

(昭和 47 年 10 月日本造船学会秋季講演会において講演)

振動翼の圧力特性とキャビテーション

正員 宮 田 秀 明* 正員 田 宮 真**
正員 加 藤 洋 治**

Pressure Characteristics and Cavitation on an Oscillating Hydrofoil

by Hideaki Miyata, *member* Shin Tamiya, *member*
Hiroharu Kato, *member*

Summary

Unsteady cavitation that results from the non-uniformity of the flow field renders evil influences on marine propellers. It has been a general experiment for the investigation on such problems to observe unsteady cavitation in a flow field analogous to a wake pattern. At the time being, however, quantitative information cannot be derived from such kinds of experiment, and explanations of unsteady cavitation are likely to be qualitative, which can sometimes give us erroneous conclusions.

The most basic and fruitful quantity for the study of cavitation is the pressure distribution on a unsteady hydrofoil in non-cavitating condition. With this quantity we can clarify unsteady cavitation more rigorously.

This paper deals with two-dimensional hydrofoils pitching simple-harmonically. With this simplification pressure distributions can be directly measured, and can be calculated by the use of unsteady wing theory. These pressure characteristics have intimate relations with the real cavitation phenomena that were observed by high-speed motion pictures.

Principal conclusions obtained are as follows.

- 1) The oscillatory flat-plate-wing theory shows good agreements with experiments when a rigorous correction is made for the steady component.
- 2) Characteristics of cavitation on a pitching hydrofoil can be explained by the time-dependent pressure distribution calculated by the unsteady wing theory.
- 3) Unsteadiness of pressure field strongly affects the process of the collapse of cavity. Increase of unsteadiness will lead to serious erosion.
- 4) Maximum length of unsteady cavitation on two-dimensional pitching hydrofoils tends to be shortened with the increase of reduced frequency up to 1.0.

1 序 論

伴流領域での速度の不均一性は、プロペラ翼素に対して流入角の変化として作用する。勿論、流入速度も変化する訳であるが、前者に比して影響は小さい。このような流入角の変動が翼素に及ぼす影響、そしてその翼におけるキャビテーションを考える際、二次元振動翼でシミュレートする方法は適切なアプローチであろう。キャビテーションを主題としてこの種の問題を取扱った例として、伊藤¹⁾の片持翼を使った実験、谷林等²⁾によるピッチング翼を使った実験がある。これらの研究は、翼における非定常キャビテーションの研究における先駆的役割を果たしたが、これらによって流れの非定常性のキャビテーションへの影響が充分説明されたとはいえない。

本研究では、翼弦中心をピボット点としてピッチング振動する二次元翼を取り上げた。この種の振動翼は実験

* 石川島播磨重工業(株) 船舶基本設計部

** 東京大学 工学部

的に比較的容易に実現され、振動翼面上の圧力測定も最近の高性能圧力変換器の出現により可能である。今回特に、振動翼理論の吟味と局所圧力測定に重点が置かれた。振動翼理論の実験的検証が乏しい現状であること、非キャビテーション時の圧力分布を知ることがキャビテーションを議論する際必要不可欠であることが、その理由である。非キャビテーション時の圧力分布は、キャビテーションの発生発達のみならず、エロージョンに対しても深い関係を持っていると考えることは充分根拠のあることである。しかも、工学的見地からは、非キャビテーション時の圧力分布は定量的に把握することが比較的容易であり、この種の量によってキャビテーションの発生とエロージョンの予測を可能にするという方向は、最も望ましいものであろう。

キャビテーション現象そのものについては、実験的に定量的なデータを得ることは一般に困難である。今回、高速度カメラによる非定常キャビテーションの観察と、翼面上の圧力変換器によるキャビテーション時の圧力測定を行ったが、得られた結果の吟味はある程度定性的にならざるを得なかった。

2 記 号

P_∞ : 一様流静圧

P_E : 飽和蒸気圧

P_a : 変動圧力

P_v : 気泡内の圧力

C_P : $P - P_\infty / \frac{1}{2} \rho U^2$

$\tilde{C}_P$: C_P の振幅

σ : $P_\infty - P_E / \frac{1}{2} \rho U^2$ キャビテーション数

ρ : 水の密度

U : 一様流速

ω : 振動周波数

C : 翼弦長

b : $c/2$

x/c : 翼面上位置 (先端 0, 後端 1)

K : $\omega b/U$ reduced frequency

α : $\tilde{\alpha} \sin \theta$ 迎角

φ : 圧力分布の位相差

z_a : 翼面の z 座標

w_a : 吹き上げ速度

γ_a : 翼面上循環分布

γ_w : 伴流中循環分布

$C(K)$: Theodorsen の結合関数

l : 空洞長さ

U_B : 気泡壁の速度

R : 気泡半径

τ : 表面張力

3 実 験

3.1 実験装置

東大の特殊空洞水槽³⁾を使用してすべての実験を行った。流速範囲、系の静圧範囲は各々 3~10 m/s, 0.1~3.5 ata である。使用した水は水道水であり、減圧タンク中に一定時間入れて含有空気を抜き、under-saturate (17 ppm 前後, $\alpha/\alpha_s \approx 0.6$) の状態にある。

二次元翼振動装置の概要を Fig. 1 に示す。これは供試翼を片持支持し、翼弦中心をピボット点とする sinusoidal な振動を加える装置である。

供試翼はコード長 40 mm, スパン長 25 mm の二種の二次元翼である。1 つは部分空洞定常翼の実験¹¹⁾に使用

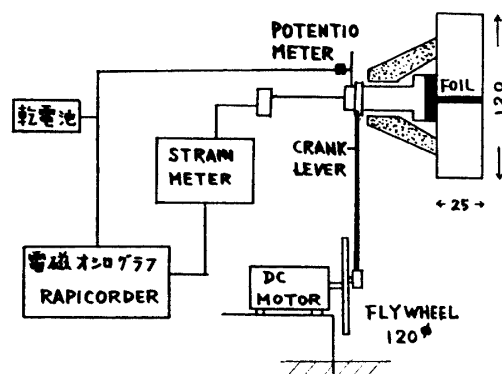


Fig. 1 Experimental apparatus for two-dimensional pitching hydrofoils

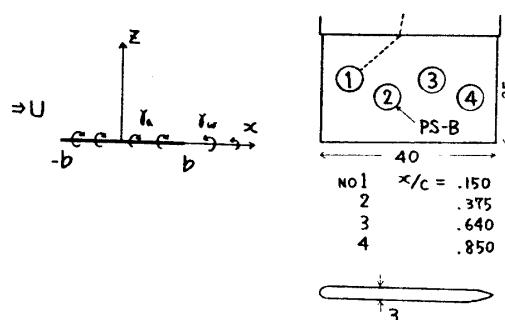


Fig. 2 Co-ordinate system and testing hydrofoil B

したもので、AU5-50 翼型の $0.6R$ 断面形状を持っている（供試翼A）。この供試翼Aは、高速度カメラによる非定常キャビテーションの観察に使用された。もう1つの供試翼はフラットな表面を持っており、負圧面側に四個の高感度圧力変換器を埋め込まれているものである（供試翼B）。供試翼Bの概略図を Fig. 2 に示す。供試翼Bは非キャビテーション時の局所振動圧力測定実験及び非定常キャビテーションを起した時の圧力測定の実験に使用された。使用した高感度圧力変換器は、共和電業製の PS-B 型である。直径が 6 mm あり、翼面積に比して過大であるが、今回はやむを得なかった。このピックアップで検出可能な圧力は 1cmAq のオーダーまでで、測定圧力は 10cmAq が限界値と考えられた。なお、ピックアップの翼面への接着方法については特に注意を払い、翼自身の歪を拾わないようにした。

3.2 実験方法

非キャビテーション時の振動翼圧力分布計測、高速度カメラによる撮影、部分キャビテーション時の非定常圧力測定の三種の実験を行った。運動のモードは、すべて翼弦中心まわりのピッチング振動である。reduced-frequency (K) を変化させるために、一様流速と系の圧力を一定に保ち、振動周波数を変化させた。流速を変化させる方法に比して広い範囲のデータが得られ、レイノルズ数が変わることによる問題がない。以下に実験の概略を示す。

(a) ピッチング翼面上局所圧力の測定

供試翼Bを使用した。 3m/s の流速に対して $K=1.75$ までの実験が可能であった。電磁オシログラフによって記録された振動圧力は、ほぼ $\sin$ 状であるが、翼先端近くの No.1 測定点でのデータは乱れが大きい。これは先端剥離が周期的に起こることが原因と思われる。

(b) 高速度カメラ撮影

最大迎角時で部分空洞状態になる条件下で、非定常キャビテーションを撮影した。カメラは日立 HIMAC を使用した。広い K の範囲での撮影を行うため、流速は 5m/s を中心にし、 $K=1.1$ までの実験を行った。撮影条件を Table 1 に示す。

Table 1 Conditions of filming by high-speed motion camera

Series	10	20	30
U (m/s)	5.0	5.0	8.0
P_{∞} (ata)	0.28	0.35	0.37
σ	2.20	2.50	1.18
α	$-6^{\circ}\sim 6^{\circ}$	$-3^{\circ}\sim 9^{\circ}$	$-3^{\circ}\sim 3^{\circ}$
K (max)	1.1	1.1	0.78
frames/sec	2000	3000	3000

(c) キャビテーション時の圧力測定

部分キャビテーション状態の振動翼面上の圧力は、空洞の存在と気泡崩壊による衝撃圧とで非常に複雑なものとなる。供試翼Bに埋め込まれた高感度圧力変換器によってこの圧力を測定した。これと同時にストロボによる写真撮影も行った。

4 振動翼面上の圧力分布

任意の物体において発生するキャビテーションを論じる際、その物体表面での圧力分布を知ることが必要である。それによってキャビテーションの発生判定が可能であるし、発生したキャビテーションもその圧力場と密接な関係にあるからである。非定常翼に関しても同様で、信頼できる圧力分布の計算法と実験による検証が、まず第一の問題である。もしこの過程を省略すれば、非定常キャビテーションに関する議論は全く定性的なものに止らざるを得ないと思われる。本章では、振動翼理論及びその修正理論について述べ、さらに実験結果と対比させながら振動翼理論の有用性について考える。

4.1 古典的二次元振動翼理論

非定常翼の問題は、フラッター、突風応答の問題に対する必要から古くより航空機分野で研究がなされている。ここで古典的二次元振動翼理論と呼んだものは、1930 年代、40 年代に数多くの研究者、例えば Küssner, W. R. Shears, Von Kármán, Theodorsen 等によって確立されたものである。これらの理論は等角写像によるものと渦模型によるものがあるが、結果は同じである。

渦模型を使ったときの古典的二次元振動翼理論は、次のような仮定をおく。a) 非粘性非圧縮性流体である。b) 翼は平板とする。c) 翼の変位は微小である。d) 後縁で Kutta の流出条件を満たす。e) 渦は一様流への投影線上に分布させ、境界条件もその上で合わせる。f) 後出自由渦は一様流への投影線上を一様流の速度で流される。

これらの仮定の妥当性, それによる誤差等は後節で考えることにし, ここでは計算に多用した Schwarz⁴⁾ の解法の概略を記しておく。彼の解法は数学的に厳密で, かつ圧力分布の計算に適している。

束縛渦 γ_a , 後流自由渦 γ_w に対して基本的な積分方程式は次のようになる。

$$w_a(x, t) = -\frac{1}{2\pi} \oint_{-b}^b \frac{\gamma_a(\xi, t)}{x-\xi} d\xi - \frac{1}{2\pi} \int_b^\infty \frac{\gamma_w(\xi, t)}{x-\xi} d\xi \quad (4.1)$$

単調和振動を扱うので

$$\begin{aligned} \gamma_a(\xi, t) &= \gamma_a(\xi) e^{i\omega t} & \gamma_w(\xi, t) &= \gamma_w(\xi) e^{i\omega t} \\ w_a(x, t) &= \bar{w}_a(x) e^{i\omega t} = \left[i\omega \bar{z}_a(x) + U \frac{d\bar{z}_a}{dx} \right] e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (4.2)$$

ただし翼変位は $z_a = \bar{z}_a e^{i\omega t}$ とする。

これを使って $e^{i\omega t}$ の項を除くと (4.1) は

$$w_a(x) = -\frac{1}{2\pi} \oint_{-b}^b \frac{\gamma_a(\xi)}{x-\xi} d\xi - \frac{1}{2\pi} \int_b^\infty \frac{\gamma_w(\xi)}{x-\xi} d\xi \quad (4.3)$$

これに渦保存則, Kutta 条件, Söhngen の Inverse Formula を使うと, 圧力分布を与える式として次の解を得る。

$$\begin{aligned} -\frac{P_a(x)}{\rho U} &= \frac{2}{\pi} [1-C(K)] \sqrt{\frac{1-x}{1+x}} \int_{-1}^1 \sqrt{\frac{1+\xi}{1-\xi}} w_a(\xi) d\xi \\ &+ \frac{2}{\pi} \oint_{-1}^1 \sqrt{\frac{1-x}{1+x}} \sqrt{\frac{1+\xi}{1-\xi}} \frac{w_a(\xi)}{x-\xi} d\xi - \frac{iK}{\pi} \int_{-1}^1 \ln \left[\frac{1-x\xi + \sqrt{1-\xi^2} \sqrt{1-x^2}}{1-x\xi - \sqrt{1-\xi^2} \sqrt{1-x^2}} \right] w_a(\xi) d\xi \end{aligned} \quad (4.4)$$

4.2 実験結果と定常項修正

実験例は極く少ないが, 振動二次元翼の例として, Bergh & Van de Vooren⁵⁾ と W. E. A. Acum⁶⁾ の実験が著名である。両者共に共通して, 揚力係数の虚数部が古典振動翼理論と良く一致しているのに反して, 実数部の偏りはかなり大きい。

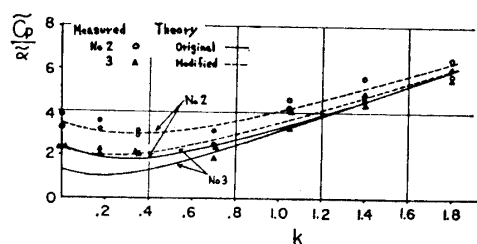


Fig. 3 Change of local oscillatory pressures on a pitching hydrofoil, $\tilde{\alpha} = 6^\circ$

従来の実験は揚力の測定しかなされなかったが, 今回の実験では振動翼の圧力分布を実測することにより古典振動翼理論を吟味してみた。古典振動翼理論との比較を Fig. 3~6 (実線) に示す。Fig. 3 には, 翼弦中心に近い2つの測定点の圧力と Schwarz の方法による計算値とを対比させた。この2つの測定点は圧力勾配の比較的ゆるやかな部分にあり, ピックアップの過大さによる誤差が最も小さい点である。Fig. 4~6 は

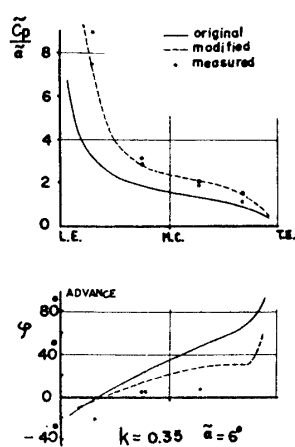


Fig. 4 Magnitude and phase of pressure distribution on a hydrofoil pitching in a simple harmonic manner

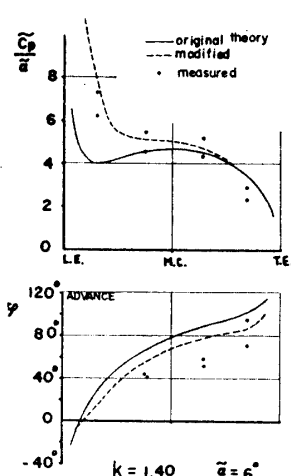


Fig. 5 same quantities as Fig. 4

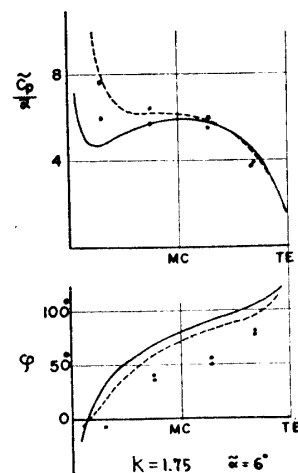


Fig. 6 same quantities as Fig. 4

3つの周波数における圧力分布の例である。圧力分布の振幅と翼変位との位相差を示している。これらの図によると、実験値は高周波数になるほど古典振動翼理論に近づき、 $K > 1.0$ ではその誤差は実験誤差の範囲内である。このことから Kutta の条件は高周波数領域でも満足されていると考えられる。また、低周波数領域での誤差は翼の断面形状による定常成分によるものと推測される。このことについて吟味してみる。

計算に使用した Schwarz の解法に沿って考える。非定常境界条件 (4.2) 式の右辺は、翼の存在によって流体の受ける垂直方向の速度であり、虚数項は翼の運動による部分、実数項は翼の断面形状と迎角による部分である。この両成分のうち、翼の断面形状が大きく利いてくるのは実数部であって、翼の変位速度を表す虚数部は翼が法外に厚くない限り極くわずかである。そして周波数が高くなると虚数部は著しく大きくなる。この虚数部は (4.4) 式の第2項虚数部、第3項実数部として大きく利いてくる訳である。従って、翼断面形状による誤差は周波数の増加と共に相対的に減少する。これは今回の実験結果と一致するし、前述の実験例で揚力係数の実数部で誤差が著しい事実とも一致している。

以上の推論から Fig. 3~6 に見られる理論との差は、翼の断面形状によるものと考えられる。そこで、古典振動翼理論の定常項を修正することにより、 $K < 2.0$ の全領域で実験と良い一致を得ることが可能と思われる。

(4.4) 式において $K \rightarrow 0$ とすれば第2項の実数部のみが残る。これは定常平板翼の圧力分布を表している。この部分のみに $K=0$ での実験値を導入して古典振動翼理論を修正する。結果を Fig. 3~6 (破線) に示す。予想通りすべての領域でかなり良い一致を見せている。

以上の実験と考察により、振動翼理論が充分役に立つことが判った。特に、キャビテーションの問題を考えるのに必要不可欠な圧力分布も、定常項修正を施した古典振動翼理論により計算可能である。そこでこの修正理論を以後の計算に活用することにする。

4.3 修正二次元振動翼理論

実験例の乏しさとは対照的に数多くの修正理論が発表されている。これらは前掲 a)~f) の仮定に基く誤差を軽減させようと意図したものである。Küssner, Hewson-Brown⁷⁾ 等の翼厚修正, L. C. Wood⁸⁾ の経験的修正法, Giesing⁹⁾ の非線型理論等がそれである。しかし、非粘性の仮定と Kutta 条件満足の仮定以外による誤差は概して小さく、上述の定常項修正以外は、修正による誤差の改善の程度は極く小さい。例えば翼厚修正を施した場合の非定常揚力はコード長の 10% 以内の翼厚であれば、平板の場合とほとんど一致するし、c), e), f) の仮定に基く誤差は微小である。ただ Giesing の非線型理論は、強い camber のある翼、平均位置が迎角零でない翼の場合非常に有効であろう。

Kutta の条件が非定常翼でも成り立つかということは、大きな問題であるが、前節の実験結果、大橋等¹⁰⁾ の流線観測の結果等から、 $K=2$ 程度では成立すると考えてさしつかえなさそうである。

5 振動翼におけるキャビテーション

5.1 キャビテーションの種類

定常翼における部分キャビテーションの観察¹¹⁾によれば、いわゆる定常キャビテーションもかなりの非定常性を持っている。簡単に言えば、キャビテーションはすべて非定常なものである。従って、ここで取扱う非定常キャビテーションとは、時間の関数となる非定常な圧力場において発生するキャビテーションのことである。つまり、振動翼のような非定常な揚力体におけるキャビテーションの非定常性は、キャビテーション自身の非定常性に基くものと、圧力場の非定常性に基くものとが混合したものである。

定常翼で発生した主なキャビテーションの種類は、シート、クラウド及びバブルの結合体の如き攪乱シートキャビテーションであった¹¹⁾。振動翼の場合も同様である。Fig. 7 に供試翼 B における例を示した。最大迎角 9° の場合であるので、透明なシートキャビテーションは、迎角の小さい初生時にのみ見られ、ほとんどは層が厚く



Fig. 7 Cavitation on the testing hydrofoil B, $\alpha = -3^\circ \sim 9^\circ$, $K = 0.21$

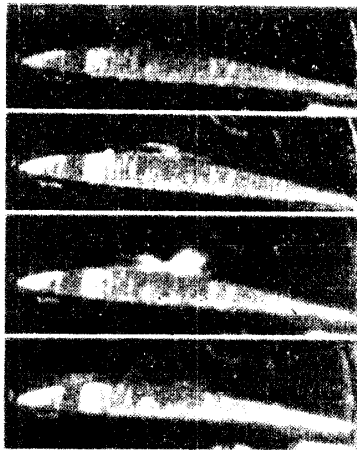


Fig. 8 Cavitation on the testing hydrofoil A, filmed by a high-speed motion camera (Series 30) $\alpha=3^\circ$, $K=0.23$, interval $7/2000$ sec

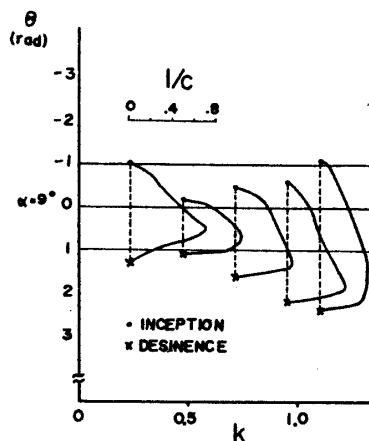


Fig. 10 Change of cavity length analyzed from high-speed motion pictures (Series 20) $\alpha=3^\circ+6^\circ \sin \theta$, $U=5.0$ m/s, $\sigma=2.50$

不透明なシートキャビテーションとその後方及び上部に発生するクラウドキャビテーションである。また、この不透明な攪乱（非定常）シートキャビテーションは、後部が引きちぎられてパブルの結合体として後方に流されている。Fig. 8, 9 に供試翼Aにおける例を示す。共に高速度カメラ撮影によるものである。クラウドキャビテーションの様子が良く判る。

5.2 キャビテーションの発生消滅

キャビテーションの初生はデリケートな問題で、水中の気泡、溶解気体が利いてくる上にヒステリシスも存在するので、この種の実験で深く立入ることはできない。今回の実験で明らかになったのは、空洞が最も発達する時点が定常状態に比してかなり遅れるということである。一例を Fig. 10 に示す。この事実と初生が幾分遅れる事実とは、翼先端近傍での圧力の位相が遅れること (Fig. 4~6 参照) とキャビテーションが発達するのに要する時間とから説明できる。

次に消滅の過程について考える。概して振動翼におけるキャビテーションの消滅は急激である。とりわけ高周波数になるほどそれは顕著になる。Fig. 9 に例をとってみる。この時 $K=1.1$ であるが、空洞長さが最大にな

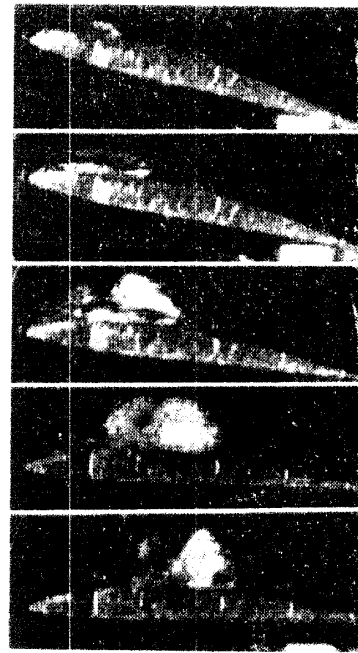


Fig. 9 same as Fig. 8, $\alpha=-3^\circ \sim 9^\circ$, $k=1.10$, interval $5/2000$ sec, (Series 20)

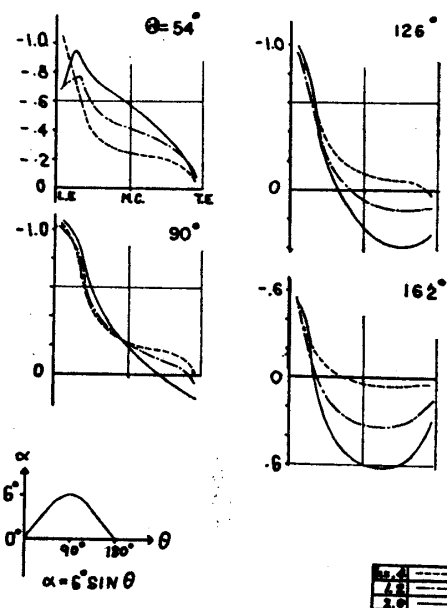


Fig. 11 Change of pressure distribution on the suction side of the testing hydrofoil B, : $K=0.4$, --- : $K=1.2$, — : $K=2.0$

り、巨大なクラウドキャビテーションを伴った状態から、突然翼中央部に高いクラウドキャビテーションを残して消滅している。この現象は振動翼の圧力分布の変化過程と密接な関係があると考えられる。Fig. 11 は供試翼 B に定常項修正振動翼理論 (4.2 節) を適用して得られた翼負圧面における圧力分布の変化過程である。 $\theta=90^\circ$ (最大迎角) を過ぎると、先端近傍を除く部分で圧力の急激な上昇が見られる。このことは翼先端以外で、圧力分布の位相が著しく進むこと (Fig. 4~6 参照) に基づいているのであるが、この圧力挙動が振動翼におけるキャビテーションの消滅過程を大きく支配している訳である。

消滅過程はキャビテーションエロージョンに強く影響しているのであるから、非定常性がエロージョンに強く影響していることが予想される。このことについては次章で述べる。

5.3 キャビテーションの規模

伊藤¹⁾ は片持振動翼における実験から critical reduced frequency の存在を示唆している。つまり、ある周波数で特に激しいキャビテーションが発生するということである。しかし、二次元翼を使った今回の実験、圧力分布の計算等からは、そのような事実は見出されなかった。

Fig. 11 に圧力分布の変化過程、Fig. 12 に空洞最大長さの変化を示した。Fig. 11 の計算結果から Fig. 12 の

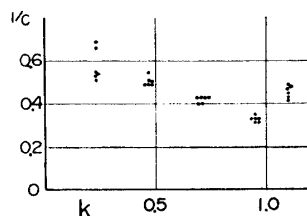


Fig. 12 Change of the maximum length of cavity analyzed from high-speed motion pictures (Series 20)

物理現象をある程度説明できる。Fig. 11 の $\theta=126^\circ$ での図は、空洞長さが最大に達した時点近くでの圧力分布であるが、 C_p カーブは高周波数になるに従って下廻るように変化する。しかも C_p の差は翼後方になるほど大きくなる。このことは Fig. 12 において、空洞最大長さが減少する傾向にあることを説明すると考えられる。Fig. 3~6 を見れば、圧力振幅は周波数と共にかなり大きくなる。しかし、大きな位相差を伴うため、圧力分布の時間変化は Fig. 11 のようになり、キャビテーションの幾何学的規模は大きくならないのである。

6 部分キャビテーション振動翼の圧力挙動

非定常翼においては、そのまわりの圧力場は時間の関数である。従って、振動翼におけるキャビテーションは周波数 K によって強く影響される。特にキャビテーションの消滅崩壊の過程は圧力分布が時間変動することによりかなりの影響を受けるであろう。そこで、圧力分布の時間変動が気泡の消滅崩壊に及ぼす影響について考え、次に供試翼 B によって実測したキャビテーション時の圧力挙動を紹介する。

6.1 気泡の受ける圧力勾配

キャビテーションエロージョンは気泡が急激に崩壊する際に発生する衝撃圧によって引き起されることが考えられる。気泡がこのような衝撃圧を発生して崩壊するには、気泡の大きさと、気泡まわりの圧力場は適当な条件を満たさねばならない。不十分な条件下では、ゆっくり消滅するだけであって、衝撃圧を発生して崩壊し、クラウドキャビテーションを起すことがない。

気泡の成長、崩壊過程には種々の因子が利いてくると思われる。気泡内の気体の組成、気体の圧縮性などである。これらを無視して気泡の崩壊を論じるには、多少無理があるが、ここでは、それらを一応考えないで、最も主要な因子である圧力場についてのみ注目する。

表面張力のみを取り入れた球形気泡の成長方程式は次のようになる。

$$-R \frac{dU_B}{dt} - \frac{3}{2} U_B^2 = \frac{P - P_0 + 2\tau/R}{\rho} \quad (6.1)$$

右辺の次元は P/ρ で加速度ポテンシャルの次元である。(6.1) 式は気泡に加えられるエネルギーに関する式と考えられる。特に、気泡の崩壊過程では、圧力の上昇の割合 dP/dt は気泡に加えられるエネルギーの割合である。この量が気泡の崩壊過程を支配する damage potential と考えて大過ないと思われる。

非定常翼では P は場所の関数であると共に、時間の関数である。翼面上の気泡は、ほぼ一定流速で流されると考えられる。微小時間 Δt の間に Δx だけ流されたと仮定し、 Δt の間にこの気泡の受ける ΔP を考える。

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho U^2 [C_p(T + \Delta t, x + \Delta x) - C_p(T, x)] \quad (6.2)$$

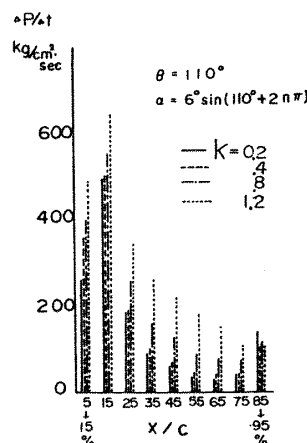


Fig. 13 $\Delta P/\Delta t$ at $U=10\text{m/s}$, $b=0.02\text{m}$ and $\Delta t=1/2500\text{sec}$

キャピテーション時の圧力分布は、非キャピテーション時の圧力分布と当然異なるが、気泡崩壊部あたりでは、文献11)で述べたようにその差はあまり大きくないと思われるので、定常項修正を施した古典振動翼理論を利用して、この量を計算してみた。一例を Fig. 13 に示す。運動のモードはやはり翼弦中心まわりのピッチングであり、条件は $U=10\text{m/s}$, $\Delta t=1/2500$ 秒, $b=0.02\text{m}$, $\Delta x=4\text{mm}$ である。例えば、Fig. 13 で翼弦長の 45% の点にあった気泡が、次の 1/2500 秒の間に受ける圧力勾配は、 $K=0.2$ で $60\text{kg/cm}^2\cdot\text{sec}$, $K=1.2$ で $220\text{kg/cm}^2\cdot\text{sec}$ となる訳である。翼の非定常性が dP/dt に及ぼす影響が大きいことが判る。前述のように、この量は気泡崩壊、衝撃圧発生過程と密接な関係を持っている。従って、エロージョンの大きさに対しても大きく影響を与える訳で、非定常流場でのキャピテーションエロージョンに強く注意することが肝要と思われる。

6.2 キャピテーション時の圧力挙動

ピッチング振動する供試翼Bの部分キャピテーション時の圧力を測定した。測定例を Fig. 14 に示す。ほぼ一周期分の圧力挙動を収録しており、この時の空洞最大長さは、翼弦長の約 75% である。フラットに圧力が一定に保たれている部分が空洞内の圧力を示し、その前後、即ち空洞終端が測定点に達した時に、気泡崩壊によるものと考えられる衝撃的な高圧力が記録されている。また、 $K=0.42$ までの測定例しかないが、周波数の影響も見て取れる。

気泡崩壊による衝撃圧は、理論的には 1,000 気圧のオーダーになると言われ、これを実測するのは困難極まりないと思われる。今回のデータは、直径 6 mm のピックアップによるものであって、極く定性的なものである。しかしながら、エロージョンを考える際、この種の実験をより広範囲に行うことは、非常に有益なデータを提供すると思われる。

7 結 論

振動翼とそこにおけるキャピテーションに関する以上の実験計算から、次の結論が得られた。

- 1) 高感度の小型圧力変換器を使用すれば、高周波数で振動する翼の圧力分布を実測することが可能である。
- 2) 振動翼理論を、局所圧力を実測することにより検討した結果、古典振動翼理論は、 $K>1.0$ の高周波数領域で実験と良く一致し、低周波数領域での不一致も定常項修正によって解消した。定常項修正古典振動翼理論は、薄翼の諸特性、特に圧力分布の計算に有用である。
- 3) 翼厚修正等の従来の修正振動翼理論による精度の改善は、さほど重要な貢献をしない。 $K<2.0$ の範囲では、Kutta の条件も満足されてるものと考えられる。振動翼理論の精度を向上させるには、剥離等の粘性影響と低周波領域のキャンパー影響を取り入れた計算法を開発することが必要である。
- 4) 振動翼において発生する主なキャピテーションの種類は、シート、クラウド、キャピテーションであったが、高迎角時には、攪乱（非定常）シートキャピテーションと考えるものが最も顕著になる。これらの事実は、定常翼の場合と同じである。

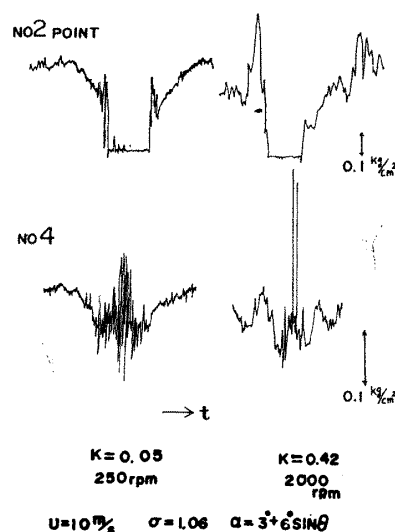


Fig. 14 Pressure behaviors on a cavitating hydrofoil pitching simple harmonically

5) 振動翼におけるキャビテーションが、最大長さに達する時点は定常状態に比して遅れる。キャビテーションの長さは、 $K=1.0$ までは短くなる傾向がある。高周波数でのキャビテーションの消滅は非常に急速に行われる。これらのことは、定常項修正古典振動翼理論より得られた圧力分布の変化から説明することができる。

6) 振動翼面上の気泡の受ける圧力勾配は、定常時に比して著しく大きくなる。この正の圧力勾配は、気泡が崩壊して、クラウドキャビテーションとなり、大きな衝撃圧を発する過程と密接に関係しているので、キャビテーションエロージョン推定の1つの指標として活用できる。非定常流場では、非定常性のキャビテーションエロージョンに対する影響は重要である。

7) キャビテーション時の振動翼の圧力計測を可能にした。これによって、衝撃圧、空洞圧等の圧力特性のデータを得ることができた。

謝 辞

本研究は、東京大学船舶工学科、高速力学研究室において、小村隆士助手、三根山貞夫技官、前田正二技官の助力によって完成された。特に前田技官には、長期に亘った各種の実験の共同実験者として大変お世話になった。改めてお礼申し上げる。また、院生諸氏、烏山工業高校高久有幹教諭、総合試験所高速度カメラ室の方々にご教示、ご援助頂いた。

なお、計算には東大大型計算機センターの HITAC 5020, 5020E を使用し、当センターの Bessel 関数のライブラリープログラムを使わせて頂いた。

参 考 文 献

- 1) 伊藤達郎：船用プロペラの非定常キャビテーションに関する研究，造船協会論文集第111号（1962）。
- 2) 谷林英毅 他：振動翼の非定常キャビテーション，三菱重工技報，Vol. 5, No.2, (昭和43年)。
- 3) 右近良孝 他：非定常キャビテーションについて，日本造船学会論文集第130号（1971）。
- 4) Bisplinghoff, R. L. et al. : Aeroelasticity, Chapter 5.
- 5) Bergh, H. and Van de Vooren, L. A. : N. N. L. Report F 104, (1952).
- 6) Acum, W. E. A. : The Comparison of Theory and Experiment for Oscillating Wings, A. R. C. C. P. No. 681, (1962).
- 7) Hewson-Brown, R. C. : The Oscillation of a Thick Aerofoil in an Incompressible Flow, Mechanics and Applied Mathematics, Vol. XVI, (1963).
- 8) Wood, L. C. : The Lift and Moment Acting on a Thick Aerofoil in Unsteady Motion, Royal Society of London, Philosophical Transactions, Vol. 247, No. A 925, (1954).
- 9) Giesing, J. P. : Nonlinear Two-dimensional Unsteady Potential Flow with Lift, Journal of Aircraft, 5-2, (1968).
- 10) 大橋・石川：非定常翼の後縁付近の流れの可視化研究，機械学会誌，74-634, (1971)。
- 11) 宮田秀明 他：部分キャビテーション翼の特性，23 回 JTTC 資料，(1972)。