

九州大学 正員 〇松永 信博
 “ “ 小松 利光
 “ 学生員 仲敷 憲和
 “ “ 細山田 得三

1. 緒言 : 乱流状態における流れ場の平均統計諸量を理論的に決定するためには、方程式系の *closure* 問題に直面する。この *closure* 問題への取り組みは古くから盛んに行われている。例えば、乱れエネルギー・フラックスをフロッグ型の拡散を仮定して乱れエネルギーの勾配と渦動粘性係数の積で表わしたり、散逸率と乱れの代表長さスケールと速度スケールで表わす試みもその一つである。静止流体中で格子を振動させることにより誘起された乱れ(振動格子乱流)は、格子からある程度離れた所では乱れエネルギーの輸送項と散逸項とが釣り合った乱れ場となる。さらに、このような乱れは格子振動の方向に垂直な面において一様であることが知られている。本研究の目的は、振動格子乱流のこれらの特徴を利用して乱れエネルギー・フラックスと散逸率の評価を行うことである。

2. 実験装置および実験方法 : 実験は、長さ 1.0 m、深さ 0.40 m、幅 0.27 m の透明なアクリル製水槽を用いて行われた。水槽底面より 8.0 cm の位置にメッシュ(M) 5.0 cm の角柱正方格子を水平にセットし、モーターとスコッチ・クランプ・システムを介して格子と鉛直方向に振動させ、乱れを発生させた。作業流体として水を用い、台車に取り付けに 2 方向ホット・フィルム流速計により水平方向と鉛直方向の流速変動を測定した。台車の走行速度には、8.29 cm/s および 10.56 cm/s の 2 種類を用いた。今回の実験における格子の振動数 f_0 (Hz)、振動幅 S_0 (cm) を表-1 に示す。一水平面において 5 回測定を行い、それぞれの統計量を平均することによりその位置の統計量とした。

表-1 実験条件

CASE	f_0 (Hz)	S_0 (cm)
1	5	2
2	3	2
3	6	2
4	2	2
5	2	4
6	2	2
7	4	2

3. 実験結果および考察 : 振動格子乱流において主流は存在せず、水平方向に関して乱れは一様であり、粘性による乱れエネルギーの拡散は十分小さく、全エネルギーにおいて圧力変動の寄与も十分小さいと考えられる。従って、乱れエネルギーの保存式は、

$$\begin{aligned}
 0 &= -\frac{d}{dz} \left\{ \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) w' \right\} - \epsilon \\
 &= -\frac{d}{dz} \left\{ \frac{1}{2} (2\overline{u'^2} w' + \overline{w'^3}) \right\} - \epsilon \\
 \epsilon &\triangleq 2\overline{u'^2} \left\{ \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right\}^2
 \end{aligned} \quad (1)$$

となり、乱れエネルギーの輸送項と散逸項とが釣り合った式で表わされる。ここで、 z は格子振動中心から鉛直上向きに取った座標軸である。乱れエネルギー・フラックス $\overline{u'^2} w'$ 、 $\overline{w'^3}$ と平均的エネルギー・フラックスとそれぞれ式で表わし、定数 α_1 、 α_2 、 α_3 を定義する。

$$\left. \begin{aligned}
 \overline{u'^2} w' &= -\alpha_1 \sqrt{K} l \frac{d\overline{u'^2}}{dz}, \quad \overline{w'^3} = -\alpha_2 \sqrt{K} l \frac{d\overline{w'^2}}{dz} \\
 \frac{(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) w'}{3} &= -\alpha_3 \sqrt{K} l \frac{dK}{dz} \\
 K &\triangleq \frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})
 \end{aligned} \right\} (2)$$

また、散逸率 ϵ と

$$\epsilon = \beta \cdot \overline{u'^2} / l \quad (3)$$

で表わし、定数 β を定義する。ここで、 u' と w' はそれぞれ台車走行方向と鉛直方向の流速変動、 v' は u' と w' に垂直方向の流速変動である。

l は u' から求めた積分長さスケールで、 u' は u' の r.m.s. 値である。

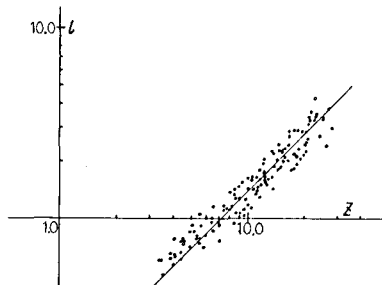


図-1. 積分長さスケールの鉛直分布

以下では、振動格子乱流の測定結果に基づいて $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ および β の値を決定する。図-1は、積分長さスケール l の鉛直分布を両対数族にプロットしたものである。 l は z に比例して増大し、

$$l = 0.14 z \quad (4)$$

で表わされることがわかる。乱れ強度 u, w は S_0, f_0, M に依存することを考慮し、次元解析を行うと

$$u/f_0 S_0, w/f_0 S_0 \propto (S_0/M)^m (z/M)^n$$

となる。浦らの測定結果 $m=1/2$, Longらの考察 $n=-1$ を用いると

$$u/f_0 S_0, w/f_0 S_0 \propto (z/\sqrt{MS_0})^{-1} \quad (5)$$

なる関係が得られる。図-2は、 $\overline{u^2}/(f_0 S_0)^2$ と $\overline{w^2}/(f_0 S_0)^2$ を $z/\sqrt{MS_0}$ に対してプロットしたものである。それらの乱れエネルギーが z^{-2} に比例して減衰していることより、(5)式の評価が妥当であることがわかる。図-2より

$$\overline{u^2}/(f_0 S_0)^2, \overline{w^2}/(f_0 S_0)^2 = 0.245 (z/\sqrt{MS_0})^{-2} \quad (6)$$

で表わされ、水平方向と鉛直方向の乱れエネルギーに対して方向性が無いことがわかる。従って、平均時エネルギー K と乱れ強度は、

$$K/(f_0 S_0)^2 = 0.245 (z/\sqrt{MS_0})^{-2} \quad (7)$$

$$u/f_0 S_0, w/f_0 S_0 = 0.495 (z/\sqrt{MS_0})^{-1}$$

となる。乱れエネルギー・フラックス $\overline{u^2 w'}$, $\overline{w^3}$ の鉛直分布を示しにものが図-3である。同図より、

$$\left. \begin{aligned} \overline{u^2 w'}/(f_0 S_0)^3 &= 0.064 (z/\sqrt{MS_0})^{-3} \\ \overline{w^3}/(f_0 S_0)^3 &= 0.089 (z/\sqrt{MS_0})^{-3} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

なる関係が求まる。従って、 ϵ は(1)式と(8)式より

$$\frac{\epsilon}{f_0^3 S_0^2} = 0.341 M^{1/2} S_0^{5/2} z^{-4} \quad (9)$$

となる。(4)~(9)式を(2)と

(3)式に代入すると、最終的に

$$\alpha_1 = 1.88, \alpha_2 = 2.92$$

$$\alpha_3 = 2.23, \beta = 0.393$$

となる。

4. 結 言 : 以上の結果

より、定数が普遍的に決定さ

れ、乱れエネルギー・フラッ

クスを(2)式の形で表わすこ

とは妥当であると考えられる。

振動方向とそれに垂直な方向の乱れ強度の鉛直分布は等しく方向性と持たないが、振動方向成分のエネルギーの振散方向のフラックスは、振動方向に垂直な方向成分のエネルギーのそれに比べて6倍程大きい。平均時エネルギー・フラックスに対する振散係数 α_3 は α_1 と α_2 との中間的値を示し、一般の乱れにおけるエネルギー・フラックスに対しても有用であると思われる。また、散逸率と乱れエネルギーの輸送項から評価すると β の値はTownsendにあって提唱されている0.8よりもかなり小さい。これに関しては、今後詳しく検討していくつもりである。

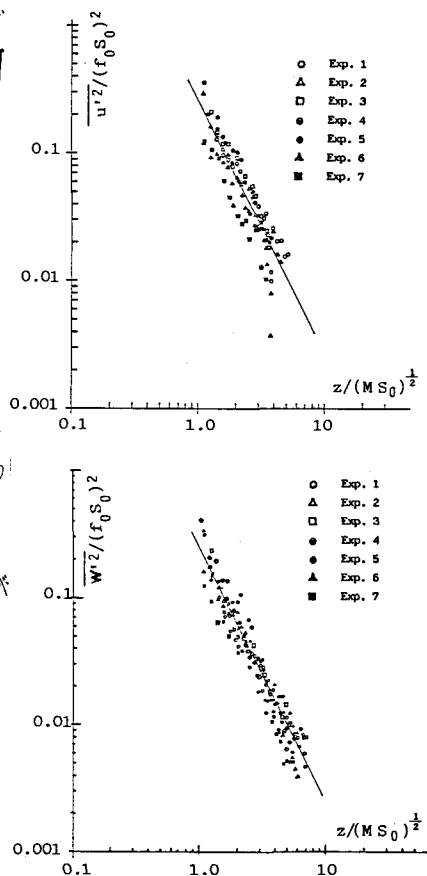


図-2. 乱れエネルギーの鉛直分布

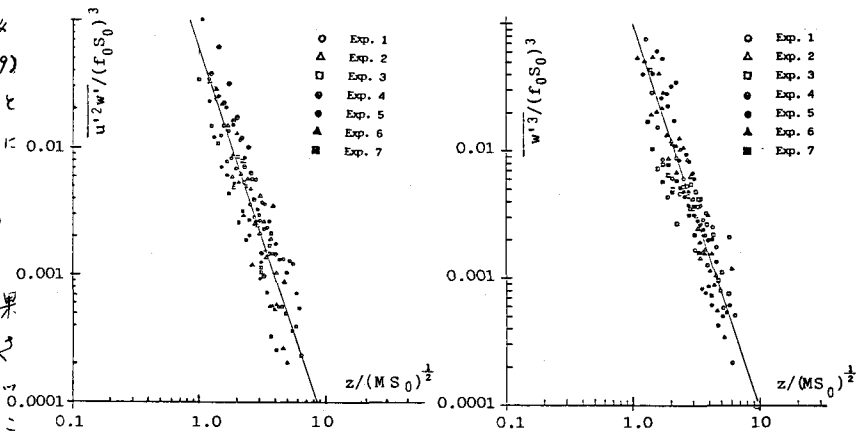


図-3. 乱れエネルギー・フラックスの鉛直分布