【工学】
〈研究論文〉

グループ波の生成とグループ波中の浮体の挙動に関する実験的研究

中村　拓人*1・笹山　陽希*2・川原　浩平*2・影本　浩*3

Experimental Study on the Generation of a Group Wave and the Behaviors of a Floating Body in a Group Wave

NAKAMURA Takuto, SASAYAMA Haruki, KAWAHARA Kohei and KAGEMOTO Hiroshi

Summary

Reproducing way of a group wave, which is a group of waves of relatively large height, in a wave basin and the behaviors of a floating body in a group wave are investigated experimentally. Rather than encountering a single extremely large wave, floating bodies could fall into more dangerous situation when they encounter a group wave. For example, if a floating body, after encountering the first wave of a group wave and inclining toward its weather side, happened to encounter the second wave, the wave could run up on the deck and further tilt the floating body and so on, which may finally evolve into a serious maritime accident.

Keywords : group wave,　floating body,　maritime accident

キーワード：グループ波，浮体，海難事故

1. 緒言

船舶や海洋構造物の設計において、その安全性を担保するために想定する極限海象としては、従来「設計波」を考える方法と、「設計スペクトル」を考える方法とがある。前者は当該浮体が想定する再現期間内で遭遇すると考えられる最も危険な波の時系列を想定して、その波の中での浮体の安全が確保されるように設計する決定論的手法であり、後者は再現期間内で遭遇すると考えられる最も厳しい有義波高・平均周期をもつ海象を想定する確率論的手法である [1)]。「設計波」としては、再現期間内で遭遇すると考えられる最も高い波高を持つ規則波、あるいはその中での応答が最も大きくなるように定めた不規則波が用いられている [2)]。一方、近年、比較的穏やかな海象の中で突如として出現する「一発大波（Freak Wave）」の存在が明らかとなり、生存者が皆無のため、その原因が明らかでない海難事故の少なからぬ部分がこの Freak Wave への遭遇によるのではないかと推測されている [3)]。このような中、本研究では「一発大波」ではなく、比較的高い波高を持った数波の波が連続して押し寄せる「グループ波」に注目し、水槽における「グループ波」の発生法と、「グループ波」中の浮体の挙動を実験的に検討することを目的とする。理論的にも経験的にも高い波の後には高い波が押し寄せやすいことが確認されており、たとえば1発目の波による海水打ち込みなどによって波上側に大きく傾斜したところに運悪く2発目の波に遭遇して大量の海水が打ち込むといったような場合も想定され、場合によっては「一発大波」に遭遇するよりも、それよりも低い波高ながら比較的波高の高い複数の波が連続して押し寄せる「グループ波」に遭遇したときの方が危険になる場合があり得ると想定される。Fig.

*1 大学院　生産技術学専攻（研究当時）*2 工学部　船舶工学コース（研究当時）
*3 工学部　船舶工学コース　教授
2023年9月13日受付
2023年11月29日受理

1.1 は山形県由良沖にて実際に計測された 1,000 秒間の水面変位の時系列の計測例であるが、freak wave ともよばれる「一発大波」と共に、比較的高い波高をもつ波が群をなして押し寄せる「グループ波」が観察される。

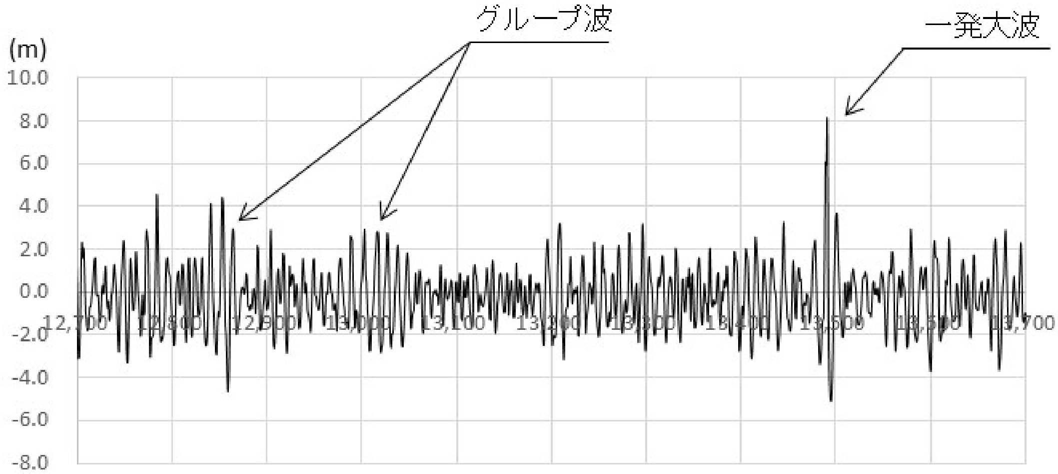

Fig. 1.1 日本海（山形県由良沖）で計測された「一発大波」と「グループ波」の例
（海上技術安全研究所の承諾を得て掲載）

２．「一発大波」の生成

２．１ 水波の分散関係式

Fig.2.1 に示すように水深 h の海域を x 軸の正方向に進行する周期 T，振幅 ζ_a の規則波を考えると、時刻 $t=t$ における $x=x$ での水面変位 $\zeta(x,t)$ が次式のように書ける。

$$\zeta(x,t)=\zeta_a \sin(kx-\omega t-\varepsilon) \qquad (2.1)$$

ここで、ω,k は、周期 T，波長 λ とそれぞれ次の関係がある。

$$\omega=2\pi/T, k=2\pi/\lambda \qquad (2.2)$$

また、ε は x,t の基準の取り方によって決まる位相である。ω,k の間には、重力加速度を g として、次の分散関係式がある。

$$\omega^2=gk\tanh kh \qquad (2.3)$$

(2.1)式より

$$\zeta(x,t)=\zeta_a \sin\left\{k\left(x-\frac{\omega}{k}t\right)-\varepsilon\right\} \qquad (2.4)$$

と書けるから、

$$c_p=\frac{\omega}{k} \qquad (2.5)$$

と書くと

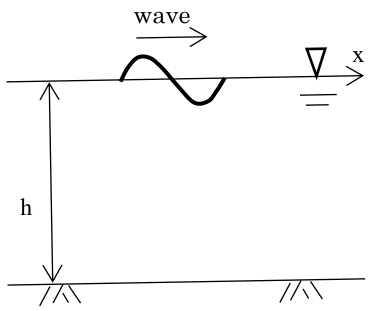

Fig. 2.1　水深 h の海域を進行する規則波

$$\zeta(x,t)=\zeta_a \sin\left\{k\left(x-c_p t\right)-\varepsilon\right\} \qquad (2.6)$$

c_p は波の山や谷が進行する速度で位相速度と呼ばれる。分散関係式(2.3)式を使うと、位相速度 c_p は次のようにも書ける。

$$c_p=\frac{g}{\omega}\tanh kh \qquad (2.7)$$

あるいは、周期 $T=2\pi/\omega$ だから

$$c_p=\frac{gT}{2\pi}\tanh kh \qquad (2.8)$$

(2.8)式より、周期 T が長くなると位相速度 c_p が速くなることがわかる。

さらに、波長 $\lambda = 2\pi/k$ を使って表すと

$$c_p = \sqrt{\frac{\omega^2}{k^2}} = \sqrt{\frac{g}{k}\tanh kh} = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}\tanh kh} \qquad (2.9)$$

(2.9)式より、波長 λ が長くなると位相速度 c_p が速くなることもわかる。

(2.9)式中の双曲線関数 $\tanh kh$ は、kh の変化に伴って Fig.2.2 に示すような挙動を示す関数で、$kh = 2\pi h/\lambda$ だから、

・$kh \to \infty$ 即ち波長 λ に比べて水深 h が深い場合には

$$\lim_{kh\to\infty} \tanh kh = 1 \qquad (2.10)$$

・逆に、$kh \to 0$ 即ち波長 λ に比べて水深 h が浅い場合には

$$\lim_{kh\to 0} \tanh kh = kh \qquad (2.11)$$

したがって、

・波長 λ に比べて水深 h が非常に深い場合には(2.7), (2.9)より

$$c_p = \frac{g}{\omega} = \frac{gT}{2\pi} = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \qquad (2.12)$$

・波長 λ に比べて水深 h が非常に浅い場合には(2.9)より

$$c_p = \sqrt{gh} \qquad (2.13)$$

となる。

Fig.2.2　tanh *kh* vs *kh*

水粒子は位相速度 c_p で運ばれるわけではなく、楕円軌道（水深無限大の場合は円軌道）を描きながらその場に留まる。

一方、波のエネルギーは

$$c_g = \frac{d\omega}{dk} \qquad (2.14)$$

で定義される群速度 c_g で伝搬されることが知られており、分散関係式(2.3)より(2.14)式の右辺を計算すると以下の関係式が得られる。

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)\cdot\frac{g}{\omega}\tanh kh \qquad (2.15)$$

従って、

$$c_g = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)\cdot\frac{g}{\omega}\tanh kh \qquad (2.16)$$

(2.8)式より

$$c_g = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh}\right)\cdot c_p \qquad (2.17)$$

波長 λ に比べて水深 h が深い時、即ち $kh \to \infty$ の時は

$$\frac{2kh}{\sinh 2kh} \to 0 \qquad (2.18)$$

となるので、

$$c_g = \frac{1}{2}c_p\left(= \frac{1}{2}\frac{g}{\omega}\right) \qquad (2.19)$$

となって、群速度 c_g は位相速度 c_p の丁度 $1/2$ となる。

波の先端は位相速度ではなく波エネルギーの伝搬速度、即ち群速度で進行するので、一発大波あるいはグループ波を生成する際には、「波の速度」としては「位相速度 c_p」ではなく「波エネルギーの伝搬速度」即ち「群速度 c_g」を用いる。

２．２　「一発大波」の生成法

実験水槽において水波の分散性を利用して「一発大波」を生成する方法は既に竹沢らによって示され、実証もされている[4)]。その具体的手法としては以下に述べる２つの手法、「直線掃引法」と「タイムヒストリ反転法」がある。

２．２．１　直線掃引法

2.1 で示した水波の分散性を利用して、周期が短く進行速度の遅い波から周期が長く進行速度の速い波まで順に造波し、目標地点ですべての波の位相が揃うように造波することによって「一発大波」を生成することができると考えられる。

このことを模式的に示したのが Fig.2.3 で、横軸は造波を開始してからの経過時間、縦軸は造波板からの距離を表している。図中の各直線の傾きが当該波の伝播速度（群速度）を表し、図中に示すようにすべての直線が目標地点に集中するように造波することによって、目標地点に「一発大波」を生成することができる。図では造波する波の周波数は連続的ではなく、離散的に２秒ごとに角周波数を 1[rad/s]ずつ減らしながら造波していく場合を示しているが、実際の実験では、離散的に造波すると、造波された各波は進行とともに分散してしまい一発大波を作ることができないので、波周波数を離散的ではなく連続的に直線的に変化させる手法「直線掃引法」を用いて、一発大波を作ることができると考えられる。

以下、「直線掃引法」によって造波板に与えるべき造波信号の具体的作成法を文献(4)に倣って述べる。

造波装置に与える信号（電圧）のタイムヒストリ $v(t)$ を次式のように仮定する。

$$v(t) = A(t)\sin\phi(t) \qquad (2.20)$$

直線掃引法では、次式に示すように造波信号の角周波数を時間に比例して直線的に変化させていく。

$$\omega(t) = at + b \qquad (2.21)$$

ここで a, b は定数である。角周波数の高い波から順に角周波数を低くしながら造波するので、定数　a　は負の値である。

角周波数は(2.20)の位相関数 $\phi(t)$ から次式で求めることができると考える。

$$\omega(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} \qquad (2.22)$$

従って、(2.21)及び(2.22)より

$$at + b = \frac{d\phi(t)}{dt} \qquad (2.23)$$

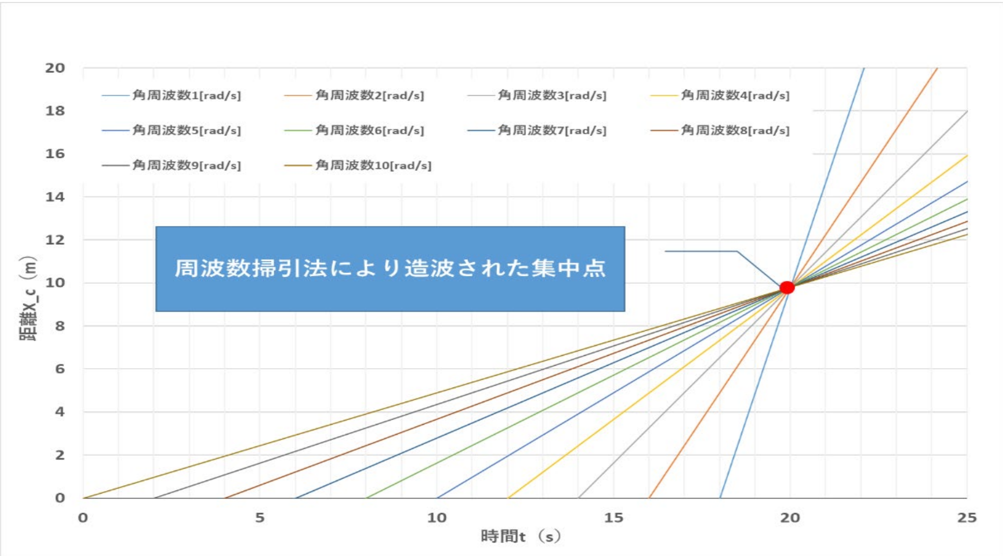

Fig. 2.3　「直線掃引法」による集中波生成のイメージ

(2.23)を積分して

$$\phi(t)=\frac{1}{2}a\cdot t^2+b\cdot t+c \qquad (2.24)$$

造波開始時刻を $t=0$ 、造波停止時刻を $t=T$ として、さらに

$\omega(0)=\omega_H$ （直線掃引によって変化させる角周波数の内の最高角周波数）

$\omega(T)=\omega_L$ （直線掃引によって変化させる角周波数の内の最低角周波数）

とすると、(2.21)より

$$\omega(0)=\omega_H=b \qquad (2.25)$$

$$\omega(T)=\omega_L=a\cdot T+b \qquad (2.26)$$

(2.25), (2.26)より a,b が以下のように求められる。

$$a=\frac{\omega_L-\omega_H}{T},\ b=\omega_H \qquad (2.27)$$

さらに、造波開始時 $(t=0)$ の造波信号（電圧） $v(t)$ はゼロとするのが適当であろうから、(2.20)より

$$\phi(0)=0 \qquad (2.28)$$

とすると、(2.24)より

$$c=0 \qquad (2.29)$$

となる。

結局、(2.20)式中の位相関数 $\phi(t)$ は、 ω_H,ω_L,T によって以下のように表すことができる。

$$\phi(t)=\frac{1}{2}\frac{(\omega_L-\omega_H)}{T}t^2+\omega_H t \qquad (2.30)$$

(2.30)を(2.20)式に代入して、造波装置に与える信号電圧のタイムヒストリーは

$$v(t)=A(t)\sin\left\{\frac{1}{2}\frac{(\omega_L-\omega_H)}{T}t^2+\omega_H t\right\} \qquad (2.31)$$

のように表される。

次に、掃引時間となる T を求める手段を考える。前述したように、掃引時間の間に造波された全ての波はある一点で交わるとすれば、最低２つの波の事を考えればよいということになる。ここでは、最も早く $t=0$ に造波される角周波数 ω_H の波と、最も遅く $t=T$ に造波される角周波数 ω_L の波を考えることにする。

最も早く造波された波の $t=t$ における造波板からの距離 X_H は

$$X_H=c_{g1}\cdot t \qquad (2.32)$$

ここで、 c_{g1} は角周波数 ω_H の波の群速度で、 k_H を角周波数 ω_H の波の波数として、(2.16)式より

$$c_{g1}=\frac{1}{2}\left(1+\frac{2k_H h}{\sinh 2k_H h}\right)\cdot\frac{g}{\omega_H}\tanh k_H h \qquad (2.33)$$

一方、最も遅く造波された波の $t=t$ における造波板からの距離 X_L は

$$X_L=c_{g2}\cdot(t-T) \qquad (2.34)$$

と表すことができる。

ここで、 c_{g2} は角周波数 ω_L の波の群速度で、 k_L を角周波数 ω_L の波の波数として

$$c_{g2}=\frac{1}{2}\left(1+\frac{2k_L h}{\sinh 2k_L h}\right)\cdot\frac{g}{\omega_L}\tanh k_L h \qquad (2.35)$$

集中点では、 $X_H=X_L$ となるから

$$c_{g1}\cdot t=c_{g2}\cdot(t-T) \qquad (2.36)$$

従って、波が集中する時刻 t が以下のように求められる。

$$t=\frac{c_{g2}}{c_{g2}-c_{g1}}T \qquad (2.37)$$

(2.32)より、集中点の造波板からの距離 X_c を求めると

$$X_c=\frac{c_{g1}c_{g2}}{c_{g2}-c_{g1}}T \qquad (2.38)$$

あるいは、造波板から X_c の距離の点に一発大波を生成するために必要な掃引時間 T が以下のように決定される。

$$T=\frac{c_{g2}-c_{g1}}{c_{g1}c_{g2}}\cdot X_c \qquad (2.39)$$

逆にいえば、掃引時間 T を調節することにより、造波板から波を集中させる点までの距離 X_c を（造波板の性能で可能な ω_L〜ω_H の範囲内で）任意に決めることができる。
上記説明では、「直線掃引法」で造波されたすべての波は $x = X_c$ の地点で集中すると仮定して、最後に造波された角周波数 ω_L の波が、最初に造波された角周波数 ω_H の波に追いつく時間から集中波が生成される位置 X_c を決めたが、「直線掃引法」によって造波されたすべての波が造波板からの距離 X_c の位置に同時刻に集中するであろうかにつき、以下検討した。

造波開始時刻を $t = 0$ として、直線掃引中の時刻 $t = t_0$ に造波される波の角周波数 ω_0 は(2.21), (2.27)より次のようになる。

$$\omega_0 = \frac{\omega_L - \omega_H}{T} \cdot t_0 + \omega_H \qquad (2.40)$$

ここで、T は掃引時間である。
この時、$t = t_0$ に造波された波の $t = t$ における位置（造波板からの距離 X_0 ）は次のようになる。

$$X_0 = c_{g0} \cdot \left(t - t_0\right) \qquad (2.41)$$

ここで、c_{g0} は当該波の群速度である。
また、$t = 0$ に造波された角周波数 ω_H の波の $t = t$ における位置（造波板からの距離 X ）は、群速度を c_{g1} として

$$X = c_{g1} \cdot t \qquad (2.42)$$

となるから、時刻 $t = t_0$ に造波された波が時刻 $t = 0$ に造波された波に追いつく時刻 t_c を求めると、

$$c_{g1} \cdot t_c = c_{g0} \cdot \left(t_c - t_0\right) \qquad (2.43)$$

だから

$$t_c = \frac{c_{g0}}{c_{g0} - c_{g1}} \cdot t_0 \qquad (2.44)$$

一方、最後に造波された角周波数 ω_L の波が、最初に造波された角周波数 ω_H の波に追いつく時刻　t^*　は(2.37)より

$$t^* = \frac{c_{g2}}{c_{g2} - c_{g1}} \cdot T \qquad (2.45)$$

したがって、(2.44)で表される t_c が(2.45)で表される t^* と一致すれば、直線掃引法で造波されたすべての波が、$t = 0$ に造波された $\omega = \omega_H$ の波に同時刻に追いつくことになる。
波長 λ に比べて水深 h が大きいととして、(2.19)が成り立つとすると

$$c_g = \frac{1}{2}\left(\frac{g}{\omega}\right) \qquad (2.46)$$

と書けるから、(2.44)より

$$t_c = \frac{\frac{1}{2}\left(\frac{g}{\omega_0}\right)}{\frac{1}{2}\left(\frac{g}{\omega_0} - \frac{g}{\omega_H}\right)} \cdot t_0 = \frac{\omega_H}{\omega_H - \omega_0} \cdot t_0 \qquad (2.47)$$

(2.40)を代入すると

$$t_c = \frac{\omega_H}{\omega_H - \omega_L} \cdot T \qquad (2.48)$$

一方、(2.45)は

$$t^* = \frac{c_{g2}}{c_{g2} - c_{g1}} \cdot T = \frac{\omega_H}{\omega_H - \omega_L} \cdot T \qquad (2.49)$$

となって、

$$t_c = t^* \qquad (2.50)$$

このことから、水深が波長に比べて十分大きく(2.46)式が成り立つ場合には、「直線掃引法」で造波されたすべての波は、造波された時刻 t_0 によらず、最初に造波された

$\omega = \omega_H$ の波に(2.49)で表される時刻 $t = t^*$ に同時に追いつき、集中波を形成するということが言える。

２．２．２ 「直線掃引法」による造波実験

2.2.1 で説明した「直線掃引法」で「一発大波」が実際に実現できるかを確認するために、長崎総合科学大学の「雲の上水槽」で水槽実験を行った。

「一発大波」の目標生成地点を造波板から 30.0m とし、水深無限大の場合の群速度を用いて「直線掃引法」で作成した造波信号によって造波した場合に、「一発大波」が生成した地点は造波板から約 47.0m となって、目標生成地点と大きな誤差が生じた。

２．２．３ 水深影響

水深影響を考慮したときの群速度は(2.16)式より

$$c_g = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh}\right) \cdot \frac{g}{\omega} \tanh kh \qquad (2.51)$$

であるので、群速度として、水深が無限大の場合の(2.19)式ではなく、水深影響を考慮した(2.51)式を用いて、「直線掃引法」によって「一発大波」を水槽内に生成することを試みた。水槽実験時の水深は 2.3m で、造波されたすべての波が造波板からの距離 $X_c = 30.0m$ の位置で集中し「一発大波」が生成されることを目標とした。

Fig.2.4(a)に作成された造波信号を、Fig.2.4(b)に生成された「一発大波」の時系列を示す。

結果として「一発大波」が生成された地点は、造波板から約 32.0m の地点であり、無限水深の場合の群速度を用いて作成した造波信号により造波した場合に比べて、目標地点 30.0m に大きく近づいたが、依然として目標地点とは約 2.0m の誤差が生じた。

この誤差の原因を検討するために、群速度として(2.51)式を用いて、造波する波の角周波数を $\omega_H = 10.0\left(rad/s\right)$ から $\omega_L = 3.0\left(rad/s\right)$ まで「直線掃引」で(2.40)式に従って「直線的」に変化させたときの、

- 時刻 $t = t_0$ において造波する波の角周波数 ω
- 時刻 $t = t_0$ において造波された波が時刻 $t = 0$ に造波された $\omega = \omega_H$ の波に追いつく距離 X_c
- 時刻 $t = t_0$ において造波された波が時刻 $t = 0$ に造波された $\omega = \omega_H$ の波に追いつく時刻 t_c

について水深 h を 0.5m, 2.3m, 100m の 3 通りに変化させて数値計算により求めた値を、それぞれ Table 2.1(a), (b), (c)に示す。（水深 $h = 2.3m$ は水槽実験時の水深である。）掃引時間 T は、最後 $\left(t = T\right)$ に造波した $\omega = \omega_L$ の波が、最初 $\left(t = 0\right)$ に造波した $\omega = \omega_H$ の波に $X_c = 30.0m$ で追いつくという条件から(2.39)式により求めた。（従って、水深によって掃引時間 T は少しずつ異なる。）

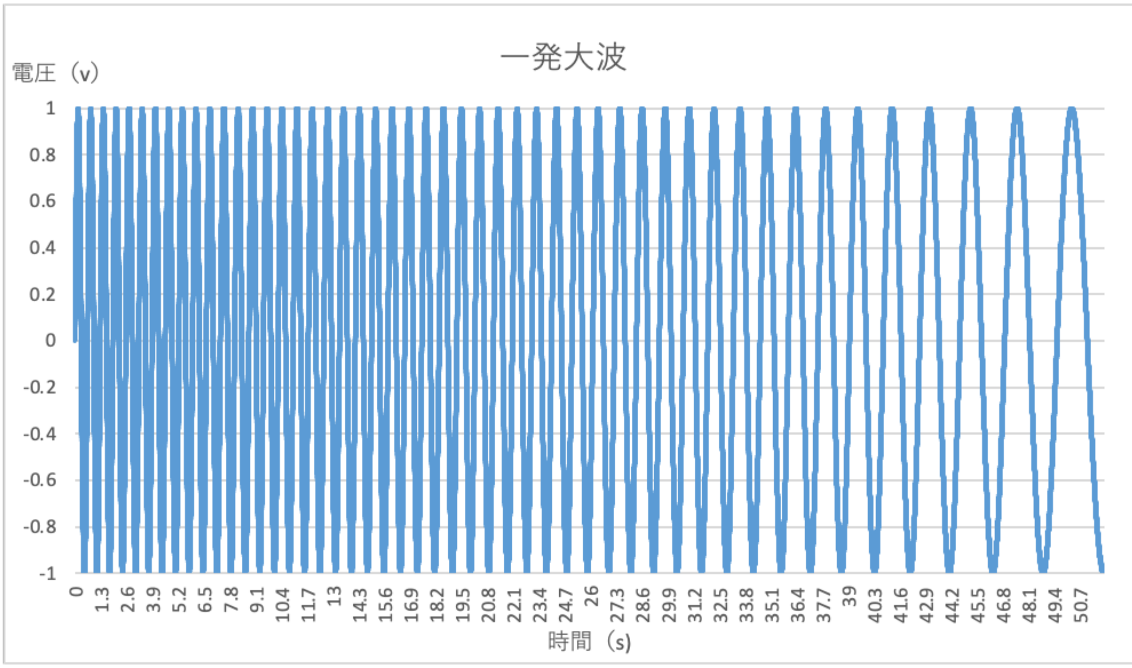

Fig.2.4(a) 「直線掃引法」による「一発大波」生成時の造波信号

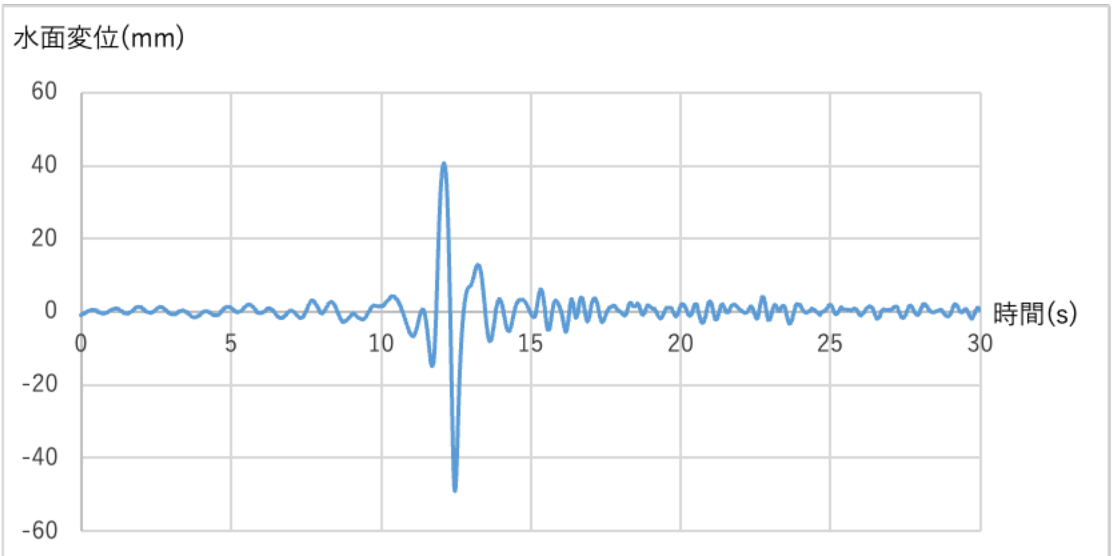

Fig.2.4(b) 集中点近傍で計測された「一発大波」の時系列

Table 2.1 「直線掃引法」により造波された個々の波が最初に造波された $\omega_H = 10.0\left(rad/s\right)$ の波に追いつく時刻 t_c，位置 X_c （t_0 は各波の造波開始時刻）

h=0.5m			
omega (rad/s)	Xc (m)	t0 (s)	tc (s)
10.000		0.000	
8.411	29.566	10.000	60.299
7.617	28.633	15.000	58.395
6.822	27.537	20.000	56.161
6.028	26.724	25.000	54.502
5.233	26.597	30.000	54.242
4.439	27.252	35.000	55.578
4.042	27.837	37.500	56.771
3.644	28.565	40.000	58.256
3.485	28.892	41.000	58.922
3.327	29.237	42.000	59.626
3.168	29.600	43.000	60.366
3.088	29.787	43.500	60.749
3.000	30.000	44.055	61.183

(a) h=0.5m

h=2.3m			
omega (rad/s)	Xc (m)	t0 (s)	tc (s)
10.000		0.000	
8.420	31.004	10.000	63.274
7.629	31.004	15.000	63.274
6.839	31.004	20.000	63.274
6.049	31.004	25.000	63.274
5.259	31.003	30.000	63.270
4.469	30.969	35.000	63.202
4.073	30.886	37.500	63.033
3.678	30.684	40.000	62.620
3.520	30.556	41.000	62.360
3.362	30.403	42.000	62.046
3.204	30.230	43.000	61.694
3.125	30.140	43.500	61.511
3.000	30.000	44.292	61.225

(b) h=2.3m

h=100.0m			
omega (rad/s)	Xc (m)	t0 (s)	tc (s)
10.000		0.000	
8.367	30.000	10.000	61.225
7.550	30.000	15.000	61.224
6.733	30.000	20.000	61.224
5.917	30.000	25.000	61.224
5.100	30.000	30.000	61.224
4.283	30.000	35.000	61.224
3.875	30.000	37.500	61.224
3.467	30.000	40.000	61.224
3.303	30.000	41.000	61.224
3.140	30.000	42.000	61.224
2.977	30.000	43.000	61.224
2.895	30.000	43.500	61.224
3.000	30.000	42.857	61.224

(c) h=100.0m

Table 2.1(c)より、水深が 100.0m と非常に深い時には(2.50)で示したように、直線掃引で造波した波はすべて、最初に造波した $\omega_H = 10.0\left(rad/s\right)$ の波に、同時刻 $t_c = 61.224s$ に造波板からの距離 $X_c = 30.0m$ で追いつくことが数値計算により示される。

一方、Table 2.1(b)に示されている水深が 2.3m（水槽試験時の水深）の場合では、直線掃引で造波した各波が、最初に造波した $\omega_H = 10.0(rad/s)$ の波に追いつく時刻 t_c 、追いつく位置の造波板からの距離 X_c は厳密には同一ではなく、各波ごとにわずかの違いがみられる。

さらに、Table 2.1(a)に示されている水深が 0.5m の場合では、直線掃引で造波した各波が、最初に造波した $\omega_H = 10.0\left(rad/s\right)$ の波に追いつく時刻 t_c 、追いつく位置の造波板からの距離 X_c は、時刻 t_c については最大 7 秒程度、距離 X_c については最大 3.5m 程度のばらつきのあることが数値計算により示唆される。

以上の結果より、水深影響が無視できない場合には、造波する波の角周波数 ω を(2.40)式で示すように時間に対して「直線的」に変化させる「直線掃引法」では、造波したすべての波を同時刻に集中させることはできず、造波したすべての波を同時刻に所定の位置に集中させるには、造波する個々の波の群速度を考慮して、角周波数 ω を時間に対して「直線的」ではなく「非直線的」に変化させることが必要であることがわかる。このことが、前述したように、水深 $2.3m$ の水槽実験で「直線掃引法」によって造波した場合に、「一発大波」が生成された位置 X_c が目標位置 $X_c = 30.0m$ とわずかに異なる位置 $X_c = 32.0m$ であったことの理由であると考えられる。（「一発大波」の生成位置 $X_c = 32.0m$ は目視によるものであり、上記の考察から示唆されるように、すべての波がこの位置で集中していたわけではないと推測される。）

Fig.2.5 に、水深 $h = 0.5m$ と $h = 2.3m$ の場合について、造波板からの距離 $X_c = 30.0m$ の位置に、造波されたすべての波を集中させるためには、造波する波の角周波数ωをどのように「掃引」すればよいかを数値的に求めた結果を示す。

図より、水深 2.3m の場合は、角周波数 ω をほぼ直線的に掃引すればよいことがわかるが、水深 0.5m の場合は、顕著に「非直線的」な掃引をする必要のあることがわかる。（どちらの場合も、$\omega_L = 3.0\left(rad/s\right)$, $\omega_H = 10.0\left(rad/s\right)$ とした。）

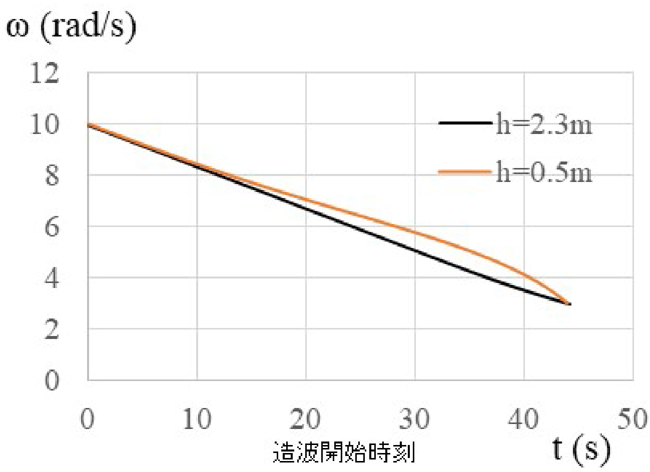

Fig. 2.5 造波板からの距離 $X_c = 30.0m$ の位置に集中波を生成するために必要な造波時の角周波数 ω の「非直線的」掃引

２．２．４ タイムヒストリ反転法

造波板をパルス状に駆動して造波板の直前に一発大波状の水面変位を形成すると、形成された一発大波状の水面変位は進行と共に水波の分散性によって次第に分散していく。この分散しつつ進行する波のタイムヒストリ（時系列）を、一発大波を生成させたい地点において計測し、その計測した波のタイムヒストリの時間軸を反転させたものを造波信号のタイムヒストリとして造波板を駆動することによって、集中をさせたい地点において一発大波を起こせるのではないだろうか、というのが「タイムヒストリ反転法」の考え方である（竹沢、平山(1971)）[4]。

この考え方の妥当性を検証するために、Fig.2.6 に示すような 1 周期分の正弦波からなる造波信号を与えて造波された波の時系列を造波板から 35.0m の地点で計測した。このとき、造波板から 35.0m の地点で計測された水面変位のタイムヒストリ（時系列）を Fig. 2.7 に示す。

さらに、Fig.2.7 に示す水面変位のタイムヒストリ（時系列）の時間軸を反転させて生成した造波信号のタイムヒストリ（時系列）を Fig. 2.8 に示す。

最終的に、Fig.2.8 に示した造波信号によって造波された波による造波板から 35.0m の地点における水面変位の時系列の計測結果を Fig. 2.9 に示す。

「タイムヒストリ反転法」では、目標とした造波板から 35.0m の地点に、ほぼ誤差もなく「一発大波」を実現することができた。

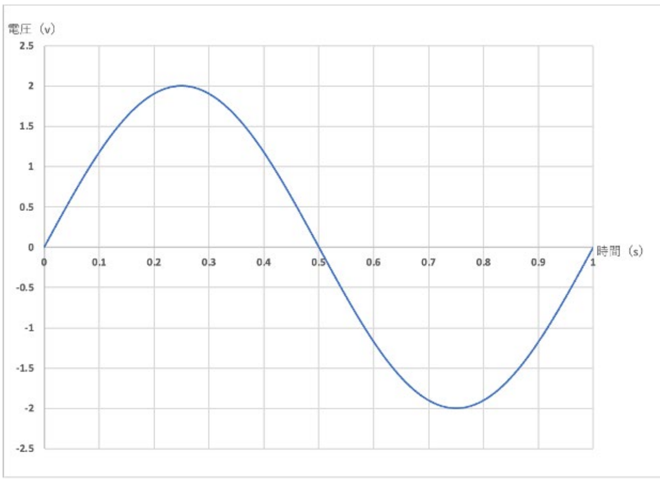

Fig. 2.6　1 周期分の正弦波からなる造波信号

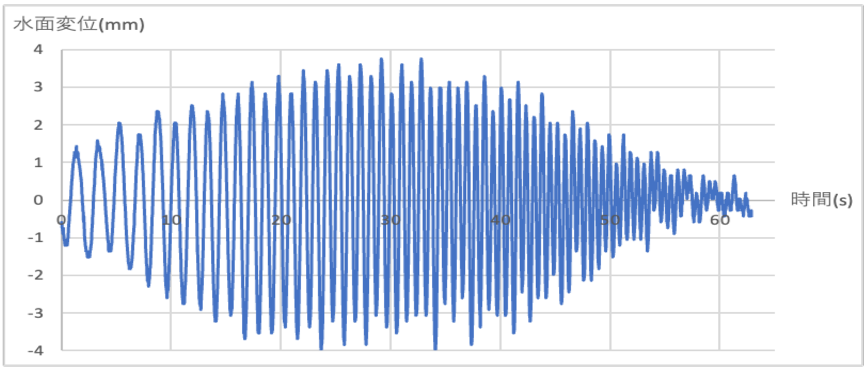

Fig. 2.7 Fig. 2.6 に示す造波信号により造波された波を造波板から 35.0m の地点で計測した時の水面変位の時系列

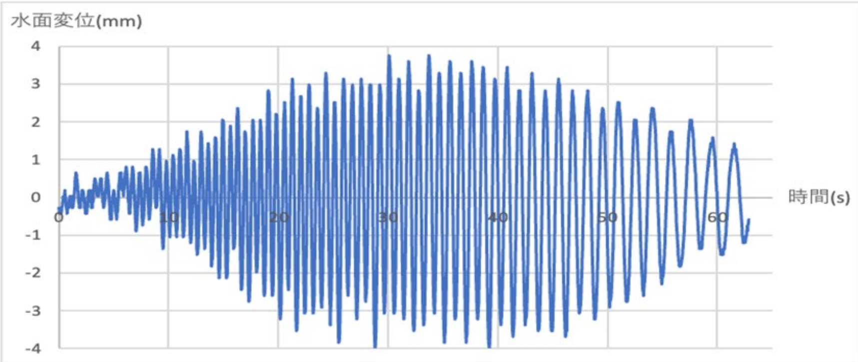

Fig. 2.8 Fig. 2.7 に示すタイムヒストリ（時系列）の時間軸を反転して作成した造波信号

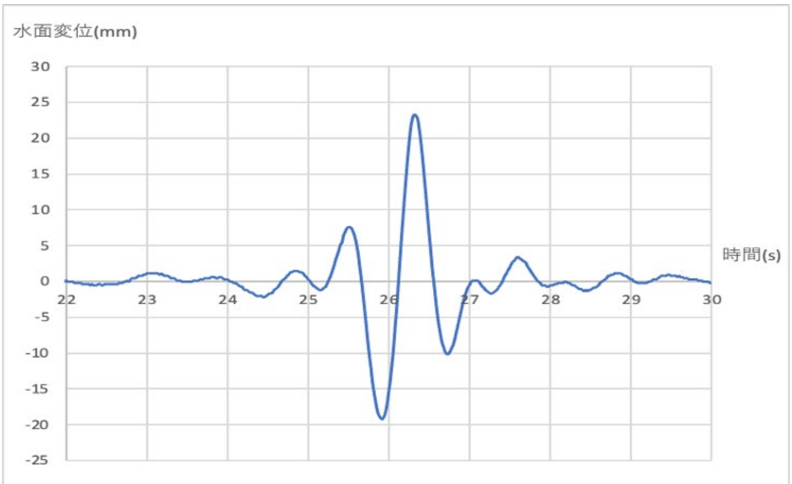

Fig. 2.9 造波板から 35.0m の地点で計測された「一発大波」の時系列

上述したように、Fig.2.6 に示したような山・谷それぞれ１個からなる正弦波を造波信号として造波し、「一発大波」を生成したい地点において計測された水面変位の時系列の時間軸を反転させて得られる時系列を造波信号として造波した結果として、Fig.2.9 に示すタイムヒストリに見られるような谷・山それぞれ１個からなる「一発大波」が生成された。いいかえれば、「タイムヒストリ反転法」によって Fig.2.6 に示す造波信号と幾何学的に相似の「一発大波」が生成されたので、次の試みとして、「タイムヒストリ反転法」の一連のプロセス中の最初に与える造波信号として Fig.2.6 に示したような１周期分の正弦波でなく、Fig.2.10 に示すような半周期分の正弦波を造波信号として与えれば、最終的に生成される「一発大波」が Fig.2.10 に示す半周期分の正弦波と幾何学的に相似な「谷」のない「山」だけの「一発大波」ができるのではないかと考え、その可能性を実験的に調べた。

結果として生成された「一発大波」の時系列を Fig.2.11 に示す。

今回も目標としていた造波板からの距離 35.0m の地点に、ほぼ誤差なく集中波を作成できた。しかしながら、上述したように半周期分の正弦波形状の集中波が生成されれば興味深いと期待したが、結果として Fig.2.9 とほぼ変わらない時系列波形となった。

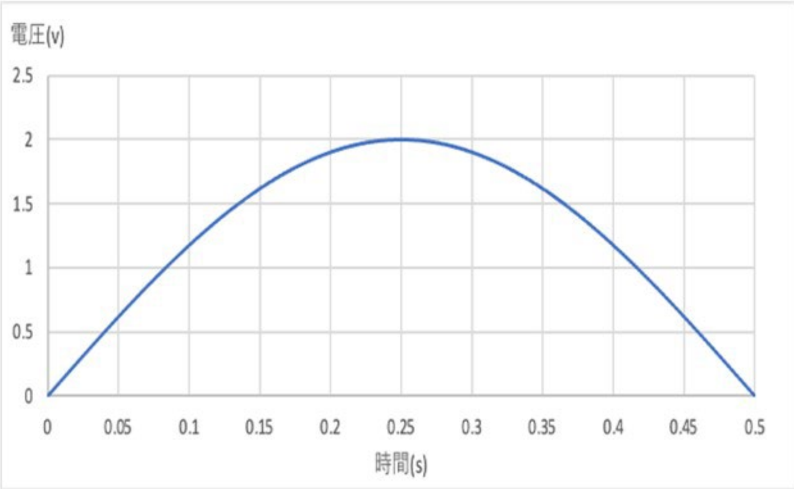

Fig.2.10 半周期分の正弦波からなる造波信号

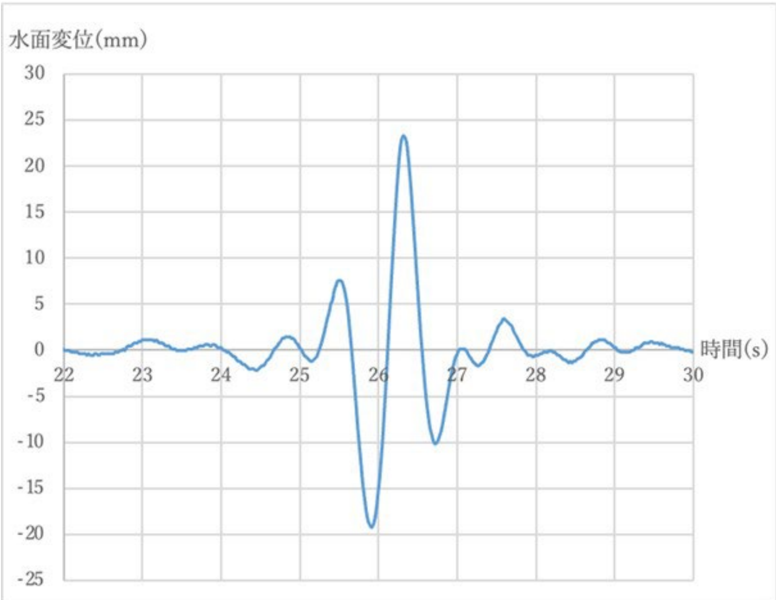

Fig. 2.11 造波板から 35.0m の地点で計測された「一発大波」の時系列

次の試みとして、タイムヒストリ反転法による一発大波の作成の基本的考え方は、

① まず、造波板をパルス状に（例えば、Fig.2.6 に示した様に 1 周期分の正弦波上に）動かし、造波板の前部に一発大波上の水面変位を誘起し、

② 上記一発大波状の波が、分散しながら進行速度（群速度）の速い成分波から順に計測点に到着した結果としての水面変位の時系列を計測し、

③ 得られた水面変位の時系列の時間軸を反転させて得られる時系列を造波信号として造波板を駆動することによって、①で造波板前部に誘起された一発大波状の波に幾何学的に相似な一発大波を計測点で再現する。

というものであるから、一発大波の幅を変えたければ、上記①における造波板の駆動時間（Fig.2.6 に示した 1 周期分の正弦波の場合ならば、正弦波の周期）を長くすれば、生成される一発大波の幅を広くできるのではないかと考え、上記①における造波板の駆動時間（1 周期分の正弦波の周期）を Fig.2.12 に示すように 1.5s, 2.0s, 2.5s の 3 通りに変化させてタイムヒストリ反転法によって一発大波を作成して、この考えの妥当性を実験的に検討した。

Fig.2.13 に示すように、目論見通り事前実験での造波板の駆動時間を長くすることにより、作成される一発大波の幅を広げることができることが確認された。

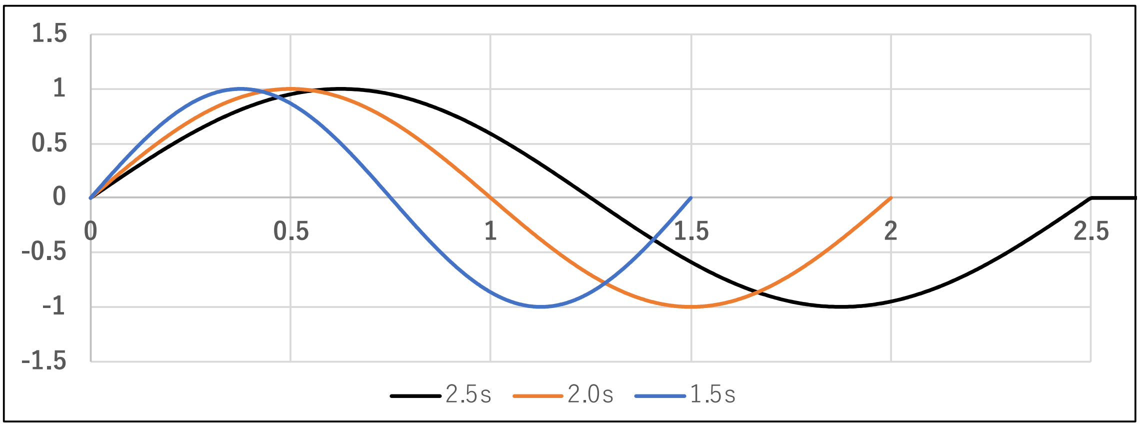

Fig.2.12 周期を３通りに変化させた正弦波からなる造波信号

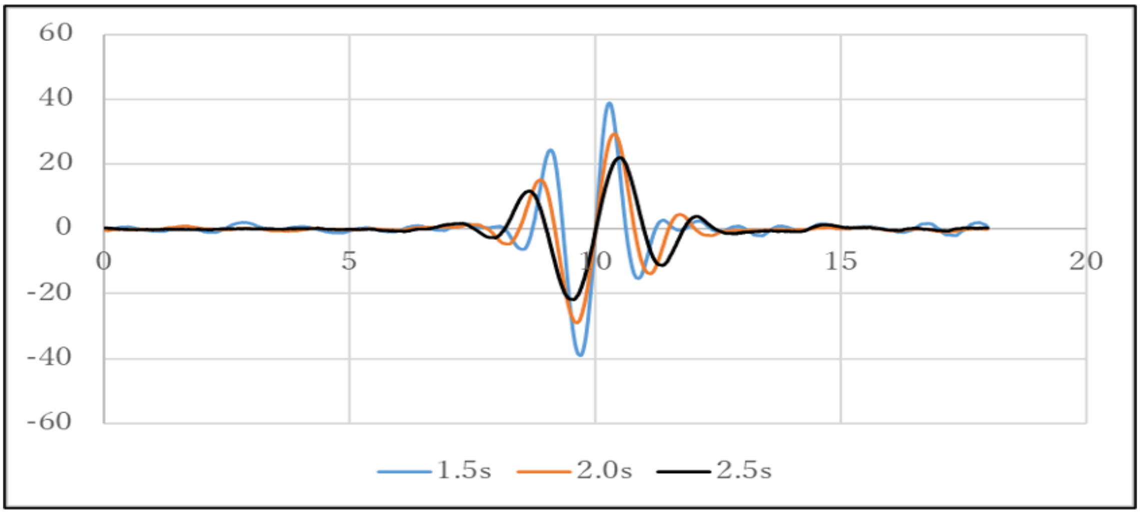

Fig. 2.13 タイムヒストリ反転法における事前実験での造波板の駆動時間を 1.5s, 2.0s, 2.5s に変化させて計測された波の時系列の時間軸を反転させて得られる時系列を造波信号として得られた「一発大波」

３．　「グループ波」の生成

３．１　「グループ波」生成の基本的考え方

「グループ波」を連続した「一発大波」群と考えれば、第２章で示した「一発大波」の生成のための造波信号を、グループ波内の各波間の時間間隔に応じたタイムラグ（時間遅れ）で重ね合わせた造波信号で造波板を駆動すれば「グループ波」が生成できるのではないかと考えた。

３．２　「グループ波」の生成実験

３．２．１　「掃引法」による「グループ波」の生成実験

3.1 で述べた考え方に従って、２章で述べた「掃引法」によって造波信号を作成し、１秒間隔で２つの集中波からなる「グループ波」の生成を試みた。実験時の水深は、第２章で述べた「一発大波」の生成実験時の水深と同じで $h = 2.3m$ である。（2.2.3 で述べたように、水深影響を考慮すれば、すべての波を集中させるためには「直線掃引」ではなく、「非直線掃引」によって造波す

ることが必要であるが、$h = 2.3m$ では Fig.2.5 に示したように、ほぼ直線掃引で近似できるので、簡単のため「直線掃引法」によって造波した。）結果を Fig.3.1 に示す。正確に１秒間隔で２つの集中波から成る「グループ波」が生成され、各集中波の時系列の形状もほぼ同一であり、「一発大波」を生成するための造波信号を、所要の時間間隔で単純に重ね合わせた造波信号で「グループ波」を生成できることが確認された。

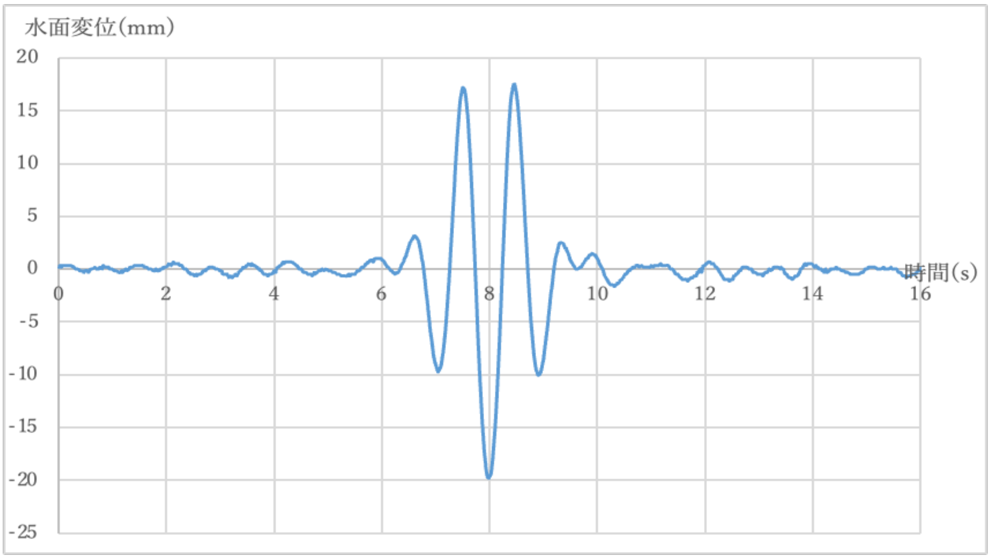

Fig. 3.1 時間間隔１秒の２波から成る「グループ波」の生成結果

３．２．２ 「タイムヒストリ反転法」による「グループ波」の生成実験

3.1 で述べた基本的考え方に従えば、たとえば Fig.2.6 に示した１周期分の正弦波からなる造波信号を所要の時間間隔をあけて所要の回数だけ線形的に重ね合わせて得られる造波信号で造波された波が分散しながら進行して得られる水面変位の「グループ波」を生成したい目標地点における時系列を計測し、計測された水面変位の時系列の時間軸を反転して得られる時系列を造波信号として造波することにより、目標地点で所要の「グループ波」が生成できるはずであると考えた。

上記の考え方に従って、「グループ波」の生成を試みた結果、「掃引法」と同様に、「タイムヒストリ反転法」によって生成されたグループ波中の各波はほぼ同じ形状で、計測点において出現した各波の時間間隔も設定通りの時間間隔となることが確認された。

４．「グループ波」中の浮体の挙動に関する実験

３ 章で示したように、本研究の一番目の目標であった「グループ波」を生成することが可能になったので、次に本研究の二番目の目標である「グループ波」に浮体が遭遇した場合の挙動について実験的に検討を行なった。

４．１ 供試模型

供試模型としては、Table 4.1 に主要目を示す船舶模型を用い、横波中の横揺れ運動を対象として実験を行った。Fig.4.1 に供試模型の写真を示す。

以下に示す横揺れ運動のグラフでは、模型船が波上側に傾斜した場合を負として表している。

また、水面変位は、造波板からの距離が供試模型の波上端と同じで、供試模型からの反射影響を受けにくい位置における水面変位を波高計で計測した。

Table 4.1 供試模型の主要目

質量（M）	33.64kg
長さ（L）	2000mm
幅（B）	266.6mm
喫水（d）	106.7mm
浸水部表面積	2034m^2
横揺れメタセンタ高さ（GM）	13.00mm
固有周期（ROLL）	1.33s

４．２　グループ波中での浮体の挙動

４．２．１　「一発大波」中での浮体の挙動

Fig.4.2 に示す一発大波中で計測された横揺れ運動（Roll）の時系列を Fig.4.3 に示す。

既に述べたように、以下に示す横揺れ運動のグラフでは、模型船が波上側に傾斜した場合を負として表している。

「一発大波」に遭遇して、横揺れは波上側に約１２度まで大傾斜した後、自由動揺をしながら徐々に減衰していくことが観察される。

４．２．２　「等間隔の３波から成るグループ波」中の浮体の挙動

Fig.4.4 に示す「等間隔の３波からなるグループプ波」中で計測された横揺れ運動（Roll）の時系列を Fig.4.5 に示す。１波目、２波目、３波目に遭遇する度に横揺れ角が増幅されることが特徴的で、比較的大きな波がグループとなって押し寄せる効果が顕著に見られる結果となった。

４．２．３　「不等間隔の３波から成るグループ波」中の浮体の挙動

4.2.2 で示した「グループ波」は、計測点におけるグループ波内の各波の時間間隔を１秒で一定としたが、各波の時間間隔が不等間隔の場合の例として、３波から成るグループ波で、１波目と２波目の時間間隔を３秒、２波目と３波目の時間間隔を１秒としたグループ波中の浮体の運動を実験的に調べた。

Fig.4.6 に、この場合の計測点における水面変位の時系列計測結果を示し、Fig.4.7 に、このグループ波中で計測された横揺れ運動（Roll）の時系列を示す。

Fig.4.5 に示した結果に比べて１波目と２波目との間に少し長い時間間隔があり、その間に水面変位が減少しているにも拘わらず、Fig.4.5 に示した結果と同様に、２波目、３波目に遭遇する度に横揺れが増幅することが観察される。

Fig. 4.1 供試模型の写真

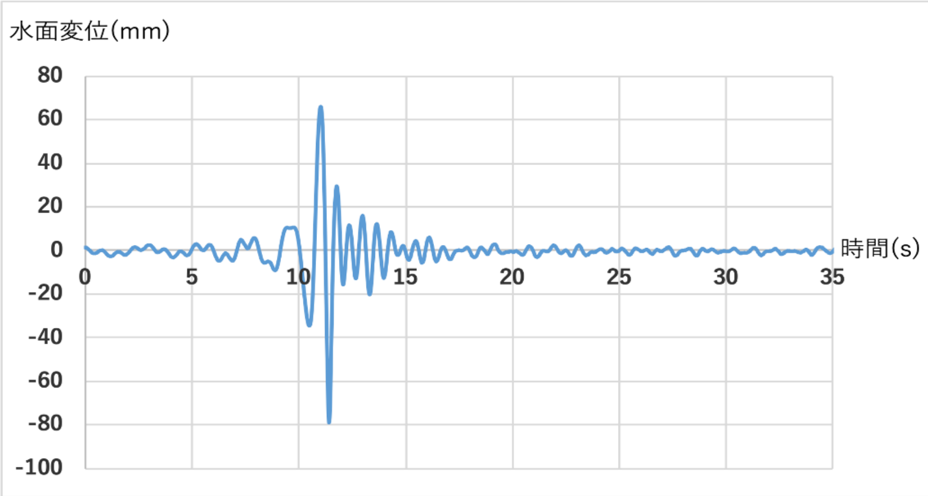

Fig. 4.2 「一発大波」中実験において計測された水面変位の時系列

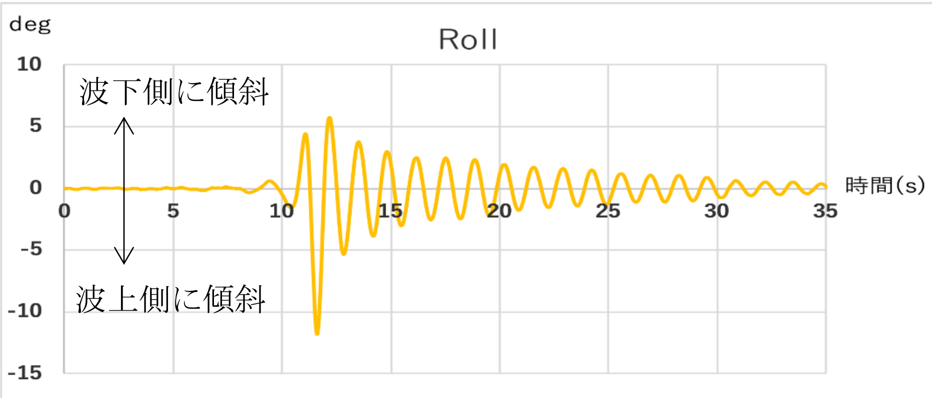

Fig. 4.3 Fig.4.2 に示した「一発大波」中で計測された横揺れ運動の時系列

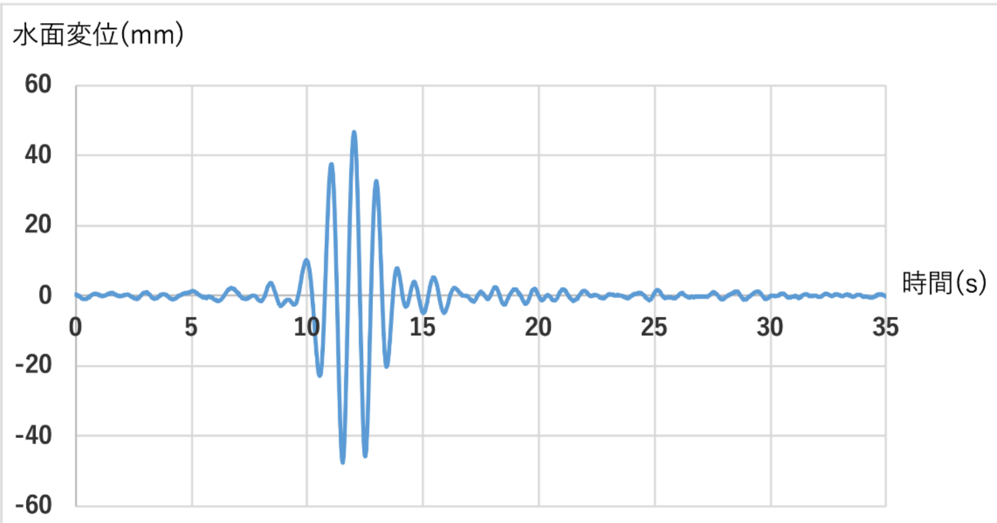

Fig. 4.4 「等間隔の３波から成るグループ波」中実験において計測された水面変位

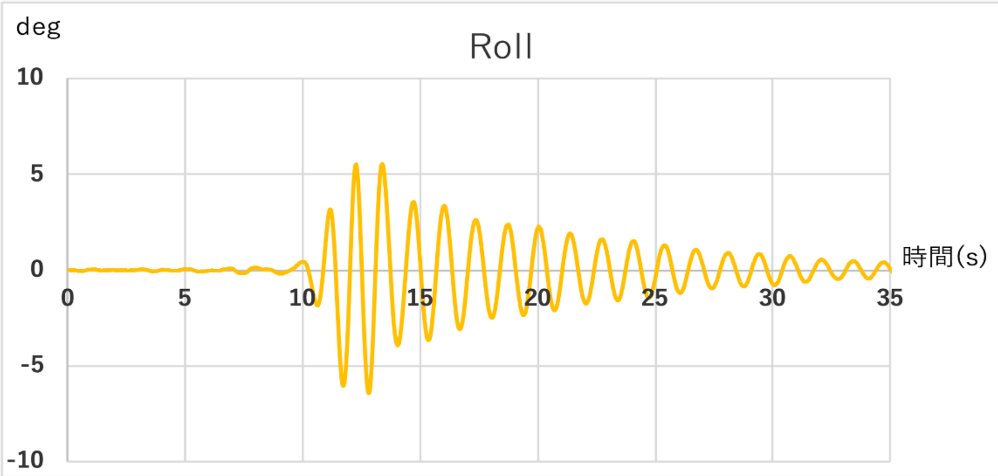

Fig. 4.5 Fig.4.4 に示した「等間隔の３波から成るグループ波」中で計測された横揺れ運動

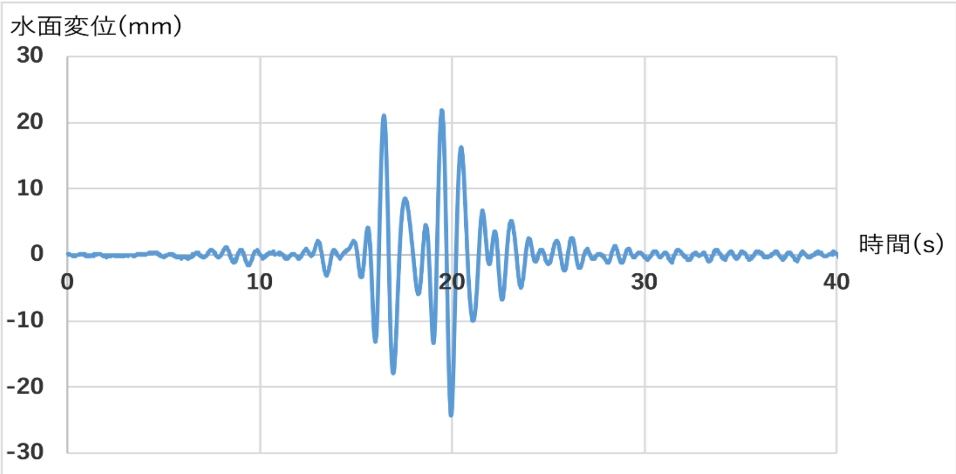

Fig. 4.6 「不等間隔の３波から成るグループ波」中実験において計測された水面変位の時系列

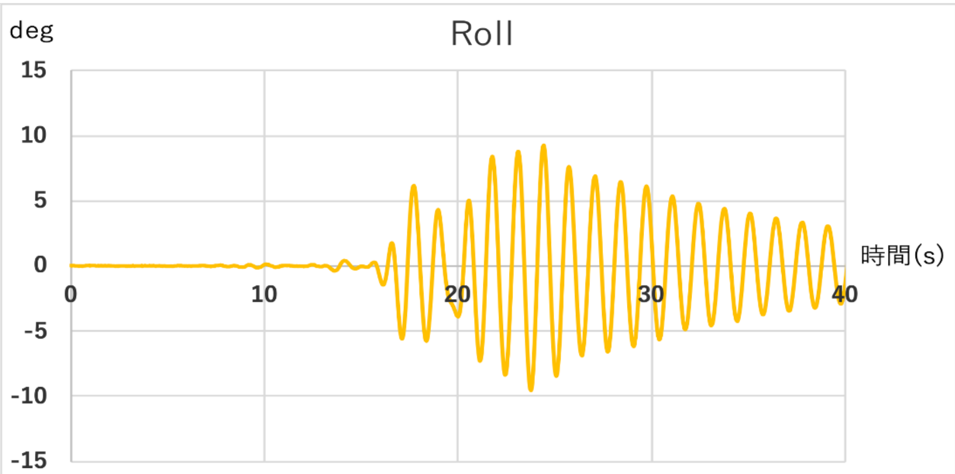

Fig. 4.7 Fig.4.6 に示した「不等間隔の３波から成るグループ波」中で計測された横揺れ運動の時系列

４．２．４　係留の影響

これまで示した実験結果では、波に遭遇後、波下側に大きく流されるのを防ぐために、左右揺れを弱いバネで拘束したが、海洋構造物や船舶を係留した場合、浮体の運動が係留反力によって拘束される。グループ波中の浮体の挙動に対するこのような係留の影響を見るために、供試模型の左右揺れ(Sway)を完全に拘束して Fig.4.8 に示す３波からなるグループ波中の挙動を実験的に調べた。

左右揺れ(Sway)を完全に拘束した供試模型の Fig.4.8 に示した３波から成るグループ波中の横揺れ運動(Roll)の時系列を Fig.4.9 に示す。Fig.4.4, Fig.4.5 に示したように左右揺れを弱いバネだけで拘束した場合には、供試模型が高さ（山谷の距離）約 90mm の３波からなるグループ波に遭遇した時の横揺れ運動(Roll)は最大でプラス・マイナス６度程度であったが、Fig.4.8, Fig.4.9 に示したように左右揺れ(Sway)を完全に拘束した状態では、高さが約 60mm の３波からなるグループ波中でも横揺れ運動(Roll)は最大でプラス・マイナス 10 度程度となっており、波の高さが約 2/3 と低いにも拘わらず、横揺れ運動(Roll)が約 5/3 倍になり、係留などによって運動を拘束された場合に、より危険な状態になり得ることが示唆される。

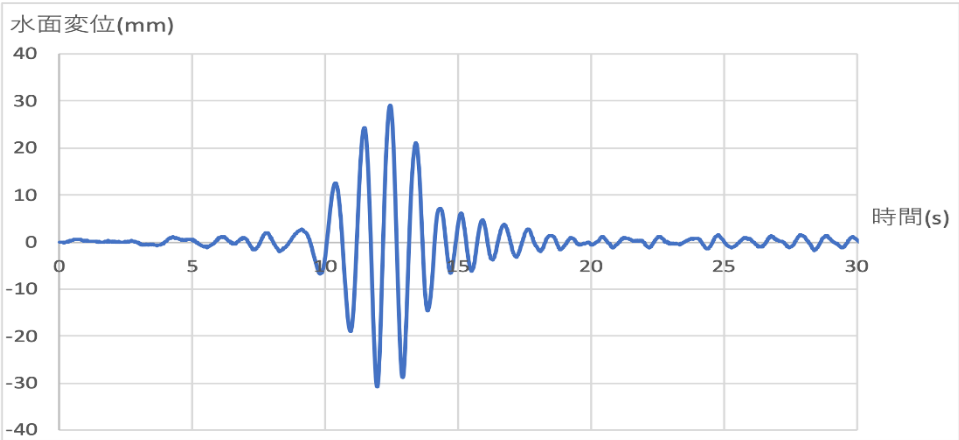

Fig. 4.8 係留の影響を調べるために使用された３波からなるグループ波の時系列

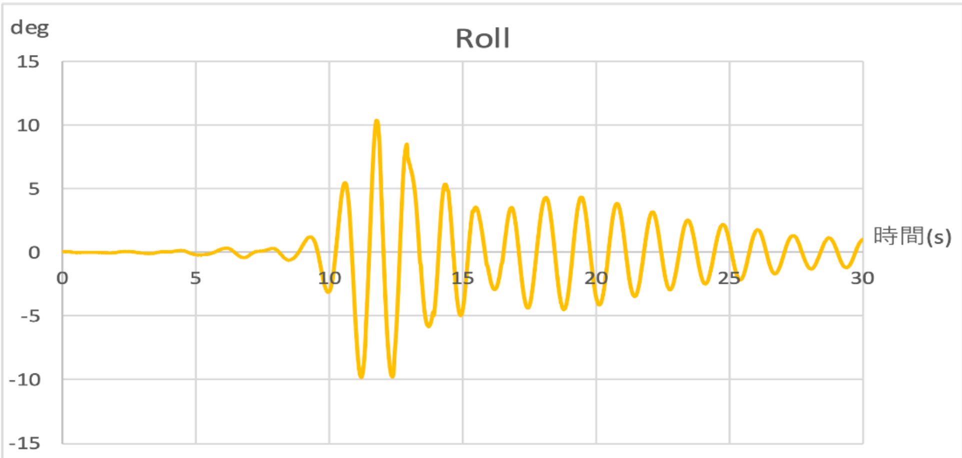

Fig. 4.9 左右揺れを完全に拘束された供試模型の Fig.4.8 に示した「３波から成るグループ波」中の横揺れ運動の時系列

５．結論と今後の課題

比較的大きな波高（隣接する山と谷の距離）を有する複数の波が連続して押し寄せる「グループ波」を対象として、実験水槽における「グループ波」の生成法と、「グループ波」に浮体が遭遇した場合の挙動について実験的に検討した。

本研究の結果得られた主な結論は以下の通りである。

１．「一発大波」を実験水槽に生成するための造波信号を線形的に重ね合わせた造波信号によって「グループ波」を生成することができた。

２．「グループ波」中の船舶の横揺れ運動(Roll)を対象として、「グループ波」内の波の数や各波間の時間間隔などを変化させて、その挙動を実験的に調べた。

（１）その結果、グループ波内の各波に遭遇する度に横揺れ角が増幅されることが特徴的に観察され、比較的大きな波がグループとなって押し寄せる効果が顕著に見られる結果となった。

（２）一方で、緒言で述べたような浮体が転覆にいたるといった危険な状態にはならなかったが、実験時の観察によると、その大きな理由の一つは、グループ波に遭遇しても、当該浮体は波に乗って運動してグループ波をやり過ごすだけで、転覆に至るような大きな横傾斜などには至らなかったためであると考えられる。

このことから、グループ波中の浮体の安全性を検討するという観点からは、グループ波内の隣接する波間の間隔をさらに短くして、上述した波乗りのような状態にならない状況を再現した実験を行うとか、砕波が連続して押し寄せるといった状況で実験を行うこと、あるいは今回の実験では、計測器の防水性能が十分でないため、大傾斜に伴う波の模型内への打ち上げなどを伴う実験はできなかったので、模型内への波の侵入などを許容した実験を行うことなどが今後の課題である。

（３）また、浮体が係留されて水平方向の運動（横波中では左右揺れ）が拘束された状況を再現して「グループ波」中の実験を行ったところ、水平方向の運動をほとんど拘束しない場合に比べてかなり大きな横揺れ運動が観察され、係留などによって浮体の運動が一部拘束された場合に、より危険な状態になり得ることが実験によって示唆された。この理由も水平方向の運動が拘束されることによって上述したような波乗り現象が阻害されたためであると考えられる。

（４）近年、実海面において発生する巨大な一発大波が船舶や海洋構造物の安全性の観点から、またその発生メカニズムに関する科学的な興味からも注目されて freak wave とも呼ばれている[3]。本研究で水槽において生成した「一発大波」や「グループ波」は、水面波の分散性を利用して、いろいろな周期の規則波を線形的に重ね合わせて実現したものであるが、freak wave の発生メカニズムとしては、本研究で採用した各成分波の線形重ね合わせ以外に、各成分波の非線形相互作用による特定の成分波へのエネルギーの集中、あるいは進行方向の異なる波同士の相互作用によるとする説などがあり、実際にそのようなメカニズムによって水槽内に freak wave を再現できることも実証されている。

一発大波やグループ波に対する船舶や海洋構造物などの浮体の応答も、波の外見は似ていても、その波の生成メカニズムによって異なる可能性があり、今後はそのような観点からの検討も必要であろうと考えられる。

本論文は、共著者の卒業論文（川原・笹山(2022)）[5]、修士論文（中村(2023)）[6]における成果をとりまとめたものである。

参考文献

(1) 福田淳一：船体応答の統計的予測,「耐航性に関するシンポジウム」テキスト, 日本造船学会、(1969).

(2) 深沢塔一：設計不規則波を用いた最大応答推定法－第１報 縦曲げモーメントの推定－、日本船舶海洋工学会論文集、(2005), pp.123-129.

(3) K. Dysth.E. Krogstad, P. Muller: Ocean Rogue Waves, Annu. Rev. Fluid Mech., (2008), pp.287-310

(4) 竹沢誠二・平山次清：任意過渡水波の発生について, 日本造船学会論文集, 第 129 号, (1971), pp.41-53.

(5) 川原浩平・笹山陽希：「雲の上水槽」に「一発大波」を起こそう, 長崎総合科学大学令和３年度卒業論文, (2022).

(6) 中村拓人：グループ波の生成とグループ波中の浮体の挙動に関する研究、長崎総合科学大学令和４年度修士論文, (2023).