

粗面の急変による乱流境界層の応答 (第1報)

植 木 良 昇

1. 序 論

乱流境界層の乱れの構造を調べるために発達した境界層に突然の変化を与えてその応答をみる実験が行われてきた。今までの成果は Tani⁽¹⁾ によって解説された。平板の滑面から粗面に急変した境界層の応答は Luxton⁽²⁾⁽³⁾ によって報告された。さて Perry⁽⁴⁾ によると粗面には2種類あり従来 Moore⁽⁵⁾ 古屋⁽⁶⁾ 等によって明らかにされた粗面は壁近傍の速度分布を対数法則 (原点補正した y を用いると) $U/U_\tau = A \log U_\tau y / \nu + B - \Delta U/U_\tau$, $\Delta U/U_\tau = A \log \frac{kU_\tau}{U} + D$ で表わされる。これをK型とした。一方 $\Delta U/U_\tau$ が k によって整理されず y の原点補正量 ϵ によって次式のごとく $\Delta U/U_\tau = A \log \frac{\epsilon U_\tau}{y} + E$ と表わされ、 ϵ は流れ方向に増加している。この種の粗面をD型と名付けた。Luxton の行った粗面は明らかにK型である。著者の知る限りではD型の実験は行われていないのでD型の乱れの応答を知る目的として滑面よりD型粗面に急変した時の乱流境界層の応答を速度分布、 u' , u' のスペクトルの3つを測定した。Luxton の結果と比較するためにK3型の測定も同時に行った。

2. 実験装置とその方法

実験は図1に示す密閉型廻流風洞を用いた。絞り比は1/7である。フィルターをつけたは空気中のゴミが熱線について較正曲線が時間的に変化するのを防ぐためである。速度の調整

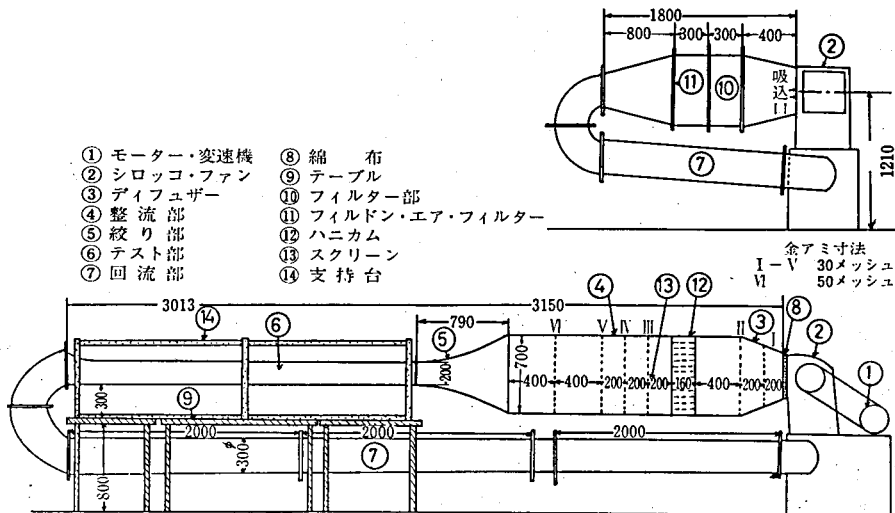


図1 装置の全体図

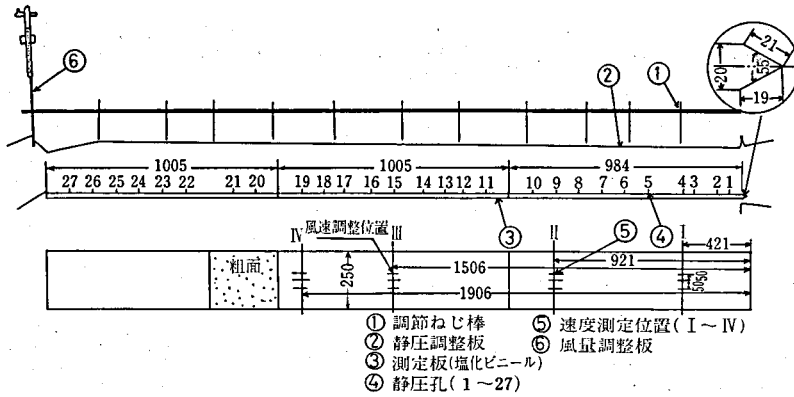


図2 テスト部

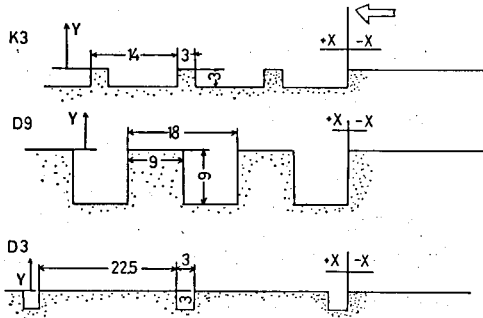


図3 粗面の形状

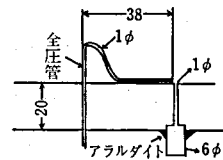


図4

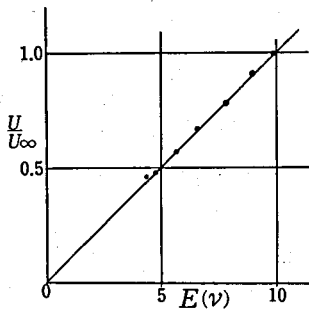


図5 熱線の検定曲線

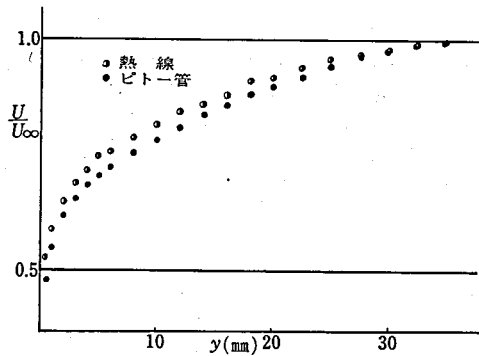


図6 ピトー管と熱線の比較

は変速機にておこない主流速度 $U_{\infty} \approx 20\text{m/s}$ に保った. 粗面直前の境界層の厚さ δ_s は約 35mm で $Re = \frac{\delta_s \cdot U_{\infty}}{\nu}$ は 4.7×10^4 で Luxton の実験は 1.9×10^4 と 3.1×10^4 である. 測定部は図2に示すごとく高さ 20cm 巾 25cm 長さ 3m で主流中の乱れは約 0.3% である. 圧力勾配のない一様な流れを作るために測定部の屋根をねじて調節した. 境界層は滑面で長さ 2m の間発達させそのあと 30cm ほどの粗面を調べた. 粗面の形状は図3に示すごとく3種類でD9型, D3型は Perry と K3型は Luxton の用いた寸法とほぼ同じである. 速度分布は 1mm のパイプの先端をつぶして長方形としたものを全圧管として用い静圧は滑面では板に 1mm の穴

をあけ、粗面では1mmのパイプに0.5mmの静圧孔をあけてゲッチングマンメータにて測定した。図4に示すごとくL型に曲げて下部より移動させた。乱れの測定は定温度型熱線風速計(日本科学製21型)を使用した。プローブは日本科学のプローブをL型に曲げて先端に5 μ のタングステン線をハンダづけして図4のピトー管と同じ方法で測定した。測定は $y=0.5\text{mm}$ から行った。それ以下はプローブの形状のため測定できなかった。熱線の測定法はリニアライザーを使用して最大風速を出力10V流速0で出力0Vに設定した。そして各測定ごとに検定を行った。その一例を図5に示す。密閉型のために温度上昇が起るので測定前に駆動して温度を安定させてから実験を始めた。熱線とピトー管の境界層内での速度分布は一致するのが理想であるが、較正曲線が良い結果を示すのに図6に示すごとくずれの場合と良く一致する場合とあった。この点の原因は今後さらに解明しなければならない。しかし一致した時と幾分ずれる時の乱れの差はそれほど違わないので本実験では同じデータとした。スペクトルは熱線の出力をBrüel and Kjaer社TYPE 2107(定率バンド巾)の周波数分析器に入れ、その出力を読んだ。あらかじめ測定した応答特性は各周波数とも良く一致した。

3. 実験結果

さて滑面から粗面に移ったとき新しい境界条件に対応する内層が発達するがこれを図7に示す。 δ_i を内層の外端とする。

3-1 排除厚さ(δ^*)と形状係数(H)

図8に示すごとく $\delta^* = \int_0^\infty (1 - \frac{U}{U_\infty}) dy$ は流れ方向にいずれも増加するがK3型は著るしい。 $H = \frac{\delta^*}{\theta}$ はK3型では、 $H=1.8$ 、D9型では $H=1.5$ まで上昇しているが、D3型は滑面と同じく $H=1.4$ を保っている。従ってD3型はほとんど速度分布に変化がなくD9型はK3型に比べて変化の度合いが低い事が分る。

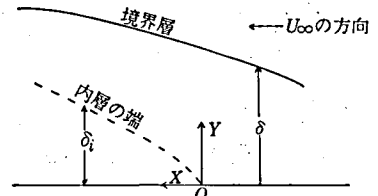


図7 粗面に急変した下流の仮定された領域

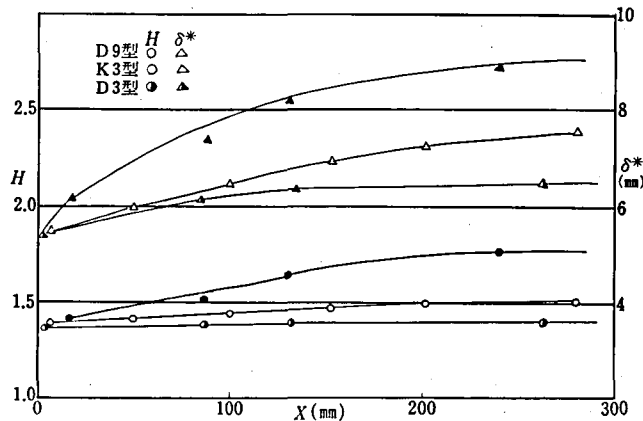


図8

3-2 速度分布

D 3型は速度の変化がみられなかった。K 3型とD 9型について検討する。まず従来行われてきた(例えば Townsend⁽⁹⁾)対数法則によって、新しい内層を計算するのは Luxton⁽²⁾⁽³⁾によって、このような方法は大气圏での非常に厚い境界層の時には可能であるが風洞で作られるような薄い境界層では不適當である事が示された。速度の変形をみるためK 3型では $\epsilon=0.64k$ とし図9に示す。まず対数分布の勾配は急上昇して以後下降して一見すると対数法則が成立しているようにみえるが、対数法則は乱れのエネルギー方程式の粘性項と生成項のみが支配している時に成立するが、Luxton⁽⁶⁾の結果から明らかのようにここでは成立しない。しかも対数部の外は速度分布は滑面に比べて異常に下降しているので通常の平衡な境界層と異なることが分る。 x の増加と共にほぼ滑面の分布と同じく変形がもどりつつあるのが分る。D 9型の場合は ϵ は流れ方向に増加し先端ではほぼ $\epsilon \approx 0$ に近いので $\epsilon=0$ として図10に示す。K 3型と異なり勾配はあまり上昇せず x 方向に対数部分が減少してゆく傾向を示す。対数部の外はずれが増加しているので、通常の粗面とは全く逆で速度分布が変形している事が分る。

次に Luxton⁽²⁾⁽³⁾が提案した U/U_∞ 対 $y^{1/2}$ による内層の測定法を検討する。図11, 図12に示すように2直線の交点が新しい粗面に対する内層を表わすものである。これを図13に示す。これからみるとD 9型は最初はあまり発達せずに $x=100\text{mm}$ から急に発達してK 3型より内層は小さいが後方いくとK 3型よりも大きくなる傾向を示す。Luxton⁽²⁾⁽³⁾

によれば $U = \alpha^{1/2} y^{1/2} + 4U$ (但し $\alpha = \partial\tau/\partial y$) であり uv の測定によって確認ができるので今後 uv の測定が望まれる。またこの方法によって求めたD 9型の内層が正しいかどうかは乱れとの

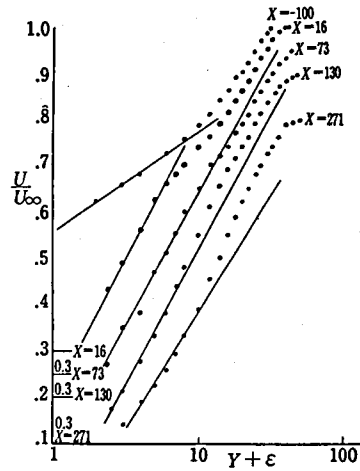


図9 対数法則による分布

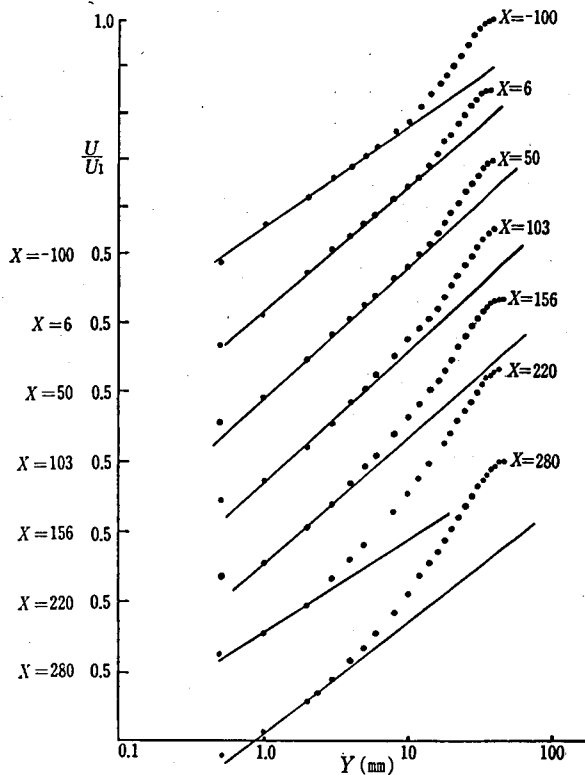


図10 対数法則による分布

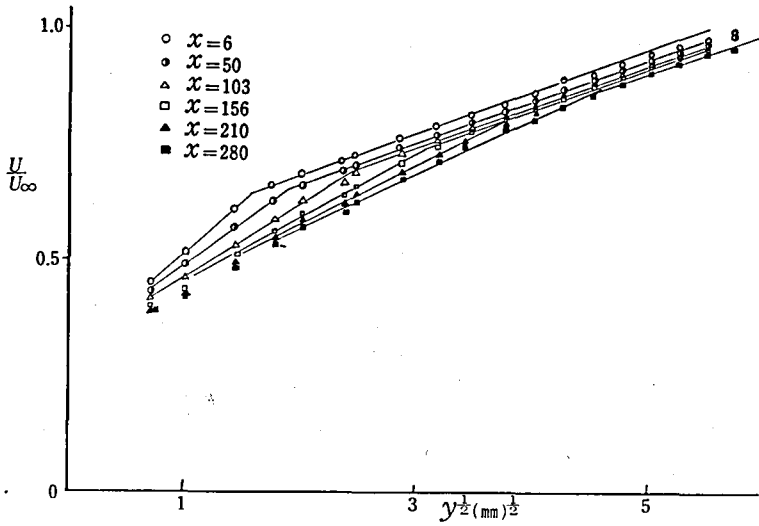


図11 D9型 $\frac{U}{U_\infty}$ 対 $y^{\frac{1}{2}}$

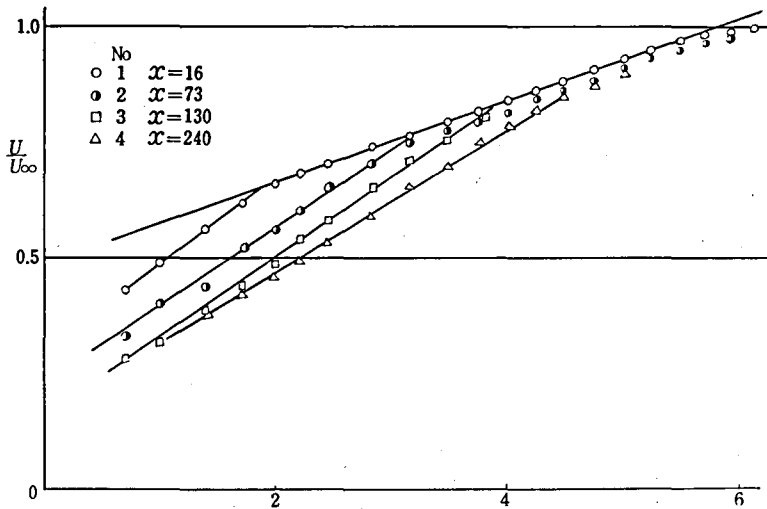


図12 K3型 U/U_∞ 対 $y^{\frac{1}{2}}$

対応を表わしているかによってきまる。

3-3 乱れの分布

流れ方向の乱れ ($\sqrt{u^2}/U_\infty$) の分布が粗面の出発点の近くの x の各位置に対してD9型, D3型, K3型が図14, 図15, 図16に示されている。K3型の場合は $\partial U/\partial y$ の突然の増加に応じて乱れのエネルギーの生成 $\tau \partial U/\partial y$ が増加されるために $\overline{u^2}$ は急に増加している。 $x=130$ 以後では壁から少し離れたところで最大値 (15%) をとり, これは Luxton⁽²⁾⁽³⁾ と同じであり図中の滑面での場合と著しく異った傾向を示す。又K3型では変化直後では乱れは壁に近づく ($y < 0.5\text{mm}$) につれてさらに上昇する傾向を示している。又K3型の内層の外端と乱れの分布が滑面の分布と一致している点とはほぼ一致している。D9型ではK3型より

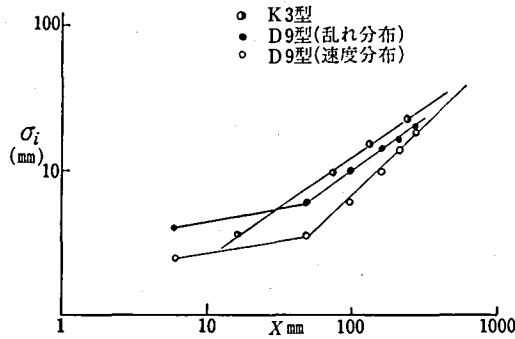


図13 内層の成長

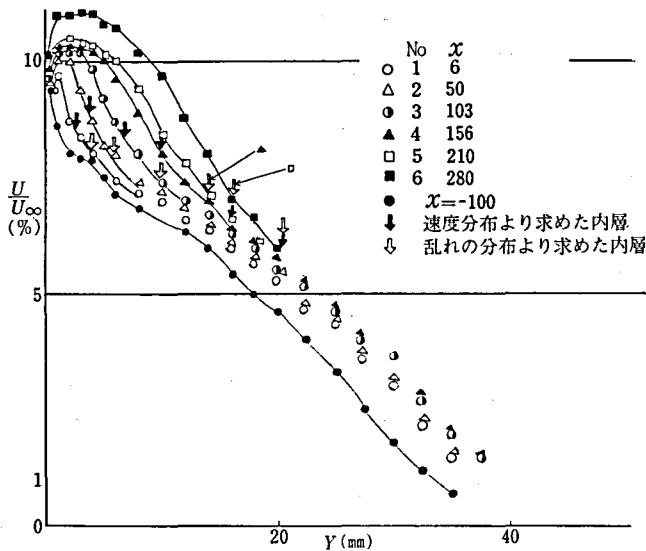


図14 D9型乱れの分布

$\partial U/\partial y$ が小さいのでそれに応じて乱れの生成 $\tau \partial U/\partial y$ が小さいので、 $\sqrt{u^2}/U_\infty$ の増加の割合が小さいが、やはり x 方向に増加の傾向を示す。K3型と比べて壁近くで ($y > 0.5$)、粗面に变化した直後 ($x < 130$) ですでに最大値をとっておりさらに壁に近づくると乱れは減少し、異なる傾向を示す。Perry⁽⁴⁾ によるとK型粗面は k に比例する尺度をもつ渦が粗面要素から流れの中に放出され一種の底層を成し壁から離れるに従い滑らかに対数法則につながる。一方D型粗面は溝の中に安定な渦を形成して流れに放出されないのこの底層は非常に薄い。従ってD9型とK3型の壁近くの渦の放出の相違によって壁近傍の乱れの分布に差がでてくると思われる。又 U 対 $y^{1/4}$ より求めた内層の外端と乱れが滑面の分布と一致している点とは x の小さい所では一致せず後方にて見かけ上一致する。しかし乱れの内層の外端とみられる所を図12に示してあるがこの直線はK3型と平行である。むしろこの直線が良いように思えるがこれらは \overline{uv} の測定を行ってからでないかと断定できない。D3型は $\partial U/\partial y$ の増加がほと

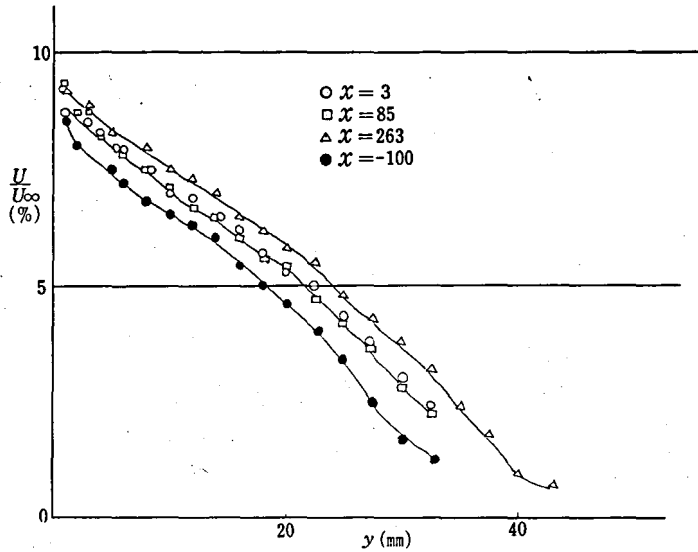


図15 D3型乱れの強さ

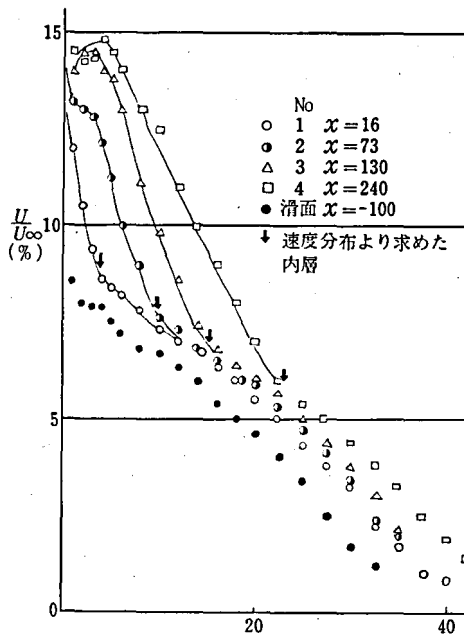
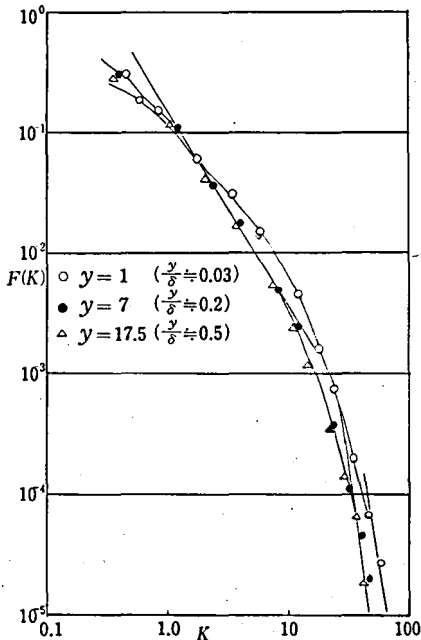
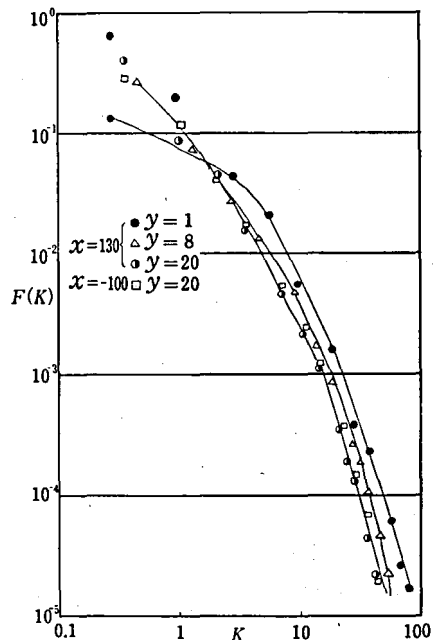


図16 K3型乱れの分布

んどないので、それに応じて $\sqrt{u'^2}/U_\infty$ の増加もほとんどない。Perry⁽⁴⁾によるとD3型の圧力勾配のない乱流境界層は Rotta によって示された自己保存流れを完全に満たした。すなわち θ は x に比例しているので $U\tau/U_\infty$ は x 方向に一定値を保つ。図13, 図14をみるとD3型とD9型では速度分布, 乱れの分布に相違があり同じD型でも乱れの構造に相違がある事が分る。

3-4 乱れのスペクトル

スペクトルは $F(k)$ 対 k で図示した。ここで $F(k)$ は乱れのエネルギー $\overline{u^2}$ と各周波数でエネルギースペクトルの比を $2\pi/U_\infty$ で正規化している。 k は $k=2\pi n/U_\infty$ で n は周波数である。従って $\int_0^\infty F(k)dk=1$ が成立する。周波数は $20c$ から $20kc$ まで可能であったが測定したのは $10kc$ までである。さてこの分析器は低周波になるほど有効帯域幅は狭くなりその結果メーターがはげしくゆれるので（この周波数分析器は積分時間が書いてないのであるが0.3秒ぐらいと思われる。）、長時間（例えば3分間）積分した値を読むことが望ましいのであるが本実験ではできなかった。従って低周波では信頼がないので本実験は主に高周波でのスペクトルを目的とした。まず滑面でのスペクトルを確認のため測定した。図17に示すごとく、低周波を除き *klebanoff*⁽¹⁾ と良く似た形をとった。すなわち壁に近づくほど高周波でのスペクトル成分は上昇し低周波部分が減少する。K 3型の場合（図18）、 $x=130$ では $\sigma_i=15\text{mm}$ で内層では壁に近づくにつれて高周波でのスペクトルは上昇している。外層の $y=20\text{mm}$ では滑面と一致している。図19では x 方向に $y=1\text{mm}$ でのスペクトルを見る。滑面に比べて高周波でのスペクトルが大きくなる。Luxton⁽²⁾ の測定したスペクトルは本実験と異り、粗面が滑面に比べて突出しているので、粗面の最初のハクリと再附着のためスペクトルははかなり大きい。D 9型の場合は $x=103$ でのスペクトルを図20に示す。滑面と同じく壁に近づくにつれて高周波での上昇がみられる。図21に示すごとく $y=1\text{mm}$ でのスペクトルはK 3型のごとく上昇せずに滑面とほぼ同じであった。D 3型も図22に示すごとく、 $y=1\text{mm}$ で x 方向にスペクトルは滑面と同じである。従ってスペクトルに関してはD型の2種類に差異はなく、K型とD型にのみ高周波での差異があり、この事は渦の放出の大小に関係すると思われる。

図17 滑面 ($x=-100$) u' のスペクトル図18 K 3型 u' のスペクトル

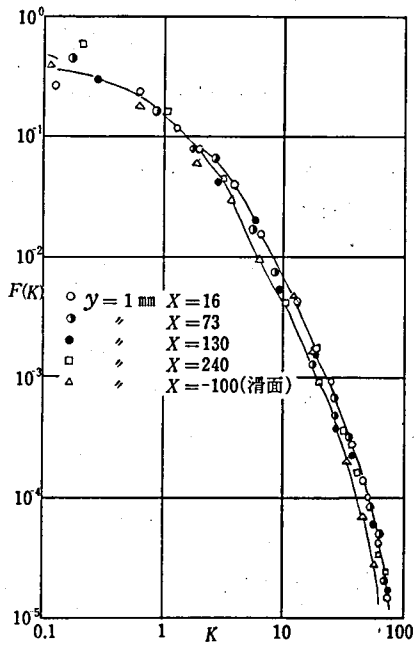


図19 K3型 u' のスペクトル

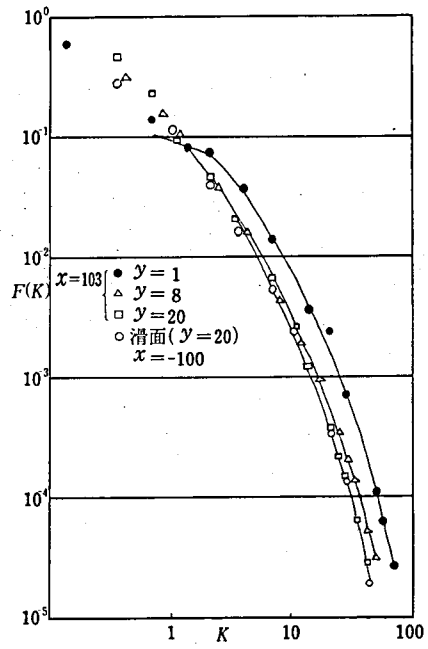


図20 D9型 u' のスペクトル

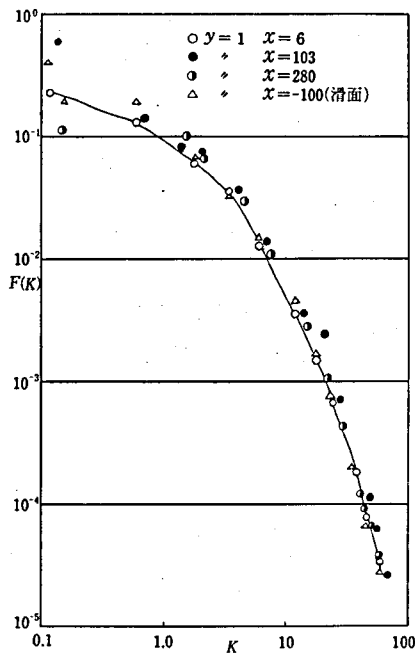


図21 D9型 u' のスペクトル

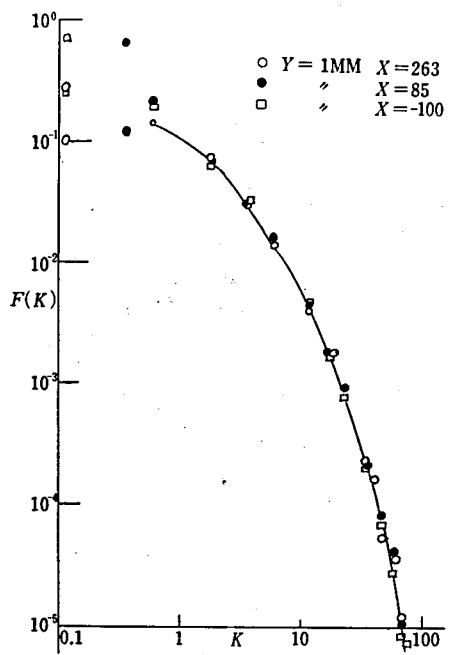


図22 D3型

4. ま と め

本実験はD型とK型の応答を調べる事を目的としたのであるが、いくつかの点が明らかになった。

- (i) K型に比べてD型は $\partial U/\partial y$, $\overline{u'^2}$ が小さくて、乱れの応答が異なる。
- (ii) K型に適当な内層の求め方は、D型では合はない。
- (iii) D型もD9型とD3型では乱れの応答が違う。
- (iv) D型のスペクトルはK3型のように高周波での上昇がない。
- (v) K3型の測定結果はLuxtonの測定結果と良く合っている。

さらに今後の問題としなければならないのは ①壁近傍の測定 ②スペクトルの低周波での精度 ③粗面の後方での安定した流れの測定 等がある。

終りに内地留学中に御指導いただいた名古屋大学古屋善正教授並びに中村育雄助教授に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- (1) Tani, I. Proceedings of turbulent boundary layer vol.1 1968
- (2) Luxton ASME 1971 March p.22
- (3) Luxton J. F. M. 1971 vol. 48 p.721
- (4) Perry J. F. M. 1969 vol. 37 p.381
- (5) Moore ph. D. dissertation
- (6) 古屋・藤田 機械学会論文集 昭42年
- (7) Klebanoff NACA TR 1247
- (8) Townsend Quar. J. Roy. Meteo. Soc. 90 p.147