

直線せん断流による風波の発達

日 野 幹 雄*・片 岡 真 二**

要 旨 風波の発生には水面近傍の風速分布が支配的な役割を演ずることがよく知られている。他方、自然条件の人工的な制御の可能性の一つとして、風速分布の制御による風波の発生防止が考えられる。本論文は、スダレ型格子によって作られた直線的な風速分布をもつ風による風波の発生と水面上の境界層の発達についての実験結果の報告である。

1. はじめに

われわれ建設工学者は、これまで常に与えられた自然環境のもとでいかに人間活動の舞台を作るかのために仕事をして来た。防波堤を造り、ダムを造り、道路を開くなど自然を変える仕事を行なって来た。一方、人間活動のスケールが大きくなり、人間生活が快適な自然環境を汚染するようになって来たし、また複雑な自然のカラクリが解明され、場合によっては全地球的な自然現象をもシミュレートしうようになった。そして、われわれは自然との調和ということを一層念頭におかなければならないであろう。土木構造物も今までのように外力をもろに受けもつ固定的な構造物による自然条件の緩和ではなく、ソフトで単純な構造物による方法や、さらに条件の変化により制御可能な方式について、いわば自然条件の制御が試みられなければならないであろう。本論文はこうしたソフトで制御可能な構造物として、スダレ型格子による海面上の風と波の制御の問題を実験的に取扱った。

2. 実験方法

実験装置の大略を 図-1 に示す。

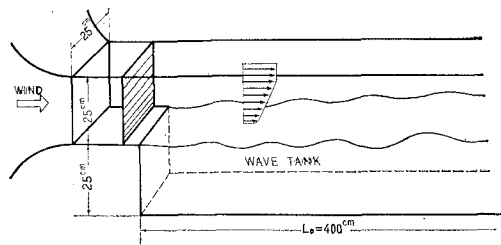


図-1 Apparatus of experiment.

風路の風上側に渦度 ω_y が一定になるように水平棒からなるスダレ型格子を置き、直線せん断流を作る。これは、Zienkiewicz (1957) による方法であり、格子間隔 $s(z)$ 、格子の太さ d と風速勾配 λ の関係は

$$\varepsilon/(1-\varepsilon)^2 = K_0 \left[1 - \frac{2\lambda h}{U} \left(\frac{1}{K_0} + \frac{1}{1+a} \right) \times \left(\frac{y}{h} - \frac{1}{2} \right) \right] \dots\dots\dots (1)$$

で与えられる。ここに、風速分布は、

$$u(z) = U + \lambda \left(y - \frac{1}{2}h \right) \dots\dots\dots (2)$$

であり、また $\varepsilon(z) = d/s(z)$, $K_0 = (p_0 - p_1) / \frac{1}{2} \rho U^2$

(格子の平均抵抗係数, p_0, p_1 : 格子の上下流の圧力), $a = 1.1(1 + K_0)^{-1/2}$ 。

われわれの風路は断面が 25 cm × 25 cm と小さいので、バルサン材で外わくを作り、理論計算の結果にしたがって糸を張り、細かな補正は実際の風速分布の測定結果により trial and error で行なった。

図-2 は風路底面に風波水槽のかわりに滑面平板を置

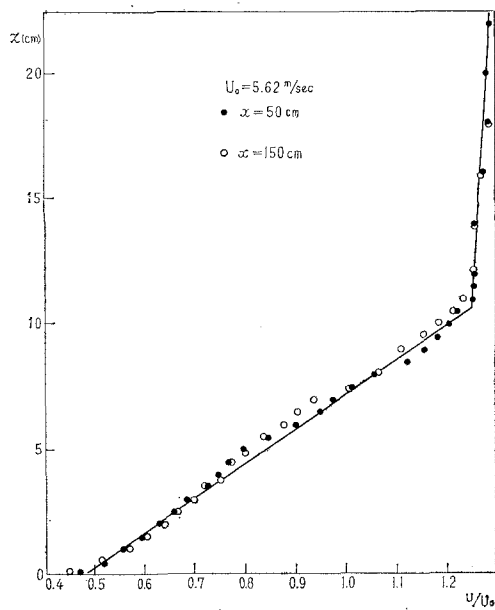
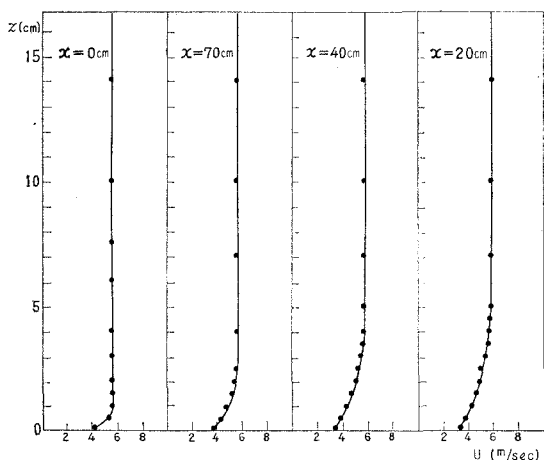
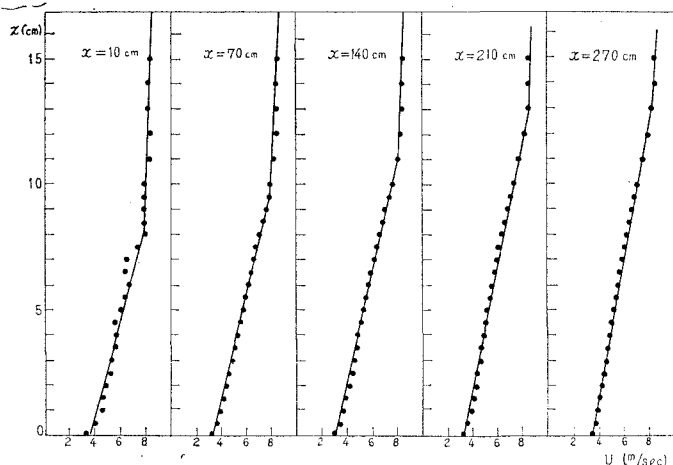


図-2 Variation of velocity of wind with a lineary controlled profile over a flat plate.

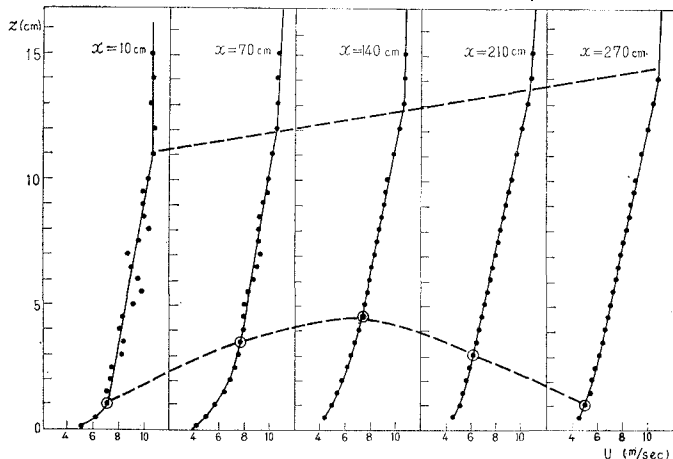
* 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科
** 正会員 東京工業大学大学院、現運輸省航空局



図—3 Variation of natural wind profile over water surface, without bar-screen.



図—4 Variation of linearly controlled wind velocity profile over water surface (low wind speed).



図—5 Wind velocity profile over water surface.

いた場合の $x=50$ cm および 150 cm の位置での風速分布である。境界層厚さ δ と距離 x との関係は、底面が水面の場合と比較して図—8に載せてある。滑面平板との摩擦により、風速の直線分布の部分が徐々に削られてゆく。

3. 実験結果および検討

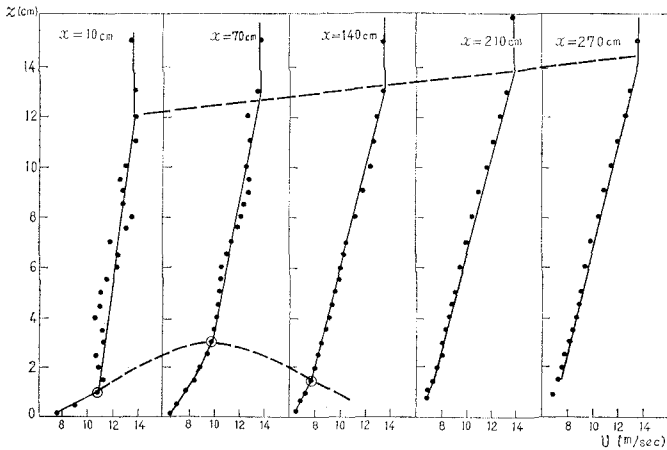
(1) 境界層の発達

水槽の風上側、風洞の吹出し口に格子を置かず自然のままのときの水槽風上端の風速分布は、図—3に示すように一様分布である。しかし、水面の摩擦の影響でだいに境界層が発達する。図—3に示したのは、境界層外の風速が、 $U_{\infty} \cong 6$ m/sec で波高が $1 \sim 2$ mm の風波発生の限界の状態である。

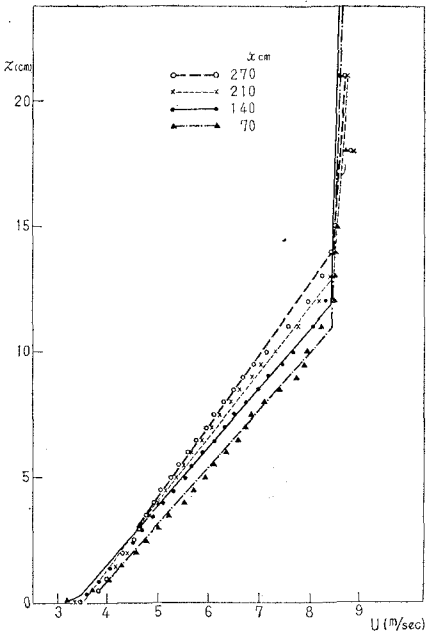
境界層厚さ δ と x との関係を図—8に示す。

一方、スグレ型格子を水槽風上の風路に設置した場合波が発生する限界風速以下では、水面はピンと張ったような状態で、極端に滑らかになる。限界風速以上の場合の各断面における風速分布の変化は図—4, 5, 6に示す通りである。図—4は、 $U_{\infty} = 8$ m/sec であるが、波高は $1 \sim 2$ mm で滑面平板からの流れによる図—3に対応する風波発生限界状態である。この状態では、直線的な風速分布がずっと下流まで維持されている。始めに与えた風速の直線分布部の高さ h_L と直線分布が維持されている距離 x_L との比は、 $x_L/h_L > 270/8 \cong 34$ である。われわれの使用した風洞水槽は測定部が短いのでこれ以上の所を調べることができなかったけれども、まだ相当風下側に直線風速分布が続くものと考えてよからう。直線分布域の厚さは風下方向に徐々に増している。

さらに風速を増加し、 $U_{\infty} = 10$ m/sec としたのが図—5で示した状態である。図—4の場合と同様に、直線分布域——外部境界層——の厚さは風下方向に増加している。しかし、この風速では水面近くの風速分布が直線からはずれ、内部境界層が発達しはじめるが、



図—6 Wind velocity profile over a water surface (high wind speed.)



図—7 Variation of wind velocity profile over a water surface.

やがて減少しついに消滅し全層が直線的風速分布となる。この場合の波高は6 mm くらいで、これに対応する滑面平板からの風の場合よりはるかに波高が小さい。風速を $U_{\infty}=12.5$ m/sec に増加した場合も全く同様の傾向を示す(図—6)。距離 x と外部境界層厚さおよび内部境界層厚さの関係は 図—8 にまとめて示してある。

風速分布は外的刺激に対する気流の応答であって、平板上の一様流では、層流の場合は Blasius 型の相似な風速分布、乱流の場合には log-law にしたがう相似な

風速分布となる。この分布形はきわめて自然でかつまた強固な応答であると考えられて来た。

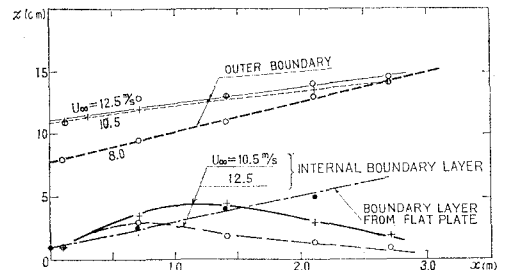
しかし、図—4, 5, 6 に見られるように、人工的に与えた直線の風速分布が風下側に強い持続性をもっていること、否、そのみか風洞吹出口ではいく分直線分布よりひずんだ風速分布がすぐ風下方向できれいな直線分布に自己制御を行ない、また水面との摩擦により下方にできる内部境界層が一時は増加するが、すぐ減少消滅することは、外的入力に対する気流の応答という点でかなり特異である。

また、外部境界層 $\delta(x)$ の発達率は水面にほとんど波が発生しない場合(図—4, $U_{\infty}=8.0$ m/sec)には、滑面平板からの流れと同一の割合であるが、一たび波が発生すると(図—5, 6, $U_{\infty}=10.5, 12.5$ m/sec) 発達率が急に小さくなっている。

(2) 風速の乱れ

風の乱れは、風波発生を引き金として発生の初期段階で重要な役割をはたす。われわれの風洞は低乱風洞で乱れはきわめて小さい。しかし、スダレ格子の実験では格子後流の乱れが作られる。そこで、 $U_{\infty}=5.65$ m/sec の場合に $x=70$ cm の位置での乱れの分布を両方のケースについて比較したのが 図—8 である。これは熱線風速計を X-Y レコーダーの X 端子に接続し、ある高さ z の所での風速変動に応じてペンをふらせたものである。図に見られるように、滑面平板からの風は水面より 3 cm 以上上方では全く乱れがないが、それ以下の高さの所では水面より発達する乱流境界層内に入って乱れが大きくなる。一方、スダレ格子による直線分布の風ではほぼ全層にわたり同程度の風速変動がある。その大きさは、滑面平板からの水面上の風の場合の乱流境界層の乱れと同程度であり、水面近傍での両者の差異はほとんどない。

図—9 の滑面平板よりの風の場合は、ちょうど波が発



図—8 Developments of the outer and internal boundary layers of air flow with linearly controlled profile on water surface.

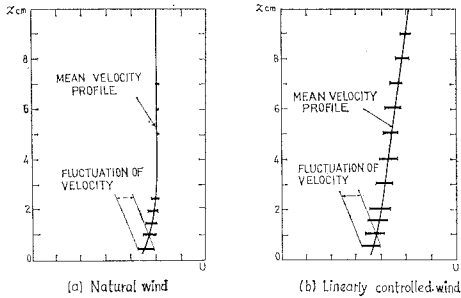


図-9 Turbulent fluctuations (U is plotted in a relative scale).

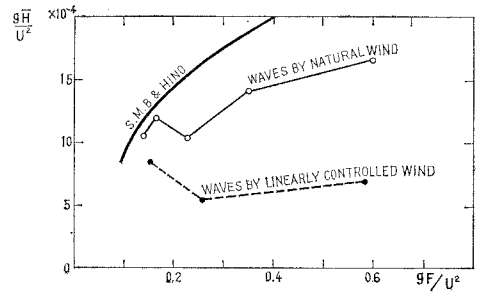


図-10 Comparison of wave heights in a nondimensional form (fetch graph).

生する限界状態であるが、図-9の直線せん断流では波は全くみられず水面はピンと張った状態である。水面上の乱れの強さは両者ほぼ同じであるから、風波の発生における乱れの作用の相対的比重について考えさせられる現象である。

(3) 波の発達

風波の発生・発達の機構は1957年 Milesにより発表された instability theory あるいは interaction theory によりほぼ解明された。Phillipsによる resonance theory は風波発生の初期段階に引き金の役をはたすとみられている。

Milesの理論によれば、なんらかの原因で水面に引き起された水面の攪乱が発達するか否かは、風速が水面攪乱の波速 $c(k)$ に等しくなる高さ z_c 、すなわち critical layer での風速の微分により定まり、

$$\exp(\beta) = \exp(-\pi |\phi_c|^2 U_c'' / U_c')$$

の割合で増加する。つまり、 β の正負により攪乱波が減衰あるいは発達することになる。

本実験では、風速分布は直線的であるので、波長の長い波で critical layer がこの風速分布範囲にあるものに対しては、波は発達しないことになる。

しかし、本実験で起こる波は波長10cmくらい、周期0.2secくらい、波速30~70cm/sであり、これに相当する critical layer の高さは数mmで実際上この層の

風速の測定は困難である。スダレ格子のある場合とない場合で風速分布の形が違っているから、風速として U_∞ をとるのは必ずしも妥当ではないが、一応 U_∞ を基準にしてフェッチグラフにすれば図-10のようになる。

4. 結 論

スダレ型格子により人工的に作られた直線せん断流は、滑面平板上では平板からの境界層の発達により直線風速部分は削られるけれども、水面上ではかなり長い距離(直線せん断流厚さの34倍以上)にわたり直線分布が維持されること、さらには一度水面から発達する(内部)境界層はすぐ下流点で減少消滅することが認められた。また、スダレ格子による乱れは必ずしも風波の発生因とはならないこと、直線風速分布が自己調制的に維持される結果同じ境界層外縁の風速に対し、風波の波高がかなり小さくなる。しかし、直線風速分布においては風波は発達しないという Miles 理論を実証するという初期の目的は critical layer の高さが小さすぎてむずかしかった。

参 考 文 献

- 1) Miles, J. W. (1957): On the generation of surface waves by shear flows, J. Fluid Mech., vol. 2.
- 2) Owen, P. R. & Zienkiewicz, H. K. (1957): The production of uniform shear flow in a wind tunnel, J. Fluid Mech., vol. 2, 521-531.