

津

波

東大地震研究所 梶浦欣二郎

1. はしがき

“つなみ”という、現在では世界に通用する言葉であるが、常識的には地震と結びつけて考えられる。いま海中に大地震があつて、震源近くの海底で広範囲に土地の隆起や沈降がおこると、これにもなつて波長の長い水の波がつくられ、それが海岸におしよせると周期が数分から数時間という水位の異常変化としてみとめられ、時には陸上にあふれて海岸附近に大きな損害をあたえる。この様な波長の長い伝播性の波を津波と呼ぶことが多い。もっとも、波長の長い伝播性の波というだけで津波を定義すると、その原因としては地震にともなう海底の地形変動以外にいろいろと考えられる。

例えば、1792年5月に島原半島の雲仙嶽の火山活動と関聯して眉山という山が崩壊して有明海に落ち込み、このために大波がおこつて島原や熊本を襲ひ、死傷者は15,000名にのぼつたといわれる。ごく最近でも、1958年7月アラスカのリツヤ湾の奥で地震のために大きな山くずれがおこり、対岸側では最高400~500 mも水がはい上り、湾奥から湾口にかけて高さ約30 mぐらまでの地域では樹木が波によつてなぎたおされたことが確認されている。その他、海岸附近の大きな地すべりや、海中の地すべりによつて波のおこることは方々でみられ、普通には津波と呼ばれるようである。

火山島や海中火山の爆発そのものによつても津波が出来るときがある。1883年ジャバ島に近いスンダ海峡の小火山島クラカトアが大爆発をおこし、島の大部分が吹き飛びそのあとは水深100 mをこす海となつたが、このときの噴煙は全地球を蔽ひ、爆音も数1,000 Kmのかなたまで聞かれた。この大爆発によつて津波がおこり、スンダ海峡附近では高さ約30 m、検潮記録によると遠くヨーロッパまで波の伝わった痕跡があるといわれている。最近では1952年9月に伊豆諸島の南方にある明神礁で海中噴火のあつたときにも波がおこり、八丈島では周期1分程度、高さ約50 cmの波が観測されたが、この様な波もやはり小さいながら津波と呼ばれるようである。

これに反して、颱風や季節風によつておこる海岸での水位異常変化はふつう高潮と呼ばれる。時には暴風津波と呼ばれて津波のなかに入れられることもあるが、現在世界語として通用している“つなみ”にはこの様な気象学的な原因による水位の変化を入れない方が便利であらう。こゝでは、津波のうちで地震にともなつた大規模な海底変動によつておこるものを主として考えることとする。

2. 津波の大きさとその頻度、地理的分布

日本の沿岸は昔からかなりひんぱんに津波におそわれており、特に紀州、土佐などの南海道、東北から北海道へかけてなどでは波の高さが10 mを越すような大津波がおこっている。この様な過去の大津波の経験が日本各地に口碑やいゝ伝えとして数多く残されているが、津波の科学的研究の始まつたのは明治に入ってからである。時に津波調査によつて各地の波高をしらべたものは1896年(明治29年)6月の三陸大津波がはじめてであらう。

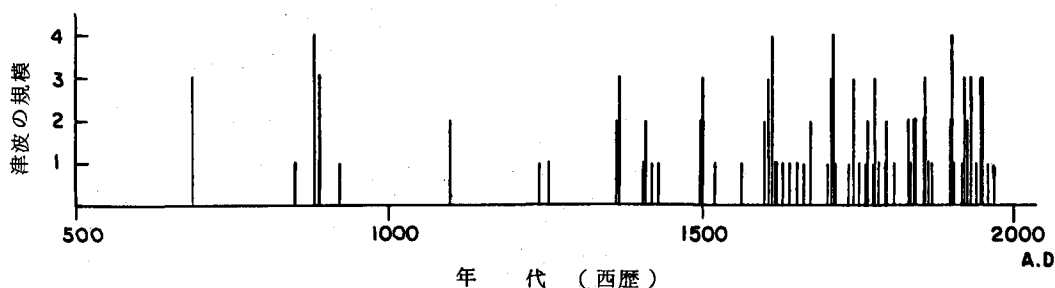
外国でも、古くから津波の記録が残っていて、地中海中、東部ではかなりひんぱんに地震にともなう津波がおこって海岸の都市が破壊されたこともあるようである。最も古い記録は紀元前5世紀のヘロドトスの歴史書にある。1755年リスボン地震のときには大西洋に波高10m近い津波が生じ、科学者の注目をひいた。太平洋でも南アメリカ沿岸については、大地震にともなう大津波の記録があり、例えば19世紀初頭にこの地をおとずれたチャールス・ダーウィンも津波のことをビーグル号周遊記にのせている。

このような昔の記録から津波のことを研究するには、まず津波の大きさをあらわす尺度が必要である。このために津波の規模（マグニチュード）を定義する。これは大ざっぱにいうと津波のエネルギーに対応した数であって、津波の波源に近い外洋に面した海岸で、波の高さがどれくらいであったかということからきめる。その基準は第1表の通りである。

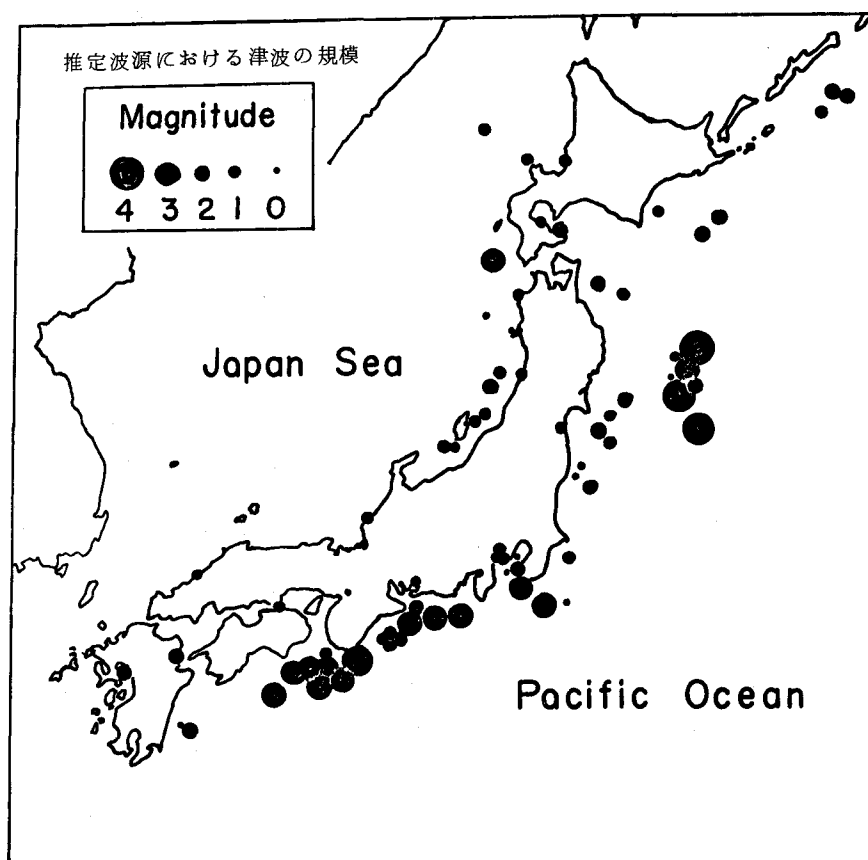
いま日本の古い記録によって、津波のおこった様子を調べると第1図の様になる。もちろん古い記録は実際におこったすべての津波を含んでいるとは考え難いが、大局的にみると津波の多い年代と、それほど多くない年代とがある様に見える。次に、日本近海ではどのあたりでよく津波がおこっているかを調べると第2図の様になり、日本中ほとんどどこでも大なり小なり津波におそわれていることがわかる。特に大きな津波のあるのは三陸地方と南海道であることがはっきりみられる。一般に、近

第1表 津 波 の 規 模 （今村，飯田による）

階級 (magnitude)	波 の 高 さ	全エネルギー 10^{22} エルグ	被 害 程 度
-1	50 cm 以 下	0.06	
0	1 m 前 後	0.25	
1	2 m 前 後	1.0	海区の家屋が損傷し、船が流される。
2	4 ~ 6 m 程度	4.0	多少の家屋を流し、人命に危険がある。
3	10 ~ 20 m 程度	16.0	海岸線 400 Km にわたって被害発生。
4	30 m 以 上	64.0	海岸線 500 Km 以上にわたって被害発生。



第1図



第2図

地津波（日本の近くに波源のある津波）の場合には三陸、北海道での大津波は南海道にそれほど影響を及ぼさず、逆に南海道方面の大津波は三陸にそれほど伝わらない。第3図は1933年（昭和8年）の三陸津波のとき、外洋に面した場所での津波の高さの分布を示したものであるが、波の大きかったのは、地震の震央附近400～500 Kmの範囲である。

最近の350年間について、近地津波をその規模とおこった場所によって分けると第2表のようになる。

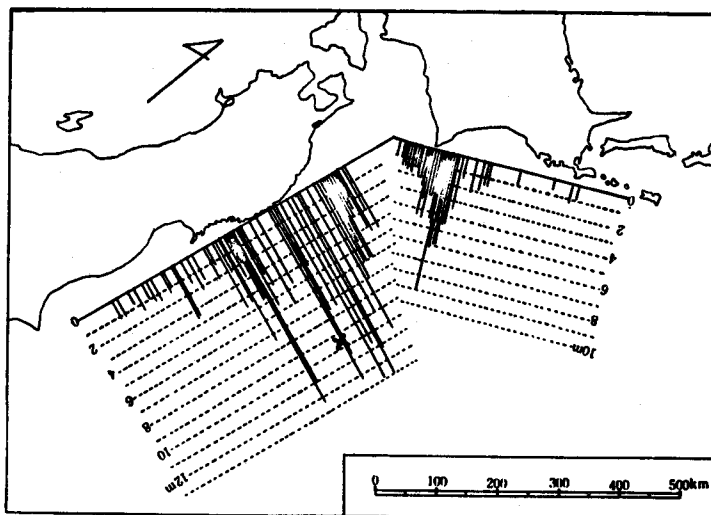
この表からみると、津波の規模2以上というかなり大きな津波は10数年に1回ぐらいの割合でおこっており、規模3以上という、大きな被害を与えそうな大津波も30年に1回ぐらいはおこるとい

うかんじょうになる。

このような近地津波のほか、

第2表 津波の規模と地域（350年）

津波の規模	関東以西太平洋岸	三陸から北海道	九州西岸から日本海	合計
4	1	2	0	3
3	7	2	1	10
2	3	8	3	14
1	6	9	9	24
合計	17	21	13	51



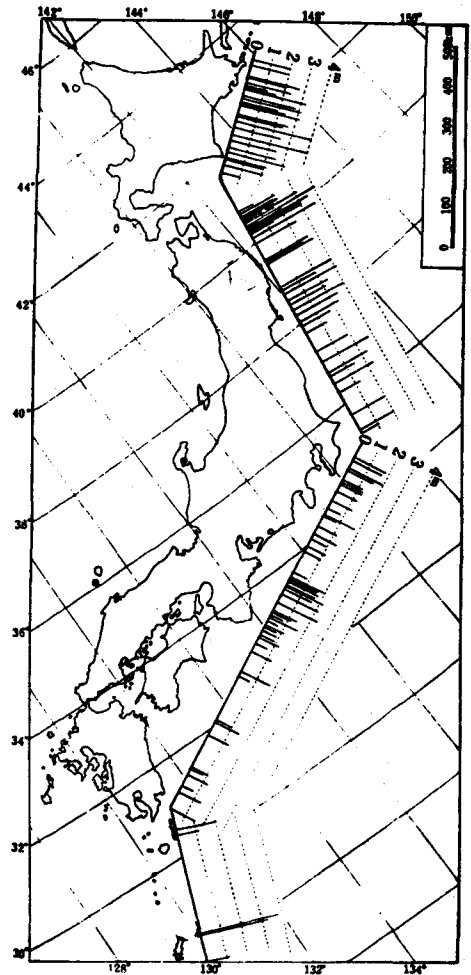
第3図

1960年のチリ地震津波のように日本から遠く離れた場所でおこった大地震の津波が日本に到達する。太平洋の周辺には環太平洋地震帯という、地震の起り易い地帯があつて日本から千島、カムチャッカ、アリューシャン、アラスカ海岸附近に続き、そのさきは南米チリ海岸に至っている。したがって、太平洋のまわりには津波の波源になりそうなところが続いているわけである。これらのどこかで津波がおこると、その影響は太平洋全域に伝わり、例えば太平洋の真中にあるハワイ諸島ではアリューシャン列島に波源をもつ津波も、南米チリあたりに波源をもつ津波も、ともに大きな被害を与えることがある。津波の伝播速度は $\sqrt{gh}$ （ g ：重力加速度、 h ：水深）であるから、太平洋の様に平均水深が5km近くもあると、伝播速度は非常に大きく、津波が日本附近から太平洋を横断して北米海岸に達するのに約半日、チリの津波が日本に達するのに約1日程度ということになる。昔は太平洋の水深が正確には測られていなかったので、このような波の伝播速度から平均水深を推定するというところも行われたことがある。いずれにせよ、かなり短時間のうちに津波のエネルギーは太平洋全域にひろがり、波の静まるまでには数日を要する。チリ地震津波のときの計算によると太平洋全域にひろがった波のエネルギーが約 $\frac{1}{100}$ になるのに4～5日かかったという結果が出ている。このようなエネルギーの減衰は主として陸岸附近でおこり、その機構がどのようなものであるかが一つの重要な問題である。

第4図は日本の太平洋岸のうち外洋に面した場所におけるチリ地震津波の高さの分布を示したものであるが、第3図と比較して、広範囲に津波のきている点がきわ立っている。また東北日本は西南日本よりも津波の高さが高くなっている。いままでの経験ではアリューシャンやアラスカ方面から出て来る津波は日本にそれほど影響を及ぼさず、カムチャッカ、千島からの津波と、南米からの津波が北海道、三陸でかなり大きくなることがあるようである。この原因についてはいろいろのことが考えられるが、一つには波源から出る波が、波源の形や、附近の海底地形、海岸の向きなどによって、方向

性のあるエネルギー放射をすることがあり、また一つには、波の伝播の途中での屈折や回折によって、エネルギーの集中や発散がおこることが考えられる。例えばチリ地震津波の場合には、チリの海岸や陸棚が、波源と日本とを結ぶ線に対して直角の方向に走っていることや、ハワイ諸島附近の浅いところが波を屈折させて、東北日本附近にエネルギーの集中をもたらしたなどということがいわれている。

地震による津波を、台風や季節風によって起る高潮とくらべてみると、それぞれの危険地域がちがっていることがわかる。日本の高潮危険地域といえば、伊勢湾、大阪湾、周防灘、有明海のような内陸に入り込んだ大きな湾の奥であるが、津波の方の危険地帯は北海道、三陸、あるいは南海道の様に直接外洋に面した海岸や、その附近の小さな湾である。また、波の高さについてみると、津波は高潮よりはるかに大きいことがある。日本における高潮の高さはその時の潮位上4 mを越すことはまづなく、伊勢湾台風のときでさえも、検潮記録では高さが平常潮位上3.45 mにすぎない。これに対して、津波の場合には、最近350年に規模3以上、すなわち最高波高が10 mを越す大津波が実に13回もある。もつとも高潮の場合には背後地の条件が津波常襲地帯と非常に異なっているし、水位はそれほど高くなくても風波が大きくなり、高水位の持続時間も津波にくらべてずっと長いので、沿岸地帯に与える被害という点からは、水位の高さだけから議論することは出来ない。



第4図

3. 地震と津波との関係

地震にともなっておこる急激な海底の隆起や沈降についてはそれほど多くの知識が得られていないが、陸上での地殻変動に関する知識からみて、かなり広範囲にわたる隆起や沈降が急激におこることが想像される。例えば1923年の関東大地震のときに三浦半島や千葉県南部が1 m以上も隆起したし、1948年の南海大地震のときには室戸岬、潮岬等が地震とともに1 mばかり隆起し、一方高知県、和歌山県の中、北部は数10 cm沈降したことが確かめられている。ごく最近では、新潟地震のときに新潟県北部にある粟島は約1.5 m隆起し、水路部で行なった地震直前及び直後の水深測量によると、海底地形変動は数 mに及ぶことが報告されている。また、1964年のアラスカ地震の場合には1,000 Kmに及

ぶ範囲で地形変動がみられており、特に大きなところでは10mを越す隆起が知られている。このように、地震にともなう土地の急激な隆起、沈降運動はかなり一般的なものらしく、もし、変動が海中でおこるとそれとともに津波が発生する。

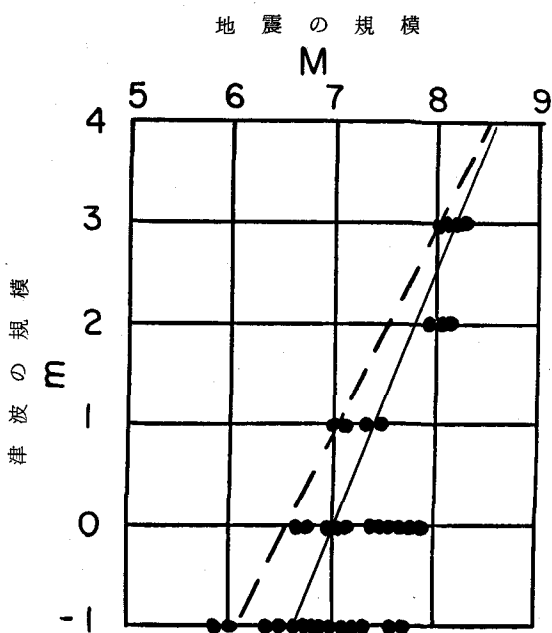
海底の隆起や沈降によってどのような水の波が出来るかは、理論、実験の両面から調べられているが、ほとんどは、水深の一定である海の議論であって、これを実際の津波の解釈に適用するには大分へだたりがある。大ざっぱに言って、もし変動地域が広く、また上下運動が急激であったとすると、初めに海底変化と似た凸凹が海面にも出来る。この凸凹は高さが数m程度であるが波長は数100Kmもあるので、海上ではほとんど判別出来ない。これが波として四方

に伝わり、海岸近くにおしよせると、水深が浅くなるためにもり上り大津波となることもある。海底で隆起がおこったとすると、その前面の海岸では初めに上げ波が来るし、海底で沈降のあったところの前面では下げ波が来ると予想されるから、逆に、海岸での津波のはじまりが上げ波か下げ波かを調べることによって、波源の海底が隆起したか沈降したかを推定出来る。また、津波の先端の伝播速度 $\sqrt{gh}$ が判っているから、海岸の各地で地震後何分で津波が到達したかを検潮記録などから知ることが出来れば、津波の伝播に要した時間と伝播速度とをもとにして、津波の源がどのあたりにあるかを推定出来る。

統計的にみると、地震の規模 M （マグニチュード）が大きいと、波源のひろがりも大きく、また津波の規模 m （マグニチュード）も大きいことがわかっている。飯田によると、地震規模 M と津波規模 m との間には、

$$m = 2.61 M - 18.44$$

の関係があり、 M が6よりも小さいような地震では、津波を見出せないようである。第5図に上式を求めた図が示してあるが、実際には m と M との間に一義的な関係があるかどうか分からないくらい点がばらついていて、くわしく調べると、地震の震源が地下深くなるほど津波が小さくなるようであるし、海底変動のおこった場所の水深も関係するらしい。また、地震による地殻変動、特に断層などでは、上下の変動と水平の変動とがあるため、あるきまったマグニチュードの地震でも、地殻変動はさまざまであり、したがって津波の大きさはいろいろになることが予想される。ともあれ、経験的な上述の法則を利用すると、地震がおこって、その震源の位置とマグニチュード M とが地震計測によってきめられると、どのあたりに、どのくらいの大きさの津波が来そうであるかということについて大ざ



第5図

っぱな見当はつけられる。現在、気象庁の出す津波警報も、近地津波の場合にはほぼこのような経験則を土台としているから、その精度はそれほど高くない。また、近地津波の場合には地震がおこってから津波の海岸に到達するまでの時間が数10分ぐらしかないので時には警報の末端までへの到達が、津波の到来にまに合わないことも起り得る。このような欠点は、現在のわれわれの知識の段階ではやむを得ない点も多い。何といっても、地震の予報が出来ないこと、次には地震の規模や其の他の性質と、海底地形変動の規模や性質とのつながりがまだ正確にはわかっていないことがあげられる。また、おこされた津波の伝播や陸上へのはい上り、減衰についての水理的な研究もまだ不完全なところが多い。

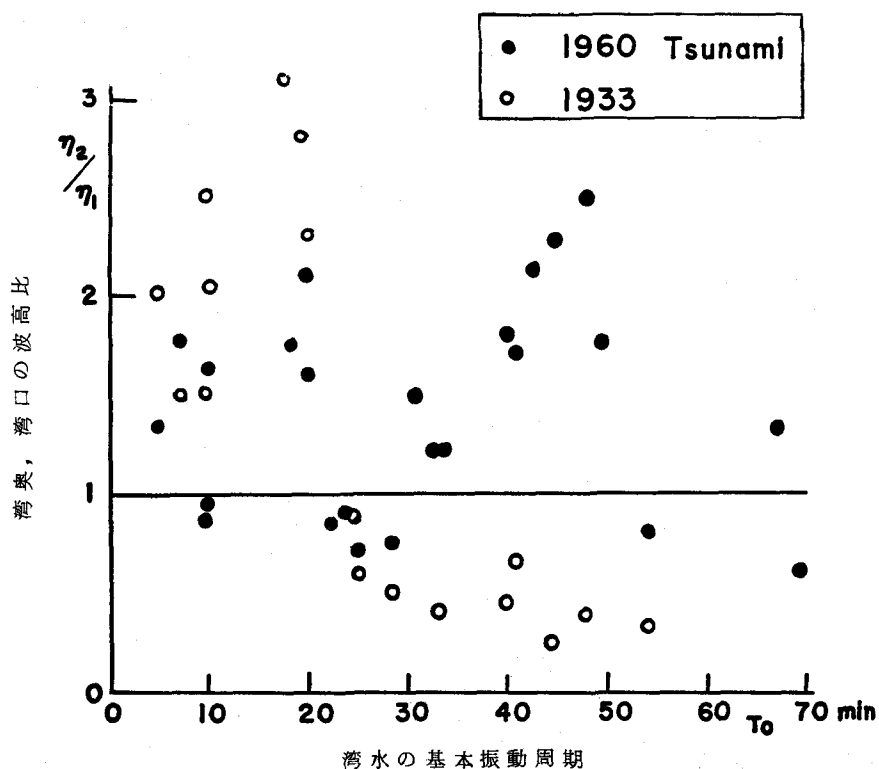
4. 津波の伝播と湾水の振動

津波源で波が来ると、波源の形や、波源近くの海底地形による屈折、海岸での反射などの影響によって外海に伝わる波には方向性がうまれる。また、このような波が海岸まで伝わって来る間に途中の海底地形の影響をうけてあるところでは波のエネルギーが集まり、またあるところではエネルギーが小さくなる。これは波動というものの一般的性質に起因するもので、海の水深が変化して波速が変わったり、島や半島の様なじゃまものがあると、波の屈折、回折、反射などが起るのである。第3図をみても、北海道エリモ岬附近に津波のエネルギーが集中している。

波源にごく近い地域では波の最高は第1波とか第2波であって、大きな波は5～6波程度続いてそのあとは小さくなることが多いようであるが、津波の源から遠くなると、第1波がきてからかなり時間がたつて大きな波のあらわれることが多い。この原因はそれほどはっきりとわかっているわけではないが、一つには、波源近くでは津波のはじめの頃の波が大きくても、遠くへ伝わって行くと、大陸棚の様な水深の浅い海をゆっくり伝わる波の部分がエネルギーを外洋に失なわずにすむために相対的には大きくなることが考えられる。このような浅海にとちこめられた波を時にエッジ波と呼ぶことがあり、海岸の近くにエッジ波が実在することは最近の観測から証明されている。

一般に、陸棚とか湾内では津波がなくても、精密な長波計で観測してみるとたえず海水が振動しており、この様な振動のうちでは湾や陸棚の大きさや深さに関係した固有周期のものが特に卓越している。そこでいま津波が外洋から進んで来た場合に、津波に含まれるいろいろの周期の成分波のうち湾や陸棚の固有周期に近いものが特別に大きくなることが当然考えられる。これは一般に振動体の共鳴の現象として知られるものである。同じ津波を実際に各地の湾で記録したものを分析すると、それぞれの場所で違った卓越周期のみられることが多く、また、場所をきめれば、この卓越周期は違った津波についてもほぼ同様であって、その湾の海水振動の固有周期に対応していることがわかる。これからみると、ある湾内での津波の高さを考える場合には、どの様な周期特性をもつ津波が外から来るか、また考えている湾の振動応答特性はどのようなものであるかを検討しなければならない。

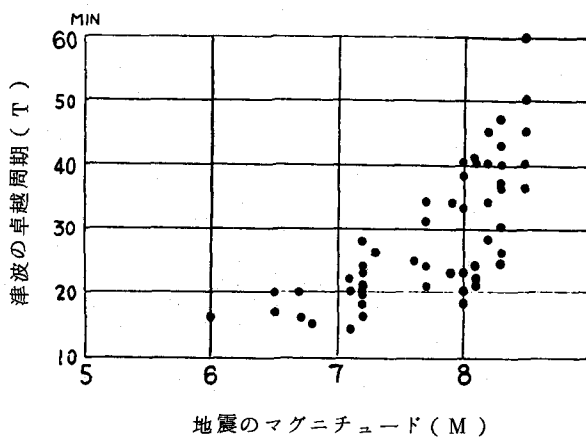
第6図には1933年の三陸津波と、1960年のチリ地震津波の場合について、いろいろの湾の湾奥と湾口との波高比とそれぞれの湾の固有周期（基本振動周期）との関係を示してあるが、二つの津波の違いは明瞭である。三陸津波の場合は津波の周期が20分程度と思われるので湾の周期が15～20分のところでは湾奥波高が湾口波高にくらべて数倍の大きさになっているが、固有周期が30分以上もある



第6図

大きな湾では湾奥波高が湾口波高よりもかえって小さくなっている。一方、チリ地震津波の様に周期が1時間近いと、大きな湾の奥で波高の増幅がみられ小さな湾ではそれほど増幅されていない。

湾の固有周期や振動応答特性は、実測や計算によってかなりのところまでわかるが、津波の外洋でのエネルギースペクトル、あるいは卓越周期などが何によってきまるといえる問題になると今のところ解決がついていない。経験的には、日本附近でみると大きな地震による津波ほど周期の長いところにエネルギーが集中していそうであるといわれる。例えば第7図は最近の津波の卓越周期と地震のマグニチュード M との関係調べた一例であるが、大局的にみて大地震ほど津波の周期の長いことがわかる。しかし、このような関係はきわめて大ざっぱなものであり、地震の規模以外に、例えば波源の水



第7図

深だとか、地形の影響が津波の周期特性をきめる上に影響を及ぼすことは明らかであるから、今のところ周期特性についての一般的な議論は出来ない。

湾内の津波の大きさということになると、上にのべた周期特性以外に、いろいろの要素を考える必要がある。例えば湾の形などもその一つであり、かなり短周期の津波が三角形の湾に侵入すると、湾奥ではエネルギーの集中によって、非常に大きな波のはい上りをすることがある。1933年の三陸津波のときに、綾里湾の奥では、波が高さ20 m以上もはい上った。

5. 海岸附近での津波

大津波の際に津波がどのような状態で来襲したかを調査してみると、場所によって、また津波によって様ではない。しかし、特殊な場所を除くと、周期の長い津波ではかなりゆるやかにおしよせるのが普通であり、丁度潮が上げたり下げたりする様だという。周期の短い津波でも、波源から少し離れたところではゆっくり来る様にみえるところが多いが、波源に近いところでは様子が異なる。1933年の三陸津波の例では、波源近くの海岸で下から盛上がる様にもくもく来るとか、湾内などでは壁の様にみえたとか、どつとおしよせたとかいう話が多い。波高も、周期の短い津波だと外洋に面した小さな湾の奥や、それに続く谷筋にそって波がはい上るために次第に高くなるということがみられ、また、やゝ湾が大きいと、波が湾の一方の岸につきあたって大きくなり、その反射によって対岸側に大きなところが出来るといようなこともあるらしい。このように、津波の波高や襲来の状況は、その地域の地形（海底傾斜や水深、あるいは海岸線の形など）のほか、外洋からの波の侵入方向、波高、周期などに関係するので、同一地点でも津波によって様子がちがう。川に入ったものは波の先端が段波の性質を示すこともある。陸上にはい上った津波の破壊力は、ただ水位の上昇だけでなく、流速が大きく働らくから、これも場所による違いが大きい。後面のひらけた湾奥や川筋では、もり上った海水が背後地に流れ込むために、背後がすぐ高くなっているような場所より波高が低くなるのが普通であるが、流速はかえって大きくなり、家屋其の他の破壊を大きくする。河口港などでは津波の際に流速が大きいために、水位はそれほど上らなくてもいちぢるしい海底の洗堀や、あるいは土砂の堆積がおこるときがある。例へば1960年のチリ地震津波のときに、三陸地方の港湾では場所によってかなりの水深変化がおこり、気仙沼湾の水路では最大10 mの浸蝕がおこったと報告されている。

津波の防禦策として、海岸に防潮堤や防潮林がつくられてきたし、川口水門のとりつけられたところもある。また、大船渡湾のように湾口防波堤によって津波の湾内への侵入を軽減しようとするところもある。本文はこれらの土木工事の適否を議論するつもりでないので省略するが、今まで述べて来たように、津波の海岸附近での行動は複雑にいろいろの要因とからみ合っており、まだ判らないことが多い。したがって、今の段階では、まだまだ現地の人々の津波に対する心がまえをしっかりとしておく必要がある。例えば津波警報の伝達組織をよくするとか、津波の際の避難方法を考え、海岸近くの道路を整備するとか、水ぎわ近くの建物は丈夫なものにして流されない様にする一方住宅地はなるべく高台にうつすという様なことが望ましい。船舶や木材の流れるのを防ぐ対策も勿論必要である。

6. 浅海波の線型理論

非圧縮性完全流体の渦なし運動の方程式は速度ポテンシャル φ を使って書ける。いま、原点を乱されない水面にとり、 x, y 軸を水平に、 z 軸を鉛直上向きにとると、一様水深 h の海で、水面上昇量 η が $\eta/h \ll 1$ を満足するような微小振幅の波の方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

水面 ($z=0$) で、

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + g\eta + p = 0 \quad (2)$$

及び

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (3)$$

また、海底 ($z=-h$) で、

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = w_B \quad (4)$$

ここで、 t は時間、 g は重力加速度、 p は海面の圧力変動、 w_B は海底変動にともなう海底の速度をあらわし、一般に水の速度ベクトル $\mathbf{V}$ は $\mathbf{V} = \text{grad } \varphi$ で与えられる。⁽²⁾ および⁽³⁾ から表面条件は

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial t} \quad (5)$$

普通の表面波の議論では、海面圧力変動も海底変動もないと考えるから、 p も w_B も 0 とおき、(4)、(5) を満足する(1)の解を求める。いまここでは浅海波を主として考えるため、速度ポテンシャル φ を海底 ($z=-h$) を基準として鉛直方向に展開し、

$$\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} \phi_n (z+h)^n \quad (6)$$

ここで ϕ_n は x, y のみの函数であり(1)から次の様な関係を満足する。

$$\left. \begin{aligned} \phi_2 &= -\frac{1}{2} \nabla^2 \phi_0, & \phi_4 &= \frac{1}{4!} \nabla^4 \phi_0, \dots\dots\dots \\ \phi_3 &= -\frac{1}{3!} \nabla^2 \phi_1, & \phi_5 &= \frac{1}{5!} \nabla^4 \phi_1, \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

上式で $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ である。

(6) を(4)に代入すると

$$\phi_1 = w_B$$

であることは容易にわかる。次に、(6)及び(7)から、海面 ($z=0$) において、

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \phi_1 - \frac{h^2}{2} \nabla^2 \phi_1 + \frac{h^4}{4!} \nabla^4 \phi_1 - h \nabla^2 \phi_0 + \frac{h^3}{3!} \nabla^4 \phi_0 \dots\dots\dots \quad (9)$$

ここで浅海波の近似、すなわち $h^2 \nabla^2 \ll 1$ を導入すると、

$$\left. \begin{aligned} \phi_0 &\gg h^2 \nabla^2 \phi_0 \gg h^4 \nabla^4 \phi_0 \quad \dots\dots\dots \\ \phi_1 &\gg h^2 \nabla^2 \phi_1 \gg h^4 \nabla^4 \phi_1 \quad \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

と考えられ、高次の項は省略出来る。いまの場合 $\phi_1 = w_B$ であるから海底変動速度についても長波近似を考えていることになる。

(10)の条件を考慮して(9)を書き直すと、 $\varphi(z=0)$ を φ とかいて、

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = -h \nabla^2 \varphi - \frac{h^3}{3} \nabla^4 \varphi + \phi_1 + \frac{h^2}{2} \nabla^2 \phi_1 + \dots\dots\dots \quad (11)$$

それゆえ、(5)は近似的に

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - gh (\nabla^2 \varphi + \frac{h^2}{3} \nabla^4 \varphi) = -g (\phi_1 + \frac{h^2}{2} \nabla^2 \phi_1) - \frac{\partial p}{\partial t} \quad (12)$$

いま(2)を利用して書き直すと、

$$\eta + \frac{p}{g} = \eta^*, \quad gh = C^2, \quad \phi_1 = w_B$$

とおいて

$$\begin{aligned} \nabla^2 \left(1 + \frac{h^2}{3} \nabla^2 \right) \eta^* - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \eta^*}{\partial t^2} \\ = - \frac{1}{C^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(1 + \frac{h^2}{2} \nabla^2 \right) w_B + \frac{1}{g} \frac{\partial p}{\partial t} \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

この式の右辺は外力による項のみであり、いま $p=0$, $w_B=0$ とすると

$$\nabla^2 \left(1 + \frac{h^2}{3} \nabla^2 \right) \eta - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = 0 \quad (14)$$

これは $\eta/h \ll 1$ の近似の範囲内で $(kh)^2$ までをとった浅海波の式で、 $\eta L^2/h^3 \ll 1$ の条件の場合に相当する(ここで $\nabla^2 \sim k^2$; k は波数, $L \sim 2\pi/k$; L は代表的な波長)。

いま簡単のために、一次元波動伝播を考え

$$\eta \sim e^{i(\omega t - kx)} \quad (15)$$

とおくと、角振動数 ω と波数 k との間の関係は(14)から、

$$\omega^2 = C^2 k^2 \left\{ 1 - (kh)^2/3 \right\} \quad (16)$$

となり、これは一般の無限小振幅波動の特性方程式

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad (17)$$

を (kh) の小さなところで展開して第2項までとったものに相当している。いゝかえると、(14)はわずかに静水圧からのずれをもつ圧力分布を考えたときの波の式である。

(16)で与えられる波の位相速度 V 及び群速度 V_g は、

$$V = C \left\{ 1 - \frac{1}{6} (kh)^2 \right\}$$

$$V_g = C \left\{ 1 - \frac{1}{2} (kh)^2 \right\}$$
(18)

であって、波はわずかに分散性をもっている。いま波源から出た波が分散するとき、 C の速度で進む先端の波と後につづく波との間の距離、あるいは一点で観測した場合にたとえば第一波と第二波との時間間隔はどのようなものであるかを考えてみる。波源からの距離 D において第一波の到達時刻は D/C であり、分散によって生じた後続波の到達時刻は D/V_g である。したがって、時間間隔 τ は (18) を利用すると

$$\tau = D/V_g - D/C$$

$$\approx D(kh)^2 / (2C)$$
(19)

ここで、先端附近の波について $k^2 = \omega^2/C^2$ と近似すると、

$$\tau = \frac{Dk^2}{C^3} \cdot \frac{2\pi^2}{T^2}$$
(20)

とかける。ここで T は後続波の周期である。第 1 波と第 2 波との時間間隔 τ はほぼ T に等しいから、このとき $\tau = T$ とすると

$$T^3 = 2\pi^2 D k^2 / C^3$$
(21)

また、やゝおくれた波では

$$T^2 = 2\pi^2 D k^2 / (C^3 \tau)$$
(22)

となるから、波の周期 T は先端附近で $D^{1/3}$ に比例し、ずっと後の波では $D^{1/2}$ に比例することが判る。現実の海では、太平洋を横切る様な津波でも、重力波分散による波の周期は 10 数分程度であり、もっと長周期の波速がみられる場合には、別の原因を考えねばならない。

7. 津波発生の理論

一様な深さの海における津波発生の理論的研究はきわめて多数あるが、大きく分けると水深にくらべて擾乱源の大きさが小さい場合、すなわちコースー、ポアソン波に相当する波の議論と、もう一方は水深にくらべて擾乱源が大きく、波の重力波分散が問題にならない様な浅海波を議論するものがある。ここでは、波源で発生した波のエネルギースペクトルのうち、波数 k の小さいところ ($kh \ll 1$) に大部分のエネルギーが含まれるような波の理論を紹介する。すなわち、浅海波の発生理論であって、海底局所で大きな変動のある場合にはよい近似を与えない。⑬において、 $(kh)^2$ の項を省略し、海面圧力変動 p を 0 とおいて

$$\nabla^2 \eta - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = - \frac{1}{C^2} \frac{\partial w_B}{\partial t}$$
(23)

を得る。

以後、擾乱源に関係した位置及び時間には添字0をつけ、 x_0, y_0, t_0 のように書き、また、位置のベクトル $\mathbf{r}$ を導入して表現を簡単にする。

②において、与えられた海底変動に対応する速度 $w(\mathbf{r}_0, t)$ を知れば、水面変化 $\eta(\mathbf{r}, t)$ は決定される。このとき、境界条件としては、境界のない無限に広い海では波が海底変動域 S から外部に向うような輻射条件を入れればよい。また、初期条件としては、海底変動の初まる前に($t_0 < 0$)は水面変動がないとする($\eta = 0, t < 0$)。

(1)の様な波動方程式を解くにはグリーン函数を利用すると便利である。グリーン函数 $G(\mathbf{r}, t | \mathbf{r}_0, t_0)$ は、この場合、瞬間点源($\mathbf{r}, t_0$)から出る波に相当しており、

$$\nabla^2 G - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} = -4\pi \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \delta(t - t_0) \quad (24)$$

を、 $t < t_0$ で $G, \partial G / \partial t = 0$ 、の条件の下に解けば得られる。ここで $\delta(x)$ はデルタ函数で

$$\delta(x) = 1 : x = 0, \quad \delta(x) = 0 : x \neq 0$$

の性質がある。また

$$\int_{-\infty}^x \delta(x) dx = H(x)$$

とおくと、 $H(x) = 0 ; x < 0, H(x) = 1 ; x > 0$ である。すなわち $H(x)$ は階段函数である。さて、②の解としてのグリーン函数 G は次の様与えられる。

$$G(\mathbf{r}, t | \mathbf{r}_0, t_0) = 2C / \{C^2(t - t_0)^2 - (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2\}^{1/2} H[C(t - t_0) - |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|] \quad (25)$$

この式から直ちにわかることは、波の先端は C という速さで進み、それよりまえに波は存在しないこと、また、瞬間点源からの波であっても時間がたつにつれて波の先端から後方には尾を引いた様な擾乱が続くことである。1次元あるいは3次元の空間では、点源からの瞬間的擾乱は、時間がたつてもひろがった擾乱とはならないことが知られており、2次元空間、もっと一般的には偶数次元の空間と奇数次元の空間での擾乱の伝播の違いがあらわれている。

グリーン函数を利用すると、②の解は形式的に線型方程式の重ね合せの原理によって次の様に書ける。

$$\eta(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{4\pi} \frac{1}{C^2} \int_0^t \iint_S G \frac{\partial w_B}{\partial t_0} ds_0 dt_0 \quad (26)$$

(もっと一般的な場合にはグリーンの定理を応用するのであるが、いまの問題では重ね合せの原理だけでよい。)

②の右边を t_0 に関して部分積分し、 $t_0 = 0$ で $w_B = 0$ 、 $t_0 > t$ で $G = 0$ の条件を入れると、

$$\eta(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{C^2} \int_0^t \iint_S w_B \frac{\partial G}{\partial t_0} ds_0 dt_0 \quad (27)$$

さらに、もし海底変動が急激で、 $w_B = H_B \delta(t_0)$ と書けるときは

$$\eta(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{4\pi} \frac{1}{C^2} \iint_S H_B \left[\frac{\partial G}{\partial t_0} \right]_{t_0=0} ds_0 \quad (28)$$

となる。最初に(29)で右辺を0とし、そのかわりに $t=0$ における水面の初期条件を H_B とおいても(29)と全く同じ式が導ける。このことからみると、急激な海底変動の場合には、海底変動量 H_B と全く同様な初期水面状態 H_B の生ずることが判る。

こゝで、具体的な例として、海底の変動速度がある時間一定の値をもち、その前後では0である様な場合を考えてみる。このとき、

$$\begin{aligned} w_B &= H_B/\tau ; \quad 0 < t_0 < \tau \\ &= 0 \quad ; \quad t_0 \leq 0 \quad \text{及び} \quad t_0 > \tau \end{aligned} \quad (29)$$

であつて H_B は海底変動の終つた後での海底の隆起量をあらわしこゝでは一定と考える。この変動によって生ずる津波は(29)から、

$$\eta(r, t) = \frac{1}{4\pi} - \frac{1}{C^2} \frac{H_B}{\tau} \iint_S \{ [G]_{t_0=0} - [G]_{t_0=\tau} \} ds_0 \quad (30)$$

となる。いま、半径 a の円筒状の部分が隆起したものとすると、 ds_0 の積分範囲はこの円筒状の部分にかぎられる。この積分は数値的には容易に実行出来るが解析的にはやゝ複雑となる。最も簡単な場合として隆起の中心での水面変化を考えると、そこを原点とした極座標により $ds_0 = r_0 dr_0 d\theta_0$ と書けるから、(30)は次の様になる。

$$\begin{aligned} \iint_S [G]_{t_0=0} ds_0 &= \int_0^{2\pi} \int_0^d \frac{2C}{\sqrt{C^2 t^2 - r_0^2}} r_0 dr_0 d\theta_0 \\ &= 4\pi C^2 t \left\{ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{a}{ct}\right)^2} H(ct-a) \right\} \end{aligned} \quad (31)$$

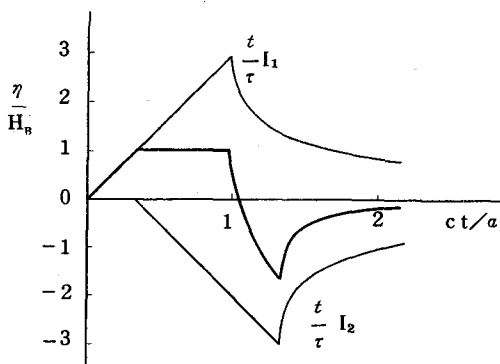
こゝで r_0 の積分範囲 d は、 $a > ct$ では $d = ct$ 、 $a < ct$ では $d = a$ である。したがつて、

$$\eta(r, t) = H_B \cdot (I_1 - I_2) t / \tau \quad (32)$$

$$I_1 = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{a}{ct}\right)^2} H(ct-a)$$

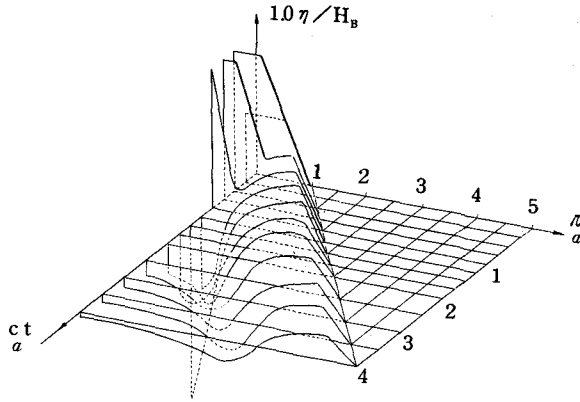
I_2 は I_1 の式で t の代りに $(t-\tau)$ を入れる。

1例として $a/(c\tau) = 3$ の場合を第8図に示す。 $a > c\tau$ であるかぎり、中心の最高水位は H_B である。また、海底隆起による波は1山1谷であつて、深海波の場合のように、水位が何度も上下することはない。隆起の中心以外の場所で、波がどの様になっているかは(32)を数値的に解いて得られるが、一例として $a/(c\tau) = 2$ の場合を第9図に示す。単純な海底隆起によっておこる津波は一樣水深



第8図

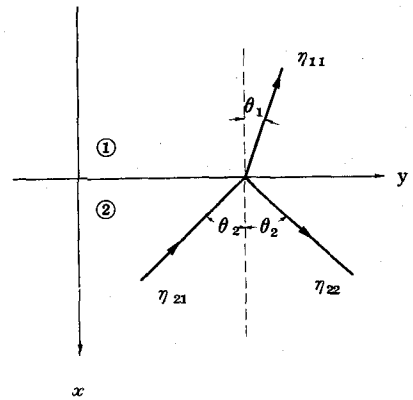
の海では1山1谷しか出来ないことが明瞭にわかる。



第9図

8 波の反射, 屈折とエッジ波

波動方程式(3)で外力を考えなければ $\exp i(\omega t + kx)$ の形の波動解が得られ, このとき $\omega^2/C^2 = k^2$ である。いま二次元的なひろがりをもつ海で, $x=0$ の位置で水深が急に変わると考え, $x>0$ の領域から $x<0$ の領域へ入射角 θ_2 をもって進んで来る平面波があったとすると, $x=0$ のところで反射波と屈折波とを生ずる(第10図)。 $x<0$ の領域の量には1, $x>0$ の領域の量には2の添字をつけて区別すると, これらの波は次のように書ける。



第10図

$$\text{入射波: } \eta_{21} = A \exp i(\omega t + k_2 x \cos \theta_2 - k_2 y \sin \theta_2)$$

$$\text{反射波: } \eta_{22} = AR \exp i(\omega t - k_2 x \cos \theta_2 - k_2 y \sin \theta_2)$$

$$\text{屈折波: } \eta_{11} = AT \exp i(\omega t + k_1 x \cos \theta_1 - k_1 y \sin \theta_1)$$

(33)

ここで, $x=0$ における境界の条件, すなわち水位および流量の連続条件,

$$\left. \begin{aligned} \eta_{21} + \eta_{22} &= \eta_{11} \\ h_2 \frac{\partial}{\partial x_2} (\eta_{21} + \eta_{22}) &= h_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \eta_{11} \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

を満足させるように、 θ_1 、 R 、 T をきめると次の関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} &= \frac{C_1}{C_2} = \sqrt{\frac{h_1}{h_2}} = m \\ R &= (1 - \alpha) / (1 + \alpha) \\ T &= 2 / (1 + \alpha) \\ \alpha &= m \cos \theta_1 / \cos \theta_2, \quad \cos \theta_1 = \sqrt{1 - m^2 \sin^2 \theta_2} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

ここで $1/m$ は $x > 0$ から $x < 0$ の領域に向う波の屈折率であり、 R は反射係数、 T は透過係数をあらわす。

水深の深い海から浅い海に向うときは $m < 1$ で、その逆の場合には $m > 1$ であり、それに応じて R や T の性質が異なる。 $m < 1$ の場合には $\alpha = 1$ 、すなわち

$$\theta_2 = \sin^{-1} (1/\sqrt{1+m^2}) \quad (36)$$

で $R = 0$ となり反射がなくなる。この角は電磁波の場合に Brewster 角と呼ばれるもので、入射角 θ_2 がこの角をこえると反射波は π だけ位相を変える。これに反して、 $m > 1$ の場合、すなわち浅い海から深い海に波が入射するときには Brewster 角の存在するほか $\cos \theta_1 = \sqrt{1 - m^2 \sin^2 \theta_2} = 0$ となる角、

$$\theta_2 = \sin^{-1} (1/m) \quad (37)$$

を境として、これより大きな入射角では α が虚数となり波は全反射する。この場合には $\cos \theta_1 = -i\sqrt{m^2 \sin^2 \theta_2 - 1}$ であって、反射係数 R は

$$R = e^{i\phi} \quad (38)$$

$$\tan(\phi/2) = |\alpha| \quad (39)$$

であり、入射角 θ_2 の増加とともに、反射波の位相は 0 から π まで増加する。一方の領域で波の全反射がおこっているとき、他方の領域でどのような波が存在するかを調べると、(35) の η_{11} の表現で

$$ik_1 x \cos \theta_1 = -k_1 |x| \sqrt{m^2 \sin^2 \theta_2 - 1} \quad (40)$$

であり、 $|x|$ の増加とともに指数函数的に振幅の減少する波をあらわしている。

いままでは $x > 0$ の領域も $x < 0$ の領域も半無限であるとしたが、ここで $x = -l$ に境界があり、そこでは波の流量が 0 、すなわち $\partial \eta_2 / \partial x_2 = 0$ であるとする。これは、直線海岸と一様水深の陸棚があり、そのさきは水深の大きな大洋になっている場合を頭においている。この問題では $x = -l$ の境界で反射波が出るため (34) において

$$\eta_{12} = B \exp i (\omega t - k_1 x \cos \theta_1 - k_1 y \sin \theta_1) \quad (41)$$

をつけ加える必要がある。(39)および(41)の定数を、 $x=0$ および $x=-l$ での境界条件からきめると

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= \eta_{11} + \eta_{12} = A e^{i(\omega t - k_1 y \sin \theta_1)} \cdot \frac{2 \cos \{k_1 (l+x) \cos \theta_1\}}{\cos(k_1 l \cos \theta_1) + i \alpha \sin(k_1 l \cos \theta_1)} \\ \eta_2 &= \eta_{21} + \eta_{22} = A e^{i(\omega t - k_2 y \sin \theta_2)} \left(e^{i k_2 x \cos \theta_2} + e^{-i(k_2 x \cos \theta_2 + \epsilon)} \right) \\ \tan(\epsilon/2) &= \alpha \tan(k_1 l \cos \theta_1) \\ \sin \theta_1 / \sin \theta_2 &= m = k_2 / k_1 \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

となり、 η_1 は y 方向に進む波で、 x 方向には定常振動である。こゝで、 $x=-l$ での振幅 Al と入射波の振幅 A との比は

$$Al/A = 2 / \sqrt{\cos^2(k_1 l \cos \theta_1) + \alpha^2 \sin^2(k_1 l \cos \theta_1)} \quad (43)$$

であって、これは入射波に対する陸棚の波高増幅率を与える。この式については後述する。

さきに、 $m < 1$ の場合、全反射の条件下で水深の大きい方の領域では波の振幅が指数函数的に減少するとのべたが、いま考えている様な問題、即ち $x=-l$ に境界があるとき、 $x > 0$ の領域での解として

$$\eta_2 = D_2 e^{i(\omega t - K_y y) - K_x^* x} \quad (44)$$

をとると、 $-l < x < 0$ での解を

$$\eta_1 = D_1 e^{i(\omega t - K_y y) \cos K_x (l+x)} \quad (45)$$

のようにおける。こゝで、波動方程式を満足するためには

$$\left. \begin{aligned} \omega^2 / C_1^2 &= k_1^2 = K_x^2 + K_y^2 \\ \omega^2 / C_2^2 &= k_2^2 = K_y^2 - K_x^{*2} \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

が必要であり、これから

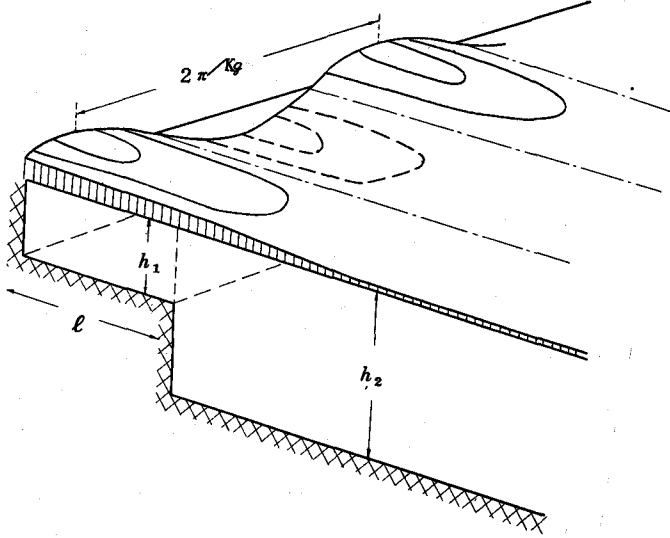
$$k_1^2 > K_y^2 > k_2^2 \quad (47)$$

の条件が出る。すなわち $C_2 > C_1$ でなければならない。これは全反射の条件が満されるためには当然のことである。さて、この様な波の y 方向の位相速度 V は ω/K_y であるから(47)の条件は

$$C_2 > V > C_1 \quad (48)$$

と同等であり、陸棚にそって進む波の位相速度は C_2 と C_1 との中間にあることがわかり、この様な波をエッジ波と呼ぶことがある。

(44)、(45)の解は、 $x=0$ における境界条件によって結びつけねばならないが、水位、流量の条件を入



第 11 図

れると,

$$\tan(K_x l) = (h_2 K_x^*) / (h_1 K_x) \quad (49)$$

という特性方程式を満足しなければならないことが知れる。(49)を y 方向の波数 K_y について書くと, (49)をつかって

$$\tan(\sqrt{k_1^2 - K_y^2} l) = \left(h_2 \sqrt{K_y^2 - k_2^2} \right) / \left(h_1 \sqrt{k_1^2 - K_y^2} \right) \quad (50)$$

とかけ, これから K_y を求めることが出来る。あるきまった h_1 , h_2 , l , ω , に対して(50)を満足する K_y は可附番無限個あり, それぞれ, エッジ波の基本のモード, 二番目のモード, などと呼ばれる。特に基本のモードでは(49)で $K_x l < \pi/2$ であるから, (49)から判る通り陸棚中に振動の節が存在しない(第 11 図)。

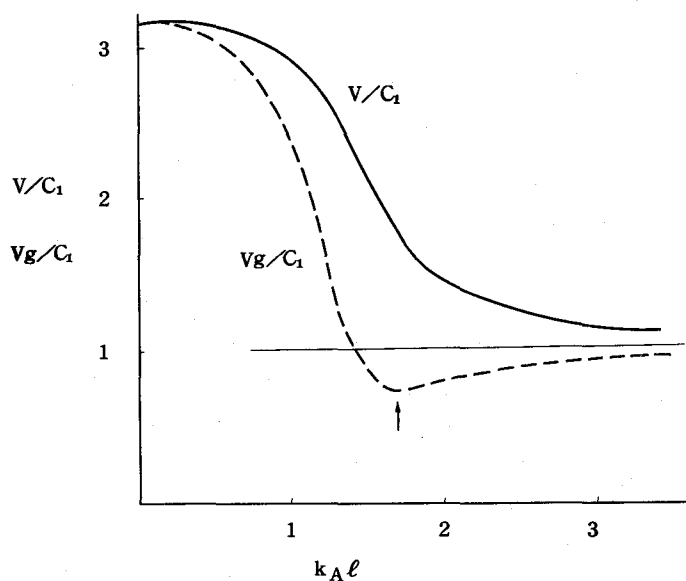
(50)から得られる K_y は ω の関数であるから, 波は分散性をもっている。位相速度 V , 群速度 V_g は, それぞれ

$$V = \omega / K_y, \quad V_g = d\omega / dK_y \quad (51)$$

であって, (50)を解けばあるきまった h_1/h_2 に対して V 及び V_g を $k_1 l = (\omega l / C_1)$ の関数として表示出来る。一例として基本モードのエッジ波について $h_1/h_2 = 0.1$ の場合を第 12 図にしめしてあ

るが、この回で特に、群速度が極小値をとる $k_1 \ell$ のあることに注意を要する。この $k_1 \ell$ より小さな値のところでは、主として水深の大きな海を通して来る屈折波が主役を演じ、これより大きな $k_1 \ell$ では陸棚上の反射波が主役を演じていて、もし、 $k_2 \rightarrow \infty$ とすると、 $k_1 \ell = \pi/2$ において群速度が0となり、それより $k_1 \ell$ が小さいところには完全な波が存在しないことが証明される。

一般に、水深変化が簡単でなくとも、波速のおそい部分が帯状に存在すると、そこを伝わる波はあまりエネルギーを外部に逸散せず、良好な導波作用をもっている。普通エッジ波は、陸棚の近くの有限領域から波の出た場合に発生し、外海から平面波が、直線状の海岸をもった陸棚に入射してもエッジ波にvariににくい。しかしながら、陸棚傾斜や海岸が屈曲して波の反射が不規則的に起こると、その一部がエッジ波になって陸棚上にとどめられる。



第12図

9. 湾水の振動理論

あるかぎられた水域の振動エネルギーについて、その減衰を一般的に考えれば、内部でのエネルギー損失と、外部へ逃げ出すエネルギーとがある。湾水の振動などの場合には、特殊な場合を除き、大部分は湾口から外部へエネルギーが逸散すると思われる。一般に、振動系のエネルギー減衰については Q という量を考えることが多い。共鳴周期の近傍では振動系のエネルギーを E として

$$Q = \omega_0 E / \frac{dE}{dt} \quad (52)$$

で与えられ、こゝで ω_0 は共鳴角振動数である。すなわち ω_0/Q は共振に近い状態でのエネルギー減衰の割合をあらわす。いま Q が一定とすると、一自由度の線型振動系の周波数レスポンス関数は

$$A(\omega) = 1 / \left\{ 1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 + i Q^{-1} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) \right\} \quad (53)$$

のようにかけ、パワー増巾度は

$$A^2(\omega) = 1 / \left[\left\{ 1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right\}^2 + Q^{-2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right] \quad (54)$$

となる。増幅度 $A^2(\omega)$ は $\omega = \omega_0$ で最大値 Q^2 であり、 $Q^2/2$ の増幅度をもつ角振動度は $\omega = \omega_0 (1 \pm Q^{-1})$ である。したがって増巾度の相対的なバンド幅（バンド幅を ω_0 で割ったもの）は $1/Q$ であらわせる（第13図）。このような振動系が外部からの作用によって平衡状態に達するに要する時間は Q に比例し（ Q/π サイクル程度） Q がきわめて大きいとなかなか平衡に達しない。しかし、実際問題としては Q が2～10程度であって、外からの波が数波来るだけで充分である。

このパワー増幅度 $A^2(\omega)$ を利用すると、いま外部から与えられる擾乱のパワースペクトルを $S_1(\omega)$ 、内部の振動のパワースペクトルを $S_2(\omega)$ として

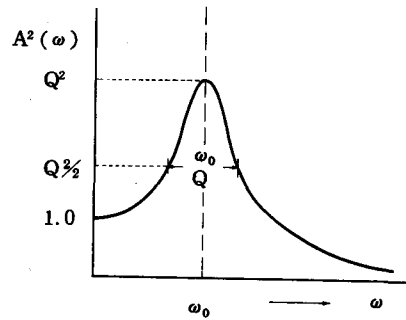
$$S_2(\omega) = A^2(\omega) S_1(\omega) \quad (55)$$

と書ける。したがって湾内振動のパワーレベルは

$$\int_0^\infty S_2(\omega) d\omega \simeq S_1(\omega_0) \int_0^\infty A^2(\omega) d\omega \simeq \frac{1}{2} \pi Q \omega_0 S_1(\omega_0) \quad (56)$$

のように近似的にあらわせる。こゝでは $S_1(\omega)$ というスペクトルが ω_0 の近くで平坦であることを仮定している。56から、湾水振動の平均波高は $Q^{1/2}$ に比例して増加することが知れる。

問題は、与えられた湾における Q を求めることであるが、このためには個々の湾について共鳴に近い状態での振動エネルギーと、湾口から逸散するエネルギーとを知らねばならないのでかなりやっかいである。いま矩形湾で、共鳴の時の波数を k_0 、湾の長さを d として（第14図）、幅 b が波の波長にくらべて十分に小さく水深は湾内外とも一様である場合の理論計算によると、



第13図

$$Q = \left(\frac{d}{b}\right) \cdot 2 \cdot \frac{1 + \frac{\sin(2k_0 d)}{2k_0 d}}{1 - \cos(2k_0 d)} - \frac{1}{\pi} \quad (57)$$

で与えられる。また、共鳴波数 k_0 は

$$\cot(k_0 d) = k_0 b \left\{ 0.478 - \frac{1}{\pi} \ln(k_0 b) \right\} \quad (58)$$

であって、基本振動について考えると、波長 $\lambda_0 (= 2\pi/k_0)$ は近似的に、

$$(\lambda_0 - 4d) = b \left\{ 0.334 + \frac{1}{\pi} \ln\left(\frac{d}{b}\right) \right\} \quad (59)$$

となる。(59)は矩形溝の海水振動に関する溝口補正を与える式で、溝口補正と Q 値とは密接に関係していることがわかる。

こゝで陸棚振動について考えてみると、まず共鳴周期附近で(60)を

$$A^2(\omega) \approx 1 / \left\{ 4 \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 + Q^{-2} \right\} \quad (60)$$

と近似し、 $\omega = \omega_0$ のときのパワー増幅度を A_0^2 とかくと

$$A_0^2 / A^2(\omega) = 1 + 4Q^2 \left(1 - \omega / \omega_0 \right)^2 \quad (61)$$

となる。さて、(43) から陸棚振動について $k_1 \cos \theta_1 = Kx$ とおいて、基本振動の近傍では近似的に、 $Kx\ell = \pi/2$ として

$$A_l^2(\omega) / A^2 \approx 4 / \left\{ (K_x^* \ell)^2 (1 - Kx^2 / K_x^{*2})^2 + \alpha^2 \right\} \quad (62)$$

である。したがって、 $Kx\ell = \pi/2$ のときの振幅を $A_{l, \max}$ として近似的に

$$A_{l, \max}^2 / A_l^2 = 1 + 4 \frac{(K_x^* \ell)^2}{\alpha^2} (1 - Kx / K_x^*)^2 \quad (63)$$

すなわち(61)と(63)とを比較して、 $\omega / \omega_0 = Kx / K_x^*$ を考慮に入れると

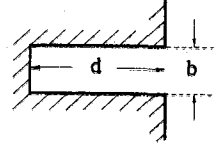
$$Q = (K_x^* \ell) / \alpha = \pi / (2\alpha) \quad (64)$$

と与えられる。(35)において、波が境界に直角に入射するときは $\theta_1 = \theta_2 = 0$ で、

$$\alpha = m = \sqrt{h_1 / h_2}$$

であるがこゝで、問題をやゝ拡張し、波動の一次元伝播を考え、水路幅 b が、水深変化のある場所 ($x=0$) で変るとすると境界条件は、流量の連続を考えるために変化し、 α としては

$$\alpha = (b_1 h_1^{1/2}) / (b_2 h_2^{1/2})$$

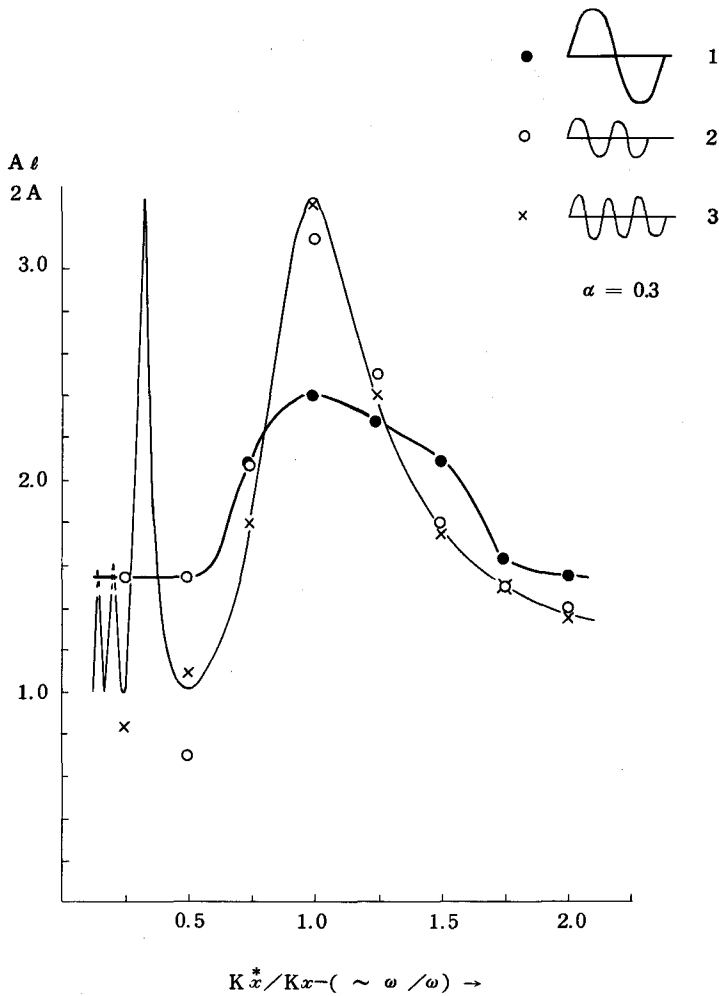


第14図

をとればよいことがわかる。

いま一例として $\alpha = 0.3$ ($Q = 5.25$) の場合に、外からの波が何波くれば平衡状態、すなわち (43) で与えられるような波高になるかを、特性曲線法で計算してみると、2～3波で十分なことがわかる。この有様を第15図に示してある。

逆にいうと、普通湾水の振動では Q がそれほど大きくないので、もし外からのエネルギーの供給が続かなければ、振動はすぐに減衰してしまう筈である。それにもかかわらず、多くの湾でしばしば海水振動が長く続いているのが観測されるがこれは外からのエネルギー供給がかなり持続性をもっていることを示しているとみてよいであらう。



第15図