

砕波による乱れ構造の実験的研究

青野 利夫*・大橋 正和**・服部昌太郎***

1. ま え が き

砕波帯で発生する諸現象は、砕波帯流速場と密接な関係があることから、これら現象の機構解明には流速場の特性を正確に把握する必要がある。この様な理由により、近年砕波帯内流速場、特に砕波による乱れに着目した実験的研究が、岩垣ら¹⁾、泉宮ら²⁾、酒井ら³⁾、灘岡ら⁴⁾、そして著者ら⁵⁾によって行われ、その諸特性に関する知見がえられつつある。

砕波帯内では、砕波によって水面より流体内部に持込まれる強い乱れと連行空気に加え、波運動によって生じられる定常流（戻り流れ）も存在する非常に複雑な流速場が形成され、その内部機構には未だ不明な点が多い⁶⁾。特に、処理方法がまだ確定していない砕波による乱れの機構は、殆んど解明されていない。

本研究は、二次元波動水槽を使用して砕波帯内の流速場をスプリット熱膜流速計で測定し、乱れ構造の時・空間特性を解明することを目的とする。そして、乱れ強度とレイノルズ応力の変動特性の検討結果より、砕波帯内における波運動（組織的運動）の一周期間内の乱れ機構の循環モデルを提案する。

2. 実験装置と実験方法

実験は、幅 0.3 m、高さ 0.5 m、長さ 20 m の両面ガラス張り二次元波動水槽内に、勾配 1/20 斜面と水平床

とよりなる実験海浜地形を設置して行った（図—1）。実験水槽の一端にはフラップ式造波装置が設置され、また実験地形岸側には水槽端よりの反射と水槽全体の水面振動の発生を防ぐため、金網による消波装置を設置した。本実験では安定した砕波状況を維持する必要があるため、1/20 勾配斜面と水平床との接続断面（実験地形表面はビニール布を貼布した滑面）で、入射波が砕波するよう実験波の諸量（表—1）を決定した。本研究で採用する座標系と

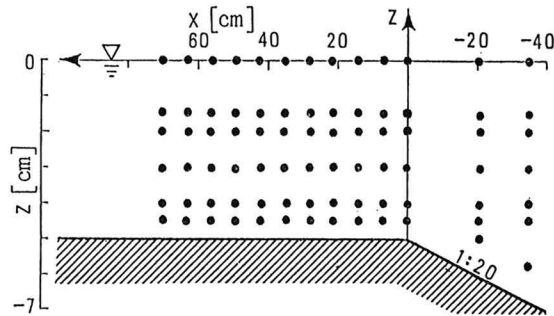
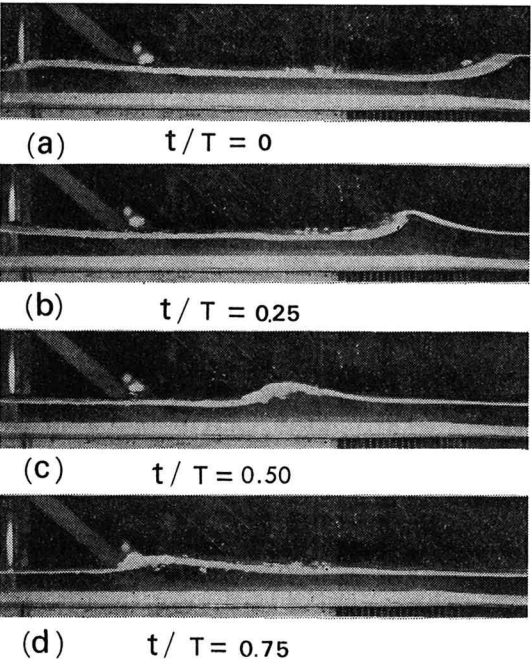
表—1 実験波諸量

周期 (T)	波高 (H _I)	H ₀ '/L ₀	H _b /h _b
1.0 s	2.97 cm	0.021	0.801

H_I: 実験水槽一様水深部 (h=32 cm) での波高
h_b: 砕波水深 (5 cm)

流速測定位置（●印）が、図—1 に示される。

流速測定に使用したスプリット型熱膜流速計⁷⁾は、X 型熱膜流速計と比較して熱膜部分が小型であるため、流速の空間分解能が秀れている。また、測定しうる流速の二方向成分の中の一成分は、その流向も判別される。こ



図—1 座標系と流速測定位置

* 工修 中央大学理工学部助手
** 工修 中央大学大学院理工学研究科博士課程学生
*** 工博 中央大学理工学部 教授

写真—1 実験波の砕波状況

の流速計の方向特性を考慮した検定試験は、自走式載荷台を使用して $1 \text{ cm/s} \sim 40 \text{ cm/s}$ の流速範囲に対して行った。実験水槽様水深部と流速測定断面での水面変動測定には、容量式波高計を使用した。

写真-1 は、本実験での実験波の砕波状況の連続撮影記録で、砕波時の空気連行が比較的少ない弱い巻き砕波である。

3. データ処理方法

水面変動と流速測定は、造波開始後の実験波形が定常化した時点より開始し、これらの測定出力はデータレコーダに記録した。測定データは、その 70 秒間分を DR-1000 (TEAC 社製) によって AD 変換 (サンプリング間隔 500 Hz) 後電算処理を行った。

本実験では、スプリット熱膜流速計の流向判別可能な流速成分に、鉛直流速成分 w を当てた。したがって、水平流速成分 u は、その絶対値のみが検出されることとなる。しかし、砕波帯の定常流と波動の 2 成分の流速ベクトルの絶対値が乱れ流速に較べて大きく、また定常流速成分が波動流速成分の振幅より小さいことから⁹⁾、水面が平均水位を通過する付近で発生する $|u|$ の最小値の位相を求めて、水面変動記録との関連の下 u の流向判別を行った。図-2 と 3 は、測定流速ベクトルの大きさ $|q|$ ($=\sqrt{u^2+w^2}$) と流速計スプリット面との角度 θ 、およびこれら測定データより計算される w と u の時間変動を、水面変動 η と共に示したものである。ただし、図-2 では、 u の代りに $|u|$ が示されている。

非定常乱流場での測定量 $f(x, t)$ は、その時間平均と位相平均、 $\bar{f}(x)$ と $\langle f(x, t) \rangle$ 、とによって、組織的変動

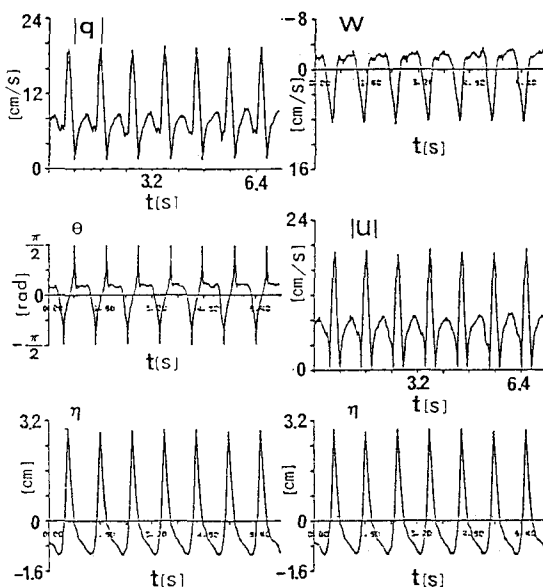


図-2 水面・流速変動の測定結果 (砕波前)

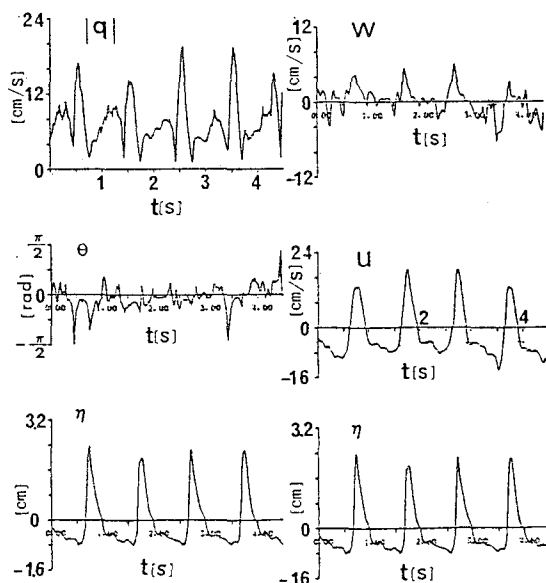


図-3 水面・流速変動の測定結果 (砕波後)

成分 $f''(x, t)$ は、

$$f''(x, t) = \langle f(x, t) \rangle - \bar{f}(x) \quad \dots\dots\dots (1)$$

また、乱れ成分 $f'(x, t)$ は

$$f'(x, t) = f(x, t) - \langle f(x, t) \rangle \quad \dots\dots\dots (2)$$

と書き表せる。したがって、測定量 $f(x, t)$ は

$$f(x, t) = \bar{f}(x) + f''(x, t) + f'(x, t) \quad \dots\dots\dots (3)$$

となる⁹⁾。ここに、 x は位置ベクトル、 t は時間である。いま、波運動によって支配される $f(x, t)$ の成分として $\langle f(x, t) \rangle$ を取上げ、式 (2) によって乱れ成分の分離を行う場合の位相平均法にかかわる問題点が指摘されている^{10), 11)}。そこで本研究では、通常の位相平均法に条件付抽出法と最小自乗法の 2 手法を組合せた方法によって、 $f'(x, t)$ の分離を行った。この手法を使用するに当たって、流速の波動成分は水面変動と密接な相関があると考え、水面変動 η とその乱れ成分 η' の分散間に、 $\sqrt{\eta'^2}/\sqrt{\eta^2} < 0.05 \sim 0.13$ で与えられるしきい値を設定した。そして、この条件に外れる水面変動に対応する流速測定デー

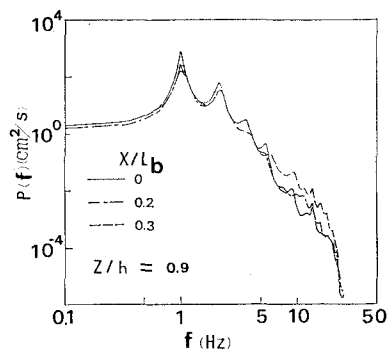


図-4 u のパワースペクトル

タは、棄却することとした。図-4 は、 u のパワースペクトルの計算結果例で、5 Hz 以下の周波数域では波動成分が卓越していることが認められる。また図-5 は、 η と u とのコヒーレンスの計算結果例で、5 Hz 付近で η と u 間の相互相関が急減している。これらの結果より、水位変動によって流速データの条件付抽出を行ったことの妥当性が確かめられる。

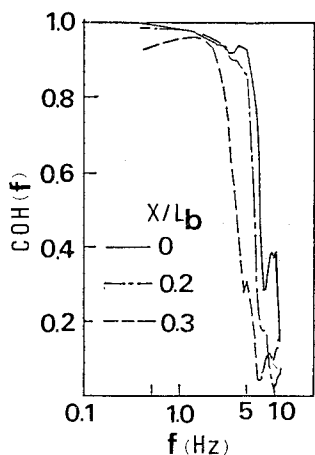


図-5 η と u のコヒーレンス ($z/h = -0.9$)

図-6 は、本研究で採用した位相平均法による、 $\langle \eta \rangle$ 、 $\langle u \rangle$ および $\langle w \rangle$ の時間波形例である。図中の縦実線は、

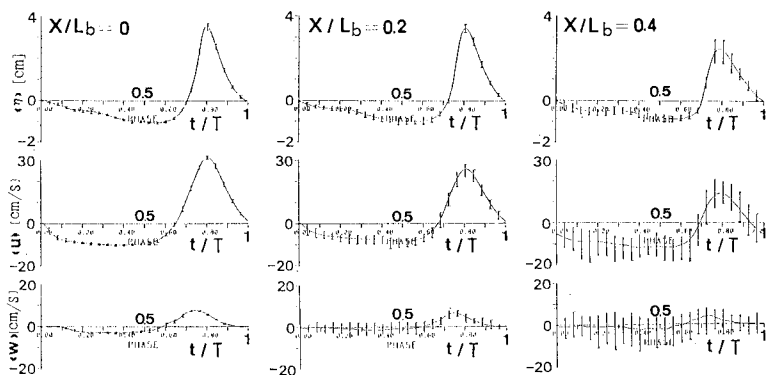


図-6 η と u , w ($z/h = -0.9$) の位相平均時間波形

各位相での変動幅を示す。

4. 流速・乱れ強度・レイノルズ応力の時・空間分布

実験水槽一様水深部の入射波測定点での水面変動時間波形をトリガーとして、砕波帯内の同一時刻における波動流速ベクトル、水平・鉛直流速の乱れ強度、 $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ と $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ 、およびレイノルズ応力 $\langle -u'w' \rangle$ の位相平均の空間分布をそれぞれ算定し、水面波形との対応で時系列的に示したものが、図-7 (a)~(d) である。各空間分布の時刻は、砕波の突込み点 (P.P.) での水位変化が最高となった時刻を基準とする相対時間 t/T である。また、横軸は相対距離 x/L_b で、 L_b は h_b での波長である。

(1) 波動流速ベクトル $\langle \vec{q} \rangle$ の空間分布

当然のことながら、 $\langle \vec{q} \rangle$ の空間分布は水面波形より推

定される水粒子の速度ベクトル分布と、非常に良好な対応を示している。波谷部 ($\eta < 0$) では、 $\langle \vec{q} \rangle$ の鉛直断面分布はほぼ一様であるが、波面が急激に立上がる波底～波峯区間では、水平・鉛直流速成分にも急変が認められると同時に、両者間の位相差が水深方向に変化している。また、水底部付近には、水平流速の先走り現象が存在する。砕波帯内外での定常流速の空間分布は、本年度の土木学会年次学術講演会で報告した。

(2) 乱れ強度の空間分布とその時間変化

(a) $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ 分布の特徴

入射波が砕波点 (B.P.) より突込み点 (P.P.) 岸側に進行する過程 (図-7 (a)~(c)) の波峯部 ($\langle \eta \rangle > 0$) では、水深方向にほぼ一様な $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ の分布が認められる ($0 < x/L_b < 0.3$)。波面前面域では、砕波によって水面近傍に強い乱れが投入されるため、 $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ の分布が複雑なものとなる。一方、波峯部の通過によって $\langle u \rangle$ の方向が沖向になると、B.P.~P.P. 間の水面付近の $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ の等強度線は沖方向に拡がる (図-7 (d))。

乱れ強度分布の時間変化を検討するため、 $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ が

大きい領域 (3 cm/s 以上) の各時刻ごとの水平位置を、表-2 に示す。 $t/T = 0$ では、乱れ強度の大きい領域が 3 ケ所に存在する。 $x/L_b = 0.4 \sim 0.5$ にあるものは、砕波の突込みによって形成されたもので、 $x/L_b = 0.6 \sim 0.7$ と $0.9 \sim 1.0$ に存在するものは、先行波の砕波によって生じた乱れが残存したものと考えられる。 $t/T = 0.1$ で $x/L_b = 0.7 \sim 0.8$ に存在する領域は、 $t/T = 0$ で岸側にあった 2 ケの領域が合体したものと言える。 ($\langle u \rangle$

の分布から考えて、 $x/L_b = 1$ 付近のものは、岸側に移動していない)。また、 $x/L_b = 0.4 \sim 0.5$ に位置するものは、

砕波の突込みによって水底付近にまで乱れ強度の大きい領域が発達している。 $t/T = 0.2$

では、乱れ強度の大きい領域は $x/L_b = 0.4 \sim 0.5$ の 1 ケ所となる。この領域の形状と流速場とを勘案すると、 $t/T = 0.1$ に存在した 2 ケ所の領域が合体したと言える。そして、砕波の通過と共に乱れの拡散移流によって $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ の大きい領域が拡大している。しかし、 $x/L_b = 0.4 \sim 0.5$ には、非常に乱れ強度の大きい部分が発達している。

(b) $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ 分布の特徴

表-2 $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} > 3$ cm/s の位置

t/T	x/L_b	図-7
0	0.4~0.5, 0.6~0.7, 0.9~1.0	(a)
0.1	0.4~0.5, 0.7~0.8	(b)
0.2	0.4~0.5	(c)
0.4	0.4~0.9	(d)

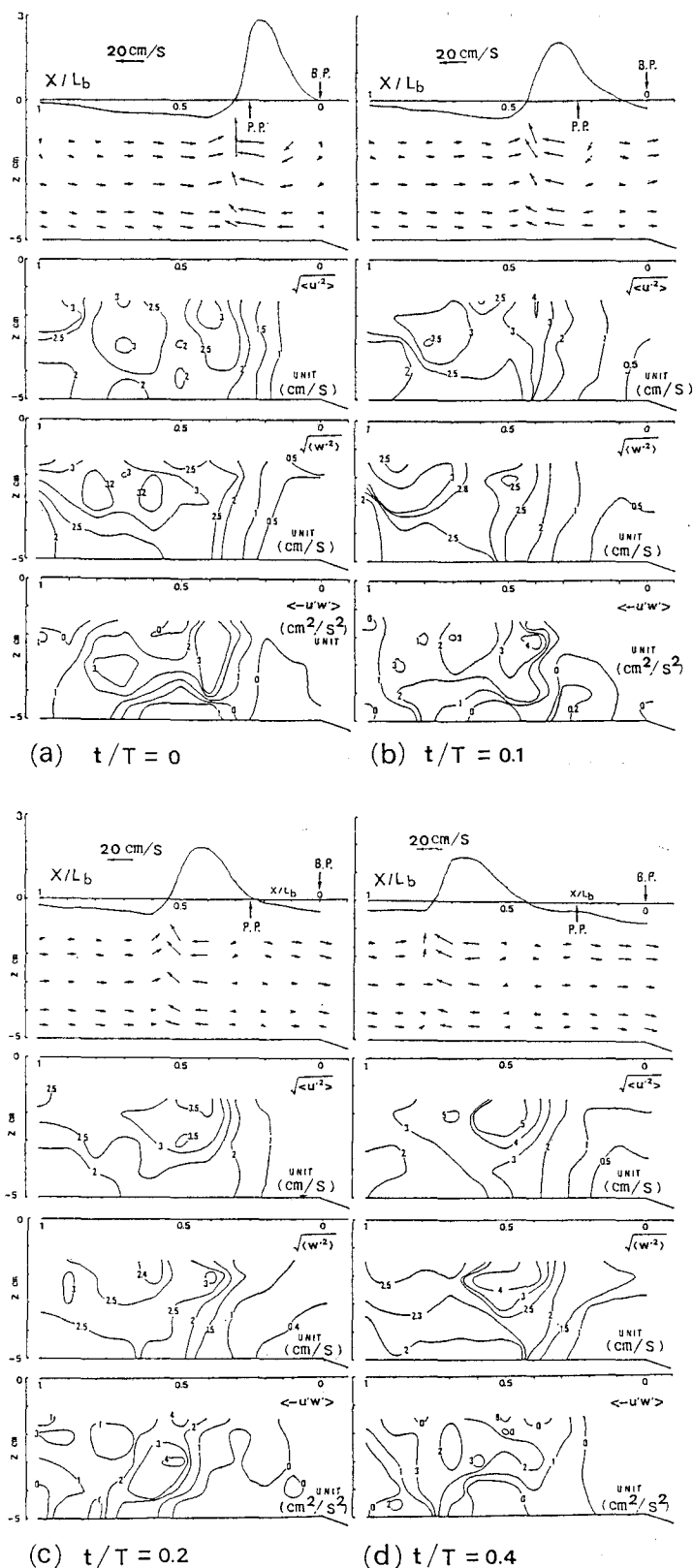


図-7 水面波形・乱れ強度・レイノルズ応力の時空間分布

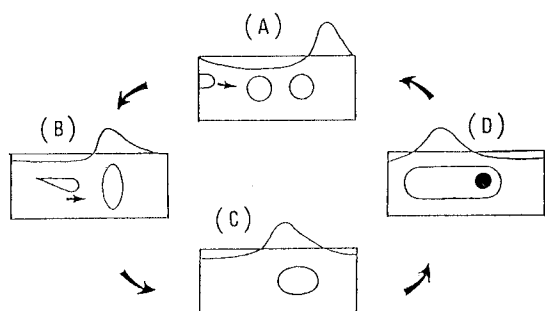
鉛直方向の乱れ強度は、全体的に水平方向のその約 80% 程度である。 $t/T=0\sim 0.2$ では、 $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ の大きい領域は、 $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ の大きい領域との間に若干位置的のずれがある。しかし、 $t/T=0.4$ では両者の位置はほぼ一致している。 $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ の大きい領域は、 $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ のそれとほぼ対応して変位している。

(c) $\langle -u'w' \rangle$ 分布の特徴

図-7 の測定結果を通して、水底面付近の $\langle -u'w' \rangle$ の値は、水面より中間水深までのそれに比較して非常に小さい。砕波によって発生する乱れは、砕波帯内の全域に存在するが、 $\langle -u'w' \rangle$ の分布から以下のような乱れの特徴が認められる。(1) 水面から中間水深域までに存在する乱れ構造は、非常に三次元性の強いものである。(2) 水底面付近での $\langle -u'w' \rangle$ が小さいことから、 u' と w' との間には、相関がない。(3) 水底面付近で $\langle -u'w' \rangle$ が有意な値を示す地点 ($x/L_b=0.7\sim 0.8$) が存在する。このことは、砕波帯内での乱れ構造の分布に変化があることを意味するが、その原因はまだ解明されていない。

著者らは、水底面付近の乱れの構造特性を調べるため、Thin Layered Milk 法²⁾による流れの可視化実験を行った³⁾。この実験結果によると、砕波帯内の水底面に発生する乱れ構造に、非常に三次元性の強い渦構造(縦渦)が認められた。これらの実験結果を総合すると、 $x/L_b=0.4\sim 0.5$ に停滞している乱れ強度の大きい領域は、現地海岸での砕波波面背後に認められる浮遊砂柱の発生と何らかの関係があるものと考えられる。

図-7 の実験結果とその考察をもとに、砕波によって生じた乱れの分布が、入射波の一周期にわたってどのように変動するかを、模式的に図示したものが図-8である。すなわち、先行波の背後に存在するほぼ様な乱れ強度の分布が、砕波の突込みによって(A)のように3分される。そして、砕波波



図—8 乱れの循環模式図

面前方の乱れ強度の大きい二領域は、移流・拡散によって合体し (B)、時間経過と共に (C)、(D) の状態に移行する。

5. 結 論

二次元波動水槽内での砕波帯流速場を、スプリット型熱膜流速計を使用して測定し、その時・空間特性について興味ある二・三の知見を得た。

本研究では、砕波による乱れ成分の抽出は、条件付抽出法と最小自乗法の2手法を加味した位相平均法によって行い、その結果としてえられた水面変動、流速ベクトル、乱れ強度とレイノルズ応力の空間分布は、信頼性の高いものと考えられる。砕波によって生じられる乱れ構造は三次元性の強いものであるが、その特性は場所的に著しい変化が認められる。本研究はまだ初期の段階に入ったばかりのもので、今後種々の砕波条件下での測定を行う必要がある。

本研究以後、水面変動とコヒーレントな流速変動を、波動による組織的流速成分とみなし、砕波による乱れ成分を分離して、乱れの時・空間特性の検討を行った¹⁴⁾。この流速変動の組織・乱れ成分の分離方法は、本研究での位相平均法によるものより、 $x/L_0 > 0.5$ での乱れ構造の解析に適当なものである事が認められた。

本研究の遂行に際しては、多くの方々の協力をえたが、特に実験に協力をされた当時中央大学学生の上原義和・泉田英臣・松本信之の三君、また種々の有益な助言と討議を寄せられた中央大学水口優助教授と横浜国立大学磯部雅彦講師に、心より感謝の意を表しする。本研究の一部は、文部省科学研究費一般研究Cによる。

参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一・裏 義光： 砕波帯を含む固定斜面上の波動場の特性に関する実験的研究，第27回海講論文集，pp. 35～39，1980.
- 2) 泉宮尊司・堀川清司： 砕波帯における定常流に関する実験的研究，第28回海講論文集，pp. 34～38，1981.
- 3) 酒井哲郎・三反畑 勇： 二次元砕波帯における砕波による乱れの構造，第28回海講論文集，pp. 15～19，1981.
- 4) 難岡和夫・近藤隆道・田中則男： LDAを用いた砕波帯内の流速場に関する実験的研究，第28回海講論文集，pp. 24～28，1981.
- 5) 青野利男・大橋正和・服部昌太郎： 砕波点近傍での乱れ特性に関する実験的研究，第13回乱流シンポジウム，pp. 180～183，1981.
- 6) 青野利夫・服部昌太郎： 砕波帯内における流速場の空間特性について，第37回土木学会年講概要集，第2部，pp. 865～866，1982.
- 7) Olin, J. G.: Split-film anemometer sensors, Instruments and Control Systems, Jour. of the Southern California Meter Assn., June, pp. 106～108, 1970.
- 8) 前出 6).
- 9) Telionis, D. P.: Unsteady Viscous Flows, Springer-Verlag, pp. 224～225, 1981.
- 10) 前出 5).
- 11) 岩垣雄一・浅野敏之・小谷敏樹： 周期波と流れの共存場における乱れの定義とその特性について，第28回海講論文集，pp. 10～14，1981.
- 12) 林 泰造・大橋正和・魚谷 忠・志水 毅： Thin Layered Milk 法による往復流境界層の可視化について，流れの可視化，Vol. 1, No. 2, pp. 159～164, 1981.
- 13) 前出 5).
- 14) 青野利男・服部昌太郎・上原義和： 砕波による乱れの時空間特性の実験的研究，第14回乱流シンポジウム，1982 (投稿中)。