

空気防波堤の研究に就いて

応用力学研究所水文学研究委員会

<https://doi.org/10.15017/4743349>

出版情報：応用力学研究所所報. 5, pp.17-41, 1954-08. Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University

バージョン：

権利関係：

空気防波堤の研究に就いて¹⁾

応用力学研究所水文学研究委員会

空気防波堤が実際に役立つならば、簡単な防波装置として重要な意味をもつ。然るに、Laurieに依れば、原理の発見者 Brasher が試みた最初の施設の成功を除いて、他の多くの試みは悉く失敗に終つてゐる。更に、この実施には多額の費用を要するを以つて、試みとして数多くの施設をすることは困難である。従つて今日までの実例及び研究に検討を加へ、今後に於て組織的な研究を行ひ、空気防波堤の性能を明かにすることが望ましい。この様な意味に於て、吾々は応用力学研究所に於て行つた調査及び研究、それはようやくその緒に就いたばかりではあるが、その概要をこゝに報告し、空気防波堤に興味をもつ研究者の参考に供せんとするものである。

緒言に於ては、外国に行はれた実例、見解及び研究の歴史及び著者の見解が述べられてゐる。Iに於ては、空気防波堤の流体力学的考察が行はれてゐる。次元考察により所要動力と波長との関係が導かれ(2)、更に消波作用は気泡の上昇により誘起される上昇水流に基くものではなく、これが水表面に達し方向を變へて生ずるところの水平流によるものであることが、実験的及び理論的にも確められる(3,4)。続いて、2に於て導かれた所要動力と波長との関係式の係数が理論的に与へられ(5)、空気防波堤の消波特性曲線が計算される(6,7)。最後に bubble-jet の現象が理論的に考察され、その性能が論じられてゐる(8,9)。

IIに於ては、諸外国に於ける実例及び実験研究が紹介され、それ等に就いて、対象となつたであろう波の波長及び所要動力が推定される(10,11)。12,13に於て応用力学研究所に於ける予備実験の結果が示され、理論との比較が行はれてゐる。利用出来る総ての資料により、空気防波堤に要する動力と波長との関係が、理論的最小動力と比較され、bubble-jet の能率が論ぜられてゐる。

IIIに於ては、実際の波浪に対する空気防波堤の作用が少しく論ぜられてゐる(スペクトル分析による)。

1. 緒言 水文学研究委員会は長崎県土木部の要請に依つて1953年4月空気防波堤実用化の可能性を試験する意味に於て幅50糎、深さ50糎、長さ10米の水槽にて素焼の気泡発生器を用ひ簡単な実験を行つた。その結果は大変良好であつたため引き続き幅1.5米、深さ1米、長さ20米の水槽にて定量的研究を行ふこととした。然るに1954年3月実験装置完成の直前水槽拡張工事のため当分研究を中止せざるを得なくなつたので、今日までに得られた理論的研究の結果に併せて実験装置解体に際して急遽行つた予備実験の結果をここに報告することとした。

海底から噴出する多量の気泡が波長の勢力を消失せしめる作用は半世紀の昔(1906)米人 Philip Brasher に依つて発見された。彼はこの作用は気泡の圧縮性に基く緩衝作用によるものと理解し、San Pedro 附近の El Segundo 港に設備して著しい成功を取めた。これに続いて多くの空気防波堤が設置された模様であるが、その大多数は失敗に終り、防

¹⁾ 空気防波堤に関する研究報告 第2。この稿の責任は栗原道徳にある。

波施設として確立されることなく無為の半世紀が過ぎ去つたのである。

1952年に至り、A. H. Laurie^{2,3)}は成功を収めた Brasher の場合と不成功に終つたその他の数多くの場合とを比較検討して、空気防波堤の機構に就いての Brasher の理解が誤りであつたこと及びこれが成功するための条件を指摘し、多くの研究者の注意を喚起した。即ち彼の説によれば、空気防波堤の機能は気泡の上昇に伴つて誘導される上昇水流が波動の週期運動を最も効果的に破壊せしめ得る場合に発揮されるものであり、そのためには充分な空気量を必要とするほかに、空気放尿管は波動運動の殆んど伝えられない様な 30 呎以上の深さに設置されなければならない。

彼はこの様な原理に立つて Brasher の施設の資料を参考として Dover 港のドックに適用して成功を収めている（但し重要資料の発表されていないことを遺憾とする）。

他方空気防波堤の基礎的研究は極く少ない様で、各所で行われたであろう小規模の試みを除いて、吾々の知る範囲では I. A. Bogolepoff⁴⁾に依つて報ぜられているソ連中央科学研究所に於けるものを挙げ得るのみである。この研究は大型水槽で行われた大規模のものであり、夥しい資料を与へてゐるが、著者自身も述べてゐる様にこれ等を用ひて空気防波堤の機構を探り、その性能を定量的に知ることは困難である。これは恐らく研究者の理解の不足に基くものと思はれる。この様な点に就いて見るとき、最近に実施されつつある Docks and Inland Waterways Laboratory⁵⁾の wave tank に於ける研究は其の結果を期待される。

この様な研究の現状に於ては、吾々は空気防波堤の機構の根本的な探究から始めなければならない。従つて先ず、最も合理的と思はれる Laurie の説の裏づけを試みたが、理論的にも実験的にも成功しなかつた。即ち波が消失する様な場合には、上昇流に続く水表面に沿う水平流の影響が著しく、波は上昇流の活潑な領域に入る前に次第に波長を短め、同時に波高は高くなるが、水平流の最も著しい部分に至つて急に消失して仕舞ふ。実際水平に置かれた平坦なノズルからの水平噴流も、同様の消波作用をもつことが、実験的に容易に確められるばかりでなく、流体力学的にも容易に証明される。従つて上昇流の貢献を分離して検べることは、徒らに困難を体験するばかりで、その必要性は稀薄になつて仕舞つたのである。

空気防波堤の消波作用が気泡の上昇により誘導される水平流に起因するものとするれば、

²⁾ A. H. Laurie, "Pneumatic Breakwaters," The Dock and Harbour Authority, May, 1952, pp 11~13,

³⁾ A. H. Laurie, "Pneumatic Breakwater at Dover," The Dock and Harbour Authority, Dec. 1952, p. 249.

⁴⁾ I. A. Bogolepoff (布施敏一郎訳), "圧搾空気防波堤," 技術.

⁵⁾ "New Hydraulics Research Station," The Dock and Harbour Authority, Sep. 1953, pp 152-154.

吾々は先ず、i) 気泡の有する浮力によるポテンシャルエネルギーを能率よく水流の運動エネルギーに転換する様な気泡発生装置の研究を行わねばならないが、本質的な問題として次の如きものが考へられる： ii) 気泡を無数に含んだ噴流の研究、iii) 上昇水流が水表面に至つて移り変る水平噴流の研究、iv) 水平流の正弦波に及ぼす消波作用の研究。これ等のものは総て基礎的であるが、空気防波堤の實際に関連して、v) スペクトルを考慮に入れて、波浪に対する総合的な消波効果を研究する他に、vi) 施設せんとする港に於ける波浪の観測法、最後に、vii) 総合的実地試験及び施工法の研究等が考えられる。特に消波機能は対象とする波の波長に著しく影響されると思われるので v) に属する寸法効果の研究には慎重でなければならない。

水文学研究委員会は上記の各線に向つて研究を進めているが、前述の理由に依つて、後日なされるであらう少なからざる訂正をも顧みず、今日までに若干の成果を得られたものに就き以下其の概要を報告するものである。

I. 流体力学的研究

2. 消波に必要な動力と波長の関係 どの様な方法に依つて波を消すにしても、それが流体力学的なものである限り浅海波より深海波の方が容易である様に思はれるので、この報告に於ては総て深海波に就いて述べる。

空気防波堤の消波作用は結局気泡の上昇に依つて誘起される水流に基くものと考えられる。そこで一般に何等かの方法に依つて起された水流が消波に役立つたとする。簡単のために問題は総て波の進行方向を含む鉛直面内の2次元的なものとして、水流の幾何学的性質は1つの標準長 l により表はされるものとする。然るとき消波のために要する波頂に沿う単位長さ毎の動力 P は波長 λ 、波高 h 、水流の標準長 l 、海水の密度 ρ 及び重力の加速度 g の函数である。従つて次元考察に依つて

$$P = \rho g^{3/2} \lambda^{5/2} f\left(\frac{h}{\lambda} \cdot \frac{l}{\lambda}\right) \dots\dots\dots(2.1)$$

を得る。

所要馬力として、入つて来る波のエネルギーに対する出て行く波のエネルギーの比が一定の値をとる場合の動力を採用するならば、これは波高に余り影響されるとは考へられない(正弦波の場合には理論的に確められる)。従つて水流の幾何学的性質を相似に保ちながら、その標準長を波長に比例して変化させるならば(2.1)は簡単に

$$P = C \rho g^{3/2} \lambda^{5/2} \dots\dots\dots(2.2)$$

となる。茲に C は水流に固有の無次元常数である。

空気防波堤の場合には、気泡放出管の深度を H 、大気圧を水柱で測つて H_0 とすれば、

同様に次式を得る：

$$l = Hf (H/H_0) \dots\dots\dots(2.3)$$

(2.2), (2.3) は空気防波堤の所要動力を推定するために重要な関係式である. (2.2) は若し室内実験を詳細に実施することが出来れば確立することが出来る. そして装置を種々改良して C を最小にする様な l/λ の値が決定される筈である. 然しながらこれ等の結果を実際の空気防波堤に応用し得るためには, 少なくとも若干の大規模の実験を行い, 他方理論の助を藉りて (2.3) の関係を確立しなければならない. この様にして **Bubble Jet** の研究の重要性が強調される.

3. 上昇流の波に及ぼす影響⁶⁾ 現実には空気防波堤が消波作用をもつことを 1つの根拠として, その機構の本質を掴みたいのが吾々の希望である. 従つて考えられる種々の流体力学的な要素の効果を調べ挙げてゆけばよい. そして1つの大きな要素が発見されるならば, その他の余り重要でないものは, 課せられた問題の本質から見て簡単化のために無視されるのも止むを得ない. この様な意味に於て, 上昇流や大型の対流に就いては, それ等が消波には余り役立たぬであろうことを示す程度の吟味を以つて満足することにする.

波の進む方向に x 軸を, 鉛直上方に y 軸を採つて, 静止状態の水面に原点を選ぶことにする. z 軸は x, y 軸に直角にとる. この様な時に $y-z$ 平面内の流動 (V, W) が波にどの様な影響をもつかを検べて見る.

波の進む方向に x 軸を, 鉛直上方に y 軸を採つて, 静止状態の水面に原点を選ぶことにする. z 軸は x, y 軸に直角にとる. この様な時に $y-z$ 平面内の流動 (V, W) が波にどの様な影響をもつかを検べて見る.

簡単のために波動は z には無関係だとして, その速度を (u, v) とするならば運動方程式, 連続条件は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + V \frac{\partial u}{\partial y} &= - \frac{\partial p}{\rho \partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + V \frac{\partial v}{\partial y} + v \frac{\partial V}{\partial y} &= - \frac{\partial p}{\rho \partial y}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.1)$$

となる. 茲に ρ は密度, p は波動に伴う圧力変動を示す.

波動のない状態に対しては

$$\left. \begin{aligned} V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} &= - \frac{\partial p_0}{\rho \partial y} - g, \\ V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} &= - \frac{\partial p_0}{\rho \partial z} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.2)$$

が成立つ. 茲に p_0 は波動のない場合の圧力である.

従つて境界条件

⁶⁾ 気泡の圧縮性の波に及ぼす影響は, Laurie の吟味に依つても明かに小さいから, こゝでは初めから無視する.

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p_0}{\partial x} + v \frac{\partial p_0}{\partial y} + V \frac{\partial p}{\partial y} = 0$$

は次の如くなる：

$$\frac{\partial p}{\partial t} - v(g + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z}) + V \frac{\partial p}{\partial y} = 0. \dots\dots\dots (3.3)$$

波動のない場合の自由表面の水平面からの傾きを第1次の微小量とするならば、(3.3)の左辺に於て $vV \frac{\partial V}{\partial y}$ 、 $vW \frac{\partial V}{\partial z}$ 及び $V \frac{\partial p}{\partial y}$ は何れも第2次の微小量である。従つて (3.3) は

$$\frac{\partial p}{\partial t} - vg = 0 \dots\dots\dots (3.4)$$

となる。

若し V が x に無関係ならば、(3.1) は波動はポテンシャル φ をもつことを確める。そして境界条件 (3.4) は高次の微小量を無視して

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0, \quad y = 0 \dots\dots\dots (3.5)$$

となる。従つて波動は静水の場合と全く同じ性質のものである。即ち波の進行方向に直角な平面内の如何なる流動も、その x 軸に沿つての変化及び速度水頭が極めて小さい限り、波への影響は無視される。

以上の様にして上昇流自身は著しい消波作用をもたないであらうことが推測される。

4. 水平流の影響 空気防波堤に依つて波が崩壊して行く様子から、波の消失は上昇気泡に依つて誘導された自由表面を沿う水平流と密接な関係のあることは緒言に於て述べた通りである。以下この水平流の影響を流体力学的に考察してみる。

よく知られている様に、静水に於て波長 λ の波は

$$c^2 = g/k, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \dots\dots\dots (4.1)$$

にて与えられる速度 c を以つて進行してゆく。又水が全体として U なる速度で水平に流れている場合にも波はこの水に対して (4.1) で与えられる c を以つて進行してゆく。即ち $e^{i(\sigma t - kx)}$ なる型で波を表わせば

$$\left(\frac{\sigma}{k} - U\right)^2 = \frac{g}{k} \dots\dots\dots (4.2)$$

に依つて吾々に対する進行速度 σ/k が与えられる。

扱て吾々の場合には、静水中を伝つて来た波が速度 U の流域に來つて週期的な圧力変動を与へ、これに依つて波がこの流域に伝播して行くものと考へられる。従つて初めに与へられるものは波長ではなく振動数或は σ なのである。そして (4.2) に従つて与へられた σ に対する k を求める問題になる。即ち k に関する2次方程式 $U^2 k^2 - (2U\sigma + g)k + \sigma^2 = 0$ の根を求めることになる。 $U \rightarrow 0$ のさいに (4.1) に帰着する根を採用すれば

$$k = \frac{g + 2\sigma U - g\sqrt{1 + 4U\sigma/g}}{2U^2} \dots\dots\dots(4.3)$$

σ が与へられているものとして、静水の場合の量には“o”を付けて区別することにする：

$$\sigma^2 = k_0 g, \quad c_0^2 = \frac{g}{k_0}, \quad \sigma c_0 = g \dots\dots\dots(4.4)$$

流れの方向が波の進行方向と反対の場合だけが興味があるから、 n を正の数として

$$c_0/U = -n \dots\dots\dots(4.5)$$

とおけば、(4.3) は次の如くなる：

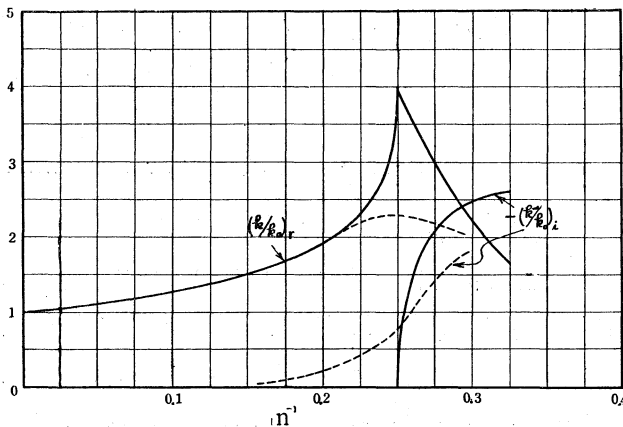
$$\frac{k}{k_0} = \frac{n^2}{2} \left\{ 1 - \frac{2}{n} - \sqrt{1 - \frac{4}{n}} \right\} \dots\dots\dots(4.6)$$

この式から知る様に、 $n \leq 4$ の場合に k/k_0 は複素数となり、然もその虚数部は負である。従つて波動項 $e^{i(\sigma t - kx)}$ には減衰要素が入る。即ち流体が波に向つて、その進行速度の 1/4 倍以上の流速をもつて流れるときには、波はこの水平流に依つて崩壊される。その際の減衰係数は

$$-k_i = \frac{n^2}{2} \sqrt{\frac{4}{n} - 1} \cdot k_0, \quad 4 \geq n > 2 \dots\dots\dots(4.7)$$

にて与へられる。従つて n が 4 より少しく小さくなると急激に増加し、恰も $n = 4$ が限界値であつて、これより少しでも小さくなると波は完全に崩壊し去つて仕舞うと考へて差支へない。

波数 k_r は、 n が無限大から減少して 4 になる間に、1 より次第に増加して 4 になる。即ち波長は次第に縮つて限界値 $\lambda_0/4$ となる。緒言に述べた様に、波が消失する様な場合

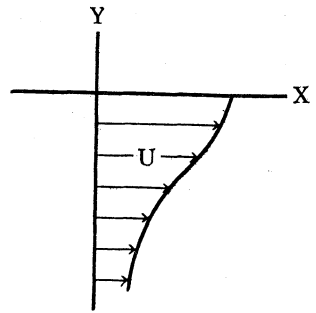


第 1 図 波数及び減衰係数と流速の関係

には先ず波長が著しく短縮されると言う事実は、この理論的結果に対応しているものであらう。

以上の結果は第1図に実線で示されている。

ここに吾々は無限に深い海水が一様に U なる速度で流れている場合を考へたのであるが、同じ様な計算に依つて、厚さ h の上層部だけが流れている場合をも研究することが出来る。波のエネルギーは表面から $1/k_0$ の厚みの層中に殆んど集つてゐることを思えば⁸⁾、 h が余り少くない限り上の結論と余り著しい違ひは起らぬことが想像される。実際 $hk_0 = \frac{1}{2}, \frac{1}{4}$ に就いての計算はこの推論を確めて呉れる。



第 2 図

次に一般に流速分布が y の函数 $U(y)$ である場合に就いて考へてみる。

u, v を波動運動の速度成分とすると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{dU}{dy} &= -\frac{\partial p}{\rho \partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + U \frac{\partial v}{\partial x} &= -\frac{\partial p}{\rho \partial y}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4.8)$$

ここで流れの函数 ψ を導入し、更に波動項 $e^{i(\sigma t - kx)}$ を仮定すれば、(4.8) から容易に

$$\psi'' - (k^2 - \frac{kU''}{\sigma - kU}) \psi = 0 \dots\dots\dots(4.9)$$

を得る。茲にグッシュニは y に就いての微分を示す。

自由表面の条件として圧力の一定なることを用ふると、(4.8) に依つて、 $y=0$ に於て

$$(\sigma - kU)^2 \psi' + kU'(\sigma - kU) \psi - gk^2 \psi = 0 \dots\dots\dots(4.10)$$

を得る。

(4.10) の条件のもとに (4.9) を解けばよいのだが、一般には困難な計算である。⁷⁾ 然しながら U が y と共に直線的に変化する場合には容易に解は求まる。即ち $U = U_0(1 + mk_0 y)$ とすると、波数は次式で定められることを知る：

$$\frac{k}{k_0} = \frac{n^2}{2} \left\{ 1 - \frac{2}{n} + \frac{m}{n^2} - \sqrt{\left(1 + \frac{m}{n^2}\right)^2 - \frac{4}{n}} \right\}, \dots\dots\dots(4.11)$$

⁷⁾ U が y の指数函数の場合には解かれてゐるが、複雑なために、解り易い形でこゝに應用するのは適しない。

茲に
$$c_0/U_0 = -n \dots\dots\dots(4.12)$$

この場合にも前同様に深いところの流速分布は余り重要ではないから、近似的に流速は表面より直線的に減少して $k_0 y = -\frac{1}{m}$ に於て零となり、それより深い部分では静水である場合に対応するものと考へて差支へない。

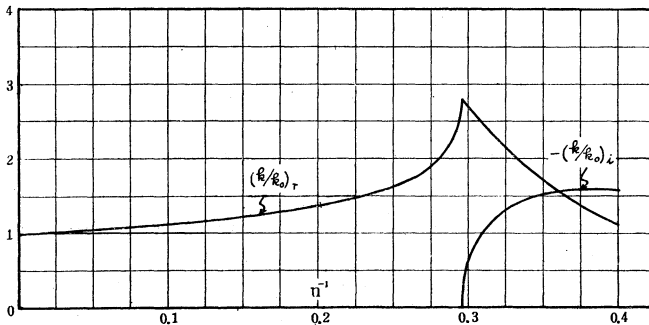
(4.11) から知られる様に、波が減衰するためには前同様 $n \leq 4$ でなければならない。そして層の厚みは次式で与へられる m_c に対応して $(m_c k_0)^{-1}$ より大きくなければならない：

$$m_c = -n^2 + \sqrt{4n^3} \dots\dots\dots(4.13)$$

参考のために数種の n の値に対する m_c を計算すれば次の如くなる：

n	2	2.5	3.0	3.39	3.5	3.8
m_c	1.66	1.66	1.39	1.00	0.84	0.38

第 1 図に対応して、 $m=1$ の場合の減衰係数及び波数の n による変化を第 3 図に示してある。この場合にも前同様に流速が限界速度を越すと極めて有効に消波作用が働く。



第 3 図 波数及び減衰係数と流速の関係

以上簡単に水平流の影響を吟味したが、今後には流速分布が一そう事実に近い y^2 の指数関数で与へられる場合等に就き吟味されるべきであらう。

5. 水平流に依つて消波する場合の所要馬力 前述の様に限界状態が明瞭なので、水平

流により消波するとした場合の動力は容易に計算される。

今海水が厚さ h の層をなして一様な流速 U にて流れるとすると、これを持続させるためには単位の幅に就いて $\frac{\rho}{2} U^3 h$ だけのエネルギーを毎秒与へなければならない。空気防波堤の場合には気泡放出管の前後に対称な流れを生ずるから、上記の値を 2 倍して $\rho U^3 h$ となる。

h が $\frac{1}{4k_0}$ に等しい場合でも有効な消波作用をもっている。この場合に就いて計算すると

$$P = \rho U^3 h = \frac{\rho c_0^3}{4k_0} / n^3 = \rho g^{3/2} \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^{2.5} \cdot \frac{1}{4n^3} \dots\dots\dots(5.1)$$

となる。これは (2.2) に対応するもので、前には未知であつた無次元常数が陽に示されている。理論的な最小動力として $n=3$ とおくと、単位を KW/m にとつて、

$$P = 0.003 \lambda^{2.5}, \quad \lambda \text{ in } m. \dots\dots\dots(5.2)$$

これは一つの例に過ぎないが、今仮りに $\lambda=30m$ とおくと $P \doteq 15 \text{ KW}$ を得る。

次に一そう実際に近い流速分布として前節に取扱つた直線分布の場合に就いて計算すると：

$$P = \rho \int_{-\frac{1}{mk_0}}^0 |U|^3 dy = \frac{|U_0|^3}{4mk_0} = \frac{c_0^3}{k_0} \cdot \frac{1}{4mn^3} \dots\dots\dots(5.3)$$

(4.13) を用いて 1 米毎の最小動力 (KW) を求めると：

$$m = 1.19, \quad n = \left(\frac{9}{5}\right)^2,$$

$$P_{\min} = 0.002 \times \lambda^{2.5}, \quad \lambda \text{ in } m \dots\dots\dots(5.4)$$

$\lambda = 30m$ に対して $P_{\min} \doteq 10 \text{ KW/m}$ となる。 λ が増すとこの値は急に増加する。従つて空気防波堤は長い波長の波に対して余り有効なものとは考へられない。

他方僅かな例ではあるが、上記のものより遙かに少ない動力を用ひて成功していることが報ぜられている (後出)。この理論と実際との矛盾は何に起因するものであろうか。これに就いて 3 通りの解釈が可能である。即ち消波作用として更に有効な機構の存在、或は空気防波堤の成功しているのは波長が 20 m 以下であること、最後に波浪は理論的な正弦波と著しい相違をもつており、そのために消波作用が有効に作用する等が考へられる。以下これ等に就いて少しく考察してみる。

6. 渦動粘性の影響 上昇流や水平流の他に流体力学的に波動運動に影響をもつものとして粘性が考へられる。然しながら分子粘性は余りにも力ないものなので度外視する。

海底から気泡が上昇するとき生ずる誘導流は噴流の場合と同じ様に大きな乱れを生じ、水平流はこの乱れを伴ふ。更に水平流自身水平の自由表面をもつた噴流であり、従つて著しい乱れを生ずる。これ等の乱れに依る渦動粘性は水流自身に基くものであるが、更に消失した波のエネルギーは乱れのエネルギーに遷移すると考へられる。従つて普通の噴流に較べて大きな渦動粘性を期待することが出来る。

噴流や後流の場合に平均流の拡りに較べて乱れの場の拡りは大変に大きいこと、及び波のエネルギーは比較的上層に集中していることから⁸⁾ 粘性係数 ν は一様な値をもつとして

⁸⁾ $h = \frac{1}{k}$ の層の中に全体の energy の 0.865 倍が集中してゐる。

取扱う。

先ず粘性の影響だけを取り出してみる。Lamb の教科書⁹⁾によれば、波動に e^{ikx+nt} なる形を仮定すると、 k と n とは次の様な関係で結ばれる：即ち

$$gk = \sigma'^2, \quad \nu k^2 / \sigma' = \theta, \quad n + 2\nu k^2 = x\sigma' \quad \dots\dots\dots(6.1)$$

とおけば

$$(x^2 + 1)^2 = 16\theta^3(x - \theta) \quad \dots\dots\dots(6.2)$$

吾々の場合には n を与へて σ' 従つて k を求めるのである。然しながら渦動粘性の値が知られるならば、 k に静水 ($\nu = 0$) の値を用ひて θ の大きさの程度を知ることが出来る。

前同様に渦動粘性の作用していない元来の波に関する量には符号“0”を付けて區別する。普通の様子に u を渦擾速度、 l を混合距離として $\nu = u \cdot l$ と定義する。そして α' 、 β を常数として

$$u/c_0 = \alpha', \quad 2\pi l/\lambda_0 = lk_0 = \beta \quad \dots\dots\dots(6.3)$$

とおけるものとする。

(6.3) を用ひて (6.1) により θ を求めると、 $\theta \sim \alpha'\beta$ となる。後に知る様に、これは高々 0.01 の程度のものである。従つて (6.2) に於て右辺を無視して差支へないから、(6.1) を用ひるならば、 x -方向に進む波に対して

$$n = -i\sigma' - 2\nu k^2$$

を得る。ここで記号を吾々の用ひて来たものに戻すために $n \rightarrow -i\sigma$ の置き換へをすると上式は

$$\sigma^2 + 4i\sigma\nu k^2 - 4\nu^2 k^4 = gk \quad \dots\dots\dots(6.4)$$

となる。

(6.4) に於て再び $\alpha'\beta$ の 2 乗以上を無視すると 最後に

$$\frac{k}{k_0} = 1 + i4\alpha'\beta \quad \dots\dots\dots(6.5)$$

を得る。

$\alpha'\beta$ は高々 0.01 の程度のものであるから、波が半波長進む間に波高は僅かに 0.887 倍に減少するだけである。従つて粘性の影響は、単独では余り重要ではない。

然るに粘性の影響は波数の自乗に比例して増大される。従つて水平流に依つて消波が行はれる場合に伴ふ波数の増大は粘性の影響を著しく増大せしめる筈である。即ち水平流に依つて限界状態にある場合には粘性の効果は顕著となるものと思われる。この様子を知るために最も簡単な一様流の場合に就いて考察してみる。

⁹⁾ H. Lamb, Hydrodynamics, Sixth Edition (1932), p. 627.

この場合にも $(\alpha'\beta)^2$, $(\alpha'\beta)^3$ を 1 に対し無視し, $\sigma \rightarrow \sigma - kU$ の置換をすれば, (6.4) は

$$(\sigma - kU)^2 + 4i\nu k^2 (\sigma - kU) = gk \dots\dots\dots(6.6)$$

を与へる.

(6.6) は k に就いての 3 次式なので解くことは出来るが, 簡単のために近似法として, 左辺の第 2 項に於て $(\sigma - kU)$ を $(\sigma - \bar{k}U)$ とおくならば (\bar{k} は水平流のみで粘性の作用していない場合の値), (6.7) は次の如くなる:

$$\{1 + ia(n + \bar{y})\} y^2 - n(n - 2)y + n^2 = 0, \dots\dots\dots(6.7)$$

茲に

$$u = \alpha|U|, \quad \bar{k}l = \beta, \quad 4\alpha\beta = a, \quad y = k/k_0 \dots\dots\dots(6.8)$$

とおかれており,

$$\bar{y}(n) = n \cdot \frac{n - 2 - \sqrt{n(n - 4)}}{2} \dots\dots\dots(6.9)$$

である. (6.7) の 2 つの解の内 次のものだけが興味がある:

$$\left. \begin{aligned} y(n, a) &= n \cdot \frac{n - 2 + \sqrt{D}}{2(1 + ia(m + \bar{y}))}, \\ D &= n^2 - 4n - 4ia(n + \bar{y}), \\ 2\pi &\geq \arg. \text{ of } D > 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6.10)$$

7. 上昇流は水面に至つて水平流となる. この水平流は水表面に沿ふ 1 つの自由噴流であるから, 噴流に関する実験結果を用いて α , β の値を推知することが出来る.

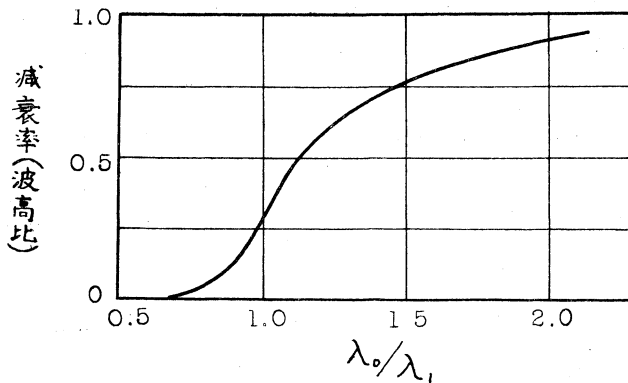
混合距離は噴流の半巾の約 0.09 倍である. 従つて水平流の厚みを k_0^{-1} 程度のものとすると $\beta \doteq 0.09$ である. 渦擾速度は噴流の中心速度の 0.09 倍程度であるから $\alpha \doteq 0.09$ を得る. 故に $\alpha\beta \doteq 0.008$ となる. 然るに 6 節の始めに述べた様に, 乱流は噴流自身ばかりでなく波動運動の崩壊に依つても発生される. 従つて $\alpha\beta$ は著しく増加される筈である. その値は実験的に定める以外にないが, 今仮りに約倍の値を採用して $\alpha\beta = 0.02$ とし, 以下計算を行つて見る. (第 11 節参照)

$a = 4\alpha\beta = 0.08$ 及び第 1 図に与へられる \bar{y} の値を用いて, (6.10) により $y (= k/k_0)$ を求めることが出来る. 計算の結果は, 対比のために, 同図の中に点線で示されている. 図から明かな様に, 粘性の作用は限界状態の附近に於て著しく現はれるが, 減衰は粘性のない場合に較べて広い範囲に行はれる.

水平流を除いて, ただ同じ粘性が働くものとすれば (6.3), (6.5) 及び (6.8) から $y = 1 + ia/n$ である. 従つてその作用は無視される.

この様に粘性自体の貢献は問題にならないが, 水平流のある場合にはその効果は著しく増大される.

限界波長が λ_1 である様に設計された空気防波堤にあつて、その消波に役立つ有効な距離が、仮りに $\lambda_1/4$ であるとし、この空気防波堤に種々の波長の波が当たった場合にどのような減衰が生ずるかを、上記の計算結果を利用して、計算すると第4図の如くなる。これは後に示す測定結果(第8図)に対応するものである。



第4図 消波特性曲線(理論)

粘性は空気防波堤の消波特性曲線に著しい影響を及ぼす。従つて α , β の見積には今後の検討を要する。

8. Bubble Jet の研究

空気防波堤のその名の来る所以である bubble jet を流体力学的に考察してみる。

Bubble jet の理論に対して、気泡群の上昇に依つて生ずる誘導水流に対する気泡群の相対速度に関する知識は重要な意味をもつが、これは困難な問題なので、ここでは触れないことにする。然し、次のことは明かなことである。気泡が極めて小さくてその運動に対する流体抵抗が充分大きければ、気泡だけが上昇しないで、気泡を包含する流体自身に浮力が作用して、そのために流体が上昇すると考へて差支へない¹⁰⁾。今はこの様な場合に就いて考へることとし、更に簡単のために水深は浅く、静水圧は大気圧に較べて小さく、気泡の容積変化は無視されるものと仮定する¹¹⁾。

上昇流は流体に気泡が含まれていることに依つて誘起されるから、吾々は単位体積中の気泡群の容積、即ち気泡密度 q が上昇流 (U , V) と共に如何に変化するかを併せ考へねばならない。ノズルの幅を D とする。鉛直に x 軸を、ノズルに直角水平方向に y 軸を、ノズルの長さの方向に沿つて z 軸を取る。状態は総て z に無関係だとする。

ノズルから充分離れた点 ($x/D \gg 1$) に於ける jet の断面の状態は総て相似的である

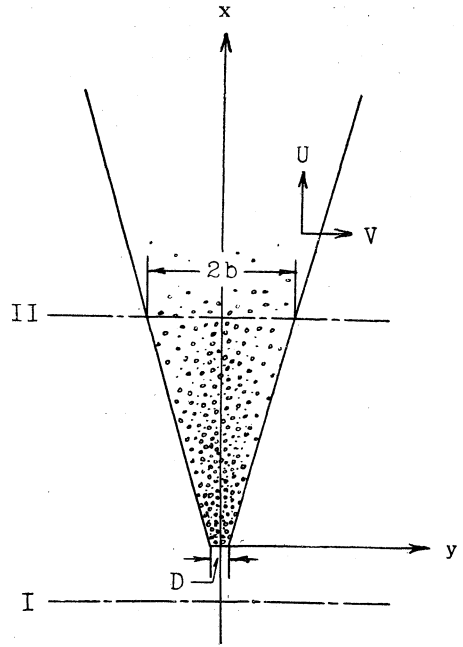
¹⁰⁾ 単独の気泡の上昇速度に就いては従来多くの研究がなされてゐる。夥しい数の気泡群の運動及び誘導流に就いての研究は、今後になされなければならない。

¹¹⁾ 容積変化の伴ふ場合には解析は大変に困難になるが、重要な場合なので目下研究中である。

と考へられる。即ち、噴出口から暫くの間は気泡の噴出の様相が現象全体に対して著しく支配的であらうが、少しく遠方に行くと、周囲からの流体の吸込みが主要な要素になり、従つて初期の条件の影響は薄らぎ、総ての断面に就いて相似的な状態が出現するものと考えられる。

κ を jet に依る乱れの拡散係数とすれば¹²⁾、流体の運動と気泡密度に就いて次式が成立する：

$$\left. \begin{aligned} U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} (\kappa \frac{\partial U}{\partial y}) + gq, \\ U \frac{\partial q}{\partial x} + V \frac{\partial q}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} (\kappa \frac{\partial q}{\partial y}), \\ \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(8.1)$$



第 5 図

この 1 組の微分方程式を解くに当つての条件は、第 5 図の試考面 I, II に就いて運動量及び空気量の保存則を応用して得られる：

$$\int_0^{\infty} U^2 dy = g \int_0^x \int_0^{\infty} q dx dy, \dots\dots\dots(8.2)$$

$$2 \int_0^{\infty} q U dy = Q, \dots\dots\dots(8.3)$$

茲に Q はノズルの単位の長さについて毎秒噴出される空気容積である。

上に述べた相似の仮定は各断面に於ける流速及び気泡密度の分布が、夫々の幅 b で測つた距離 y/b のみの函数として表はされることを意味する。この様なとき (8.1), (8.2) 及び (8.3) が矛盾なく成立するためには

$$U, V = u(\eta), v(\eta); q = f(\eta)/x, \quad \eta = y/x \dots\dots\dots(8.4)$$

$$b = Cx \dots\dots\dots(8.5)$$

でなければならない。

(8.4), (8.5) は空気防波堤の実際に対して重要なものである。即ち x/D が充分大きけ

¹²⁾ 運動量及び気泡の拡散係数は同じであると仮定する。

れば、上昇速度は x に無関係であり、jet の幅 b は x に比例して増大してゆく。

(8.2), (8.3) に (8.4), (8.5) を代入し、 U 及び f の軸上の値を U_0, f_0 とすると

$$U_0^3 \propto g f_0, \quad f_0 U_0 \propto Q$$

を得る¹³⁾。従つて

$$U_0 = \text{const.} [g Q]^{1/3} \dots\dots\dots(8.6)^{14)}$$

即ち bubble jet の上昇速度は空気噴出量の立方根に比例する。前節までに知つた様に、空気の波堤の性質は流速に決定的に支配されるため、(8.6) も亦最も重要な関係式の 1 つである。

ノズルの深度が深く、上昇中の気泡の容積変化を考慮せねばならぬ時には、問題は非常に困難になる。従つて上に取扱つた比較的簡単な定容積の場合は、一般の jet の性質を把握し、これに 1 つの標準を与へ、更に或る程度の推測を可能ならしめる点に於いて重要な意味を有する。

(8.1) の解法は現在吾々の手に依つて行はれてゐる。

9. Bubble Jet の能率 前節に述べた上昇流は自由表面に至つて方向を変へ、左右対称の 2 つの水平流となる。その後は一種の水平噴流となつてゐる。この様な水平流への移行の過程、水平噴流の問題は困難であるが、流体力学的に取扱ふことが出来る。これ等の詳細はさておいて、bubble jet の深度には直接に関係なく、比較的表面近くの上昇流の状態が与えられると、それから水平流の様子が定められる。従つて表面に近い部分の上層流に標準をおいて、流れの様子は常に幾何学的及び運動学的に相似であると考へて差支へない。

この様にして消波機構に関する bubble jet の能率を実験的に考へる場合には、吾々は上昇流を直接に研究の対象にしないで、それに依つて生ずる水平流を取り扱ふことが出来る。従つて消波装置としての bubble jet に就いては、2 種類の能率が考へられる。先ず第一に空気圧縮機に依つて水中の bubbles に与へられた浮力による位置のエネルギーが水平流の運動エネルギーに変る割合に就いての能率 η_1 が考へられる。

気泡は浮力に依つて上昇するときに誘導水流を惹くのであるが、その際に気泡と水との間に相対運動のある程位置エネルギーは粘性抵抗及び圧力抵抗に打ち勝つために消耗され、熱及び小型の乱流のエネルギーを発生する割合が多くなる。若し気泡を極めて小さくすることが出来るならば、この相対運動によるエネルギーの損出は減少し無視することが出来

^{13), 14)} これ等の関係式は次元解析により直接に求まる。

る様になるであらう。

今仮りに理想的に気泡が小さく流体との相対運動のない bubble jet を考へてみると、前節に取り扱つた様に主流の運動エネルギーは速度勾配に起因する乱流のエネルギーに移り変つて行く。従つてこの理想的の場合にも、始めに気泡に与へられたエネルギーの一部分だけが流体の平均流の運動のエネルギーに移り変わるのである。

前節の記号をそのまま用ひて、 x に於ける断面を通じて単位時間に流出する運動のエネルギーは $\int_0^{\infty} \rho U^3 dy$ である。他方ノズルから放出された気泡がこの間の層内で失つた位置のエネルギーは $2 \rho gx \int_0^{\infty} q U dy$ である。従つて運動エネルギーに變つた位置のエネルギーの割合は、(8.3), (8.4) 及び (8.5) を用ひて

$$\int_0^{\infty} U^3 dy \div 2 gx \int_0^{\infty} q U dy = \frac{U_0^3}{gQ} \int_0^{\infty} u^2(\eta) d\eta \dots\dots\dots(9.1)$$

となる。

(8.6) に依つて、(9.1) は x に関係なく常数である。従つて bubble jet の能率 η_1 は、気泡が充分細く、ノズルの深度が、余り大きくなければ一定の値をもつと考へられる。気泡が大きい場合でも装置が相似であるならば、(8.1) に於ける浮力の項を g を小さくすることにより補正して考へて、略々同じ結論が成り立つものと言へる。

ノズルの深度が増大すると η_1 がどう變化するであらうかの問題は、今後の理論的研究を必要とするが、これは既に述べた様に困難である。従つて問題解決のために大規模の実験が望ましい。ただ、この場合には気泡のもつ位置のエネルギーは上層までも保存されるから、 η_1 はむしろ増大されるであろうと言ふことが出来る。

第2には、bubble jet に依つて誘起された水平流が、消波に対して好都合な流速分布を有するか否かと言ふ意味の能率 η_2 が考へられる。例えば流速分布の型が第4節で考へた直線的勾配をもつ場合には、 $m=1.19$, $n=3.24$ の場合に消波に要する動力は最小となる。この条件からはずれると余分に動力を要することになる。この様な意味の能率を表はすためには、或る標準となる流速分布に際して要する動力に対する、考へている場合の動力の比を用ふるのが便利である。

II. 実験的研究

10. 成功している空気が波堤の実例 I. A. Bogolepoff 及び A. H. Laurie の論文に挙げられてある実例の内、結果が多少とも積極的であるものに次の5つの場合がある：

1. 米国, Atlantic City, Million Dollar 埠頭 (1908).

管長 1,000 米, 空気が消費量毎分 1428 立方米。

結果：大ウネリを減衰せしめた。

2. 米国, Maine 州, Crotch (Cross?) 島.

管長 100 米, 管径 100 耗, 孔口径 6 耗, 気孔間隔 15 糎, 深度 14 米, 圧搾機 75 立方米毎分のもの 2 基.

結果：飛沫岸辺の樹頂を越ゆるが如き大寄波を 15 分間以内にて減衰せしめた。

3. 米国, Massachuset 州, Buzzard 湾 (汽船 Yankee 号救助に使用).

管長 30 米, 管径 10 糎, 気孔口径 6 耗, 間隔 15 糎, 圧搾機 3 基性能不明.

結果：汽船を越へて逆捲きつつあつた波浪は圧搾空気的作用によりて, 低長なウネリと化した。

4. 米国, San Pedro, El Segundo 港 (1907).

管長 320 呎, 管径 4 吋, ノーズル直径 1/2 吋, 間隔 6 吋, 管の深度 30 呎, 圧搾機毎分 2,000 立方呎のもの 2 基, 空気使用量毎分 1500 立方呎.

結果：12~15 呎の波を崩壊せしめた。

5. 英国, Dover 港, Train Ferry Dock (1952).

ガスタービン圧搾機, 500~1,800 立方呎毎分.

結果：ドック附近の不規則な波浪, ウネリがよく消されてゐる。

これ等の実例に於て対象となつてゐる波の波長に就いての記述がないので, これが重要な役割をもつ空気防波堤の設計及び研究に対して, 上記の実例は決定的な資料とはなり難いが, 港湾の地形, 構造或はその他の記述より, 波長に就いての若干の知識にても得られるならば, 実物大の実験資料として, 現在の研究の段階に於ては極めて重要な意味をもつ。

A. H. Laurie は空気防波堤の消波の機構を論ずるに際し, 成功せる唯一つ場合として 4 の例を引用し, 波動運動の殆んど行はれない様な深度 30 呎以上に空気を敷設すべきことを強調してゐる。

El Segundo 港は San Pedro 北方の太平洋に面した単調な海岸線に沿つた場所に, 海に向つて 2 本の突堤を地図の上に記録されているに過ぎぬ小規模の港である。詳細な資料入手困難のため, Laurie の主張に従つて, 30 呎の深さにてはその運動が消失して仕舞う様な波が対象であつたとすれば, その波長は 60 呎以下でなければならない (太平洋に直面してゐる海岸に於ける波としては短か過ぎるが, 何か他に理由のあるものと思はれる。実際吾々の理論から見ても, 深さの 2 倍以上の波長の波に対して空気防波堤は余り有効でない)。

Massachuset 州の Buzzard 湾は平均 7 哩の幅をもつた長さ 30 哩の湾であつて, 直接に太平洋に接してゐない。従つて fetch は多くの場合に長いものではない。

Maine 州, Crotch 島に就いては地形を知る何等の手がかりも得られない (Cross 島の

誤りか)。然しながら前表の結果の記述から波長の長いものが対象であつたとは思はれない。

Million Dollar 埠頭は太西洋に直面した海岸に海に向つて構築された突堤であり、従つて波長の短いことに就いては、El Segundo 港の場合と同じ様に明確な根拠をもたない。然しながら名の示す様な埠頭として役立つためには余り長い波に曝されてゐるとは考へ難い。

以上の様に極めて不的確ではあるが、1, 2, 4 何れの場合にも余り長い波は対象となつてゐないと思はれる。そこで博多湾内博多港外に於ける風速 14 米毎秒の際の平均波長 14.6 米と同程度のものを仮定してみる。

Dover 港の図を見れば明かな様に Dock の前面に於ける波は決して長波長のものではない。波長 10 米を推定しておけば安全である。

これ等の推定波長に対して、夫々の場合の空気消費量、圧縮に要する正味の馬力及び理論馬力は次の如くなる：

	1	2	4	5	
空気消費量 l/sec. m	23.8	25	7.4	15.8 ¹⁶⁾	}(10.1)
動力 KW/m	1.65 ¹⁵⁾	1.94	0.48	1.03 ¹⁷⁾	
推定波長 m	15	15	15	10	
理論馬力 KW/m	1.74	1.74	1.74	0.63,(10.2)	

茲に理論馬力は (5.4) によるものである。従つて渦動粘性の効果を考慮してゐないが、これは bubble jet の能率を覆ふ程度のもつと考へると、理論馬力は実馬力を示すものと見做される。上表を見ると極めて杜撰な計算値ではあるが略々実際の値を説明してゐる。

11. 外国に於ける室内実験 空防波堤の組織的な研究は余り行はれてゐない様で、著者に知られてゐるものは、I. A. Bogolepoff に依つて報告されてゐるソ連水運中央科学研究所に於ける大規模の研究の他に、最近の Docks and Inland Waterways Research Laboratory に於て始められたであらう研究だけである。

前者は深さ 3.5 米、幅 6.7 米、長さ 100 米の水槽に於て考へられる種々の parameters の値に就いて 500 回以上の測定が行はれてゐる極めて大規模なものであるが、結果の記述あるものに就いては、管の深度及び空気消費量も殆んど同一の値、2.4 米及び 2.22 立方分毎分を採用しており、且つ波長の変域もせまいため、これ等の資料から消波に対する限界条件或は消波特性曲線を知ることは困難である。

実験結果の記述によると、上記の場合に良結果を得てゐるばかりでなく、空気量は同一にして、10 米程度の間隔を置いて 2 本の管を敷設した場合にも殆んど同程度の結果を得て

¹⁵⁾ 深度 10 米を仮定してゐる。 分

^{16), 17)} 空気消費量を 1000 立方分毎秒、管長 30 米、深度 10 米を仮定してゐる。

ることは、上記の空気消費量は過剰であつて少くとも半減して差支へないことを意味してゐる¹⁸⁾。

消波されている波で波長の最も長いものは 2.14 米である。従つて

$$\left. \begin{aligned} Q &= 2.7 \text{ l/sec. m,} & \lambda &= 2.14 \text{ m,} \\ \text{管の深さ} &= 2.4 \text{ m,} & \therefore P &= 0.065 \text{ KW/m} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(11.1)$$

他方 (5.4) によれば、 $P_{\min} = 0.0134 \text{ KW/m}$ である。この 2 つ値の著しい相違は、i) 空気消費量がなほ過剰であること、ii) 深度の割合に気泡が大型であり bubble jet のエネルギー η_1 が悪いこと等に起因するものと思はれる。

Docks and Inland Waterways Research Laboratory に於ける研究は、同所の硝子張の Wave tank にて行はれつつあるものである。発表されてゐる注目さるべき結果は、bubbles の大きさは或程度以下に小さければ、その大きさは消波機能に関係しないと言ふことと、消波状態を示してゐる写真である。これより直ちに bubble jet の扱ひは、吾々の理論 (8.5) が示す様に、直線的であること及び水平流に伴ふ乱れは波の崩壊に依つて著しく強められることが知られる。この事実は第 6, 7 節に於て取り入れられてゐる。

12. 応用力学研究所に於ける室内実験 当研究所に於ける第 1 次実験はソ連に於ける第 1 次実験とその規模は同程度のものであつたが、細い気泡を発生せしめたため、ソ連のものに較べて成績は良好であつた。

第 2 次の実験は幅 1.5 米、深さ 1 米、長さ 20 米の水槽に於て行つたものであるが、緒言に述べた様に、極めて杜撰なものであり、今後詳細に行はれるのであらう実験に対する単なる予備的な意味をもつのみである。

鉛直な両面に適当に細い穴を開けられた四角な箱をノズルとして用ひた。鉛直 2 面の間隔は大型の場合に 15 糎、小型のものはその約半分程度であつた。大型ノズルは深さに較べて幅が広過ぎ、ために bubble jet は非常に不安定であり、従つてその能率は著しく悪かつた。

空気圧縮機は容量毎秒 10 立の普通の往復機関を使用した。タンクの空気圧は分枝管を用ひて調節し、空気消費量はオリフィスに依つて測定した。

造波板を用ひて波を起したが、波長はその振動数及び波の進行速度とから求めた。Bubble jet の前後に於ける波高は特別に設計された波高計¹⁹⁾を用ひ、又水平流の流速分布は鋭感水車型流速型²⁰⁾を用ひ測定された。

流量計とポンプ容量の許す範囲に於て使用空気量を数段に分け、各空気量に就いて波長

¹⁸⁾ 吾々の理論によれば、空気を 2 つの管に分割することは不利益である。管が十分に離れてゐる場合に、若し 1 本だけで限界条件を満してゐるならば他の 1 本は不用であり、そうでないときには 2 本を併列においても余り効果はない、

¹⁹⁾, ²⁰⁾ 詳細は次の機会に譲る。

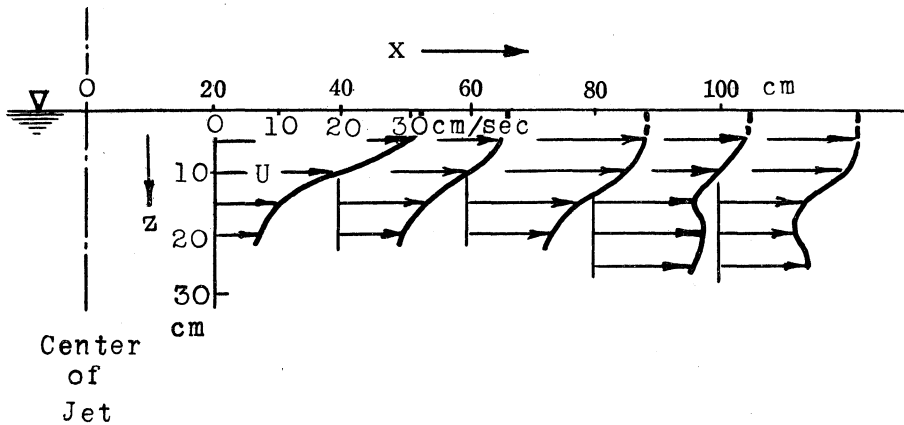
を出来るだけ広範囲に変化せしめ、その際の bubble jet の前後に於ける波高を測定した。以下簡単にその結果を報告する。

1) 消波と波高の関係 代表的な波長として 129 糎の場合に、造波板の振幅を順次変化せしめて減衰率と波高の関係を調べたが、顕著な関係はなく波高の高い程若干減衰し易い傾向を示してゐた。然し測定精度から見て今次の実験に於てはこの関係を無視した。

吾々の理論から見れば、上記の傾向は当然である。即ち本質的な消波機構は波高に関係しないが、渦動粘性を増強せしめる意味に於て波高の高い方が有利である。

測定精度を高めて今後の研究を必要とする。

2) 水平流の流速分布 ノズルの幅が広過ぎたために上昇流は不安定であり、従つて水平流も一様でなく、不安定な 2 次的な流れを生じ、ために測定が困難なばかりでなく結果も整つたものが得られなかつた。第 6 図は一つの例を示してゐる。



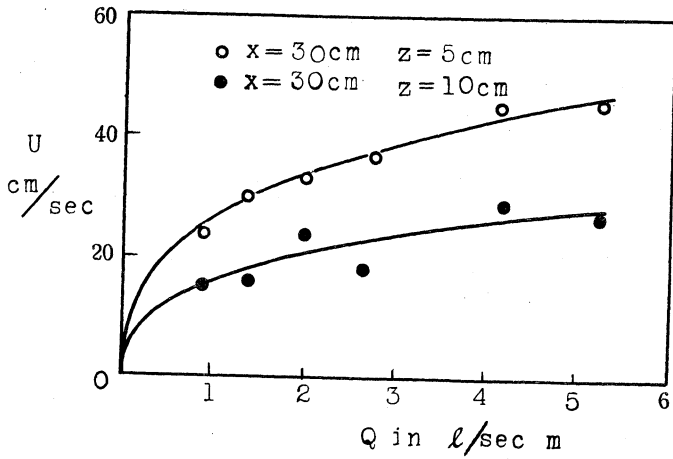
第 6 図 水平流の流速分布

Bubble jet の附近では表面流速は最も速く、深度と共に急減し 1 つの著しいくびれを示してゐる。これより遠去かるに従つて、2 次的流れによる不整を除けば、噴流の場合の様に流速は減少し、次第に拡散して行く。

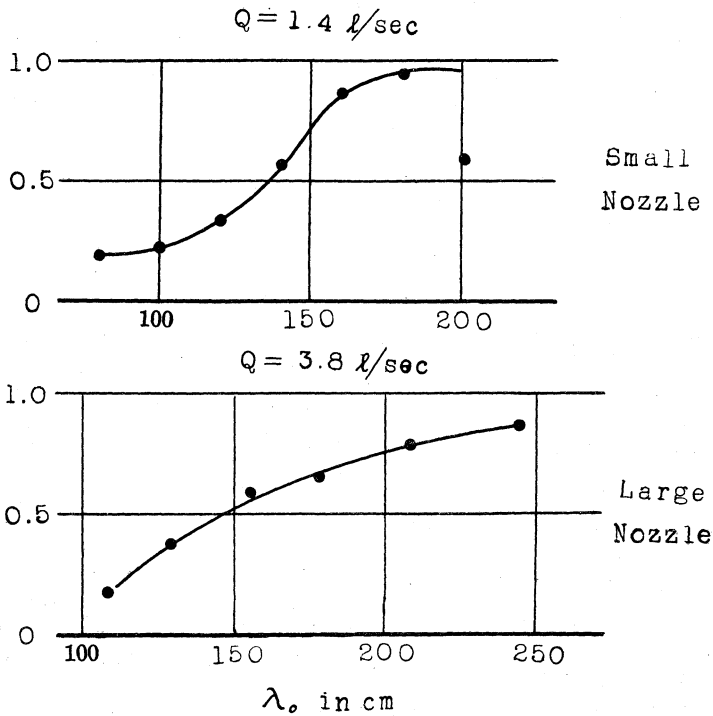
3) 流速と空気量の関係 ノズルの中心の深度は約 80 糎であつた。これより気泡が上昇する場合に、始めは第 8 節に述べた理論に従つて上昇流を生ずるが、これは水表面附近に来て水平に向を変え、水平噴流となる。これ等の流れの様子は、空気量、流速に関係なく相似的であると考へられる。従つて水平流に就いても流速と空気量の関係 (8.6) が成立する筈である。

第 7 図は bubble jet の中心から水平に 30 糎、水面より 5 及び 10 糎の深さに於ける流速と空気量の関係を示すものである。図中の実線は測定点を最もよく貫く様に係数を

定めた理論式 (8.6) を示してゐる。これ等の結果は吾々の理論を裏付けしてゐるものであらう。



第7図 空気消費と流速の関係



第8図 消波特性曲線(実測) 波長と減衰率(波高比)の関係

4) 波長及び空気消費量の消波率に及ぼす影響 水平流, 上昇流の不安定のために波の減衰率の測定が困難であつたばかりでなく, 安定のときに較べて能率の著しく悪いことが観

察的に容易に認められた。

第8図は比較的安定な小型ノズル及び不安定な大型ノズルの場合の測定の例を示してある。

波高の減衰率が50%となるところを限界状態と定めて、測定資料を整理すると次の様になる：

(i) 小型ノズル

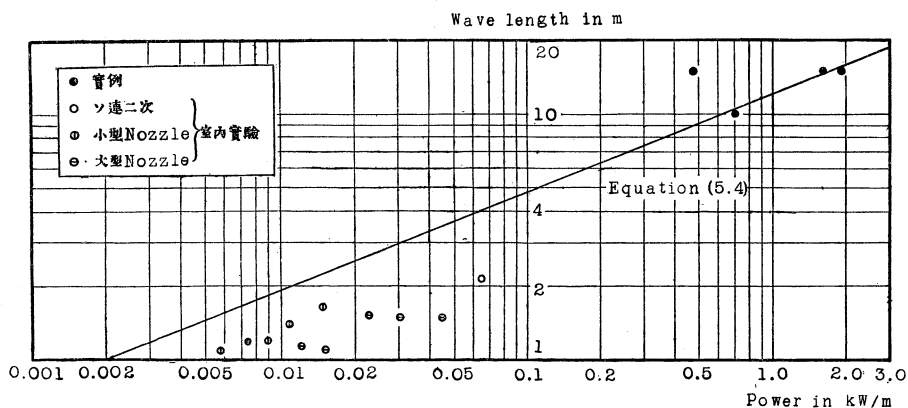
Q l/sec. m	0.73	1.13	1.40	1.87	} ,(12.1)
限界波長 cm	110	120	140	165	
動力 KW/m	.0058	.009	.011	.015	
P _{min} (5.4)	.0025	.0032	.0046	.0070	

(ii) 大型ノズル

Q l/sec. m	0.93	1.53	1.93	2.86	3.80	5.06	} (12.2)
限界波長 cm	120	115	110	155	150	150	
動力 KW/m	.0074	.0122	.0154	.0229	.0304	.0405	

前に述べた様に大型ノズルの場合には流れが不安定であり、ために小型ノズルの場合に較べて消波能力は劣つてある。

以上求められた実際の空気防波堤に必要な動力と波長の関係を図示すると第9図の如くなる。図中実線は理論的に求められる最小動力(5.4)を示すものである。従つて実測点は総てこの直線の下側にある筈であり、この直線に近い程能率のよい装置であることを意味してある。



第9図 波長と消波所要動力

El Segundo 港に関するものが1つ飛び離れてゐるが、実例は理論直線の附近にある。大型ノズルは特に能率の悪いことが示されてゐる。

13. Bubble Jet の能率に就いて 流速分布の測られてゐる第 6 図の場合に就いて bubble jet の動力を空気消費量及び水平流の流速分布とから計算すると次の如くなる：

- i) 空気消費量 1.63 l/sec. m, $P=0.013$ KW/m,
- ii) $x = 20$ cm に於ける流速分布から, $P=0.0032$ KW/m.

従つて $\eta_1=0.25$ である.

この様に大型ノズルを用ひた場合に起つた流れの不安定は jet の第 1 種の能率を著しく低下させてゐたものと思はれる. 流速分布は空気量を増加させても単に相似的に変化するだけであるから, 1つのノズルに就いて流速分布と空気量—流速曲線を測定することは, 空気防波堤が有効に作用するや否を知るための第 1 段のテストであると言つて過言でない.

第 9 図を一瞥して, 大型の実際のもは, 小型の実験室のものに較べて能率は大変よい. この差異の生ずる原因に就いて次の様なものが考へられる. 1° 実物ではノズルの深度も充分あり, 上昇流の流速も大きい. 従つて気泡が大型で水に対する相対速度が若干大きくなつても²¹⁾, 気泡のもつ位置のエネルギーの上昇流の運動エネルギーに変換される割合は大きい. 実験室に於ては気泡の上昇距離が短いのと, 最終の流速が小さいため, 比較的小さな相対運動²²⁾に依つても, 位置のエネルギーは従らに小型の渦の発生に消費され, η_1 は小さくなるものと思はれる. 2° 深度大きく, 気泡の容積変化が著しくなると, 噴流の扱ひはそうでない場合に較べて次第に扱ひ, ために同一空気消費量に際しては上昇流の速度は増大し, 普通には長波長の波を消す能力が増大するものと考えられる. 3° 吾々の理論或は実験室にて取り扱つてゐる波は総て 1つの正弦波である. 然るに実際の波は決してその様な単純なものではない.

III. 波浪に対する空気防波堤の作用

14. 波浪のスペクトル 今までの研究は実験室で出現さすことの出来る最も簡単な正弦波に関するものであつて, 実際の波は決してこの様な単純なものではない. 従つて空気防波堤も, 実際の波浪に対して何う作用するかを研究されなければならない.

先ず海の波の振幅が相当に大きいことに就いて吾々の理論を検討しなければならないが, これは非常に困難な問題である. 他方有限振幅の重力波に関する理論に依れば, 吾々の理論の精度に於ては, 伝播速度は無限小振幅の場合と同じとして差支へない²³⁾. 従つて伝播

^{21), 22)} 気泡の上昇速度は, その直径が零から次第に増大する際に, 始めは零から極めて急激に増大するが 1つの極大を續いて極小を経て徐々に増大してゆく.

²³⁾ "The Theory of Symmetric Gravity Waves of Finite Amplitude," T. V. Davis, Proc. Roy. Soc. London. A 208, 475 を参照.

速度に本質的な関係をもつ空気が波堤の作用も余り変化のないものと考へて差支へないのではなからうか。以下この問題には触れないで、波浪の特性としてそのスペクトル分布に就いて少しく考察することとする。

波浪は数多くの成分波から成り立つており、各成分は互に独立に夫々その週期に対応する伝播速度を以つて進行する。海底に於ける圧力測定により或は直接に波高の時間的变化を知つたとする。充分に永い時間 T に就いての資料を調和解析して得られる総ての成分波が互に独立に振舞つてゐる状態が波浪なのである。従つて空気が波堤も各成分に対して夫々固有の作用を及ぼし、その総括が波浪に対する作用と考へてよい筈である。

Fourier 級数に依つて波形 η を表はし

$$\eta = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{i(\sigma_n t - k_n x)}, \quad A_n = A_{-n}^* \quad \dots\dots\dots(14.1)$$

とする。単位面積毎の波のエネルギーは $\rho g \bar{\eta}^2$ である。そこでエネルギーの代りに $\bar{\eta}^2$ をとつて考へることとする。(14.1) から

$$\bar{\eta}^2 = 2 \sum_{n=0}^{\infty} A_n A_n^* \cdot \dots\dots\dots(14.2)$$

T を充分に大きくとつて、 σ_n を連続変数と考へれば

$$\bar{\eta}^2 = \int_0^{\infty} F'(\sigma) d\sigma, \quad F'(\sigma) = \frac{T}{2\pi} \cdot 2 A_n A_n^* \cdot \dots\dots\dots(14.3)$$

$F'(\sigma) d\sigma$ は σ と $\sigma+d\sigma$ の間の波の $\bar{\eta}^2$ に対する貢献であり、 $F'(\sigma)$ を σ に対して図示すると1つのスペクトルが得られる。

問題を正規化して

$$F(\sigma) = \bar{\eta}^2 F'(\sigma) \quad \dots\dots\dots(14.4)$$

とおくと、(14.3) は

$$\int_0^{\infty} F(\sigma) d\sigma = 1 \quad \dots\dots\dots(14.5)$$

となる。 $F(\sigma)$ をスペクトル函数と呼ぶことにする。

或1点に於て測定された、 t 時刻に於ける波高と $t+\tau$ 時刻に於ける波高との相関関係は (14.1) に依つて

$$\overline{\eta(t)\eta(t+\tau)} = 2 \sum_{n=0}^{\infty} A_n A_n^* \cos \sigma_n \tau$$

となる。これは (14.3) 及び (14.4) に依つて

$$R(\tau) = \frac{\overline{\eta(t)\eta(t+\tau)}}{\bar{\eta}^2} = \int_0^{\infty} F(\sigma) \cos \sigma \tau d\sigma \quad \dots\dots\dots(14.6)$$

を与へる。

Fourier 積分に関する Parseval の定理に依つて次式を得る：

$$F(\sigma) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \sigma \tau d\tau \dots\dots\dots(14.7)$$

これ等の関係は時間軸を空間軸に取り換えるならば、乱流理論に於けるものと全く併行してゐる。

相関函数 $R(\tau)$ から次の様に定義される時間 τ_0 を用ゐると

$$\tau_0 = \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau \dots\dots\dots(14.8)$$

平均波高を τ_0 で割つて得られる速度

$$v = (\overline{\eta^2})^{1/2} / \tau_0 \dots\dots\dots(14.9)$$

は船舶の動揺に対して、波浪の Steepness と共にその特性を示す量と考えられる。

15. 消波特性曲線 渦動粘性を無視すると、空気防波堤には1つの限界波長があつて、これより短い波長の波は悉く消され、長いものは全く自由に通過して行くと考へられる。然し渦動粘性の作用してゐる場合には、第4図及び第8図に示されてゐる様に、消波作用は波長と共に次第に変化し、その変化の領域は可成り広い。

今空気防波堤の消波作用を、その前後に於ける波のエネルギーの比を以つて表はすならば、これは σ の函数である。これを消波特性曲線と呼び $\phi(\sigma)$ で表はすと、消波作用を受けた後の波浪の平均振幅は

$$\overline{\eta^2}_\phi = \overline{\eta^2} \int_0^{\infty} F(\sigma) \phi(\sigma) d\sigma \dots\dots\dots(15.1)$$

にて与へられ、スペクトル函数は

$$F(\sigma) \phi(\sigma) / \int_0^{\infty} F(\sigma) \phi(\sigma) d\sigma \dots\dots\dots(15.2)$$

となる。従つて相関函数は次の如くなる：

$$R_\phi(\tau) = \frac{\int_0^{\infty} F(\sigma) \phi(\sigma) \cos \sigma \tau d\sigma}{\int_0^{\infty} F(\sigma) \phi(\sigma) d\sigma} \dots\dots\dots(15.3)$$

$\overline{\eta^2}_\phi$, $R_\phi(\tau)$ から τ_0 , v に対応する $\tau_{0\phi}$, v_ϕ を計算することが出来る。 $\{\overline{\eta^2}_\phi / \overline{\eta^2}\}^{1/2}$, $\tau_{0\phi} / \tau_0$ 及び v_ϕ / v は空気防波堤を特性を示す重要な量と考へられる。

空気防波堤の効果は波浪の性質に著しい関係をもつから、或る港にこれを設置せんとする場合には、如何なる波浪を消すことが要求されるかが先ず問題になる。その港のある地区の地形及び季節による風向、風速の変化、或は暴風に伴う風向、風速の変化等に従つて

港外の波浪の性質は異なる。従つてこれ等の波浪を組織的に調査し、消波されるべき波浪の成分及び消波の度合等を決定しなければならない。又同時に研究者にとっては波浪に対する消波作用即ち消波特性曲線を組織的に研究することが、空気防波堤の実用化に際して遭遇する最も重要な原理的課題である。

今までに、空気防波堤の歴史に始つて今日に至るまでの研究の概略、及び種々の見解が述べられて来たが、どの面も確定的な根拠に欠けるところが多く、後日研究の進むに従つて訂正されねばならぬ点は少なくないであらう。然しながら、この論文が同じ様に空気防波堤に興味をもつ研究者にとって、若干の参考資料ともなれば幸と思ふ次第である。水文学研究会も亦、この報告に示された指針に従つて、研究を計画し、実験を準備しつつあるものである。

最後に、この興味深き有意義なる研究に対し、その機会を与へ、絶大な支持を賜つた前長崎県土木部河港課長矢内保夫氏及び引き続き経済的援助を賜つた土木部の厚意、特に目下行はれんとする実地試験に対する惜しみなき支援に対し深く感謝するものである。

この研究に対しては文部省科学研究費が下附されてゐる。

(昭和29年7月19日受理)