

## 強制ケルビン波型台風高潮のモデル

中村 重久

### A MODEL OF TYPHOON-INDUCED STORM SURGE AS A FORCED KELVIN-WAVE TYPE

By *Shigehisa* NAKAMURA

#### Synopsis

A simplified theoretical model is introduced in order to study storm surge induced by typhoon on the coast facing the western North Pacific. One of the aims in this study is to find any storm surge which acts as if it were a forced Kelvin wave apparently. The other one of the aims is to know what difference can be expected at the sea level variations as storm surge induced by a typhoon approaching to the coasts facing western and eastern oceans. In order to help our understanding, two cases of the typhoon 8506 and 8719 observed around the Shirahama Oceanographic Tower and significant rises of the sea level at Shirahama in the period of July to September 1989 are also introduced to interpret some part of them as the considering typhoon-induced storm surges or a forced Kelvin waves.

#### 1. 緒 言

災害は、大別して、天災・地災・人災に分類できる。わが国の沿岸域の災害には、人力の及ばない天災としての台風高潮・地災としての地震津波がある。一方、人為的要因による災害も考えられる。沿岸域の高度利用がすすみ、沿岸域の人口稠密化がすすみつつある現在、水際線における災害防止軽減策の推進が強くもとめられる。ちなみに、最近の社会的関心は21世紀への夢に向かっている。近畿圏をみても、堺泉北臨海コンビナート・関西新国際空港・コスモポリスなどの話題がある。この種の夢を現実とするには、従来経験されなかった災害の予測と対策が必要である。その目的を達するためには、災害の要因に関する基礎研究が必要なことは自明である。しかるに、とくに、近畿圏の例をみても、近年、甚大な被害をもたらすような事象がみられない。これは、次期の大災害へ一刻一刻と近づいていると解することもできよう。

白浜海洋観測塔では、昭和35年(1960年)以来、海の災害に関連した基礎的海象観測研究を推進してきた。この種の災害には、多種多様の要因が考えられる(たとえば、中村, 1989)<sup>1)</sup>。災害の要因が明らかとなり、それに対する予測や対策が適確なものとなれば、21世紀の夢の実現も不可能なことではないであろう。

沿岸域の“異常潮位”は、現在、台風・黒潮など自然現象の複合的效果によるとされているようである。この“異常潮位”については、昭和46年度文部省科学研究費総合研究の成果がある(吉田, 1972)<sup>2)</sup>。しかし、昭和47年夏の異常潮位は、昭和46年夏の報告例より大規模で広域的であった。その後も、類似の異常潮位は認められたが、その原因は不明のままになっている。平成元年(1989年)夏の異常潮位もかなり広域にわたる社会的影響を及ぼした。本文では、とくに、近畿圏に最近顕著な影響を及ぼした台風高潮や異常潮位の例を示し、その特性について述べるとともに、異常潮位と称されている現象の一部は、強

制ケルビン波型台風高潮としてとらえられるのではないかという可能性を、簡単な力学的モデルによって検討する。

## 2. 台風高潮と異常潮位

従来、日本周辺沿岸の台風高潮は、気圧低下・風による吹き寄せと地形効果によるとされ、東京湾・伊勢湾・大阪湾などの湾奥に甚大な被害をもたらした。これらについては、すでに多くの研究例があることは Nakamura (1981)<sup>3)</sup> が記している。最近の台風高潮の記録例として、ここでは2典型例を示す。

### 2.1 台風8506号による高潮

台風8506号は、1985年6月30日から7月1日にかけて四国南沖から北海道東沖へ進み、日本列島の太平洋沿岸に高潮をもたらした(中村・芹沢, 1987)<sup>4)</sup>。ここで太平洋沿岸の各検潮記録から予想潮位を除いたものを台風高潮による偏差として Fig. 1 に実線で示した。また、この Fig. 1 には破線によって、気圧低下を静水圧近似で海水位上昇に換算して示した。この図では、台風中心が各種潮所に最も接近した時刻に、高潮の偏差も最大である。さらに、Fig. 2 には、Fig. 1 の偏差から気圧低下の効果を除いた海水位変動成分を実線で示した。この Fig. 2 には、観測された風ベクトルを矢印で示した。これによって、台風8506号の例では、気圧低下の効果が海水位変動にあらわれ、偏差としてとらえられることがわかる。

### 2.2 台風8719号による高潮

台風8719号は、1987年10月16-17日に四国南沖から北上し、加古川付近を経て日本海へと進んだ。この台風による高潮を、とくに近畿圏を中心とした検潮記録からとらえるため、予想潮位を除いた高潮の偏差をもとめ Fig. 3 の実線のように示した。この Fig. 3 では、静水圧近似による気圧低下の効果を破線で示した。さらに、Fig. 4 には、Fig. 3 の偏差から気圧低下の効果を除いた海水位変動成分を実線で示し、あわせて、風ベクトルを矢印で示した。この2つの図から、気圧低下の効果と同程度の風ベクトルの効果があったとみることもできる。あるいは台風の進行速度と海域の水深との間の相互作用が、気圧低下の効果あるいは風ベクトルの効果を増幅したとみることもできる(Nakamura, 1981)<sup>3)</sup>。

## 3. 異常潮位

日本列島の周辺では、吉田(1972)の“異常潮位”が7-10月の期間にあらわれる。これは、台風通過にともなう黒潮流軸の接岸・冷水渦の出現・La Ninaの影響などによるという見方によって説明されている様である。現象としての異常潮位により、近畿圏沿岸域で、予想潮位より約30 cm以上高くなると、家屋の浸水被害・鉄橋浸水による鉄道輸送の障害など社会的影響が大きくなる。

### 3.1 1972年の異常潮位

1972年7月23日、台風7209号は、潮岬南沖から四国沖を経て九州北東部から日本海へと進んだ。黒潮の流軸はこの台風通過後、潮岬すれすれに接近し、黒潮流路の幅も30-40 kmとなった。台風来襲前には、黒潮は潮岬南沖距岸55 km、流軸幅は74 kmであった。この台風前後の特徴は、中村(1988)<sup>5)</sup>の記述と共通するところがある。

### 3.2 1989年の異常潮位

社会的関心の強かったのは、7-8月と9月であり、大阪湾や太平洋沿岸で偏差30 cm以上を記録した。

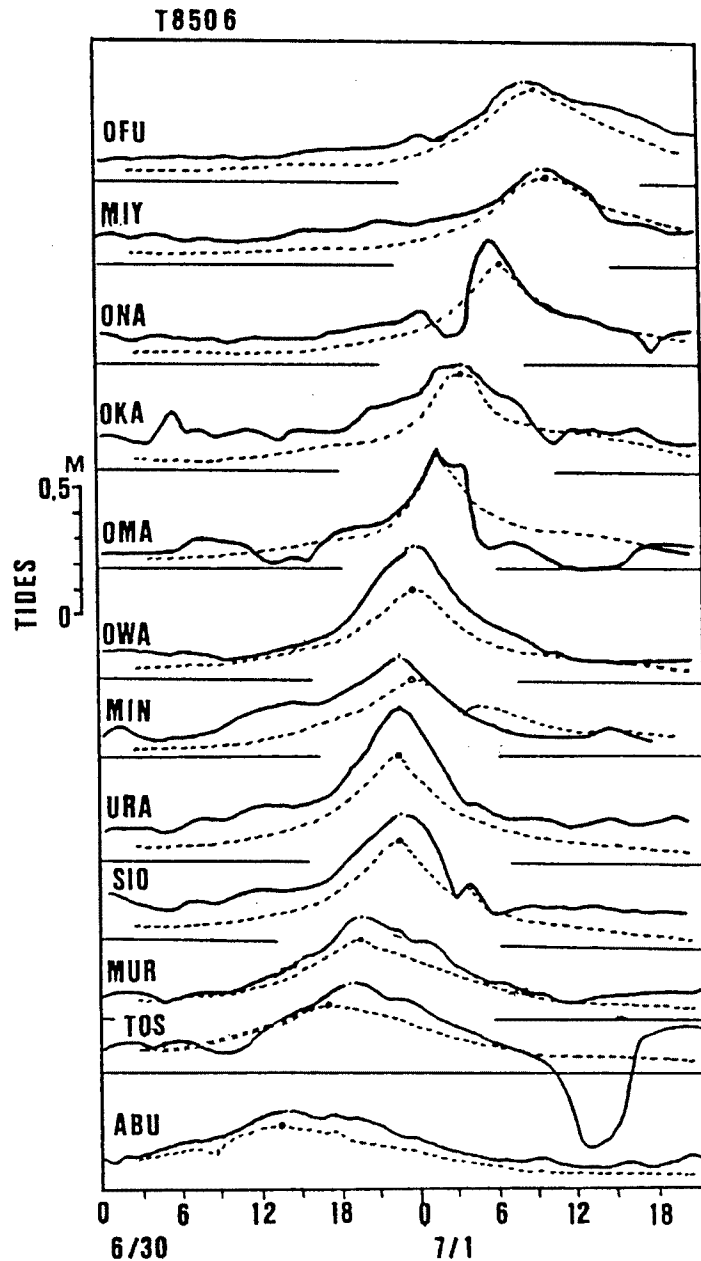


Fig. 1. Storm surge at the Typhoon 8506.

(1) storm surge variations eliminated the predicted tides in full lines. (2) barometric variations in chain lines, and (3) notations of OFU, MIY, ONA, OKA, OMA, OWA, MIN, URA, SIO, MUR, TOS and ABU are for the stations of Ofunato, Miyako, Onahama, Okada, Omaezaki, Owase, Minabe, Uragami, Shionomisaki, Muroto, Tosa-Shimizu and Aburatsu.

とくに9月17日は大潮にあたり、大阪市内天保山公園が冠水、兵庫県南部・和歌山県・四国四県・広島県・岡山県にそれぞれ高潮注意報が発令された。

そこで、白浜の検潮記録から予想潮位を除いたものを Fig. 5 の折線 A で示した。白浜の海面気圧は折線 B である。この折線 A から気圧低下の効果（折線 B）を除くと折線 C のようになる。

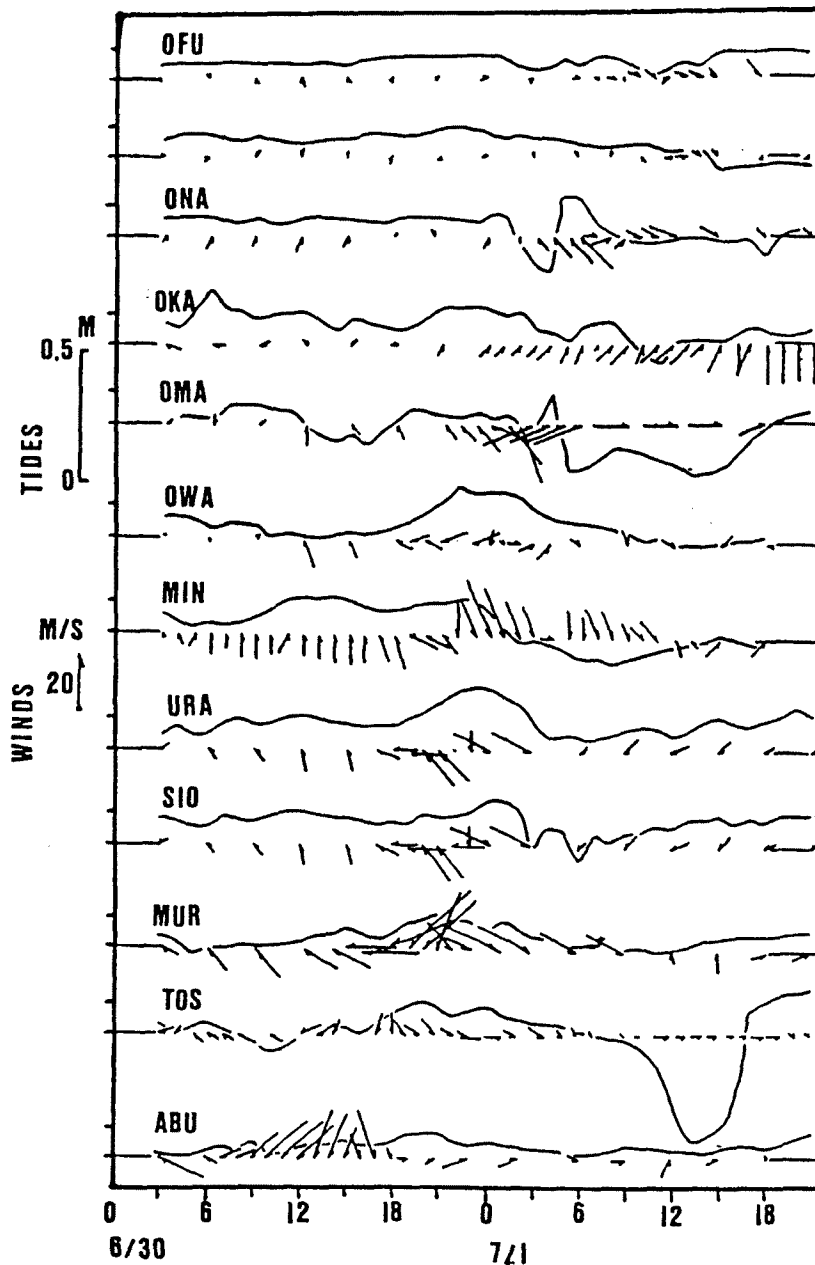


Fig. 2. Residual variations at the Typhoon 8506.

(1) full lines for storm surge variations except the predicted tides and barometric effects. (2) arrows for wind vectors observed at the stations in Fig. 1.

ちなみに、台風 8911 号・8912 号・8913 号が 7 月末から 8 月初にかけて影響している。台風 8917 号は 8 月 27 日に白浜に最も接近した。台風 8919 号・8920 号は 9 月 7～12 日に、台風 22 号は 9 月 19 日を中心として、白浜の海水位上昇に影響した。これらの台風の規模・経路などそれぞれ異なっているので、総観的気象条件を十分考慮すべきであろう。折線 C では、台風による影響としてのスパイク状変動が小さくなっているが、10～20 日のサイクルで変動する成分については、今後の検討をまたねばならない。Shoji (1961)<sup>9)</sup> の日平均海水位変動の特性に対応するものかもしれない。なお、南半球のサイクロン

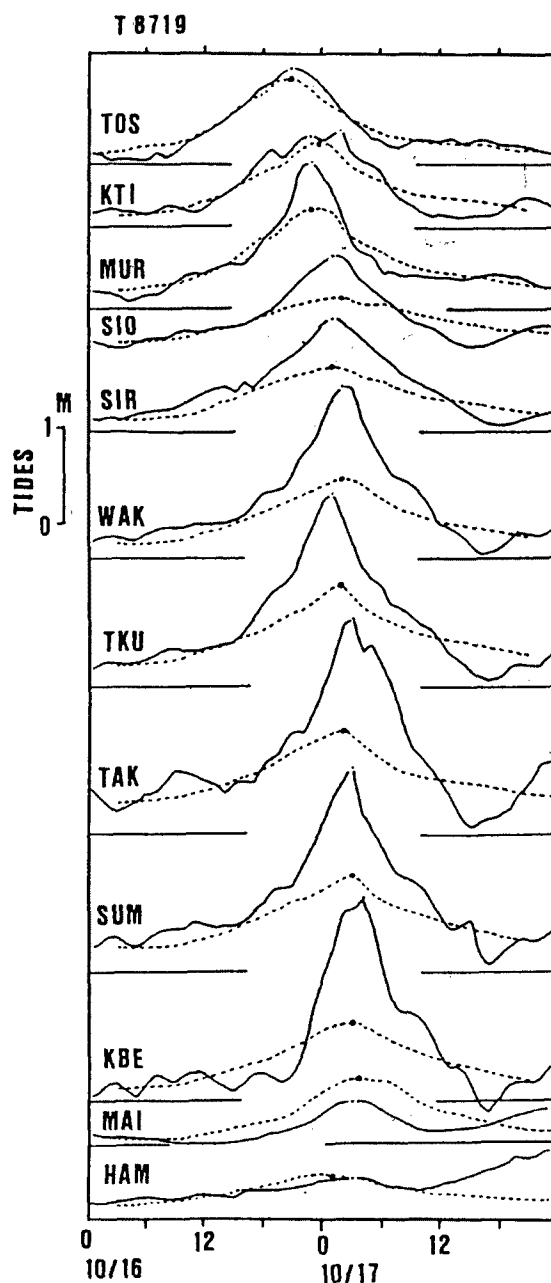


Fig. 3. Storm surge at the Typhoon 8719.  
 (1) storm surge variations eliminated the predicted tides in full lines. (2) barometric variations in chain lines, and notations of TOS, KTI, MUR, SIO, SIR, WAK, TKU, TAK, SUM, KBE, MAI, and HAM are for the stations of Tosa-Shimizu, Koti, Muroto, Shionomisaki, Shirahama, Wakayama, Tokushima, Takamatsu, Sumoto, Kobe, Maizuru and Hamada.

のオーストラリア沿岸における特性は Fandry ら (1984)<sup>7)</sup> が例示している。このような観測事実の一部でも説明できる力学的根拠を得るためには、モデルによる検討がよい。

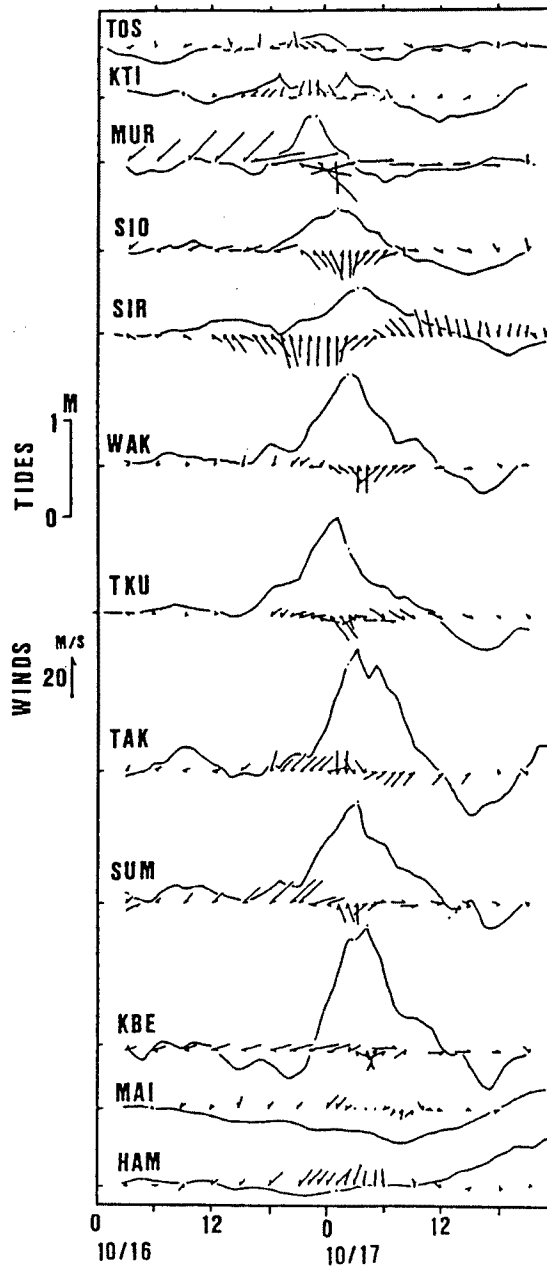


Fig. 4. Residual variations at the Typhoon 8719.

(1) full lines for storm surge variations except the predicted tides and barometric effects. (2) arrows for wind vectors observed at the stations as Fig. 3.

#### 4. 基礎方程式

強制ケルビン波型台風高潮の特性を知るには、解析的モデルを導入するのが最も好都合である。数値実験や水理実験ではなお十分ではない。

いま、静止海面が $x$ 軸と $y$ 軸とでつくる平面であるとする。そして、 $y$ 軸は子午線に平行な海岸線とし、

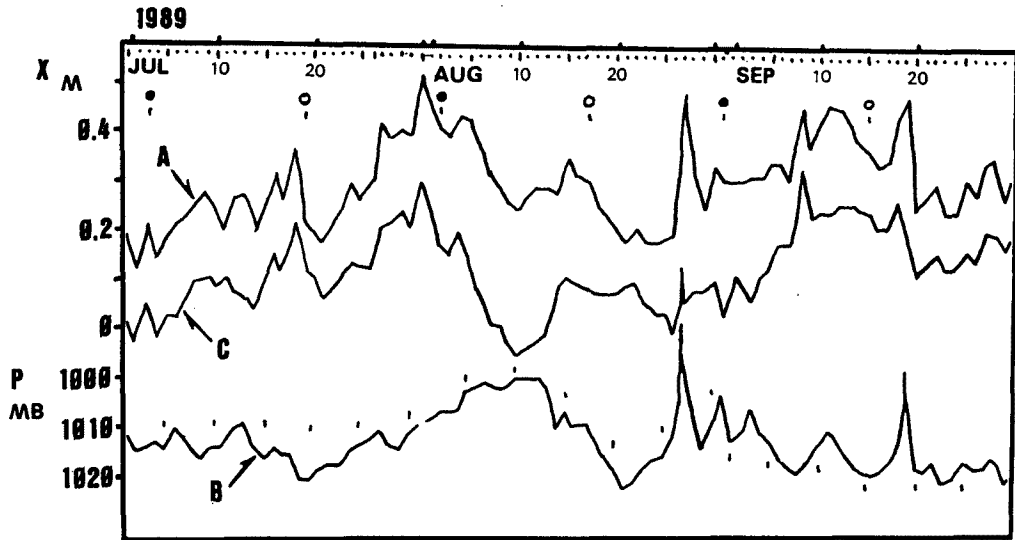


Fig. 5. Sea level variations at Shirahama in the period of July to September 1989. (1) A for variations eliminated the predicted tides. (2) B for barometric variations. (3) C for a residual variations as the result of A minus B.

海はこの  $y$  軸の東半分あるいは西半分とする。平面  $Oxy$  の原点  $O$  を  $x, y$  両軸の交点とし、 $z$  軸は原点  $O$  から鉛直上方にとる。また、時間は  $t$  とする。

ここで、台風高潮が海上の点  $(x, y)$  を  $(U, V)$  なる速度で移動しているとすると、台風高潮の偏差は、

$$\zeta(x, y, t) = \zeta_0 \delta(Ut - (x - x_0), Vt - (y - y_0)). \dots\dots\dots (1)$$

ただし、台風高潮は、点  $(x_0, y_0)$  で偏差  $\zeta_0$  であったものとし、 $\delta$  はデルタ関数とする。このような台風高潮を記述する基礎方程式は、運動方程式と連続方程式である。すなわち、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\partial u + v\partial v - fv = -g(\frac{\partial \zeta}{\partial x}) + F^x/h, \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\partial v + v\partial v + fu = -g(\frac{\partial \zeta}{\partial y}) + F^y/h, \dots\dots\dots (3)$$

そして、水深  $h$  に比べて偏差  $\zeta$  が十分小さい条件下で、

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -h(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}). \dots\dots\dots (4)$$

ただし、

$$f = 2\Omega \sin \varphi. \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $\Omega$  は地球自転角速度、 $\varphi$  は着目する海域の緯度である。ここで、実定数  $\alpha$  および  $\beta$  を用いると、 $\varphi_0$  における  $f_0$  の周辺について、近似的に、次式を利用できる。

$$f = f_0 + \alpha x + \beta y. \dots\dots\dots (5)'$$

なお、式(2) の  $F^x$  および式(3) の  $F^y$  は、外力を海水密度  $\rho$  で割ったものの  $x$  および  $y$  成分である。ここで、上の式(2) および式(3) をそれぞれ  $x$  および  $y$  について微分し、式(4) を考慮すれば、次式が得られる。

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{h} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial t} (u\partial u) + \frac{\partial}{\partial t} (v\frac{\partial \zeta}{\partial t}) + \frac{\partial}{\partial t} [f(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x})] - \frac{\partial}{\partial t} (\alpha v - \beta u) \\ & = -\frac{\partial}{\partial t} [ \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \nabla (\frac{1}{h} F) - g \nabla^2 \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla (\frac{1}{h} F)) ]. \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

また、式(2) および式(3) を  $y$  および  $x$  について微分し、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \right] (u \nabla u) + \frac{\partial}{\partial t} \left[ f \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial t} (\beta v - \alpha u) \\ & = - \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \nabla \left( \frac{1}{h} F \right) \right] - \frac{\partial}{\partial t} (g \nabla^2 \zeta) + \frac{\partial}{\partial t} \nabla \left( \frac{\partial F^x}{\partial y} - \frac{\partial F^y}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

とくに、 $\alpha = \beta = 0$ 、かつ、 $f = f_0$  の場合、問題は簡単になる。さらに、密度成層を考えなければ、 $\rho$  を一定と考えてよいので、式(6) と式(7) との解をもとめる式はさらに簡単な型となる。ただし、

$$\nabla \left( \frac{1}{h} F \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{F^x}{h} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{F^y}{h} \right) \dots\dots\dots (8)$$

ここで、式(6) を  $t$  で微分し、式(7) を代入すれば、微小項や本文の対象としない項を考えないことにして、

$$- \frac{1}{h} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) - \frac{f^2}{h} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) - g f \nabla^2 \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{f}{h} \nabla \left[ \frac{\partial F^x}{\partial y} - \frac{\partial F^y}{\partial x} \right] = - g \nabla^2 \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{h} \nabla \frac{\partial F}{\partial t} \dots\dots\dots (9)$$

すなわち、一定水深  $h$  の浅水域に対して、偏差  $\zeta$  と外力  $F$  とは近似的に次式で表わされる。

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \frac{\partial \zeta}{\partial t} - c^2 \nabla^2 \frac{\partial \zeta}{\partial t} = - f \left( \frac{\partial F^x}{\partial y} - \frac{\partial F^y}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial F^x}{\partial x} + \frac{\partial F^y}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (10)$$

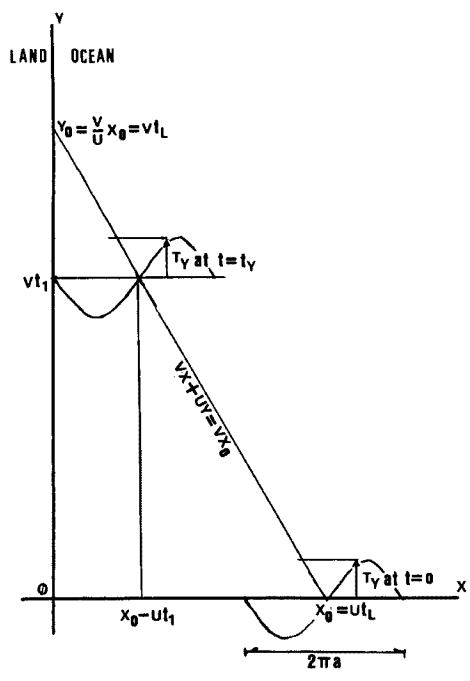


Fig. 6. A storm surge model for a simplified typhoons wind field.  
 (1) a typhoon's track from  $(x_0, 0)$  to  $(0, y_0)$  on the ocean.  
 (2) travelling speed of typhoon  $(U, V)$  for the axes  $(x, y)$ .

ただし、 $c = (gh)^{1/2}$ 、 $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  である。この式(10) は Fandry ら (1984)<sup>7)</sup> の式と同型である。

これまで、海岸線付近の海面の変動に、速さ  $c$  で伝わる一種のケルビン波について Kajiura (1962)<sup>8)</sup> および Thomson (1970)<sup>9)</sup> が検討している。外力としては、風の海面に作用する  $\tau$  と大気圧  $p_a$  の効果を考える。

$$\begin{aligned} (F^x, F^y) &= \frac{1}{\rho} \left( \tau^x - h \frac{\partial p_a}{\partial x}, \tau^y - h \frac{\partial p_a}{\partial y} \right) \\ &\dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

なお、 $\tau$  の  $x$  および  $y$  成分を  $\tau^x$  および  $\tau^y$  とする。半無限海の場合、沖合の気圧勾配よりも、沿岸の海岸線に平行な風の作用が高潮の形成に効果的な例としての理論 (Thomson, 1970) からみれば、本文では、風的作用に注目し、従来、日本の台風高潮で検討の対称とならなかったものに焦点を絞るのが有意義と考えられる。

ここで、直線  $x = 0$  を海岸線とし、その東側あるいは西側の半無限海を考える。海岸線の横切る流れは考えられないので、 $x = 0$  において、 $hu = 0$  でなくてはならない。このことを考慮にいれると、式(10) は、 $x = 0$  において、次のように書けることになる。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x \partial t} - f \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial F^x}{\partial t} - f F^y \right) \dots\dots\dots (12)$$



この式(12)を、式(11)の条件下で、Keller・Watson (1981)<sup>10)</sup>が、時間についての漸近解をもとめている。その解は、ある一点から減衰するものと岸で反射したものにケルビン波を加えたものとして表わされる。ある一点から十分に遠ければ、海面の変動としては、ケルビン波のみとなる。ここで、Thomson (1970) および Fandry ら (1970) のように、ある種の波源を考え、距離も時間も十分大きい場合を考えることにする。

### 5. 海岸線の西側が半無限海の時の解

ここで、岸沿いの風がある時にみられる水位変動を検討する。とくに、 $\tau=0$ 、かつ、 $p_a=0$ 、そして、初期条件として、 $t=0$ において、

$$\zeta = \partial\zeta/\partial t = \partial^2\zeta/\partial t^2 = 0. \dots\dots\dots (13)$$

また、 $x < 0$ の半平面に対する境界条件 (12) から、

$$\zeta(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2 i} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\lambda y) d\lambda \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} \bar{\Gamma}(x, \lambda, s) \exp(st) ds, \dots\dots\dots (14)$$

ただし、積分路は Fig. 7 のようにとるものとし、

$$\begin{aligned} 2kspgh\bar{\Gamma}(x, \lambda, s) &= \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \left( \frac{i\lambda f - ks}{i\lambda f + ks} \right) (fk - i\lambda s) \exp(k(x+x')) \right. \\ &\quad \left. + i\lambda s \exp(-k|x'-x|) + fk \operatorname{sgn}(x'-x) \exp(-k|x'-x|) \right] \cdot \bar{T}^y(x', \lambda, s) \\ &= \int_0^{\infty} \exp(-st) dt \int_{-\infty}^{\infty} \tau^y(x', y, t) \exp(i\lambda y) dy. \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

ここに、 $\lambda$  は実数。また、

$$k = (\lambda^2 + (f^2 + s^2)/c^2)^{1/2} > 0. \dots\dots\dots (17)$$

また、

$$\operatorname{sgn}(x) = \begin{cases} +1 & (x > 0 \text{の場合}) \\ -1 & (x < 0 \text{の場合}) \end{cases} \dots (18)$$

ここで、岸沿いの風が与えられれば、そのラプラス・フーリエ変換は式(16)によって求まる。ここで、上に得た式(14)の被積分関数における特異点としての極と分岐点も得られる (Thomson, 1970)。分岐路を考慮すれば時間  $t$  が十分大きい時、 $s$  平面 (Fig. 7) での

$$s = \pm i(c^2\lambda^2 + f^2)^{1/2} \dots\dots\dots (19)$$

の値は小さい。したがって、あとは、極の問題を考えればよいことになる。ケルビン波に関連した項は、 $x=0$ での境界条件を与えたことによってあらわれるもので、その極は  $s = -i\lambda c$  に位置する。 $s$  平面の極は、式(15)の  $\lambda$  平面での極に対応する。フーリエ・ラプラス逆変換をしても、式そのものは複雑な形をしている。

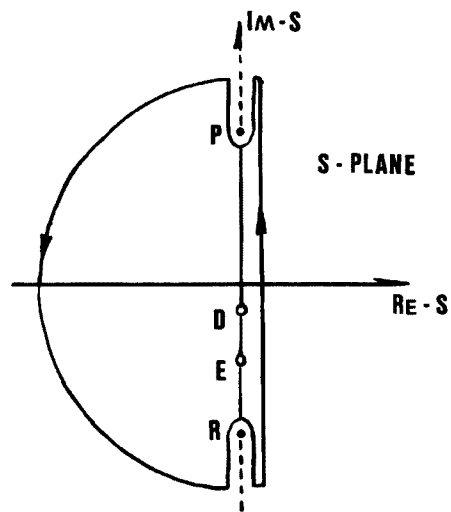


Fig. 7. Path of integration on a  $s$ -plane.  
 (1) P for  $s = +(\lambda^2 c^2 + f^2)^{1/2}$ .  
 (2) R for  $s = -(\lambda^2 c^2 + f^2)^{1/2}$ .  
 (3) D for  $s = -i\lambda c$ .  
 (4) E for  $s = -if|\lambda|/\lambda$ .  
 (5) full line for integral path.  
 (6) chain lines for branch-cuts.

## 6. ケルビン波の一般解

一般に、海岸線の西側の海でのケルビン波は

$$\zeta(x, y, t) = A(y, t) \cdot \exp(fx/c) \dots\dots\dots (20)$$

と表わされる。第1近似として、 $F^2 = 0$ ならば、式(11)を考慮して、式(12)は次のように書ける。

$$\frac{\partial A}{\partial t} - C \frac{\partial A}{\partial y} = -\frac{1}{\rho c} \bar{\tau}^y(y, t). \dots\dots\dots (21)$$

ただし、 $\bar{\tau}^y$ は岸における実効風応力である。もし、風が岸向きで、ロスビーの変形半径  $c/f$  より風のスケールがはるかに大きい時は、 $\bar{\tau}^y$ のかわりに、 $x=0$ における風の作用は  $\tau^y$ となる(たとえば、Gill, 1982<sup>11)</sup>, Fandryら, 1984<sup>7)</sup>)。台風による風の作用の及ぶ範囲は  $c/f$ と同程度のスケールであり、厳密には、 $\bar{\tau}^y(y, t)$ を別の方法でもとめることを考えなければならない。

境界条件(12)より、上の式(21)の右辺は

$$(s + i\lambda c) \bar{F}(0, \lambda, s) \dots\dots\dots (22)$$

のフーリエ・ラプラス変換である。前と同様のやり方で式(16)の積分の第1項中において、 $s = -i\lambda c$ の極の寄与が大きいことがわかる。近似として、式(22)のフーリエ・ラプラス逆変換によって、 $\bar{\tau}^y(y, t)$ は次のように書ける。すなわち、

$$\bar{\tau}^y(y, t) = \frac{f}{c} \int_{-\infty}^0 \exp(fx'/c) \cdot \tau^y(x', y, t) dx'. \dots\dots\dots (23)$$

ここで、長波近似の一般的特性としてみても、 $\bar{\tau}^y$ は上の $\bar{\tau}^y(0, y, t)$ と考えてよい。このとき、(21)の一般解は

$$A(y, t) = \frac{1}{\rho c} \int_0^t \bar{\tau}^y(y + c(t-t'), t') dt'. \dots\dots\dots (24)$$

したがって、岸沿いの風の作用  $\tau^y(x, y, t)$  に対するケルビン波の解は、式(20), (23), (24) よりもとまる。

## 7. 風域が移動する場合の解

ここで、台風による海上風のうち、岸沿いの成分がどのような効果を示すかを考えよう。解析の便宜上、

$$\bar{\tau}^y(y, t) = g(t) \cdot \delta(y + Vt) \dots\dots\dots (25)$$

と書けるものとする。ここに、 $\delta$ はデルタ関数。 $V$ は南へ擾乱が伝わる速度である。この  $V$ の値を一定とすれば式(25)を式(24)に代入して次のような解が求まる。

$$A(y, t) = \frac{1}{\rho c |V - c|} g\left(\frac{y + ct}{c - V}\right). \dots\dots\dots (26)$$

これは、 $V < c$ , かつ、 $-ct < y < -Vt$ である場合、または、 $V > c$ , かつ、 $-ct > y > -Vt$ である場合に限る。上の条件を満たさない場合には、

$$A(y, t) = 0. \dots\dots\dots (27)$$

この解(26)あるいは(27)は Thomson の解の一般化とみることでもでき、Fandryらの解と同じである。すなわち、海岸線の影響が  $y = -ct$  と  $y = -Vt$  との間のみ認められ、ケルビン波は速さ  $c$  で伝わり、その影響を決定する因子は  $(V - c)$  の値による。

### 8. 沖合から岸へ向かって風域が移動する場合

風域がある直線上に沿った経路をとるとき、この経路と海岸線とのなす角が一定となり、次式を考えることになる。すなわち、

$$\tau^y(x, y, t) = \exp(-pt) \cdot \delta(y + Vt) \cdot G[U(t - t_0) - x], \dots\dots\dots (28)$$

ここに、 $\zeta < 0$  のとき  $G(\zeta) = 0$  であるとし、 $p$  は風の作用の時間的減衰特性を示す因子である。さらに、上の式(23) と式(25) とから、

$$g(t) = \frac{f}{c} \exp[-pt + Uf(t - t_0)/c] \cdot \int_{\zeta_0}^{\infty} \exp(-f\zeta/c) \cdot G(\zeta) d\zeta, \dots\dots\dots (29)$$

ただし、

$$\zeta_0 = \max[0, U(t - t_0)]. \dots\dots\dots (30)$$

上の式(26) と式(29) とから、つぎのように、2つの重要な特性がわかる。第1に、海岸線での水位変動の応答は  $G$  の関数形がどうであるかという問題と関係がない。それは、 $G$  が岸に直角方向の風の成分に対応するからである。第2に、風の作用の時間的減衰を示す因子からみて、ロスビーの変形半径  $c/Uf$  に相当する沖合での水位変動は岸向きとなり、しかも、岸での水位変動は最大となる。

#### 8.1 $p < Uf/c$ のとき

風応力は時間的にゆっくりと減衰し、岸での水位変動は  $y = -Vt$  で認められる。もし、 $V > c$  ならば、ピークは先駆波としてあらわれる。もし、 $V < c$  ならば、ピークは後尾波としてあらわれる。このピークは、岸沿いに速さ  $V$  で伝わり、風域の先端が岸に到達する時刻  $t = t_0$  まで、振幅は増大しつづける。その後、 $t > t_0$  で式(21) の積分は時間によって変化し、海岸線でのピークも  $G$  の形によって定まることになる。

#### 8.2 $p > Uf/c$ のとき

海岸線での最大水位変動のピークが  $y = -ct$  で認められる。もし、 $V < c$  ならば先駆波として、また、 $V > c$  ならば後尾波として、ピークがあらわれる。時刻  $t < t_0$  に対しては、このピークは、式(29) の積分値に比例した一定の振幅となり、岸沿いに移動することになる。風域が岸を通過すると、その後、 $t > t_0$  では、 $y = -Vt$  における海岸線での水位変動は、外力の大きさに応じた減衰をする。そして、 $y = -ct$  では、式(29) の積分値に比例した一定値をとることになる。

### 9. 風域の移動と水位変動の共振

ここで、台風の中の風の岸沿いの成分を考える。このとき、風の作用は、

$$\tau^y(x, y, t) = \tau_0 b H(t) \cdot \exp(-pt) \cdot \delta(y + Vt) \cdot G[U(t - t_0) - x] \dots\dots\dots (31)$$

で与えられるものとする。ただし、

$$G(\zeta) = \begin{cases} \sin(\zeta/a), & -a\pi < \zeta < a\pi \\ 0, & |\zeta| > a\pi \end{cases} \dots\dots\dots (32)$$

ここに、 $\tau_0$  は岸沿いの風応力、 $b$  は台風の南北方向水平スケール、 $H(t)$  は Heaviside の階段関数である。また、 $a$  は海岸線に平行な風の東西方向スケールである (Fig. 6 参照)。

風場のパターンが  $x = -x_0$ ,  $y = 0$  ( $x_0 = Ut_0 > 0$ ) であったとし、北へ一定の速さ  $V > 0$  で、東へ一定の速さ  $U > 0$  で移動するものとする。台風の直径は、この場合には、 $2a\pi$  であるとみなしたことになる。

これまでの解析から、求むる解は式(26) と式(27) とによって与えられる。ここに、

$$g(t) = \frac{\tau_0 b f}{c} \exp[-pt + Uf(t-t_0)/c] \cdot \int_{\zeta_0}^{a\pi} \exp(-f\zeta/c) \sin(\zeta/a) d\zeta, \dots\dots\dots (33)$$

もし、 $U(t-t_0) > a\pi$  の時には、上の式(33) は

$$g(t) = 0. \dots\dots\dots (34)$$

ただし、式(33) の積分の下限については、

$$\zeta_0 = \max[-a\pi, U(t-t_0)]. \dots\dots\dots (35)$$

ここで、風の作用  $G$  を式(32) のように正伝波型分布としたことによって、解の中には、式(26) や式(27) あるいは式(33) や式(34) で知ることのできる特性のほかにも、重要な因子がありうる。すなわち、台風が岸に接する前 ( $U(t-t_0) < -a\pi$ ) の沿岸の水位変動は、 $y = -ct$  と  $y = Vt$  との間に認められるケルビン波型高潮にすぎない。この場合、 $y = -ct$  におけるピークは、

$$g(0)/[\rho c |V - c|]. \dots\dots\dots (36)$$

そして、 $y = -Vt$  において、 $p < Uf/c$  ならば振幅は増幅される。もし、 $p > Uf/c$  ならば振幅は減衰する。

台風の上陸を考えるにあたって、解は波動型になると考えなくてはならない。このとき、 $y = -ct$  でのピークは一定であるが、 $y = -Vt$  では時間によって変化し、その周期は  $2a\pi/U$  となる。台風が上陸し、風の作用がなくなると ( $U(t-t_0) > a\pi$ )、沿岸の水位変動は、 $y = -ct$  (振幅一定) と  $y = -Vt$  (振幅ゼロ) との中間の北へ向かう自由波型ケルビン波となる。

最後に、重要なことは、 $V \rightarrow c$  の場合の共振の可能性である。この場合、 $y = -Vt$  において、海岸線のピークは計算上無限大となる。これを Fandry ら (1984) は、台風をデルタ関数近似で表わしたことに原因があるとしている。しかし、関数型がデルタ関数でなくても  $V = c$  の場合の共振は理論的に考えられる (たとえば、Yamada et al., 1966)<sup>12)</sup>。

### 10. 海岸線東方の半無限海における台風高潮

ここで、沖合 ( $x > 0$ ) についての解は、上記5. (第5章) の場合と同様にして検討できる。解の示す特性で主要な相違点は、台風が北上するときに自由波型ケルビン波 (北半球で) が岸沿い南向きに伝わる。このようなことから、海岸線では共振が起こるような条件がととのっていないことになり、したがって、高潮もそれほど大きくなる可能性はない。

岸沿いの風の作用を

$$\tau^y(x, y, t) = \tau_0 b H(t) \cdot \exp(-pt) \cdot \delta(y + Vt) [G(U(t-t_0) + x)] \dots\dots\dots (37)$$

のように有限であるとする。ここに  $G$  は式(32) で与えられる。また、 $a, p, x_0, U, V$  はいずれも正値とする。これは、北上する台風の直径を  $2\pi a$  と考え、 $t = t_0$  の時刻に、台風の中心が海岸線から  $x_0 = Ut_0$  の距離にあったと考えることに相当する。これまでの解析にしたがって、ここでのケルビン波型台風高潮の解も求めることができる。

$$\zeta(x, y, t) = A(y, t) \cdot \exp(-fx/c), \dots\dots\dots (38)$$

ただし、 $-Vt < y < ct$  なる  $y$  に対して、

$$A(y, t) = \frac{1}{\rho c(V+c)} g\left(\frac{y-ct}{c+V}\right), \dots\dots\dots (39)$$

そして、 $y < -Vt$  あるいは  $y > ct$  なる  $y$  に対して、

$$A(y, t) = 0. \dots\dots\dots (40)$$

ここに、 $g(t)$  は式(41) あるいは式(42) と同じである。

以上をまとめると、要点は次のようになる。

海岸線の東側に海がある場合、台風高潮のピークの最高点は、理論上、 $-Vt < y < ct$  の区間内で認められる。そのピークの位置は、

$$p/f < U/c \quad \text{ならば, } y = -Vt \dots\dots\dots (41)$$

$$p/f > U/c \quad \text{ならば, } y = ct \dots\dots\dots (42)$$

この台風高潮の減衰が時間的に急速なときは、最大のピークは、岸沿いに、台風の進行方向と逆向きに移動することになる。したがって、沿岸の水位変動は、台風からかなりの距離があっても大きくなることもある。

海岸線の東側が海の場合と、西側が海の場合との振幅の比は、式(26) と式(39) とから

$$\frac{\max(\zeta^E)}{\max(\zeta^W)} = \frac{|V-c|}{|V+c|} \dots\dots\dots (43)$$

ここで、 $V > 0$  ならば、式(43) の比は1より小さい値となる。すなわち、一般に、同じ強さの台風を想定したとき、岸の西側が海の時、岸の東側が海の時よりも水位変動は大きい。ただし、 $V < 0$  ならば、その逆のことが言える。これは、ケルビン波型台風高潮についてみられる特性である。

台風が上陸した後 ( $t > t_0$ )、ケルビン波は、完全に波動型式となり、海が東側にあれば南へ速さ  $c$  で伝わる (海が西側ならば北へ伝わる)。その波動のピークの振幅は  $y = +ct (y = -ct)$  に認められるが、その振幅は時間的に変化しない。なお、現実の海では、ここでモデルとして考えた以外の要因の作用も考慮しなくてはならない。海岸線は直線ではなくて複雑に屈曲している。台風径路や台風の消長も単純なものではない。この種のケルビン波は、まさつなどによってエネルギーを失い、岸沿いに伝播するとともに減衰することになる。

## 11. 考 察

ここまで、単純化したモデルによって台風高潮の特性を検討してきた。さらに、陸棚の存在に対する気象擾乱について、Grimshaw (1988)<sup>13)</sup> の理論的検討がある。台風高潮の基本的特性が理論的に明らかになれば、潮位の偏差の力学的理解がすすむ。異常潮位としてとらえられてきたものの一部の解明の手がかりも得られることになるであろう。

しかし、ここで、一言さらに付け加えておくべきことがある。現実には、台風高潮についての正確な知識を我々はまだ得るには至っていないことである。実際に、海中の現象がどのようなものかを、陸棚や沖合で観測して、より正しい理解のもとに、台風高潮に対処しなければならない。米国東岸のハリケーンについては、Sanford ら (1987)<sup>14)</sup> や Brink (1989)<sup>15)</sup> の観測例もある。沖合の固定観測点での記録は、現在必要であり、重要である。

## 12. 結 言

強制ケルビン波型台風高潮を解析的モデルにより検討した。ここでは、海岸線に平行な風の海面への作用が重要であり、台風経路と海岸線とのなす角も重要である。台風高潮の記録例も参考にして、沖合固定点での観測が海岸災害の予測と対策上、必要かつ有意義なことを指摘した。

なお、本文には、気象庁所管の貴重な資料を利用し、また、関係各位の助力を得た。

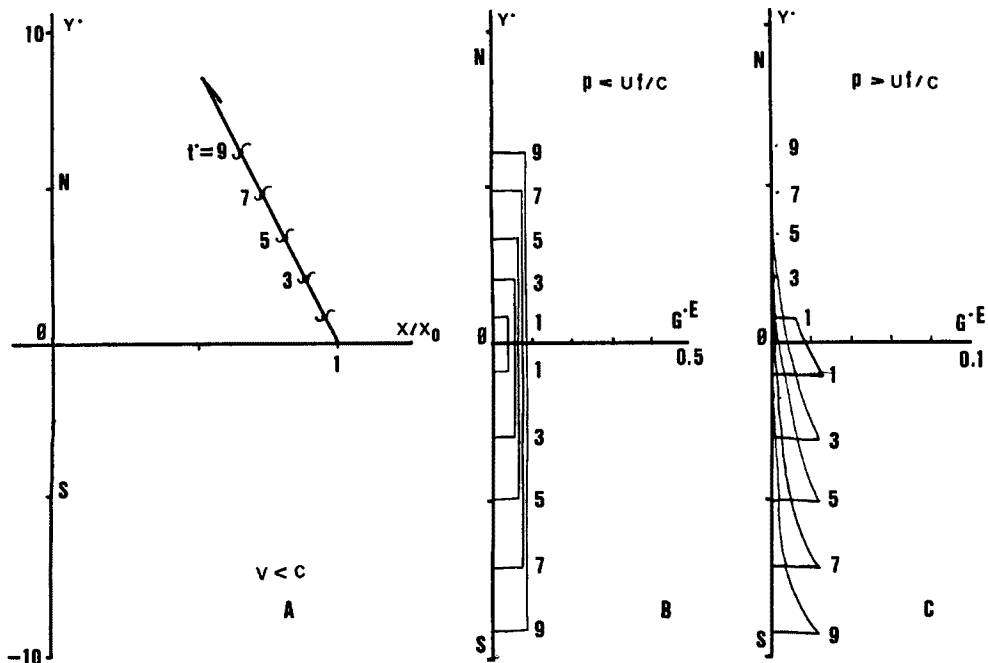


Fig. A-1 Storm surge pattern  $G^{*E}$  on the western coast facing an eastern ocean. (1) conditions for  $V/c=2/3$ ,  $U/c=1/3$  and  $p/f=1$ . (2) A for a typhoon's track. (3) B for pattern of  $G^{*E}$  for a slowly decaying typhoon. (3) C for pattern of  $G^{*E}$  for a quickly decaying typhoon.

#### 付録. ケルビン波型高潮の例

本文中の解の無次元表示 (Fandry ら, 1984)<sup>7)</sup> により, 海岸線が海の西側にある場合と, 東側にある場合との特徴を, それぞれ, Fig. A-1 と, Fig. A-2 とに示した。詳細は Fandry ら (1984) を参照されたい。図中の\*印は無次元量を示し,  $p$  は台風の減衰特性を示す。

#### 参考文献

- 1) 中村重久: 白浜海岸観測塔とその周辺の海象変動について, 京大防災研年報, 第32号B-2, 1989, pp.881-890.
- 2) 吉田耕造 (研究代表者): 異常潮位, 昭和46年度文部省科学研究費総合研究「異常潮位に関する基礎的研究」研究報告, 1972, 108 p.
- 3) Nakamura, S.: On factors magnifying a storm surge, Proc. 19th Congr. IAHR New-Delhi, Subject B(a), paper No.5, 1981, pp.47-54.
- 4) 中村重久・芹沢重厚: 白浜海岸観測塔周辺海域に対する台風8506号の影響, 京大防災研年報, 第30号, B-2, 1987, pp.695-710.
- 5) 中村重久: 近畿圏沿岸の高潮災害の要因としての黒潮について, 京大防災研年報, 第31号B-2, 1988, pp.753-773.
- 6) Shoji, D.: On the variations of the daily mean sea levels along the Japanese Islands, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol.17, 1961, pp.141-152.
- 7) Fandry, C.B., L.M. Leslie and R.K. Steedman: Kelvin-type coastal surges generated

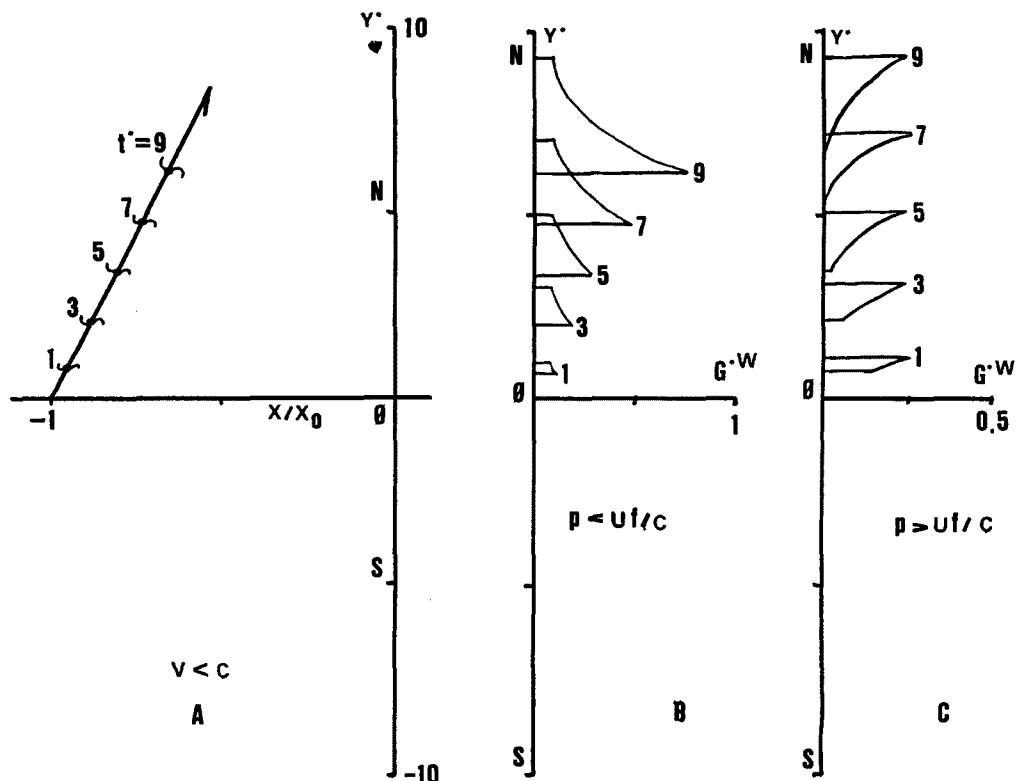


Fig. A-2 Storm surge pattern  $G^{*w}$  on the eastern coast facing an western ocean. (1) conditions for  $V/c=2/3$ ,  $U/c=1/3$  and  $p/f=1/10$ . (2) A for a typhoon's track. (3) B for pattern of  $G^{*w}$  for a slowly decaying typhoon. (3) C for pattern of  $G^{*w}$  for a quickly decaying typhoon.

- by tropical cyclones, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 14, 1984, pp.582-593.
- 8) Kajiura, K.: A note on the generation of boundary waves of the Kelvin type, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 18, 1962, pp.51-58.
  - 9) Thomson, R.E.: On the generation of Kelvin-type waves by atmospheric disturbances, *J. Fluid Mech.*, Vol. 42, 1970, pp.657-670.
  - 10) Keller, J.B. and J.G. Watson: Kelvin wave production, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 11, 1981, pp.284-285.
  - 11) Gill, A.E.: *Atmosphere-ocean dynamics*, Academic Press, 1982, pp.408-415.
  - 12) Yamada, H., J. Okabe and M. Kumazawa: On the resonance effect in a storm surge (part I), *Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.*, Vol. 15, pt.1, No.89, pp.45-61.
  - 13) Grimshaw, R.: Large scale, low-frequency response on the continental shelf due to localized atmospheric forcing systems, *J. Phys. Oceanogr.*, 18, 1988, 1906-1919.
  - 14) Sanford, T.B., P.G. Black, J.R. Haustein, J.W. Feeney, G.Z. Forrestal and J.F. Price: Ocean response to a hurricane part I : Observations, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 17, 1987, pp.2065-2083.
  - 15) Brink, K.H.: Observation of the response of thermocline currents to a hurricane, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 19, 1989, pp.1017-1022.