

ただし側壁排水量は片側，ホバー時の値とする。
 C_{wc} はクッション（矩形圧力分布）による造波抵抗，
 C_{ww} は側壁による造波抵抗， C_{wi} は側壁とクッションの
 干渉造波抵抗を示す。両側壁とも $Fn \geq 0.5$ ではほぼ理
 論計算値と一致しているが第二ハンパ以下では実験値
 と計算値は大きく食違っている。これは先の平板側壁
 の例と同様の現象と考えられる。

(4) 波 形

側壁のクッション側と外側の波形のフルード数 Fn に
 対する変化を図2-45に示す。定性的な比較のため，
 Lamb¹⁹⁾の理論により計算した線形二次元クッション波
 形も示した（付録-2参照）。 $Fn=0.3$ の例に見られる
 ように，低速域では二次元理論で予想されるような波
 高/波長の大きな波は生じておらず，波形観測結果で
 見るかぎりクッション内で波の崩れが生じているよう
 である。 $Fn \geq 0.4$ ではクッション側波形は定性的に二
 次元波形と似ている。さらに観測結果に見るかぎりでは
 側壁内外の波形を重ね合わせたものがクッション側
 だけよりも，より二次元波形に近いという結果が得られ
 た。また船首付近では二次元波形に比べて実際の波形
 のほうが対応する位置がやや前方にずれる傾向が見ら
 れる。

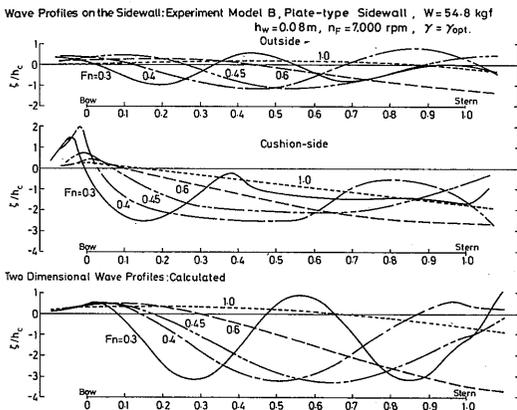


図2-45 側壁内外面の波形とフルード数の関係

つぎにクッション圧力を高くして波形に対する影響
 を見た例を図2-46に示す。 $Fn \geq 0.6$ では波形はク
 ション圧力にほぼ比例するのに対して， $Fn \leq 0.45$ の例
 ではクッション圧力に比例しない。 $Fn=0.45$ の例では
 側壁上で見るとかぎり大差はないが，船尾スカート位置
 で見た波形は大きく異っている。クッションによる波

は二次元波形から類推されるように，低フルード数に
 なるに従って波高/波長が大きくなる。クッション圧
 力が増せばこの傾向はいつそう強くなり，波の崩れを
 生じ易くなると考えられる。この現象のため低フル
 ード数域では，線形造波理論で予想されるハンパ，ホ
 ーが生じなくなるものと推察される。

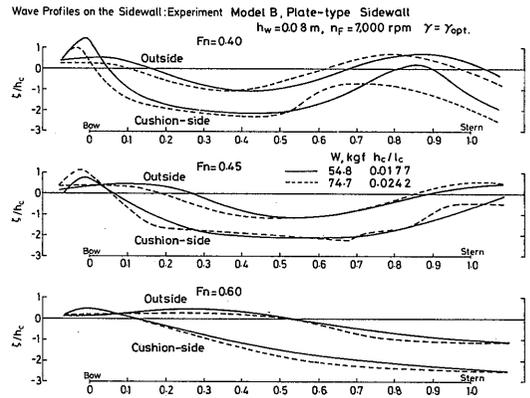


図2-46 側壁内外面の波形とクッション圧力の関係

次に側壁が厚さを持った場合の影響について調べた。
 その一例を図2-47に示す。模型Bでは側壁浮力分
 割が20%以下で，側壁の長さ/厚さが20程度で，波形
 に及ぼす影響はクッションが支配的であり，波形（外
 側のスプレー部は除く）は平板と大差なかった。従っ
 てこの程度の側壁では接水面積に及ぼす側壁厚さの影
 響は，スプレーによる接水面積の増加及び船底面積あ
 るいはデッドライズ角による面積の増加として表され
 ることが推察される。

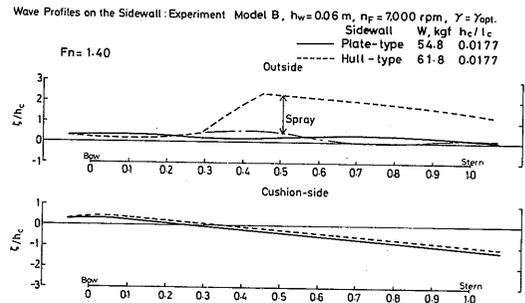


図2-47 側壁内外面の波形と側壁厚さの関係

(5) 側壁接水面積

現象の単純化のため最適トリム（スカートの接水又は曳引抵抗が最小）に限って検討した。接水面積はクッションによって生じる波の自由水面に対する変化と、自由水面に対する船体のヒープ、トリム変化で表される。最適トリムに限れば前者はフルード数、クッション圧力、クッション平面形の関数、また後者はフルード数、クッション圧力、クッション平面形とホバー間隙の関数であると推察される。以上の考え方にもとづいて接水面積 S_{ww} を図2-48に示すような成分に分けて考える。 S_{ww1} は外側の波形による接水面積の増減、 S_{ww2} はクッション側の波形による増減、 S_{ww3} は側壁深さによる増分（一定）、 S_{ww4} はヒープ、トリム変化による増減である。ホバー間隙は十分小さくしたので、この影響は分離していない。

$$S_{ww}/(2h_c l_c) = S_{ww1}/(2h_c l_c) + S_{ww2}/(2h_c l_c) + S_{ww3}/(2h_c l_c) + S_{ww4}/(2h_c l_c) \quad (2-27)$$

図2-49に接水面積に対する重心位置の影響を示す。重心位置は S_{ww4} に影響するのみで、これによって最小接水面積が決まる。この状態はほぼ最適トリムに対応している。図2-50に側壁深さ h_w の影響を示す。 h_w は $Fn=0.4, 0.45$ を除けば S_{ww3} に影響するのみである。 $Fn=0.4, 0.45$ では、 h_w が小さいと側壁下からクッション空気が漏れ、スカートが接水して変形する。そのため機体が沈込み、 S_{ww4} 項の増加を生じる。

図2-51に側壁厚さの影響を示す。船形側壁接水面積からスプレー及び船底面積分を差引けば、平板側壁の場合と大差ない。波形の影響 $S_{ww1} + S_{ww2}$ について

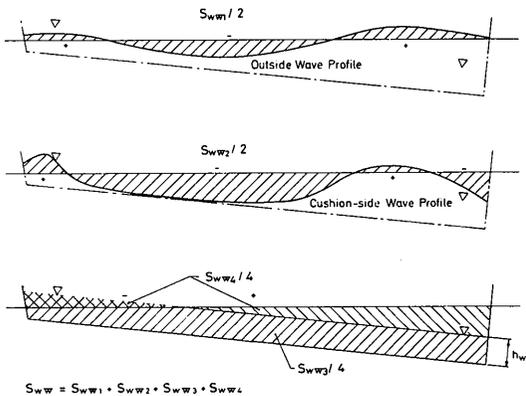


図2-48 側壁接水面積の成分

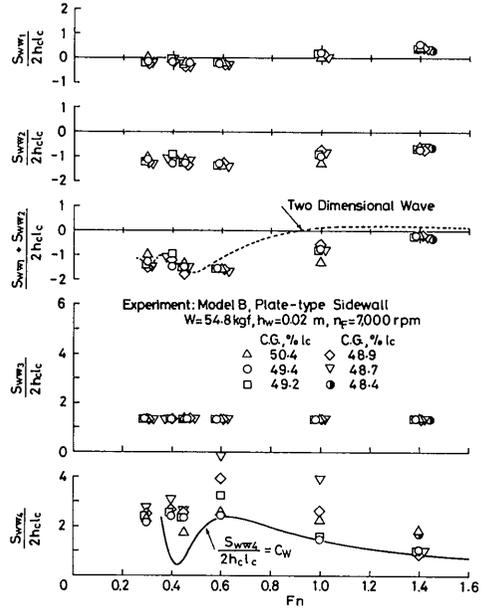


図2-49 側壁接水面積とフルード数の関係（重心位置の影響）

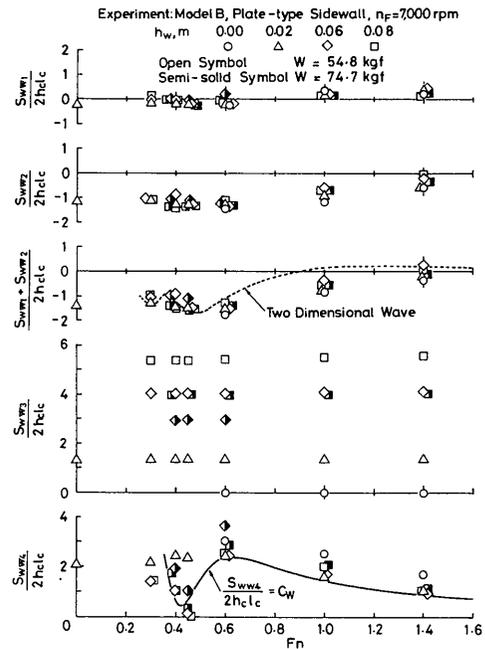


図2-50 側壁接水面積とフルード数の関係（側壁深さの影響）

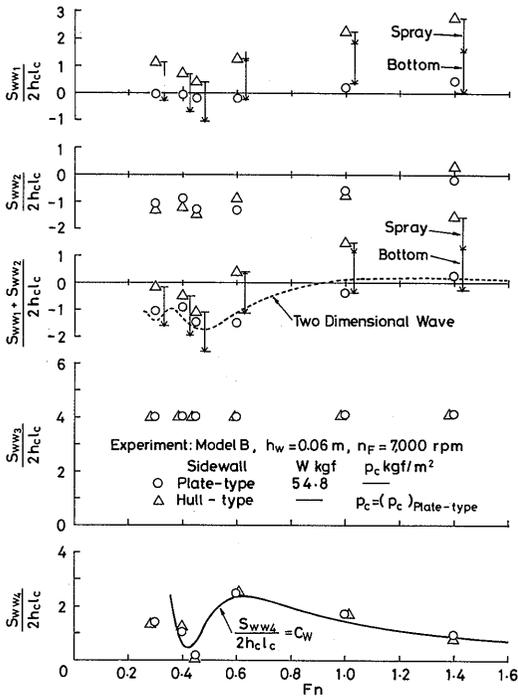


図 2-51 側壁接水面積とフルード数の関係 (側壁厚さの影響)

は側壁上の波形の観測結果，第一近似的には二次元波形で表されることを考慮して(図2-45参照)，クッション室内に二次元波形ができ，外側は自由水面のままであると仮定して求めた接水面積変化(図中に点線で示す)で側壁の接水面積の波形による影響が表される。次に船体ヒープ，トリムの影響 S_{ww4} は船体中央部のヒープ量で代表させられる。滑走域では船首スカート先端がほぼ自由水面にあるためヒープ量は近似的にトリム角のみで推定できる(図中に実線で示す)。

$$\begin{aligned} S_{ww4}/(2h_c l_c) &\cong 2l_c^2 \sin\gamma/(2h_c l_c) \\ &\cong (D_w/W)/(h_c/l_c) = C_w \quad (2-28) \end{aligned}$$

これらの関係を実験値と比較した。低速域では速度の低下に伴い船首スカートの先端位置が自由水面より下がる影響があるので，滑走状態のような単純な扱いはできない。しかし低速域では側壁摩擦抵抗の全抵抗に占める割合が小さいため，単純な近似でも実用上は十分であると考えられる。

以上の方法により最適トリムでの側壁接水面積(最小)は，ホバー間隙 (h_{eq}/h_c) が一定なら側壁深さ (h_w/h_c) と図中に示すフルード数の関数で表されることが

判った。スプレーによる影響はこれまでに得た実験結果だけでは不十分である。しかし本実験に用いた側壁程度のものでは，側壁周辺の波形に与える影響はクッションが主であり，スプレー発生時においても波形はほぼ平板のそれに等しい。したがって実用上はスプレーレール，チェーン等が配置されるため，スプレーによる接水面積の増分はただかスプレーレール，チェーンまでと考えられ，面積推定上はスプレーの発生位置とスプレーの前縁形状の推定の問題になる。

(6) スカート抵抗係数

スカート抵抗の特性を一次的に表現するためにスカート抵抗係数 C_{sk} を

$$C_{sk} = D_{sk}/[h_c b_c (\rho_w/2) V_\infty^2] \quad (2-29)$$

で定義した²⁰⁾これはスカート抵抗に及ぼすクッション圧力の影響に着目し，水面接触面積の変化を C_{sk} のフルード数依存性に含ませて表現したものである。模型Aの一定推力軸，ホバー水平及び最適トリムにおける実験値を図2-52に示す。スカート抵抗におけるクッション圧力の影響がほぼ表現されている。スカート抵抗はトリムに強く依存しているため，表現は複雑であるが，スカート抵抗を最小にするトリムを常に選ばば F_n だけで表現される。 C_{sk} は $F_n=0.44$ に大きなピーク

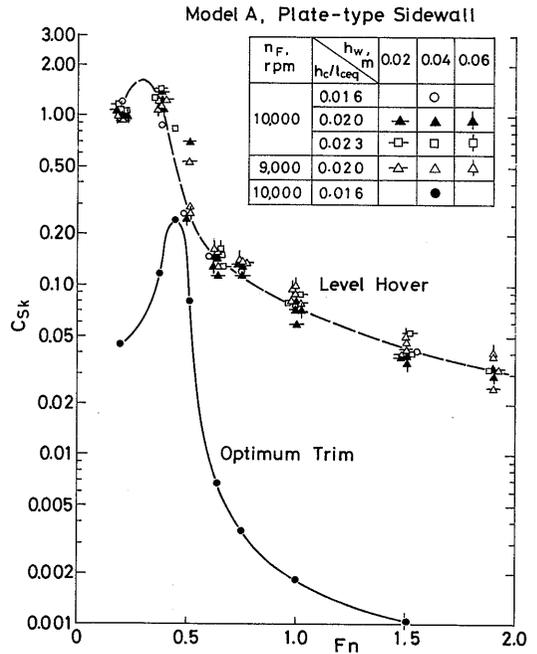


図 2-52 スカート抵抗係数

を持つ。この F_n では最適トリムにおいても前後スカートの水面同時接触が避けにくいというスカート接水状態の観測はこの結果をうらづけているといえよう。航行中のトリムはクッション自身を作る波形に強く依存しているが、縦揺れモーメントの付加によって抵抗を最小にするように最適化することができる。トリムはスカート抵抗に対して支配的要因の一つであるが、第二ハンプ速度においてはスカートの水面接触を介して間接的に波形造波抵抗にも影響を及ぼす。トリムによる抵抗減少のメカニズムはこれらの要因の複合作用として説明ができる。

(7) スカートの接水面積

模型Bに用いたスカートは柔軟で、滑走域ではスカートが接水すると水面に密着するように変形する。最適トリムでのスカートの接水面積に及ぼすフルード数、側壁深さの影響について調べた。その結果を図2-53に示す。滑走域では波面が比較的平坦になるため接水面積は少ないが、側壁深さが零の場合にはクッション空気の側方への漏洩によりギャップを維持できなくなり、接水面積が増している。同様の現象はホロー速度でも起こるが、クッション室内波形に大きな谷を生じるため、側壁深さが相当大きい場合でも接水を生じる。次にフルード数、ホバー間隙とスカート接水面積の関係の一例を図2-54に示す。相当ホバー間隙の影響を見ると、 h_{eq}/h_c の増加に比例して接水面積は減少し、 h_{eq}/h_c が0.10程度で接水面積はほぼ零になった。最適トリムに限ればホバー間隙が一定であるなら、フルード数に対して最小接水面積が決定できる。フルード数によって差があるのは、三次元のクッション波形では船幅方向に間隙が一定でないことによる。

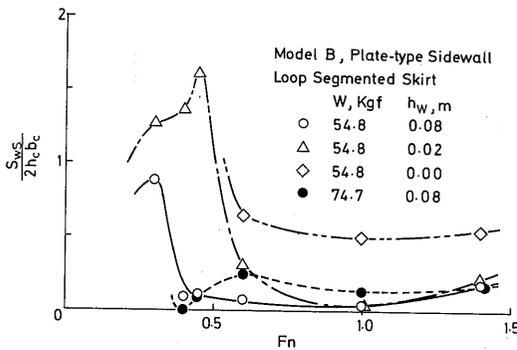


図2-53 スカートの接水面積 (フルード数, 側壁深さの影響)

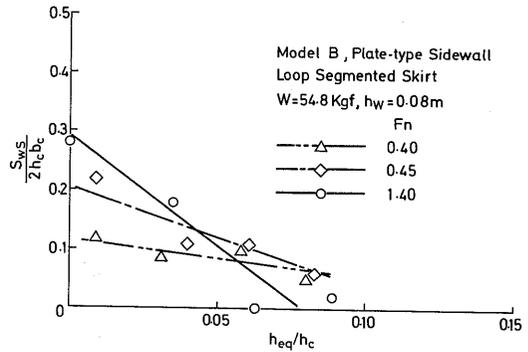


図2-54 スカートの接水面積 (相当ホバー間隙の影響)

2.4 結論

側壁型ACVの抵抗特性を明らかにするため、造波抵抗に関する理論解析を行った。さらにこの結果をふまえて、全機模型による水槽曳航実験によって抵抗成分の分離を行い、種々のパラメータが抵抗特性に及ぼす影響を実験的に調べた。これらの一連の理論解析、模型実験により次のような結果を得た。

- 1) V型船首をもつACV, 三角形ACV及び楕円船首をもつACVの造波抵抗計算式を導いた。
- 2) NewmanとPoole, Barratt, 本論文及びPlissovの理論式にもとづいて, ACVの造波抵抗に及ぼすフルード数, クッション平面形, クッション圧力及び側壁の影響を計算した。フルード数がおよそ0.5より高速域では理論計算値と実験値がほぼ一致することが確かめられ, 理論の有効性が確認された。しかしそれ以下では線形仮定にもとづく理論計算値は実験値と一致せず, 問題が残された。
- 3) 側壁接水面積に影響する要因を分析し, 実験結果にもとづく側壁接水面積の表現式を得た。その各項は現象面から定性的に説明でき, より一般的で定量的な表現式への手掛かりが得られた。
- 4) スカートの接水抵抗は間接的に分離したに止どまったが, トリムに強く依存し, 全抵抗の最小化の上で影響の大きい要因の一つであることが判った。スカートの接水面積を観測し, ファン流量, フルード数等の影響を実験的に明らかにした。
- 5) 側壁型ACVの抵抗特性を分析し, 抵抗を生じる現象面でほぼ妥当な抵抗分離法を示した。また, これによって抵抗特性に及ぼす種々のパラメータの影響が個々の抵抗成分への影響から説明できる。模型実験と理論解析を併用した実機の抵抗特性の推定が可能になった。

3. 水ジェットの推進特性

3.1 研究のねらい

水ジェットはスクリュープロペラと異なり、その構造のため推力の分離計測が実験技術上困難である。そのため推力と抵抗の干渉効果や吸込口の性能等、推進性能推定上の重要な問題も必ずしも明らかにされているとは言えない。

運動量保存則によって定義された水ジェットの総推力と曳引時の船体抵抗の実測値にもとづいて、吸込干渉抵抗を定義し、作動条件の影響を調べた。同時に水ジェット吸込口、管路系の損失を求め、水ジェット推進の動力特性に及ぼす作動条件設定の最適化を評価した。また自航実験を行い、側壁型ACVと水ジェットの適合性について実験的に確かめた。水槽実験においては、実験技術的に吸込口近傍の流れを詳細に計測することが困難であるため、吸込口部分の二次元風洞模型を使って、主に吸込み作用が吸込口周辺から管路部にかけての静圧、速度分布にどのような影響を与えるか、また吸込口近傍での流れの運動量、損失がどのように影響を受けるかを調べ、水槽実験結果と比較検討した。

3.2 水ジェットの水槽実験

3.2.1 実験装置及び実験方法

(1) 供試模型

本実験に使用した水ジェットの模型を図3-1に示

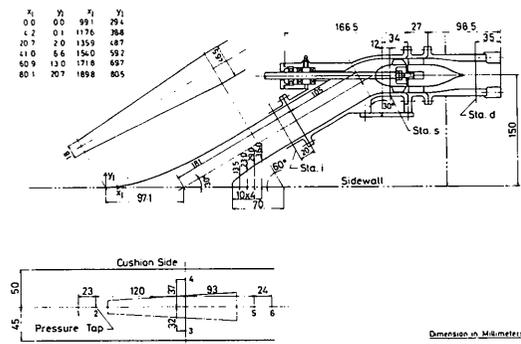


図3-1 水ジェット模型の概要

す。この模型は側壁型ACV模型B(図2-10参照)の自航実験用に製作したもので、ポンプ部は単段軸流型である。吸込口はフラッシュ型で、入口での損失を防ぐため図に示すような整形を施している。吸込口形

状は固定で、ノズル径は変更できる。管路の静圧を求めるためポンプ入り口s、出口d及び吸込管路途中iの3断面に各4点の静圧孔がある。また吸込口周辺の船底圧力変化を調べるため、6個所の静圧孔をあけた。水ジェットポンプは回転数の制御された1.5kW直流電動機によって駆動される。

(2) 計測装置

水ジェット単体の性能試験は三成分曳航天秤(図2-13参照)を用いて行った。自航試験は六成分曳航天秤(図2-14参照)を用いて行った。

次に計測システムのブロック線図を図3-2に示す。

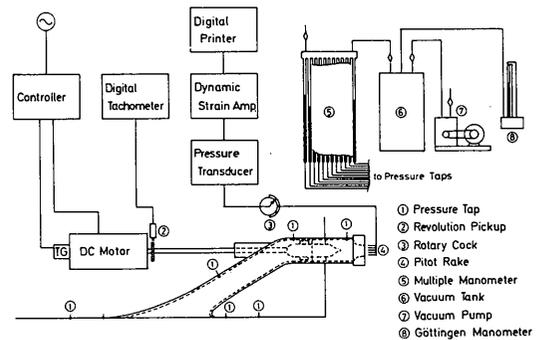


図3-2 計測装置のブロック線図

ポンプ回転数は電磁式回転検出器を用いたデジタル回転計によって監視した。船底、管路等の静圧は真空タンクに接続した多管マンオメーターを用いて計測した。ノズル出口総圧分布は、楕型ピトー管を切替えコックを介して圧力変換器に接続し、動ひずみ計を通してデジタルプリンターで記録した。圧力計測にあたっては、圧力計と圧力計測孔の間の位置ヘッド分(ヒープ、トリム角の影響も含む)の修正を行った。ポンプ流量はノズルを流量計として計測した。

(3) 実験方法

水ジェット模型を側壁に組込み、作動条件として吸込速度比 v_i/V_∞ 、側壁トリム角が推進装置の単独性能に与える影響について調べた。実験は当所、三鷹第三船舶試験水槽(水路長さ150m、幅7.5m、水深3.5m)で行った。側壁のヒープ、トリムは固定し、曳引台車の速度とポンプ回転数の組み合わせにより吸込速度比を変えた。

水ジェットの性能試験条件

側壁没水深さ, m	0.04
トリム, deg	0.0, 1.0, 2.0

約 $8.00 \times 10^{-4} \text{m}^3$ 、中心線長さ 0.473m (内ポンプ部 0.113m)より、平均流路断面積 $1.61 \times 10^{-3} \text{m}^2$ となる。これより平均的な相当円管径 d_* を 0.0464m とした。吸込口は 0.161m 、その他の管路は 0.200m となっている。管路を構成する各部分の平均的な相当円管径 d_* 、中心線長 l 、平均流速 v_* 、管摩擦係数 λ として次式によって算出した。

$$E_f = 2\lambda \left(\frac{l}{d_*} \right) v_{uct} \left(\frac{\rho_w}{2} \right) v_*^2 Q_p \quad (3-11)$$

ここで λ は次のように決めた。実験範囲が $Q_p = 0.0034 \sim 0.0063 \text{m}^3/\text{s}$ より d_* に関するレイノルズ数は 10^5 程度になる。また管壁粗度を $0.0005 \sim 0.00005$ と推定し、ムーディ線図より $\lambda = 0.02$ と推定した。このように摩擦損失分を推定した。各損失は $(\rho_w/2) V_\infty^2 Q_p \times 2$ で無次元化して、

全損失係数

$$\xi = E/[2Q_p (\rho_w/2) V_\infty^2] \quad (3-12)$$

吸込口損失係数

$$\xi_i = E_i/[2Q_p (\rho_w/2) V_\infty^2] \quad (3-13)$$

管路損失係数

$$\xi_D = E_D/[2Q_p (\rho_w/2) V_\infty^2] \quad (3-14)$$

とした。

また吸込口周辺の船底圧力 $p_1 \sim p_6$ は動圧 $(\rho_w/2) V_\infty^2$ で無次元化した。

$$C_{p1 \sim 6} = p_{1 \sim 6}/[(\rho_w/2) V_\infty^2] \quad (3-15)$$

自航中のファン空気動力 P_i' 、ポンプ水動力 P_p' は、

$$P_i' = \Delta p_{if} Q_f \quad (3-16)$$

$$P_p' = 2 \Delta p_{if} Q_p \quad (3-17)$$

として、推進効率(ただしポンプ水動力にもとづく) η_{pc}' は

$$\eta_{pc}' = D_i V_\infty / P_p \quad (3-18)$$

また有効抗揚比(ただしファン空気動力とポンプ水動力にもとづく)の形で

$$P_i'/(WV_\infty) = P_i'/(WV_\infty) + P_p'/(WV_\infty) \quad (3-19)$$

と表して全体的な性能を調べた。

3.2.2 実験結果及び考察

(1) 推進装置単独性能

初期の実験で空気吸込みによる著しい推力低下を経験した。それは側壁フェアリング部分の流れの剝離によるもので、推力が著しく低下し自航不能になった。滑走域では側壁形状や吸込口の没水深さが適切でない、空気を吸込み易くなる。また低フルード数域ではクッション室内の波面にくぼみを生じるが、特定のフルード数のとき吸込口に近づき、クッション空気を吸

込み易くなるので、抵抗の面からだけでなく空気吸込み防止の観点を含めて側壁の形状、深さを決める必要がある。空気吸込みによる性能低下は著しく、設計にあたって空気吸込み防止は最優先しなければならない事項の一つである。側壁No.3はこのような結果にもとづいて改善した船形である。

水ジェットの実験に先立ってヒープ、トリム固定状態で側壁No.3(図2-12参照)の抵抗試験を行った。こ

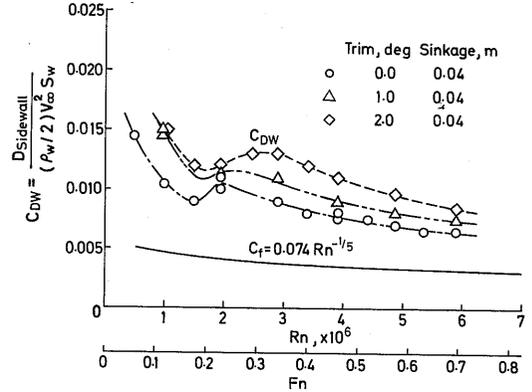


図3-4 側壁No.3の抵抗特性

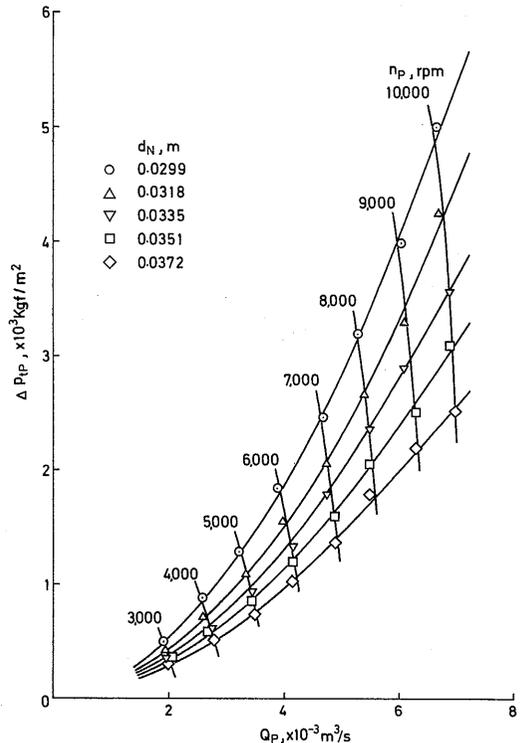


図3-5 水ジェットポンプの流量—圧力特性

の結果を図3-4に示す。水ジェットの模型の流量-圧力特性を図3-5に示す。以上のような側壁に水ジェットを組み込み、その推進特性を調べた。

静止時の吸込口周辺の船底圧力分布に及ぼす吸込みの影響を図3-6に示す。静止状態では吸込みが強くなるに従って、方向に関係なく圧力が低下している。次に航行時の静圧変化を図3-7に示す。航行状態では吸込みが強くなると、前方及び側方では圧力は低下するものの後方では逆に上昇しており、静止状態とは明らかに異なる。航行状態の静圧変化の傾向は吸込速度比 v_i/V_∞ によって表される。

次に吸込口管路系の損失を示す。図3-8に吸込速度比 v_i/V_∞ に対する吸込口損失係数 ξ_i の変化を示す。 ξ_i は v_i/V_∞ に対して最小値をもつ。 $v_i/V_\infty < 1$ では管摩擦による影響は小さく、入口付近での剥離も生じにくく

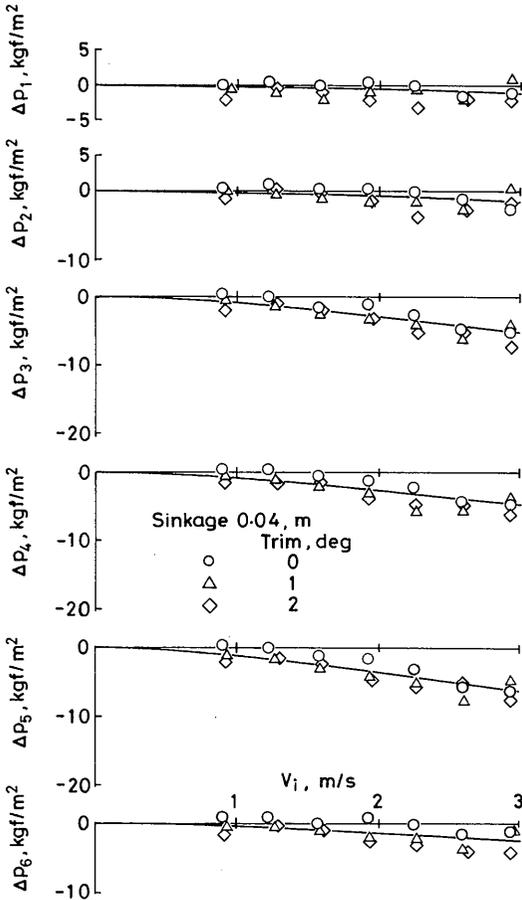


図3-6 吸込口周辺の静圧変化 (停止時)

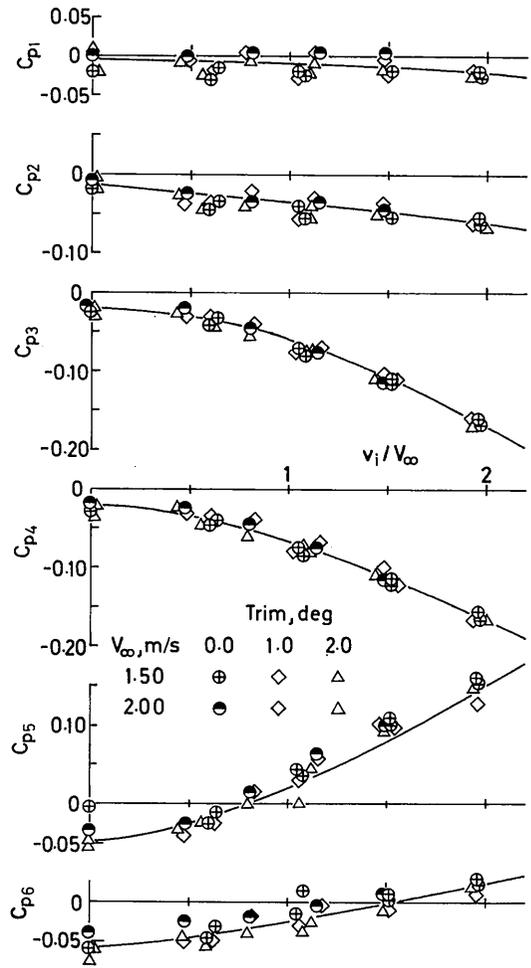


図3-7 吸込口周辺の静圧変化 (曳引時)

いため、損失係数が増加する要因は側壁の境界層を吸込むためと推察される。

次に図3-9に吸込速度比 v_i/V_∞ に対する管路損失係数 ξ_b の変化を示す。 ξ_b は管摩擦の影響を大幅に上回っている。これは曲がり及び断面形状変化(正方形から円形)とポンプ軸に起因する損失増加と推察される。

以上の結果を合わせて、図3-10に吸込速度比 v_i/V_∞ に対する全損失係数 ξ の変化を示す。これによれば v_i/V_∞ が1を越える領域では管摩擦及び曲がり、ポンプ軸による影響が大きなウエートを占め、反面 v_i/V_∞ が1より小さくなるに従って船体境界層の影響が大きくなると定性的に言える。

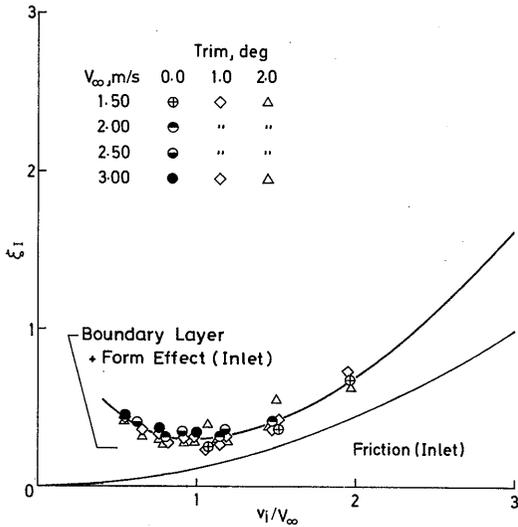


図 3-8 吸込口損失係数と吸込速度比の関係

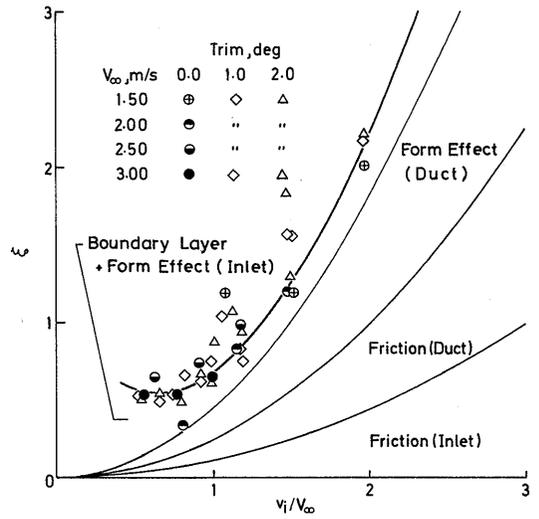


図 3-10 全損失係数と吸込速度比の関係

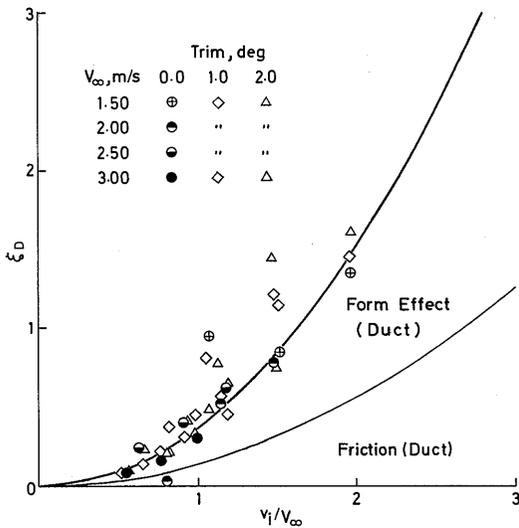


図 3-9 管路損失係数と吸込速度比の関係

つぎに図 3-11 に吸込速度比 v_i/V_∞ に対する吸込干渉抵抗係数 C_i の変化を示す。ばらつきが多いが、 C_i は v_i/V_∞ が減少するに従って減少する。 $v_i/V_\infty < 1.2$ では負の値となった。推力-抵抗間の干渉効果は、吸込みによる摩擦応力、圧力変化と吸込み流れの運動量変化の総合効果と考えられる。前者は v_i/V_∞ が小さくなる

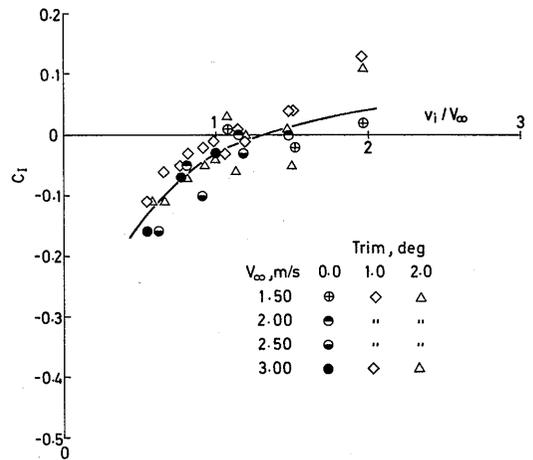


図 3-11 吸込干渉抵抗係数と吸込速度比の関係

に従って、曳引状態に近づくことから、定性的に本図の主要因とは考えにくい。一方、 v_i/V_∞ が小さくなるに従って、境界層のより低速領域を吸込むため、吸込運動量抵抗は (3-2) 式の定義より少なくなると考えられる。そのため負の吸込干渉抵抗を生じたものと推察される。図 3-11 に見られる傾向は、主に境界層が ΔT に及ぼす効果によることがこの結果から推察される。

(2) 自航特性

実験に用いた側壁型ACVの抵抗特性を図3-12に示す。クッションシールはヒンジ型であるが単純化の

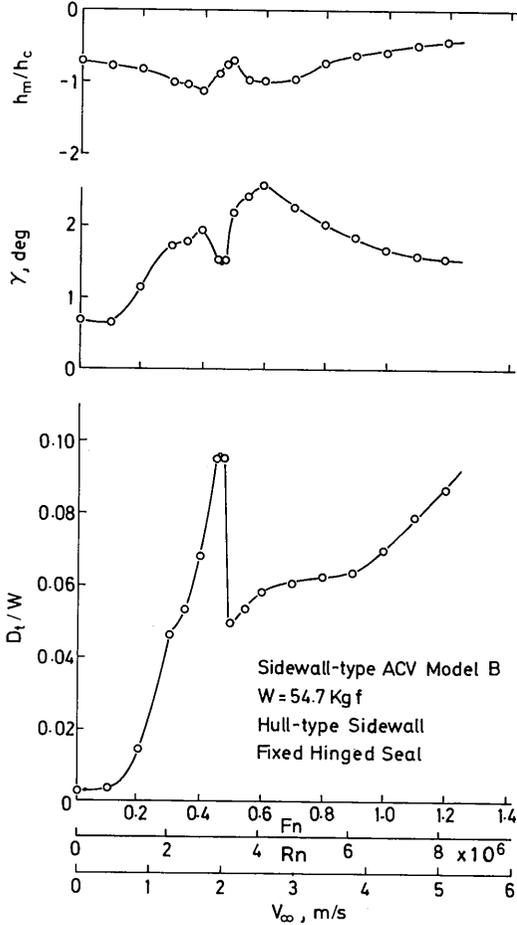


図3-12 側壁型ACVの抵抗特性、姿勢

ため固定したので、図に見られるように、 $F_n=0.45$ 付近でクッションシールの接水に伴う大きな抵抗のピークが見られる。

図3-13に抵抗特性及びノズルの絞りが水ジェットの作動点に与える影響をポンプ特性曲線上で示す。動圧の回復のため同一ノズル径で停止時に比べて全体にポンプ圧力上昇は低くなっている。低速域の抵抗曲線のハンプの存在により、ポンプ作動点は滑走域に比べて高圧側へずれており、ポンプ効率の観点から問題になる。しかしハンプ域を除けば、側壁型ACVの抵抗

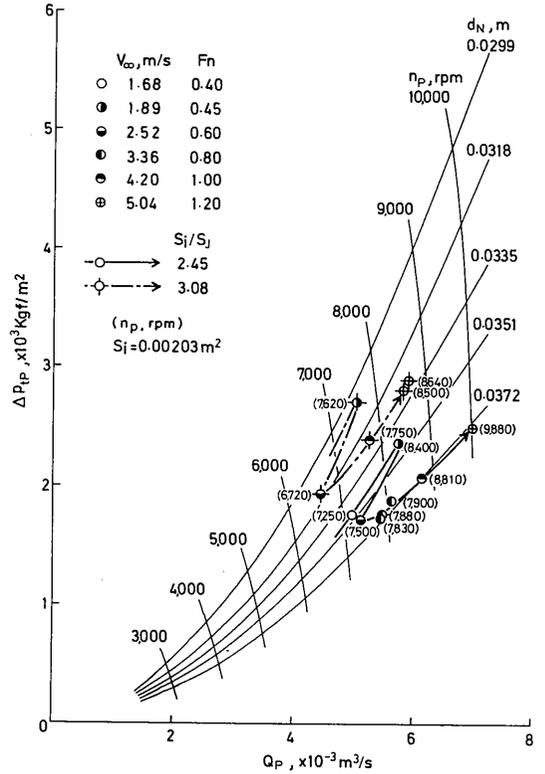


図3-13 自航時のポンプ作動点

特性とポンプの流量-圧力特性は比較的適合性が良い。自航実験の様子を写真3-1, 3-2に示す。

水ジェットの作動状態を決める重要なパラメータである噴射速度比 v_j/V_∞ 、吸込速度比 v_i/V_∞ の変化を図3-14に示す。抵抗のハンプに相当する速度で v_j/V_∞ 、 v_i/V_∞ もも最大となり、滑走状態では速度の上昇に伴って低下し、ほぼ一定値に漸近する傾向が見られる。

図3-15に推進効率(ただし動力はポンプ水動力による) η_{PC}' を示す。図中の曲線は損失が管路損失のみによるとして、次式によって求めた。

$$\eta_{PC}' = \frac{2\rho_w Q_p (v_j - V_\infty)}{2Q_p [(\rho_w/2)v_j^2 - (\rho_w/2)V_\infty^2] + 2\xi_d Q_p (\rho_w/2)v_i^2} = \frac{2[(v_j/V_\infty) - 1]}{[1 + \xi_d (S_j/S_i)^2](v_j/V_\infty)^2 - 1} \quad (3-20)$$

本模型の結果は、 $\xi_d (S_j/S_i)^2$ が0.1~0.3にあり、 v_i/V_∞ が小さいところでやや η_{PC} が良くなる傾向が見られる。

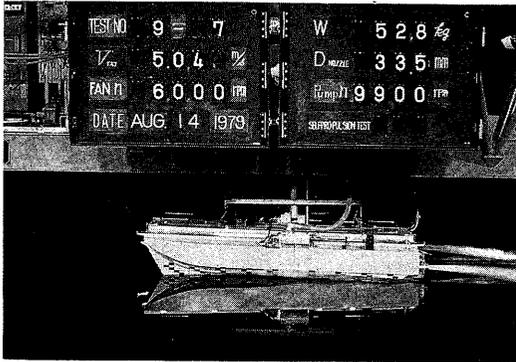


写真3-1 自航実験(I)
(B模型, $W=52.7\text{kgf}$, $V_\infty=5.04\text{m/s}$)

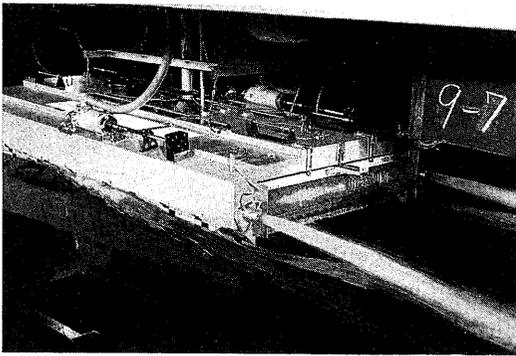


写真3-2 自航実験(II)
(B模型, $W=52.7\text{kgf}$, $V_\infty=5.04\text{m/s}$)

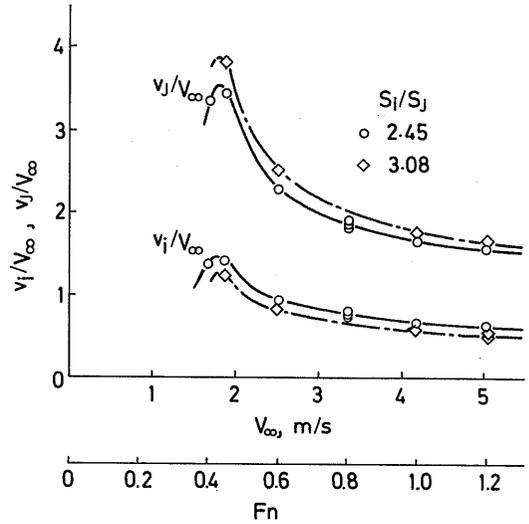


図3-14 吸込速度比, 噴射速度比とフルード数の関係

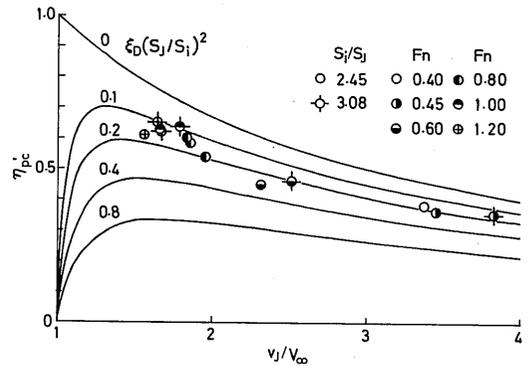


図3-15 自航模型の推進効率 η_{pc}

図3-16にポンプ水動力, ファン空気動力にもとづいた有効抗揚比を示す。速度に対して最小値を持つACV特有の性質がうかがえる。

3.3. 吸込口の風洞実験

3.3.1 実験装置及び実験方法

(1) 供試模型

図3-17に実験装置の概要を示す。1m×1mの風洞の吹出部を更に絞って高さ1m, 幅0.3m, 長さ1.6mの長方形断面の主流管路を形成する。更に広がり角24度の拡大管路を介して1m×1mの排気胴へ主流を導く。主流管路の奥行き0.3mの壁面の一つを船底とみためて

壁面と30度の角度をなす吸込口を付設した。船底とみためた壁面の境界層を船底に発達する境界層と考えると、境界層, 吸込速度比が吸込口の性能に及ぼす影響を検討した。測定部側面は上下にスライド可能な透明アクリル板を用いた壁とした。そしてアクリル板には風向風速計を水平方向にトラバースするためのスリットがあけてある。この二方向の移動によって風向風速計を吸込口近傍及び吸込管路入口付近でトラバースできる。次に実験に用いた吸込口の模型を図3-18に示す。

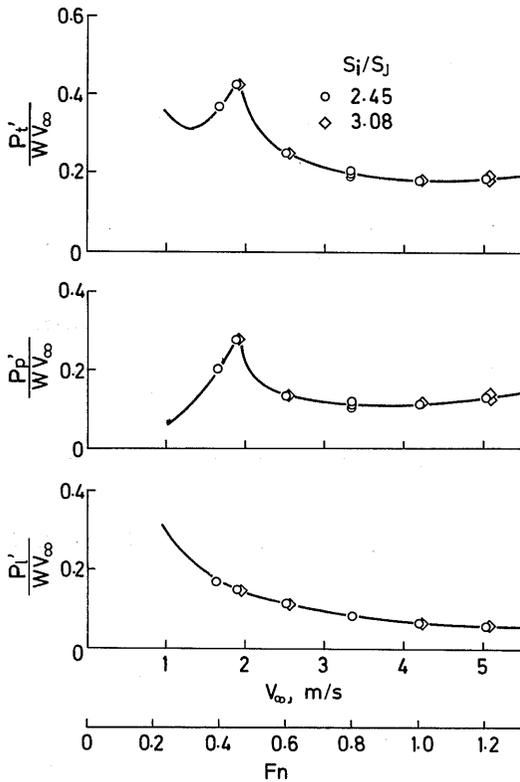


図3-16 自航模型の有効抗揚比 $P'_p / (W \cdot V_\infty)$

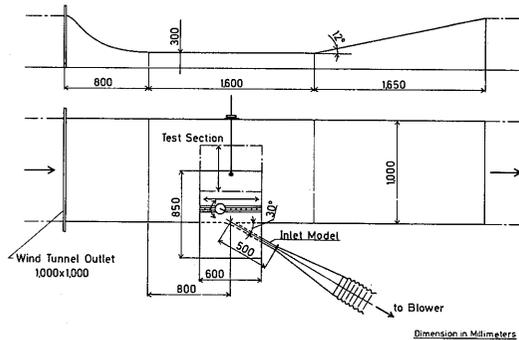


図3-17 吸込口の風洞実験装置概要

吸込口はフラッシュ型で壁面に対して30度の傾斜角をなす。吸込口の整形は上流側では対数螺旋曲線、下流側は円弧に整形した。

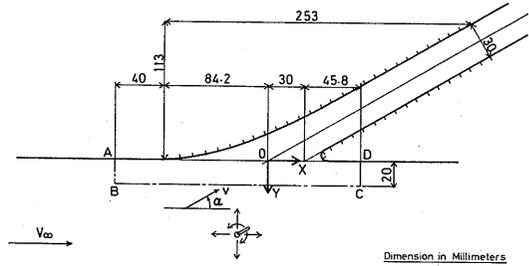


図3-18 吸込口の模型概要

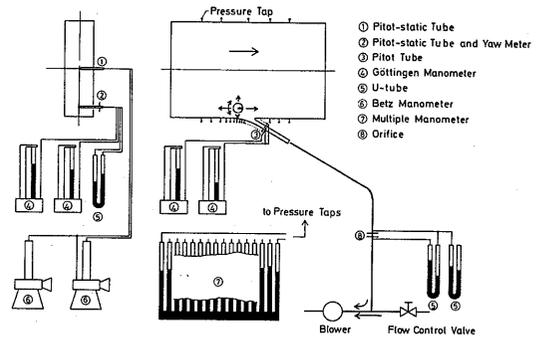


図3-19 計測装置の概要

(2) 計測装置

計測装置の概要を図3-19に示す。主流風速の計測はゲッチングン型標準ピトー管をベツツマンメータに接続して計測した。吸込口近傍の速度ベクトル、静圧の分布の計測はアローヘッド型のアングルメータ（先端角60度）を組んだピトー静圧管をそれぞれU字管マンメータとゲッチングンマンメータに接続して計測した。管路内の総圧分布は総圧管をゲッチングンマンメータに接続して計測した。主流路、吸込管路壁面静圧分布は多管マンメータによって計測した。オリフィス流量計の差圧はU字管マンメータによって計測した。

(3) 実験方法

吸込口前方の境界層の条件を一定にするため主流速度は25m/s一定として、吸込流量の増減により吸込速度比を設定した。吸込んだ空気は内径200mmのフレキシブルホースによって内径200mmの鋼管を通してオリフィス流量計に導かれ、ブロワーによって排気される。吸込流量の調整はオリフィスとブロワーの間に設けたバイパス弁によって行う。

(4) 実験結果の整理法

主流速度 V_∞ は主流路断面中央における値で代表させた。本実験装置では吸込用ブロワーの容量の制約から、十分な流路幅が取れなかった。そのため壁面境界層の影響があつてオリフィスによる流量は必ずしも吸込流量を代表させるのは適当でない。そこで流路中央で検査面 ABCD (図3-18参照) に質量保存則を適用して次式によって算出した。AB, BC, CD 上の値を、それぞれ添字 1, 2, 3 で表すと、

$$Q = V_\infty \left\{ \int_{Y_A}^{Y_B} (v_1/V_\infty) \cos \alpha_1 dY + \int_{X_B}^{X_C} (v_2/V_\infty) \sin \alpha_2 dX - \int_{Y_D}^{Y_C} (v_3/V_\infty) \cos \alpha_3 dY \right\} \quad (3-21)$$

ここで v は流速, α は速度ベクトルと壁面とのなす角度である。

船体境界層による外部損失 E_{IBL} は以下の式により推定した。

$$E_{IBL} = (\rho_a/2) V_\infty^2 Q - \int_0^{Y_Q} p_2 v dY \quad (3-22)$$

ここで Y_Q は

$$Q = \int_0^{Y_Q} v dY \quad (3-23)$$

となるように決める。損失を $(\rho_a/2) V_\infty^2 Q$ で無次元化して、

$$\xi_{IBL} = E_{IBL} / [(\rho_a/2) V_\infty^2 Q] \quad (3-24)$$

また吸込口での流れの持つ運動量 m_{x1} は、検査面 ABCD に運動量保存則を適用して、次式によって推定した。

$$m_{x1} = \rho_a V_\infty^2 \left\{ \int_{Y_A}^{Y_B} [(v_1/V_\infty)^2 \cos^2 \alpha_1 - (v_3/V_\infty)^2 \cos^2 \alpha_3] dY + \int_{X_B}^{X_C} (v_2/V_\infty)^2 \sin \alpha_2 \cos \alpha_2 dX \right\} - \int_{Y_D}^{Y_C} p_3 dY + \int_{Y_A}^{Y_B} p_1 dY \quad (3-25)$$

これから無限遠で持っていた運動量 $\rho_a Q V_\infty$ を差引き、さらにそれで無次元化して

$$C_{IBL} = (m_{x1} - \rho_a Q V_\infty) / (\rho_a Q V_\infty) \quad (3-26)$$

とする。

3.3.2 実験結果及び考察

(1) 静圧, 流速分布に及ぼす吸込速度比の影響

主流速度 V_∞ をほぼ 25m/s に保ち、吸込速度比 v_i/V_∞ を 0.54~1.70 の範囲で変えて、吸込速度比と外部境界層が、吸込口周辺及び管路の静圧, 流速分布, 吸込運動量, 損失等に及ぼす影響について調べた。

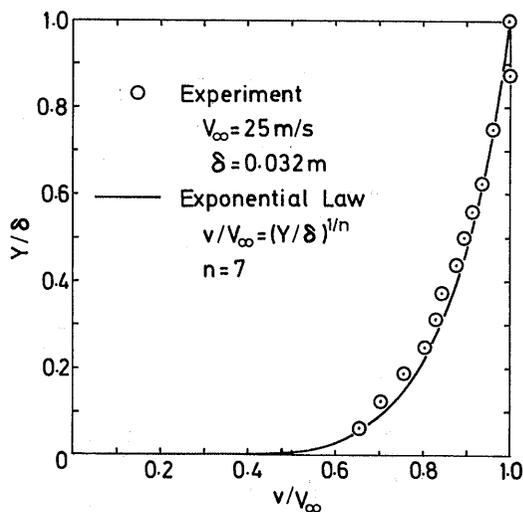


図3-20 境界層速度分布形

図3-20に吸込みが無い場合の吸込口直前の境界層速度分布を示す。境界層厚さは約32mmでほぼ1/7乗法則速度分布に乗っている。風洞吹出口から吸込口までの距離1.6mにもとづく主流レイノルズ数は約 2.5×10^6 であった。次に図3-21に吸込口前方の、図3-22

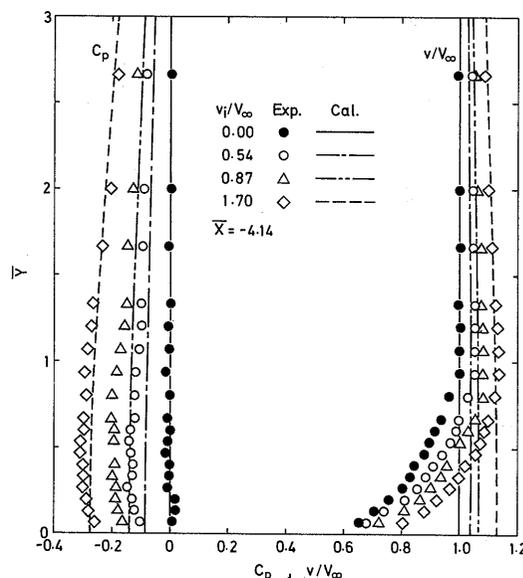


図3-21 吸込口前方の流速, 静圧分布と吸込速度比の関係

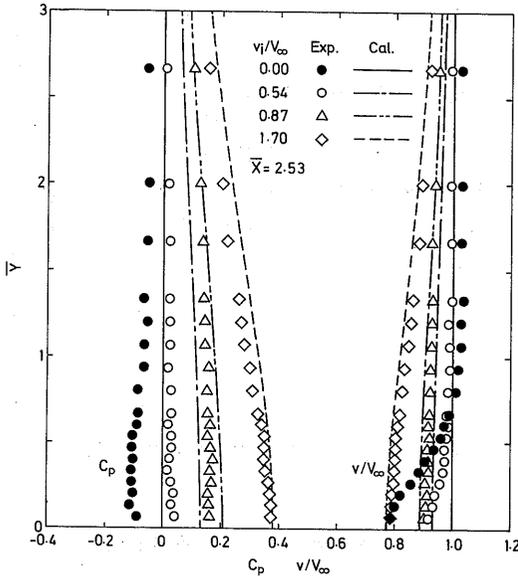


図3-22 吸込口後方の流速，静圧分布と吸込速度比の関係

に後方の静圧，速度分布に対する吸込速度比 v_i/V_∞ の影響を示す。 v_i/V_∞ の上昇に伴い前方では静圧が低下し，流速が増している。後方では反対に静圧は上昇し，減速している。さらに前方で見られた境界層が v_i/V_∞ の上昇に伴って無くなっている。静圧変化に見られる定性的傾向は水槽実験結果(図3-7参照)と同じであった。図中に定性的検討のため理想流体を仮定して点(0, 0)に吸込流量を集中した場合の相当位置での静圧，流速変化の計算結果を参考に示した。吸込流れは，複素ポテンシャル w として次式で表される。

$$w = -V_\infty Z + (b_i v_i / \pi) \log Z \quad (3-27)$$

ここで $Z = X + Yi$ である。

流速 v の X, Y 方向成分を v_x, v_y とすれば，

$$\frac{dw}{dZ} = -v_x + i v_y \quad (3-28)$$

より

$$v_x = V_\infty - \frac{b_i v_i}{\pi} \frac{Y}{X^2 + Y^2} \quad (3-29)$$

$$v_y = -\frac{b_i v_i}{\pi} \frac{X}{X^2 + Y^2} \quad (3-30)$$

V_∞ で無次元化し， $\bar{X} = X/b_i, \bar{Y} = Y/b_i$ とすれば，

$$\frac{v_x}{V_\infty} = 1 - \frac{1}{\pi} \frac{v_i}{V_\infty} \frac{\bar{X}}{\bar{X}^2 + \bar{Y}^2} \quad (3-31)$$

$$\frac{v_y}{V_\infty} = -\frac{1}{\pi} \frac{v_i}{V_\infty} \frac{\bar{Y}}{\bar{X}^2 + \bar{Y}^2} \quad (3-32)$$

$$\frac{v}{V_\infty} = \left[1 + \frac{1}{\pi} \frac{v_i}{V_\infty} \left(2\bar{X} - \frac{1}{\pi} \frac{v_i}{V_\infty} \right) \frac{1}{\bar{X}^2 + \bar{Y}^2} \right]^{1/2} \quad (3-33)$$

となる。

$$p + (\rho_a/2)v^2 = p_\infty + (\rho_a/2)V_\infty^2 \quad (3-34)$$

より，静圧係数 C_p を

$$C_p = (p - p_\infty) / [(\rho_a/2)V_\infty^2] \quad (3-35)$$

とすれば，

$$C_p = \frac{2}{\pi} \frac{v_i}{V_\infty} \frac{\bar{X} - \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{v_i}{V_\infty} \right)^2}{\bar{X}^2 + \bar{Y}^2} \quad (3-36)$$

となる。(3-35)式を変形すると，等 C_p 線は

$$\left(\bar{X} - \frac{1}{\pi C_p} \frac{v_i}{V_\infty} \right)^2 + \bar{Y}^2 = \frac{1}{\pi^2} \left(\frac{v_i}{V_\infty} \right)^2 \left(\frac{1}{C_p^2} - \frac{1}{C_p} \right) \quad (3-37)$$

と表される。等 C_p 線は $\left(\frac{1}{\pi C_p} \frac{v_i}{V_\infty}, 0 \right)$ に中心を持つ，半径 $\frac{1}{\pi} \frac{v_i}{V_\infty} \left(\frac{1}{C_p^2} - \frac{1}{C_p} \right)^{1/2}$ の円になる。(3-33)式，

(3-36)式の関係は境界層の部分を除いて，実験値の傾向を良く表している。

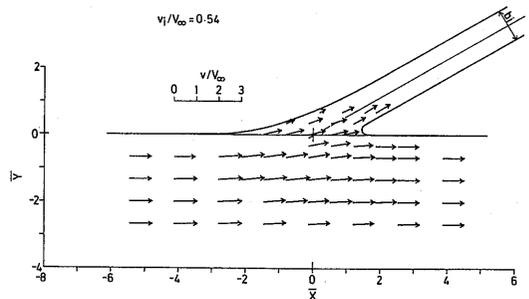


図3-23 吸込口近傍の流速分布 ($v_i/V_\infty = 0.54$)

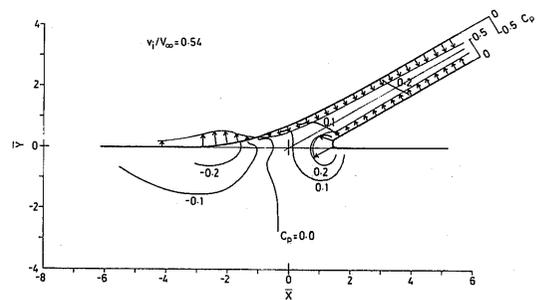


図3-24 吸込口近傍の静圧分布 ($v_i/V_\infty = 0.54$)

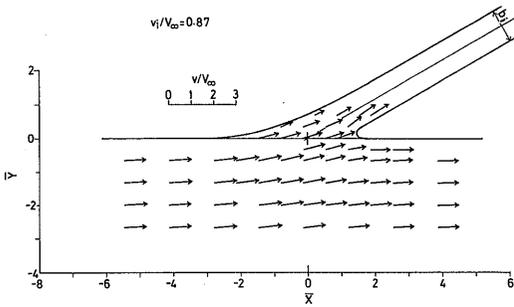


図 3-25 吸込口近傍の流速分布 ($v_i/V_\infty = 0.87$)

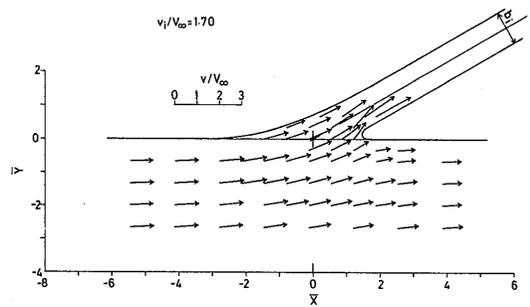


図 3-27 吸込口近傍の流速分布 ($v_i/V_\infty = 1.70$)

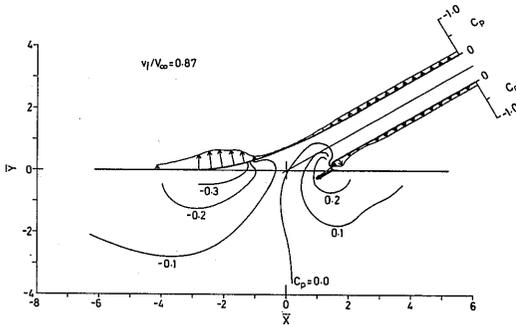


図 3-26 吸込口近傍の静圧分布 ($v_i/V_\infty = 0.87$)

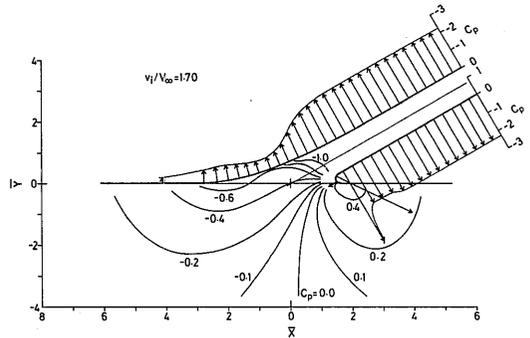


図 3-28 吸込口近傍の静圧分布 ($v_i/V_\infty = 1.70$)

図 3-23 に $v_i/V_\infty = 0.54$ の吸込口近傍の流速分布を示す。流れは吸込口後縁でスムーズに分岐している。前縁付近は外部境界層による低速域になっている。図 3-24 に吸込口近傍の静圧分布を示す。静圧は (3-37) 式で定性的に示されたように、前縁付近に低圧領域、後縁付近に高圧領域が生じており、近似計算式は v_i/V_∞ の吸込口近傍の流速、静圧力分布に対する影響を定性的に良く表している。 $v_i/V_\infty = 0.87, 1.70$ の流速、静圧分布をそれぞれ図 3-25, -26 と図 3-27, -28 に示す。吸込速度比の上昇に伴って、 $v_i/V_\infty = 0.54$ に見られた傾向が一層顕著になっている。

(2) 損失, 吸込運動量に及ぼす外部境界層の影響

次に吸込みに伴う外部損失係数 ξ_{BL} を図 3-29 に示す。 v_i/V_∞ の増加に伴い ξ_{BL} は減少する傾向が見られ、定性的に水槽実験結果 (図 3-8 参照) と対応している。

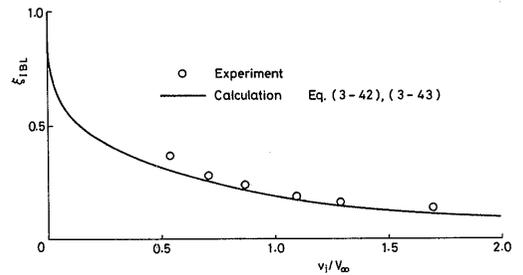


図 3-29 外部損失係数 (v_i/V_∞ の影響)

図中の実線は吸込みによって外部境界層が変わらないとして、境界層による損失を推定したものである。外部境界層の速度分布形は簡単のため、指数則速度分布 $v/V_\infty = (Y/\delta)^{1/n}$ とした。境界層内を流れる流量 Q_σ は

$$Q_\sigma = \int_0^\delta v dY = [n/(n+1)] \delta V_\infty \quad (3-38)$$

となる。吸込流量が Q_0 となるときの吸込速度比は

$$(v_i/V_\infty)_{Q=Q_0} = [n/(n+1)](b_i/\delta)^{-1} \quad (3-39)$$

となる。境界層による外部損失係数 ξ_{IBL} は $(v_i/V_\infty) < [n/(n+1)](b_i/\delta)^{-1}$ のとき

$$\xi_{IBL} = \frac{\int_0^{Y_0} [(\rho_a/2) V_\infty^2 - (\rho_a/2) v^2] v dY}{[(\rho_a/2) V_\infty^2 Q]} \quad (3-40)$$

$$Q = \int_0^{Y_0} V_\infty^2 (Y/\delta)^{1/n} dY \quad (3-41)$$

より

$$\xi_{IBL} = 1 - (n+3)^{-1} \{[(n+1)/n] \cdot (b_i/\delta)(v_i/V_\infty)\}^{2/(n+1)} \quad (3-42)$$

また $(v_i/V_\infty) \geq [n/(n+1)](b_i/\delta)^{-1}$ のとき

$$\begin{aligned} \xi_{IBL} &= \frac{\int_0^\sigma [(\rho_a/2) V_\infty^2 - (\rho_a/2) v^2] v dY}{[(\rho_a/2) V_\infty^2 Q]} \\ &= [n/(n+1) - n/(n+3)] \cdot [(b_i/\delta)(v_i/V_\infty)]^{-1} \end{aligned} \quad (3-43)$$

となる。図中の実線は(3-42)式、(3-43)式にもとづく計算結果 ($n=7, b_i/\delta=0.94$) で、実験値とほぼ対応している。

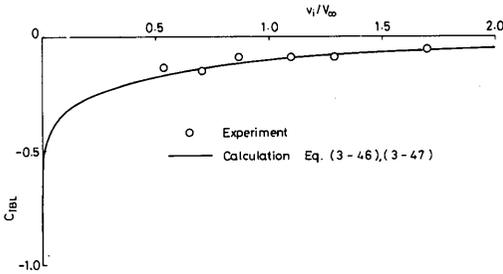


図3-30 運動量変化係数 (v_i/V_∞ の影響)

次に境界層が運動量変化係数 C_{IBL} に及ぼす影響を図3-30に示す。 C_{IBL} は負で吸込速度比大きくなるに従って、零に近づく傾向が見られ、定性的に水槽実験結果(図3-11参照)と対応している。図中に吸込みによる干渉効果を無視して境界層速度分布に運動量保存則を適用し、吸込口での X 方向の運動量から C_{IBL} を推定し、実験値と比較した。

$(v_i/V_\infty) < [n/(n+1)](b_i/\delta)$ のとき、

$$C_{IBL} = - \int_0^{Y_0} \rho_a (V_\infty - v) dY / (\rho_a Q V_\infty) \quad (3-44)$$

$$Q = \int_0^{Y_0} V_\infty (Y/\delta)^{1/n} dY \quad (3-45)$$

より

$$C_{IBL} = -1 + [(n+1)/(n+2)] \{[(n+1)/n] \cdot (b_i/\delta)(v_i/V_\infty)\}^{1/(n+1)} \quad (3-46)$$

また $(v_i/V_\infty) \geq [n/(n+1)](b_i/\delta)^{-1}$ のとき

$$\begin{aligned} C_{IBL} &= - \int_0^\sigma \rho_a (V_\infty - v) v dY / (\rho_a Q V_\infty) \\ &= - [n/(n+1) - n/(n+2)] \cdot [(b_i/\delta)(v_i/V_\infty)]^{-1} \end{aligned} \quad (3-47)$$

図中の実線は(3-46)式、(3-47)式にもとづく計算結果 ($n=7, b_i/\delta=0.94$) で、実験値はほぼこれに対応している。

ξ_{IBL}, C_{IBL} に見られる傾向は水槽実験での ξ_i, C_i の $v_i/V_\infty < 1.0$ の傾向と定性的に同じであった。この結果から吸込口の性能に及ぼす、外部境界層と吸込速度比の影響が定性的に確かめられた。

3.4 結 論

フラッシュ型吸込口を持つ水ジェットの推進特性について、吸込口の性能を中心に、水槽での推進装置の性能試験、及び水ジェット推進側壁型ACVの自航実験を行った。さらに吸込口の二次元模型による風洞実験を行い、次のような結果を得た。

1) 高フルード数域での側壁からの水流の剥離や、低フルード数域のクッション室内波面のくぼみによる空気吸込みが起こることがある。その時の水ジェットの推力低下は著しいため、設計にあたって空気吸込み防止は最優先すべき事項の一つである。その防止のためには十分な側壁深さと、流れ方向の断面変化の緩やかなフェアリングを付けることが重要であることが判った。

2) 吸込口の性能は損失係数と吸込干渉抵抗係数によって表され、共に吸込速度比 v_i/V_∞ の関数である。損失を大きくする主な要因としては船体境界層、管路摩擦、入口部の剥離と考えられ、このうち船体境界層による成分は v_i/V_∞ が小さくなると、ほぼ v_i/V_∞ に逆比例するように増す。その他の要因による影響はほぼ $(v_i/V_\infty)^2$ に比例して増す。このような損失要因の特性から、損失は v_i/V_∞ に対して最低値を持つ。相対的に後者の比重が少ないほど損失を最小にする v_i/V_∞ は大きくなる。

3) 二次元吸込口の実験結果によれば、外部境界層による損失係数 ξ_{BL} 及び運動量変化係数 C_{IBL} は、吸込口直前での吸込みの影響のない境界層速度分布をもとに、

吸込作用が速度分布に与える影響を無視して算出した値にほぼ等しい。

4. 水ジェット推進側壁型 ACV の動力特性

4.1 計算要領

海上用 ACV は浮揚方式、推進方式によってさまざまな形態が考えられる。ここでは海上輸送機関として水ジェット推進側壁型 ACV を例にして、動力推定とそれにもとづいた最適化の問題を、これまでに得た研究結果^{21) 22) 23)} にもとづいて考える。

ACV は浮揚にも動力を必要とするため、抵抗特性だけではその性能を評価できない。全動力で評価するのが望ましいが、そのためには浮揚系、推進系の数多くのパラメータが関与し複雑でもある。そこで第一に浮揚系、推進系の性能をごく近似的に表現し、抵抗特性に大きな影響を及ぼすクッションの二つのパラメータ bc/lc , hc/lc が抵抗特性を通じて動力特性にどのように影響するかを計算した。またこの結果を使って、動力特性の観点から各種交通機関の中でどの領域に位置づけられるかを見るため、側壁型 ACV の有効抗揚比と速度との関係の計算結果と、実用化されている各種交通機関のそれとを比較、検討した。

次に水ジェットについて吸込速度比 v_i/V_∞ 、噴射速度比 v_j/V_∞ 等が推進性能にどのように影響するかを計

算した。さらにこの結果にもとづいて、一次オーダーの推進システム重量の推定を行ってみた。実際の重量推定には複雑な設計と選択の過程を必要とするが、ここでは単純なモデルを考えて推定してみた。

これによって設計速力に応じたクッションパラメータ bc/lc , hc/lc の選択及び水ジェット作動条件と、水ジェット推進側壁型 ACV の所要動力を評価できる。

4.2 側壁型 ACV の動力特性

4.2.1 計算モデル及び基礎式

(1) 計算モデル

側壁型 ACV の所要動力の構成要因の分離は必ずしも確立されているとは言えないが、便宜的に加算的要因に分離できると仮定する。図 4-1 は動力推定上の要因の関連を表したもので、最右列は動力構成要因にそれぞれ対応する影響因子を示している。ここではクッションの主要な無次元パラメータである bc/lc , hc/lc が、抵抗特性を通じて動力性能にどのような影響を及ぼすかを明らかにするため、単純化したモデル(図 4-2) を考えて動力特性を計算した。計算にあたっては、次のような仮定を置いた。

- i) クッション平面形は矩形である。
- ii) 側壁はくさび形で、長さはクッション長さに等しく、その最大幅はクッション幅に比べて十分小さいとする。
- iii) 側壁浮力はホバー時の値で代表させ、速度の変化によらず一定とする。

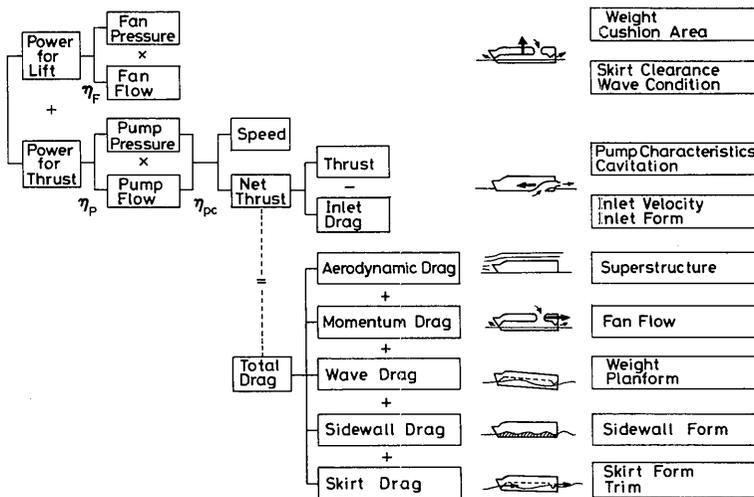


図 4-1 側壁型 ACV の動力構成要因

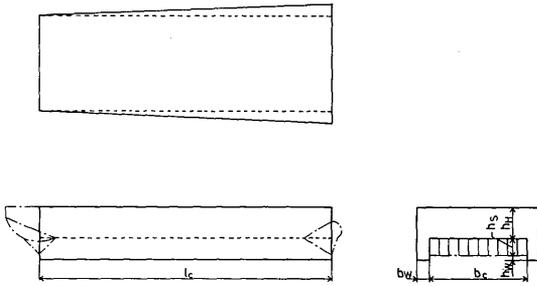


図4-2 計算モデル概要

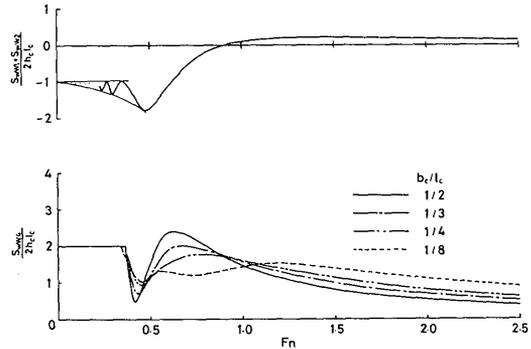


図4-3 接水面積の成分

- IV) 静水中、最適トリム状態で航行する。
- V) 浮揚系、推進系の性能は、次のような効率により代表させる。

浮揚系

ダクト効率 η_D = クッション圧力 / ファン総圧上昇
 ファン効率 η_F = ファン空気動力 / ファン伝達動力
 伝達効率 η_{Ti} = ファン伝達動力 / 浮揚動力

推進系

推進効率 η_{Pc} = 正味推力 × 速力 / 推進装置伝達動力
 伝達効率 η_{Tp} = 推進装置伝達動力 / 推進動力

(2) 基礎式

所要動力 P_t を浮揚用 P_i と推進用 P_p に分けて表現すると、次の関係式が得られる。

$$P_t = P_i + P_p \quad (4-1)$$

$$P_i = \Delta p_{if} Q_F / (\eta_F \eta_{Ti}) = p_c Q_F / (\eta_D \eta_F \eta_{Ti}) \quad (4-2)$$

$$P_p = D_t V_w / (\eta_{Pc} \eta_{Tp}) \quad (4-3)$$

ファン流量 Q_F は相当ホバー間隙 h_{eq} を与えれば次式で求まる。

$$Q_F = 2bc h_{eq} [(2/\rho_a) p_c]^{1/2} \quad (4-4)$$

そして全抵抗 D_t は実験結果 (2・3 参照) にもとづいて次のような成分で構成されるものと考える。

$$D_t = D_o + D_m + D_{fW} + D_{fS} + D_w \quad (4-5)$$

$$D_o = C_{Do} (\rho_a / 2) V_w^2 S_f \quad (4-6)$$

$$D_m = \rho_a Q_F V_w \quad (4-7)$$

$$D_{fW} = C_f (\rho_a / 2) V_w^2 S_{wW} \quad (4-8)$$

$$D_{fS} = C_f (\rho_a / 2) V_w^2 S_{wS} \quad (4-9)$$

$$D_w = C_{wc} (h_c / l_c) [W / (p_c S_c)] W \quad (4-10)$$

船体前面面積 S_f は次式のように表す。

$$S_f = (h_w + h_s) (b_c + 2b_w) \quad (4-11)$$

側壁接水面積 S_{wW} は、著者等の実験結果 (2・3・2 (5) 参照) にもとづいて下記のような表現を用いた。

$$\frac{S_{wW}}{2hc l_c} = \frac{S_{wW1} + S_{wW2}}{2hc l_c} + \frac{S_{wW4}}{2hc l_c} + 2 \frac{h_w}{h_c} + \frac{1}{2} \cdot \frac{b_w}{b_c} \cdot \frac{b_c}{l_c} / \frac{h_c}{l_c} - \frac{2}{C_c} \frac{h_{eq}}{h_c} \quad (4-12)$$

右辺第一項及び第二項は、実験結果から求めたもので図4-3に示す。右辺第一項は波形の影響を、第二項は波形による船体のヒープの影響を、第三項は側壁高さ h_w の影響を、第四項は側壁底面積の影響を、第五項は相当ホバー間隙 h_{eq} の影響を表している。ここではスプレーによる接水面積の増加については、スプレーレール、チェーン等によって他の接水面積に比べて十分小さくできるものとして無視した。

スカート接水面積 S_{ws} は、著者等の実験によれば、 $b_c/l_c=0.5$ の例で最適トリムについてみれば、実用上十分小さい相当ホバー間隙 ($h_{eq}/h_c=0.1$) で、側壁のそれに比べて無視できる程度にすることが可能であることが判った (2・3・2 (7) 参照)。従って実験結果から $h_{eq}/h_c=0.1$ で最適トリムであるとして、スカート接水面積は $S_{ws}/(2hc bc)=0.05$ によって算出した。

造波抵抗については実験の結果、側壁の浮力分担が小さく、最適トリムでスカートの接水も無いものとするれば、側壁+クッションの造波抵抗特性はクッションのみのそれと大差なく、クッションの造波抵抗を側壁の影響の第一近似として $W/p_c S_c$ 倍することによって表せる。ただし第二ハンプ以下の低フルード数域では線形仮定にもとづいたクッションの理論造波抵抗は実験値と一致しないため、実験値にもとづいて修正した (2・3・2 参照)。これを図4-4に示す。クッション揚力が全揚力の大部分を占める場合には、このような近似が許容されると考えられる。ここで、摩擦抵抗係

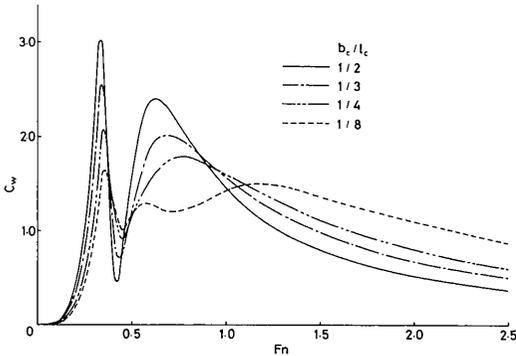


図 4-4 造波抵抗

数 $C_r^{24)}$ は

$$C_r = 0.455 (\log R_n)^{-2.58} \times 1.5$$

$$R_n = V_\infty l_k / \nu_w \quad \text{側壁}$$

$$R_n = V_\infty S_{ws} / (2b_c \nu_w) \quad \text{スカート}$$

とする。

これらの関係を無次元化して整理すれば、次のような基礎式が得られる。

$$P_t / (W V_\infty) = P_i / (W V_\infty) + P_p / (W V_\infty) \quad (4-13)$$

$$P_i / (W V_\infty) = 2 (h_{eq} / h_c) (h_c / l_c) (q_\infty / p_c)^{-1/2} / \{ [W / (p_c S_c)] \eta_D \eta_F \eta_{Ti} \} \quad (4-14)$$

$$P_p / (W V_\infty) = (D_t / W) / (\eta_{PC} \eta_{TP}) \quad (4-15)$$

ここで、

$$D_t / W = C_{D0} (q_\infty / p_c) (S_f / S_c) / [W / (p_c S_c)] + 4 (h_{eq} / h_c) (h_c / l_c) (q_\infty / p_c)^{1/2} / [W / (p_c S_c)] + 2 C_r (\rho_w / \rho_a) (q_\infty / p_c) (h_c / l_c) \cdot [S_{ww} / (2h_c l_c)] / \{ (b_c / l_c) [W / (p_c S_c)] \} + 2 C_r (\rho_w / \rho_a) (q_\infty / p_c) (h_c / l_c) \cdot [S_{ws} / (2h_c b_c)] / [W / (p_c S_c)] + C_{wc} (h_c / l_c) [W / (p_c S_c)] \quad (4-16)$$

$$W / (p_c S_c) = 1 + (b_w / b_c) (l_k / l_c) [1 + (h_w / h_c) - (h_{eq} / h_c) / C_c] \quad (4-17)$$

$$S_f / S_c = [1 + 2 (b_w / b_c)] [(h_s / b_c) (b_c / l_c) + (h_H / h_c) (h_c / l_c)] \quad (4-18)$$

$$q_\infty / p_c = (1/2) (\rho_a / \rho_w) F_n^2 / (h_c / l_c) \quad (4-19)$$

4.2.2 計算結果及び考察

重量、速度に対応するクッションの最適条件を評価するため b_c / l_c 、 h_c / l_c が抵抗特性を通じて動力特性にどのような影響を与えるかを計算した。計算に当たって以下の値は一定とした。

$b_w / b_c = 0.10$ $h_w / h_c = 0.25$ $h_{eq} / h_c = 0.10$
 $h_s / b_c = 0.15$ $h_H / h_c = 15$ $l_k / l_c = 1$
 $C_{D0} = 0.45$ $C_c = 0.61$ $S_{ws} / (2h_c b_c) = 0.05$
 $\eta_{PC} = 0.65$ $\eta_{TP} = 0.98$ $\eta_F = 0.80$
 $\eta_{Ti} = 0.98$ $\eta_D = 0.65$ $\rho_w = 104.5 \text{ kgf s}^2 / \text{m}^4$
 $\rho_a / \rho_w = 0.0012$ $g = 9.807 \text{ m} / \text{s}^2$
 重量 1,000 トンを例に b_c / l_c の抵抗特性への影響を、

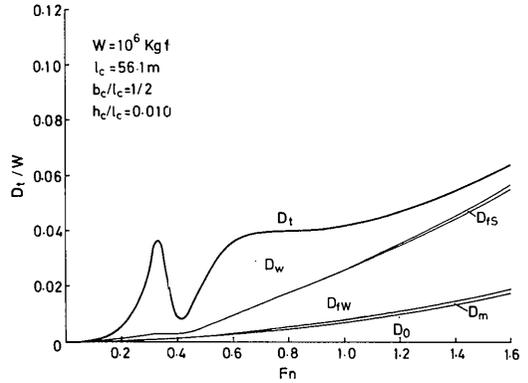


図 4-5 抵抗成分

($W=10^6 \text{ kgf}$, $b_c / l_c = 1/2$, $h_c / l_c = 0.010$)

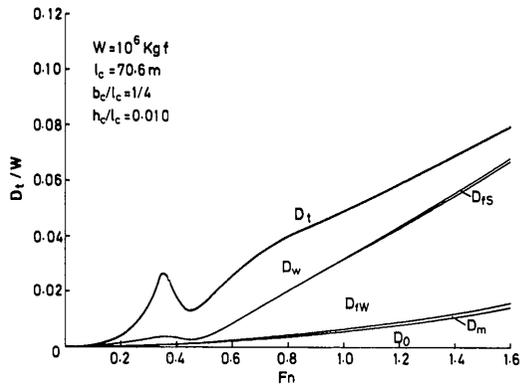


図 4-6 抵抗成分

($W=10^6 \text{ kgf}$, $b_c / l_c = 1/4$, $h_c / l_c = 0.010$)

図 4-5, -6, -7 に示す。 b_c / l_c を大きくすると、造波抵抗成分 D_w / W に見られるハンプは大きくなるが、高速域では側壁が短くなるため側壁摩擦抵抗成分 D_{rw} / W が小さくなる。反対に b_c / l_c を小さくすると、 D_w / W のハンプが小さくなり低速域の抵抗特性が改善されるが、高速域では D_{rw} / W の増加を招き、抵抗特性が悪化

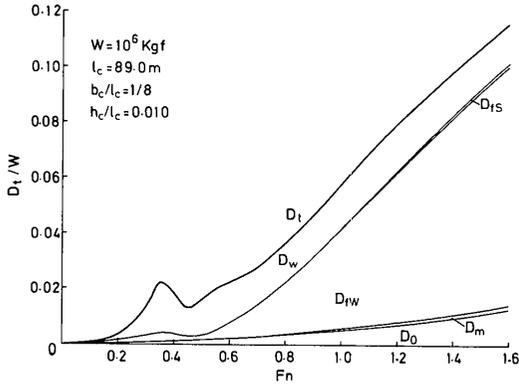


図 4-7 抵抗成分
($W=10^6 \text{kgf}$, $bc/lc=1/8$, $hc/lc=0.010$)

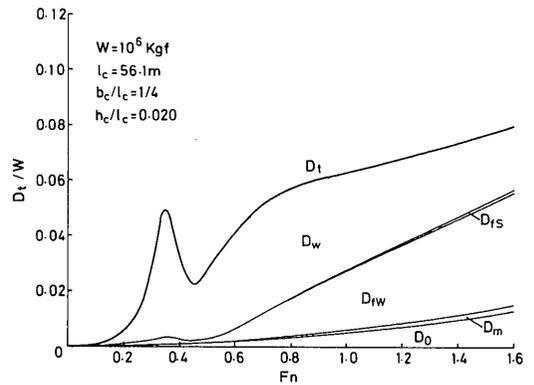


図 4-10 抵抗成分
($W=10^6 \text{kgf}$, $bc/lc=1/4$, $hc/lc=0.020$)

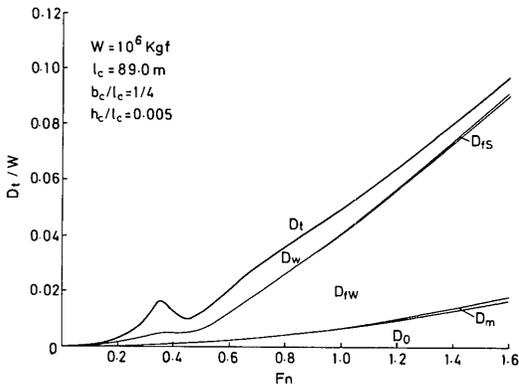


図 4-8 抵抗成分
($W=10^6 \text{kgf}$, $bc/lc=1/4$, $hc/lc=0.005$)

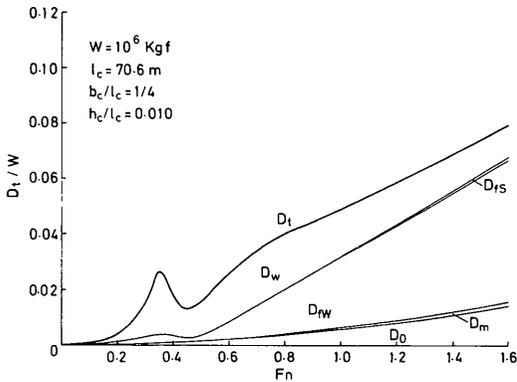


図 4-9 抵抗成分
($W=10^6 \text{kgf}$, $bc/lc=1/4$, $hc/lc=0.010$)

する。

つぎに hc/lc の影響を図 4-8, -9, -10 に示す。
 hc/lc を大きくすると、船体が小さくなるため、 D_{rw}/W 、
空気形状抵抗成分 D_0/W 共に減少する。特に高速域での
 D_{rw}/W の減少効果は大きい。しかし、ハンプ域では
 hc/lc を大きくすると、 D_w/W が増し、抵抗特性が悪化
する主要因になっている。

以上の計算結果から、抵抗特性の面では、高フルード
数で航行するものは bc/lc 、 hc/lc が大きい方が良く、
クッションは高圧、幅広となる傾向を持つ。低フルード
数用はこれと反対になる。

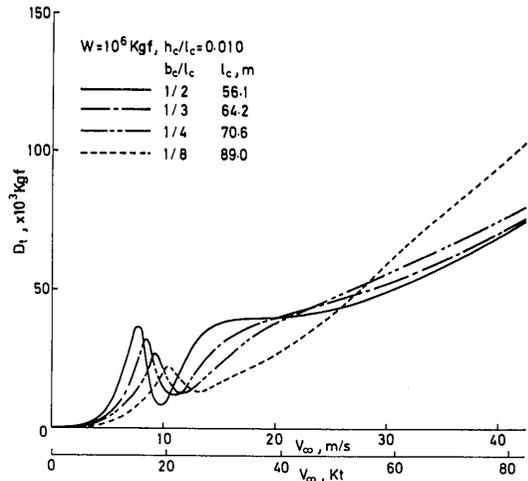


図 4-11 抵抗特性に及ぼす bc/lc の影響

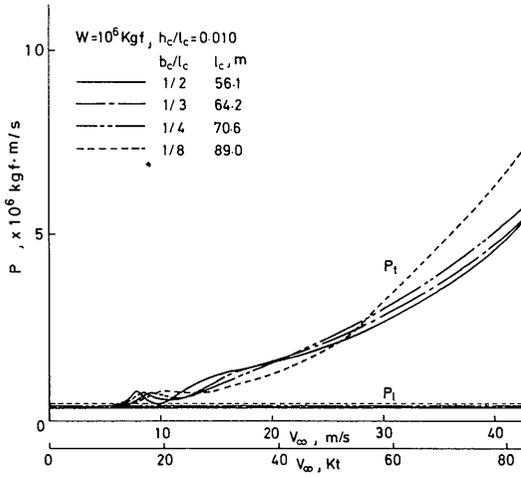


図 4-12 動力特性に及ぼす b_c/l_c の影響

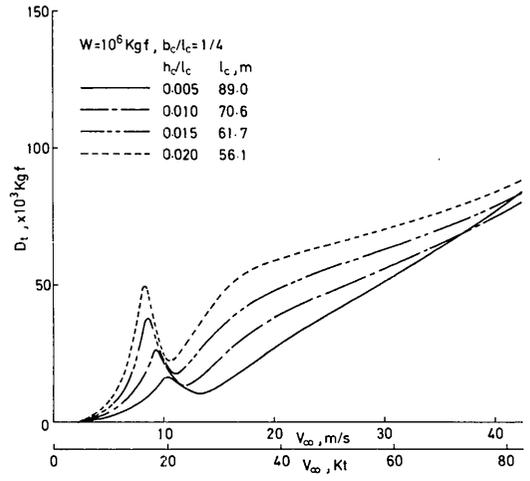


図 4-14 抵抗特性に及ぼす h_c/l_c の影響

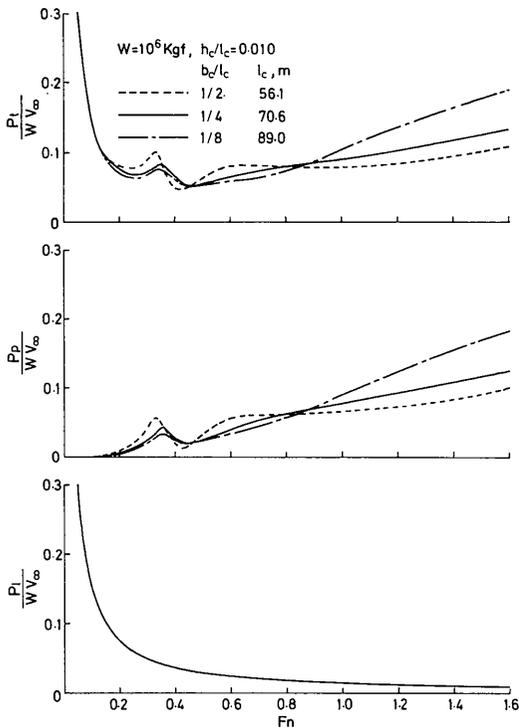


図 4-13 有効抗揚比に及ぼす b_c/l_c の影響

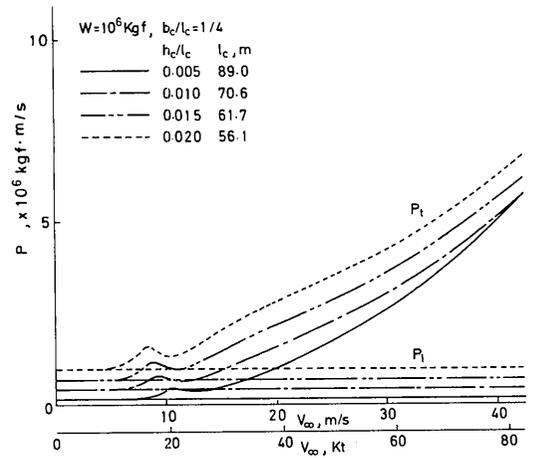


図 4-15 動力特性に及ぼす h_c/l_c の影響

次に $b_c/l_c, h_c/l_c$ が抵抗特性、動力特性を通じて、有効抗揚比にどのような影響を及ぼすかをそれぞれ図 4-11, -12, -13 と図 4-14, -15, -16 に示す。図から明らかなように、速力に対して抵抗、動力、有効抗揚比を最小にする $b_c/l_c, h_c/l_c$ の値があることが判る。側壁型 ACV は排水型船舶と異って、有効抗揚比を最小にする速度があるのが特徴である。図から幅広型、高圧クッションが高速に、細長型、低圧クッションが低速に適していることが判る。前者が低速に不向

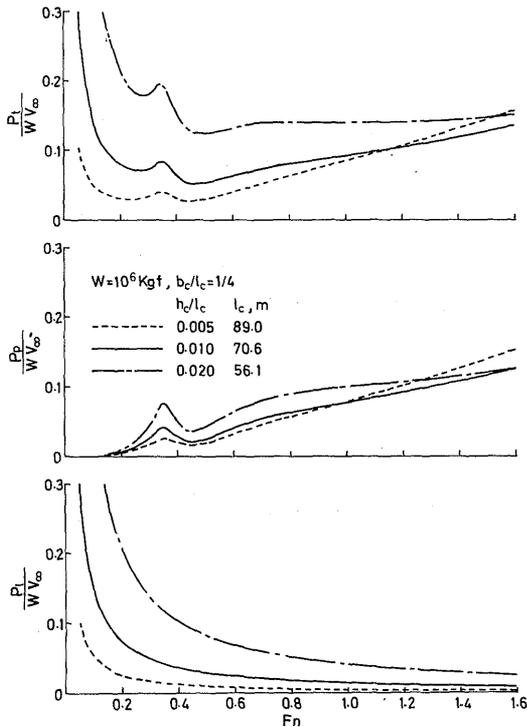


図 4-16 有効抗揚比に及ぼす hc/lc の影響

きな理由は、主として造波抵抗による推進動力の増加に、後者が高速に不向きな理由は、側壁摩擦抵抗による推進動力の増加に起因している。フルード数 $F_n = 0.8 \sim 1.0$ を境に速度域はほぼ二分されており、この傾向は造波抵抗特性と強く関係している。

総重量1,000トンについて、 hc/lc が0.005, 0.010, 0.015, 0.020, b_c/l_c が1/2, 1/3, 1/4, 1/8 について、有効抗揚比を最小にするように選んだ場合の例を図4-17に、そのときの F_n と b_c/l_c , hc/lc の関係を図4-18に示す。また図4-19, -20には総重量を変えた影響 (F_n に対応するレイノルズ数 R_n の違いの影響) を示す。このように F_n に対して b_c/l_c , hc/lc は一定の傾向を持ち、 F_n の低いものほどクッションが細長、低圧になっている。

また図4-19, -20には20~200トンの側壁型ACVの実機の値を比較のため示した。実機の有効抗揚比は最大連続定格出力、最高速度、全備重量にもとづいている。実機では b_c/l_c , hc/lc が不明のためそれぞれ B/L , $W/(\rho_w BL^2)$ で、また F_n は $V_w/(gL)^{1/2}$ で近似

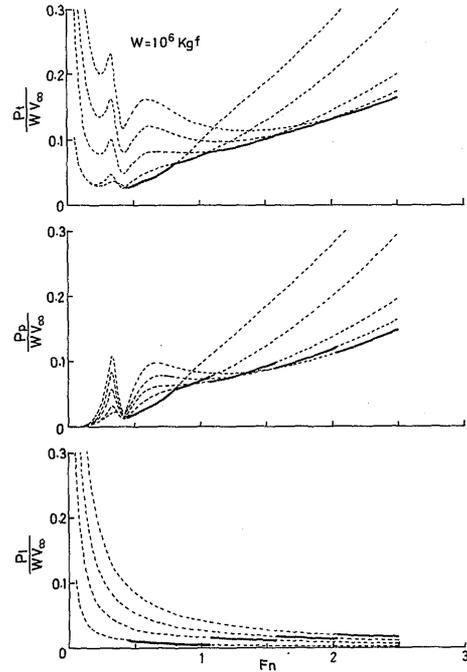


図 4-17 最小有効抗揚比とフルード数の関係 ($W=10^6 \text{kgf}$)

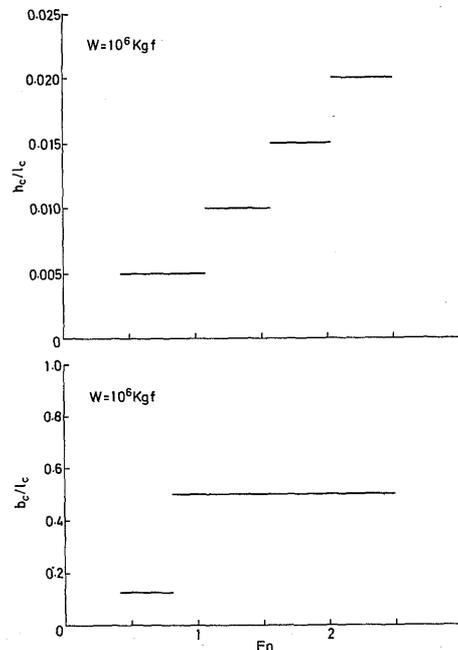


図 4-18 最適クッション条件 (b_c/l_c , hc/lc) とフルード数の関係 ($W=10^6 \text{kgf}$)

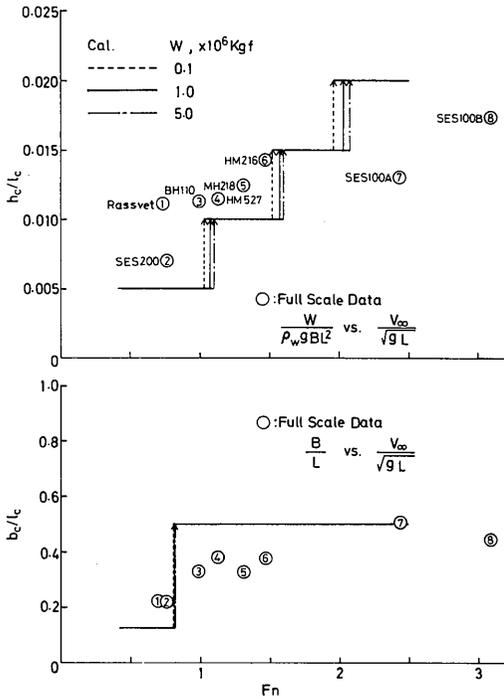


図 4-19 最小有効抗揚比に及ぼす重量の影響

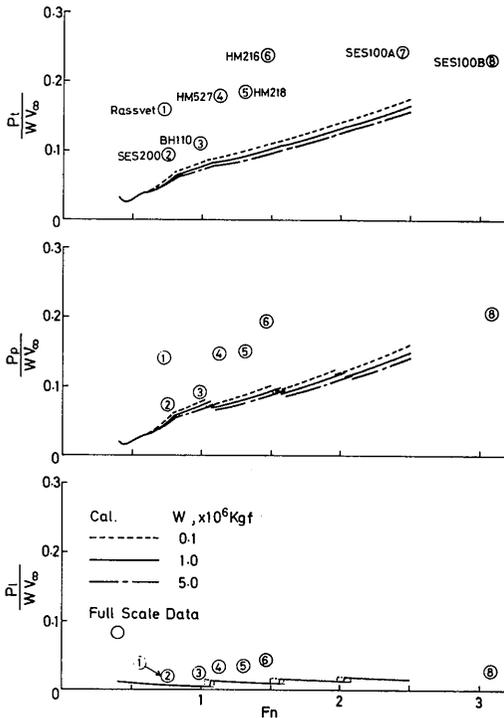


図 4-20 最適クッション条件 ($b_c/l_c, h_c/l_c$) とフルード数の関係

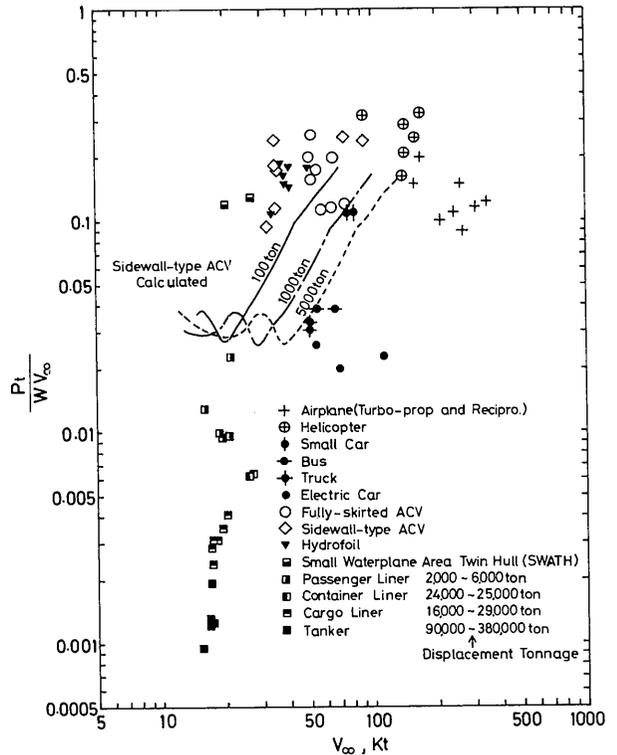


図 4-21 各種輸送機関の有効抗揚比と速度の関係

した。本計算結果はほぼ実機の有効抗揚比の最低線を表しており、 $b_c/l_c, h_c/l_c$ の F_n に対する定性的傾向を表している。本計算で求めた100トン、1,000トン、5,000トンの側壁型ACVについて $b_c/l_c, h_c/l_c$ を最適化した場合の速度と有効抗揚比の関係を図4-21に示す。また図中には各種交通機関の有効抗揚比と速度の関係²⁵⁾も示した。側壁型ACVは大型化によって動力特性が向上する傾向を持つものの、ほぼ同じ速度範囲を占める陸上交通機関(自動車)に比べて1,000トン級で同程度、100トン級では少し劣る。大きさも関係するが、非排水型船舶の中では30~60ktの範囲で有効抗揚比が最も小さく、動力性能が良い。数百トン級では60kt付近で全周スカート型ACV(SRN4 Mk3, N500)と同程度の動力性能になっている。全周スカート型ACVでは摩擦抵抗が少なく、高速域の有効抗揚比の上昇が側壁型に比べて小さいと推察されることから、60kt付近が数百トン級の側壁型と全周スカート型のクロスオーバースピードと推察される。

4.3 水ジェットの推進効率

4.3.1 基礎式

水ジェットの作動条件(v_j/V_∞ , v_i/V_∞ , b_i/δ)が推進効率に与える定性的影響を計算してみる。水ジェットの推進効率 η_{PC} を次式で定義する。

$$\eta_{PC} = D_i V_\infty / P_p = [D_i / (2T_g)] [2T_g V_\infty / P_p] \quad (4-20)$$

ここで総推力 T_g (ポンプ一台当たりで定義、二台のポンプで推進する) は、

$$T_g = \rho_w Q_p V_\infty [(v_j/V_\infty) - 1] \quad (4-21)$$

吸込干渉抵抗係数 C_i を考慮すれば、

$$D_i / (2T_g) = (2T_g - D_i) / (2T_g) = 1 - C_i / [(v_j/V_\infty) - 1] \quad (4-22)$$

吸込口、管路系損失係数を船体境界層の影響と吸込管路系の影響に大別し、それぞれ ξ_{BL} , ξ_{ID} で表すと、

$$\frac{2T_g V_\infty}{P_p} = \frac{2\rho_w Q_p V_\infty^2 [(v_j/V_\infty) - 1] \eta_p \eta_{TP}}{2Q_p (\rho_w/2) V_\infty^2 [(v_j/V_\infty)^2 - 1 + \xi_{BL} + \xi_{ID} (v_i/V_\infty)^2 + (2gh_j/V_\infty^2)]} \quad (4-23)$$

推進効率 η_{PC} は、

$$\eta_{PC} = \left[1 - \frac{C_i}{(v_j/V_\infty) - 1} \right] \frac{2[(v_j/V_\infty) - 1] \eta_p \eta_{TP}}{[1 + \xi_{ID} (S_j/S_i)^2] (v_j/V_\infty)^2 + 1 + \xi_{BL} + (2gh_j/V_\infty^2)} \quad (4-24)$$

上式において $C_i = \xi_{BL} = \xi_{ID} = h_j = 0$, $\eta_p = \eta_{TP} = 1$ とすれば、

$$\eta_{PC} = 2 / [(v_j/V_\infty) + 1] \quad (4-25)$$

となり、理想効率を表す。ここで(4-24)式にもとづいて計算する。船体境界層の影響は、境界層速度分布を $v/V_\infty = (Y/\delta)^{1/n}$, $n=9$ と仮定し、簡単のため二次元吸込口を考えて(3-42)式、(3-43)式により ξ_{BL} を、(3-46)式、(3-47)式より C_i を算出した。

4.3.2 計算結果及び考察

管路損失の影響 $C_i = \xi_{BL} = 2gh_j/V_\infty^2 = 0$, $\eta_p = \eta_{TP} = 1$ として、 $\xi_D (S_i/S_j)^2$ を 0, 0.05, 0.10, 0.20, 0.40 に変えてその影響を見た。

図4-22に推進効率に及ぼす、管路損失の影響を示す。管路の損失が増すほど、推進効率は低下する。特に v_j/V_∞ が小さいほど影響が大きくなる。このため η_{PC} を最高にする v_j/V_∞ は、管路の損失が大きいくほど高くなる。

吸込速度比の影響 $2gh_j/V_\infty^2 = 0$, $\eta_p = \eta_{TP} = 1$, $b_i/\delta = 1$ とする。 C_i は(3-45)式、(3-46)式に、 ξ_{BL} は(3-41)式、(3-42)式によった。 v_i/V_∞ を 0.5, 1.0,

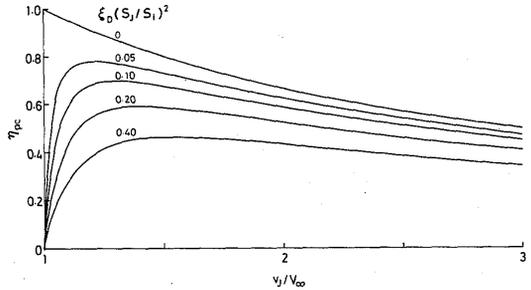


図4-22 推進効率と噴射速度比の関係 (管路損失の影響)

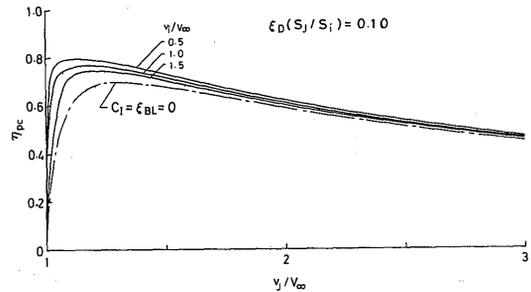


図4-23 推進効率と噴射速度比の関係 (吸込速度比の影響)

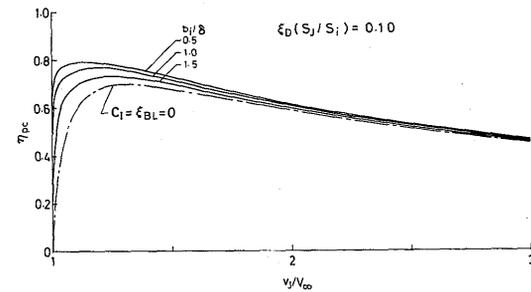


図4-24 推進効率と噴射速度比の関係 (境界層厚さの影響)

1.5に変えてその影響を見た。

図4-23に吸込速度比の影響を示す。 v_i/V_∞ が小さくなるほど、 η_{PC} が高くなる傾向を持っている。この影響は v_j/V_∞ が小さくなると、逆に大きくなるため、 η_{PC} を最高にする v_j/V_∞ は小さくなる。しかし $v_j/V_\infty > 1.5$ では v_i/V_∞ が η_{PC} に与える影響は小さい。

船体境界層の厚さの影響 $2gh_j/V_\infty^2=0$, $\eta_p=\eta_{rp}=1$, $v_i/V_\infty=1$ とする。 C_l は(5-45)式, (5-46)式に, ξ_{BL} は(5-41)式, (5-42)式によった。 b_i/δ を0.5, 1.0, 1.5に変えてその影響を見た。

図4-24に境界層の厚さの影響を示す。 b_i/δ が小さいほうが η_{pc} が高くなる。ただしこの効果は, v_j/V_∞ が小さいところでなければ小さい。

境界層吸込みに関するこのような影響は, 基本的には流体を加速するのに必要な動力がその速度の自乗の差に, 流体の加速によって生じる推力が速度の差に比例することに起因していると考えられ, 吸込速度が小さいほど発生推力当たりの動力が小さくて済むことによるものと推察される。

4.4 水ジェット推進システムの重量

4.4.1 計算モデル及び基礎式

(1) 計算モデル

推進装置の性能を評価するためには, 単に推進効率という見方からだけでなく, さまざまの面からの検討を必要とする。特にACVのように高速の交通機関では, 重量に対して敏感であり注意を払う必要がある。推進システムの評価の方法の一つとして, たとえば与えられた総重量, 速度, 航続距離に対してペイロード最大の条件を満足させることが考えられる。これは推進装置に関して言えば, 他の部分と独立であるとすれば, 燃料を含む推進装置全体の重量の最少化と等価である。ここではこの考え方にもとづいて, 重量を含めて, 水ジェット推進装置の定性的な性能を検討した。

水ジェットの性能推定法は必ずしも確立されているとは言えないし, 実際の性能, 重量の見積もりには複雑な設計と選択の過程を必要とする。ここでは一次オーダーの性能を把握するため, 以下に述べるような仮定を置いた単純なモデル(図4-25)を考えて推定を行ってみた。この中で噴射速度比 v_j/V_∞ 吸込速度比 v_i/V_∞

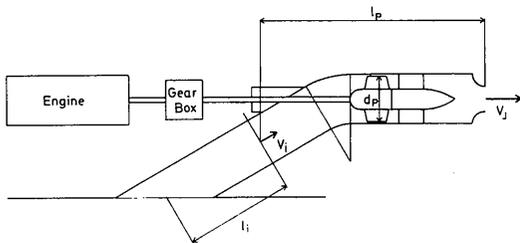


図4-25 水ジェット計算モデル

等のパラメータが水ジェットの性能や重量にどのような影響を与えるかを見た。計算に当たって次のような仮定を置いた。

- i) 吸込口はフラッシュ型とする。
- ii) 吸込口の性能は二次元で考える。また吸込口干渉抵抗は運動量の差のみによるものとする。
- iii) 船底に発達する境界層は平板のそれとして推定する。
- iv) 浮揚系との干渉は無視する。
- v) 水ジェットポンプは側壁にそれぞれ一台の単段ポンプで代表させる。
- vi) 船体抵抗特性はあらかじめ与え, 推力との干渉は吸込干渉抵抗で表されるものとする。

(2) 基礎式

推進装置には V_∞ , D_t の条件が与えられる。与えられた航続距離 R に対して, 最少重量の推進装置の推定の一例を以下に示す。推力は著者等の実験結果を参考に,

$$2T_n = 2T_g - D_t = 2\rho_w Q_p V_\infty [(v_j/V_\infty) - 1 - C_l] \quad (4-26)$$

ここで吸込干渉抵抗係数 C_l は, 指数則速度分布 $v/V_\infty = (Y/\delta)^{1/n}$, $n=9$ を仮定して(3-46)式, (3-47)式によった。また船底に発達する境界層の厚さは,

$$\delta = 4.17 (\log_{10} Rn)^{-2.58} l_i \quad (4-27)$$

によって推定する。ここで $Rn = V_\infty l_i / \nu_w$ とする。推力 T_n と抵抗のつり合い条件により流量 Q_p は,

$$Q_p = D_t / \{2\rho_w V_\infty [(v_j/V_\infty) - 1 - C_l]\} \quad (4-28)$$

ポンプの圧力上昇 Δp_{tp} は,

$$\Delta p_{tp} = (\rho_w/2) V_\infty^2 [(v_j/V_\infty)^2 - 1 + \xi_{BL} + \xi_{ID} (v_i/V_\infty)^2 + (2gh_j/V_\infty^2)] \quad (4-29)$$

ここで ξ_{BL} は, (3-42)式, (3-43)式による。ポンプ効率, 伝達効率を与えれば推進効率は,

$$P_p = 2Q_p \Delta p_{tp} / (\eta_p \eta_{rp}) \quad (4-31)$$

$$\eta_{pc} = D_t V_\infty / P_p \quad (4-32)$$

必要な流量, 圧力上昇に対してポンプの台数, 段数をどうするかを選択しなければならないが, ここでは第一近似的にあつかうとして, 単段, 各側壁に一台で代表させる。

次に水ジェットの重量を見積もるため, その代表寸法であるポンプインペラ径 d_p を推定する。

ポンプのNPSHは,

$$NPSH = [V_\infty^2 / (2g)] (1 - \xi_{BL} - \xi_{ID}) - h_j \quad (4-33)$$

ここでポンプの吸込比速度 S を仮定すれば, キャピテーションによる性能低下無く回せる最大の回転数は,

$$n_p = S(NPSH)^{3/4} Q_p^{1/2} \quad (4-34)$$

したがってポンプの比速度 n_s は、

$$n_s = n_p Q_p^{1/2} [\Delta p_{tp} / (\rho_w g)]^{-3/4} \quad (4-35)$$

と決まる。

$$u_p = K_u (2 \Delta p_{tp} / \rho_w)^{1/2} \quad (4-36)$$

$$d_p = 60 u_p / (\pi n_p) \quad (4-37)$$

ポンプ周速 u_p を決める設計定数 K_u は産業用ポンプの値²⁶⁾ を水ジェット実機の値を用いて修正すれば、近似的に

$$K_u = 0.00065(n_s - 200) + 0.9 \quad (4-38)$$

と表される(図4-26)。

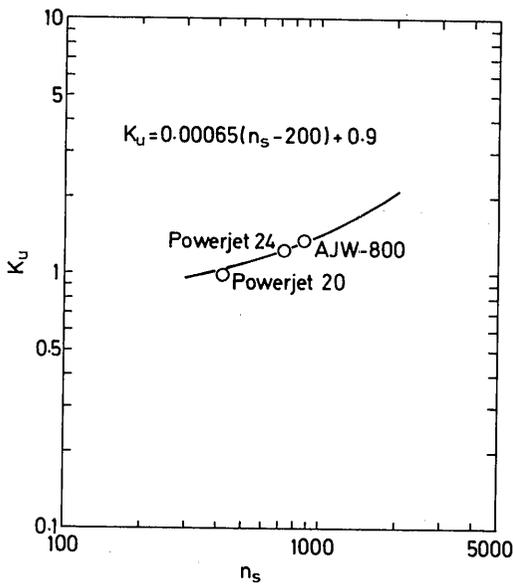


図4-26 K_u と比速度の関係

以上の手順で推定した推進動力 P_p 、ポンプインペラ径 d_p によって推進システムの重量を推定する。

一般にエンジンは動力だけでなく燃料消費率、価格、重量、回転数などを考慮して採用されるが、ここでは第一近似的に扱うものとして、エンジンの重量、燃料消費率によって選択する。

K_E = エンジン重量/エンジン出力, $kgf/(kgf \cdot m/s)$ とすれば、エンジン重量 W_E は、

$$W_E = K_E P_p \quad (4-39)$$

伝達装置重量は減速方式、減速比、伝達動力、伝達距離等によって決まると考えられるが、ここでは単純化のため伝達動力によって決まるとし、

K_T = 伝達装置重量/伝達動力, $kgf/(kgf \cdot m/s)$ とすれば、伝達装置重量 W_T は、

$$W_T = K_T P_p \quad (4-40)$$

燃料重量は W_f 、燃料消費率を SFC , $kgf/(kgf \cdot m/s)/hr$ として、

$$W_f = SFC \cdot P_p R / (3600 V_\infty) \quad (4-41)$$

水ジェットの重量 W_p (内部の水の重量も含む) は、ポンプ径、管路長、段数、材質等複雑な要因で決まるため、正確な推定は困難である。しかし代表寸法 d_p , l_p より実機の K_p

$$K_p = W_p / [(\pi/4) d_p^3 (l_p/d_p)] \quad (4-42)$$

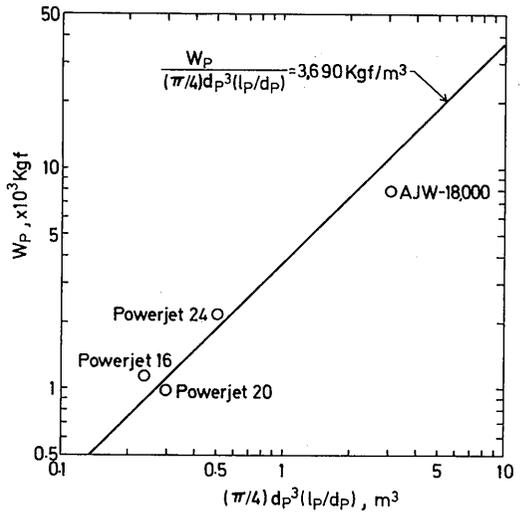


図4-27 K_p

を求めたところ、図4-27のようになった。この例を参考にし、

$$W_p = K_p (\pi/4) d_p^3 (l_p/d_p) \quad (4-43)$$

によって水ジェットポンプの重量を推定した。

水ジェットの吸込口部分の重量 W_i については資料がないので、送水用配管の例を参考にして、次式の K_i を推定し、重量を見積もった。

$$W_i = K_i \{Q_p / [V_\infty (v_i/V_\infty)]\}^{1.5} [l_i / (S_i)^{1/2}] \quad (4-44)$$

以上によって全推進システム重量 W_i は、

$$W_i = W_E + W_T + 2 \times (W_p + W_i) + W_f \quad (4-45)$$

と算出される。

4.4.2 計算結果及び考察

ここで推進する側壁型ACVは動力特性の計算例の中から、 $W=1000t$ 、 $b_c/l_c=0.250$ 、 $h_c/l_c=0.010$ とし、 $F_n=1.0(26.3m/s, 51.2kt)$ で航行する場合を例にして計算した。その抵抗特性を図4-12に示す。そのときの全抵抗は $49.5t$ である。計算にあたって、以下の値は一定とした。

$$\begin{aligned} \xi_{ID} &= 0.28 & l_p/d_p &= 8 \\ l_i/(S_i)^{1/2} &= 8 & 2gh_i/V_\infty^2 &= 0 \\ K_E &= 0.0093 \text{ kgf}/(\text{kgf}\cdot\text{m}/\text{s}) & K_T &= 0.02 \text{ kgf}/(\text{kgf}\cdot\text{m}/\text{s}) \\ K_P &= 3690 \text{ kgf}/\text{m}^3 & K_I &= 1300 \text{ kgf}/\text{m}^3 \\ W_{hull}/W &= 0.55 & S &= 3000 (\text{rpm}, \text{m}, \text{m}^3/\text{min}) \\ SFC &= 0.00267 \text{ kgf}/(\text{kgf}\cdot\text{m}/\text{s})/\text{hr} \\ \nu_w &= 1.19 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} & g &= 9.807 \text{ m}/\text{s}^2 \\ \rho_w &= 104.5 \text{ kgf}\cdot\text{s}^2/\text{m}^4 \end{aligned}$$

図4-28に推進効率 η_{PC} を示す。 η_{PC} は噴射速度比下がるに従って上昇する傾向がある。図4-29に噴射

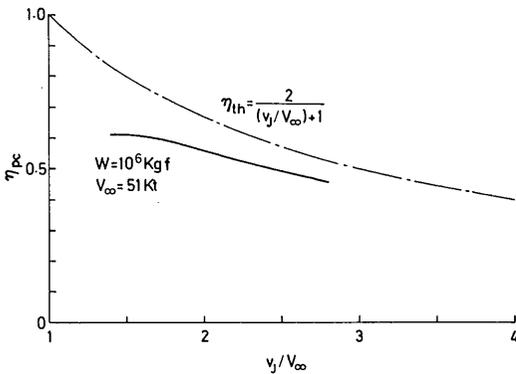


図4-28 推進効率と噴射速度比の関係

速度比 v_j/V_∞ と推進システム重量の関係及び浮揚システムを含む船殻重量を一定にしたときのペイロード率と v_j/V_∞ の関係を示す。エンジン、伝達装置、燃料の重量は η_{PC} を最高にするとき最も小さくなる。これに対して、水ジェット推進機の重量は v_j/V_∞ が小さくなるほど形状が大きく、重量が増すため、ペイロード率は η_{PC} を最高にする v_j/V_∞ より高いところで最大となる。このように水ジェットでは v_j/V_∞ が推進効率だけでなく、ペイロード率に及ぼす影響も無視できない。

図4-30に推進システムの性能を表す指標(推進ワ/ペイロード×速度)と v_j/V_∞ の関係を示す。この

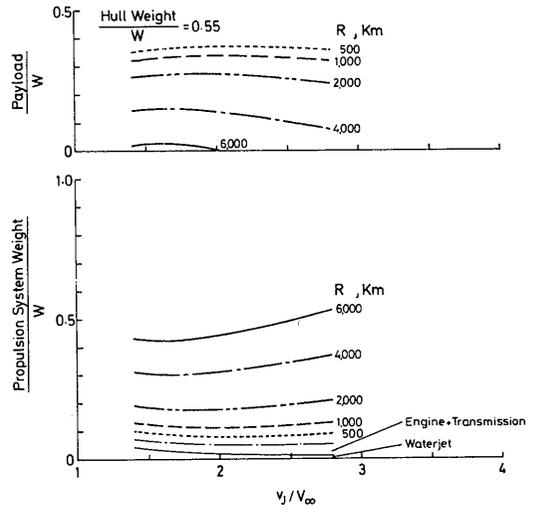


図4-29 推進システム重量、ペイロードと噴射速度比の関係

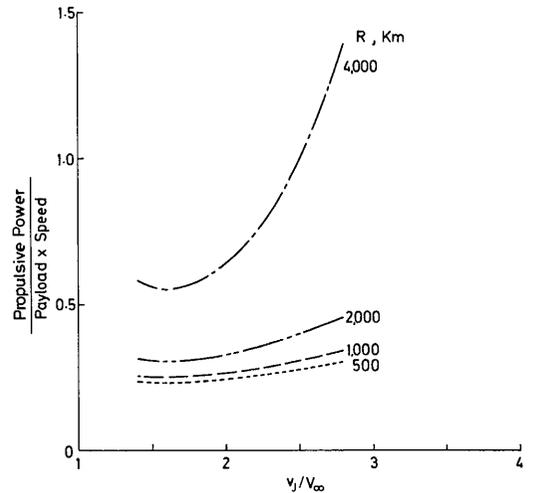


図4-30 推進システムの最適化

指標によれば、航続距離に対して最適水ジェットの作動条件が決まる。このように、航続距離が長いほど v_j/V_∞ の影響が顕著になる。水ジェットはスクュープロペラと異なり、推進機等の重量がかさむため、側壁型ACV等の高速艇のように重量によって性能が影響され易いものでは、この影響を考慮する必要がある。

4.5 結 論

側壁型ACVの所要動力を提案し、著者等の実験データにもとづいて推定、評価した結果、次のような結論が得られた。

1) 速度と有効抗揚比に関して、本性能推定法による計算結果は、実機の動力特性を良く表現している。本計算手法が、側壁型ACVの基本計画において、動力性能の評価に使えることが確かめられた。

2) 側壁型ACVは、重量、速度に対して、クッションの最適条件(b_c/l_c , h_c/l_c)を持ち、高フルード数で航行するものほど b_c/l_c , h_c/l_c が大きくなる傾向がある。これは造波抵抗、側壁摩擦抵抗を介して推進動力と浮揚動力へ影響を及ぼすためである。

3) ホジェット推進側壁型ACVは一定の航続距離について、推進システム重量(燃料も含む)を最小にする噴射速度比(ジェット速度/船速)をもつ。この値は推進効率を最高にする噴射速度比より大きい。また一定の航続距離について有効抗揚比/ペイロード率を最小にする噴射速度比があり、航続距離が長いものほど(燃料重量の占める割合が大きい)、そのときの噴射速度比は小さくなる。

4) 実用化されている各種交通機関の速度と有効抗揚比を側壁型ACVの計算値と比較した。その結果、1000トン級の側壁型ACVの動力性能は自動車と同程度であり、動力性能から見た適合速度領域はおおよそ30~60ktであることが確かめられた。

5. 結 言

側壁型ACVの抵抗成分とその要因の影響を明らかにし、これにもとづいて動力特性の推定法を提案した。また水ジェット推進法について、水ジェット推進機単体及び水ジェット推進側壁型ACVモデルの自航実験を行い、吸込口の性能、推進特性に関する知見を得た。

本研究は、水ジェット推進側壁型ACVの推進特性、動力特性に関する基本計画に利用することができる。また、新形式船舶として、水ジェット推進側壁型ACVが各種輸送機関の中で、どの領域に位置づけられるかを評価するときに利用できる。

計算例によれば、側壁型ACVは海上輸送の分野に陸上輸送機関並の速度をもたらすが、動力性能の面では陸上輸送機関と同程度かやや悪い。そのため輸送機関としては、近距離海上航路の高速化か、海路による距離、時間の短縮効果がある場合の補完的輸送機関と

して利用することが考えられる。

6. 謝 辞

水槽実験に際しまして、推進性能部の田中 拓室長、川上善郎課長には実験企画の段階から御指導と助言を頂きました。また、波高解析による造波抵抗の算出にあたっては、当時の推進性能部、足達宏之技官(現海洋開発工学部)及び尾股貞夫技官(現共通工学部)に多大の技術的援助を受けました。そのほか曳航実験では小出達成技官(故人)、塩沢政夫技官始め業務課の方々に多年にわたり大変お世話になりました。研究を終えるにあたり、これらの方々の御好意に対して心よりお礼申し上げます。

本報告は1960年以来的の長期的総合的研究の一環をなすものであり、成果は本報告に含まれていない研究の蓄積にも依存しております。それらの研究を分担され、現在は転退職された方の氏名を以下に載せて、感謝の意を表します(敬称略)。

中村俊郎(宮崎大学) 安東武夫(船研—交通研—退職)
久津見 都(自動車技術会) 大屋修司(埼玉県庁)
池田英正(青山学院大学)

風洞実験、水槽実験には東海大学、慶應義塾大学、青山学院大学の卒業研究生諸氏の御協力を得ました。深く感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 村尾麟一: Air-Cushion Vehicle(ACV)の展望(上), 造船協会誌第454号(1967), pp 1~9
- 2) Jane's Surface Skimmers, Jane's Yearbooks.
- 3) 立木正昭, 森 浩一: 側壁型ホバークラフト HM2MkIIIについて, 日本航空宇宙学会, 第15回飛行機シンポジウム講演集(1977), pp186~191
- 4) Chaplin, J.B.: SES Technology Developments, AIAA Paper No.78-743(1978)
- 5) Arcand, L., Comolli, C.R.: Waterjet Propulsion for High-speed Ships, AIAA Paper No.67-350 (1967)
- 6) Barratt, M.J.: The Wave Drag of a Hovercraft, J.Fluid Mech. Vol.22, Part 1, 1965
- 7) Newman, J.N. & F.A.P.Poole: The Wave Resistance of a Moving Pressure Distribution in a Channel, Schiffstechnik Bd 9, Heft 45, 1962
- 8) N.Plissov: Theoretical Study of Wave Resistance of Sidewall-hovercrafts, Ship Hydrodynamics

- Report No.51, Chalmers Univ. of Tech., 1972
- 9) Havelock, T.H.: The Theory of Wave Resistance, Proc. Roy. Soc. Vol.138, Series A, 1932
- 10) Murthy, T. S. K.: The Wave Resistance of a Drifting Hovercraft, Hovering Craft & Hydrofoil, Vol. 9 No. 4, Jan. 1970
- 11) Everest, J.T. & Hogben, N.: A Theoretical and Experimental Study of The Wave making of Hovercraft of Arbitrary Planform and Angle of Yaw, Q. Trans. Roy. Inst. Nav. Arch., Vol. 111 No.3, July 1969
- 12) Huang, T.T. & Wong, K.K.: Disturbance Induced by a Pressure Distribution Moving over a Free Surface, J. Ship Research, Sep. 1970, pp195~203
- 13) Doctors, L.J. & Sharma, S.D.: The Wave Resistance of an Air Cushion Vehicle in Steady and Accelerated Motion, J. Ship Research, Dec. 1972, pp248~260
- 14) 村尾麟一, 佐藤 義: 側壁型 ACV の水上推進性能について 第1報, 日本航空宇宙学会誌24巻, 268号(1976), pp.16~23
- 15) 田中 拓, 足達宏之, 尾股貞夫: 造波抵抗直接計測の研究(第1報)—解析プログラムおよび計測例, 第12回 船研研究発表会講演概要(1968) pp. 5~8
- 16) Newman, J.N.: The Determination of Wave Resistance from Wave Measurements along a Parallel Cut, Proc. Intn. Seminar on Theoretical Wave Resistance, Univ. Michigan, Aug. 1963
- 17) 村尾麟一, 青木修一: ACV の造波抵抗について, 日本航空宇宙学会誌24巻268号(1976), pp.24~29
- 18) Hogben, N.: Wave Steepness Limitation on Hovercraft Wave Resistance, NPL Ship T.M.30, (1963)
- 19) Lamb, H.: Hydrodynamics, Cambridge Univ. Press, 6th Edition (1932)
- 20) 佐藤 義, 村尾麟一, 井亀 優, 北村文俊: 側壁型 ACV の水上推進性能について(第2報), 日本航空宇宙学会誌27巻301号(1979), pp.47~53
- 21) 村尾麟一, 井亀 優: 水ジェット推進側壁型エアクッション船の動力推定, 日本航空宇宙学会誌27巻301号(1979), pp.19~26
- 22) 村尾麟一: 水ジェット推進側壁型エアクッション船の性能推定について, 日本航空宇宙学会, 第19回飛行機シンポジウム講演集(1981) pp. 342~345
- 23) Rinichi MURAO, Tadashi SATO, Masaru IKAME,

Fumitoshi KITAMURA: On the Performance of Sidewall Air Cushion Vehicle Propelled by Water Jet, Proc. Third International Hovercraft Conference, Southampton (1981)

- 24) 大串雅信: 理論船舶工学(下巻), 海文堂, pp.102~104
- 25) 赤木新介: 交通機関論, コロナ社, 初版(1971)
- 26) 日本機械学会編: 機械図集 ポンプ, pp. 6~11

付録—1 ホーバークラフトの造波抵抗に関する波の傾斜による制限

Hogben は, 波の(波高/波長)比をパラメータ $S=h/\lambda$ で表し, 二次元クッションによる波に適用し, ACV の造波抵抗に関する線形仮定の適用限界が生じるとしている。

線形二次元理論によれば, ACV の造波抵抗 R_w は

$$R_w = \rho_w g h^2 / 16 \quad (1)$$

ρ_w : 水の密度

g : 重力加速度

h : クッションによる無限後方の波高

S を考慮すれば,

$$R_w = \rho_w g (S\lambda)^2 / 16 \quad (2)$$

重力波の波長と速度の関係

$$\lambda = 2\pi V_w^2 / g = 2\pi L F_n^2 \quad (3)$$

L : 船長

F_n : フルード数

を用いれば,

$$R_{wmax} = \rho_w g \pi^2 L^2 F_n^4 S_{max}^2 / 4 \quad (4)$$

S_{max} : 深水波に対する S の最大値

の関係が得られる。 $S_{max}=1/7$ と近似すれば, 深水に対する次の関係が得られる。

$$R_{wmax} = \rho_w g \pi^2 L^2 F_n^4 / 196 \quad (5)$$

実際には波の崩れ, 浅水影響のため結果は複雑になるだろうが, 上限値は次のように表される。

$$R_{wmax} < \rho_w g \pi^2 L^2 F_n^4 S_m^2 / 4 \quad (6)$$

ここで S_m は水深の関数であり, 実験的に求める。この式からハンブ抵抗の上限値はフルード数の4乗に比例し, 低速で小さくなることが判る。

一方, このような制限が問題となる速度はクッション圧力によっている。二次元線形理論によれば, ACV の造波抵抗 R_w は,

$$R_w = \frac{4\rho_w c^2}{\rho_w \cdot g} \sin^2 \frac{1}{2} \frac{g \cdot L}{V_w^2} \quad (7)$$

と表され, (4)式の関係のを合わせると,

$$R_w = \frac{4p_c^2}{\rho_w \cdot g} \sin^2 \frac{1}{2} \frac{gL}{V_\infty^2} < \frac{\rho_w g \pi^2 L^2 Fn^4 \times S_m^2}{4} \quad (8)$$

従って

$$p_c < \rho_w g \pi L Fn^2 S_m / 4 \quad (9)$$

が得られる。ここでハンプリュード数は、

$$Fn = [2(n+1/2)\pi]^{-1/2} \quad (10)$$

で与えられる。以上をまとめると、

$$(R_w/L) < M_r, \quad (p_c/L) < M_p \quad (11)$$

ここで $S_m = 1/7$ とすれば、

$$M_r = (\rho_w g \pi^2 / 4) Fn^4 (1/7)^2 \quad (12)$$

$$M_p = (\rho_w g \pi / 4) Fn^2 (1/7) \quad (13)$$

となる。

参 考 文 献

Hogben, N.: Wave Steepness Limitation on Hovercraft Wave Resistance, NPL Ship T.M.30, (1963)

付録-2 二次元エアクッションによる波形

二次元エアクッションの移動による波は *Lamb* によればつぎのように求められる。速度 V_∞ で圧力段差と共に動く座標系 (x, y) で考える。自由水面を x 軸とし、船首 $x=0$ とする。 $x \leq 0$ で $p=0$, $x > 0$ で $p=p_c$ の圧力段差による船首波形 ζ_B は、次のように与えられる。

$$x \leq 0 \text{ で } \zeta_B = \zeta_{B1}$$

$$x > 0 \text{ で } \zeta_B = \zeta_{B3} - \zeta_{B2} - \zeta_{B1}$$

ただし

$$\zeta_{B1} = \frac{p_c}{\rho_w g \pi} \left[\left(\frac{\pi}{2} - S_i k_0 x \right) \cos k_0 x + C_i k_0 x \sin k_0 x \right]$$

$$\zeta_{B2} = \frac{p_c}{\rho_w g}$$

$$\zeta_{B3} = \frac{2p_c}{\rho_w g} \cos k_0 x$$

ここで

$$S_i U = \int_0^U \frac{\sin U}{U} dU, \quad C_i U = \int_0^\infty \frac{\cos U}{U} dU$$

$$k_0 = g/V_\infty^2, \quad Fn = V_\infty / \sqrt{g \cdot l_c}$$

これと同様に $x=l_c$ で $-p_c$ の圧力段差による船尾波形 ζ_s は

$$x \leq l_c \text{ で } \zeta_s = \zeta_{s1}$$

$$x > l_c \text{ で } \zeta_s = \zeta_{s3} - \zeta_{s2} - \zeta_{s1}$$

ただし

$$\zeta_{s1} = -\frac{p_c}{\rho_w g} \frac{1}{\pi} \left\{ \left[\frac{\pi}{2} - S_i k_0 (x-l_c) \right] \cos k_0 x + C_i k_0 (x-l_c) \sin k_0 (x-l_c) \right\}$$

$$\zeta_{s2} = -\frac{p_c}{\rho_w g}$$

$$\zeta_{s3} = -\frac{2p_c}{\rho_w g} \cos k_0 (x-l_c)$$

となる。ここで x を l_c で、 ζ を $hc = p_c / (\rho_w g)$ で無次元化して、

$$X = \frac{x}{l_c}, \quad \bar{\zeta} = \frac{\zeta}{hc}$$

とおくと、波形の要素は次のようになる。

$$\bar{\zeta}_{B1} = \frac{1}{\pi} \left[\left(\frac{\pi}{2} - S_i \frac{X}{Fn^2} \right) \cos \frac{X}{Fn^2} + C_i \frac{X}{Fn^2} \sin \frac{X}{Fn^2} \right]$$

$$\bar{\zeta}_{B2} = 1$$

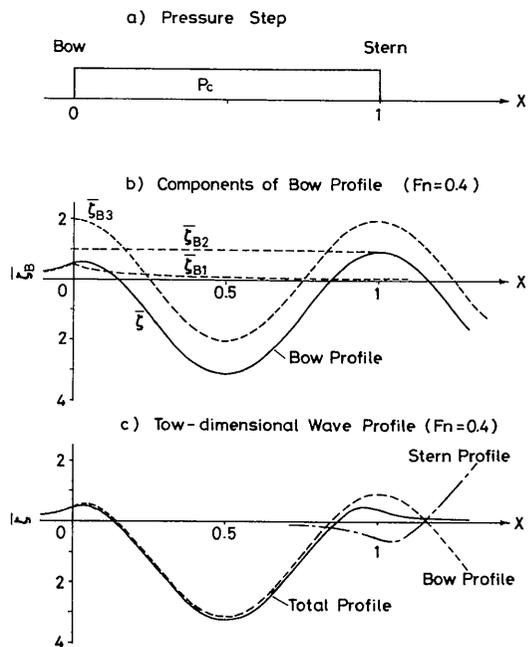
$$\bar{\zeta}_{B3} = 2 \cos \left(\frac{X}{Fn^2} \right)$$

$$\bar{\zeta}_{s1} = -\frac{1}{\pi} \left[\left(\frac{\pi}{2} - S_i \left| \frac{X-1}{Fn^2} \right| \right) \cos \left| \frac{X-1}{Fn^2} \right| + \right.$$

$$\left. C_i \left| \frac{X-1}{Fn^2} \right| \sin \left| \frac{X-1}{Fn^2} \right| \right]$$

$$\bar{\zeta}_{s2} = -1$$

$$\bar{\zeta}_{s3} = -2 \cos \left| \frac{X-1}{Fn^2} \right|$$



付図2-1 二次元クッション波形