

九州大学大学院 学生員 ○川本 敏 道
九州大学工学部 正 員 粉井 和 朗
九州大学工学部 正 員 神野 健 二

1. はじめに

単相流に分散相(粒子)を付加すると、連続相(流体)の乱れの構造が変化することが実験によって確認されてきた¹⁾。いままで得られた知見を要約すると以下のである。即ち、分散相の粒子は慣性をもつため、連続相の乱れの変動に完全には追従せず、二相間に相対速度の変動が生じ、せん断によってエネルギーが散逸する。流体の乱れの周波数が高くなるにつれ、粒子の追従性は低下し、速度差による流体抵抗は大となり、流体の乱れエネルギーは一層消耗される。また、分散相の付加によって連続相では、エネルギーを散逸する高周波領域の乱れの変動は弱まり、エネルギー散逸率が減少する。分散相の存在によって乱れエネルギーの付加的散逸が生じるが、連続相での散逸の減少はそれを上回るため、二相流の全エネルギー散逸率は減少する。Taweel and Landau²⁾は、粒子による付加的なエネルギーの散逸を考慮した二相流のエネルギー・スペクトルの計算法を提示した。本報は、この計算法によって高周波領域でのエネルギー・スペクトル減少効果を確認しようと試みたものである。

2. Taweel and Landau による計算法

Tchen によって導かれた 乱流中の球形粒子の運動を記述する式を示す。

$$\frac{\pi D^3}{6} (\rho_d + \chi \rho_c) \frac{dV}{dt} = 3 \pi \nu \rho_c D (U - V) + \frac{\pi D^3}{6} \rho_c (1 + \chi) \frac{dU}{dt} + \frac{3 D^2 \rho_c \sqrt{\pi \nu}}{2} \int_{t_0}^t \frac{dU/dt - dV/dt}{t - T} dT + F \quad (1)$$

ここに、DとVは粒子の直径と流速、tは時刻、Uとνは流体の速度と動粘性、Fは粒子に作用する外力場を表わし、 ρ_d と ρ_c はそれぞれ分散相と連続相の密度である。 χ はStokesが導いた仮想質量係数で、次の式で表わされる。

$$\chi = 0.5 + 9 \sqrt{\nu / 2 \omega D^2} \quad (2)$$

周波数nでの流体速度と粒子速度の振幅を A_n 、 a_n 、流体と粒子速度変動の位相の遅れ角を θ_n とすれば、相対速度と流体速度の変動との比 R_n は、式(1),(2)を用いて次式で与えられる。

$$R_n = \frac{(u'_n - v'_n)_{RMS}}{u'_{nRMS}} = \sqrt{1 + (a_n / A_n)^2 - (2 a_n / A_n) \cos \theta_n} \quad (3)$$

ここに、 u'_n 、 v'_n は流体と粒子の速度の各々の平均速度との差であり、添字RMSは自乗平均値を表わしている。

また、単相流のエネルギー・スペクトルはPao³⁾により与えられた次式を用いる。

$$E(k) = \xi \varepsilon^{2/3} k^{5/3} \exp(-3/2 \xi (k \eta)^{4/3}) \quad (4)$$

ここに、kは波数、 ε は粘性散逸率を表わし、 ξ は経験的に決定された定数で1.5に等しい。 η はコルモゴロフのマイクروسケールで、次式で与えられる。

$$\eta = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4} \quad (5)$$

単相流と二相流のエネルギー・スペクトルの比は次式で与えられる。

$$\frac{E(k)_{TP}^{m+1}}{E(k)} = \exp \left[-\frac{3}{2} \xi (k \eta_{TP})^{4/3} + \frac{3}{2} \xi (k \eta)^{4/3} - \frac{36 \xi W \nu}{D^2 \phi \varepsilon_{TP}^{1/3}} \int_0^k \frac{R_k^2}{k^{5/3}} dk \right] \quad (6)$$

ここに、Wは分散相の重量濃度、 ϕ は粒子と流体の密度比 ρ_d / ρ_c である。

二相流のエネルギー散逸率 ε_{TP} は次式で与えられる。

$$\epsilon_{TP} = \int_0^{\infty} \left[2 \nu k^2 + 36 \frac{W \nu}{D^2 \phi} R_k^2 \right] E(k)_{TP} dk \quad (7)$$

右辺第一項は渦(流体塊)の相互作用を、第二項は渦と粒子の相互作用による散逸を表わしている。あらゆる波数でのエネルギースペクトルの比(減少率)は式(6)によって求めることができるが、 ϵ_{TP} は $E(k)_{TP}$ に依存するので反復計算が必要になる。反復計算によって $E(k)_{TP}$ を求めるフローチャートを図-1に示す。(mは反復回数)

3. 計算結果

ここでは、簡単な計算例として、固気2相流を対象に、先に述べた計算法によって、 $\nu=0.162\text{cm}^2/\text{sec}$ 、 $\phi=776.7$ 、 $D=0.0013\text{cm}$ 、 $U=2263\text{cm}/\text{sec}$ 、 $\epsilon=14\text{cm}^2/\text{sec}^3$ 、 $W=3.0 \times 10^{-3}$ および 4.0×10^{-3} の条件を与えて計算を行なった。

式(6)に示した单相流のエネルギースペクトルと二相流のエネルギースペクトルの初期値との比を図-2に示す。高周波領域ほどスペクトルが減少していることがわかる。反復計算によるエネルギースペクトルの変化を図-3に示す。单相流から二相流への変化に比べて、反復計算による二相流のエネルギースペクトルの変化ははるかに小さい。

4. おわりに

反復計算に於いて、最初に計算される二相流のエネルギー散逸率 ϵ_{TP} が单相流の ϵ よりも小さくなければ、二相流のエネルギースペクトルは減少しない。しかしながら、与える条件によって ϵ_{TP} が ϵ より大きくなることもあり、その場合、反復計算によって $E(k)_{TP}$ は減少しない。すなわち、この計算法が適用できる条件は限られているということであり、どのような場合に適用できるかは、今後の検討課題としたい。また、本報で用いた計算法は慣性小領域以上の周波数に対してのみ有効な方法である。従って、低波数領域でのスペクトルの形は、実測で得られたものとは異なっており、この点についても今後検討してゆくつもりである。

参考文献

- 1) Hettroni, G. and M. Sokolov: Distribution of Mass, Velocity, and Intensity of Turbulence in a Two-Phase Turbulent Jet, J. Appl. Mech., Vol. 38, pp. 315-327, 1971.
- 2) Al Taweel, A. M. and J. Landau: Turbulence Modulation in Two-Phase Jets, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 3, pp. 341-351, 1977.
- 3) Yih-Ho Pao: Structure of Turbulent Velocity and Scalar Fields at Large Wavenumbers, Phys. Fluids, Vol. 3, No. 6, pp. 1063-1075, 1965.

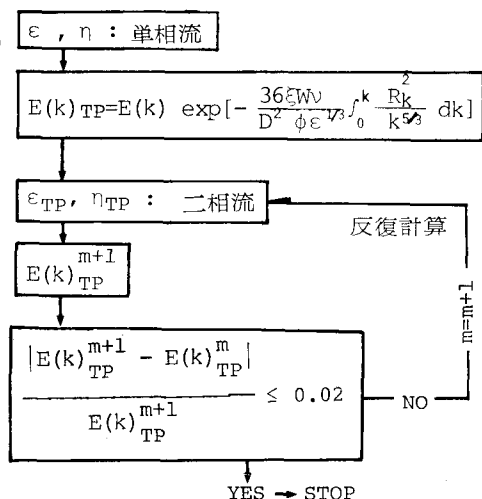


図 1. フローチャート

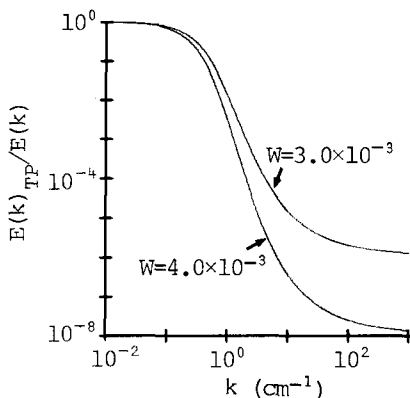


図 2. 单相流と二相流のエネルギースペクトルの比

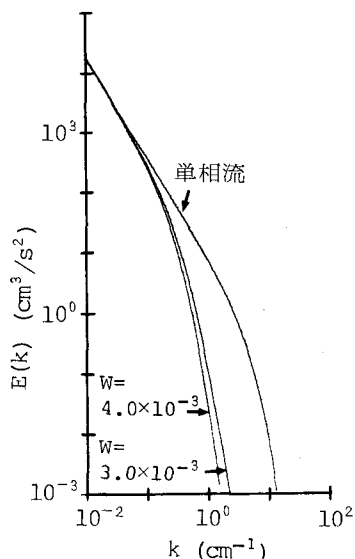


図 3. エネルギースペクトルの変化