

1. まえがき

我国の沿岸海洋工事においては、海域のごり防止のために、汚濁拡散防止膜を工事区域の周囲に張りめぐらせて工事を行なうのが通例である。汚濁拡散防止膜は一種の膜体構造物であるが、このような構造物は仮設構造物として考えられており、また破壊がただちに大災害につながる可能性も低いことから、従来その設計に関しては十分な注意が払われていなかったようである。しかしながら、今後、より海象条件の厳しい海域での工事が増えることを考えると、構造物に及ぼす流体力の特徴およびその算定手法を明確にしておくことが必要であると思われる。本研究はその第一段階として、定常な流れの中に張られた汚濁拡散防止膜に及ぼす流体力および膜の有効深さの一算定手法を提案するものである。本計算手法の一部は簡単な水理実験によって検証を試みたが、実験ケースの不足から、その適用性を明確にするまでには至らなかった。

2. 膜に及ぼす流体力と部材力の関係

本研究で対象とする汚濁拡散防止膜は図-1に示すような形式のものであり、フロート内部およびカーテン下部にそれぞれ展張ワイヤーを配し、数mから数十m間隔で上下のワイヤーからアンカリングされている。このような連続した膜体のうちの係留索間の1スパンのみを取り出して、膜に働く流体力と部材力の関係を示したのが図-2である。

フロート部はカーテン部に比べて十分小さいとすると、流れによってカーテン下部に σ なる圧力が作用する。(せん断力は小さいとして無視する)この圧力によってカーテンの単位長さ当りに T_s なる張力が発生し、この T_s とフロートによる浮力 B およびワイヤーの自重 w_c によって展張ワイヤーの張力 T_c が決定されることになる。すなわち、原理的にはカーテン各断面での σ の分布がわかれば、 T_s および T_c は決定される。

ところが、今上下の展張ワイヤーはその両端部では固定されていると仮定しても、流れによって上部の展張ワイヤーは沈み込み、下部の展張ワイヤーは上方にまい上がるためカーテンの上下端は変位し、それに伴って σ も変化すると考えられる。したがって厳密には σ を入力として部材力を算定することはできない。このように流れによる力と膜体の部材力およびそれに伴う変位とは相互に関連し合っており、本来は流体力と部材力および変位は同時に決定されるべきものである。また σ を適当に仮定したとしても、 T_s と T_c とは互いに影響しあうため計算は依然として複雑である。また計算手法を実験的に検証する際、 σ 、 T_s 等を直接測定することは難しく、展張力 T_c で検討せざるを得ない。

これらの点を考慮して、ここでは測定可能な力 T_c の簡単な算定法から出発して、 σ 、 T_s を T_c で表現するという逆の順序をとることとする。本計算手法には種々の仮定が含まれているが、計算法は比較的簡便であり実験的な裏づけが得られれば実用的な方法であると思われる。

3. 展張力の算定法

展張力 T_c の算定式を導くために次のような仮定を設ける。

- 1) 展張ワイヤーの鉛直方向への変位は水平方向への変位に比べて小さく T_c は主として図-2に示す T_s 。

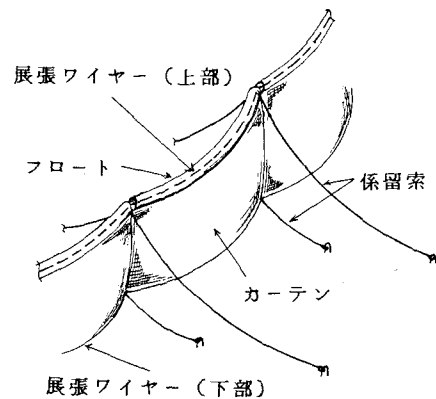


図-1 汚濁拡散防止膜の概略

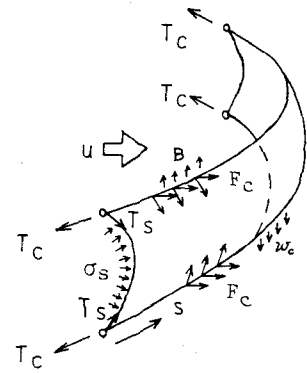


図-2 膜に及ぼす流体力と部材力と力の関係

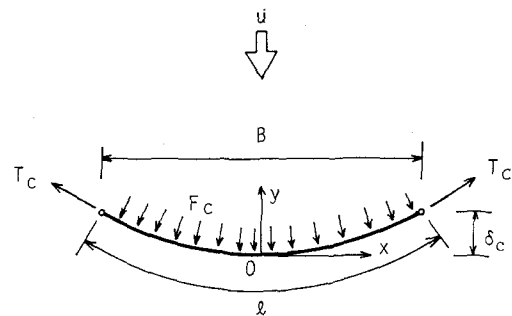


図-3 展張ワイヤーにかかる力と座標系

の水平方向成分 F_c によって決定される。

- 2) F_c はカーテンに垂直方向の流速成分 $u_\theta = u \cdot \cos \theta$ (ここに θ は流れに直角方向と展張ワイヤーのなす角である (図-3 参照)) によって決定され、次式で与えられるものとする。

$$F_c = C_d \cdot \frac{1}{2} \rho_w g u^2 \cos^2 \theta \cdot d \quad (1)$$

ここに C_d : 抗力係数、 ρ_w : 水の密度、 u : 流速、 d : カーテンの深さ

このような仮定を設けると、Milgram¹⁾ によれば次のような手順で展張力 T_c を求めることができる。

今、図-3 に示すように幅 B の区間に張られた長さ l のワイヤーを考える。座標原点をワイヤー中央にとり、図のように x 軸、 y 軸を定める。流れは y 軸の正方向から y 軸に平行に存在すると仮定する。ワイヤーにはせん断力は働かず、直応力 F_c (単位幅当りの力) が作用し、したがって展張ワイヤーの張力は至るところ一定であるとする。

ワイヤーの描く曲線の関数を $y = f(x)$ とすると、ワイヤーの微小部分に関するワイヤー法線方向の力のつり合いより次式が得られる。

$$F_c = T_c \frac{f''(x)}{\{1 + f'(x)^2\}^{3/2}} \quad (2)$$

- (1) 式を $f(x)$ とカーテン中央部の $F_c = \sigma_c = C_d \cdot \frac{1}{2} \rho_w u^2 d$ を用いて表わすと、

$$F_c = \frac{\sigma_c}{1 + f'(x)^2} \quad (3)$$

- (3) 式を (2) 式に代入することにより次の微分方程式を得る。

$$T_c f''(x) - \sigma_c \{1 + f'(x)^2\}^{1/2} = 0 \quad (4)$$

これを $f(0) = f'(0) = 0$ という条件の下に解くと次の解を得る。

$$f(x) = \frac{T_c}{\sigma_c} \left(\cosh \frac{\sigma_c x}{T_c} - 1 \right) \quad (5)$$

したがって、ワイヤーはカタナリ曲線を描く。

さらに T_c を決定するために (4) 式を用いて $x = -B/2$ から $x = B/2$ までのカーテンの長さ l を計算すると、

$$l = \int_{-B/2}^{B/2} \sqrt{1 + f'(x)^2} dx = \frac{2T_c}{\sigma_c} \sinh \frac{\sigma_c B}{2T_c} \quad (6)$$

ここで

$$\tau_c = T_c / \sigma_c l \quad (\text{tension parameter}) \quad (7)$$

$$R_{gc} = B/l \quad (\text{gap ratio}) \quad (8)$$

とおくと (6) 式は

$$\tau_c \sinh \frac{R_{gc}}{2\tau_c} = \frac{1}{2} \quad (9)$$

- (9) 式より R_{gc} を与えて τ_c を数値的に計算することができる。

さらにワイヤーの伸びを考える場合は次のようになる。ワイヤーの初期長さを l ($l > B$ とする)、伸び剛性を $E_c A$ とし、展張力 T_c によって l' まで伸びたと考えると、(6) 式より

$$\frac{2T_c}{E_c l'} \sinh \frac{\sigma_c B}{2T_c} = 1 \quad (10)$$

さらに

$$T_c = E_c A \left(\frac{l'}{l} - 1 \right) \quad (11)$$

$\xi = l'/l$, $\tau_c = T_c / \sigma_c l$, $R_E = E_c A / \sigma_c l$, $R_{gc} = B/l$ とおくと (10), (11) 式は

$$\xi = 2\tau_c \sinh \frac{R_{gc}}{2\tau_c} \quad (12)$$

$$\tau_c = R_E (\xi - 1) \quad (13)$$

これより ξ を消去すると

$$\frac{1}{2R_E} = \sinh \frac{R_{gc}}{2\tau_c} - \frac{1}{2\tau_c} \quad (14)$$

(14) 式より R_{gc} , R_E を与えて τ_c を計算することができる。図-4 の実線はワイヤーの伸びを無視した場合

の R_{gc} と τ_c 、 T_c の y 軸方向成分 V_c ($V_c/\sigma_c l$) およびワイヤー中央のたわみ量 δ_c (δ_c/B) の関係を示したものである。これより、 R_{gc} が 1 に近づくと τ_c は無限大に、 $V_c/\sigma_c l$ は 0.5 にそれぞれ漸近する。また図中の破線は、 $R_E = 10$ および 100 の場合の τ_c および $V_c/\sigma_c l$ を示しているが、 $R_E = 100$ 程度になればワイヤーの伸びの影響は R_{gc} がかなり大きい場合にしか問題にならないことがわかる。

以上より、実験的に C_d を決定することができれば gap ratio R_{gc} を与えることにより図-4 から τ_c を読みとり、 $T_c = \tau_c \sigma_c l$ として展張力を決定することができる。

4. 有効深さの計算法

汚濁拡散防止膜が流れの中でその機能を十分に発揮するためには拡散防止に有効な深さが確保され、かつ流れによってフロート部が沈み込まないことが要求される。本節では、カーテンのふくらみに伴って生じる下部の展張ワイヤーの上昇量およびフロート部の沈み込み量を算定するモデルを提案する。

展張ワイヤーの鉛直方向への変位はカーテンの張力 T_s の鉛直方向成分に起因する。そこでカーテンスカート部の断面に作用する力のつりあいを考える。図-5 に示すようにスカートの長さを d 、カーテンの有効深さを d_0 とし、座標原点をスカート中央部にとって流れに向う方向に y 軸を、鉛直上方に z 軸をとる。 T_s (W_s , V_s) と σ_s の関係を求める必要があるが、今 σ_s は水深方向に一樣であると仮定する。展張力の算定の場合と同様に、スカートの描く曲線を $y = g(z)$ とすると、カーテンの微小部分に働く力のつり合いから次式を得る。

$$T_s g''(z) - \sigma_s \{1 + g'(z)^2\}^{3/2} = 0 \quad (15)$$

これを $g(0) = g'(0) = 0$ という条件の下に解くと次式を得る。

$$y = -\frac{T_s}{\sigma_s} \left\{ \sqrt{1 - \left(\frac{\sigma_s}{T_s}\right)^2 z^2} + 1 \right\} \quad (16)$$

(16) 式は $z^2 + (y - \frac{T_s}{\sigma_s})^2 = (\frac{T_s}{\sigma_s})^2$ と表されるので円方程式となっておりスカートは円弧を描くことになる。

スカートの伸びを考慮する場合、スカートの伸び剛性を $E_s A$ 、初期のスカートの長さを d ($d > d_0$)、伸びたあとのスカートの長さを d' とすると、 $R_E = E_s A / \sigma_s d$ 、 $R_{gs} = d_0/d$ 、 $\tau_s = T_s / \sigma_s d$ とおくと、展張力の場合と同様に次式を得る。

$$\sin \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{R_E} \right) = \frac{R_{gs}}{2\tau_s} \quad (17)$$

また図-5 の V_s 、 W_s は次式で与えられる。

$$\frac{T_s}{\sigma_s d} = \frac{R_{gs}}{2} \quad (18)$$

$$\frac{W_s}{\sigma_s d} = \begin{cases} \tau_s \cos \frac{1}{2\tau_s} : \left(\frac{2}{\pi} < R_{gs} < 1 \right) \\ -\tau_s \cos \frac{1}{2\tau_s} : \left(0 < R_{gs} < \frac{2}{\pi} \right) \end{cases} \quad (19)$$

ここに、

$$\tau_s = T_s / \sigma_s d \quad (20)$$

$$R_{gs} = d_0 / d \quad (21)$$

図-6 に τ_s 、 $V_s/\sigma_s d$ 、 $W_s/\sigma_s d$ と R_{gs} の関係を示しているが、展張力の場合と同様に R_{gs} の増大に伴って τ_s 等は増加し、 $R_E = 100$ 程度であればカーテンの伸び

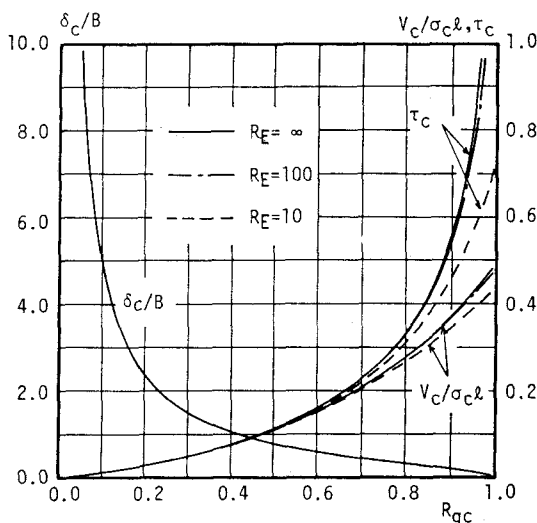


図-4 R_{gc} と τ_c 、 V_c 、 δ_c との関係

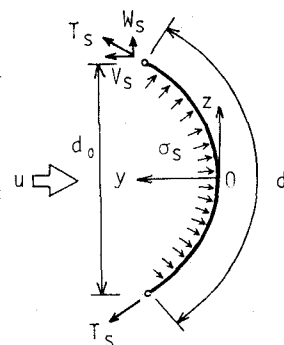


図-5 スカート部分に及ぼす力と座標系

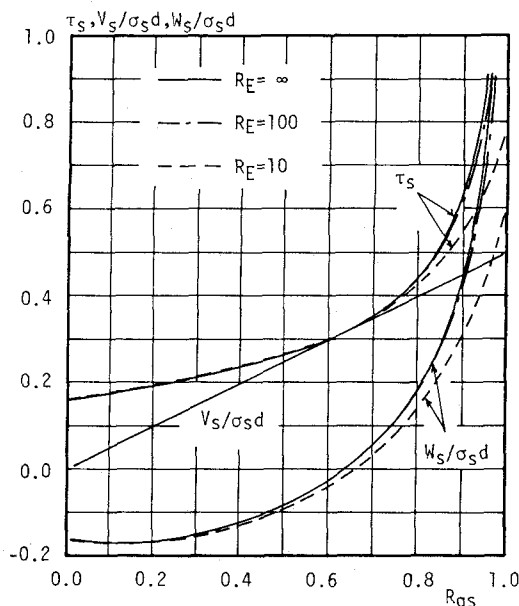


図-6 R_{gs} と τ_s 、 V_s 、 W_s の関係

の影響は小さいことがわかる。また $V_s/\sigma_s d$ はカーテンの弾性には関係しない。

次に σ_s を σ_c , T_c で表すことを考える。図-5の V_s は図-2の F_c と等しくなければならないので、 $F_c = V_c$ とおくことによって W_s の表現を得ることができる。ただし後の計算でワイヤーに沿った曲線座標 s を用いるため、まず F_c を s の関数として表現しておく。(5)式を用いると、

$$s = \int_0^x \sqrt{1+f'(x)^2} dx = \frac{T_c}{\sigma_c} \sinh \frac{\sigma_c x}{T_c} \quad (22)$$

一方(3)式より、

$$F_c = \frac{\sigma_c}{1+f'(x)^2} = \frac{\sigma_c}{\cosh^2 \frac{\sigma_c x}{T_c}} \quad (23)$$

(22) , (23) 式より F_c を s の関数として表すと、

$$F_c = \frac{\sigma_c}{1 + \frac{\sigma_c^2 |s|}{T_c}} \quad (24)$$

ただし、 $s < 0$ のとき $F_c > 0$ でなければならないので s の絶対値をとっている。

ここで $F_c = V_s$ とおくと、(18) , (24) 式より σ_s の表現を得る。

$$\sigma_s = \frac{2\sigma_c}{R_{gs} d (1 + \frac{\sigma_c |s|}{T_c})} \quad (2)$$

(25) 式を (19) 式に代入し (17) 式の関係を用いると、 $R_{gc} = \infty$ の場合、 $2/\pi < R_{gs} < 1$ の範囲では、

$$W_s = \frac{\sigma_c}{(1 + \frac{1}{2\tau_c} \frac{|s|}{d/2}) \tan \frac{1}{2\tau_s}} \quad (2)$$

となり、 W_s は τ_s , σ_c および τ_c (これは R_{gc} より求められる) で表現される。

ここで下部のワイヤーを例にとって考える。ワイヤーは今 W_s という鉛直上向きの力を受けて上方に変位しているが、その変位は小さく、ワイヤーに沿った曲線座標から見ると、長さ l 、張力 T_c のワイヤーの上に W_s なる荷重が載っている状態に相似とみることができる。(図-7参照) そこでワイヤーのたわみ量が微小であるとして、任意の荷重 W_s によるたわみ量を求める。弦のたわみに関する Green 関数 $G(s, \xi)$ は次式で与えられる。

$$G(s, \xi) = \begin{cases} (\frac{1}{2} - \frac{\xi}{l})s + \frac{l}{4} - \frac{\xi}{2} & ; s < \xi \\ -(\frac{1}{2} + \frac{\xi}{l})s + \frac{l}{4} + \frac{\xi}{2} & ; \xi \leq s \end{cases} \quad (27)$$

したがってワイヤーのたわみ量 $\delta(s)$ は次式で与えられる。

$$\delta(s) = \frac{1}{T_c} \int_{-l/2}^{l/2} G(s, \xi) W_s(\xi) d\xi \quad (28)$$

無次元量で表現するために、 $s' = s/(l/2)$, $\xi' = \xi/(l/2)$ とおくと、

$$G(s', \xi') = \frac{G(s, \xi)}{\frac{l}{2}} = \begin{cases} \frac{1}{2} \{ (1 - \xi')s' + 1 - \xi' \} & ; s' < \xi' \\ -\frac{1}{2} \{ (1 + \xi')s' - 1 - \xi' \} & ; \xi' \leq s' \end{cases} \quad (29)$$

上部ワイヤーが固定されている場合には、 $1 - R_{gs}(s') = \delta(s')/d$ なる関係を用いると、有効深さとカーテンスカート長の比 (effective depth ratio) R_{gs} が次式で与えられる。

$$R_{gs}(s') = 1 - \frac{l}{d} \frac{1}{4\tau_c} \int_{-1}^1 G(s', \xi') \frac{d\xi'}{(1 + \frac{|\xi'|}{2\tau_c}) \tan \frac{1}{2\tau_s}} \quad (30)$$

これより R_{gs} は膜のアスペクト比 $R_a = l/d$ および τ_c (R_{gc}) のみによって決まり、流速の影響を受けないことがわかる。これは流速が大きくなると σ_s が大きくなる反面、 T_c も増大し、 T_c が増大することによって膜のまい上がりを防いでいると考えることができる。

(30) 式は τ_s が R_{gs} の関数であるため非線形積分方程式となっている。したがって $R_{gc}(\tau_c)$ を与えて explicit に解く (R_{gs} を求める) ことはできない。そこでまず $R_{gs}(s')$ の分布を第一近似として適当に仮定し、 τ_s を求めたのち (30) 式から第二近似の R_{gs} を求める。第一近似と第二近似が一致しない場合にはさらに第二近似を用いて第三近似解を求めるといって逐次近似法を用いなければならない。

図-8に (30) 式から求めたカーテン中央部の R_{gs} (最小有効深さ) を膜のアスペクト比 R_a をパラメーター

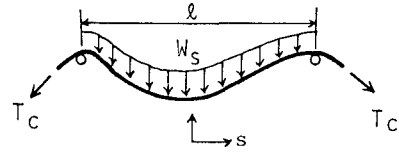


図-7 展張ワイヤーの流れと直角方向への変位

として実線で示しているが R_{gc} が大きいほど、また R_a が小さいほど R_{gs} は大きいことがわかる。ただし図で $R_a=5.0$ の場合の $R_{gc}=0.85$ 以下の曲線が示されていないのは、今回用いた逐次近似法ではこの範囲で解が収束しなかったためである。

さらに索の自重を考慮する場合には、単位長さ当りの水中重量を w_c として W_s の代わりに W_s+w_c とおけばよいだけであるが、 $R_w=w_c/\sigma_c$ という新しいパラメーターが加わる。すなわち、

$$R_{gs}(\xi) = 1 - \frac{R_a}{4\tau_c} \int_{-1}^1 G(\xi, \xi') \left[\frac{1}{\left(1 + \frac{13\xi'}{2\tau_c}\right) \tan \frac{1}{2\tau_c}} + R_w \right] d\xi' \quad (31)$$

図-8の破線は $R_a=2.0$ の場合について $R_w=0.1$ と -0.1 について計算した R_{gs} を示したものであるが、 R_{gs} が小さくなるほど自重の効果が大きく現われていることがわかる。

また上部のワイヤーのように浮力を受ける場合には、ワイヤーの変位に伴う浮力を考慮しなければならない。今、変位に比例して浮力が増大する場合を考える。この場合は b を単位幅当りの浮力係数（単位長さの変位による浮力）として、 W_s の代りに $W_s - b \delta(s')$ とおけばよいだけである。ただし、 $R_b = bd/\sigma_c$ という新しいパラメーターが加わる。下部ワイヤーが固定されている場合には、 $\delta/d = 1 - R_{gs}$ より、次式で R_{gs} が求められる。

$$R_{gs}(\xi) = 1 - \frac{R_a}{4\tau_c} \int_{-1}^1 G(\xi, \xi') \left[\frac{1}{\left(1 + \frac{13\xi'}{2\tau_c}\right) \tan \frac{1}{2\tau_c}} - R_b \{1 - R_{gs}(\xi')\} \right] d\xi' \quad (32)$$

図-9は $R_a=2.0$ の場合について、 $R_b=0.0, 0.5, 1.0$ に対するカーテン中央部での R_{gs} を示したものであるが、 R_b の増大に伴ってフロートの沈み込み量は減少するが、その割合は R_{gc} の小さなところで大きいことがわかる。

以上の論議は下部および上部のカーテンについて別々に考えたが、実際のカーテンでは上下のワイヤーの両方を同時に解いて有効深さを決定しなければならない。今上部のワイヤーには沈み込み量に比例した浮力と重力が働き、下部のワイヤーには重力のみが作用するとする。また上部のワイヤーの沈み込みによってスカート長はみかけ上長くなり、カーテンの上端は常に水面にあって水中に沈み込まないものとする。上部ワイヤーの沈み込み量を δ_u 、下部ワイヤーのまい上がり量を δ_l とすると、 δ_u 、 δ_l はそれぞれ次式で与えられる。

$$\delta_u(\xi)/d = \frac{R_a}{4\tau_c} \int_{-1}^1 G(\xi, \xi') \left[\frac{1}{\left(1 + \frac{13\xi'}{2\tau_c}\right) \tan \frac{1}{2\tau_c}} + R_w \right. \\ \left. - R_b \frac{\delta_u(\xi')}{d} \right] d\xi' \quad (33)$$

$$\delta_l(\xi)/d = \frac{R_a}{4\tau_c} \int_{-1}^1 G(\xi, \xi') \left[\frac{1}{\left(1 + \frac{13\xi'}{2\tau_c}\right) \tan \frac{1}{2\tau_c}} - R_w \right] d\xi' \quad (34)$$

ここに、

$$R_{gs} = 1 - \frac{\delta_l - \delta_u}{d}$$

(33)-(35) 式を連立させて解くことにより δ_u 、 δ_l 、 R_{gs} が決定される。図-10は $R_a=2.0$ 、 $R_w=0.0$ 、 $R_b=1.0$ の場合のカーテン中央部での計算結果を示したものである。これより R_{gs} は R_{gc} の増加とともに増大するが、 δ_u 、 δ_l は R_{gc} の増加とともに一様に減少するわけではなく、いったん増加した後減少する傾向を示す。

5. 水理実験による検証

ここで示した計算手法を検証するために、展張力に関する簡単な水理実験を行なった。実験は流れを発生させ

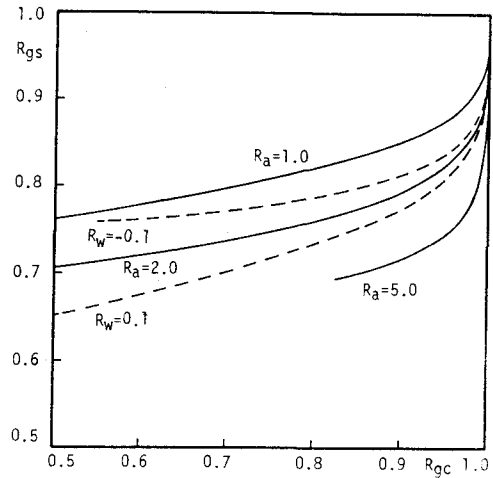


図-8 R_{gc} 、 R_a 、 R_w と R_{gs} の関係

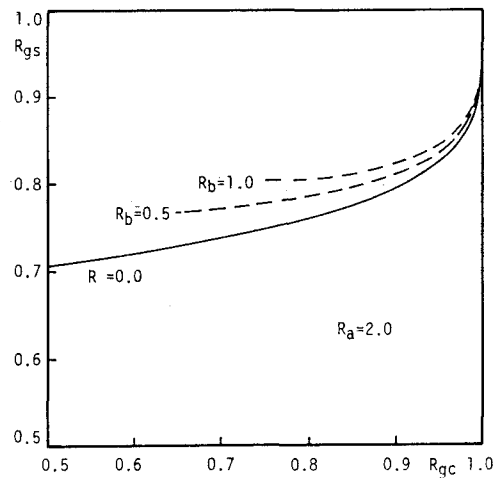


図-9 R_{gc} 、 R_b と R_{gs} の関係

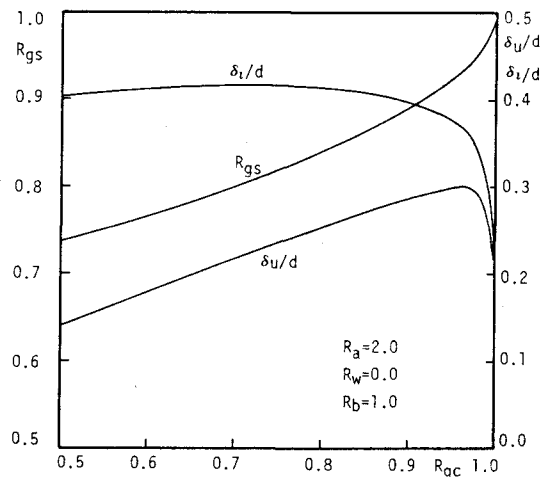


図-10 膜の有効深さとフロートの沈み込み量

ることのできる2次元造波水路内に、図-11に示すような模型の汚濁拡散防止膜を水路側壁に溶接した鋼材に金具で取り付け、リングゲージを介して上下の展張ワイヤーの張力を測定した。模型カーテンのスカート長は15cm、フロート径は3.6cmで膜の長さ(展張ワイヤーの長さ)は120.5cm、135cm、150cmの3種類とした。水深は24cm、30cmの2種類で行なったが、実験装置の都合上発生させうる流量に限界があり、平均流速(流量/流水断面積)としては3種類に限らざるを得なかった。図-12はワイヤー長 l 毎に展張力 T_c と平均流速 u の2乗 u^2 との関係を示したものである。図中実線は上部の展張ワイヤーを、破線は下部の展張ワイヤーを表している。これより展張力は上部のワイヤーの方が下部のワイヤーよりも大きく、またワイヤー長 l が大きいくほど、すなわちたるませて展張するほど展張力は小さくなる傾向を示している。さらに T_c と u^2 の関係はかなりばらつきはあるものの l が等しい場合には u^2 に比例して T_c が増大しているとみてもよさそうである。

次に3節で述べた理論(ワイヤーの伸びは無視する)の適用性を検証するため、実験で得た展張力を次のように補正する。すなわち $T_c = \tau_c \sigma_c l = C_d \frac{1}{2} \rho w u^2 d l$ であるから抗力係数 C_d は次式で与えられる。

$$C_d = T_c / \frac{1}{2} \rho w u^2 d l \tau_c \quad (36)$$

そこで各ケースの $R_{gc} = l/B$ に対する τ_c を(9)式より計算し、展張力 T_c を $\frac{1}{2} \rho w d l \tau_c$ で除した値を補正值として u^2 に対してプロットする。補正值と u^2 が比例関係にあれば計算モデルの適用性が確認され、その比例定数として抗力係数 C_d が得られることになる。図-13は図-12のデータを補正して書き直したものである。図中上部および下部ワイヤーの張力を加えたものについても”上+下”として示している。これより、補正を行なっても依然データのばらつきは大きく、補正值は u^2 に比例しているとはいえないが仮に直線のように関係を決めれば図中に示した C_d の値が得られる。

さらに注目しなければならない点は上下の展張ワイヤーの張力がかなり異なることである。 σ_c を水深方向に一定とする有効深さの計算モデルでは上下の展張力は同一でなければならない、実験結果と一致しない。この原因は σ_c が水深方向に様でないことおよびフロート部の影響が考えられるが、現在のところはっきりしない。

以上のように今回の実験からは理論の適用性を確認することはできなかったが、今回用いた流れは流速が小さくしたが発生した展張力も小さく、測定精度上に問題があったこともデータがばらついた原因の1つである。

6. あとがき

本論文では流れの中に張られた汚濁拡散防止膜に及ぼす流体力と有効深さについての簡単な計算モデルを提案した。実験的な検証は十分ではなく、今後実験ケースを増やして検討し、計算モデルを改良していかなければならない。最後に、本研究を行なうに当り終始御協力頂いた太陽工業株式会社の諸氏に深甚の謝意を表します。

参考文献 1) Milgram J.H. : Forces and Motions of a Flexible Floating Barrier, Jour. of Hydronautics, vol.5, No.2, 1971

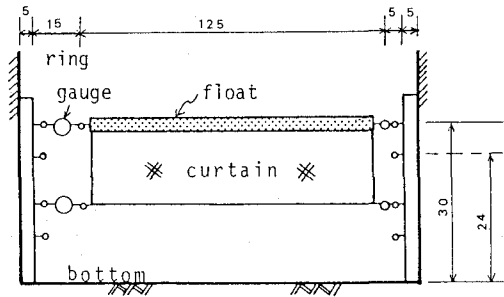


図-11 模型カーテンの設置状況

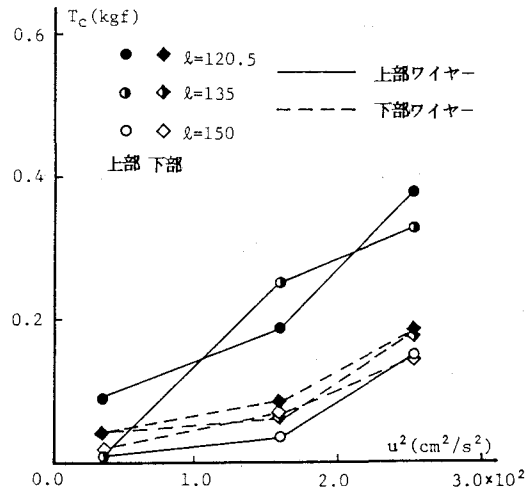


図-12 T_c と u^2 の関係

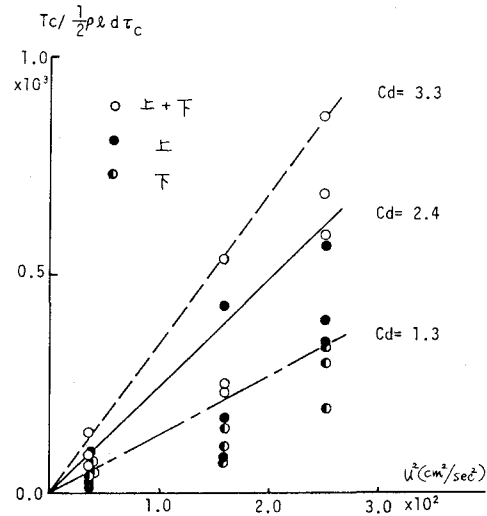


図-13 展張力の抗力係数