吹き出しによるシートキャビテーションの制御

正員 加藤 洋 治* 正員 山 口 一**
 正員 岡 田 真 三** 正員 菊 池 浩 平***
 宮 永 大*

Control of Sheet Cavitation by Injection

by Hiroharu Kato, *Member* Hajime Yamaguchi, *Member*
 Sinzo Okada, *Member* Kouhei Kikuchi, *Member*
 Masaru Miyanaga

Summary

It is well-known that sheet cavitation inception is dependent on laminar separation. Therefore, the sheet cavitation might be controlled by restraining the separation.

Authors tried to control sheet cavitation on an axisymmetric body by water jet injection, and proved experimentally that it was possible to suppress the sheet cavity.

The nondimensional injection flow rate for the cavity suppression depended only on Reynolds number. The leading edge of the sheet cavity coincided with separation point which was visualized by oil film method. By increasing injection rate the reattachment point of separation bubble moved upstream and finally the separation bubble vanished. The sheet cavitation also vanished at the same condition.

主 な 記 号

B : 吹き出しスリット幅 (mm)

D : 試験体直径 (mm)

D_J : 吹き出し部の直径 (mm)

Q : 吹き出し流量 (l/min)

Re : レイノルズ数 $Re = \frac{U_\infty D}{\nu}$

T_w : 水温 (°C)

u_J : 吹き出し平均流速 (m/sec)

U_∞ : 一様流速 (m/sec)

α/α_s : 空気含有量 (%)

σ : キャビテーション数 $\sigma = \frac{p_\infty - p_v}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2}$

1 緒 言

シート・キャビテーションの初生が境界層剝離と密接な関係があることはよく知られている。層流剝離を生じている物体では圧力の低下に伴って、まず剝離泡の再付着点付近にキャビティが現われ、さらに圧力が下がるとキャビティは成長して剝離泡を満たし、安定なシート・

キャビティを形成する。この時、何らかの方法で剝離の発生を防止できれば、シート・キャビティが生じない可能性がある。境界層の層流剝離を何らかの方法でおさえ、キャビテーションの発生を抑制しようというこのような試みは、これまでもいくつか行われている。それらは、トリップワイヤ、ポリマ吹き出しなどである¹⁾²⁾。またバブル・キャビテーションが発生すると、それによりシート・キャビテーションの発生が抑制されるとした報告もある³⁾。

真栄田は円柱と翼型に吸い込みと吹き出しを適用し、いずれもある程度キャビテーションを抑制する効果があることを見出している⁴⁾。

著者らは、対象をシート・キャビテーションに限定し、吹き出しにより層流剝離の制御を行い、キャビテーションの抑制を試みた。吹き出し試験体としては、先端がほぼ半球球の軸対称体で、その先端に軸対称に水を吹き出すスリットを設けたものを用いた。そして、吹き出し量、キャビテーション数、レイノルズ数などの諸量のキャビティ消滅に及ぼす影響を調べた。さらに、キャビティの無い状態での吹き出しによる剝離の変化を、油膜法とトレーサ法による可視化実験と境界層計算により調べ、キャビティ消滅の機構について考察した。

* 東京大学工学部

** 東京大学工学系大学院

*** 日本鋼管鶴見製作所 (当時東京大学学生)

2 試験体と実験方法

Fig. 1 に実験に用いた試験体を示す。試験体は直径が 30mm の軸対称体で、1 枚のステイでタンネル壁面に固定されている。吹き出し水は、試験体支持部から入り、試験体内部を通してカサと試験体本体との隙間から吹き出される。スリット（隙間）の幅はカサを固定しているネジを調整することにより 0~5mm まで変化させることができる。試験体の先端部の形状はスリット幅を 1.5 mm としたとき、ほぼ半径 15mm の半球状をなすようになっている。

実験は東京大学工学部船舶工学科の TE 型キャビテーション・タンネルに上記の試験体を取りつけて行った。実験システムの概要を Fig. 2 に示す。吹き出し水はフィルタ・タンクの上部からバイパスして供給され、フィルタ・タンクと試験部の圧力差を利用して試験体前部のスリットから吹き出す。このような方式にしたため、タンネルで水を回流していないときは試験体から水を吹き出すことはできない。吹き出し水の流量はバイパスの途中に設けたバルブで調節し、流量計測はガラスステープ式ロータメータによって行った。流量の測定範囲は 0~5.0 l/min ($0 \sim 8.3 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{sec}$) で、0.1 l/min ($1.67 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{sec}$) 以内の精度で測定が可能である。なお、タンネル駆動時 ($U_\infty: 8 \sim 15 \text{ m/sec}$) の最大吹き出し流量は 4~6 l/min ($6.67 \times 10^{-5} \sim 1.00 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{sec}$) であった。

Fig. 1 Test body

Fig. 2 Experimental system

3 吹き出しによるキャビティ消滅の様子

Fig. 3(a)~(c) に吹き出しによるキャビティ消滅の様子を示す。Fig. 4 はその時のキャビティ前縁・後縁の位置を示したものである。3 ケースとも流量 Q が 3.0~4.0 l/min ($5.0 \times 10^{-5} \sim 6.7 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{sec}$) の間でキャビティが消滅している。また、吹き出し流量が同じであれば、 σ の小さい方がキャビティが長い。さらに、これらの図から、流量 Q を増すに従ってキャビティが短くなり、ついに消滅すること、そして、流量を増すことによってキャビティの後縁は上流側へ移動するが、前縁はキャビティが消滅するまではほとんど移動しないことがわかる。

4 キャビティ消滅に関する諸量の影響

キャビティ消滅に影響を及ぼす量として、キャビテーション数、吹き出し流量、吹き出し幅、吹き出し平均流速、及びレイノルズ数を考え、その影響を実験的に調べた。

Fig. 5(a), (b) にキャビティ消滅流量に対するキャビテーション数の影響を示す。吹き出さない状態で、安定なシート・キャビティが存在し、かつスーパー・キャビテーションとまらない範囲のキャビテーション数を実験の対象とした。○印は吹き出さない状態でキャビティが存在しているとき、徐々に吹き出してキャビティが消滅した時の流量及び無次元吹き出し流速を示している。キャビティが消滅して 2~3 秒間再発生しないときを「消滅した」と判断した。▲印は吹き出すことによって一旦消滅した状態で徐々に吹き出し流量を減らして再び安定したキャビティ (2~3 秒間以上存在するもの) が初生したときの値である。

この実験結果から、キャビティの消滅、再発生に対してキャビテーション数の影響はほとんどないことがわかる。また、キャビティの消滅点 (○印) の方が再発生点 (▲印) よりもバラツキが少なく吹き出し流量も大きいことがわかる。したがって以後、キャビティの消滅点のみを実験の対象とした。

前述のようにシート・キャビテーションの発生には境界層の剝離が直接影響を及ぼすから、キャビテーション数のほかに重要な量としてはレイノルズ数が考えられる。そこで試験水の温度

Fig. 4 Variation of cavity tips and ends with jet injection rate

Fig. 5 Suppression injection rate vs. cavitation number

を変えることによりレイノルズ数を変化させてその影響を調べた。

その際、吹き出さない状態で、キャビティ長さが20～50mmになるように試験部の圧力を調整し、1つの実験条件に対して、消滅点を5回測定したものを平均してそれをキャビティ消滅流量とした。

キャビティ消滅に必要な平均流速を一樣流速で無次元化したもの (u_j/U_∞) に対するレイノルズ数 Re の影響を Fig. 6 に示す。ここでパラメータはスリット幅である。

Fig. 6 Effect of Reynolds number

Fig. 7 Non-dimensional injection rate vs. Reynolds number

Fig. 6 から、キャビティ消滅に必要な吹き出し流速はレイノルズ数に依存していることがわかる。すなわち、レイノルズ数の増加に伴ってキャビティ消滅に必要な吹き出し流速は減少している。一方、レイノルズ数が小さくなると、吹き出し流速を十分大きくしてもキャビティが消滅しない限界のレイノルズ数が存在するようである。また、レイノルズ数が同じであれば、スリット幅 B が小さいほどキャビティ消滅に必要な u_j/U_∞ は大きい。いずれの場合も、 $u_j/U_\infty < 1$ 、すなわち一樣流速よりも吹き出し流速が小さい範囲でキャビティが消滅している。

同じ実験結果をレイノルズ数に対して、無次元吹き出し流量 $D_j B u_j / D^2 U_\infty$ でまとめると Fig. 7 に示すように、吹き出しスリット幅にかかわらずデータがよくまとまる。これはこの現象が、吹き出し水の運動量や吹き出し点の流速によらず、流量のみに依存していることを示しており、今後のこの現象の機構解明の参考となろう。

5 流れの可視化による剝離点の挙動の観察

キャビティが無い状態での吹き出しによる剝離点の位置を油膜法により測定した。これはトランスミッションオイルにカーボン・ブラックを混ぜたものを試験体表面

に塗り、流れの中において表面に留まる油の帯を剥離泡の死水域と考えるものである。

実験時間は1分間とし、油膜が少しでも残っている部分を「剥離泡内部」としてとした。

油膜法の測定結果を Fig. 8 に示す。図に見られるように、吹き出すことによって剥離点の大きな移動はみられない。特徴的なことは剥離泡の前縁はほとんど動かないのに対し、後縁（再付着点）は吹き出し流量の増加に伴って上流側へ移動し、さらに流量が大きくなると剥離泡は消滅することである。この傾向はキャビティ消滅の過程にみられるキャビティの挙動と非常によく似ている。さらに剥離泡の消滅点とキャビティの消滅点とはほぼ一致している。

さらに、吹き出しを行った時の流れの状態を調べるために、2種類のトレーサ法で流れを観察した。一つは吹き出し水をインクで染めたものを吹き出したもの (Fig. 9(a)), もう一つは試験体先端のよどみ点付近にトンネル外部から細い管を通してインクを流したもの (Fig. 9(b)) である。この写真で流れは右から左へ流れている。

Fig. 9 の写真から、いずれの方法によっても流れの様子はほぼ同じであることがわかる。すなわち、吹き出さない時はインクの流れは物体表面に沿って滑らかに流れているのに対し、吹き出した時には、吹き出し点のすぐ下流から安定した渦がみられる。吹き出し流量が 5 l/min ($8.3 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{sec}$) の場合（この流量でキャビティは消滅している）はさらに渦が激しくなり、後流になるに従って乱流状態となっていることがわかる。

Fig. 8 Variation of separation bubbles by jet injection (oil film method)

油膜法による結果と上述のトレーサによる流れの観察により、吹き出しによるシート・キャビティ消滅の機構は次のようなものであることが想像される。すなわち一般流と吹き出し流の速度差により、その境界に渦層が出来、これが境界層を攪乱し、層流剥離泡の乱流遷移をはやめ、剥離泡の再付着点が上流へ移動する。吹き出し量が増加すると、剥離泡がさらに小さくなり、ついには層流剥離が消滅し、シート・キャビテーションが消滅するのではないかと考えられる。

Fig. 9 Flow observations by ink trace method

6 境界層計算による剝離点の推定

吹き出しの無い時の層流剝離点を Pohlhausen の速度分布を用いて Kármán の運動量方程式⁵⁾を解いて求めた。

吹き出した場合の境界層計算は Levinsky らの方法⁶⁾により Multi-Strip 法を用いて行った。計算は境界層が層流に保たれる場合と完全に乱流である場合の両方について行った。

6.1 Multi-Strip 法

軸対称、定常、非圧縮性の境界層方程式は Fig.10 のように座標をとることにより次のように表わされる。

$$\begin{cases} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} & (1) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial(Ru)}{\partial x} + \frac{\partial(Rv)}{\partial y} = 0 & (2) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0 & (3) \end{cases}$$

(3)式より

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = u_e \frac{du_e}{dx}$$

ここで u_e は境界層外縁の流速である。

また (2) 式より

$$v = -\int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy - \frac{dR/dx}{R} \int_0^y u dy$$

を (1) 式に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} - \left\{ \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy \right\} \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{dR/dx}{R} \left\{ \int_0^y u dy \right\} \frac{\partial u}{\partial y} \\ = u_e \frac{du_e}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \end{aligned} \quad (4)$$

(4) 式を Fig.11(a) に示す境界層の一部： $y_i \sim y_j$ 間で積分すると、

$$\begin{aligned} 2 \int_{y_i}^{y_j} u \frac{\partial u}{\partial x} dy - u_j \int_{y_i}^{y_j} \frac{\partial u}{\partial x} dy - (u_j - u_i) \int_0^{y_i} \frac{\partial u}{\partial x} dy \\ + \frac{dR/dx}{R} \left\{ \int_{y_i}^{y_j} u^2 dy - u_j \int_{y_i}^{y_j} u dy - (u_j - u_i) \int_0^{y_i} u dy \right\} \\ = u_e \frac{du_e}{dx} (y_j - y_i) + \frac{1}{\rho} \int_{y_i}^{y_j} \frac{\partial \tau}{\partial y} dy \end{aligned} \quad (5)$$

が得られる。ここで、次式が成り立つ。

$$\frac{1}{\rho} \int_{y_i}^{y_j} \frac{\partial \tau}{\partial y} dy = \frac{\tau(y_j) - \tau(y_i)}{\rho}$$

吹き出しによる複雑な速度分布を Fig.11(b) のように分割し、それぞれの strip (分割) に対して速度分布を仮定する。各 strip に (5) 式を適用し、運動量に関する連立微分方程式を得ることができる。必要に応じ strip を再分割して微分方程式の数を未知数の数に一致させ、これを Runge-Kutta 法で x 方向に逐次解いて行

く。

6.2 流れが層流である場合

吹き出した後も層流が保たれると仮定した場合は、Fig.12 のように速度分布を仮定した。

まず、Core Zone (u が y によらず一定の Zone) が存在している時は (a) のようにとり、3つの Zone に分ける。

Fig. 10 Axisymmetric boundary layer along a curved wall

Fig. 11 Multi-strip method

Fig. 12 Laminar boundary layer

i) Boundary Layer $0 \leq y \leq \delta_1$

$$u = u_m \left(f(\eta) + \frac{A}{6} g(\eta) \right) \quad (\text{Pohlhausen の速度分布})$$

ここで

$$A = \frac{\delta_1^2}{\nu} \frac{du_m}{dx} \quad (6)$$

$$f(\eta) = 2\eta - 2\eta^3 + \eta^4, \quad g(\eta) = \eta - 3\eta^2 + 3\eta^3 - \eta^4$$

$$\eta = \frac{y}{\delta_1}$$

ii) Core Zone $\delta_1 \leq y \leq \delta_2$

$$u = u_m$$

iii) Wake Zone $\delta_2 \leq y \leq \delta_3$

$$u = u_m + (u_e - u_m)p(\eta)$$

ここで

$$p(\eta) = 6\eta^2 - 8\eta^3 + 3\eta^4$$

$$\eta = (y - \delta_2) / (\delta_3 - \delta_2)$$

変数は $u_e, u_m, \delta_1, \delta_2, \delta_3, A$ で、 u_e はポテンシャル流計算から与えられるから未知変数は 5 個である。①～④の各 strip に (5) 式を適用して 4 個の式が得られ、それに (6) 式を加えて 5 個の微分方程式を得る。

Core Zone 消滅以後は Fig. 12(b) のように速度分布を仮定する。 δ_1 は Core Zone の消滅時点以後変化しないものと仮定している。

i) Zone I $0 \leq y \leq \delta_1$

$$u = u_m \left(f(\eta) + \frac{A}{6} g(\eta) - \phi h(\eta) \right)$$

ここで

$$h(\eta) = \eta - 2\eta^3 + \eta^4$$

$$\eta = y / \delta_1$$

$y=0$ すなわち $\eta=0$ で

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_{y=0} = -\frac{u_e}{\nu} \frac{du_e}{dx}$$

の条件から

$$A = \frac{\delta_1^2}{\nu} \frac{u_e}{u_m} \frac{du_e}{dx} \quad (7)$$

ii) Zone II $\delta_1 \leq y \leq \delta_2$

$$u = u_m + (u_e - u_m) \{ r(\eta) + \phi' s(\eta) \}$$

ここで

$$r(\eta) = 6\eta^2 - 8\eta^3 + 3\eta^4, \quad s(\eta) = \eta - 3\eta^2 + 3\eta^3 - \eta^4$$

$$\eta = (y - \delta_1) / (\delta_2 - \delta_1)$$

2つの Zone の幾可学的接続の条件から

$$\frac{u_m}{\delta_1} \phi = \frac{u_e - u_m}{\delta_2 - \delta_1} \phi' \quad (8)$$

変数は $u_e, u_m, \delta_2, A, \phi, \phi'$ で未知数は 5 個であり、(7), (8) 式と ①～③の strip の分割で 5 個の方程式を得る。剥離の判定は $\tau(0)=0$, すなわち $\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} = 0$ と Thwaites の判定法の 2 つで行った。

6.3 流れが乱流である場合

Levinsky らの方法を用いて、吹き出し点から流れが完全に乱流であると仮定した場合の計算を行った。計算に用いた速度分布を Fig. 13 に示す。Fig. 13 において、変数は $u_m, u_w, u_e, \delta_1, \delta_2, \delta_3, y_{1/2}, n$ であり計算に必要な $u_e, \frac{du_e}{dx}$ はポテンシャル流計算から与えられる。したがって未知数は 7 個となり、必要な strip を ①～⑦のようにとる。

各 Zone における速度分布は次のように与える。

i) Boundary Layer Zone $0 \leq y \leq \delta_1$

$$u = u_m (y / \delta_1)^n$$

ii) Core Zone $\delta_1 \leq y \leq \delta_2$

$$u = u_m$$

iii) Jet Zone $\delta_2 \leq y \leq \delta_3$

$$u = u_m - (u_m - u_w) f(\eta)$$

ここで

$$f(\eta) = 1.002 - 0.164\eta - 1.967\eta^2 + 1.338\eta^3$$

$$- 0.209\eta^4$$

$$\eta = (\delta_3 - y) / (\delta_3 - \delta_2)$$

f は次の条件を満たしている。

$$f(0)=1, \quad f(1)=0$$

なお、 δ_3' は Jet Zone において

$$u = \frac{u_m + u_w}{2}$$

をとるとき y 値である。

iv) Wake Zone $\delta_3 \leq y \leq \infty$

$$u = u_e - (u_e + u_w) g(\eta)$$

ここで

$$g(\eta) = 1.0194 - 0.45\eta - 0.2029\eta^2 + 0.1543\eta^3$$

$$- 0.024\eta^4$$

$$\eta = (y - \delta_3) / (y_{1/2} - \delta_3)$$

g は次の条件を満たしている。

$$g(0)=1, \quad g(1)=1/2$$

せん断応力は Levinsky らに従って次のように仮定する。

$$\tau(\delta_1) = \tau(\delta_2) = \tau(\delta_3) = \tau(\infty) = 0$$

Fig. 13 Turbulent boundary layer

$$\tau(0) = 0.0128 \rho u_m^2 \left(\frac{\delta_1 u_m}{\nu} \right)^{-1/6} \times \left\{ \frac{n}{(n+1)(2n+1)} \right\}^{(11n-1)/6}$$

(Ludwig-Tillmann の式)

$$\tau \left(\frac{\delta_1}{2} \right) = \frac{n^2}{n+1} \rho u_m^2 \frac{2^{1-n}}{R_T^*}$$

ここで

$$R_T^* = 15 + 35 \exp[-\{\tau(\delta_3')/\tau(0)\}^2]$$

$$\tau(\delta_3') = 0.037(1-\bar{\eta})\rho(u_m - u_w)^2 \frac{df}{d\eta} \Big|_{\eta=\bar{\eta}}$$

(自由噴流の実験式)

ここで

$$\bar{\eta} = (\delta_3 - \delta_3')/(\delta_3 - \delta_2) \quad (\text{Jet Zone において})$$

$$\tau(y_{1/2}) = -0.094 \frac{dg}{d\eta} \Big|_{\eta=1} \rho(u_e - u_w)^2$$

(伴流の実験式)

剥離の判定は $n=1/2$ になったときとした。

6.4 計算結果

それぞれの計算結果を Fig. 14 にまとめた。△印は油膜法による剥離点の実験値、○印はキャビティ前縁の実験値である。吹き出しでも剥離点の変動はほとんどない。

計算結果と実験とを比較してみると、計算による乱流剥離点よりも層流剥離点の方が実験値に近く、層流剥離計算の内では、Thwaites の判定法 $\left(\frac{\theta^2}{\nu} \frac{du_e}{dx} = -0.09 \right)$ (θ : 運動量厚さ) による結果の方が実験値に近い。これらの計算結果と 5 章で述べた流れの観察から吹き出し時もキャビティが存在している時は、層流剥離を起こしているものと考えられる。吹き出しの影響はむしろ剥離後、乱流遷移をはやめるということで、現われるのであろう。

Fig. 14 Comparison between theory and experiment

7 結 言

(1) 本実験で用いた軸対称試験体上に発生するシート・キャビテーションを水を吹き出すことによって制御することは可能である。

(2) シート・キャビティの消滅はレイノルズ数に依存しており、あるレイノルズ数においてキャビティ消滅に必要な吹き出し流量を実験的に得ることができた (Fig. 7)。また本実験の範囲内では、消滅に必要な吹き出し流量はキャビテーション数によらずほぼ一定である。

(3) 吹き出した時も、シート・キャビティが存在しているときは層流剥離を起こしていると考えられ、かつキャビティ前縁と剥離点とはほぼ一致している。

(4) 吹き出すことによっても、キャビティの前縁や剥離点はほとんど移動せず、キャビティの後縁や剥離の再付着点が上流側へ移動する。

(5) 吹き出しによるシート・キャビティの消滅の機構としては、吹き出し流による攪乱によって層流剥離後の乱流への遷移が早められ、剥離泡の再付着点が上流側へ移動し、剥離泡が小さくなり、ついに、層流剥離が消滅し、シート・キャビティが消滅するのではないかと考えられる。

謝 辞

本研究の実験を行うにあたって、熱心に御協力くださった東京大学船舶工学科高速力学研究室のみなさんに厚く感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) A. J. Acosta : Cavitation Inception and Internal Flows with Cavitation, The Fourth David W. Taylor Lecture, DTNSRDC-79/011 (1979).
- 2) J. W. Holl and J. A. Carroll : Observation of the Various Types of Limited Cavitation on Axisymmetric Bodies, Int. Symp. on Cavitation Inception, ASME (1979), pp. 87~99.
- 3) Y. Kodama et al : The Effect of Nuclei on the Inception of Bubbles and Sheet Cavitation on Axisymmetric Bodies, Int. Symp. on Cavitation Inception, ASME (1979), pp. 75~86.
- 4) 真栄田義方 : 吸込みまたは通水によるキャビテーションの抑制に関する研究, 日本機械学会第 886 回講演会, 流体工学・流体機械講演論文集, No. 778-8 (昭和 52 年), pp. 61~63.
- 5) H. Schlichting : Boundary-Layer Theory, Seventh Edition, McGraw-Hill Co., pp. 201~224.
- 6) E. S. Levinsky and R. H. Schappelle : Analysis of Separation Control by Means of Tangential Blowing, J. Aircraft, Vol. 12, No. 1 (1975), pp. 18~26.