

空気防波堤の相似則と必要空気流量

SIMILITUDE AND REQUIRED AIR DISCHARGE OF
PNEUMATIC BREAKWATERS

岩 垣 雄 一*・浅 野 敏 之**

By Yuichi IWAGAKI and Toshiyuki ASANO

出した空気供給量の推定値と、相似則から求められる算定値との比較・検討を行う。

1. 結 言

空気防波堤は今世紀の初頭に米国人 Phillip Brasher が考案し特許をとった簡易防波堤の一つである。以来各国で研究が進められて、1952 年には Dover 港に設置され¹⁾、わが国でも造船所に置かれた例がある²⁾。著者らは 1975 年から空気防波堤に関する研究を開始し³⁾、多くの成果を得たが^{4)~8)}、現在ではその実用化に向かって研究を継続中である。著者らがこの防波堤に注目した理由は、従来の防波堤のように港内水の海水交流を阻害することがないので、水質の局部的悪化を防ぐことができることや、施設が海面下にあつて景観を損なわないといった長所が、現在の社会的要請に適合すると考えたからである。

しかしながら、現在わが国において空気防波堤を恒常的施設として設置しているところはなく、まだ実用の段階には至っていない。この理由にはいろいろあるが、その一つとして、実験室内で明らかにされた空気防波堤の消波特性を、どのように現地に適用するかという相似則の問題が必ずしも明確でないことが挙げられる。

本研究では潮流のような流れが存在しない場での空気防波堤を対象として、まずその力学的相似法則について検討し、消波に必要な空気供給量の相似則を提示する。次いで著者らが行った室内実験に加えて、現在までに行われた現地実験や大水深の水槽実験の結果を整理し、スケールの異なる各種の実験の結果がここで提示した相似則によって統一的に説明できるかどうかを検討する。なお参考のために、空気防波堤の設置水深と消波対象波の周波数を与えて必要空気量を算定する Bulson-Struct の手法⁹⁾、すなわち Taylor の理論¹⁰⁾および空気供給量と表面水平流速との関係式を組み合わせる方法を用いて算

2. 空気防波堤の相似則

空気防波堤の消波機構は、図-1 に示すように水底付近の気泡発生用パイプ（以下気泡管という）に開けられた多数の孔（オリフィス）から噴出する気泡群の上昇に伴って誘起される上昇水流が、水面でその方向を変えて一対の表面水平流となり、そのうちの波の進行方向と逆向きの強い水平流が、入射波のエネルギー伝播を阻止すること¹⁰⁾、あるいはその流れが入射波を砕波させてエネルギーを逸散させること¹¹⁾にある。そこで空気防波堤の作用を、① 気泡による上昇流や表面水平流などからなるエアバブルカーテン流の形成、② 形成されたエアバブルカーテン流による消波作用、に分けてそれぞれの相似則を考えることにする。

(1) エアバブルカーテン流に対する相似則

上昇流を流体密度が気泡量によって変化する二次元噴流と考えて取り扱うことにする。噴流の中心と静水面の交点を原点として、水平方向に x 軸、鉛直上方に z 軸を

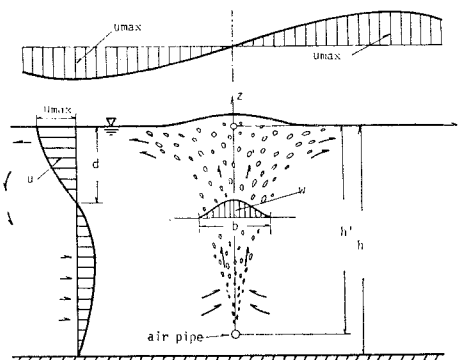


図-1 エアバブルカーテン流の模式図

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学教室

** 正会員 工修 京都大学助手 工学部土木工学教室

とると、Navier-Stokes の運動方程式と連続式は次のように表わされる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \dots\dots\dots (1 \cdot a)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \dots\dots\dots (1 \cdot b)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0 \dots\dots\dots (1 \cdot c)$$

ここに、 u, w は x, z 方向の速度成分、 p は圧力、 ν は動粘性係数、 g は重力加速度、 ρ は密度である。この場合の密度は水と気泡とが混在しているときの見かけの密度であって、 ρ_w, ρ_a をそれぞれ水および空気の密度、 q を単位体積中の気泡群の容積率とすれば、

$$\rho = \rho_w(1-q) + \rho_a q \approx \rho_w(1-q) \dots\dots\dots (2)$$

となる。

ここでは気泡が混じり合った混相流体を、見かけの密度をもつ homogeneous な流体に置き換え、その力学的相似を考慮しており、個々の気泡の挙動についての相似を議論するものではない。

流れが乱れていることを前提として、動粘性係数 ν を渦動粘性係数 ε に置き換えると、式 (1) は次式のように書き換えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_w(1-q)} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{3} \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \varepsilon \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \dots\dots\dots (3 \cdot a)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho_w(1-q)} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{3} \varepsilon \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \varepsilon \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \dots\dots\dots (3 \cdot b)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uq) + \frac{\partial}{\partial z} (wq) - \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \dots\dots\dots (3 \cdot c)$$

ここで、実物と模型とで力学的相似関係が成立するためには、上式の各項の比が等しくなければならない¹²⁾。いま実物に対しては添字 p を、模型に対しては m を付けることにすれば、上の各式より次の関係式が導かれる。

$$\frac{u_p/t_p}{u_m/t_m} = \frac{u_p^2/x_p}{u_m^2/x_m} = \frac{u_p w_p/z_p}{u_m w_m/z_m} = \frac{\rho_p/(1-q)_p x_p}{\rho_m/(1-q)_m x_m} = \frac{\varepsilon_p u_p/x_p^2}{\varepsilon_m u_m/x_m^2} = \frac{\varepsilon_p w_p/z_p}{\varepsilon_m w_m/z_m} = \frac{\varepsilon_p u_p/z_p^2}{\varepsilon_m u_m/z_m^2} \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{w_p/t_p}{w_m/t_m} = \frac{u_p w_p/x_p}{u_m w_m/x_m} = \frac{w_p^2/z_p}{w_m^2/z_m} = \frac{\rho_p/(1-q)_p z_p}{\rho_m/(1-q)_m z_m} = \frac{\varepsilon_p u_p/x_p z_p}{\varepsilon_m u_m/x_m z_m} = \frac{\varepsilon_p w_p/x_p^2}{\varepsilon_m w_m/x_m^2} = \frac{\varepsilon_p w_p/z_p^2}{\varepsilon_m w_m/z_m^2} \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{q_p/t_p}{q_m/t_m} = \frac{u_p q_p/x_p}{u_m q_m/x_m} = \frac{w_p q_p/z_p}{w_m q_m/z_m} = \frac{u_p/x_p}{u_m/x_m} = \frac{w_p/z_p}{w_m/z_m} \dots\dots\dots (6)$$

これらの式から得られる結論は、

① $x_p/x_m = z_p/z_m$ でなければならない。すなわち、水平縮尺と鉛直縮尺とは等しくする必要がある。これを

$$\frac{x_p}{x_m} = \frac{z_p}{z_m} = \frac{l_p}{l_m} \dots\dots\dots (7)$$

とおくことにする。

② $u_p/u_m = w_p/w_m$ 、すなわち、流速の水平成分比と鉛直成分比は等しくなければならない。これを V_p/V_m とおくと、次のように表わされる。

$$\frac{u_p}{u_m} = \frac{w_p}{w_m} = \left(\frac{x_p}{t_p} \right) / \left(\frac{x_m}{t_m} \right) = \left(\frac{z_p}{t_p} \right) / \left(\frac{z_m}{t_m} \right) = \left(\frac{l_p}{t_p} \right) / \left(\frac{l_m}{t_m} \right) = \frac{V_p}{V_m} \dots\dots\dots (8)$$

③ 速度の縮尺は

$$\frac{V_p}{V_m} = \left(\frac{l_p}{l_m} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (9)$$

で表わされる。これはフルードの相似則といわれるものである。

④ 時間の縮尺は、式 (8) を用いると、次のようになる。

$$\frac{t_p}{t_m} = \left(\frac{l_p}{l_m} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (10)$$

⑤ 渦動粘性係数の縮尺は

$$\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_m} = \left(\frac{l_p}{l_m} \right)^{3/2} \dots\dots\dots (11)$$

である必要がある。一般に渦動粘性係数は、速度と長さの積 (たとえば噴流の場合には、噴流の中心速度と噴流幅の積) に比例するといわれている¹³⁾から、式 (11) はほぼ成立するとみてよい。

⑥ 気泡群の容積率は実物と模型では等しくなければならない。すなわち、

$$q_p = q_m \dots\dots\dots (12)$$

いま単位長さ当たりの大気圧換算の空気供給量を Q_0 、気泡の平均上昇速度を w_a 、気泡噴流の幅を b 、任意の深さの空気密度を ρ_a 、大気圧での密度を ρ_{atm} とすれば、任意の深さでの空気流量は $Q_0(\rho_{atm}/\rho_a)$ であるから、

$$q = Q_0(\rho_{atm}/\rho_a)/(w_a \cdot b) \dots\dots\dots (13)$$

したがって、

$$\frac{q_p}{q_m} = \frac{Q_0 \rho / (w_a p \cdot b_p \cdot \rho_a p)}{Q_0 m / (w_a m \cdot b_m \cdot \rho_a m)} = 1 \dots\dots\dots (14)$$

である必要がある。これより空気供給量の比は次のように表わされる。

$$\frac{Q_{op}}{Q_{om}} = \frac{w_a \rho_a b_p \rho_{ap}}{w_{amb} \rho_{am}} \dots\dots\dots (15)$$

気泡の上昇に伴う水の上昇速度 w は、気泡の上昇速度 w_a より一般に小さく、気泡管からの高さに関係がある。気泡管から出たところでは $w \ll w_a$ であろうし、気泡管からはるかに離れると $w \approx w_a$ となるであろう。消波に最も関係がある表面水平流を相似にするためには、水平流発生の原因である上昇流の水面での値を実物と模型とで相似にする必要があるから、水面での w と w_a との関係を考えなければならない。

そこで両者の関係式として、簡単に

$$\frac{w}{w_a} = \left(1 - \frac{a}{h'}\right)^n \dots\dots\dots (16)$$

とおくことができるものとする。ここで h' は気泡管と水面までの距離、 a および n は定数である。厳密に相似則を展開するためには、気泡の上昇やそれに伴う周囲の水塊の連行機構の相似を考える必要があるが、ここでは現象を巨視的に把握して、上記の過程をすべて含み、できる限り簡明に表現したわけである。式(16)は $n > 0$ の場合には気泡管の深さ h' が小さくなって、一定値 a に近づくと $w \ll w_a$ となり、 $a \ll h'$ の場合には $w \approx w_a$ となることを示している。式(16)を式(15)に代入すると、 w は水面での値を考えているから、 ρ_a は ρ_{atm} となり、したがって $\rho_a \rho_{ap} / \rho_{am} = 1$ となるから、

$$\frac{Q_{op}}{Q_{om}} = \frac{w_p}{w_m} \frac{b_p}{b_m} \frac{(1-a/h_m')^n}{(1-a/h_p')^n} \dots\dots\dots (17)$$

が得られ、 $w_p/w_m = (l_p/l_m)^{1/2}$ 、 $b_p/b_m = l_p/l_m$ の関係を用いると次式が導かれる。

$$\frac{Q_{op}}{Q_{om}} = \left(\frac{l_p}{l_m}\right)^{3/2} \frac{\{1-(a/h_m')\}^n}{\{1-(a/h_p')\}^n} \dots\dots\dots (18)$$

この場合の a および n の値については、 h' を m 単位とすれば、 $a=0.075$ 、 $n=3$ であることを後述する。

(2) エアバブルカーテン流による消波に関する相似則

エアバブルカーテン流の模式図は、図-1 のようであるが、たとえば 図-2 に示す水平流速の測定結果⁹⁾からわかるように、消波に直接有効な表面水平流は、流速が水平方向 (x 方向) にも、また鉛直方向 (z 方向) にも変化する複雑な流れであり、このような流れと波の共存場での波の挙動を定式化することは簡単ではない。波と流れの運動を支配する基礎となる運動方程式は Navier-Stokes の式であるから、この場合の消波の相似則についても、やはり (1) で検討したように Navier-Stokes の式から出発した考察で十分と思われるが、念のためにここでは次の2つの単純なモデルに対して検討してみる。

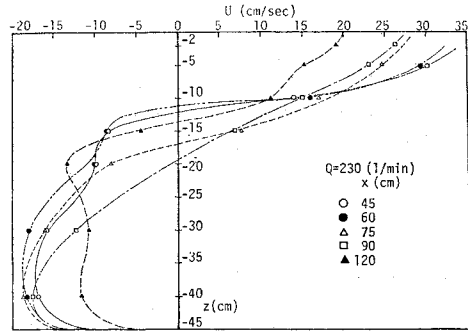


図-2 エアバブルカーテン流における水平流速の鉛直方向分布 ($Q_0=6.38 \text{ l/s} \cdot \text{m}^3$)

まず最初に流れが鉛直方向に一樣で、水平方向にのみ変化するとして、それに波が共存する場合を考える。微小振幅波を仮定すると、波と流れが共存するときの波に関するエネルギー平衡式は、一次元定常の場合、次のようである¹⁴⁾。

$$\frac{\partial}{\partial x} [E(U+c_g)] + E \left(\frac{2c_g}{c} - \frac{1}{2} \right) \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (19)$$

ここで、 E は波の単位面積当たりの全エネルギー、 U は一樣流の流速で順流が正、 c_g は波の群速度、 c は波速である。この式に対して前と同様、実物と模型に対して各項の比が等しいと置くと、結局、

$$\frac{U_p}{U_m} = \frac{T_p}{T_m} = \left(\frac{l_p}{l_m}\right)^{1/2} \dots\dots\dots (20)$$

というフルード則が得られるのみである。ここに、 T は波の周期である。

次に、Taylor が消波理論で取り扱った表面水平流の分布は、図-3 に示す一樣分布と直線分布であるが、ここでは実際に近い図の (b) に示すような直線分布の場合を考える。この場合、水平流は厚さ d をもち、その大きさは水平方向に変化しないとすると、この流れに共存する波の分散方程式は次のようになる¹⁰⁾。

$$\alpha \left\{ 1 - \frac{2kd}{Y} - \exp(-2kd) \right\} = (1-Y) \left\{ \frac{1 - \exp(-2kd)}{kd} - \frac{1+Y}{Y} - \frac{1-Y}{Y^2} (2kd) + \frac{1-Y}{Y} \exp(-2kd) \right\} \dots\dots\dots (21)$$

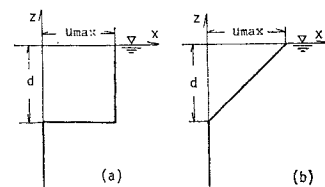


図-3 Taylor が仮定した表面水平流の鉛直分布

ただし、

$$Y = \frac{ku_{\max}}{\sigma} \dots\dots(22) \quad \alpha = \frac{g}{\sigma u_{\max}} \dots\dots(23)$$

ここで、 k は波数、 σ は角周波数、 u_{\max} は表面水平流の最大流速、 g は重力加速度である。式 (21) から得られる相似則もやはりフルード則であって、特別な法則は導かれぬ。すなわち、波と流れが共存する場合の相似則はフルード則でよいことがわかる。

式 (21) の分散方程式が成立しなくなる条件は、この流れに共存する波の群速度が 0 となることを意味するものであるが、逆流の流速がこの条件から得られる流速より小さい場合でも、実際には入射波は砕波することによってその波高が減少する。Brevik¹¹⁾ は空気防波堤による波の部分的消波のモデルとして、砕波条件を組み込んだ波高変化モデルを提案している。この砕波条件は波形勾配 H/L がある一定値になると砕けるというものであるが、これから導かれる相似則は、

$$\frac{H_p}{H_m} = \frac{L_p}{L_m} = \frac{l_p}{l_m} \dots\dots\dots(24)$$

という関係であって、波高比は常に長さの縮尺比にしておかねばならないこと、模型の方の波高が大きすぎると、部分消波のときの波高減衰を過大評価する可能性があることを意味している。なお、Williams¹⁵⁾ は噴流防波堤について、縮尺の異なる 4 種類の模型を用いて消波実験を行い、フルード則が適用されることを実証している。

(3) 空気供給量に関する相似則

空気供給量とエアバブルカーテン流との関係を示す力学的基本式が見出されると、それをもとにして相似則を導くことができるが、現在のところその基本式も明らかでなく、また気泡噴流の上昇や、それが水面に衝突して方向を変える過程も明確にはされていないので、厳密な意味での空気供給量についての相似則は見出すことができない。しかし空気防波堤の消波作用は、3. で示すように表面水平流によるものとされており、これと空気供給量の関係が与えられれば、空気防波堤の設計ができるので、これまで両者の関係を表わす経験式がいくつか提案されている。ここでは厳密には相似則とはいえないが、従来の経験式を用いて、原型と模型との間の空気供給量の関係式を相似則と考えて誘導してみよう。

Kobus¹⁶⁾ は気泡群とともに上昇する水塊の運動量変化が浮力に等しいとして 2 次元的な解析を行い、表面水平流の最大流速 u_{\max} と単位長さ当たりの空気供給量 Q_0 との関係式として次式を提案した。

$$\frac{u_{\max}}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1.75 \left\{ \frac{h_0}{(h' + z_0)} \ln \left(1 + \frac{h'}{h_0} \right) \right\}^{1/2} \dots(25)$$

ここに、 h' は気泡管の深さ、 h_0 は大気圧を水柱にした

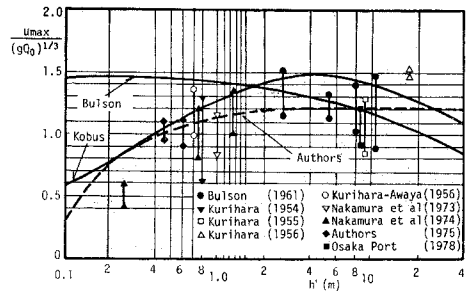


図-4 気泡管設置深さを与えたときの水平流の最大流速と空気量の関係

ときの高さ (≈10 m)、 z_0 は一定値であって Kobus は 0.8 m を与えている。

また Bulson¹⁷⁾ は大水深での実験結果をもとに次式を提案した。

$$\frac{u_{\max}}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1.46 \left(\frac{h' + h_0}{h_0} \right)^{-1/3} \dots\dots\dots(26)$$

図-4 は式 (25)、(26) で示される $u_{\max}/\sqrt[3]{gQ_0}$ と h' との関係式と、これまでの実験値や観測値をあわせて示したものである。図から Kobus の式はデータの上限を与える傾向があり、また Bulson の式は水深が 2 m 程度より小さくなると、大きすぎる値を与え、また逆に 10 m 程度より大きくなると小さすぎる値を与えることがわかる。

著者らは図中の実験値や観測値の平均的傾向から、 $u_{\max}/\sqrt[3]{gQ_0}$ と h' との新しい関係として次式を提案する。

$$\frac{u_{\max}}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1.22 \left(1 - \frac{0.075}{h'} \right) \dots\dots\dots(27)$$

この関係は 図-4 において破線で示される。

次に式 (25)~(27) の 3 種類の実験式に基づいて空気供給量の相似則を検討する。

まず、Kobus の式 (25) から、実物と模型との空気供給量の比は次のように表わされる。

$$\frac{Q_{0p}}{Q_{0m}} = \left(\frac{l_p}{l_m} \right)^3 \frac{\left\{ 1 + \left(\frac{z_0}{h_{m'}} \right) \left(\frac{l_m}{l_p} \right) \right\}^{3/2}}{\left\{ 1 + \left(\frac{z_0}{h_{m'}} \right) \right\}^{3/2}} \cdot \left[\frac{\ln \left\{ 1 + \left(\frac{h_{m'}}{h_0} \right) \right\}}{\ln \left\{ 1 + \left(\frac{l_p}{l_m} \right) \left(\frac{h_{m'}}{h_0} \right) \right\}} \right]^{3/2} \dots\dots\dots(28)$$

また、Bulson の式 (26) からは、

$$\frac{Q_{0p}}{Q_{0m}} = \left(\frac{l_p}{l_m} \right)^{3/2} \frac{1 + (h_{m'}/h_0)(l_p/l_m)}{1 + (h_{m'}/h_0)} \dots\dots(29)$$

が導かれ、さらに式 (27) からは次式が求められる。

$$\frac{Q_{0p}}{Q_{0m}} = \left(\frac{l_p}{l_m} \right)^{3/2} \frac{\{ 1 - (0.075/h_{m'}) \}^3}{\{ 1 - (0.075/h_{m'}) / (l_p/l_m) \}^3} \dots\dots\dots(30)$$

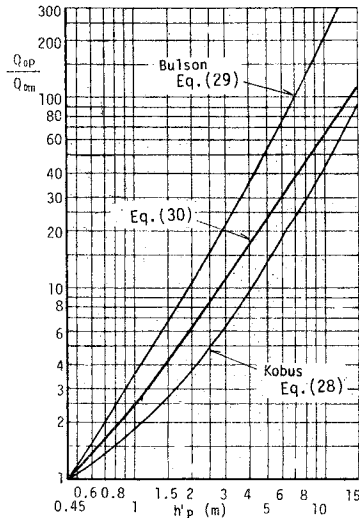


図-5 実物と模型の空気量の比 Q_{0p}/Q_{0m} と実物の気泡管の深さ h_p' との関係 (模型の気泡管の深さ $h_m'=0.45\text{m}$ の場合)

式 (30) と式 (18) を比較してわかるように、仮定した式 (16) の a, n の値はそれぞれ 0.075 および 3 であることが見出される。すなわち、 u_{\max} と Q_0 との関係を表 (27) の形におくことは、 w と w_a の比を表 (16) の形に仮定することに対応しているといえる。なお、式 (28)~(30) を導くにあたっては、フルードの相似則がすでに使用されている。これらの式において、 $z_0=0.8\text{m}$ 、 $h_0=10\text{m}$ 、 $h_m'=l_m=0.45\text{m}$ 、 $l_p=h_p'$ と置き、 Q_{0p}/Q_{0m} と h_p' との関係を図示すると、図-5 の曲線のように表わされる。これらの曲線から、Bulson 式に基づく曲線が最も大きな空気量を与え、Kobus 式に基づくものが最も小さい値を与えることがわかる。

3. Taylor の消波理論による必要空気供給量の算定

従来、設計波を消波するのに必要な空気供給量を算定する手法としては、Taylor の消波理論を用いる Bulson-Struct⁹⁾ の方法と、栗原らが現地実験の結果に基づいて作成した図表¹⁹⁾を用いる方法とがある。ここでは前者の方法で実験資料を解析してみたい。Taylor の消波理論の詳細については原論文¹⁰⁾、またはこれを浅海波の場合あるいは戻り流れのある場合に拡張した著者らの論文⁶⁾に譲ることとし、ここではその概略を述べる。

2. (2) で少し触れたように、Taylor の理論というのは、図-3 に示す厚さ d の一様分布と、直線分布をする表面水平流をそれぞれ仮定し、このような水平流に波が乗った場合を考え、逆流のときに水平流の流速が大きくなって、波が流れと共に存在し得なくなる限界の条件を求め

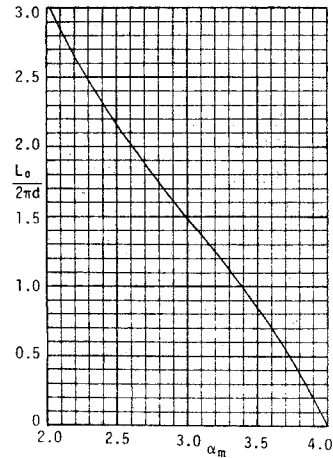


図-6 表面水平流が直線流速分布の場合の消波限界曲線

たものである。これは結果的には“波の群速度より大きい流速をもつ流れを波は遡上できない”という条件と同じものである。空気防波堤の表面水平流は 図-3(b) の直線分布に近いので、この場合についての消波に必要な空気供給量の算定法を述べる。いま水平流の厚さ d と深海波の波長 L_0 とによって作られる無次元量を $L_0/2\pi d$ とし、

$$\alpha_m = \frac{c_0}{u_{\max}} = \frac{g}{u_{\max} \sigma} = \frac{g}{2\pi u_{\max} f} \dots\dots\dots (31)$$

で表わされる α_m との関係で、波が流れを遡上し得ない(すなわち消波する)限界条件を表わすと、図-6 で示すような曲線が求められる。この曲線は式 (21) において、

$$Z = \frac{gd}{u_{\max}^2} = \frac{\alpha}{Y} kd = \text{const.} \dots\dots\dots (32)$$

としたときの、 $(-a)$ と $(-Y)$ の関係において、 $-\alpha$ が最小値 $-\alpha_m$ をとるとき、 $\alpha^2/z = L_0/2\pi d$ と $(-\alpha_m)$ との関係を示したものである。ただし、式 (21) は逆流の場合の u_{\max} を負として示したが、図-6 にはこれを正として $-\alpha_m$ でなく α_m で示してある。深海波の波長 L_0 は、

$$L_0 = \frac{g}{2\pi} T^2 = \frac{g}{2\pi f^2} \dots\dots\dots (33)$$

で表わされ、水平流の厚さ d は Bulson-Struct⁹⁾ によると、

$$d = 0.32 h_0 \ln\left(\frac{h'+h_0}{h_0}\right) \dots\dots\dots (34)$$

の実験式より求められるので、 $L_0/2\pi d$ は次のように表現される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{L_0}{2\pi d} &= \frac{B}{f^2} \\ B &= \frac{1}{0.32(2\pi)^2} \frac{g}{h_0} \left[\ln\left(\frac{h'+h_0}{h_0}\right) \right]^{-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (35)$$

以上より、気泡管設置深さ h' と波の周波数 f を与えると $L_0/2\pi d$ が求められ、図-6 より α_m の値が見出せる。式 (31) より u_{max} は、

$$u_{max} = \frac{g}{2\pi\alpha_m f} \dots\dots\dots(36)$$

と書けるから、 α_m と f とを与えることによって、消波に必要な水平流の最大流速 u_{max} が求められる。

したがって次の問題は u_{max} を実現するのに必要な空気供給量 Q_0 を算出することである。両者の関係は 2. (3) で示したように、式 (25)~(27) によって記述される。その中でも著者が提案した式 (27) が実験結果を最もよく説明できることを以下に示す。以上より、Taylor の理論に式 (27) を組み合わせることにより消波に必要な供給空気量を推算することができる。

4. 空気防波堤の消波に関する相似性の検討

ここではまず 2. で展開した空気防波堤の相似則の妥当性を検討するため、既往の現地スケールの実験の結果と、室内実験から相似則を用いて求めた現地換算値とを比較する。

次いで相似則を用いないで、3. で展開した Taylor の消波理論によって求めた理論値と、スケールの異なる各種の実験値との比較・検討を行い、相似則によって得られた結果の妥当性を検討する。

(1) 従来の実験結果の整理

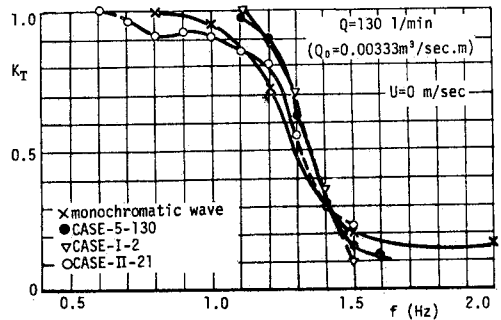
ここで検討の資料として用いたのは、著者らが水深 45 cm の実験水槽内で行った消波実験の結果⁹⁾、運輸省第三港湾建設局が大阪港で行った現地実験結果^{19),20)}、および Bulson が英国の Feltham における N.P.L. 船舶流体実験所で行った大水深の水槽実験の結果²¹⁾である。

a) 著者らの実験結果

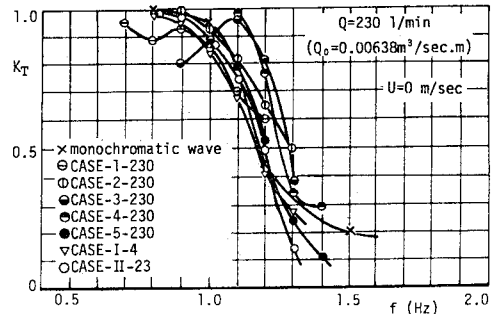
著者らは長さ 27 m、幅 50 cm、深さ 70 cm の実験水槽内に規則波⁹⁾およびスペクトル形状の異なる数種類の不規則波²²⁾を造波し、空気供給量を変化させたときの透過率特性を調べた。その結果、空気供給量が同じであれば、規則波も不規則波もほぼ同じ透過率特性を示し、不規則波のスペクトル形状もこれに関係しないことがわかった。その後実験を若干追加して透過率曲線を示したものが 図-7 である。この図で ×印は規則波の結果であり、他は不規則波による実験結果から

$$K_T = \sqrt{S_T/S_I} \dots\dots\dots(37)$$

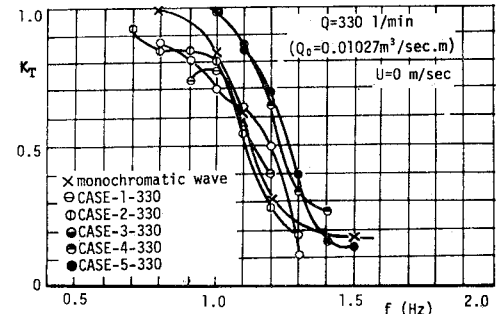
として求めた透過率である。ここに S_T 、 S_I はそれぞれ透過波および入射波のエネルギー スペクトル密度である。また実験値を破線で結んだ部分は、実験精度の上から疑問と考えられるところを示す。そしてこれらの透過



(a) Q=130 l/min



(b) Q=230 l/min



(c) Q=330 l/min

図-7 著者らの水槽実験から求められた透過率曲線の一例

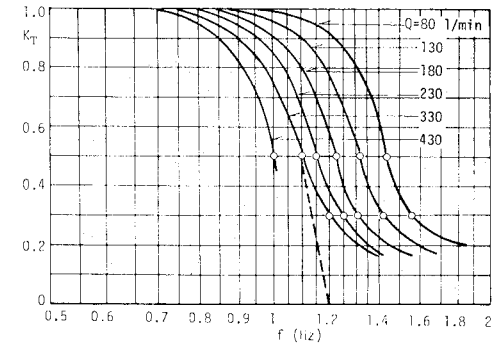


図-8 代表透過率曲線⁹⁾

率曲線の平均的傾向から、空気供給量ごとに 図-8 に示す代表透過率曲線を決定した⁹⁾。ここで、 $Q=430$ l/min の場合は規則波の実験⁹⁾のみで決定した。

図からわかるように、波の周波数 f が大きくなっても、透過率 K_T は 0 にならない。ある限界の周波数より大きい波は存在しないはずであるにもかかわらず、 K_T が 0 にならない理由は、空気防波堤自身によって発生する波が存在するためである。 K_T が図中の白丸で示した 0.3 および 0.5 となる場合は、エネルギー的には透過波はそれぞれ入射波の 9% および 25% に減少していることになり、上述の事実を考慮合わせると、 $K_T=0.3$ で入射波は実質的にはほぼ完全に消波されているとみなしてよいし、 $K_T=0.5$ に対応する周波数は消波周波数を示す 1 つの指標として取り扱ってよいと思われる。図中の破線は $K_T=0.3$ での周波数において波が完全に消波したものと仮定したときの透過率曲線を示したものである。以上より消波限界周波数 f_c として、 $K_T=0.3$ および $K_T=0.5$ に対応する 2 つの周波数を採用することにする。この実験から得られた空気供給量 Q_0 に対する f_c の結果を表-1 に示す。

表-1 著者らの実験結果から算出した $K_T=0.5$ および 0.3 に対する消波限界周波数 f_c (Hz) の値 ($h'=0.45$ m)

Q (l/min)	80	130	180	230	330	430
Q_0 ($m^3/s \cdot m$)	0.00199	0.00333	0.00477	0.00638	0.01027	0.01533
$K_T=0.5$	1.43	1.32	1.25	1.15	1.10	1.01
$K_T=0.3$	1.55	1.42	1.30	1.24	1.20	—

b) 大阪港における現地実験の結果

大阪港での現地実験¹⁹⁾は、1978年1月から2月において行われたもので、この場合の空気防波堤の設置水深は、防波堤の基部から13mまでがDL-6m、それから先端までがDL-9mで、平均潮位がDL+1mであるから、前者の部分が7m、後者の部分が10mとなる。したがって堤長25mの場合の気泡管の平均深さは8.5mとなる。この現地実験の結果の解析は、岩垣・酒井・辻²⁰⁾によって行われ、この防波堤の透過率と波の周波数との関係がたとえば図-9のように得られている。この図から直接には $K_T=0.3$ および 0.5 に対応す

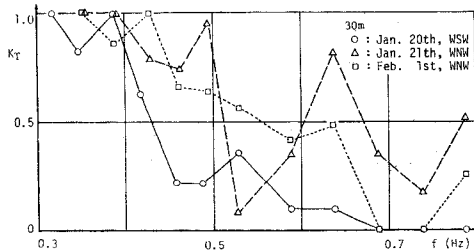


図-9 大阪港における現地実験から求められた空気防波堤の透過率と波の周波数の関係²⁰⁾ (堤長 30 m の場合)

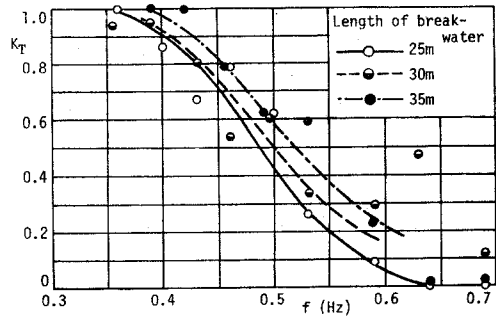


図-10 大阪港の現地実験から得られた空気防波堤の透過率曲線

表-2 大阪港の実験結果から算出した $K_T=0.5$ および 0.3 に対する消波限界周波数 f_c (Hz) の値 ($h'=7\sim 10$ m)

Q_0 ($m^3/s \cdot m$)	0.019	0.023	0.027
$K_T=0.5$	0.52	0.50	0.49
$K_T=0.3$	0.57	0.54	0.52

る波の周波数を読み取ることができないので、堤長ごとに各周波数に対する K_T の平均値を求めて、プロットしなおしたものが図-10である。ただし、堤長が35mの場合の風向WNWのデータは K_T が1に近い結果となっているので除外して平均した。このようにして得られた K_T に対して、平均の透過率曲線として求めたものが図中の曲線である。この3つの曲線から $K_T=0.3$ と 0.5 に対応する波の周波数 f_c を読み取って表にしたのが表-2である。この場合、堤長25m, 30m, 35mがそれぞれ $Q_0=0.027 m^3/s \cdot m$, $0.023 m^3/s \cdot m$, $0.019 m^3/s \cdot m$ に対応している。

c) N.P.L. 船舶流体実験所での実験結果

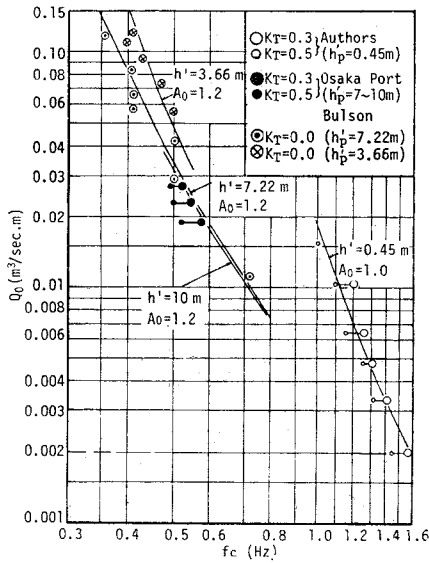
Bulsonが行った大水深の水槽実験²¹⁾は、幅48ft(14.6m)、長さ1300ft(396m)、水深25ft(7.62m)の水槽を用いたもので、気泡管の深さは23.7ft(7.22m)と12ft(3.66m)の2種類である。実験波は規則波を用いており、空気量を変化させて透過率を求め、それから透過率が0となる極限の空気量を推定するという方法をとっている。そのときの空気量と波の周波数との関係を示すと表-3のとおりである。

表-3 Bulsonの実験による消波限界周波数 f_c (Hz) の値²¹⁾ (a) $h'=7.22$ m

Q_0 ($m^3/s \cdot m$)	0.0111	0.0288	0.0418	0.0567	0.0660	0.0836	0.116
f_c (Hz)	0.715	0.500	0.500	0.408	0.408	0.406	0.356

(b) $h'=3.66$ m

Q_0 ($m^3/s \cdot m$)	0.0557	0.0734	0.0929	0.1198	0.1087
f_c (Hz)	0.500	0.467	0.431	0.410	0.397



図一11 必要空気供給量と消波限界周波数の関係についての Taylor の消波理論と実験結果との比較

(2) Taylor の消波理論による必要空気供給量の推算結果と、実験結果および観測結果との比較

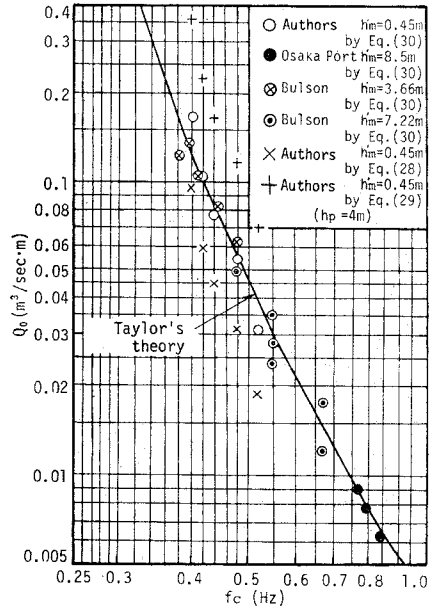
図一11 は、3. で説明した Taylor の理論による必要空気供給量 Q_0 と消波限界周波数 f_c との関係を示す推算曲線と、表一1~3 に示された水槽実験ならびに現地実験の結果とを比較したものである。図中の A_0 は、

$$A_0 = u_{max} / \sqrt[3]{gQ_0} \dots\dots\dots (38)$$

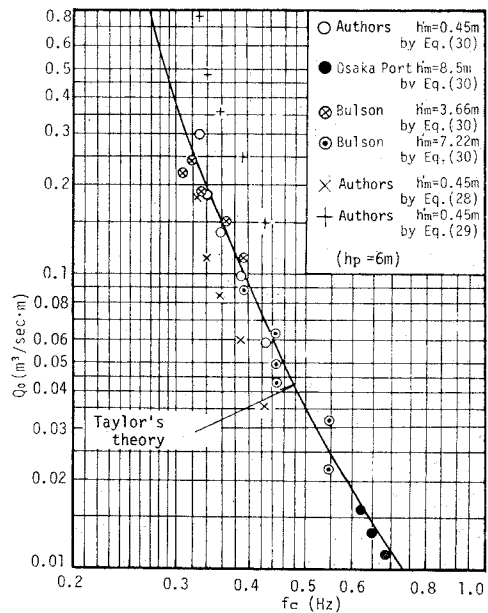
の値であって、 h' を与えて式 (27) から求められる A_0 の値と、図中の A_0 の値とはほぼ等しいことから、式 (27) を用いて Taylor の理論を適用すると実験値とよく一致するが、Kobus の式 (25) や Bulson の式 (26) で求められる A_0 の値で、 Q_0 と f_c の関係を算出しても実験値と一致しないことがわかる。これは式 (27) がすべての水深にわたり u_{max} と Q_0 の関係をうまく表現できていること、Taylor の理論によって空気防波堤の消波機構がよく説明できることを意味している。また図一11 で、気泡管設置深さ h' により実験値が区分され、Taylor の推算値を示す曲線が不連続となるのは、スケールの効果、すなわち設置深さ h' の効果が大きいためである。

(3) 相似則の妥当性の検討

表一1~3 に示した結果は、気泡管設置水深 h' が異なるため、空気供給量 Q_0 と消波限界周波数 f_c との関係は当然同じものとはならない。しかし相似則により、三者の結果を共通の気泡管設置水深での値に換算すると、その相似則が適切なものであれば、 Q_0 と f_c とは同じ関係で結ばれるはずである。



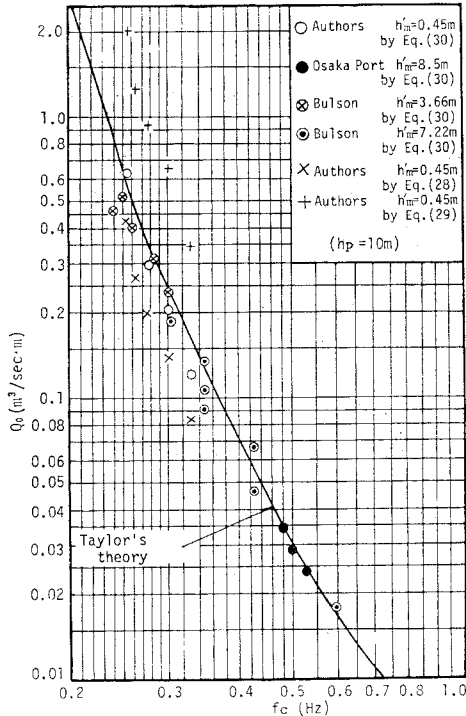
(a) 実物の気泡管深さ h' を 4m とした場合



(b) 実物の気泡管深さ h' を 6m とした場合

図一12 空気供給量と消波限界周波数に関する 実物換算値の比較

ここで現地における空気防波堤の気泡管設置水深 h'_p として 4m, 6m および 10m の 3通りの場合を考え、表一1~3 に示した Q_0 と f_c の値をこれらの h'_p の場合の値に換算してみる。適用する相似則は 2. で展開したものである。すなわち f_c についてはフルードの相似則、 Q_0 については式 (28)~(30) の 3通りの関係式を適用してみた。なお表一1、表一2 の f_c の値のうち、

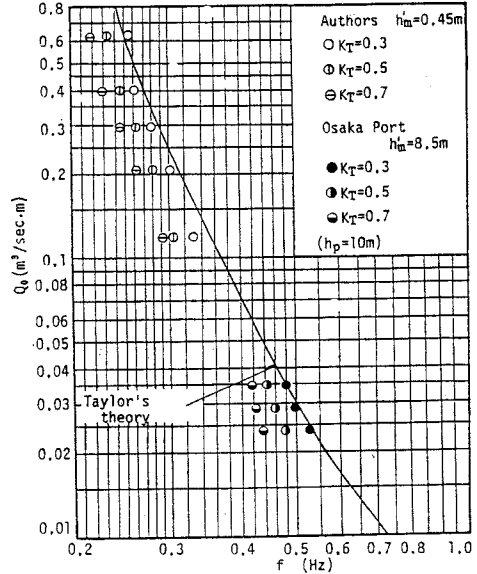


(c) 実物の気泡管深さ h' を 10m とした場合
 図一12 空気供給量と消波限界周波数に関する実物換算値の比較

$K_T=0.3$ に対応する値を相似則により換算することにした。

図一12 (a)~(c) は、共通の気泡管設置水深に対して f_c および Q_0 を相似則により換算した結果をプロットしたものである。図中には著者らの $h_m'=0.45m$ の実験結果を、各 h_p' の場合の Q_0 と f_c に換算するとき、式 (30) を用いたものと、式 (28) および式 (29) を用いたものが示されている。これらの図からわかるように、式 (30) の相似則を用いた場合には、スケールの異なる実験データがよくまとまるのに対し、Kobus の式によるものは Q_0 が小さすぎ、Bulson の式によるものは大きすぎる値を与えることがわかる。このように完全消波が $K_T=0.3$ に相当するとして、空気量の相似則を検討し、その結果、式 (30) による相似則が妥当であることがわかった。

部分消波についても、この相似則が適用できるかを検討するため、 $K_T=0.5$ および $K_T=0.7$ に対応する周波数と空気量との関係について同様な考察を行った。なお Bulson の実験結果は部分消波に対しては公表されていないので利用できない。この考察は h_p が 4m, 6m および 10m の3つの場合について行い、部分消波についても式 (30) の相似則が成立すると考えてよいという結果を得た。ここでは $h_p=10m$ についてのみ 図一13 に



図一13 部分消波に必要な空気供給量の実物換算値 (実物の気泡管深さ h' を 10m とした場合)

示した。

また、図中の曲線は Taylor の理論により h' と f_c を与え、式 (27) を用いて Q_0 を算定した結果であり、いずれの場合も式 (30) を用いて換算された実験値とよく一致していることがわかる。

両者の推算法は、いずれも空気供給量 Q_0 と水平流の最大流速 u_{max} の関係式 (27) を用いているほかは、まったく別個に導かれたものであり、2つの結果が一致することはきわめて興味深いことである。空気防波堤を現地に適用する場合に、どちらの方法も空気供給量の推算法として信頼できるが前述した相似則によれば部分消波についても適用でき、空気防波堤の実用化という観点からも模型実験の有用性が明確になったといえる。

なお、表一3 (a) あるいは 図一11 や 図一12 からわかるように、Bulson の $h'=7.22m$ のときの実験値は、 f_c が同じでも Q_0 の値が異なる場合があるが、これを Bulson は入射波の波形勾配の影響によるものと考えて検討した結果、波形勾配が大きいと Q_0 も大きくなることを見出している。これは波形勾配が大きくなると、群速度が増大するので波の伝播を阻止するためには表面水平流の速度を若干大きくしなければならぬ、すなわち Q_0 を若干増大しなければ阻止できないことを意味しているものと思われる。ただし、流れによる碎波については逆に波形勾配の大きい波の方が砕けやすく、部分消波に対しては上記の逆の性質を示すことに注意する必要がある。以上より、式 (24) の相似則に従えば、この条件は満たされるわけであり、模型波の選定にあたっては、実物波の波形勾配より大きい波を模型波に用いれば安全

側といえる。

5. 結 論

(1) 空気防波堤の力学的相似を明らかにするため、空気泡の噴出によって形成されるエアバブルカーテン流と、形成されたエアバブルカーテン流の消波作用に分けて検討した結果、フルード則が適用されることがわかった。ただし空気供給量に関する相似則は、フルード則のほかに気泡の上昇速度とその周囲の水の上昇速度の比から導かれる関係式が必要であることがわかった。

(2) 空気供給量 Q_0 と表面水平流の最大流速 u_{max} との関係を示す式として Kobus や Bulson の式があるが、従来の実験値を広範囲の気泡管の深さにわたって、その平均的な傾向を表示する新しい実験式を提示した。この式とフルード則を組み合わせて、空気供給量の相似を示す式が導かれたが、これは気泡の上昇速度と周囲の水の上昇速度の比から導かれる関係式と同じ形をしていることがわかった。

(3) Taylor の消波理論を、著者らの水槽実験と大阪港での現地実験および Bulson の大水深実験の結果に適用したところ、上記の Q_0 と u_{max} の新しい実験式を用いると、いずれの実験値も Q_0 と消波限界周波数 f_c との関係を表わす理論曲線とよく一致することがわかった。

(4) これらのスケールの異なる既往の実験結果を、ここで展開した相似則により同じ気泡管設置深さでの値に換算すると、 f_c と Q_0 の関係がよくまとまることがわかった。部分消波についても同様によく整理できることが確かめられた。以上のことから、ここで展開した相似則が妥当なものであると判断される。したがって、設計対象波と気泡管設置深さが与えられたときに、消波に必要な空気供給量は、Taylor の理論を用いても求められるが、まったく別個の手法である相似則を用いても、模型実験の結果から実物における所要の空気量を、十分な信頼性をもって推算できることがわかった。

最後にこの研究の一部は文部省科学研究費(試験研究)によるものであることを付記する。

参 考 文 献

- 1) Laurie, A.H. : Pneumatic Breakwaters, The Dock and Harbour Authority, May, pp. 11~13, 1952.
- 2) 栗原道徳：空気防波堤の研究に就いて V——日本鋼管鶴見造船所に於ける現地実験 1 第 11 号台風来襲時の性能テスト——, 九州大学応用力学研究所々報, 第 12 号, pp. 39~59, 1958.
- 3) 岩垣雄一・安井誠人：空気防波堤に関する研究(第 1 報)

- 空気防波堤の基本的性質——, 第 22 回海岸工学講演会論文集, pp. 563~569, 1975.
- 4) 岩垣雄一・石田 啓・本田 勉・須藤雄二：空気防波堤に関する研究(第 2 報)——潜堤との併用効果——, 第 23 回海岸工学講演会論文集, pp. 158~163, 1976.
 - 5) 岩垣雄一・浅野敏之・間瀬 肇：空気防波堤に関する研究(第 3 報)——浮防波堤との併用効果——, 第 24 回海岸工学講演会論文集, pp. 290~294, 1977.
 - 6) 岩垣雄一・浅野敏之：空気防波堤に関する研究(第 4 報)——空気防波堤の消波理論——, 第 24 回海岸工学講演会論文集, pp. 295~299, 1977.
 - 7) 岩垣雄一・浅野敏之・須藤雄二・山中庸彦：空気防波堤に関する研究(第 5 報)——空気防波堤の消波護岸への応用——, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp. 412~415, 1978.
 - 8) 岩垣雄一・浅野敏之：流れが空気防波堤の消波効果に及ぼす影響——空気防波堤に関する研究(第 6 報)——, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 413~417, 1982.
 - 9) Bulson, P.S. and M.I. Struct : The theory and design of bubble breakwater, Proc. 11th Conference on Coastal Engineering, Vol. II, pp. 995~1015, 1968.
 - 10) Taylor, S.G. : The action of a surface current used as a breakwater, Proc. Royal Society of London, A., Vol. 231, pp. 466~478, 1955.
 - 11) Brevik, I. : Partial wave damping in pneumatic breakwater, Proc. A.S.C.E., Vol. 102, No. HY 9, pp. 1167~1176, 1976.
 - 12) 岩垣雄一：海岸および港湾の模型実験について, 海岸工学の最近の進歩(昭和 35 年度講習テキスト), 土木学会関西支部, pp. 21~42, 1961.
 - 13) 日野幹雄：流体力学, 朝倉書店, p. 275, 1974.
 - 14) 岩垣雄一：波とその変形, 水工水理学(石原藤次郎編), 丸善, pp. 467~515, 1972.
 - 15) Williams, J.A. : Verification of the Froude modeling law for hydraulic breakwater, University of California, Hydraulic Engineering Laboratory, Wave Research Projects, Wave Research Lab., Tech. Report Series 104 Issue 11, pp. 1~22, 1960.
 - 16) Kobus, H. : Berechnungsmethode für Luftschleier-Strömungen zur Auslegung von pressluft-Ölsperren, Wasserwirtschaft, Band 62, Heft 6, s. 159~166, 1972.
 - 17) Bulson, P.S. : Current produced by an air curtain in deep water, The dock and Harbour Authority, pp. 15~22, May, 1961.
 - 18) 栗原道徳：空気防波堤の研究に就いて VII, 日本鋼管鶴見造船所に於ける現地実験 2, 九州大学応用力学研究所々報, 第 15 号, pp. 23~38, 1960.
 - 19) 松本輝寿・曾我部隆久・奥村研一・木村慎太郎：空気防波堤の現地実験について, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp. 407~411, 1978.
 - 20) 岩垣雄一・酒井哲郎・辻 義則：現地実験による空気防波堤の透過率の周波数特性, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp. 397~400, 1980.
 - 21) Bulson, P.S. : Large scale bubble breakwater experiments, The Dock and Harbour Authority, pp. 191~197, Oct., 1963.
 - 22) 岩垣雄一・浅野敏之：不規則波に対する空気防波堤の消波性能について, 第 17 回自然災害科学総合シンポジウム講演会論文集, pp. 311~312, 1980.

(1982.10.25・受付)