平成 27 年度

修士論文

2 孤立波の正面・追越衝突及び流れを考慮した 1 孤立波に関する PIV 実験

首都大学東京大学院　都市環境科学研究科

都市基盤環境学域　海岸・海洋工学研究室

学修番号　14885408

石川　成美

指導教員　梅山　元彦

目次

第 1 章　序論

1.1　研究背景および目的

海洋に関わりをもつ技術者たちにとって, 波の理論に関する知識は必須条件であることは言うまでもない. しかしながら, 海の波を含めた波動問題の歴史を紐解いてみると, 海岸工学という学問分野が誕生する 20 世紀半ばまでは，その発展は主に数学者あるいは物理学者たちによって担われてきた.

このような背景の中，第二次世界大戦において，アメリカとイギリスを中心にノルマンディーへの上陸作戦を成功させることを目的に，波の推算法が確立し，その後の波の研究へと発展した．最初は軍事的な必要性からであったが，海岸工学が生まれ，海洋構造物の設計にも新しい波の理論が用いられることになった.

現在の水面波理論の基本となるものを最初に導いたのは Airy(1845)である．彼は速度ポテンシャルを導入して，微小振幅波を導いた．そして，この理論の 2 年後には，水面がフーリエ級数形式で与えられる有限振幅波の理論が Stokes(1847)によって発表された. 一方, これら理論に基づく波とは別に Scott-Russell(1834)がその存在を主張したのが孤立波である. 彼はエジンバラ郊外の運河のほとりを馬に乗って散歩していたところ，運河で急停止した船の先端の水面が大きく盛り上がり，それが大きな速度を持って 1 つの塊となり動き出すのを目撃し，馬で追いかけた．彼が見たその波は形と速度を変えることなく長い距離を進み，去って行った．この波こそが孤立波であり，その波に魅了された Scott-Russell は後に実験水槽を作製して孤立波を再現し，様々な実験から孤立波の存在の確証を得るとともに, 波高の大きい波ほど伝播速度が大きいという重要な性質を見出したのである.

しかしながら，Scott-Russell によって提唱された新たな水面波に対して，Airy はその存在に否定的な考えを持っていた．そして，Boussinesq(1871)や Rayleigh(1876)によって孤立波が理論的に導かれるまで, その存在が日の目を見ることはなかったのである．その後，孤立波の理論は McCowan(1891)によってより厳密に扱われ，波形，有効波長，水粒子軌道などが定式化された．加えて，McCowan は論文の中で孤立波の最大波高についても言及しており，後の論文(1894)では水深の 0.78 倍が限界波高であると結論付けている．また，Korteweg & De Vries(1895)は Boussinesq の方程式を拡張し，孤立波の解である方程式を導いた．彼らの名前を付けた KdV 方程式の登場で，孤立波の存在に関する論争は幕を閉じ，一旦はほとぼりが冷めることになったのである.

そして，再び KdV 方程式が注目を集めることになったのが，1950 年代になされた Fermi-Pasta-Ulam のプラズマに関する研究である．彼らはこの研究において，波動の相互作用が非線形な系では, 十分な時間の経過後に各モードにエネルギーが等分配される平衡状態が達成されることを予想していた．しかし，予想に反し数値実験の結果は,

一定時間が経過すると，初期状態のモードに戻るという再帰現象が観測されるというものであった．この再帰現象については，後に，Zabusky & Kruskal(1965)が KdV 方程式を用いた数値計算でソリトンを発見し，複数のソリトン同士が衝突しても波形を保ったまま伝播するという結果を得ている．このように，数値計算により KdV 方程式が簡単な解を持つことが明らかにされると，これを解析的に解く努力がなされ，Gardner ら(1967)は逆散乱法によって解を求めたのである．

この発見の後，多くの方程式の解法が進められる中，2 孤立波の衝突時の挙動に関する実験的あるいは解析的な研究も多数の研究者によりなされてきた．その中でも，Byatt-Smith(1971)は初めて孤立波が壁面で反射する際に位相変化が生じることを 2 次オーダーの解析解から理論的に導き出し，後の孤立波同士の衝突を対象にした研究における重要な基礎を築いた．また，Su & Mirie(1980)と Byatt-Smith(1989)は摂動法を使って方程式を解き，正面衝突時には最大波高が 2 波の足し合わせよりも大きく，衝突後は位相変化が起こることを解析的および数値的に示した．さらに，Kong ら(1999)は孤立波の追越衝突と正面衝突に関する解析的な研究を行い，衝突時の位相変化とともに，追越衝突時には追いかける波の波高よりも水位が減少するという結論を得ている．これらの解析結果は，Maxworthy(1976)や Weidman ら(1978)の行った実験結果と一致しており，非線形波である孤立波の干渉時の挙動が単純な 2 波の和としたのでは表現できないことが理論的にも明らかになった．また，Craig ら(2006)は数値計算と自身の行った実験により，2 孤立波の正面衝突時の波高と位相の変化についてより詳細な検討を行っており，孤立波の非線形性が及ぼす影響を定量的に評価している．

このように，孤立波に関する研究はこの 50 年あまりの間に急速に発展してきた．しかしながら，上記研究は主に孤立波の衝突時の波高や位相変化に着目したものがほとんどであり，速度場，あるいは圧力場の変化を議論している研究はあまりない．特に，孤立波の圧力場に関する実験的研究としては，自身の知る限りでは，Constantin ら(2011)と Pelinovsky ら(2014)があるだけである．前者は，1 孤立波の鉛直圧力分布と水平圧力分布の計測，後者は，孤立波が通過する際の底面圧力の変動について論じている．しかしながら，いずれの研究でも扱っているのは全圧（大気圧+静水圧+動水圧）から大気圧を引いたものであり，孤立波の挙動を知る上で重要になる動水圧の変化についての議論はなされていない．また，理論的研究としては，Grimshaw(1971)が摂動法による 3 次オーダーまでを考慮した圧力の理論式を導いているが，実験値との比較は行っていない．このように単独の孤立波であっても，圧力については検討が不十分であり，流れを考慮した孤立波の伝播時の圧力変動や 2 孤立波の衝突時の圧力変動に至ってはそもそも全く論じられていない．一方で，孤立波の衝突時の挙動は，理論的あるいは実験的には明らかになってきてはいるが，さらに物理的に説明するためには速度場や圧力場を実験において把握することが重要になってくる．

そこで，本研究では，可視化技術を用いて水面下の速度場を求めるとともに小型圧力

センサーを用いて動水圧の変化を計測した．そして，孤立波の衝突時の挙動にどのような物理的特徴が隠されているのかを明らかにすることに焦点を当てた．

水面下の可視化に関する研究については，Umeyama ら(2010)による進行性ストークス波における流速場の実験が PIV(Particle Image Velocimetry)や PTV(Particle Tracking Velocimetry)を用いて水粒子速度や軌道を解明した最初のものである．また，Umeyama ら(2011)では高出力レーザーを用いてストークス波の流速場と水粒子軌道に関する PIV 実験を行い，より高精度の結果を得ている．さらに，可視化計測法を用いた孤立波に関する研究では，Umeyama(2013)において，PIV に PTV を組み合わせたより高解像度の Super-Resolution-PIV 法を用いた速度場や水粒子軌道の測定を行い，孤立波と流れとの干渉時の運動学的な考察が行われている．加えて，Umeyama ら(2014)は，2 孤立波の追越衝突と正面衝突について，波形変化，速度場，水粒子軌道の 3 点からの検討を行っており，2 孤立波の干渉時の挙動についての重要な結論を得ている．

このように可視化による水面波内部の運動に関する研究は行われてきてはいるが，いまだ不十分である．特に速度場と圧力場の関係性に関しては，今まで同時に計測を行った例が無いため，その議論はなされてこなかった．そのため，本研究では孤立波同士の衝突や流れを受ける孤立波について，速度場と圧力場の 2 つの観点から，その両者の関係性および孤立波のより詳細な運動学的特長を解明することを目的として研究を進めた．

1.2　本論文の構成

本論文は全 6 章で構成されており，各章の概要を以下に示す.

第 1 章では，本研究の背景と目的を述べた．具体的には，孤立波に関する歴史と既往の研究にふれ，いまだ検討が不十分である点を指摘するとともに，本研究の着目点について言及した.

第 2 章では，孤立波に関する理論的研究の発展過程に触れるとともに，既往の研究を参考に，1 孤立波に関する水面変動の式，波速式，水粒子速度の式，および圧力分布の式について記述した．また，2 孤立波については，衝突時の波形変化や位相変化に関する式を記述した.

第 3 章では，実験概要について示し，用いた計測機器について述べた.

第 4 章では，速度場を求める PIV 法の原理を説明している．また，正確な水面を画像から判定する方法として，エッジ処理などの画像処理法についても記述した．さらに，測定した圧力データから動水圧を求める手順についてもまとめた.

第 5 章では，本研究で行った実験ケースを示した上で，各実験の結果をまとめた．そして，非線形波動論から結論付けられている圧力分布の正当性を評価するとともに，孤立波の速度場と圧力場の関係性についても考察を行った.

第 6 章では，結論として前章までに示した結果から得られた内容をまとめるとともに，本研究の総括と今後の展望について記した.

第２章　孤立波に関する理論式

ひとつの峰がその形を変えずに伝播していくという非常に特徴的な性質を有する波が Scott-Russell (1834)により発見され，Korteweg & De Vries (1895)がそれを解とする KdV 方程式を導出したのは 19 世紀のことである．この方程式の性質はしだいに明らかにされてきてはいるが，そもそもこの方程式に関する研究がここまで発展を遂げたのは，前章に述べたように Fermi-Pasta-Ulam の研究や，その結果に触発された Zabusky & Kruskal (1965)の研究成果によるところが大きい．彼らは KdV 方程式を解くことで，波が発展する状況を数値的に調べた．そして，彼らは粒子性を持つ波をソリトン(soliton)と命名したが，その興味深い振る舞いは解析的な研究を促すことになり，ついには逆散乱法と呼ばれる非線形初期値問題の厳密解法に発展していったのである．

ここでは，まず Boussinesq(1871)が示した $\varepsilon = H/h$ $\left(H\text{: 波高，} h\text{: 水深}\right)$ に関しての 1 次の項までを考慮した, 1 次オーダーの孤立波の水面形, 波速, 水粒子速度の式を記す.

水面形：

$$\eta(x,t) = H\,\mathrm{sech}^2\left(\sqrt{\frac{3H}{4h^3}}(x - x_0 - Ct)\right) \tag{2.1}$$

ここで， x_0 は孤立波の峰の初期位置である.

波速：

$$C = \sqrt{g(h+H)} \tag{2.2}$$

水粒子速度：

$$\frac{u}{\sqrt{gh}} = \varepsilon\left[\eta_* - \frac{1}{4}\varepsilon{\eta_*}^2 + \frac{h^2}{3C^2}\left[1 - \frac{3}{2}\frac{z^2}{h^2}\right]\frac{\partial^2\eta_*}{\partial t^2}\right] \tag{2.3}$$

$$\frac{w}{\sqrt{gh}} = z\frac{\varepsilon}{C}\left[\left(1 - \frac{1}{2}\varepsilon\eta_*\right)\frac{\partial\eta_*}{\partial t} + \frac{h^2}{3C^2}\left(1 - \frac{z^2}{2h^2}\right)\frac{\partial^3\eta_*}{\partial t^3}\right] \tag{2.4}$$

ここで，$\eta_* = \eta/H$ であり， z は水底から鉛直上向きにとった距離である.

また,

$$\frac{\partial\eta_*}{\partial t} = \frac{2C\sqrt{\frac{3H}{4h^3}}\sinh\left(\sqrt{\frac{3H}{4h^3}}x'\right)}{\cosh^3\left(\sqrt{\frac{3H}{4h^3}}x'\right)}$$

$$\frac{\partial^2\eta_*}{\partial t^2}=\frac{C^2\dfrac{3}{2}\dfrac{H}{h^3}\left[2\cosh^2\left(\sqrt{\dfrac{3H}{4h^3}}x'\right)-3\right]}{\cosh^4\left(\sqrt{\dfrac{3H}{4h^3}}x'\right)} \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial^3\eta_*}{\partial t^3}=\frac{6C^3\dfrac{H}{h^3}\sqrt{\dfrac{3H}{4h^3}}\sinh\left(\sqrt{\dfrac{3H}{4h^3}}x'\right)\left[\cosh^2\left(\sqrt{\dfrac{3H}{4h^3}}x'\right)-3\right]}{\cosh^5\left(\sqrt{\dfrac{3H}{4h^3}}x'\right)}$$

である．なお，$x^{'}=x-x_0-Ct$.

次に，Grimshaw(1971) による 3 次オーダーの孤立波の水面形，波速，水粒子速度の式を記す.

水面形：

$$\frac{\eta}{h}=\varepsilon s^2-\frac{3}{4}\varepsilon^2 s^2 t^2+\varepsilon^3\left(\frac{5}{8}s^2t^2-\frac{101}{80}s^4t^2\right) \tag{2.6}$$

波速：

$$C=\sqrt{gh}\left(1+\varepsilon-\frac{1}{20}\varepsilon^2-\frac{3}{70}\varepsilon^3\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.7}$$

水粒子速度：

$$\begin{aligned}
\frac{u}{\sqrt{gh}}&=\varepsilon s^2-\varepsilon^2\left[-\frac{1}{4}s^2+s^4+\left(\frac{z}{h}\right)^2\left(\frac{3}{2}s^2-\frac{9}{4}s^4\right)\right]\\
&-\varepsilon^3\left[\frac{19}{4}s^2+\frac{1}{5}s^4-\frac{6}{5}s^6+\left(\frac{z}{h}\right)^2\left(-\frac{3}{2}s^2-\frac{15}{4}s^4+\frac{15}{2}s^6\right)\right.\\
&\left.+\left(\frac{z}{h}\right)^4\left(-\frac{3}{8}s^2+\frac{45}{16}s^4-\frac{45}{16}s^6\right)\right]\\
\frac{w}{\sqrt{gh}}&=(3\varepsilon)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{z}{h}\right)t\left[-\varepsilon s^2+\varepsilon^2\left[\frac{3}{8}s^2+2s^4+\left(\frac{z}{h}\right)^2\left(\frac{31}{2}s^2-\frac{3}{2}s^4\right)\right]\right.\\
&+\varepsilon^3\left[\frac{49}{640}s^2-\frac{17}{20}s^4-\frac{18}{5}s^6+\left(\frac{z}{h}\right)^2\left(-\frac{13}{16}s^2-\frac{25}{16}s^4+\frac{15}{2}s^6\right)\right.\\
&\left.\left.+\left(\frac{z}{h}\right)^4\left(-\frac{3}{40}s^2+\frac{9}{8}s^4-\frac{27}{16}s^6\right)\right]\right]
\end{aligned} \tag{2.8}$$

ここで，

$$\alpha = \left(\frac{3}{4}\varepsilon\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 - \frac{5}{8}\varepsilon + \frac{71}{128}\varepsilon^2\right)$$

ただし，

$$s = \mathrm{sech}(\alpha x')$$
$$t = \tanh(\alpha x')$$

圧力に関しても同様に 3 次オーダーの式を書くと次のようになる．

$$\frac{p}{\rho g h} = 1 - \left(\frac{z}{h}\right) + \varepsilon s^2 + \varepsilon^2\left[\frac{3}{4}s^2 - \frac{3}{2}s^4 + \left(\frac{z}{h}\right)^2\left(-\frac{3}{2}s^2 + \frac{9}{4}s^4\right)\right]$$
$$+ \varepsilon^3\left[-\frac{1}{2}s^2 - \frac{19}{20}s^4 + \frac{11}{5}s^6\right. \tag{2.9}$$
$$\left. + \left(\frac{z}{h}\right)^2\left(\frac{3}{4}s^2 + \frac{39}{8}s^4 - \frac{33}{4}s^6\right) + \left(\frac{z}{h}\right)^4\left(\frac{3}{8}s^2 - \frac{45}{16}s^4 + \frac{45}{16}s^6\right)\right]$$

上記の式は孤立波が単独で伝播する際に適用できるものであったが，2 波の孤立波の場合にもその波形変化に対しては理論的検討が多くの研究者たちにより行われている．例えば，Su & Mirie(1980)は速度ポテンシャル φ に関するラプラス方程式と水面での力学的境界条件（ベルヌーイの定理）から 2 波の孤立波の正面衝突時の任意の時刻における波形に関する 3 次オーダーの解を摂動法を用いることで導いている．その式が以下の式(2.10)である．

$$\eta(x,t) = \varepsilon_R\left(\eta_R + \frac{3}{4}\varepsilon_R({\eta_R}^2 - \eta_R) + {\varepsilon_R}^2\left(\frac{101}{80}{\eta_R}^3 - \frac{151}{80}{\eta_R}^2 + \frac{5}{8}\eta_R\right)\right)$$
$$+ \varepsilon_L\left(\eta_L + \frac{3}{4}\varepsilon_L({\eta_L}^2 - \eta_L) + {\varepsilon_L}^2\left(\frac{101}{80}{\eta_L}^3 - \frac{151}{80}{\eta_L}^2 + \frac{5}{8}\eta_L\right)\right) \tag{2.10}$$
$$+ \varepsilon_R\varepsilon_L\left(\frac{1}{2} + \left(\frac{7}{4}(\varepsilon_R\eta_R + \varepsilon_L\eta_L) - \frac{11}{8}(\varepsilon_R + \varepsilon_L)\right)\right)\eta_R\eta_L$$

ここで，η_R ,η_L は右および左に向かう孤立波の波形を表し，

$$\eta_R = a_R\,\mathrm{sech}^2(\xi_R) \tag{2.11}$$
$$\eta_L = a_L\,\mathrm{sech}^2(\xi_L) \tag{2.12}$$
$$\xi_R = \left(\frac{3\varepsilon_R}{4}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 - \frac{5}{8}\varepsilon_R + \frac{71}{128}{\varepsilon_R}^2\right)(x - C_R t + \theta_R) \tag{2.13}$$
$$\xi_L = \left(\frac{3\varepsilon_L}{4}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 - \frac{5}{8}\varepsilon_L + \frac{71}{128}{\varepsilon_L}^2\right)(x + C_L t + \theta_L) \tag{2.14}$$

であり，$\varepsilon_R = a_R/h$,$\varepsilon_L = a_L/h$ である． また，a_R ,C_R は右に進む孤立波の波高およびその波速，a_L ,C_L は左に進む孤立波の波高およびその波速であり，C_R ,C_L は次式で表

される．

$$C_R = C\left(1 + \frac{\varepsilon_R}{2} - \frac{3}{20}{\varepsilon_R}^2 + \frac{3}{56}{\varepsilon_R}^3\right) \tag{2.15}$$

$$C_L = C\left(1 + \frac{\varepsilon_L}{2} - \frac{3}{20}{\varepsilon_L}^2 + \frac{3}{56}{\varepsilon_L}^3\right) \tag{2.16}$$

さらに，θ_R , θ_L は右および左に進む孤立波の位相変化を表す関数であり，以下で定義される．

$$\theta_R = \frac{h}{4}\left(\frac{\varepsilon_L}{3}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\int_{-\infty}^{\xi_L}\left[1 + \varepsilon_L\left(\frac{3}{2}\eta_L - \frac{7}{8}\right) - \frac{13}{4}\varepsilon_R\right]\eta_L d\eta + 9\varepsilon_R\eta_R\int_{-\infty}^{\xi_L}\eta_L d\eta\right] \tag{2.17}$$

$$\theta_L = \frac{h}{4}\left(\frac{\varepsilon_R}{3}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\int_{-\infty}^{\xi_R}\left[1 + \varepsilon_R\left(\frac{3}{2}\eta_R - \frac{7}{8}\right) - \frac{13}{4}\varepsilon_L\right]\eta_R d\eta + 9\varepsilon_L\eta_L\int_{-\infty}^{\xi_R}\eta_R d\eta\right] \tag{2.18}$$

2 つの孤立波が正面衝突する前は，$\xi_L \to -\infty$, $\xi_R \to \infty$ となるため，$\theta_R \to 0$, $\theta_L \to 0$ となり，位相変化は生じない．一方で，正面衝突後に十分に時間が経過したとすると，$\xi_L \to \infty$, $\xi_R \to -\infty$ となるため，位相変化の関数は次のように変形される．

$$\theta_R = h\left(\frac{\varepsilon_L}{3}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 + \frac{\varepsilon_L}{8} - \frac{13}{4}\varepsilon_R\right) + 9h\left(\frac{\varepsilon_L}{3}\right)^{\frac{1}{2}}\varepsilon_R\eta_R \tag{2.19}$$

$$\theta_L = -h\left(\frac{\varepsilon_R}{3}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 + \frac{\varepsilon_R}{8} - \frac{13}{4}\varepsilon_L\right) + 9h\left(\frac{\varepsilon_R}{3}\right)^{\frac{1}{2}} + \varepsilon_L\eta_L \tag{2.20}$$

ここで，η_R , η_L それぞれについてテイラー展開をして，3 次より高次の項を省略すると，$\eta_R \to 4/9\,\varepsilon_R$, $\eta_L \to 4/9\,\varepsilon_L$ と置き換えることができるため，位相変化の関数は最終的に次の式に帰着する．

$$\theta_R = h\left(\frac{\varepsilon_L}{3}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 + \frac{\varepsilon_L}{8} + \frac{3}{4}\varepsilon_R\right) \tag{2.21}$$

$$\theta_L = -h\left(\frac{\varepsilon_R}{3}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 + \frac{\varepsilon_R}{8} + \frac{3}{4}\varepsilon_L\right) \tag{2.22}$$

また，Zhang ら(2004)は KdV 方程式の 2 ソリトン解を基にして，2 孤立波の追越衝突および正面衝突時の波形変化に関する理論式を導出している．彼らは，追越衝突時と正面衝突時の速度ポテンシャル $\hat{\varphi}_{over\_taking}$, $\hat{\varphi}_{head\_on}$ をそれぞれ以下のように示し，それらを用いて粒子速度および波形の見積もりを行っている．

追越衝突時：

$$\hat{\varphi}_{over\_taking} = \frac{2}{\sqrt{3}}\ln\frac{k_2 - k_1\tanh\xi_1\tanh\xi_2 + (\lambda_2 - \lambda_1)\tanh\xi_2}{k_2 - k_1\tanh\xi_1\tanh\xi_2 - (\lambda_2 - \lambda_1)\tanh\xi_2} \tag{2.23}$$

ここで，

$$\xi_i = \frac{\sqrt{3}}{2}k_i(x - \lambda_i t)\,,\, k_i = \sqrt{{\lambda_i}^2 - 1}\,,\quad i = 1,2\,,\, \lambda_2 > \lambda_1 > 1.$$

正面衝突時：

$$\hat{\varphi}_{head\_on} = \frac{2}{\sqrt{3}} \ln \frac{k_2 \tanh \xi_2 - k_1 \tanh \xi_1 - (\lambda_2 + \lambda_1)}{k_2 \tanh \xi_2 - k_1 \tanh \xi_1 + (\lambda_2 + \lambda_1)} \tag{2.24}$$

ここで,

$$\xi_1 = \frac{\sqrt{3}}{2} k_1 (x - \lambda_1 t), \qquad \xi_2 = \frac{\sqrt{3}}{2} k_2 (x + \lambda_2 t)$$

$$k_i = \sqrt{{\lambda_i}^2 - 1}, \quad \lambda_i > 1, i = 1,2.$$

なお，λ_i は孤立波の波速を表している．

上記の速度ポテンシャルを用いて以下の関係より，粒子速度 u および波形 ζ が得られる．

$$u = \hat{\varphi}_x, \ \zeta = -\hat{\varphi}_t - \frac{1}{2}(\hat{\varphi}_x)^2 + b\hat{\varphi}_{xxt} \tag{2.25}$$

ここで,

$$b = \frac{1}{2}(1 - \theta^2)$$

であり，z_α を任意の水深（$z_\alpha = 0$ のとき水面であり，$z_\alpha = -h(x, y)$ のとき底面である）とすると,

$$\theta = z_\alpha + 1$$

である．

なお，$\theta = 0$ のとき底面を，$\theta = 1$ のとき水面をそれぞれ示すことになる．ただし，一定水深を考えるときには，$\theta = 1/\sqrt{3}$ で固定される．

式(2.21)および式(2.22)は 2 波の孤立波に対応した式であるが，$\lambda_1 = 1$ ととったときには，単独孤立波の解となる．

第３章　実験概要

3.1　実験水槽

実験は**図 3-1** に示す長さ 26.0m，幅 0.7m，深さ 0.8m の二次元造波水槽を用いて行った．この水槽には水深を調整するための水を地下の貯水タンクよりくみ上げるポンプのほかにパドル式造波装置とポンプ式循環装置が装備されている．パドル式造波装置は波形入力装置と組み合わせることで，規則波のみならず使用者の目的に応じた任意の波を造波することが可能である．また，ポンプ式循環装置は水槽内の水を循環させることで，任意の速さの順流および逆流を発生させることができる．これらの装置を用いることで孤立波を連続で造波したり，流れを起こした中に孤立波を発生させたりして，可視化や圧力測定の実験を行った．実験は図に示すように水槽の右手側の造波装置を見据えて機器を設置した．具体的には，波と流れの安定性を考慮して，可視化実験は造波装置から 15.0~16.0m の位置で，圧力実験は 13.0m の位置でそれぞれ計測を行った．この波と流れの安定性については第 5 章で詳しく述べる．上記の位置関係より，造波した波は右側から左側へと進行していくことになる．したがって，解析をする際に，通常の座標軸をとった場合，速度の符号は逆になることに注意しなければならない．また，水槽は閉領域なので造波に伴う波が一定時間経過するまで残り続けることになる．これは波が水槽端部で反射することで起こるものである．そこで，2 孤立波の正面衝突実験以外では波の反射を抑え，静水状態をできる限り早く戻すため，水槽（**図 3-2**）の左端には樹脂をメッシュ状に組み，空隙を持たせた消波板（**図 3-3**）を層状に配置している．

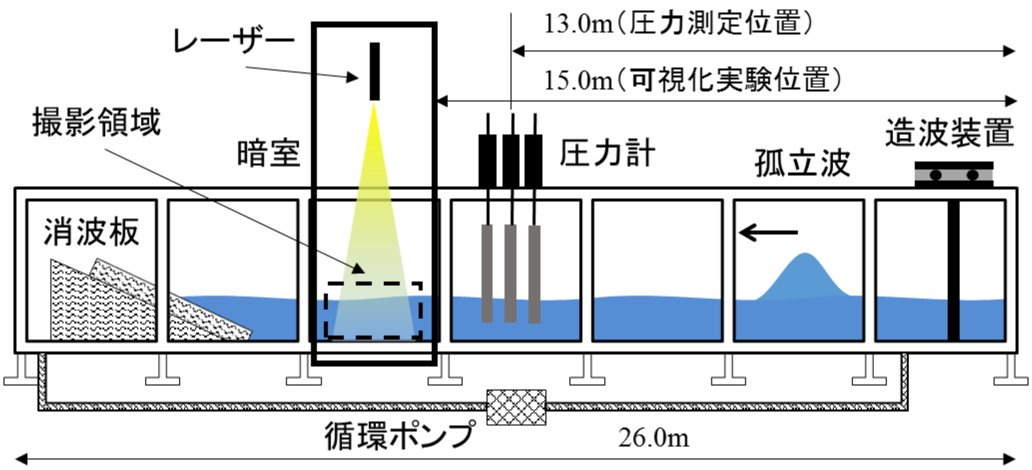


図 3-1　実験水槽の全体像

図 3-2　造波装置側から見たときの二次元造波水槽

図 3-3　水槽端部の消波板

3.2　孤立波の造波

3.2.1　造波の流れ

本研究で対象としている孤立波とは空間中を 1 つの峰を持った波が伝播していく波動現象である．よって，造波装置を用いて孤立波を発生させるためには，造波板を水平に 1 度だけ動かすことになる．また，2 波の孤立波の衝突現象を扱う場合には適切な時間間隔をおいて，造波板を 2 度動かす．以下に造波の手順を簡単に記す．

① あらかじめ目的の波を生み出す造波板の変位データを PC にて作成しておく．

② 作成した変位データを任意波形入力装置に転送する．

③ 任意波形入力装置から造波制御装置に変位データを送信し造波板を動かす．

まず, 造波板の波形データの作成についてであるが, 注意事項が 2 点ある. 1 点目は, 作成するデータは造波する波の波高を与えるものではなく，造波板の変位である．式(2.1)が水面形だと仮定すると，造波装置の変位は理論的に次式になるはずである．

$$\xi(t) = \sqrt{\frac{4}{3}Hh}\tanh\sqrt{\frac{3}{4}\frac{H}{h^3}}Ct \tag{3.2.1}$$

したがって，この式(3.2.1)にしたがって変位データを作成する．

2 点目は，作成する変位データの単位はボルト[V]であるということである．単位を誤ると波形入力装置に転送できないので気を付ける．

次に，変位データを任意波形入力装置に転送する操作であるが，これは単純に PC と任意波形入力装置を USB 接続し，データ送信を行うだけでよい．この操作により，任意波形入力装置内部でボルト[V]表示の変位は mm[ミリ]表示に変換され, 造波板の時刻毎の位置データとなる．このとき，任意波形入力装置上で周期や振幅は調整が可能であるが，基本的には変位データを保存した CSV ファイルのヘッダー部分にあらかじめ記述しておく．

最後に, 造波板を動かす操作である. 任意波形入力装置上で変位データの振幅, 周期, 振動数が適切であることを確認した後，造波制御装置にデータを送信する．そして，指令調整のダイヤルでストロークを手動で調整する. ストロークは造波板の可変範囲を定めるもので，最大が±200 mm である．このストロークの決定も明確な基準がなく実験における微調整が必要である. 準備が整うと設定した位置データが時刻毎に造波制御装置に送信され，造波板が位置データに応じた運動を行い波が造られる．

以下では孤立波の造波に用いた機器や装置の簡単な説明を行う．

① 任意波形入力装置：Wave Station 2022

任意波形入力装置には次ページの**図 3-4** に示すテレダイン・レクロイ・ジャパン株式会社 (Teledyne LeCroy Japan Corporation) が輸入販売している Wave Station 2022

（ファンクション・ジェネレータ／任意波形発生器）を用いた．この装置は 14 ビットの分解能を持ち，波形に応じて 1μHz - 25MHz の周波数範囲の信号を出力することが可能である. 本実験室で従来から用いられてきた任意波形入力装置であるエルモス社製のAWG-50 と違い，Wave Station 2022 は大型のカラーディスプレイとシンプルなユーザ･インタフェースを備えており, 波形作成の効率が上昇した. 機器の前面には正弦波，矩形波，ランプ波，パルス，ノイズ波の 5 つの基本的な波形をすぐに作成できるボタンが設置されているほか，本体には 40 種類以上のプリセットされた波形が用意されている．また，PC 上の波形エディタを用いて任意波形を作成し本体のメモリに保存することも可能である (最高 32 波形)．このような自作の波形であっても他のプリセットされた波形と同様に振幅，周波数，位相などのパラメータを自由に変更することができる．

図 3-4　Wave Station 2022

②　造波制御装置／パドル式造波装置

図 3-5 に造波制御装置を，図 3-6 にパドル式造波装置を示す．造波制御装置はパドル式造波装置を動かすために必要な装置であり，これ単体では機能しないが先に示した任意波形入力装置と組み合わせることで利用者の目的に応じた波を起こすことが可能となる．ただし，先に述べたように造波板を中立位置から動かせる距離（ストローク）が決まっており ($\pm$200 mm)，造波できる波の波高には限界がある．

一方で, パドル式造波装置は造波制御装置から送信された位置データに応じた運動を再現し，波を造りだす役割を果たす．造波板が水平に運動することで造波板前面の水塊が押し出され，波が形成される．造波された波は最初は形が不安定であるが進行するとともに目的とする波へと安定し，伝播していく．注意事項として，これら装置が動いている際の急停止をしないということがあげられる. 特にパドル式造波板が動いている際

に急停止させることは機械の故障につながりかねない．しっかり目と耳で機械が停止していることを確認した後に位置データ送信の切断を行う．

図 3-5　造波制御装置

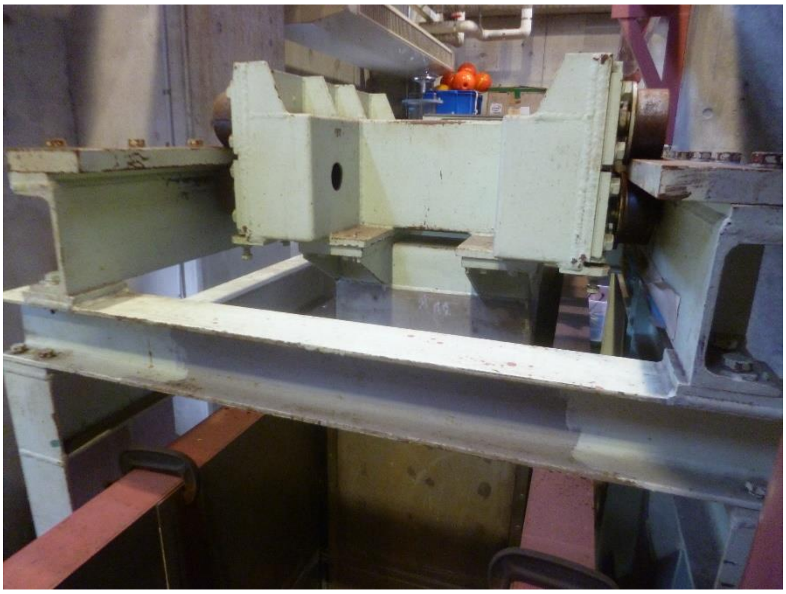


図 3-6　パドル式造波装置

3.2.2　造波板変位データの作成

本研究の目的である，孤立波と流れおよび波同士の干渉現象の詳細を明らかにするためには，できる限り水槽内で波の静まった状態で実験を行うことが要求される．上記を考慮して適切な静止時間とタイミングで孤立波を造波するため，造波板の変位データの作成には細心の注意を払う．

変位データは Wave Station 2022 に付属の PC 上で操作する波形編集ソフトウェアを使用して作成した．データの形式は csv とした．以下に孤立波を造波するためのパドル式造波板の時々刻々の変位を算出した式を示す．

$$d(t) = \begin{cases} \dfrac{A}{2}\tanh\left\{2\pi\left(\dfrac{t}{t_0}-\dfrac{1}{2}\right)\right\}+\dfrac{A}{2}\tanh\pi & 0 \le t \le t_0 \\ A\tanh\pi & t \ge t_0 \end{cases} \tag{3.2.2}$$

ここで，A は造波板の変位幅，t_0 は造波板が A だけ変位するのに要する時間である．

前項でストロークは ± 200 mm だと説明したことを踏まえると，造波板を後ろに 200mm 引いたとすれば，変位幅の最大値は 400mm ということになる．また，Aを大きくとることで波高の大きい孤立波を造波することが可能となる．ただし，変位幅と波高の関係は，ある値までは変位の大きさに応じた波高の大きい孤立波が造波される関係にあるが，その値を上回るとそのときの波高以上の孤立波を造波することが難しくなる．この理由として考えられるのは水深に対しての孤立波の安定を保てる限界波高があるということが一点である．McCowan(1894)によれば，孤立波の限界波高は水深のおよそ 0.78 倍だとされている．実験では水深を 0.1m としたので，McCowan の考えに基づくと，0078m ほどの波高までの波を造波することができるはずである．しかしながら，実際には最大で 0.053m の波高を持った孤立波しか造波できなかった．これについては造波板前面に段差があり，一時的に水深が変化してしまうという，造波水槽の問題であると捉えている．もう一点は，変位を与える時間を調節できるので，同じ変位を与える時間を短くしたり，あるいは長くしたりと細かく調節することで波高を調整できた可能性があったということである．ただし，変位を与える時間が極端に短いと波が伝播する以前に崩れてしまい，目的とする波を造波することができないので注意が必要である．

さて，上記を踏まえ変位データが具体的にどのような構成になっているか説明する．実際に孤立波の造波に用いた変位データは 3 つの要素からなる．それらは，準備および終了のための変位，造波のための変位，待機時間である．1 つ目の準備および終了のための変位では．後の造波に影響を及ぼす不必要な波を発生させないためにも極力時間をかけた変位となるようにする．2 つ目の造波のための変位では，1 波の孤立波の造波では 1 度変位させるだけでよいが，2 波の場合は 1 波目を造波した後，適当なインターバルを設け，2 波目を造波する．ちょうど撮影領域前面で孤立波同士を衝突させるにはこのインターバルの調節が重要となる．最後の 3 つ目の待機時間は孤立波を造波する前や造波した後に設け，造波板が変位したことによる水槽内の場の乱れや，造波後に消波板

では消滅しきらなかった波の影響が静まるのを待つための造波板の静止時間である．

図 3-7 に造波板の変位図を示す．実際に波形入力装置に転送するデータの単位は V [ボルト]であるが，この図ではわかりやすく変位[mm]に変換して表示している．基本的には 1 孤立波用の変位データを組み合わせることで，2 孤立波用の変位データを作成できる．よって，2 孤立波用の変位図を用いて各ステップ（①～⑧）の操作を説明する．

① 2 つの孤立波を造波するのに必要な変位を確保するため，造波板を引いている．この例では，2 つの孤立波をあわせて 200mm 動かすことになるため，－100mm の位置まで引いている．

② 待機時間であり，①のステップで造波板を動かしたことによる水槽内の水の乱れをできるだけなくすために設けている．本研究では約 30 秒を確保した．

③ 式(3.3.1)にしたがって，1 波目の孤立波を造波している．このときの変位時間も任意に設定できる．

④ 1 波目と 2 波目の造波のインターバルである．撮影領域あるいは圧力測定位置のちょうど前で孤立波同士を衝突させるためには，このインターバルを調整する必要がある．

⑤ 2 波目の孤立波を造波している．

⑥ 造波を終えた後の待機時間である．造波後すぐに初期位置に造波板を戻すと，水に乱れが生じ，測定に影響を与える恐れがある．そのため，測定が完了する時間を見越して待機時間を設定する．

⑦ 造波板を初期位置にまで戻している．

⑧ すべての操作を終え，次の造波に備えて再び待機している．

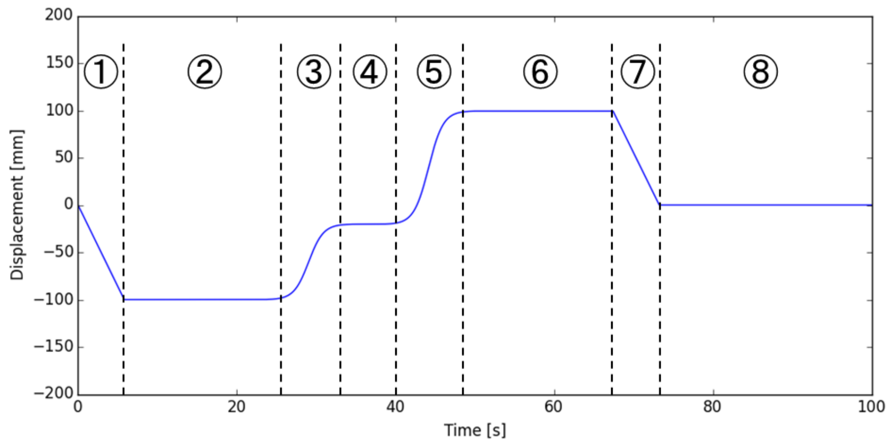


図 3-7　2 つの孤立波を造波するための造波板の変位データ

3.2.3　2 波の孤立波の衝突実験

2 波の孤立波の衝突現象については，2 つの孤立波が逆方向から近づいてきて衝突する正面衝突と孤立波同士が同方向に進みながら衝突する追い越し衝突を扱った．

前者の場合は，あらかじめ水槽の消波板前面に鉛直板を設置しておき，1 波目の孤立波を造波して鉛直板にて反射させた．そして，適当な時間間隔をおいて 2 波目を造波し，撮影領域または圧力測定位置の中央で反射してきた 1 波目の孤立波と衝突するようにした．孤立波を反射させるのに用いた鉛直板を**図 3-8** に示す．鉛直板は上方を金具を用いて水槽にしっかりと固定するとともに，板の後方にコンクリートブロックを配置し，波が衝突する際の衝撃でずれてしまわないようにした．

一方で後者の場合は，1 波目の波高の小さい孤立波を先に造波した後，適当な時間間隔をおいて，2 波目の波高の大きな孤立波を造波した．孤立波の波速は水深と波高に依存し，波高が高いものほど波速は大きくなるので 2 波目の孤立波は 1 波目の孤立波に追い付き，追い越していく．

水槽の造波装置と反対側の端部には消波板を設置しているため，計測終了後の孤立波の減衰および水槽内の静穏をできるだけ早く取り戻すことができる．だたし，反射板を設置している場合には，波が消波されずに比較的長い時間水槽内に残ってしまうため，次の実験までの時間を長くとる必要がある．

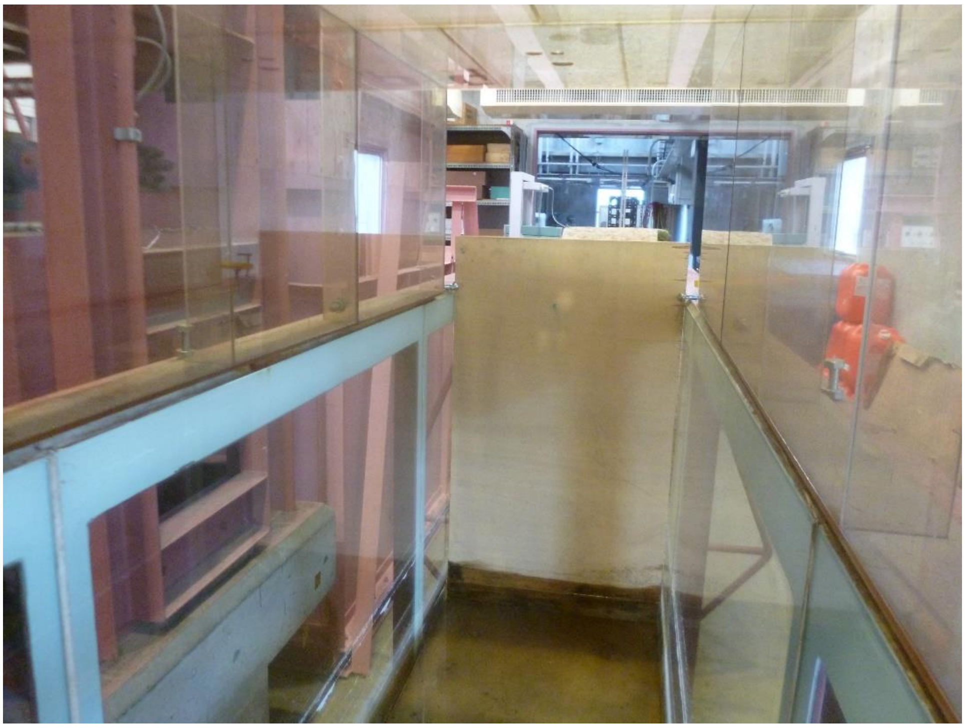


図 3-8　正面から見たときの消波板

3.2.4　1 波の孤立波と流れの干渉実験

孤立波と流れの干渉実験については，水槽内に貯めた水をポンプ式循環装置で循環させ流れを発生させるとともに，造波装置で孤立波を造波した．流れは波の進行方向と同じ方向へ向かう場合を順流とし，逆向きの場合を逆流とした．

図 3-9 に循環装置を，**図 3-10** に循環装置制御盤をそれぞれ示す．循環装置制御盤の前面にはポンプの回転数を制御するダイヤルがついており，任意に回転数を変えることができる．回転数を上げれば流速も大きくなるが，実際どれほどの流速が出ているのかを回転数から判断することはできないため，別途流速を計測する必要がある．本研究では，順流と逆流を同じ流速にするため，流速の測定を複数回行い，最終的に順流 10.7Hz，逆流 10.0Hz のときに水面付近で約 9.0cm/s の流速になることを確かめている．ただし，ポンプの回転数を決めても実際には±1.0Hz ほどの変動誤差があるため，流速を一定に保つことは難しい．また，水深によっても最大の回転数が制限されることに留意する必要がある．この理由は，回転数を上げると次第に流速は大きくなっていくのだが，水深があまり無い場合だと，流速の増加にともない空気も一緒にポンプ内に取り込み循環させてしまうからである．水槽の端部には**図 3-11** に示す水を循環させるための穴が開いており，水深がある程度確保され，穴付近が水で満たされている場合は問題ないのだが，水深が小さいと流れとともにこの穴に空気が入っていってしまう．一度空気を取り込んでしまうと，水の出口で大きく波立ってしまい，水槽全体にその乱れが及んでしまう．実験は水深を 10.0cm に固定して行ったが，回転数が約 20Hz に達すると上記現象が生じてしまうことを確認したため，安全側をとるという意味でも，これの約半分の回転数で実験を行うことにした．

また，循環装置には 4 つのバルブがついており，これらの開閉によって，順流と逆流を切り替えることができる．どこか一箇所でも間違っていると流れが発生しないので注意が必要である．

図 3-9　ポンプ式循環装置

図 3-10　循環装置制御盤

図 3-11　水槽端部に設けられた水の出入り口

3.3　可視化実験

3.3.1　可視化概要

水面下の運動は基本的に目で見ることはできないが，機器を用いれば，その運動を理解することは可能である．代表的なものとしては，マノメーターや圧力計，電磁流速計などが挙げられる．当然ながらこれらの機器による結果は間接的なものであり，流体の運動を直接捉えたものとは言えない．そこで，可視化を用いる．

可視化には手法がいくつかある. 近年特に有効な手段として用いられているのがトレーサー粒子を用いた可視化である．この方法は空気や水の流れ場に微粒子を混入し，その粒子の動きを追い求めるというものである. トレーサー粒子には混入する側の比重に限りなく近い比重である必要があり, かつあまり大きすぎず流体の運動を阻害することがないことが要求される. トレーサーを使った可視化では適切な粒子を混合した流体の動きをビデオカメラなどの撮影機器を用いて撮影した後, 得られた画像に対して画像解析を行い流体の速度などを予測することになる. 可視化実験の特徴は電磁流速計などの機器を用いた観測が流れの一点だけであるのに対して, 空間的な観測を行うことができるという点にある．連続体としての流体をとらえるうえで，機器を用いて得られる断片的なデータをつなぎ合わせた結果だけからはわからない現象も理解できる可能性を秘めていることは非常に重要である．そのうえ，ビデオカメラを複数配置することで三次元の立体的な観測を行うこともできる．また，流体に機器を直接触れさせなくても観測ができるので, 機器を用いた際に危惧される機器自体の流れに対する影響を最小限に抑えることができるという点も特筆すべきことである.

本研究では以上のような特徴を加味し, 孤立波の干渉時の正確な挙動をとらえたいという思いからトレーサー粒子を用いた可視化実験を行った.

3.3.2　可視化装置

研究対象である孤立波の水面下の運動を明らかにするために，本研究では水中にトレーサー粒子を混入し，それにレーザーを照射することで可視化を行った．**図 3-13** に可視化の概念図を示す．撮影領域にトレーサー粒子を均一になるように混入し，上方からレーザーをシート状に照射することで水中の 2 次元断面の運動を可視化することができる．可視化した孤立波の水面下の運動は後の画像解析のためにビデオカメラを用いて撮影し，パソコンへ逐次保存した．なお，画像撮影は造波装置から約 15.0~16.0m 離れた場所に暗室を設け，その内部で行った．図 **3-14** に可視化実験を行った暗室の外観を示す．

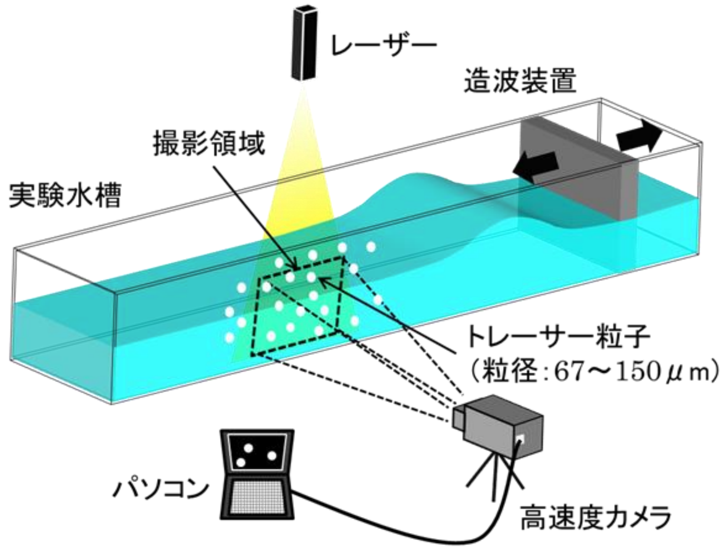


図 3-13　可視化実験の概念図

図 3-14　暗室の外観

ここからは可視化実験で用いた道具をそれぞれ紹介する．

① トレーサー粒子：DIAION DK-FINE HP20 SS

本研究では孤立波の水面下の可視化を行う際のトレーサーとして，粒径が 67～150 μm の DIAION という高分子を使用した(**図 3-15**)．このトレーサー粒子の特徴は，密度が水に非常に近いため，波による水粒子の運動に対してよく追従してくれるという点である．また，粒径が小さいため，水の運動を阻害することを最小限にとどめてくれるのも特筆すべきことである．ただし，実験を繰り返すうちに水の運動とともに粒子が流されていってしまうため，随時供給してやる必要がある．流れを含めた実験の場合には，流れの上流側から粒子をタイミングよく投入し，孤立波が撮影面に進入してきた際に粒子がちょうどそこにいる状況を再現した．また，観測対象の流体へ粒子を混入する際にはあらかじめ適量の水と混合した後，投入するのがよい．その際には粒子のダマをとっておかないと撮影時にレーザーの照射範囲において影をつくってしまうので注意が必要である．

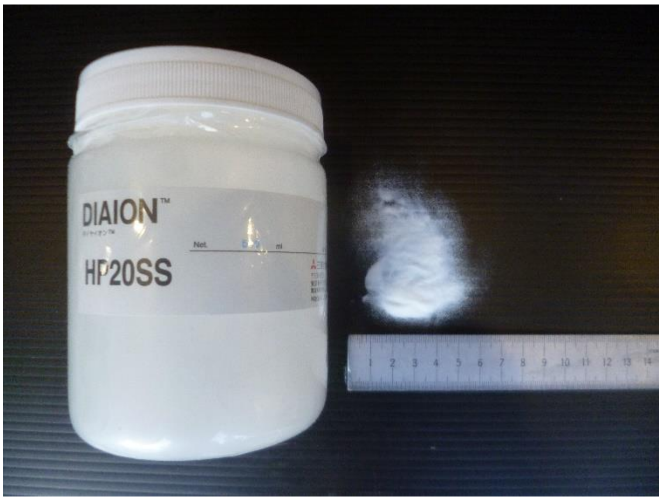


図 3-15 トレーサー粒子

② レーザーヘッド：FKLA-8000e

可視化実験で使用したレーザーはカノマックス製の FKLA-8000e (**図 3-16**) である．このレーザーは最大出力が 8.0W であり，非常に強力な光を発する．したがって，取り扱いには十分注意する必要があり，絶対に直接目にレーザーが入らないようにしなければならない．また，間接的であっても反射したレーザー光は強力であるのでなるべく不必要な程度までレーザー強度をあげないようにするべきである．本研究ではできる限り広範囲を可視化し，波が通過した際の水面下の挙動を正確に把握したいという思いから最大出力で使用した．そのときの撮影面の横方向の範囲はおよそ 60cm であったが，最大出力をもってしても画像両端部は中心部に比べ光量が少なく十分とは言えなかった．レーザーの強度にムラが出てしまうのはしょうがないことではあるが，正確な水面形を

得るにはある程度均一な光強度が必要である.

レーザーヘッドの側部にはレーザーの光を遮蔽するツマミがついており，これを適宜使用することで安全に実験を行うことができる．また，レーザーヘッドには調節ダイヤルが 2 つ取り付けられており，実験を開始する前にこの 2 つのダイヤルを調節し，レーザーの光軸を中心部で最も強度が高くなるようにしておく必要がある.

図 3-16　高出力レーザー

③　LVS プローブ

この機器（**図 3-17**）はレーザーヘッドからのレーザー光をシート状に拡散して照射するために用いる．このときの照射角とレーザー光の厚みは本体についている 2 つのツマミで調節が可能であり，**図 3-17** の A のツマミが照射角を，B のツマミが厚みをそれぞれ調節する．本研究における可視化は，流れを 2 次元的に捉えているため，基本的に粒子はレーザーがつくる光シートの面外には移動しないことを想定している．しかしながら，実際には流れは 3 次元であるので粒子は光シートへ出入りしてしまう．この出入りの程度をレーザーの厚みで調整が可能である.

本体側面にはスリットが設けてあり，レーザーを使用する際にはこのスリットが手前に来るように向きを調節する．この段階ではまだ正確な取り付けはできておらず，最終的には照射したレーザーを目視で確認し，撮影領域に対して水平にレーザー面が形成されるように微調整をする必要がある．可視化実験では**図 3-13** の実験概略図に示したように，この LVS プローブを撮影領域の上方に取り付け（**図 3-18**），レーザーを照射した．なお，LVS プローブとレーザーヘッドは光ファイバーケーブルを用いて接続するが，ケーブルの断線を防止するためにも配線には適度な余裕を持たせることを推奨し，極度の屈曲が生じさせないようにするのがよい.

図 3-17　LVS プローブ

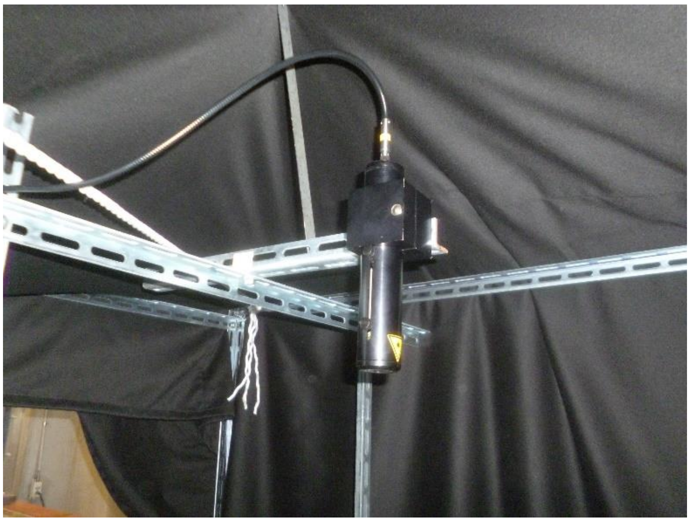


図 3-18　LVS プローブの設置図

④　パワーサプライ：LABP-D40-CW

この機器（**図 3-19**）は専用のケーブルでレーザーヘッドに接続することで，電力の供給および光強度の調節を行うことができるものである．レーザーの暴発などを防ぐといった安全面に配慮して，レーザーが照射されるまでには決まった手順を踏む必要がある．具体的には，まず主電源を入れ，本体を運転状態にする．次に，キースイッチをひねることで，レーザーを照射する準備が整う．さらに，レーザースイッチを押し上げることでスタンバイ状態から解除される．あとはレーザー出力ダイヤルを調整し，任意の光強度に出力値を合わせる．なお，レーザーが照射され始めるのは出力が 1.0A を上回ったあたりからである．

図 3-19　パワーサプライ

⑤　高速度ビデオカメラ：Photron　FASTCAM SA4

画像撮影には Photron 社製の高速度カメラ FASTCAM SA4（**図 3-20**）を用いた．この高速度カメラは，従来撮影に用いられてきたビデオカメラに比べるとより高速撮影が可能になり，撮影および解析の精度が向上することが期待された．加えて，画角をより広くとれるようになったことも実験の高精度化に貢献しており，既往の研究ではなしえなかった孤立波形全体にわたる撮影が可能となった．カメラの仕様により解像度はいくつかのパターンから選べるようになっており，最高で 1024×1024 ピクセルでの撮影が可能である．また，解像度に応じて撮影速度も任意に決定することができ，フルフレーム（1024×1024 ピクセル）の場合は最高で 3600 fps を選択できる．また，解像度を落として 128×128 ピクセルとすれば，125000 fps という超高速撮影が可能である．さらに，シャッター速度も任意に選択することができる．本研究ではすべての実験ケースにおいて，解像度を 1024×800 ピクセル，撮影速度 250 fps，シャッター速度 1/700 とした．今回高速度カメラを用いて高速撮影が可能となったにも関わらず，撮影速度が 250 fps という小さい値を採用しているのは後の章で説明する画像解析との兼ね合いがあるためである．また，シャッター速度を小さくするほど画像全体が暗くなるため，いくつかのパターンを試して，適切と考えられるものを採用した．なお，この高速度カメラには Sigma 製の 20mm 単焦点レンズを取り付けた．

図 3-20 に示した高速度カメラは単体では画像撮影ができず，付属の PC ソフト（Photron Fastcam Viewer）が必要である．このソフトでは各種撮影条件の設定，撮影した画像の編集およびその保存ができる．また，撮影した画像は動画としてのみならず静止画としても保存され，従来では後の解析のために動画を静止画に分割する必要があったが，それをする必要がなくなった．

図 3-20　高速度カメラ

最後に高速度カメラを使用した場合の画像撮影の手順を簡単に説明する.

1. LAN ケーブルで高速度カメラと PC を接続し，Photron Fastcam Viewer (PFV)を起動する. 適切な接続が行われていれば, PFV 画面にカメラでの撮影画面が表示される.
2. PFV 画面上のカメラ別設定でパーティションの設定を行う. このカメラは撮影した動画を一時的に本体の HD に保存しておくことができるが, それをあらかじめ分割しておくことで，数種類の動画をカメラ内に残しておくことができる. この個々の分割がパーティションである. ただし，合計の撮影時間は HD 容量に依存するため, パーティションの分割が多くなればそれぞれのパーティションの撮影可能時間は短くなるので注意が必要である.
3. PFV 画面上で解像度，撮影速度，シャッター速度を設定する. また，この時点でカメラの焦点をある程度合わせておく.
4. カメラの位置を目的の領域が撮影画面内に入るように調整する. また，カメラの高さは水面位置に合わせる. この位置は撮影終了まで動かさないように注意する.
5. トレーサー粒子を混入するとともに，PFV 画面上で粒子に焦点が合うようにレンズの調節を行う. この後，一度レンズにふたをしてシェーディングという機能を用いて黒補正を行う.
6. ここまでで撮影準備が整ったので，撮影ボタンを押す. 撮影ボタンは 1 度を押すと「トリガ入力待ち」となり，再度押すことで撮影が開始される.
7. 撮影終了後，データ保存タブで撮影画像の保存をおこなう. 撮影画像は撮影直後から PFV 画面上で編集可能であり，データの余分な部分をカットすることができるためデータ保存が効率化される. なお，設定条件を画面上部に付加して保存することも可能であり，データの整理に活用できる.
8. すべての撮影が終了したら，データの保存を確認し電源を切る. なお，電源を切った時点でカメラの HD 内に保存されていたデータは消去されるため注意が必要である.

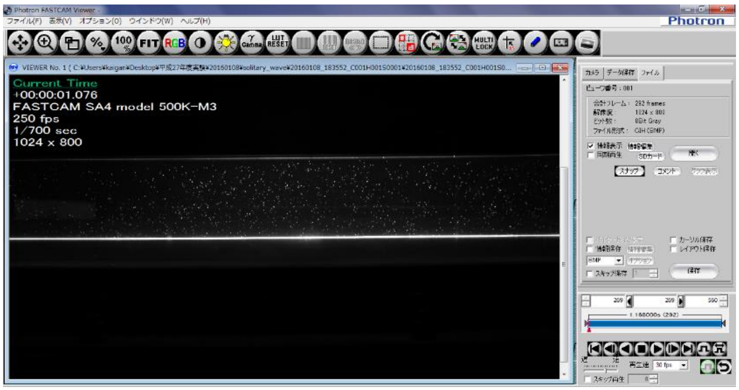


図 3-21　PFV メイン画面

3.4　圧力計測

実験では，孤立波が単独で伝播する際の圧力変化を計測することを基本とし，流れを受けながら伝播する孤立波および 2 波の孤立波の衝突時の圧力変化も計測した．測定位置は造波装置から 13.0m とした．そして，圧力計は水槽の長さ方向に 30cm 間隔で 3 台設置し，圧力の時間変化を計測するだけでなく，同時刻における空間的な圧力場も計測した．水深は 10cm としているため，自動昇降機を用いて，水槽底面より 1cm 上方から初期水面までの 10 点，3 台の圧力計で合計 30 点の計測を行った．

計測にはその日の大気圧の変動にも注意し，できるだけ低気圧が通過すると予想される日には実験を行わないようにした．これは，圧力計での測定値が大気圧の変動により影響を受けてしまうからである．実験の際には必ず，別途大気圧計でその日の大気圧の変化を記録しておき，測定中に大きく大気圧が変動していないことを確かめてデータ整理を行った．

データについては，データレコーダー（NR-600）にひずみ計ユニット（NR-ST04）を取り付け，圧力を計測できるようにした．圧力データの計測時間間隔は0.01secとし，データレコーダーをパソコンにつなげ，WAVE LOGGER PRO というソフトで計測データを画面に表示させるとともに，CSV 形式で保存した．

実験水槽に圧力計を設置した様子を図 3-22 に示す．

図 3-22　圧力計設置状況

以下に圧力計測で使用した機器の説明を記述する．

①　圧力センサー P310-005（SSK 製）

本研究で使用した圧力計は，**図 3-23** に示す SSK 製の P310-005 である．この圧力計の受圧面は，直径約 10mm，厚さ約 3mm の円形部分であり，周囲を約 1mm の金属で覆われている．この円形部分で圧力を感知し，接続している中空のチューブの中を圧縮された空気が伝わることで，電圧変換機により電位差に変換される仕組みとなっている．この受圧面は非常に繊細であり，強い衝撃を与えると壊れてしまうので，取り扱いには十分注意する必要がある．また，チューブは中空であり，ものを載せてチューブが変形すると圧力が正確に測れなってしまうので気をつけなければならない．最大測定圧は 0.05kgf/cm² (4.903kPa)であり，測定精度は 0.001kPa である．測定時には，電圧変換機を，ひずみ計ユニット（NR-ST04）を介してデータレコーダーに取り付けた．圧力センサーは温度変化に影響を受けるため，電源を入れてからしばらく時間を置き，安定するまで待機する必要がある．また，計測中に圧力計に接続しているチューブに触れると，測定結果に影響を与えるため，計測中は絶対に触れてはならない．

圧力計は**図 3-24** に示すようにアルミ製の型枠の内側底面に貼り付けて使用した．この型枠は幅 30mm，厚さ 2mm のアルミ板を加工して作成したものであり，寸法は高さ 400mm，幅 150mm，奥行 3mm である．また，この型枠上部には自動昇降機に取り付けるための穴をあけている．

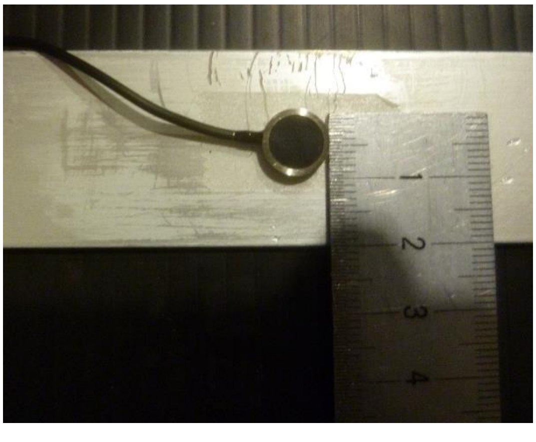


図 3-23　圧力計

図 3-24　型枠（上図）と圧力計取り付け部拡大図（下図）

② データレコーダーNR-600（KEYENCE 製）

このデータレコーダー（**図 3-25**）はユニットを増設することが可能であり，本研究でも圧力を測定するために，ひずみ計ユニット（NR-ST04）を追加で取り付け，使用している．**図 3-25** の 3 列あるユニットのうち，一番左のユニット（NR-HA08）は流速及び波高を計測するために使用しており，残りの 2 つのユニットが圧力を測定するために使用できるようになっている．実験では圧力計を 3 台使用するため，真ん中のユニットに接続した．

図 3-25　データレコーダー

③ 自動昇降機／制御装置（EP406 型）

この自動昇降機は 1.0cm 単位で上下させることが可能である．ただし，昇降の上限値と下限値があるので，実際に実験を始める前に可変範囲を確かめておく必要がある．

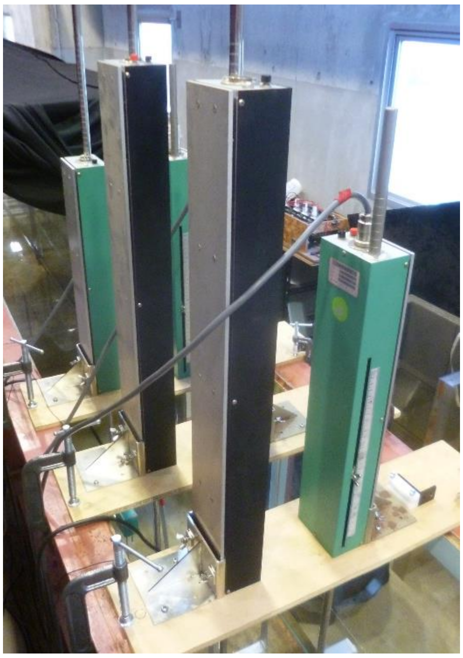


図 3-26　昇降機（左図）と制御装置（右図）

④　サーモレコーダー　RS-12P（エスペックミック株式会社 ESPEC MIC CORP.）

このサーモレコーダー（**図 3-27**）は温度・湿度・大気圧の測定および記録が可能な機器である．温度と湿度は外付センサーで，大気圧は内臓センサーで測定する仕組みとなっている．各項目の測定範囲は，温度：0~50℃，湿度：10~95%RH，大気圧：750~1100hPa となっている．データの記録や保存は USB 接続にてパソコン上で行う．あらかじめ指定のソフトをインストールしておくことで，これら操作を行えるほか，図の編集も可能である．**図 3-28** に一例を示す．

図 3-27　サーモレコーダー

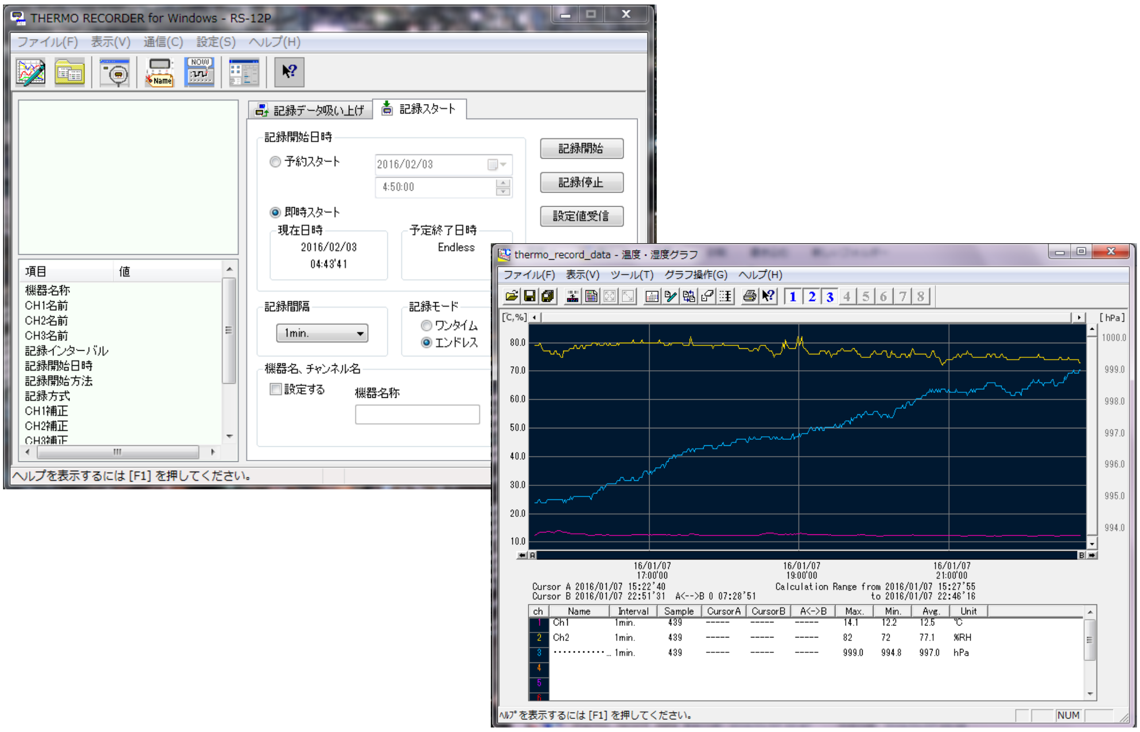


図 3-28　ソフトのメイン画面およびある日の計測結果

3.5　波高計測

孤立波の通過に伴う水面変動を記録するために，容量式波高計を用いた．この波高計測の目的は，孤立波の波形を確かめることはもちろんであるが，多くは第 4 章で詳しく説明する動水圧を算出するためである．本研究では波高計を各圧力計の横に**図 3-29** のように設置し，圧力計との同時計測を行った．1 孤立波のみを扱うのであれば波高計は 1 台でも十分なのだが，2 孤立波を扱う場合は位置により水面形が異なるため，正確な圧力変動を求めるためには，圧力計と同数の波高形が必要となる．本研究では圧力計を 3 台使用しているため，波高計も同様に 3 台使用した．

波高計のデータについては，**図 3-30** に示す制御装置およびデータレコーダーを介してパソコンに接続し，WAVE LOGGER PRO というソフトで画面に表示させた．データ収集時間間隔は圧力計と同様に，0.01sec とし，CSV 形式で保存した．

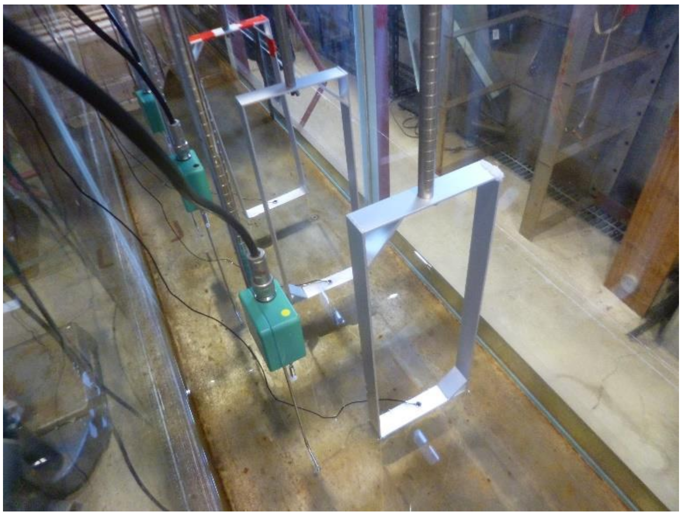


図 3-29　波高計設置状況

図 3-30　波高計制御装置

容量式波高計での計測データは電圧[V：ボルト]の単位で記録される．したがって，実際の水面変動を距離の単位で知るには，換算を行わなければならない．容量式波高計は，前面についたセンサワイヤの電気容量の変化で水面変動を測定する．つまり，波高計がなんらかの値を示すためには，水面変動が必要となる．この性質を利用して，擬似的に水面変動を起こして単位の換算を行うのである．具体的には，自動昇降機を用いて波高計を水中で 1.0cm 下降させ，そのときの出力値を用いて 1.0cm あたり何 V になるのかを調べる．このとき，波高計を 1.0cm 下降させる操作は，水面が 1.0cm 上昇したのと等しい．実際の実験の際は，誤差が生じることを考慮して，5.0cm 波高計を降下させ，1.0cm あたりの平均の V に換算し，データ整理に使用した．なお，実験を始める前の静水状態で波高計のゼロ調整を行う必要があることを忘れてはいけない．

図 3-31 にデータ換算のための測定記録を示す．波高計は 3 つ使用したので，それぞれで換算値を求める必要がある．実際に求めた換算値を**表 3-1** に示す．**表 3-1** 中の±1.0cm の値が各波高計の 1.0cm あたりの V である．これは，波高計を 5.0cm 降下させたとき示した値から初期値を引き，5 で除すことで求めたものである．

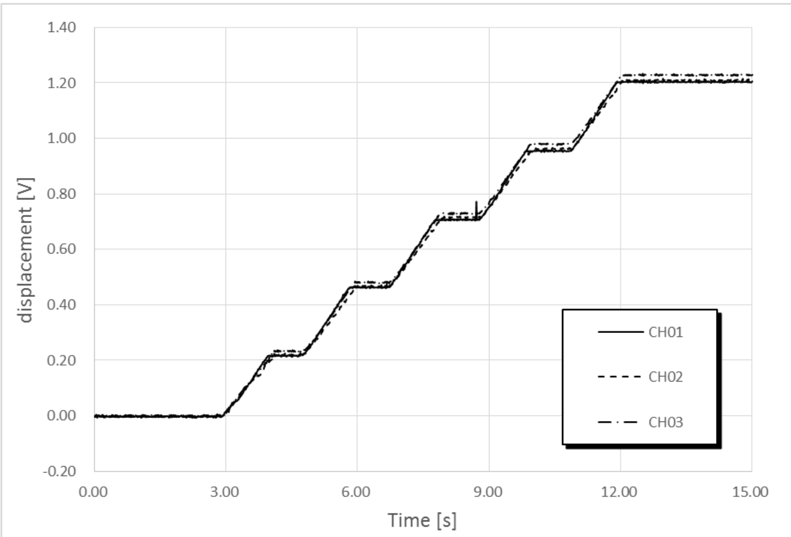


図 3-31　波高計単位換算用計測記録

表 3-1　波高計単位換算値

	CH01	CH02	CH03
初期値	−0.002	−0.003	0.000
5.0cm	1.204	1.209	1.230
±1.0cm	0.241	0.242	0.246

3.6　流速計測

孤立波と流れの干渉についてみるとき, 純粋に流れの向きによる影響を評価するには順流と逆流で同じ流速が出ていなければならない. 流れを発生させる循環装置の出力はポンプの回転数で制御するため, 実際にどの程度流速が出ているのかは測定してみる必要がある．よって，流速計測については，順流と逆流で同じ流速となるときのポンプ回転数を特定するために行ったといえる.

測定は電磁流速計（**図 3-32**）を**図 3-33** に示す精密型自動昇降機に取り付け，水槽底面より 1.0cm 上方から初期水面までを 0.5cm 刻みで動かし，計 19 点で行った．精密型自動昇降機は 1mm 単位で高さを変化させることができる昇降機である．データは電磁流速計をデータレコーダーと制御装置を介しパソコンにつなぎ, WAVE LOGGER PRO というソフトで画面に表示させた．データ収集は 0.1sec 間隔で 100 秒間行った．最終的には CSV 形式で保存し，整理した．なお，波高計の場合と同様に測定単位は V [ボルト]であるため，単位の換算が必要である．この換算値については制御装置で指定することが可能であり，本研究ではそれを 5V あたり 25cm/s に設定して計測を行った．また，電磁流速計は測定値の正と負が装置の向きによって決定される．実験時には，順流を正とし，逆流と負として扱った.

電磁流速計は機器の周囲に磁界を発生させて流速を測定するため, 空中に長時間放置しておくと焼け付いてしまう危険性があるため注意する必要がある.

図 3-32　電磁流速計（下図）と制御装置（上図）

図 3-33　精密型自動昇降機

第４章　解析手法

4.1　PIV 解析

本研究では実験により可視化した水面下のトレーサー粒子の挙動を高速度カメラで撮影し，PIV (Particle Image Velocimetry：粒子画像流速測定法) と呼ばれる手法を用いて解析した. PIV は流体内の速度を調べる方法としては近年最も使用されている手法であり，可視化技術にデジタル画像処理技術を加え，流れ場の瞬時の面的な速度分布を調べることができる．流速計などの機器を用いた観測は一点での値を求めているため，面的な速度分布を得るには複数回の計測が必要になってしまうのに対して, PIV 法による画像解析では一度の計測で目的とする場の速度分布を得られるために非常に効率が良い．また，複数回の計測で生じうる条件の変化の影響を含まないという点においても優れているといえる.

PIV 計測の原理を**図 4-1** に示す．あらかじめ流れにトレーサー粒子を混入させておき，光源を上方からシート状に照射する．計測領域で一定時間画像撮影を行った後，連続する 2 時刻の画像上で写し出されたトレーサー粒子像からその移動量を求め, その画像の撮影時間間隔で除すことで瞬間の速度ベクトル場を求めることができる. このとき流れ場のトレーサー粒子は流れとともに移動すると仮定するのが PIV による速度計測の原則である.

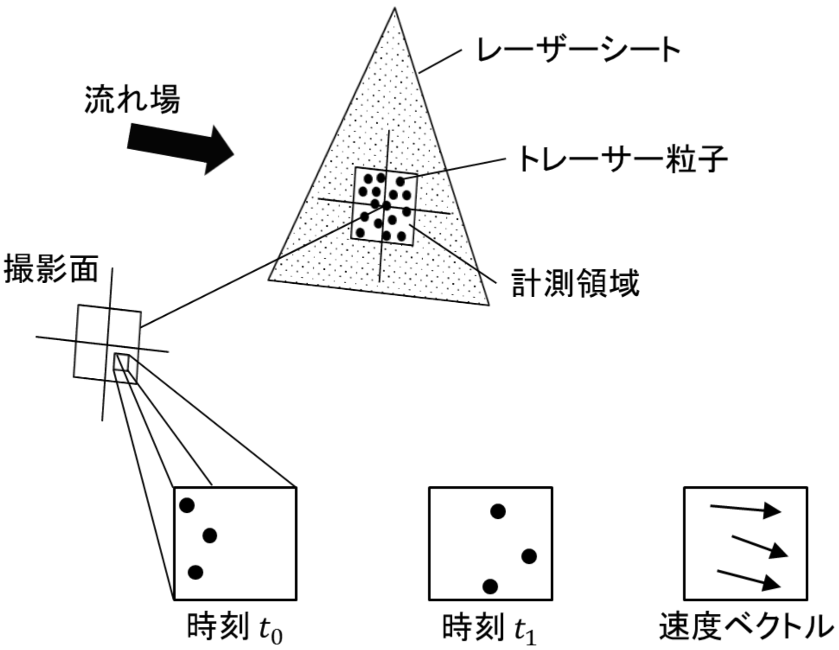


図 4-1　PIV 計測の原理

画像解析手法には主に「画像相関法」と「粒子追跡法」があり，近年ではこの 2 つの解析手法を組み合わせた手法も開発されている．本研究では前者の「画像相関法」を用いたが，後者の「粒子追跡法」について簡単に説明しておく．

「粒子追跡法（PTV：Particle Tracking Velocimetry）」とは，画像中に存在する各トレーサー粒子の移動をそれぞれ追跡することによって，速度場を求める方法である．この手法の利点は「画像相関法」に比べて高い空間解像度での計測ができるという点である．しかしながら，連続する画像間で対応するトレーサー粒子を見つける方法や厳密な移動量を計算するためには複雑な手法が必要となる．特に移動量については画像がピクセル単位で構成されているのに対して，それ以下のオーダーの移動量までを求めるには別途サブピクセル解析と呼ばれる方法が必要になる．また，対象とする画像に大量のトレーサー粒子が存在するとひとつずつの粒子の移動を求めるのに相当の時間を有し，結果的に計算時間が膨大になってしまうことも問題点の一つとしてあげられる．さらに，画像上での粒子の特定が難しく，ノイズの判定や複数の粒子が集合している場合の重なり判定などは厳密に行わないと精度の低下につながるため注意が必要である．本研究のように水面付近の速度ベクトルまで正確に求めたいという場合には PTV は非常に有効である．なぜなら，画像相関法では領域の移動量を求めるため水面付近では水面下だけでなく空中も領域に含まれてしまい正確な速度ベクトルが算出できない可能性があるが，PTV では粒子が水面から飛び出すことが無いため，純粋な水面下の速度ベクトルを求めることができるからである．

次に，本研究で用いた「画像相関法」について説明する．この方法は連続する 2 つの画像間にある領域を設け，その領域内の輝度値パターンの類似性を評価することにより移動量を算出するというものである．先の「粒子追跡法」が個々の粒子を追跡して速度ベクトルを算出するのに対して，「画像相関法」では粒子の写った領域の移動量を算出する．つまり，この領域内における粒子はすべて等しい速度ベクトルを持っているという仮定が暗に含まれることになる．また，この方法では画像の輝度値パターンを用いて速度ベクトルを算出するために測定点が粒子位置に固定されず，任意の位置に設定できるという特徴がある．具体的な方法について述べると，まず，第一画像において任意の位置を中心とする $N \times N$ の検査領域を設定する．次に，第二画像において同じ位置を中心とする $N' \times N'$ の探査領域を設ける．そして，検査領域を探査領域上で動かしていき，最も類似した場所の中心位置を求め，元の位置からの移動量を求めることで領域の平均移動量を算出する．最終的にはこの移動量を時間間隔 Δt で除したものが速度ベクトルとなる．これを模式的に示したのが図 4-2 である．このとき検査領域のサイズ N および探査領域のサイズ N' には任意性があるが，探査領域のサイズ N' は通常，検査領域のサイズ N 以上の値がとられる．また，検査領域のサイズは大きくとるほど誤ベクトルが出ることを防ぐことができる反面，空間解像度が下がってしまう．逆に検査領域を小さくすると空間解像度は高くなるが，探査領域内で同じような輝度値パターンが多数候補に

挙がることで誤ベクトルが出やすくなる．この検査領域のサイズについては複数のパターンを試してみた結果，16×16 ピクセルが妥当であると判断し，本研究ではすべての解析においてこのサイズの検査領域に統一した．なお，探査領域のサイズは 48×48 ピクセルとした．

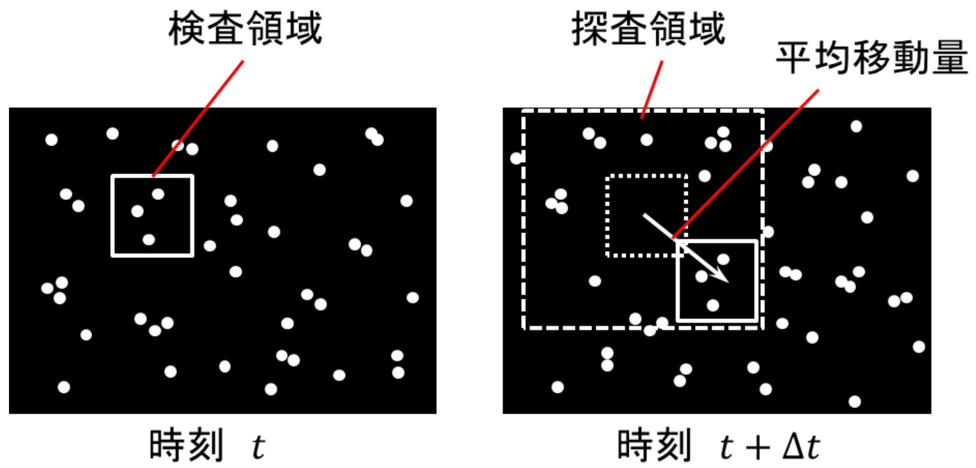


図 4-2　画像相関法による移動量の算出

ところで，先ほど第一画像の検査領域を第二画像の探査領域上で動かし，類似度の最も大きいところを探すと述べたが，この類似度の評価には FFT 相互相関法を用いている．この方法は輝度値パターンの類似度を相互相関で評価するもので，相互相関値の算出に高速フーリエ変換（FFT：Fast Fourier Transform）のアルゴリズムを用いているため FFT 相互相関法と呼ばれる．この方法による相関値の算出では検査領域と探査領域のサイズを等しくしなければならないことに注意が必要である．以下に第一画像の検査領域の輝度値パターンを $f(X,Y)$，第二画像の探査領域の輝度値パターンを $g(X,Y)$ としたときの相互相関係数 $C_{fg}(X,Y)$ の導出手順を記す．

まず，1 次元信号を例に考えてみることにする．フーリエ変換およびフーリエ逆変換の定義は式(4.1.1)および式(4.1.2)で与えられる．ここに，f は原信号，F はそのフーリエ変換である．

$$F(\xi)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}f(x)e^{-j\xi x}dx \tag{4.1.1}$$

$$f(x)=\int_{-\infty}^{\infty}F(\xi)e^{j\xi x}d\xi \tag{4.1.2}$$

ただし，式(4.1.1)の左辺の積分の係数 $1/2\pi$ は式(4.1.2)の逆変換に付く場合や，両辺に等しく $(1/\sqrt{2\pi})$ がかけられる場合もある．

同様にして，もう一つの信号 g とそのフーリエ変換 G も定義できる．ここで，信号 f と g の相互相関係数 C_{fg} を次のように定義する．

$$C_{fg}(\Delta x) = \overline{f(x)g(x+\Delta x)} = \lim_{L\to\infty}\frac{1}{L}\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} f(x)g(x+\Delta x)dx \tag{4.1.3}$$

ここで，Δx は空間座標のずれの量であり，L はデータ長である．
式(4.1.3)の $g(x+\Delta x)$ をフーリエ逆変換

$$g(x+\Delta x) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\xi)e^{j\xi(x+\Delta x)}d\xi \tag{4.1.4}$$

で表し，積分を整理すると次のようになる．

$$\begin{aligned} C_{fg}(\Delta x) &= \lim_{L\to\infty}\frac{1}{L}\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} f(x)\left\{\int_{-\infty}^{\infty} G(\xi)e^{j\xi(x+\Delta x)}d\xi\right\}dx \\ &= \lim_{L\to\infty}\frac{1}{L}\left[\int_{-\infty}^{\infty} G(\xi)e^{j\xi\Delta x}\left\{\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} f(x)e^{j\xi x}dx\right\}d\xi\right] \end{aligned} \tag{4.1.5}$$

$f(x)$ は積分範囲 $(-L/2, L/2)$ 以外では 0 であると仮定すると積分範囲の置き換えができ，$f(x)$ を含む積分は式(4.1.1)に示すフーリエ変換の共役形式 F^* を用いて表せる．

$$\begin{aligned} C_{fg}(\Delta x) &= \lim_{L\to\infty}\frac{1}{L}\left[\int_{-\infty}^{\infty} G(\xi)e^{j\xi\Delta x}\left\{\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} f(x)e^{j\xi x}dx\right\}d\xi\right] \\ &= \lim_{L\to\infty}\frac{1}{L}\left\{\int_{-\infty}^{\infty} 2\pi F^*(\xi)G(\xi)e^{j\xi\Delta x}d\xi\right\} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty}\left\{\lim_{L\to\infty}\frac{2\pi}{L}F^*(\xi)G(\xi)e^{j\xi\Delta x}\right\}d\xi \end{aligned} \tag{4.1.6}$$

一方，相互相関係数 C_{fg} はクロススペクトル S_{fg} の逆フーリエ変換として次のように定義される．

$$C_{fg}(\Delta x) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{fg}(\xi)e^{j\xi\Delta x}d\xi \tag{4.1.7}$$

式(4.1.6)と式(4.1.7)を比較すると，クロススペクトル S_{fg} は，以下のようになる．

$$S_{fg}(\xi) = \lim_{L\to\infty}\frac{2\pi}{L}F^*(\xi)G(\xi)e^{j\xi\Delta x} \tag{4.1.8}$$

以上の結果を 2 次元に拡張し，簡潔に書き直すことを考える．

２つの信号それぞれのフーリエ変換を $F\{f(X,Y)\}$，$F\{g(X,Y)\}$ と表すと，クロススペクトル S_{fg} は次のように表せる．

$$S_{fg}(\xi,\eta) = F^*\{f(X,Y)\}F\{g(X,Y)\} \tag{4.1.9}$$

ここで，F^* はフーリエ変換の共役形式を表す．
そして，先の 1 次元の場合の考察から相互相関係数 C_{fg} はクロススペクトル S_{fg} の逆フーリエ変換として以下で表すことができる．

$$C_{fg}(X,Y) = F^{-1}\{S_{fg}(\xi,\eta)\} \tag{4.1.10}$$

以上の手続きを視覚的に示したのが**図 4-3** である．

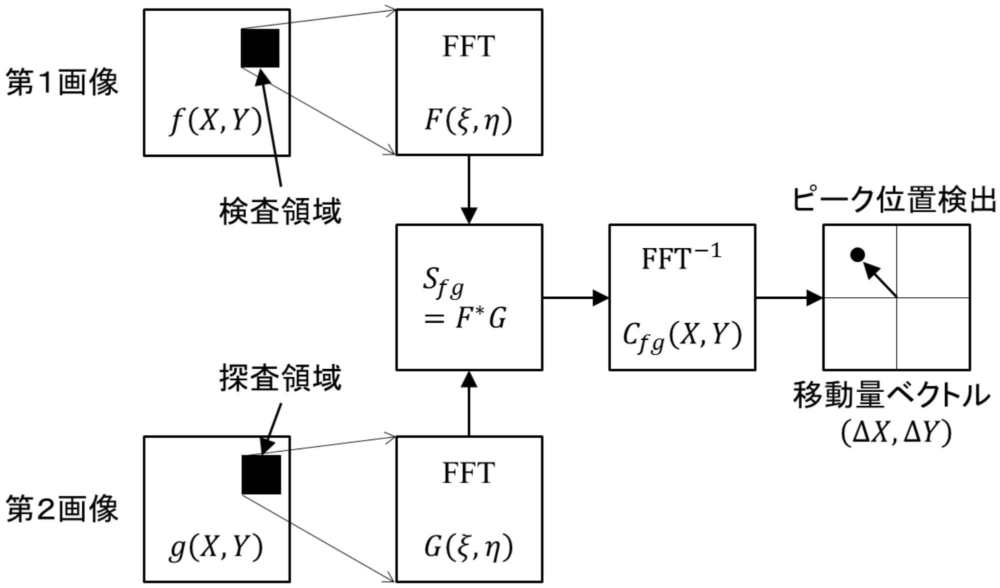


図 4-3　FFT 相互相関法の処理フロー

ところで，そもそも相互相関係数とは信号 A と信号 B（上記の場合だと関数 f と g）がどれくらい類似しているかを表す指標のことである．相互相関係数の定義は連続な定義域無限の関数として表現すると以下のようになる．

$$h(\tau) = f(t) * g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(t+\tau)dt \tag{4.1.11}$$

ここで，τ は f と g のズレの大きさを表すパラメータである．
上式を有限長のもとで離散化すると，長さ n の 2 つの複素数列 $f_0,\cdots,f_{n-1}$ と，g_0，$\cdots,g_{n-1}$ に対して，相互相関係数は次のようになる．

$$C_t = \sum_{t=0}^{n-1} f_t g_{t+\tau} \quad (0 \leq \tau < n-1) \tag{4.1.12}$$

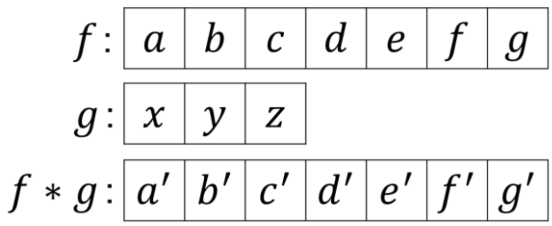
ここで，上式においては f も g も長さ n の周期で無限に続いているという仮定が含まれる．

この式は片方の関数の添え字を τ だけずらしながら内積を計算していることを表している．ここから，同じ長さの 2 つの信号があったとき，それらが類似しているとすれば その内積の絶対値が大きくなり，似ていなければ小さくなると仮定できる．この仮定が正しいとすると信号 A（長さ L）の中のどの部分に信号 B（長さ S）が含まれるのかを知るためには，各 $0 \le \tau \le \mathrm{L} - \mathrm{S} - 1$ に対して，

$$C_\tau = \sum_{s=0}^{S-1} A_{s+\tau} B_s \tag{4.1.13}$$

を計算して，C_τ が最も大きくなった位置 τ が B の存在する可能性が一番高い場所だということになる．この計算はたたみ込み演算と呼ばれ画像処理では頻繁に利用される．

以下の**図 4-4** に一次元におけるたたみ込み演算の計算例を示す．



$$\begin{aligned} b' &= ax + by + cz \\ c' &= bx + cy + dz \\ d' &= cx + dy + ez \\ e' &= dx + ey + fz \\ f' &= ex + fy + gz \end{aligned}$$

図 4-4　1 次元での畳み込み演算の例

この例では，関数 f に関数 g をたたみ込み，その結果を $f*g$ として表している．b'，c' … と進むにつれて，関数 g が一つずつずれて掛け算が行われていることがわかる．ただし，関数 f の両端の a と g については，関数 g をずらしていった際に x または z が関数 f の範囲から外れてしまうので，適切な処理方法を導入し計算する必要がある．

上で挙げたたたみ込み計算は非常に多くの計算が必要になるため，通常は高速フーリエ変換を用いて相互相関係数を求めることが多い．つまり前ページまでに示した手順で面倒なたたみ込み計算と同様の結果を高速フーリエ変換を用いて求めることができるのである．　以下ではこのたたみ込み演算とフーリエ変換を用いて求めた相互相関係数が一致することを確認する．つまり，式(4.1.11)として示したたたみ込み積分について，以下を証明する．

$$F[h(\tau)] = F^*[f(t)]F[g(t+\tau)] \tag{4.1.14}$$

先の式(4.1.1)に示したフーリエ変換の定義式を参考にしながら式を変形していく．

$$
\begin{aligned}
F[h(\tau)] &= \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau)e^{-j\xi\tau}d\tau \\
&= \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(t+\tau)dte^{-j\xi\tau}d\tau \\
&= \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(t+\tau)dte^{-j\xi(t+\tau)}e^{j\xi t}d\tau \\
&= \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} g(t+\tau)\, e^{-j\xi(t+\tau)}d\tau f(t)e^{j\xi t}dt \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} g(t+\tau)e^{-j\xi(t+\tau)}d\tau \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{j\xi t}dt \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{j\xi t}dt \int_{-\infty}^{\infty} g(t+\tau)\, e^{-j\xi(t+\tau)}d\tau
\end{aligned}
\qquad (4.1.15)
$$

上の式変形の４行目以降においては絶対収束を考慮して積分順序交換を行っている．そして最終行では先に示したフーリエ変換の定義そのままの形の積であるので結局以下のようになる．

$$F[h(\tau)] = F^{*}[f(t)]F[g(t+\tau)] \qquad (4.1.16)$$

これに対して逆フーリエ変換を施すと，以下のようになる．

$$F^{-1}\big[F[h(\tau)]\big] = h(\tau) = F^{-1}\big[F^{*}[f(t)]F[g(t+\tau)]\big] \qquad (4.1.17)$$

この右辺について書くと，これは信号 f と g のそれぞれのフーリエ変換の積を逆フーリエ変換したものであり，式(4.1.10)の右辺と一致する．そして，左辺は $h(\tau)$ をフーリエ変換したものをさらに逆フーリエ変換したものだから元の $h(\tau)$ に一致する．ここから，相互相関係数は $h(\tau)$ のたたみ込み積分を計算してもよく，またフーリエ変換を利用しても求めることができることが証明された．

以上で FFT を用いて相互相関係数が計算できることがわかったので，検査領域の類似度を求めるために，探査領域の $N' \times N'$ の全点について上記の計算を行い**図 4-5** に示すような相互相関係数の分布を求める．この分布図において最も相関値が大きい位置 (X', Y') が Δt 秒後の検査領域の移動先である．よって，最終的にはもとの中心位置 (X, Y) から (X', Y') への移動距離を求め，それを時間間隔 Δt で除すことで速度ベクトルを算出する．実際に瞬時の速度場を求めるには，撮影画像全体にわたりこれらの操作を行うことになる．当然ながら，検査領域サイズが小さいほど計算時間は長くなる．本研究では検査領域サイズを 16×16 ピクセルとしたが，目的に応じてサイズを変更することが必要である．

ここまで述べてきた FFT 相互相関法では以下の仮定を置いていることに留意しておく必要がある．それは，検査領域内の輝度値パターンが検査領域外に周期的に繰り返されているという仮定であり，これは FFT を考える上では大前提のものである．しかし

ながら，実際には時間間隔Δtの間にトレーサー粒子は検査領域から流出し，新たな輝度値パターンを持つトレーサー粒子が反対側の境界から流入してくる．つまり，信号の周期性は確保されていないのである．このため，FFT 相互相関法では，検査領域へのトレーサー粒子の流入出数が多くなるような画像上の平均移動量が大きくなる場合には精度が低下してしまう．

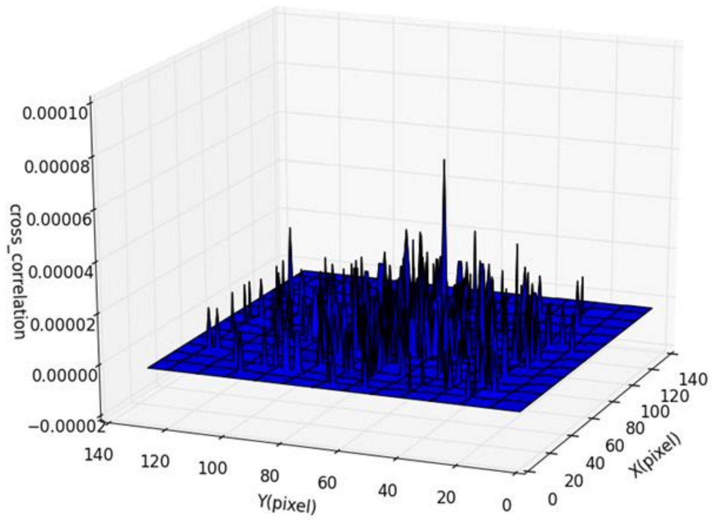


図 4-5　相互相関係数の分布図

この節の最後に誤ベクトルの発生のメカニズムとその補正方法について述べる．

ここでいう誤ベクトルとは予想されるベクトルと明らかに異なる方向･大きさを持つベクトルのことである．本研究で扱う孤立波は単独伝播の場合の速度分布が理論的に求められており，速度場の理論値はすでに把握できている．そのため実験で得られた明らかな誤ベクトルは特定可能である．また，2 波の孤立波であっても，1 波の孤立波の速度分布を参考にすれば，明らかな誤ベクトルは判断しうる．しかしながら，主観的に誤ベクトルと判断し，補正を行ってしまうと，実験によって得られる可能性がある理論との違いを見逃してしまうこともありうる．したがって，どこまでを誤ベクトルと判定するのかという基準は難しいところである．

誤ベクトルの発生の原因は先に述べたように，トレーサー粒子の流入出数が多くなる場合や，設定する検査領域内に同じような輝度値パターンが多数出現し，探査領域内で移動先を見つける際に複数の候補があがってしまう場合が考えられる (**図 4-6**)．もちろん**図 4-5** に示したように移動先の候補は相関係数値により優劣がつくわけだが，その相関係数値の差がわずかで，必ずしも最大値の点が真の移動先でない可能性もある．

そこで本研究では，発生する誤ベクトルの補正法として**図 4-7** に示すように誤ベクトルの周囲 8 点のベクトルの平均値を算出し，その平均値と誤ベクトルの差を比較して 2

倍以上のズレがある場合にその中心のベクトルを平均値と置き換えるという方法をとった．この方法では周囲 8 点の平均値をとる際にその 8 つのベクトルの中にすでに誤ベクトルが混入している可能性が考えられる．そのため，補正を行う回数を最低 2 回とし，明らかな誤ベクトルの影響が結果に反映されにくいようにした．なお，画像の両端部や水底および水面といった境界に位置するベクトルは周囲 8 点のベクトルを確保できないため，この位置のベクトルの補正は行っていない．

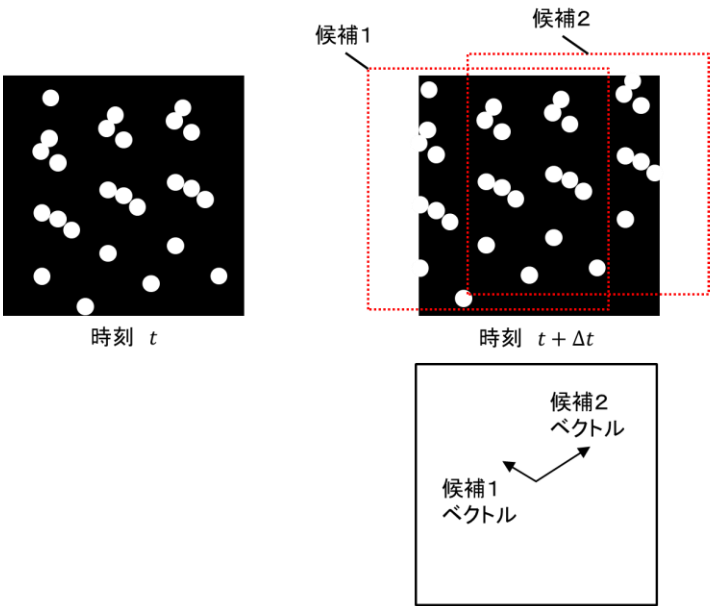


図 4-6　誤ベクトル発生のメカニズム

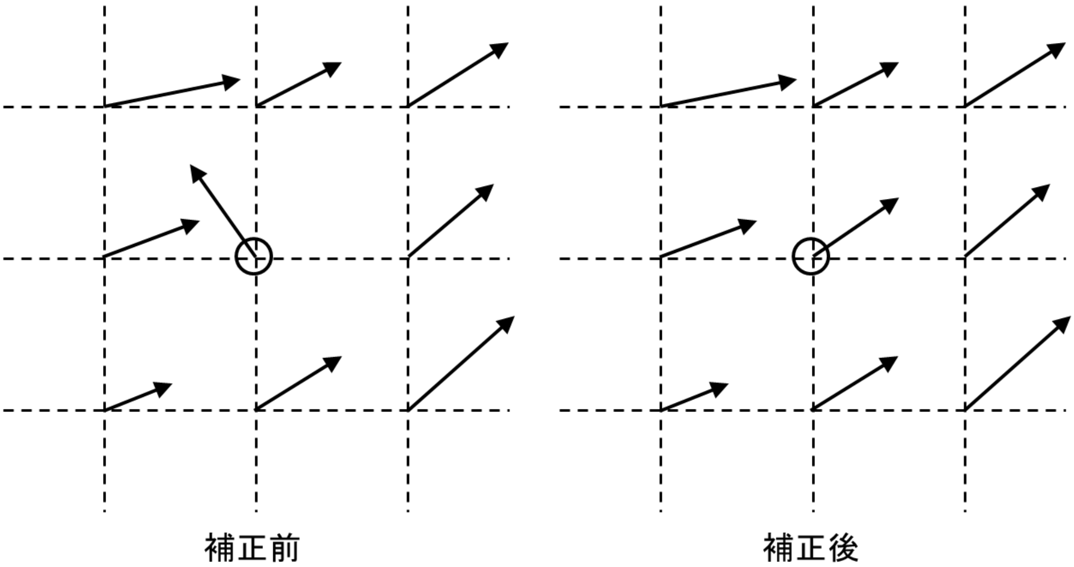


図 4-7　誤ベクトルの補正

4.2　水面形抽出法

水面形を求めるための最も基本的な手段は，波高計を用いることである．ただし，波高計で計測できるのは，空間上の一点での時刻歴の水面変動であり，空間的な水面形ではない. しかし, 波速がわかっているならば, 時間を距離に換算することは可能である. なお，この考え方は，波形が常に変化しないことを前提にしている．本研究で扱っている孤立波も 1 波単独ならば，波がその形を変えずに伝播するため，波高計を用いて空間的な水面形を求めることができる．しかしながら，2 波の衝突時の時々刻々の水面変化を求めたい場合には，波高計では対応できない．なぜなら，着目する位置によって水面形が異なるからである．

そこで有効な手段となるのが，画像処理を用いた水面形抽出である．近年では，撮影機器の高精度化と画像処理技術の高度化に伴って, いくつかの画像処理法を用いた水面形抽出が試みられている．以下にその方法と問題点を記述する．

①　PMC 法と多項式近似を用いた方法

この方法は，PMC (Particle Mask Correlation)法と呼ばれる方法で抽出した粒子画像を候補点に多項式近似を行い，その結果を水面形とするものである．PMC 法とは，撮影画像から理想的な粒子像をテンプレートとして用意し, そのテンプレート粒子と一定以上の相関を持つ像を粒子と判定する方法である. 当然ながら水面付近に粒子が少ないと，近似曲線が信頼性の低いものとなってしまう．

②　輝度値と多項式近似を用いた方法

この方法は，撮影画像の輝度値が水面付近で最大になることを利用して，画像を縦に分割したときの各列の輝度値の最大値を候補点に多項式近似を行い, 水面形を求めるものである．確かに，輝度値の最大値は水面付近となることが多く，安定して近似曲線が描けるのだが，あくまでも近似式であり，実際の水面形とは曲率が異なった水面形となってしまう．また，画像両端部はレーザーの強度が弱まるため，近似曲線が振動してしまうことがよく生じる．

③　輝度値のみを使った方法

この方法は，上記②と同様に水面付近で現れる最大輝度値を使い，それら輝度値を単純に線で結び，水面形とする．輝度値は画像のピクセル単位で得られるため，それらを直接結んだ線はでこぼこが目立つ．したがって，何らかの平滑化フィルタをかけてやる必要がある．また，輝度値の最大値は水面付近においていくつか候補があがることがあり，必ずしも実際の水面を捉えていない．これはレーザーの強度が強いことで水面に光の帯が形成されるためである．このような偽の輝度値を結ぶことで局所的に凹凸が生じ

ることがある．

上記の各方法の問題点を踏まえ，本研究では新たな水面抽出法として，輝度値の変化量が最大となるところが水面であるという考えに基づいた方法を採用した．具体的には，水面にレーザーを照射したときに，空中と水面下で輝度値が異なることを利用して，その境界を抽出することで水面を求めた．以下の**図 4-8** に撮影した現画像を示す．

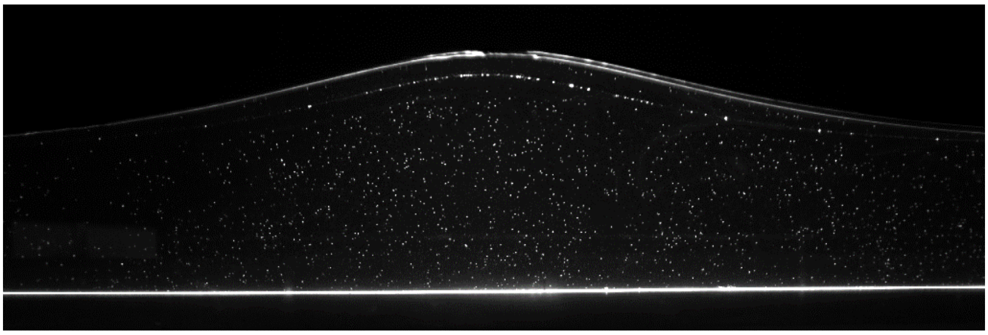


図 4-8　化可視化実験での撮影画像

図 4-8 を見ると，水中のほうがわずかに明るくなっていることがわかり，これを利用して水面を判定していく．以下にその処理フローを示す．

① しきい値を設定し，画像を完全に二値化する．設定するしきい値によって結果は大きく異なるため，しっかり吟味する必要がある．

② 二値化画像に対しエッジ処理を施し，画像の輝度値の変化が大きいところを抽出する．二値化画像を用いることで，抽出されるほとんどの点が水面付近にくることになる．

③ ②の操作で抽出した点のうち，水面付近のみを使用し，それらを線で結ぶことで水面形とする．なお，平滑化処理も同時に行い，ピクセル単位で得られることによるわずかな凹凸を滑らかにする．

この方法を用いることで，従来法でよく見られた局所的な水面の凹凸が解消された．以下の**図 4-9** に従来法③と比較した水面形を示す．

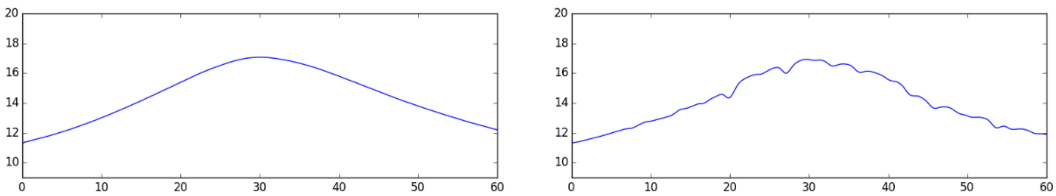


図 4-9　水面形の比較（左図 : 今回用いた手法，右図 : 従来法③）

図 4-9 より，今回用いた手法では水面の凹凸がほとんど無く，とてもきれいに水面形が描けていることがわかる．以下の**図 4-10** にはしきい値による結果の違いを示す．これは**図 4-8** に対応している．

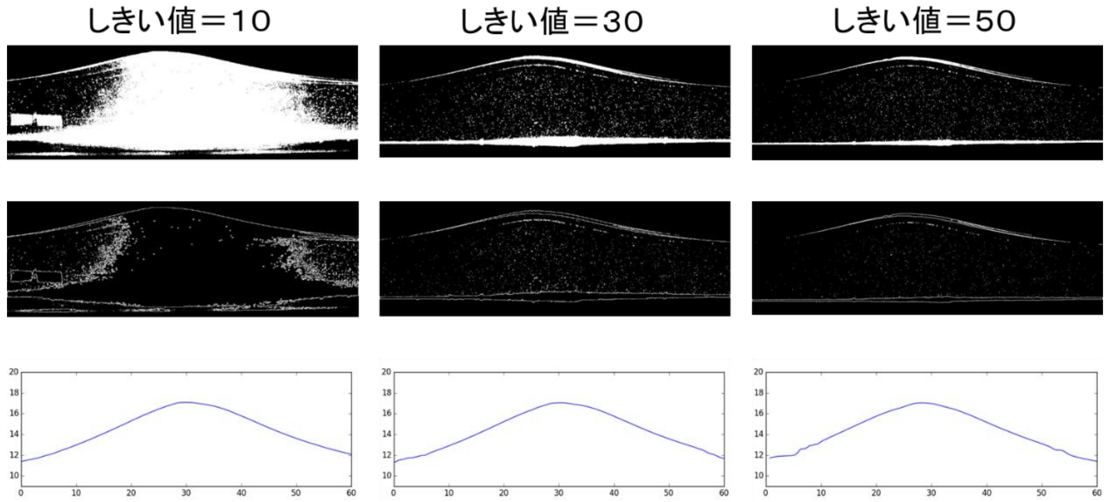


図 4-10　しきい値による水面形の比較（上段：二値化画像，中段：エッジ処理画像，下段：水面形抽出結果）

グレースケール画像において 0 は黒を，255 は白を表している．しきい値が 10 の場合を見ると，水面下で白くなっており，水中のほうが空中よりも輝度値がわずかに大きいことがわかる．しきい値を大きくするにしたがって，水面付近のみが残されるようになるが，これは水面で輝度が最大になることを示している．**図 4-8** を見ると，画像両端で暗く，ほとんど水面が見えない．エッジ処理を施す前に二値化処理を行っているのは，この画像両端での輝度値が小さい部分を補い，水中と空中の境界をより強調するためである．しかしながら，もともとの画像の両端が暗いため，しきい値が大きくなるにしたがって結果の水面も両端で不確かになってしまっている．

以上を踏まえると，しきい値は小さいほうがよいと言えるが，小さくしすぎると不必要な部分まで強調してしまう恐れがあるため，設定には注意を払う必要がある．なお，二値化処理によって，背景のわずかに光っている部分も浮かび上がってしまうことが確認されたため，実験水槽の鉄フレームに黒テープを張り、光の反射を抑えるという工夫を施している．

4.3　粒子軌道算出法　－Euler・Lagrange 法－

水面下の水粒子の運動を求めるために，Euler・Lagrange 法を用いた．この方法では瞬間的な水粒子の位置を求めるために，PIV 解析で求めた速度場に仮想粒子を配置し，粒子位置での速度ベクトルを周囲の速度場から内挿する．具体的には**図 4-11** を参考にしながら説明する．

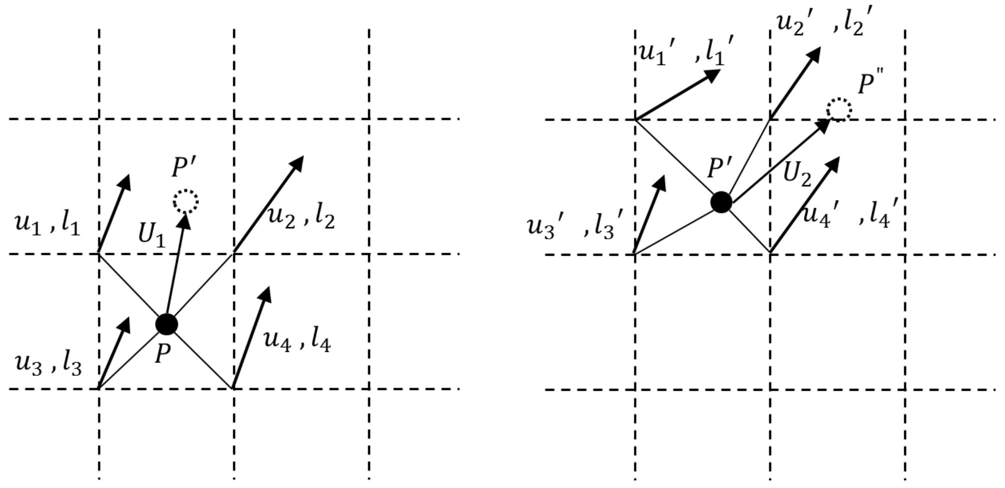


図 4-11　粒子追跡法の概念図

まず，時刻 t において速度場の任意の点に仮想粒子 P を配置する．次に仮想粒子 P を囲む 4 つの格子点での速度を PIV 解析データから取り込むと同時に，仮想粒子からそれぞれの格子点までの距離 l も求める．その後，式(4.3.1)により，距離の逆数を重みとする加重平均をとり，任意の点における粒子の速度として内挿する．

$$U_1 = \frac{\frac{u_1}{l_1}+\frac{u_2}{l_2}+\frac{u_3}{l_3}+\frac{u_4}{l_4}}{\frac{1}{l_1}+\frac{1}{l_2}+\frac{1}{l_3}+\frac{1}{l_4}} \qquad U_2 = \frac{\frac{u_1'}{l_1'}+\frac{u_2'}{l_2'}+\frac{u_3'}{l_3'}+\frac{u_4'}{l_4'}}{\frac{1}{l_1'}+\frac{1}{l_2'}+\frac{1}{l_3'}+\frac{1}{l_4'}} \tag{4.3.1}$$

ここに，u_i は PIV 解析により求めた周囲の格子点での速度ベクトルであり，l_i は粒子位置から各格子点までの距離である．

内挿した速度 U_1 と時間間隔 Δt との積により算出した移動量を元の座標値に加えることで，時刻 $t+\Delta t$ での仮想粒子 P' の座標を求める．時刻 $t+\Delta t$ での速度 U_2 についても同様に求めることができる．なお，誤差を小さくするため，最終的な時刻 t での仮想粒子の速度 U は時刻 t での速度 U_1 と時刻 $t+\Delta t$ での速度 U_2 の平均値とする．

$$U = \frac{U_1+U_2}{2} \tag{4.3.2}$$

この操作を繰り返すことで最終的な水粒子軌道を求めることができる．

4.4　圧力データの処理

圧力計で測定したデータは全圧（大気圧＋静水圧＋動水圧）である．本研究では孤立波の水面下の運動を明らかにすることを目的としているため，圧力として必要なのは動水圧である．したがって，全圧から大気圧および静水圧を引いてデータをまとめた．

大気圧の測定は，圧力計を空中に置いた状態で行う．このとき，圧力計はすでに自動昇降機に固定し，水面上においてあるため，圧力計に水滴がついている場合もありうる．圧力計は繊細であり，わずかな水滴でも圧力変動を示すので，水滴を見つけたらすみやかにふき取り，計測を行う．

静水圧については，造波する前の静穏な状態の水槽内で測定を行う．圧力計を初期水面に置いた状態から始めて，昇降機で 1.0cm ずつ降下させ，水槽底面より 1.0cm 上までの計 10 点でそれぞれ圧力を計測する．

圧力計はゼロ調整ができず，初期値もわからない上，圧力計ごとに同じ入力に対する変動値も異なる．そのため，それぞれで大気圧および静水圧を求めておき，圧力計間でどのくらいのずれがあるのかを把握しておく必要がある．以下の**図 4-12** に静水圧測定結果を示す．

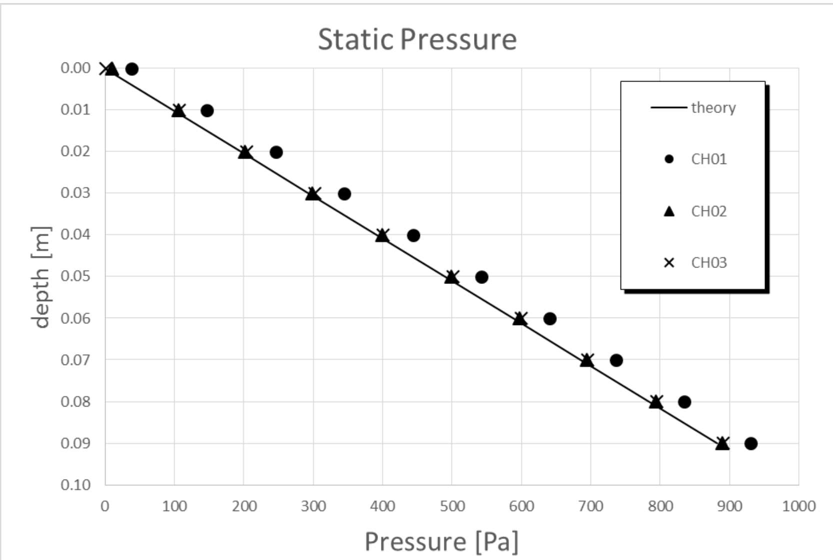


図 4-12　静水圧測定結果

この図を見ると，CH02 と CH03 はほぼ理論値と等しいが，CH01 だけ若干ずれている．この理論値からのずれの量を後から差し引くことで圧力計間での誤差を解消している．また，圧力計の測定単位はミリボルト[mV]であるから，圧力の単位パスカル[Pa]に変換する必要がある．上図ではすでに単位変換をしているが，このときの変換値については，静水圧の計測結果から算出する．いま，圧力計は 1.0cm ごとに下降させているた

め，水深 1.0cm 分の圧力変動に伴う出力がわかる．理論的には 1.0cm 水深が増加したときの圧力増分は，水の密度を ρ，重力加速度を g とすれば，$\rho g\Delta z = 1000\,[\mathrm{kg/m^3}] \times 9.8\,[\mathrm{m}/s^2] \times 0.01[\mathrm{m}] = 98\,[\mathrm{Pa}]$ となる．よって，9 回分圧力計を下降させたときの，それぞれの変動を平均したものが，98 [Pa]に対応するとし，単位換算に使用する．実際の結果は**表 4-1** のようになる．この表によれば，どの圧力計も 0.11 [mV]が 98 [Pa]に対応していることになる．なお，静水圧を測定する際にも測定値には大気圧が含まれているため，それを除いて換算値を求めている．

表 4-1　静水圧を利用した単位換算のための表

静水圧の差 [Pa]	depth [m]	静水圧の差 [mV]		
		CH01	CH02	CH03
98	0.00	0.12	0.11	0.12
	0.01	0.11	0.11	0.11
	0.02	0.11	0.11	0.11
	0.03	0.11	0.11	0.11
	0.04	0.11	0.11	0.12
	0.05	0.11	0.11	0.11
	0.06	0.11	0.11	0.11
	0.07	0.11	0.11	0.11
	0.08	0.11	0.11	0.11
	0.09	−	−	−
average	−	0.11	0.11	0.11

以上の準備の下，孤立波の動水圧を算出する．基本的には測定した全圧から上記の大気圧と静水圧を引く．大気圧を引くことによって，圧力計の初期値はわからないがそれも含めて引くことができる．静水圧については，圧力計がそのとき位置している水深に対応した静水圧の実験値を引く．また，圧力計の横には波高計が設置されているので，水面変動がわかっている．静水圧の考え方の基本は，水面からの距離に応じた水の圧力であるから，平均水面より下のみを考慮した静水圧分を引くと同時に，波高の分も引く必要がある．つまり，波高の大きさを水深と考え，密度と重力加速度を乗ずることで，波高の分の静水圧が求まるので，それを結果からさらに引いてやればよい．

これらの操作を経ることで，動水圧が求まることになる．しかしながら，このようにして求めた動水圧にはさらに誤差が含まれていることが考えうる．この可能性は，波だけの場合であっても圧力計ごとに算出した動水圧が異なるという実験結果に基づいたものである．したがって，データ整理では，波が到達する前の状態での動水圧をゼロとすることにし，強制的にゼロ調整を行っている．

第５章　実験結果および考察

5.1　実験ケース

本研究では孤立波が流れを受けたり，孤立波同士で衝突したりする際の水面下の挙動を物理的な観点から明らかにすること目的として，**表 5-1** に示す実験ケースを設けた．水深を 10cm としたのは，それ以上の水深となると，特に 2 波の追越衝突の際に波形全体が撮影領域内に収まりきらず，正確な挙動を捉えられない可能性があると考えたためである．また，圧力を測るうえでも，水面下 10 点ほどの測定点を設けないと空間的な圧力場が求められないと判断したため，この水深に固定した．

流速については水面付近で約 9.0cm/s になるように循環装置を調整した．表中では順流を＋，逆流を－で表記している．

孤立波と流れの干渉の実験は，平均流速を固定する一方，波高を 3 パターンに変化させ，波高変化による影響があるのかを確かめることにした．また，同一波高での波のみ，波＋順流および波＋逆流での比較も行い，流れの影響を評価することにした．

2 波の正面衝突と追越衝突はそれぞれ，2 つの孤立波が逆方向に進行しながら衝突する場合，同一方向に進行しながら衝突する場合の実験である．これらについては，既往の研究で，孤立波同士の相互作用が波形変化や位相変化に表れていることが明らかにされている．そこで，本研究では，速度場あるいは圧力場にも相互作用の影響が表れているのではないかという立場にたち，この状況を確かめるために実験を行った．また，2 波のそれぞれの成分については，1 波ずつの場合も計測しており，単純な 1 波ずつの足し合わせと 2 波の相互作用との関係性を検証することにした．

表 5-1　実験ケース

実験ケース			水深 [cm]	造波板変位 [cm]	流速 [cm/s]	波高 [cm] 1波目	波高 [cm] 2波目
①	1波	単独	10.0	12	－	0.90	－
②				18	－	1.64	－
③				20	－	1.88	－
④				22	－	1.72	－
⑤				28	－	3.19	－
⑥				30	－	3.52	－
⑦				40	－	5.53	－
⑧		波＋順流		20	+9.0	1.84	－
⑨				30	+9.0	3.44	－
⑩				40	+9.0	5.39	－
⑪		波＋逆流		20	−9.0	1.93	－
⑫				30	−9.0	3.60	－
⑬				40	−9.0	5.69	－
⑭	2波	正面衝突		18+22	－	1.64	1.72
⑮		追越衝突		12+28	－	0.90	3.19

2 波の孤立波の正面衝突および追越衝突の概念図を**図 5-1** に示す．この図は，可視化実験の撮影領域を模しているが，圧力実験の場合も同様に真ん中の CH02 でちょうど 2 波が衝突するように造波の時間間隔を調整した．このときの圧力計と波高計の空間的な位置は**図 5-2** に示す通りであり，3 つの CH をそれぞれ 30cm 間隔で設置した．

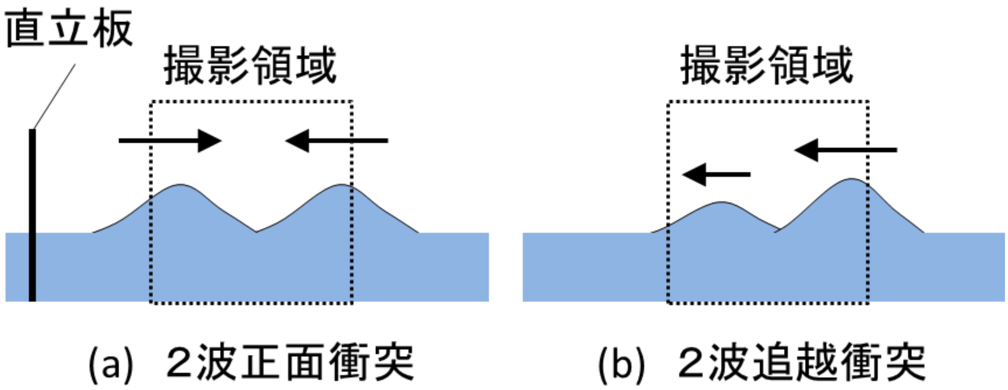


図 5-1　2 孤立波の衝突実験の概念図

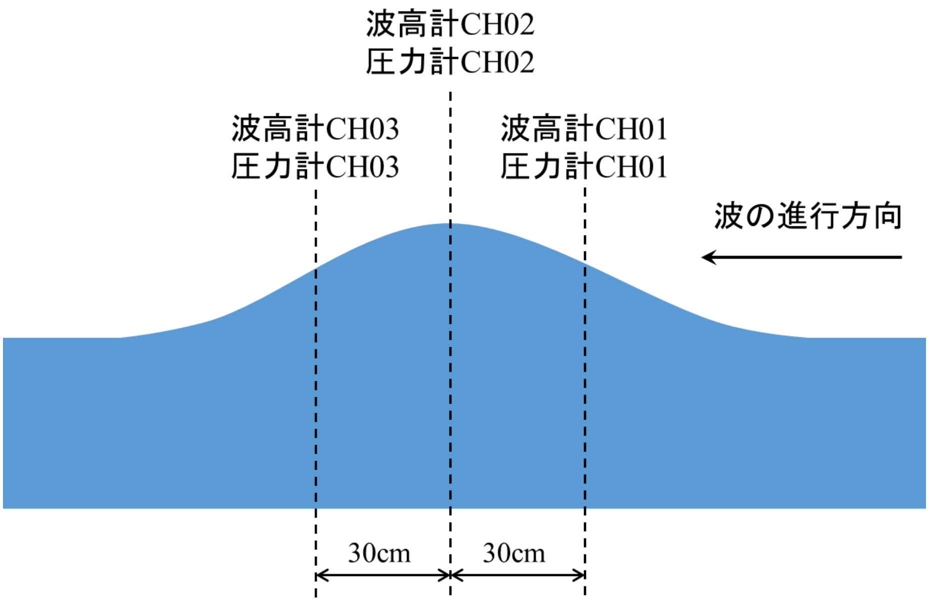


図 5-2　波高計と圧力計の配置

5.2　予備実験

5.2.1　流速測定結果

ここでは, 流れを発生させたときにどのくらいの流速が出ているのかを計測した結果を示す.

実験で使用している造波水槽は 26.0m であり，その両端部に水を循環させるための出入り口が設けられている．したがって，水槽の端部に近いところでは流れがまだ安定していない可能性があり, その場所で実験を行うことは避けたほうがよいと考えられる. そのため、まずは測定位置により流速の値に違いがあるのかを計測した．その結果が**図 5-3** である.

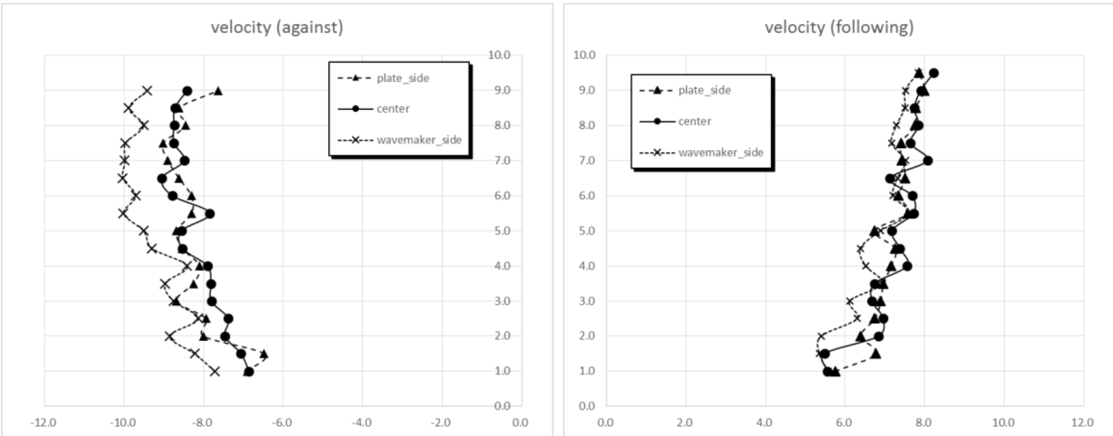


図 5-3　測定位置による流速の違い（左図：逆流，右図：順流）

なお，測定位置は造波装置側からそれぞれ 9.0m，13.0m，17.0m としており，図中の wavemaker_side，center，plate_side に相当する.

この図より, 順流では測定位置によらずどの場所でもほぼ同じ流速が観測されていることがわかる．しかし，逆流の場合は造波板から 9.0m の位置での流速がほかの場所よりも約 1.0m/s ほど大きくなっている．この位置には特に水槽の変化点は無いため，なぜこのような結果になったのか原因は判断しかねるが, 循環装置の出力がある程度の目安でしかないため，このずれは許容することにした.

つぎに，消波板の有無による流速の変化について検証を行った．消波板は造波装置とは反対側の端部に設けられた波を減衰させるためのものである．ただし，流れを発生させる場合には消波板に流れが阻害される可能性があると考えられる. 消波板は層状になっており, 取り外しが可能となっているが, 最下層のものだけは完全に水槽に固定され, 取り外せなかった．また，消波板を水槽に固定するための金属具が段差となっており，この点においても流れが阻害される恐れがあることがわかった. 測定結果を**図 5-4** に示

す．この図より，順流の場合には消波板の有無は流れに影響を与えないことがわかったが，逆流の場合には消波板があるときのほうが約 1.0cm/s ほど流速が大きくなることが確認された．この原因として考えられるのは，先にあげた水槽に消波板を固定するための金属具の影響である．この段差を乗り越える流れは，その直後に流速が増すことになるのは想像に難くない．この実験結果はその現象を反映していると考えられる．

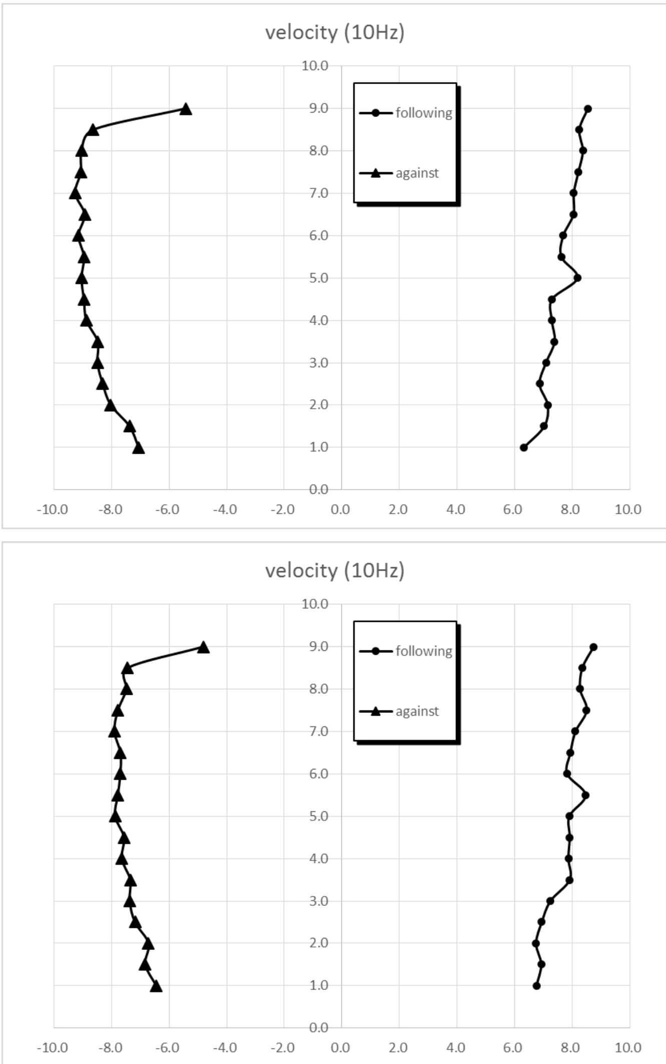


図 5-4　消波板の有無による流速の違い（上図 : 消波板あり，下図 : 消波板なし）

5.2.2　波高測定結果

この実験は，造波装置により発生させた波が孤立波を形成し，伝播していることを確かめる目的で行った．

実験は全 6 ケース行い，孤立波の波高の違いや流れの有無による違いを検証した．測定位置は流速測定の場合と同様に，造波装置側から 9.0m，13.0m，17.0m である．実験結果を**表 5-2** に示す．なお，ここでの実験ケースは**表 5-1** に示した実験ケースに対応している．

表 5-2　測定位置による波高の比較

実験ケース	波高 [cm]		
	@ 9.0m	@ 13.0m	@ 17.0m
ケース③	1.88	1.89	1.86
ケース⑦	5.48	5.29	5.32
ケース⑧	1.83	1.81	1.79
ケース⑩	5.37	5.20	5.08
ケース⑪	1.94	1.86	1.81
ケース⑬	5.70	5.50	5.31

この表より，造波装置から消波板に向かう過程で孤立波の波高は基本的に減衰傾向を示している．伝播する過程で大幅な波高変化は見られないため，孤立波は形成できているといえる．また，造波装置から 9.0m の位置から 17.0m の位置に至る過程での波高の減衰率を**表 5-3** にまとめた．

表 5-3　孤立波の伝播時の波高減衰率

実験ケース	減衰率 [%]
	@ 9.0m → @ 17.0m
ケース③	1.1
ケース⑦	2.9
ケース⑧	2.2
ケース⑩	5.4
ケース⑪	6.7
ケース⑬	6.8

この結果によれば，8.0m 孤立波が伝播する間の波高の減衰率は 1 割未満と考えることができる．そして，内訳をみると，波高が大きいと減衰も顕著であり，流れが加わるとさらに減衰率が大きくなる傾向にあることがわかった．

5.2.3　圧力検証結果

圧力は小型圧力センサーを**図 3-24** のように設置して計測している．本実験では圧力計を型枠の内側底面に設置しているが，これは圧力計がどの方向を向けていても正確な計測ができることを前提にしている．ただし，型枠によって速度場に影響があるとするならば，型枠の内側と外側で計測される圧力には差が生じる可能性がある．そこで，圧力計をつける位置により，計測値に差が無いことを確かめるため，型枠の内側底面および外側に 2 つの圧力計を取り付け，同時に計測を行った．なお，CH01 が内側，CH02 が外側に取り付けた圧力計である．

図 5-5 に水深 5.0cm における動水圧の時間変動を，**図 5-6** に孤立波の峰の到達時の各 CH の水深ごとの動水圧を示す．データの整理の仕方は 4.4 節に示した通りである．なお，2 つの圧力計は水中における位置が 9.0mm ほど異なるため，その差を静水圧で考慮し，補正する必要がある．検証は実験ケース⑥で行った

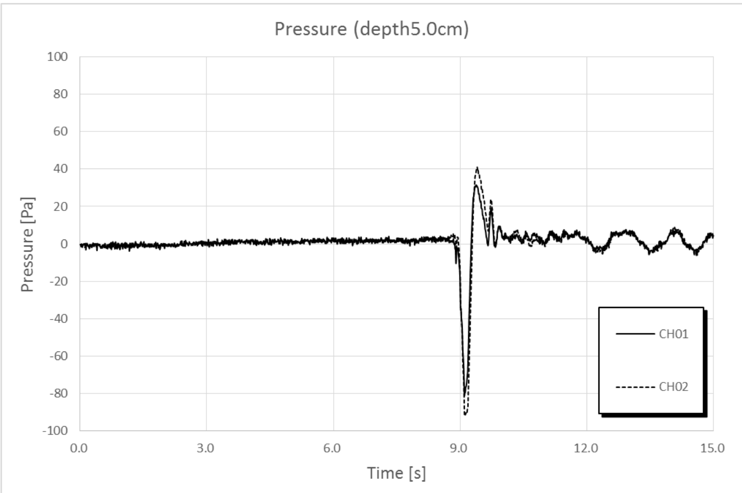


図 5-5　水深 5.0cm における動水圧の時間変化

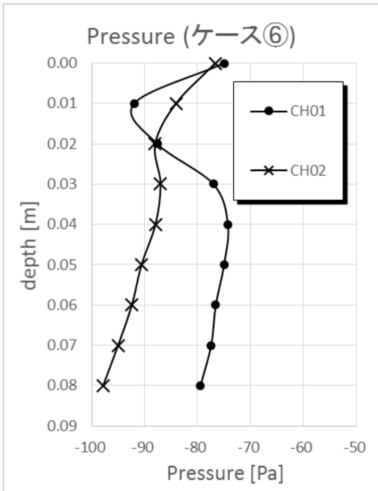


図 5-6　峰到達時の各水深での動水圧

これらの図より，動水圧の最大値に最高で 20 [Pa]ほどの差はあることがわかる（負圧なので実際には最低値の差である）．圧力計の位置が異なることによる静水圧の差はおよそ 88 [Pa]であるので，単純に位置による誤差とはいえない．ただ，**図 5-5** を見てわかる通り，異なるのは負圧の最大値と正圧の最大値のみであり，動水圧の時間変化自体は 2 つの圧力計でほぼ一致している．そのため，圧力の絶対値での議論は難しいが傾向を把握する上ではこれらの差は問題ないと思われる．したがって，基本的に動水圧の変動は型枠の内と外で変化がないものとして扱うことにし，実験を行うことにした．

5.3　1孤立波に関する実験結果

孤立波の峰が CH02 に到達したときの空間圧力分布を図 5-7～図 5-9 に示す．これらの図によれば，波高の違いによる動水圧の変化は CH02 のみに見られ，波高が大きくなるほど動水圧も負の値が大きくなっている．この傾向は流れが加わっても同様である．これは，波高が大きくなると，その分一気に水面が上昇し，水粒子がより大きな加速度を持つことによって負の圧力勾配が増大したためだと考えられる．

一方で，流れの有無による空間的な動水圧の分布に違いは見られなかった．図 5-10 の時刻歴を見ても，流れが加わった動水圧にあまり変化はなく，対応する水面変動もほとんど波のみの場合と一致している．ただし，波高が大きくなると孤立波の峰の到達による負圧が生じる前に正圧が生じている箇所が顕著になっていることが確認できる．これは，孤立波の通過の初期段階において，動水圧が静水圧よりも大きくなるためだと考えられるが，メカニズムについてはあまりわかっていない．

1 断面での観察からだけでは，動水圧分布の詳細が把握できないため，CH02 で計測した動水圧を空間的に配置し，速度場と対応させたものを図 5-11～図 5-13 に示す．これらの図は右から左に進む 1 孤立波の水面下を描いたものであり，動水圧は正規化して表示している．図のグラデーションが黒いところほど負圧が大きくなっている．また，孤立波内の水粒子軌道は図 5-14～図 5-16 に示すようになっており，波のみの場合は孤立波の波形に沿うように軌道を描く．流れが加わると，順流の場合は水平方向に軌道が広がり，逆流の場合は粒子が押し戻されるような軌道を描く．この水粒子に焦点を当てて，動水圧と速度場の関係を見てみることにする．水粒子はまず，孤立波の到達により，孤立波前面の速度により加速を始める．そして，峰が通過するときに加速は最大となり，後は孤立波後面が通過するにつれて減速してゆく．ここで，水粒子にかかる慣性力について考えてみる．水粒子に作用する外力は，垂直に働く圧力とその実質部分に働く質量力であるが，圧力のみを考慮すれば，ラグランジェの運動方程式から，水粒子の移動方向の慣性力が正のとき，つまり加速度が増加するとき，水平方向の圧力勾配は負となる．逆に慣性力が負のとき，圧力勾配は正となる．図 5-11～図 5-13 の圧力分布はこの傾向と一致しており，孤立波の運動は波動よりも質点系の運動に対応しているといえる．

加速度が圧力勾配に関係するならば，流れを加えたときに動水圧変化があまり見られないことにも説明がつく．つまり，流れ自身は定常であるから，水粒子そのものを加速あるいは減速させることはないからである．このように水粒子の運動を質点として捉えることで孤立波の圧力場をうまく解釈できる．

結果から，基本的に孤立波の動水圧は鉛直方向にほとんど変化が無いといえるが，図 5-11～図 5-13 の逆流を受ける孤立波の場合は底面のほうが相対的に動水圧が大きくなっている．これは上記考察を踏まえると，孤立波の速度成分が流れと打ち消しあった裾付近から速度を保った峰にかけて局所的に加速度が生じるためであると考えられる．

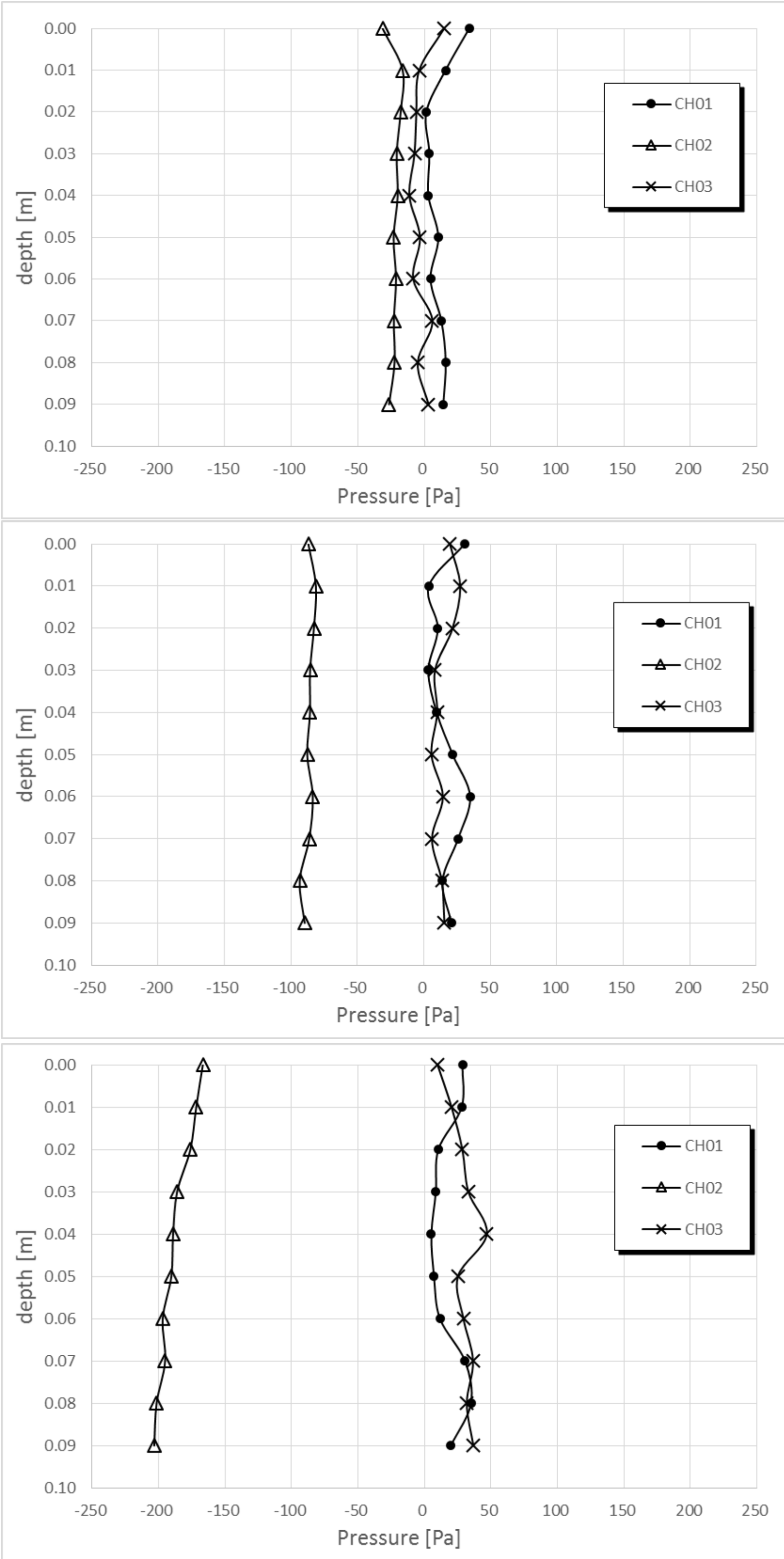


図 5-7　動水圧の空間分布（上段：ケース③，中段：ケース⑥，下段：ケース⑦）

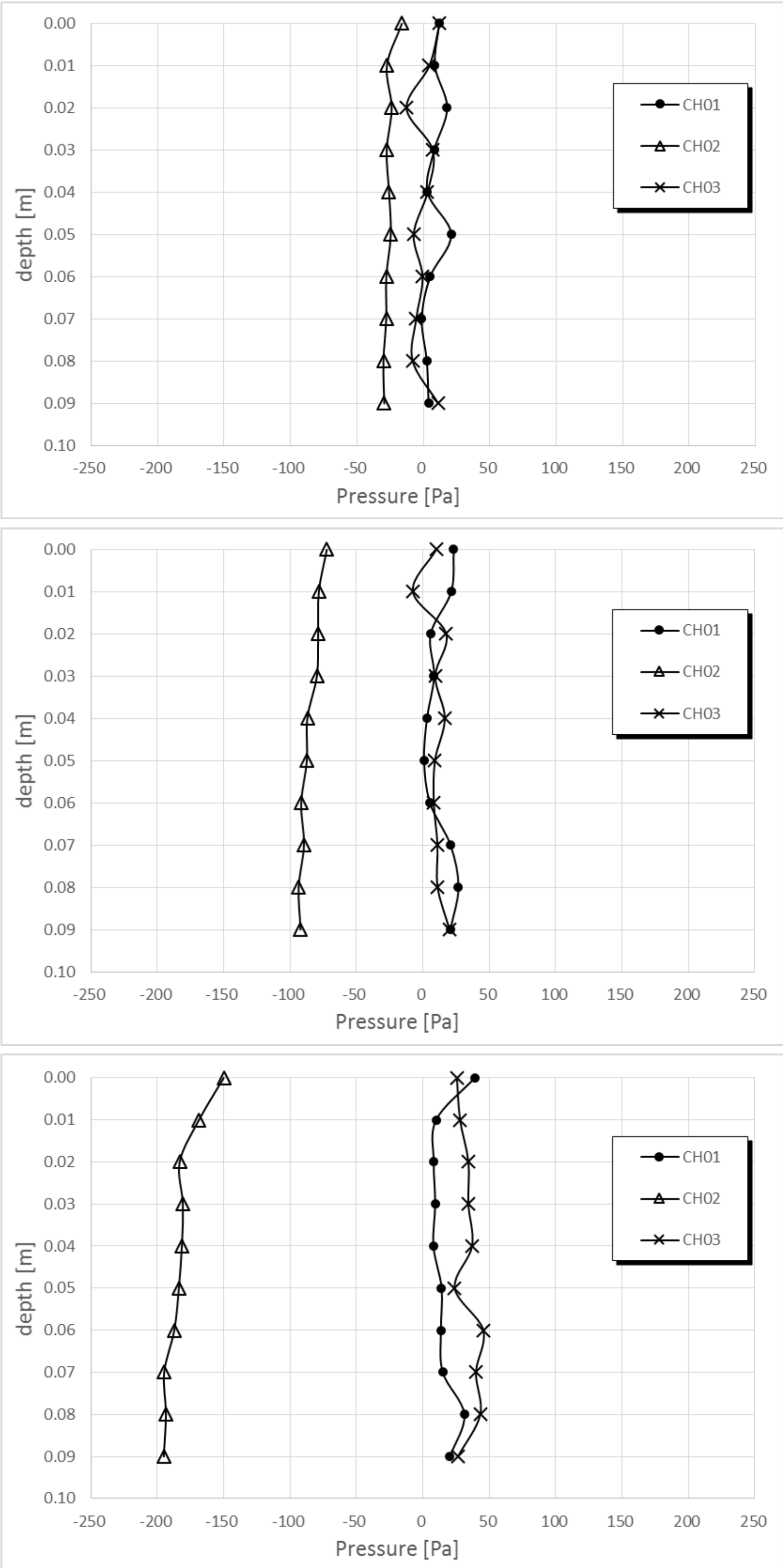


図 5-8　動水圧の空間分布（上段：ケース⑧，中段：ケース⑨，下段：ケース⑩）

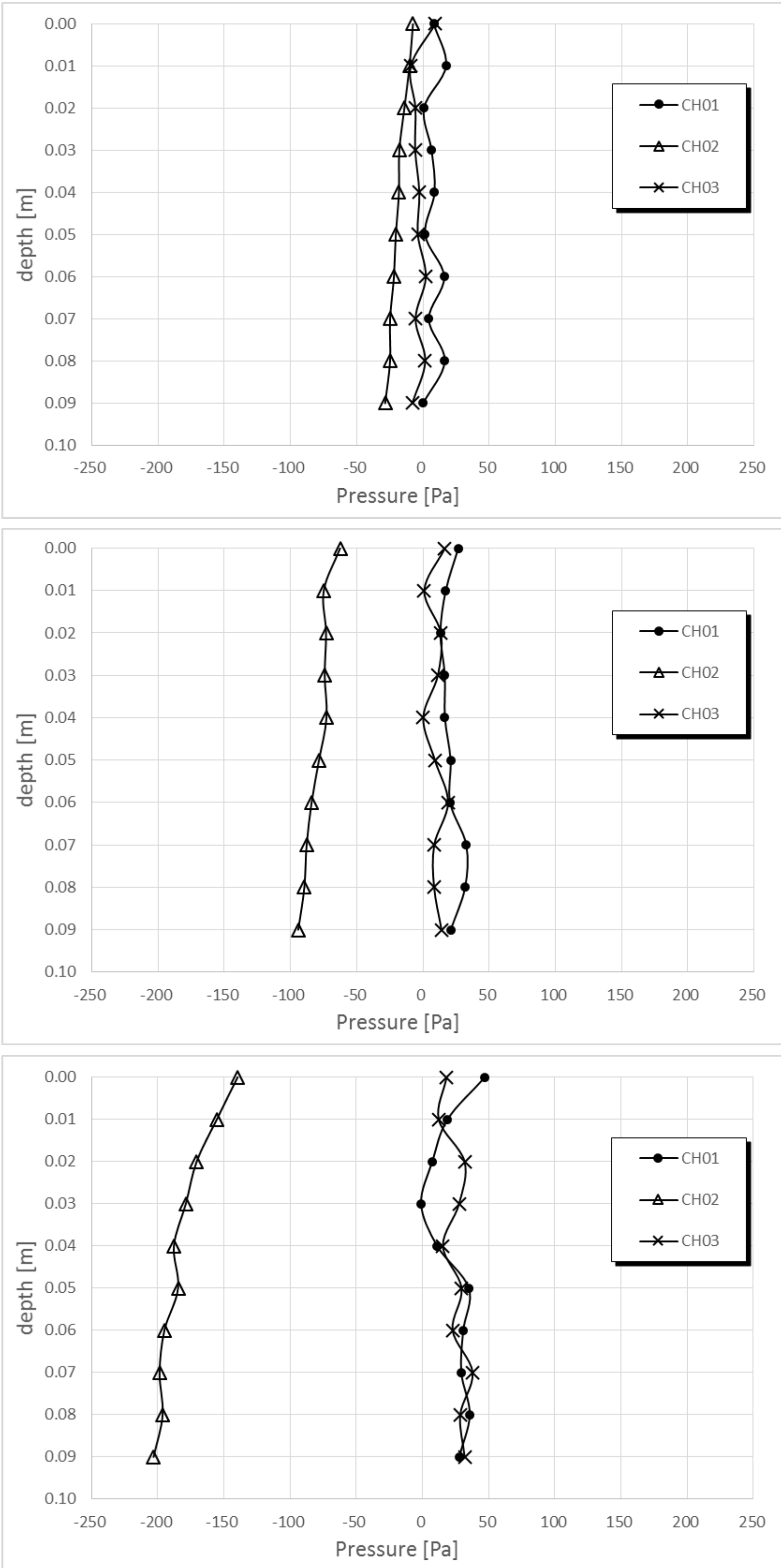


図 5-9　動水圧の空間分布（上段：ケース⑪，中段：ケース⑫，下段：ケース⑬）

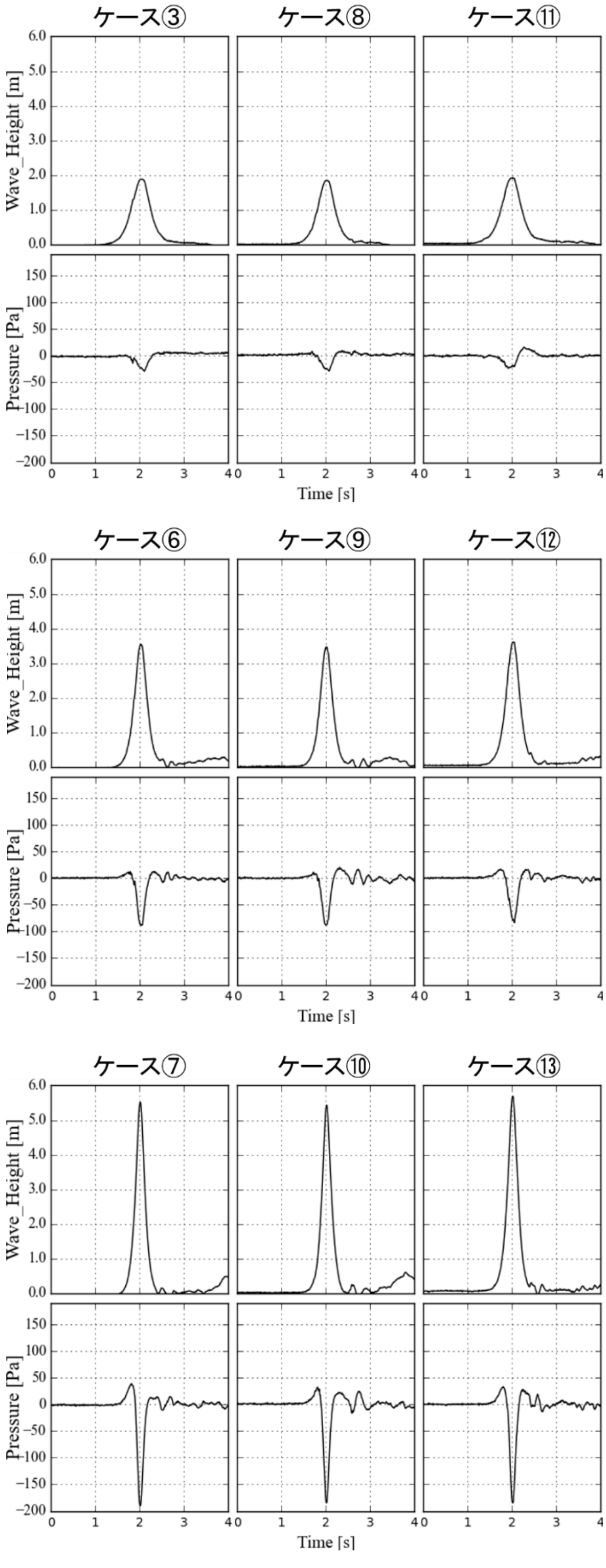


図 5-10　水面と動水圧の時間変化（上段：ケース③，⑧，⑪，中段：ケース⑥，⑨，⑫，下段：ケース⑦，⑩，⑬）

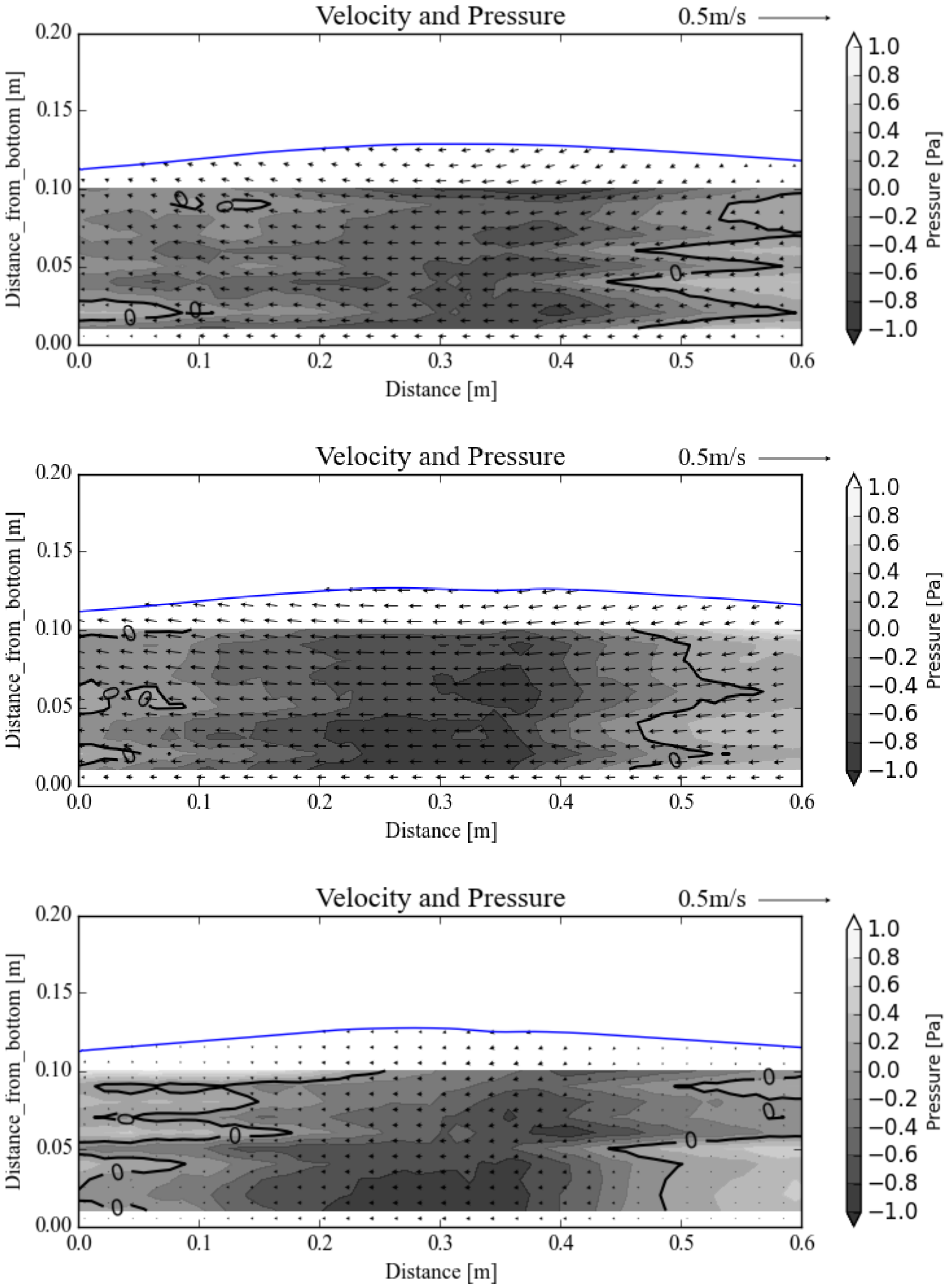


図 5-11　速度場と圧力場の関係（上段 : ケース③，中段 : ケース⑧，下段 : ケース⑪）

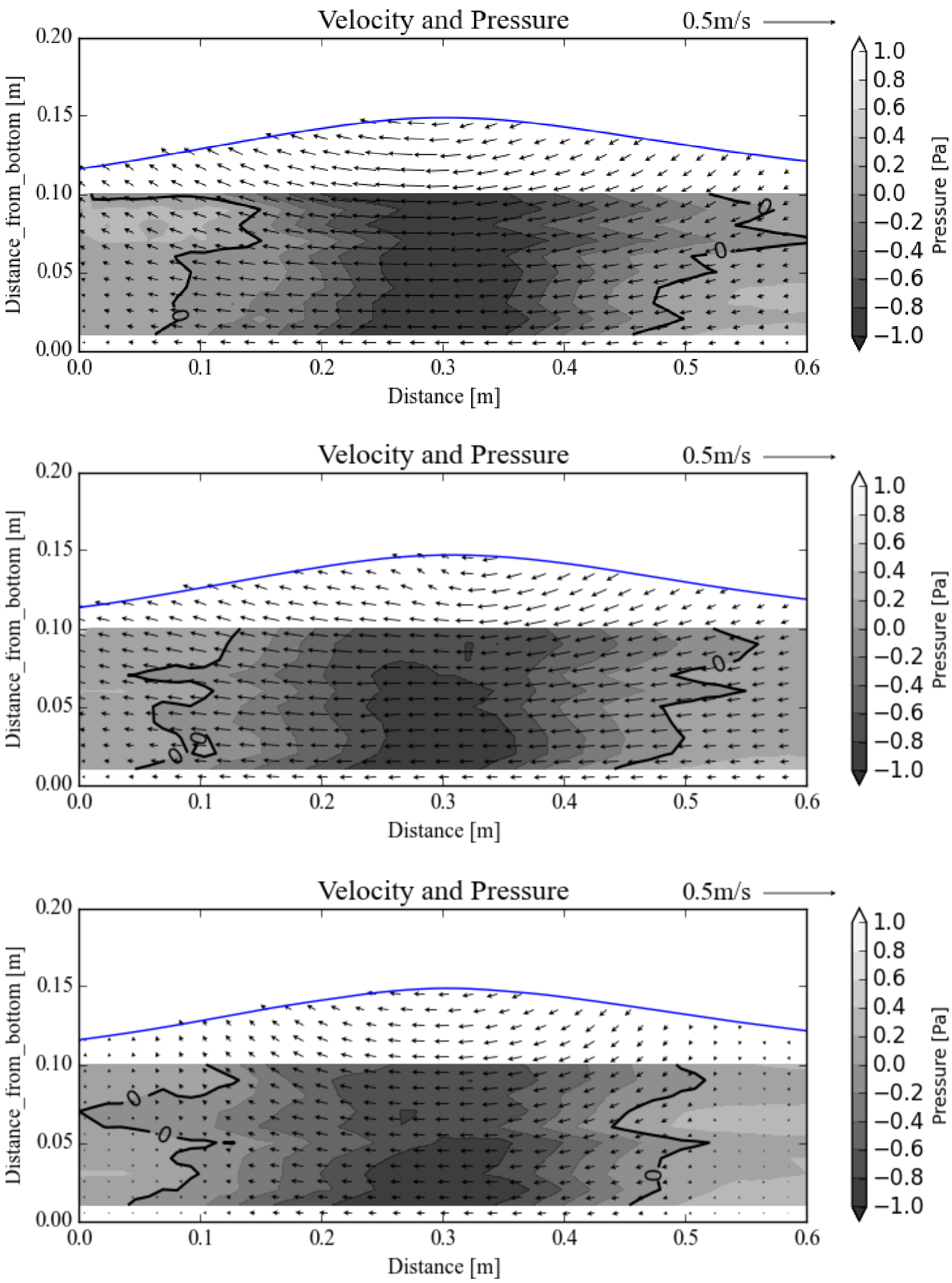


図 5-12　速度場と圧力場の関係（上段：ケース⑥，中段：ケース⑨，下段：ケース⑫）

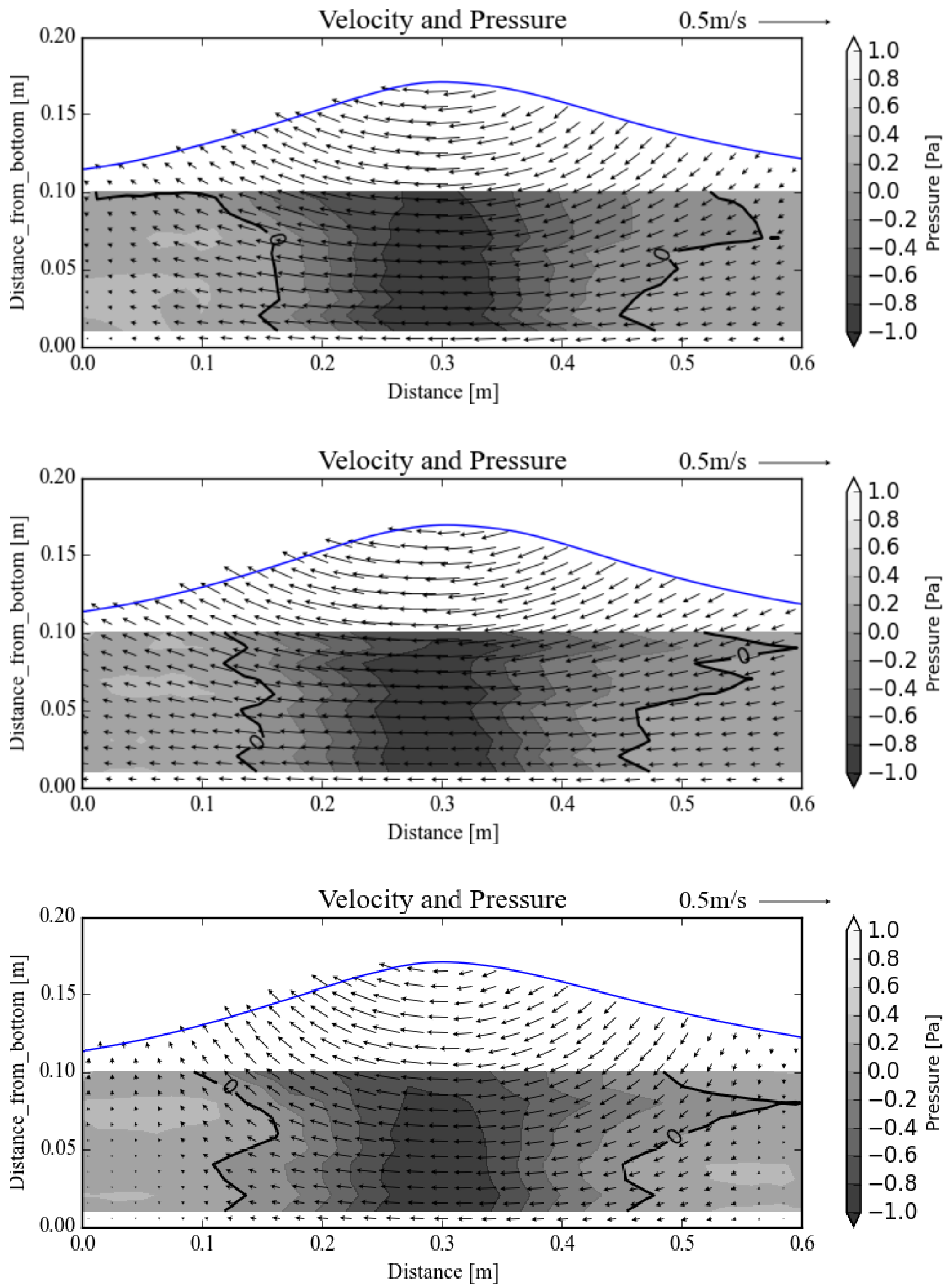


図 5-13　速度場と圧力場の関係（上段：ケース⑦，中段：ケース⑩，下段：ケース⑬）

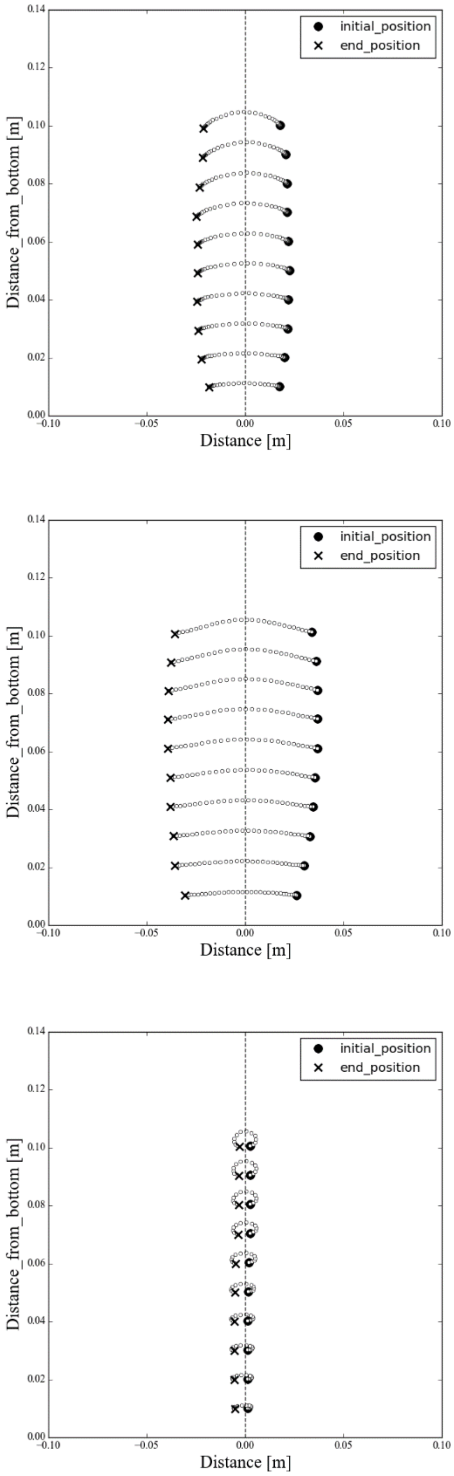


図 5-14　水粒子軌道（上段：ケース③，中段：ケース⑧，下段：ケース⑪）

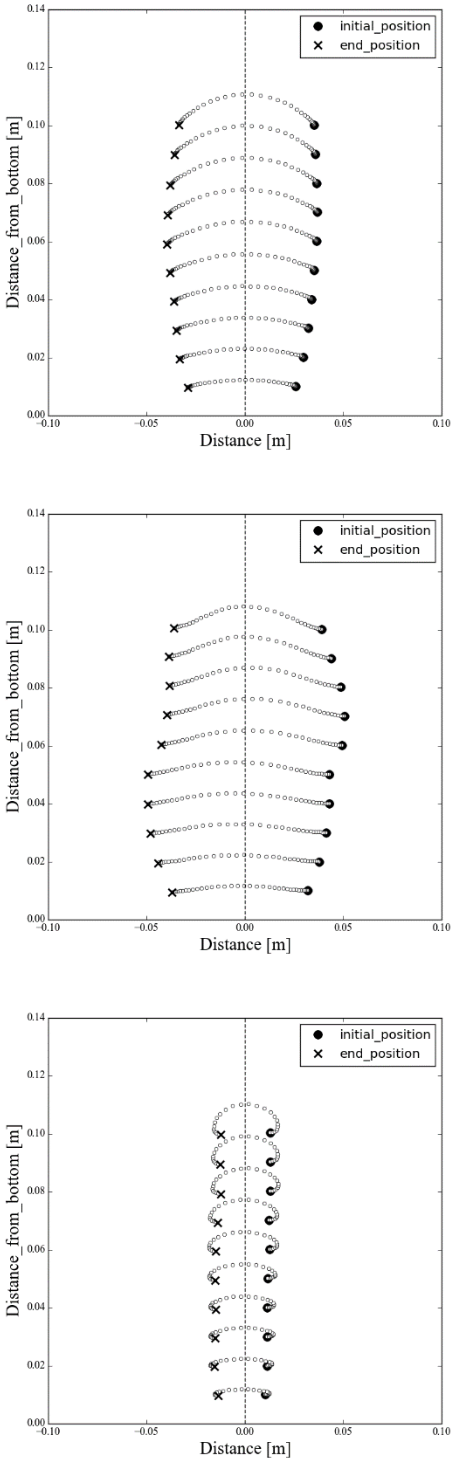


図 5-15　水粒子軌道（上段：ケース⑥，中段：ケース⑨，下段：ケース⑫）

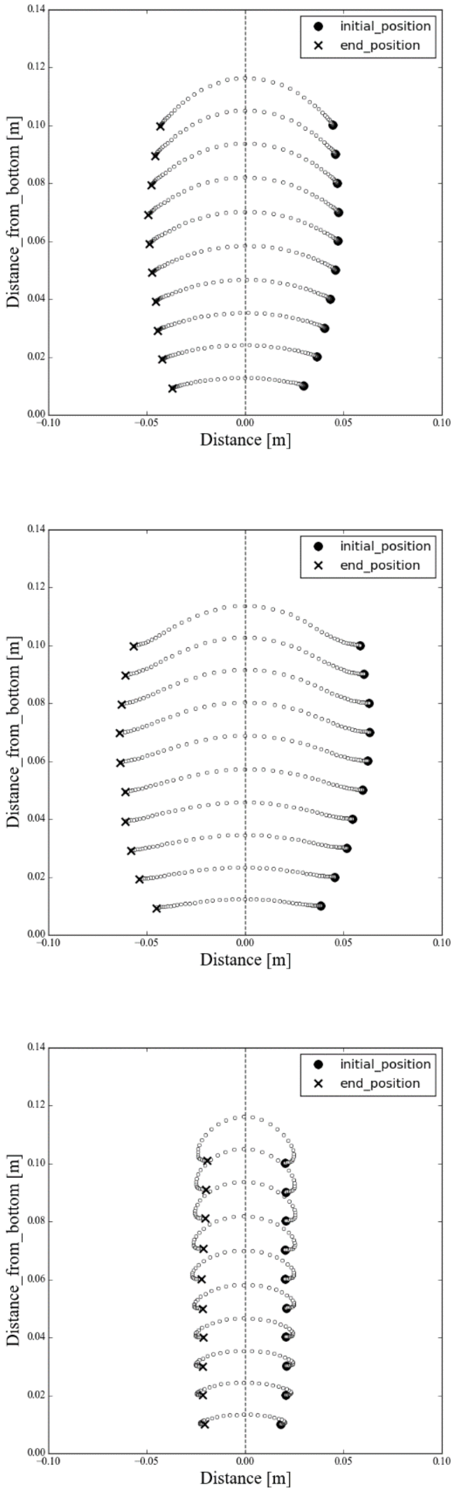


図 5-16　水粒子軌道（上段：ケース⑦，中段：ケース⑩，下段：ケース⑬）

5.4　2孤立波に関する実験結果

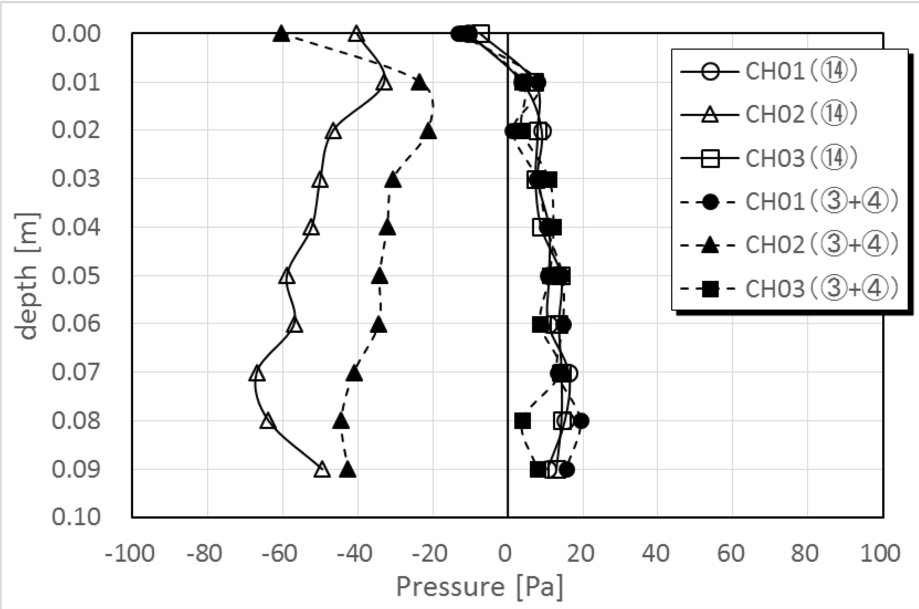
CH02 を 2 波の衝突点としたときの各 CH の動水圧分布を**図 5-17** に示す．この図は 1 波を別々に計測し，足し合わせたものと 2 波の衝突とを比較している．ケース⑭の 2 孤立波の正面衝突では CH02 の負圧が平均水面を除くどの水深でも大きくなっていることがわかる．これは波高が単純に 1 波の足しあわせではなく，Byatt-Smith (1989)の研究が示しているような，高次成分による波高の上昇分を生じさせる付加的な加速度の影響が表れていると考えられる．

2 孤立波の衝突時の水面変動については画像解析で得た結果として，正面衝突の場合を**図 5-18** に，追越衝突の場合を**図 5-19** にそれぞれ示している．これらの図は衝突点での時刻を t=0.0 とし，その前後 0.4 秒ずつを描いたものである．正面衝突では 2 波の衝突時の波高が 1 波ずつの波高を足し合わせたものとほぼ一致しており，高次項を評価するのは難しい．しかし，圧力場の観点から見れば，正面衝突の現象は単純な 1 波の重ねあわせではないことがわかっているから，非線形性は波形からだけではなく，圧力場からも評価できるといえる．

一方で，追越衝突の場合にはどの CH でも動水圧が負圧となっている．追越衝突の場合，2 つの孤立波は同方向に異なる速度で移動する．そして，後続の波は先行する波に追い付き，ある時間の後，それを追い越し，両波は相互作用を経験して再び別々の波として分かれていく．今回の実験では 2 波の波高に大きな差はあるが，相互作用を経験している距離は撮影領域に比べて長い．先行する波は自身の波高を増やして速度を速め，後続の波は逆に波高と速度を落として，すぐには相互作用から抜け出すことができない．この追越衝突時の水面変動については，既往の研究（Kong ら，1999）と同様の結果が本実験でも得られていることが**図 5-19** からもわかる．2 波は相互作用後はそれぞれの個性を保持するが，その作用中には波形のみならず動水圧にも非線形相互作用の効果が表れていることを**図 5-17** は示しているといえる．

1 波の場合の考察も踏まえると，動水圧を変化させるには加速度の変化が必要である．2 波の場合は衝突現象によって，水面下の速度場が 1 波の場合と異なることによる加速度が生じうる．**図 5-20～図 5-25** に 1 波単独の場合の速度場と 2 孤立波の衝突時の速度場をそれぞれ示す．この図によれば，正面衝突の場合には衝突点で上向きの速度ベクトルが出現し，上向きの加速度が生じるため鉛直方向の負圧が大きくなると考えられる．

一方追越衝突の場合には，1 波の場合よりも波形が広がったことで水面下の速度勾配が緩やかになっている．速度勾配が緩やかになれば，それに応じて圧力勾配も緩やかになるため，1 波の場合よりも絶対値を減らした上で，負圧の領域が広くなっていると捉えることができる．このように，流れを与えた場合とは異なり，波同士の衝突は局所的な速度構造を変化させるため，それに伴う加速度が生じた結果として，動水圧変化が生まれると考えられる．



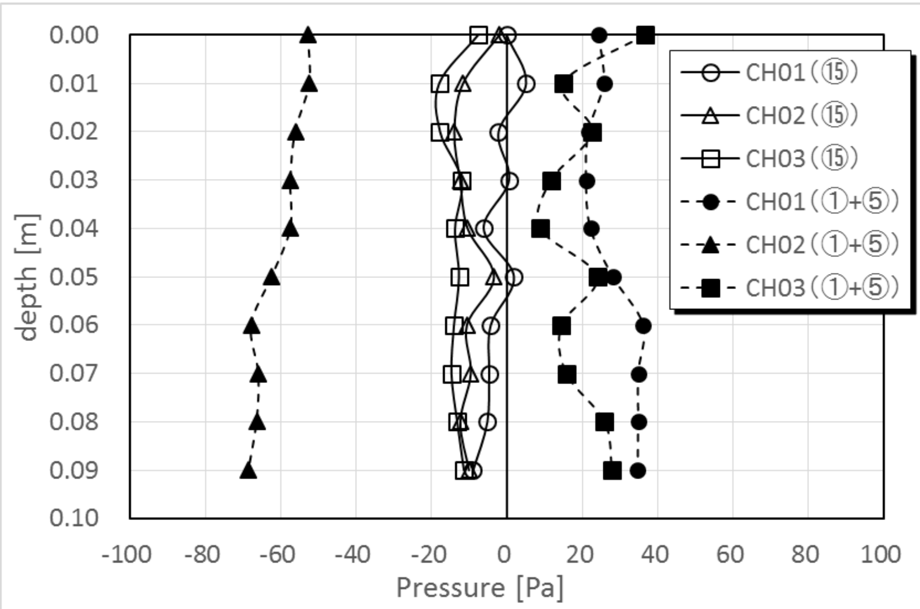


図 5-17　CH02 を衝突点としたときの各 CH の動水圧分布（上図 : ケース⑭，下段 : ケース⑮）

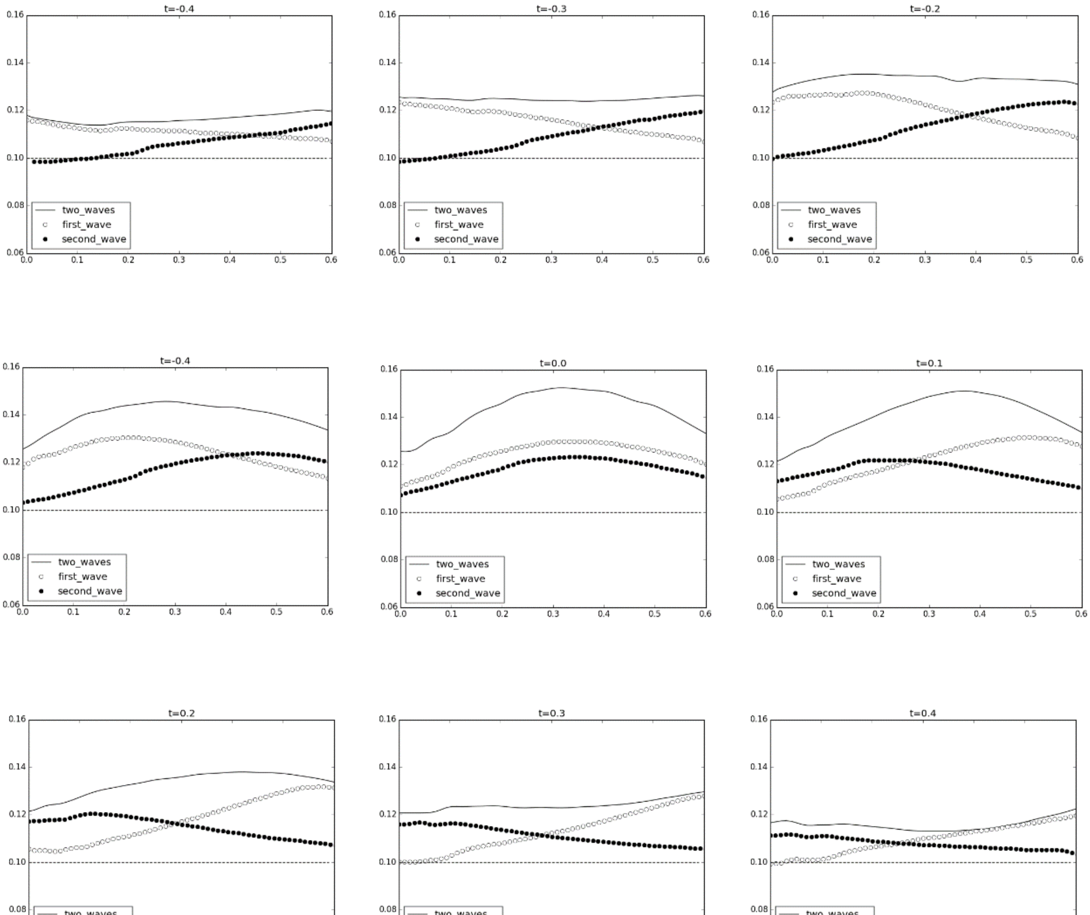


図 5-18　正面衝突時の波形変化（ケース⑭）

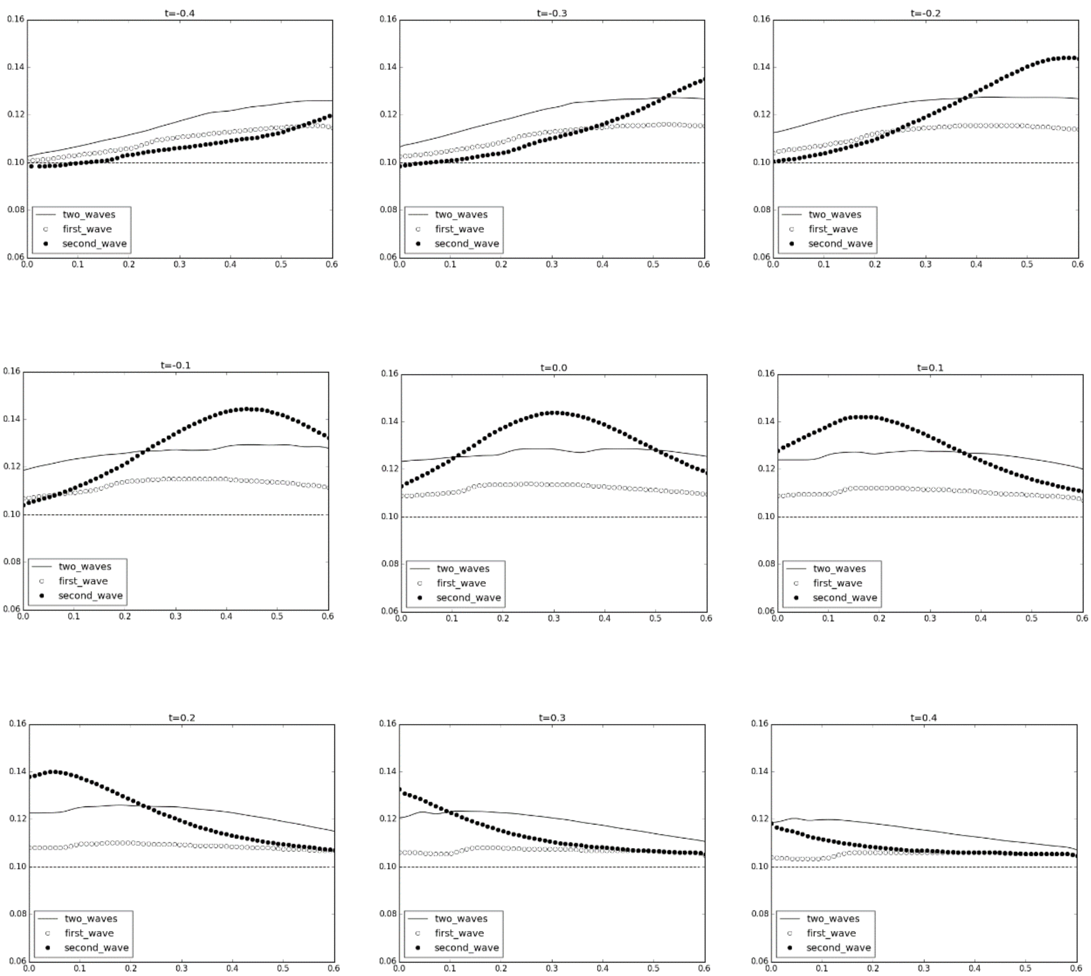


図 5-19　追越衝突時の波形変化（ケース⑮）

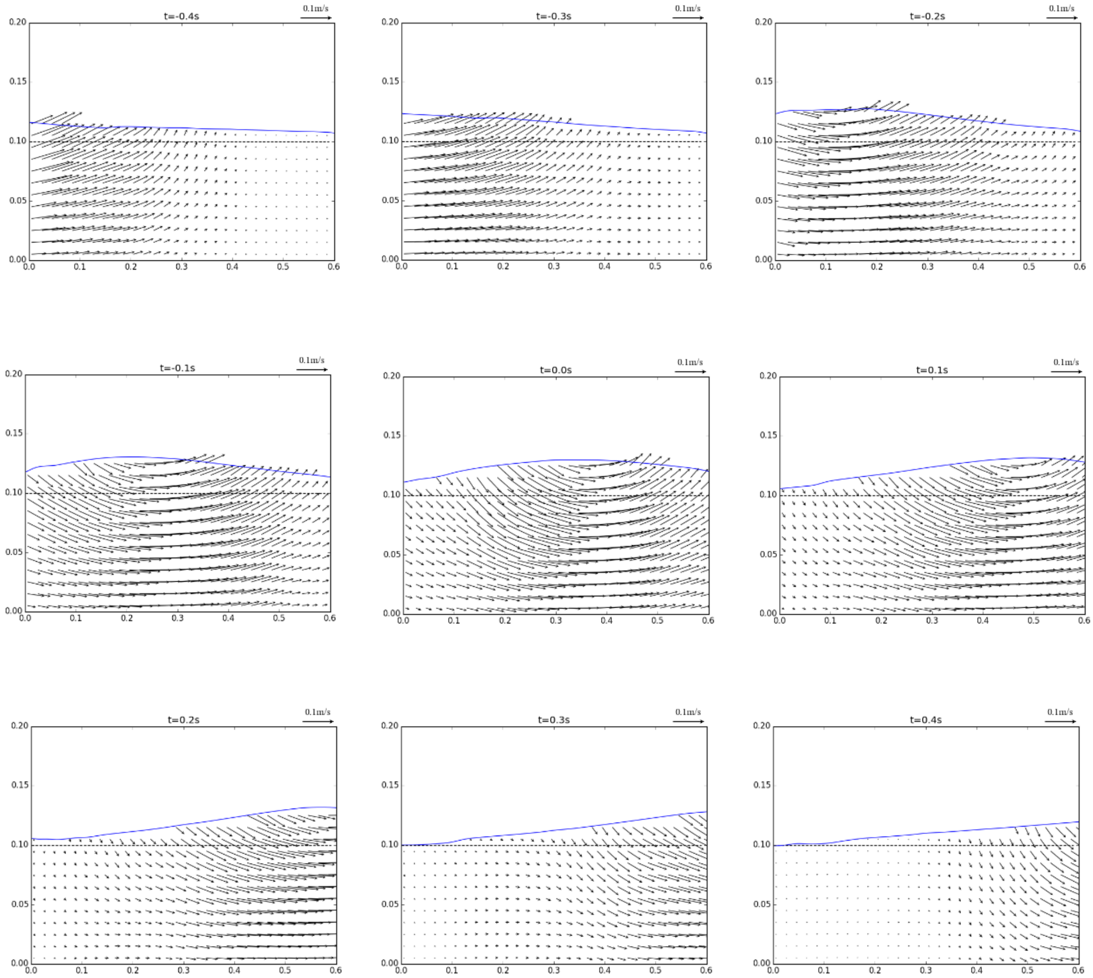


図 5-20　速度ベクトル場（ケース②）

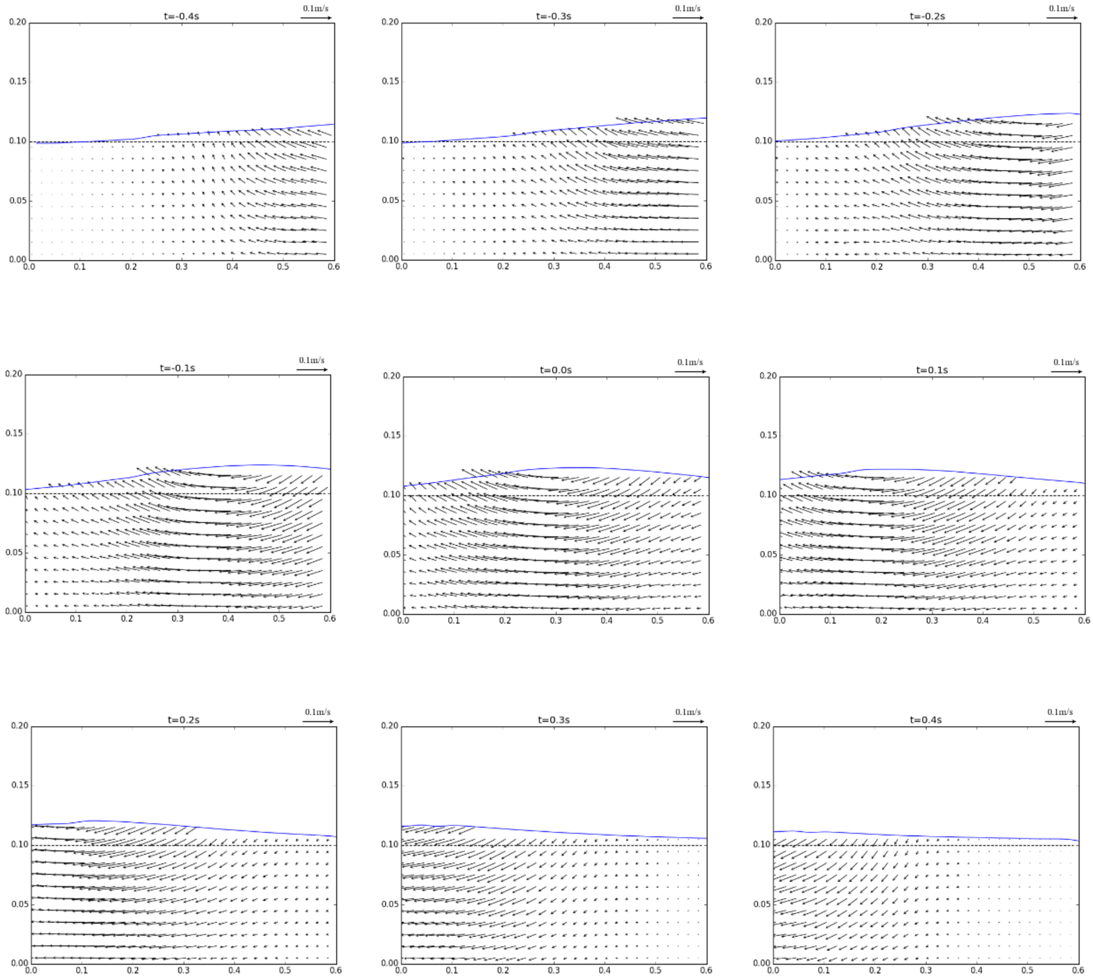


図 5-21　速度ベクトル場 (ケース④)

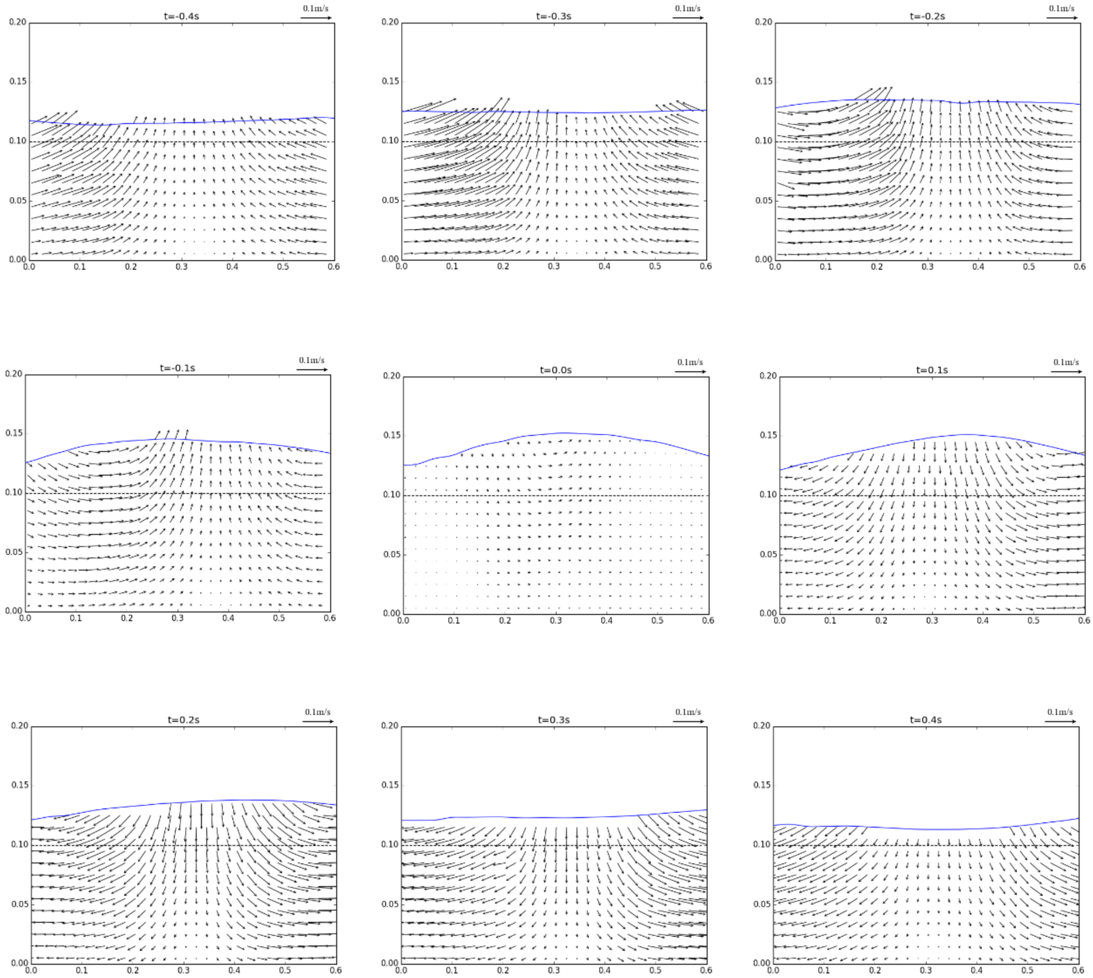


図 5-22　速度ベクトル場 (ケース⑭)

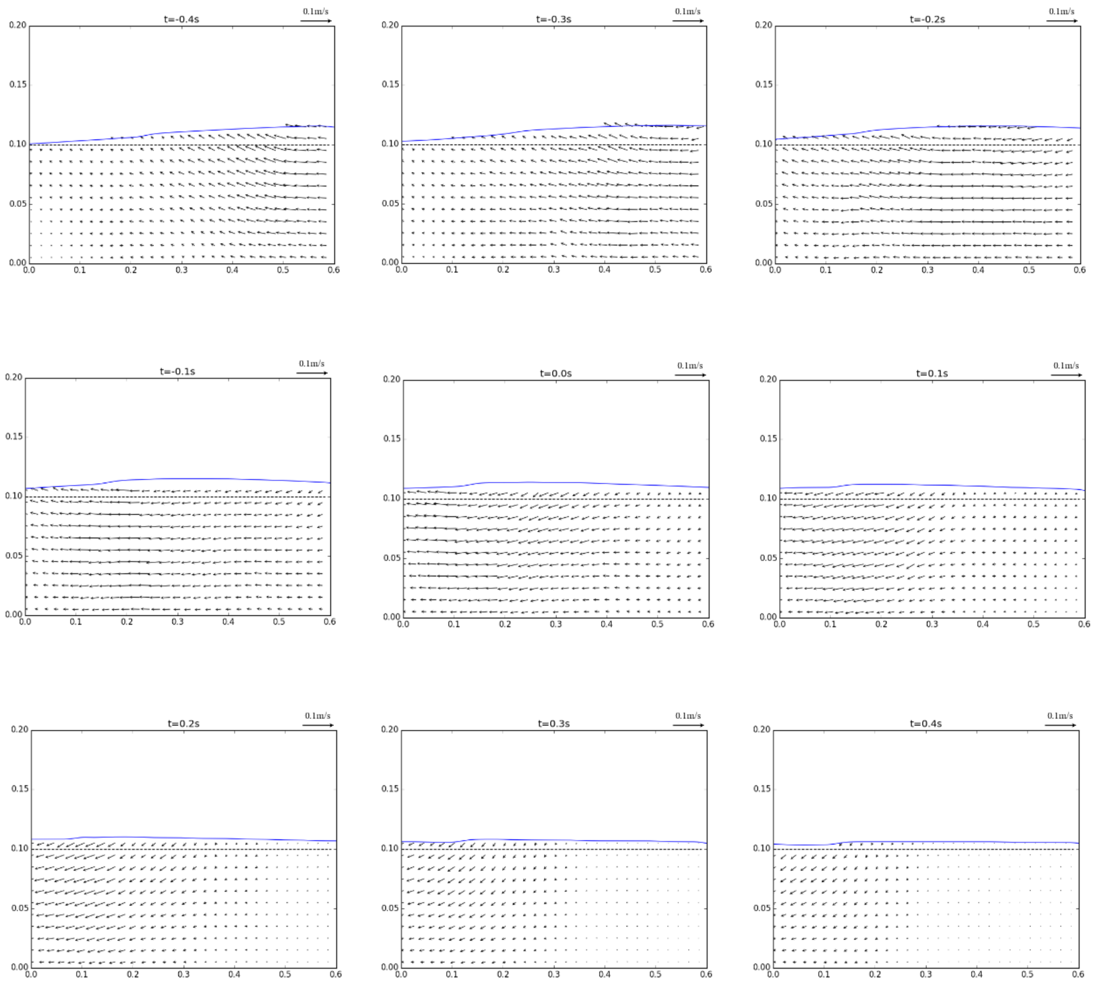


図 5-23　速度ベクトル場 (ケース①)

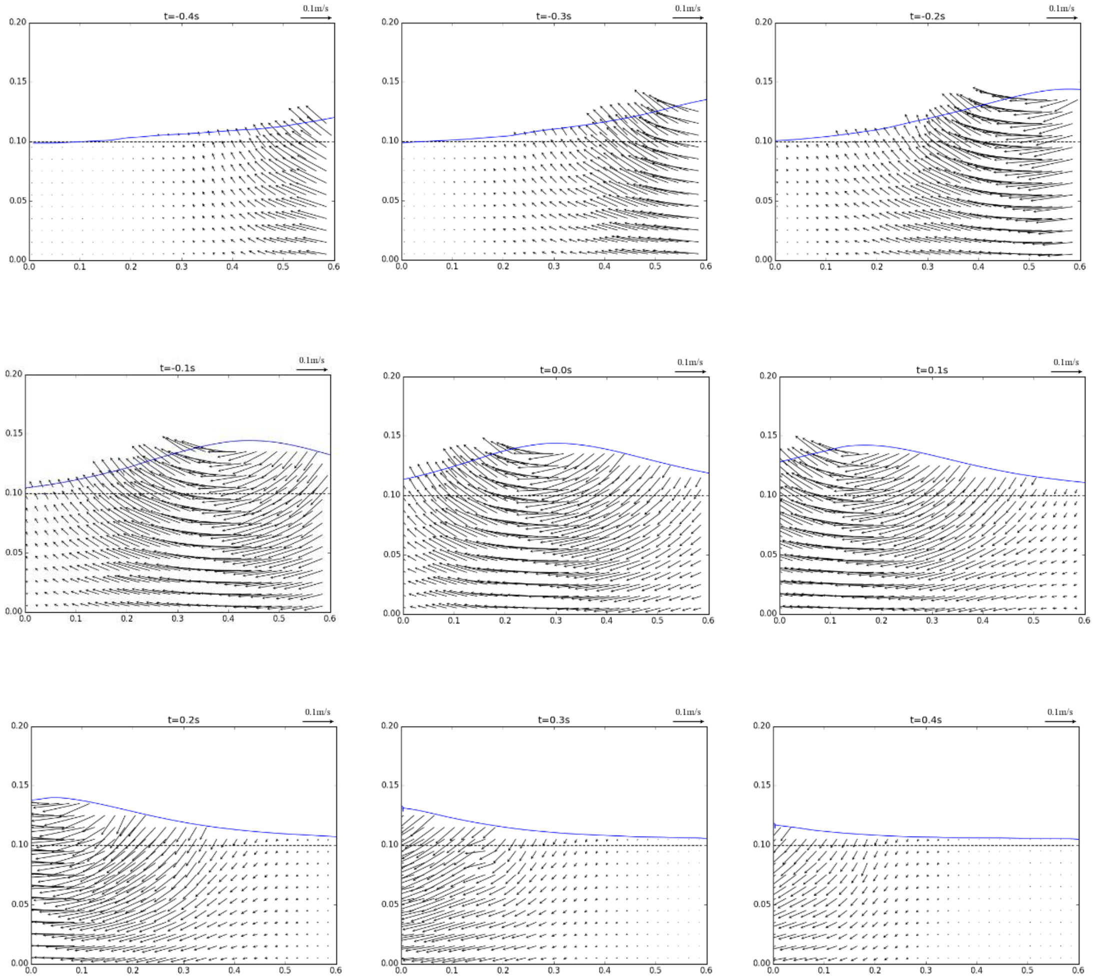


図 5-24　速度ベクトル場 (ケース⑤)

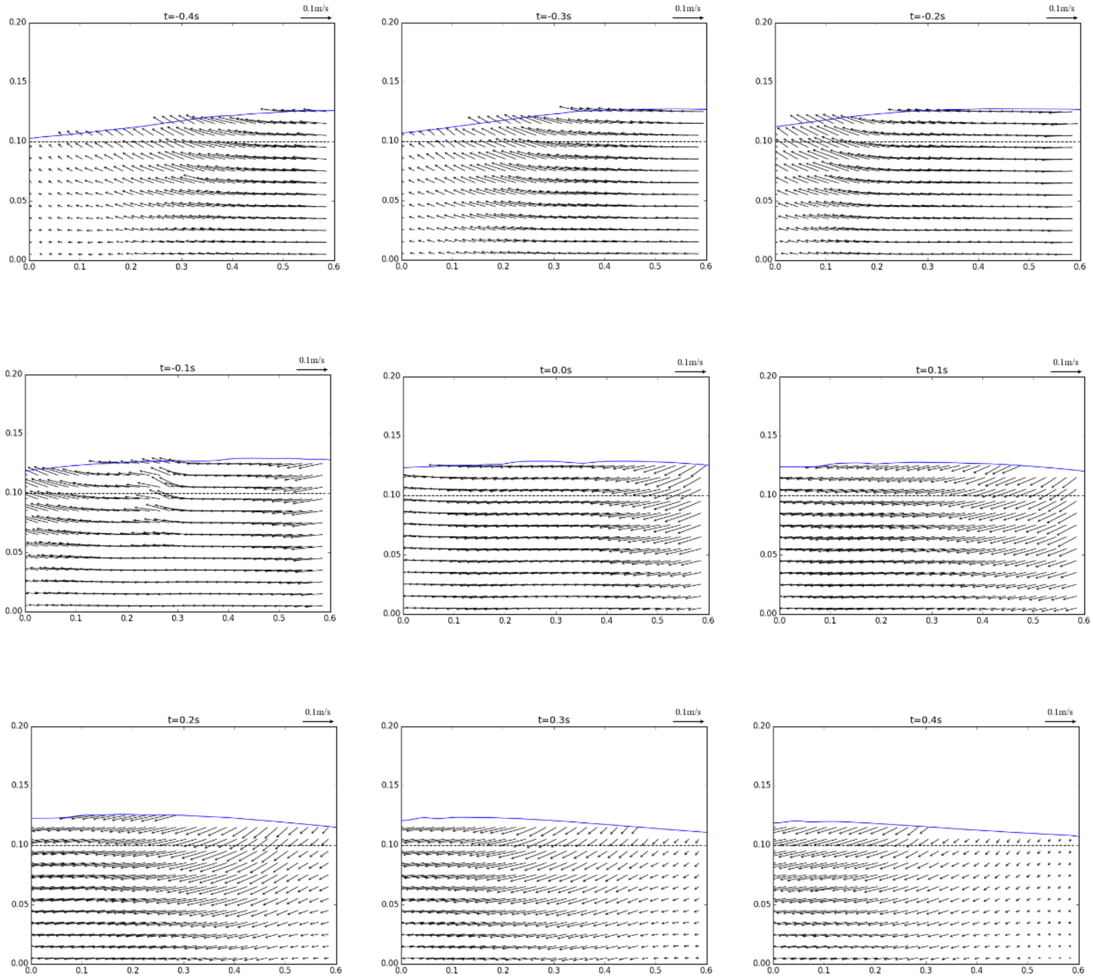


図 5-25　速度ベクトル場 (ケース⑮)

第６章　結論

本研究では，2 孤立波の正面衝突及び追越衝突，また順流や逆流を受ける 1 孤立波の速度場を PIV 法により求めるとともに，小型圧力センサーを用いて圧力場も同時計測した．そして，従来あまり着目されてこなかった速度場と圧力場の関係から水面下の正確な挙動を捉えることを試みた．以下に結論として本研究で得られた成果をまとめる．

1. 孤立波の圧力は，自由水面からの静水圧を引いた動水圧で考え，その性質を理解した．
2. 非線形波動理論に基づけば，動水圧は峰付近で負となることが予想されたが，実験も同様なものが得られた．また，その圧力分布を説明するのにラグランジェの運動方程式を用いて考える必要があることも示した．
3. 孤立波の運動は，波動というよりも粒子的なものとして捉えたほうがその性質を説明しやすいことがわかった．
4. 2 孤立波の相互作用の影響を，1 波ずつの合成と比較した水面変動と動水圧変化の観点から示した．
5. 孤立波の動水圧分布の変化をもたらすためには，局所的な速度構造の変化，つまりは加速度が必要であることを確かめた．

本研究では，安定的に伝播する孤立波の水面下の物理的特長を明らかにすることを目的とし，特に動水圧に着目することで，上記結論を得た．そして，その動水圧を変化させる要因として，衝突や流れを考慮し，加速度変化を伴う衝突現象が動水圧の変化に結びつくことを明らかにした．

従来は動水圧と静水圧を足したもので波の性質を理解しようとしてきた．しかし，本研究により，動水圧に着目することで波の特徴をより理解しやすくなることがわかった．したがって，今後波の状態を知る指標のひとつとして動水圧を活用できると考えている．特に，動水圧変化を調べることで波が変形していく過程をたどることができるであろうと予想している．

参考文献

Airy, G.B. (1845). Tides and waves. Encyclopaedia Metropolitana, 241-396.

Boussinesq, M.J. (1871). Theorie des ondes et des remous qui se propagent le long dun canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal des vitesses sensiblement pareilles de la surface au fond, J. Math. Pures Appl., 17, 55-108.

Byatt-Smith, J.G.B. (1971). An integral equation for unsteady surface waves and a comment on the Boussinesq equation, J. Fluid Mech., 49, 625-633.

Byatt-Smith, J.G.B. (1987). On the change of amplitude of interacting solitary waves, J. Fluid Mech., 182, 485-497.

Byatt-Smith, J.G.B. (1987). Perturbation theory for approximately integrable partial differential equations, and the change of amplitude of solitary-wave solutions of the BBM equation, J. Fluid Mech., 182, 467-483.

Byatt-Smith, J.G.B. (1989). The head-on interaction of two solitary waves of unequal amplitude, J. Fluid Mech., 205, 573-579.

Constantin, A., J. Escher and H.-C. Hsu. (2011). Pressure beneath a solitary water wave: Mathematical theory and experiments, Arch. Ration. Mech. Anal., 201, 251-269.

Craig, W., P. Guyenne, J. Hammack., C. Sulem. (2006). Solitary water wave interactions, Phys. Fluids, 18, 057106.

Dean, R.G. and R.A. Dalrymple. (1984). Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists, Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 353p.

Gardner, C.S., J.M. Greene, M.D. Kruskal and R.M. Miura. (1967). Method for solving KdV equation, Phy. Rev. Lett.19.

Grimshaw, R. (1970). The solitary wave in water of variable depth, J. Fluid Mech., vol.42, part3, 639-656.

Grimshaw, R. (1971). The solitary wave in water of variable depth. Part2, J. Fluid Mech., vol.46, part3, 611-622.

Kong, C.H. and C.M Liu. (1999). Analytical study for head-on and overtaking collisions of solitary waves. International Journal for Engineering Modelling. 12, 1-4.

Korteweg, D.J. and G. de Vries. (1895). On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal and on a new type of long stationary waves, Phil. Mag., 39, 422-443.

Lubin, P. and H. Lemonnier. (2004). Propagation of solitary waves in constant depths over horizontal beds, Multiphase Science and Technology, 16, 237-248.

Maxworthy, T. (1976). Experiments on collisions between two solitary waves, J. Fluid Mech., 76, 177-185.

McCowan, J. (1891). On the solitary wave. Philos. Mag. Vol.32, 45-58.

McCowan, J. (1894). On the highest wave of permanent type. Philos. Mag. Vol.38, 351-358.

Munk, W.H. (1949). The solitary wave theory and its applications to surf problems, Ann. N.Y, Acad. Sci., Vol.51, 376-424.

Pelinovsky, E.N., K.I. Kuznetsov., J. Touboul and A.A. Kurkin. (2015). Bottom Pressure Caused by Passage of a Solitary Wave within the Strongly Nonlinear Green-Naghdi Model, Doklady Physics, Vol.60, No.4, 171-174.

Russell, J.S. (1844). Report on waves. Report of the 14th Meeting of the British Association for the Advancement of Science. London: Jon Murray, 311-390.

Rayleigh, L. (1876). On waves, Philosophical Magazine, 1, 257-279.

Sriram, V. Solitary waves and PIV measurements at IGAW wave flume.

Stokes, G.G. (1847). On the theory of oscillatory waves, Trans. Cambridge Phil. Soc., 8 (441).

Su, C.H. and R.M. Mirie. (1980). On head-on collision between two solitary waves, J. Fluid Mech., 98, 509-525.

Umeyama, M. (2011). Coupled PIV and PTV measurements of particle velocities and trajectories for surface waves following a steady current, J. Water., Port, Coast. & Oc. Eng., ASCE, 137(2), 85-94.

Umeyama, M. (2013). Investigation of single and multiple solitary waves using superresolution PIV, J. Water., Port, Coast. & Oc. Eng., ASCE, 139(4), 303-313.

Umeyama, M., T. Shintani and S. Watanabe. (2010). Measurements of particle velocities and trajectories in a wave-current motion using PIV and PTV, Proc., ICCE, ASCE, 32, Waves.2.

Umeyama, M., N. Ishikawa and R. Kobayashi. (2014). High-Resolution PIV measurements for rear-end and head-on collisions of two solitary waves, Proc., ICCE, ASCE, 34, Waves.40.

Weidman, P. and T. Maxworthy. (1978). Experiments on strong interactions between solitary waves, J. Fluid Mech., 85, 417-431.

Zabusky, N.J. and M.D. Kruskal. (1965). Interaction of solitons in a collisionless plasma and the recurrence of initial states, Phys. Rev. Lett., 15, 240-243.

Zhang, J.E. and Li, Y. (2003). Bidirectional solitons on water, Phys. Rev. E67, 016306, 1-8.

Zhang, J.E., C. Chen and Y. Li. (2004). On Boussinesq models of constant depth, Phys. Fluids, Vol.16, No.5, 1287-1296.