



回転運動 (Rolling,  $\gamma$ ) は 16 mm フィルムをフィルムモーションアナライザーで解析して求めた。入射波と反射波は浮体前面の 3 点で計測された水位変動を使って分離推定法 (合田ら, 1976) で, また, 透過波は浮体後面の 2 点で計測された水位変動より求めた。

次元解析によれば, 本研究では浮体の幾何形状と静水深が一定であるので, 碎波は下記の 4 つの無次元変量に大きく支配されると考えられる。

$$\left[ \frac{h_a}{h}, \frac{B}{L}, \frac{T}{\rho g B^3}, \frac{H}{L} \right] \dots\dots\dots (1)$$

以下, 碎波限界, 碎波形式, 碎波峰高等の碎波諸量と式 (1) の無次元変量との関連性について考察を進めていく。

### 3. 実験結果とその考察

#### 3.1 碎波限界

図-2 は入射波の波形勾配  $H/L$  と  $h_d/L$  との関係を, 浮体上で碎波の有無および碎波時の碎波形式と関連させて示したもので, (a) は固定浮体の場合, そして (b) は係留浮体の場合の一つの例である。図中の実線は碎波限界の推定曲線である。図をみると, 碎波限界勾配に近い波については Spilling 型碎波が,  $h_d/L$  が小さくなる (あるいは波形勾配が大きくなる) につれて, 順次 Surging にあるいは Collapsing, そして他の型碎波が発生する。このような現象は固定斜面上での傾向と一致するが, 係留状態により, 各碎波形式の発生領域に差がある。これは, 後述するように, 浮体運動に起因すると考えられる。

図-3 は, 入射波の無次元碎波限界波高  $(H/h_d)_c$  と無次元浮体長  $(B/L, B$ : 浮体外幅) の関係を, 無次元初期張力  $T/\rho g B^3$  をパラメータで示したものである。固定浮体の場合,  $(H/h_d)_c$  は  $B/L$  の増加に伴い若干変化するが, 0.5 前後である。一方, 浮体が運動する場合, 比較的短周期の時 ( $B/L > 0.8$ ),  $T/\rho g B^3$  の差異による碎波限界にあまり差異はみられない。しかし, 波

長が長くなると ( $B/L > 0.8$ ),  $T/\rho g B^3$  が小さくなるにつれて  $(H/h_d)_c$  が大きくなり, 差異が顕著になる。すなわち,  $T/\rho g B^3 = 3.2 \times 10^{-5}$  の場合,  $B/L = 0.43$  で,  $(H/h_d)_c$  は 0.73 となり, その後,  $B/L$  の増加に伴って減少し, 固定浮体の値に近づいていく。  $T/\rho g B^3 = 2.4 \times 10^{-5}$ ,  $1.5 \times 10^{-5}$  の場合も,  $B/L = 0.41$  で,  $(H/h_d)_c$  は各々 0.75 と 0.77 程度になる。

従って, 固定浮体の場合の方が係留浮体の場合より, より小さな入射波高で碎波することが認められる。このような傾向は特に  $B/L = 0.4 \sim 0.5$  付近で強く現れるが, 係留浮体がある程度波動運動に順応するため, 固定浮体に比べて, 碎波がなかなか生じないこと, すなわち, 碎波の発生を抑える効果があると思われる。また, 初期張力が小さいほど  $(H/h_d)_c$  が大きくなるのは, 初期張力が減少すると, 浮体運動が大きくなるため, 水深の急減の効果が緩和されるためであろうと考えられる。

#### 3.2 碎波形式

##### (1) 固定の場合

碎波形式として, Spilling 型碎波, Surging 型碎波および Surging と Plunging 型碎波の中間的な形式 (以下 S-P 型碎波と呼ぶ) が観察された。S-P 型碎波は波頭が波前面に覆い被さる前に波前面部の乱れと重なるような碎波 (図-4 (b)) である。この固定浮体の場合には, 波前面部の中間部から脚部にかおて崩れる Surging 型碎波 (図-4 (a)) がよる発生した。このような碎波形式は, 固定された水平板の碎波で指摘されたように (田淵ら, 1987), 水深の急減効果によって発生する碎波の特徴である。また, 周期が長く, 潜水深が浅い時には, 岩田 (1984) によって見出された不規則波における碎波形式としての反射進行波型碎波 (図-4 (c)) のようなものも観察された。これは, 波峰部分の碎波が波進行反対方向のもどり流れと合うために発生する。

##### (2) 係留浮体の場合

浮体の動揺の仕方により, 従来のもとは多少違った形式や, 碎波位置が一波ごとに異なったり, 碎波自体が

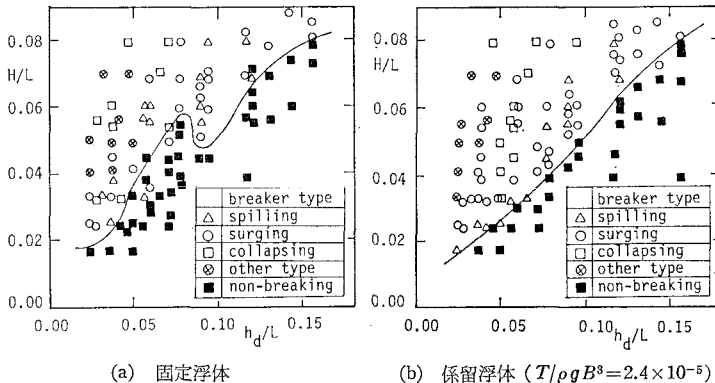


図-2 碎波限界と碎波形式の特性

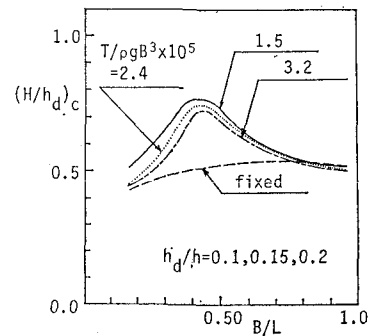
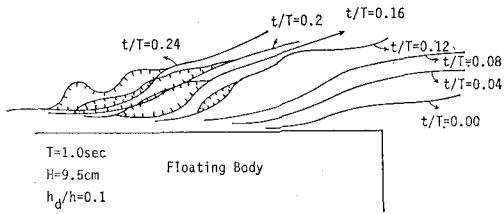
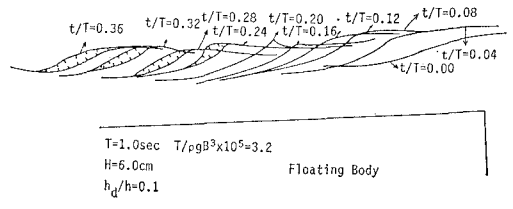


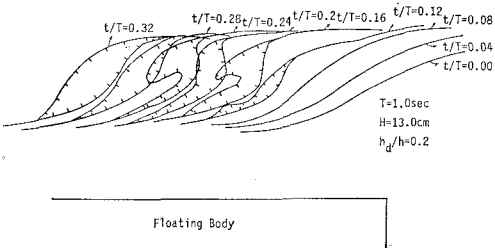
図-3 碎波限界波高の特性



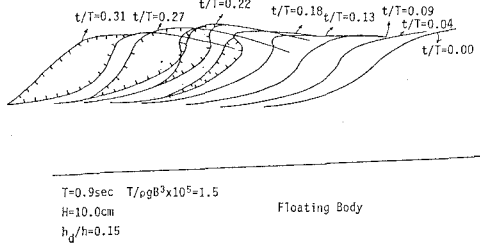
(a) Surging 型碎波



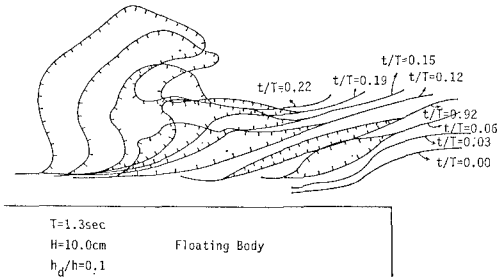
(a) Spilling 型碎波



(b) S-P 型碎波



(b) Collapsing 型碎波



(c) 不規則波型碎波

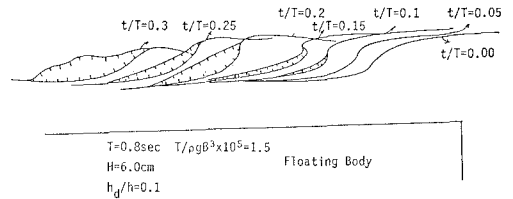
図-4 固定浮体上の碎波形式

交互に発生したりしなかったりするケースもあったが、主に、Spilling 型碎波と Surging 型碎波が生起した。

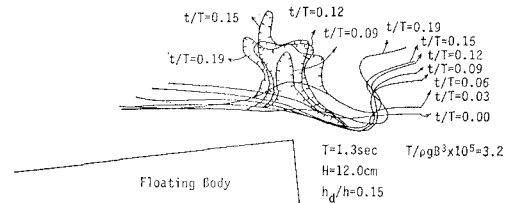
a) Spilling 型碎波：波形が比較対称で波頭部から崩れる一様斜面上での形式のものもみられたが、波頂付近の波前面部の勾配が僅かながら急になり、上部から砕け、すぐに波前面部が乱れた状態になる形式（図-5 (a)）が多く生起した。

b) Collapsing 型碎波：Plunging 型碎波と Surging 型碎波の中間型のようなもの（図-5 (b)）で、はじめに波頭部が巻き込み始めると、同時に脚部の方も崩れ始めるため、巻き込みが波の前面に覆い被さる前に、波前面部が乱れた状態になる。

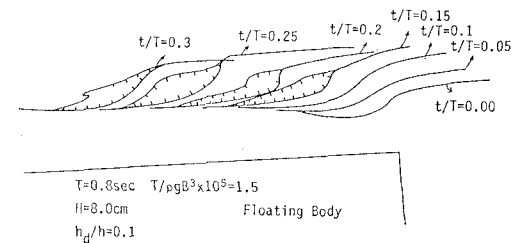
c) Surging 型碎波：急斜面上の Surging 型碎波に近いが、この形式の碎波（図-5 (c)）は、浮体の沖側前面に波がぶつかる時、入射波の波頭部分が前進み、波前面部が直立するようになり、脚部から波前面部の中心部にかおて崩れ、次第に波面に気泡が広がっていく碎波である。この形式は、固定浮体の場合もみられたが、固定浮体の碎波位置よりも岸側に近く（浮体の中心付近）



(c) Surging 型碎波



(d) Jump 型碎波



(e) Spilling 型と Surging 型の中間的な碎波

図-5 係留浮体上の碎波形式

になる。これは、浮体の Rolling 運動が波前面部の直立を妨げるため、碎波する位置が固定浮体の場合よりも岸側になると考えられる。

d) その他：波長が長くなり、浮体の動揺が小さい場合、波と浮体がぶつかることにより、しぶきが飛ぶよう

な碎波現象 (図-5 (d)) や、上述した Spilling 型碎波と Surging 型碎波が同時に起こったように浮体上ですぐに気泡を波前面に連行しながら進んでいくような形式 (図-5 (e)) もみられた。

### 3.3 碎波峰高

潜水水深が浅い場合、浮体上面で碎ける波の波谷に生じる激しい気泡や浮体の Rolling 運動によるエネルギー分散などのために一般的に定義される碎波波高を正確に求めることは難しい。そのため、本研究では碎波峰高について検討することにする。図-6 は、 $h_d/h=0.15, 0.2$  の場合、無次元碎波峰高  $Y_b/H$  ( $Y_b$ : 碎波峰高, 碎波瞬時の波頂から浮体天端高までの鉛直距離) と入射波の波形勾配  $H/L$  との関係、比水深  $h/L$  と無次元初期張力  $T/\rho g B^3$  をパラメータとして示したものである。図中には各  $h/L$  に対する実験曲線が同時に示されている。

$Y_b/H$  は、 $H/L$  の増大および  $h/L$  の減少につれて、一様に減少し、 $T/\rho g B^3$  の差異による差は極めて小さく、比水深  $h/L$  のみで大きく支配されるようになる。

つぎに、 $Y_b/H$  が、 $H/L$  の増大および  $h/L$  の減少につれて、低減する機構について考察する。実験によれば、無次元碎波峰高  $Y_b/H$  は、浮体天端上の無次元水深  $h_d/h$  と浮体の設置比水深  $h/L$  に大きく左右され、 $h_d/h=0.1$  の時のみ無次元初

期張力  $T/\rho g B^3$  により更に若干変化することが認められた。いま、限界波峰高  $Y_b$  が孤立波型碎波形式で表現されるものとする、 $Y_b$  は次のように与えられる。

$$Y_b = (1 + \delta) h_a \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\delta$  は比例定数であり、孤立波の限界波高の場合、理論的に  $\delta=0.82$  (Yamada ら, 1968) となる。

実験により比例定数を求めると表-2 をうる。表-2 によれば、本研究の範囲では、 $0.23 < \delta < 0.58$  となっており、孤立波の碎波限界の  $\delta=0.82$  よりかなり小さい。式 (2) を次式のように変形することができる。

$$Y_b/H = (1 + \delta) (h_b/L) (H/L)^{-1} \quad \dots\dots\dots (3)$$

図-7 は無次元碎波峰高  $Y_b/H$  と入射波の波形勾配

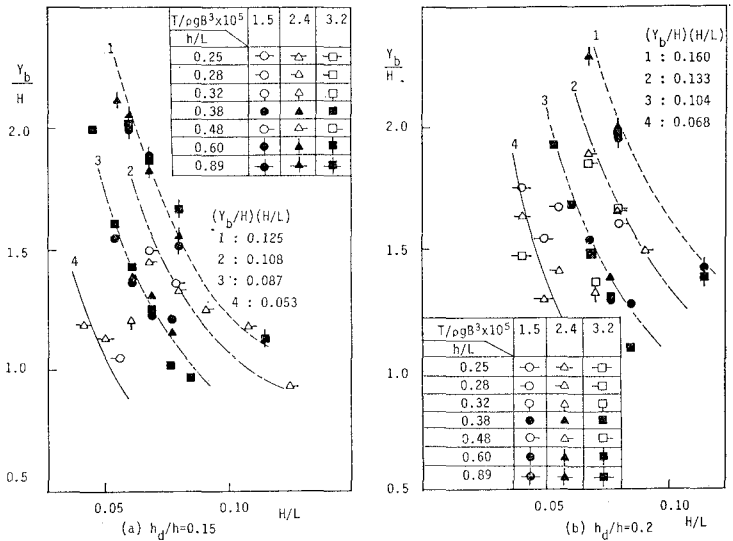


図-6 碎波峰高  $Y_b/H$  の特性

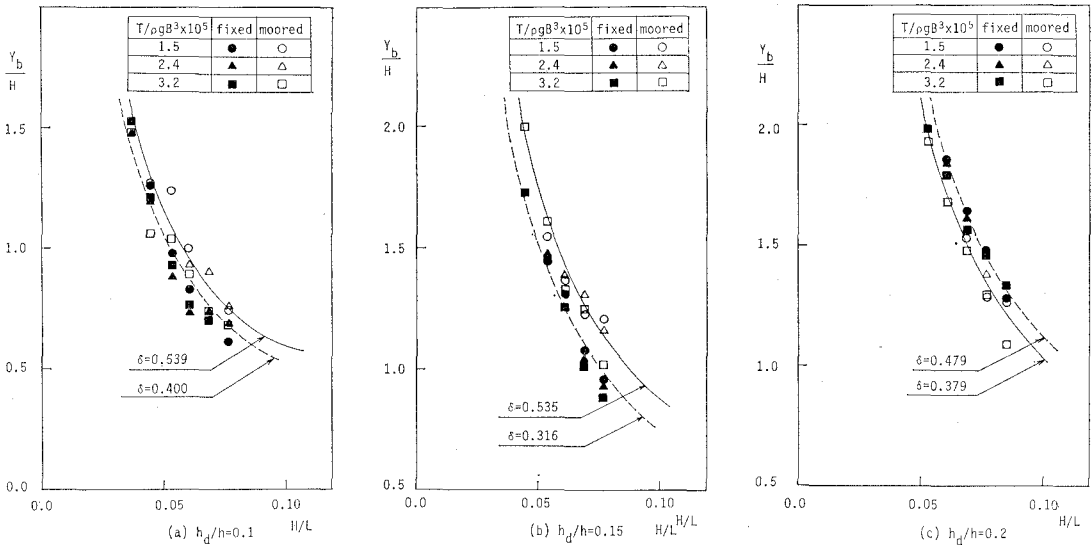


図-7 係留浮体と固定浮体の  $Y_b/H$  の特性の比較 ( $h/L=0.38$  の場合)

表-2  $\delta$  の値

|          | $h_a/h$<br><br>$h/L$ | 0.10                       |      |      | 0.15 | 0.20 |
|----------|----------------------|----------------------------|------|------|------|------|
|          |                      | $T/\rho g B^3 \times 10^5$ |      |      |      |      |
|          |                      | 1.5                        | 2.4  | 3.2  |      |      |
| $\delta$ | 0.78                 | 0.36                       | —    | 0.46 | —    | —    |
|          | 0.60                 | 0.26                       | —    | 0.36 | 0.39 | 0.33 |
|          | average : 0.31       |                            |      |      |      |      |
|          | 0.38                 | 0.58                       | 0.54 | 0.50 | 0.54 | 0.38 |
|          | average : 0.54       |                            |      |      |      |      |
|          | fixed                | —                          | 0.40 | —    | 0.32 | 0.48 |
|          | 0.25                 | average : 0.23             |      |      | 0.42 | 0.38 |
|          | 0.48                 | —                          | —    | —    | 0.51 | 0.39 |

$H/L$  との関係を,  $h_a/h$  をパラメーターとして, 固定浮体の場合と係留浮体の場合を比較したものである. 図中の曲線は式 (3) の値である. 実験値と計算曲線はよく一致している.  $h_a/h=0.1, 0.15$  の場合は係留浮体の  $Y_b/H$  が固定浮体より大きく砕けにくいことを示しているが,  $h_a/h=0.2$  の時は逆に固定浮体の  $Y_b/H$  が係留浮体の値より大きくなる.

3.4 砕波と浮体重心軌跡との関連性

浮体上面で砕波が発生することにより, 浮体運動は非常に非線形になる. このような浮体運動を総合的に表す浮体重心の軌跡型を大別すると, 図-8 のようになる. すなわち, Type-I (円に近い型), Type-II (横に細長くて上がへこんでいる型), Type-III (楕円に近い型) および Type-IV (Type-I, II, III以外で重心の運動が複雑な型) のように分類される. 本研究では, Type-III が最も多くみられ, 右上がりの場合, 初期張力が小さく, 波の周期が  $0.8 \sim 1.0$  秒の場合によくみられ, Collapsing 型砕波が多い. これは一度砕波力によって浮体が押し上げられるが, 浮力が小さいので, 係留索にたるみが存在したそのまま浮体さがりながら波進行方向に進むために右上向きの楕円が形成されると考えられる. Type-II は初期張力が大きく, 波の周期が  $0.8 \sim 1.1$  秒の場合, Surging 型砕波が主に浮体の中心付近でよく発生する. 砕波が起こると, その時の砕波力が浮体を押し下げることにより, Type-II のようなへこみができ, その後, 浮体の浮力によって重心が上がりながら動くためと推察される. Type-IV の場合は波エネルギーが大きく, 周期が長い時, 浮体前面に作用する波力により浮体が大きく動き, 砕波後の波が浮体後面水域で非常に不安定な波形を持つ時に発生する. もどり流れのために発生する

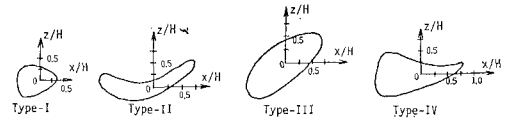


図-8 浮体重心の軌跡

Hydraulic jump のような砕波などのため, 浮体重心が複雑な運動を行い, Jump 型砕波が起こる. Type-I は, 砕波限界の近い砕波の時みられる型で, 主に Spilling 型砕波によって発生する.

4. 結 論

本研究で得られた重要な知見を要約すると以下のようである.

(1) 潜水浮体上で砕波する入射波の限界波形勾配は, 潜水深が大きくなるにつれて大きくなる. また, 係留浮体の方が固定浮体に比べて, 波が砕けにくい.

(2) 浮体上の砕波形式としては, 一樣斜面上でみられる Spilling 型砕波, Surging 型砕波と, 浮体特有の Surging 型砕波と Plunging 型砕波の中間的な砕波形式および波前面部の中心部から脚部にかおて砕け始める Surging 型砕波が存在する.

(3) 無次元砕波峰高  $Y_b/H$  は,  $H/L, h/L, h_a/h$  に大きく支配されるが, 初期張力  $T/\rho g B^3$  にあまり左右されなかった. 無次元砕波峰高  $Y_b/H$  の算定式を  $H/L$  と  $h_a/L$  の関数として式 (3) ように提案した. 同式中の  $\delta$  は表-2 で示した値を使えばよい.

なお, 本研究の実験はかなり限られているので, 継続して検討を行うとともに, 理論解析も行っていく所存である. なお, 本研究に協力を賜った前田 祥郎氏 (現: NTT 勤務) に謝意を表す次第である.

参 考 文 献

岩田好一朗 (1984): 砕波特論—砕波限界を中心として—, 水工学シリーズ 84-B-3, pp. B-3-1~B-3-19.  
岩田好一朗・中山和典・上田敏隆・下田直克 (1988): 潜水圧気型浮防波堤の消波効果と波浪動揺特性に関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 567-571.  
合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊池 治 (1976): 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港湾技術研究所資料, No. 248, pp. 1-24.  
田淵幹修・木原 力・滝川 清・中島重鎮 (1987): 水平板式防波堤の水理特性に関する研究, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 482-486.  
Yamada, H. and T. Shiotani (1968): On the Highest Water Waves of Permanent Type, Bulletin of Dis. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol. 18.