

剝離渦のスピンドウンによる  
人工湧昇流に関する研究

—水産のための湧昇流発生構造物の開発に向けて—

大竹 巨哉

剥離渦のスピンドウンによる  
人工湧昇流に関する研究

—水産のための湧昇流発生構造物の開発に向けて—

大 竹 臣 哉

## 目次

序	研究の概要と目的	1
第1章	従来の湧昇流研究と問題点	4
1節	従来の研究の概要	4
2節	風成湧昇流	7
3節	地形成湧昇流	9
4節	人工湧昇流	12
第2章	本研究の経緯	16
1節	汐巻礁における湧昇流調査	16
2節	海底構造物による湧昇流	22
2.1	汐巻礁の水理模型実験	22
2.2	種々の海底構造物による水理模型実験	25
3節	湧昇流発生構造物の開発	32
4節	岬による湧昇流	35
5節	渦のスピンダウンと湧昇流	37
第3章	渦運動水理模型実験の相似則	38
1節	構造物から剥離する規則渦の性質	38
1.1	エクマン湧昇流	39
1.2	循環定理	40
2節	慣性小領域の渦	41
第4章	平面渦（鉛直軸渦）のスピンダウンと湧昇流	43
1節	人工岬周辺の水理	43
2節	水理実験	43
2.1	実験装置とその方法	44
2.2	実験条件	45
3節	実験による現象の考察	47
4節	理論解析	51
4.1	剥離渦の循環定数	51
4.2	剥離渦の発生周期	52
4.3	剥離渦による底層水の湧昇	52
4.4	人工岬後流域の海水交換	55
5節	理論の実験による検証	56
5.1	渦の発生周期および渦の強さ	56
5.2	岬先端剥離点における境界層厚さ	

についての検討	58
5.3 海水交換量	66
6節 渦管および一般流の渦管について	67
7節 境界層厚さに関する考察	67
8節 まとめ	70
第5章 衝立平板による湧昇流	71
1節 衝立平板周辺の水理	71
2節 水理実験	72
3節 実験による現象の考察	74
4節 理論的検討	77
4.1 剥離渦管の性質	77
4.2 平板後流域の圧力低下と湧昇高さ	78
4.3 湧昇流の発生周期	81
4.4 湧昇流量	81
5節 実験による理論の検証	82
6節 アスペクト比の関係	89
7節 まとめ	93
第6章 扶壁付き衝立平板による湧昇流	94
1節 実用化に向けて	94
2節 水理実験	95
3節 湧昇流特性	96
4節 まとめ	99
第7章 現地実験	100
1節 青森県今別地区	100
1.1 実験海域の位置と特性	100
1.2 湧昇流発生構造物の形状および概念	101
1.3 調査項目と方法	102
1.4 調査結果	105
1.5 考察	117
2節 愛媛県日振島海域	120
2.1 実験海域の位置と特性	120
2.2 調査概要	120
2.3 対象構造物	122
2.4 調査結果	123
3節 まとめ	130
3.1 青森県今別地区	130

3.2 愛媛県日振島海域	130
第8章 結 言	131
1節 渦の基本的性質	131
2節 人工岬	131
3節 複列海底衝立構造物	132
4節 現地実験	132
5節 相似則について	133
補章 1. 人工湧昇流の生物調査	134
1節 青森県今別地区	134
1.1 調査結果	134
1.2 流れの生物に対する効果	136
2節 愛媛県日振島海域	137
2.1 海域の概要	137
2.2 現地海水による培養実験	138
2.3 培養実験結果	139
2.4 集魚状態	142
3節 まとめ	147
補章 2. 湧昇流発生構造物による漁場造成の提言	148
1節 磯焼け海域漁場造成への適用	148
1.1 磯焼け現象	148
1.2 湧昇流発生構造物の機能と磯焼け対策	149
1.3 湧昇流発生構造物の設置	150
1.4 投石による付着基質の設置	153
1.5 漁場利用・管理方法の検討	154
2節 湧昇流発生構造物による広域漁場の造成	155
2.1 湧昇流漁場の考え方	155
2.2 湧昇流発生構造物の効果	155
2.3 立地条件	156
2.4 総合評価	156
参考文献	158
図表一覧表	163
論文要旨	168
資料編	176
謝 辞	191

## 序 研究の概要と目的

世界の人口は、21世紀半ばには100億人に達するといわれ、人類の活動に伴う地球環境への影響、食糧需給への影響が大きな課題として浮かび上がっている。そのため、陸上の開発はすでに満杯状態であると言われるほど激しい開発が行われているが、未開の海洋開発への期待は益々大きくなる一方である。

海は地球の7割を占め、地球環境の大きな緩衝機能を有している。また、水産生物を通じて食糧生産に大きく関わっている。

海の生態系は、陸上生物が植物から動物そして、最終捕食者と系が短いのに対し、栄養塩を肥料とする植物プランクトンから動物プランクトン、小魚、大魚、最終捕食者と系が長いことが特徴的である。しかし、回転時間から見ると植物の場合、陸上では1年で1回に対し、海では1週間で1回と圧倒的に早い。従って海では生態系が大きいにも拘らず回転が早いので、早い取り入れが可能で、人類にとって食糧供給場として極めて重要である。

この回転時間の早い場として湧昇流の発生海域があげられる。この海域は湧昇流によって底層の栄養塩が供給され、植物プランクトンの増殖、それによる動物プランクトンの増殖と生態系が構築されている。したがってこれを餌とする様々な魚類が集まり、大規模な漁場が形成されていることが特徴である。

一方、漁場造成を本格的な国家事業として位置づけている国は、現在日本以外には例を見ない。しかし、海外の場合、海への開発ポテンシャルが高まるにつれ、Mitigationに見られるように環境保全の立場から開発に対する環境補填が迫られている。すなわち、生態系の破壊に対する生態系回復が必要とされている。この技術は、日本で行われている漁場造成に他ならない。

本研究は、世界的にも注目されている漁場造成技術の新たな技術開発項目として、湧昇流をとりあげ、それを人工的に発生させる構造物の開発を目的とした。

著者の湧昇流の研究は、地形性湧昇流の観測から始まり、水理模型実験で人工湧昇流の可能性を検討した。実験は主として流れの可視化を行った。その中から構造物による剥離渦の挙動が湧昇流の発生に関わることがわかり、現象を理論化した。理論化の中で構造物周辺と底層を除いて、流れは非粘性流体であることを前提とした。

まず鉛直軸を持つ構造物から剥離する剥離渦は、後流域縁辺上を移動しながら渦径を増大して消滅していくことが確認された。このスピンドダウンは、底層境界層を通じて剥離渦内に後流域内及び周辺の底層水を湧昇させていることによって生じていることが説明できた。次に湧昇流発生構造物として、海底に複列に設置した衝立を考案し、可視化によって湧昇が周期的かつ爆発的に発生することを観察した。ここでは、衝立から発生する渦管列に注目して、この渦のスピンドダウンも鉛直渦と同様の現象であると仮定すると、複列間の後流域内の水が底層境界層を通じて渦管列に吸い込まれていき、後流域内の圧力低下をもたらすことになる。この圧力低下が限界に達すると爆発的に圧力を解放し、激しい混合が生じ、湧昇現象となるとして圧力低下エネルギーと湧昇エネルギーの関係を定式化し、実験結果でその関係を確かめた。

これらから模型で発生している現象は、非粘性の現象であることが確認され、実験結果が現地に適用できることが明らかにされた。

さらに、研究は実用化に向けて構造物を改造し、扶壁付き複列構造物が優れていることを明らかにし、現地実験を実施して湧昇の発生を確認した。

本研究の内容は次のようである。

第1章は、湧昇流の発生原因である風および、地形に基づいた原因別湧昇流のこれまでの研究経緯を述べるとともに、これまで開発された湧昇流の発生構造物について紹介した。

第2章は、著者がこの湧昇流研究に携わった経緯を述べた。地形性湧昇流として汐巻礁の現地観測を行い、湧昇流の発生が地形に固有に発生するものであり、ベルヌーイの定理が扱え、湧昇流速が推定できることを示した。この観測結果を基に種々の湧昇流発生構造物を考案して、水理模型実験による流れの可視化で湧昇流の発生の可能性を確認した。さらにこの可視化から湧昇流の発生の原因となる剥離渦について観察した。

第3章は、本研究の水理模型実験が、可視化を通じて現象を考察し、理論構成の基礎、そして検証を行う重要な役割をもつことから、模型と実現象との相似則、特に粘性の効果

について検討した。

第4章は、人工岬を設置し、鉛直の軸をもつ剥離渦を発生させ、剥離渦の可視化によってスピンドウンを確かめた。この剥離渦は、岬沿いに発達する境界層の端で発生する。このスピンドウンは、周辺の粘性によって生じるのではなく、後流域内および周辺の底層水を剥離渦の底層境界層を通じて生じる湧昇によって起きていることを明らかにした。この湧昇速度は渦径の変化に伴う運動エネルギーの変化に起因し、湧昇エネルギーに変換するとして導くことができる。それを上下層の海水交換率にあてはめたところ、よく実験値と一致した。

第5章は、複列に設置した衝立から周期的、かつ爆発的に湧昇流が発生することが実験で確かめられたことから、その湧昇流を定式化した。衝立からは構造物縁辺に沿って渦管列が発生し、その渦がスピンドウンしていく様子が可視化された。これから前章と同様の理論展開が可能で、渦管列に吸い込まれていく水は衝立後流域内およびその周辺の水であると仮定した。すなわち後流域内は圧力低下を起し、限界値に達すると圧力が爆発的に回復し、湧昇流が発生するとして圧力低下エネルギーと湧昇エネルギーが比例関係にあると仮定して定式化した。実験で比例関係にあることを確認して湧昇高さ、発生周期を求め、さらに湧昇流量を求めた。

第6章は、実用化に向けて衝立構造に扶壁を設けて、その効果を確認した。

第7章は、この扶壁付き衝立を現地に設置し、その効果を検証した。

これらから、非粘性流体中で発生した剥離渦のスピンドウンは、底層境界層を通じて周囲の水を吸い込む湧昇現象によって生じていることが明かとなり、この現象を用いて湧昇流発生構造物の開発が可能となった。

なお、水産庁では人工湧昇流発生技術を新たな漁場造成技術として取り上げ、現在(註)マリノフォーラム21を通じてその技術の効果について現地実験を行っている。第7章の一部で用いた成果がこの契機となっていることを付記する。



## 第1章 従来の湧昇流研究と問題点

### 1節 従来の研究の概要

湧昇流は、深層水に多く含まれる栄養塩類を酸素が豊富で暖かい表層水と混合させることから生物生産に重要な物理環境を提供している。Rytherは全海洋面積中0.1%にすぎない湧昇流海域で、生物生産量は全海域の50%に及んでいると試算している。<sup>1)</sup> 現在この数値については過大評価として見直しをされているが、いずれにしても高い生産性を有している。

今日漁場形成の観点で行われている湧昇流研究は、海洋学で扱われている吹送流が原因の風成湧昇流、水産工学の分野で注目しているいわゆる地形性湧昇流、および人工的にこれを作り出す人工湧昇流に分類される。

海洋学の分野では、比較的規模の大きな上昇流を湧昇流とよび、時間的に数日以上持続性、空間的に数km以上の広がりをもつ海水塊の上昇運動と位置づけている。風成湧昇流が発生している海域を図1.1.1<sup>2)</sup>に示す。大規模な湧昇海域として南北アメリカ大陸の西海岸沖、アフリカ大陸の西海岸沖、赤道域がよく知られている。前2者は沿岸域で発生するため沿岸湧昇とよばれ、これらの地域はその代表とされており、CUE (Coastal Upwelling Experiment) などの国際間研究に組み込まれ、多くの研究成果があがっている。

赤道域に見られる湧昇は赤道湧昇と呼ばれている。この湧昇はエルニーニョ現象と重大な関連があることはよく知られている。

これらの海域は大規模な漁場が形成されていることもよく知られている。しかし、風成湧昇流は、空間的に大規模な発生であること、海面、あるいは表層の水温の長期にわたる低下により局地気象、あるいは地球気象に重大な影響をもたらすことから、予測手法の解

明が待たれている。

一方、海流や潮流が流れる島や岬、あるいは複雑な海底地形の下流側では、大規模な鉛直混合が見られる。この混合による生物的效果が風成湧昇流と同様で、漁場としてよく利用されていることから、この鉛直混合は地形性湧昇流と定義され、近年大きくクローズアップされている。(註)マリノフォーラム21は日本周辺で発生している地形性湧昇流の海域をアンケート調査した。また統・中野らはこれまでの地形性湧昇流に関する多くの研究成果をまとめ、日本周辺で生じている湧昇流の発生海域をまとめている。図1.1.2にこれらの結果を示す。<sup>3)</sup>これらの海域では詳細な観測を行っている箇所もあるが、推測箇所も含まれている。地形性湧昇流は、時空間的に小規模な発生のため、洋上での観測が難しく、量的

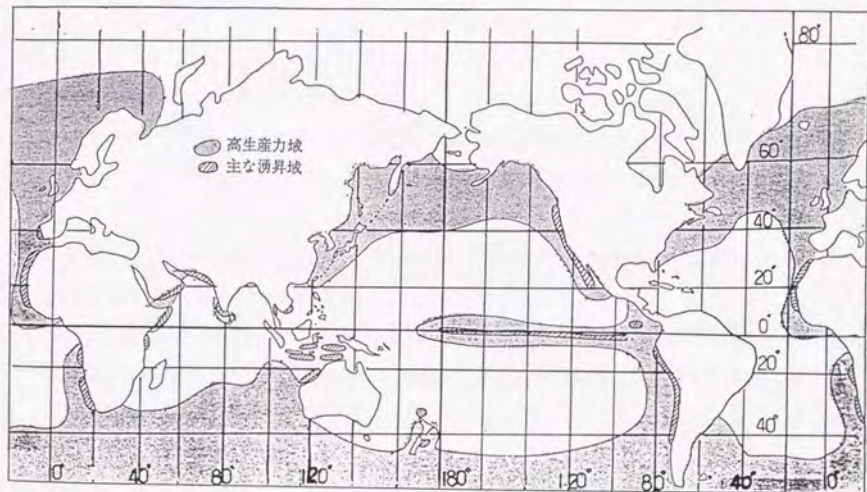


図1.1.1 風成湧昇流発生海域(文献2)より)



図1.1.2 日本周辺海域で見られる地形性湧昇流発生海域

には明らかになっていないのが現状である。

この地形性湧昇流による漁場形成に着目して人工的に湧昇流を創出する研究が近年盛んになっている。構造物のタイプについては後節で述べるが、現在までに様々な構造物が提案されている。本研究もその一つである。

提案された構造物の多くは、流れの可視化によって構造物の機能を明らかにすることに主眼がおかれ、定量的評価に至っていないのが現状である。

以上のように湧昇流研究は、風成湧昇流という大規模な現象の解明から始まって、近年の観測技術の進歩によって明らかになった地形性湧昇流の人工的な創出を目指す方向に及んでいる。

## 2節 風成湧昇流

大洋で長時間一定方向の風が吹くと吹走流の平衡状態に達する。この流れは、地球自転の偏向力（コリオリ力）によって下層にいくに従って流向を右（北半球）方向に螺旋状に変化する。この流れの模式図を図1.2.1に示す。風の影響の直接及ぶ水深をエクマン層と呼び、エクマン層内の平均流量は風向に直角右向き（北半球）に流れる。このため、北半球の場合、大陸西岸では北風が吹けば表層水はエクマン輸送で沖合に向かい、これを補償する形で沿岸湧昇が起こる。大陸東岸では南風が吹けば同じ理由で沿岸湧昇が生じる。風向が逆になればエクマン輸送は岸に向かい沿岸沈降が生じる。南半球では、コリオリ力は流向左直角に作用するので、北半球の逆になる。

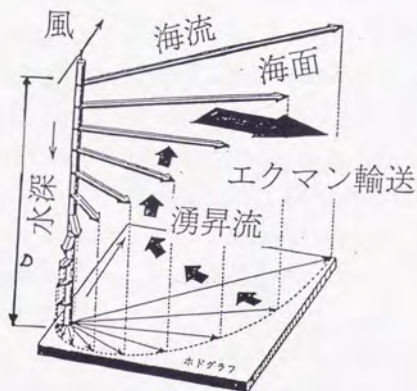


図1.2.1 エクマン輸送の模式図（图中D；エクマン層）

沿岸湧昇に関する調査は、発生が大規模であることから数多く行われており、吉田<sup>4)</sup>によると、これらの湧昇流の空間的オーダーは $10^3$ km以上、発生時間は $10^4$ 秒（1週間程度）以上、また上昇速度は $10^{-3}$ cm/sec程度としている。

これまでの調査結果を示すと、北米西岸のオレゴン沖は観測が最もよく行われている海域の一つで、水温の鉛直分布からフロント構造が見られることなど沿岸湧昇の構造が明らかになった。フロント構造の模式図を図1.2.2に示す。<sup>5)</sup>

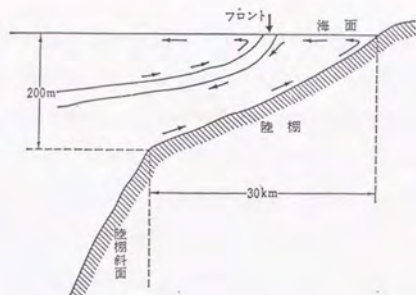


図1.2.2 オレゴン沖の湧昇の模式図

また、Jones and Halpern<sup>6)</sup>は、西アフリカモーリタリア沖の世界的な湧昇現象について1972年から78年にかけて総合的に調査し、表層の海水流動が風、流れおよび水質から説明できること、風が1日間吹くと流れが生じ、湧昇流が発生すること、強風の場合には40m層まで混合層が発達することなどを明らかにした。さらに、Nykjær and Camp<sup>7)</sup>は、1981年から1991年の10年にわたるリモートセンシングデータから湧昇域発生海域が季節変化や年変化することを明らかにした。<sup>7)</sup>さらに、Preller and O'brien<sup>8)</sup>は、世界4大漁場の一つと言われているペルー沖の湧昇流が、ペルー沖合い160kmにわたっていることなどを観測および理論解析で示している。<sup>8)</sup>

一方、赤道湧昇も貿易風（東風）による吹送流のエクマン輸送によって赤道をはさんで、北半球では北向きの南半球では南向きのエクマン輸送が起こるので赤道部ではこれを補償する形で、深層水が上昇する現象である。沿岸湧昇の場合には、陸岸が補償流の形成条件として湧昇の発生に重要な要素になっているのに対し、この場合は赤道をはさんで南北へエクマン輸送が生じていることが重要な要素になっている。

### 3 節 地形性湧昇流

一方、近年の計測技術の発達に平行して沿岸湧昇の研究熱が高まり、湧昇流に関する知見が増大した結果、吉田は、先述した湧昇流の空間スケールがもっと小さいのでは指摘している。先述した地形性湧昇流という時空間的に小規模な現象等は、高度な観測技術が必要とし、たとえばリモートセンシング技術によって可視化されるようになり湧昇流の観測が可能になった。また、中村は、沿岸域の測定データから内部波の沿岸域での挙動を考察し、魚群行動に内部波が大きく影響することを示唆した。<sup>9)</sup>ここで重要なことは、地形性湧昇が内部波のフロント構造に大きく影響を与えることから、地形性湧昇流の漁場造成技術への応用を提案していることである。

伊豆大島沖で観測された渦湧昇流<sup>10)</sup>は、左旋回の40km程度の規模の渦で冷水塊として出現し、その原因は、東流が大島によって剥離し、後流域に出現した渦が湧昇域として現れたとしている。したがって、湧昇域はパッチ状となり、その出現位置、出現時刻は不安定となっている。高橋らはこれを局地性湧昇と呼んでいるが、先述の定義からここでは地形性湧昇に位置づけられる。この海域で水温、塩分、栄養塩、クロロフィル蛍光を観測している。湧昇の規模は、海表面で長さが100mから数km程度が確認された。図1.3.1は、観測結果例である。St.3付近に低水温、高栄養塩の存在が認められ、さらにSt.6, 7, 10, 13周辺に同様の状態が観測されている。これらの水塊が下層水（亜表層水）によるものであることが調べられている。

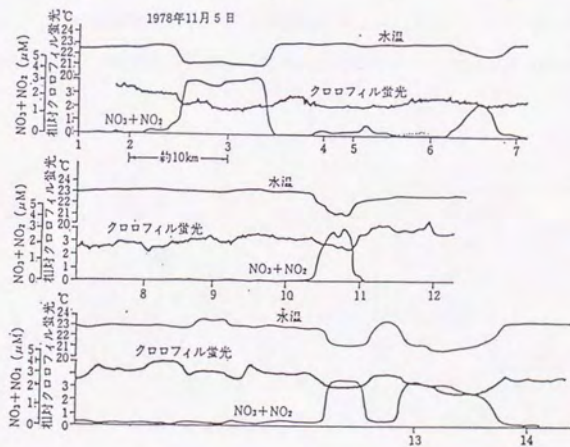
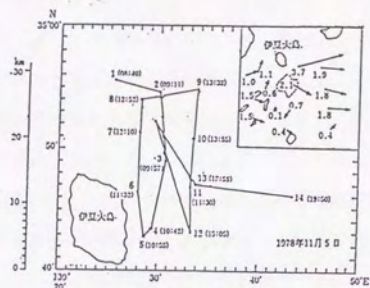


図1.3.1 伊豆大島沖で観測された地形性湧昇

また鹿児島南方の国生曾根は、水深が800mの海底に高さ約600m、平面規模数km<sup>2</sup>の海山である。ここでも現地観測によって湧昇流が確認されている。<sup>14)</sup>この湧昇流は、水温分布で明らかにされたが、黒潮等の流れのはい上がり現象と考えられるとしている。

さらに山口県日本海側の汐巻礁でも湧昇流が確認されている。<sup>15)</sup>この礁は、水深80mの海底に高さ40~60mの凸部が2カ所あるラクダの背の形状を呈している。その規模は、長さ4km、幅1km、凸部の間隔は15km程度である。ここで発生している湧昇域は礁の下流側位置に生じ、水理的に説明されている。すなわち、流れが礁を越える際に流速分布に変化が生じ、これによって圧力分布が変化して、その圧力差で流れが生じる。湧昇はこの流軸と同方向の軸を持つスパイラル状の渦であり、理論から湧昇流の上昇速度は、渦の凹凸部における流速の2乗の差の平方根と同スケールとしている。これについては後述する。

北海道苫小牧港沖には、港内の浚渫土砂によって海底が人工的に隆起した箇所がある。図1.3.2に海底形状を示す。<sup>16)</sup>和田らは、この海底周辺で物理環境、生物環境を調査した。多層水温計による測定結果から、水温の低下が観測され、それが湧昇流に起因していることを流況観測と数値計算によって示した。また、マウンドのピークに栄養塩の増加が見られ、プランクトンの個体数も同様に多く湧昇流効果が見出された。さらに、ケガニの稚ガニも多くみられ、水塊の混合が影響していることがうかがわれたとしている。

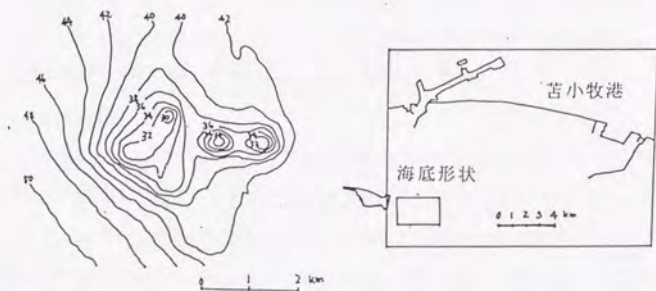


図1.3.2 北海道苫小牧沖人工堆積物の形状



#### 4 節 人工湧昇流

中村がこの地形性湧昇流の漁場造成への可能性を示唆したことから<sup>14)</sup>、これまで種々の湧昇流発生構造物が考案されている。形状と湧昇流発生の様式図を図1.4.1に示す。

##### 1) 複列衝立型構造物<sup>14)</sup>

流れの上下流側に、適当な間隔で一組の衝立を設置し、上流側構造物で発生する渦を下流側衝立で更に拡大する方式である。可視化実験から上流側で剥離した流れが再付着点で合流し、この位置に置かれた下流側構造物によって生じる剥離渦と相俟って上向きの渦が発生する。この上向きの渦は、染料による流れの可視化から、周期的に発生していることがわかった。本論文の基本的構造である。

##### 2) 廃船利用衝立型構造物<sup>15)</sup>

中古大型船舶の船首部と船尾部を切り落とした箱型鋼製浮体を礁上もしくは海底に沈設する。この浮体の頂部にあたる礁上水深を全水深の1/10以下に嵩上げすることでカルマン渦列の発生を促進し、湧昇を起こさせ湧昇施設とするものである。入手可能な船体の大きさ、数量に制限を受けるので適用水深、延長が限られる。

##### 3) マウンド型構造物<sup>16)</sup>

投石等によってマウンドを造成し、適当な斜面を形成することによって上昇性の渦を発生させることができるとしている。この渦は、水平渦と鉛直渦が後流域の負圧領域で補足され合体することによって生成されたもので、合体した渦と負圧領域のバランスが崩れ、上昇性の渦が周期的に発生している。本論文と類似の機構をもっている。

##### 4) 吸い込み型構造物<sup>17)</sup>

流れの上流側に配置した絞り込み板と、下流側に配置した抵抗板の2枚の板で構成される構造物である。絞り込み板は、水平方向の流れを収束し、流速を増大させ、通水路に流れを導く。また、絞り込み板上部を定常流が通過することにより、板の後流域で大きな渦が発生し負圧域が生じる。通水路を通過した流れは、下流側に取り付けた抵抗板上向きの流れに変わると同時に、渦流で生じる負圧により吸い込み現象が起こり、上向きの流れが加速されて湧昇流が発生するとしている。

##### 5) ポンプアップ方式<sup>18)</sup>

係留浮体に揚水ポンプ、発電機、燃料タンクおよびそれらに付随する設備を備え、鉛直取水管を利用して所定深度の海水を汲み上げ、海面に散水する方式である。流速の変化や

躍層の影響を受けず、所定深度の海水を直接的かつ安定的に供給することができる。また、ポンプの運転操作による湧昇流量の調整が可能で、海域の影響を監視しつつ生態系への効果をコントロールし易い。反面、波浪条件が厳しくなると保留設備や取水管の固定方法に多大な費用を要し、かつ高波浪時のポンプ休止にともなう効率低下も考慮しなければならないので、波浪条件の緩やかな内湾あるいは夏期の日本海でないとは適用が難しい。1989年の夏期に、富山湾で深層水有効利用技術に関する現地調査のため、最大揚水能力0.9ton/sのポンプを利用して深度350mより取水、散水を行った。

#### 6) 渦巻き型構造物<sup>1)2)</sup>

後流域の剥離領域内に発生する収束上昇流、および剥離領域から放出される馬蹄形状の組織渦の自己誘導速度を利用して流れを上昇させることを目的に開発した。運動量および染料は、構造物近傍では主に収束上昇流により、遠方では馬蹄形渦の自己誘導速度により上方に輸送される。最も効率の良い形状では、構造物高さの12倍程度まで流れを上昇させることができたとしている。

#### 7) V字型構造物<sup>2)3)</sup>

人工的に馬蹄形渦を発生させて鉛直循環流を発生させる方式である。構造物後方に発生する渦が剥離領域内でいくつか合体した後に放出され、馬蹄形渦の頭は（渦中央の部分）、自己誘導速度によって構造物の高さの10倍程度まで上昇させようとしている。渦の上昇高さは、自己誘導速度と渦の循環に関係し、V字の角度が90°~120°付近で最大となるという。

#### 8) 人工岬

地形性湧昇流の発生に大きく関わる岬や半島の後流域を人工的に創出するものである。岬によって剥離した渦がスピンドウンする過程で、湧昇流を生じ、鉛直混合を促進する。本論文ではこの湧昇流の発生機構について理論解を導いた。

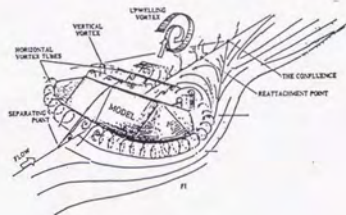
以上のように、これまで多くのタイプの構造物が開発されてきた。鉛直流の測定は、発生頻度、流速値が極めて小さいために困難である。そのため、これらの開発手法は一樣流中、もしくは密度流中の流れの可視化実験でその効果を見出している。また、理論的な解釈の中で現象を論じているが、定量的解析まで到達していないのが現状である。



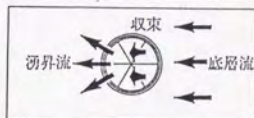
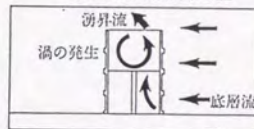
(1) 複列衝立型



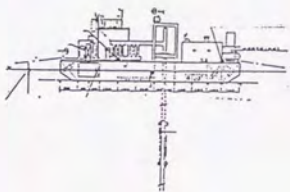
(2) 艦船利用衝立型



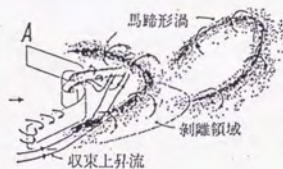
(3) マウンド型



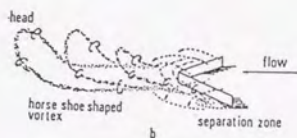
(4) 吸い込む型



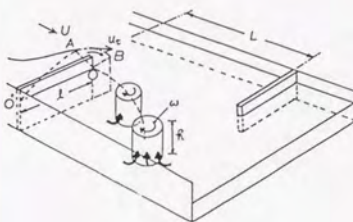
(5) ポンプアップ型



(6) 渦巻き型



(7) V字型



(8) 人工岬型

図1.4.1 各種の人工湧昇流発生構造物

本論文では、剥離渦が湧昇流に関わっているという実験的観察から、最も単純な平面渦を発生させる人工岬、およびこの応用と考えられる複列衝立型構造物について研究する。鉛直流速が微弱であることからこれまでの実験と同様に流れを可視化して湧昇を確認し、その定量的解析を行ない、湧昇流量などを理論的に導き、可視化から得られる結果を理論で検証した。

## 第2章 本研究の経緯

本研究は、1978年著者等が日本海の汐巻礁漁場の漁場環境に重要な条件となっている湧昇流調査研究に始まり、その模型実験の実施、さらに天然礁に比較して小さな規模でかつ効率的な湧昇流発生構造物の開発へと展開して行った。他方、剥離渦に関する研究は、1977年に鳥取県ヒラメ増殖場環境調査における気高岬沖の調査、さらに1990年に千葉県富津岬の東京湾海水交換への影響調査が行われ、これらが渦の特性に起因して湧昇現象に関係していることが明かとなり発展してきたものである。

以下にこれらの経緯を略述する。

### 1節 汐巻礁における湧昇流調査<sup>1)</sup>

礁などの海底面突起によって発生する地形性湧昇流について、前章で述べたように山口県汐巻礁で観測し、理論的考察を行った。図2.1.1に汐巻礁の海底地形を示す。北西-南東方向約4km、礁底部幅約1km、周辺の平均水深80m、礁頂部水深30mのらくだの背中状の地形を呈している。

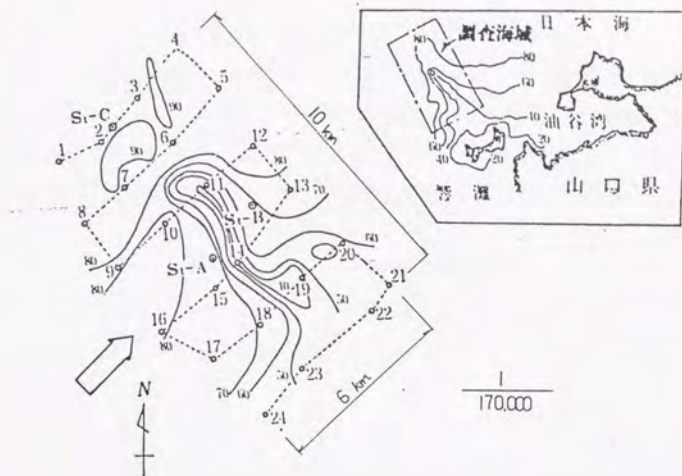


図2.1.1 山口県沙巻礁の海底地形

図2.1.1に示すSt. A, B, Cの上・下層で15日間の流向・流速, 塩分, 水温の長期観測を行った。St. Bの観測結果を図2.1.2に示す。上段は上層の1時間平均で, 下段が下層である。流れについて見ると, 流れは礁に直角の方向 (NE方向) に卓越しており, 平行方向の流れは小さい。さらにNE方向に圧倒的に多く流れていて, 対馬暖流の影響が強いことを示している。また, 上層が大潮, 小潮の流れの違いが明確に現れているのに対し, 下層の下層ではその変化はあまりなく, ほとんどNE方向に流れている。水温を見ると, 上層は大潮期で変化が大きく, 小潮期では小さく安定している。下層ではいずれの時期も変化が比較的大きく, 流れに対応している様子が見られる。

このように特徴的な流れが見られたことから, 流れについて整理し, 流れをパターン化した。図2.1.3にそれを示す。上層はSt. A, Bともに北東流が卓越する類似の流況を示しているが, 下層は両地点での違いが明らかになっている。すなわち, 小潮時にSt. Aで礁に向かう流れは殆ど生じていない。これは下層の重い水塊は礁を越えることができず, 迂回するように流れると推察される。

図2.1.4にSt. A, Bの流向別パワースペクトルを示す。礁直角成分のパワーレベルが礁

平行方向に比べ3~10倍大きい。また、St. Aでは上層の方が下層よりパワーレベルが大きいが、St. Bでは下層の方が上層よりも大きく、鉛直混合が下層に伝達されたと考えられる。さらにSt. Aは上・下層とも潮汐流をエネルギー源として $-5/3$ 乗則に従う慣性領域の移送があるのに対し、St. Bの下層では $-3$ 乗則に従う浮力領域が現れているのが特徴である。このことは礁を越えることによる鉛直混合によって新しい密度の水塊を生じ、これが安定した成層流への移行過程でポテンシャルエネルギーに変換されているためと見ることができる。

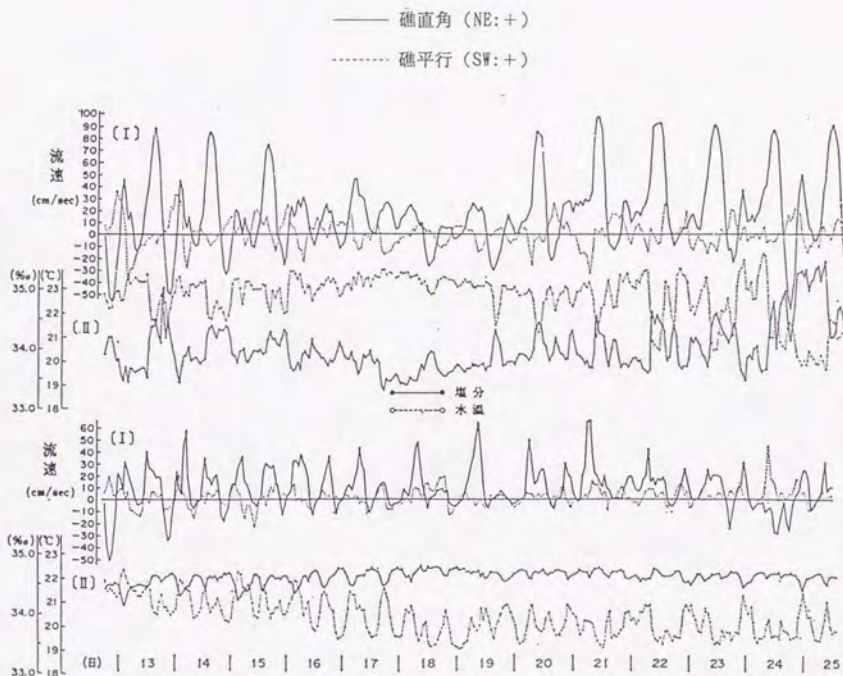


図2.1.2 St. Bにおける流向・流速、水温・塩分の連続観測記録

(上段：上層，下段：下層)

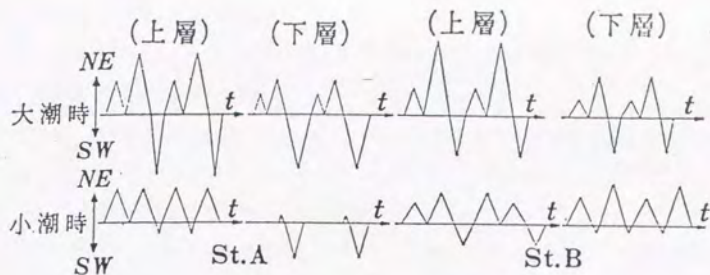


図2.1.3 山口県汐巻礁に見られる流れのパターン

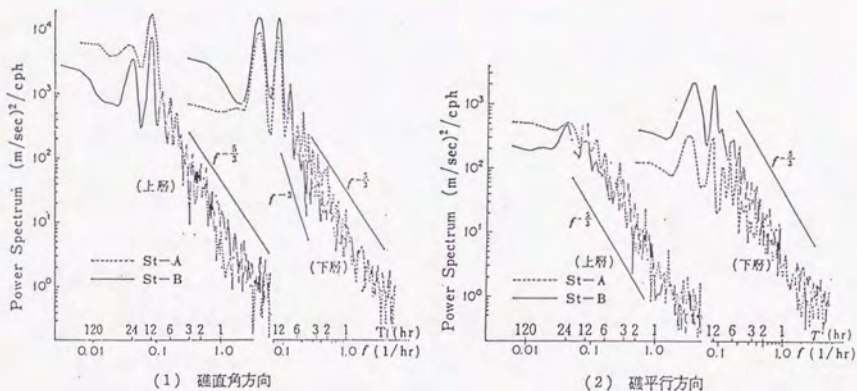


図2.1.4 流速のパワースペクトル

これらの観測結果から次のような考察ができる。

- ① 礁の潮目での上昇降下流域は不規則に生じるのではなく、流況によって地形的に固定した場所に生じ、平均流向を軸とする渦を生じる。またカルマン渦のように後流域に流去することはない。
- ② 密度成層流が地形的混合を受けた後流域のエネルギースペクトルには、浮力領域のエネルギー輸送を生じ、新密度成層流へ移行することによる乱れエネルギーのポテンシ



ルエネルギーへの変換が現れる。

- ③ エネルギースペクトルから、流れは-5/3乗則に従う慣性小領域の流れである。流軸方向では平行方向の3~10倍のエネルギーレベルの差がある。
- ④ 礁下流の上層の流れは、密度 $\sigma_t$  ( $\sigma_t = \rho - 1000$ )の上下逆転現象から混合過程にある。
- ⑤ 底層流は流速の遅いとき礁を越えることができず、礁の裾を迂回して流れる。

これらの現象認識にたっていることは、

- ① 従来のように物の背後の流れをレイノルズ応力という不規則量として統計的に扱うよりも、礁によって生じる平均流の変化量による圧力場の変化として扱うことが必要である。
- ② 礁による水塊混合は全層完全混合とはならないので新しい成層流へエネルギー輸送が起こるなどである。

この現象を流軸方向 $x$ 、流軸直角方向 $y$ 、鉛直方向 $z$ で検討すると、 $x=500\text{m}$ 、 $y=3000\text{m}$ 、 $z=80\text{m}$ 、時間 $t=12\text{hr}=4.3 \times 10^4 \text{sec}$ のスケールで、 $\rho=1021 \sim 1025 \text{kg/m}^3$ 、 $u=0 \sim 1 \text{cm/sec}$ 、 $v=0 \sim 0.3 \text{cm/s}$ の現象が生じている。

なお、連続式から鉛直方向の流速成分 $w$ は、

$$\frac{\partial w}{\partial z} = - \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)$$

$$\therefore w \approx 0.15 \text{cm/s} \quad (2.1)$$

の流速が生じている。

これらのスケールを用いて、オーダーエスティメイトを行うと、コリオリ力、粘性力、非定常項が省略される。

運動方程式は、慣性項について時間項および $y$ 方向について無視できる。したがって

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.2)$$

$$\rho \left( u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \rho g - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.3)$$

質量保存則も同様に、時間項および $y$ 方向が無視でき、ブシネスク近似による連続式、および連続式は、

$$u \frac{\partial \rho}{\partial x} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.5)$$

となり、(2.2)～(2.5)式が基礎方程式となる。

礁上流側から礁上までの流れは、図2.1.2に示したように礁に向かう流れが卓越していることからポテンシャル流に近いと考えられる。そこで、各水深層毎の流線について(2.2)

(2.3)式のエネルギー積分を行うと、

$$q^2/2g + H = E \quad (2.6)$$

となり、ベルヌイの式となる。ここに、 $q^2 = u^2 + w^2$ 、 $H = p/\rho g + z$ 、 $E$ :比エネルギーである。

この流線は平均流の流線であり、礁を越え激しい擾乱を受けるまで成り立つと考えられる。礁を越えるときにこの流れは縮流となり、越えた直後に流速のyz断面における分布が、礁の地形の影響によって変化し、速度水頭の変化は動水圧分布に変化を与えることになる。そこで、圧力の高い方から低い方への流れが誘起されて、3次元の渦が発生する。

すなわち、(2.6)式をyで微分すると

$$\frac{\partial H}{\partial y} = -\frac{1}{2g} \frac{\partial q^2}{\partial y} \quad (2.7)$$

y方向の動水圧水頭差 $\delta H$ は、yz方向に新たな流れ $v'$ を起こさせることになる。

$$\delta H = \int_a^b \frac{\partial H}{\partial y} dy = -\frac{1}{2g} \int_a^b \frac{\partial q^2}{\partial y} dy = -\frac{v'^2}{2g} \quad (2.8)$$

ここに、積分範囲(a, b)は後流のxy平面での自由流線での境界幅。

以上から、yz断面に発生する流速 $v'$ は、

$$v' = (q_b^2 - q_a^2)^{1/2} \quad (2.9)$$

となる。

この流れは、地形によって起こされた平均流の流速分布によって作られたものであるから、地形に固定した渦である。

また、 $gd\rho/dz \ll \delta H$ である場合には、鉛直方向にも同様の展開が可能で、

$$w' = (q_b^2 - q_a^2)^{1/2} \quad (2.10)$$

が導かれ、 $v' \approx w'$ が成り立つ。ただし、この場合(a, b)はxz面での境界幅を表す。

(2.10)式による値は、ほぼ上昇降下流速と同じオーダーの値が得られることがわかる。

以上のように、この礁を越える流れは、オーダーエスティメイトからベルヌイの定理が成り立つと考えられる。その結果、x軸(NE方向)を回転軸とする渦(湧昇)が生じていることが説明できた。

## 2 節 海底構造物による湧昇流

### 2.1 汐巻礁の水利模型実験<sup>2)</sup>

前節で述べた山口県汐巻礁の水利現象を模型で再現させることを目的に、水利実験を行った。実験条件を表2.2.1に示す。また、現地のモデルを図2.2.1に示す。

表2.2.1 実験条件

実験№	水深H	流速 $U_m$	フルード数	レイノルズ数	模型高	縮尺	模型形状
1	80 cm	5 cm/s	0.018	$2.5 \times 10^4$	50 cm	$\frac{1}{100}$	A
2	80	10	0.036	$5.0 \times 10^4$	50	$\frac{1}{100}$	A
3	80	5	0.018	$2.5 \times 10^4$	50	$\frac{1}{100}$	B
4	80	10	0.036	$5.0 \times 10^4$	50	$\frac{1}{100}$	B
現地	80 m	100 cm/s	0.036	$5.0 \times 10^7$	50 m	1	ラグダの背状

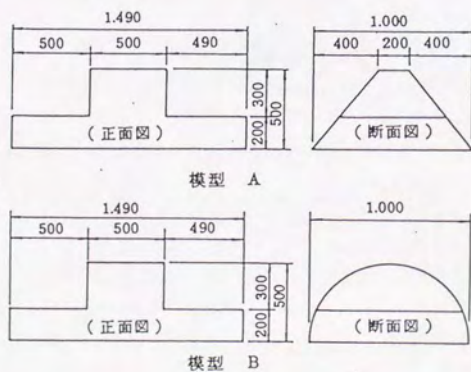


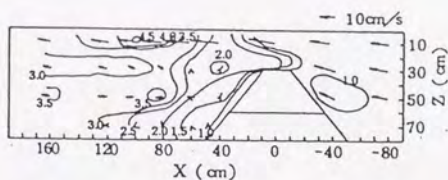
図2.2.1 現地モデル

実験は、幅150cm、長さ100m、高さ100cmの開水路で行い、縮尺は1/100とした。したがって流速条件はフルード則で1/10となる。模型での鉛直方向の流速は、(2.1)式に代入すると0.015cm/sとなり、鉛直方向の流速の測定は極めて難しい。そこで、解析は平均流速の測定結果よりも乱れ強度を測定した。座標は原点を模型中央直上の水面にとり、流下方向にx、水平直角にy、水深方向にz軸をとる。

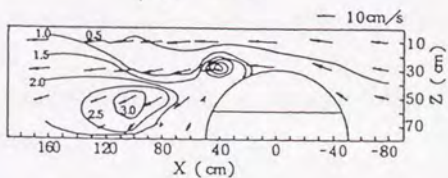
測定には超音波式3次元流速計を用いて、平均流速、乱れ強度を測定した。

実験条件No.2の流れの状態を図2.2.2(a)に示す。図には平均流速ベクトルとX方向の乱れ強度uの分布を示している。模型A、Bの違いは、剥離点の位置でAでは上流側に、Bでは下流側にある。

乱れ強度 $q$  ( $= (u^2 + v^2 + w^2)^{1/2}$ ) を断面平均流速 $U_m$ で無次元化し、X、Z方向の分布を図2.2.3に示す。A模型では模型凸部中央 ( $Y/B=0.5$ , B; 水路幅) では、模型上 ( $X/D=0$ , D; 構造物高さ) で乱れが大きくなり、流下するにつれ深度方向 ( $Z/D < 1$ ) にも乱れが伝達されている。B模型では模型の下流側で乱れが大きくなり、流下するにつれ下層の乱れが上層よりも大きくなる。模型側面 ( $Y/B=0.7$ ) では、模型A、Bともに下層の乱れが大きくなるのが明らかになった。



(a) No. 2



(b) No. 4

(a)模型A (実験条件No.2) (b)模型B (実験条件No.4)

図2.2.2 模型A、Bの流速ベクトル分布 ((a)実験条件No.2, (b)No.4)

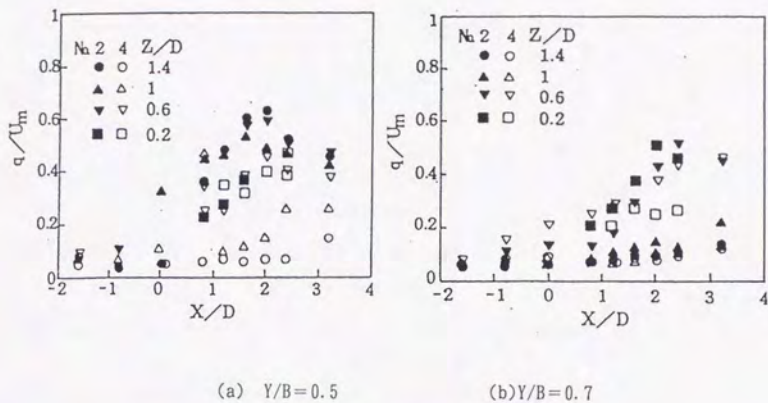
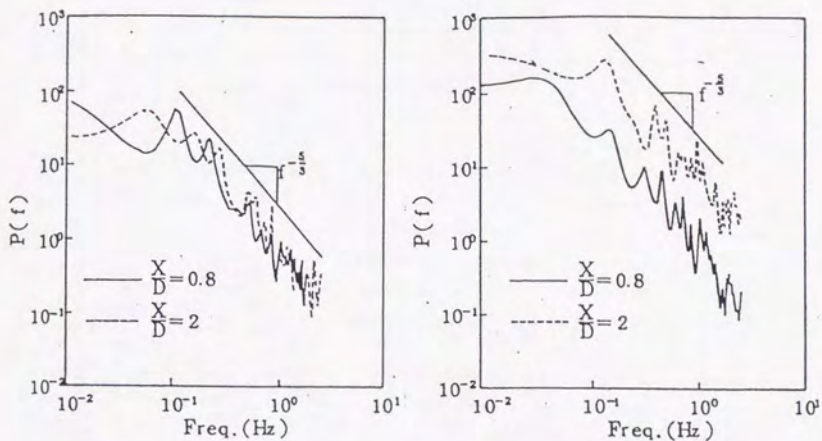


図2.2.3 模型A, Bの乱れ強度分布

これらのことから、剥離によって流れが乱され、その乱れが上層から下層に流下するに  
したがって伝搬されていき、同時に側面から乱れが加わっていることが明らかになった。こ  
の乱れのパワースペクトルを求めたのが図2.2.4である。上層の(a)では、0.1Hz以上の高周  
波数で乱れが等方性であることがわかる。下流側 ( $X/D=2$ ) の0.06Hzで高いパワーを示し  
ているが、これは側面からエネルギーが伝搬されていると推察される。一方、下層の(b)で  
は下流側のエネルギーが上流側より大きい。側面からエネルギーが加えられたためと考え  
られる。

以上のように、汐巻礁の水理模型実験から、流れが地形の凹凸によって凹部に流れ込む  
ことや、後流域内の乱れの構造が明らかになった。



(a)  $Y/B=0.5, Z/D=1$

(b)  $Y/B=0.5, Z/D=1$

図2.2.4 乱れのスペクトル解析 (模型A, u成分)

## 2.2 種々の海底構造物による水理模型実験<sup>2)</sup>

以上のような地形性湧昇流に関する現地調査, 水理模型実験から人工的に湧昇流を発生させる湧昇流発生構造物の開発を様々な形状を用いて試みた。手法としては, 水理実験によって流れの可視化と乱れ強度を求めた。

### 1) 実験条件

実験条件を表2.2.2に示す。また, 実験に供した模型の形状を図2.2.5に示す。実験は幅0.6m, 高さ1.2m, 長さ50mの循環式水路で行った。

表2.2.2 各種の海底構造物形状に関する実験条件

RUN	模型形状	特記条件	遮蔽率 D/H	水深 H(cm)	流量 Q(l/min)	平均流速 U <sub>m</sub> (cm/s)	レイノルズ 数 Re
②遮へい効果に関する実験							
R 05	逆 T 型	—	0.05	50	1.27	7.1	13,300
R 06	"	—	0.10	"	"	"	13,300
R 07	"	—	0.30	"	"	"	13,300
③形状効果に関する実験							
R 10	逆 T 型		0.2	50	1.27	7.1	13,300
R 11	逆 T-1 型		"	"	"	"	"
R 12	三角型		"	"	"	"	"
R 13	逆 Y 型		"	"	"	"	"
R 14	I 型		"	"	"	"	"
R 15	逆 T-2 型		"	"	"	"	"
R 16	I-1 型		"	"	"	"	"
A 01	捨石マウンド構造		"	"	"	"	"
A 02	混成式マウンド		"	"	"	"	"
④配置効果に関する実験							
R 17	逆 T 型	2 列 7.5D	0.2	50	1.27	7.1	13,300
R 18	"	" 10 D	"	"	"	"	"
R 19	"	" 12.5D	"	"	"	"	"
R 20	"	" 15 D	"	"	"	"	"
R 21	"	" 20 D	"	"	"	"	"
R 22	"	" 30 D	"	"	"	"	"
R 23	"	" 40 D	"	"	"	"	"
R 24	"	3 列 10 D	"	"	"	"	"
R 25	"	" 20 D	"	"	"	"	"
R 26	"	" 30 D	"	"	"	"	"

遮蔽率D/Hは、模型の高さDと水深Hの比

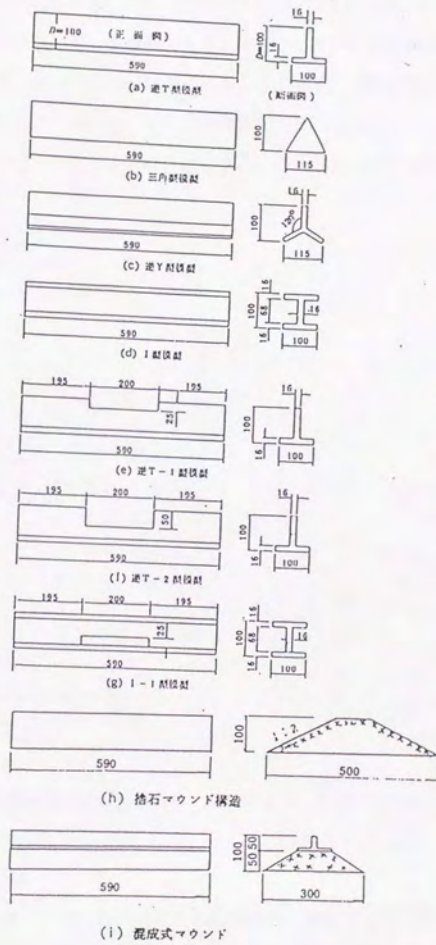


図2.2.5 実験に用いた各種構造物



## 2) 実験結果

### (1) 遮蔽効果に関する実験

構造物の流れに対する遮蔽率の影響を検討するため、乱れ強度 $q/U_*$  ( $U_*$ : 摩擦速度) で比較した。結果の一例を図2.2.6に示す。遮蔽率 $D/H$ が0.1以下の場合、水面に近い地点の乱れは小さく、バックランド値と同程度である。一方、 $D/H$ が0.2以上では、バックランド値の4倍程度となり、乱れの伝搬が認められる。これより、遮蔽効果は、遮蔽率を0.1以上としたときに現れることがわかる。また、断面総乱れ強度 $A (= \int qdZ/H)$ の水平分布を図2.2.7に示す。 $D/H$ の増加とともに $A$ は大きくなる。 $A$ の極大値はいずれの場合も $X/D=10$ の所で生じている。

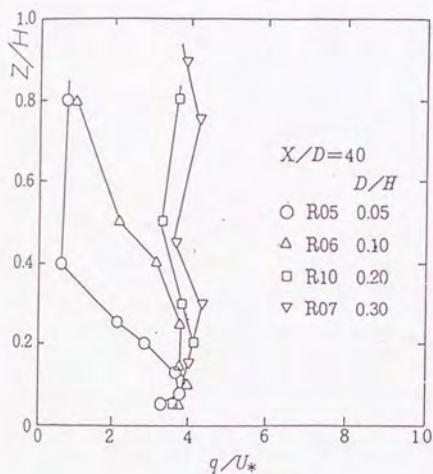


図2.2.6 乱れ強度 $q/U_*$ の鉛直分布

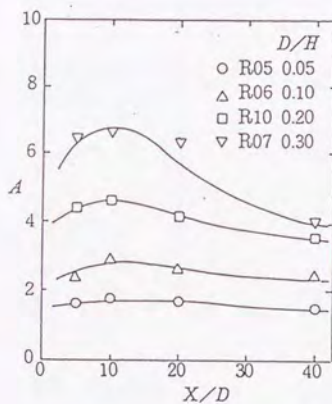


図2.2.7 断面総乱れ強度 $A$ の水平分布

### (2) 形状効果に関する実験

乱れ強度の模型形状による違いを見出すための実験で、種々の形状で行った。結果を図2.2.8に示す。捨石マウンド構造を除くと形状による違いは見られない。捨石マウンド構造は、流れが剥離しにくい構造のため、乱れが小さいと考えられ、上部に逆T型形状を設けることで他の形状と同程度の乱れを発生させる。

この実験から、基本形状として施工性、経済性を勘案して逆T型の形状が最適と考えられる。

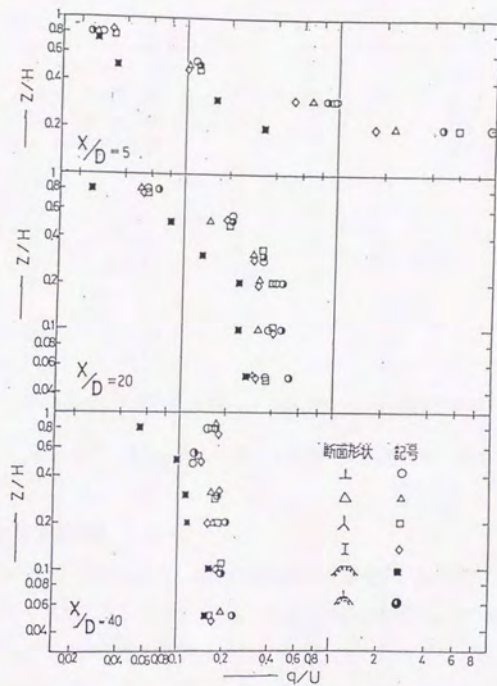


図2.2.8 形状の違いによる乱れ強度の鉛直分布

なお、切り欠きを逆T型形状に設けた場合の乱れ強度を図2.2.9に示す。この場合、鉛直方向と水平方向の乱れが加わり、混合効果が増加が期待されるが、遮蔽効果が逆T型より小さくなるため、乱れ強度は結果として小さい。

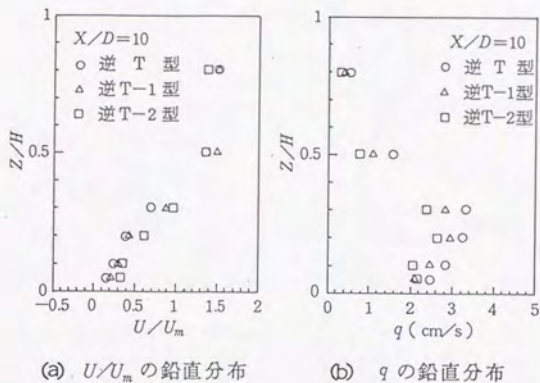
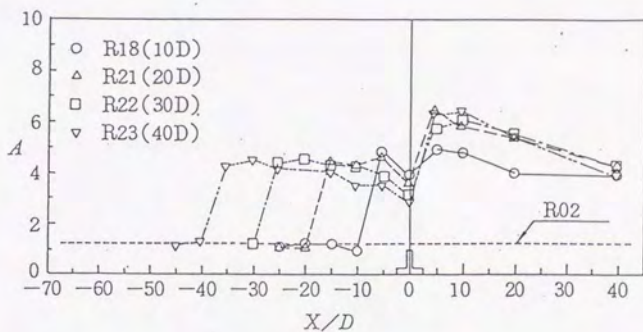


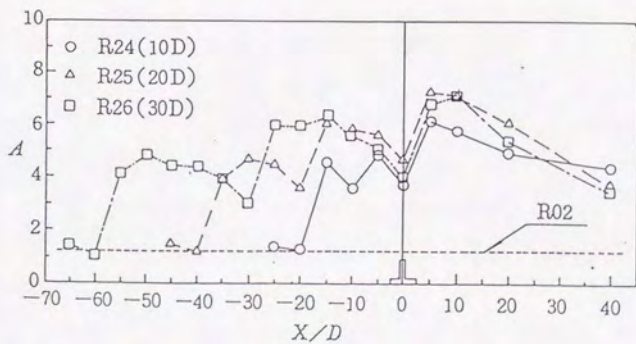
図2.2.9 切り欠きを考慮した形状の乱れ強度鉛直分布

### (3) 配置効果に関する実験

これまで1列配置について形状、遮蔽効果を論じてきたが、配置間隔を適切にすることで乱れに対する効果を高めることができる。図2.2.10(a)は2列配置における断面総乱れ強度Aの水平分布である。間隔が10D以外の20~40Dでは乱れは同程度であり、2列目の下流側で乱れが大きくなっている。(b)は、3列配置における場合で乱れはさらに大きくなる。しかし、R26の30Dでは、模型間の乱れが小さい。結論として20Dが適当である。



(a) 2列配置における断面総乱れ強度  $A$  の水平分布



(b) 3列配置における断面総乱れ強度  $A$  の水平分布

図2.2.10 配列効果に関する実験

### 3節 湧昇流発生構造物の開発<sup>4)</sup>

人工湧昇流を発生させることが可能と考えられる海底設置型構造物の開発を目指して、多くの構造体を用いて実験を繰り返した。実験に用いた水路は長さ50m、幅60cm、水深50cmである。可視化実験から上下流側に図2.3.1に示す形状の構造物を設置することで、これまで行った構造物の中で最も湧昇流の発生が顕著なことを見出した。

実験条件を表2.3.1に示す。

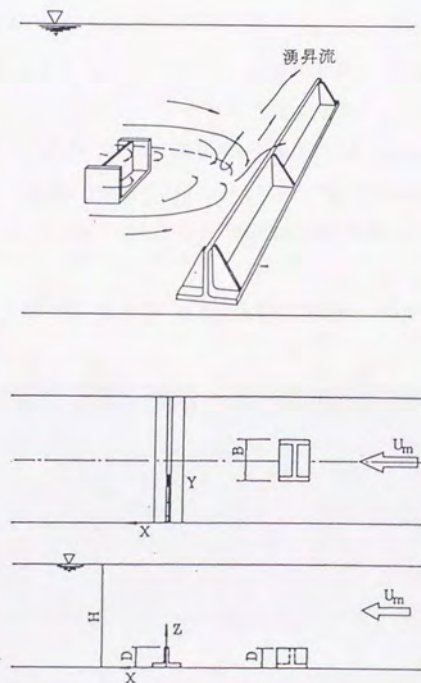


図2.3.1 湧昇流発生構造物

表2.3.1 実験条件

実験№	H	D	$U_m$	B	$F_r$	$Re$	Scale
1	50cm	10cm	3.3cm/s	10	0.015	3.300	$\frac{1}{100}$
2	50	10	7.1	10	0.032	7.100	$\frac{1}{100}$
3	50	10	25	10	0.113	25.000	$\frac{1}{100}$

図2.3.2に染料による湧昇流発生状況を示す。周期的に湧昇流が発生している様子がわかる。また、図2.3.3は、ビーズトレーサーの1秒間の軌跡を撮影し、写真から画像解析して流速分布を求めたものである。下流側の衝立直上で流れが大きく上向いているのがわかる。さらに、平均流速を流速計で求めた。結果をベクトルで表したものが図2.3.4である。流速ベクトルから平面的には水路中央へ、断面方向では底層の流速ベクトルが急激に上向いているのがわかる。

以上のように、構造的、経済的に有利な湧昇流構造物の形状を見出すことができた。

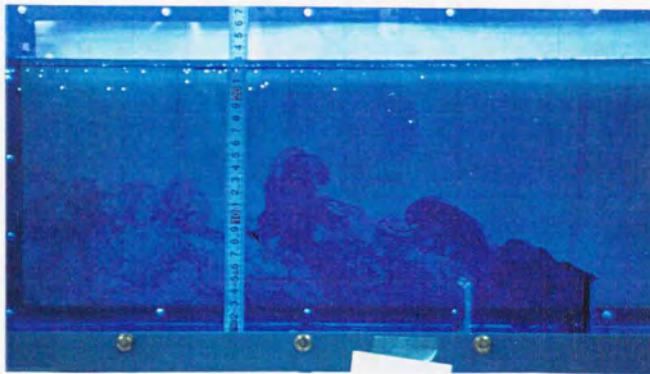


図2.3.2 湧昇流発生状況

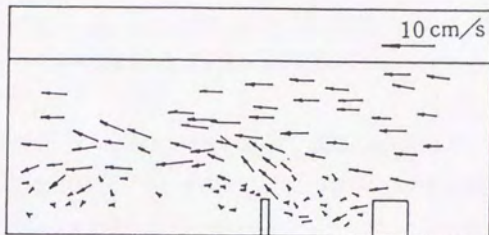
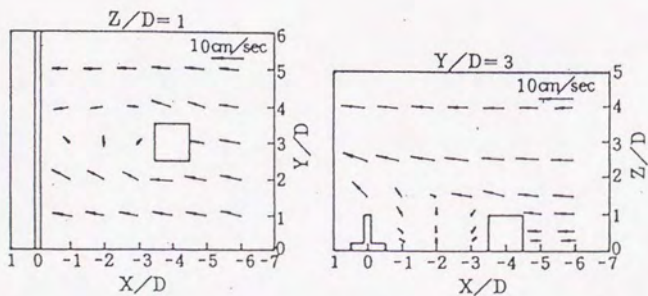


図2.3.3 トレーサーによる瞬間流速分布



(a) X-Y SECTION

(b) X-Z SECTION

図2.3.4 平均流速ベクトル

#### 4節 岬による湧昇流<sup>5)</sup>

一方、沿岸海域の流れは岬や島など地形の影響を強く受けて、渦流域や循環流域を形成して鉛直流を誘起する。このような流れの構造については未だ十分解明されていない。

そこで、岬が及ぼす流れの構造を、特に剥離渦による湧昇流について流れの可視化によって検討した。実験は、長さ200cm、幅40cm、高さ30cmの流水水槽に、岬に見立てた板を水槽内に設置し、さらに後流域の大きさを変化させるために岬に対し千鳥状に板を設置して行った。

可視化は、底面にメチレンブルー粉末をまいて、底層の流れを把握する注入タイムライン法、メチレンブルー溶液をノズルを通して上流から流し、上中層の流線を観察する注入流脈法、ならびにアルミ粉末を上流から流し、スリット状のレーザー光で岬の後流域の渦の挙動を観察する懸濁法を用いた。

後流域内の底面上に染料を流した結果、染料は上層に吸い取られるように上昇する状態が見られた。その動きを図2.4.1に示す。また、アルミ粉末法によって岬からの剥離渦の発生を見ることができた。図2.4.2にそれを示す。底層流線が剥離渦列線にすべて吸い込まれているようすが明らかになった。そして、この剥離渦は流下とともに渦径を増していく様子がわかる。これは、底層流が渦内に流れ込み、渦内で湧昇が生じていると解釈される。



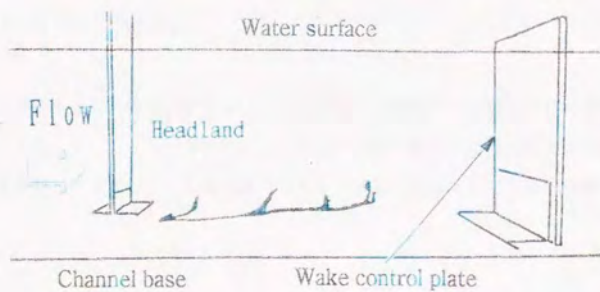
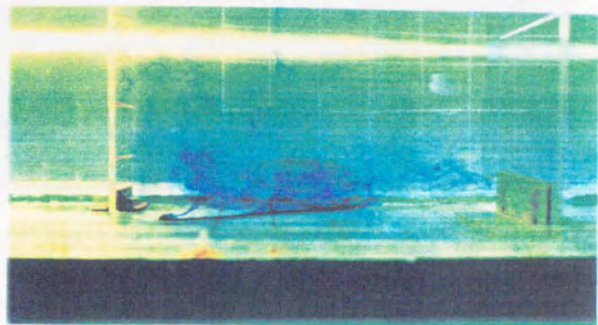


図2.4.1 後流域底面上に流した染料の動き（染料は上層に吸い取られるように上昇する）

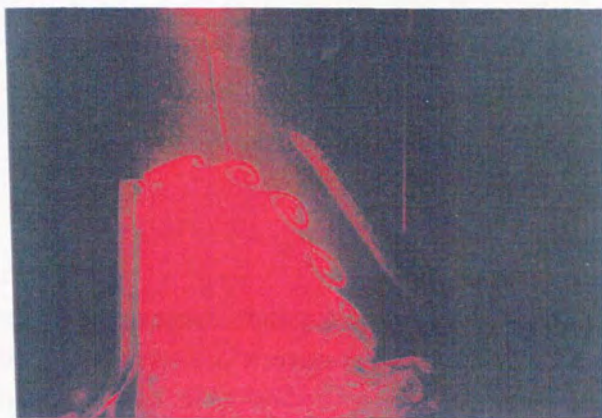


図2.4.2 岬から発生した剥離渦

#### 5節 渦のスピンダウンと湧昇流

これらの結果をもとに、剥離渦がスピンダウンしている過程で、底層流が渦内に吸い込まれ湧昇流が発生していくことが考察された。このことは一般流中に存在する渦度渦の一般的特性と思われ、大洋における地衡流渦のエクマン湧昇とも関連して、後で詳述する。

### 第3章 渦運動水理模型実験の相似則

本研究における水理模型実験は、可視化を通じて現象を考察し、理論構成の基礎およびその検証を行う重要な役割をもつ。また模型スケールと実現象スケールは大きく異なるので、その相似則、特に粘性の効果について十分に検討する必要がある。

#### 1節 構造物から剥離する規則渦の性質

物体から剥離する規則渦は円柱についてカルマン渦としてよく調べられている。剥離渦は角隅部においてよく発生し、本研究では平板を対象とする。

流れに直角におかれた平板では、流れは板面における粘着条件によって淀み点から漸次境界層を発達させ、端縁で剥離する。このとき境界層内で発達した渦は剥離をするときに、その総量を保存しつつ、間欠的に一般流中に放出されると考えられる。すなわち渦の生成は板面に沿う流れの粘性（渦粘性）によって境界層内に発生する。しかし、剥離後の渦のもつ境界層は底面の粘着条件による底層境界層のみである。この渦は外部からの渦エネルギーの供給のない限り、スピンドウンして、渦径を増大しつつやがて消滅する。この間の渦径の増大は底層からの湧昇流を発生させることが第2章で述べたように実験的に確かめられた。この実験の定量的評価には粘性影響の検討を必要とする。

## 1.1 エクマン湧昇流

地球（回転系）流体力学の対象とする渦は、圧力勾配力とコリオリ力の釣りあった地衡流である。このことは、気象図における風向が等圧線接線方向に、北半球では圧力勾配力直角右向きに生じていることで示される。海洋流も直接の流速測定ではなく地衡流近似の力学計算によって流速流向が求められてきた。地衡流近似の渦では、テーラー・プラウドマンの定理（Taylor-Proudman Theorem）が成り立ち、流速の大きさは回転軸方向に一様である。しかし、海底では粘着条件によってこれは成立しない。この海底における薄い底層境界層をエクマン境界層（Ekman Boundary Layer）と呼ぶ。エクマン境界層内における流れは摂動解として境界層厚さ  $\delta_E$ 、流速  $\mathbf{q}$  について次式が導かれている。<sup>1)</sup>

$$\delta_E = \frac{\nu}{\Omega} \quad (3.1)$$

$$\mathbf{q} = -q_0 \exp(-\zeta) \cos \zeta + \mathbf{k} \times \exp(-\zeta) \sin \zeta \quad (3.2)$$

ここに、 $\Omega$ ；回転系の回転速度（ $=\omega \sin \phi$ 、 $\omega$ ；地球自転角速度、 $\phi$ ；緯度）、 $\nu$ ；動粘性係数、 $q_0$ ；境界層外縁の流速、 $\mathbf{k}$ ； $\Omega$  軸（Z軸）方向単位ベクトル、 $\zeta$ ；境界層内の底面に直角方向座標、（ $\zeta = Z/\delta_E$ ）である。

(3.2) 式の流速には鉛直成分  $w_E$  が存在して

$$w_E = \frac{1}{2} \delta_E \omega_0 \quad (3.3)$$

ここに、 $\omega_0$ ；境界層内部の渦度である。

(3.3) 式に示される流れがエクマン境界層上端を通して、その上に乗った渦の中に湧昇させる。これはエクマンポンピング（Ekman Pumping）と呼ばれ、渦径は増大しスピンドアウンして渦は減衰していく。

以上の理論は、粘性効果は底面のエクマン境界層内に限られること、この上に乗った渦は非粘性であり渦管における内部粘性が零であってもスピンドアウンが起こることがわかる。

本研究における剥離渦は、地衡流回転渦に比べ渦径が小さく、従って底面境界層面積が小さく、粘性影響はより小さいものと考えられる。

よって第4章では非粘性理論を展開し、これを実験との対比において検討することとする。

## 1.2 循環定理

流れの場に向きのある閉曲線Cを考え、その線要素をds、接線ベクトルをtとする(3.4)式に示す $\Gamma(C)$ を循環と呼ぶ。

$$\Gamma(C) = \int_C \mathbf{f}_c \mathbf{v} \cdot \mathbf{t} ds \quad (3.4)$$

ベクトル演算におけるStokesの定理を用いれば、

$$\Gamma(C) = \int_C \mathbf{f}_c \mathbf{v} \cdot \mathbf{t} ds = \iint_A \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{n} dA \quad (3.5)$$

すなわち、閉曲線Cに沿った循環はCに囲まれる断面Aの渦度の合計に等しい。

また、渦度 $\boldsymbol{\omega}$ は、

$$\boldsymbol{\omega} = \text{rot} \mathbf{v} = \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

であるから

$$\text{div} \boldsymbol{\omega} = 0 \quad (3.6)$$

このことを渦なしの場に存在する渦管でいえば渦管内の渦度の発散は0、すなわち渦度が保存されることを意味する。

(3.5)式にGaussの定理を適用し、(3.6)式の関係を用いれば

$$\Gamma(C) = \text{const.} \quad (3.7)$$

すなわち、1本の渦管についてどの断面においても循環は一定である。

他に渦の時間的変遷についてはHelmholtzの渦定理であり、これは完全流体では渦は不生不滅であることを論じている<sup>2)</sup>。これは次のように理解できる。

渦度は流体運動の並進、回転、変形における剛体的回転の角速度の2倍であるから、渦およびその合計である循環は角運動に関する量であり、非粘性流体では接線応力は生じないので、モーメントは作用せず、角運動は保存されるということである。

本研究における剥離渦は、内部粘性の無視できる一般流体中に放出された渦管であり、粘性の配慮は渦管の底面における境界層のみである。すなわち、粘性効果の配慮は境界層が必要であり、平板構造物における境界層内で発達した渦度が、その端縁で渦管として間欠的に境界層外(非粘性域)に放出される。そして、スピンドアウンは、渦管外縁における粘性によって生じるのではなく、渦管底面の境界層から渦管内に吸い込まれた水によって、渦径を増大し、次第にスピンドアウンすると考えられる。

## 2節 慣性小領域の渦

前述では構造物から剥離する規則渦の性質について記した。次に第5章に述べる湧昇域内の乱れの性質について考察しておく。

乱流のもつ渦エネルギー特性についてはKolmogorovによって調べられ、海洋乱流におけるエネルギーの波数スペクトルは図3.4.1のようである<sup>3)</sup>。図中A領域は、天体および地球自転、風など外部よりエネルギーを受けて発達するスペクトル領域である。このスケールの大きい渦のエネルギーは、漸次スケールの小さい、波数  $f$  の大きい渦へと機械エネルギーを保存したまま伝達し、これを慣性小領域の渦 (Inertial Subrange Eddies) と呼んでいる。この領域の渦のエネルギーは、 $f$  の $-5/3$ 乗に比例することがKolmogorovによって導かれ、この法則は海洋を含む多くの乱流場で実測され、その成立が証明されている。さら

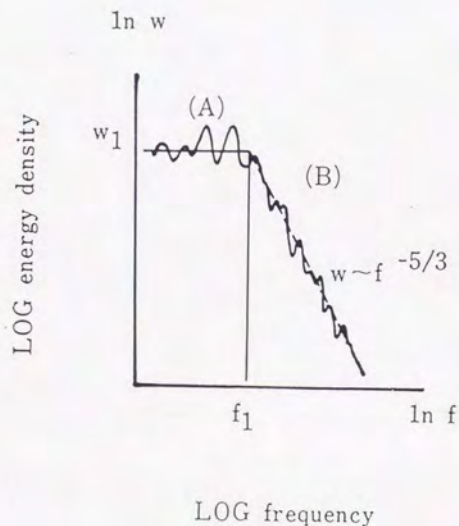


図3.4.1 海洋乱流中のスペクトル<sup>4)</sup>

に小さなスケールの渦では分子粘性によって熱エネルギーとして消費される。また、密度成層のある流れが混合を受け乱流となった場合の慣性小領域の渦は、運動エネルギーの一部が位置エネルギーとして再成層化に用いられ、 $-3$ 乗に比例することが知られている。これは浮力領域といわれている。

本研究で扱う湧昇流発生時の乱れは、主として慣性小領域内の渦であり、湧昇が概成した後、粘性領域の混合により、水質的に均質な湧昇水塊を形成すると考えられる。このことは第5章で論述する非粘性理論の実験値による検討、湧昇域内のスペクトル実測等で検討される。

以上、本研究における現象の基本的流れの性質について整理した。この推論・検討において現象は、一部の境界層を除いて、ほぼ非粘性として扱い得ることが期待される。

これらの基本的考察の下に現象を詳細に考察し、理論的展開を行い、これを実験的に検証することにする。

## 第4章 平面渦（鉛直軸渦）のスピンダウンと湧昇流

### 1 節 人工岬周辺の水理

沿岸域環境は今日、漁場生産性の向上、生態系環境の立場から開発、保全、Mitigationの対象として着目され重要性が増大している。岬は特色ある海岸環境であり、好漁場の形成あるいは海岸保全のために人工岬などが検討されるようになった。しかし、岬によって生じる剥離渦の水理構造に関する研究は少ない。

岬周辺は一般流として潮流が卓越し、岬の下流側では後流域が形成される。この後流域の形成は、これまで定性的に上下混合の盛んなところと位置づけられていた。一方、流体力学的には岬にそう境界層の発達から剥離渦が発生することはよく知られている。この剥離渦は2章で示したようにスピンダウンし、湧昇流の発生の要因となることが本研究で確認された。

本研究ではこの岬によって生じる剥離渦の形成、剥離渦の流下によるスピンダウンによって生じる湧昇流、岬の後流域の海水流動特性などの岬による水理構造を明らかにしようとしたものである。

### 2 節 水理実験

実験は、流れの可視化によって岬周辺の水理構造を把握し、現象の理論的考察を行った。理論を検証するため実験条件を定め定量化測定を行った。



## 2.1 実験装置とその方法

実験装置は、長さ200cm、幅40cm、高さ30cmの亚克力製流水水槽（図4.2.1）を使用した。ポンプを用いて貯水層から一定流量（ $250\text{cm}^3/\text{s}$ ）の水を供給し、一様流とするため、水槽上流側と下流側に水流を減衰させる緩衝装置を設け、さらにせきを設けて水深を一定とした。

岬は、亚克力製板で作成し、先端をエッジ状にして、剥離条件を流れに対し一定にした。設置は流れによる振動を防ぐためテープで固定した。また、岬後流域の大きさの影響を調べるために上流側岬と同じ長さの後流域制御板を千鳥状に配置し、岬板との間隔を変化させて岬後流域を変化させた。

測定は、流れの可視化を基本に行い、以下の手法を用いてビデオカメラ、スチールカメラで撮影し、流速計を用いて初期流速測定、岬の剥離渦の発生周期をビデオカメラのタイマーで測定、後流域の体積、および渦径の時間変化を写真から測定した。渦径の時間変化は、図4.3.3に示すように写真から短径、長径を測定し平均半径を求める。なお、可視化の名称は流れの可視化ハンドブックによる。<sup>1)</sup>

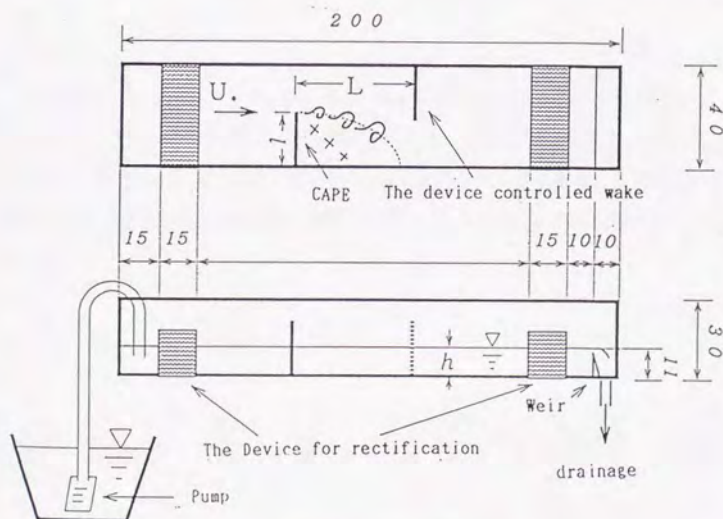


図4.2.1 実験水槽

- ① 注入流脈法：メチレンブルー溶液をノズルを通して上流から流し、上中層の流線を観察する。
- ② 注入タイムライン法：底面にメチレンブルー粉末をまいて、底層の流線を観察する。
- ③ 水槽全体に一樣のメチレンブルー溶液を流し、水に切り替えて後流域が希釈していく様子を観察する。
- ④ 懸濁法：アルミ粉末を上流から流し、スリット状のレーザー光で岬の後流域の渦の挙動を観察する。
- ⑤ 染料塗布法：剥離渦を可視化するために岬板の先端部、水面下1cmの位置にウォーターブルーを塗布し、ここより生じる剥離渦の発生周期、渦径を計測する。

岬後流域の海水交換速度は、次のように測定した。まず始めに濃度1ppmのメチレンブルーを流し、水槽内が一樣な濃度になってから水に切り替えて、岬の後流域に設置した濁度計で後流域内の濃度変化を測定した。データをデジタルレコーダーに収録し、パーソナルコンピュータで解析した。濃度は3点で測定し、センサーは後流域の大きさによって位置を変え、岬先端付近から図4.2.1の×印に示す位置の水面下6cmの所に設置した。また、Case8~12では水面下3cmと8cmの位置にセンサーを設置し、鉛直方向の濃度変化も比較した。

## 2.2 実験条件

実験条件は、一定条件として水深 $h=11\text{cm}$ 、流速を断面平均流速 $U_0=0.56\text{cm/s}$ とした。変化条件として、渦の剥離条件に関わる量および後流域の大きさを変化させる条件として岬長 $l$ 、岬を通過する流速 $U$ 、および岬と後流域制御板の間隔 $L$ の3条件とした。ここで、流速 $U$ は、岬と水路壁の断面平均流速 $U=U_0 B/(B-l)$ として求めた。それぞれの値を表4.2.1に示す。

表4.2.1 実験条件

Case	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
L cm	25	30	35	40	45	50	60	35	35	35	35	35
ℓ cm	22	22	22	22	22	22	22	15	22	25	27	30
U cm/s	1.24	1.24	1.24	1.24	1.24	1.24	1.24	0.90	1.24	1.49	1.72	2.24

記号は図4.2.1を参照。

L ; 岬間距離 (cm) , ℓ ; 岬長 (cm) U ; 岬を回る平均速度(=U<sub>0</sub>B/(B-ℓ)) (cm/s)

初期条件: 断面平均速度 U<sub>0</sub>= 0.56cm/s

水路幅 B= 40cm

水深 h= 11cm

### 3節 実験による現象の考察

流れを可視化した写真を図4.3.1, 4.3.2に示す。図4.3.1に上中層流線(細い4本の線、うち2本は影)と底層流線(太い多数の線)が映し出されている。また、図4.3.2には後流域と、これを囲む剥離渦が記録されている。両写真から底層流は、上中層の流れと大きく異なり、底層流線はすべて剥離渦列線に吸い込まれていることがわかる。また、剥離渦は流下とともに渦径を増大している。このことは、底層流は渦に流れ込み渦内で湧昇を生じていると解釈できる。

剥離渦の形成を詳細に観察するため、図4.3.2を拡大した。図4.3.3に拡大図を示す。アルミ粉末の軌跡をたどると、粉末は岬先端から離れてから、初めに少し波打つような状態となり、その下流側で渦が形成されかかっている。約5秒後に撮影した記録を波線で示すが、初めの波打つ現象は同じ箇所が生じている。さらに下流側で渦が明瞭な形で形成される。これらから、初めに波打つ箇所は流線に変化が生じる位置で、渦が形成し始めていると判断できる。

次に後流域着色水の後流域外水との交換の様子を示す。これを模式的に示したのが図4.3.4であり、染料濃度の時間的変化を示したのが図4.3.5である。図4.3.4に示すように着色水は徐々に下層から透明になり、底層水が流入していることがわかる。また、図4.3.4に示す水面下8cm、3cmにおける濃度変化は、時間の指数関数的であり、着色水の移動が拡散現象的である。これらのことは、後流域の着色水が移流として上方に押し上げられるのではなく、拡散によって下方に徐々に取り込まれると考えられる。すなわち、剥離渦が流下に伴い、スピンドウンし、渦の径が増大することによって後流域内外の底層から流れを取り込み、湧昇させ、渦とともに流下しているとするのが妥当である。

Streamlines at bottom layer



図4.3.1 岬周辺の流れの可視化（表中層と下層の流跡線が明らかに異なる）

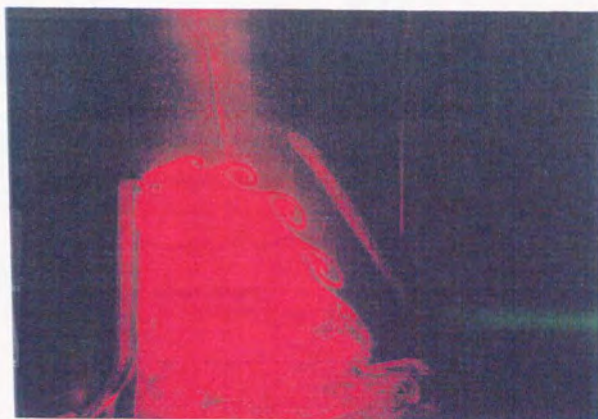


図4.3.2 岬周辺の流れの可視化（中層付近にできた剥離渦）

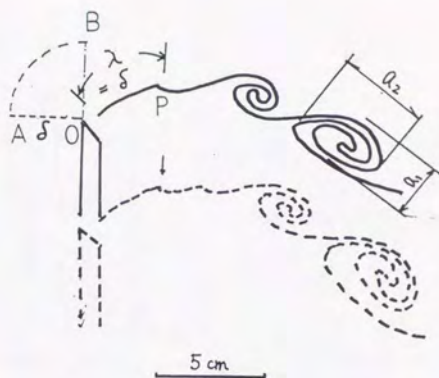


図4.3.3 剥離直後の流れの様子，図4.3.2の岬先端を拡大したもの。後流域との境界線を可視化している。渦の形成は境界に変化が現れたPの地点と考えられる。破線は実線の5秒後の状態を示す。P地点は変化していない。OABは地点名を表し，B地点で流れが剥離すると仮定した。（次節参照） 渦の半径は $a_1$ と $a_2$ を測定し平均をとった。

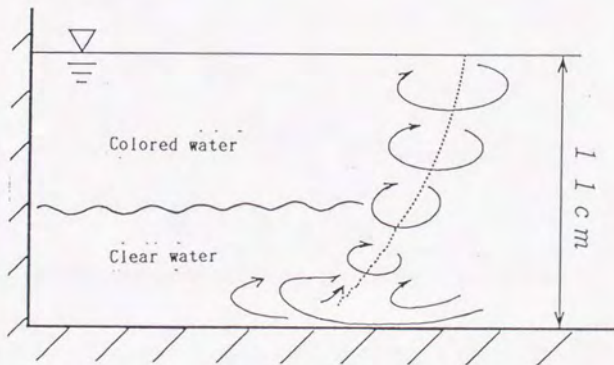
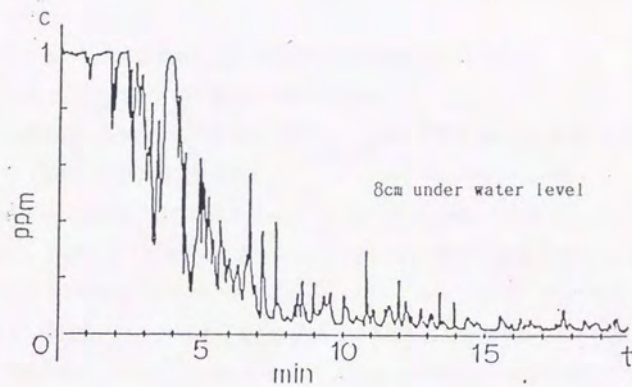
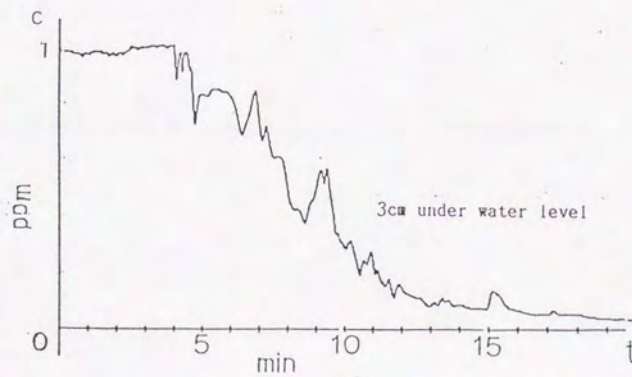


図4.3.4 岬後流域における海水交換の模式図 初めに着色水で水槽を満水にし，真水をそそぎ込んだところ岬後流域では下層から真水が入れ替わっていった。



(a) 水面下8cm



(b) 水面下3cm

図4.3.5 水深の異なる位置での染料濃度の経時変化 濁度の変化は(a)で2分後に対し、(b)では4分後と上層(水面下3cm)で遅い。

#### 4節 理論解析

##### 4.1 剥離渦の循環定数

3節に述べた現象の考察をもとに理論的考察を試みる。

ここでは、次のような仮説に基づいて検討を進める。

① 岬先端から発生する剥離渦は、岬に沿って流れる流程の中で、岬沿いに発達する境界層内の渦が先端で剥離する。

② 流れは岬先端で境界層厚さを半径とする四分円弧を描いて剥離する。

図4.4.1に示すように岬沿いに発達する境界層の先端における厚さを $\delta$ とする。この $\delta$ については実験値をもとに5節で検討する。

渦は、図4.4.1(b)に示すように岬先端Oから剥離し、先端Oからある距離 $\lambda$ で最小径の渦を形成する。この $\lambda$ は上述に示すようにほぼ四分円弧ABの長さに等しいと仮定すると、最小径の循環の強さはOAB面の循環を基準として示すことができる。

$$\Gamma = \int_{OAB} u_t ds$$

ここに、 $ds$ はOABに沿った線素、 $u_t$ はOABに沿った接線流速である。

$u_t$ は、AB間は $U$ 、OA、BO間は検査面にほぼ直角であり接線成分は非常に小さく0とおくことができるので、結局 $\Gamma$ は

$$\Gamma = \pi \delta U / 2 \quad (4.1)$$

となる。

剥離後は、循環の保存（従って渦度の保存）される渦として理論を展開する。

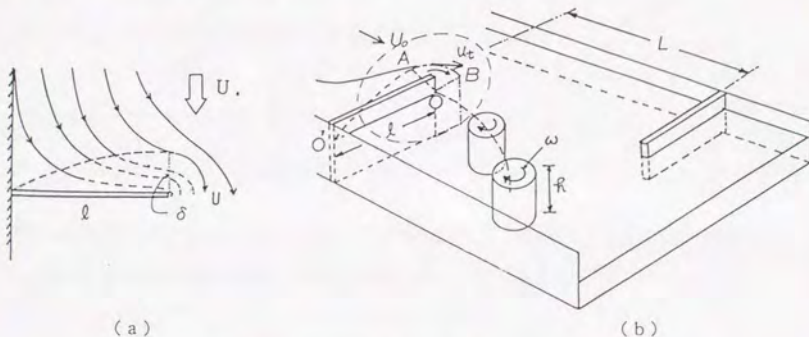


図4.4.1 岬周辺の流れのモデル



#### 4.2 剥離渦の発生周期

図4.4.1で弧ABに沿う流体粒子のOに対する回転速度を $\omega_r$ とし、弧AB間の水粒子の通過時間をTとすれば、弧ABが4分円弧であることを考慮して、

$$4T\omega_r = 2\pi \quad (4.2)$$

このTは渦の発生周期である。

そこで、 $\delta\omega_r = U$ であることを考慮して、(4.1)式と(4.2)式から

$$T = \frac{\pi\delta}{2U} = \frac{\Gamma}{U^2} \quad (4.3)$$

が得られる。

#### 4.3 剥離渦による底層水の湧昇

剥離渦は図4.3.2に示すように流下とともに渦径を増大し、スピンドウする。このときの現象を定式化する。

渦の半径をaとし、この円周上の循環を $\Gamma$ とすれば

$$\Gamma = \Omega_s \pi a^2 = \text{const.} \quad (4.4)$$

ここに、 $\Omega_s$  :  $\pi a^2$ 内の渦度。

$\omega$ を渦内の回転角速度とすると、

$$\Omega_s = 2\omega \text{ であるから}$$

$$\omega = \Gamma / (2\pi a^2) \quad (4.5)$$

渦内の半径rにおける回転周速度vは、

$$r \leq a \quad : v = r\omega = \Gamma r / (2\pi a^2) \quad (4.6)$$

渦外の半径rにおける回転周速度は、 $\Gamma$ が保存されることから

$$r > a \quad : v = \Gamma / (2\pi r) \quad (4.7)$$

このとき渦のもつ全エネルギー $E_s$ は、

$$E_s = \rho / 2 \cdot \int_0^{\infty} 2\pi r h v^2 dr$$

である。

渦径がaからa+daに変化したときのエネルギーの変化dEは、図4.4.2に示す斜線の範囲である。なお、図中横軸は渦中心からの距離、縦軸はエネルギーを示す。

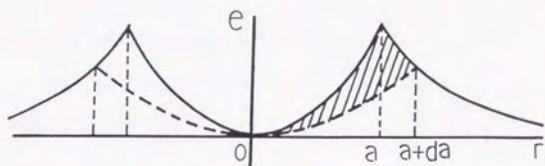


図4.4.2 渦径の増大によるエネルギーの変化  
(斜線部分が渦径の変化によって発生したエネルギー)

$$\begin{aligned}
 dE &= \pi h \rho \left[ \int_0^{a+da} rv^2 dr + \int_{a+da}^{\infty} rv^2 dr - \int_0^a rv^2 dr - \int_a^{\infty} rv^2 dr \right] \\
 &= - \frac{\rho h \Gamma^2}{4 \pi a} da \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

すなわち、渦径が $da$ だけ増大すると全エネルギーは、 $\rho h \Gamma^2 / (4 \pi a)$ だけ減少する。このスピンドウンによって生じる余剰エネルギーが渦径の増大をまかなう湧昇に用いられると考えられる。

半径 $a$  幅 $da$ の円筒の湧昇エネルギー $dE_w$ は、

$$\begin{aligned}
 dE_w &= 1/2 \cdot \rho 2 \pi a (da) h w^2 \\
 &= \rho \pi a h w^2 da \quad (4.9)
 \end{aligned}$$

となる。ここに、 $w$ : 湧昇速度。

そこで、(4.8)、(4.9)式を等しいと置いて湧昇速度 $w$ を求めると

$$w = \frac{\Gamma}{2\pi a} \quad (4.10)$$

を得る。

$\pi a^2$ 内の湧昇流量 $q$ は、

$$q = \int_0^a 2\pi r w dr = \Gamma a \quad (4.11)$$

ここに、 $w$ は半径 $r$ における湧昇速度である。

また、剥離後の時間を $t$ とすると

$$2\pi a h da = q dt = \Gamma a dt$$

$$\therefore \frac{da}{dt} = \frac{\Gamma}{2\pi h}$$

$$\therefore a = \int_0^t \frac{\Gamma}{2\pi h} dt = \frac{\Gamma}{2\pi h} t \quad (4.12)$$

ここで、 $t=0$ では渦は形成されず、 $\lambda$ だけ流下して $t=t_0$ で初めて $a_0$ の渦ができる。図4.3.

3、図4.5.1に示す現象(実験値)を考慮して、 $0 \sim t_0$ 区間に外挿し、 $t=0$ で $a=0$ とした。

渦1個当たりの湧昇流量 $q$ は、(4.11)、(4.12)式から

$$q = \Gamma a = \frac{\Gamma^2}{2\pi h} t \quad (4.13)$$

ここに、 $t$ ；岬先端で剥離後の渦の経過時間

剥離線上の渦の個数を $N$ 個とすると、全湧昇量 $Q$ は、

$$Q = \sum_{i=1}^N q_i = \frac{\Gamma^2}{2\pi h} \sum_{i=1}^N iT$$

ここに、 $T$ は渦の発生周期で(4.3)式で与えられるから、

$$\therefore Q = \frac{N(N+1)\Gamma^2}{4\pi h U^2} \quad (4.14)$$

であり、また $N$ は剥離線の長さを渦の間隔 $S$ で割って

$$N = \frac{(\ell^2 + L^2)^{1/2}}{S} \quad (4.15)$$

$$S = UT < 2a, L \leq 6\ell$$

で示される。ただし剥離線の長さは、 $\ell$ および $L$ を用いて直線で近似した。

渦径 $2a$ が $S$ よりも大きくなると、渦は相互干渉を起こし渦の合成が生じる。また、 $L$ は

5.4ℓより大きくなると後流域の大きさは一定値に収束し、5.4ℓより大きくならない。<sup>2)</sup>流速Uなる流れの中に突出した長さℓなる岬によって生じる渦列によって(4.14)式の量だけ底層水が湧昇することになる。

#### 4.4 人工岬後流域の海水交換

底層流が渦に吸い込まれて湧昇する流量を直接観測することが出来なかったので、岬後流域の着色水濃度変化から推算する。後流域濃度変化から、渦列線の後流域側からの吸い込み $q_d$ を求めれば、後流域内外からの吸い込みを同量として全吸い込み量は $2q_d$ となる。

岬後流域の着色水の濃度変化は図4.3.5に示したように指数関数的であり、(4.16)式の関係が成り立つと考えられる。

$$V \frac{dC}{dt} = -K_d q_d C \quad (4.16)$$

ここに、C；後流域染料濃度、V；後流域容積、 $q_d$ ；渦列に吸い込まれる後流域からの湧昇流量、 $K_d$ ；海水交換率（ $q_d$ 中Cを含む流量の割合と定義する）。

(4.16)式の解は、

$$\begin{aligned} C &= C_0 \exp\left(-\frac{K_d q_d}{V} t\right) \\ &= C_0 \exp(-\alpha_E t) \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$\alpha_E = K_d q_d / V$$

となる。

## 5節 理論の実験による検討

### 5.1 渦の発生周期および渦の強さ

実験条件および実験結果を表4.5.1に示す。ここで、渦の発生周期は発生の時間間隔を測定した。また渦径は、1秒ごとに渦を撮影し、図4.3.3に示しているように読みとった。

渦の発生周期 $T$ の理論値は、(4.3)式から

$$T = \frac{\pi \delta}{2U} \quad (4.18)$$

また渦の強さ $\Gamma$ は、(4.3)式から

$$\Gamma = TU^2 \quad (4.19)$$

で計算される。

さらに、渦径 $a$ は(4.12)、(4.1)式から

$$a = \frac{\Gamma}{2\pi h} t = \frac{\delta U}{4h} t \quad (4.20)$$

となる。この渦径の時間変化の実験結果を図4.5.1に示す。

表4.5.1 渦の発生周期 $T$ および渦径 $a$ の実測値

Case No.	L cm	$\varrho$ cm	U cm/s	T sec	a/t
1	25	22	1.24	4.80	0.104
2	30	22	1.24	4.80	0.104
3	35	22	1.24	4.80	0.104
4	40	22	1.24	4.80	0.104
5	45	22	1.24	4.80	0.104
6	50	22	1.24	4.80	0.104
7	60	22	1.24	4.80	0.104
8	35	15	0.90	4.85	0.044
9	35	22	1.24	4.80	0.104
10	35	25	1.49	4.54	0.118
11	35	27	1.72	4.47	0.162
12	35	30	2.24	3.70	0.256

L: 岬と後流域制御板の距離,  $\varrho$ : 岬長, U: 岬を回る平均流速  $U = U_0 B / (B - \varrho)$

T: 渦発生周期, a: 渦半径(cm), t: 渦発達時間(sec), a/t: 平均値

実験条件: 初期平均流速  $U_0 = 0.56 \text{ cm/s}$ , 水路幅  $B = 40 \text{ cm}$ , 水深  $h = 11 \text{ cm}$

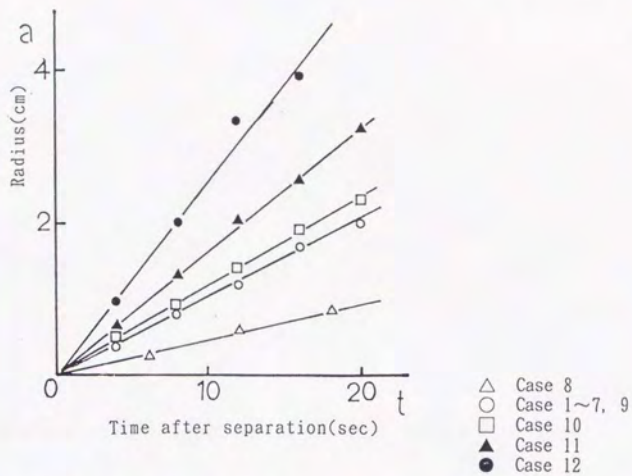


図4.5.1 剥離渦の半径 ( a cm ) の剥離時間後 ( t sec. ) の変化

岬先端の剥離時の渦層厚さ  $\delta$  は、剥離時の実測周期および渦半径を (4.18) , (4.20) 式に適用して求めることができる。

(4.18) 式より

$$\delta = \frac{2UT}{\pi} \quad (4.21)$$

(4.20) 式より

$$\delta = \frac{4h}{U} \frac{a}{t} \quad (4.22)$$

表4.5.1に示す実測値を用いて計算した結果を岬長との関係で表した。結果を図4.5.2に示す。

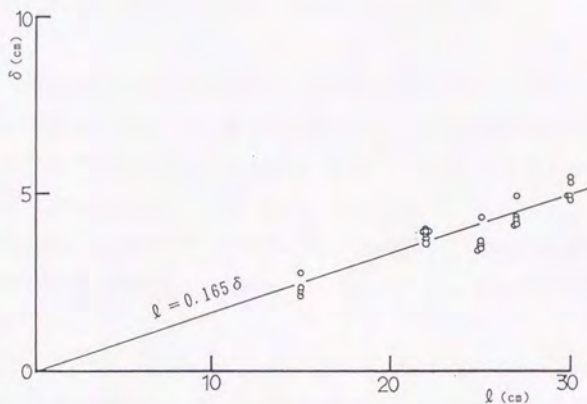


図4.5.2 境界層厚さ $\delta$ と岬長さ $l$ との関係（図中の実線は平均値 $\delta = 0.165 l$ ）

## 5.2 岬先端剥離点における境界層厚さ $\delta$ についての検討

平板に水平にそった流れによる平板の境界層の発達は、Prandtlの境界層理論における運動方程式として次式で与えられる。<sup>22)</sup>

$$\frac{d}{dx} \left( \int_0^{\delta} \rho u^2 dy \right) dx - U_\infty \frac{d}{dx} \left( \int_0^{\delta} \rho u dy \right) dx = -\tau_0 dx \quad (4.23)$$

乱流境界層の場合、 $U_\infty$ を境界層外側の流速とすると、境界層内の速度分布 $u$ は

$$\frac{u}{U_\infty} = \left( \frac{y}{\delta} \right)^{1/7}$$

で示すいわゆる1/7乗則で与えられる。

また、せん断力 $\tau_0$ についてNikuradseは

$$\tau_0 = \Psi \rho / 2U_\infty^2 = f(\text{Re}) \rho / 2U_\infty^2$$

で表し、実験的に

$$\tau_0 = 0.0225 \rho U_\infty^2 (\text{Re})^{-1/4}$$

を導いた。

(4.23) 式にこれらを代入して、境界層厚さは

$$\delta_x^{1/4} d\delta_x = 0.231 (\nu/U_0)^{1/4} dx \quad (4.24)$$

で求められ、多くの実験でこの理論の妥当性が確かめられている。

岬に流れが直角にあたる本研究でも、この理論を適用してみる。岬上流側の流れは非粘性と扱おうとしていることから（第6節参照）、ポテンシャル理論が適用可能である。そこで、岬にそった流れをポテンシャル理論から求め、それによって発達する境界層厚さを（4.24）式から求める。

平板に直角にあたる流れがポテンシャル理論から得られている。この理論におけるポテンシャル $\Phi$ 、流れ関数 $\Psi$ を級数展開し、流れ関数を第4近似で以下の式で示した。（注61頁参照）

$$\Psi = \ell U_0 \{ \alpha \beta + 1/2 (\alpha^3 \beta - \alpha \beta^3) + 1/40 (3\alpha^5 \beta - 10\alpha^3 \beta^3 + 3\alpha \beta^5) \}$$

ここに、 $U_0$ は、平板から十分離れた上流側の流速、 $\alpha$ 、 $\beta$ は $x$ 、 $y$ の無次元量で、 $x/\ell$ 、 $y/\ell$ である。

したがって、流速分布は次のように求められる。

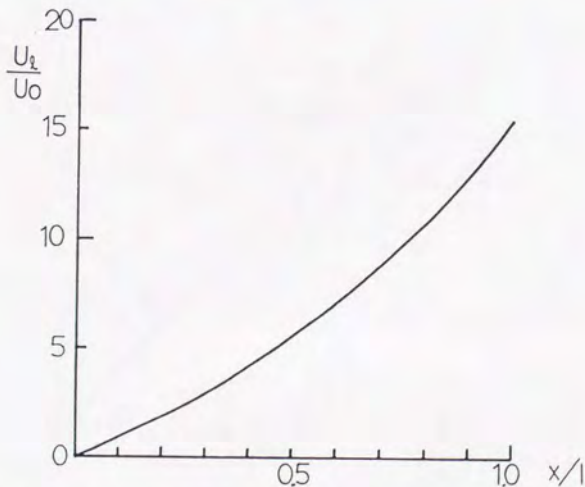


図4.5.3 ポテンシャル理論から導いた岬にそった流速 $U_2/U_0$ の岬方向 ( $x/\ell$ ) の分布



$$U = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = \frac{\partial \Psi}{\partial \beta} = U_0 (\alpha + 1/2 (\alpha^3 - 3\alpha\beta^2) + 3/40 (\alpha^5 - 10\alpha^3\beta^2 + 5\alpha\beta^4))$$

岬にそう流速分布は、 $y=0$ で求められる。すなわち

$$U_s = U_0 (\alpha + 1/2 \alpha^3 + 3/40 \alpha^5) \quad (4.25)$$

で与えられる。この関係を $U_0$ で無次元化したものを図4.5.3に示す。

(4.25) 式を、(4.24) 式に代入して $\delta$ を求める。

ここで(4.24) 式を $\Delta = \delta_x / \ell$ 、 $u_s = U_s / U_0$ 、 $\alpha = x / \ell$ として無次元化すると、

$$(\ell \Delta)^{1/4} d\Delta = 0.231 \nu^{1/4} (U_0 u_s)^{-1/4} d\alpha \text{ となり、}$$

整理すると、

$$\Delta^{1/4} d\Delta = \frac{0.231}{Re^{1/4}} u_s^{-1/4} d\alpha$$

ここに、 $Re = U_0 \ell / \nu$

これから $\Delta$ を求めると、

$$\Delta = \left\{ 1.25 \int_0^1 \frac{0.231}{Re^{1/4}} u_s^{-1/4} d\alpha \right\}^{4/5} \quad (4.26)$$

これを数値積分し、岬にそう境界層厚さを実験で使用したレイノルズ数毎に示したものを図4.5.4に示す。

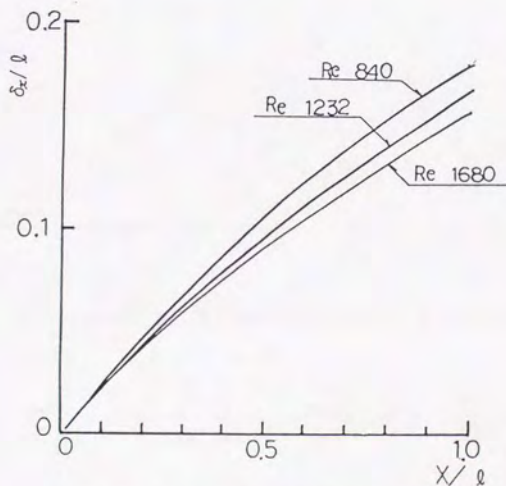


図4.5.4 レイノルズ数毎の境界層厚さの変化

これらから岬先端での境界層厚さ  $\delta$  は、レイノルズ数の関数として、

$$\delta / l = 0.70 \text{Re}^{-0.2} \quad (4.27)$$

で与えられる。ただし、 $\text{Re} = U_0 l / \nu$

実験条件を代入して (4.27) 式で求めた境界層厚さを図4.5.5に示す。図中の実線は図4.5.2で示した本研究の理論解で得られる発生周期および循環の強さから求めた境界層厚さ  $\delta = 0.165 l$  である。本研究のレイノルズ数の範囲内では、ほぼ同様の結果が得られた。

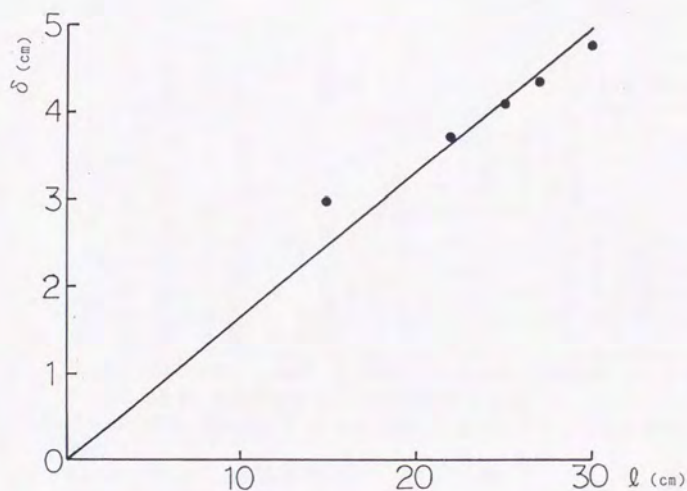


図4.5.5 ポテンシャル理論から導いた岬に入り込む流れによる岬先端の境界層厚さ  
実線は図4.5.2に示した  $\delta = 0.165 l$  を示した。

(4.27) 式の  $\delta$  を用いて、周期  $T$  および循環  $\Gamma$  の理論値と実測値の比較を行った。周期  $T$  の理論値は、(4.27) 式を (4.3) 式に代入して求め、循環  $\Gamma$  は実験値として (4.20) 式より求め、理論値は (4.27) 式を (4.1) 式に代入して求めた。

結果を表4.5.2に示す。また、図化したものがそれぞれ図4.5.6および図4.5.7である。発生周期、渦の循環強度ともに本実験の範囲内で理論値と実験値がほぼ一致し、理論が現象を説明できると理解できる。

表4.5.2  $\Gamma$  (循環定数) と発生周期  $T$  の実験値と理論値の比較

Case No.	L cm	$\varrho$ cm	U cm/s	Experiment		Theorem	
				T sec	$\Gamma$ cm <sup>2</sup> /s	T sec	$\Gamma$ cm <sup>2</sup> /s
1	25	22	1.24	4.80	7.0	4.69	7.21
2	30	22	1.24	4.80	7.0	4.69	7.21
3	35	22	1.24	4.80	7.0	4.69	7.21
4	40	22	1.24	4.80	7.0	4.69	7.21
5	45	22	1.24	4.80	7.0	4.69	7.21
6	50	22	1.24	4.80	7.0	4.69	7.21
7	60	22	1.24	4.80	7.0	4.69	7.21
8	35	15	0.90	4.85	2.8	5.2	4.21
9	35	22	1.24	4.80	7.0	4.69	7.21
10	35	25	1.49	4.54	7.6	4.33	9.61
11	35	27	1.72	4.47	9.9	3.99	11.80
12	35	30	2.24	3.70	16.9	3.34	16.76

L: 岬と後流域制御板の距離,  $\varrho$ : 岬長, U: 岬を回る平均流速  $U=U_0B/(B-\varrho)$   
 T: 渦発生周期, 理論値は(4.3), (4.27)式より求めた。

$\Gamma$ : 渦の循環, 実験値は(4.20)式より求めた. 理論値は(4.1), (4.27)式より求めた。

a: 渦半径(cm), t: 渦発達時間(sec), a/t: 平均値

実験条件: 初期平均流速  $U_0 = 0.56$ cm/s.

水路幅  $B = 40$ cm, 水深  $h = 11$ cm

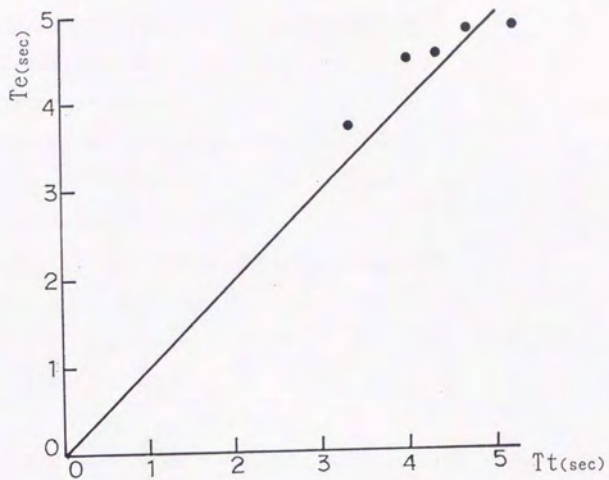


図4.5.6 剥離渦の発生周期の実験値 ( $T_e$ ) と理論値 ( $T_t$ ) の比較

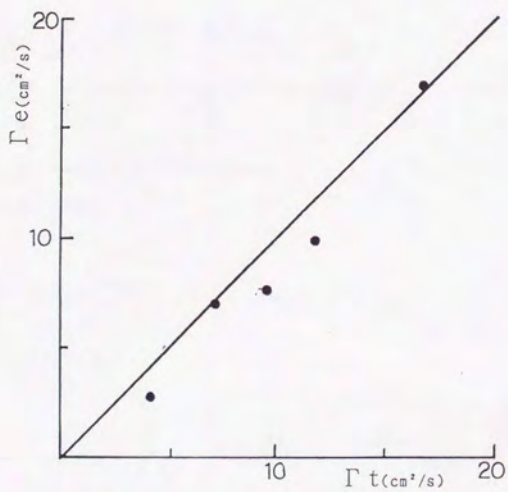


図4.5.7  $\Gamma$  (循環定数) の実験値 ( $\Gamma_e$ ) と理論値 ( $\Gamma_t$ ) の比較

注) ポテンシャル流線は次のような計算で求めることができる。

楕円(板の長さ $4a$ )を横切るポテンシャル流の等角写像  
を用いた一般理論解は、次式で与えられる。

(流体力学ハンドブックP46)<sup>4)</sup>

$$f(z) = \frac{1}{2}U \{ e^{-i\alpha}(z+(z-4a^2)^{\frac{1}{2}}) + e^{i\alpha}(z-(z-4a^2)^{\frac{1}{2}})/k^2 \} \\ - i\alpha \log(z+(z-4a^2)^{\frac{1}{2}}) \quad (a)$$

ここに、 $z=x+iy$

平板の場合 $k=1$ 、 $\alpha=0$ 、流れの平板に対する角度 $\alpha=\pi/2$

を代入すると、次式に展開できる。

$$f(z) = -Ui(z-4a^2)^{\frac{1}{2}} \\ = -2aU(1-(z/2a)^2)^{\frac{1}{2}} \quad (b) \\ = -2aU(1-X)^{\frac{1}{2}} \quad , \quad X=(z/2a)^2 \leq 1$$

ここで、 $A=(x^2-y^2)/4a^2$ 、 $B=2xy/4a^2$ 、さらに、 $\alpha=x/2a$ 、 $\beta=y/2a$ で書き直すと、  
 $X=-2aU(A+Bi)$ となる。

(b)式を級数解で解く。

一般解として

$$(1-X)^m = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m(m-1)\cdots(m-n+1)}{n!} X^n$$

ここに、 $X^n = (A^n - {}_nC_2 A^{n-2} B^2 + {}_nC_4 A^{n-4} B^4 - \cdots) + ({}_nC_1 A^{n-1} B - {}_nC_3 A^{n-3} B^3 + \cdots)i$

$f(z)$ は、ポテンシャル関数と流線関数で表すと、

$$f(z) = \Phi(z) + i\Psi(z) \quad (c)$$

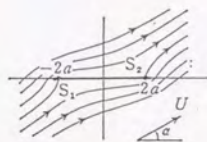
したがって

$$\Phi = -2aU \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m(m-1)\cdots(m-n+1)}{n!} (A^n - {}_nC_2 A^{n-2} B^2 + {}_nC_4 A^{n-4} B^4 - \cdots) \right\}$$

$$\Psi = 2aU \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m(m-1)\cdots(m-n+1)}{n!} (-{}_nC_1 A^{n-1} B + {}_nC_3 A^{n-3} B^3 - \cdots) \right\}$$

この流線関数 $\Psi$ について $2aU$ で正規化し、その値を $C$ とする。この値ごとの流線を求める。

具体的には $x, y$ を無次元化した $\alpha, \beta$ で与え、 $\beta$ について漸近解を求めることによって流線関数が得られる。



(c)  $z$ 面,  $k=1, x=0$

$$\frac{\Psi}{2aU} = C = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m(m-1) \cdots (m-n+1)}{n!} (-{}_n C_1 A^{n-1} B + {}_n C_3 A^{n-3} B^3 - \cdots)$$

$$= f(\alpha, \beta)$$

$$f(\alpha = a_0, \beta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m(m-1) \cdots (m-n+1)}{n!} \sum_{r=1}^{n/2, (n+1)/2} \frac{n/2, (n+1)/2}{r!} (-1)^r {}_n C_{2r-1} A^{n-(2r-1)} B^{(2r-1)}$$

ただし、 $r$ が偶数の場合 $n/2$ 、奇数の場合 $(n+1)/2$

$f$ の導関数を求めると、

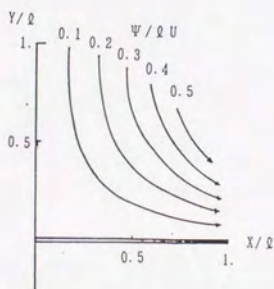
$$f'(\alpha = a_0, \beta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{m(m-1) \cdots (m-n+1)}{n!} \sum_{r=1}^{n/2, (n+1)/2} \frac{n/2, (n+1)/2}{r!} (-1)^{r-1} 2\beta {}_n C_{2r-1} (n-2r+1)$$

$$A^{n-2r} B^{(2r-1)} \left( 1 - \frac{2r-1}{n-2r+1} \frac{\alpha}{\beta} \frac{A}{B} \right)$$

したがって漸近解は

$$\beta_{k+1} = \beta_k - \frac{f(\alpha = a_0, \beta) - C}{f'(\alpha = a_0, \beta)}$$

$C = \text{Const}$ で流線を描いたものが図Aである。(注終わり)



図A 罫周辺の流れ関数の分布

### 5.3 海水交換量<sup>9)</sup>

海水交換量を実験から求めるにあたって、濃度変化を(4.17)式にあてはめ、 $\alpha_e$ を求め、 $K_e=1$ として $q_e$ を算出した。 $K_e$ は、後流域容積 $V$ 内が完全混合ならば1であり、 $q_e$ は、前述したようにほぼ全湧昇流量の半分 $Q/2$ である。 $2q_e$ と(4.14)式による $Q$ を比較すると表4.5.3を得る。この表から、湧昇流量 $2q_e$ は、理論値 $Q$ とほぼ一致していることがわかる。

詳細には理論値の湧昇流量 $Q$ は実験値よりやや大きな値となっている場合がある。これは、実測の $\alpha_e$ から $q_e$ を求める場合に鉛直混合が十分な場合として $K_e=1$ として求めた値である。実際には $K_e < 1$ であり、実験値は過小に見積もられたためと考えられる。実験値と理論値の相違を $K_e$ で説明すれば、 $K_e$ は後流域の鉛直混合の様子に関係する。すなわち、後流域が下流側板で強制的に縮小されたCase1, 2, 3, 9では鉛直混合が大きく $K_e$ は1に近く、ほぼ0.9程度である。後流域容積 $V$ が大きくなるに従って鉛直混合は少なくなり、Case12では0.4程度にまでなっている。

Case8の場合、実験値が大きく見積もられている。後流域容積が流速が小さいにもかかわらず他ケースと比較すると大きいと認められる。

表4.5.3 海水交換量の理論値と実験値

Case No.	Experiment							Theory	
	V	$\alpha$	$q_e$	N	$\varnothing$	U	L	Q	$Q/2q_e$
1	4900	3.8	18.6	4	22	1.24	25	33.2	0.9
2	5900	3.3	19.5	4	22	1.24	30	33.2	0.9
3	6400	3.1	19.8	4	22	1.24	35	33.2	0.8
4	8100	2.8	22.7	5	22	1.24	40	49.8	1.1
5	9100	2.6	23.7	5	22	1.24	45	49.8	1.1
6	10100	3.0	30.3	6	22	1.24	50	69.8	1.2
7	13000	2.7	35.1	7	22	1.24	60	93.0	1.3
8	4000	2.5	12.0	4	15	0.90	35	7.6	0.4
9	5400	3.1	19.8	4	22	1.24	35	33.2	0.8
10	8400	3.2	26.8	4	25	1.49	35	58.6	1.1
11	9000	3.3	29.7	4	27	1.72	35	85.2	1.4
12	10000	3.5	35.0	4	30	2.24	35	152.2	2.2

V: 後流域容積( $\text{cm}^3$ ), U: 罌を回る平均流速( $\text{cm/s}$ ).

$\alpha_e$ : 図4.3.4より得られる海水交換率( $\times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ )

$q_e$ :  $K_e=1$ として(4.17)式より求める湧昇流量( $\text{cm}^3/\text{s}$ ).

N: 発生している渦の数,  $\varnothing$ : 罌長( $\text{cm}$ ), L: 罌と後流域制御板の距離( $\text{cm}$ ).

Q:  $K=0.165$ として(4.14)式より求めた湧昇流量( $\text{cm}^3/\text{s}$ ).

## 6節 渦管および一般流の渦度について

本章の理論展開において、渦度は構造物表面に発達する境界層内において発達し、これを取りまく一般流は渦無しとして扱った。これについて検討しておく。

水平面の渦(z軸の渦)について、剥離渦の渦度 $\omega_z$ は(4.1)式から

$$\omega_z = \frac{\Gamma}{2A} = \frac{U}{\delta}$$

ここに、 $\delta$ は渦の剥離点の境界層厚さで、剥離後最初に完成する渦管径 $a$ は $\delta/4$ [(5.1)式参照]としてある。

一般流のもつ渦度 $\omega_{zp}$ の最大値は側壁と流心軸を対辺とする長方形要素の循環 $\Gamma_p$ をとり、

$$\omega_{zp} = \frac{\Gamma_p}{2B_p} = \frac{U}{2B_p}$$

ここに、 $B_p$ は側壁から流心までの距離、 $U$ は流心部の流速である。

$$\therefore \varepsilon = \frac{\omega_{zp}}{\omega_z} = \frac{\delta}{2B_p} = \frac{0.165 \ell}{2B_p}$$

程度である。本実験では $\ell/B_p$ は1以下であり、現実の海ではさらに十分小さい。 $\ell/B_p=1$ とすると $\varepsilon=0.08$ であり、一般流の渦度は剥離渦の渦度に対し十分省略できる。

本章に扱う水平軸の渦では $\ell/B_p=D/h=0.2$ 以下であり、同様に扱える。

## 7節 境界層厚さに関する考察

5節で岬上流側の流れにポテンシャル理論を適用し、岬沿いに発生する流速成分を用い、境界層厚さを境界層方程式から求めた。本研究で得られる境界層厚さと比較するとほぼ一致する。この結果を用いて渦の発生周期、循環の理論解を求めると、実験値とほぼ一致し、理論が現象を説明できることがわかった。しかし、レイノルズ数が大きい場合境界層厚さに違いが現れる。この理由としてこの境界層理論が一樣流中のこれと平行な平板におけるものであり、本研究の理論では、岬に直角にあたる流れにおける岬沿いに増大する不等流に適用したことや、境界層外縁には鉛直成分の流速が存在しているなどのためであると考えられる。そのため、発生周期や循環がレイノルズ数の影響を受けることになる。

一方、剥離渦の発生周期がレイノルズ数に関わらず一定であることは、カルマン渦の場合よく知られている。たとえば韓国の済州島によって発生するカルマン渦状の雲の写真は



有名である。<sup>6)</sup>

そこで、本研究における剥離渦の発生周期をストローハル数(4.28)式で表し、今回の実験条件を代入すると図4.7.1に示すようにほぼ一定となる。このときのストローハル数は(4.29)式で示す。

$$St = \frac{l}{TU} = K_s$$

$$T = \frac{l}{K_s U} \quad (4.28)$$

$$K_s = 3.656 \quad (4.29)$$

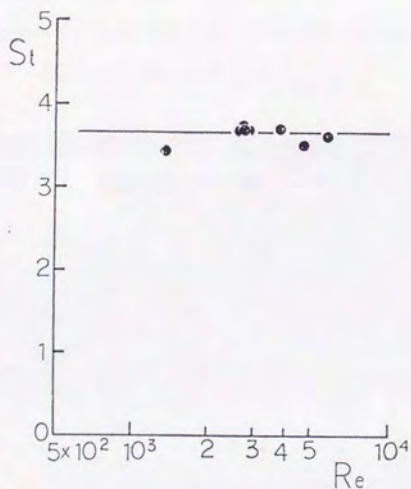


図4.7.1 岬先端から発生する剥離渦のストローハル数(ただし、 $Re = lU/\nu$ )

またレイノルズ数の大きい場合として鳴門海峡で撮影された渦列を参照する。図4.7.2にその現象を示す。<sup>7)</sup>南流9ノットと観測されている。図の1辺は約360mと報告されている。ここで見られる渦に注目する。

本研究に相当する岬部分は、海面が白い箇所は平時には岩礁が水面上に見られることからこの部分とする。現地ではほぼ220mの長さとなる。

渦が発達していく中でほぼ発達し終わった渦の渦間距離を測定すると、ほぼ61mであった。ここで、この距離が流速と発生間隔（時間）の積とみなせるから、渦間距離が求められれば、ストローハル数が換算できる。

すなわち、

$$Ks=St=220/61=3.61$$

となり、(4.29)式の値とほぼ等しいことがわかる。

本研究のレイノルズ数は、1300~6700であるが、鳴門海峡では $9.9 \times 10^8$ である。

カルマン渦の発生と同様、岬から剥離した渦の発生周期はレイノルズ数に影響されないことが理解される。このことは本理論に示す剥離に関わる境界層厚さ $\delta$ がレイノルズ数に影響されないことを意味し、大きな課題として残される。

剥離せん断層の性質については流体力学で不明の点が多く、多くの課題が残されていて本研究の境界層厚さの推定も今後の研究対象となろう。

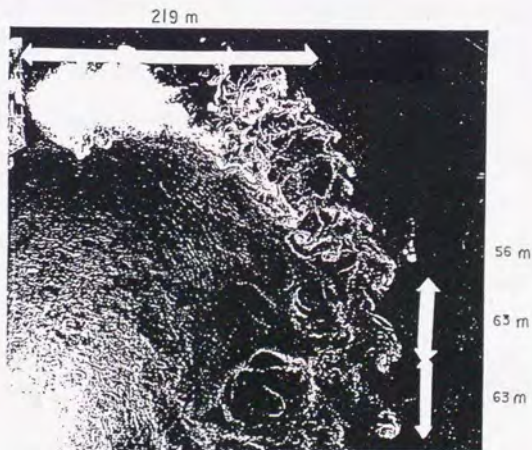


図4.7.3 鳴門海峡で見られた渦の発生（南流9ノット）

## 8節 まとめ

岬を回る流れについて、岬先端から発生する剥離渦の性質について調べた。主要な結論は次のようである。

- 1) 現象の観察から、剥離渦は岬に沿って流れる流程の中で岬沿いに発達する境界層内の渦が先端で剥離することによって発生する。この剥離渦は流下に伴いスピンドウンする。
- 2) 剥離渦は、非粘性流体中に放出され、渦の不生不滅の循環定理によって循環 $\Gamma$ が一定に保存され、その循環の強さは $\Gamma = \pi \delta U/2$ となり、この理論値は実験値とよく一致する。
- 3) 剥離渦の発生周期 $T$ は、岬先端における境界層外縁の水粒子が、岬先端で半径 $\delta$ の4分円弧を描いて剥離すると考えると、 $T = \Gamma/U^2$ で与えられ、実験値とよく一致した。
- 4) 剥離渦は、流下に伴いスピンドウンし、循環を保存しつつ渦径が増大する。渦径の増大による余剰エネルギーが底層境界層からの湧昇エネルギーに用いられるとする理論は、実験とよく一致している。
- 5) この湧昇速度を用いて湧昇流量を算出し、実験で検証した。その結果、理論解がほぼ満足する値を得た。
- 6) 岬先端剥離点の境界層厚さについてポテンシャル理論を適用して境界層理論から推定する方法を用いて解析した。実験の範囲内でほぼ満足する結果を得た。

以上に示すように岬平板上で生成される渦度は、剥離渦となり、流下につれてこの渦は渦径を増大させる。循環を保存すると考えると、この渦径の変化から余剰エネルギーが生じ、これが底層境界層からの吸い込みエネルギーとして用いられ、湧昇を引き起こすとした一連の理論解析が実験によって検証された。

## 第5章 衝立平板による湧昇流

### 1節 衝立平板周辺の水理

前章まで海底に鉛直平板を設置した場合の、すなわち $z$ 軸の渦のスピンダウンによって発生する湧昇流について理論および水理実験により検討した。

海底構造物による湧昇流の発生機構については、主として、流れの可視化実験から理解が深められてきた。例えば緒方ら<sup>1)</sup>は大規模カルマン渦の発生に起因するとし、鈴木<sup>2)</sup>は3次元性渦の発生に、また池田ら<sup>3)</sup>、浅枝ら<sup>4)</sup>は河川に見られる馬蹄形渦の誘導速度に起因するとしている。しかし、これらの研究は発生機構の理論的解析、湧昇流量の定量化には十分な議論が進んでいない。

そこで本研究では、一様流中に設置された複列衝立型構造物による、湧昇流の発生機構と発生流量について定量的な解析を前章で述べた理論を展開するとともに実験で検証した。

### 2節 水理実験

実験に用いた水槽を図5.2.1に示す。用いた衝立構造物は高さ $D$ 、幅 $B$ の単純な長方形で、これを2枚上下流間に設置した。実験条件は、構造物の幅 $B$ 、高さ $D$ 、水深 $h$ 、間隔 $L$ 、および流速 $U$ の5条件とした。実験は、上流側平板上端に塗布した染料によって流れを可視化し、上流側平板を剝離する渦管列とその発達過程、染料が下流側平板を越える際に間欠的に見られる上昇流をVTR、カメラで撮影し、発生機構を考察するとともに発生周期、上昇高さを測定した。実験条件、その結果を表5.2.1に示す。

本研究では先ず衝立板の幅 $B$ を、衝立板の淀み点から流れの剥離点までの距離が鉛直、水平方向に等しい $2D$ の実験から行い、次にアスペクト比 ( $\lambda = B/D$ ) を変えた実験を行った。

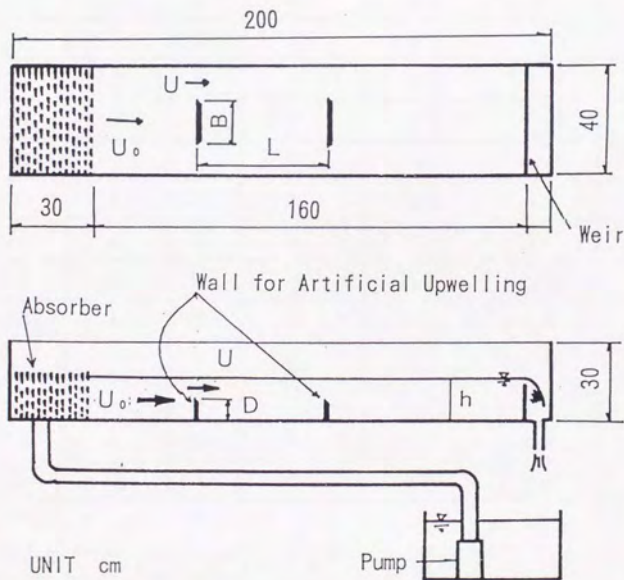


図5.2.1 実験水槽

表5.2.1 実験条件および実験結果

Exp. NO.	velocity $U_0$ cm/s	Wall Height D cm	Depth h cm	Interval of walls L cm	Experiment results(upwelling)		
					Height H cm	period T	volume $V_u$
1	1.1	3	15	9	5.5	14.09	10.49
2	1.1	5	15	15	9.0	15.29	10.49
3	1.1	7.5	15	22.5	12.5	13.93	29.3
4	1.4	3	15	9	7.0	7.92	7.23
5	1.4	5	15	15	9.5	9.63	30.73
6	1.4	7.5	15	22.5	14.0	10.14	54.92
7	2.0	3	15	9	7.0	5.52	22.19
8	2.0	5	15	15	14.0	6.9	29.45
9	2.0	7.5	15	22.5	14.0	6.3	57.56
10	2.4	3	10	9	8.0	4.39	22.87
11	2.7	3	10	9	8.5	4.09	9.68
12	2.9	3	10	9	10.0	4.58	10.06
13	1.4	5	15	10	9.0	13.11	15.9
14	1.4	5	15	20	10.0	8.8	32.3
15	1.4	5	15	25	11.0	10.61	71.59
16	2.0	5	15	10	14.0	3.67	15.28
17	2.0	5	15	20	14.0	7.33	37.2
18	2.0	5	15	25	14.0	7.11	24.72
19	2.0	3	15	6	7.0	5.21	14.03
20	2.0	3	15	12	8.0	5.68	23.04
21	2.0	3	15	15	8.0	6.49	20.58

$U_0$  is mean velocity as cm/s in the channel.

D is the height of a wall.

L is the interval length of two walls.

H is the height from the sea bottom to the top of upwelling.

T in Experiment results is period of upwelling generation as second.

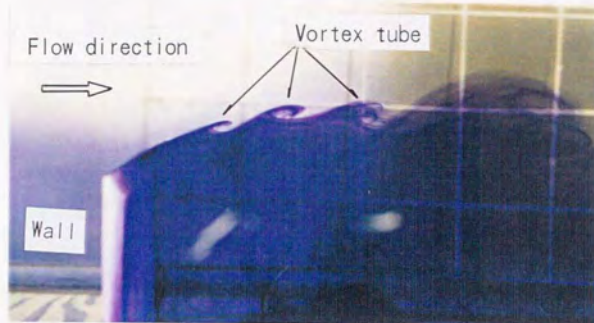
$V_u$  is volume of upwelling as  $\text{cm}^3$  by unit width.

### 3節 実験による現象の考察

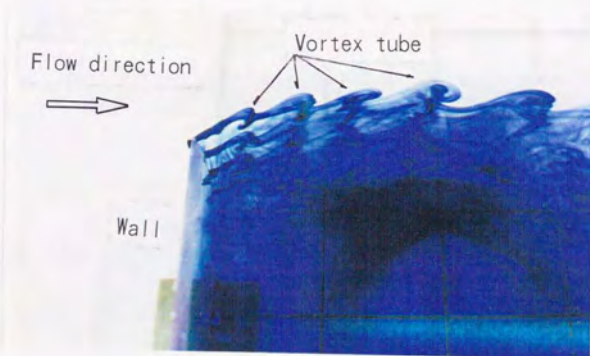
図5.3.1に可視化された平板によって発生する渦管列を、図5.3.2に湧昇流の発生写真を示す。染料による流れの可視化から衝立構造物による湧昇流の発生は、以下のような現象として考えることができた。

図5.3.3は、図5.3.1に示す写真の流況を模式的に表したものである。これから以下の考察を行った。

- 1) 上流側構造物前面に平板に沿う境界層が発達し、剥離時に図5.3.1に示すような渦管が形成される。この渦管は両端の底面を境界として平板を巡っている。
- 2) 上流側構造物によって形成される逆流後流域は、1)の渦管列による閉曲面を構成する。
- 3) 渦管列の渦管は後流域内下流側で徐々に渦径を拡大していく。この発達流下で後流域内の水は吸い出され、後流域は圧力低下が生じる。
- 4) この圧力低下がある大きになると、後流域閉曲面は上流側構造物直後で破れ、瞬間的に低下圧力は回復し、このとき湧昇流が発生する。
- 5) 後流域の爆発時に逆流は順流に変わり、この順流が下流側に当たって湧昇流が増幅される。
- 6) 衝立板が水槽全幅にわたる2次元実験ではこの現象はほとんど起こらない。<sup>6)</sup>



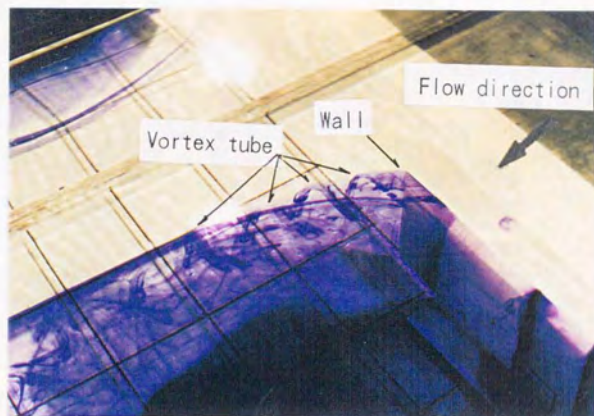
(a) 衝立横から見た場合の渦管列の発生状況（流れは左から右，渦（水平軸）が徐々に大きくなっている様子がわかる）



(b) 上から見た場合の渦管列の発生状況（流れは左から右，渦（鉛直軸）が徐々に大きくなっている）

図5.3.1 平板から発生した渦管列





(c) 斜めから見た渦管列の発生状況（流れは右から左，衝立を剥離する渦が衝立を覆うように剥離している様子がわかる）

図5.3.1 平板から発生した渦管列<sup>63</sup>

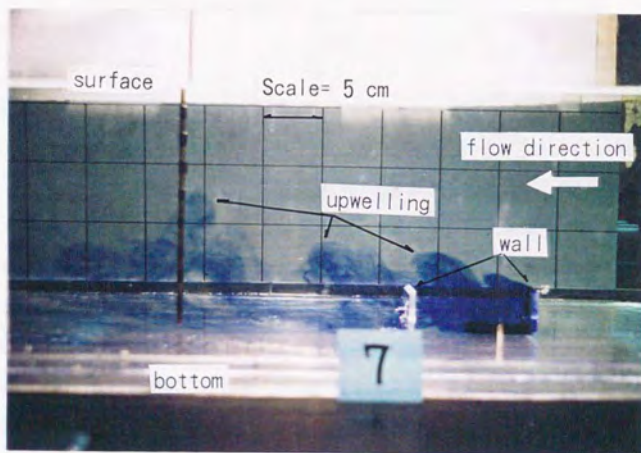


図5.3.2 湧昇流発生状況（実験条件No. 7，着色水が爆発しているような現象を湧昇と表現している。流れは右から左）

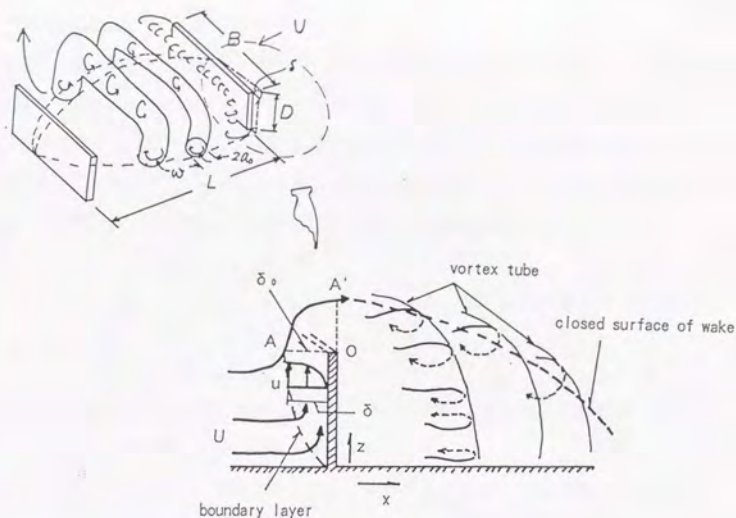


図5.3.3 平板周辺の水利構造

#### 4節 理論的検討

以上の現象考察を基に理論的検討を行う。

##### 4.1 剥離渦管の性質

6)の現象で3次元渦管は、渦端が底面に接したz軸の渦端である。2次元の場合渦管は端部が側壁に接する渦管となる。重力軸(z軸)の渦では底層境界層から渦管への流入が起こり、前章で述べたように渦径は増大する。水平軸の渦では、圧力勾配が無いと考えられるから側壁に生じる境界層は単なる摩擦抵抗のみで、このような現象は起こらない。これが6)の現象を生じている原因であると考えられる。

剥離渦管で囲まれた後流域の水塊は、渦管の底面境界層を通じて渦管に吸い出される。後流閉曲面は漸次圧力低下を生じ、これが限界圧力低下で破れ、爆発的に圧力回復が起こる。このとき湧昇流が発生すると考え、以下定量的に検討する。

#### 4.2 平板後流域の圧力低下と湧昇高さ

考察 2), 3) の定式化を行う。渦管への吸い込み速度が最大となる渦は, (4.10) 式で示したように半径  $a$  が最小値  $a_0$ , すなわち剥離直後である。この渦は, 前章 4.1 節で示した仮定が同様に成り立つとすると, 図 5.3.3 で示す四分円弧  $OAA'$  の循環  $\Gamma$  が保存される円形の剥離渦である。またこの円にそう接線流速は剥離直後であるため四分円弧  $OAA'$  の接線流速  $U$  と等しいと仮定する。したがってこの渦径は境界層厚さを  $\delta$  とすると

$$\Gamma = \int_{OAA'} u_t ds = \int_a u_t ds,$$

ここに,  $u_t$ ;  $OAA'$  の接線流速,  $u_{tAA'} = U$ ,  $u_t$ ; 半径  $a_0$  の渦の接線流速,  $u_t = U$

$$a_0 = \frac{\delta}{4} \quad (5.1)$$

渦管への底層境界層からの吸い込み速度  $w$  は, 衝立の端縁で発生した渦が流下に伴って渦径を拡大することから前章と同じ理論が展開できる。

すなわち, 半径  $a$  の渦が  $a+da$  に変化するときに変化するエネルギーは, 渦管の長さを  $l$  とすると

$$\begin{aligned} dE &= \pi l \rho \left[ \int_0^{a+da} rv^2 dr + \int_{a+da}^{\infty} rv^2 dr - \int_0^a rv^2 dr - \int_a^{\infty} rv^2 dr \right] \\ &= - \frac{\rho l \Gamma^2}{4\pi a} da \end{aligned}$$

ここに,  $v$ ; 渦における接線速度,  $l$ ; 渦管の長さ

渦径が  $da$  だけ増大したことによって生じたこのエネルギー変化量は, 渦径の増大をまかなう底面からの吸い込みに用いられると考える。

半径  $a$  幅  $da$ , 長さ  $l$  の円筒の吸い込みエネルギー  $dE_0$  は,

$$\begin{aligned} dE_0 &= 1/2 \cdot \rho 2\pi a (da) l w^2 \\ &= \rho \pi a l w^2 da \end{aligned}$$

となる。ここに,  $w$ : 吸い込み速度。

そこで, これらが等しいと吸い込み速度  $w$  を求めると (4.10) 式と同様に次式を得る。

$$w = \frac{\Gamma}{2\pi a}$$

吸い込み速度が最大となるのは, 渦の半径が最小となる剥離直後である。(5.1) 式で示される最小渦径のときの吸い込み速度を  $w_{max}$  とすると

$$\therefore W_{max} = \frac{2\Gamma}{\pi\delta} = \frac{2\Gamma}{\pi KD} \quad (5.2)$$

ここに、 $\Gamma$ ；渦管の循環（ $=\pi\delta U/2$ 、 $\delta=KD$ ）、 $K$ ；剥離点の境界層厚さ $\delta$ の比例定数（ $z$ 軸の渦で発達した境界層で前章で示したように0.17）、 $D$ ；衝立の高さである。<sup>2)</sup>

注) ここでは $\delta$ については図4.5.2で示したように $\delta=0.165Q$ で示すことにする。注終わり。

(5.2)式で示される吸い込み速度で渦管は管径を大きくしながらスピンドウンする。この吸い込みによって後流域内の水が渦管列に吸い出され、渦管列による閉曲面で形成されている後流域内の圧力が低下する。吸い込み速度は渦径が大きくなると小さくなり圧力低下も小さくなる。

衝立下流側で生じる湧昇は、後流域内の圧力低下がある限界に達すると瞬間的に閉曲面が破れ、圧力低下エネルギーを瞬間的に放出するときに発生する。前章の人工岬による湧昇では湧昇を渦管への吸い上げ量として評価したが、ここでは後流域内水の渦管列への吸い出しによって後流域内の圧力が漸次低下し、その圧力の瞬間的開放によって湧昇が生じるとしている点で大きく異なる。すなわち、渦管列は湧昇には直接に影響せず、後流域内の圧力変化に影響する。

そこで低下圧力について評価する。後流域内の最大圧力低下水頭 $\Delta h_p$ は吸い込みの速度水頭を越えることはできないから、その最大値として、

$$\Delta h_p = \frac{W_{max}^2}{2g}, \quad \Delta p = \rho g \Delta h_p \quad (5.3)$$

ここに、 $\Delta h_p$ ；最大エネルギー低下水頭、 $\Delta p$ ；最大低下圧力強度である。

(5.2)式を(5.3)式に代入して、

$$\Delta h_p = \frac{1}{2g} \left( \frac{2\Gamma}{\pi\delta} \right)^2 \quad (5.4)$$

を得る。

衝立平板後流域は、渦列による吸い出しによって漸次圧力を低下し、この低下に伴って吸い出し流量は $\Delta h_p$ 近傍まで低下すると、後流閉曲面は不安定となり、瞬時に破れて圧力を回復する。このとき湧昇が生じ、その湧昇高さ $H$ と湧昇量 $V_s$ は、(5.4)式に示す圧力低下エネルギーの後流閉曲面内の総量に関係すると考えられる。圧力低下エネルギーが大きいほど、その放出は大きく当然湧昇高さおよび湧昇量は大きくなる。2枚の衝立平板間の距離を $L$ とすれば、後流域容積 $V$ は $B D L$ に関する量である。 $L$ が十分に大( $L > 5.4D$ )

となれば2枚の板の相互干渉は少なくなる。<sup>7)</sup>

$$\begin{aligned} \text{すなわち, } \quad V &= \alpha_1 BDL & (5.5) \\ L &< 5.4D \end{aligned}$$

ここに、 $\alpha_1$ ；比例定数、後流域の形状を意味する係数、 $B$ ；平板の幅。

複列衝立板による湧昇量を $V$ とし、この湧昇に要する位置エネルギーは後流域圧力低下エネルギーの開放によって与えられ、その関係を単純に比例すると考えると、

$$\rho V_0 g H = \alpha_0 (\rho g \Delta h_p V) \quad (5.6)$$

となる。ここで、圧力低下水頭は、 $\Delta h_p$ を指標として用いる。

ここに、 $H$ ；底面からの湧昇高さ、 $\alpha_0$ ；後流域内圧力の分布や湧昇に用いられる圧力エネルギーの割合に関係する比例定数。

$V_0$ は間欠的湧昇の形が相似であることから、湧昇の形状を表す長さのパラメーターに湧昇高さ $H$ を用いると、

$$V_0 = \alpha_3 H^2 B \quad (5.7)$$

で示すことができる。

ここに、 $\alpha_3$ ；比例定数、湧昇の形状を表す係数。

よって、(5.5)～(5.7)式から

$$\frac{\Delta h_p}{H} = \alpha_5 \frac{H^2}{D \cdot L} \quad (5.8)$$

の関係が成り立つ。

ここに、 $\alpha_5$ ；比例定数、 $= \alpha_0 / \alpha_3$ 。

$H$ について解けば、

$$H = \alpha (\Delta h_p \cdot DL)^{1/3} \quad (5.9)$$

ただし、 $\alpha = \alpha_5^{-1/3}$

(5.9)式を無次元表示して

$$\frac{H}{h} = \alpha \left( \frac{\Delta h_p}{h} \cdot \frac{DL}{h^2} \right)^{1/3} \quad (5.10)$$

ここに、 $h$ ；水深。

#### 4.3 湧昇流の発生周期

湧昇流は後流域内の圧力低下エネルギーが蓄積されて発生することから間欠的に発生する。考察4)によるこの発生周期を解析する。

逆流後流域閉曲面内の圧力低下は、渦管への吸い込みの速度に比例し、後流域の容積Vに反比例すると考えることができる。この値がある限界低下圧力 $\Delta p$ 以下になると、閉曲面は破れ圧力は回復し、湧昇流が起こる。定式化すると

$$\Delta p \propto \omega \pi a^2 \ln/V$$

右辺分子は、閉曲面をつくるn個の渦管の両端の底面から、t時間に閉曲面内の水を吸い出す量である。

t = Tで $\Delta p$ が限界値 $\Delta p_c = C$ になると閉曲面は破れるから、

$$\beta_1 \omega a^2 T/V = C$$

$$\therefore T = \frac{VC}{\beta_1 \omega a^2}$$

この式に(5.1)～(5.5)式を代入して

$$T = \beta \frac{BL}{DU} \quad (5.11)$$

ここに、 $\beta_1, \beta$ ; 比例定数である。

#### 4.4 湧昇流量

湧昇量 $V_u$ は(5.6)式より

$$V_u/V = \alpha_0 \Delta h_p/H$$

衝立板の単位幅当たりの湧昇量を $V_{u0}$ とし、Vに(5.5)式を用いれば

$$\frac{V_{u0}}{DL} = \gamma \frac{\Delta h_p}{H} \quad (5.12)$$

$$\gamma = \alpha_1 \alpha_0$$

$\gamma$ が定まれば $V_{u0}$ は(5.13)式で求められる。

$$V_{u0} = \gamma \frac{BDL \Delta h_p}{H} \quad (5.13)$$

(5.13)式と(5.11)式から単位時間当たりの平均湧昇流量 $q_u$ は

$$q_u = \frac{V_u}{T} = \frac{\gamma}{\beta} D^2 U \frac{\Delta h_p}{H} \quad (5.14)$$

として求められる。

### 5節 実験による理論の検証

実験結果を理論式にしたがって整理した結果を表5.2.1に示す。湧昇に用いられるエネルギーは後流域圧力低下エネルギーが後流域閉曲面の破れによって解放されるエネルギーに比例する、として得られた(5.8)式の関係の実験値を図5.5.1に示す。実験値にややばらつきがあるが、ほぼ(5.8)式関係を満足している。図中の直線は、(5.8)式が単純比例するとしているので、45°の勾配線としている。

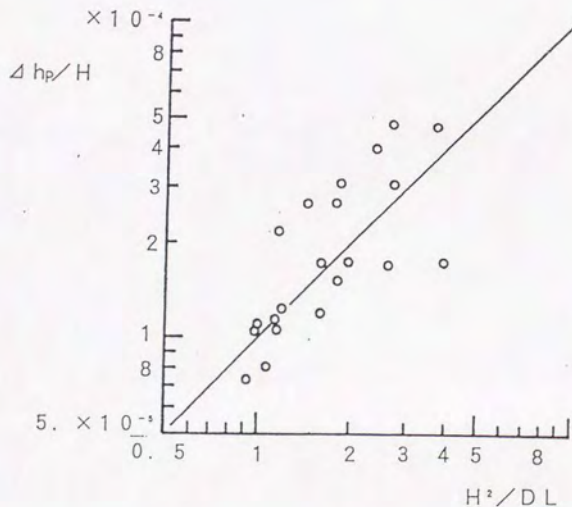


図5.5.1 圧力低下エネルギーの実験値と理論値

この図から (5.8) 式の係数  $\alpha_s$  は、 $1.0 \times 10^{-4}$  であり

$$\frac{\Delta h_p}{H} = 1.0 \times 10^{-4} \frac{H^2}{D \cdot L} \quad (5.15)$$

を得る。

$\alpha_s = 1.0 \times 10^{-4}$  とすると  $\alpha = 21.5$  であり、

(5.9) 式は、

$$H = 21.5 (\Delta h_p DL)^{1/3} \quad (5.16)$$

(5.10) 式は、

$$\frac{H}{h} = 21.5 \frac{(\Delta h_p DL)^{1/3}}{h} \quad (5.17)$$

となる。これらの式と実験値を比較したものが、図5.5.2, 図5.5.3であり、これらの関係式はよく実験値と一致していることがわかる。

したがって、湧昇高さHは、(5.17) 式から求めることができる。



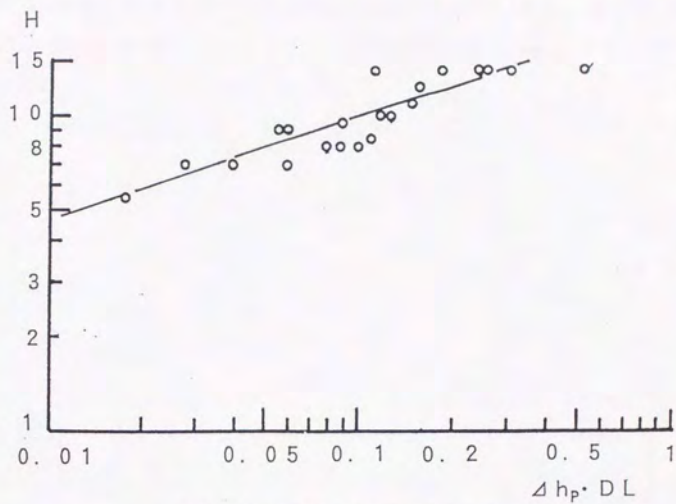


図5.5.2 湧昇高さの理論値と実験値

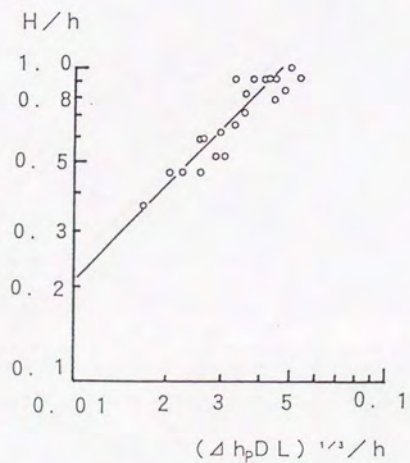


図5.5.3 無次元湧昇高さ

湧昇流発生周期 $T$ は、(5.11)式で整理する。結果は図5.5.4である。ばらつきはあるもののほぼ(5.11)式の傾向を示しており、これから係数 $\beta$ を求めれば、(5.11)式は(5.18)式を得る。

$$T = 0.7 \frac{BL}{DU} \quad (5.18)$$

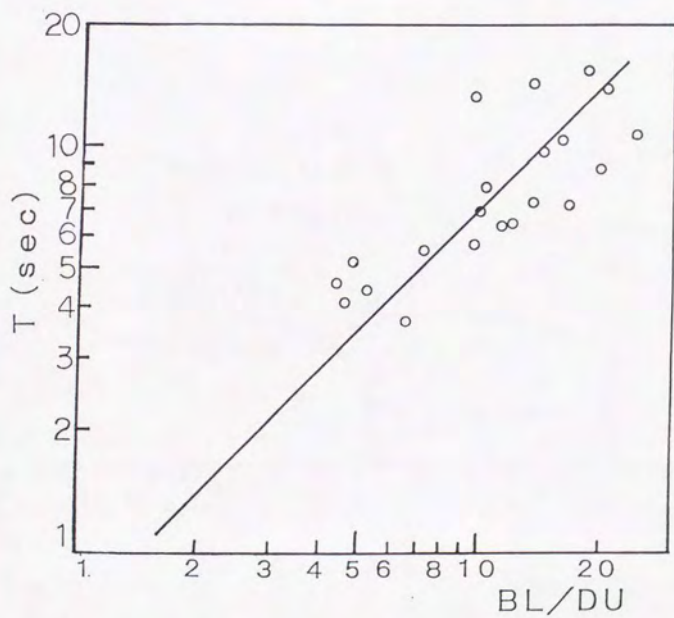


図5.5.4 湧昇流発生周期

単位幅当たりの湧昇量  $V_u$  は、図 5.5.5 に示すように衝立板上縁から上部の着色水の湧昇面積を測って求めた。

これを (5.12) 式に従って整理したのが図 5.5.6 である。

$V_u/DL$  と  $\Delta h_p/H$  は単純比例関係にあるので、 $45^\circ$  の線として求めた。実測値にややバラツキのあるものの (5.12) 式の関係をほぼ満足している。図より  $\gamma = 2.1 \times 10^3$  を得る。

よって

$$V_u = 2.1 \times 10^3 \frac{BDL \Delta h_p}{H} \quad (5.19)$$

湧昇流量は (5.14) 式より

$$q_u = 3.0 \times 10^3 \frac{D^2 U \Delta h_p}{H} \quad (5.20)$$

として求められる。

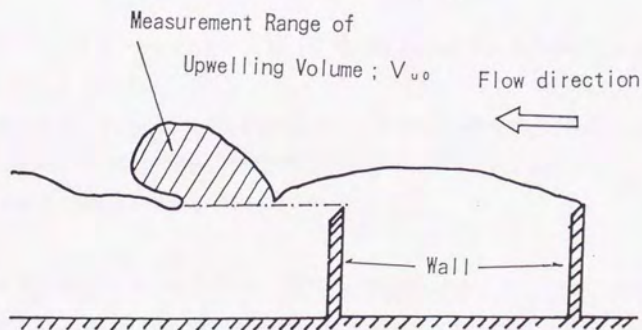


図 5.5.5 湧昇流量の算出方法

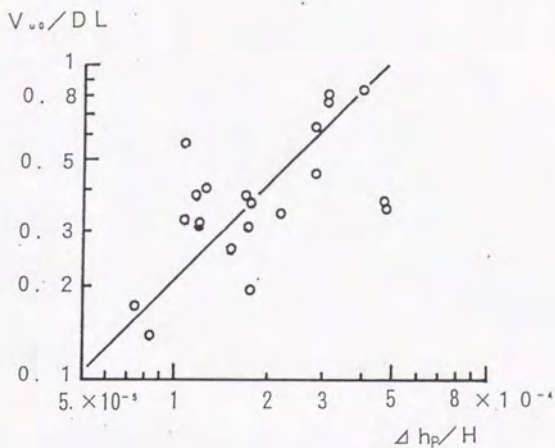


図5.5.6 湧昇流量

図5.5.2, 図5.5.6から(5.11)式(5.12)式はほぼ満足していると認めれば, 湧昇流量は幅Bに無関係である。

このことは, 幅Bの大きな構造物を用いるよりBの小さな構造物を用いることが望ましい。Bの剥離渦の発生条件から考えれば $B = 2D$ が最適と考えられる。

このような構造物の間隔は最短で $5.4D$ 以下とする。

次に衝立後方の一点(水面下5cm)で測定した流速のエネルギースペクトルを求めた。結果の一例を図5.5.7に示す。流速計はKENEK社製のサーマル式微流速計を用いた。この流速計は温度感度のため流速値の方向は測定できない。しかし, 低流速における安定性がよいため採用した。

図で上段は測定した速度を, 中段には周期的に発生した湧昇水塊がセンサーを通過しているときの時間帯を, そして下段に上段に示した流速のパワースペクトルのピーク値に対する相対値を示した。湧昇水塊中では速度が減少している傾向が見られ, 組織化されたスケールの少し大きい渦が存在することがわかる。エネルギースペクトルから, 慣性小領域

を意味する周波数の $-5/3$ 乗則の範囲が存在することがわかる。この領域はエネルギーが大きな波数から小さな波数へ伝わる領域で、粘性による散逸はない。このことは、実験が非粘性流体で行われていると考えてよく、実験が重力と慣性力が支配的な場として扱えることを支持している。

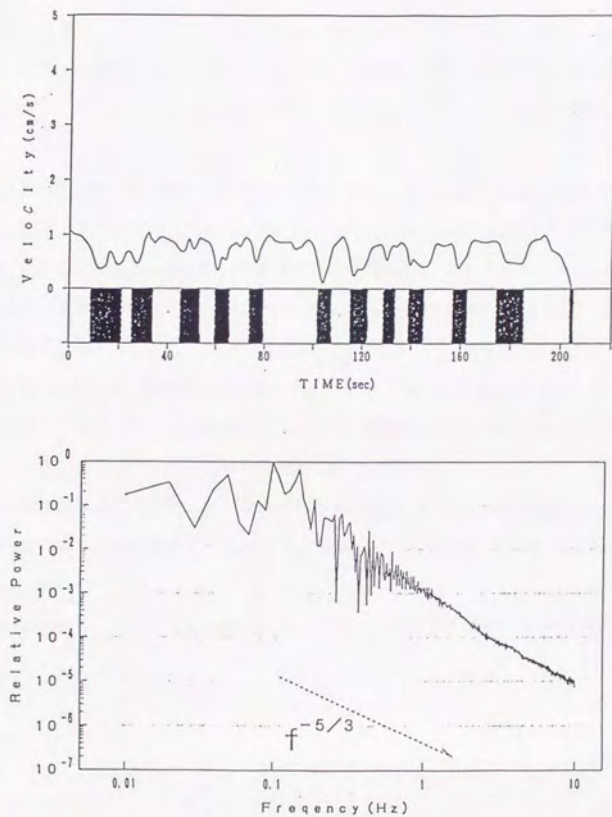


図5.7 湧昇水塊中の速度の時間変化とそのエネルギースペクトル<sup>6)</sup>

## 6 節 アスペクト比の関係

可視化によって予め行った予備実験でアスペクト比2 ( $\lambda = B/D$ ) の場合が最もよく湧昇流が現れた。これについて主として理論と実験で検討した。

そこで、このアスペクト比の違いを確認するため、アスペクト比を1および3 ( $B/D$ ) の2種類の実験について、流速、複列配置の間隔 ( $L$ ) を条件として行った。実験条件を表5.6.1に示す。表には結果も示した。前節と同じ処理を行った結果を図5.6.1~5.6.4に示す。図中の実線は前節の結果を示す。図5.6.1は、後流域の圧力低下エネルギーと湧昇流のエネルギーの関係を示すが、アスペクト比2の場合と同様比例関係となっている。しかし、比例定数は  $1.5 \times 10^{-4}$  と大きい。湧昇エネルギーが圧力低下エネルギーを多く必要としていることから、効率が悪いことを示している。

図5.6.2に示す湧昇流の無次元高さは、アスペクト比2と同様圧力低下エネルギーと比例関係にあるが、アスペクト比2に比べ小さい。前述したように圧力低下エネルギーの湧昇への寄与が小さい。図5.6.3に示した湧昇流の発生周期は、アスペクト比3の場合、2とほぼ同様の傾向を示すが、1の場合発生周期が長い。後流域内の圧力限界に達するまでの時間が長く要する。

図5.6.4に低下圧力と湧昇流量の関係を示す。アスペクト比1の場合、2の場合とほぼ同様の比例関係を示すが、比例定数は小さい。1の場合低下圧力の湧昇への効率が悪いことを示している。3の場合は、2と同様の傾向を示している。

これらの結果を係数で比較した。結果を表5.6.2に示す。表より湧昇高さ  $H$  に関する  $\alpha$  は  $\lambda = 2$  が最も大きく発生周期  $T$  は  $\lambda = 2$ 、3 が最も短く、湧昇量  $V_v$  については  $\lambda = 2$  が最も大きい。

これらからも  $\lambda = 2$ 、すなわち幅  $B$  が高さ  $D$  の2倍が最も効率がよい構造物であることがわかる。

表5.6.1 アスペクト比を変えた場合の実験条件と実験結果

Exp. NO.	velocity $U_0$ cm/s	D*B cm	Aspect Ratio	Dep. h cm	Int. of wall L cm	Experiment results(upwelling)		
						Height H cm	period T	volume $V_u$
1	1.0	3*3	1	21	9	4.0	15.58	5.98
2	1.0	3*9	3	21	9	5.0	17.73	7.41
3	1.0	5*5	1	21	15	8.0	19.34	9.74
4	1.65	3*3	1	21	9	5.5	12.0	5.06
5	1.5	3*9	3	21	9	5.5	8.29	13.39
6	1.6	5*5	1	21	15	9.0	17.1	13.32
7	2.2	3*3	1	21	9	6.5	9.02	7.26
8	2.2	3*9	3	21	9	7.0	12.83	14.76
9	2.2	5*5	1	21	15	9.5	12.81	14.91
10	1.6	3*9	3	21	15	8.0	8.20	19.48
11	1.6	3*9	3	21	6	5.5	10.03	8.82
13	1.6	5*5	1	21	10	9.0	13.65	14.29
14	1.45	5*5	1	21	20	10.0	15.09	16.64
15	1.45	5*5	1	21	25	10.0	22.7	12.32
16	2.2	5*5	1	21	10	8.0	30.5	12.50
17	2.2	5*5	1	21	20	11.0	11.57	20.57
18	2.2	5*5	1	21	25	11.5	25.79	39.43
19	1.6	3*3	1	21	6	5.5	12.43	9.44
20	1.6	3*3	1	21	12	5.5	15.71	11.02
21	1.6	3*3	1	21	15	6.0	18.11	13.65

D is the height of a wall.

B is the width of a wall.

L is the interval length of two walls.

T in Experiment results is period of upwelling generation as seconds.

$V_u$  is volume of upwelling as  $\text{cm}^3$  by unit width.

H is the height from the sea bottom to the top of upwelling.

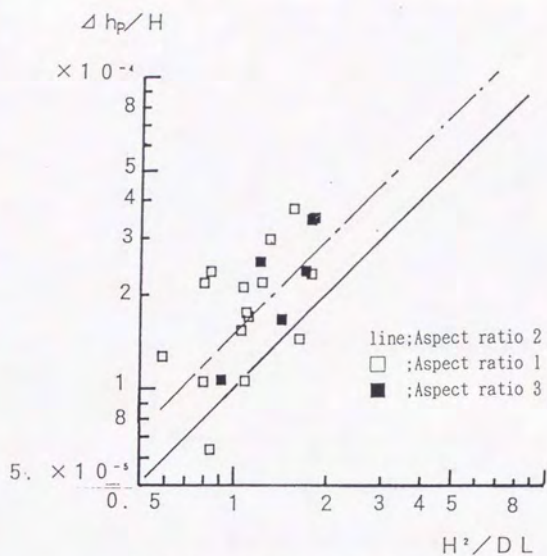


図5.6.1 圧力低下エネルギーの実験値と理論値

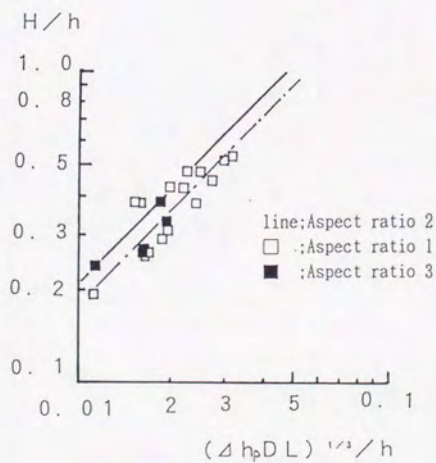


図5.6.2 無次元湧昇高さ



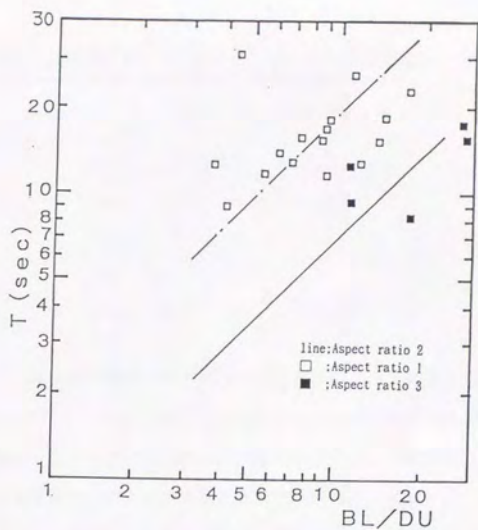


图5.6.3 湧昇流發生周期

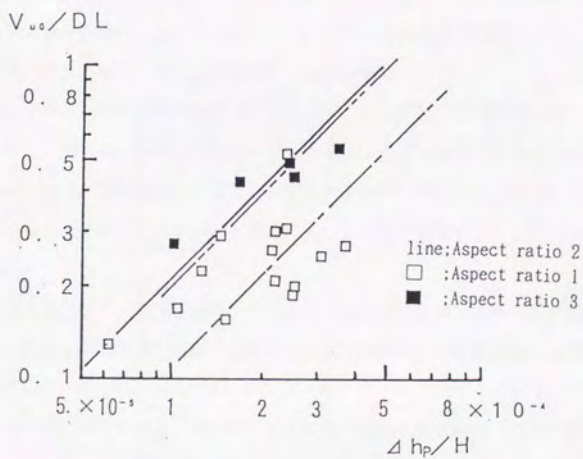


图5.6.4 湧昇流量

表5.6.2 アスペクト比 $\lambda$ の違いに対する各係数値の違い

$\lambda$	1	2	3
$\alpha$	18.0	21.5	18.2
$\beta$	1.9	0.7	0.7
$\gamma$	$1.1 \times 10^3$	$2.1 \times 10^3$	$2.0 \times 10^3$

## 7節 まとめ

本研究は、一様流中に設置された複列型の衝立板によって発生する湧昇流について、その発生機構を考察し、現象の定量化を試みたものである。主要な結論は次のようである<sup>7)</sup>。

- 1) 現象の観察から、上流側衝立から渦管列が発生する。これは衝立前面に沿って流れる流れの中で衝立沿いに発達する境界層内の渦が先端で剥離することによって発生する。この渦管列は両端を底面に接して衝立を巡るような形状となり、衝立の後流域を形成している。
- 2) この剥離渦は流下に伴いスピンドウンし、徐々に径を増大していくことから、 $z$ 軸を軸とする渦と同様に、径の変化によるエネルギー変化が底面境界層からの吸い込みエネルギーに取り込まれていると仮定することができる。
- 3) この径を増していく過程で底面境界層を通じて後流域内の水塊が吸い出され、後流域内の圧力が低下し、限界圧力に達すると爆発的に圧力が回復することで湧昇が発生すると仮定した。湧昇高さは、湧昇に要するエネルギーが、この後流域に蓄えられた圧力低下エネルギーに比例するとして定式化して実験で検証し、ほぼ満足する結果が得られた。
- 4) 湧昇流発生周期は、限界圧力低下量が吸い出し速度に比例し、後流域の容積に反比例すると仮定して導かれ、実験で検証した。 $T = \beta BL / (DU)$ の関係が認められた。
- 5) 湧昇流量は、圧力低下エネルギーが湧昇エネルギーに比例するとして表される。
- 6) アスペクト比が2の場合、すなわち衝立中央の淀み点から鉛直、水平の端までの距離が等しい場合、湧昇流の発生の効率がよい。