡単に区分すれば、Reynolds数²⁾にはactive成分がすべて関与し、inactive成分は寄与しないと考えられ、これはBradshawによる乱れの運動形態の区分²⁾と一致する。後によれば、inactive成分は遠方での圧力変動に関係した渦なし運動と長波長の渦運動とから成り立っており、南水路乱流場では自由水面の変動がこれに相当していると考えられる。本報は、Fr数の変化に伴って自由水面がいかなる変動挙動を示し、inactive成分がどのように変わるかを考察しようとしたものである。

2. 実験方法および解析方法

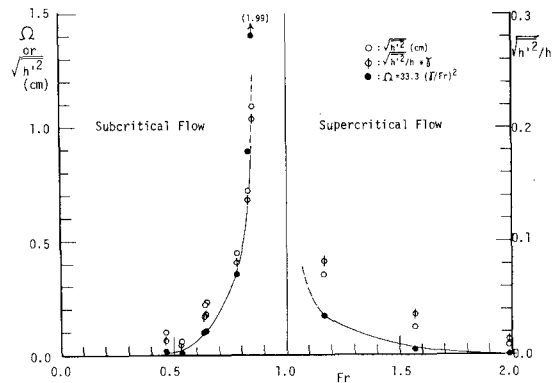
前報と同じ滑面水路を用い、¹⁾流量を一定にして ($Re \approx 3.1 \times 10^4$), Fr数のみを変化させた。水面変動には抵抗線式波高計を用い、抵抗線(径0.1mm)の末端は水路底に直接埋め込まれ、流れを乱さぬよう留意した。また、inactive成分は圧力変動の中でも検出されると考えて、ゲージ式圧力変換器を用いて底壁面の圧力変動を計測した。計器の線形応答性を確認したのち、一測点当り 25 Hz (圧力変動), 50 Hz (水面変動) で 5000 個のデータをA-D変換して計算処理を行った。

3. 実験結果およびその考察

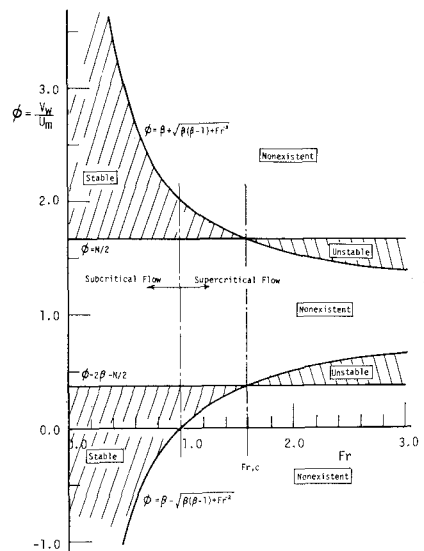
(a) 自由水面の変動解析 瞬時の水面高を $h+h'$, その変動成分を h' とし、図・1に水面変動強度の実験値を図示した。常流域でFr数が増加するにつれて水面変動は急激に高まり、限界流近くではほぼ最大となり、水深 h の約2割強に達するものと考えられる。射流域に移行し、Fr数が増加すれば逆に水面変動は減少、これらは目視観察と一致している。単位面積当たりの全乱れエネルギーに対する水面変動波のエネルギーの比を Ω とすれば、次式を得る。

$$\Omega \doteq \frac{(\rho/2) \int_0^L 8 h'^2 dy}{\int_0^L 4 (\rho/2) g^2 dy} = \left(\frac{U_m}{4.13 U_d} \right) \left(\frac{\sqrt{h'}}{Fr h} \right)^2$$

Ω の実験値を図・1に併示したが、その変化特性は $\sqrt{h'}/h$ によく類似し、限界流近くで変動波のエネルギーは乱れのそれと同程度になり、inactive成分の影響は無視できなくなる。このように、限界流近くの流れは何らかの外的な影響を受けてあたる共振現象をするような不安定さを示す。いま、発振と同様に、³⁾微小変動波理論を使い、流れの安定・不安定の条件を検討したものが図・2

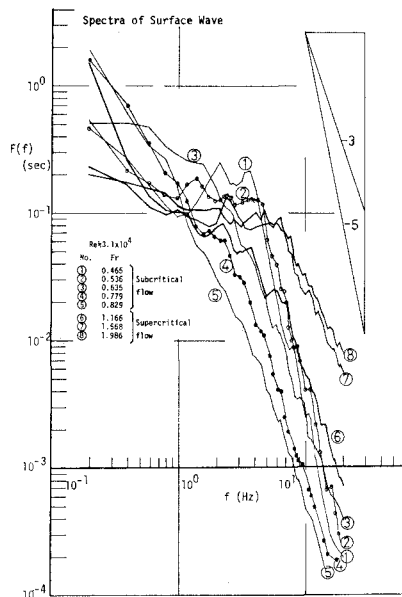


図・1 水面変動強度 および エネルギー比 Ω



図・2 微小変動波に対する安定・不安定条件

である。平均流速 U_m に対する変動波の伝播速度 V_w の比 β を Fr 数に対して図示しているが、 $Fr < 1.6$ では流れは微小擾乱に対して安定となつて図・1の特性を説明できない。限界流近くでの波動は後述する長周期波、いわゆる「ねり」と考えられ、水面曲率による水圧の変化に基因するとして Boussinesq の理論⁴⁾で説明されるが「未知数」、今後の研究にしたい。次に、F・F・T法から得られた標準化周波数スペクトル $F(f)$ を図・3 に示した。図から明らかに、 Fr 数の変化に伴つて $F(f)$ は系統的な変化特性を示している。すなわち、 Fr 数が小さい①では、 $f_m \sim 2\text{Hz}$ でピークを持ち、 $f > f_m$ で $F(f) = a(\frac{f}{f_m})^{-5}$ なる -5 乗則が成立するようであつて、普通平衡領域が認められる。②、③、④、⑤と次第に Fr 数が増加すると、高周波部はほぼ一様に減少して、逆に低周波部が増大し、しかも -5 乗則から系統的にずれ、-3 乗へと移行する⁵⁾。常流域で Fr 数が増加すれば、高周波部から低周波部へとエネルギーが移行し、長周期波が次第に成長してくる、すなわち *inactive* 成分の働きが活発になると期待される。一方、射流域の⑥、⑦、⑧では逆に高周波部が増大し、長周期波は次第に消滅すると考えられる。



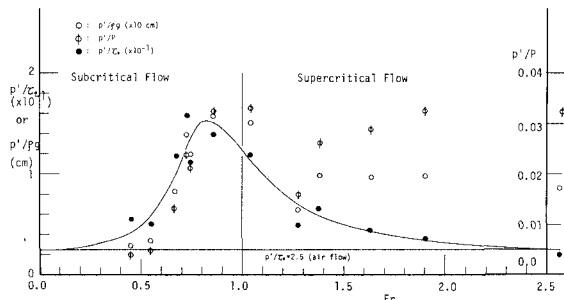
図・3 水面変動波の周波数スペクトル

(b) 壁面圧力の変動解析 図・4は、圧力変動強度 P' を示したものである。圧力方程式の主要項は、

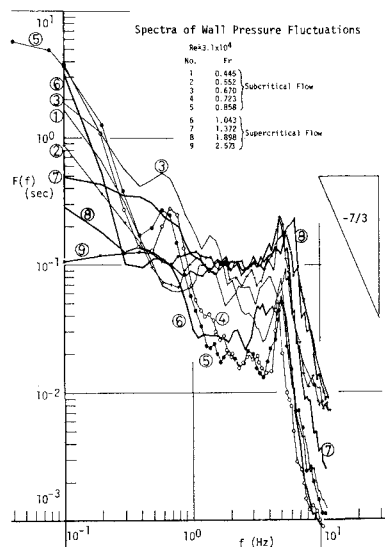
$$\nabla^2 \left(\frac{P}{\rho} \right) = -2 \frac{\partial (V_u)}{\partial (y/h)} \cdot \frac{\partial (V_u)}{\partial (x/h)} \quad \text{であり、}$$

$P'/\rho U_m^2 \equiv P'/\rho = G(y/h, Re)$ と普通関数表示される。

P'/ρ の実験値には若干のばらつきがあるが、図・1とほぼ同様な変化特性を示し、*inactive* 成分が把握される。すなわち、限界流近く、特に常流域側では、 P'/ρ は普通関数 $G(0, Re)$ から最もずれ、一方、 $Fr \sim 1$ から離れた流れでは空気流で得られた $G(0, Re = 3 \times 10^6) \div 2.5$ ⁶⁾ にほぼ収束するようであつて、*active* 成分の寄与と考えられる。次に、圧力変動のスペクトルを図示したものが図・5である。圧力検出部が約 5Hz 前後で共振を起し、 $f > 5$ のデータは不可であつて *active* 成分の特性と考えられる -7/3 乗則の検討はできないが、 Fr 数の増加に伴つてスペクトルの変化特性はほぼ図・3と同様である。すなわち、限界流近くの流れでは長周期の圧力変動が成長するようであり、これは *inactive* 成分の働きと考えられる。



図・4 壁面圧力の変動強度



図・5 壁面圧力変動の周波数スペクトル

4. あとがき 本実験の計器類は必ずしも高精度ではなく、定量的な結論づけはできないが、2次元南水路乱流場では限界流付近で *inactive* な渦運動は無視できず、乱れの構造は普通的な特性を若干失ない、この特性は限界流に近い常流域側で特に顕著であると考えられる。

参考文献 1) 中川ら 1975, II-193, 1975. 2) Bradshaw, J.F.M., vol. 30, 1967. 3) 岩田, 京大工学部, 1955. 4) Jaeger, Eng. Fluid Mech., 1956. 5) 井上ら, 1975, II-195, 1975. 6) Corcos, J.F.M., vol. 18, 1964.