

33. 陸棚を伝わる長周期波の模型実験

地震研究所 { 相 田 勇
羽 鳥 徳太郎
小 山 盛 雄
梶 浦 欣二郎

(昭和42年9月12日および昭和43年1月23日発表—昭和43年3月30日受理)

目 次

1. 緒 言	707
2. 実験装置	709
3. 直線状にのびた階段形陸棚の場合	
3-a. 実験方法	710
3-b. 長波領域における実験	712
3-c. 中間波領域における実験	714
4. 階段形陸棚が直線から円弧状に曲がる場合	
4-a. 連続した周期波による実験	718
1) 模型および実験方法	718
2) 棚に沿った方向についての結果	719
3) 振巾位相の平面分布	721
4) 振動のモード	723
4-b. 孤立した波による実験	729
1) 実験方法と結果	729
2) 直接波	731
3) 分散性波群の振巾減衰	731
4) 分散性波群の位相速度	735
5) 位相速度・振巾の変動	736
5. 結 言	737

1. 緒 言

陸棚に沿った海岸で観測される津波波形が、継続時間の長い、紡錘形の包絡線を持つという事実について、edge wave が寄与しているものであるということが考えられてい

る¹⁾。筆者の1人羽鳥は1958年及び1963年のエトロフ津波などの観測記録の解析から、地震津波の際に、edge wave が実際に伝播していることを実証することを試みた²⁾³⁾⁴⁾。又筆者の1人相田は静穏時の陸棚上の海水振動の記録の解析から、海水振動に含まれる trapped mode の波の存在を確かめることを試みた⁵⁾。しかしながら結果は、edge wave の存在を示唆するものではあるが、決定的に明白な証明とはなっていない。

一方 Munk 其の他⁶⁾、カリフォルニアの海岸で行なった野外実験の結果から、少くともかなり短周期の領域では、平常時の海水振動中で trapped mode がその主な勢力を占めていることを明らかにした。

ひるがえって、実際の陸棚の形状を考えると、棚に沿った方向にその断面形状が変わったり、又走向が変わったり、或は又途中で中断しているような事さえある。この様な複雑な地形を果して edge wave が、どの程度の減衰を受けて通過し得るものであろうか。この様な疑問を解くことは、実際に観測された津波波形の中に、陸棚に沿って伝播して来た edge wave が存在するかどうかを確かめる際に、先ず考えねばならない事柄である。しかし edge wave の伝播について、陸棚の形が変化した場合に関する理論的或は実験的な研究は、未だ殆ど行なわれていない。

又、edge wave は、弾性表面波の Love 波と数学的に全く同種の波であるので、数多くの Love 波の研究結果は、吾々の場合もそのまま利用することが出来る。しかし津波に対する問題として考える時、Love 波の場合に採用されたモデルは、そのまま適用されない場合もあり、吾々としては、それらの多くの結果を参照しながら、津波の問題として考える必要がある。

そこで吾々は、陸棚形状が変わった場合の edge wave の性質を明らかにする目的で、水理模型実験を行なった。実験の方針としては、先ず理論的にその性質のよくわかっている、階段形陸棚が直線状にのびている場合について、模型実験を行ない、計算より求めた edge wave の分散特性、断面振巾分布などと実験値を照らし合せて、実験装置、方法、精度などを検討する。次いで同じ階段形の陸棚が直線から円弧状に曲る場合について実験を進める。

1) 高橋龍太郎「津波に関する二・三の問題」土木学会夏期講習会テキストブック (1958), 51.

2) T. HATORI and R. TAKAHASHI, "On the Iturup Tsunami of Oct. 13, 1963, as Observed along the Coast of Japan," *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **42** (1964), 543.

3) T. HATORI, "On the Alaska Tsunami of March 28, 1964, as Observed along the Coast of Japan," *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **43** (1965), 399.

4) T. HATORI, "The Wave Form of Tsunami on the Continental Shelf," *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **45** (1967), 79.

5) I. AIDA, "Water Level Oscillations on the Continental Shelf in the Vicinity of Miyagi-Enoshima," *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **45** (1967), 61.

6) W. MUNK, F. SNODGRASS and F. GILBERT, "Long Waves on the Continental Shelf: An Experiment to Separate Trapped and Leaky Modes," *Jour. Fluid Mech.*, **20** (1964), 529.

2. 実験装置

実験用水槽は、地震研究所地階にある水槽実験室内に製作したもので、大きさは内法 $475 \times 285 \times 19 \text{ cm}$ であり、防水コンクリートブロックで側壁を作り、床面を含めて防水工事をほどこした後、モルタル仕上げを行ない、底面における高低の精度を $\pm 1 \text{ mm}$ 以内になるように施工した。この全景は Fig. 1 の写真に示されている。

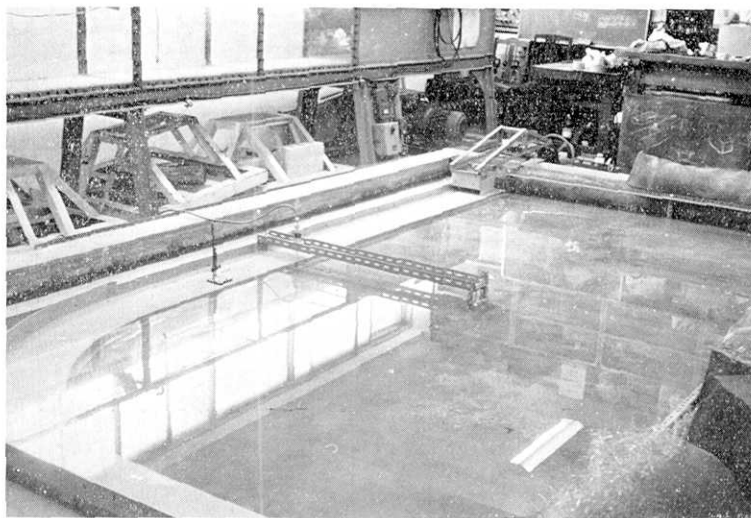


Fig. 1. General view of the model basin.

この水槽の端に、長手方向に陸棚となるべき模型を据付けた。陸棚模型は軽量形鋼で枠組を作り、5mm 厚硬質塩化ビニール板を上面に張って製作した。大きさは巾 45cm、長さ 450cm である。棚の上に陸岸となるべき高さ 5cm の硬質塩化ビニール衝立をもうけるが、これは実験によって任意の棚巾になるように固定することが出来る。又棚面は出来るだけ凹凸のないことが望ましいが、実験水深の最も浅い場合が約 10mm であることを考慮して、 $\pm 0.3 \text{ mm}$ 以内の精度で調節した。

造波装置は Fig. 2 に写真で示してあるが、棚の一端に設けられた形鋼骨組に取付けられた、平面形状が $20 \times 20 \text{ cm}$ の正方形の硬質塩化ビニール製のプランジャーで

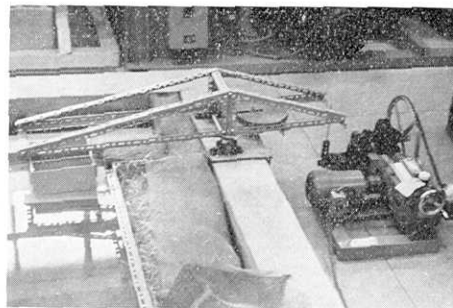


Fig. 2. Wave generator.

ある。このプランジャーの水の中に入る部分の形状は、前面に行くに従ってもち上がった舟底形をしている。駆動装置は、200 W 3 相交流誘導電動機を、バイコン無段変速機（可変範囲 6:1）および 2 段プーリー、平歯車の組合せで減速し、振巾可変のクランクを動かして、プランジャーを上下運動させている。これによってプランジャーの運動は、0.5 sec から 5 sec の範囲で連続的に周期を変えることが出来る。

波高の測定器としては、ベローズとワイヤストレーンゲージを組合せてある圧力変換器に、内径 1.4 mm のパイプをつけて水面上にたて、水面の昇降を圧力変化として検出測定するものを使用した⁷⁾。Fig. 3 の写真の手前にあるものがこれであって、この圧力変換器を市販の動的歪測定器とペンレコーダーに組合せ、実験波を記録させた。

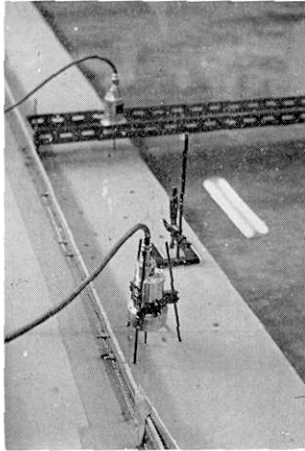


Fig. 3. Wave gauge and depth meter.

この圧力変換器は、ベローズと器内の水の質量により、共鳴周期をもっているが、細いパイプを通じて水面と連なるため、制振作用があつて、今回使用したものは、周期 1 sec から 0.7 sec の間で 5% の感度の低下が認められるが、1 sec 以上の周期に関しては殆ど平坦な特性を持っている。又水面の昇降と記録振巾の間の総合感度は、水位 0.5 mm の変化に対して、記録 30~40 mm 程度が得られ、これは 1 回の実験時間 2~3 時間に対して、前後の感度検定の結果、かなり安定して使用出来ることが確かめられた。

又実験条件を定める水深は、マイクロメーターヘッドの先に針を取付け、棚上の一定位置で測定し、1/10 mm の精度で決定した。Fig. 3 の後方に見えるものは、この水深の測定装置である。

実験水槽の内側、陸棚模型を組立てた部分を除く 3 方の壁の前面には、金網とプラスチックフィルムの切くずで作った、巾 30 cm の消波装置をめぐらして、反射波の減少につとめた。

3. 直線状にのびた階段形陸棚の場合

3-a. 実験方法

Fig. 4 に示すような、階段形の横断面をもつ陸棚が、紙面に直角の方向に、直線状に無限に続いている場合については、長波領域の edge wave の特性が理論的によく知られ

7) W. G. VAN DORN, "Theoretical and Experimental Study of Wave Enhancement and Runup on Uniformly Sloping Beaches," *Scripps Institution of Oceanography Report*, 66-11 (1966).

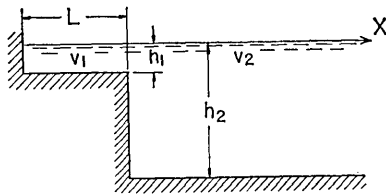


Fig. 4. Depth profile of the shelf.
 L : width of the shelf
 h_1, h_2 : depth of water
 v_1, v_2 : phase velocity of a plane wave with period T

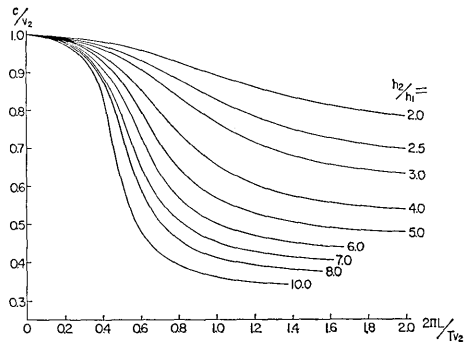


Fig. 5. Theoretical dispersion relation of phase velocity, corresponding to the depth profile shown in Fig. 4.

ている⁸⁾⁹⁾。例えば位相速度について、外海の水深 h_2 と、陸棚上の水深 h_1 の比 h_2/h_1 を種々に変えた場合について計算して見ると、Fig. 5 に示すような分散曲線を描くことが出来る。図において縦軸は edge wave の位相速度 c を、外海の長波速度 v_2 に対する比としてとっており、横軸は角周波数の無次元量として、 $2\pi L/Tv_2$ をとってある。こゝに L は陸棚の巾、 T は波の周期である。

さて、模型実験でこのような性質を確かめようとするわけであるが、実験においては限られた大きさの水槽を使用するため、有限の長さの陸棚となり、棚終端の反射波の問題がある。通常このような問題の解決には、消波装置を使用するが、吾々の場合の種々な試みでは、反射率を 10% より低くすることは出来なかった。従ってこの反射の影響を除去するより、むしろ終端に直立壁を設けて、波をなるべく完全に反射させて、棚上に定常波をつくり、その波長から位相速度を計算する方法をとることにした。今、岸から沖に向けて、棚に直角の方向に x 軸をとり、又反射壁から棚に沿って y 軸をとる。 x 軸方向の振巾分布を $A(x)$ であらわすと、反射壁の方へ向けて進行する edge wave は、

$$\eta_i = A(x) \cos(ny + \omega t)$$

と書くことが出来る。又反射率を r とすれば、反射壁からの反射波は、

$$\eta_r = rA(x) \cos(ny - \omega t)$$

となる。従って棚の上に生ずる定常波は、

$$\eta_i + \eta_r = \sqrt{(1+r^2)[A(x)]^2 + 2r[A(x)]^2 \cos 2ny} \cos(\omega t + \delta)$$

8) K. SEZAWA and K. KANAI, "On Shallow Water Waves Transmitted in the Direction Parallel to a Sea Coast, with Special Reference to Love-waves in Heterogeneous Media," *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **17** (1939), 685.

9) K. NAKAMURA, "The Generation of Edge Waves by Cylindrical Waves impinging from the Outer Sea," *Sci. Rep. Tohoku Univ., Geophys.* [v], **14** (1962), 27.

となる。こゝに

$$\delta = \tan^{-1} \frac{(1-r) \sin ny}{(1+r) \cos ny}$$

である。

即ち $\eta_i + \eta_r$ の波の包絡線は $y=0$ で極大, $y=\pi/(2n)$ で極少, そして $y=\pi/n$ で再び極大となる。それ故造波装置によって一定周波数の連続正弦波を棚の上に与えて, 棚の終端直立壁からの反射波との間に生じた定常波の包絡線を測定する。そしてその振巾が極小になる位置を y_{\min} とすれば, 与えた波の周期 T から, edge wave の位相速度として, $c=4y_{\min}/T$ によって計算することが出来る。実際には, y_{\min} のかわりに $(y_{\min} + y_{\max})/2$ をとった。

実験は, 棚巾 $L=40, 25, 18, 12, 6$ cm, 外海・陸棚の水深比 $h_2/h_1=10, 8, 7, 6, 5, 4, 3$ の種々な組合せについて行なった。尚 h_2/h_1 を変えた場合の外海及び棚上の水深は Table 1 の値となる。

Table 1. Water depths used in the experiments.

h_2/h_1	10	8	7	6	5	4	3
h_1 (mm)	12.4	15.9	18.6	22.3	27.8	37.2	55.8
h_2 (mm)	124.0	127.2	130.2	133.8	139.0	148.8	167.4

測定の方法は, 先ず造波装置を或一定回転数で運転しておき, 波高計の1台を棚終端の反射壁から, 波長に応じて2~10 cm 間隔で棚に沿った方向に移動しつつ, 数波づつの記録をとって行く。同時に予め予想される振巾最大値を示す地点で, 棚に直角の方向へ, もう1台の波高計を逐次岸から沖合へ移動させて, 棚上から外海までの10数点の記録を得る。このようにして, 1つの周期について, 定常波の包絡線と, 棚に直角方向の振巾分布の測定が完了したら, 造波装置の回転数を変更して, 別の周期について同様の測定を繰返す。この方法で h_2/h_1 の各値について, 5~12 回程度周期をかえて測定を行なった。

3-b. 長波領域における実験

実際に実験で得られた記録の1例を示すと Fig. 6 のようである。上半部に示すものは棚方向に沿った測定であって, $y=30$ cm 付近で振巾が小さくなり, 又更に y が大きくなると共に振巾が増加して行く模様が見えている。下半部は棚に直角な方向の振巾分布であって, $d=40$ cm は棚の端に相当する。

この様な記録の棚方向についての周期別の波高読取値の実際の1例を Fig. 7 に示す。多くの実験において, この様に定常波の包絡線はかなり理論値に近く, 棚終端の反射壁か

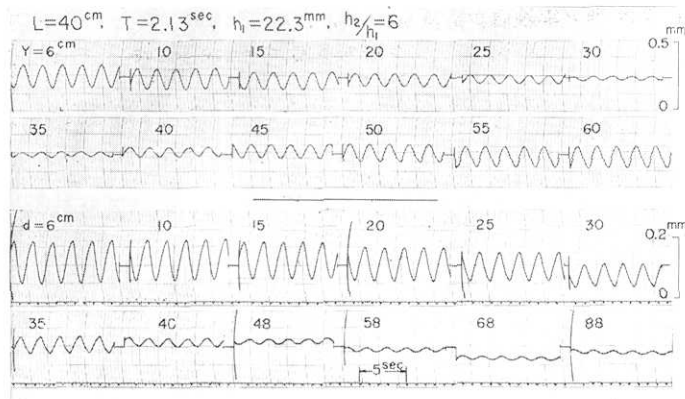


Fig. 6. An example of records obtained by means of a standing wave method.

upper : along the coastline
lower : normal to the coastline

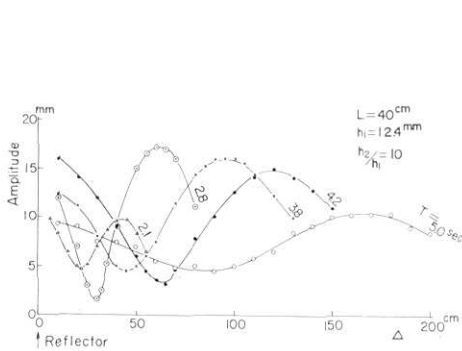


Fig. 7. Observed amplitude envelopes in front of a reflector for various wave periods.

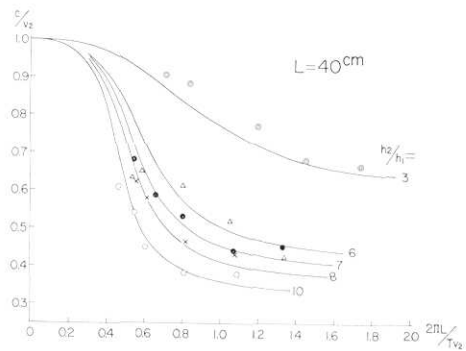


Fig. 8. Comparison of experimental and theoretical phase velocities in the range of long wave length.

solid line : theoretical

ら第1の極小までの距離と、第1の極小から第1の極大までの距離は殆ど等しい、このことから edge wave の位相速度を求めるのに、定常波法は有効であると考えられる。

そこで先ず比較的周期の長い、長波と考えられる領域について実験を行った。この場合陸棚の中 L は 40 cm とし、水深比 h_2/h_1 を 10, 8, 7, 6, 3 として実験した。この結果から求めた位相速度は、Fig. 8 に図示される点である。縦軸は位相速度 c を外海の波の速度 v_2 で割った値で示してあるが、この場合外海の水速は、短い周期において、長波速度より 2~3% 遅くなるので、 v_2 として中間波速度を採用した。又横軸は角周波数に相当する無次元量である。図中実線で示す曲線は、実験での h_2/h_1 に対応する理論的な分散曲

線である。結果は殆ど実験値が計算値に一致することを示して、吾々の実験において、棚の上を進行している波は、分散の面から見て edge wave であることが確かめられる。

一方棚に直角な方向での振巾分布の結果の1例を示すと Fig. 9 のようになる。横軸 d は岸から沖合に向けてはかった距離であって、 $d=40\text{cm}$ は棚の端に相当する。又縦軸は

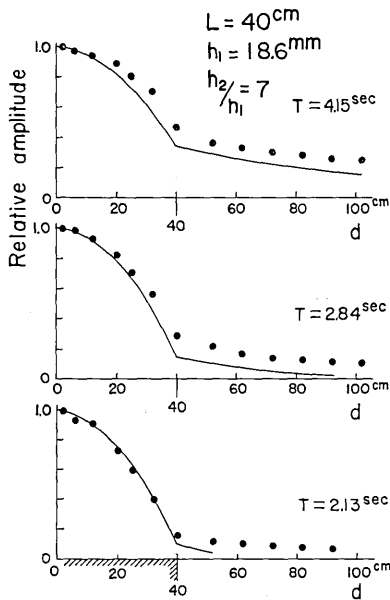


Fig. 9. Observed amplitude profile normal to the coastline.
solid line : theoretical profile

岸における振巾に対する、相対振巾で表わしてある。黒丸は実験の結果であり、実線は計算によって求めた、理論的な断面の振巾分布である。この結果はかなりよい一致を示しているが、棚の外の方で計算値と実験値のずれが増加する傾向がある。これは、造波装置から測定位置までの棚の長さ、水槽の大きさによって制約を受けて、充分大きくとれないこと、棚のない3方の水槽壁面の反射の影響、棚終端の直立壁の反射が理想的に行なわれているかどうか、など種々の影響が考えられる。

しかしながら以上の結果は、理論によく一致した波速の分散性、ならびに横断面の振巾分布を持つ edge wave が水槽内で再現され得ることを示している。

3-c. 中間波領域における実験

次に棚巾の異なった場合について実験を行ったが、棚巾を 40cm より広くすることは水槽の大きさから見て不適当であり、せま

くすることは、実験を行なう波の周期を短かくすることになり、波は中間波領域に入ることになる。

こゝで中間波領域に入った場合、位相速度の分散曲線はどのようなになるかを考えて見る必要がある。

今陸棚上の水面上昇を η_1 、外海のそれを η_2 とすれば、edge wave は次のようにおかれる。

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= a_1 \cos m_1 x \cos (ny - \omega t + \varphi) & 0 < x < L \\ \eta_2 &= a_2 \exp(-m_2 x) \cos (ny - \omega t + \varphi) & L < x \end{aligned} \right\}$$

こゝに、 $m_1^2 + n^2 = k_1^2$ 、 $-m_2^2 + n^2 = k_2^2$ であり、 k_1 、 k_2 は

$$\omega^2 = g k_i \tanh k_i h_i \quad (i=1, 2)$$

で与えられる。境界条件として、棚の端で水位及び流量の連続を仮定すると、 $x=L$ で、

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= \eta_2, \\ \int_0^{-h_1} u_1 dz &= \int_0^{-h_2} u_2 dz. \end{aligned} \right\}$$

ここに u_1, u_2 は棚上、外海での x 方向への水粒子速度であり、 z 軸は鉛直上向きにとつてある。これから edge wave の分散特性に関する式は、

$$\tan m_1 L = \frac{m_2}{m_1} \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2, \quad v_i = \omega/k_i \quad (i=1, 2),$$

となる。これを計算に便利なように書き直すと、

$$\tan \alpha \sqrt{\gamma^2 - \beta^2} = \gamma^2 \sqrt{\frac{\beta^2 - 1}{\gamma^2 - \beta^2}}$$

となる。ここに $\alpha = \omega L/v_2$, $1/\beta = c/v_2$, $\gamma = v_2/v_1$ である。長波の場合には $\gamma^2 = h_2/h_1$ となつて、通常の長波的な edge wave の分散特性式になる。

中間波の領域では、周期が短くなるに従つて、水深の深い外海の波の速度は遅くなるので、速度比 v_2/v_1 が小さくなって行く。従つて中間波領域での分散曲線は、周期が短くなるにつれて、定性的に長波の場合の分散曲線の水深比が見掛け上小さくなった場合の様な性質を示し、長波と仮定した場合の分散曲線よりも上方に湾曲するようになる。Fig. 10 に中間波領域に入った場合の分散曲線を示してある。図中点線は、 $h_2/h_1=10$ の場合の長波と仮定して計算した edge wave の分散で、 $L=12 \text{ cm}$ の場合 $2\pi L/(Tv_2) > 0.4$ では中間波領域となるので、実際には実線の $h_2/h_1=10$ で示すような分散特性となる。 $h_2/h_1=5$, $h_2/h_1=4$ の場合、相当に上方に湾曲していることは、Fig. 5 に示した長波領域における分散曲線と対比すると明瞭である。以下の実験について比較に用いた理論分散曲線は、中間波についてのものである。

先ず $h_2/h_1=7$ の場合に、棚巾を 40 cm から 6 cm まで変えた実験結果を Fig. 11 に示す。横軸に角周波数 $\omega=2\pi/T$ をとり、縦軸は前節同様 c/v_2 をとつてある。図中実線で示した曲線は、先に述べた理論的な分散曲線の計算値である。これによると実験値はいずれも計算値より系統的に左下方に下がっていて、その量は棚巾 L が小さい程大きいように見える。この原因について、波が長波領域をはずれたためによるものとするならば、図の右方周期の短い方でこの影響が大きい筈である。(図中、2本の縦の点線は、外海の波の速度が、長波速度の 95%、90% に相当する角周波数を示す。) しかしながら、計算からの実験値のずれは、周期に殆ど関係していない。又水の粘性による波の速度の低下は、この実験の範囲ではきわめてわずかで、実験値のずれを説明することが出来ない。

今若し、棚巾に補正を加えて、実験値に最もよく合うような棚巾を求めてみると、図中に点線で示した分散曲線を持つようになる。これは、かなりよく実験値と一致しており、

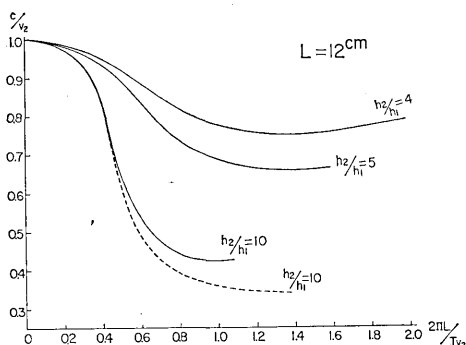


Fig. 10. Theoretical dispersion relation of edge waves in the range of intermediate wave length.

broken line : theoretical curve based on the long wave approximation

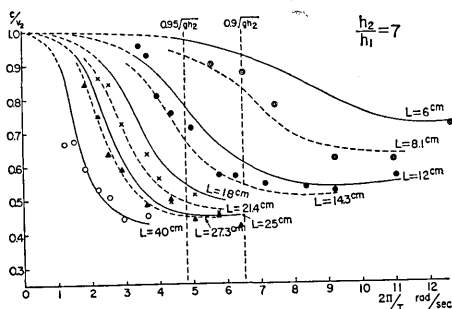


Fig. 11. Observed phase velocity as a function of angular frequency for various widths of the shelf.

solid line : calculated dispersion curve
dotted line : dispersion curve with shelf width correction

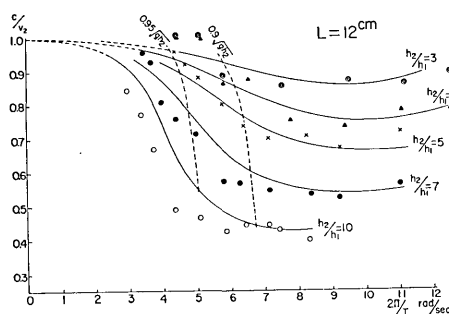


Fig. 12. Observed phase velocity as a function of angular frequency for various depth ratio.

solid line : calculated dispersion curve

実験の場合、現実の棚巾よりわずかに広い、見掛けの棚巾を考慮する必要があるかもしれない。

次に棚巾を 12cm に一定にして、水深比 h_2/h_1 を変えた場合の結果を示すと、Fig. 12 のようになる。前回同様実線の曲線は分散曲線の計算値であり、 h_2/h_1 が 3~5 では、実験値は計算値の上下にばらついているが、一応よい一致を示している。しかし h_2/h_1 が 7 の場合と 10 の場合は、実験値は前図の場合と同様に、計算曲線の左下方に系統的に並んでいて、この場合も棚巾を少し広げた計算曲線によく合うようになる。

棚巾の特に広い場合、水深比の特に小さい場合を追加すると Fig. 13, 14 のようになる。この両者については、実験値と計算値はかなりよく一致している。

一方棚に直角な断面の振巾分布について、Fig. 15 にその 1 例を示す。即ちこれは棚巾

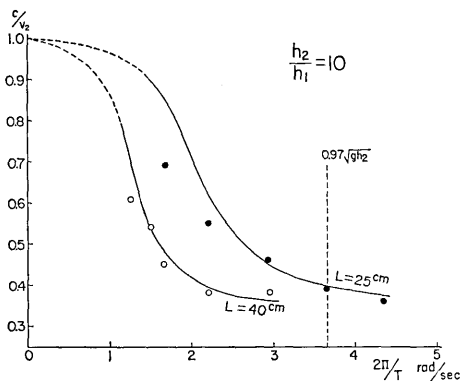


Fig. 13. Observed phase velocity as a function of angular frequency for the cases of relatively large shelf width with $h_2/h_1=10$.
solid line : calculated dispersion curve

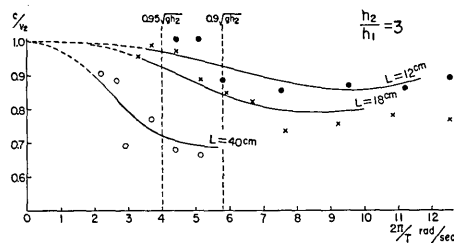


Fig. 14. Observed phase velocity as a function of angular frequency for cases of relatively large shelf width with $h_2/h_1=3$.
solid line : calculated dispersion curve

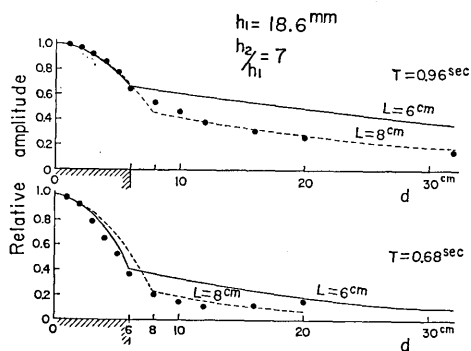


Fig. 15. Observed amplitude profile normal to the coastline.
solid line : theoretical profile
dotted line : theoretical profile with shelf width correction

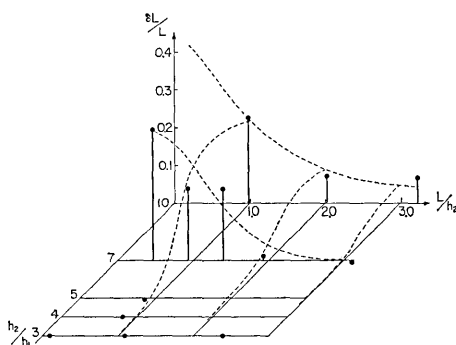


Fig. 16. Correction factor of the shelf width to obtain the best adjustment of theory and experiment.

6cm, 水深比7の場合であるが、黒丸で示す点は実験値、実線は理論からの計算値である。これは棚の外方で著しく相違がある。今分散曲線の面から棚巾を拡げて考えたように、棚巾を2cm 拡げた場合の振巾分布を計算して見ると、図中に点線で示した様になり、これは非常によく実験値と一致する。

以上分散曲線と断面振巾分布の両面から見て、実験の場合見掛け上棚巾を広く考えるべきであるということは確かのようなのである。今この棚巾を拡げる量を δL とし、棚巾や水深比に対してどのように変るかを求めて見ると、Table 2 および Fig. 16 のようになる。

即ち水深比 h_2/h_1 が 3~5, 又棚巾 40 cm に関しては, 補正の必要がない. 又棚巾がせまく, 水深比が大きくなると補正量が大きくなる.

この理由としては, 吾々の計算の場合は境界条件として, 陸棚と外海の境界線で流量を連続させているが, 実際の実験においては, 棚上と外海の水の流れについて, 境界付近で鉛直流の影響が入り, 湾振動における湾口補正に対応するような補正中を必要とするのではないかと考えられる.

Table 2. Correction for a shelf width, $\delta L/L$ and δL (in parentheses, unit : cm).

L \ h_2/h_1	10	7	5	4	3
6 (cm)		0.346 (2.08)			
12	0.226 (2.72)	0.189 (2.26)	-0.043 (-0.52)	0	0
18		0.189 (3.41)			0
25	0.073 (1.83)	0.09 (2.26)			
40	0.067 (2.68)	-0.007 (-0.28)			0

4. 階段形陸棚が直線から円弧状に曲がる場合

4-a. 連続した周期波による実験

1) 模型及び実験方法

前章において, 直線状の陸棚の場合, 吾々の実験装置では満足すべき理論と実験の一致が見出されたので, 次に同じ階段形の陸棚が直線から円弧状に湾曲した場合について実験を行う. この様な問題は理論的には未だ解かれていない問題であるが, 実際地形としては, 例えば千島, 北海道から東北地方にかけての大陸棚のような場所に対応するとも考えられ, 極めて興味のある問題である.

吾々は, 前章の直線状陸棚の終端に近い部分に, 同じ構造の新たな円弧状陸棚模型を付加した. 棚巾 $L=25$ cm, 棚上水深 $h_1=10.7$ mm, 外海水深 $h_2=85.6$ mm, 水深比 $h_2/h_1=8$ とし, 造波装置より約 280 cm の区間は直線であり, そこから 1/4 半円弧を画いて湾

曲する。円弧部分の半径は陸岸部で 115 cm, 従って棚と外海の境界が画く円弧は 90 cm の半径となる。円弧部分を終わると約 90 cm の直線部分があり, その終端の棚上には傾斜板による消波装置がつけられている。

測定装置は前章の実験に用いたものと全く同一である。

今回は 2 次元的ひろがりをもって測定する必要がある。先ず測定点の座標を定める。即ち陸棚の最終端から陸岸に沿って測った距離を l cm とし, 又 l の位置で棚に直角に外海に向けて測った距離 (円弧状の部分では陸岸から円弧の中心点へ向けて測った距離) を d cm とし, l と d の 2 つによって測定点の座標を表わすことにする。このような表現によると吾々の模型で, 円弧部分はおよそ $l=280$ cm から $l=95$ cm の部分にあたり, 最も造波装置に近い測定点は $l=400$ cm (波源から 160 cm) であった。又 $d=25$ cm は棚と外海の境界にあたる。

実験は, 陸棚上に, 造波装置で一定周期の連続正弦波を与え, 3 個の波高計を用い, 1 個を一定点 ($l=330$ cm, $d=2.7$ cm) に固定して位相測定の基準とし, 他の 2 個の波高計を移動しながら使用した。すなわち 1 個は $d=2.7$ cm 一定で $l=400\sim 60$ cm の範囲の岸に沿って測定し, 他の 1 個は適宜の l で $d=2.7\sim 100$ cm の範囲の棚に直角の方向の測定を行い, 円弧でかこまれた水面を含んで, 2 次元的拡がりの測定を行なった。波高計の相対感度は, 同一箇所を重複測定することで較正し, 又実際の水面の波高は最も振巾の大きい測定点でも 0.5 mm を越えない範囲におさえた。

2) 棚に沿った方向についての結果

この様な測定について先ず棚にそった方向についての結果について述べる。Fig. 17 に棚に沿った方向の振巾, 位相の測定結果の一部を図示する。横軸には岸に沿った座標 l をとり, 縦軸には記録上の全振巾の読取値を上図に, 位相の変化を下図に示してある。これによると振巾は, 周期 $T=5.0$ sec の場合は, 次節でも述べるように波長が長い場合特別

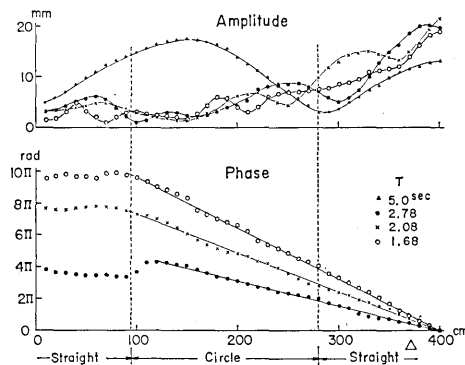


Fig. 17. Amplitude and phase changes of waves propagated along the coastline.

であるが、他の周期についてはいずれも、波の進行と共に漸次減衰してゆく。そして途中いくつかの周期的な変動を繰り返している。変動の波長は周期が短くなると共に短くなり、極大極小の位置も移動する。又位相は $L=400\sim 280$ cm の直線部から、 $L=280\sim 100$ cm の円弧部にかけて、共に一様な位相変化を示して、かなりよく1つの直線に乗っている。しかしながら棚が再び直線部になる $L=100\sim 20$ cm では殆ど同相であることがわかる。このことは $L=400\sim 100$ cm の範囲では、或る一定の位相速度をもって岸に沿って進行する波が顕著であるが、 $L=100$ cm 以下ではそれが他の種類の波によってかくされて判別出来ないということを示す。今この速度を各周期の場合について求め、又それぞれの波長を計算すると Table 3 のようになる。

Table 3. Period, phase velocity and wave length of waves propagated along the shelf.

period	T (sec)	2.78	2.57	2.45	2.29	2.08	1.85	1.68	1.49
phase velocity	c (cm/sec)	45.6	42.8	41.5	41.0	39.5	38.7	37.2	35.8
wave length	λ (cm)	127	110	101.6	93.6	82.1	71.5	62.5	53.4

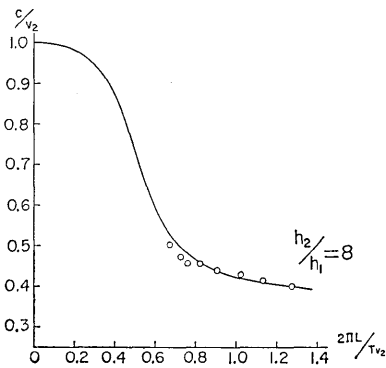


Fig. 18. Observed phase velocity of waves propagated along the coastline from $L=400$ cm to 100 cm for the case $h_2/h_1=8$.
solid line : calculated dispersion curve

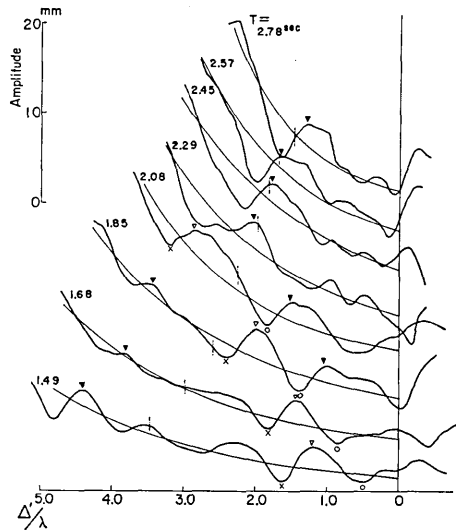


Fig. 19. Amplitude change of waves propagated along the coastline. Origin of the distance scale is at the end point of the curved coastline and the distance is measured in terms of the respective wave length λ .
fine line : the best fitted exponential curves

これら各周期の位相速度を、edge wave の分散曲線上に記入すると Fig. 18 のようになる。この場合前章の直線状陸棚の実験によって得られた棚巾の補正值を 2cm とし、分散曲線に中間波領域としての補正を入れてある。つまり位相速度の面から見ると円弧状の棚に沿って edge wave が伝播しているといえそうである。

しかし振巾の面から見ると、かなり激しい減衰と顕著な周期的変動があり、単に edge wave のみでなく、相当な量の他の mode の波の存在を考える必要がある。このことについては後に更に検討するが、ここでは振巾の変動の極大極小の位置についてしらべて見る。Fig. 17 に示したような Δ と振巾の関係を、横軸を Δ/λ に変換して示すと Fig. 19 のようになる。ここに Δ' は $\Delta=95$ cm 即ち円弧の終端を原点にとった坐標である。図中太い実線のカーブは各周期における陸棚に沿った振巾分布であり、細い実線で示したものは、それに最も適合するように定めた指数函数の形である。また鎖線は円弧の始端の位置をあらわす。この図から見ると、周期の長い4つのものは、形が比較的良好に似ていて、顕著な極大がほぼ円弧の始端の位置にあらわれているが、周期の短いあとの4つの場合は円弧の始端より約1波長前方に極大があらわれる。しかしそのあと円弧部分に入ってから変動が大きく、その極大および極小の位置は周期によって順次に移動しているように見える。そして変動の波長はほぼ波の波長に等しい。

又振巾の減衰は周期によって異なり、周期の長いものほど大きい傾向が見える。この減衰については、更に水深比 h_2/h_1 が 6, 7, 10 の場合についても実験を行なった。これらについては後節、孤立的な波を与えて行なった実験結果を述べる際に、一括して述べることにする。

3) 振巾・位相の平面分布

次に2次元のひろがり、測定結果をしらべて見ると、Fig. 20 に各測定点の振巾、および位相について、等高線、等位相線で表示したようになる。図において左側は振巾、右側は位相であり、周期の順に配列した。図中小さい黒丸で示す点は測定点である。

先ず最も周期の長い 5.0 sec についていえば、外海の長波速度から推定される波長は 455 cm であり、円弧の半径に比して相当に長い。従って円弧の湾曲の内側における反射などは、複雑さが少く、 $\Delta=20$ cm から 260 cm に至る部分と、 $\Delta=300$ cm 以上の部分とでは位相が完全に π だけずれて振動している。即ち $\Delta=290$ cm の位置で外海に向けて直角に出た部分が振動の節となり、腹は円弧の中央より少々上方 $\Delta=150$ cm の辺にあらわれている。従ってこの場合円弧状の棚の上に進行性の edge wave が存在するとはいえない。

次に他の3つの周期の場合は、棚の上に振巾の大きい部分と小さい部分が交互に連り、又円弧の終端部付近 $\Delta=100\sim 120$ cm での外海は、いずれの場合も振巾の低い部分が存在する。又 $\Delta=220$ cm 付近の断面上では、振巾の大きい山の部分が存在し、周期が短くなるにつれて、棚の外方から内側へ移動している。 $\Delta=60$ cm 付近の直線部では、棚の外方

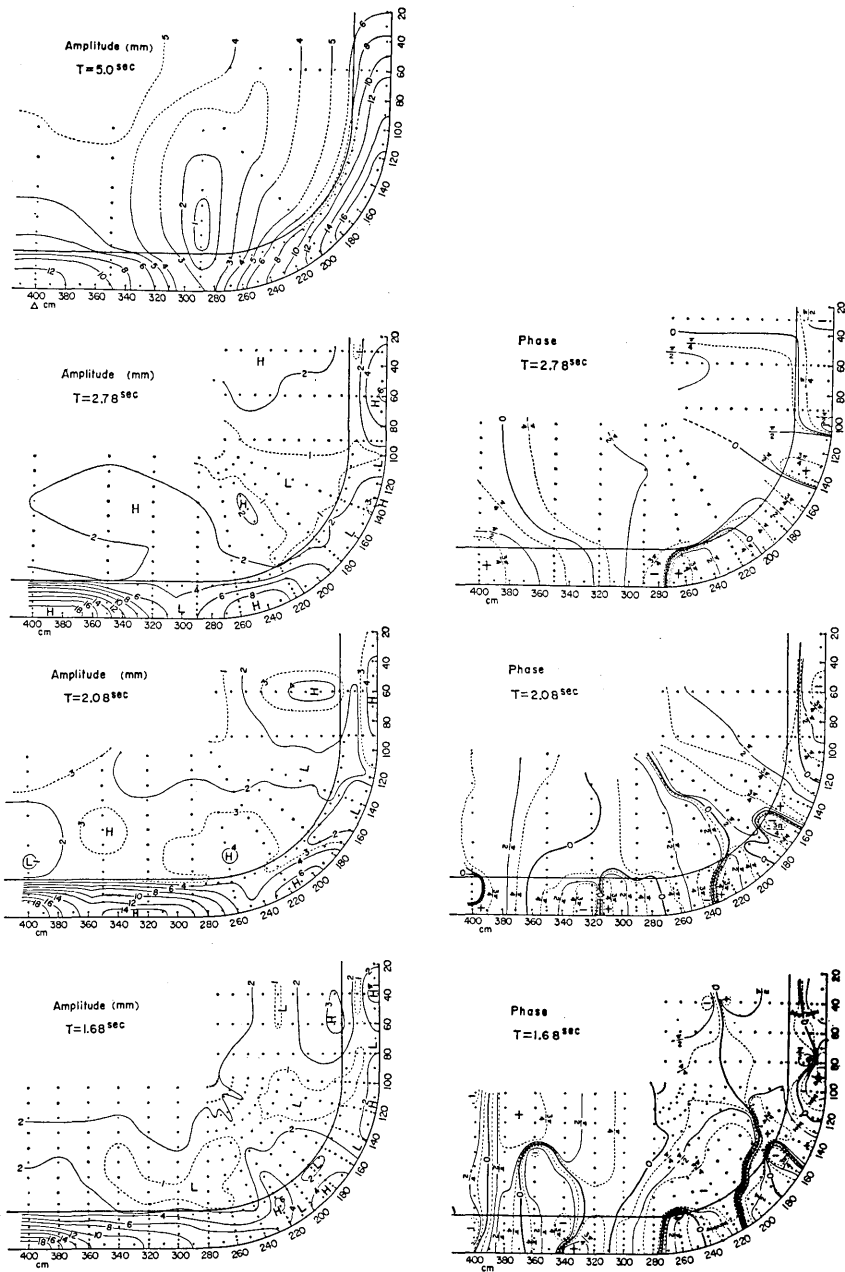


Fig. 20. Two-dimensional distributions of amplitude and phase for various periods. Positions of measurement are shown by dots.

の振巾の高まりが顕著である。

位相図から見ると、棚の上では短い波長で位相が変化するが、外海ではその波長が長い。等位相線の向きは、 $d=400\text{ cm}$ 付近では棚に直角であり、棚に平行に波が進行しているが、円弧部分ではその向きを稍々かえて、棚に向って進入するような方向を示す。更に円弧部分を過ぎて $d=90\text{ cm}$ 以下の部分では、等位相線は棚にほぼ平行となり、波は完全に棚に直角に出入するように見える。

以上を概観して、直線部の状況は比較的簡単であるが、円弧の部分については、その模様はかなり複雑である。これをもう少し見易くするため、振巾と位相から、各点の同時刻の等振巾線を書いて見た。Fig. 21 は周期 2.08 sec の場合について行なったもので、或る時刻を 0 とし、それより $1/2$ 波長の間を $\pi/4$ づつの間隔で区切り、それぞれの時刻における振巾の等高線を描いた。これによって、例えば振巾 0 の線を追跡すると、外海の波長の長い波、棚上の波長の短い波が、夫々進行して行く模様を見ることが出来る。

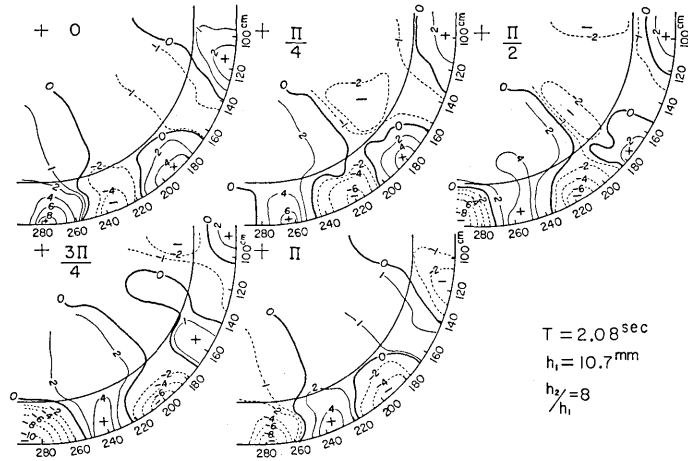


Fig. 21. Time variation of water level during a half period calculated from the observed amplitude and phase.

4) 振動のモード

さてこの様に棚の上を伝わって行く波や、外海に存在する波がどのようなモードのものであるかを、もう少し詳しくわきしらべることにする。

直線状の陸棚の場合、棚付近にとどめられて棚に沿って進行する trapped mode の波と、棚の内外に波の energy が自由に入出入する leaky mode の波との 2 つを計算することは容易である。

今棚に直角な断面の振巾分布よりこの問題を検討するため、Fig. 22~24 に各坐標 d の断面振巾分布を示した。図中黒丸で示した点はその測定値である。夫々の図は周期 2.78

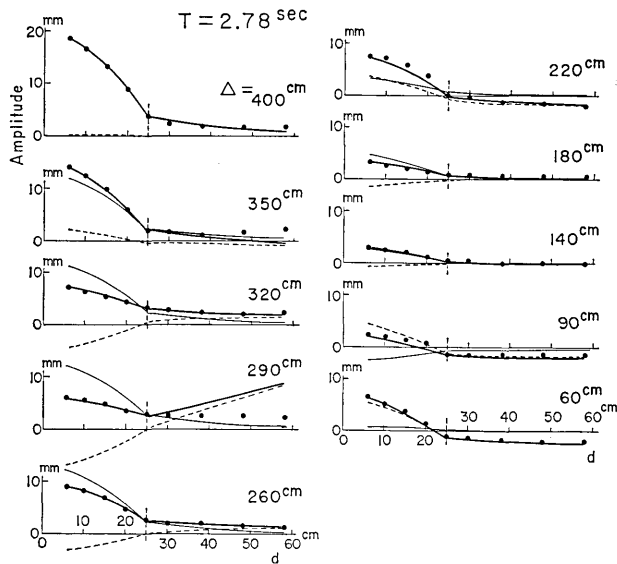


Fig. 22. Amplitude profile normal to the coastline.

black dot : measured value fine line : calculated trapped mode
 broken line : calculated leaky mode thick line : superposition of two modes

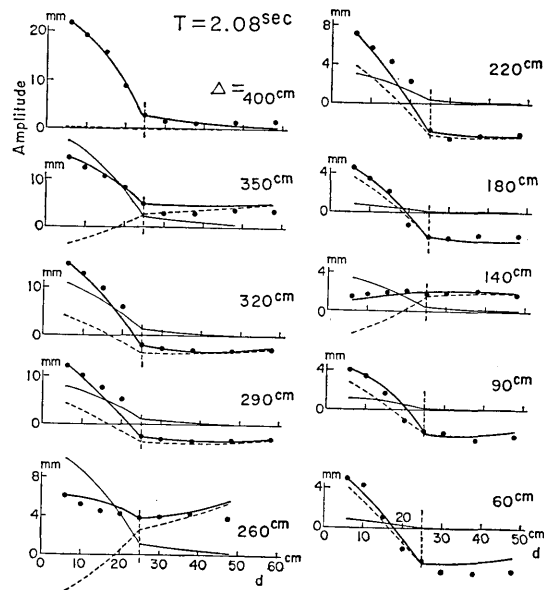


Fig. 23. Amplitude profile normal to the coastline.

black dot : measured value fine line : calculated trapped mode
 broken line : calculated leaky mode thick line : superposition of two modes

sec, 2.08 sec, 1.68 sec の場合に対応するが、いずれも $\Delta=400\sim 290$ cm は最初の直線部、 $\Delta=280\sim 100$ cm は円弧部、 $\Delta=90$ cm 以下は後につづく直線部である。又 $d=25$ cm は棚の端を示している。

先ずこれらの断面振幅分布の内、前の直線部と後の直線部の2つの部分に着目すると、前者は trapped mode、後者は leaky mode として計算された振幅分布によって一応の

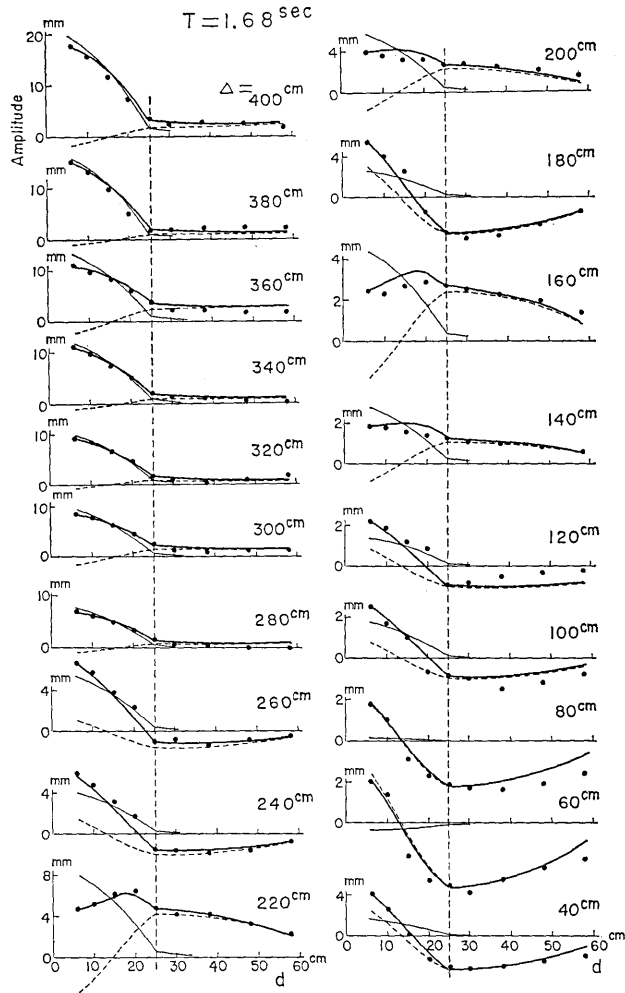


Fig. 24. Amplitude profile normal to the coastline.

- black dot : measured value
- fine line : calculated trapped mode
- broken line : calculated leaky mode
- thick line : superposition of two modes

説明は可能である。しかし、今この2つのモードが重畳して存在するものとし、測定された断面振巾分布を最もよく説明することが出来るような、2つのモードの振巾の割合を求めて見る。ここでは簡単のため $d=6\text{ cm}$ 及び 25 cm の2点で実験値と理論値を一致させるようにして、係数を求めた。このようにして求めた trapped mode は図中に細い実線で示し、leaky mode は点線で示すものであり、そして両者の合成は太い実線で示してある。これを見ると各断面における測定値は、計算値とよく一致しているといえよう。即ち、前の直線部では、大きい trapped mode に僅かの leaky mode が含まれ、後の直線部では逆に、leaky mode に僅かの trapped mode が含まれている。

ところでこの様なやり方を、円弧の部分についても拡張したらどのようになるだろうか。前節 Fig. 20 で示した位相図から棚に対する入射角を推定した上で、直線部におけると同様に2つのモードの振巾を計算して、 $d=290\text{ cm}$ から 100 cm の範囲の断面振巾図に記入した。この図を見ると、棚上・外海ともかなりよく測定値と計算値が一致して矛盾を生じていない。このことは、波長が円弧の半径に比して短い実験の場合、上述の手段もある程度妥当であることを示している。

又周期 1.68 sec の場合、円弧部分における断面振巾分布が非常に似たものが2ヶ宛存在することに注意したい。即ち 220 cm と 160 cm , 200 cm と 140 cm のものであって、これは夫々形が全く相似であって、この事は周期の短い場合には、円弧部分の振動の様子は、かなり周期的な規則性を持ったものであることを示している。

さてこのようにして、測定された波が trapped mode と leaky mode に分離されるものとすれば、その岸における振巾はどのようになっているかを Fig. 25 にあらわした。図は上より夫々周期 2.78 sec , 2.08 sec , 1.68 sec の場合であって、岸に沿った坐標 d を横軸にとって、細い実線で trapped mode の振巾を、点線で leaky mode の振巾を示している。又太い曲線は $d=2.7\text{ cm}$ の位置における測定値である。

代表的な例として周期 1.68 sec の場合を見ると、 $d=400\sim 280\text{ cm}$ の直線部においては、trapped mode の波の振巾はなだらかに減衰しており、leaky mode の波は振巾がその約 10% であって、少々振動しているが、除々に小さくなっている。今 trapped mode の波の1波長間の energy の減少を、その profile について積分して求めた結果は、leaky mode の波をその profile を考慮して、水槽の巾全体にわたって積分して1波長の energy を求めた結果と殆ど一致する。このことは直線部における energy の減衰が、leaky mode の波による外海への逸散によるものであるかもしれないということを示唆している。

円弧の部分へ入ると trapped mode も leaky mode もその振巾が大きく振動してくる。又 trapped mode が減少している位置では、leaky mode が増大し、trapped mode が増大している位置では、leaky mode は逆相に増大するというように、互に相補的な関係があるように見える。これらの振巾変動の波長は波の波長と殆ど一致しているが、周期 2.78 sec , 2.08 sec の場合は、少々長くなる。

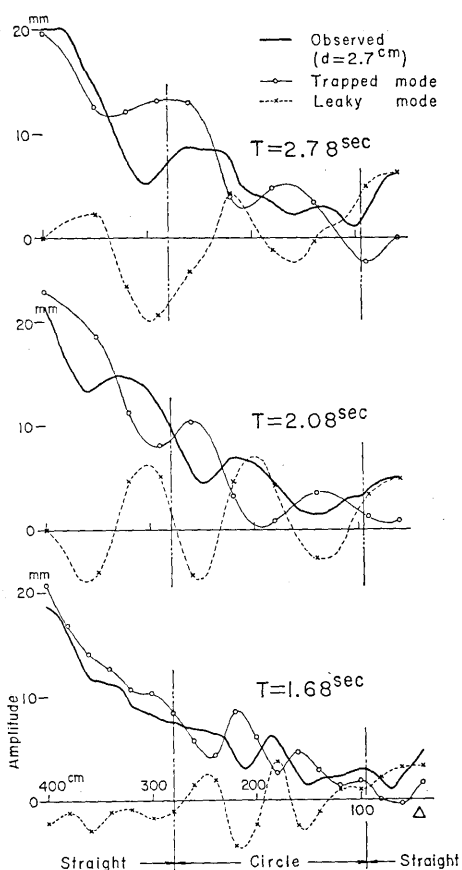


Fig. 25. Estimated amplitudes of the trapped and leaky modes along the coastline.

円弧部分を出て再び直線部に入ると、trapped mode は非常に小さく、leaky mode が大勢を占めるようになる。

今 trapped mode の振巾に対する leaky mode の振巾の割合をしらべて見ると、大略 Table 4 のような値となっている。即ち円弧の前後の直線部で、leaky mode と trapped mode はその割合が丁度逆転したような形となっている。

Fig. 26 は周期 1.68 sec の場合の分離された 2 つの mode を夫々等振巾線で表現したものである。 $L=400\sim 280$ cm で比較的単調に減衰した trapped mode が少々振動しつつ円弧を通過し、遂に 0 に近くなる様子があらわれている。一方 leaky mode については、円弧部分でかなり大きい振巾の standing wave を形成して、その部分では棚の方向

Table 4. Amplitude ratio of leaky mode to trapped mode.

T (sec) \ d (cm)	Straight 400~350	Circle 280~100	Straight 90~60
2.78	0.1	0.7	10
2.08	0.1	0.5~2	5
1.68	0.1	0.5	5

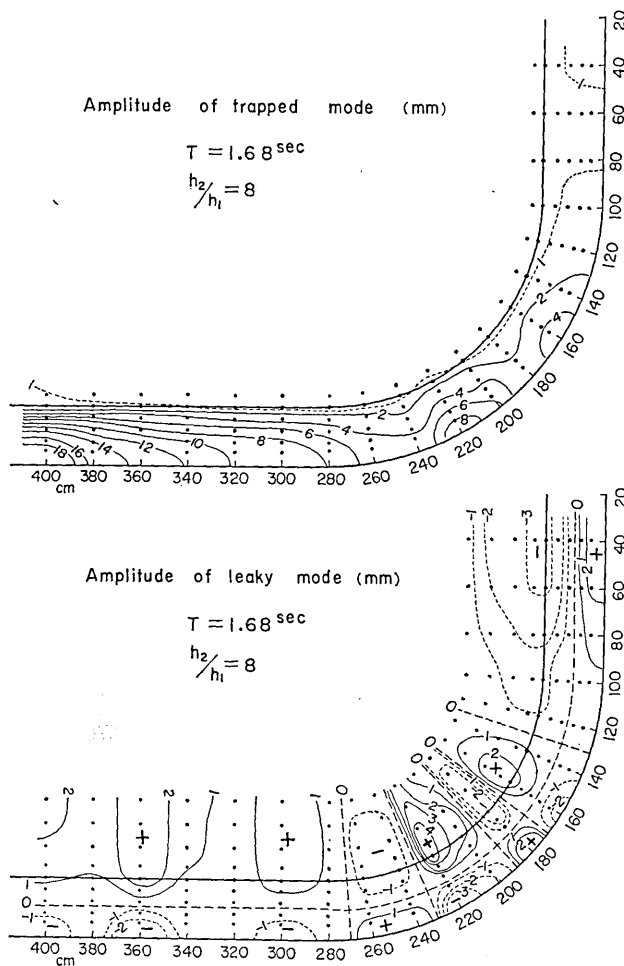


Fig. 26. Estimated patterns of the amplitudes of the trapped and leaky modes.

に対する波長は短い。しかしながら、円弧部を終ると棚の延長方向に波長は増大し、殆んど棚に垂直に入射する standing wave が形成されていることがわかる。

4-b. 孤立した波による実験

1) 実験方法と結果

前節迄、連続正弦波を与えた実験について述べたが、この節より孤立的な波を与えた場合について述べる。

陸棚の模型その他の装置は、従来のもと同じであるが、造波装置のプランジャーを駆動するクランク軸を、予め定めた静止位置から 1/2 回転、1 回転又は 2 回転させた所でモーターを停止して、孤立的な波を発生させることにした。又波高の測定は、3 個の波高計のうち、1 個を一定点に固定し、他の 2 個を 20 cm 間隔で逐次陸岸に沿って移動して行

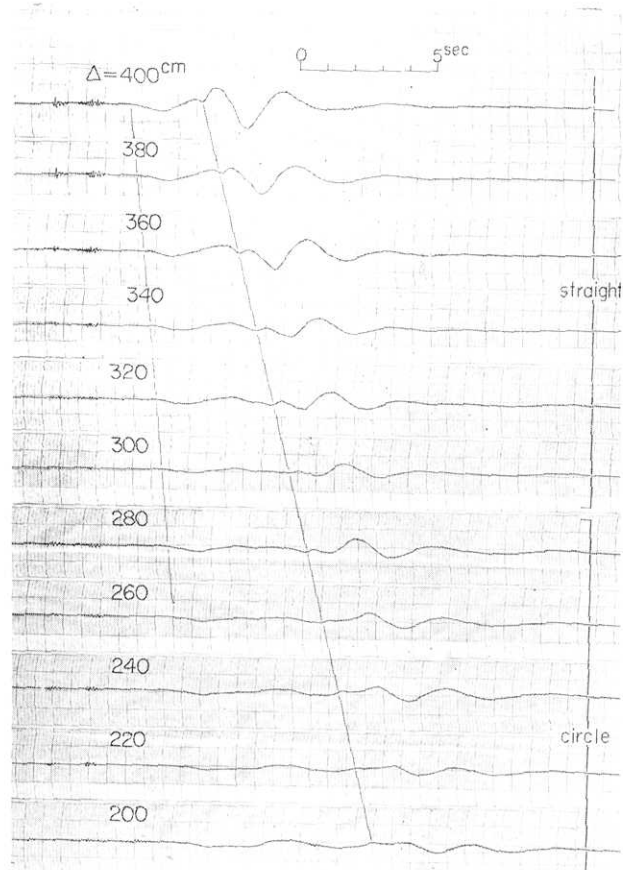


Fig. 27. A record of waves observed along the coastline in case of an aperiodic source. (depth ratio $h_2/h_1=8$)

った。従って測定完了までには、波高計を移動する毎に、全く等しい孤立波形をくり返して与える必要があるが、固定点の測定記録から、波形の再現性は極めてよいことが確かめられた。又実験は、連続波の場合と同様、実際水面の波高で 0.5 mm を超えない範囲で行なわれている。

外海と陸棚の水深比 h_2/h_1 、造波装置プランジヤー駆動軸 1 回転の時間 τ (sec)、および波を起すために実際に回転させたサイクル数 n について、Table 5 に示すような組合せで実験を行なった。

Table 5. Combination of the experimental conditions.

Depth ratio h_2/h_1	8	8	8	8	8	8	6	7	10	8	8
Time of a cycle τ (sec)	4.08	3.77	2.74	2.4	2.04	1.68	2.04	2.04	2.04	2.04	2.04
Wave generator cycle n	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1	2

しかしながら一般的性質については、どの場合についても共通であるので、こゝでは主として、 $n=1/2$ 、 $h_2/h_1=8$ 、 $\tau=1.68$ sec の場合について詳しい結果を述べ、 h_2/h_1 或は τ などの条件によって変化のある性質については、其の部分で例示するに止める。

このようにして行なった実験記録の 1 例を示すと Fig. 27 のようである。これは各測定点の記録を上から距離の順に、一つの図にまとめたものである。こゝで l は連続波の実験に用いた坐標と同じく、陸棚の終端から波源に向け岸に沿って測った距離である。各点の記録の最も左方に、短周期の小さい振動が見られるが、これは造波装置を駆動させる際の機械的衝撃によるもので、これを波源における波の発現時刻として各記録の時間軸を合せてある。各点の記録を見ると、距離によって逐次遅れて第 1 波が到着するが、其の後しばらく振動が続いた後、顕著な位相と共に、相当に振巾の大きい明瞭な波群が到着する。そして第 1 波と、後の大振巾波群との間隔は距離と共に広がって行く。即ち伝播速度に明らかな相違が認められる。

今この様な記録から、波の山谷の到達時刻を読み取って走時曲線をかくと Fig. 28 の様になる。横軸は陸岸に沿ってはかった距離であって、 $l=280\sim 95$ cm の範囲は円弧の部分である。第 1 波到達の走時から求められる波の速度は 91.5 cm/sec であり、これは外海の長波速度 v_2 に相当している。そして円弧部に入ると共に走時曲線が湾曲していること、およびこの走時の波源における intersect time から、第 1 の波は造波装置から発生した波が、直ちに外海を伝わって測定点付近で陸棚に入射、観測された波であることがわかる。次に記録の上で第 2 に現われた大振巾波群についての走時は図中 E の記号で示された走時群となって、明らかに分散性を示している。この波群の最初の到達位相は 32.4 cm/sec の速度を示し、これは棚の上の長波速度 v_1 に相当している。又この波群で振巾の最も大きい山又は谷に、大きな○印を付してあるが、この位相は階段形陸棚の edge wave の極

小群速度の理論値 $U_{\min}=24.8\text{ cm/sec}$ に近い速度で進行している。そしてこれらの波群が陸棚に沿って進行していることは、陸棚に沿って測った距離によって作られた走時曲線が、円弧部分に関しても、ほぼ直線状になっていることから考えられる。

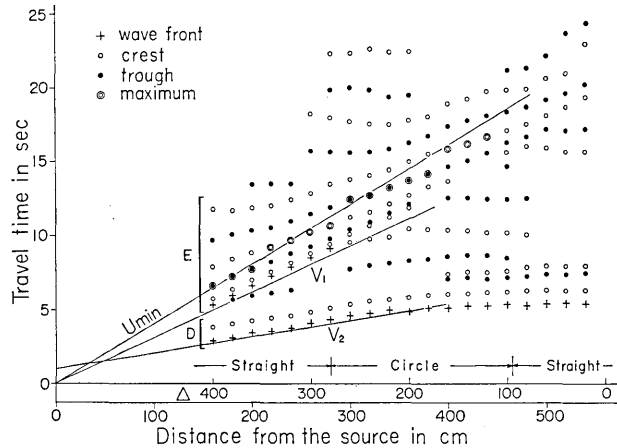


Fig. 28. Travel time graph of waves generated by an aperiodic source.

depth ratio $h_2/h_1=8$
 wave generator cycle $n=1/2$
 time of a cycle $\tau=1.68\text{ sec}$
 long wave velocity off the shelf $v_2=91.5\text{ cm/sec}$
 long wave velocity on the shelf $v_1=32.4\text{ cm/sec}$
 estimated minimum group velocity $U_{\min}=24.8\text{ cm/sec}$

2) 直接波

第1の波、所謂直接波について、その振巾 a_0 を記録紙上の全振巾で表わして、距離による変化を示すと Fig. 29 のようになる。この様に a_0 は最初除々に振巾が減少するが、円弧の中央部付近から又振巾が増大する。尚図中 a_m は遅れてあらわれる分散性波群の最大振巾である。

直接波の振巾 a_0 の減衰についてしらべて見ると、円弧に入らない最初の直線部のみについて Fig. 30 に示すようになる。この図は、造波装置の駆動速度が異なった場合のいくつかの例を重ねて表わしてあるが、振巾はほぼ距離 y に逆比例しているようである。これは波源から遠方における理論的な予想である $y^{-3/2}$ 、あるいは単純な幾何学的拡がりによる効果 $y^{-1/2}$ と異なって、その中間にある。

3) 分散性波群の振巾減衰

直接波に比べて、後続の分散性波群の最大振巾 (Fig. 29, a_m) の距離についての減衰は急激であり、指数関数としてあらわすことが最も妥当である。これは連続正弦波を与えた実験の結果とも一致する。しかし連続波源の場合は、振巾が平均値の上下に変動すること

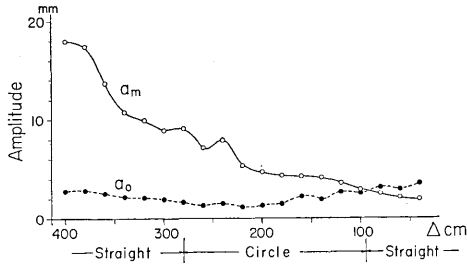


Fig. 29. Amplitude variation of waves observed along the coastline.

a_0 : initial wave (direct wave)
 a_m : maximum wave (edge wave)

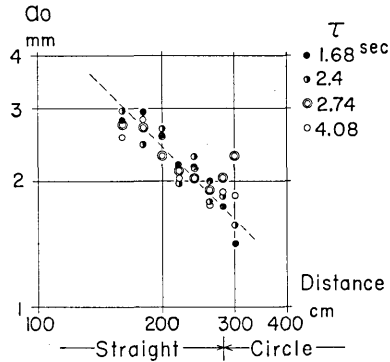


Fig. 30. Amplitude attenuation of the initial wave with distance for various aperiodic sources.

が見られたが、孤立波源の場合はその変動は比較的小さい。これは孤立的な波を与えた場合は、その含んでいるスペクトル成分の影響が重畳されるから当然のことであろう。

この分散性波群について更にくわしくしらべるため、各測定点の記録から、この波群のみをとり出して、Fourier 解析を行った。各測定点におけるスペクトル振巾を図に示すと、Fig. 31 のようになる。スペクトル振巾の極大はほぼ角周波数 2.25 rad/sec にあって、それより高周波域、低周波域共に単調に減少している。しかし測定点が $\Delta=280 \text{ cm}$ 以下の円弧部に入ると共に、低周波域に山や谷があらわれ、又高周波域にも小さい変動が見えるようになる。このような点を除けば全体としては、スペクトルの形が保存されているようである。 $\Delta=400 \text{ cm}$ の曲線に重ねて点線で示した χ の曲線は、瞬間点源による直線状陸棚の edge wave のレスポンス曲線であって、スケールは任意にとつてあるが、この図から、この場合に波源において与えられた孤立した波のスペクトルは、角周波数 $2 \sim 5 \text{ rad/sec}$ のものを多く含んでいると考えられ、これはエアリー位相よりも高周波域に相当している。

さて、この Fourier 解析の結果から、各周期成分について、振巾の距離による減衰をしらべて見るとその 2, 3 の例は Fig. 32 のようになる。即ち平均的に見て、片対数グラフで殆んど直線になり、この場合も指数関数としてあらわすことが出来る。このように今まで行った実験について考えて見ると、連続波の実験を含めてすべて振巾の距離に関する減衰は、指数関数として表現し得るように見える。

こゝで、この振巾の距離についての減衰を、1 波長あたりの減衰係数 α としてあらわして、今まで行った種々な場合をまとめると、Fig. 33 のようになる。こゝに横軸は波長 λ を、陸棚の円弧部の長さ L に対する比で示したものである。Fig. 33 上図は、水深比 $h_2/h_1=8$ の場合であり、連続波源による前章の実験結果も一緒に記入してある。又孤立波

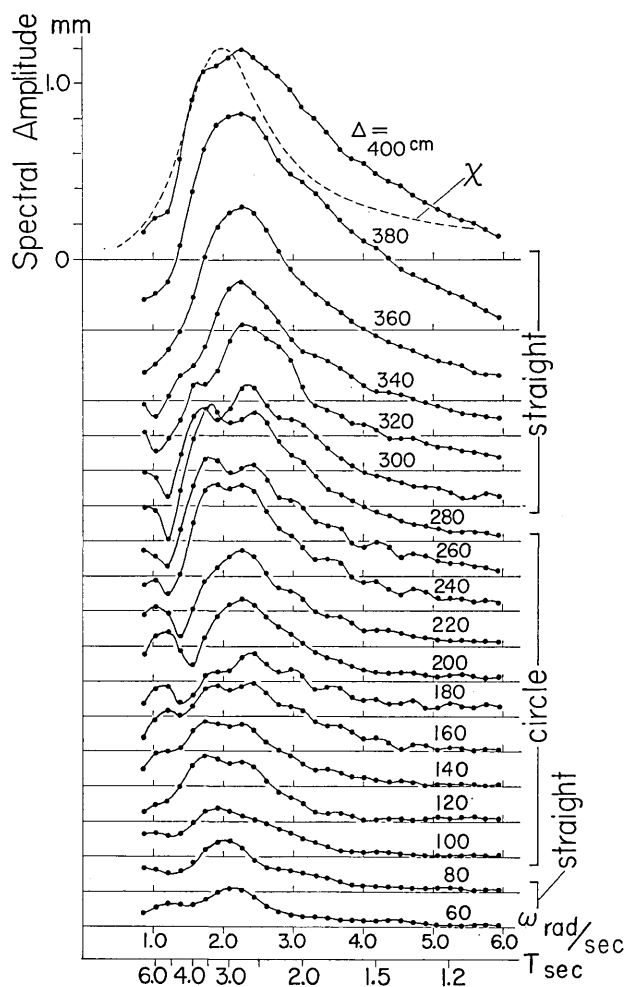


Fig. 31. Spectra of Fourier components of the dispersive wave group.

χ : edge wave response for a point source on the shelf with the step-type depth profile

源によるものは、分散性波群の最大振幅中の減衰から求めたものであって、波の波長としては最大波の平均周期から計算したのものをとってある。又分散性波群の Fourier 成分の減衰は+印で示したものである。このように種々な実験、或は異なった方法による解析の結果が、かなり或る平均値付近に集中している。又下の図は水深比が異なった場合の実験結果をまとめたものである。図中細線で蔭をほどこした部分は、水深比 $h_2/h_1=8$ の場合に α の値が落ちる範囲を示しているが、水深比が小さい場合は系統的に α が小さくなっているようである。

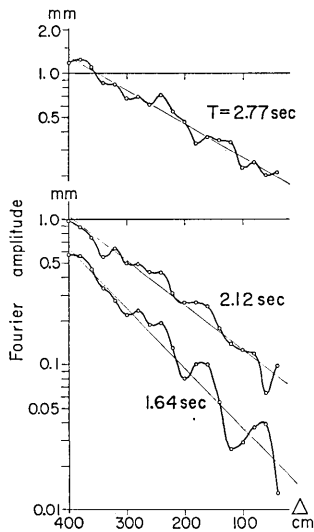


Fig. 32. Examples of amplitude variations of Fourier components with distance.

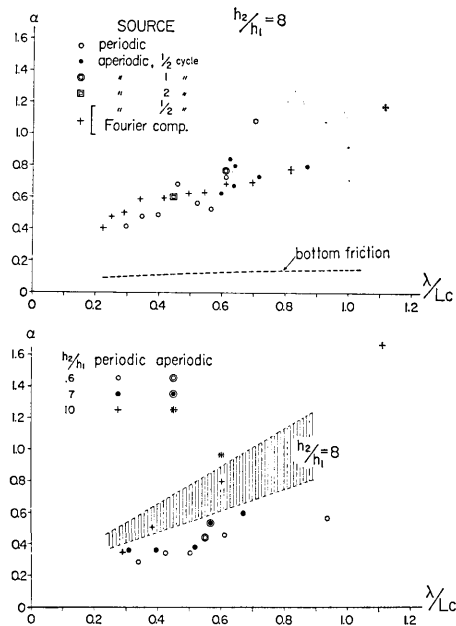


Fig. 33. Amplitude attenuation coefficient, α , per wave length.

λ : wave length

L_c : shore length of the circular part

upper figure : $h_2/h_1=8$ only

lower figure : $h_2/h_1=6, 7, 8, 10$

今このような減衰の原因として、先づ底面摩擦を考えて見る。最もきびしい場合として、水深 1 cm, 波高 0.5 mm, 周期 6 sec と考えても、Reynolds 数 $R = \sqrt{2}u/(\nu\omega)^{1/2} \approx 22$ となり、この実験の範囲では、完全に層流域であることがわかる。こゝに u は粒子速度、 ω は角周波数、 ν は水の粘性係数 ($\approx 10^{-2}$ C.G.S) である。そこで近似的に棚の上を平面長波が進行すると仮定すると、層流の際の 1 波長あたりの減衰係数 α は、

$$\alpha = (\pi/h) (\nu/\omega)^{1/2} \sqrt{2} \approx 0.089 \sqrt{T}/h$$

となる¹⁰⁾。こゝに h は水深 (cm), T は周期 (sec) である。この式による値は、Fig. 33 上図に点線で示したもので、実際の減衰係数の数分の一である。すなわち、底面摩擦だけでは、実験の振幅減衰は説明出来ず、減衰の理由については今後の研究にまたねばならない。

10) K. KAJIURA, "On the Bottom Friction in an Oscillatory Current," *Bull. Earthq. Res. Inst.*, 42 (1964), 147.

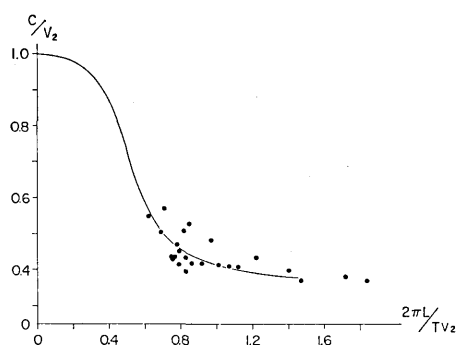


Fig. 34. Phase velocity obtained from the travel time of *E* group in Fig. 28.
solid line : calculated dispersion curve

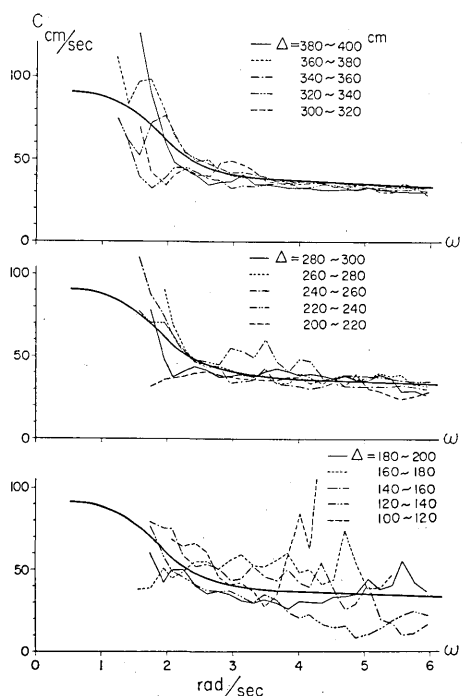


Fig. 35. Variations of phase velocities obtained by means of the phase relation of Fourier components at the neighboring stations.

thick line : calculated dispersion curve

4) 分散性波群の位相速度

次に、今取扱っている波群は前に示した Fig. 28 の走時曲線の *E* グループとして示した様に、分散性を持っていることは明瞭であるので、まず走時曲線より、周期と位相速度を求めて見ると Fig. 34 の黒丸で示す値になる。縦軸には位相速度 c を外海の長波速度 v_2 に対する比として表わし、横軸は角周波数を無次元化した量であらわしている。ここに L は棚巾、 T は周期である。図中実線で示した曲線は、理論的な edge wave の位相速度の分散曲線であって、実験の値はかなりバラツキを持っているが、計算曲線をほぼ平均値とするように集まっている。

又 Fourier 解析結果の位相から各測定点間の位相速度を求めて見ると Fig. 35 に示すようになる。これは各測定点 20 cm 間隔の位相速度 c を、角周波数 ω に対して示したもので、図中太い実線は直線状の陸棚の edge wave の理論分散曲線である。この図によって、実験で得られた位相速度は非常にバラバラな値を示しているが、理論分散曲線が丁度実験の平均値を示しているように見える。

以上のように、走時曲線から求めた場合でも、Fourier 解析の結果から求めた場合でも、吾々が今問題としている分散性波群は、平均的に見て edge wave の理論的な位相速度をもって、棚の直線部から円弧部の中へも進行していると考えられる。

5) 位相速度・振巾の変動

さて Fig. 35 で見た位相速度の平均値からの偏差を見ると、 Δ が小さい所、即ち円弧の奥の方で大きくなり、又角周波数 ω が2よりも小さい低周波域、あるいは4よりも大きい高周波域でも大きくなっている。

又振巾についても、前に Fig. 32 に示したように、平均的には一様に減衰しているが、

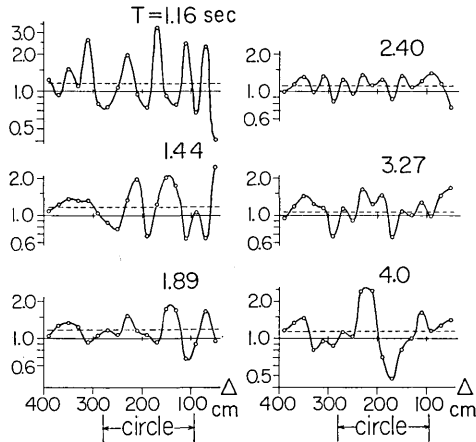


Fig. 36. Spectral amplitude ratio per 20 cm for various components.

各測定点 20 cm 間隔で振巾比をとって見ると Fig. 36 に示すように著しく変動している。そして変動の様子はスペクトル成分によって異なっていて、短周期のものは振巾が大きく、変動の波長が短い。又長周期のものは振巾が大きく、波長が長くなっている。中間周期のものは比較的変動の振巾が小さい。

このような位相速度や振巾の面での平均値からの偏差には、当然解析の誤差も含まれていると考えられる。波形のデジタル化の際の誤差が、フーリエ振巾に及ぼす誤差を考えて見ると、例えば $\Delta=100$ cm 付近の記録振巾の小さい部分でも、10% 程度と考えられる。又振巾誤差が、位相速度の計算に及ぼす誤差も大きく見積って 10% を出ないことが簡単に確かめられる。しかしながら実際に得られた変動は、これに比して相当に大きく、少くとも定性的には有意なものであろうと考えられる。

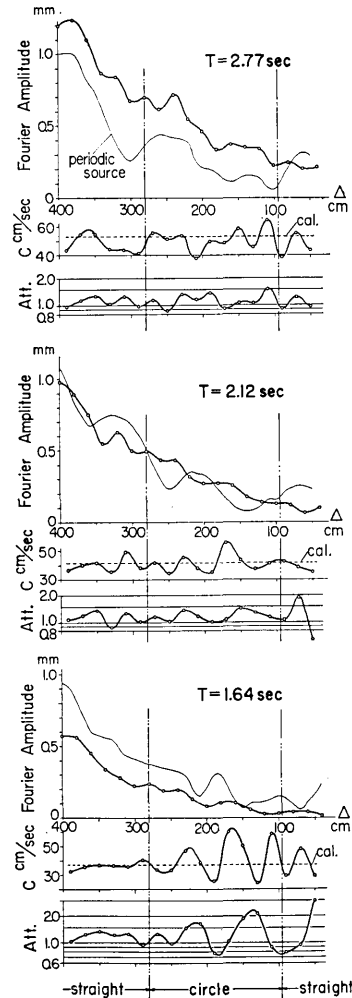


Fig. 37. Variations of amplitude, phase velocity and attenuation obtained by means of Fourier components at the neighboring stations.

以上述べて来た振巾・位相の両面について代表的な周期成分3つについてまとめて見ると Fig. 37 のようになる。各周期毎の図において、上図は Fourier スペクトルの振巾を距離についてプロットしたものであり、細い実線は、前章でのべた連続波源による実験の場合の振巾である。よく似ている所もあるが完全に一致しているとはいえない。中図は前述の位相速度を、又下図は Fig. 36 に示したものと同様、20 cm 間隔でのスペクトル振巾の比を、距離についてプロットしたものである。いずれも平均値の上下に変動しているが、最も周期の短い 1.64 sec について見れば、円弧に入る前の変動は比較的小さく、円弧部分で変動が大きくなっている。この事は前章で連続波源の場合に、trapped mode と leaky mode とに分離する簡単な試みを行なった Fig. 25 の場合についても、円弧に入る前での2つのモードの振巾はほぼ一定の割合をもち、変動しないのに比し、円弧の中では、大きい変動が見られたのとまったく同様である。この様なことは吾々が今取扱っている分散性の波群は、edge wave の性質を示しているが、尚円弧部分における部分反射などにより、相当量の leaky mode の波が含まれているためと考えられる。そして trapped mode の波に leaky mode の波が重畳することによって Fig. 37 下図 Att. (振巾比) のような振巾の振動が起きているとして、その変動から位相速度がどの程度変化するかを推算して見ると、量的に中図 c で示す実験値と矛盾しない結果が得られる。

周期の長い成分については、円弧部に入る前に既に leaky mode の影響が強くあらわれはじめているようである。

このように、振巾・位相の両面から円弧内での平均値からの偏差は、edge wave mode に leaky mode が重畳されて起きるものと考えられるが、この定量的な充分な議論をするためには、今後この問題に対して理論的な理解が与えられることが望まれる。

5. 結 言

吾々は先ず直線状のびた陸棚について実験を行なった。そしてこの場合、棚の上を進行する波は、理論的な edge wave の分散曲線や、棚に直角な断面の振巾分布によく合致することが確められた。しかし、棚巾を小さくし、又は外海と陸棚上の水深の比を大きくすると、理論による計算値と実験値の相違が目立って来る。これは陸棚外縁の境界条件が、計算の際に与えられたものと実際との間に、差異があるためと考えられる。実験においては、見掛け上棚巾を少し広げて考えると、分散曲線も、断面振巾分布も、よく計算値と実験値が合致するようになる。このようにして棚巾の補正量を求めた。

次に陸棚が直線から円弧状に湾曲する場合について実験を行なった。先ず波源として連続正弦波を与えた場合、円弧の半径に比べて、波長の長い時は、円弧の湾曲による影響は殆んど見られず、単なる反射による定常波の発生が見られる。しかし波長が円弧の半径と同じ位か、それよりも短くなると、湾曲の部分で複雑な現象が見られる。これを明らかにするため、trapped mode と leaky mode の2つに分解する試みを行ったが、結果は定性

的には矛盾なく現象を説明出来る。即ち直線部から円弧部へかけて、振巾の減衰はかなり著しいが、位相速度、断面振巾分布など、明らかな edge wave の存在が認められる。しかし円弧の部分に入ると共に、leaky mode が大きくなって、棚に沿って振巾の大きい場所や小さい場所を生ずる。この変動の波長や、極大の現われる位置などは周期で異なる。そして円弧部分を通過した後では、edge wave は非常に小さい量となる。

次いで孤立的な波を陸棚に与えた場合は、陸岸に沿った観測点には、第1波として外海を伝わって来た波が到着する。そして続いて陸棚の長波速度で伝播して来た位相があらわれ、引続き分散性の波群を構成する。この波群の最大振巾は、ほぼ edge wave の極小群速度で伝播する。又この波群は平均的に見ると、edge wave の分散特性を示しているが、陸棚の湾曲に伴って位相速度や振巾が甚だしく変動する。このような性質は、連続正弦波を与えた実験の場合と一致している。

以上連続波源と孤立波源の実験を総合して、波群としての edge wave が円弧状の陸棚を通過する際の性質と、edge wave が観測される場合の位相的關係などが明らかにされた。しかしながら、円弧部分における振動のモードについての更に定量的な議論や、棚に沿っての振巾減衰の機構といった問題は、将来更に解明されねばならないと思われる。

この実験結果の Fourier 解析には、地震研究所佐藤泰夫教授のプログラムを使用させて頂いた。又数値計算のすべては、東京大学大型計算機センターを利用させて頂いた。ここに記して謝意を表します。

尚この実験の費用の一部は、文部省科学研究費特定研究によって支出されたものである。

33. *A Model Experiment on Long-Period Waves Travelling along a Continental Shelf.*

By Isamu AIDA, Tokutaro HATORI, Morio KOYAMA
and Kinjiro KAJIURA,

Earthquake Research Institute.

The characteristics of edge waves on a straight shelf are well known theoretically. However, edge waves travelling along a curved shelf have not been studied up to the present. The present study is an attempt to understand experimentally the behavior of travelling waves along a shelf with a curved shoreline. The shelf model in the experiment has uniform width and depth with step-type bottom profile at the edge and the configuration is such that two straight shorelines perpendicular to each other are connected by a quarter circle. In the experiment, periodic and aperiodic waves are generated at one end of a straight shelf.

A preliminary experiment in the case of a straight shelf indicates that the travelling wave of edge wave mode is indeed generated on a shelf and the theoretical dispersion curves of phase velocity and the amplitude profile normal to the shoreline can be reproduced with reasonable accuracy. Furthermore, it is found that for relatively short period waves, a correction (δL) to shelf width L is necessary. This correction may be analogous to the mouth correction in the estimation of the seiche period of a bay.

Experiments for a curved shelf are made in two different ways. One uses a periodic wave train and the other uses a wave packet. In the case of periodic waves, two-dimensional distributions of wave amplitudes and phases are measured. When the wave length is shorter than the radius of curvature of the curved part of the shelf, the pattern of water surface in the curved part is very complicated, possibly because of the coupling of waves of trapped and leaky modes. By separating trapped and leaky modes by an approximate method, the following characteristics of waves are found:

- 1) Even on the straight part of the shelf before the waves enter the curved part, the amplitude attenuation with distance is very rapid and cannot be explained by bottom friction alone, but the propagation of edge waves is recognized with reference to the phase velocity and the amplitude profile normal to the shore. The wave amplitude of trapped mode is about ten times that of leaky mode.

- 2) In the circular part of the shelf, the undulation of amplitude along the coastline becomes significant and, at the same time, waves of leaky mode develop to a considerable degree. It seems that the undulations of the amplitudes of trapped and leaky modes with distance are in the opposite phase.

- 3) On the straight shelf after the waves pass through the curved part, the wave amplitude of trapped mode is only about 10% of total wave disturbances, namely, the waves of leaky mode dominate over those of trapped mode.

In the case of transient waves, waves radiated from an aperiodic wave source are measured at many points along the coastline. The direct wave arrives at measuring points first with the long-wave velocity in the outer sea and, after a while, the wave phase with the long-wave velocity on the shelf arrives, and is followed by a dispersive wave group with relatively large amplitude. The propagation of the dispersive wave group is in accordance with the expected behavior of edge waves, on the average, with the maximum amplitude wave travelling with the minimum group velocity. However, on the circular part of the shelf, remarkable variations in the phase velocity and amplitude along the coastline are found. This seems to correspond to the phenomenon of the undulation of mode amplitudes in the periodic wave experiment, and suggests the existence of strong reflected waves of leaky mode on the curved part of the shelf. As a whole, the average decay of spectral amplitude with distance is exponential of the major wave group and the decay constant is around 0.5 with a definite increasing tendency with the increase of wave period and the depth ratio of the outer sea to the shelf.
