

巻き波型碎波時の流れの場の実験的研究

水 口 優*・友 金 幸 浩**

1. はじめに

碎波点付近の流体運動に対する研究の進展は著しい。碎波に至る過程の理論的な解明は Longuet-Higgins & Cokelet (1976) に始まる境界積分法を用いた数値計算の成功により、ポテンシャル理論で碎波の巻きこみ状況までも計算されている。その方向での最近の研究である New, McIver & Peregrine (1985) によれば、碎波時の波頂部での巻きこみジェット形成は、碎波の強さにかかわらず見られる。

碎波の現象論的な実験も多い。Miller (1976) は高速カメラにより碎波波形を観察し、ジェットの形成が普遍的な事およびそのジェットの突っこみによる回転渦が形成される事を示した。この方向での最近の研究例としては、例えば Basco (1985) がある。

近年の流速測定技術の進歩により、碎波点付近でも流速の測定が可能となった。三村・岡安・柴山・カムロンリティソン (1984) は、碎波直後の流速場を空間的に丹念に測定して渦度を算定し、突っこみによる回転渦の形成を明らかにしている。しかし、測点が碎波後に限られている事、用いたスプリット型ホットフィルム流速計は岸沖方向成分の方向性の判定にあいまいさが残るという問題がある。さらに、結果に対する議論も不十分である。

本論文は、一様勾配斜面上において、2成分レーザー・ドップラー流速計 (LDV) を用いて、巻き碎波時の碎波点 (B.P.) および突っこみ (P.P.) 前後を測定対象として詳細な測定を行い、その結果をもとに碎波の現象論的特性を一歩進んだ所で解明しようとするものである。

2. 実験とデータ処理

実験は、長さ 20 m 幅 0.3 m の両面ガラスの水槽内に 1/20 勾配の鉄板斜面を作製して行った。実験ケースは 1 つで、一様水深部の水深 28.2 cm で、入射波の周期は 1.22 s、一様水深部での波高は 4.38 cm の規則波である。一様水深部の波形を容量式、碎波点近傍での測定点

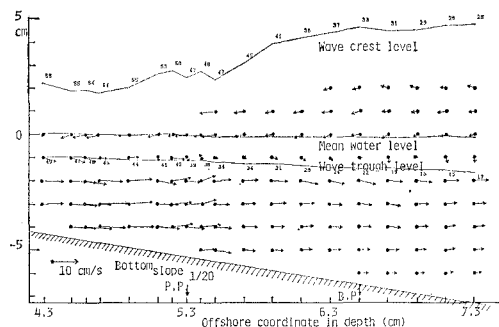


図-1 測定点と周期平均量

では波形を抵抗線式波高計、岸沖および鉛直方向流速を 2 成分 LDV (Disa 社製、4 W アルゴンレーザー) を用いて後方散乱式で測定した。B.P. は波峰が最高位置を示す地点で定義し水深 $d=6.5$ cm、目視による P.P. は $d=5.3$ cm であった。なお目視による波形前面の鉛直になる地点も B.P. と同じであった。測点数は図-1 に示すように合計 126 点である。

計測データは、データレコーダに収録後、サンプリング周波数 50 Hz で AD 変換した。測定時間は 1 点約 50 s で、一様水深部の波形のゼロアップクロス点を基準として同期し 40 波の位相平均量を算出した。LDV の信号は 10 波以上得られた場合はデータとして採用した。なお同期にあたっては、ゼロクロス点に近い方の位相点を採用しているため、各点のデータ間で 0.02 s の誤差はあり得る。

3. 実験結果および考察

(1) 速度場から見た碎波の現象学

位相平均された水面形、流速ベクトル場 u について論じる。図-2 は、得られた位相平均データを、速度場の時間変化として見たものである。図中、水位はその水深での測点数での平均であり縦のヒゲは、± 標準偏差を示す。水面形状に関しては、碎波点付近での立ちあがり直前および突っこみ時点を除き、実験波の安定性は非常によい。この図より読み取れる一様勾配斜面上での碎波の過程は以下のように描写できよう。

* 正会員 工博 中央大学助教授 理工学部土木工学科

** 中央大学学生 理工学部土木工学科 (現杉並区役所)

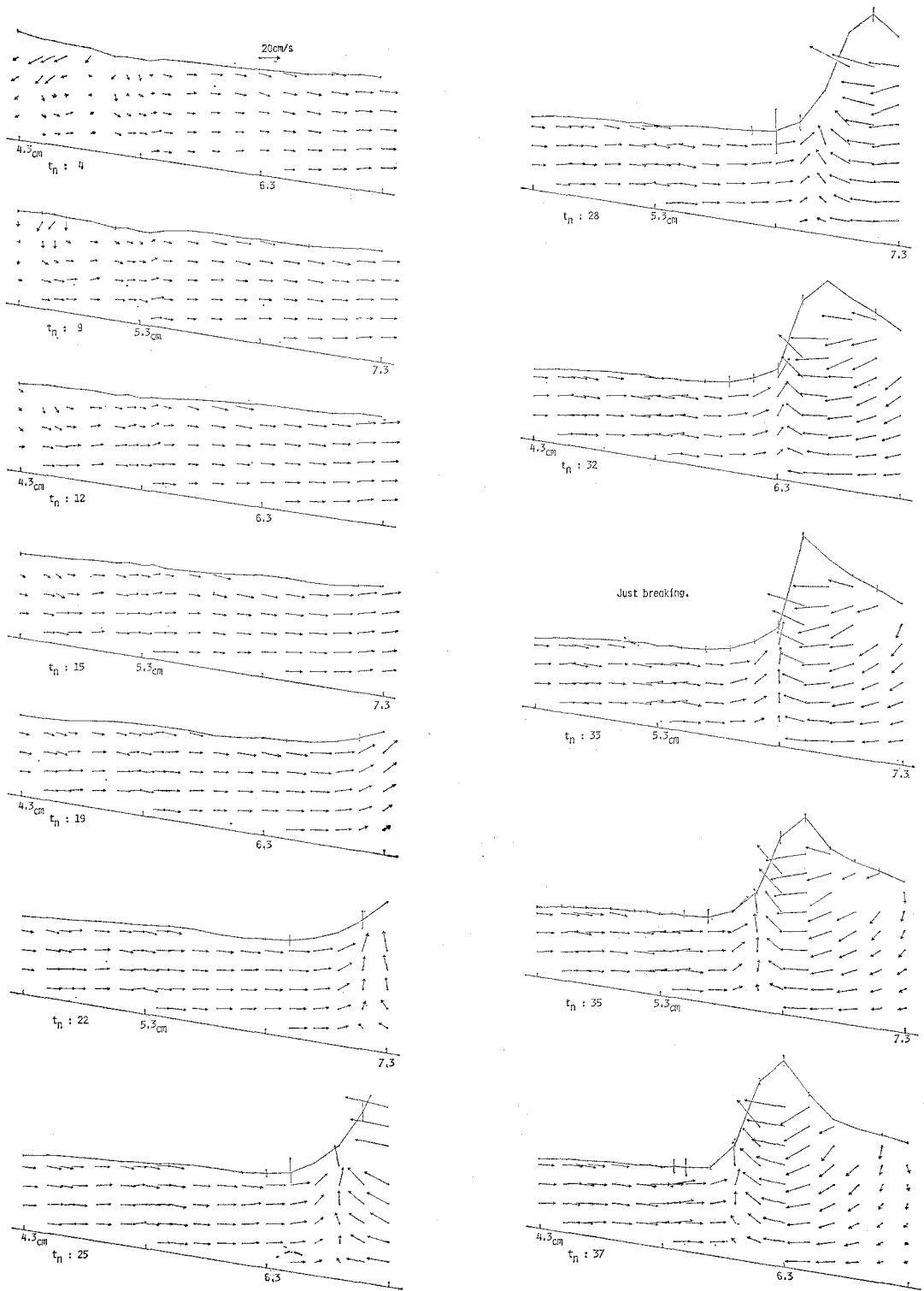


図-2 (a) 位相平均流速場の時間変化, 図中 t_n は経過時間ステップ数 (1 ステップ 0.02 s) を表す.

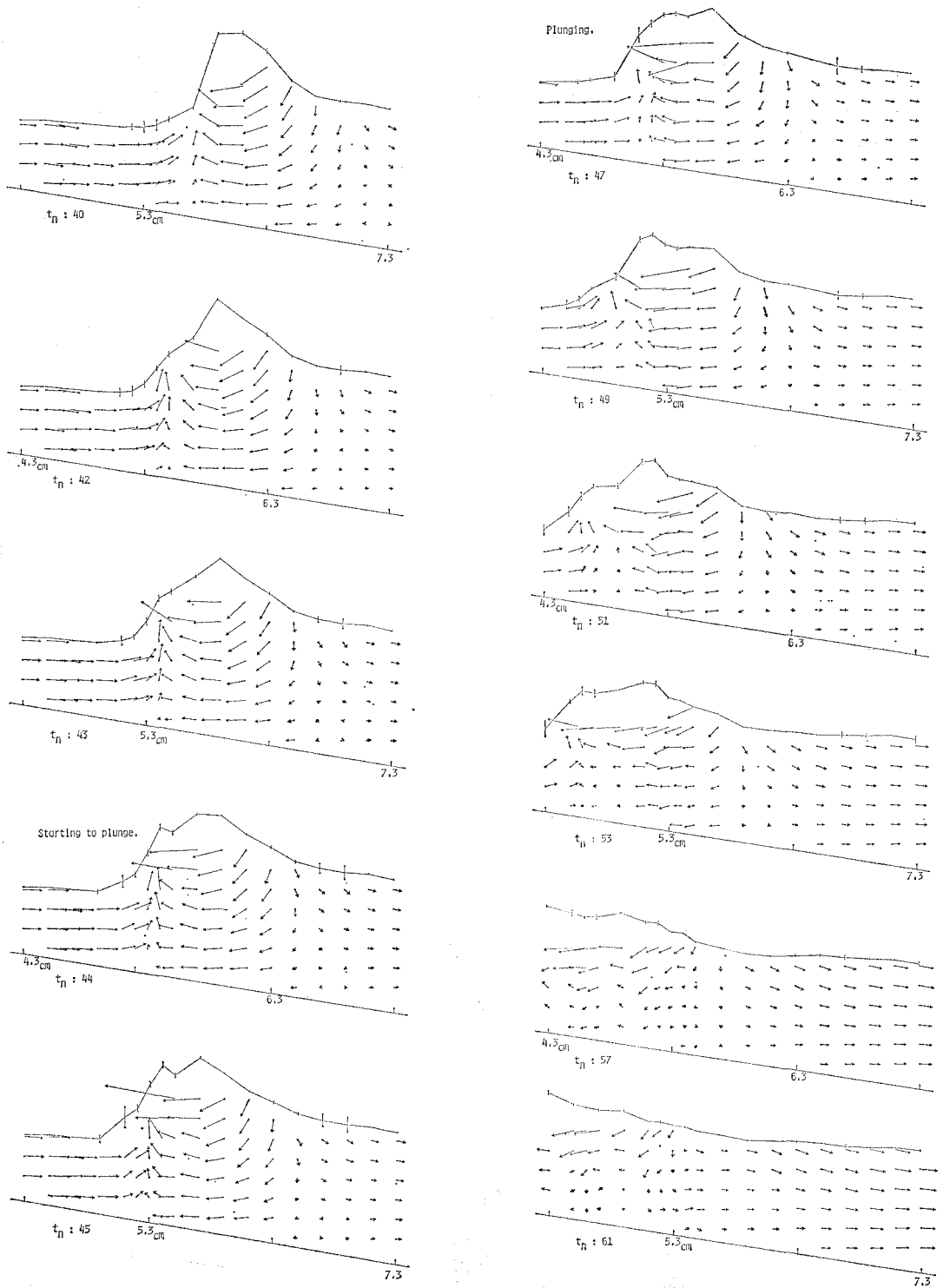
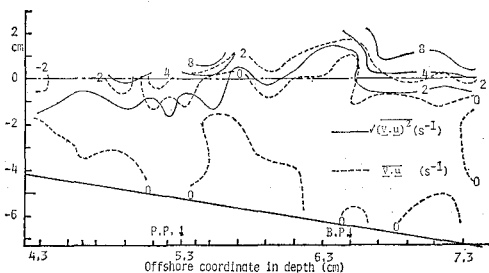
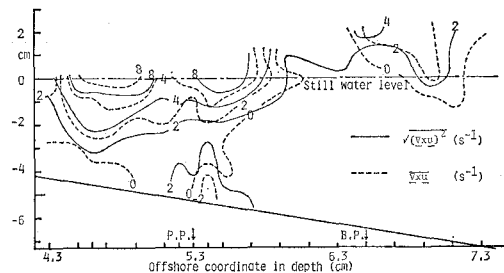


図-2 (b) 位相平均流速場の時間変化(続き)


 図-3 $F \cdot u$ の周期平均値および rms 値

 図-4 渦度 $F \times u$ の周期平均値および rms 値

I. (15~32) 先行する波の残留渦が消え、ほぼ一様な戻り流れの場に、尖りかつ前傾した波が進行してくる。進行してくる波の前面つま先部では、種々の量の急激な変化がおきる。速度場も相反する流れの衝突により強い上昇流が生じている。

II. (33) 砕波状態である。以下に見るように砕波の本質は、巻きこみジェット形成という不可逆な過程の開始にある。すなわち波峰前面が鉛直になるという瞬間にそれなりの意味があり、その後の巻きこみジェットの突っこみにより著しい変形が生じる。

III. (35~43) 形成されたジェットが突っこむまではジェットを形成するに至らなかった部分が波動として進行していく。波峰前面の急激な変化はそのままである。

IV. (44~57) 自由落下状態にあったジェットが波動運動塊の前半分部分での上昇流域に突っこむ。突っこんだ質量のほとんどは、表層をすべるようにして岸方向に行き、突っこみによってもたらされた鉛直方向の運動量は上昇流の頭をたたいて死水域を作り出す。

V. (61~12) 波動運動背面の下降流がその死水域を巻きこむようにして反時計まわりの回転渦を誘起する。渦度そのものは表面付近の強いせん断流によるものがその下降流に乗った水粒子によって輸送されてくると考えられる。そして、その渦度は戻り流れの中に吸収されて I に戻るのである。

(2) 砕波の運動学

砕波に至るまでの運動は 2 次元非回転とみなすのが一般的である。図-3 に散数 $F \cdot u$ の周期平均および rms 値を、図-4 に渦度 $F \times u$ の同様な値を示す。両者の代表スケールは (2/周期) であり、その概略値は 2 である。本論文では、空間勾配はその点まわりの $(r, 4r)$ の楕円内にある点にの値に対して最小自乗法で平面をあてはめる事により求めた。ここでは $r=1.1$ cm である。

2 次元性は静水面以下ではよく満足されている。渦度も突っこみ部を除けばほとんど 0 である。

渦度の発生する様子を突っこみ域の特定の点に着目して時間変化として見たのが図-5 である。突っこみにあわせて、 $d=5.7$ cm 以浅で水面近くに強い正の渦度が発

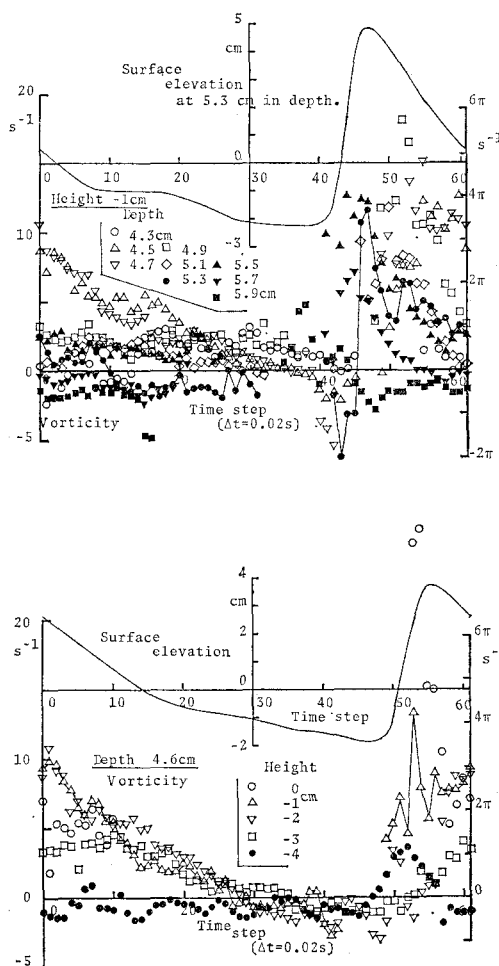


図-5 突っこみ点付近の渦度の時間変化

生した後、 $t_n=55$ 以降になってかなり寿命の長い残留渦が生じているのが現れている。

得られた速度場における水粒子の軌跡を描いたのが図-6 である。突っこみ点までは非線型非対称な波動場としての滑らかな動きを示すが、突っこみ域ではかなり歪んだものとなっている。そこでは、底面での強い戻り

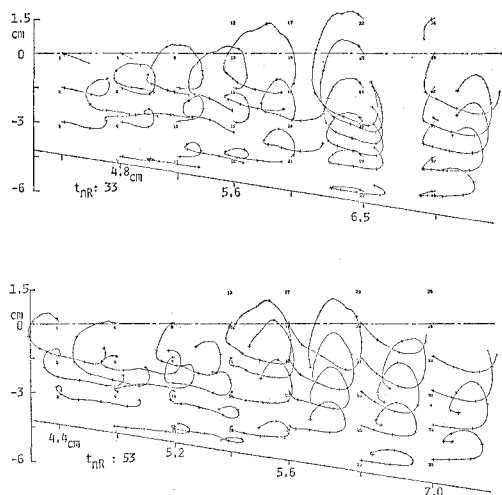


図-6 水粒子の一周期間の軌跡

流れも明らかである。 $t_n=53$ で表面近くにあった粒子は底面には到達せず、表面での渦度も輸送されない。なお2次元非粘性流れでは、 $D(\nabla \times \mathbf{u})/Dt=0$ である。また、投入位相 t_{nR} の異なる粒子の一周期後の到達地点が異なるのも非定常非一様な流れの場の当然の帰結である。

(3) 砕波の動力学

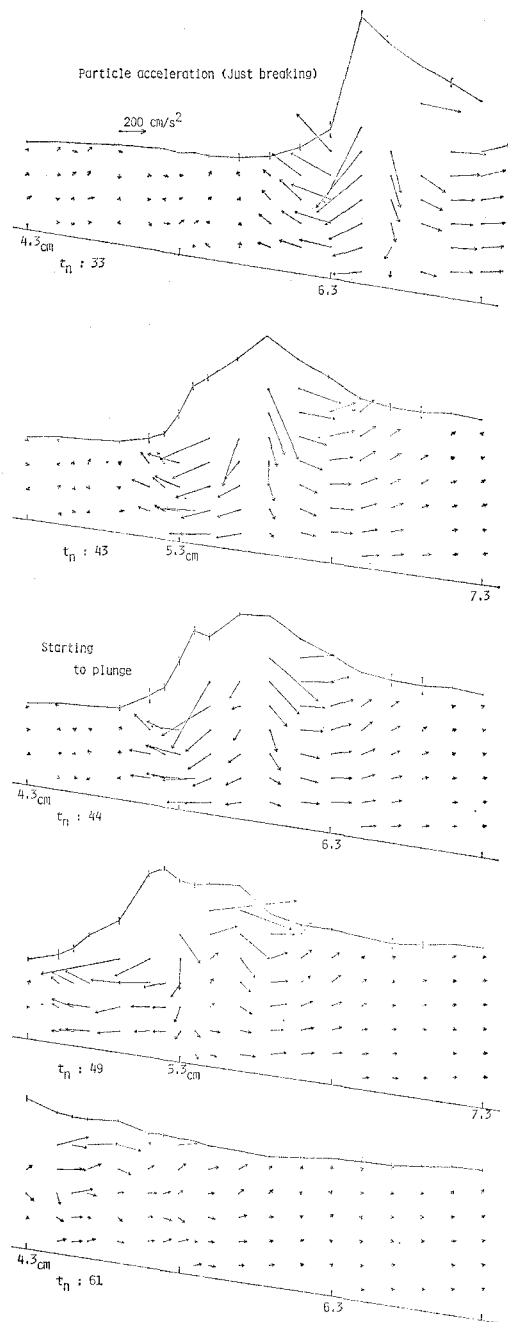
図-7 に実質加速度場の例を示す。 $t_n=43\sim44$ での加速度場の変化はジェット突っ込みによるものである。突っ込んだ後は、波の前面はかなり波動としての性格を残して測定範囲から消え、背後では突っ込みにより波峰域が広がり(2次波の発生?) 加速度はなかなか0にならない。なお注目すべきは、沖に向かう波動は発生せず静水中への落下水現象とは異なる事である。

4. ま と め

砕波とは、非線型変形の結果としての巻き込みジェットの形成であり、その残余の波動塊への再突入による流れの場の攪乱である。その際波動場は完全に破壊されるわけではない、また渦ありの残留渦が発生、消滅する。

参 考 文 献

- 1) 三村信夫, 岡安章夫, 柴山知也, ブリーチャ・カムロンリティソン (1984): 第31回海岸工学講演会論文集, 11~15.
- 2) Basco, D. R. (1985): J. WPCOE, ASCE, 111, 171~186.
- 3) Longuet-Higgins, M. S. and E. D. Cokelet (1976): Proc. R. Soc. Lond., A-350, 1~26.
- 4) Miller, R. (1976): Soc. Econ. Palenontol. Mineralog.,

図-7 実質加速度 Du/Dt の時間変化

- Spec. Pub., 24, 92~114.
- 5) New, A. L., P. McIver and D. H. Peregrine (1985): JFM, 150, 233~251.