

宇宙航空研究開発機構研究開発資料

JAXA Research and Development Memorandum

インデューサに発生する旋回キャビテーションの熱力学的効果

吉田 義樹, 笹尾 好史, 渡邊 光男
橋本 知之, 伊賀 由佳, 井小菽 利明

2008年11月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

インデューサに発生する旋回キャビテーションの熱力学的効果*

吉田 義樹^{*1}, 笹尾 好史^{*2}, 渡邊 光男^{*1},
橋本 知之^{*1}, 伊賀 由佳^{*3}, 井小萩 利明^{*3}

Thermodynamic Effect on Rotating Cavitation in an Inducer*

Yoshiki YOSHIDA^{*1}, Yoshifumi SASAO^{*2}, Mitsuo WATANABE^{*1},
Tomoyuki HASHIMOTO^{*1}, Yuka IGA^{*3} and Toshiaki IKOHAGI^{*3}

ABSTRACT

Rotating cavitation in inducers is known as one type of cavitation instability, in which an uneven cavity pattern propagates in the same direction as the rotor with a propagating speed ratio of 1.0 - 1.2. On the other hand, cavitation in cryogenic fluids has a thermodynamic effect because of the thermal imbalance around the cavity. To investigate the influence of the thermodynamic effect on rotating cavitation, we conducted experiments in which liquid nitrogen was set at different temperatures (74 K, 78 K and 83 K) with a focus on the cavity length. At higher cavitation numbers, super-synchronous rotating cavitation occurred at the critical cavity length of $Lc/h \cong 0.5$ with a weak thermodynamic effect in terms of the fluctuation of cavity length. In contrast, synchronous rotating cavitation occurred at the critical cavity length of $Lc/h \cong 0.9 - 1.0$ with a strong thermodynamic effect in terms of the unevenness of cavity length. Furthermore, we confirmed that the amplitude of the shaft vibration depended on the degree of the unevenness of the cavity length through the thermodynamic effect.

Key Words : Cavitation, Inducer, Cryogenics, Fluid Force, Flow Instability

1. 緒 言

日本の基幹ロケットの推進剤は液体水素と液体酸素であり、大気圧下では各々の飽和温度が 20 K と 90 K の極低温流体である。表 1 に水素、酸素、窒素、水の三重点の温度 (T_t)、および臨界点の温度 (T_{cr}) を示し、水素、酸素、窒素の極低温流体については飽和蒸気圧 (p_v) が大気圧の場合の飽和温度を、水については常温 ($T = 293$ K (20 °C)) の無次元温度 $T^* = (T - T_t) / (T_{cr} - T_t)$ を示す。ロケットの分野ではこれらの推進剤は数気圧程度の下でハンドリングされるが、大気圧付近での極低温流体の飽和温度は三重点の温度に比べると三重点の温度から遠い

という意味で“温かい”(すなわち、無次元温度 T^* が大きい)。一方、水は常温で用いられることが多いが、水の常温は水の三重点の温度(273 K)に近いという意味で“冷たい”(すなわち、無次元温度 T^* が小さい)。“温かい”時の飽和蒸気密度(ρ_v)は“冷たい”場合に比べて非常に大きくなる。そのため“温かい”液体が、“冷たい”液体の場合と同じ体積の気体に相変化するためには大きな質量の液体が必用となり、気液界面を通して液体から気体に熱移動する熱量は大きくなる(もちろん蒸発潜熱(L), 液体定圧比熱(C_{pl})も温度により変化するが飽和蒸気密度のオーダ的な変化に比べると、臨界点付近に近くな

*平成 20 年 9 月 5 日受付 (Received 5 September 2008)

*1宇宙輸送ミッション本部 宇宙輸送系推進技術開発センター

(Space Transportation Propulsion Research and Development Center, Space Transportation Mission Directorate)

*2JAXA 技術研修生 [学籍: 東北大学流体科学研究所] (JAXA Research Student, Institute of Fluid Science, Tohoku University)

*3 東北大学流体科学研究所 (Institute of Fluid Science, Tohoku University)

い限りそれほど大きな変化ではない)。このため、“温かい”流体では気泡のまわりに大きな温度境界層ができて気泡の中の温度 (T_c) は、まわりの液体の温度 (T_∞) よりも低くなり、同時に気泡の中の飽和蒸気圧 ($p_v(T_c)$) もまわりの液体の飽和蒸気圧 ($p_v(T_\infty)$) よりも低くなる。

以上の理由により“温かい”流体ほど気泡内の温度降下の程度は大きくなるため、気泡の中の飽和蒸気圧とまわりの液体の圧力差 ($\Delta p_c = p_v(T_c) - p_{ref}$) は、一般的に工学的にキャビテーション数を定義できる参照点 (気泡からは遠い) での温度に基づく飽和蒸気圧と圧力の差 $\Delta p_\infty = p_v(T_\infty) - p_{ref}$ よりも減少する。このことは、実際の気泡成長に関係するキャビテーション数 σ_c が参照点で定義するキャビテーション数 σ よりも小さくなり、実際の気泡成長が遅くなる (キャビテーションの熱力学的効果) ことを意味し、ロケットの推進剤である“温かい”極低温流体では、工学的にこのキャビテーションの熱力学的効果の恩恵にあやかっている。

本研究では、熱力学的効果とキャビテーション不安定との関係を調べることを目的として、インデューサに発生する旋回キャビテーションに着目し、熱力学的効果の程度に変化を与えるために、意図的に異なる3種類の温度 (74 K, 78 K, 83 K) の液体窒素を用いて実験を行った。また、キャビテーションの熱力学的効果に関する他の研究⁽¹⁾⁻⁽³⁾と同様にキャビティ長さをキャビテーションパラメータとして選定し、その長さをもとにキャビテーションの発生状況について考察した。

2. 記号

C	: インデューサ翼弦長
C_{pl}	: 液体の定圧比熱
F	: 流体力
F_{ref}	: 基準流体力
h	: 翼列のスペーシング
L	: 蒸発潜熱
L_c	: キャビティ長さ

p_{ref}	: 液体の圧力
p_v	: 飽和蒸気圧
Q	: 流量
Q_d	: 設計流量
T	: 温度
T_c	: 気泡内の温度
T_{cr}	: 臨界点の温度
T_t	: 三重点の温度
T_∞	: 参照点の温度
T^*	: 無次元温度 = $(T - T_t) / (T_{cr} - T_t)$
U	: インデューサ翼端周速度
α_l	: 熱拡散率
ρ_l	: 液体の密度
ρ_v	: 蒸気の密度
Σ	: thermodynamic function [式(2)]
Σ^*	: thermodynamic parameter [式(1)]
σ	: キャビテーション数
σ_c	: 気泡内の飽和蒸気圧でのキャビテーション数
σ_0	: 基準キャビテーション数
ψ	: 揚程係数
ψ_0	: 基準キャビテーション数での揚程
Ω	: 軸の回転角速度
ω	: 軸のふれまわり角速度, または旋回キャビテーションの旋回角速度

3. 実験設備および実験方法

3.1 実験設備

実験は前報⁽⁴⁾と同じく JAXA 角田宇宙センターにある極低温インデューサ試験設備にて行った。図1に示すように実験設備には2個のタンクがあり、作動流体を上流のランタンクから下流のキャッチタンクへ一方向に流す“tank-to-tank”方式である。実験開始前に予め設定した圧力にランタンク圧を調節することにより、作動流体の液温を制御することが出来る。この機能を用いて熱力学的効果の程度を変える目的で、3種類の温度 (74 K, 78 K,

Table 1 Temperatures at triple point and critical point in hydrogen, oxygen, nitrogen and water (K)

	T_t (Triple point)	T	$T^* = (T - T_t) / (T_{cr} - T_t)$	T_{cr} (Critical point)
Hydrogen	14.0	20.3 ($p_v = 1 \text{ atm}$)	0.33	33.2
Oxygen	54.4	90 ($p_v = 1 \text{ atm}$)	0.36	154.6
Nitrogen	63.1	77 ($p_v = 1 \text{ atm}$)	0.22	126.2
Water	273.2	293.2 ($T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$)	0.05	647.3

83 K)の液体窒素を作動流体として、設計流量比 $Q/Q_d=1.06$ で実験を行った。実験に用いたインデューサは前報⁽⁴⁾と同じソリディティが約2.1の3枚翼インデューサであり、実験回転数は18300 rpmである。

3.2 キャビティ長さの測定法

過去の研究結果から、インデューサ翼端付近に発生するキャビテーションが吸込み性能やキャビテーション不安定に大きな影響を与えることが分かっている。このため、本研究ではインデューサ翼端でのキャビティ長さをキャビテーションパラメータとする。極低温中で翼端に発生するキャビテーションのキャビティ長さを測定するために図2、図3に示す様にインデューサの翼に沿ってケーシング壁面にPos. 1(入口側)~Pos. 8(出口側)の8個の圧力センサを設置した。これらのセンサから得られる圧力波形から間接的にキャビテーション発生領域を推定し、キャビティ長さ(L_c)を定義した。この測定法で定義す

るキャビティ長さは、目視観察から定義されるキャビティ長さとはよく一致することが既に確認されている⁽⁵⁾。

図4はインデューサの1回転分の圧力波形データから、上述の方法で測定した超同期巡回キャビテーション(図4(a))と同期巡回キャビテーション(図4(b))のキャビテーションの発生状況を示している。超同期巡回キャビテーションの場合には軸の回転とともに、各翼のキャビティ不均一が右から左へインデューサの回転方向に伝播しているのに対して、同期巡回キャビテーションでは、連続するインデューサの回転に対してもキャビティ不均一は翼から翼へ伝播しないで、その状態を保持していることがわかる。

これらの図に示されているように、圧力センサによる間接的な測定法でもキャビティ長さの非定常な現象が測定できることが分かった。後述する、図7に示す巡回キャビテーションの様相は、これらの図をもとにして観察したキャビティ長さの変動を示している。

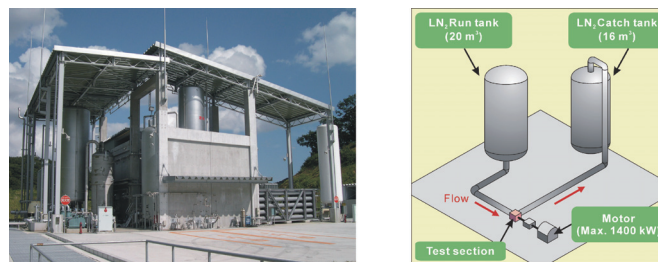


Fig. 1 Cryogenic Inducer Test Facility (CITF) in JAXA

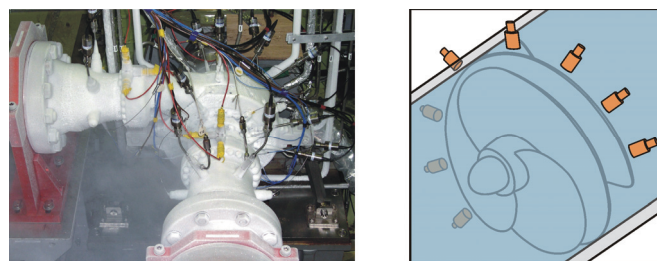


Fig. 2 Illustration of the test section and installed pressure sensors to estimate the cavitation region

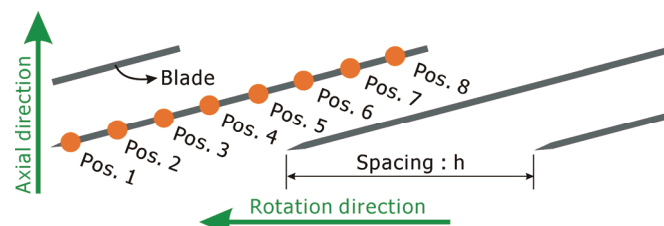


Fig. 3 Development view of the inducer showing location of pressure sensors along the inducer blade

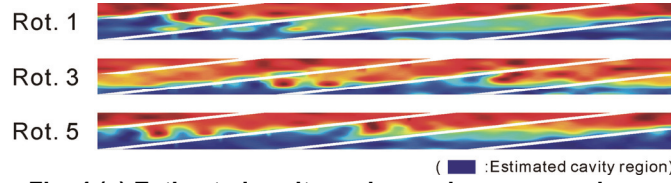


Fig. 4 (a) Estimated cavity region under super-synchronous rotating cavitation

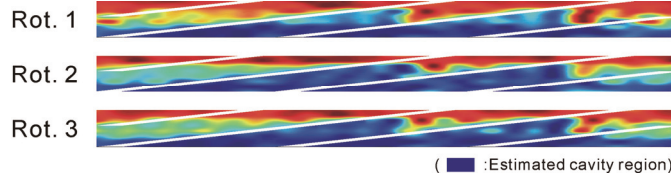


Fig. 4 (b) Estimated cavity region under synchronous rotating cavitation

4. 熱力学的効果

流れの中にある単一球形気泡、もしくはシートキャビテーションの場合、キャビティの成長に関する熱力学的効果の程度を表すパラメータとして、Brennen⁽⁶⁾, Kato⁽⁷⁾, Franc et al.⁽¹⁾, Watanabe et al.⁽³⁾らの解析により下記の thermodynamic parameter Σ^* が提案されている。

$$\Sigma^* = \Sigma \times \sqrt{\frac{C}{U^3}} \quad [1]$$

Σ は Brennen⁽⁶⁾ によって提唱された thermodynamic function であり、

$$\Sigma = \frac{(\rho_v L)^2}{\rho_l^2 C_{pl} T_\infty \sqrt{\alpha_l}} = \frac{\rho_v L}{\rho_l^2 C_{pl} \sqrt{\alpha_l}} \frac{dp_v}{dT} = \frac{1}{B_1 \sqrt{\alpha_l}} \quad [2]$$

ここで、Clapeyron-Clausius の式より $\frac{dp_v}{dT} = \frac{\rho_v L}{T_\infty}$

また、 B_1 -factor は、Stepanoff⁽⁸⁾ の thermal cavitation criteria である。 B_1 -factor は相変化に物性の熱バランスのみしか考慮されていないが、 Σ^* は Rayleigh-Plesset の気泡成長方

程式に熱効果を考えた場合の熱効果項の無次元係数として現れるものであり、熱力学的効果の程度を示す一つの指標と考えられる⁽¹⁾。

図 5 に水素、酸素、窒素および水の三重点から臨界点までの Σ の変化を無次元温度 $T^* = (T - T_t) / (T_c - T_t)$ の関数として示す。また図には今回の実験条件である液体窒素 74 K, 78 K, 83 K ($\Sigma = 1.4 \sim 8.5 \times 10^4 \text{ m/s}^{3/2}$) と 293 K ($\Sigma = 4 \text{ m/s}^{3/2}$) の水に対する点も併せてプロットしている。この図より、水素・酸素・窒素などの極低温流体に対する Σ は 293 K の水と比較すると非常に大きく、物性上からは熱力学的効果が大きく現れることが期待される。しかし、式[1]のもう一方の $\sqrt{\frac{C}{U^3}}$ (C : 翼弦長, U : 翼端周速度) は、回転数が高いターボポンプインデューサでは極端に小さくなるので、本実験では $\Sigma^* = \Sigma \times \sqrt{\frac{C}{U^3}}$ が 4 ~ 26 の範囲である。これは、Watanabe et al.⁽³⁾ が従来の研究結果を整理した、既存の研究例における $\Sigma^* = 1 \sim 1000$ と比較すると特に大きな値でもない。

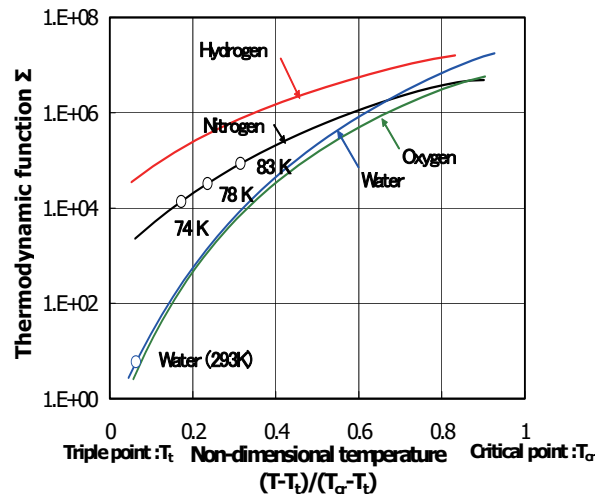


Fig. 5 Variations of the thermodynamic function Σ , including points of experimental conditions in nitrogen (74 K, 78 K, 83 K) and water at 293 K

5. 実験結果

5.1 揚程とキャビティ長さ

図6に74 Kと83 K（インデューサ入口での測定温度）の液体窒素を用いた実験におけるキャビティ長さ (L_c) の変化を菱形 (\diamond) で示す。キャビティ長さは翼前縁からキャビティ領域の後縁、すなわち図4に示す藍色の領域の翼に沿った長さをキャビティ長さとして定義し、このキャビティ長さを翼列のスペーシング (h) で無次元化した L_c/h をキャビテーション数 (σ) に対して各流路ごとにプロットしている。なお、横軸のキャビテーション数は基準キャビテーション数 (σ_0) で標準化した σ/σ_0 であり、丸形 (\circ) は基準揚程 (ψ_0) で無次元化した揚程比 (ψ/ψ_0) を示す。

さらに逆三角と三角 (∇ and \triangle) は超同期巡回キャビテーション発生時のキャビティ長さ変動の振幅 (max. and min.) を示し、バツ印 (\times) はその時のキャビティ長さを時間平均したものを示す。この時間平均値を見ると、超同期巡回キャビテーションの発生中にもキャビテーション数の減少に伴い平均キャビティ長さは漸増していることが分かる。加えて図6の下段には軸変位センサの信号をFFT解析した、巡回キャビテーションによって生じた軸振動のふれまわり速度比 (ω/Ω) を示す。

74 K の場合のインデューサ揚程の様相を見ると、超同期巡回キャビテーションの発生範囲ではこのキャビテーション不安定による揚程への影響はほとんど認められない。しかしながら、同期巡回キャビテーションの発生範囲 (2 流路のキャビティ長さが $L_c/h > 1.5$) では、一時的な揚程の低下が明瞭に認められる。しかし、同期巡回キャビテーションの消滅後はキャビティ長さは3 流路で $L_c/h \approx 1.5$ で等長となり一度揚程は元の状態に戻るが、

これより低いキャビテーション数では3 流路のキャビティ長さが $L_c/h > 1.5$ となり、揚程がその後漸減して行く。

一方、83 K の場合のインデューサ揚程は、同期巡回キャビテーションの発生範囲ではキャビティの不均一性は74 K の場合に比べて小さく ($1.0 < L_c/h < 1.5$)、また揚程への影響はほとんど認められない。また、熱力学的効果によりその発生範囲はキャビテーション数の小さい方にシフトしている。しかし、同期巡回キャビテーションの消滅後は74 K の場合と同様にキャビティ長さは3 流路で等長となり、 $L_c/h > 1.5$ で揚程が漸減して行く様相は74 K の場合と同じである。

以上のことから揚程が低下する様相は、熱力学的効果による“見かけ”のキャビテーション数のシフトとはさほど関係なく、キャビティ長さ ($L_c/h > 1.5$) のみに強く依存していることが分かる。

また、巡回キャビテーションが発生するキャビティ長さに注目すると、超同期巡回キャビテーションが初生するキャビテーション数ではキャビティ長さはいずれも $L_c/h \approx 0.5$ であるが、83 K の場合には74 K の場合に比べてキャビテーション数が小さいほうにややシフトしている。一方、同期巡回キャビテーションの発生し始めるキャビティ長さを、 $\omega/\Omega = 1.0$ が明確となる周波数から判断すると74 K、83 K のいずれの場合もキャビティ長さが $L_c/h \approx 0.9-1.0$ であり、かつ消滅点は $L_c/h \approx 1.5$ であって、その発生点と消滅点はキャビティ長さに依存していると言える。しかし、83 K の場合は熱力学的効果によって、平均キャビティ長さの成長が遅れるために、その発生点は74 K に比べてキャビテーション数の小さい方向に大きくシフトしている。

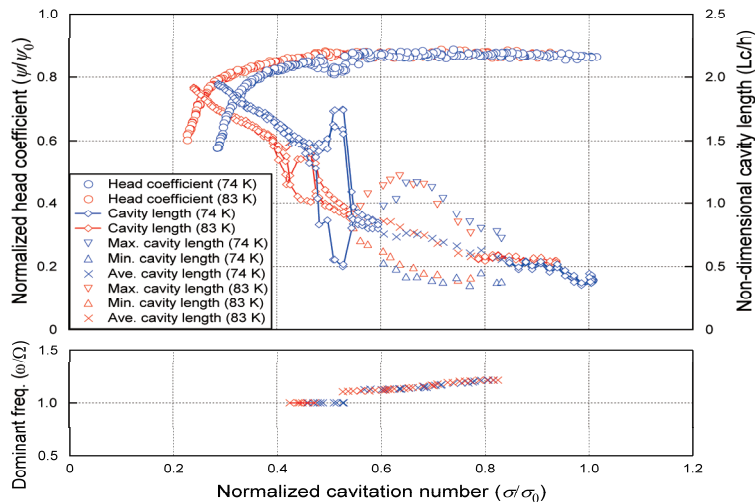


Fig. 6 Cavitation performances and cavity length of each channel (top), and variations of dominant frequency of shaft vibration (bottom)

5.2 旋回キャビテーションの様相と熱力学的効果

図7に74 Kと83 Kでの超同期旋回キャビテーション(図7(a))と同期旋回キャビテーション(図7(b))のキャビティ長さの代表的な変動様相を示す。 $\sigma/\sigma_0 \approx 0.8$ 以下付近で両温度共、 $\omega/\Omega = 1.1 \sim 1.2$ で回転する超同期旋回キャビテーションが出現し、キャビティ長さの不均一なパターンがインデューサの回転方向に移りかわることが観察された。しかし、超同期旋回キャビテーションのキャビティ長さの変動振幅およびその回転周波数は74 K、83 Kの両条件においてほぼ等しく、熱力学的効果は超同期旋回キャビテーションの発生下のキャビティ長さの不均一の程度や回転周波数に

さほど影響を与えていないことが分かる。

一方、図7(b)に示す $\sigma/\sigma_0 \approx 0.5$ 付近での同期旋回キャビテーションを見ると、キャビティ長さは不均一性を保ったままほぼ一定の状態となっていることが確認される。また、キャビティ長さの3流路における不均一性を見ると83 Kは74 Kの時に比べ不均一性の程度が小さい。従って、このような低キャビテーション数で発生するような同期旋回キャビテーションの場合は、熱力学的効果によって同期旋回キャビテーション発生中の長いキャビティの成長が抑制され、その不均一性を小さくしているものと考えている。

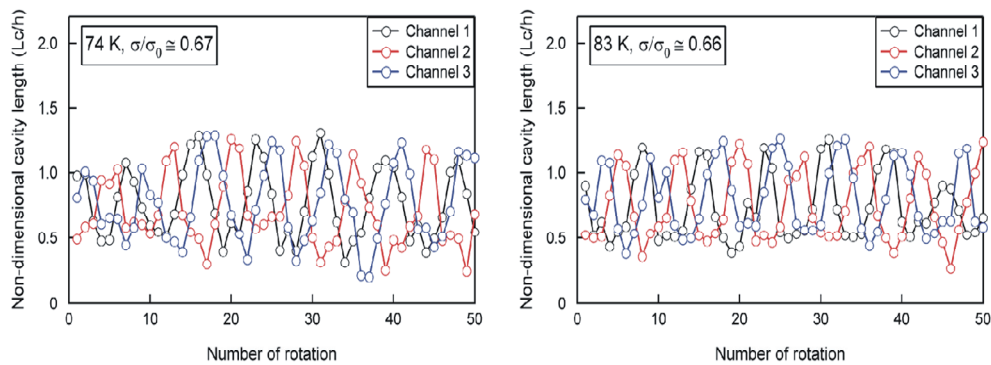


Fig. 7 (a) Fluctuations of cavity lengths for each channel in the case of super-synchronous rotating cavitation (left: 74 K, right: 83 K)

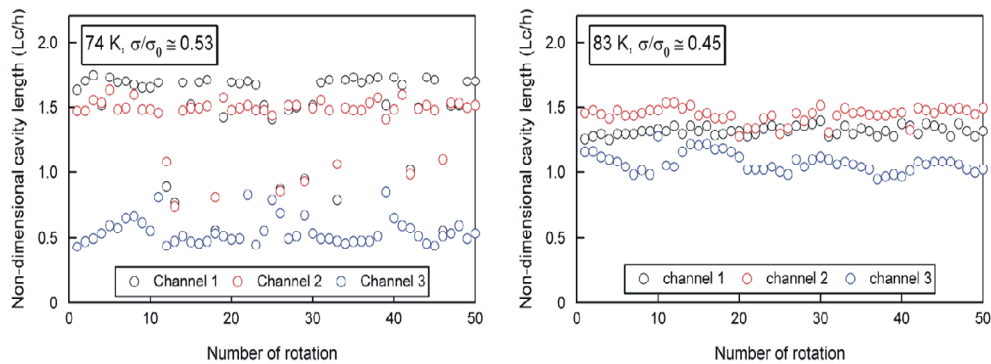


Fig. 7 (b) Fluctuations of cavity lengths for each channel in the case of synchronous rotating cavitation (left: 74 K, right: 83 K)

6. 検討

6.1 液体温度とキャビティ長さ

図8に実験を行った液体窒素温度(74 K, 78 K, 83 K)とキャビティ長さ, および旋回キャビテーションの発生範囲の関係を示す. キャビティ長さは各温度における $L_c/h = 1.5$ 以上の長さをとっており, それぞれの長さに達するキャビテーション数の変化を示している. また, Stepanoff が揚程低下 ($\Delta 3\%$) の NPSH を熱力学的効果の指標としたように, 窒素温度が違っても旋回キャビテーションの発生/消滅点では, その時のキャビテーションの様相が同じ状態になっているだろうと仮定して, 旋回キャビテーションの発生/消滅点を一つのキャビテーション指標として, キャビティ長さと同じ取り扱いをして図8に描いた.

まず, 作動流体の温度が高いほど熱力学的効果でキャビティの成長が抑制され, 各キャビティ長さに到達するキャビテーション数が小さくなっていることが分かる. しかし, 74 K(左端)と78 Kでは, キャビテーション数が小さくない限りその差は小さく, 図8の線図の勾配は比較的小さいが, 78 K と 83 K(右端)を比較した場合は, キ

ャビテーション数の大きいところでもその差は大きく線図の勾配も大きい.

これは, $\sqrt{\frac{C}{U^3}}$ の中で時間項である $\frac{C}{U}$ の代わりに気泡の

滞留時間により近いと思われる $\frac{L_c}{U}$ とした $\Sigma^{**} = \Sigma \times \sqrt{\frac{L_c}{U^3}}$

を考え, Σ^{**} を“熱力学効果の大きさの程度”を示す指標値と考えると, 液体温度が高い程, 図5に示した通り Σ が大きくなること, またキャビテーション数 (σ) が小さくなるとキャビティ長さ (L_c) が長くなり気泡の滞留時間が長くなることから, 熱力学的効果の程度は概略図9の様になるものと考えられる. 図8の様相はこれに近い傾向を示しているように思われる.

また, 液温が低い場合は窒素の三重点(63.1 K)に近づくにつれて物性上, $\frac{dp_v}{dT}$ が0に近づくようなることが熱力学的効果の程度に制限を加えている理由の一つである⁽⁹⁾.

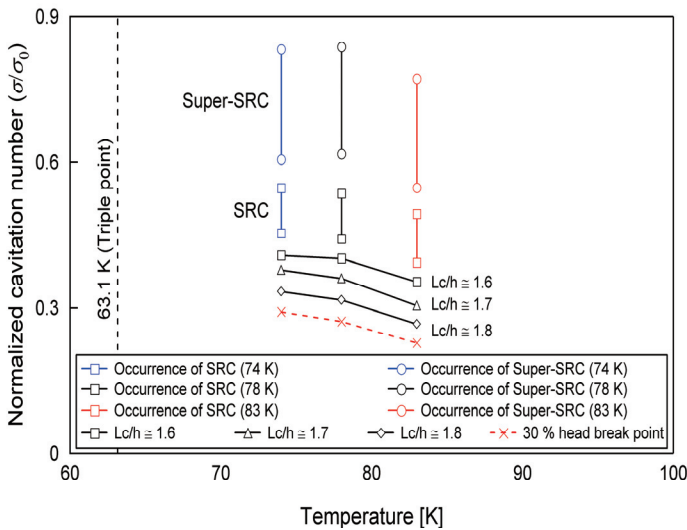


Fig.8 Influence of temperature on cavity length and the region where the rotating cavitations occurs at 74K,78K and 83

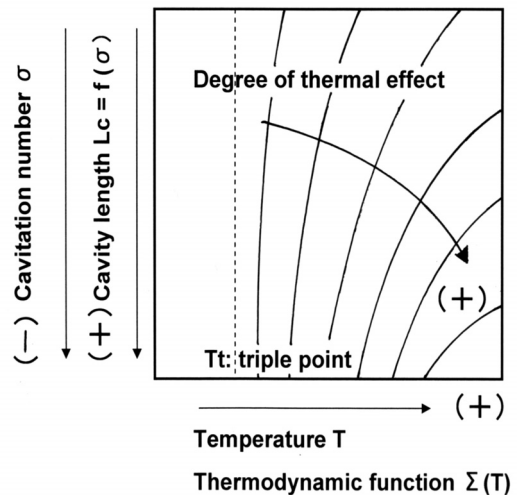


Fig.9 Tendency of degree of thermal effect affected by temperature and cavitation number

6.2 流体力と軸振動

図 10 には温度が 74 K (図 10(a)) と 83 K (図 10(b)) の場合のキャビティ長さ Lc/h と流体力および軸振動の振幅値の変化をキャビテーション数に対して示す。流体力は 3.2 で述べたインデューサケーシングで測定した 8 点の圧力分布を積分することによって得た流体力であり、実際のインデューサに作用する力そのものではないが、ここでは流体力の一つの指標値として示した。また各図の下段に示した軸振動の振幅値は FFT 分析で $\omega/\Omega = 1.0$ 成分と $\omega/\Omega = 1.1-1.2$ 成分の振幅値を抜き出して表示したものであり、それぞれ同期回転キャビテーションと

超同期回転キャビテーションによる軸振動の増減を区別するために示した図である。

まず、いずれの温度の場合もキャビテーション数が小さくなるに伴って、キャビティ長さを見て超同期回転キャビテーションが発生する範囲で流体力が増大して、これに伴って軸振動の $\omega/\Omega = 1.1-1.2$ 成分が増大している。

そしてキャビティ長さの振動がなくなり、 $Lc/h = 0.8$ 付近で等長になると、流体力は一度小さくなり軸振動も小さくなる。次に、同期回転キャビテーションのキャビティ長さが不均一な状態になると流体力は再び増大し、今度は軸振動の $\omega/\Omega = 1.0$ 成分が急増する。

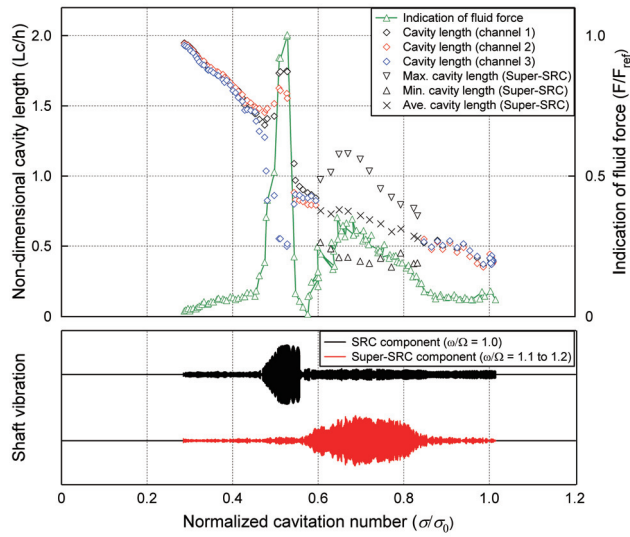


Fig. 10 (a) Variations of cavity length (top), fluid force (top) and shaft vibration (bottom) for 74 K

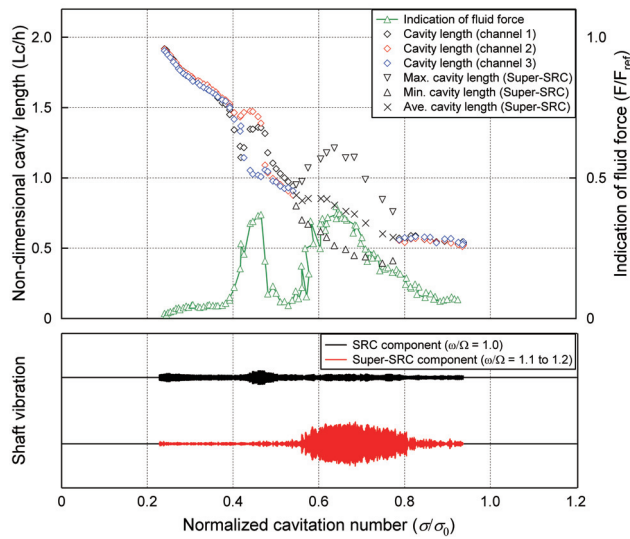


Fig. 10 (b) Variations of cavity length (top), fluid force (top) and shaft vibration (bottom) for 83 K

以上の傾向の同時性からキャビティ長さ不均一がインデューサに流体的不釣り合い力を発生させて軸振動を増大させる原因となっていることが分かる⁽¹⁰⁾. しかしながら、図 10 (a), (b) の比較から分かるように、また前述したように、超同期旋回キャビテーションの発生している範囲ではキャビティ振動の振幅および流体力と $1.1-1.2 \times \omega / \Omega$ の軸振動の振幅は 74 K と 83 K でほとんど差がないが、同期旋回キャビテーションによる流体力と $1.0 \times \omega / \Omega$ の軸振動には実験温度により大きな違いがあり、熱力学的効果がキャビティ不均一の程度を通して軸振動の大きさにも影響していることが分かる。

次に流体力を回転座標系から見た時のベクトル標示したものを図 11 に示す. 図 11(a) は、超同期旋回キャビテーション下の代表的なものであり、流体力の方向は Ω で回転する回転座標系で見て $\omega - \Omega$ でインデューサと同方向に回転しているが、キャビティ不均一が翼から翼へ遷移する場合に流体力はやや減少する傾向があるので、流

体力のベクトルの軌跡はちょうど正三角形を描くような変化をしていることが興味深い.

一方、図 11(b) は同期旋回キャビテーションの発生前から消滅後までの間の流体力を時間平均しながら軌跡をトレースしたものであり、始点/終点はほぼ原点にあるが同期旋回キャビテーションの発生下では、一方向に増大しながらやや位相を変えるので、その軌跡は長円を描くような様相となっている.

以上軸振動の観点から、キャビテーションの熱力学的効果はキャビテーション数が小さい範囲 (キャビティ長さ $L_c/h > 1.0$) で顕著であり、キャビテーション長さを抑制する **thermal damping** の効果のみならず、キャビテーション不安定としてのキャビティ長さ不均一を小さくしようとする効果もあり、これによって誘起される流体力が小さくなることを通して、軸振動の振幅を小さくする効果があることが分かる.

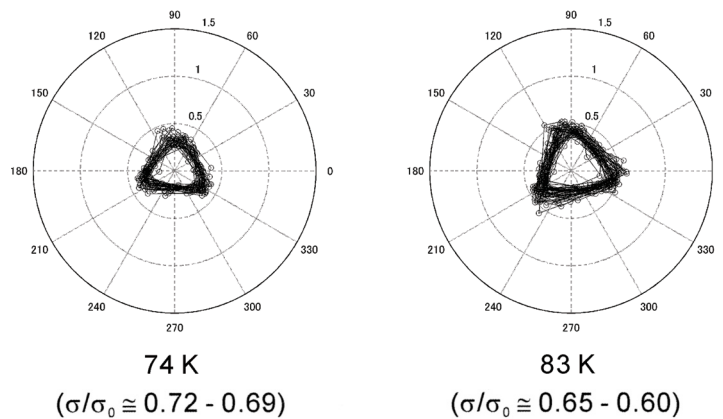


Fig. 11(a) Vector orbits of fluid force under super synchronous rotating cavitation at 74 K and 83 K

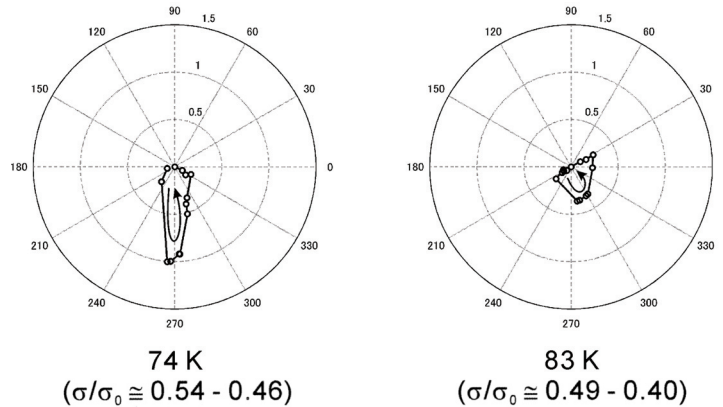


Fig. 11 (b) Vector orbits of fluid force under synchronous rotating cavitation at 74 K and 83 K

7. 結 言

旋回キャビテーションに対するキャビテーションの熱力学的効果の影響を調べるために、異なる温度の液体窒素を用いて実験を行い、キャビティ長さに着目して考察を進めて以下の知見を得た。

- (1) 超同期旋回キャビテーション、および同期旋回キャビテーションの発生限界キャビティ長さは、液体温度にはさほど影響されない。
- (2) 熱力学的効果の程度は液体温度が高い程大きくなり、キャビティ長さの成長は抑制される。しかし、その程度は超同期旋回キャビテーションが発生するような比較的キャビテーション数が大きい範囲では小さく、同期旋回キャビテーションが発生するような比較的キャビテーション数が小さい範囲では大きい。
- (4) 超同期旋回キャビテーションのキャビティの変動振幅、旋回周波数には液体温度の影響は大きく現れない。しかしながら、本実験では同期旋回キャビテーション下での各翼のキャビティ不均一の程度には熱力学的効果の影響が大きく現れた。
- (5) キャビティ長さ不均一によってインデューサに作用する不釣り合い流体力は増大し、これによって軸振動の振幅も顕著に増大する。
- (6) しかしながら、(4)の効果により液体温度が高いとキャビテーションの熱力学的効果がキャビティ長さ不均一の程度を抑制することにより、不釣り合い流体力を小さくし軸振動振幅を小さくするという、ロータダイナミックスに対して良い影響をも持つ。

謝 辞

本研究を進めるにあたりデータ解析にご助力いただいた東北大学の風見佑介君に感謝します。

文 献

- (1) Franc, J. P. et al., "An Experimental Investigation of Thermal Effects in a Cavitating Inducer," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 126, (2004), pp. 716-723.
- (2) Cervone, A. et al., "Thermal Effects on Cavitation Instabilities in Helical Inducers," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 21, No. 5, (2005), pp. 893-899.
- (3) Watanabe, S. et al., "Analysis of Thermodynamic Effects on Cavitation Instabilities," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 129, No. 9, (2007), pp. 1123-1130.
- (4) Yoshida, Y. et al., "Influence of Thermodynamic Effect on Synchronous Rotating Cavitation," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 129, No. 7, (2007), pp. 871-876.
- (5) Yoshida, Y. et al., "Thermodynamic Effect on a Cavitating Inducer in Liquid Nitrogen," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 129, No. 3, (2007), pp. 273-278.
- (6) Brennen, C. E., "The Dynamic Behavior and Compliance of a Stream of Cavitating Bubbles," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 95, (1973), pp. 533-541.
- (7) Kato, H., "Therodynamic Effect on Incipient and Development of Sheet Cavitation," *ASME, International Symposium on Cavitation*, FED-Vol. 16, (1984), pp.127-136.
- (8) Stepanoff, A. J., "Cavitation Properties of Liquids," *Journal of Engineering for Power*, Vol. 86, (1964), pp.195-200.
- (9) Watanabe, S. et al., "Theoretical Analysis of Thermodynamic Effects on Cavitation in Cryogenic Inducer using Singularity Method," *The 12th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, Honolulu, Hawaii, (2008), ISROMAC12-2008-20251.
- (10) Rosenmann, W., "Experimental Investigations of Hydrodynamically Induced Shaft Forces with a Three-bladed Inducer," *ASME Symposium on Cavitation in Fluid Machinery*, (1965), pp. 172-195.