

津 波

東北大学教授

工 博 岩 崎 敏 夫

1. 序 言

津波に関する研究は明治 29 年(1896年) の三陸大津波をひとつの契機として始められ、昭和 8 年(1933年) の三陸津波以後次第に盛になったのであるが、昭和 35 年(1960年) のチリ地震津波以後アメリカやソ連の研究がこれに加わり、最近いちじるしく進歩しつつあるといえよう。

実際、津波についての総合的な知識を与える著述が、Wilson, B. W. や Van Dorn, W. G. などによってなされたことの意義は大きい¹⁾ 水工学シリーズにおいても室田 明教授(1965)、梶浦欣二郎教授(1966)によって解説がなされ、さらに海岸保全施設設計便覧においても最近の研究を取り入れた解説がなされた²⁾ また最近和達清夫編“津波・高潮・海洋災害”が出版されたが、津波に関する叙述は 208 ページに及んでいる³⁾

これらはいずれもすぐれた解説であり津波の概念は相当はっきりしてきたと考えられる。しかしそれでも津波の挙動はまだすっかり理解されたと考えられない。筆者は津波に関するイメージを作り上げて見たいとかねがね考えていたが最近の諸家の研究の成果によってこのことがかなえられそうに思われるので、このことを本講の目標にすることとしたい。したがって取捨選択をかなり行なっていることをあらかじめお断わりしたい。

2. 日本およびその周辺に來襲した津波

2.1 日本およびその周辺に発生した津波

まづ日本及びその周辺に発生した津波に関して渡辺偉夫が最近整理したものを Fig. 1, 2 にしめす⁴⁾ m は津波のマグニチュードである⁵⁾ すなわち Fig. 1 によれば高さ 10 m 以上の津波が三陸沖、房総沖、駿河湾、遠州灘、紀伊沖、土佐沖と起っており、また火山噴火を伴う強い地震によって北海道南西沖、有明海(温泉岳)においてやはり 10 m 以上の津波が生じている。Fig. 2 は近年になるので精度や信憑性が Fig. 1 にくらべてかなり高いと思われるが北海道、三陸沖、福島県沖、茨城県沖、熊野灘、紀伊半島沖一帯は、最近 68 年間にも多数生じていることがわかる。このうち波高 2 m 以上は 12 コ、うち 3 コは 10 m 以上となっている。

さらにまた 1868 年より 1962 年の 94 年間における地震津波について飯田汲事の行なった統計処理による津波の発生頻度を表-1 に示す⁶⁾

表-1 津波の発生頻度 (1868 年—1962 年)

最大 遡 上 高		0-0.63m	0.63-1.25m	1.25-2.50m	2.5-5.0m	5-10m	10-20m	20-40m
日本全体	発 生 数	37	24	10	6	4	1	2
	累 加 数	84	47	23	13	7	3	2
	平均発生年	1.1	2.0	4.1	7.2	13.4	31.3	47.6
三陸地方	発 生 数	21	11	5	3	2	0	2
	累 加 数	44	23	12	7	4	2	2
	平均発生年	2.1	4.4	7.8	13.4	23.1	47.6	47.6

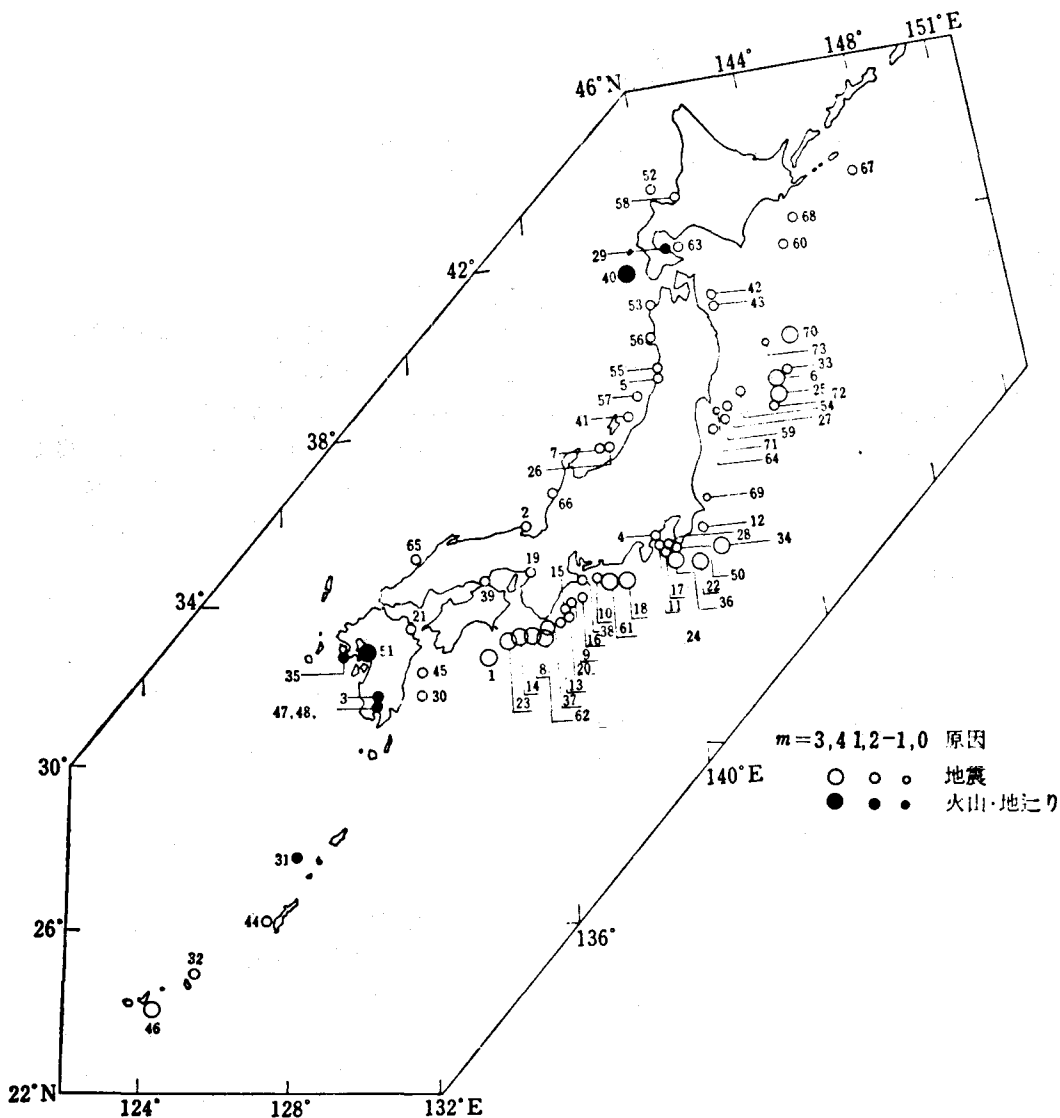


Fig. 1 日本及びその周辺において津波を発生した地震の震央 (○印) と火山・地回り (●印) の位置図 (1684 年から 1899 年まで)

すなわち毎年なにがしかの津波が日本のどこかに来襲しており、10m以上の津波は30年に1回程度起っている。三陸地方は波高が高くなるにつれて日本全体の数の大部分を占めるようになる。

このような津波の記録を整理すると、地震との関係がかなり分ってくる。

飯田によると震源の深さが80Kmより深いと津波にならず、50Kmより80Kmの間では特に $m=0$, 1程度の津波となり、また一般に地震のマグニチュード M を次式であらわされる基準マグニチュード M_1 および M_2 と比較した場合、 $M < M_1$ では津波が起こらず、 $M_1 < M < M_2$ で小さい津波となり、 $M > M_2$ では大津波になる⁹⁾

$$M_1 = 6.3 + 0.01 D, \quad M_2 = 7.75 + 0.008 D \quad (1.1)$$

ここに D は震源の深さ (Km) である。

また震央の水深 h (m) において生じうべき津波の最大マグニチュード m_{mx} は次式で示される。

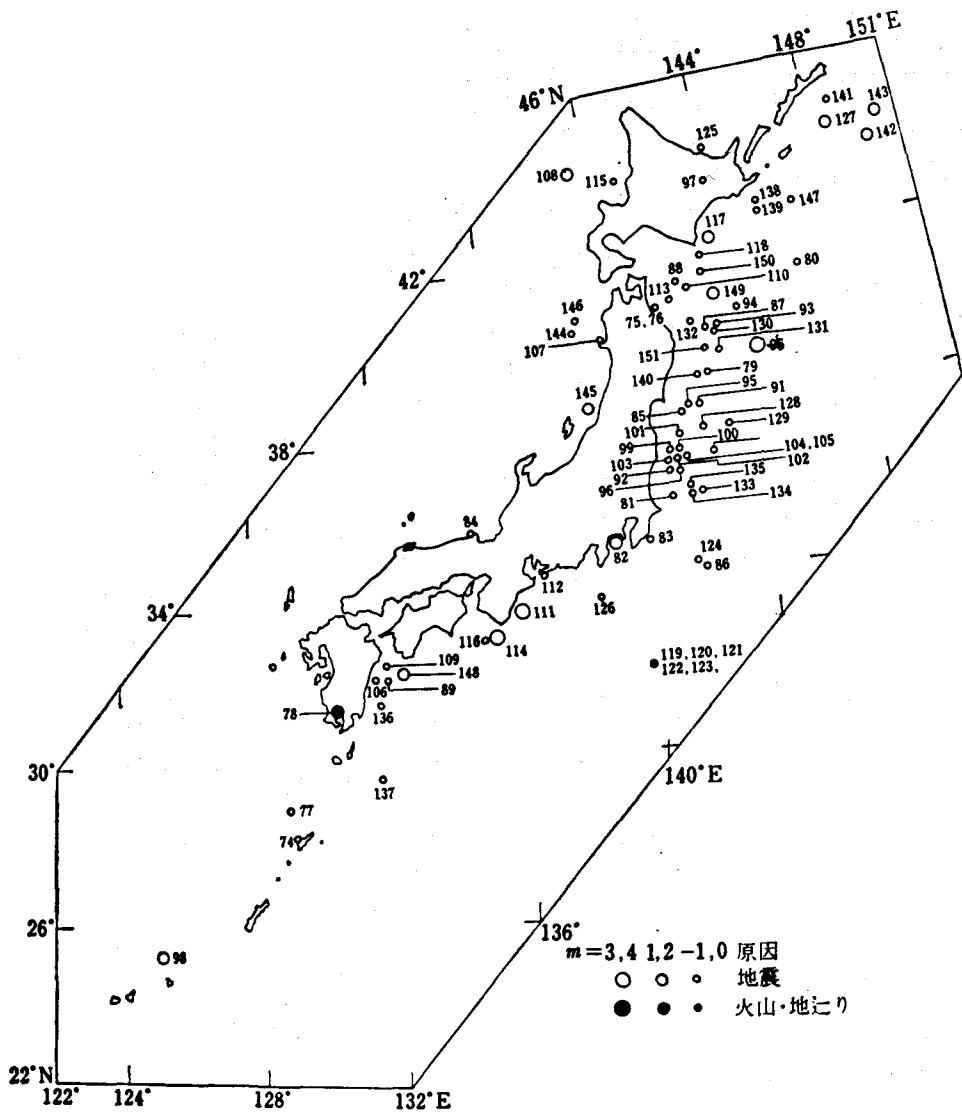


Fig. 2 日本及びその周辺において津波を発生した地震の震央 (○印) と火山・地回り (●印) の位置図 (1900 年から 1968 年まで)

$$m = 1.66 \log h - 1.62 \quad (1.2)$$

m と M との関係式としては

$$m = 2.61 M - 18.44 \quad (1.3)$$

地震のマグニチュード M と地震のエネルギー E_s (エルグ) との関係についてはグーテンベルグとリヒターによるつぎの式がある。

$$\log_{10} E_s = 11.8 + 1.5 M \quad (1.4)$$

津波のエネルギー E_t は半径 R の円周上で一様で振幅 a , 周期 T , 伝播速度 C として

$$E_t = \pi \rho g C R \Sigma a^2 T, \quad C = \sqrt{g h} \quad (1.5)$$

であらわされるものと考え, 浪源より最も近い場所の観測点において, a , T , C をえたもので代表されるものとして諸家が計算されたものがあり, これらを表-2 にしめす¹⁰⁾

表-2 津波のエネルギー

No.	発生年月日	位 置	M	$E_s \times 10^{23} \text{erg}$	$E_t \times 10^{22} \text{erg}$	E_s/E_t	文 献
1	年 月 日 1933-3-3	三 陸 沖	8.3	17.8	17 16 15	10 11 12	飯田 (10) 高橋 (11) 渡辺 (12)
2	1936-10-2	三 陸 沖	7.7	2.2	0.2	110	飯田 (10)
3	1938-5-23	茨 城 沖	7.1	0.28	0.04	70	飯田 (10)
4	1938-11-5	福 島 沖	7.7	2.2	0.2	110	飯田 (10)
5	1944-12-7	東 南 海 沖	8.0	6.3	7.9 8.8	8 7	飯田 (10) 高橋 (11)
6	1945-2-10	青 森 沖	7.3	0.56	0.04	140	飯田 (10)
7	1946-12-20	南 海 道 沖	8.1	8.9	8.0 7.2	11 12	飯田 (10) 高橋 (11)
8	1952-3-4	十 勝 沖	8.1	8.9	8.0 3.0 4.0	11 30 22	飯田 (10) 吉田, 梶浦, 三好 (13) 渡辺 (12)
9	1952-11-4	カムチャッカ沖	8.2	12.6	4.0 1.5 1.4	3 8 9	広野 (14) 飯田 (10) 渡辺 (12)
10	1953-11-25	房 総 沖	7.5	1.1	0.7 0.14	16 78	飯田 (10) 渡辺 (12)
11	1957-3-9	アリューシャン	8.0	6.3	1.3	48	Van Dorn (16)
12	1960-5-22	チ リ	8.5	35.5	30 45	11 8	広野 (15) 飯田 (10)
13	1960-3-20	三 陸 沖	7.5	1.1	0.5	22	飯田 (10)

したがって地震のエネルギーの1/10~1/100が津波のエネルギーになっており、大きい津波ほどその占める比率が大きい。

2.2 日本に影響を与えた外国の津波

津波のマグネチュードを判定する波高は、普通波源より最も近い外洋ぞい沿岸での高さであるが、ここでは、日本沿岸において最もいちじるしかった波高をもって示すこととし、そのために C を用いて m と区別したい。その波高の大きさの分類は m と同じにとる。

Fig. 3 に外国での津波の波源分布を示す。すなわち北太平洋ではアラスカ (1964), アリューシャン (1965), カムチャッカ (1923) (1952), ウルップ島 (1780) (1918) などであり, $C=0 \sim 1$ がほとんどである。南米ではチリ沖のものはかなり多くが日本に及んでおり, 1868年と1877年のものは $C=1$, 1960年のものは $C=2$ である。ペルーのは1586年のが1例あるのみで $C=-1$ 程度であった。

このように遠地津波については発生箇所によって日本に対する影響がことなるのは津波の伝播の際の屈折の影響および大陸棚における反射の影響によるものである。したがってこの場合には直接地震のマ

グニチュードと
むすびつけた津
波のマグニチュ
ードの表現はで
きない。

3. 津波発生 の機構

3.1 津波発生 域における 地盤の変動

津波は上述の
ように大規模な
海中地震に伴な
って起り、また
沿岸地震の際に
は噴火、地陥り、
崖ぐずれなどに
よって水面に衝
撃が加えられて
起るものといわ

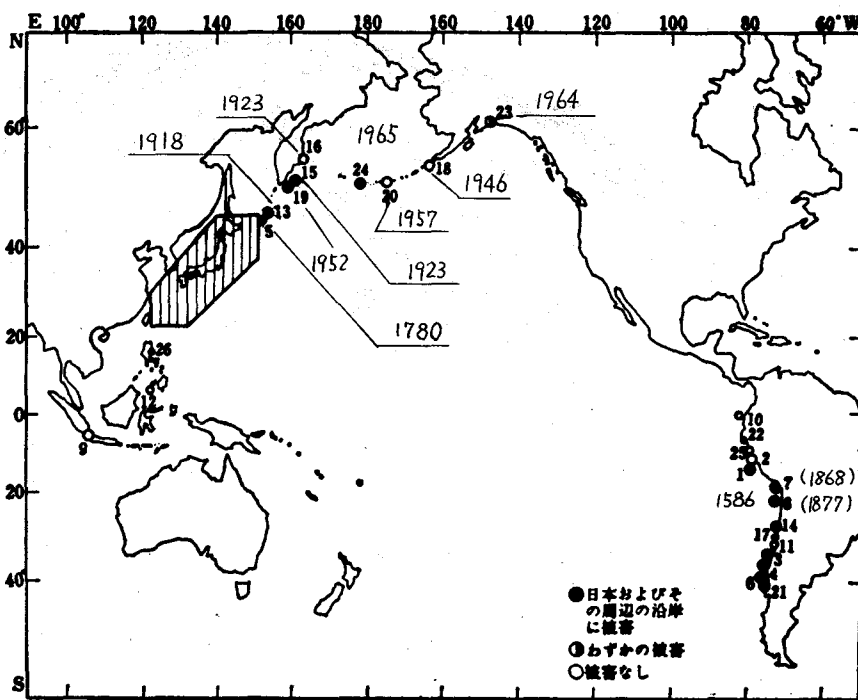


Fig. 3 外国の沿岸で発生した津波のうち日本およびその周辺に影響を与えた津波の波源分布

れ、さらに水爆実験によっても津波が生じるとも報告されている。しかし構造地震以外の原因によるものはごく小規模であって、特別な湾や水路内で発生した場合以外にはあまり考慮されない。

Fig. 4 に地殻の構造の略図を示す。モホロヴィッチ不連続面（略してモホ面またはM面）より上を地震学でA層と呼び、これが通常は地殻といわれる。M面までの深さは大陸において20~30Km、大洋下で10Km内外である。この下にはマントルと称する塑性状物質があり、熱移流や緩やかな熱対流があって膨脹、収縮の不均等の原因をなす。

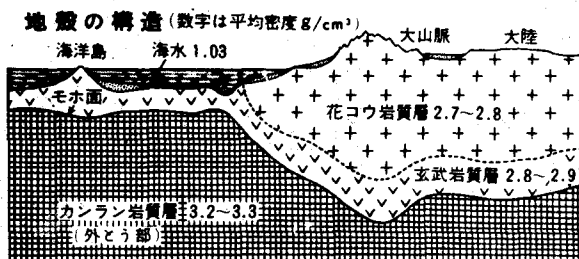


Fig. 4 地殻の構造 (数字は平均密度グラム)

関東地方より北部の外側地震帯では大部分の地震が30~60Kmでマントルに起っており、これより南西部では大部分が30Kmより浅く、地殻内で起っている。60Kmより深い地震（深発地震）の発生回数はかなり小さい。Fig. 5 に世界の地震帯が示されているが、津波の発生域もこの上に当然のってくる。日本海側は深発地震が多いが、新潟地震（1964）は深さ40Kmであった。

地震のあとに起る断層現象は津波発生の機構を推定せしめる有効な手掛りのように思われる。Fig. 6 は明治24年（1891）の濃尾地震の際の根尾谷大断層で、延長23里（92Km）に及んだ¹⁰この断層面は剪断破壊面であるから主応力の方向に対しほぼ45°と考えられ、従って主応力は濃尾地震の際図中矢印の方向であったことが推定される。Fig. 7 は中心点水島における断層で前方すなわち西南側は

5.4 m も低
 くなっている。地震の
 際に主応力の
 方向に直角な波峯線
 をもつ地表
 面の横波が
 数mの振巾
 で10乃至40
 Km/hr の
 速さで進行
 するのが観
 察されたこ
 とが1897年
 のアッサム
 大地震の際
 に報告され、
 また1960年
 のチリ地震
 その他でも
 同様な目に見
 える地表波
 の存在が報
 告されたとい
 う。当然、震
 源が深い場合
 には地表面に
 迄運動が及
 ばず、地中の
 クラック
 その他でエ
 ネルギーが
 発散させら
 れる。

津波の浪
 源は海岸に
 到達した時
 刻より、地

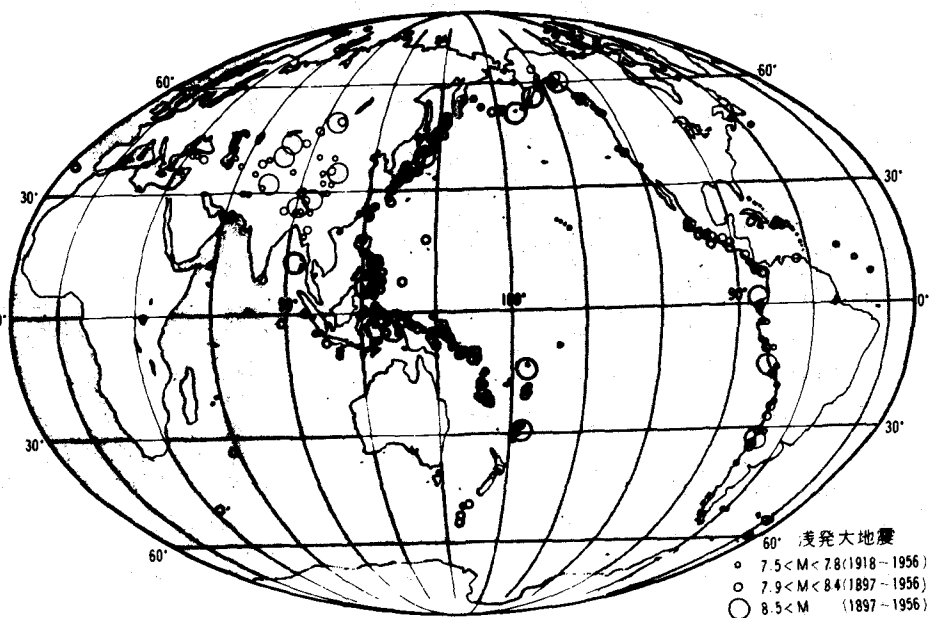


Fig. 5 世界の大地震の分布

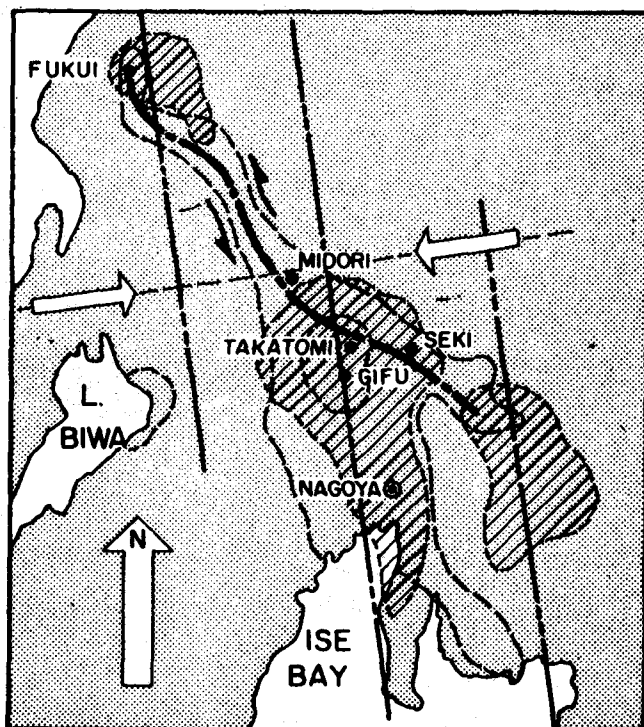


Fig. 6 明治24年10月28日美濃・尾張大地震



Fig. 7 根尾谷大断層

震の発生した時刻までの時間に、逆屈折図を画くことによってその区域を推定することができる。

Fig. 8 には羽鳥が画いた過去76年間の津波の浪源域が示されているが、これによって浪源域の地理的分布ではつぎのような特徴がある。¹⁹⁾

(1) 東北日本では、水深2000mより浅い地域に多数の微小津波の波源があるが、大津波の波源は海底勾配の急な海溝の陸棚斜面にある。

(2) 西南日本では大津波の波源は沿岸に近接している。

(3) 日本海では、能登半島より北で、小中程度の津波の波源が沿岸もしくはその付近にある。

(4) 波源はほぼ楕円形をなしており、長軸のむきは島弧に沿っている。

この波源の楕円域は上述の断層線を長軸とした余震域にはほぼ一致し、その二焦点の一方が主震の、他方が最大の余震の震央に大体一致するといわれている。

地震の際にこの楕円域内で地盤がどのように運動するかについては、上述の断層線両側の地盤の昇降とその速度が知れないと分らない。羽鳥が式(1.5)によって計算した津波のエネルギーは、この浪源域の面積 S において平均 Z の垂直変位があった為に得られた位置エネルギー $1/2 \cdot \rho \bar{Z}^2 S$ に等し

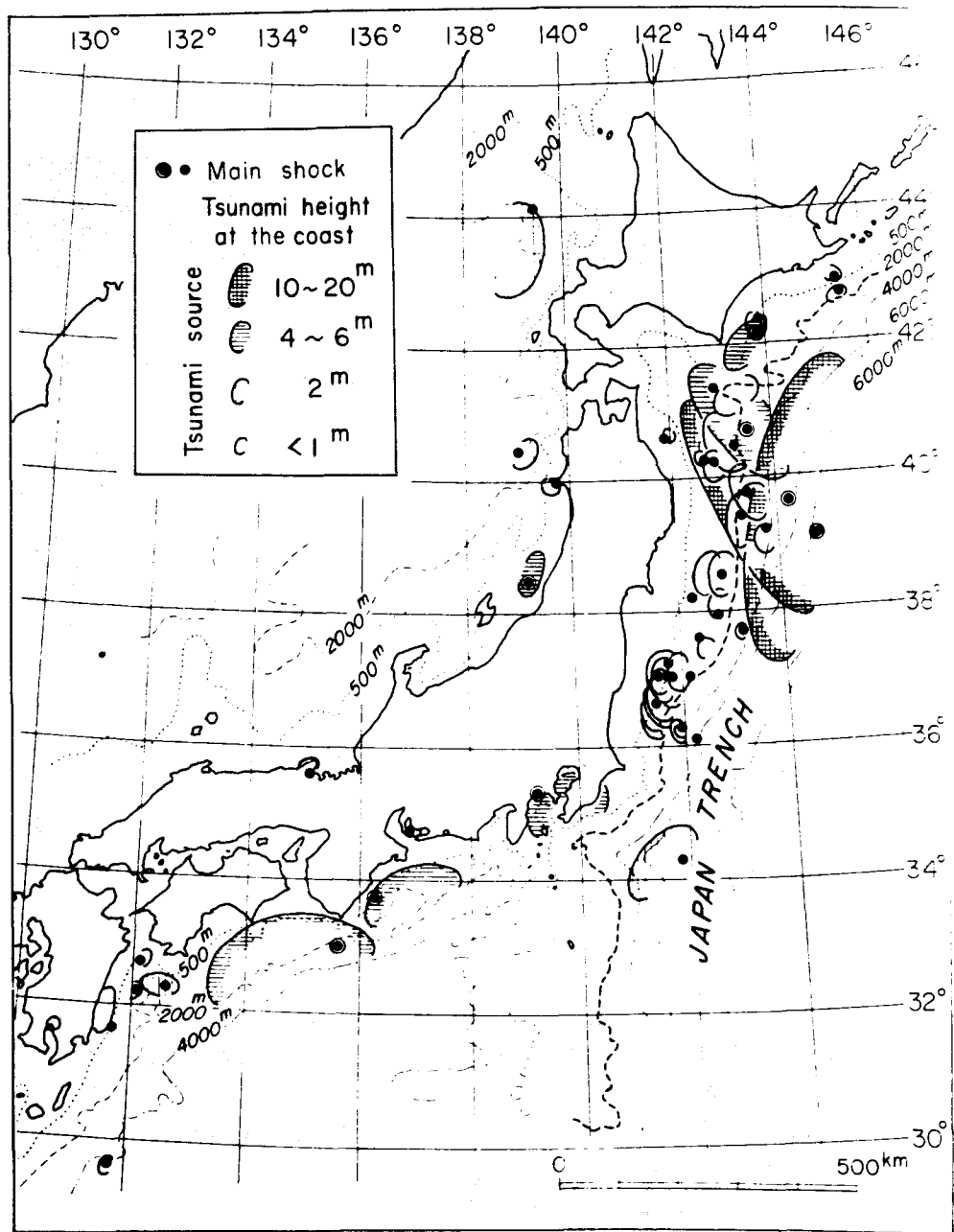


Fig. 8 日本近海の津波の推定浪源域 (1893 - 1968)

いと仮定して求めた $\bar{Z}$ の大きさは、三陸大津波 (1933 年) に 73~8.2m, 東南海 (1944 年) に 14 m, カムチャッカ (1952 年) に 7 m, チリ沖 (1960 年) に, 6~10m, 新潟 (1964 年) に 4 m とえられている。¹⁰⁾ 新潟地震の場合の海底変動は水路部によって測量されており, これは非常に珍しい, しかも正確な記録である。⁹⁾ これを Fig. 9 に示したが, 平均 4 m の上昇が滑り面に沿って発生し, 上述の概算値をはば裏づけている。

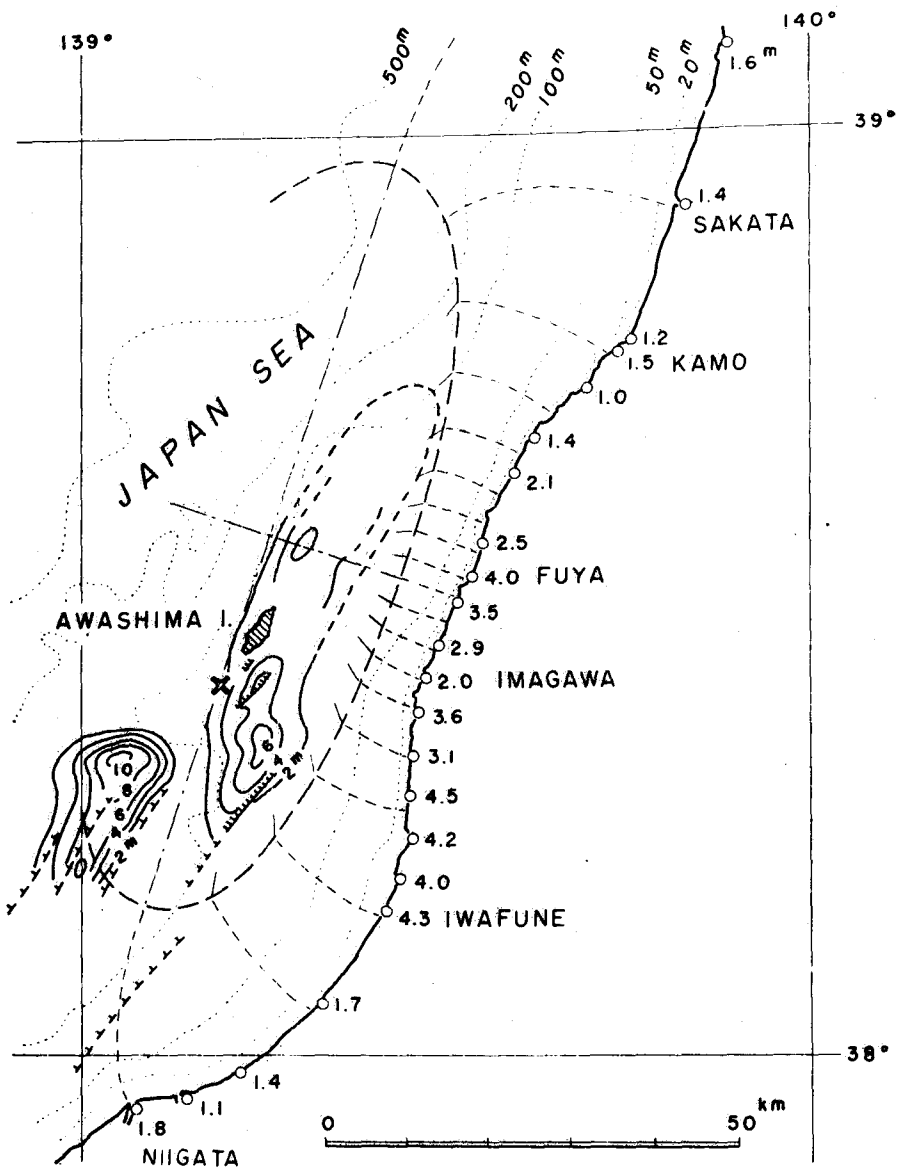


Fig. 9 新潟地震 (1964 年) における推定浪源域, 海底変形及び浸水高

地震のマグニチュード M と浪源楕円の大きさおよび地盤昇降の程度と速さが関係づけられることが、最も望ましい。この研究は飯田、渡辺、羽鳥らによって続けられており、例えば震源が 20 Km より浅い場合にはその長軸長さ L と M との関係式として、

$$\log L = 0.5 M - 1.7 \quad (3.11)$$

また短軸長さ b と L との比と M との関係が Fig. 10 のようにプロットされる⁷⁾。しかし地盤が水平方向に移動するか、垂直方向に移動するか、あるいはその両方の運動を伴うかによって、この関係は変わってくるはずであり、いまだ確かなことは分らない。ただし、三陸沖の 40 Km より浅い地震の場合に

のみ、浪源域面積 S (Km^2) は次式で非常によくあらわされている。

$$\log S = 1.07M - 4.12 \quad (3.1.2)$$

このことは浪源域の地盤の運動には局地的に特徴があることを示すものである。

3.2 津波発生理論

津波がいかなる機構で発生しその波形がいかなるものであるかは津波の発生地点が沿岸より離れており、かつ水深が非常に深いために観測が困難であるだけに理論的あるいは実験的になされるほかにない。

不定常な水面波は水面の圧力変動による水面上昇、水面に加わる初期衝撃、水底の衝撃の変位、水底の一樣速度での運動などによっておこる。Cauchy-Poisson 波は、Lambにおいて紹介されているように、水面上昇、水面衝撃の初期条件に対し無限水深の場合

について解かれた²⁰⁾ また同じ初期条件に対しその他の場合についての解が、Wilson, 室田によって紹介されている。¹⁾ 津波は水底の変位または運動と考えられるので、Cauchy-Poisson 波ではないが取扱いは大いに関連がある。

基礎方程式は速度ポテンシャル φ の満足するラプラスの方程式である。すなわち速度 $V = -\text{grad } \varphi$ とおいて、

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.2.1)$$

水平底と考えて $Z=0$ を水底にとり、垂直上方を正にとる。また静水面よりの波の偏位を ζ をとると水面では、

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{\partial \varphi}{\partial Z} \quad \text{or} \quad \zeta = -\int_0^t \frac{\partial \varphi}{\partial Z} \Big|_{Z=h+\zeta} dt \quad (3.2.2)$$

ここに h は水深である。また水粒子速度の2乗は無視できると考えると水面の力学的条件は、

$$\zeta = \frac{1}{g} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (Z=h+\zeta) \quad (3.2.3)$$

(3.2.2) と (3.2.3) とより

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi}{\partial Z} = 0 \quad (Z=h+\zeta) \quad (3.2.4)$$

水底での変動については、その上昇速度を W_B とすると矩形域の変動であれば

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial Z} = W_B(x, y, t) \quad (|x| < b, |y| < c, Z=0, 0 < t < T) \quad (3.2.5)$$

また変動域の外では

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial Z} = 0 \quad (|x| > b, |y| > c, Z=0, t > T) \quad (3.2.6)$$

すなわち $b \times c$ なる矩形域において、 T なる継続時間で一樣な速度 W_B で変形がおこったと考えるのである。全変形量 $\eta = \int_0^T W_B dt$ は水深 h に比して極めて小さく、また $\zeta \ll h$ と考えて (3.2.2) ~ (3.2.4) は $Z=h$ において成立すると考える。

以上の誘導は水底の変動を除いて微小振巾表面波の場合と同様である。

津波の発生機構は今村明恒²¹⁾ によって初めて考察された。(1905年) ついで佐野慶蔵、長谷川健²²⁾ は円筒座標を用いてごく局限された範囲をもつ点対称の震央の変動による津波の表示式を得た。

S. 正野は海底変動が有限域の場合に拡張し、

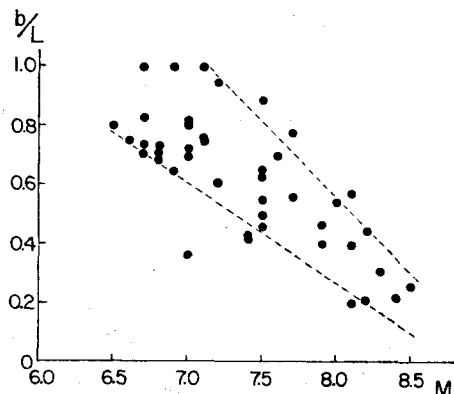


Fig. 10 地震のマグニチュードと長短軸比

$$W_B = \frac{K r^n}{(r^2 + R^2)^{n+3/2}} \cdot \frac{T}{t^2 + a^2} \cdot \cos n \theta \quad (3.2.7)$$

と仮定した。ただし r は原点よりの距離、 θ は中心角であり、その他は常数である。その解は $h \ll R$ および $h \gg R$ の場合に対し $r/\sqrt{gh}$ が非常に大きい点に対し与えられた。ついで妹沢、金井は任意の深さの海における津波の伝播を、海面の変動が、 $t = 0$ で $\zeta = f(x)$, $\partial \zeta / \partial t = 0$ であらわされる一次元伝播と仮定して解いた。²³⁾ Fig. 11 に、

$$f(x) = \frac{c}{a^2 + x^2}, \quad h/a = 1 \quad (3.2.8)$$

の場合についての計算結果が、 $t \cdot \sqrt{g/a} = 0, \sqrt{5}, 5\sqrt{5}, 10\sqrt{5}, 20\sqrt{5}$ の場合について示されているが、はじめ衝撃的に波がとび上ってから中心部分は原水位に復し、先端部分では周期の長い波が早く伝播し、後ろの方に周期の短い波を残す為に、波が分散することがよく分かる。

こうして波が伝播するにつれて、見かけ上、波の先端部分では波長が延びて行き、また振動する区域がのびて行く。また妹沢、金井は海の深い場合の計算も行っているが、振巾の最大は海が浅いほど初動の部分に生じ、海が深くなるほど後方に生ずる結果がえられている。

高橋竜太郎は同じく任意の深さの海で海底が

$$W_B = \cos n \theta \cdot f(r) \chi(t), \quad (|r| < R, 0 < t < T) \quad (3.2.9)$$

なる運動をしたときの解を、 $f(r)$ に対し Fourier-Bessel 積分公式

$$f(r) = \int_0^\infty k j(k) J_n(kr) dk, \quad j(k) = \int_0^\infty \lambda f(\lambda) J_n(k\lambda) d\lambda \quad (3.2.10)$$

また $\chi(t)$ に対し Fourier 積分公式

$$\chi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{Q}(\alpha) e^{i\alpha t} d\alpha, \quad \mathcal{Q}(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \chi(\tau) e^{-i\alpha\tau} d\tau \quad (3.2.11)$$

を用いて表現した場合に

$$\zeta = \cos n \theta \cdot \int_0^\infty \frac{j(k) J_n(kr) k dk}{r \cdot \cos h k h} \int_{-\infty}^{\infty} \chi(\tau) r \cdot \cos \tau(t - \tau) d\tau \quad (3.2.12)$$

$$r = \sqrt{gh \tan h k h} \quad (3.2.13)$$

をえた。積分の計算は、 $n=0$ として $X(t)=0$, ($t < 0$ 及び $t > T$), $X(t)=1/T$ ($0 < t < T$) また $f(r)=V/\pi a^2$ ($r < a$), $f(r)=0$ ($r > a$) すなわち、半径 a なる円形域が、継続時間 T の間一様速度で変形するものとして進めている。浅い海すなわち $h \ll a$ の場合には Fig. 12 に示される波形が浪源の付近でえられている。すなわち海底が隆起すると水面には最初載頭円錐形の山が生じ、斜面の下部すなわちフロントは $c = \sqrt{gh}$ で伝わって行くのに対し、斜面の上部は次第に崩れて後退してゆき、中間に環状の凹所ができてくる。この凹みは次第に深くなるとともに徐々に内方に後退してゆくので変動区域の外側に環状の水の土手ができ中心の円錐は次第に消失し、結局一山一谷より成る円形波が外方へ伝播する。海が非常に浅いので津波の分散性は解析されていない。²³⁾

高橋はつぎに変動の場所的差異をあらわす為に $n=1, 2$ の場合の計算をおこなった。Fig.13, 14

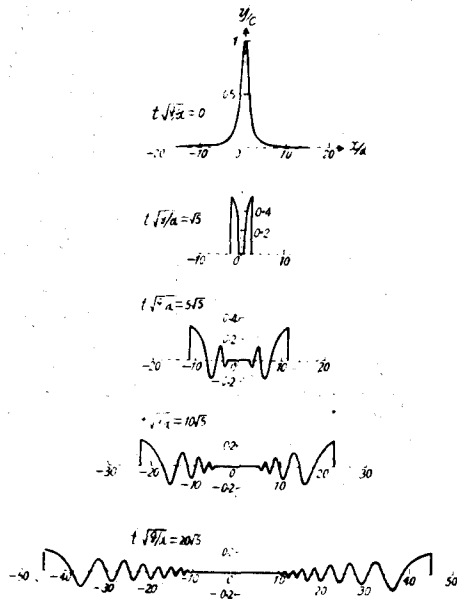


Fig. 11 式 (3.8) で示される海面上昇の際の波の伝播

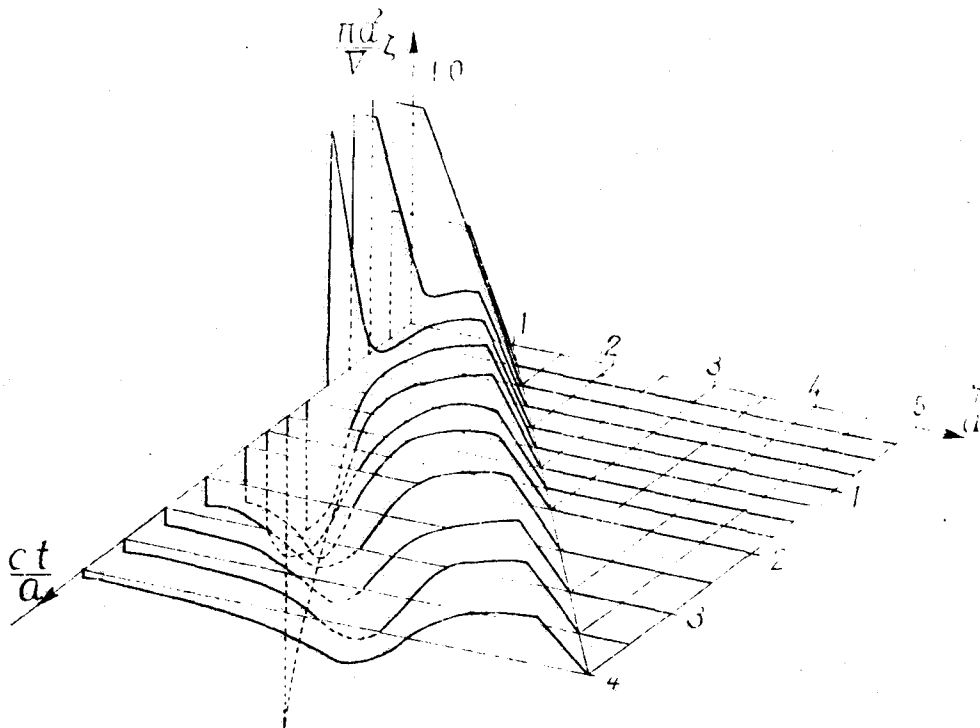


Fig. 12 円形域の一様速度上昇の場合の発生波

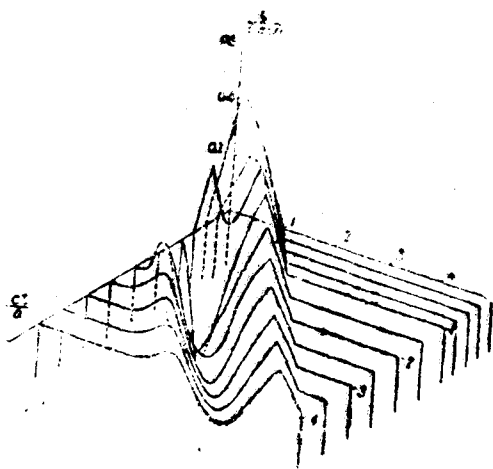


Fig. 13 $W_B \propto \cos \theta$ の場合の発生波

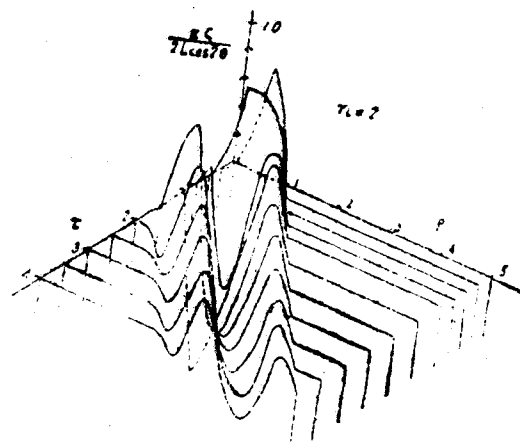


Fig. 14 $W_B \propto \cos 2\theta$ の場合の発生波

はその結果であって $n=1$ では隆起した方向には初動が上潮の波群が、また沈降した方向には初動が引潮の波群が、丁度上下正反対の形状をして伝播する。 $n=1$ のときは二山一谷、 $n=2$ のときは二山二谷になっている。また $\cos n\theta=0$ の方向には津波は生じない²⁰⁾

後に中村公平は (3.2.9)において $n=0$, $f(r)=A \exp(-r^2/a^2)$, $X(t)=\exp(-t^2/b^2)$ においてやはり浅海域の場合の計算をおこなった²⁰⁾ Fig. 15 には $b=2$ 秒, 40秒, 125 秒の3種類の変動速度

を与え、 $a = 50 \text{ Km}$ 、
 $h = 4000 \text{ m}$ 、 $\eta_{\max} = 3 \text{ m}$
 として原点での地盤変動
 η の時間的変化を点線で、
 またその直上での水位変
 動を実線で示してある。
 やはり波形は一山一谷で
 あるが変動が早い場合に
 は ζ は η に等しく、また
 ゆっくりした変動の場合
 には最大値 $\zeta_{\max}$ は $\eta_{\max}$
 に比してかなり小さくな
 っている。

円筒座標の場合の発生
 波の性質は以上のように
 あるが、次元伝播、す
 なわち式 (3.2.1) で y 方向
 には一様と考えた帯状変
 動域の場合の解析結果は
 これとややことなる。す
 なわち高橋は第3報にお
 いてこのような場合を取
 扱い、また $W_B = f(x)X$
 (t) においていた結果、
 式 (3.2.12) の代りに

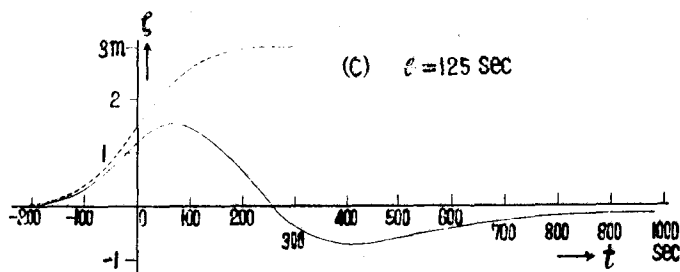
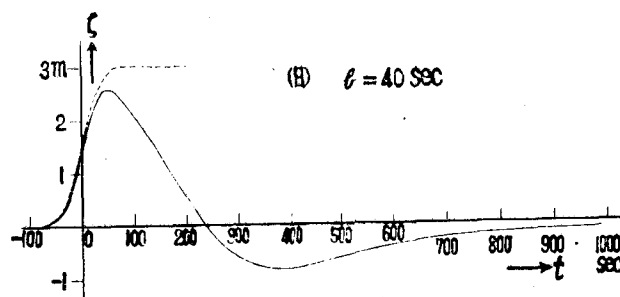
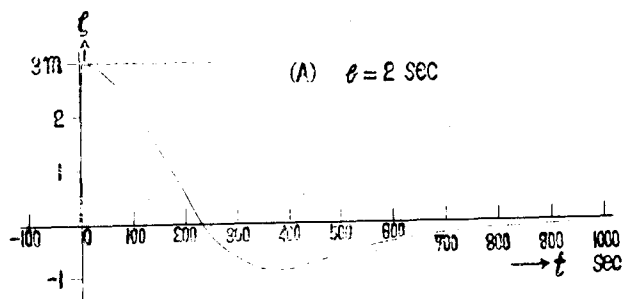


Fig. 15 原点での波形—と海底変動……

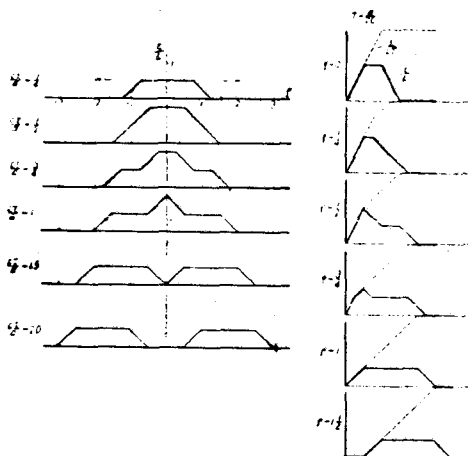


Fig. 16 $f(r)=L$ の場合の発生波

$$\zeta = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{r \cos hk} \int_{-\infty}^t X(\tau) r \cos r(t-\tau) d\tau \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f(\lambda) e^{ik(x-\lambda)} d\lambda \quad (3.2.14)$$

をえた²⁾計算結果を Fig. 16 に示すが、この場合には
 一様隆起の場合に一山のみの孤立波を生じており、こ
 れが両方向へ進行して行く。本多、中村は式 (3.2.14)
 を用い $f(x) = Ae^{-x^2/a^2}$ 、 $X(t) = e^{-t^2/b^2}$ 、とおいた海底
 隆起について計算した。Fig. 17 に海底変動と津波の
 動きを示す。ここに $h = 4000 \text{ m}$ 、 $a = 50 \text{ Km}$ 、 $b = 2$
 sec、また海底変動の最大値 $H_{B \max} = 3 \text{ m}$ である。海
 底は図示のようにハンプ型に隆起しているが、水面も
 最初は殆んど海底の動きと同じであり、地変が終ると、
 波は両側に拡がって行き、中心部分では次第に水位が

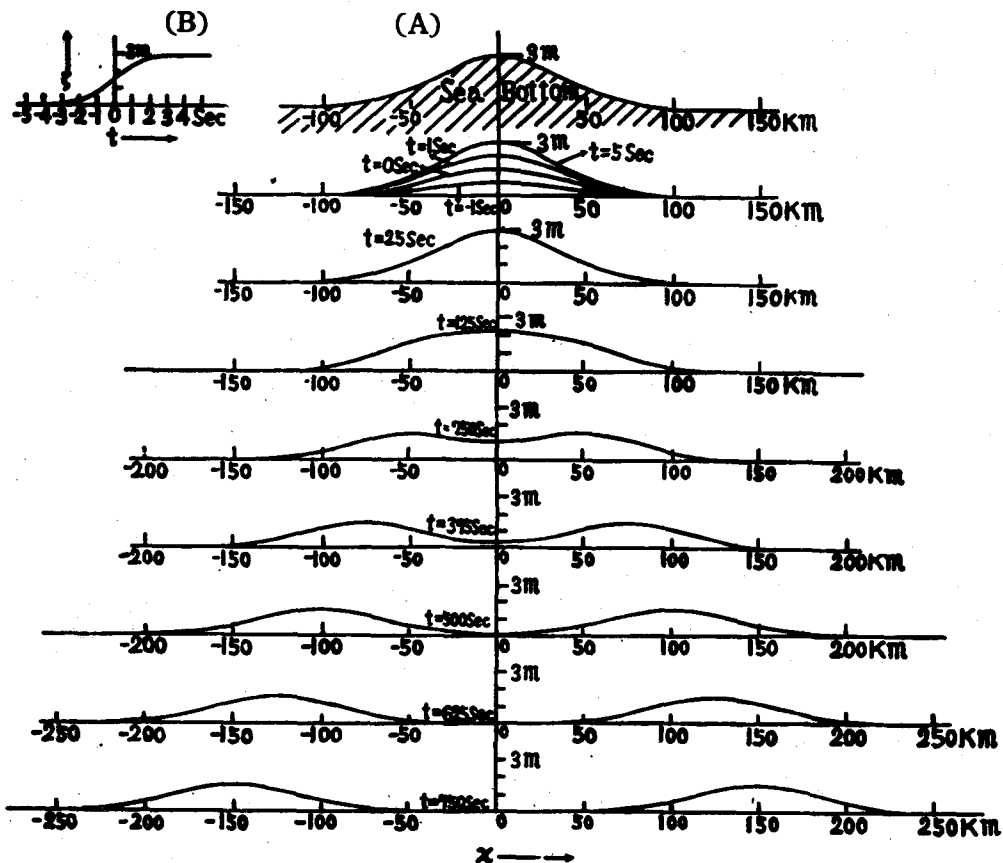


Fig. 17 海底変動と発生波

さがり、結局孤立波が両方に伝わって行くことになる。波のクレストの伝播曲線はFig. 18 に示されるが、最初は $\sqrt{gh}$ よりも早くあらわれ、のち次第に $\sqrt{gh}$ で伝播する。

このように一様隆起の場合の一次元伝播では一山隆起のみであって谷も生じないし、波列も現われていない。妹沢・金井の解析では水面上昇が与えられているが、海底の形状が変化すれば水粒子は地変箇所水底より水面まで一様に移動している筈なのが、水面上昇を与えたのみではその効果が入らない。従ってFig. 11 は分散波列の説明にはよいが、津波に果たしてこのような性質があるかが問題となる。このことは円形初期水位上昇を与えたKranzer-Keller の解に関連してもいえることである²⁾。市栄³⁾は $|x| < L$ なる帯状巾の部分が一様に、 $f(x) = M$, $X(t) = s^2 t e^{-st}$ なる変動を行なったものとして解析を進め、 $h \ll L$ なる浅海波としては $\sqrt{gh}$ より速い伝播速度の孤立波にわかれるが、水深が深くなってくると波列を生じるし、その分散波の振巾も波長もましてくるとのべている²⁾。市栄はまた $X(t)$ も $|t| < \tau$ において一定値 N であるとして分散波形

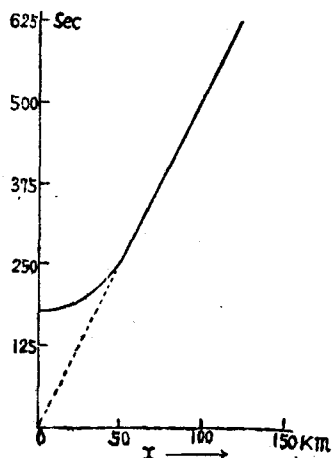


Fig. 18 発生波のクレストの走時曲線

の一部の数値計算を進めている。Fig. 19 は $h = 4000\text{m}$, $L = 40\text{Km}$, $\tau = 8.1\text{ sec}$ というようなやや小規模の衝撃の場合であるが、このような深海波でも浅海波でもない中間の場合に、はじめ水面が一様に上昇し、衝撃終了後次第に中心の高さを減じつつ両方にひろがり、8秒後には水面形が顕著に変化して数コの山、谷ができる。第一波の波高は次第に減じ波長は次第にのびてくる。またそのフロントは $\sqrt{gh}$ よりも早く伝播している。

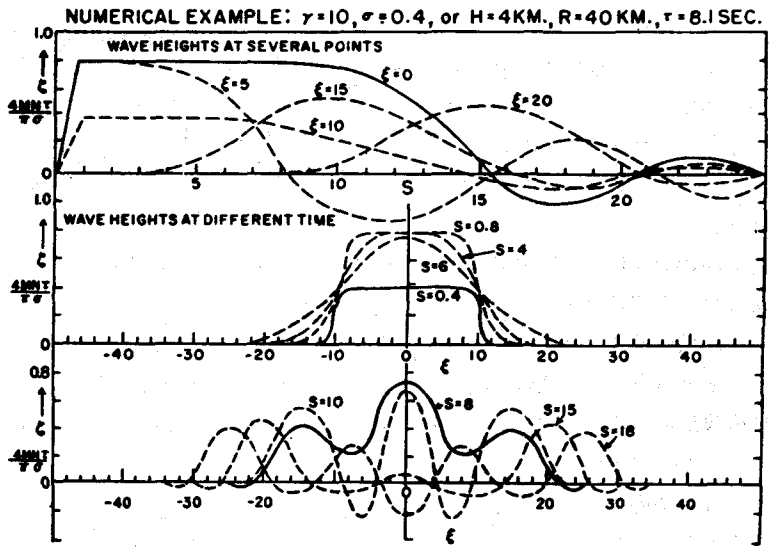


Fig. 19 分散波 (市栄 1958)

ところで式 (3.2.1) のような偏微分方程式の境界値問題は Green 関数を見出し、広義の Green の公式を用いてとくことができる。²⁰⁾ Stoker が、無限水深の場合に 3 次元で時間に関する Green 関数を求めた方法を拡張し、²¹⁾ 梶浦は有限水深の場合における Green 関数を求めた。²²⁾ その結果はつぎのようになる。

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z; t) - \varphi(x, y, z; 0) &= \frac{1}{4\pi} \int_s \int_s [(G\varphi_{z0} - G_t\zeta)_{\tau=0} + \int_0^t p G_{\tau\tau} d\tau]_{z_0=0} ds_0 \\ &+ \frac{1}{4\pi} \int_s \int_s \int_0^t (G\varphi_{z0\tau})_{z_0=-1} d\tau ds \end{aligned} \quad (3.2.15)$$

ここに x, y, z はすべて水深 h でわたった無次元値、 t は実時間に c/h をかけた無次元時間 ($c = \sqrt{gh}$)、 φ は実ポテンシャルに $1/h\sqrt{gh}$ をかけた無次元ポテンシャルであり、水面が $z = 0$ 、水底が $z = -1$ にとっている。

式 (3.2.15) の右辺第 1 項は水面の初期条件、第 2 項は水底の初期条件の貢献を示し、水面上昇、水面衝撃、水面変動、水底変動などの効果がそれぞれ評価できる。ここでは水底変動のみ考えることとし、(3.2.3) は無次元量で書直すと、 $\zeta = \varphi_t|_{z=0}$ となるから (3.2.15) より

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{1}{4\pi} \int_s \int_s (\int_0^t G_t \varphi_{z0\tau})_{z_0=-1} d\tau ds = \frac{1}{4\pi} \int_s \int_s [(G_t \varphi_{z0})_{\tau=0} - \int_0^t G_{t\tau} \varphi_{z0} d\tau]_{z_0=0, z_0=-1} ds_0 \end{aligned} \quad (3.2.16)$$

時間的な海底変動では、 $W_B = H_B \delta(\tau)$ だから (3.2.5) を用いて $-\varphi_{z0}|_{\tau=0} = H_B \delta(\tau)$

$$\zeta = \frac{1}{4\pi} \int_s \int_s H_B G_{t\tau} dS_0 = \int_s \int_s H_B R dS_0 \quad (3.2.17)$$

また海底が一樣速度で 0 より τ^* まで変動したときは、 $-\varphi_{z0}|_{\tau=0} = (W_B)_\tau = H_B \{ \delta(0) - \delta(\tau^*)/\tau^* \}$ とおけるので

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{1}{4\pi} \int_s \int_s H_B \{ G_t(\tau=0) - G_t(\tau=\tau^*) \} / \tau^* dS_0 \\ &= \int_s \int_s H_B \{ S(\tau=0) - S(\tau=\tau^*) \} / \tau^* dS_0 \end{aligned} \quad (3.2.18)$$

$$\begin{aligned} \text{ここに } S &= \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \sin r t \cdot m J_0(mr) / (r \cos hm) dm, \\ r^2 &= (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2, \quad r^2 = m \tan hm \end{aligned} \quad (3.2.19)$$

である。

この解析法の特徴は (3.2.17)

(3.2.18) で見ると、地変部分の分布状況と、媒質の分散特性を分離できているところにある。

またその結果については別に解説してあるのでここでは省略する³⁾

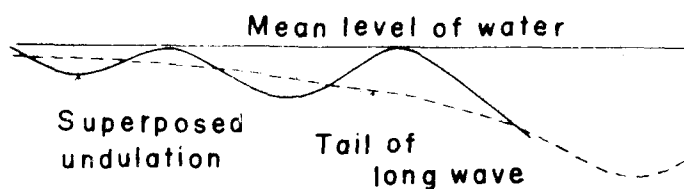


Fig. 20 tail の附近の概念図

梶浦の論文以後、津波発生の研究は、電子計算機を駆使した

桃井、相田等の数値計算によって詳細なことが判明してきた。これは、 $a/h = a^* = 10$ の場合、すなわちどちらかといえば長波に近い場合についてずっと後迄計算した結果では Fig. 12 のような長波性の波形の上に、波数の大きい波動が重なったものとなるらしい。³⁰⁾³³⁾ Fig. 20 にその概念図を画いた。フロントは市栄の

1 次元伝播の場合
とことなり、やはり $\sqrt{gk}$ で伝播し、
波数の大きい波動はこれより遅れて伝播する。ずっと後の時刻で中心付近の平均水面は、
静水面に漸近するが、これに重なる波動は常に静水面
以上に高くならない。³⁴⁾³⁵⁾ Fig. 21 に結果の一部を示した。

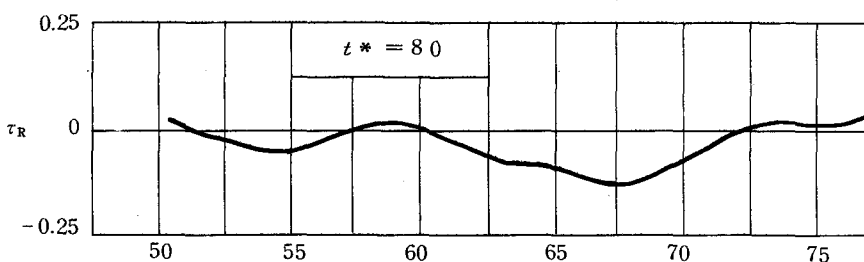


Fig. 21 $t^* = 80$ のときの津波の波形

4. 津波の海洋伝播と屈折、反射

津波の伝播にともなう波高の減衰則については、津波発生の理論に伴って多くの研究がなされ、その紹介も既になされてきた³⁾。しかしこれらの理論解は一様水深で無限にひろがった海域を仮定しているので、実情とはほど遠いと考えられる。何故なら、チリ地震津波のように太平洋中を伝播する場合でも、海底の深浅が太平洋中に存在する上に、環太平洋の大陸群は海域をほぼ楕円形に限っている。従ってむしろ屈折図を画いてエネルギーの集散を求める方が実情を把握しやすい。また近地津波の場合には発生域は陸岸より 100 Km 以内であるのに、浪源域の大きさは $a = 100$ Km 程度であるために境界はあまりにも狭く、これに加えて大陸棚の縁辺で反射がおこる。

したがって津波の機構を実情に則して知る為には、どうしても、発生、伝播、反射、屈折、回折などを同時に考慮しなければならない。だから、津波の研究はケース・スタディになってしまうと考えられる。

ケース・スタディ、換言すればシュミレーションによる研究の方法は、図式計算、数値実験、模型実験となるであろう。もち論その場合でもその個々の現象を抽出して、解析を試みることは重要である。そこで本章ではその各論的な考察を行い、次章に総合的なケース・スタディを説明することとす

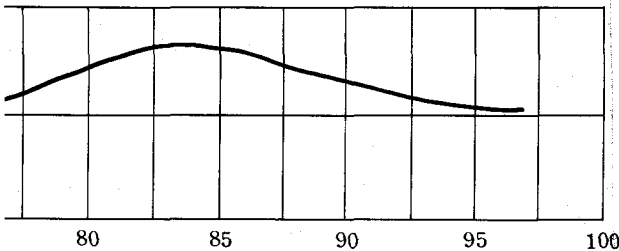
る。

4.1 屈折図

屈折図は津波の伝播の様子，すなわち時々刻々の第一波の到達時刻，進行方向及び波高の変化を知するために，非常に重要である。また沿岸のうけるエネルギーの分布もこれによって推察しうる。3章にのべたように津波の伝播速度は $C = \sqrt{gh}$ と考えても，大きい誤りはないから，そのようにおいて波向線法を用いて画けばよい。その場合浪源の範囲が問題になるので，逆屈折図を画いて推定することは先述の通りである。桃井は電子計算機を用いて屈折図を画かせる試みを発表している。²⁰⁾ 波の出発時の方向は波源域の周辺曲線の法線方向とし，波高変化は周知の Green の法則

$$\frac{\zeta_2}{\zeta_1} = \left(\frac{c_1}{c_2}\right)^{1/2} \left(\frac{l_1}{l_2}\right)^{1/2} \quad (4.1)$$

によって求める。ここに l は相隣った波向線で限られた波峯線の長さ，添字 1, 2 はステップの前後を示す。



ただ，屈折図によってエネルギーの収束や発散を議論できるのは波長に比して地形変化のスケールが小さく，また，回折の影響が省略できる様な場合に限られる。

チリ地震津波のような遠地津波では Fig. 22 に示すような屈折図がえられている。図には日本沿岸を 1° ごとに切って，波

向線画いてある。これによって日本沿岸には全津波エネルギーの10分の1以上が伝ばんしたことや，ハワイ諸島によるレンズ作用で三陸海岸にはことに多くのエネルギーが集中したことがわかる。²⁰⁾ また Fig. 23 はフィリピン津波の屈折図であって南西日本に比して東北地方へのエネルギーは著しく発散している。²⁰⁾

Fig. 24 は昭和8年三陸沖津波，Fig. 25 は昭和27年十勝沖津波の屈折図である。波向線は沿岸25 Km ごとにとり，波峯線に直交させているので波源のエネルギーの分配の多かったところほど，波源での波向線間隔は粗になっている。Fig. 24 では北海道エリモ岬及び宮城・福島県境に，Fig. 25 では北海道浦河海岸及び宮城・福島県境にエネルギーの集中を見ていることがわかる。

4.2 大陸棚

1) 大陸棚は Fig. 8 に示したようにタスカロラ海溝より内側にあつてその斜面はしばしば津波発生源になっている。従つて津波の発生はこの様な斜面の境界について論じねばならない。鈴木・中村は Fig. 26 のような斜面において発生する津波を解析した。²¹⁾ すなわち水平面と θ なる角をなす斜面で，斜面のかどを原点としたとき，これより b なる距離のところに変形域の中心をもつ巾 $2L$ の帯状部分が， $t = 0$ で瞬間的に上昇したものとする。すなわち，

$$\left. \begin{aligned} f(x) &= 1 & |x-b| < L \\ &= 0 & |x-b| > L \end{aligned} \right\} \quad (4.21)$$

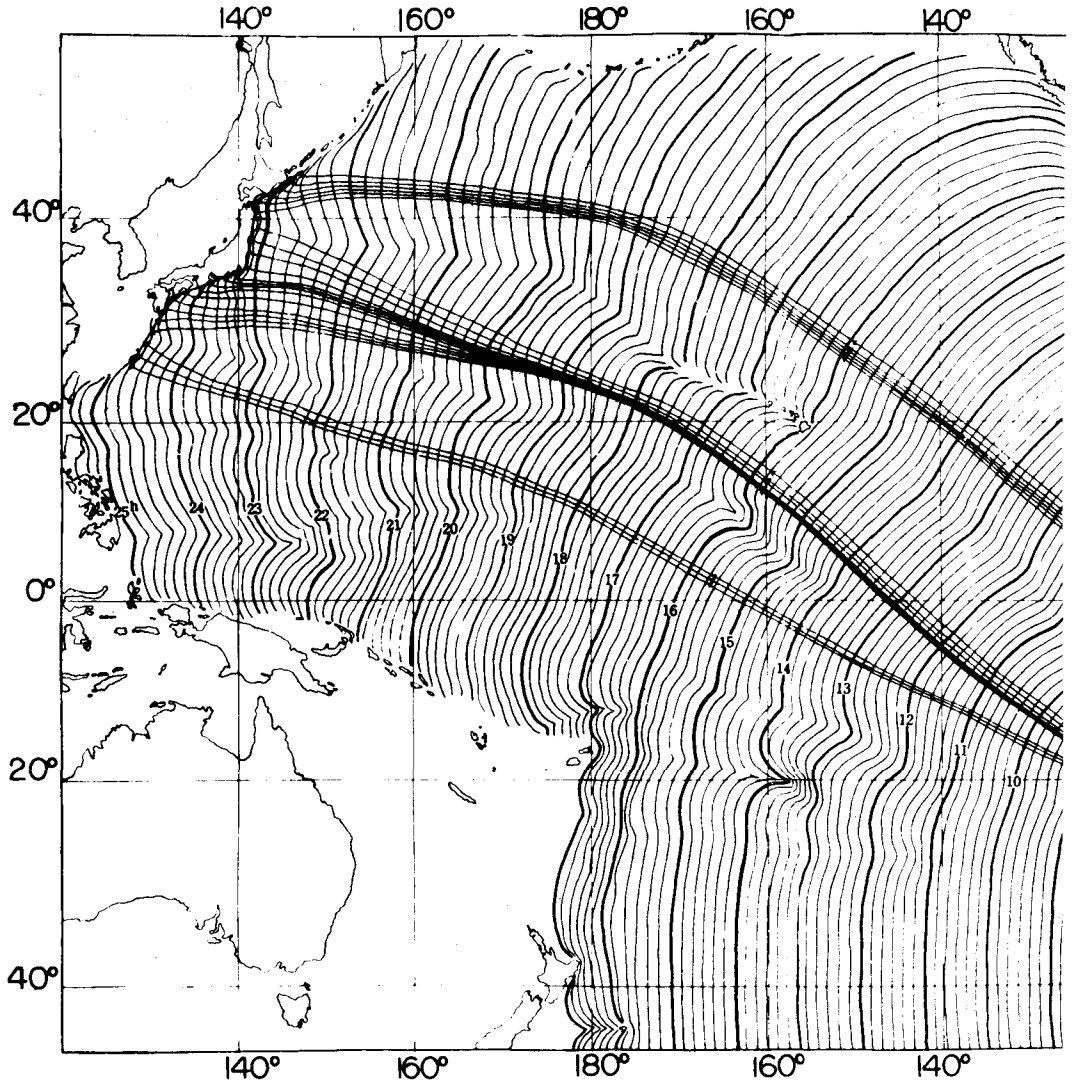
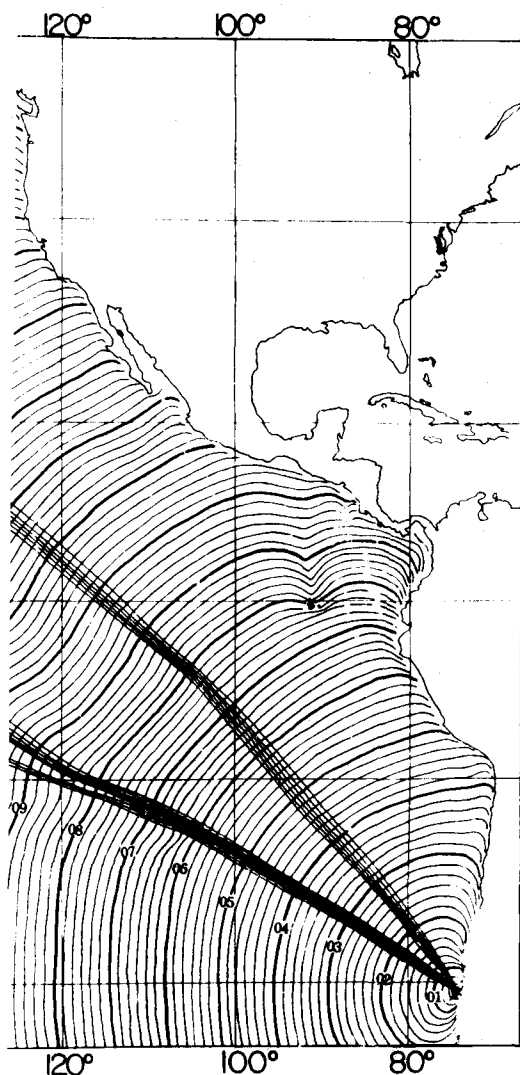


Fig. 22 チリ地震津波の屈折図と波向線（渡辺偉夫）による。

その結果、大陸棚すなわち水深 h_1 の部分に伝わる波 ζ_1 は次式であらわされる。

$$\begin{aligned} \zeta_1 = & \frac{1}{2} \left[\left(\frac{H_1}{h_1} \right)^{\frac{1}{4}} H \left\{ t - \left(-\frac{x}{c_1} + 2(T_1 - t_1) \right) \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{16} \left(\frac{3}{T_1} - \frac{1}{t_1} \right) \left(t + \frac{x}{c_1} + 2(t_1 - T_1) \right) \right. \right. \\ & + \dots \left. \left. \right\} - \left(\frac{H_3}{h_1} \right)^{\frac{1}{4}} H \left\{ t - \left(-\frac{x}{c_1} + 2(T_3 - t_1) \right) \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{16} \left(\frac{3}{T_3} - \frac{1}{t_1} \right) \left(t + \frac{x}{c_1} + 2(t_1 - T_3) \right) \right. \right. \\ & + \dots \left. \left. \right\} + \left(\frac{H_3}{h_1} \right)^{\frac{1}{4}} H \left\{ t - \left(-\frac{x}{c_1} + 2(2t_3 - t_1 - T_3) \right) \right\} \left\{ \frac{1}{8t_3} \left(t + \frac{x}{c_1} + 2(t_1 + T_3 - 2t_3) \right) \right. \right. \\ & + \dots \left. \left. \right\} - \left(\frac{H_1}{h_1} \right)^{\frac{1}{4}} H \left\{ t - \left(-\frac{x}{c_1} + 2(2t_3 - t_1 - T_1) \right) \right\} \left\{ \frac{1}{8t_3} \left(t + \frac{x}{c_1} + 2(t_1 + T_1 - 2t_3) \right) \right. \right. \\ & + \dots \left. \left. \right\} + \dots \right] \quad (4.2.2) \end{aligned}$$

また深海の方すなわち h_3 の部分の波は次式であらわされる。



$$\begin{aligned} \zeta_3 = & \frac{1}{2} \left[\left(\frac{H_3}{h_3} \right)^{1/4} H \left\{ t - \left(\frac{x-a}{c_3} + 2(t_3 - T_3) \right) \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{16} \left(\frac{1}{t_3} - \frac{3}{T_3} \right) \left(t - \frac{x-a}{c_3} \right. \right. \right. \\ & + 2(T_3 - t_3) + \dots \left. \left. \left. \right\} - \left(\frac{H_1}{h_3} \right)^{1/4} H \right. \right. \\ & \left. \left\{ t - \left(\frac{x-a}{c_3} + 2(t_3 - T_1) \right) \right\} \left\{ 1 + \frac{1}{16} \left(\frac{1}{t_3} - \frac{3}{T_1} \right) \left(t - \frac{x-a}{c_3} \right. \right. \right. \\ & + 2(T_1 - t_3) + \dots \left. \left. \left. \right\} + \left(\frac{H_3}{h_3} \right)^{1/4} H \left\{ t - \left(\frac{x-a}{c_3} + 2(t_3 + T_3 - 2t_1) \right) \right\} \right. \right. \\ & \left. \left\{ \frac{1}{8t_1} \left(t - \frac{x-a}{c_3} + 2(2t_1 - T_3 - t_3) + \dots \right) \right\} - \right. \\ & \left. \left(\frac{H_1}{h_3} \right)^{1/4} H \left\{ t - \left(\frac{x-a}{c_3} + 2(t_3 + T_1 - 2t_1) \right) \right\} \right. \\ & \left. \left\{ \frac{1}{8t_1} \left(t - \frac{x-a}{c_3} + 2(2t_1 - T_1 - t_3) + \dots \right) \right\} \right] \quad (4.2.3) \end{aligned}$$

ここに c_1, c_3 は $\sqrt{g h_1}$ および $\sqrt{g h_3}$ であり, $t_1 = l_1/c_1, t_3 = l_3/c_3, T_1 = L_1/c_1, T_3 = L_3/c_3$ である。また $H\{\}$ は Heaviside の階段関数で $H\{t\} = 1 (t \geq 0); 0 (t < 0)$ である。

(40)の第1項は点Pよりxの負方向に伝わる波、第2項は点Qより同じくxの負方向に伝わる波、第3、4項は点Q、Pよりまづ深海側へ進んで、点Rで反射してくる波を示し、さらにP、Qで何回も反射してくる波がこれに加わる。(41)の各項の意味もまったく同様である。また $(H_1/h_1)^{1/4}$ などは Green の法則に従う波高変化である。

Fig. 27 は浅海 (大陸棚) 側, Fig. 28 は深海側の波高変化の計算例で数字は計算条件である。

ここに t_0 は海が発生源の水深 H_0 で一様であるとした場合の懸案地点までの長波の伝播時間であって、図中の () 中の数字は各項の contribution を示している。

これより浅海側では一定水深を進行する場合の波 (Fig. 28 中の一点鎖線) に比して、波形の巾は狭く、波高は高くなっているのに比し、深海側では巾は広がり、波高は低くなっている。波形の傾むきは波素 (Wave element) の時間差によるものである。

Fig. 29 は斜面の勾配を変えた場合に浅海側と深海側にそれぞれ送られる波のエネルギー比 E_1/E_3 の変化を示す。これで分るように、式 (4.2.1) は Fourier 積分で勾配が急なほど余分のエネルギーが深海側へ出される。

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikx} \left[\frac{2}{k} \sin(kL) \right] dk, \quad k = \frac{\omega}{\sqrt{gH_0}} \quad (4.2.4)$$

(ω は角周波数), そこで一様水深 H_0 の場合の振巾スペクトル F_0 は,

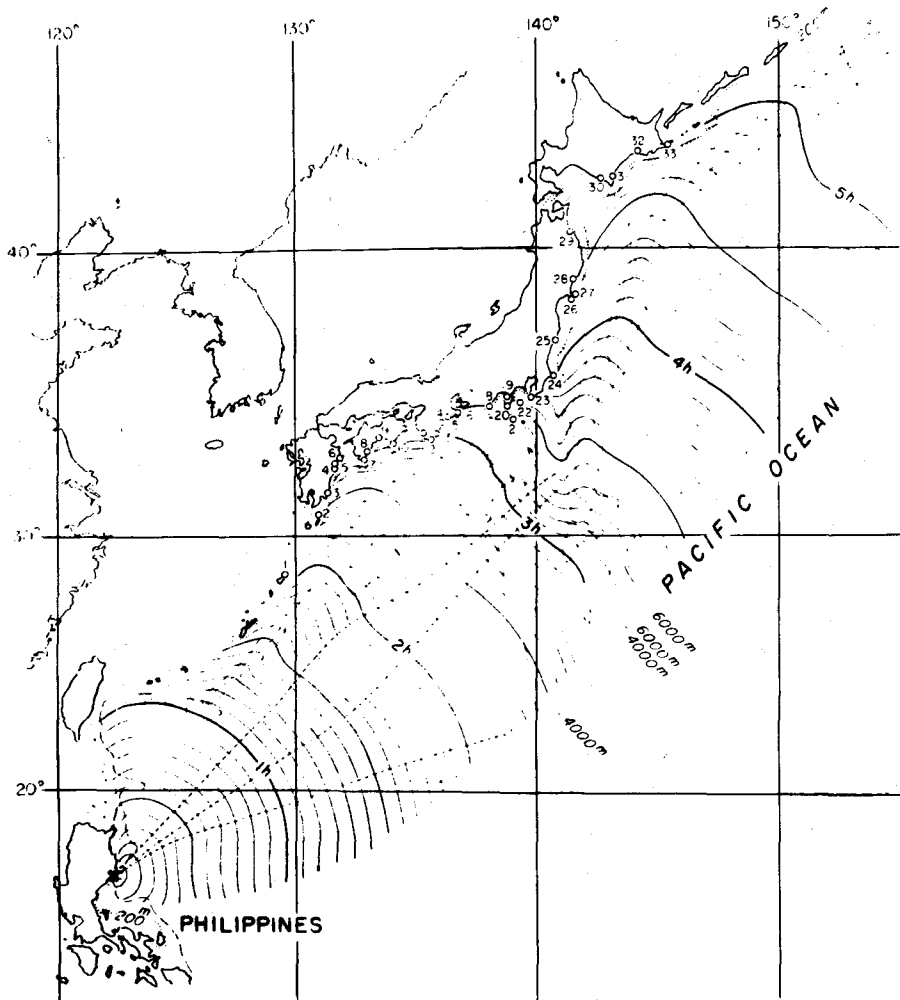


Fig. 23 1968年8月1日フィリピン津波の屈折図

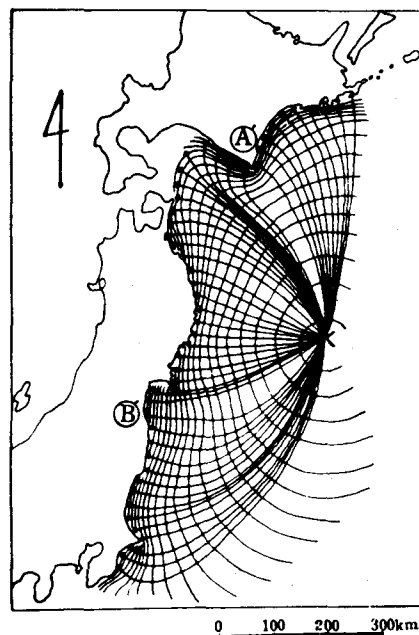
$$F_0 = \frac{1}{2} \frac{\sin(kL)}{kL} \quad (4.25)$$

しかし、浅海域、深海域では Fig. 30 のように変化する。従って浅い方へ進行する波では短かい波長の波が卓越する。昭和8年(1933年)3月3日の三陸津波では15分の周期が卓越したのに対し、アメリカ太平洋岸では30分であったことはこのような大陸棚の効果であったようである。

ii) つぎに津波が深い海の方から進行して急に水深が浅い場所に来る場合に、大陸棚の影響で波高がいかに変化するであろうか。

津波を3章でのべたように微小振巾の長波と考えることは、ほぼ許容されることであるので、この

Fig. 24
昭和8年3月2日三陸沖津波の屈折図



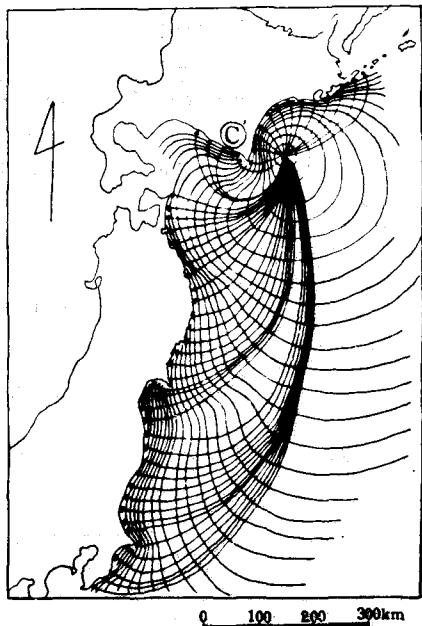


Fig. 25 昭和27年3月4日十勝沖津波の屈折図

点Qの反射波は $\eta_{22} = B e^{-i k_2 x}$ (4.2.9)

したがって点Qで $\eta_2 = \eta_{12} + \eta_{22} = A e^{i k_2 x} + B e^{-i k_2 x}$ (4.2.10)

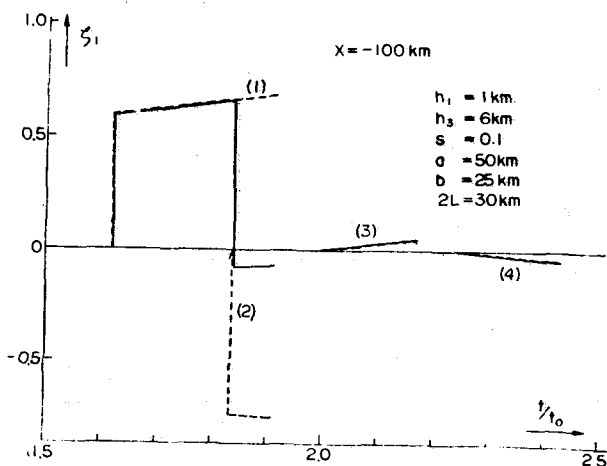


Fig. 27 浅海内の波形, 実線は成分波の和を示す

場合の基本方程式はつぎようになる。

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(c^2 \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(c^2 \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) \quad (4.2.6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (4.2.7)$$

高橋竜太郎は Fig. 31 のような形状の大陸棚を考え、波が、棚ののびた方向に直角に、すなわち、図示の x 軸にそって、沖より入ってくる1次元伝播のときの透過及び反射について考えた⁹⁾したがって $\partial/\partial y = 0$, また大陸棚の斜面は $x \leq x_1$ で $h = h_1 = a x_1^2$, $x \geq x_2$ で $h = h_2 = a x_2^2$ の間において、すなわち $x_1 \leq x \leq x_2$ において、 $h = a x^2$ なる形状を有するものとする。

入射波は $\eta_{12} = A e^{i k_2 x}$ (4.2.8)

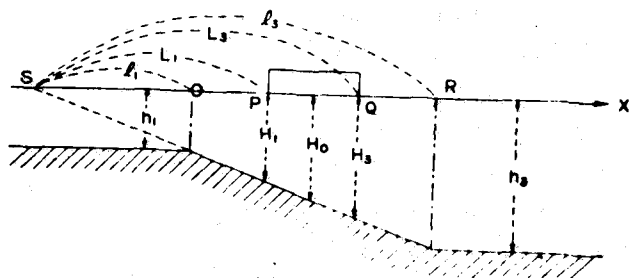


Fig. 26 海底地形

ここに, $k_2^2 = \sigma^2 / a g x_2^2$ (4.2.11)

σ は角周波数である。

点Pの透過波は $\eta_1 = E e^{i k_1 x}$ (4.2.12)

ここに $k_1^2 = \sigma^2 / a g x_1^2$

そこで $x_1 \leq x \leq x_2$ において式

(4.2.6) より

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + n^2 \zeta = 0 \quad (4.2.13)$$

ここに $n^2 = \sigma^2 / a g$ である。PおよびQで水面と流量が連続であるという条件より、次式がえられる。

$n^2 > 1/4$ に対して, $m^2 = n^2 - 1/4$,

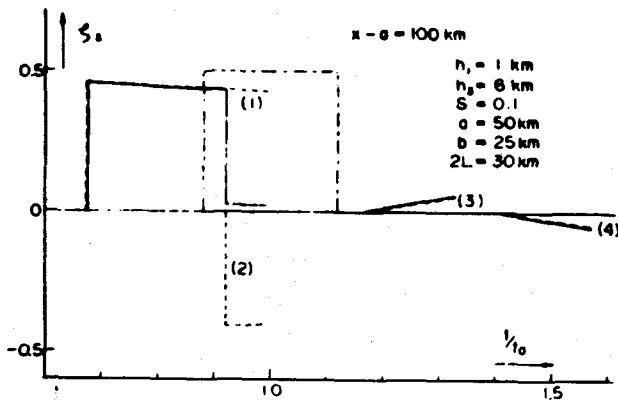


Fig. 28 深海内の波形, 実線は成分波の和を示す

の関係を示す一例であって, 周期の長い波は透過し難く, 上述の中村公平の所論とよく符合する。

外洋から Fig. 33 の点線 (1st term) に示す波が入射すると, $2nd$ term が加わって実線で示すような波形になることも計算されている。

iii) つぎに大陸棚上にのった津波は陸岸に衝突して反射し, ふたたび棚縁辺において透過及び反射を行なう。そこで Fig. 34 のような模型を考えて, Fig. 35 のように津波が斜め入射角 θ_1 で入射したとし, 変断面部で θ_2 になり, さらに陸岸で反射をして, 従って陸岸と棚縁辺とで, 反射を繰返すものとする。よって方程式は (4.26) を用い, x 軸, y 軸を Fig. 35 のようにとる。中村公平・渡辺偉夫の解析によると

$$r_2 = \left(\sqrt{\frac{h_2}{h_1}} \cdot \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} - 1 \right) / \left(\sqrt{\frac{h_2}{h_1}} \cdot \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} + 1 \right) \quad (4.217)$$

$$\mu = x_2/x_1 \text{ とおけば}$$

$$\frac{E}{A} = \frac{m \mu^{\frac{1}{2}}}{m \cos(m \log \mu) + i n \sin(m \log \mu)} \quad (4.214)$$

$n^2 < 1/4$ に対して $m' = -im$ とお

$$\frac{E}{A} = \frac{2m' \mu^{\frac{1}{2}}}{m' \cos(m' \log \mu) + i n \sinh(m' \log \mu)} \quad (4.215)$$

$n^2 = 1/4$ に対して

$$\frac{E}{A} = \frac{\mu^{\frac{1}{2}}}{1 + i n \log \mu} \quad (4.216)$$

Fig. 32 は透過係数 $|E/A|$ と σ と

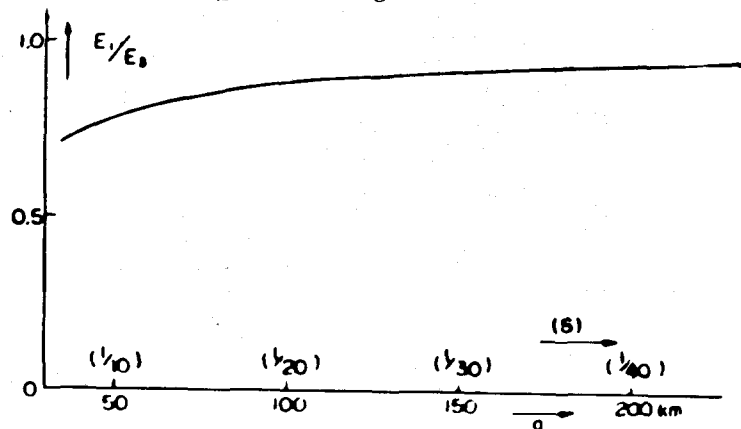


Fig. 29 浅海内のエネルギー E_1 と深海内のエネルギー E_2 との比

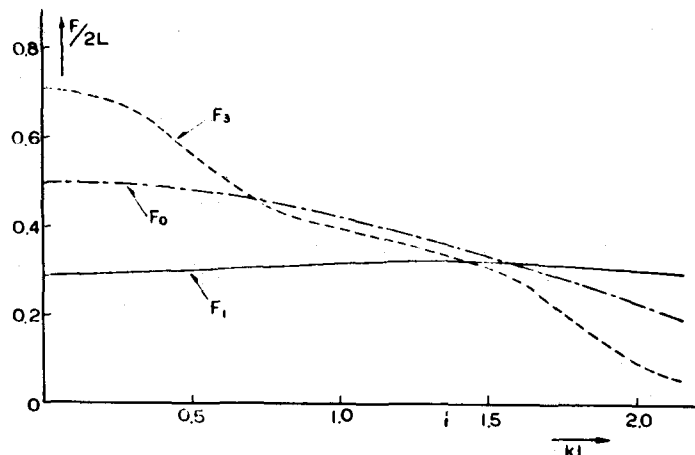


Fig. 30 発生波スペクトル F_0 の浅海域 (F_1) 及び深海域 (F_3) での変形

$$t_{12} = 2 \sqrt{\frac{h_1}{h_2}} \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} / \left(\sqrt{\frac{h_1}{h_2}} \cdot \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} + 1 \right) \quad (4.2.18)$$

r_{21} は波が陸棚側よりきて縁辺で反射する場合の反射係数, t_{12} は波が海洋側よりきて縁辺を透過する場合の透過係数であり, かつ,

$$\sin \theta_1 / \sin \theta_2 = c_1 / c_2 \quad (4.2.19)$$

そこで $\rho = \sqrt{h_2/h_1}$ として種々の θ_2 に対する r_{21} の値を求めたのが Fig. 36, また θ_1 に対する t_{12} の値を求めたのが, Fig. 37 である。従って陸岸では

$$c_2 = 2 t_{12}$$

$$\begin{aligned} & [f(t-\tau) \cdot \\ & H(t-\tau) + r_{21} \\ & f(t-\tau_1) \cdot \\ & H(t-\tau_1) + r_{21}^2 \\ & f(t-\tau_2) \cdot \\ & H(t-\tau_2) + \dots \\ & \dots] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H(T) &= 0 \quad T < 0, \\ H(T) &= 1 \quad T \geq 0 \end{aligned} \quad (4.2.20)$$

ここに $f(t)$ は,

$$(x = -a, y = -b) \text{ を通過する}$$

波の形であって,

式 (4.2.20) の第一

項は直接波が陸岸

に到達したもの, 第2項は縁辺での反射波が到達したもの等である。だから, τ, τ_1, τ_2 等は経過時間で容易に知れる。たとえば Fig. 38 の細い実線のような周期の長い波は反射波の為に, 波高が減少する。また Fig. 37 より入射波角が大きくなると透過波が少なくなってくる。また非常にフラットな波形の津波が陸棚縁に直角に入射すると, 津波の立上りの

部分で峯がわれて, いわゆる Forerunner を形成することもある。

さらに陸棚におけるこのような反射の存在は陸棚セイシュの存在を予想させる。チリ地震津波では波峯線が海岸に平行であったので, 宮城県江ノ島の観測値は陸棚セイシュと考えられる波形を示した。

iv) つぎに陸棚に平行に津波が伝搬する場合には, 進行する境界波としてエッジ波が発生する。(edge wave または shelf wave) この波の存在をはじめて推察したのは妹沢克惟と金井清であったが,

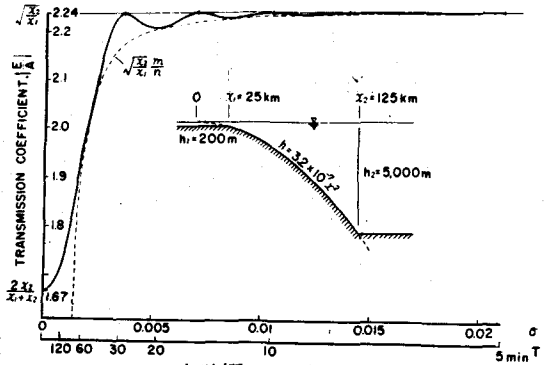


Fig. 31 大陸棚のモデル

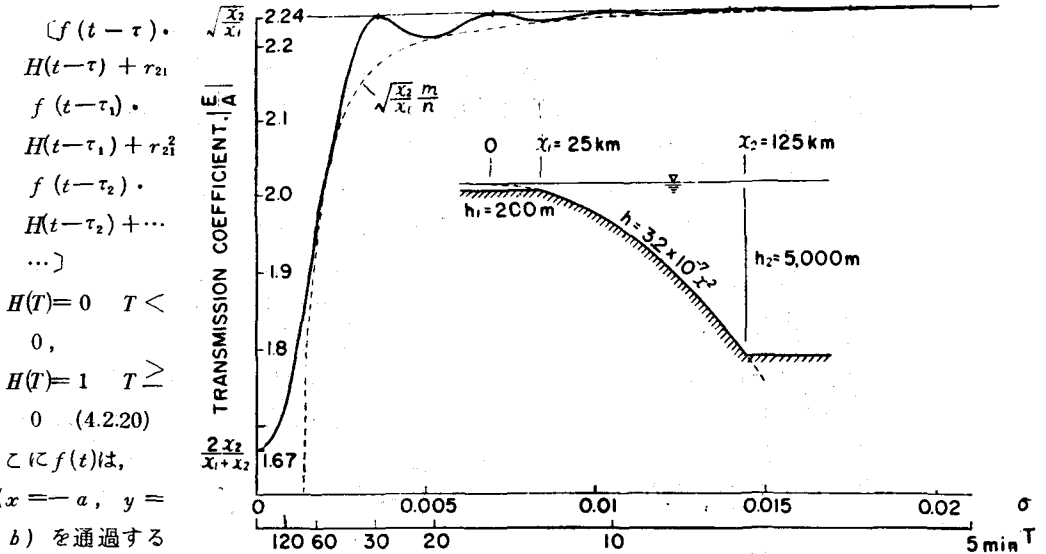


Fig. 32 大陸棚の透過係数

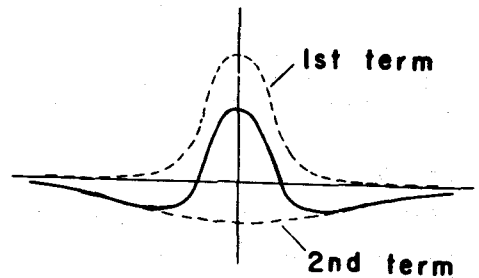


Fig. 33 波形の変形

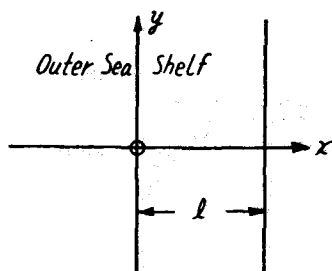


Fig. 34 大陸棚のモデル

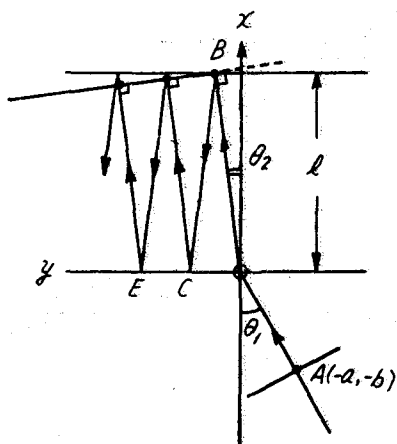


Fig. 35 直接波の入射と、陸岸及び大陸棚縁辺での反射

のちに Ursell は傾斜浜でのエッジ波の研究をおこない⁴²⁾ Munk, Snodgrass と Carrier はエッジ波が大陸棚で見られる種々のケースを研究した⁴³⁾ とくに中村公平は外海のある固定点を波源とする津波の場合に、平面的な大陸棚境界に、円筒波が進入した場合の、大陸棚に trap されるエネルギーによって生ずるエッジ波について解析し、この場合には平面波であればエッジ波の発生を見ないことについて説明した⁴⁵⁾

いま Fig. 39 のように海岸線に沿って x 軸、これに直角に沖向きに y 軸ととり、原点を波源の通る y 軸と x 軸との交点とする。 z 軸は鉛直上方にとり、水深を図示のように h_1, h_2 とする。大陸棚の巾は l で、波源は点 $(0, d)$ にあり、 $l < d$ と仮定する。

波の時間因子を $e^{i\omega t}$ と仮定すると

$$(\nabla^2 + k_{1,2}^2)\zeta_{1,2} = 0 \quad (4.2.21)$$

ここに $k_{1,2} = \frac{\omega}{c_{1,2}}$, $c_{1,2} = \sqrt{gh_{1,2}}$ (4.2.22)
添字 1, 2 は大陸棚及び外海を示す。

そこでいま直接の円筒波として

$$\zeta_0 = e^{-ik_2(Vx+N|y-d|)} \quad l < y \quad (4.2.23)$$

を考え、つぎに大陸棚上で、海岸及び大陸棚縁で反射した合成波

$$\zeta_1 = \{ A e^{ik_2 My} + B e^{-ik_2 My} \} e^{-ik_2 Vx} \quad 0 < y < l \quad (4.2.24)$$

また外海の波で棚の縁辺で反射したものとして

$$\zeta_2 = C e^{-ik_2(Vx+Ny)} \quad l < y \quad (4.2.25)$$

とする。ここに $V = \sin w_2$, $N = \cos w_2$, $M = m^2 - V^2$, $m = \frac{c_2}{c_1} = \sqrt{\frac{h_2}{h_1}} > 1$, $I(N) < 0$ である。

また w_2 は外海よりの伝播波の入射角で複素数をと

るものとする。

境界条件は、 $y=0$ で $\bar{v}_1 = 0$, $y=l$ で $\zeta_1 = \zeta_0 + \zeta_2$, また $h_1 \bar{v}_1 = h_2 \bar{v}_2$ である。ここに $\bar{v}_1, \bar{v}_2$ は水粒子の y 方向の速度である。従って、

$$\frac{\partial \bar{v}_1}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta_1}{\partial y}, \quad \frac{\partial \bar{v}_2}{\partial t} = -g \frac{\partial (\zeta_0 + \zeta_2)}{\partial y} \quad (4.2.26)$$

従って常数は

$$A = B = 2\mu e^{-ik_2(Ml + (d-l)N)} / D \quad (4.2.27)$$

$$C = e^{-ik_2 N(d-l)} \{ \mu (1 + e^{-2ik_2 Ml}) - (1 - e^{-2ik_2 Ml}) \} / D$$

ここに

$$D = \mu (1 + e^{-2ik_2 Ml}) + (1 - e^{-2ik_2 Ml}) \quad (4.2.28)$$

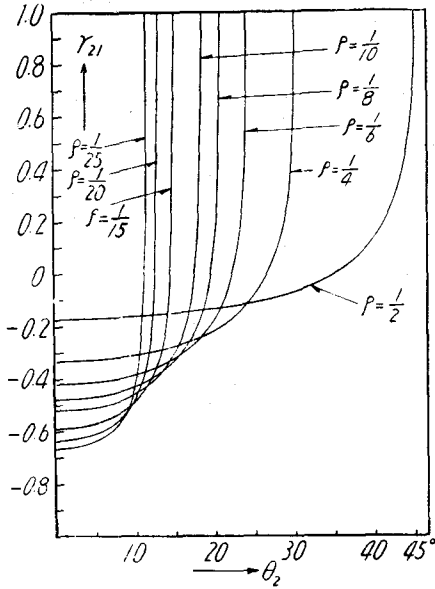


Fig. 36 入射角 θ_2 と反射係数 r_{21} との関係

$$\mu = m^2 N / M \quad (4.2.29)$$

海岸 $y = 0$ では式 (4.2.24) より

$$\begin{aligned} \zeta &= (A+B) e^{-ik_2 xV} \\ &= 2k_2 \alpha e^{-r\alpha(\bar{d}-1) - i\bar{x}\bar{r}V} / \Gamma(r, V) \end{aligned} \quad (4.2.30)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= \sqrt{V^2 - 1} = iN, \quad \beta = M = \sqrt{m^2 - V^2} \\ r &= k_2 l, \quad \bar{d} = d/l, \quad \bar{x} = x/l \end{aligned} \quad (4.2.31)$$

点 $(0, d)$ での円筒波源は(3)の ζ_0 より

$$\begin{aligned} \zeta_0 &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2 + i\infty} e^{-ik_2(xV + 1y - d|N)} \cdot d\omega_2 = H_0^{(2)}(k_2 r) \end{aligned} \quad (4.2.32)$$

$$\text{ここに } r = \sqrt{x^2 + (y-d)^2}$$

同様に海岸では (4.2.30) より

$$\zeta = \frac{2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2 + i\infty} \frac{k_2 \alpha}{\Gamma(r, V)} e^{-r\alpha(\bar{d}-1) - i\bar{x}\bar{r}V} d\omega_2 \quad (4.2.34)$$

原波形の波長に比して伝達距離が遠い場合に、沿岸距離が小さければ saddle point method がよい近似を与えるが、この場合の解はセイシュのような振動波形となる。また、沿岸距離が遠い場合の

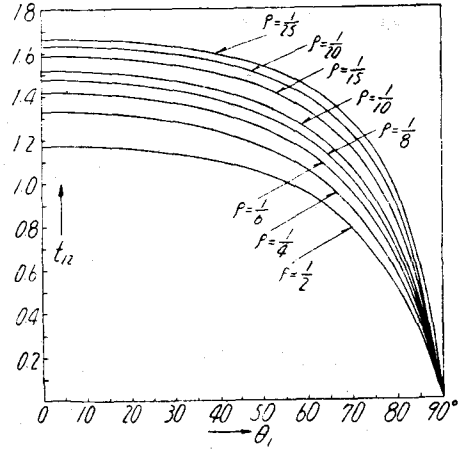


Fig. 37 入射角 θ_1 と透過係数 t_{12} との関係

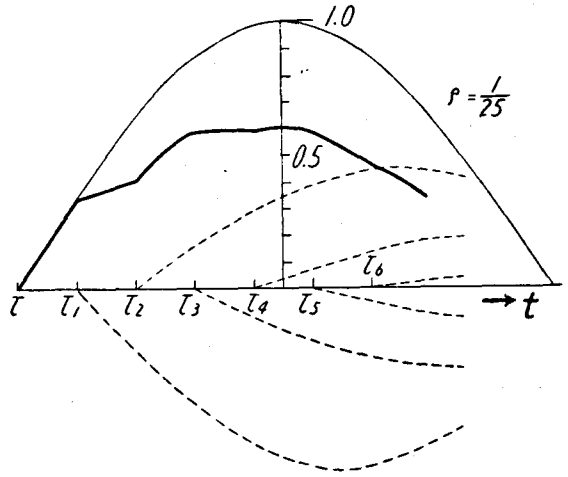


Fig. 38 入射波 (細線) と陸岸の観測波 (太線) との関係 (点線は反射波)

$$(4.2.33)$$

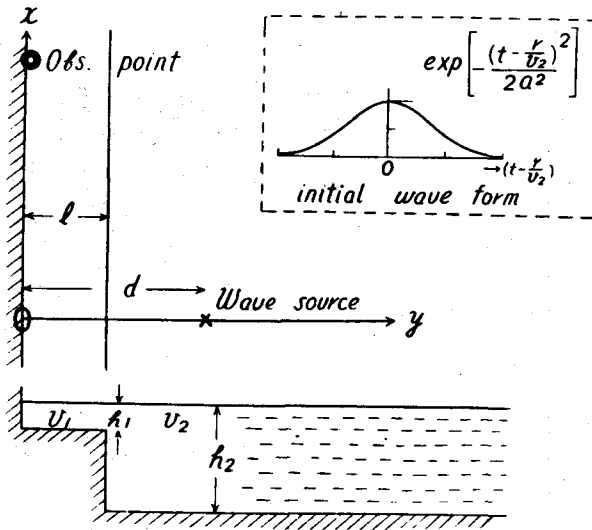


Fig. 39 大陸棚と発生波

ここに ω_1 は棚上の入射角である。また沿岸方向の群速度 U は、

$$U = \frac{d\omega}{d(k_1 \sin \omega_1)} = \frac{d\omega}{d(k_2 \sin \omega_2)} = c_2 \frac{d\omega}{d\omega} = c_2 \left(\frac{dV}{d\omega} + r \frac{dV}{dr} \Gamma \right)^{-1} \quad (4.237)$$

$$\text{ここに } \left(\frac{dV}{dr} \right)_{\Gamma=0} = \alpha \beta^2 (m^2 a^2 + V^2) / V \{ m^2 + \alpha r (m^4 a^2 + V^2) \} \quad (4.238)$$

Fig. 40 は $m^2 = h_2/h_1 = 10$ のときの $\tilde{c}/c_2$, U/c_2 の r に対する曲線である。すなわちエッジ波は分散性を持ち、周期の長い波ほど速くつたわる。

波源の波形がつぎの誤差関数形

$$f(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{a} e^{-\frac{\tau^2}{2a^2}}, \quad \tau = t - \frac{r}{c_2} \quad a : \text{const} \quad (4.239)$$

であたえられた場合の normal mode theory による解は、

$$\zeta = 4AP \frac{1}{\sqrt{x}} \sum XY \frac{1}{\sqrt{\partial_0}} \frac{\sin \{ \omega_0 (t - \frac{x}{c_0}) \}}{\cos} \quad (4.240)$$

ここに $dU/dr < 0$ のとき $\sin$, $dU/dr > 0$ のとき $\cos$ をとる。また、

$$P = c_2 / l^{3/2} \quad (4.241)$$

$$X = \sqrt{r} \cdot \frac{\alpha \beta^2}{V} \cdot \frac{m^2}{m^2 - 1} \frac{\sec(r\beta)}{\{ m^2 + \alpha r (m^4 a^2 + V^2) \}} \quad (4.242)$$

$$Y = Y_1 Y_2, \quad Y_1 = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{c_2}{l} \right)^2 a^2 r \right\} = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \omega^2 a^2 \right\} \quad (4.243)$$

水位変動は、その初期に対し、近似的に ray theory によりその後期に対し近似的に normal mode theory によって求める。

$$\text{式 (4.234) より } \Gamma(r, V) = 0 \quad \text{あるいは,} \quad m^2 \alpha = \beta \tan(r\beta) \quad (4.235)$$

式 (4.235) は r の固有値を与える。

沿岸方向の phase velocity

(位相速度) $\tilde{c}$ は

$$\tilde{c} = \frac{c_1}{\sin \omega_1} = \frac{c_2}{V} \quad (4.236)$$

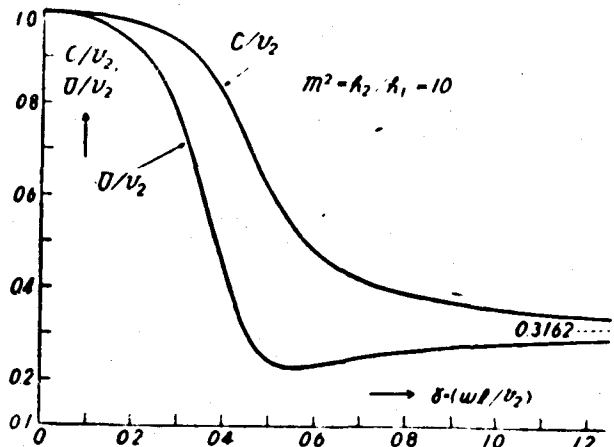


Fig. 40 エッジ波一次モードの位相速度 $\tilde{c}$ 及び群速度 U の分散曲線 ($m^2 = h_2/h_1 = 10$)

$$Y_2 = \exp \{ -\alpha r (\bar{d} - 1) \} \quad (4.2.44)$$

$$\left| \frac{\partial}{\partial r} \right| = \left| -\frac{c_2}{V^2} \cdot \frac{dV}{dr} \right|^{-\frac{1}{2}} = \left\{ \left| 2 \frac{dV}{dr} + r \frac{d^2 V}{dr^2} \right| \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (4.2.45)$$

$$\frac{d^2 V}{dr^2} = -\frac{dV}{dr} \cdot \frac{\alpha}{VL} \left\{ \frac{F}{\alpha^3 \beta^2} \cdot \frac{dV}{dr} + 2VE \right\} \quad (4.2.46)$$

$$L = (m^2 - 1) \{ m^2 + \alpha r \{ m^2 (V^2 - 1) + V^2 \} \}$$

$$E = 2 (m^2 - V^2) + m^4 (2V^2 - 1) - m^6$$

$$F = r \alpha^3 \{ (m^2 - 2V^2) \beta^2 + m^4 \cdot \{ \beta^2 (2V^2 - 1) + V^2 (m^2 - 1) \} + m^4 \alpha^4 - m^2 \beta^4 \} \quad (4.2.47)$$

$dU/dr \approx 0$ のときは Stationary phase method は使えなくなる。その解は

$$\zeta = 4AP \frac{1}{\sqrt{x}} \Sigma X_m Y_m \frac{l}{c_2} \frac{\sqrt{2\pi x}}{(3a_3)^{1/3}} \cdot Ai \left\{ \frac{a_1}{(3a_3)^{1/3}} \right\} \cos \left\{ \omega_m \left(t - \frac{x}{c_m} \right) - \frac{\pi}{4} \right\} \quad (4.2.48)$$

$$a_1 = t - \frac{x}{U_m}, \quad a_3 = -\frac{1}{6} \tilde{x} \left(\frac{l}{c_2} \right)^3 \left\{ \frac{d^3 (rV)}{dr^3} \right\}_m, \quad \left\{ \frac{d^3 (rV)}{dr^3} \right\}_m = \left\{ 3 \frac{d^2 V}{dr^2} + r \frac{d^3 V}{dr^3} \right\}_m \quad (4.2.49)$$

$$Ai(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos \left(\frac{1}{3} u^3 + xu \right) du \quad (4.2.50)$$

すなわち (4.2.50) は Airy 積分である。また (4.2.48) の添字 m は $dU/dr = 0$ の場合の値を示す。

式 (4.2.42) の X は定常運動における mode amplitude であり、式 (4.2.45) の $\delta^{-\frac{1}{2}}$ は非周期運動における excitation function である。Fig. 41, Fig. 42 にその特性を示す。Fig. 42 で $|\delta|^{-\frac{1}{2}}$ が極端に大きくなるところでは normal mode theory が適用できない

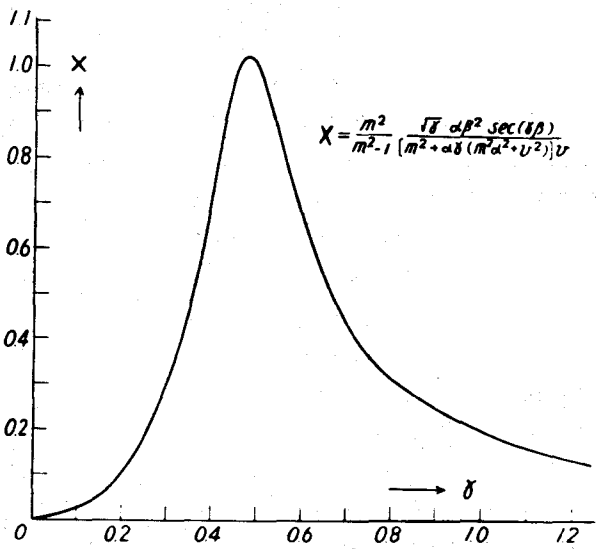


Fig. 41 X と r との関係

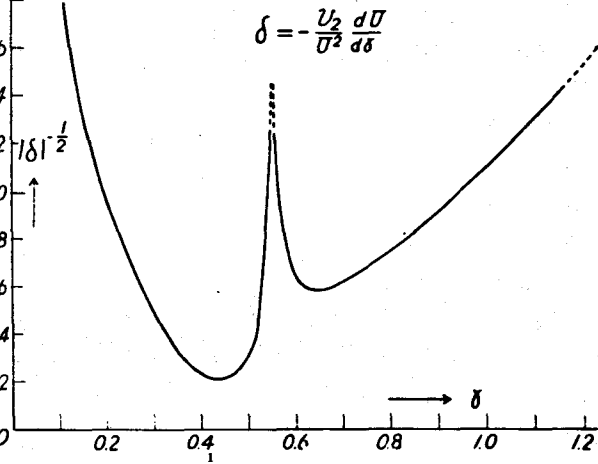


Fig. 42 $|\delta|^{-\frac{1}{2}}$ と r との関係

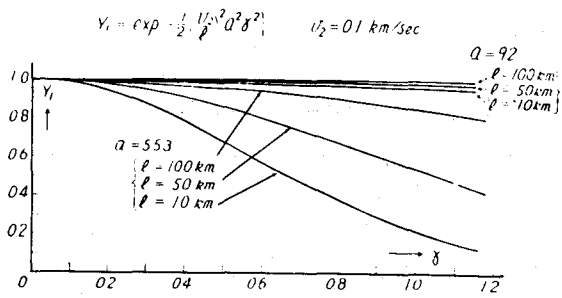


Fig. 43 発生波のスペクトル

い部分である。式(4.243)の Y_1 は、はじめの波でそのスペクトルを(1) $a=553$, $l=100$, 50 , 10 Kmおよび(2) $a=92$, $l=100$, 50 , 10 Kmについて求めたのが、Fig. 43である。前者はクレストの1/10の高さの時間が40分、後者は6.6分の場合に相当する。つぎに式(4.244)の Y_2 は波源の沖合距離の効果を示し、これをFig. 44に示した。従って $\bar{d}$ がふえるほど振巾は減少し、エッジ波の周期の長い波ほど、振巾はふえている。

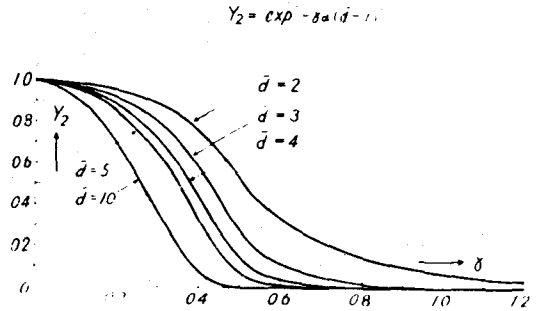


Fig. 44 浪源の沖合距離効果

Fig. 45,

46に $\bar{d}=$

2, $\bar{d}=5$

の場合の波

形が与えて

ある。図示

のように陸

棚が存在し

ないときに

は一つの波

にすぎない

のが、陸棚

の存在の為

に喰りに似

た現象を示

している。

これらの

結果よりエ

ッジ波是分

散性の波で

あることがいえる。

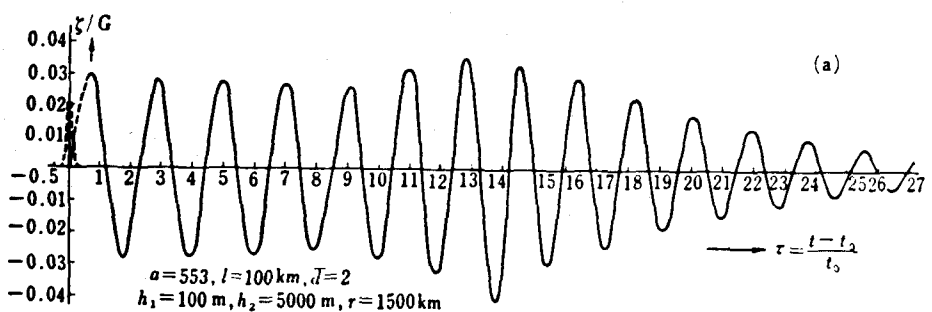


Fig. 45 エッジ波の理論波形 $\bar{d}=2$

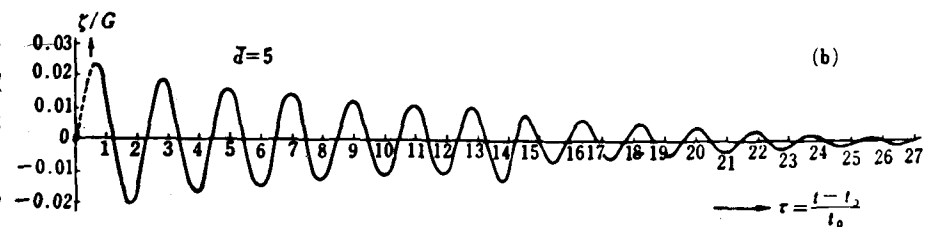


Fig. 46 エッジ波の理論沖形 $\bar{d}=5$

5. 津波波形の観測と成因に関する考察

津波の沿岸における観測値は、大、小の津波が生じるたびにおこなわれ、これに関する報告も枚挙に遑ないほどである。それらの波形は殆んど不規則な振動をおこなっており、また分散性であることが知られている。しかし、第3章でのべたように津波発生の際には、ほとんど長波性の孤立波と考えられるので、何故このような振動波形がえられるかが問題となる。この疑問をとく重要な鍵が大陸棚の存在とこれに伴う棚セイシュおよびエッジ波ならびに内湾の存在にあると考えられる。

相田 勇 の宮城県江の島附近の陸棚における海水振動の研究によれば、1965年1年間の擾乱の少ない日、24時間の長さの記録、24コによる平均スペクトルは波が陸棚に直角に入射した場合に、女川湾

の影響を考慮した場合の江の島における海面振動スペクトルの計算値と極めてよく一致し、観測が湾口よりいくらか外海にあっても湾の影響が無視できないことを示している。⁴⁰⁾さらに、江の島の back ground noise には、trapped mode の存在が不十分ながら指摘された。

ついで相田らは津波が実際に陸棚に沿って伝播するものかどうかについて模型実験をおこない種々の興味ある結果をえている。⁴¹⁾たとえば Fig. 47 に1例を示したような形状の陸棚に孤立波を与えた場合は、Fig. 48 のように陸岸に沿った観測点には第1波として外海を伝わった波が到着し、それにつづいて陸棚の長波速度で伝播してきた位相があらわれ、ひきつづき分散性の波群を構成するが、その最大振幅はほぼ edge wave の極小群速度

で伝播する。また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。また、trapped mode と leaky mode にわけて現象を十分説明できることが周期波の実験で明らかになった。

さらに相田 勇 はこの実験の結果と比較して、1958 年および 1963 年のエトロフ津波のエッジ波について研究をおこなった。⁴²⁾ Fig. 49 はエト

ロフ島より三陸沖にかけての平面図で明らかに陸棚が孤状につらなっており、エッジ波が存在し得るような境界である。まづ Fig. 50 の小名浜の波形記録に例示される周期 60 分以下のものは、局地的な振動要素であると考えて、これを下から 2 段目のように濾波しておく。当然 180 分以上のものは潮汐

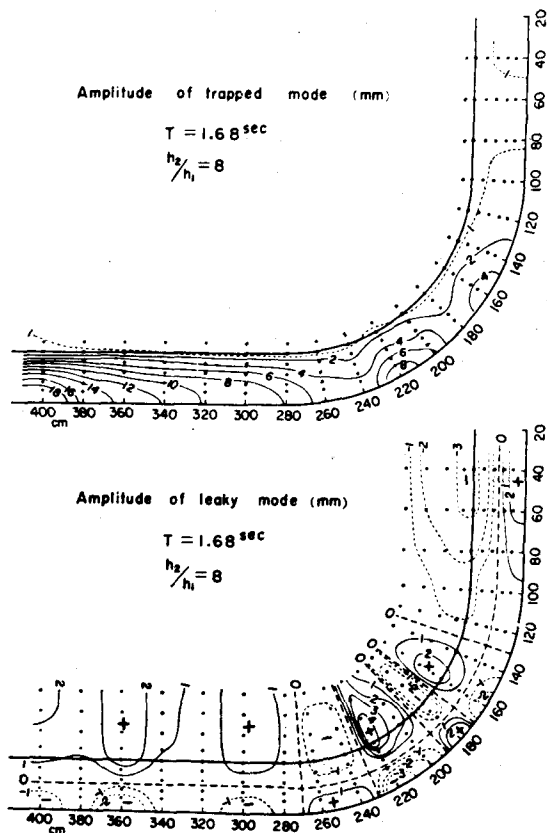


Fig. 47 陸棚模型と実験結果の一例

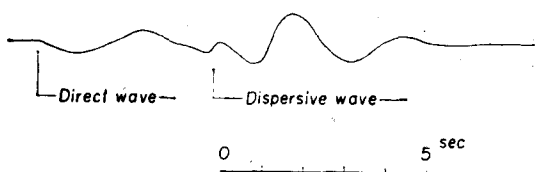


Fig. 48 陸岸での波形の概念図

と考えられるのでこれも濾波する。かくして得られた波形によって直接波のあとに分散性の波群 A の存在が認められた。しかし位相速度、振巾などをしらべた結果、波源より edge wave として伝播するというより、いったん太洋に出てから観測点附近の棚に津波が斜に入射するために edge wave の mode が観測されるという結論をえている。

このようにして津波の波形は直接波、陸棚セイシュおよびエッジ波と内湾振動とがカップルしてでき上っているものらしい。

そこで最近大型電子計算機による計算ができるようになったので、津波の発生域から海岸に至る迄の境界を含めた計算が行なわれるようになった。

その第一のものは1964年新潟地震津波および1968年十勝沖津波の場合の伝播の計算である⁴⁰⁾

いま (x, y) 方向の単位巾当り流量を q_x, q_y とすると式 (4.2.6) (4.2.7) はつぎのようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\zeta - \eta) = -\frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} = -g(h - \eta + \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial q_y}{\partial t} =$$

$$-g$$

$$(h -$$

$$\eta + \zeta)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial y}$$

$$(5.3)$$

そこでこれを差分方程式に直してメッシュを組んで数値積分をする。

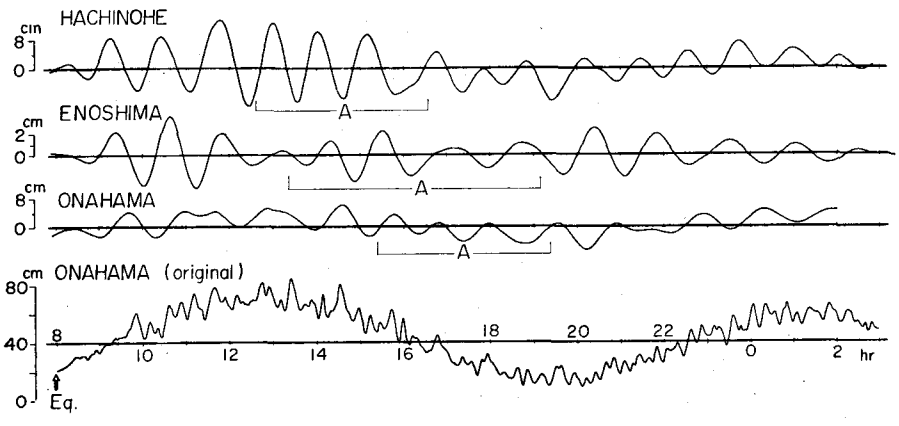


Fig. 50 エトロフ津波波形の濾波したもの及び、濾波しないもの、 A は分散波初期条件は

発生域において海底上昇と同じ値を海面に与え、境界条件は陸岸において境界に垂直成分を0とし、海側では、水粒子速度の公式より

$$q_x \text{ or } q_y = \pm \sqrt{g h} \cdot \zeta \quad (5.4)$$

ととった。

Fig. 51 は計算に用いられた範囲で、細線は水路部の測量による地震による海底上昇の等高線、点線は逆屈折図より求めた浪源域で、数字は水位上昇の初期値である。格子点数は30×20、格子間隔は

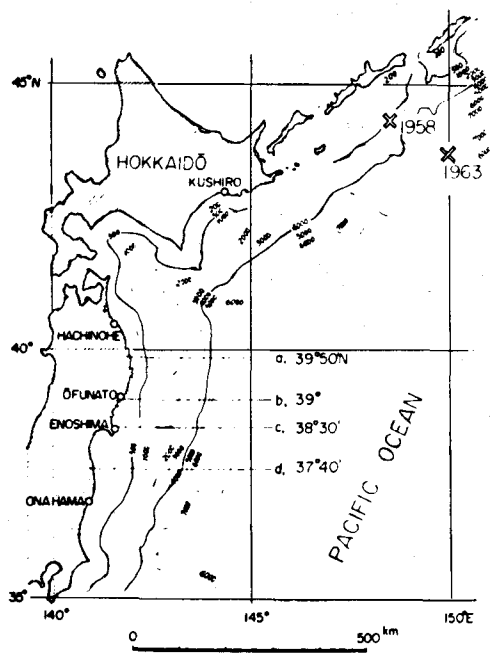


Fig. 49 日本北部とエトロフ島附近深淺図、Xは震源地点

$4S = 10\text{Km}$ になっている。Fig. 52 は観測値と実験値との比較で波形は酷似している。ただし17分以下の周期は格子間隔の関係で消えている。Fig. 53 Aは計算された第1波の山と谷から求めたエネルギーの方向性を示すもので、新潟地震の際に波エネルギーが陸岸及び佐渡島にむかって大きくなっていることがわかる。同じ大きさの波源域を考え、震央が酒田沖にあったものとして計算した場合のエネルギー分布はBで示されている。この場合には大きいエネルギーが海の方へ分散されており、これより波源位置が津波の波高分布に非常な影響を与えることがわかる。また Fig. 54 には同じ大きさの波源域が水深 500 mの無限水域にあったとして求めた津波波形で、津波の方向性を説明すると同時に波形が理論的な一山一谷に若干の振動波を重ねた解に一致することが示されており、従ってまた Fig. 52 の波形は大陸棚や陸岸の反射、屈折、回折の為に生じたものであることを証明している。

相田はまた十勝沖津波について数コの波源モデルを仮定し、各地の検潮記録と比較し最も適当と思われるモデルを求めた。Fig. 55 に各地の波形の計算結果を示す。これによって波源域の北西隅に沈降区域があり、沈降と上昇地域の境界はほぼ 143°E の線上にある。

また隆起量の最大は約 5 m位であることなどを知った。

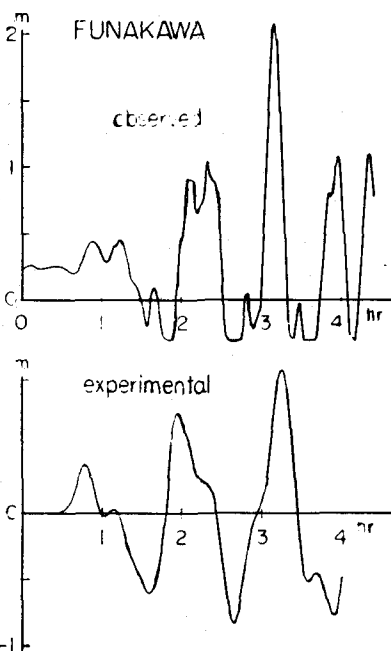


Fig. 52 新潟津波における計算値と実測値

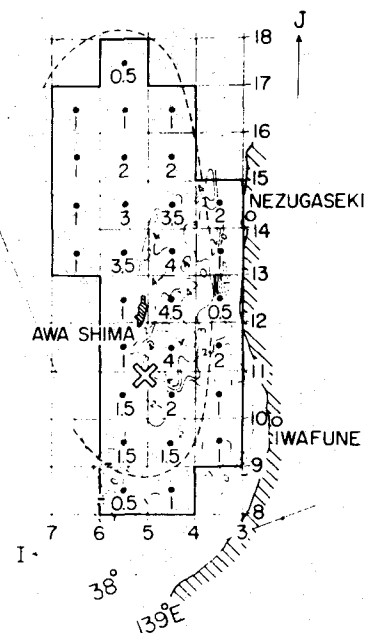
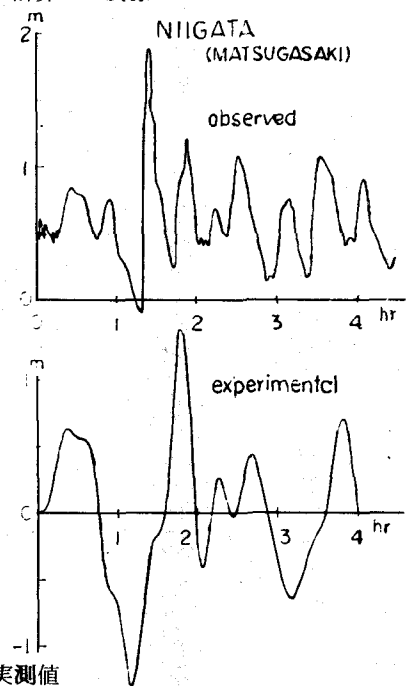


Fig. 51 新潟地震津波計算格子、等深線は水路部測量、点線は波源楕円、黒い格子が計算上の波源



こうして数値実験の方法は津波の計算に非常に役立つことがわかり、これによって海底の変形の機

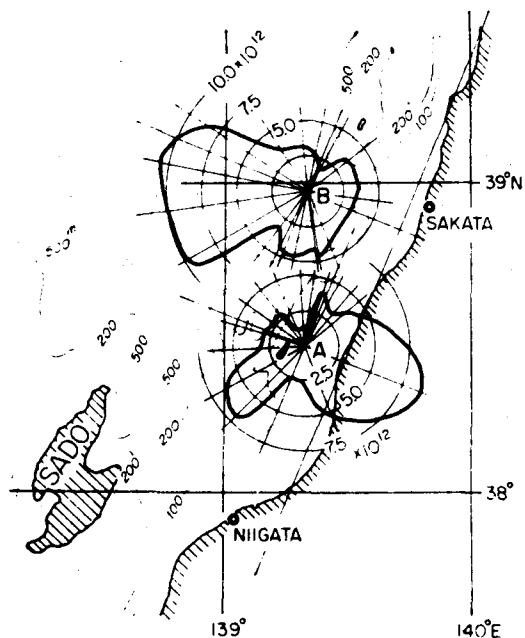


Fig. 53 新潟津波における輻射分布曲線

構を逆に推定したり、あるいはいままでも計算できなかったような複雑な海底の変形の仕方を仮定してこれによって生じる津波の波形を求めることが試みられるようになり、従って津波の研究は地盤変形のメカニズムの解明にまで及びつつあるといえよう。

例えば地震の震央で最終的には吊鐘状の隆起になるのであるが、その隆起が一方の端から一定の水平速度で進むような機構が最近地震学者の方で考えられており、相田はこのような場合の発生波の計算を行なっている⁵⁰⁾

また1923年関東地震津波の数値実験をおこなうことによって、少くとも津波発生に効果的であったと思われる海底変動は5分以下の比較的短時間に完了し、垂直変位量は最大—6—10mであることを推定している⁵¹⁾

6. むすび

以上に見てきたように、理論、数値実験、実測など多くの人々の努力によって津波の機構がかなり明確になってきた。本講においては津波に対する海岸効果、すなわち、エネルギーの集中、湾口条件、湾内共振、島、岬等による回折、湾内反射、海底が浅くなる為の長波の変形、砕波、越上、陸上構造物に対する津波の作用、防災対策など、いわば海岸工学上の身近な問題について取扱っていない。これらについても数多くの研究がなされているが、水工学シリーズで他日取上げられること

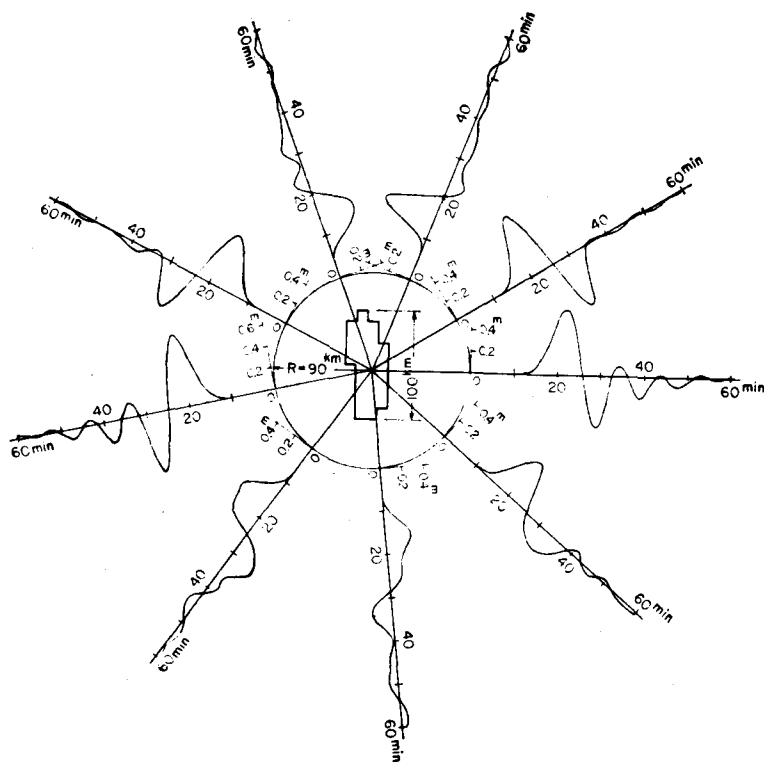


Fig. 54 500 mの均一水深で新潟津波と同じ変動を与えた際の発生津波（無限水域）

を期待して結びとしたい。

— (以上) —

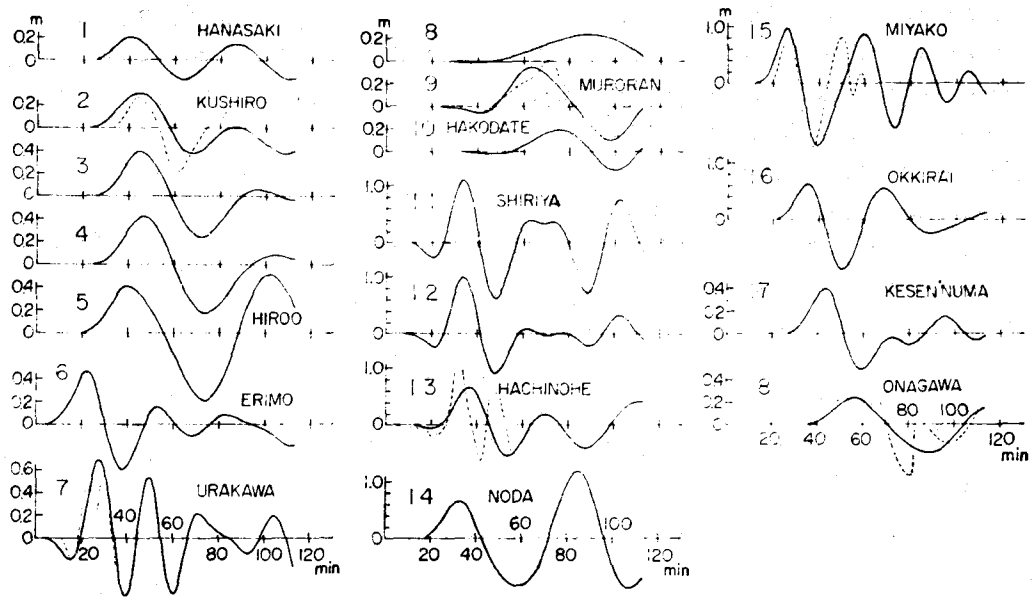


Fig. 55 十勝沖津波 (1968年) の計算波形 (実線) と実測波形 (破線)

参 考 文 献

- 1) Wilson, B. W. et al "The Nature of Tsunamis, Their Generation and Dispersion in Water of Finite Depth." NESCO Tech. Report No. SN57-2, National Engineering Science Company. Aug. 1962
- 2) Van Dorn, W. G. "Tsunamis" Advances in Hydrosience vol II, Academic Press, New York, Jan. 1965
- 3) 室田 明 "津波理論" 水工学シリーズ 65-21, 土木学会水理委員会 1965
- 4) 梶浦欣二郎 "津波" 水工学シリーズ 66-13, 土木学会水理委員会 1966
- 5) 海岸保全施設設計便覧 改訂版 土木学会 1969, pp. 65-78
- 6) 和達清夫編 "津波・高潮・海洋災害" 共立出版KK (1970)
- 7) 渡辺偉夫 "日本およびその周辺 (沖縄および南千島を含む) の津波の表" 地震 第2輯第21巻 (1968) 293-313
- 8) Kumiji Iida, "Behavior of Tsunami in the Neavshore" Recent Studies of Tsunami Run-up. Us-Japan Cooperative Scientitic Research. Seminars on Tsunami Run-up. (1965)
- 9) Kumiji Iida, "Magnitude of Tsunami genic Earthquake, Aftershock Area, And Area of Tsunanic Origin," Geophysical Papero Dedicated to Professor Ken20 Sassa. (1963)
- 10) Kumiji Iida, "A Relation of Earthquake Energy to Tsunami Energy and the Estimation of the Vertical Displacement in a Tsunami Source" The Journal of

- Earth Sciences, Nagoya Univ. vol. 11, No. 1, (1963)
- 11) Takahashi, R., "An Estimate of future Tsunami Damage along the Pacific Coast of Japan. " Bull. Earthquake Research Inst., Tokyo Univ., **29**, 71-95 (1951)
 - 12) Watanabe, H., "Studies on the Tsunamis on the Pacific of Northern Japan. " Geophys. Mag., **27**, 61-75 (1956)
 - 13) Yoshida, K., Kajiura, K., and Miyoshi, H. "On the Tsunami of March 4, 1952 " Geophys. Notes, **6**, 1-6 (1952)
 - 14) Hirono, T., "Report of the Investigation of the Kamchatke Earthquake of 1952, Quart. J. Scism. **18**, 36-39 (1953)
 - 15) 日本気象協会 "1960年チリ地震津波報告書" (1961)
 - 16) 大森房吉 "本邦大地震概表" 震災予防調査会報告, 第88号 乙 p. 33 (1919)
 - 17) Hatori, T., "Dimensions and Geographic Distribution of Tsunami Sources near Japan. " Bulletin of the Earthquake Research Institute. vol. 47 (1969) p. p. 185-214
 - 18) Hatori, T., "Vertical Displacement in a Tsunami Source Area and the Topography of the Sea Bottom. " Bulletin of the Earthquake Research Institute. vol. 44 (1966) p. p. 1449-1464
 - 19) Mogi, A., B. Kawamura, and Y. Iwabuchi, "Submarine Crustal Movement due to the Niigata Earthquake in 1964, in the environs of the Awa Sima Island, Japan Sea. " Jour. Geol. Soc. Japan, **10**, 180-186
 - 20) Lamb, H. "Hydrodynamics" 6th ed. pp 384-394 (1932)
 - 21) 今村明恒 津波の成因, 地学雑誌 17巻 p. p. 782-801 (1905)
 - 22) Sano, K. and K. Hasegawa, "On the Wave produced by the Sudden Depression of a small Portion of the Bottom of a Sea of Uniform Depth. " 中央气象台集報, 2巻3号 1915 pp 1-30
 - 23) 妹沢克惟, 金井 清 「任意の深さの海における津波の伝播について」 震研集報 **20** (1942) pp 254-264
 - 24) 高橋竜太郎 「海底の変動に因って生ずる津波について」 震研集報 **20** (1942) pp 375-400
 - 25) 高橋竜太郎 「海底の変動に因って生ずる津波について」 (第2報) 震研集報 **23** (1946) pp 23-35
 - 26) Nakamura, K. "On the Waves caused by the Deformation of the Bottom of the Sea, I. " Sci. Rep. Tohoku University, 5th Series, Vol. 5, 1953, pp 167-176
 - 27) Takahashi, R. "On Seismic Sea Waves caused by Deformations of the Sea Bottom. The 3rd Report. The One-Dimensional Source. " Bull. Earthq. Res. Inst., **25** (1947) pp 5-8
 - 28) Ichie, T., "On the Theory of Tsunami, Chapter I, On the Generation of Tsunami. " The Oceanographical Magazine. vol. 2 No. 3 pp 83-94
 - 29) 寺沢寛一編 自然科学者のための数学概論, 岩波書店 (1960) 第3章
 - 30) Stoker, J. J. "Water Waves. " Interscience Publishers, New York (1957)
 - 31) Kajiura, K. "The Leading Wave of a Tsunami. " Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. **41** (1963) pp 535-571
 - 32) Momoi, T. "Tsunami in the Vicinity of a Wave Origin [I] " Bull. Earthq. Res.

- Inst. Vol. 42 (1964) pp 133-146
- 33) Momoi, T. "Tsunami in the Uicinity of a Wave Origin [I]" Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. 42 (1964) pp 369-381
- 34) Momoi, T. "Tsunami in the Vicinity of a Wave Origin [II]" Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. 43 (1965) pp 53-93
- 35) Momoi, T. "Tsunami in the Vicinity of a Wave Origin [IV]" Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. 43 (1965) pp 755-772
- 36) Momoi, T. "Construction of Refraction Diagrams of Tsunami [I]" Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. 42 (1964) pp 729-739
- 37) Watanabe, H. "Studies on the Tsunamis on the Sanriku Coast of the Northeastern Honshu in Japan." Geophys. Mag. Vol. 32 (1964) p. 24
- 38) Hatori, T. "Study on Distant Tsunami along the Coast of Japan, Part 3, Tsunamis of Philippines and Indonesia Origin." Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. 47 (1969) pp 523-537
- 39) Nakamura, K. and Suzuki, M., "On the Character of Tsunami Waves generated in a sloped region of the Ocean." Sci. Rep. (Geophys. Sci.) Tohoku Univ., 1612 (1965) pp 108-121
- 40) Takahashi, R., : "Coastal Effects upon Tsunamis and Storm Surges." Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. 42 (1964) pp 175-180
- 41) Sezawa, K and Kanai, K "On Shallow Water Waves transmitted in the Direction parallel to a Sea Coast." Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 17, (1939) pp 685-694
- 42) Ursell, F., "Edge Waves on a Sloping Beach." Proc. Roy. Soc., (A) 214 (1952) pp 79-97
- 43) Munk, W., Snodgrass, F. and Carrier, G. : "Edge Waves on the Continental Shelf" Science, Vol. 123, (1956) pp 127-132
- 44) Buchwald V. T. and Adams, J. K. "The Propagation of continental Shelf Waves." Proc. Roy. Soc., A. Vol 305 (1968) pp 235-250
- 45) Nakamura, K., "The Generation of Edge Waves by Cyliudrical Waves inpinging from the Outer Sea." The Sci. Rep. Tohoku Univ. Series 5, Geophysics, Vol. 14 No. 1 (1962) pp 27-40
- 46) Aida, I., "Water Level Oscillations on the Continental Shelf in the vicinity of Miyagi-Enoshima." Bull. Earthq. Res. Inst. Vol 45 (1967) pp 61-78
- 47) 相田 勇, 羽鳥徳太郎, 小山盛雄, 梶浦欣二郎 "陸棚を伝わる長周期波の模型実験" 震研彙報 Vol. 46 (1968) pp 707-739
- 48) Aida, I. "On the Edge Waves of the Iturup Tsunami." Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. 47 (1969) pp 43-54
- 49) Aida, I., "Numerical Experiments for the Tsunami Propagation the 1964 Niigata Tsunami and the 1968 Tokachi-oki Tsunami." Bull. Earthq. Res. Inst. Vol. 47 (1969) pp 673-700

- 50) Aida, I., "Numerical Experiments for Tsunamis caused by Moving Deformations of the Sea Bottom." Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 47 (1969) pp 849-862
- 51) 相田 勇 "1923年関東地震津波の数値実験" 震研彙報 Vol. 48 (1970) pp 73-86