

感潮狭口水路の流速, 内水域潮位
および最大流速水深の一解法ANALYTICAL METHODS TO CHANNEL FLOWS, BAY TIDES AND
DEPTH OF THE MAXIMUM VELOCITY OF CONSTRICTED INLETS近 藤 俣 郎*
By Hideo Kondo

1. ま え が き

狭い水路あるいは間隙で海と接している入江、潟湖、港湾などの内水域では、通常、水面積に対して流域面積が小さいので、特定の場合を除いてその水位と水路流速は海側の潮位変動によって支配されている。特に漂砂海岸に開口している狭口水路は、波と海浜流の作用で水路に運ばれる漂砂の堆積と、水路流による掃流作用が絶え間なく行なわれており、両者の相対的な大きさに応じて水深が変化する。このような水路潮流と内水域潮位を推定することは、水域や水路の利用上、また水深維持や水路改良のため、さらには新水路の開きく計画にとって基本的な問題である。この種類の計算は、不定流の連続および運動の方程式を数値積分するのが一般的であるが、単純化できる場合は1次元的に取扱った近似理論解も十分な精度を有し¹⁾、さらに関連する諸要因の効果を調べる際の有力な手段となる^{2)~8)}。ここでは水平底で一様断面の狭口水路について水路の摩擦損失と流出入の損失を考慮し、内水域の水位が水平でかつ水路内の水面勾配が同様であると仮定して、運動方程式を単純化し解析的な解を求めることとする。この種類の解の多くは陰関数で表現されていたが、ここでは流速ならびに内水域潮位を直接に求める式を導き、それによって実用上便利な図を作製した。

狭口水路の流速は、主として海と内水域の水面勾配により生ずるから、水路流積が大きいと水位差が小さくなり、また流積が小さ過ぎると摩擦損失が大となり、流速は減少する。したがって、長方形断面水路の場合は、一定幅員について流速が最大となる水深が存在するはずである^{9), 10)}。そこで上述の解をもとにして、この水深(以下、最大流速水深という)を解析的に求めることとする。

さらに複数の水路で海と連絡している内水域の潮位とそれぞれの水路の流速を計算する解を求める。筆者は先に二つの水路についての解を示しているが¹¹⁾、ここでは二つ以上の一般的な場合について解を求めるものである。そしてその解を用いて個々の水路の最大流速水深を求める方法を考える。

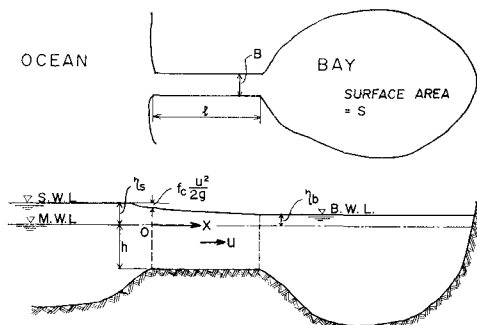
2. 水路潮流流速と内水域潮位の解

図—1のように、表面積 S の内水域が長さ l 、水深 h の水平底の一様断面水路で海と接続している場合を扱い、 x 座標を海側の端を原点とし、内水域の方向を正にとる。一次元的な解析的解は、一般にこの水路内の流速 u と静水面から鉛直上向きに測定した水位 η を、下記の不定流の連続および運動の方程式を単純化し、線形化して求める。

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uA) = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2 u |u|}{R^{4/3}} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 A : 流水断面積、 g : 重力加速度、 R : 径深
 n : Manning の流速公式の粗度係数
上上の方程式を水路の両端での境界条件を与えて解けば



図—1 感潮狭口水路の略図

* 正会員 M.S. 室蘭工業大学助教授 土木工学科

よい。境界条件の一つは水路の海側端における水位が次式の単調関数で表現できる外海の潮位と等しいとするものである。

$$\eta_{x=0} = a_s \cos \sigma t \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 a_s ：外海の潮位振幅（ただし単調和潮について）。

$$\sigma = (2\pi/T), T: \text{外潮の周期。}$$

内水域の水位（以下内水位と略称することがある）は、潮波の波長に比べ水域の寸法がきわめて小さいならば、内水位は水域のいたるところ等しいとみなすことができる⁹⁾。そのような状態は水深の大きい内水域では表面積が相当に広い場合でも成立している^{11), 12)}。この条件を用いて水路の内水域端では次の連続の関係式が得られる。

$$Au_{x=l} = S \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} \right)_{x=l} = S \frac{d\eta_b}{dt} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 η_b は内水位である。

解析的な解を得るためには、潮波を小振幅波として微小項を省略し、かつ式(2)中の抵抗項を線形化する¹²⁾。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + ku = 0 \dots\dots\dots (2')$$

ここで、 k は抵抗項を線形化するための定数で、水路流速が単調関数で表わされるときには、その時間的最大値を U とすると次のようである⁷⁾。

$$k = \frac{8gn^2U}{3\pi R^{4/3}} \dots\dots\dots (5)$$

幅員が B の長方形断面水路では、 $A=B(h+\eta)$ であるから式(1)は

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (1')$$

と書き改められ、(1'), (2') の方程式を前出の境界条件でといた解が得られている^{9), 11)}。しかし、その場合でさえも、解はかなり複雑であり、加えて陰関数的に表現されているので計算上不便である。そこでさらに、通常の狭口水路の長さ l は潮波の波長に比べ極端に短いことに着目して、水路内の水面勾配は一様であるという仮定を設ける。そうすれば式(2')から u は時間 t のみの関数であり、式(1)は意味をもたず式(4)が連続の式となる。また(2), (2')の運動方程式は摩擦損失のみを考慮しているが、水路の流出入の損失を無視できない場合が多い。流出入損失を加えた場合の水面勾配は次のようにおくことができる(図-1 参照)。

$$\eta_x = \left[\eta_b - \left(\eta_s + f_c \frac{|u|u}{2g} \right) \right] / l \dots\dots\dots (6)$$

ただし、 $f_c = 1 + f_e$, f_e : 流入の損失係数。

所要の運動方程式は

$$\frac{du}{dt} + g \frac{(\eta_b - \eta_s)}{l} + \left[\frac{f_c}{2l} + \frac{gn^2}{R^{4/3}} \right] |u|u = 0 \dots\dots (7)$$

f_c は定常流に関しては $(l/B) < 1$ の範囲ではくわしく

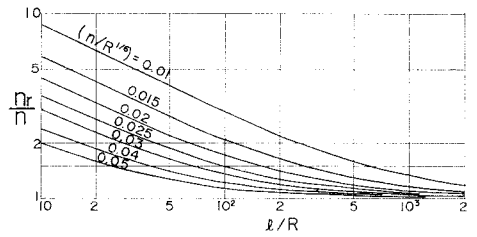


図-2 等価粗度 n_r

調べられている¹³⁾。長波の場合は伊藤ら¹⁴⁾によれば 1.5 が妥当とされている。流出入損失の摩擦損失に対する比は、 R が大きく l と n の小さいほど大きい。ここで便宜的に次のように定義したものを等価粗度 n_r と呼ぶこととする。

$$n_r = n \left[1 + \frac{f_c R^{4/3}}{2 g l n^2} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (8)$$

この関係を $f_c = 1.5$ の場合について示したのが図-2 である。 n_r を用いて式(7)は下式のように書き改められる。

$$\frac{du}{dt} + \frac{g(\eta_b - \eta_s)}{l} + \frac{gn_r^2}{R^{4/3}} |u|u = 0 \dots\dots\dots (7')$$

結局、未知数 u と η_b を求めるための線形化された方程式は次の2個である。

$$Au = S \frac{d\eta_b}{dt} \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{du}{dt} + \frac{g(\eta_b - \eta_s)}{l} + ku = 0 \dots\dots\dots (10)$$

ただし、この場合の k は式(5)において n の代りに n_r とおいたものである。式(9), (10)より u と η_b を分離した方程式は次のようになる。

$$\frac{d^2u}{dt^2} + k \cdot \frac{du}{dt} + \left(\frac{Ag}{lS} \right) \cdot u - \frac{g}{l} \cdot \frac{d\eta_s}{dt} = 0 \dots\dots (11)$$

$$\frac{d^2\eta_b}{dt^2} + k \cdot \frac{d\eta_b}{dt} + \left(\frac{Ag}{lS} \right) \cdot \eta_b - \left(\frac{Ag}{lS} \right) \cdot \eta_s = 0 \dots\dots\dots (12)$$

式(3)の η_s に対する定常状態における u の解は

$$u = - \frac{\beta}{\sqrt{(\alpha - \sigma^2)^2 + (k\sigma)^2}} \cdot \sin(\sigma t - \tau) \dots\dots (13)$$

ここで、

$$\alpha = \frac{Ag}{lS}, \beta = \frac{asg\sigma}{l}, \tau = \tan^{-1} \left(\frac{k\sigma}{\alpha - \sigma^2} \right)$$

u の時間的最大値が U であるから

$$U = \frac{\beta}{\sqrt{(\alpha - \sigma^2)^2 + (k\sigma)^2}}$$

上式中の k は式(5)で示されるように U を含んでいるので、 U について整理すると

$$\frac{\sigma^4 \beta^2}{\beta^2} \cdot U^4 + \frac{\sigma^4}{\beta^2} \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1 \right)^2 \cdot U^2 - 1 = 0 \dots\dots (14)$$

これより無次元流速 ρU は

$$\rho U = \sqrt{\frac{1}{2} \left[- \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1 \right)^2 + \sqrt{\left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1 \right)^4 + 4 \left(\frac{\beta \rho}{\sigma^2} \right)^2} \right]} \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 $p = \frac{k}{\sigma U} = \frac{8 g n_r^2}{3 \pi \sigma R^{4/3}}$

そして U は

$$U = \sqrt{\frac{-\left(\frac{AgT^2}{4\pi^2Sl} - 1\right)^2 + \sqrt{\left(\frac{AgT^2}{4\pi^2Sl} - 1\right)^4 + 4\left(\frac{2g^2n_r^2a_s}{3\pi^2LR^{4/3}}\right)^2}}{2\left(\frac{4Tn_r^2g}{3\pi^2R^{4/3}}\right)}} \dots\dots\dots(16)$$

式 (15) によって、無次元流速 pU は (α/σ^2) と $(\beta p/\sigma^2)$ の二つの無次元数の関数として求まり、また式 (16) から U は A, h, R, l, n_r および S という水路と内水域の諸性と、 T, a_s という外潮諸元から直接計算される。また式 (13) 中の r は次のとおりとなる。

$$r = \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{\frac{1}{2} \left\{ -\left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1\right)^2 + \sqrt{\left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1\right)^4 + 4\left(\frac{\beta p}{\sigma^2}\right)^2 \right\}}}{\left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1\right)} \right] \dots\dots\dots(17)$$

同様に η_b についても次のように解が得られる。

$$\eta_b = \frac{a_s \alpha \cos(\sigma t - r)}{\sqrt{(\alpha - \sigma^2)^2 + (k\sigma)^2}} = a_b \cos(\sigma t - r) \dots\dots(18)$$

ただし、内水域潮位振幅を a_b とする。 a_s に対する比

は下式である。

$$\frac{a_b}{a_s} = \frac{(\alpha/\sigma^2)}{\sqrt{\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1\right)^2 + \sqrt{\left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1\right)^4 + 4\left(\frac{\beta p}{\sigma^2}\right)^2} \right]}} \dots\dots\dots(19)$$

図-3, 4, 5 はそれぞれ式 (15), (17), (19) を図表化したものである。 a_b, r に関しては中村ら⁵⁾の解による類似の図表が作製されている¹⁵⁾。しかし、その解は内潮位の最高、最低時において、内潮位は外潮位と一致すると仮定し、また運動方程式において慣性項を無視している。上出の解において、式 (10) 中の (du/dt) の項を無視できる場合は下のように簡略化される。

$$pU = \sqrt{\frac{1}{2} \left[-(\alpha/\sigma^2)^2 + \sqrt{(\alpha/\sigma^2)^4 + 4(\beta p/\sigma^2)^2} \right]} \dots\dots(14')$$

$$r = \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{\frac{1}{2} \left\{ -(\alpha/\sigma^2)^2 + \sqrt{(\alpha/\sigma^2)^4 + 4(\beta p/\sigma^2)^2} \right\}}}{(\alpha/\sigma^2)} \right] \dots\dots\dots(17')$$

$$\frac{a_b}{a_s} = \frac{(\alpha/\sigma^2)}{\sqrt{\frac{1}{2} \left[(\alpha/\sigma^2)^2 + \sqrt{(\alpha/\sigma^2)^4 + 4(\beta p/\sigma^2)^2} \right]}} \dots\dots(19')$$

これらの式を前出の式と比較すると、これらの簡略式は $(\alpha/\sigma^2) \gg 1$ であれば、十分に精確である。

以上はあくまでも、外潮が単調関数であることを前提として得られた解である。したがって、日潮不等の著しい場合についてはそのまま適用できない。その際には外潮を調和分解し、個々の分潮について流速、内潮位を計算しそれらを加え合わせる方法が用いられる^{10), 16)}。

3. 最大流速水深

ここでは、一樣長方形断面水路において $R=h$ とみなすことができる場合について、水深以外の水路諸元および外海潮汐が与えられたとき、水路流速を最大にする水深を求めることとする。ここで対象となる水路は $B \gg h$ である広長方形断面だけに限らず、水底粗度に比べて側壁のそれがかなり小さい場合はその他の長方形断面でも該当する¹⁷⁾。水路流速は水深が非常に大きくなると潮汐の伝播が速やかで内水位の外海潮位との位相差が小さくなるから、減少の傾向をたどる。また逆に水深が小さくなり過ぎると、抵抗が大となって流速も減少する。したがって、一定の幅員に対して最大流速水深が

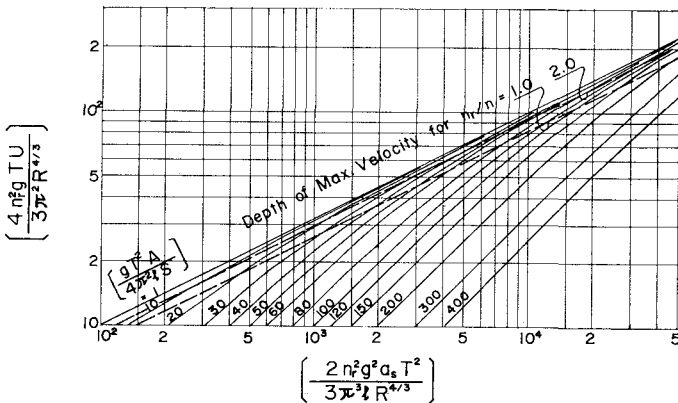


図-3 水路潮流流速の時間的的最大値 U

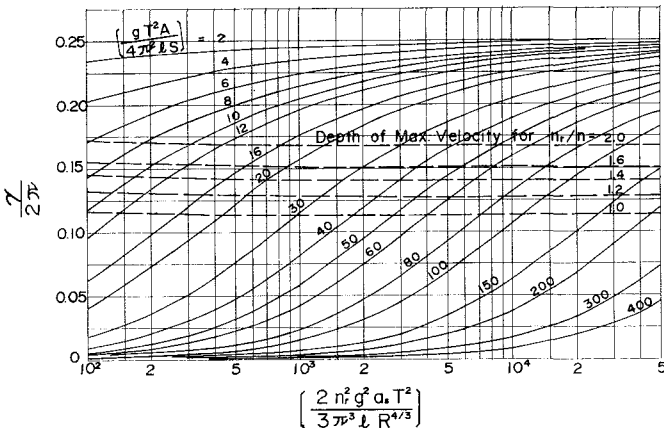


図-4 外海潮位に対する位相差 γ

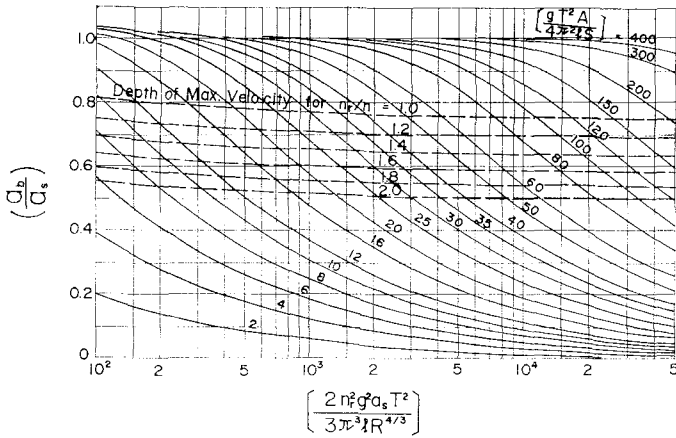


図-5 内水域潮位振幅 α_0

存在するはずである。式(14)について U を h で微分すれば次式のようになる。

$$\frac{\sigma^4}{\beta^2} \cdot 2U \cdot \frac{\partial U}{\partial h} \left[\left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1 \right)^2 + \beta^2 U^2 \right] + \frac{U^2 \sigma^4}{\beta^2} \cdot \left[2 \cdot \frac{\alpha}{h \sigma^2} \cdot \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1 \right) - \frac{8}{3} \cdot \frac{\beta^2}{h} \left(\frac{n}{n_r} \right)^2 \cdot U^2 + \frac{\partial U}{\partial h} \cdot 2 \beta^2 U \right] = 0$$

ここで $(\partial U / \partial h) = 0$ とおいて、最大流速 U_{max} は次のように得られる。

$$U_{max} = \sqrt{\frac{3\alpha \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1 \right)}{4\sigma^2 \beta^2}} \cdot \left(\frac{n_r}{n} \right)^2 \dots \dots \dots (20)$$

この右辺を式(15)の U と等しくおくことで次の関係式が得られる。

$$\frac{\beta p}{\sigma^2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{9}{4} \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1 \right)^2 \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} \right)^2 \left(\frac{n_r}{n} \right)^4} + 3 \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1 \right)^3 \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} \right) \left(\frac{n_r}{n} \right)^2 \dots \dots \dots (21)$$

ここで、

$$\frac{\beta p}{\sigma^2} = \frac{2n_r^2 g^2 a_s T^2}{3\pi^3 l h^{4/3}}, \quad \frac{\alpha}{\sigma^2} = \frac{g T^2 B h}{4\pi^2 l S},$$

$$\frac{n}{n_r} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{f c h^{1/3}}{2 g n^2 l}}}$$

最大流速水深 h_0 は、水路ならびに外海潮汐の諸元が与えられたとき、式(21)

を満足する h である。上式中の p は n_r の関数なので、 n_r を n に置き換えた p_0 を用いることにすれば次のようにも表現される。

$$\frac{\beta p_0}{\sigma^2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{9}{4} \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1 \right)^2 \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} \right)^2} + 3 \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} - 1 \right)^3 \left(\frac{\alpha}{\sigma^2} \right) \left(\frac{n}{n_r} \right)^2 \dots \dots \dots (22)$$

ここで、

$$p_0 = \frac{4 g n^2 T}{3 \pi^3 h^{4/3}}, \quad \frac{\beta p_0}{\sigma^2} = \frac{2 n^2 g^2 a_s T^2}{3 \pi^3 l h^{4/3}} \dots \dots \dots (23)$$

式(21)の関係を 図-3, 4, 5 中に (n_r/n) をパラメーターとして破線で示してある。ただし、この場合は図

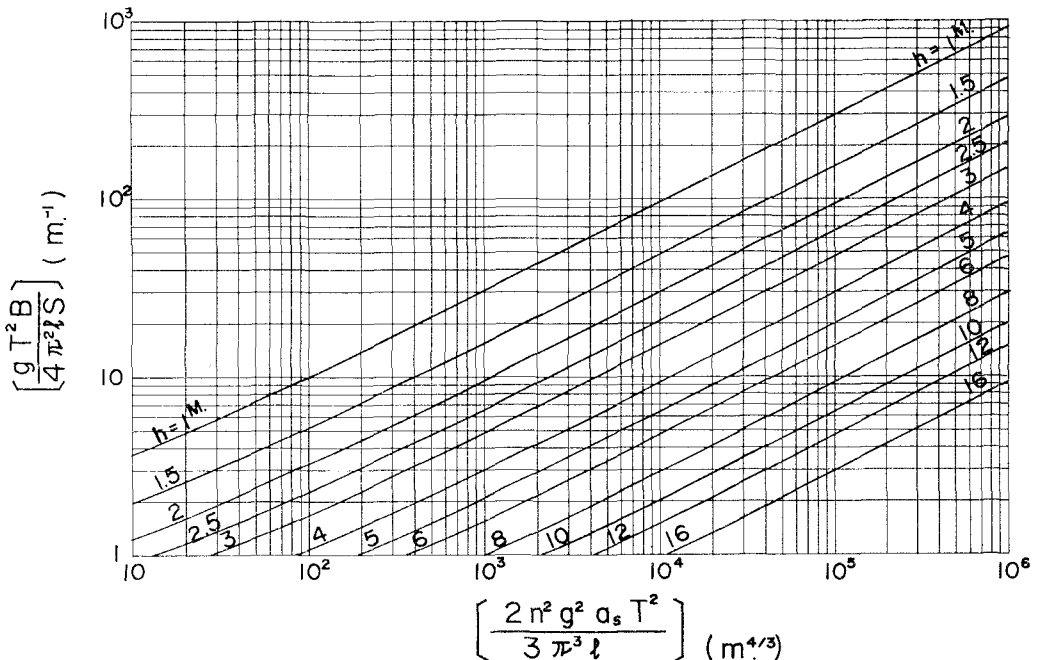


図-6 長方形断面水路の最大流速水深 ($n_r = n$ の場合)

の両軸の値において R を h に， A を Bh に置き換えなくてはならない。同式は3個の無次元数間の関係式であるが，それらはいずれも h の関数である。したがって h_0 を求めるには繰返し計算を行なう必要がある。図-6は， $n_r=n$ の場合についての h_0 を式(21)によって， (α/σ^2) と $(\beta p_0/\sigma^2)$ から計算した図表である。これによって $n_r=n$ の場合の h_0 はただちに求められる。また式(22)から知れるように， $n_r > n$ の場合についての h_0 の第一近似値を得るのにも使用できる。図-6から最大流速水深 h_0 は， S, l, n および a_s が大きいほど，また B と T が小さいほど大きい値をとることがわかる。さらに図-5の破線のグラフより最大流速水深をとる場合の内水域潮差は外潮差の80%以下で (n_r/n) が大きいほど小さく，また図-4より両潮位の位相差は一般に $\pi/5$ 以上で (n_r/n) が大きいほど大となることが知れる。漂砂海岸の狭口水路において，この最大流速水深よりも水深が大きければ，漂砂の一時的な堆積を生ずることもあるが，水深が浅くなるにつれて流速が大となり，掃流力が増加する。それゆえに水深は容易に復元される。それに反して最大流速水深よりも小さい水深をもつ場合は，水深が浅くなるにつれて掃流力が減少するから，水路は閉塞傾向をたどり不安定である⁹⁾。

このように，最大流速水深 (h_0) は水路の水理的な諸性が知れているとき，外海潮汐に対応して求めることができる。したがって，実際の問題について最大流速水深を求める場合には，その目的に応じて対象とする外潮諸元を決める必要がある。周期に関しては，主要天文潮の振幅を検討すれば，日周期か1/2日周期かのいずれが支配的であるかおおよその見当は得られる。振幅に関しては，大きい潮汐を対象とすると流速は大となるが，発生頻度は小さい。ただし，移動床の場合は掃流砂量がBrown公式で近似できるときには平均流速のおおよそ5乗に比例するから水深を支配する外海潮汐の振幅はかなり大きいものと推察される。そのような場合については，O'Brien¹⁸⁾ や Per Bruun ら¹⁹⁾ が Tidal Prism と流積の関係について行なっているように期望平均潮を対象とすることが考えられる。

4. 複水路について

以上は一つの内水域が一つの水路をもっている場合を扱った。しかし，二つ以上の水路と水域の種々の組合せも実際には存在する。ここでは，図-7のように一つの水域が N 個の水路で海と連絡している場合を対象として，前章までに得られたのと類似の解を求めようとするものである。複数の水路をもつ内水域では，そのうちの一つの水路の水深や流速が変動すると，ただちにその影

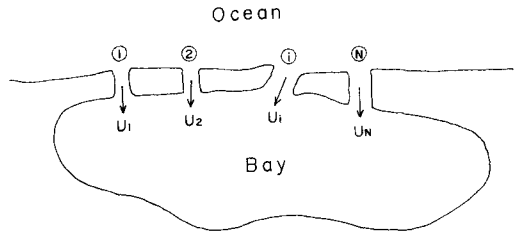


図-7 複水路略図

響が他の水路に現われるので，漂砂海岸においては単一水路の場合よりも水深の変動が複雑になると推定される。それゆえに複水路の改良や新水路建設に際してはその水理的特性を調べ，影響を予測しておく必要がある。

一つの内水域が複数の水路で結ばれている場合の解として，筆者はさきに運動方程式(10)において加速度項を無視できる場合，すなわち $\sigma^2 \ll a$ を対象として線形解を求めるための基本式を示し，長方形断面水路のときの二つの水路についての解を示した¹¹⁾。ここでは，2.節と同じく一様断面水路の場合について， N 個の水路で海とつながっている内水域についての解を求め，さらに個々の水路に関する最大流速水深を3.節におけると同様な方法で求めることとする。

運動方程式は du/dt を無視できるときは各水路について，

$$\frac{g(\eta_b - \eta_s)}{l_i} + k_i u_i = 0, \quad (i=1, 2, \dots, j, \dots, N) \quad \dots\dots\dots(24)$$

ただし，下付 i は， i 番目に関するものとする。連続の式は

$$S \frac{d\eta_b}{dt} = \sum_{i=1}^N A_i u_i \quad \dots\dots\dots(25)$$

これより η_b に関して次の方程式が得られる。

$$S \frac{d\eta_b}{dt} + \left(\sum_{i=1}^N \frac{g A_i}{k_i l_i} \right) \cdot \eta_b - \left(\sum_{i=1}^N \frac{g A_i}{k_i l_i} \right) \cdot \eta_s = 0 \quad \dots\dots\dots(26)$$

η_s が式(3)で表わされるとき η_b の解を，式(18)のようにおけば a_b/a_s は次のようになる。

$$\frac{a_b}{a_s} = \frac{\left(\sum_{i=1}^N \frac{A_i g}{k_i l_i S} \right)}{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \frac{A_i g}{k_i l_i S} \right)^2 + \sigma^2}} = \frac{\left(\sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{\sigma p_i U_i} \right)}{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{\sigma p_i U_i} \right)^2 + \sigma^2}} \quad \dots\dots\dots(27)$$

$$r = \tan^{-1} \left(\frac{\sigma}{\sum_{i=1}^N \frac{A_i g}{k_i l_i S}} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{\sigma}{\sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{\sigma p_i U_i}} \right) \quad \dots\dots\dots(28)$$

次に N 個の水路のうちの j 番目の流速を u_j と表わし，その他の諸数についても下付 j で表現することとする

$$u_j = -U_j \sin(\sigma t - r) \quad \dots\dots\dots(29)$$

u_j の時間的的最大値 U_j は次のとおりに得られる。

$$U_j = \frac{g a_s}{k_j l_j} \cdot \frac{\sigma}{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \frac{A_i g}{k_i l_i S}\right)^2 + \sigma^2}}$$

$$= \frac{\beta_j}{\sigma p_j U_j} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{\sigma p_i U_i}\right)^2 + \sigma^2}} \dots\dots(30)$$

ただし、

$$k_j = \frac{8 n_r j^2 g U_j}{3 \pi R_j^{4/3}} \dots\dots(31)$$

一方、式 (30) と (31) から U に関する次の式が得られる。

$$\frac{U_i}{U_j} = \left(\frac{p_i}{p_j}\right)^{-1/2} \left(\frac{l_i}{l_j}\right)^{-1/2} \dots\dots(32)$$

上式を式 (30) に代入し U_j について整理すれば

$$\frac{\sigma^4 p_j^2}{\beta_j^2} U_j^4 + \frac{\alpha_j^2}{\beta_j^2} F_j^2 \cdot U_j^2 - 1 = 0 \dots\dots(33)$$

これより U_j は次のようになる。

$$U_j = \sqrt{\frac{1}{2 \beta_j^2} \left[-\left(\frac{\alpha_j}{\sigma^2}\right)^2 F_j^2 + \sqrt{\left(\frac{\alpha_j}{\sigma^2}\right)^4 F_j^4 + 4 \left(\frac{\beta_j p_j}{\sigma^2}\right)^2} \right]} \dots\dots(34)$$

ただし、

$$F_j = \sum_{i=1}^N \left(\frac{p_i}{p_j}\right)^{1/2} \left(\frac{l_i}{l_j}\right)^{-1/2} \left(\frac{\alpha_i}{\alpha_j}\right) \dots\dots(35)$$

この結果を用いて式 (27)、(28) は次のように書き改められる。

$$\frac{a_b}{a_s} = 1 / \sqrt{1 + \frac{\sigma^4}{\left[\sum_{i=1}^N \alpha_i / \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ -\left(\frac{\alpha_i}{\sigma^2}\right)^2 F_i^2 + \sqrt{\left(\frac{\alpha_i}{\sigma^2}\right)^4 F_i^4 + 4 \left(\frac{\beta_i p_i}{\sigma^2}\right)^2} \right\}} \right]^2}} \dots\dots(36)$$

$$r = \tan^{-1} \left[\frac{\sigma^2 \sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{\sqrt{\frac{1}{2} \left\{ -\left(\frac{\alpha_i}{\sigma^2}\right)^2 F_i^2 + \sqrt{\left(\frac{\alpha_i}{\sigma^2}\right)^4 F_i^4 + 4 \left(\frac{\beta_i p_i}{\sigma^2}\right)^2} \right\}}}}{\dots\dots} \right] \dots\dots(37)$$

式 (34)~(37) はいずれも陽関数であり、水域、水路および海の潮汐の諸元が与えられれば計算できる。

複水路の場合の最大流速水深を一般的に求めることはきわめて困難である。しかし、各水路の時間的的最大流速 U_j ($i=1, 2, \dots, N$) の相互の間に一定の比率があるならば次のようにして、前節の結果を用いて計算できる。いま第 j 番目の水路流速 U_j を基準として、 $U_1, U_2, U_3, \dots, U_N$ は次のように表現することとする。

$$U_i = r_i U_j \quad (i=1, 2, \dots, N) \dots\dots(38)$$

上式と式 (31)、(32) から、 $R=h$ の場合は

$$h_i = r_i^{3/2} \left(\frac{n_i}{n_j}\right)^{3/2} \left(\frac{l_i}{l_j}\right)^{3/4} \cdot h_j \dots\dots(39)$$

水路全断面積は、長方形断面水路を扱うとすると

$$\sum_{i=1}^N B_i h_i = B_1 h_1 + B_2 h_2 + \dots + B_i h_i + B_j h_j \dots + B_N h_N$$

$$= h_j \left[B_1 \left(\frac{l_1}{l_j}\right)^{3/4} \left(\frac{n_1}{n_j}\right)^{3/2} r_1^{3/2} + \dots + B_j \right]$$

$$+ \dots + B_N \left(\frac{l_N}{l_j}\right)^{3/4} \left(\frac{n_N}{n_j}\right)^{3/2} r_N^{3/2} \dots\dots(40)$$

上式中の [] 内は j 水路に関する仮想幅員というべきものにあたる。本来の幅員 B_j に代ってこの仮想幅員 B_j' を 3. 節で得た最大流速水深 h_0 を求める式 (23) に代入することで、 j 水路の最大流速水深 $h_{0,j}$ を計算できる。その他の水路の最大流速水深 $h_{0,i}$ ($i=1, 2, \dots, N$) は、 $h_{0,j}$ が求まれば式 (39) により算出できる。

5. サロマ湖に関する計算例

ここでは北海道のオホーツク海に湖口をもつサロマ湖について、以上述べた解析結果を適用して二、三の計算を行ない、潮位の実測値と照合してみる。湖水表面積 S がわが国で第 3 位の広さをもつサロマ湖は、数多く北海道のオホーツク海沿岸に点在する海岸湖沼のうちで、現

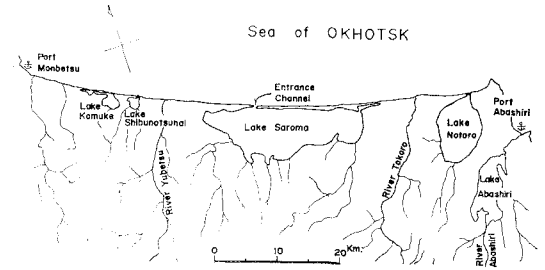


図-8 サロマ湖周辺地形図

在、年間を通して開口している唯一の湖である (図-8)。近年、湖口閉塞の機構、海水交流の特性などを究明する目的で

二、三の調査研究がなされた^{9), 20), 21)}。それらの成果を用いて以下の計算を行なうこととする。

(1) 昭和 41 年 8 月 23 日~25 日の湖内潮汐の推定

この時期の湖水表面積および湖口水路条件は、長方形断面とみなすと次のように推定される^{9), 18), 21)}。

$$S = 149.2 \text{ km}^2, \quad l = 350 \text{ m}$$

$$B = 300 \text{ m}, \quad h = 9.0 \text{ m}$$

湖口前方の外海潮汐は観測されていなかったため、湖口より 44 km 東の網走港での観測値を準用する。湖口の西方 39 km にある紋別港の網走港に対する潮高比は 1.0、潮時差は -10 分である。両港間の海岸線はかなり平坦であるから、それらの中間にあるサロマ湖の湖口の外海潮位として、網走港の観測潮位を用いても誤差は小さいはずである。該当期間の外潮は図-9 に示したように日周潮が支配的で日潮不等のはなはだしいケースである。このような場合は 3. 節の終りの部分で記したように、個々の分潮ごとに η_b, u を計算し、それを加え合わ

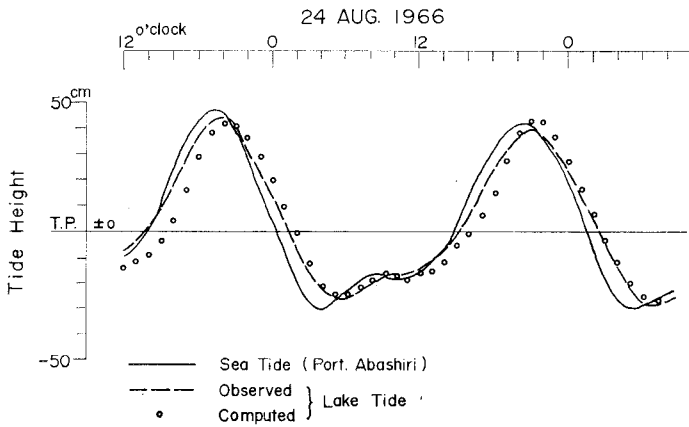


図-9 内水域潮位の推定例(サロマ湖)

せる方法がある^{10),16)}。その際の各分潮としては，各天文潮について調和定数を用いることができれば便利である。しかし，本ケースの場合それによって計算したところ図示の実測値(実線)とは合わなかった。そこでその期間のうち，23日12時~24日12時50分について，1, 1/2, 1/4日の3周期の合成値とみなして調和分解して，次式が得られた。

$$\eta_s = 0.010 + 0.332 \cos(\sigma t - 1.692) + 0.120 \cos(2\sigma t - 3.984) + 0.020 \cos(4\sigma t) \quad (\text{m}) \dots\dots\dots (41)$$

ここで， $\sigma = 2\pi/24.83$ (hr)， t は23日12時を基準とする時間である。この式で観測値はかなりよい精度で表現できたので， η_b は上式の各分潮について式(19)，(17)で a_b, r を計算し，それらの内水域分潮の和として次のように得られた。ただし，この計算において f_c と n は，若干の予備計算などを行なって，それぞれ1.5, 0.04を用いた。

$$\eta_b = 0.010 + 0.308 \cos(\sigma t - 2.099) + 0.107 \cos(2\sigma t - 4.357) + 0.021 \cos(4\sigma t - 0.500) \quad (\text{m}) \dots\dots\dots (42)$$

また湖口水路流速を式(16)によって計算すれば，次のように得られる。

$$u = -1.20 \sin(\sigma t - 2.10) - 0.83(2\sigma t - 4.36) - 0.32(4\sigma t - 0.50) \quad (\text{m/s}) \dots\dots\dots (43)$$

図-9は式(42)の η_b を丸印で示し，湖内の3地点で観測された湖水位⁹⁾の平均値を破線で示して比較したものである。湖水位は測点によって若干の違いはあるがほぼ同様とみなすことのできる程度である。この場合は日潮不等が著しいこともあって計算値の実測値に対する適合性は十分とはいえないが，かなり良好な一致を示し，狭口水路を有する感潮湖の水位変動の推定が可能であると認められる。式(41)と式(42)の比較から，1日と1/2日周潮については潮高比は0.90~0.93であり，

潮時差は-(60~100)分であることがわかる。 η_b については日周潮がきわめて支配的であるにもかかわらず， u は1/2日と1/4日周潮成分の占める割合が大きくなり，両者の和はほぼ日周潮成分に匹敵する。このことから u に関しては，一般には1/2日周潮成分は無視できない。以上2.節の解による計算例を示したが，その結果は水路の水面勾配の一様性を仮定しない一般的な解⁷⁾によって計算した値とほとんど一致していた。

(2) 最大流速水深

ここでは3.節で記したように朔望平均潮の外海振幅を a_s とし，また周期としては潮差は O_1, K_1 潮が M_2, S_2 潮に比べて卓越していることから，日周潮をとる。すなわち

$$a_s = 0.60 \text{ m}, T = 24 \text{ 時間 } 50 \text{ 分}$$

式(21)において h を除く諸元に(1)と同じ数値を代入して

$$\alpha/\sigma^2 = (gT^2B/4\pi^2lS)h = 11.33h$$

$$\beta p_0/\sigma^2 = (2n^2g^2a_sT^2/3\pi^2l)/h^{4/3} = 45,200/h^{4/3}$$

$$(n/n_r)^2 = 1/\{1 + (f_c/2n^2lg) \cdot h^{4/3}\} = 1/(1 + 0.136 h^{4/3})$$

を得る。これら3変数が式(22)を満足するように h を定めるならば，それが最大流速水深 h_0 である。 h_0 の計算に際しては，その第1近似値を求めるのに図-6を使用すれば便利である。いま上出の11.33, 4520を同図のそれぞれ縦，横座標にとってその交点を調べると5.7mが得られる。この第1近似値を用いて，2, 3回式(22)の計算を試算法で行なうと結局， $h_0 = 6.0$ mを得る。以上の計算から昭和41年8月におけるサロマ湖の湖口水路についての最大流速水深は6mと推定される。同時期の水路の平均水深は9mと推定されるので¹⁶⁾，きわめて安定した状態にあったといえる。

(3) 複水路について

サロマ湖の現湖口は横長の湖の西方に偏した位置にあり，東側の水域では他の水域に比べ海水の交流が十分でない²¹⁾。この水域での養殖漁業の生産性を向上させる一つの方法として，ほぼ東端の位置に第二の水路を設置することが検討されている。計画水路の規模などは未定であるが，ここではおよその規模として，幅員50m，水路長350mのものについて計算する。第1水路の諸元は(1)，(2)と同様なものとし， f_c および n はいずれの水路についても1.5, 0.04とする。外潮としては(2)と同様なものとする。以下4.節の諸式に従って計算する

表-1 複水路の計算例

現水路					新水路					潮高比		
n_r (sec/m ^{1/3})	$\frac{\alpha}{\sigma^2}$	$\frac{\beta p}{\sigma^2}$	F_1	U_1 (m/s)	h_0 (m)	n_r (sec/m ^{1/3})	$\frac{\alpha}{\sigma^2}$	$\frac{\beta p}{\sigma^2}$	F_2	U_2 (m/s)	$\sum \left(\frac{\alpha_i}{\sigma_i} \right) \frac{1}{p_i U_i}$	$\frac{ab}{a_s}$
0.076	102	8 720	1	1.93	--	--	--	--	--	--	1.450	0.820
0.076	102	8 720	1.061	1.87	4	0.054	7.55	13 000	17.5	1.53	1.591	0.847
0.076	102	8 720	1.080	1.85	5	0.059	9.44	11 500	13.4	1.61	1.634	0.853
0.076	102	8 720	1.102	1.83	6	0.063	11.33	10 400	10.8	1.67	1.689	0.860

と、表-1のような結果が得られた。なお、添字1,2はそれぞれ第1,第2水路の値を示す。また第1欄は第2水路のない場合のものである。

表よりこの程度の第2水路ができると、現水路の流速は3~5%減少し、また第2水路の流速は第1水路のその85~90%である。

次に複水路の場合の最大流速水深を計算してみる。第1,第2水路の諸数値はhを除いては(2)と同じものである。水路の最大流速は両水路とも等しくする場合についての例を示す。そうすると

$$U_{21}U_1=1, l_2/l_1=1, n_2/n_1=1$$

であるから $h_{0,1}=h_{0,2}$ である。そして

$$B'=300-50=350 \text{ m}$$

である。このB'を用いて図-6より $h_{0,1}$ の近似値を推定するとおよそ5mである。この値を第一近似値として、(2)の結果を参照して計算をすすめると結局 $h_{0,1}=5.4 \text{ m}$ が得られる。それから α/σ^2 を計算すると次の条件を満足する。

$$\frac{\alpha}{\sigma^2} (=73) \ll 1$$

以上のことから、最大流速水深は第1,第2水路とも5.4mであって、(2)の単水路の場合と比較すると0.6m小さくなっている。この最大流速水深の減少は、現水路の掃流砂量や侵入漂砂量に影響を与える。また新水路に関しては現水路よりも流速が小さくなることから、漂砂に対する適切な防止対策が必要となる²³⁾。以上のことから新水路の建設計画は湖口水路に関する水理的な検討を十分行なって立てられなくてはならない。

6. むすび

本論文の結論は次のように要約される。

(1) 水平底一様断面の感潮狭口水路の水路流速と内水域潮位を求める簡略解を示した。

(2) 径深と水深がほぼ等しいと見なせる長方形断面水路について、水深以外の水路に関する水理的諸性質がわかれば、水路流速が最大となる時の水深が求められる解析的な方法を示した。

(3) 運動方程式で慣性項が無視できる場合 ($\alpha/\sigma^2 \gg$

1)、二つ以上の狭口水路があるときの水路流速、内水位を求める解を示した。

(4) 以上の結果を用いてサロマ湖の湖口水路に適用し、内水位の計算値と実測値を比較した。その結果ほぼ良好な一致を示した。

今後、この分野の研究は水路内の掃流砂量と外海からの侵入漂砂量を定量的に明らかにし、合理的な狭口水路の設計法を見出す方向で進められる必要がある。

謝 辞：筆者はこれまでこの種の研究に終始、ご指導、ご鞭撻下さった北海道開発局 室蘭開発建設部 宇田居吾一技術長(元同局土木試験所 港湾研究室長)、北海道大学工学部 尾崎 晃教授ならびに室蘭工業大学 境隆雄教授に深く感謝いたします。また本研究中の実測資料などに関してご支援下さった北海道開発局土木試験所 港湾研究室 鶴上雄三室長、佐藤 功主任研究員および計算の一部に協力された室蘭工業大学 大学院生 小堀共生君に厚く謝意を表します。

主要記号

- a_b : 内水域の潮位振幅、ただし単調和潮について
- a_s : 外海潮位振幅、ただし単調和潮について
- B : 水路の平均水面における水表面の幅員
- f_c : 流出入に伴う損失係数
- g : 重力の加速度
- h : 平均水面から測った水深
- h_0 : 最大流速水深
- l : 水路の長さ
- N : 複水路の場合の全水路数
- n : Manning の流速公式における粗度係数
- n_r : 流出入損失を含んだ等価粗度 $=n[1+(f_c R^{4/3}/2gl^2)]^{1/2}$
- r : 複水路の場合の基準流速に対する比
- R : 水路の径深
- S : 内水域の表面積
- T : 単調和潮の周期
- u : 水路流速
- U : 単調和潮に対する u の時間的的最大値
- τ : 外海潮位に対する位相角 (Radian)
- η_b : 内水域潮位
- η_s : 外海潮位

参 考 文 献

- 1) Baines, W.D.: Tidal currents in constricted inlets, Proc. of 6th Conf. on Coastal Engrg., pp. 545-561, 1957.
- 2) 樋口明生: 境水道の水位変化に関する模型実験について, (2), 第8回海岸工学講演会講演集, pp. 119-125, 1961.
- 3) 運輸省港湾局調査設計室: 長周期波に対する防波堤の効果に関する計算, 1962.
- 4) 木下武雄: 縮切堤開口部の流量等の概算法, 土木技術資料 6-3, pp. 6-9, 1964.
- 5) 中村 充・白石英彦・佐々木泰雄: 海水交流の一解析法, 第12回海岸工学講演会講演集, pp. 128-132, 1965.
- 6) van de Kreeke, J.: Water-level fluctuations and flow in tidal inlets, Jour. of Waterway & Harbors Div., Proc. of ASCE, WW 4, pp. 97-106, 1967.
- 7) 近藤徹郎: 湖口水路における潮汐の線形解, 土木学会北海道支部研究発表会論文集(昭和43年度), pp. 147-153, 1969.
- 8) 境 隆雄・近藤徹郎・寺島拓郎: 感潮湖沼の水面変動と流れ, 第24回土木学会年次学術講演会講演集(第2部), pp. 55-58, 1969.
- 9) 宇田居吾一: 湖口処理に関する一考察, 北海道開発局土木試験所報告第46号, pp. 1-20, 1968.
- 10) 境 隆雄・近藤徹郎・小堀共生: 海岸湖沼の潮汐の推定, 第8回自然災害科学総合シンポジウム講演会論文集, pp. 115-116, 1971.
- 11) 近藤徹郎: 二つの水路をもつ水域の潮位と水路潮流を求める簡略解, 土木学会北海道支部研究発表会論文集(昭和45年度), pp. 161-166, 1971.
- 12) たとえば Einstein, H.A., and J.A. Harder: Analytic and numerical methods for the prediction of tidal elevations and tidal flows in canals and estuaries, Committee on Tidal Hydraulics, Corps of Engineer, U.S. Army, 1960.
- 13) たとえば Chow, ven Te: Open-Channel Hydraulics, McGraw-Hill, 1959.
- 14) 伊藤喜行・木原 力: 長周期波に対する防波堤の効果に関する計算(第6報), 港湾技術研究所報告, Vol. 9, No. 2, pp. 3-22, 1970.
- 15) 田村徳一郎: 水産土木, 地人書館, 1968.
- 16) 近藤徹郎・宇田居吾一・鴻上雄三・佐藤 功: オホーツク海沿岸湖口の閉塞について, 第18回海岸工学講演会論文集, pp. 343-347, 1971.
- 17) Einstein, H.A. and R.B. Banks: Fluid resistance of composite roughness, Trans. Amer. Geophysical Union, Vol. 31, No. 4, pp. 603-610, 1950.
- 18) O'Brien, M.P.: Equilibrium flow area of tidal-inlets on sandy coasts, Proc. of 10th Conf. on Coastal Engrg., pp. 676-686, 1966.
- 19) Bruun, Per and F. Gerritsen: Stability of coastal inlets, Jour. of Waterways and Harbor Div., Proc. of ASCE, Vol. 84, WW 3, Paper 1644, 1958.
- 20) 宇田居吾一・星 藤男・吉田義信: サロマ湖の自然条件調査, 北海道開発局土木試験所報告第46号, pp. 21-43, 1968.
- 21) 福島久雄・尾崎 晃・柏村正和・八鉢 功・高橋 将: サロマ湖の水理について, 第17回海岸工学講演会論文集, pp. 211-217, 1970.
- 22) Bruun, Per: Tidal Inlets and Littoral Drift, 1966.

(1972.4.1・受付)