

翼列キャビテーションサージの振動特性と脈動現象発生機構の解明*

伊賀 由佳^{*1}, 橋爪 圭^{*2}
吉田 義樹^{*3}, 井小萩 利明^{*4}Occurrence Mechanism and Oscillation Characteristics of
Pulsation Phenomenon Arising in Cavitation Surge in CascadeYuka IGA^{*5}, Kei HASHIZUME,
Yoshiki YOSHIDA and Toshiaki IKOHAGI^{*5} Institute of Fluid Science, Tohoku University,
2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi, 980-8577 Japan

In this study, numerical analysis of cavitating three-blade flat-plate cascade is performed with paying attention to cavitation surge which is a type of cavitation instabilities. A numerical method employing "locally homogeneous gas-liquid two-phase compressible medium model" is applied to solve the unsteady cavitating flowfield. From results of numerical analysis, few typical tendency of cavitation surge which is well known in experiments was reproduced numerically, that frequency of cavitation surge decreases with lowering σ , and that cavitation surge is easy to occur at low flow rate condition. Additionally, mechanism of pulsation phenomenon of cavitation surge in flat-plate cascade was clarified, that collapse pressure of cloud cavity in downstream of cascade propagates to upstream on contact with re-entrant jet which is flowing backward inside a sheet cavity and causes oscillation in upstream pressure, also that negative angle of attack and choking of cascade throat are considered to cause of oscillation in flow rate. About dynamic transfer function of cavitation, certain degree of possibility was confirmed in quasi-steady mass flow gain factor M_{quasi} and cavitation compliance K_{quasi} for prediction of occurrence limit of cavitation instabilities. Additionally, for prediction of frequency of cavitation surge, it was confirmed that local cavitation compliance K_{local} is more available than quasi-steady K_{quasi} .

Key Words: Cavitation Surge, Flat-Plate Cascade, Locally Homogeneous Model, Mass Flow Gain Factor, Cavitation Compliance

1. 結 言

「キャビテーション現象」は、高速流体機械の羽根車の低圧部において液相が気相へと相転移する現象であり、その非定常性や壊食性が流体機械の振動・騒音、性能低下や損傷などの原因となることで知られている。今日の流体機械の高速・小型化に伴い、キャビテーションの発生はいたるところで見受けられる。国産のロケットである H-IIA に搭載されている液体酸素・液体水素ターボポンプは、高馬力かつ小型軽量化がなされており、ターボポンプインデューサではキャビテーションは不可避免的に発生する。インデューサに発生するキャビテーションは、「キャビテーション不安定現象」を引き起こす場合があり、代表的なキャビテーシ

ョン不安定現象には、配管系の流量・圧力の大規模な脈動を伴うキャビテーションサージと、回転非同期の軸振動の原因となる旋回キャビテーションなどがある。液体ロケットのターボポンプでは、ポゴ防止装置の設置⁽¹⁾や、インデューサ入口部のケーシング径の拡大⁽²⁾などにより、キャビテーションサージや旋回キャビテーションの発生を抑制する方法が採用されている。しかしながら、インデューサでキャビテーション不安定現象が発生した際の流れ場の時空間分布については、高速回転機械であるため、実験的に解析することは容易ではない。それ故、キャビテーション不安定現象に関しては、古くから線形理論解析による研究が盛んに行われてきた⁽³⁾。しかし、線形理論解析は発生限界や振動数の予測には有効であるものの、本来、非線形大規模振動であるキャビテーションサージが発生した際の流れ場を再現することはできない。よって、流れ場中の詳細な情報を得ることが可能な数値シミュレーシ

* 原稿受付 2007年9月20日。

^{*1} 正員, 東北大学流体科学研究所(☎980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1)。^{*2} 東北大学流体科学研究所。^{*3} 正員, 宇宙航空研究開発機構(JAXA)(☎981-1525 角田市君萱字小金沢1)。^{*4} 正員, フェロー, 東北大学流体科学研究所。

E-mail: iga@ifs.tohoku.ac.jp

オンによるキャビテーションサージの解析が有効となる。

著者らはこれまでの研究で、非定常数値解析に適したキャビテーション数値解析手法を提案し⁽⁴⁾、シートキャビテーションのブレイクオフ現象の振動周波数を数値的に再現し⁽⁵⁾、さらに翼列で発生するブレイクオフ現象の二種類のメカニズムを解明した⁽⁶⁾。また、三枚周期翼列において、発生メカニズムの異なる三種類のキャビテーション不安定現象を、個々の現象に対するモデルや境界条件を追加することなく再現し⁽⁶⁾、キャビテーションサージが低流量領域で発生することや、超同期旋回キャビテーションおよび旋回失速キャビテーションの伝播速度比など、実験で知られているキャビテーション不安定現象の特性を定性・定量的に再現した⁽⁶⁾。さらに、翼列翼面に設けたスリットを通過するジェット流れの作用により、キャビテーション不安定現象の発生が抑制できる可能性を見出した⁽⁷⁾。このように、著者らの開発したキャビテーション数値解析手法は、非定常キャビテーションの振動特性と流体機械システムとの相互作用により発生するキャビテーション不安定現象の数値的再現に有効であることが確認されている。

そこで本研究では、三枚周期平板翼列に発生する非定常キャビテーションの数値解析により、キャビテーションサージの発生予測を行い、発生したキャビテーションサージの振動特性や脈動現象発生メカニズムについて解明を行う。また、キャビテーションサージの非線形大規模振動データから、線形理論に基づくキャビテーションの動的特性量（マスフローゲインファクタ M 、キャビテーションコンプライアンス K ）を評価する方法について提案し、その有効性を検討する。

2. 数値解析手法

2・1 気液二相局所均質媒体モデル 本研究に用いるキャビテーション数値解析モデル「圧縮性気液二相局所均質媒体モデル」は、気液二相媒体を擬似単相媒体と考え、1つの連続体として取り扱うことにより、キャビテーション流れに対してN-S方程式を適用可能としたものである。このとき支配方程式は、気液二相媒体を圧縮性N-S方程式と同様の形で表現し、さらに気相の質量保存の式を追加した、次の「圧縮性気液二相N-S方程式」となる。

$$\mathbf{Q} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho Y \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ \rho U Y \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ \rho V Y \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\mathbf{E}v = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{yx} + \xi_y \tau_{yy} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}v = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{yx} + \eta_y \tau_{yy} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Gamma \end{pmatrix}$$

上式は一般曲線座標系 (ξ, η) で表しており、 J は変換のヤコビアン、 U, V は反変速度であり、 Y は気相の質量分率である。ここで、常温水のキャビテーションにおける温度分布は極微小であることが知られているため、本研究では計算負荷低減のために293.15Kの等温場を仮定し、エネルギー式の計算を省略した。応力テンソル τ の評価に用いる気液二相粘性係数 μ は以下のように評価した⁽⁸⁾。

$$\mu = (1 - \alpha)(1 + 2.5\alpha)\mu_l + \alpha\mu_g \quad (2)$$

ここで、 α は気相の体積分率（ボイド率）、添え字 g, l はそれぞれ気相と液相を意味する。

支配方程式(1)は「圧縮性気液二相局所均質媒体状態方程式」を用いて閉じる。状態方程式は、圧縮性を考慮した液相と、理想気体を仮定した気相を、熱および圧力に関する局所平衡を仮定し、ボイド率で線形結合することにより次のように導出される。

$$\rho = \frac{p(p + p_c)}{K_l(1 - Y)p(T + T_c) + R_g Y(p + p_c)T} \quad (3)$$

ここで、 K_l は液体定数、 R_g は気体定数であり、 p_c および T_c は液体の圧力定数および温度定数である。

状態方程式(3)より求めた気液二相局所均質媒体の音速は、ボイド率変化に対して実験値との良い一致が確かめられている⁽⁴⁾。よって本媒体モデルは、キャビテーションとシステムとの干渉の解析の際に重要となる、液体と気体が混在する流れ場における圧力波の伝播の再現に有効である。

生成項 \mathbf{S} 中の Γ は瞬時平衡の蒸発を表す蒸発速度であり、式(1)を $\mathbf{S} = 0$ として解くことで得られる予測子 p^*, Y^*, ρ^* を用いて、次式のように p, Y, ρ を修正することにより表現される。

$$\begin{aligned} \rho^{n+1} &= \rho^* \\ p^{n+1} &= \delta p^* + (1 - \delta)p_v \\ Y^{n+1} &= \delta Y^* + (1 - \delta)(Y^* + \Delta Y) \\ &= \delta Y^* + (1 - \delta) \frac{p_v(p_v - p_c) - \rho^* K_l p_v (T + T_c)}{\rho^* R_g (p_v + p_c) T - \rho^* K_l p_v (T + T_c)} \end{aligned} \quad (4)$$

この瞬時平衡蒸発モデルは計算の各時間刻み内に相変化が平衡状態になるというものである。そのため、蒸発速度に経験的なモデル定数を必要とせず、また、急激な圧力変化に対しても安定であるため、急激な圧力勾配が伝播するキャビテーションサージが発生した流れ場と、発生しない流れ場を、区別することなく一括して取り扱うことができる。

本数値解析手法では、密度不連続面であるキャビティ界面はボイド率の勾配として表現され、圧縮性流体の接触不連続問題と同様の手法で取り扱うことができる。よって、キャビティ界面の解像度が計算格子に依存するという欠点を持つ反面、キャビティの形状は制限を受けないという利点がある。これにより、初生近傍を除く広範囲のキャビテーション係数および流量係数の解析に適用可能である。

2・2 数値解法 支配方程式(1)の解法には、有限差分法を用いて離散化し、気液界面のような密度不連続面における解の単調性を維持する必要があるため TVD スキームを採用した。具体的には、時間・空間精度がともに2次精度である TVD-MacCormack 法⁹⁾を用いた。また、キャビテーション不安定現象の解析に対して適切な乱流モデルが現在のところ確認されていないため、本研究では層流解析を行った。

2・3 計算条件 対象とする翼列流れ場は、図1に示すようなコード長 $C=0.1\text{ m}$ 、ソリディティ $C/h=2.0$ 、食違い角 $\gamma=75^\circ$ の厚みなし平板翼列である。一流路の計算格子数は 261×71 、計算領域入口境界は翼前縁から $L=2C$ 上流、出口境界は翼後縁から $3C$ 下流である。入口境界には流入角度、全圧およびボイド率一定の条件を、出口境界には静圧一定の条件、翼面上には滑りなし条件を与えた。さらに、三流路ごとに周期境界条件を課すことにより、旋回キャビテーションのような周方向の伝播現象において伝播方向の評価を可能とした。各流路におけるキャビティ体積不均一を引き起こす擾乱は、人工的に境界条件として変動を与えるのではなく、打ち切り誤差による計算格子座標の非対称性（ポンプブレードで言うところの工作誤差に相当）により生じる。三枚周期翼列において、三つの翼を翼列の反回転方向に Blade1, Blade2, Blade3 と呼ぶ。流入条件は、流入速度を約 $U_m = 12\text{ m/s}$ 、迎角はキャビテーションサージの発生しやすい低流量条件となるように $\alpha_m = 9^\circ$ (α_1) と 9.5° (α_2) で一定とした。また、出口境界における静圧 p_{out} を変えることによって14ケースのキャビテーション数 σ についてそれぞれの迎角で計算を行った。キャビテーション係数 σ 、流量係数 ϕ 、および静圧係数 ψ は次の様に算出される。

$$\text{キャビテーション数 } \sigma = \frac{p_{in} - p_v}{1/2 \rho_{in} U_m^2} \quad (5)$$

$$\text{流量係数 } \phi = \frac{U_a}{U_t} \quad (6)$$

$$\text{静圧係数 } \psi = \frac{p_{out} - p_{in}}{\rho_{in} U_t^2} \quad (7)$$

ここで、 U_t , U_a はそれぞれ U_m の翼列周方向成分および軸方向成分であり、 p_{in} , p_v は翼列上流圧力および密度である。 σ , ϕ および ψ は計算結果の時間平均値より算出する。 ϕ は迎角一定の場合、 $\alpha_m = 9^\circ$, 9.5° はそれぞれ $\phi = 0.105$, 0.0963 に対応する。なお、既報では同翼列配置に対して、本研究よりも高流量である 3° , 5° , 7° ($\phi = 0.213$, 0.176 , 0.141) の計算を行っている⁶⁾。また、翼列上流変動圧力から時間平均圧力を引いた波形に対して二乗平均平方根 p_{rms} を求め、変動の大きさを評価する。

3. 結果および考察

3・1 キャビテーション不安定現象の発生予測 はじめに、全28ケース ($\sigma = 0.072 \sim 0.79$, $\alpha_m = 9^\circ$, 9.5°) の計算結果から、流れ場の様相と、キャビティ体積、および翼列上流圧力・流量の時間波形を求め、キャビテーション不安定現象の発生の有無を判定した。その結果を翼列の揚程に載せて図2に示す。キャビテーションの成長（キャビテーション数 σ の低下）に伴い、まず超同期旋回キャビテーション (Super-S R.C.) の発生が認められた。その後、揚程が低下し始める辺りからキャビテーションサージ (Cavitation Surge) の発生が多く確認された。キャビテーションが成長し、揚程が低下した領域では亜同期旋回キャビテーション (Sub-S R.C.) が発生した。このキャビテーションサージの発生領域は、同ソリディティのヘリカルインデューサの実験¹⁰⁾でキャビテーションサージの発生が確認された領域とよく一致している。

キャビテーション不安定現象が発生しなかったケース ($\phi = 0.105$, $\sigma = 0.261$, $\psi = 0.180$) における、3つの翼それぞれに発生したキャビティの体積、翼列全体の総キャビティ体積、および翼列上流圧力の時間変動波形を図3に示す。ここで、キャビティ体積はスパン方向を 1 m として換算し、上流圧力変動は翼前縁から $L=2C$ 上流における周方向空間平均の静圧を用いた。3つの

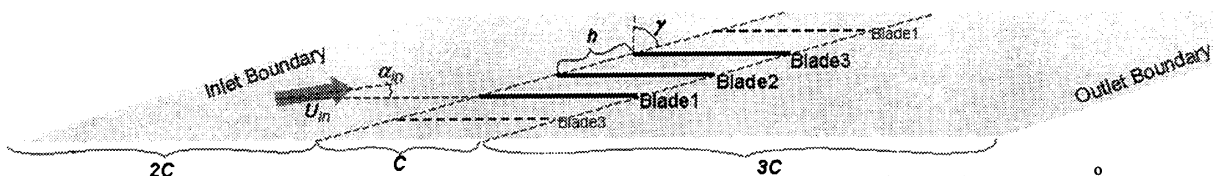


Fig.1 Schematic diagram of present three-blade flat-plate cascade ($C/h=2.0$, $\gamma=75^\circ$)

翼に発生したキャビティの体積変動では、その変動周期に規則性が全くないことがわかる。また、総キャビティ体積、翼列上流圧力ともに、周期性のない不規則な変動をしており、その振幅は大きくはない。

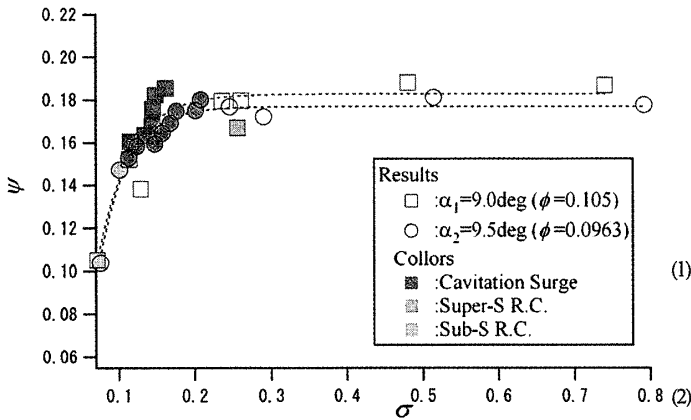


Fig.2 Time averaged head of present three-blade cascade versus cavitation number

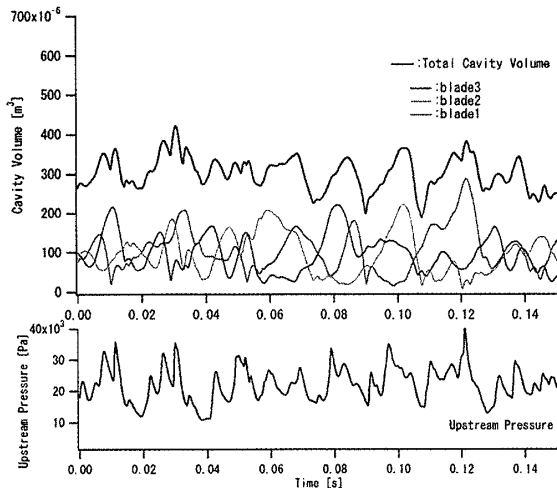


Fig.3 Wave form of variation of cavity volume and upstream pressure under condition of "non-cavitation instabilities" ($\phi = 0.105, \sigma = 0.256, \psi = 0.167, p_{rms} = 5.31 \times 10^3$)

次に、超同期回転キャビテーション発生時 ($\phi = 0.105, \sigma = 0.256, \psi = 0.167$)におけるキャビテーションの様相の時間変化をボイド率分布で図4に示す。ここで、白い領域がキャビテーションの発生している領域である。3つの翼に発生したシートキャビティのうち、一番体積の大きいキャビティに注目すると、Blade3 → Blade2 → Blade1 → Blade3 → ...の順に移動していることがわかる。このとき、翼列を回転体として静止系から見れば、キャビティ体積の不均一性が翼列の回転方向に伝播しているように見えることより、本現象が超同期回転キャビテーションであることがわかる。本ケースでの、それぞれの翼に発生したキャビティ体積、翼列全体の総キャビティ体積、および翼列上流圧力の時間変動波形は図5のようになっている。キャビティ体

積が最少になる時刻に注目すると、Blade3 → Blade2 → Blade1 →の順にキャビティ体積の不均一性が伝播していることがわかる。このとき、不均一キャビティの伝播速度は平均で $U_{cv} = 3.71 \text{ m/s}$ と見積もられる。一方、静止系から見た翼列の回転速度である流入速度の周方向成分は $U_t = 12.18 \text{ m/s}$ であるので、本ケースで発生した超同期回転キャビテーションの伝播速度比は $(U_t + U_{cv}) / U_t = 1.3$ となり、液体ロケットのインデューサで観測される超同期回転キャビテーション⁽¹¹⁾と同程度の

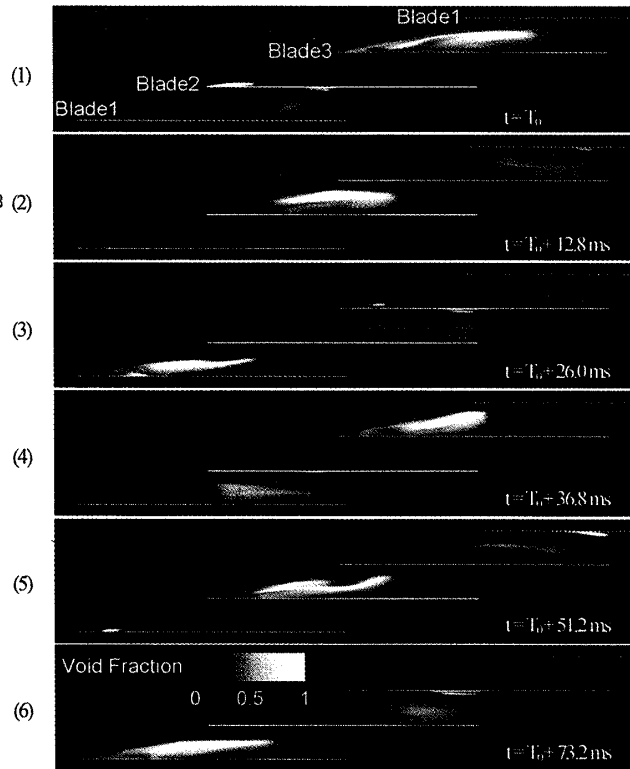


Fig.4 Time evolution of void fraction distributions around three-blade cascade under condition of "super-synchronous rotating cavitation" ($\phi = 0.105, \sigma = 0.256, \psi = 0.167$)

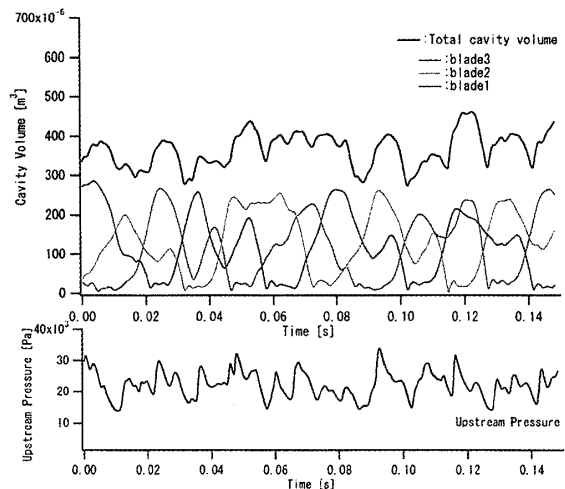


Fig.5 Wave form of variation of cavity volume and upstream pressure under condition of "super-synchronous rotating cavitation" ($\phi = 0.105, \sigma = 0.256, \psi = 0.167, p_{rms} = 4.16 \times 10^3$)

伝播速度を有する現象であることがわかる。また、翼列上流圧力変動の大きさ $p_{rms} = 4.16 \times 10^3$ はキャビテーション不安定現象が発生しなかったケース (図3) の変動 $p_{rms} = 5.31 \times 10^3$ よりも小さいことより、軸方向の流れには振動現象は発生していないことがわかる。

次に、キャビテーションサージ発生時 ($\phi = 0.105, \sigma = 0.162, \psi = 0.186$) におけるキャビテーションの様相の時間変化を、ポイド率分布 (図6) と圧力分布 (図7) で示す。ここでは時間刻みは 0.2ms である。ポイド率分布では、3つの翼に同時に発生・成長したシートキャビティ (図6 (1)) が、翼前縁より同時に破断し (図6 (7)), 翼列スロート内を移動 (図6 (8) - (12)), 下流域へ3つのクラウドキャビティとして同時に放出されていく (図6 (13))。このとき、次のシートキャビティが発生・発達しており、この後、同様のブレイクオフ周期が3つの翼において同位相で繰り返される。放出されたクラウドキャビティは崩壊・再膨張を繰り返しながら下流へと流されるため、翼列下流域ではキャビテーションサージの1周期中に3回の圧力上昇が見られる (図7 (3), (6), (9))。

このケースでの、それぞれの翼に発生したキャビティ体積、翼列の総キャビティ体積、および翼列上流圧力の時間変動波形を図8に示す。3つの翼のキャビティ体積がほぼ同時に振動することによって、先のキャビテーション不安定現象未発生のケースや旋回キャビテーションが発生したケースに比べて、総キャビティ体積が大規模に振動している。また、翼列上流圧力変動の大きさ $p_{rms} = 8.66 \times 10^3$ は旋回キャビテーション発生時に対して2倍に増加し、その振動波形はパルス波状の立ち上がりを見せており、キャビテーションサージ特有の脈動現象の発生が確認できる。この波形は実験で得られているキャビテーションサージの圧力振動波形⁽¹²⁾と良く一致している。本ケースのキャビテーションサージの振動周波数は平均で $f_{ca} = 49.7\text{ Hz}$ であった。また、キャビテーションサージの発生した全ケースについて振動周波数 f_{ca} を求め図9に $\alpha_1 = 9^\circ$ を赤四角、 $\alpha_2 = 9.5^\circ$ を青丸で示す。キャビテーションサージの振動周波数は σ の低下、すなわちシートキャビティの発達に伴い低下している。これは、キャビテーションの発達によってそのばね効果が増加し、系の共振周波数が低下するためであることが実験で知られている⁽¹²⁾。さらに、振動周波数の範囲は 9° で 41.8 Hz ($\sigma = 0.115$) ~ 49.7 Hz ($\sigma = 0.162$), 9.5° で 41.0 Hz ($\sigma = 0.113$) ~ 53.8 Hz ($\sigma = 0.208$) であり、高迎角の方がキャビテーション数範囲、周波数範囲がともに広がっている。これは、低流量、すなわち高迎角のとき、よりキャビテ

ーションサージが発生しやすいという傾向⁽¹³⁾と一致している。以上より、数値解析によってキャビテーションサージの発生特性および振動特性を再現できたと言える。

3・2 脈動現象発生メカニズム キャビテーションサージの発生したケース ($\phi = 0.105, \sigma = 0.162, \psi = 0.186$) における圧力場および速度場を詳細に解析し、平板翼列キャビテーションサージにおける脈動現象の発生メカニズムを解明する。まず、Blade1の翼負圧面およびその翼弦方向の延長上における圧力分布の時間変化を図10に示す。ここで、基準圧には翼列下流の一定圧を用い、最初と最後の時刻は図6および図7と対応しており、時間刻みは 0.08ms である。図10の圧力分布と、先の流れ場の様相から、シートキャビティのブレイクオフが3つの翼で同期した際に翼列上流圧力がパルス波状に振動するメカニズムは、以下のように考えられる。

- $t = T_0 + 3.2\text{ ms}$: 3つのクラウドキャビティが同時に崩壊することにより、翼列下流域の圧力が急激に上昇する
- $t = T_0 + 4.0\text{ ms}$: クラウド崩壊に伴うシートキャビティ後端の逆圧力勾配の上昇が、シートキャビティ内部にリエントラントジェットを誘起する。
- $t = T_0 + 4.8 \sim 8.8\text{ ms}$: リエントラントジェットがシートキャビティ内部をシートキャビティ先端に向かって逆流する。このとき、リエントラントジェットの先端でキャビティが押し潰されるため、翼表面圧力分布に僅かな上昇が見られる。
- $t = T_0 + 9.6\text{ ms}$: 翼前縁近傍でリエントラントジェットが主流と衝突し、水撃により翼負圧面前縁近傍の圧力が急激に上昇する。このときの水撃によりシートキャビティが翼前縁から破断する。
- $t = T_0 + 11.6\text{ms}$: 翼前縁近傍の圧力上昇により、翼列上流域の圧力が上昇する。この瞬時の圧力上昇により、翼列上流圧力振動はパルス波状の波形となり、これが図8の圧力振動波形の第1ピークとなる。
- $t = T_0 + 15.6\text{ms}$: 破断したキャビティが翼列スロートを移動し、翼列の3つの流路を同時に閉塞することにより、流れが減速し、キャビティの上流部分の圧力が上昇する。
- $t = T_0 + 16.4\text{ ms}$: 翼列流路の閉塞による圧力上昇により、翼列上流圧力が再び上昇する。これが図8の圧力振動波形に見られた第2ピークとなる。
- $t = T_0 + 23.6\text{ ms}$: 次のクラウドキャビティが翼列下流域で崩壊し、同様の現象が繰り返される。

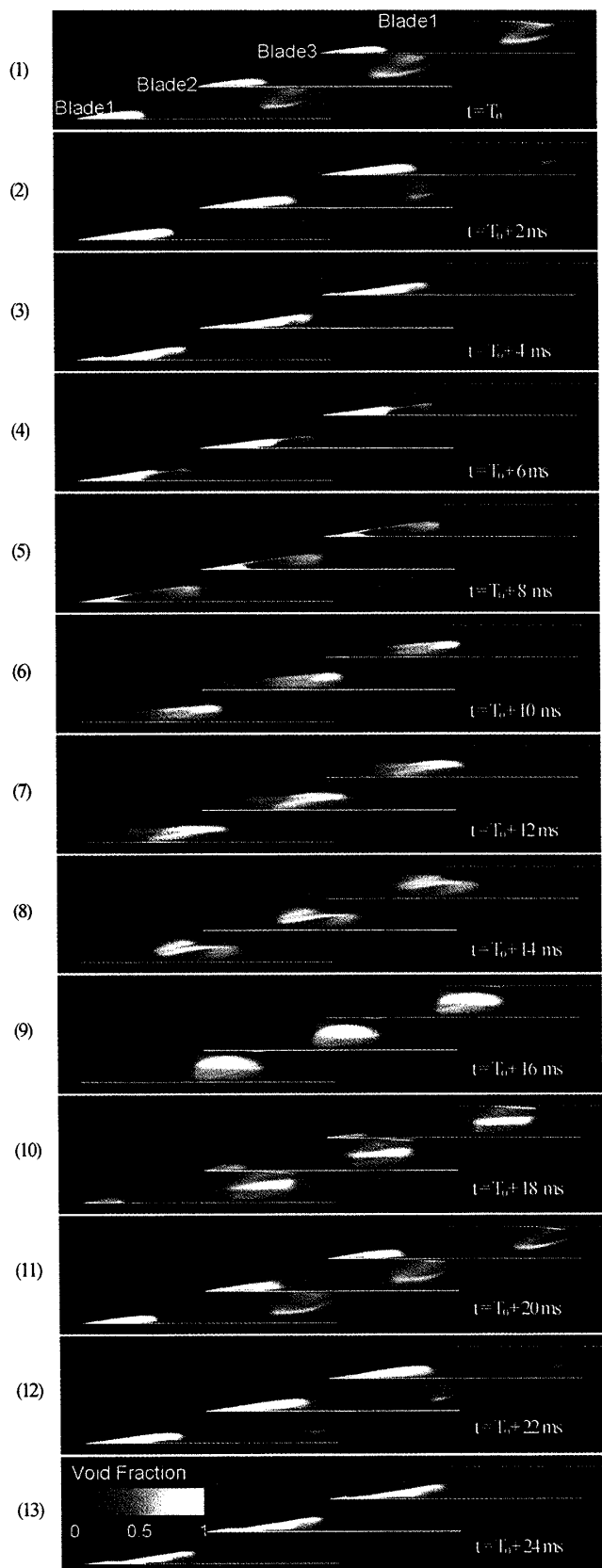


Fig.6 Time evolution of void fraction distributions around three-blade cascade under condition of "cavitation surge" ($\phi = 0.105, \sigma = 0.162, \psi = 0.186$)

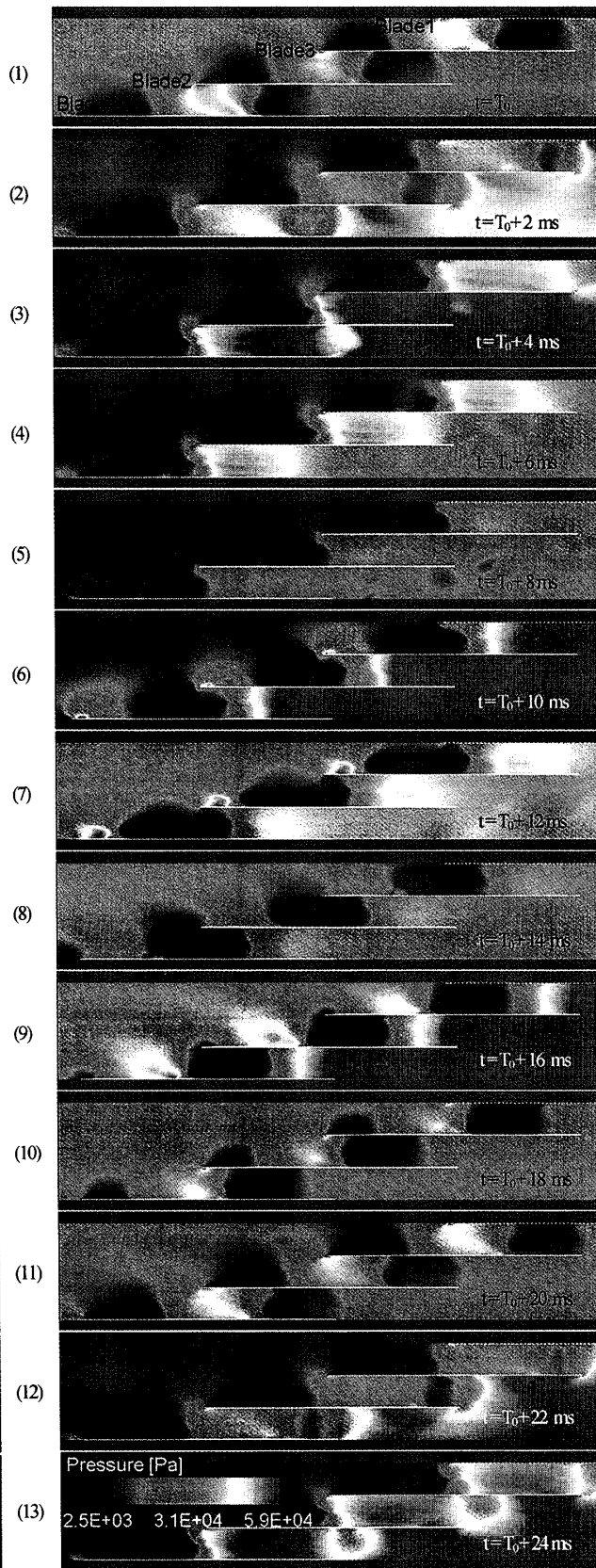


Fig.7 Time evolution of pressure distributions around three-blade cascade under condition of "cavitation surge" ($\phi = 0.105, \sigma = 0.162, \psi = 0.186$)

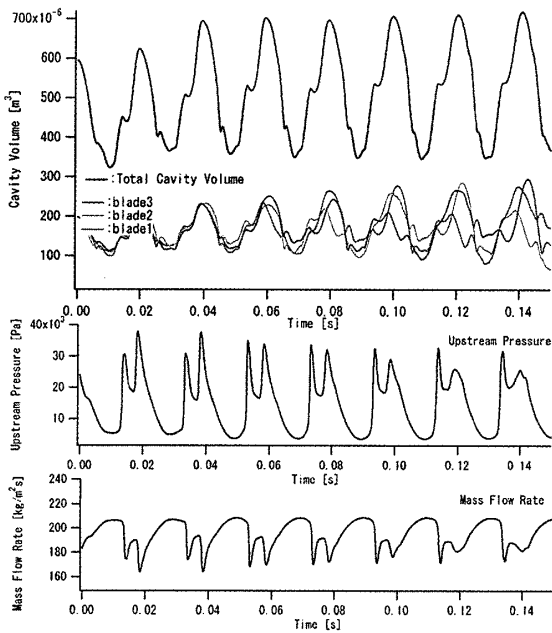


Fig.8 Wave form of variation of cavity volume and upstream pressure under condition of cavitation surge ($\phi = 0.105$, $\sigma = 0.162$, $\psi = 0.186$, $p_{rms} = 8.66 \times 10^3$)

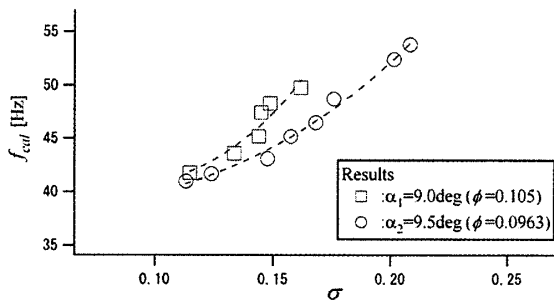


Fig.9 Frequency of cavitation surge arising in present three-blade cascade

図 1 1 に Blade1 の負圧面における $t = T_0 + 4.0$ ms (リエントラントジェット発生) ~ $T_0 + 9.6$ ms (主流と衝突) の質量流束ベクトル分布を示す。ここで、質量流束ベクトル ($\rho u, \rho v$) は速度場を混合密度で重み付けしていることになるため、キャビティ内部のリエントラントジェット (液相) の速度を抽出して観察することができる。このときのリエントラントジェットの移動速度は最大で主流速度の 100% 程度であった。これは、単独翼に発生するシートキャビテーションの実験で得られているリエントラントジェット速度⁽⁴⁾と同じオーダーであるが、単独翼では前縁に近づくにつれて減速するのに対して、本三枚周期翼列では加速しており、傾向が逆になった。これは、本計算ではクラウドの崩壊圧が消滅した後も減速翼列の昇圧効果によりシートキャビティ下流域の圧力が昇圧されたままになるためであると考えられる。

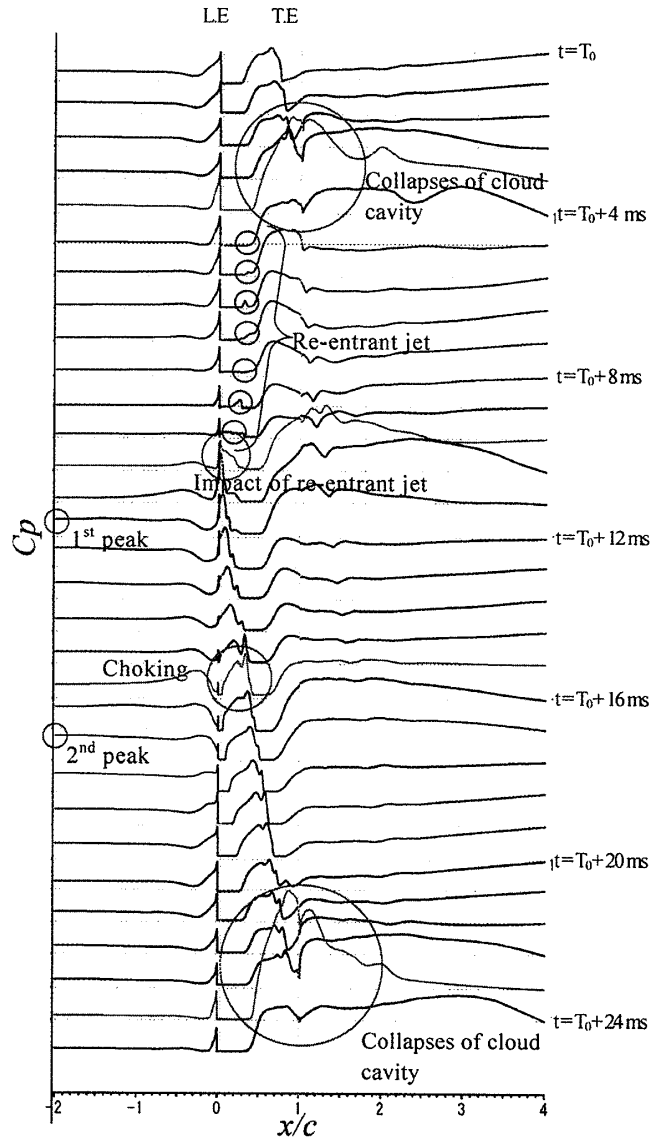


Fig.10 Time evolution of pressure distribution on blade and the extension under condition of cavitation surge ($\phi = 0.105$, $\sigma = 0.162$, $\psi = 0.186$)

図 1 2 に翼前縁近傍での局所迎角の様子を速度ベクトルで示す。ここでベクトルの色は圧力を表している。 $t = T_0 + 10.4 \sim 12.0$ ms において、リエントラントジェットと主流の衝突に伴う圧力上昇により、翼負圧面側の圧力が圧力面側よりも高くなることによって流体が圧力面側へと流れ込み、局所迎角が負になるのが見て取れる。この迎角の逆転や、破断したキャビティによる流路閉塞の影響によって、翼列入口の速度三角形が周期的に大きく変化することにより、キャビテーションサージ発生時には、圧力だけでなく流量も大規模に振動するものと考えられる。

以上より、翼列下流域で発生したクラウド崩壊圧が、シートキャビティ内を逆流するリエントラントジェットを介して翼列上流域へと伝わり、大規模な圧力振動を引

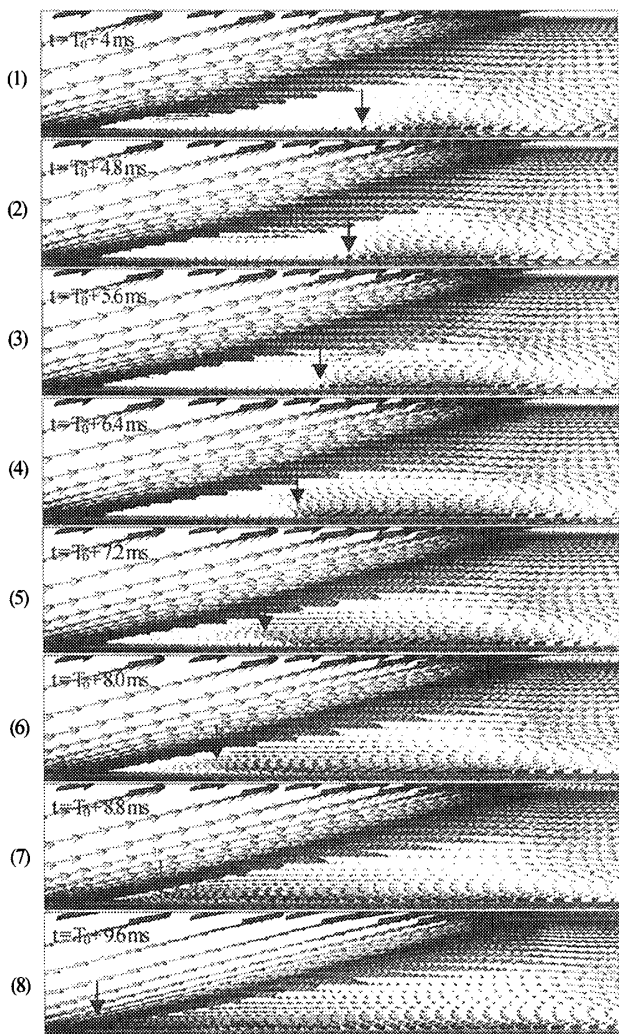


Fig.11 Time evolution of mass flux vectors around sheet cavitation under condition of cavitation surge ($\phi = 0.105, \sigma = 0.162, \psi = 0.186$)

き起こし、さらに、それに付随して発生する局所迎角の逆転や流路閉塞が大規模な流量振動を引き起こすという、平板翼列キャビテーションサージにおける脈動現象の発生メカニズムが解明された。

3・3 動的特性量 (M・K) の評価 キャビテーション不安定現象の発生限界や周波数については、線形解析により理論的に求められている。しかしながら、実際にキャビテーションサージが発生した流れ場では、圧力・流量の非線形大規模振動である脈動現象が発生しているために、線形理論の変動量を直接求めることはできない。そこで、線形理論に基づくキャビテーションの動的特性量であるマスフローゲインファクタ M およびキャビテーションコンプライアンス K を、キャビテーションサージが発生した非線形大規模振動データから評価する方法について検討する。

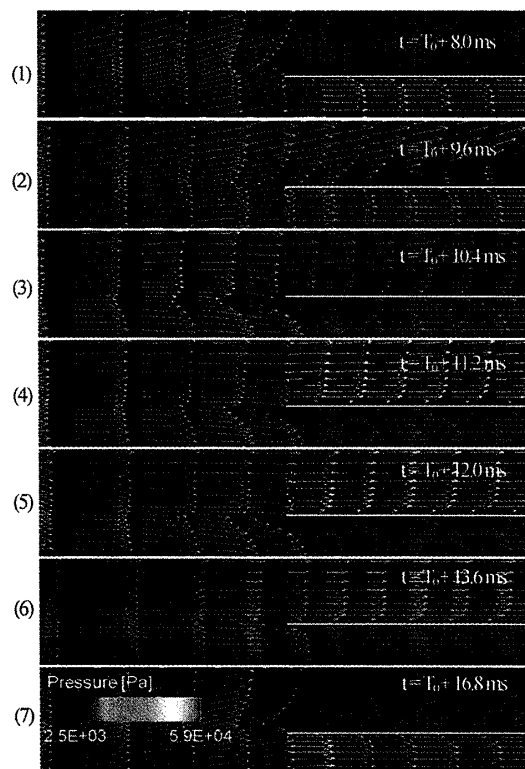


Fig.12 Time evolution of velocity vectors and pressure in the vicinity of leading edge under condition of cavitation surge ($\phi = 0.105, \sigma = 0.162, \psi = 0.186$)

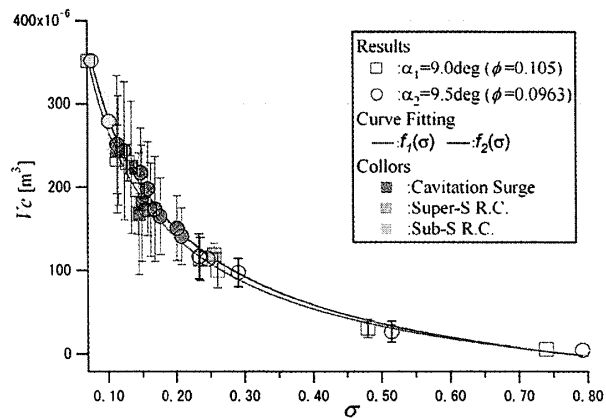


Fig.13 Time averaged cavity volume in present three-blade cascade versus cavitation number

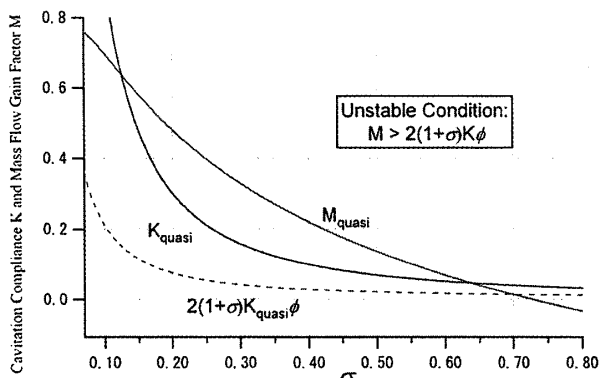


Fig.14 Quasi-steady mass flow gain factor M_{quasi} and cavitation compliance K_{quasi} of present three-blade cascade versus cavitation number ($\phi = 0.105$)

まず、線形解析における M および K は次のように定義される。

$$M \equiv \frac{1}{h^2} \left(\frac{\partial V_c}{\partial \alpha_{in}} \right)_{\sigma_{in}}, K \equiv -\frac{1}{h^2} \left(\frac{\partial V_c}{\partial \sigma_{in}} \right)_{\alpha_{in}} \quad (8)$$

上式のように、 M は翼列上流キャビテーション数（静圧）を一定としたときの迎角（流量）変動に対するキャビティ体積の変化量から求まり、 K は逆に、迎角を一定としたときのキャビテーション数の変動に対するキャビティ体積の変化量で定義されている。脈動現象が発生した際には、図8に示すように翼列上流の圧力および流量が同時に振動するため、 M および K を分離して(8)式からは評価できない。そこで、各ケースでの時間平均の情報から M および K を準定常的に求めることにする。図13に翼1枚あたりの時間平均キャビティ体積のキャビテーション数 σ に対する変化を $\alpha_1=9^\circ$ を赤四角、 $\alpha_2=9.5^\circ$ を青丸で示す。それぞれの迎角において累乗関数 $f(\sigma) = c_0 + c_1 \sigma^2$ (c_0, c_1, c_2 : 定数) を用い近似曲線を求めると、キャビティ体積変化は σ に関する連続関数 $f_1(\sigma)$ および $f_2(\sigma)$ で表せる。この関数を用い、 α_1 ($\phi=0.105$) の M および K の定義式(8)を表現すると、次のようになる。

$$M_{quasi} = \frac{1}{h^2} \frac{f_1(\sigma) - f_2(\sigma)}{\alpha_1 - \alpha_2}, K_{quasi} = -\frac{1}{h^2} f_1(\sigma) \quad (9)$$

図13の $f_1(\sigma)$ および $f_2(\sigma)$ から準定常マスフローゲインファクタ M_{quasi} と準定常キャビテーションコンプライアンス K_{quasi} を求めると、 σ に対して図14のような分布となる。次にこの M_{quasi} および K_{quasi} の値の有効性について検討する。

<不安定現象発生条件>

線形理論解析におけるキャビテーション不安定現象の発生条件は以下のようになっている⁽¹⁵⁾。

$$M > 2(1+\sigma)K\phi \quad (10)$$

上式の右辺に相当する $2(1+\sigma)K_{quasi}\phi$ を図14に赤点線でプロットすると、 α_1 でキャビテーション不安定現象の発生した $\sigma = 0.072 \sim 0.256$ は(10)式の不等条件を満足しており、数値解析結果の時間平均値から求めた M_{quasi} および K_{quasi} が理論解析の発生条件と矛盾しないことが確かめられた。一方、キャビテーション不安定現象の発生上限は数値解析結果では $\sigma = 0.256$ 、図14の準定常評価では $\sigma = 0.70$ と、かなりの違いが出た。これは、線形理論解析による条件式(10)が非線形現象の発生限界を厳密には表現できていないという結果を示しているが、ここには、キャビティ体積の近似曲線 $f_1(\sigma)$

と $f_2(\sigma)$ の差が小さいことにより近似精度の影響が M の評価に大きく現れるということも多分に含んでいる。

<キャビテーションサージ周波数>

キャビテーションサージの周波数 f は、線形理論解析では以下のように求まっている⁽¹⁵⁾。

$$f = \frac{U_t}{2\pi} \frac{1}{\sin(\gamma + \alpha_{in}) \sqrt{2KLh}} \quad [\text{Hz}] \quad (11)$$

32節で詳細に解析したキャビテーションサージの発生したケース ($\sigma = 0.162$, $\phi = 0.105$, $U_t = 12.51$ m/s, $f_{ca} = 49.7$ Hz) について、準定常キャビテーションコンプライアンス K_{quasi} から理論周波数 f_{quasi} を算出すると、

$$K_{quasi} = 0.422, f_{quasi} = 21.8 \quad [\text{Hz}]$$

となり、実際の振動周波数 $f_{ca} = 49.7$ Hz よりも 56% 程度過小評価された。

次に、計算の境界条件を変更し、1ケースの非線形振動データの振幅から局所キャビテーションコンプライアンス K_{local} を求め、キャビテーションサージの理論周波数を求める。境界条件は、入口境界で全圧を一定としていたものを流入速度一定と変更することにより、流量一定の下、圧力のみの変動を可能とした。このとき、 K_{local} はキャビテーションサージ発生時のキャビティ体積振動の振幅 ΔV_c および翼列上流静圧振動の振幅 Δp_m を用いて、

$$K_{local} = -\frac{1}{h^2} \left(\frac{\Delta V_c}{\Delta p_m / 0.5 \rho_{in} U_{in}^2} \right)_{Q_{in}} \quad (12)$$

のように求められる。準定常 K_{quasi} はキャビテーションの時間平均特性を表現したもの（時間平均キャビティ体積の σ に対する変化率）、局所 K_{local} はキャビテーションの振動特性を表現したもの（上流圧力振動の大きさに対するキャビティ体積振動の大きさ）という意味を持つ。本境界条件での計算結果のうちキャビテーションサージの発生したケース ($\sigma = 0.170$, $\phi = 0.105$, $U_t = 12.33$ m/s, $f_{ca} = 46.9$ Hz) について、 K_{local} および理論周波数 f_{local} を算出すると、

$$K_{local} = 0.0780, f_{local} = 50.0 \quad [\text{Hz}]$$

となり、実際の振動周波数 $f_{ca} = 46.9$ Hz に対して 6% の過大評価であり、ほぼ等しい周波数が得られたと言える。以上をまとめると表1のようになる。本結果より、キャビテーションサージの振動周波数の予測に用いる K は、キャビテーションの振動特性を表現したものである必要がある、すなわち局所評価を行う必要があることがわかった。なお、変更後の境界条件で準定常 K_{quasi} を求める場合でも時間平均特性という本質は変わらないため、同様の結果が得られると予想される。また、この f_{local} の

評価は、計算により振動周波数が既に得られている振動データから振動周波数を求めるものであり、翼列上流に変動を与えて未知のキャビテーションサージ周波数を予測するものではない。よってこれは、 K の評価法によっては、線形理論解析による周波数の式(11)が非線形振動現象に対して有効であるということの意味する。

Table 1 Comparison of theoretical frequency and result of numerical simulation in cavitation surge ($\phi = 0.105$)

Qasi-Steady Evaluation (K_{quasi})		
Computational Result f_{cd}	Analytical Frequency f_{quasi}	Error
49.7 Hz	21.8 Hz	-56%
Local Evaluation (K_{local})		
Computational Result f_{cd}	Analytical Frequency f_{local}	Error
46.9 Hz	50.0 Hz	+6%

4. 結 言

本研究では、三枚周期平板翼列に発生する非定常キャビテーションの数値解析により、キャビテーションサージの振動特性や脈動現象発生メカニズムについて考察した。得られた結果を要約すると以下ようになる。

- ・キャビテーションサージの発生予測により、その振動周波数が σ の低下に伴い減少することや、低流量でよりキャビテーションサージが発生しやすいことなど、実験的によく知られた傾向を数値解析によって再現した。
- ・翼列下流域で発生したクラウド崩壊圧が、シートキャビティ内を逆流するリエントラントジェットを介して翼列上流域へと伝わり、大規模な圧力振動を引き起こし、さらに、それに付随して発生する局所迎角の逆転や流路閉塞が大規模な流量振動を引き起こすという、平板翼列キャビテーションサージにおける脈動現象の発生メカニズムを解明した。
- ・キャビテーション不安定現象の発生条件に関して、非線形振動の時間平均値からマスフローゲインファクタおよびキャビテーションコンプライアンスを準定常的に求め、線形理論解析による条件式に適用することにより、キャビテーション不安定現象の発生をある程度予測できることを示した。
- ・キャビテーションサージの振動周波数に関して、キャビテーションコンプライアンスを局所的に評価することにより、線形理論解析による周波数式が非線形振動現象に対して有効となることを示した。

文 献

(1) Morino, M., et al., 1989, "(Vision and Description)

POGO fluctuation in Liquid Rocket", Turbomachinery, Vol.17 No..8, pp.516-525 (in Japanese)

(2) Shimagaki, M., et al., 2005, "Effect of the Casing Configurations on the Internal Flow and Unsteady Pressure Fluctuation in Rocket Pump Inducer", Trans. Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol.53 No.617, pp.266-273 (in Japanese)

(3) Tsujimoto, Y., Kamijo, K., Yoshida, Y., 1993, "A Theoretical Analysis of Rotating Cavitation in Inducers", J. Fluids Engineering, Trans. ASME, Vol.115, pp.135-141

(4) Iga, Y., et al., 2002 "Numerical Analysis of 2-D Unsteady Cavitating Flow Around Hydrofoils in Cascade", Trans. JSME, Series B, Vol.68 No.666, pp.368-374, (in Japanese)

(5) Iga, Y., Nohmi, M., Goto, A., Shin, B. R., and Ikohagi, T., 2003, "Numerical Study of Sheet Cavitation Break-off Phenomenon on a Cascade Hydrofoil", J. Fluids Engineering, Trans. ASME, Vol.125 No.4, pp.643-651

(6) Iga, Y., Nohmi, M., Goto, A., and Ikohagi, T., 2004, "Numerical Analysis of Cavitation Instabilities Arising in The Three-Blade Cascade", J. Fluids Engineering, Trans. ASME Vol.126 No.3, pp.419-429

(7) Iga, Y., Hiranuma, M., Yoshida, Y., Ikohagi, T., "Numerical Analysis of Cavitation Instabilities and the Suppression in Cascade", Trans. JSME, Series B, Vol.72 No.719, pp.115-121, (in Japanese)

(8) Beattie, D. R. H., Whally, P. B., 1982, "A Simple Two-Phase Frictional Pressure Drop Calculation Method", Int. J. Multiphase Flow, Vol.8 No.1, pp.83-87

(9) Yee, H. C., 1987, "Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes," NASA-TM, 89464

(10) Furukawa, A., Ishizuka, K., Watanabe, S., 2002, "Flow Measurement in Hermal Inducer and Estimate of Fluctuation Blade Force in Cavitation Surge Phenomena", JSME Int. J., Series B, Vol.45, No.3, pp.672-677

(11) Hashimoto, T., Yoshida, M., Watanabe, M., 1997, "Experimental Study on Rotating Cavitation of Rocket Propellant Pump Inducer", J. Propulsion and Power, Vol.13 No.4, pp.488-494

(12) Yamamoto, K., 1990, "Instability in a Cavitating Centrifugal Pump", Trans. JSME, Series B, Vol.56 No.523, pp.82-89, (in Japanese)

(13) Acosta, A. J., 1958, "An Experimental Study of Cavitating Inducer", Proc. 2nd Symp. Naval Hydrodynamics, ONRIACR-38, pp.533-557

(14) Pham, T. M., Larrarte, F., Fruman, D. H., 1999, "Investigatin of Unsteady Sheet Cavitation and Cloud Cavitation Mechanisms", J. of Fluids Engineering, Trans. ASME, Vol.121, pp.289-296

(15) Tsujimoto, Y., Kamijo, K., Brennen, C., E, 2001, "Unified Treatment of Flow Instabilities", J. Propulsion and Power, Vol.17 No.3, pp.636-643