

# 水平噴流に作用する重複波の影響について

森 信 人\*

## 1. 緒 言

波と流れの共存場は工学的に重要であり, さなぎまな研究がなされてきた。しかし, その多くは一様流もしくは剪断流と波動との共存場について行われており, 特に流れが波動場に与える影響について議論されたものが多く (例えば Brevik・Ass, 1980; Mei, 1989), 局所的な流れと波動場が共存する場合についての研究は少ない。

局所的流れの1つとして自由噴流がある。静止流体中に運動量束を持った流体が流れ込むと自由噴流が形成される。噴流は様々な場所で見ることができ, 工学的にも重要な現象であるため, 様々な観点から研究が行われてきた。水中に放出される自由噴流の挙動については, 2次元・3次元円噴流問わず, 古くから数多くの研究がなされており, 自由噴流以外にも, 壁面に沿って拡散する壁面噴流, 噴流とエッジ構造物のエッジトーン, 矩形構造物内の噴流振動であるジェットフラッターなどの研究が進められている。水中放水される火力・原子力発電所の冷却水による温排水の拡散も噴流現象の一つである。現在, 温排水の拡散予測は数値計算を用いて行われているが, 自由表面の影響が考慮されることは稀であり, フリースリップの境界条件が用いられるのが一般的である。

そこで本研究では, 温排水の拡散予測における波浪の影響を念頭に置き, これを単純化したケースとして, 鉛直壁から水平に放出される円噴流と重複波が共存する場についての水路実験を行い, 水平噴流に及ぼす重複波の影響およびその特性について検討を行う。ついで, 重複波による乱流噴流の振動について簡単なモデル化を行い, その妥当性について検討を行う。最後に, 円噴流の乱流特性に及ぼす重複波の影響について検討を行い, 水平噴流に作用する波動の影響評価を行う。

## 2. 実験の概要

図-1 に示すように, 実験はアクリル 2 次元造波水路 (幅 0.25 m 高さ 0.3 m 長さ 9.0 m) に鉛直壁を設け, 水深

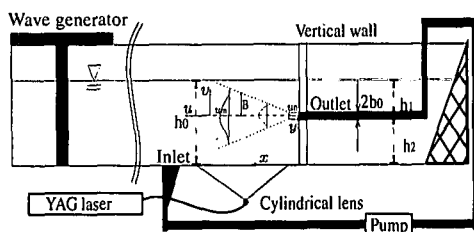
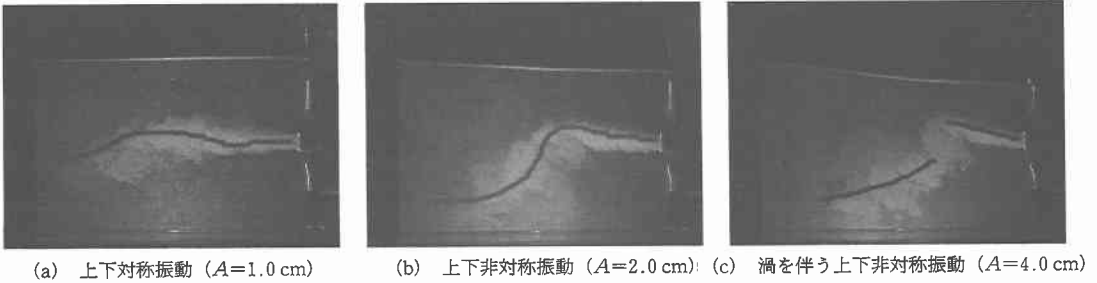


図-1 実験装置の概要

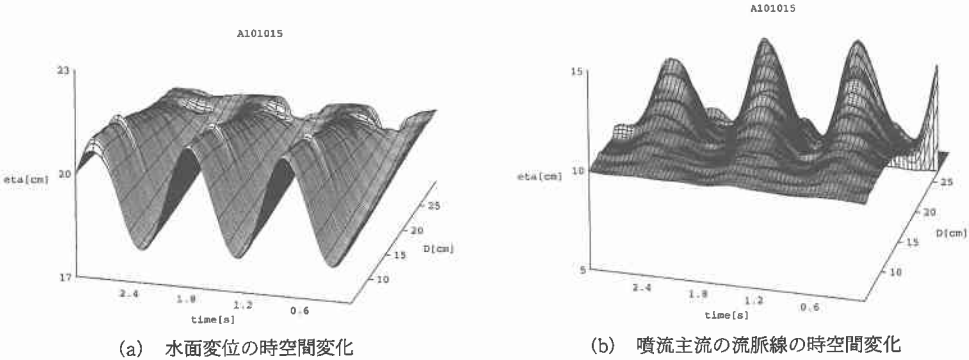
$h=20$  cm の条件下で管径  $18$  mm ( $=2b_0$ ) の円管を鉛直壁の横断方向中央部に水平に設置し行った。鉛直壁から造波板方向  $5$  m 以上離れた水路底面に幅広の取水口を設け, ポンプにより水を循環させた。円管は水深  $h$  の  $1/2$  の場所に固定し, 水面から円管の中心間での距離を  $h_1$ , 円管の中心から底面までの距離を  $h_2$  とすると,  $h_1=h_2=h/2$  となるように設置した。齊藤 (1969) が示したように鉛直方向の円管の位置によっては噴流が水面ないし底面に偏流するが, 管径とその設置位置の比  $2b_0/h_1$  を不安定領域から外すことにより, 水平噴流を形成した (以下では水平噴流を単に噴流と呼ぶ)。噴流の出口流速が一様になるよう, また円管の内径の  $100$  倍以上の距離が水平になるように円管を設置した。造波板と鉛直壁の距離は, 入射波の波長の整数倍になるよう調整し実験を行った。

波については, 周期  $T=0.5$  および  $1.0$  s, 振幅  $A=1.0, 2.0, 3.0$  cm の完全重複波 (入射振幅は  $A/2$ ) を対象とし, 噴流については, 出口流速  $U_0$  は  $0, 0.375, 0.75$  および  $0.113$  m/s の 3 種類変化させ, これらの組み合わせにより実験を行った。波高については容量式波高計を用いて計測を行い, 流速については 2 成分ファイバーレーザー流速計 (FLV) を用いて鉛直方向  $1$  mm- $10$  mm ピッチ・水平方向に  $25$  mm の間隔で数ケース計測した。さらに鉛直壁近傍  $305$  mm  $\times$   $248$  mm の鉛直断面 ( $T=1.0$  s に対し,  $1/4$  波長に相当) にレーザー・スリット光を水路底面より入射させ, ポリエチレン粒子をトレーサーとし高速度カメラを用いて  $1/400$  s の撮影間隔で  $640 \times 480$  dot の画像を撮影し, 連続する 2 枚の輝度画像より MQD 法を用いて流速場を計算した。また噴流主流の流れを調べるため, 流入口よりフローレッセン Na を流し

\* 正会員 工博 (財)電力中央研究所 水理部



(a) 上下対称振動 ( $A=1.0$  cm) (b) 上下非対称振動 ( $A=2.0$  cm) (c) 渦を伴う上下非対称振動 ( $A=4.0$  cm)  
 図-2 重複波による円噴流振動の分類 ( $U_0=0.76$  m/s,  $T=1.0$  s)



(a) 水面変位の時空間変化 (b) 噴流主流の流脈線の時空間変化  
 図-3 水面変位および噴流主流の時空間変化 ( $U_0=0.76$  m/s,  $T=1.0$  s,  $A=2.0$  cm)

流脈線を求めると共に鉛直壁近傍の水面変位の空間的変化を計測した。

### 3. 噴流の振動とそのモデル化

#### (1) 噴流の振動パターン

噴流の流入流速  $U_0$  および重複波の振幅  $A$  および周期  $T$  を変化させ実験を行ったところ、本実験条件の範囲では、噴流による波高変化は最大でも 3% 程度であり、噴流による波の変形は殆ど無視できることがわかった。これに対し、噴流は重複波により鉛直方向に振動し、その振幅は噴流の流下方向に向かって増大する傾向があることがわかった。全条件において噴流の振動は時間的に周期的であり、その周期は入射波の周期に一致していた。図-2 に示すように、噴流の振動にはパターンが存在し、大まかに分けて 3 つに分類した。

- i) 鉛直方向にほぼ対称に振動・主流の流線は連続的：図-2(a)
- ii) 鉛直方向に上下非対称に振動・主流の流線は連続的：図-2(b)
- iii) 鉛直方向に上下非対称に振動・主流の流線は不連続で大きな渦列を放出：図-2(c)

本研究では噴流の振動形態の定量的な分類は行わなかったが、噴流の振動形態は噴流主流の流速  $u_m$ ・噴流幅  $2B$  と重複波の流速比 ( $A, T$  に依存) に依存し、重複波

の振幅が小さい場合は (i)、振幅が大きくなると (ii)、そして重複波の振動成分が卓越すると (iii) の形態をとることがわかった。噴流振動パターン (iii) については別途検討することにし、以下では主流成分が連続的に変化するケース (i) および (ii) を対象とする。

図-3 に示すのは、 $U_0=0.76$  m/s,  $T=1.0$  s,  $A=2.0$  cm のケース (タイプ ii) について画像データより得られた鉛直壁近傍  $x=0-30$  cm の区間の重複波の水面変位および噴流主流位置  $y_j$  の時間変化の一部である。 $x=0$  cm および 30 cm は重複波の腹および節に相当する。図の横軸は時間変化、縦軸は底面からの距離、紙面に奥行き方向の軸は鉛直壁 (流入口) からの距離を表す。図-3(a) に示すように、水面変動が完全重複波で与えられているため水位の時間的な上下は空間方向に同時に生じる。これに対し、図-3(b) からわかるように、噴流の鉛直振動は流下方向に時間遅れを伴いながら伝播しており、噴流振動の振幅は流入口から離れるに従い単調に増加している。これより噴流に対し重複波によって流入口付近で鉛直方向に与えられた擾乱が流下方向に伝わっているものと推測される。

水面変位と噴流振動の関係を調べるため、図-3 で示したケースにおける 60 s 間の観測データから両者の相互相関の空間分布を求めた。図-4 はその結果であり、等値線が時間的に湾曲していることから、噴流振動は流下

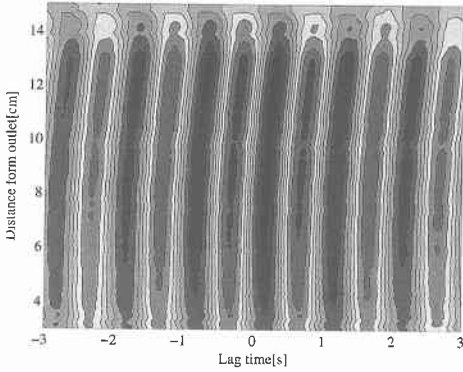


図-4 水面変位および噴流主流の相互相関 (図-3 と同じケース)

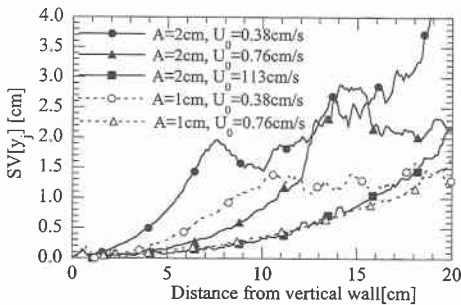


図-5 噴流主流振動の標準偏差と流入口からの距離の関係

方向に伝播していることがわかる。さらに噴流振動は周期運動であり、その周期が重複波の周期と一致していることが見出された。

噴流振動の振幅は流入口から離れるに従い単調に増加するが、ある程度発達すると水面ないし底面の影響を受ける。図-5に示すのは、代表的なケースにおける噴流位置  $y_s$  の時間変動から計算された標準偏差の空間分布である。初期流速  $U_0$  が早い場合には、噴流幅が発達するまで距離が必要なため、計測範囲では単調増加となっているが、 $U_0=0.38$  m と遅くなると、壁から 5-10 cm ほどで噴流が十分発達するためその値が飽和している。また同じ初期流速を持つ噴流でも、重複波の振幅が大きいほど振動の発達が早くなっていることがわかる。

上記の検討により、重複波による水平噴流の振動の概略および発達パターンがあきらかになった。そこで以下では噴流の振動についてモデル化を行うことにする。

(2) 噴流の振動のモデル化

水平噴流は、中心部は早く外縁部は遅い流速分布を持つため、重複波により鉛直方向に外力を受けると流跡線は平行を保ったまま曲がることはできず、噴流内部に乱れを生成し、その積により噴流全体の挙動が定まる。Nyborg (1954) はエッジトーン、班目・飯田 (1997) は

ジェットフラッターについて噴流断面内の速度分布を無視し、噴流の内部は一様速度と仮定して、噴流がその外部領域における圧力差により一体として運動すると仮定して解析を行い、妥当な結果を得ている。そこで本研究では、重複波による水平自由噴流主流の振動について上記の手法を参考に、以下の様にモデル化を行う。

問題を簡単にするため、鉛直方向断面 2 次元場を対象とすし、微小振幅波理論で変動する変動圧力場  $p(x,y,t)$  を進む水平自由噴流を考える。前節までの実験結果より、波動場は噴流に影響を与えるが、噴流は波動場に影響を及ぼさないという one way モデルを仮定する。底面に原点を取り、Bernoulli の式を満足しかつ  $x=0$  において腹を持つ完全重複波の水面変位  $\eta(x,t)$  および速度ポテンシャル  $\phi(x,y,t)$  は次式で表される。

$$\phi(x,y,t) = \frac{A\omega}{k} \frac{\cosh ky}{\sinh kh} \cos kx \cos \omega t \quad \dots\dots (1)$$

$$\eta(x,t) = A \cos ky \sin \omega t \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $A$  は重複波の振幅、 $\omega$  は角振動数、 $k$  は線形分散関係を満たす波数である。

Prandtl の混合距離理論から、噴流幅の半値  $B$  は仮想原点  $x_p \approx -0.41b_0/a$  ( $a$  は実験定数) からの距離  $x' = x - x_p$  に対して  $B \propto x'$  の関係を持ち、さらに運動量の保存を考慮すると最大流速  $u_{max}$  は 2 次元噴流において  $u_{max} \propto x'^{-1/2}$ 、円噴流については  $u_{max} \propto x'^{-1}$  の比例関係を持つことが予想される。Paullay ら (1985) の方法に従い、乱流剪断力  $\tau$  を乱流拡散係数  $\epsilon$  を用いて、 $\tau = \rho \epsilon \partial u / \partial y$  と仮定し、仮想原点  $x_p$  における乱流拡散係数を  $\epsilon_p$  とおくと  $\epsilon = \epsilon_p [x / (x - x_p)]^n \partial^2 u / \partial y^2$  を得る ( $n$  は拡散の水平方向依存度)。これを乱流境界層方程式に代入し、微分方程式を解くとポテンシャルコア領域外 ( $x - x_p > 1.44 b_0/a$ ) の円噴流の水平方向の速度分布  $u$ 、水平方向の中心流速  $u_m$  および噴流幅の半値  $B$  を得る。

$$u(x,y) = u_m(x) \left[ 1 + \frac{1}{e} \left( \frac{y}{x} \right)^2 \right]^{-2} (x - x_p > 1.44 b_0/a) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$u_m(x) = \begin{cases} U_0 & (x - x_p \leq 1.44 b_0/a) \\ U_0 \left( \frac{x_p}{x - x_p} \right) & (x - x_p > 1.44 b_0/a) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$B(x) = \begin{cases} 2b_0 + \frac{ax}{1.03} & (x - x_p \leq 1.44 b_0/a) \\ 3\sqrt{a}(x - x_p) & (x - x_p > 1.44 b_0/a) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで実験定数  $a$  および  $e$  については 0.11 および 0.01568 とおき (Abramovich, 1963)、噴流幅の半値  $B$  については  $u$  が  $u_m$  の 1% になる厚さと定義した。流入口近傍で鉛直方向に生じた噴流の変動が水平方向に伝わる速度  $u_y$  を厳密に定義することは難しいが、ここでは Blake (1986) に従い、次のように仮定する。

$$u_j(x) = 0.5u_m(x) \dots\dots\dots (6)$$

噴流は、Bernoulliの式によって与えられる重複波の変動圧力場の影響を受け変動するが、鉛直方向に対して水平方向の影響は無視できるほど小さいため、鉛直方向の影響のみを考える。ポテンシャルコア領域より下流では、噴流流速の水平成分  $u(x, y)$ 、中心流速  $u_m$  および噴流幅  $B$  が式 (4)-(5) で記述でき、かつ噴流全体が鉛直方向平均速度  $\bar{v}_j$  を持ちながら動くことと仮定すると、 $\bar{v}_j$  と噴流の上下端における圧力差  $\Delta p(x, y, t)$  :

$$\Delta p(x, y, t) = p(x, y + B(x)/2, t) - p(x, y - B(x)/2, t) \dots\dots\dots (7)$$

の関係より次式が成り立つ。

$$\frac{d\bar{v}_j}{dt} = -\frac{\Delta p(x, y, t)}{\rho B(x)} \dots\dots\dots (8)$$

$$= -\frac{2Ags \sinh \frac{kB(x)}{2}}{B(x)} \frac{\sinh ky}{\cosh kh} \cos kx \sin \omega t \dots\dots\dots (9)$$

式 (9) は  $y$  に対する超越方程式であり、式 (5)-(6) および式 (9) を Runge-Kutta 法で解くことにより、微小な時間間隔で流入口より混入させた仮想粒子の位置変化が求められ、ある時刻における仮想粒子の位置を結ぶことにより流脈線が得られる。また長波の近似の下では式 (9) は  $B$  に独立となり、重複波の影響をほとんど受けない。

図-6 は、重複波が無い場合における水平方向成分  $u$  を実験結果・式 (5) および 2 次元噴流のものと比較したものである ( $U_0=0.76 \text{ m/s}$ )。実験結果は式 (5) よりも若干大きく、2 次元噴流よりは小さな値を示している。この差異の原因としては、実験が水深が 0.2 m と有限領域で行っているため噴流と上下境界面の間に生じる循環流の影響が考えられる。図にも見られるように、主流周りに若干負の値を持つ領域があり、上下境界の影響を受けているのは間違いないが、両者の差はそれほど大きくないため、式 (5) による噴流幅の表現は妥当であるとして以下の議論を続ける。

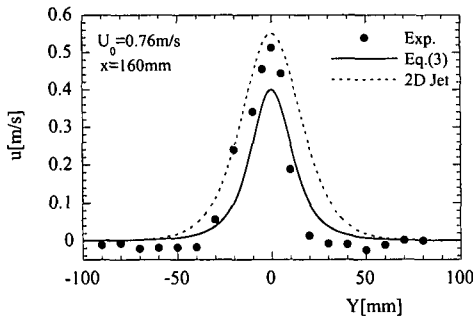


図-6 噴流の流速分布 ( $U_0=0.76 \text{ m/s}$ )

図-7 は上記の手法により、 $U_0=0.7 \text{ m/s}$ 、 $T=1 \text{ s}$  の場合について計算された噴流流脈線の時間変化の一例である。式 (2) で表される水面変動とあわせて考えると、水面変動の空間スケールに対して噴流の振動の空間スケールは短いことがわかる。図-8 は実験結果との比較であり、振幅の絶対値・位相に若干の差異が認められるものの両者は比較的良く一致している。鉛直方向の擾乱が流下方向に伝播する速度  $s_j$  を式 (6) で与えたが、実験結果はこれよりももう少し早い速度で伝播しており、 $u_j$  を  $0.6 \sim 0.7 u_m$  と与えることにより適合度は増すはずである。他のケースについても比較した結果、上記のモデルは、噴流が先の区分 (iii) の場合や遠方場には適用できないが、初期の発達段階については適用可能であることがわかった。

以上の結果より、重複波による噴流振動は、流入口近傍における上下方向の圧力差による擾乱が発達して発生することがわかった。

#### 4. 重複波による乱流特性の変化

最後に LDV を用いて計測された水平・鉛直 2 成分流速より、重複波による噴流の乱流特性について検討を行う。流速の乱れ成分 ( $u'$ ,  $v'$ ) については、移動平均を取ることにより定常振動成分を除去した。

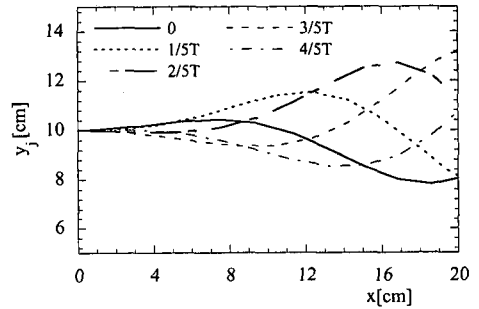


図-7 により計算された噴流の流脈線の時間変化 ( $U_0=0.7 \text{ m/s}$ ,  $A=0.2 \text{ cm}$ ,  $T=1 \text{ s}$ )

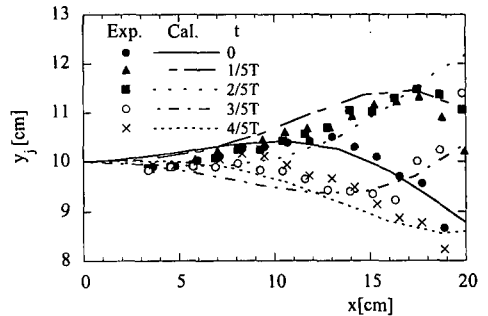


図-8 流脈線の時間変化の比較 (図-3 と同じケース)

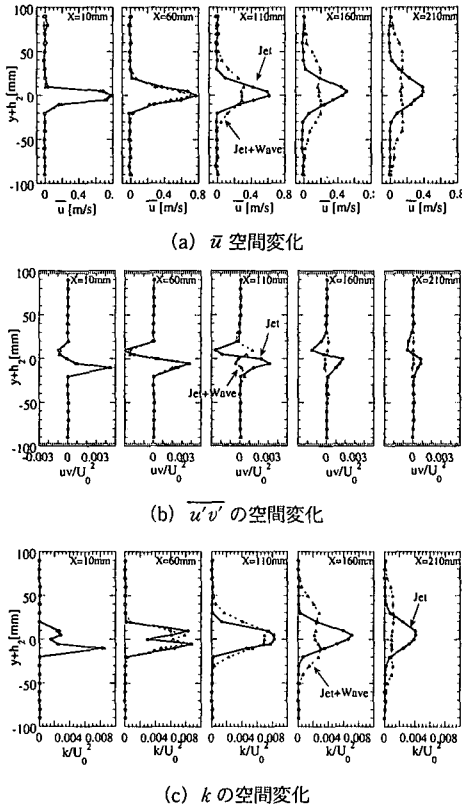


図9 平均流速  $\bar{u}$ , 乱れの相互相関  $\overline{u'v'}$  および乱れエネルギー  $k$  の空間変化 (図-3 と同じケース)

図-9 は、 $U_0=0.76$  m/s の噴流に対して、 $A=2$  cm、 $T=1$  s の重複波が共存する場合と無い場合について、水平方向の平均流速  $\bar{u}$ 、乱れの相互相関  $\overline{u'v'}$  および乱れエネルギー  $k$  の空間変化を示したものである。図中の縦軸は噴流の流入口中心を原点としている。重複波が存在する場合、 $\bar{u}$  は噴流が大きく振動するため、平均値としては鉛直方向に大きく広がって分布している。 $\overline{u'v'}$  は重複波が存在する場合に  $x>110$  mm 以降でその値は明らかに小さくなっている。乱れエネルギー  $k$  は  $\bar{u}$  と似た傾向を持ち、噴流の振動により、流入口より離れると  $k$  は鉛直方向に幅広の分布を持つようになる。さらに自由噴流中心位置の上下に2つのピークを持つようになる。図-10 は、 $k$  を鉛直方向に積分した乱れエネルギー  $S$  と流入口からの距離の関係を示したものである。重複波が存在する場合、乱れエネルギーの最大値は大きくなるが、その後の減衰も大きくなる。乱れエネルギーの変化は重複波の振幅が大きくなるほど大きく、重複波が無い場合と比較して最大で25%程度変動している。

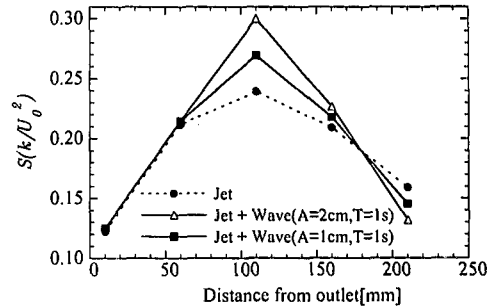


図-10 鉛直法に積分した乱れエネルギー  $S$  と流入口からの距離の関係

## 5. 結 論

以上、水平円噴流に及ぼす重複波の影響について検討を行った。重複波により水平噴流は振動し、鉛直方向に対して i) 対称振動、ii) 非対称振動、iii) 非対称かつ流線が不連続な振動の3つに分類できることを示した。ついで噴流の振動が周期的な現象であり、振幅は流下方向に向かって単調増加し、流入流速が遅いほど早く発達することを明らかにした。さらに、噴流振動が重複波によって上下方向に生じる圧力差に起因する擾乱が発達して発生することを明らかにした。最後に重複波による噴流の拡散・乱れ強度の変化について検討を行い、重複波による噴流の乱流特性への影響は無視できないことを示した。

以上の結果を定量的に評価するため、数値計算による噴流の流況の時空間変化についての詳細な検討を行う必要がある、今後の課題としたい。

## 参 考 文 献

- 斉藤 隆 (1969): 境界の影響を受ける2次元噴流の特性, 土木学会論文報告集, 164, pp. 25-32.
- 班目春樹・飯田将雄 (1997): 液面衝突上向き平面噴流自動振動-ジェットフラッターの振動機構, 機会学会論文集, B 63, 612, pp. 2732-2738.
- Abramovich, G. N. (1963): The theory of turbulent jets, 75, MIT Press.
- Brake, W. K. (1986): Mechanics of flow-induced sound and vibration, Academic Press, Chap. 1, 130 p.
- Brevik, I and B. Ass (1980): Flume experiment of waves and currents I. Rippled bed, Coastal Engineering, 3, pp. 149-177.
- Mei, C. C. (1989): The applied dynamics of ocean surface waves, World Scientific, 3, 7, pp. 98-108.
- Nyborg (1954): The role of jet stability in edgetone generation, J. Acoustic Soc. Amerca, 26-2, pp. 174-182.
- Paullay et al (1985): Similarity solutions of for plane and radial jets using  $k-\epsilon$  turbulence model, Trans. ASME, J. Fluids Eng., 107, pp.79-85.