円柱キャビテーション気泡群の離脱挙動と衝撃圧*
(第1報, 後流渦キャビテーションおよび付着キャビテーション)松平 晏明*¹, 伊藤 幸雄*²
大場 利三郎*², 稲田 雄二*³Cavity Separations and the Associated Impulsive Pressures
around a Cavitating Cylinder
(1st Report, Vortex-type Cavitation in the Wake and in Attached Cavitation)

Yasuaki MATSUDAIRA, Yukio ITO, Risaburo OBA and Yuji INADA

The flow patterns and the fluctuating pressures around a cavitating circular cylinder, especially about the wake and the attached cavity separation, have been systematically studied by high-speed photography and by the wave analysis for several Reynolds numbers from $Re=4 \times 10^5$ to 7×10^5 , in the cavitation tunnel at Tokyo Metropolitan Institute of Technology. The impulsive pressure originated in the core of vortex-type cavitation, which occurs frequently in the turbulent wake, is about -70 kPa in amplitude and 4 ms in half-width duration. The attached cavitation occurs intermittently according to the fluctuating pressure cycles of the Karman vortices and its inception point is located within the turbulent transition region where the high-frequency fluctuating pressures of about 7 kHz are occurring. In the attached cavitation, the transitional waves appear at the boundary of the clear and the cloud cavity. From this boundary, a lump of bubbles separates leaving the clear cavity. The impulsive pressures have a violent spike pulse of about 260 kPa in amplitude, 2 ms in period and $500 \mu s$ in pulse half width at $Re=7.2 \times 10^5$.

Key Words: Cavitation, Bubble, Separation, Transition, Wake, Fluctuating Pressure

1. 緒 言

円柱まわりの高速液流中に発生するキャビテーションは, その初期段階の後流中に発生する渦構造のキャビテーション (以下後流渦キャビテーションと呼ぶ), 付着キャビテーション初生, 中期段階の付着キャビテーション, さらには後期段階のカルマン渦キャビテーション, スーパキャビテーションに至る種々のタイプのものが存在し, それらの発生のメカニズム, 流体騒音, 振動などいまだ数多くの流体力学的問題が未解明のまま残されている。

文献によれば, キャビテーション初生のメカニズムに関与する重要因子である気泡核分布⁽¹⁾, 層流はく離泡⁽²⁾⁽³⁾, さらにはせん断層中⁽⁴⁾⁻⁽⁷⁾の圧力変動などの研究があり, 著者らも円柱の初生近傍で発生する高周波の圧力変動を伴う乱流はん点の存在を明らかにし, それと初生とのかかわり合いを示した⁽⁸⁾。

また, 翼形において, サブキャビテーションからス

ーパキャビテーションに移行する遷移領域付近で生ずる気泡群の離脱による励振が水力弾性学等の観点から注目されている⁽⁹⁾⁽¹¹⁾。しかしながら, 円柱の場合にも, この領域は付着キャビテーション⁽¹²⁾領域にほぼ対応するものと一応考えられるが, 翼形と円柱では乱流はく離後流の有無等の流れパターンに大差があるので, 果たしてこの励振が存在するか, また, 同等の挙動と性質を有するか否かについては, 必ずしも明らかではなく, その気泡群の離脱挙動とその衝撃圧の特性等を明らかにする必要がある。さらに, カルマン渦キャビテーション領域では, 高レベルの衝撃圧が壁面で観測されているが, これらの主因となる圧力変動の発生位置およびそのメカニズムはまだ十分に明らかにされていない⁽¹³⁾。

よって本報では, 二次元測定部を有する回流式キャビテーション水槽により, レイノルズ数 $Re > 4 \times 10^5$ の超臨界域において, 付着キャビテーション気泡群の立体的な微細構造と離脱挙動を高速瞬間写真により明らかにするとともにその衝撃圧の時系列解析を試みる。加えて, 後流渦キャビテーションの発生メカニズムおよびキャビテーション初生に及ぼす変動圧の影響についても検討する。

* 平成元年8月25日 東北支部盛岡地方講演会において講演, 原稿受付 昭和63年12月19日。

*¹ 正員, 東京都立科学技術大学 (〒191 日野市旭が丘6-6)。

*² 正員, 東北大学流体科学研究所 (〒980 仙台市青葉区片平2-1-1)。

*³ 学生員, 東京都立科学技術大学。

2. 記 号

- C_d : 抗力係数 $= 2D/\rho U_\infty^2 d$
 C_p : 圧力係数 $= 2(P - P_\infty)/\rho U_\infty^2$
 d : 円柱の直径
 d_n : 気泡核径
 f_d : 気泡群離脱周波数
 f_t : 乱流はん点のピーク周波数
 f_s : カルマン渦周波数
 G : パワースペクトル密度 (0 dB=1 kPa²/Hz)
 N_n : 気泡核数密度
 p, p' : 定常および変動圧力
 p_v : 試料水の蒸気圧
 p_∞ : 代表静圧
 Re : レイノルズ数 $U_\infty d/\nu$
 S_d : 気泡群離脱無次元振動数 $= f_d d/U_\infty$
 S_p : 乱流はん点の無次元振動数 $= f_t d/U_\infty$
 St : ストローハル数 $= f_s d/U_\infty$
 s : 内視鏡焦点距離
 U_∞ : 代表流速
 α/a_s : 空気含有量
 θ : 円柱前部岐点からの角度
 ρ, ν : 試料水の密度と動粘度
 σ : キャビテーション係数 $= 2(p_\infty - p_v)/\rho U_\infty^2$
 σ' : 変動キャビテーション係数
 $= 2\sqrt{p'^2}/\rho U_\infty^2$

3. 実験装置および方法

実験は、十分に一樣流速分布の二次元測定部を有するキャビテーション水槽⁽¹⁴⁾で行った (流速 0~20 m/s, 圧力 0~0.34 MPa abs., 流路幅 80 mm, 長さ 1 500 mm, 高さ 500 mm, 乱れ度 0.5 % 以下, 臨界レイノルズ数 $Re_{crit.} = 2.8 \times 10^5$).

3.1 円柱試験片と圧力変換器 図 1 に示す円柱試験片は表面最大高さ粗さ $R_{max} = 0.1 \mu\text{m}$ のステンレス鋼より成り, スパン方向に $\phi 1$ の静圧孔 (シリコン油を封入, 固有振動数は 25 kHz) を 3 箇所設け, 圧力変換器が取り付けられるようにしてある。また, 円柱表面付近の気泡やキャビティ内部の挙動の写真観察用として, アクリル窓を有する同一形状の円柱試験片も用意した。

3 個の圧力変換器 (定格 0.7 MPa, 固有振動数 80 kHz) は主として, 後流渦・付着キャビテーションの衝撃圧の計測に使用し, 側壁における衝撃圧の測定および写真撮影の同期用等にも用いている。なお, これらの圧力変換器は静的に較正しており, その較正曲線の

直線性は本実験の使用範囲で十分確保されている。

3.2 高速瞬間写真と波形解析 写真撮影は立体的な気泡挙動を知るために, キャビティ側面および上下面より行った。特に, 上下面の気泡群の離脱様相については, 内視鏡 (直径 10 mm, 視野角 60°, 側視型) を, 円柱中心から真上 120 mm ($s = 90$ mm), 70 mm ($s = 40$ mm) 位置の流路内に円柱と平行に挿入した上面写真, およびアクリル窓を有する円柱試験片の内部 ($s = 20$ mm) に挿入した下面写真の撮影のために用いた。なお, 衝撃圧の波形および目視観察から, 流路内に内視鏡を挿入することによる流れパターンの変化 (特に, $s = 40$ mm の場合はしかり) は僅少であることを確認している。

次に, 内視鏡照明用 (せん光時間 3 μs , 10 J/Flash) および予照明用 (1.8 μs , 2 J/Flash) の高輝度瞬間光源装置をそれぞれ内視鏡および側壁アクリル窓から同期照射している。また, 同期トリガーには円柱前部岐点からの角度 $\theta = 120^\circ$ 位置 (キャビティ下面撮影では側壁) の圧力変換器を用い, その離脱衝撃圧の最大ピーク値を 0 ms とし, 遅延装置により順次撮影した。なお, 内視鏡からの写真撮影には ISO 1600 高感度カラーフィルムを使用している。

時系列解析はコンピュータ (サンプリング周波数 20 kHz, サンプリング数 2^{13} , 同時 2 ch, 16 Bits) により行った。

3.3 実験範囲 本実験は, レイノルズ数範囲 $4 \times 10^5 < Re < 7 \times 10^5$ の超臨界域で行った。

図 2 には境界層の構造等の流れパターンに有力な指標となるキャビテーション未発生時の定常圧力分布と抗力係数を示す。 $Re = 4.4 \times 10^5 \sim 5.5 \times 10^5$ では, 最低圧力点が $\theta = 80^\circ$, 乱流遷移を示す変曲点が $\theta = 110^\circ$, 乱流遷移点 $\theta = 120^\circ$ 付近にあり, 超臨界域の特徴を示している。一方, $Re = 6.5 \times 10^5$ では, 圧力係数が回復する傾向にあり, 最低圧力点が $\theta = 90^\circ$ 付近に移行する。また, この領域では抗力係数 C_d に顕著な差異は認められなかったが, 後述するストローハル数 St が急激に上昇していることから, 超々臨界域⁽¹⁵⁾へ移行

図 1 試験片

する遷移域とみなされるため、以下では $Re > 6.5 \times 10^5$ を第2次超臨界域としてこれ以下の Re と区別することとする。

試料水の温度は、夏場実験を行ったため比較的高い 24° 前後であったが、計測中の水温上昇はただか 1°C となるように留意した。図3には、コールタカウンタにより測定した計測中のキャビテーション気泡核分布を示す。リザーバ圧を大気圧下(破線)で、経時変化が一定となる30分運転後と、1日静置後(一点鎖線)の核分布、空気含有量はほぼ一致している。

また、同一キャビテーション係数 σ で高レイノルズ数 Re を得るため、リザーバ圧を加圧下(実線, 0.25 MPa abs.)の運転後は、明らかに増加している。しかしながら、この値は標準大気圧における値であり、この計測のリザーバ圧に合わせて補正(二点鎖線, 核径および空気含有量は雰囲気気圧に比例、核数密度は反比例)するとほぼ大気圧運転と同程度の核分布、空気含有量となる。加えて、目視による主流気泡の大きさや量は、加圧運転時では、大気運転時と同等またはそれ以下であった。これより、本実験の Re における核分布は一様に制御されていると言える。

4. 実験結果および考察

図4には円柱試験片上流 360 mm の側壁位置での変動キャビテーション係数 σ' のキャビテーション係数 σ による変化を示す。これと写真観察結果より、本 σ 範囲において、キャビテーション発生形態は以下の四つの領域に分類され得る。

- A. 後流渦キャビテーション領域, $3.6 > \sigma > 2.5$
- B. 付着キャビテーション領域, $2.0 < \sigma < 2.5$
- C. カルマン渦キャビテーション領域, $1.0 < \sigma < 2.0$
- D. スーパーキャビテーション領域, $\sigma < 1.0$

σ' の特性は、後流渦・付着キャビテーション領域において $\sigma' = 0.025 \sim 0.03$ とほぼ一定の値を示すのに対し、カルマン渦キャビテーション領域において σ' はよく知られているベル状⁽¹³⁾に変化し、 $\sigma = 1.6$ で最大となる。また、 Re によるばらつきは比較的小さい。

4.1 後流渦キャビテーションと初生 図5には、 $Re = 4.4 \times 10^5$, $\sigma = 2.6$ の円柱まわりのキャビテーションを特徴付ける $\theta = 110^\circ$ 付近の付着キャビテーション初生と後流渦キャビテーションの様相および $\theta = 160^\circ$ で受信した後流渦キャビテーション変動圧のアナログ波形を示す。後流渦キャビテーションは主として $\theta = 160^\circ$, 円柱上下面に対となつて側壁近傍に頻繁に発生する。また、圧力波形は定常成分に対し -45 kPa 程度の負のピーク衝撃圧を有している。これより、

図2 圧力分布

図3 気泡核分布

図4 変動キャビテーション係数

後流渦キャビテーションは乱流はく離後流中で円柱表面に端をなし、円柱にほぼ垂直な渦糸キャビテーションの形態をとると言え、さらにこの負の衝撃圧はその渦コア内の低圧部とみなされる。

図6は、 $Re=6.5 \times 10^5$, $\theta=110^\circ$ における変動圧力波形とパワースペクトルの σ による変化 ($\sigma=2.6$:後流渦キャビテーションのみ発生, $\sigma=2.5$:付着キャビテーション初生, $\sigma=2.3$:付着キャビテーション)を示す。 $\sigma=2.6$ では、低周波のカルマン渦および既報⁽⁸⁾において定義した乱流はん点による高周波成分が卓越している。 $\sigma=2.5$ では、この低周波成分の谷の部分が一

期に呼応して間欠的に初生していることを示唆している。また、 $\sigma=2.3$ では、付着キャビテーション領域となり、後述するスパイク状の気泡群離脱衝撃圧が発生してくる。パワースペクトルは $\sigma=2.6$ においてはパワースペクトル密度 $G=20$ dB, 60 Hz程度のカルマン渦スペクトルおよび4 kHz以上に-10 dBの乱流はん点の高周波スペクトルが存在する(既報⁽⁸⁾のように明りょうなピークをとらえていないが、 $S_p=28$ とするとそのピーク周波数は7 kHz程度)。そして、 $\sigma=2.5$ ではこの高周波成分は減少し、 $\sigma=2.3$ では100 Hz~1 kHzのスペクトルが10 dB程度の大きさとなる。

さて、本来的には、その気泡核の挙動を明らかにして結論すべきであるが、このような高周波を発生する位置が $\theta=100 \sim 110^\circ$ と初生位置と符合すること、および、この領域においてはく離泡が形成されており⁽¹⁵⁾、キャビテーション気泡核が停溜しやすいこと⁽²⁾、さらには、この高周波の帯域がキャビテーション磁わい振動試験装置⁽¹⁶⁾のそれに属することなどから、この高周波成分が気泡核成長に対する顕著な励起効果の役割を果たしていると考えられる。

図7には、同じく、 $Re=6.5 \times 10^5$ の $\theta=160^\circ$ における後流渦キャビテーションの衝撃圧とパワースペクトルの σ による変化を示す。後流渦キャビテーションは $2.0 < \sigma < 3.6$ に至る領域で、 $\theta=160^\circ$ 付近が最も頻繁かつ強い衝撃圧を示す。前述のように、衝撃圧は渦コア内の負圧を捉えるため、-60~-80 kPaの負のピークを有しており、静圧孔位置で円柱に端を有する持続時間の半値幅は2.5~5 msである。なお、パワースペクトルにはサンプリング周期内での捕捉回数が少ない

図5 後流渦キャビテーション

図6 変動圧の波形とパワースペクトルの σ による変化

ため固有のスペクトルは現れない。また、後流の低周波乱れは、キャビテーション初生、付着キャビティの影響により σ の減少とともに大となる。

4.2 付着キャビテーションの離脱の様相 図8は、付着キャビテーションの成長度合を知るために、その側面写真とアナログ波形を示したものである。圧力波形より、付着キャビテーションの離脱周期に対応して、振幅150~200 kPa、周期約3 msのスパイク状の衝撃圧が規則正しく現れている。

図9は、 $Re=6.5 \times 10^5$, $\sigma=2.4$ の付着キャビテーションの離脱挙動を示す上面写真（高輝度直線部が $\theta=90^\circ$ ）である。スパイク状波形のピーク位置に同期した離脱の瞬間（0 ms）、気泡群は付着キャビティのクラウド部分より、上下方流側に、クリアキャビティ部分のみを残存（0.5 ms）し、その多くは、湾曲形状を成して離脱する。その後キャビティ後端を明瞭な湾曲形状を

保ちつつ成長し（1.5 ms）、後流渦キャビテーションを側壁近くに伴いながら、スパン方向に列状を成した付着キャビテーションが完全に成長する（1.75, 2.0 ms）。この付着キャビテーションでは、クリア・クラウドの境界付近（キャビテーション未発生時の乱流遷移域）に Brennen 波⁽¹⁷⁾（以下遷移波と呼ぶ）が現れていることが特徴的である。また、この湾曲形状は翼形⁽⁹⁾⁽¹¹⁾・軸対称物体⁽¹⁸⁾でも観測されていることおよび付着キャビテーションが、主に側壁境界層の外側に形成されていることを考え合わせると、この境界層の三次元的影響を受けてスパン方向に対するキャビティの成長度合に相違が生ずるためと考えられる。

さらに図10には、付着キャビティの微細構造を見るために、 $\sigma=2.2, 2.0$ の下面側写真（クリアキャビティ先端部がほぼ $\theta=90^\circ$ ）を示す。 $\sigma=2.2$ において、クラウドキャビティ部分は微細な気泡群から構成されていると言え、キャビティが完全に成長した（2.0 ms）時は、比較的安定かつ大きな列状キャビティとなっている。一方、 $\sigma=2.0$ の付着キャビティが最長（この σ 以下ではカルマン渦キャビテーション）の時は、クリア

図7 後流渦キャビテーションの衝撃圧

図8 付着キャビテーションと気泡群離脱波形

図9 付着キャビテーション気泡群の離脱様相

キャビティの後端部 $\theta=110^\circ$ から明瞭な遷移波が現れておりその波長は下流側に行くに従って長くなる。 $\theta=110^\circ$ 付近の波長は約 0.4 mm で、この位置での流速を図2の圧力分布から $2U_0$ と仮定すると、周波数は 6.5 kHz となり、前述の乱流はん点の高周波成分の発生位置および周波数帯域と符合している。また、写真の焦点深度から、この波はキャビティ上面の表面波に近いものと思われる。

以上の結果から、円柱の付着キャビテーションはクリア部、遷移波部、クラウド部⁽¹²⁾から構成されており、気泡群の離脱現象はこの遷移波部分より起きていると言える。

4.3 離脱衝撃圧特性 図11は、 $Re=6.5\times 10^5$, $\sigma=2.3$ における付着キャビテーションの離脱衝撃圧の波形とパワースペクトルの θ による変化を示したも

のである。 $\theta=100\sim 110^\circ$ では、クリアキャビティに覆われているため、変動圧の変化は小さく、時折離脱衝撃圧が現れるのみである。これに対し、 $\theta=115\sim 125^\circ$ のクラウドキャビティ部は、スパイク状の衝撃圧が頻発しており、そのピーク値は 180 kPa にまで達している。

$\theta=130^\circ$ では、この衝撃圧と乱流後流の乱れによる変動圧が混在し始め、 $\theta=140^\circ$ では、乱流後流の乱れのみとなる。さらに、 $\theta=180^\circ$ では、前述の後流渦キャビテーションの負の低衝撃圧が現れている。このように、付着キャビテーションの離脱衝撃圧は圧力波形からも遷移波の存在するキャビティ部から起きていると言える。また、パワースペクトルから離脱周波数は $\theta=120\sim 130^\circ$ で最も卓越し、約 $300\sim 450\text{ Hz}$, $80\sim 100\text{ kPa}^2/\text{Hz}$ の大きさを有している。

図10 付着キャビティの微細構造

図11 離脱衝撃圧とパワースペクトルの θ による変化

図12には、 $\sigma=2.4$, $\theta=120^\circ$ における離脱衝撃圧の Re による変化を示す。 $Re=4.4 \times 10^5$ では、離脱周期の約4 ms, スパイク波の振幅は約60 kPa, 半値幅は800 μ s $\sim$ 1 msである。これに対し、 Re の増加とともに振幅は増加し、周期および半値幅は減少してくる。特に、 $Re=7.2 \times 10^5$ の第2次超臨界域では、それぞれ、2 ms, 260 kPa, 500 μ sの峻烈なスパイク波となる。

図13には、付着キャビテーションが卓越して発生する $Re=6.5 \times 10^5$, $\sigma=2.4$, $\theta=120^\circ$ におけるスパン方向各位置の同時刻の圧力波形とパワースペクトルを示す。スパン中央 ($y=40$ mm) では、付着キャビテーション内にあるためスパイク状の離脱衝撃圧となるのに対し、側壁側 ($y=22$ mm) では、その端面にあたるため衝撃圧は現れず、代わりに後流渦キャビテーションが発生している。

図14には、 $\theta=120^\circ$ における離脱衝撃圧のパワー

スペクトル (100 Hz High Pass) の Re による変化を示す。 $Re=4.4 \times 10^5$ では、乱流はく離による低周波乱れと混合しているため明りょうでないが、 $f_d=280$ Hzの離脱固有スペクトルが現れている。このスペクトルは Re の増加とともに卓越し、 f_d も280 $\sim$ 480 Hzと増加する。また、 $Re=7.2 \times 10^5$ の第2次超臨界域では他のスペクトルに対し、110 kPa²/Hzと非常に高い離脱エネルギーを有していることが特徴的である。

以上のスパイク状の離脱波形は翼形においてもほぼ同一形状を有しているが、その振幅は数十 kPa, 周期は100 ms程度であり⁽⁹⁾、本実験の円柱の場合と大いなる差異がある。この要因として、 Re の相違も考えられるが、翼形の場合は前縁またはその近傍から発生するキャビテーションであり、そのキャビティは付着キャビテーションより安定していると予想されること、さらに、円柱の場合は、乱流はく離後流を伴うことなどの流れパターンの相違が挙げられよう。

図15には、キャビテーション未発生時のストローハル数 St (付着キャビテーション時もほぼ同一の値をとるがスペクトル的に明りょうでないのをこれを用いた) と離脱無次元振動数 S_d を示す。 St は $Re < 6.5 \times 10^5$ で約0.21程度であるのに対し、 $Re > 6.5 \times 10^5$ の

図12 離脱衝撃圧の Re による変化 ($\sigma=2.4$, $\theta=120^\circ$)

($Re=6.5 \times 10^5$, $\sigma=2.4$, $\theta=120^\circ$)

図13 離脱衝撃圧のスパン方向変化

図14 離脱周波数の Re による変化

図 15 ストローハル数と離脱無次元周波数

第2次超臨界域では急激に増加する。一方、 S_d は S_t と同様に超臨界域では、ほぼ一定の1.8の値をとるが第2次超臨界領域では逆にわずかながら減少傾向にある。

図16には、 $\sigma=2.4$, 250 Hz~1 kHz 帯域の σ' の θ による変化を示す。超臨界域、第2次超臨界域いずれの場合も $\theta=120\sim130^\circ$ において σ' が最大となる。また、図4の壁面の計測結果ではその大きさは Re によらずほぼ一定の $\sigma'=0.025\sim0.030$ を示すのに対し、円柱表面では、第2次超臨界域の最大 σ' は超臨界域の約3倍強の0.35と差異を示し、図4の結果の約10倍の値となっている。

5. 結 言

$4.0 \times 10^5 < Re < 7.0 \times 10^5$ の超臨界域における円柱まわりのキャビテーション様相と変動圧特性を、二次元キャビテーション水槽を用いて高速瞬間写真および時系列解析により、実験的に明らかにした。その主な結果を要約すると、

(1) 乱流後流中に発生するキャビテーションは円柱表面に端を有する渦系構造を示し、主として円柱前部岐点からの角度 $\theta=160^\circ$ 付近に円柱上下面対となって、側壁近傍に頻繁に発生する。この渦コア内では、 $-60\sim-80$ kPa程度の負の衝撃圧を伴っており、その持続時間は2.5~5 msである。

(2) 付着キャビテーションは低周波のカルマン渦の変動圧周期に呼応して間欠的に初生する。また、初生点は乱流はん点の高周波変動圧が現れる乱流遷移域と符合しており、この高周波変動圧がキャビテーション気泡核の成長に対する励起効果の役割を果たしてい

図 16 変動キャビテーション係数

る可能性がある。

(3) 円柱の付着キャビティはクリア部、遷移波部およびクラウド部から構成されており、この遷移波の周波数は乱流はん点の高周波帯域とほぼ一致している。その離脱様相はこのクリアキャビティとクラウドキャビティ部の境界より、湾曲形状を成しながら気泡群が離脱し、そのスパイク状離脱衝撃圧の振幅、周期、パルス幅は翼形のそれと大きさが異なっている。また、これらの諸量は、 Re に依存し、特に第2次超臨界域では、それぞれ260 kPa, 2 ms, 500 μ s程度の峻烈なスパイクパルスとなって離脱する。

文 献

- (1) Johansson, C. A., 12th Int. Towing Tank Conf., (1969), 381.
- (2) 伊藤・大場, 機論, 49-447, B (1983), 2257.
- (3) Arakeri, V. H. and Acosta, A. J., Trans. ASME, J. Fluid Eng., 95-4 (1973), 519.
- (4) Arndt, R. E. A. and George, W. K., Proc. 12th Symp. on Naval Hydrodynamics, (1978), 327.
- (5) Ihara, Az. and Murai, H., ASME, FED, 16 (1984), 121.
- (6) Arakeri, V. H., Trans. ASME, J. Fluid Eng., 97-1 (1975), 82.
- (7) Ling, S. C., 文献(5)の49ページ.
- (8) 松平・伊藤, 機論, 54-508, B (1988), 1.
- (9) 西山, 機論, 50-452, B (1984), 907.
- (10) 久保田・ほか3名, 造船論, 160 (1986), 78.
- (11) 伊藤・ほか4名, 機論, 54-503, B (1988), 1555.
- (12) Kato, H., ASME, FED, 31 (1985), 13.
- (13) 山樹・横溝, 機論, 43-369 (1977), 1829.
- (14) 松平, 都立科技大報告, 1 (1987), 37.
- (15) 松井, 航空宇宙学会誌, 20-226 (1972), 610.
- (16) 山崎, キャビテーション工学, (1979), 161, 日刊工業新聞社.
- (17) Brennen, C., J. Fluid Mech., 44-1 (1970), 33.
- (18) Holl, J. W. and Carroll, J. A., Trans. ASME, J. Fluid Eng., 103 (1981), 415.

討 論

〔質問〕 佐藤 恵一〔金沢工業大学〕

詳細な実験そして貴重なデータおよび成果に敬意を表す。下記の点についてご教示願いたい。

(1) 超臨界域におけるキャビテーションの発生形態をキャビテーション係数 σ を用いて定量的に分類しておられるが、それぞれの領域境界の σ 値はレイノルズ数あるいは水槽の閉そく比などによって、どの程度影響されるのか。

(2) 図6などによれば変動圧は σ に対して($\sigma > 2$ において)かなり変化しているが、図4ではほとんど変化は認められない。その理由は単に測定場所の相違にあると考えてよいのか。

(3) 後流渦キャビテーションは円柱にほぼ垂直に側壁近くに生じるとのことだが、円柱と側壁との干渉による馬てい形渦との関連はいかがか。

〔回答〕 (1) 本実験の Re 数変化は流速変化を意味しているが、超臨界域での付着キャビテーション初生・カルマン渦キャビテーション発生境界の σ 値の Re 数による差異はたかだか $\sigma \pm 0.1$ の実験誤差内の

大きさであり、写真観察結果からも、その様相に定性的な変化は認められないことから、本実験範囲でのキャビテーションにかかわる定常的な諸量への Re 数の影響は小さいと考えている。

閉そく比の σ 値に与える影響は検討していない。しかしながら、今回用いた閉そく比において、キャビテーション未発生時のフローパターンに与える上下壁の影響は少ない結果⁽⁸⁾は得ている。

(2) ご指摘のとおり、測定位置の相違による結果であり、付着キャビテーション領域における円柱近傍の局所的な変動圧の特性は、側壁位置では十分補そくしえないことを意味している。

(3) 側壁近くで多発する後流渦キャビテーションは、円柱と側壁境界層との干渉による三次元的な渦に依存することは明白な事実であるが、その発生因は円柱スパン方向に非定常的な循環分布を有する結果生ずる馬てい形渦よりは、むしろ乱流後固有の渦構造による寄与が大きいと考えている。