## **SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU**

A.I. Chljupin und E.A. Weitendorf

Berechnungen von Druckamplituden mittels einer verbesserten Quellen-Senken-Verteilung für einen kavitierenden Spitzenwirbel mit Knoten und Vergleich mit Messungen



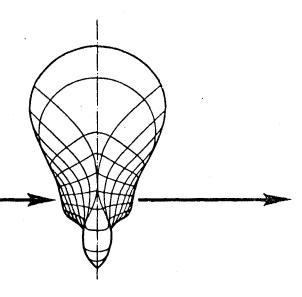
Berechnungen von Druckamplituden mittels einer verbesserten Quellen-Senken-Verteilung für einen kavitierenden Spitzenwirbel mit Knoten und Vergleich mit Messungen
A.I. Chljupin, E.A. Weitendorf

Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1976

© Technische Universität Hamburg-Harburg Schriftenreihe Schiffbau Schwarzenbergstraße 95c D-21073 Hamburg

http://www.tuhh.de/vss

## INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG



Berechnungen von Druckamplituden mittels einer verbesserten Quellen-Senken-Verteilung für einen kavitierenden Spitzenwirbel mit Knoten und Vergleich mit Messungen

A.I. Chljupin E.A. Weitendorf

August 1976

Bericht Nr. 339

#### INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

Bericht Nr. 339

Berechnungen von Druckamplituden mittels einer verbesserten Quellen-Senken-Verteilung für einen kavitierenden Spitzenwirbel mit Knoten und Vergleich mit Messungen

von

A.I. Chljupin und E.-A. Weitendorf

Hamburg, August 1976

## INHALTSVERZEICHNIS

i	Zusammenfassung	
ii	Abstract	
		Seite
1.	Einleitung	1
2.	Die Formel für die Druckamplituden eines aus zwei Anteilen bestehenden Quellen-Senken-Modells für den kavitierenden Spitzenwirbel	2
3.	Bestimmung der für die Formel notwendigen Formparameter des kavitierenden Spitzenwirbels	6
4.	Berechnungsergebnisse von Druckschwankungen, die Formparameter des Spitzenwirbels als Eingang hatten, und deren Vergleich mit Meßergebnissen	9
5.	Berechnungsergebnisse von Druckschwankungen mit empirischen Formeln für die Formparameter des Spitzenwirbels und deren Vergleich mit Meßergeb- nissen	11
6.	Schlußbemerkung	13
7.	Literaturverzeichnis	14
8.	Tabellen 1 und 2	
9.	Abbildungen 1 bis 16	

#### Zusammenfassung

Der vorliegende Bericht enthält Berechnungen der an einer Platte induzierten Druckschwankungen infolge eines homogen angeströmten Propellers einschließlich der von ihm abgehenden kavitierenden Spitzenwirbel.

Die Form der Oberfläche des kavitierenden Spitzenwirbels wird Fotos von Versuchen entnommen, um sie bei den Berechnungen möglichst genau und dann in Form einer Fourier-Reihe berücksichtigen zu können. Die Ergebnisse dieser Berechnungen werden mit Messungen verglichen. Schließlich werden aus den Fotos der Versuche empirische Formeln für die Parameter der Oberfläche des kavitierenden Spitzenwirbels entwickelt. Die mit diesen empirischen Formeln durchgeführten Berechnungen der Druckschwankungen werden ebenfalls mit Messungen verglichen. Mit Hilfe der empirischen Formeln können vermutlich auch die Druckschwankungen von kavitierenden Spitzenwirbeln berechnet werden, für die keine Fotos von Versuchen vorliegen.

<u>Title:</u> Calculations of pressure amplitudes by means of an improved source-sink distribution for a cavitating tip vortex with nodes, and comparison with measurements

#### Abstract

This report contains calculations of pressure fluctuations on a flate plate, caused by a propeller with cavitating tip vortices in open water condition. The shape of the cavitating tip vortices is gathered from photographs in order to use Fourier series for the description of the shape of the tip vortex. The amplitude of the cross-section of vortex is also taken from photographs.

The results of these calculations are compared with measurements. Finally, empirical formulas are developed for the parameters of the shape of the cavitating tip vortex with nodes. The results of the calculations, using the empirical formulas for the tip vortex parameters, are also compared with the measurements. By means of these empirical formulas, it seems possible to compute approximately the pressure fluctuations caused by cavitating tip vortices without having to take photographs.

#### 1. Einleitung

Bei experimentellen Untersuchungen von Druckschwankungen kavitierender Propeller war festgestellt worden, daß die vibrationserregenden Drücke eines Propellers beim Auftreten von Kavitation entscheidend verändert werden. Bei starker Kavitation hat nach den Ergebnissen von /2/ auch der kavitierende Spitzenwirbel, wenn sein mittlerer Durchmesser etwa 4 % des Propellerdurchmessers erreicht, infolge seiner Verdrängungswirkung einen wesentlichen Einfluß. Vor allem spielt dann die Form der Querschnittsfläche des kavitierenden Spitzenwirbels bei der Erregung der Druckamplituden eine maßgebende Rolle. In Abb. 1, die aus /2/ stammt, erkennt man, wie der kavitierende Spitzenwirbel bei konstanter Fortschrittsziffer J, aber abnehmender Kavitationszahl 6va zunächst immer dicker wird. Schließlich beginnt der Wirbel sich in regelmäßigen Intervallen einzuschnüren, was in den Fotos durch Pfeile gekennzeichnet ist. Diese Einschnürungen (Knoten) sind in bezug auf den Propeller stationär. Die Lage der Knoten hängt von der mittleren Dicke des Wirbels und der Kavitationszahl ab. Das hat Ackeret /1/ 1930 bereits theoretisch nachgewiesen. Beim Umlaufen mit dem Propeller erzeugt dieser in sich eingeschnürte, kavitierende Hohlwirbel je nach seiner Wellenlänge, die also dem Abstand zweier Knoten entspricht, Druckamplituden diskreter Frequenzen, die gleich der Blattfrequenz oder einem Vielfachen davon sind. Erreicht die Wellenlänge x. einen Wert, der der Flügelzahl entspricht, z.B.  $x_0 = 120^{\circ}$  bei einem dreiflügeligen Propeller, so werden die Druckamplituden der Blattfrequenz vergrößert. Analoges gilt für die doppelte Blattfrequenz bei  $x_0 = 60^{\circ}$ . Dieses Ergebnis ist in /3/ auch durch theoretische Untersuchungen belegt. Bei diesen theoretischen Untersuchungen /3/ wurde die wellenförmige Struktur der Oberfläche des kavitierenden Spitzenwirbels (vgl. Abb. 1) durch eine einfache Sinuswelle berücksichtigt. In dem hier vorliegenden Bericht soll nun versucht werden, durch das möglichst genaue Erfassen der Änderung der wirklichen Querschnittsgröße in

Längsrichtung des kavitierenden Spitzenwirbels - und zwar mit einem Fourier-Reihenansatz - noch bessere Ergebnisse bei den Berechnungen der Druckamplituden als in der Arbeit mit der sinusförmig sich ändernden Querschnitts-form /3/ zu erzielen. Dabei sollen alle Berechnungsergebnisse mit Messungen verglichen werden.

### 2. Die Formel für die Druckamplituden eines aus zwei Anteilen bestehenden Quellen-Senken-Modells für den kavitierenden Spitzenwirbel

Bei der Aufstellung der Formel für die Druckamplituden eines kavitierenden Spitzenwirbels gilt das in Abb. 2 dargestellte Koordinatensystem. Hierin ist × die Umfangsvariable. Analog den in der Arbeit /3/ (Kapitel 3.1.4) abgeleiteten Formeln ist das niederfrequente Druckfeld des kavitierenden Spitzenwirbels

$$\frac{P_{KS} - P_{o}}{P_{Z}^{2} \omega^{2} R_{o}^{2}} = -\frac{1}{2\pi} \sqrt{1 + \lambda^{2}} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{x_{A}}^{x_{E}} \frac{q(x)}{\omega R_{o}^{2}} \cdot F_{Biot} \cdot dx$$
und
$$F_{Biot} = \frac{\cos(p_{o} + \frac{2\pi n}{N} + x) - \frac{y}{R_{o}} \sin(p_{o} + \frac{2\pi n}{N} + x) + \lambda(\frac{x}{R_{o}} - \lambda x)}{\left[\left(\frac{x}{R_{o}} - \lambda x\right)^{2} + \left(\frac{y}{R_{o}} - \cos(p_{o} + \frac{2\pi n}{N} + x)\right)^{2} + \left(\frac{x}{R_{o}} - \sin(p_{o} + \frac{2\pi n}{N} + x)\right)^{2}\right]^{3/2}},$$
wobei  $\lambda = \frac{v_{o}}{\omega R_{o}}$  der Fortschrittsgrad des Propellers ist.
Weiter ist N die Flügelzahl des Propellers. Die Grenzen
$$x_{A} \text{ und } x_{E} \text{ geben den Anfangs- und Endpunkt des kavitie-}$$
renden Spitzenwirbels an. Für die Quellen-Senken-Verteilung
$$\frac{q(x)}{\omega R_{o}^{2}} \text{ ergibt sich unter Beachtung der kinematischen}$$
Strömungsrandbedingung, nach der die Berandung des kavitierenden Spitzenwirbels Stromlinie ist:

$$\frac{q(x)}{\omega R_o^2} = \frac{\partial}{\partial x} F(x) \frac{1}{R_o^2}$$

Diese Quellen-Senken-Verteilung hängt nun wesentlich von der Form des kavitierenden Spitzenwirbels ab. Ackeret /1/ hat in seiner theoretischen Abhandlung über den wellen-förmigen Hohlwirbel eine einfache Cosinus-Welle verwendet, so daß sich für die Fläche des kavitierenden Hohlwirbels ergeben würde

$$F(x) = \left(R_{\kappa} + R_{\kappa a} \cos \frac{2\pi x}{x_o}\right)^2 \cdot \pi R_o^2$$

wobei

 $R_{\kappa} = \frac{r_{\kappa}}{R_{o}}$  der mittlere, dimensionslose Radius des Hohlwirbels,

R. der Propelleraußenradius und

 $R_{\kappa_a} = \frac{\gamma_{\kappa_a}}{R_o}$  die dimensionslose Amplitude des Querschnittes des Hohlwirbels

ist.

In dem hier vorgelegten Bericht soll die Quellen-Senken-Verteilung für den kavitierenden Spitzenwirbel aus zwei Anteilen zusammengesetzt werden. Diese sind in der Abb. 3 skizzenartig dargestellt

Der erste Teil besteht aus einem Rotationsparaboloid der Länge  $\frac{\chi_{L}}{2}$ . Der Anfangs- und der Endwert sind  $\chi_{A}=-\gamma_{0A}$  und  $\chi_{E}=\frac{\chi_{L}}{2}-\gamma_{0A}$ . Die in Richtung der Umfangsvariablen  $\chi$  sich ändernde Fläche des Hohlwirbels gehorcht der Gleichung

$$F(x)_{\mathrm{I}} = 16\pi \left[ \left( R_{\kappa} + R_{\kappa \alpha} \right) \cdot \frac{x + \gamma_{01}}{\chi_{L}} \left( 1 - \frac{x + \gamma_{01}}{\chi_{L}} \right) \right]^{2} R_{o}^{2}$$
 (2.3)

Dabei gelten wieder für R<sub>K</sub>, R<sub>Ka</sub> und R<sub>o</sub> die oben angegebenen Werte. Der Ausdruck für die Quellen-Senken-Verteilung lautet dann:

$$\frac{q(x)_x}{\omega R_o^2} = 32 \frac{\pi}{\chi_L} \left( R_K + R_{Ko} \right)^2 \frac{\chi + \rho_{oA}}{\chi_L} \left( 1 - \frac{\chi + \rho_{oA}}{\chi_L} \right) \left( 1 - 2 \frac{\chi + \rho_{oA}}{\chi_L} \right) \tag{2.4}$$

Der zweite, wellenartige Teil des kavitierenden Hohlwirbels

erstreckt sich von  $\chi_A = \frac{\chi_L}{2} - \gamma_{0A}$  bis  $\chi_E$ . Die in Richtung der Umfangsvariablen  $\chi$  sich ändernde Fläche wird nach folgender Gleichung bestimmt:

$$F(x)_{\underline{\Pi}} = \pi \left[ R_{\kappa} + R_{\kappa \alpha} \left( A_{o} - \sum_{k=1}^{6} A_{\kappa} \cos \frac{2\pi k}{x_{o}} x_{\underline{\Pi}} \right) \right]^{2} R_{o}^{2}$$
 (2.5)

wobei

$$\chi_{\Pi} = \chi - \frac{\chi_{L}}{2} + \frac{\chi_{o}}{2} + \gamma_{o,1} \quad \text{und}$$

$$R_{\kappa_{\alpha}i} = \frac{\gamma_{\kappa_{\alpha}i}}{\gamma_{\kappa_{\alpha}}} = A_{o} - \sum_{k=1}^{6} A_{\kappa} \cos \frac{2\pi k}{\chi_{o}} \chi_{\Pi} \quad \text{sind.}$$

Die Kontur der wellenartigen Oberfläche des zweiten Teiles des kavitierenden Hohlwirbels soll also durch Fourier-Koeffizienten dargestellt werden. Dann ergibt sich folgender Ausdruck für die Quellen-Senken-Verteilung des zweiten Teiles des kavitierenden Hohlwirbels:

$$\frac{q^{(x)} \pi}{\omega R_o^2} = 2\pi R_{\kappa_0} \left[ R_{\kappa} + R_{\kappa_0} \left( A_o - \sum_{k=1}^{6} A_{\kappa} \cos \frac{2\pi k}{x_o} x_{\pi} \right) \right] \cdot \sum_{k=1}^{6} \frac{2\pi k}{x_o} A_{\kappa} \sin \frac{2\pi k}{x_o} x_{\pi}}$$
(2.6)

Mit den Gleichungen (2.4) und (2.6) ist es nun möglich, den Ausdruck für das Druckfeld nach Gleichung (2.1) zu bestimmen:

$$\frac{P_{KS} - P_{0}}{\sqrt{2}} = \frac{P_{KS} - P_{0}}{\sqrt{2}} = \frac{P_{0}}{\sqrt{2}} = \frac{P_{0}}{\sqrt{2}}$$

$$+2\pi R_{\kappa_{\alpha}} \int_{\chi_{\alpha}=\frac{\chi_{\alpha}}{2}-P_{0,1}}^{\chi_{E}} \left[ R_{\kappa} + R_{\kappa_{\alpha}} \left( A_{o} - \sum_{k=1}^{6} A_{k} \cos \frac{2\pi k}{\chi_{o}} \chi_{\underline{\pi}} \right) \right] \cdot \sum_{\kappa=1}^{6} \frac{2\pi k}{\chi_{o}} A_{\kappa} \sin \frac{2\pi k}{\chi_{o}} \chi_{\underline{\pi}} \cdot F_{Biot} dx \right]$$

(2.7)

mit der Abkürzung für den in kartesischen Koordinaten angegebenen dimensionslosen Faktor

$$F_{\text{Biot}} = \frac{\overline{z} \cos(\rho_0 + \frac{2\pi n}{N} + x) - \overline{y} \sin(\rho_0 + \frac{2\pi n}{N} + x) + \lambda (\overline{x_A} - \lambda x)}{\left((\overline{x}_A - \lambda x)^2 + \left[\overline{y} - \cos(\rho_0 + \frac{2\pi n}{N} + x)\right]^2 + \left[\overline{z} - \sin(\rho_0 + \frac{2\pi n}{N} + x)\right]^2}$$

und den Werten

$$\overline{X}_1 = \frac{x}{R_o} - 0,1$$
;  $\overline{y} = \frac{y}{R_o}$ ;  $\overline{z} = \frac{z}{R_o}$ 

In der Formel  $\overline{x}_4$  gilt der Wert 0,1 für die Verschiebung des Koordinatensystems in negative x-Richtung um die Größe 0,1· $R_0$ , die für den hier untersuchten Propeller 1283 gilt.

Um numerische Berechnungen des Druckfeldes nach Gl. (2.7) durchführen zu können, ist es jetzt notwendig, Zahlenwerte für

- ${f R}_{f K}$  , den dimensionslosen mittleren Radius
- R<sub>va</sub>, die dimensionslose Amplitude des Querschnitts
- R<sub>Kai</sub>, das dimensionslose Profil der Oberflächenwelle in Form von Fourier-Koeffizienten
- $x_{\iota}$ , die Wellenlängen des ersten und des zweiten Anteils des kavitierenden Hohlwirbels und

den Anfangspunkt bzw. die Phasenlage des Hohlwirbels in bezug auf das Propellerblatt

bereitzustellen.

# 3. <u>Bestimmung der für die Formel notwendigen Formparameter</u> des kavitierenden Spitzenwirbels

Unter der Annahme einer über den Propellerradius konstanten gebundenen Zirkulation und der Anwendung des Helmholtzschen Satzes, daß ein Wirbelsystem – bestehend aus gebundenem Wirbel (Propellerblatt) und aus freiem Wirbel (kavitierender Spitzenwirbel) – längs seiner Erstreckung die gleiche Stärke der Zirkulation hat, kann man die Zirkulation um den kavitierenden Spitzenwirbel finden. Wenn man außerdem den kavitierenden Spitzenwirbel als Potentialwirbel betrachtet und den Dampfdruck als den auf dem sichtbaren Rand des Wirbels herrschenden Druck auffaßt, so kann man einen Ausdruck für den mittleren Radius des kavitierenden Spitzenwirbels finden. Derartige Betrachtungen sind in der Schrift /4/ angestellt worden. Die dort abgeleitete Formel für den auf den Propellerradius R<sub>O</sub> bezogenen Wert des mittleren Radius lautet:

$$R_{\kappa} = \frac{c_{s} \cdot \lambda}{2 \cdot N \left[ 1 - \left( \frac{R_{i}}{R_{o}} \right)^{2} \right]} \cdot \frac{1}{\sqrt{\sigma_{v_{A}}}}$$
 (3.1)

mit

$$c_{s} = \frac{S}{\frac{Q}{2} v_{o}^{2} \pi R_{o}^{2}}$$

$$\lambda = \frac{v_{o}}{\omega R_{o}}$$

$$R_{i}, R_{o}$$

N

$$\sigma_{VA} = \frac{p - p_V}{\frac{9}{2} V_A^2}$$

- , dem Schubbelastungsgrad,
- , dem Fortschrittsgrad,
- , den Innen- und Außenradien des Propellers,
- , der Flügelzahl und
- , der Kavitationszahl.

An dieser Stelle sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß in dem Bericht /3/ eine Formel für den dimensionslosen mittleren Radius des kavitierenden Spitzenwirbels aufgestellt wurde, die die elliptische Zirkulationsverteilung auf den Flügelblättern berücksichtigen soll und die dann einen um den Faktor  $\frac{4}{\pi}$  größeren Wert ergibt. Die in der Schrift /4/ und dem Bericht /3/ angestellten Vergleiche zwischen Meß- und Rechenergebnissen des mittleren Radius ergaben eine ausreichende Übereinstimmung. Auch in dem hier vorliegenden Bericht wurde ein Vergleich zwischen den Werten nach Formel (3.1) und Werten aus Versuchsfotos vorgenommen. Im Gegensatz zu den Ablesungen der mittleren Radien der kavitierenden Spitzenwirbel in /3/ und /4/ sind die hier abgelesenen Werte erheblich geringer, weil die Ablesung hier an allen in den Fotos gut erkennbaren Spitzenwirbeln durchgeführt und daraus eine Mittelung gebildet wurde (vgl. Tabelle 1, jeweils  $R_{\rm Km}$  = gemessener, mittlerer Radius). In der Schrift /4/ und dem Bericht /3/ wurde nur unmittelbar hinter einem Blatt eine Ablesung vorgenommen. Stereometrische Auswertungen des Spitzenwirbels liegen leider nicht vor. Aus der Tabelle 1 geht weiter hervor, daß die Abweichung zwischen dem ausgemessenen und dem Wert für  $R_{K}$  nach Gleichung (3.1) höchstens 16 % beträgt (vgl. jeweils  $R_{\kappa}/R_{\kappa_m}$  in Tabelle 1). Somit ist es durchaus angebracht, die Gleichung (3.1) bei den nachfolgenden Berechnungen zu verwenden.

Außerdem ist in der Tabelle 1 das Verhältnis  $R_{\kappa_{\alpha m}}/R_{\kappa_{m}}$  (ausgemessene Amplitude zum ausgemessenen mittleren Radius) angegeben. Es ist dort für beide Fortschrittsziffern etwa gleich 1/3. Dieser Wert  $R_{\kappa_{\alpha m}}/R_{\kappa}$  wird in den nachfolgenden Berechnungen benutzt werden.

Wenden wir uns nun der Form des kavitierenden Spitzenwirbels zu. Da es bis jetzt nicht möglich ist (z.B. /1/), die Amplitude des Querschnittes sowie die Form der Oberflächenwelle theoretisch zu bestimmen, müssen Werte hierfür den Fotos von Versuchen entnommen werden. Wie aus Abb. 4 hervorgeht, ist die Aufmessung des Querschnittes des kavitierenden

Spitzenwirbels neben den Maxima- und den Minima-Werten in drei zusätzlichen Schritten vorgenommen worden. In der Tabelle 2 sind die Ergebnisse des Abmessens der dimensionslosen Radien  $\overline{R_{ai}}$  für die Schnitte 2,3,4 und für die Kavitationszahlen  $\sigma_{VA} = 2,0$  bis 1,14 bei J = 0,72 angegeben. Diese Ergebnisse sind außerdem in der Abbildung 5 dargestellt. Die gestrichelte Kurve in Abb. 5 beschreibt den Verlauf der Wellenkontur entsprechend der folgenden Gleichung

$$\overline{R_{\kappa a_{\ell}}} = 0,24650 - 0,89494 \cos \frac{2\pi}{\chi_{o}} \chi - 0,21933 \cos \frac{4\pi}{\chi_{o}} \chi$$

$$-0,0900 \cos \frac{6\pi}{\chi_{o}} \chi - 0,02400 \cos \frac{8\pi}{\chi_{o}} \chi - 0,01506 \cos \frac{10\pi}{\chi_{o}} \chi - 0,00317 \cos \frac{12\pi}{\chi_{o}} \chi$$

$$(3.2)$$

Die Fourier-Koeffizienten wurden aus einer harmonischen Analyse mit einer größeren Anzahl von Werten für die Wellenkontur des Falles J = 0,72 und  $\sigma_{VA}$  = 1,75 erhalten. Da die ausgemessenen Punkte der zusätzlichen Schnitte 2,3,4 aus Tabelle 2 auf dieser gestrichelten Kurve liegen, ist es gerechtfertigt anzunehmen, daß dieser Reihenansatz für die Beschreibung der Kontur bei allen J- und  $\sigma_{VA}$ -Werten gilt. Damit sind nun die Parameter des kavitierenden Spitzenwirbels für eine numerische Rechnung vorhanden. Sie seien hier noch einmal zusammengestellt:

mittlerer Radius
$$R_{\kappa} = \frac{c_{\perp} \cdot \lambda}{2 N \left[1 - \left(\frac{R_{i}}{R_{o}}\right)^{2}\right]} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{6_{VA}}}$$
Amplitude des Radius
$$R_{\kappa_{\alpha}} \cong \frac{\lambda}{3} R_{\kappa}$$
Glieder der Wellenkontur
$$\overline{R_{\kappa_{\alpha i}}} = A_{o} - \sum_{k=1}^{6} A_{\kappa} \cos \frac{2\pi k}{\chi_{o}} \chi_{\parallel}$$
mit
$$A_{o} = 0, 24 50;$$

$$A_{1} = 0,89494; \quad A_{4} = 0,02400$$

$$A_{2} = 0,21933; \quad A_{5} = 0,04506$$

$$A_{3} = 0,0900; \quad A_{6} = 0,00347$$

$$\chi_{\parallel} = \chi - \frac{\chi_{L}}{2} + \frac{\chi_{0}}{2} + \gamma_{04}$$

Die Parameter  $x_0, x_L$  (Wellenlängen),  $x_K$  (Knotenlage) und  $y_{04}$  (Phasenlage bzw. Anfangspunkt am Propellerblatt) werden auch den Versuchsfotos entnommen. Der zweite Teil des Spitzenwirbels soll sich bis  $x_E = 8\pi$  erstrecken.

4. Berechnungsergebnisse von Druckschwankungen, die Formparameter des Spitzenwirbels aus Versuchen als Eingang hatten, und deren Vergleich mit Meßergebnissen

Die Rechenergebnisse sollen mit Meßergebnissen verglichen werden. Die letzteren stammen aus der in /2/ veröffentlichten Untersuchung. Die hierbei benutzte Anordnung der
Druckdosen im Kavitationstunnel ist in Abb. 6 gezeigt.
Die Meßergebnisse an den Positionen P 1 bis P 5 für den
HSVA-Propeller 1283 bei homogener Zuströmung sind als
Säulen in den Abbildungen 7 bis 9 zu sehen. Hierbei handelt
es sich um die 3., 6. und 9. harmonische Ordnung der Druckamplituden, die in folgender Weise dimensionslos gemacht
sind:

$$K_{phn} = \frac{\Delta p}{g \, m^2 \, D^2}$$

mit  $\Delta p$  = Druckamplituden **D** = Propellerdurchmesses

g = Dichte des Wassers N = Flügelzahl

bezogen auf die

Drehzahl

Bei den oberen Reihen von Meßergebnissen in den Abbildungen 7 bis 9, die mit ATM bezeichnet sind, handelt es sich um Ergebnisse, bei denen die Meßstrecke des Kavitationstunnels zum atmosphärischen Außendruck Verbindung hatte. Die weiteren Reihen enthalten die Meßergebnisse für die Kavitationszahlen  $\sigma_{\rm VA}$  = 2,0 bis 1,14 für jeweils eine Fortschrittsziffer J und einen Propeller-Spitzenabstand a/R<sub>O</sub>.

Die Berechnungen der Druckschwankungen wurden mit einem erstellten Rechenprogramm durchgeführt, das neben der Formel (2.7) für die Druckamplituden infolge des kavitie-

renden Spitzenwirbels auch die Amplituden infolge der Verdrängungswirkung und der Belastung der Flügelblätter enthält. Außerdem enthält das Rechenprogramm eine harmonische Analyse sowie den Spiegelungsfaktor  $S_{\rm p}$  = 2,0 zur Berücksichtigung der Verdoppelung der Druckamplituden an der Platte gegenüber denen in der unbegrenzten Flüssigkeit. Weiterhin sind die Berechnungsergebnisse auf gleiche Weise dimensionslos gemacht worden wie die Meßergebnisse. Damit ist ein direkter Vergleich zwischen Rechnungen und Messungen in den Abbildungen 7 bis 9 möglich. Das Rechenprogramm benötigt auf dem TR 440 der Universität Hamburg für einen Aufpunkt  $x/R_0$  (d.h. eine Position, z.B. P 1) und sechs harmonische Ordnungen des Druckes ca. 30 Sekunden. Bei der Durchsicht der Vergleiche zwischen den Berechnungen ( ♥ ) und den Messungen ( 🛛 ) bis einschließlich der 9. harmonischen Ordnung des Druckes stellt man in den Abbildungen 7 bis 9 im allgemeinen eine befriedigende Übereinstimmung fest. Interessant ist der Vergleich in Abb. 8 für J = 0,72 und  $\boldsymbol{\delta}_{VA}$  = 1,75. Dort ergibt sich eine ausgezeichnete übereinstimmung, vor allem auch für die Meßpositionen P 4 und P 5; wo der kavitierende Spitzenwirbel entscheidenden Einfluß hat. Für diesen Meßfall waren neben den Fotos, wie sie z.B. in Abb.1 gezeigt werden, noch Farbdiapositive vorhanden, aus denen die Parameter des kavitierenden Spitzenwirbels besser als aus den Fotos ausgemessen werden konnten. Man erkennt hieraus, wie wichtig eine genaue Bestimmung der Formparameter des Spitzenwirbels ist. Denn erst die Eingangs-Werte des Rechenprogramms, die der Realität des Versuches am nächsten liegen, führen zu einer Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung. - An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, daß die in dem Bericht /3/ für das Rechenprogramm verwendeten Eingangswerte der Formparameter des kavitierenden Spitzenwirbels aufgrund anderer Ausmessungen größer waren und daß daher in dem Bericht /3/ vor allem für die höheren Druckkomponenten sich größere Werte ergaben als in dem vorliegenden Bericht.

5. Berechnungsergebnisse von Druckschwankungen mit empirischen Formeln für die Formparameter des Spitzenwirbels und deren Vergleich mit Meßergebnissen

Die im vorigen Kapitel diskutierten Berechnungsergebnisse setzten die Parameter des kavitierenden Spitzenwirbels als bekannt voraus. Sie wurden den Fotos der entsprechenden Versuche entnommen. Hier nun soll versucht werden, diese Einschränkung durch die Aufstellung empirischer Formeln für die Wirbelparameter aufgrund von Versuchsergebnissen zu umgehen.

In der Arbeit von Ackeret /1/ war eine Beziehung für die Wellenlänge  $x_o$  angegeben worden. Sie hängt hauptsächlich vom mittleren Rarius  $R_K$  des kavitierenden Hohlwirbels und der Kavitationszahl  $G_{VA}$  ab. Eine derartige Abhängigkeit, die als Abszisse den Wert  $z = 2\pi \frac{R}{x_o}$  und als Ordinate den Wert  $f_1 = \frac{\lambda \sqrt{G_{VA}}}{\sqrt{1+\lambda^2}}$  enthält, ist in Abb. 10 gezeigt.

Die in dieses Diagramm eingetragenen Versuchswerte können durch eine Gerade verbunden werden. Die Geradengleichung lautet dann:

$$f_4 = 0,17346 + 4,03844 \frac{R_{K}}{\chi_0}$$
 (5.1)

und die Gleichung für die Wellenlänge

$$\chi_0 = \frac{R_K}{0,24351f_4 - 0,04174} \tag{5.2}$$

Ähnliche Abhängigkeiten kann man für die Lage  $\mathbf{x}_{\kappa}$  des ersten Knotens des kavitierenden Hohlwirbels finden. Versuchswerte hierfür sind in Abb. 11 eingetragen. Die sich daraus ergebende Gleichung für die Lage des ersten Knotens heißt dann

$$\chi_{\kappa} = 0,43825 \frac{\sqrt{1+\lambda^2}}{\lambda \sqrt{6\nu_A}}$$
 (5.3)

Auch die Länge  $\chi_{L}$  des ersten Teiles des kavitierenden Hohlwirbels, bzw. die Summe aus  $\chi_{L}$  und der Wellenlänge  $\varkappa_{o}$ , kann man in dieser Art untersuchen. In Abb. 12 sind die ent-

sprechenden Versuchswerte angegeben. Die dazugehörende empirische Gleichung heißt:

$$x_0 + x_L = 2(x_K + p_{01}) = 0,94601 \frac{\sqrt{1+\lambda^2}}{\lambda \sqrt{6v_A}}$$
 (5.4)

Damit sind nun alle Werte, auch die für die Wirbelparameter, die für eine Berechnung der Druckschwankungen notwendig sind, bekannt.

Die in dem erstellten Rechenprogramm benutzten Formeln seien noch einmal hier zusammengestellt:

$$f_{1} = \frac{\lambda \sqrt{6\nu_{A}}}{\sqrt{1 + \lambda^{2}}}$$

$$\chi_{0} = \frac{0.24351f_{1} - 0.04174}{0.24351f_{1} - 0.04174}$$

$$\chi_{L} = \frac{0.94604}{f_{1}} - \frac{R_{K}}{0.24351f_{2} - 0.04174}$$

$$R_{04} = \frac{0.03476}{f_{4}}$$

$$R_{K} = \frac{c_{5}\lambda}{2N[1 - (\frac{R_{i}}{R_{0}})^{2}]} \cdot \frac{1}{\sqrt{6\nu_{A}}}$$

$$R_{Ka} = \frac{1}{3} \cdot R_{K}$$

$$\overline{R_{Ka}}_{i} = \frac{R_{Kai}}{R_{Ka}} = A_{0} - \sum_{K=1}^{6} A_{K} \cos \frac{2\pi K}{\chi_{0}} \chi_{II}$$

$$A_{0} = 0.24650$$

$$A_{1} = 0.89494 \qquad A_{4} = 0.02400$$

$$A_{2} = 0.21933 \qquad A_{5} = 0.01506$$

$$A_{3} = 0.09000 \qquad A_{6} = 0.00317$$

$$\chi_{II} = \chi - \frac{\chi_{L}}{2} + \frac{\chi_{0}}{2} + \gamma_{04}$$

Mit diesen Formeln werden nun die Druckamplituden nach Gleichung (2.7) mit dem erwähnten Rechenprogramm bestimmt. Die Berechnungsergebnisse und die Meßergebnisse für den Spitzenabstand a/ $R_0$  = 0,109 mit drei Fortschrittsziffern sind in den Abbildungen 13 bis 15 und für J = 0,72 und den Spitzenabstand a/ $R_0$  = 0,352 in der Abb. 16 enthalten. Der Vergleich zwischen Rechen- und Meßergebnissen ergibt für Zwecke der Vibrationsbeurteilung im Hinterschiff infolge propellererregter Dnuckschwankungen eine ausreichende Über-

einstimmung in den Abbildungen 13 bis 15 mit dem Spitzenabstand  $a/R_0 = 0,109$ . Bei dem größeren Spitzenabstand  $a/R_0 = 0,352$  (Abb.16), der dem realen Fall eines schnellen Fahrzeugs entspricht, ist die Übereinstimmung zwischen Berechnungen und Messungen sogar recht gut.

#### 6. Schlußbemerkung

Mit den empirischen Formeln für die Parameter des kavitierenden Spitzenwirbels ist es für Zwecke der Vibrationsbeurteilung im Hinterschiff infolge der propellererregten
Druckschwankungen möglich, die Druckamplituden mit ausreichender Genauigkeit vorauszuberechnen. Sicherlich treten
an einzelnen Punkten über dem Propeller noch Diskrepanzen
zwischen der Rechnung und der Messung auf. Schon bei den
theoretischen Untersuchungen in der Arbeit /3/ zeigten
Verschiebungen der Oberflächenwelle um nur ca. zehn Grad
eine Veränderung von Druckamplituden an einzelnen Aufpunkten um etwa den Faktor zwei. Diese Unterschiede an einzelnen
Aufpunkten dürften aber bei einer Integration über die
Fläche, an der die Druckamplituden erregt werden, verschwinden.

Ein weiteres Ziel müßte die Berechnung von Druckamplituden infolge des kavitierenden Spitzenwirbels im Nachstrom sein. Erste Berechnungen mit dem vorliegenden Rechenprogramm sind in quasistationärer Vorgehensweise schon gemacht worden. Es ergaben sich Druckamplituden infolge des kavitierenden Spitzenwirbels, die durchaus in der Größenordnung der anderen Druckanteile lagen. Um eine abschließende Beurteilung über den Einfluß des kavitierenden Spitzenwirbels im Nachstromfeld bei Handelsschiffen vornehmen zu können, sind jedoch ausführlichere theoretische Untersuchungen notwendig.

Abschließend möchten die Verfasser es nicht versäumen, Frau Stahlschmidt für die Hilfe bei der Programmierung und die Durchführung der Rechnungen aufrichtig zu danken.

#### 7. Literaturverzeichnis

/1/ Ackeret, J.:

Über stationäre Hohlwirbel Ing.-Archiv 1930, S. 399-402

/2/ Weitendorf, E.-A.:

Experimentelle Untersuchungen der durch kavitierende Propeller erzeugten Druckschwankungen Schiff und Hafen 25 (1973), S. 1040-1060

/3/ Weitendorf, E.-A.:

Kavitationseinflüsse auf die vom Propeller induzierten Druckschwankungen Bericht Nr. 338 Institut für Schiffbau der Universität Hamburg (1976)

/4/ Weitendorf, E.-A.:

Der mittlere Radius eines kavitierenden Spitzenwirbels bei Propellern Schrift Nr. 2214 Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, November 1974

J = 0.72

NN FOTO	19	20	21	22	23
б	б 2		1,50	1,25	1,14
d <sub>MAX</sub> [mm]	3,2	3,4	3,8	3,2	3,2
R <sub>MAX</sub>	0,050	0,053	0,059	0,050	0,050
d <sub>Min[mm]</sub>	1,6	1,75	2,0	1,7	1,6
R <sub>MIN</sub>	0,025	0,027	0,031	0,026	0,025
R <sub>K m</sub>	0,037	0,040	0,045	0,038	0,037
R <sub>Ka m</sub>	0,012	0,012	0,014	0,011	0,012
R <sub>Ka m</sub> R <sub>K</sub> m	0,333	0,320	0,310	0,305	0,335
R <sub>K</sub>	0,038	0,040	0,039	0,035	0,032
R <sub>K m</sub> RK	0,970	0,993	1,160	1,095	1,162

J = 0,803

NN FOTO	13	14	15	16	17	
б	2	1,75	1,50	1,25	1,14	
d <sub>MAX</sub>	1,8	2,1	2,65	2,7	2,8	
R <sub>MAX</sub>	0,030	0,036	0,045	0,046	0,044	
d <sub>MIN</sub> mm	1,05	1,15	1,18	1,35	1,4	
R <sub>MIN</sub>	0,018	0,019	0,020	0,023	0,022	
R <sub>K m</sub>	0,024	0,027	0,032	0,034	0,033	
RKam	0,006	0,008	0,012	0,011	0,011	
RKam RK m	0, 262	0,292	0,385	0,333	0,333	
R <sub>K</sub>	0,029	0,030	0,032	0,034	0,033	
R <sub>Km</sub> RK	0,843	0,908	1,002	1,006	0,989	

F		$\cap$	7	7	
J	=	U.	_/	7	

J = 0,72						
	NN FOTO	19	20	21	22	23
	б	2	1,75	1,5	1,25	1,14
	d <sub>MAX</sub>	3,2	3,4	3,8	3,2	3,2
	R <sub>MAX</sub>	0,050	0,053	0,059	0,050	0,050
	d <sub>MIN</sub> mm	1,6	1,75	2,0	1,7	1,6
	R <sub>MIN</sub>	0,025	0,027	0,031	0,026	0,025
	RKm	0,037	0,040	0,045	0,038	0,037
	R <sub>Ka m</sub>	0,012	0,012	0,014	0,011	0,012
	d <sub>2 mm</sub>	3,1	3,2	3,6	3,0	3 ,1
Schnitt	R <sub>2</sub>	0,047	0,050	0,056	0,047	0,048
2	R <sub>Ka2</sub>	0,010	0,010	0,011	0,008	0,010
	R <sub>Ka2</sub> R <sub>Ka2</sub>	0,825	0,783	0,790	0,756	0,840
— ···	d <sub>3 mm</sub>	2,8	2,9	3,3	2,75	2,8
Schnitt 3	R 3	0,044	0,045	0,051	0,043	0,044
J	R <sub>Ka3</sub>	0,006	0,005	0,006	0,004	0,006
	RKa3RKa	0,535	0,405	0,423	0,414	0,520
	d <sub>4 mm</sub>	2,2	2,3	2,65	2,3	2,2
Schnitt 4	R <sub>4</sub>	0,034	0,035	0,041	0,036	0,034
•	R <sub>Ka 4</sub>	-0,003	-0,004	-0,003	-0,002	-0,003
	R <sub>Ka4</sub> Ka4 R <sub>Ka</sub>	-0, 275	-0,351	-0,265	-0,219	-0,280

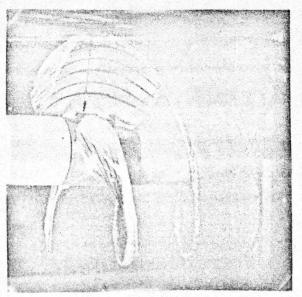
$$R_{Km} = \frac{R_{MAX} + R_{MIN}}{2}$$

$$R_{Kam} = R_{MAX} - R_{Km}$$

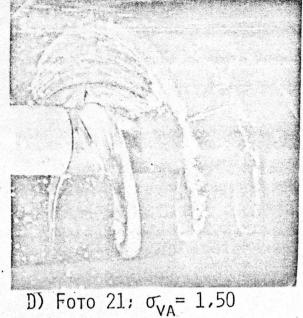
$$R_{Ka_{i}} = R_{i} - R_{Km}$$

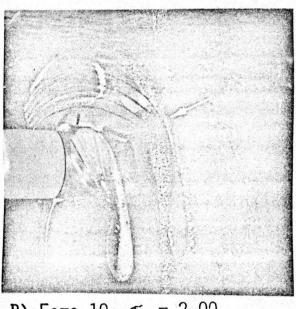
$$\overline{R}_{Ka_{i}} = \frac{R_{Kai}}{R_{Ka}}$$

$$\overline{R}_{Ka_i} = \frac{R_{Kai}}{R_{Ka}}$$

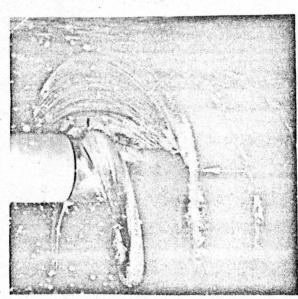


A) Foto 18:  $\sigma_{VA} = 3.00$ 

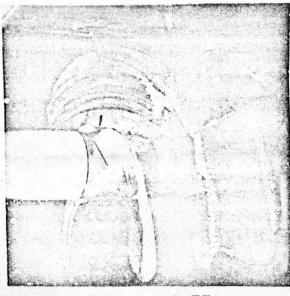




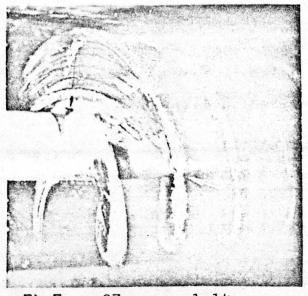
B) Foto 19:  $\sigma_{VA}^{-}=2.00$ 



E) Foto 22;  $\sigma_{VA} = 1.25$ 

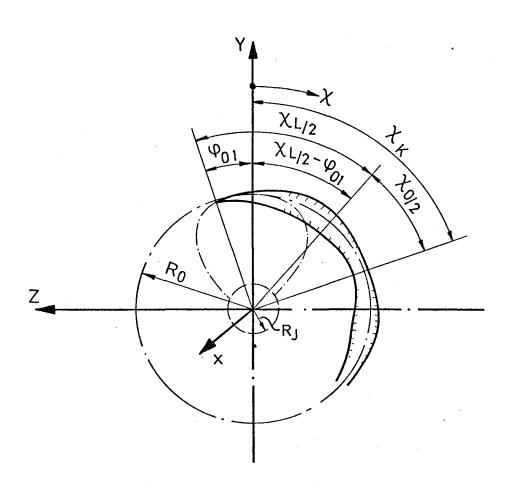


C) Foto 20;  $\sigma_{VA} = 1.75$ 

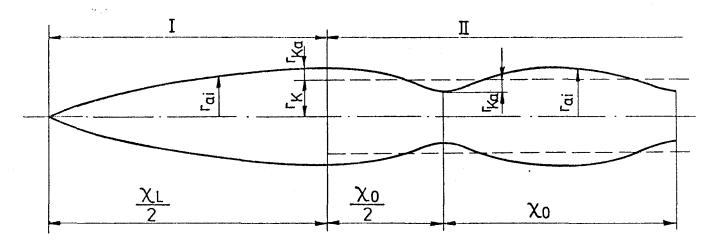


F) Foto 23:  $\sigma_{VA} = 1.14$ 

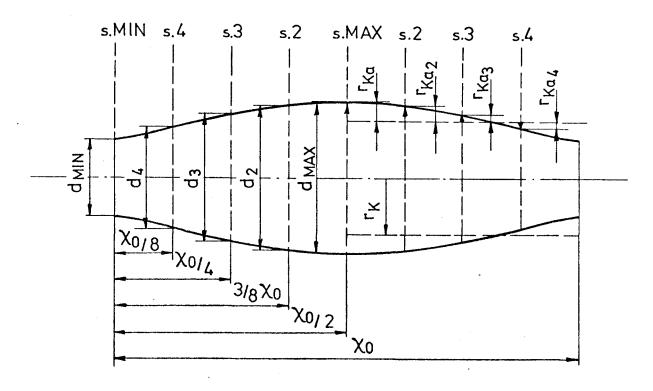
Spitzenabstand  $\alpha/R = 0.109 \text{ u. Fortschrittsziffer } J = 0.72$ Propeller 1283 in homogener Zuströmung Авв. 1



Koordinatensystem für die Umfangsvariable x und Skizze des kavitierenden Spitzenwirbels.

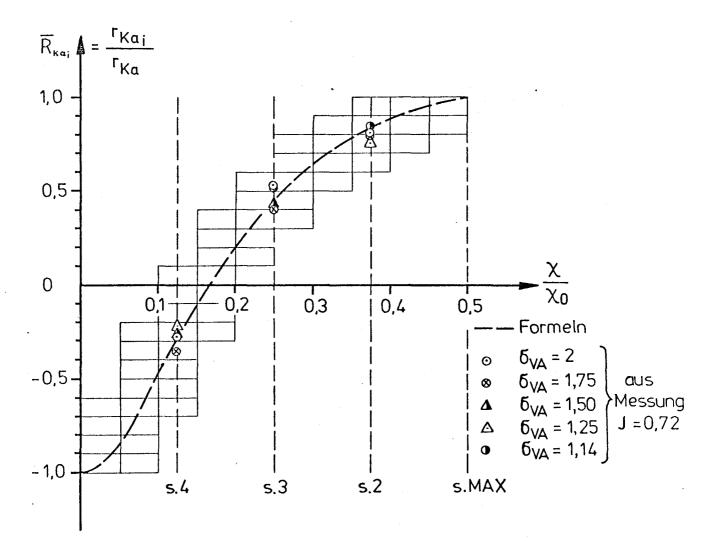


Skizze für die Bezeichnungen des Kavitierenden Spitzenwirbels Abb. 3

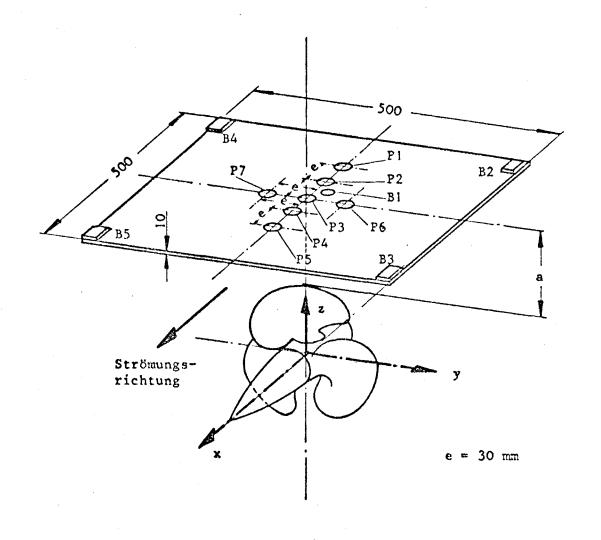


Skizze zum Aufmessen des Wirbels aus den Fotos

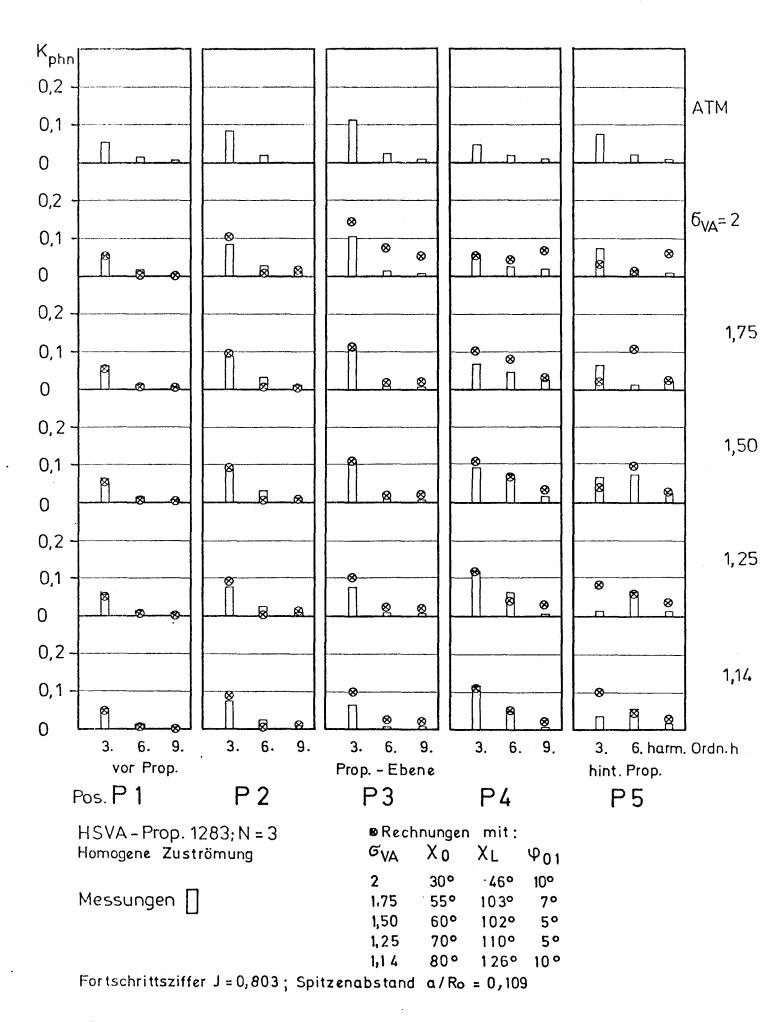
Abb. 4



Kontur des kavitierenden Spitzenwirbels

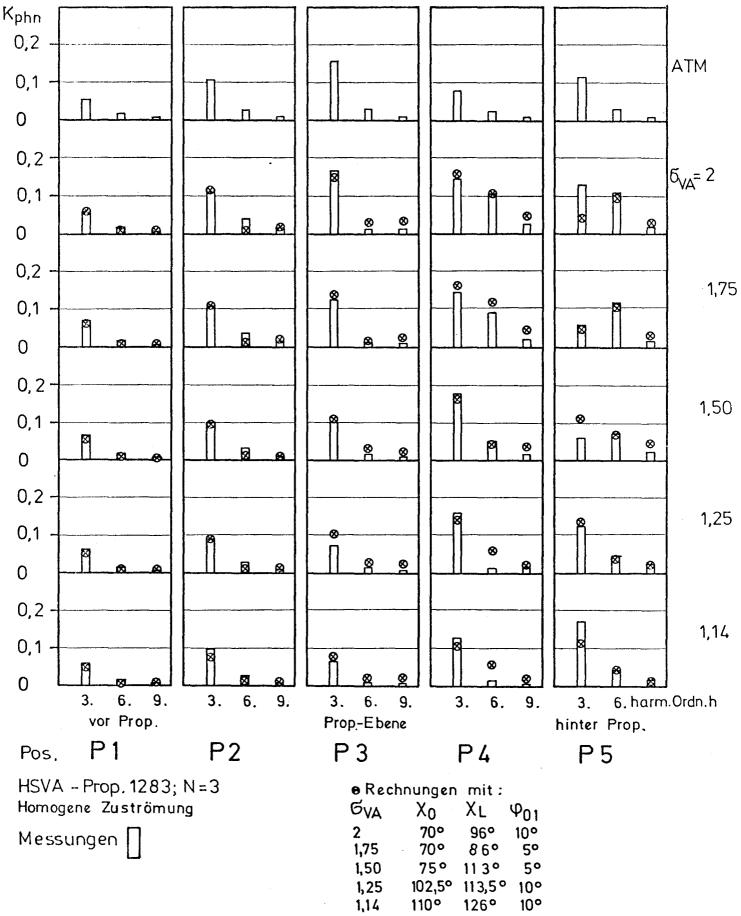


# ANORDNUNG DER MESSTELLEN UND DES KOORDINATENSYSTEMS DER EXPERIMENTELLEN UNTERSUCHUNGEN



Vergleich von berechneten und gemessenen dimensionslosen Druckamplituden.

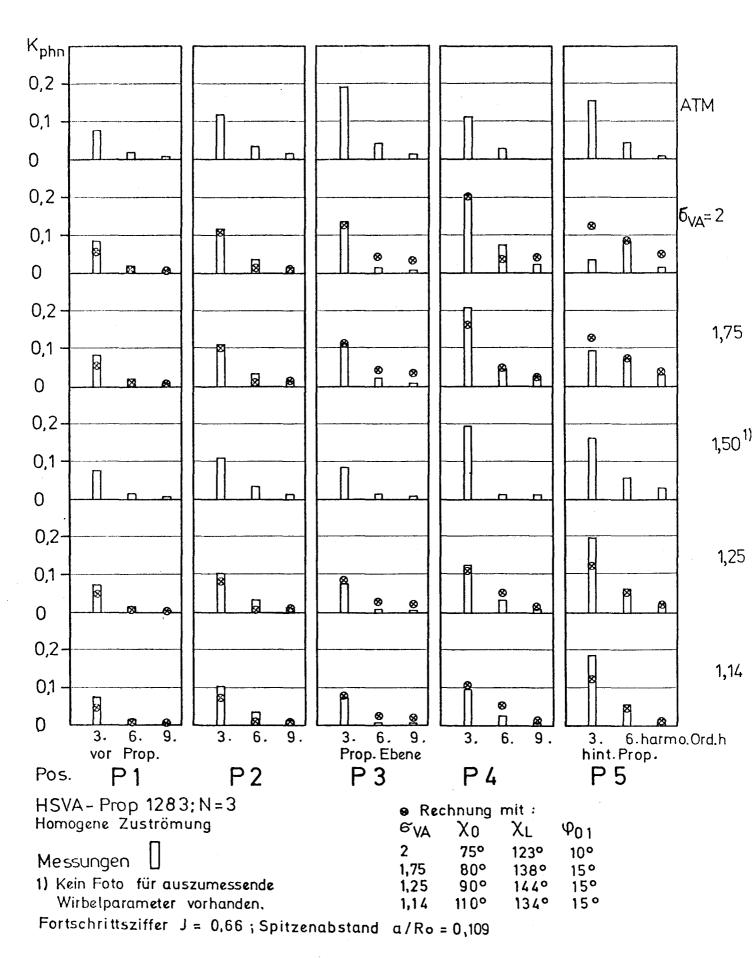
Abb.7



Fortschrittsziffer J = 0.72; Spitzenabstand  $a/Ro \cdot 0.109$ 

Vergleich von berechneten und gemessenen dimensionslosen Druckamplituden.

Abb.8



Vergleich von berechneten und gemessenen dimensionslosen Druckamplituden

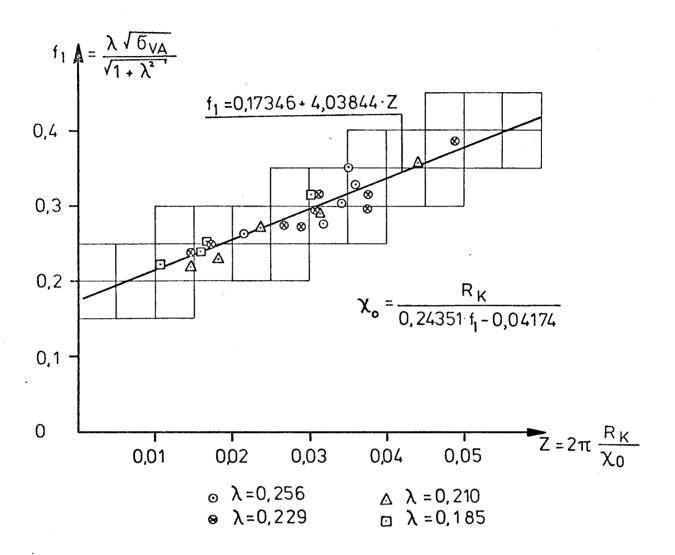


Diagramm zur Bestimmung der Wellenlänge Xo.

Abb. 10

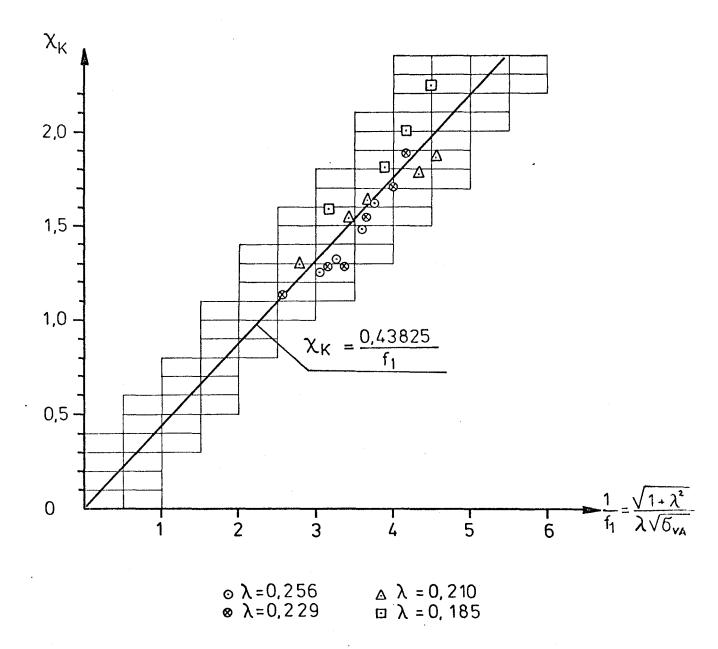


Diagramm zur Bestimmung der Lage  $\chi_{K}$  des ersten Knotens.

Abb. 11

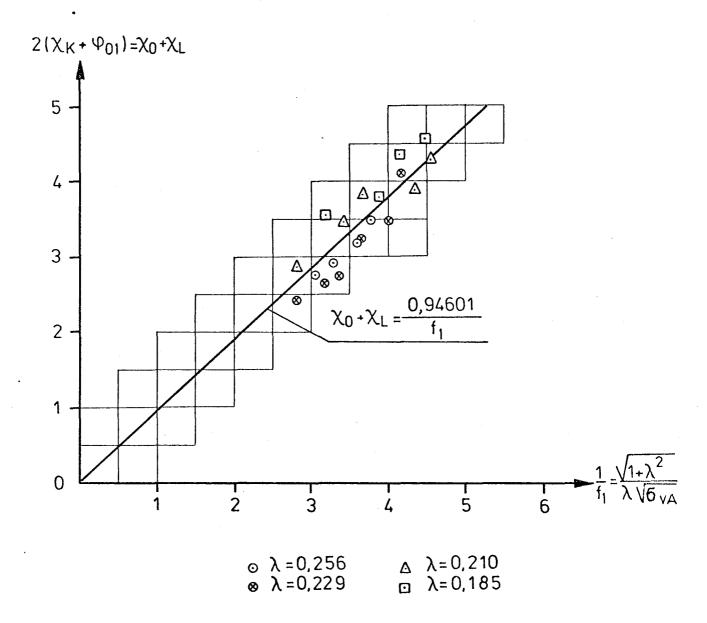
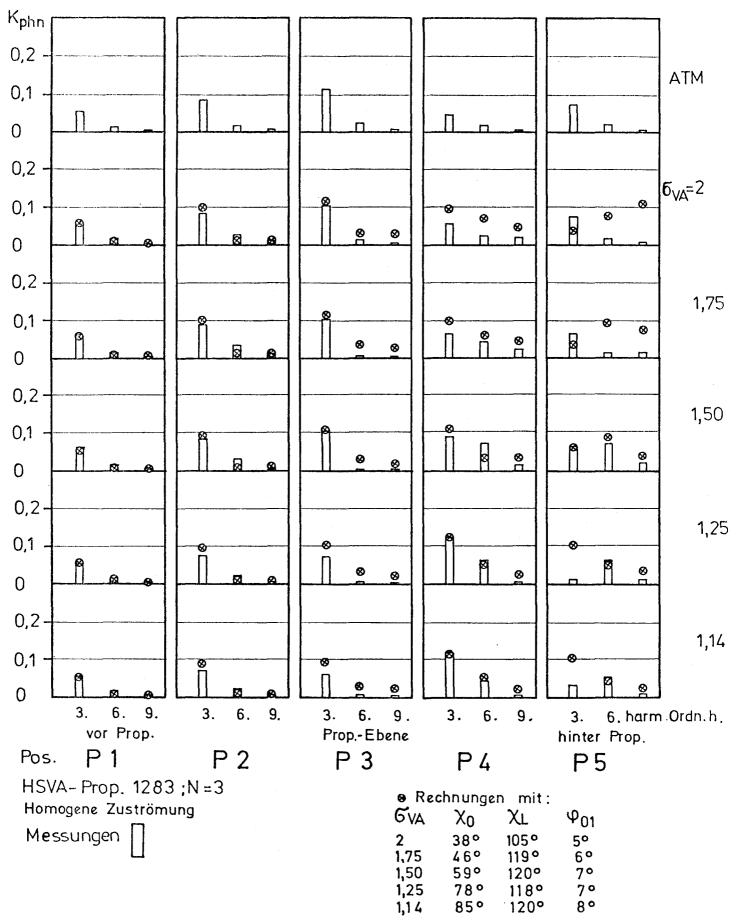
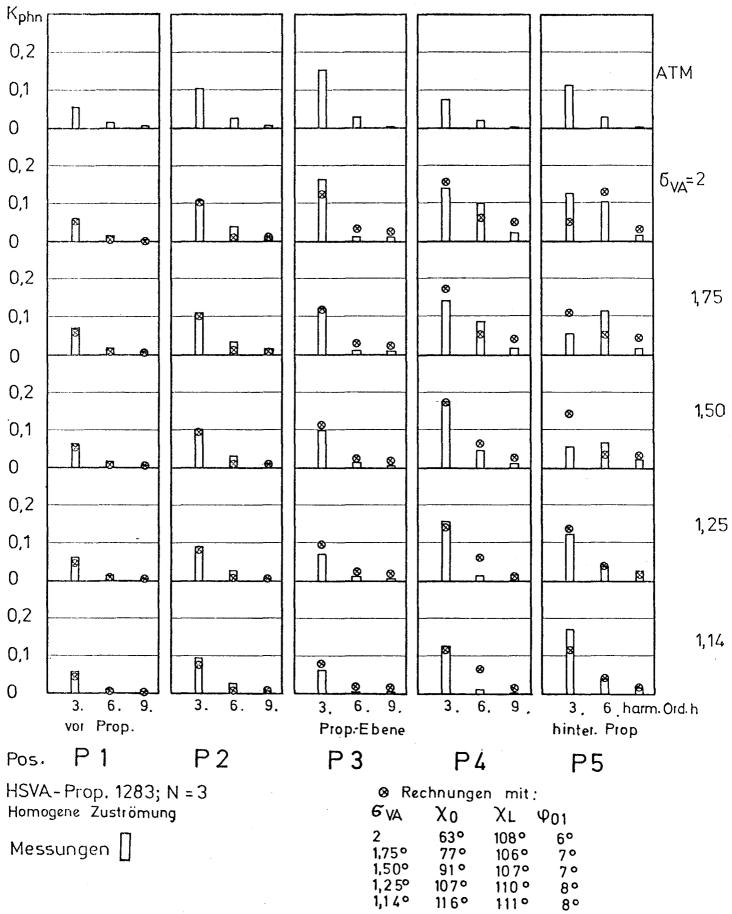


Diagramm zur Bestimmung der Länge X<sub>L</sub> des ersten Teiles des kavitierenden Spitzenwirbels.



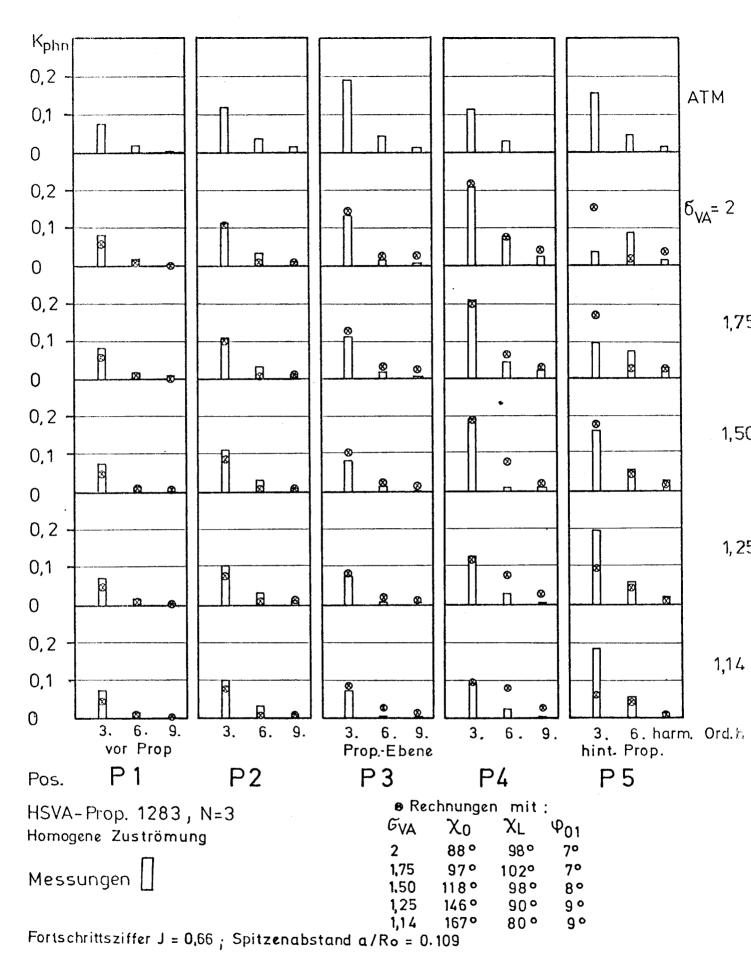
Fortschrittsziffer J=0,803; Spitzenabstand a/Ro=0,109

Vergleich von dimensionslosen Druckamplituden aus Messungen und Berechnungen mit empirischen Formeln für die Parameter des kavitierenden Spitzenwirbels. Abb. 13



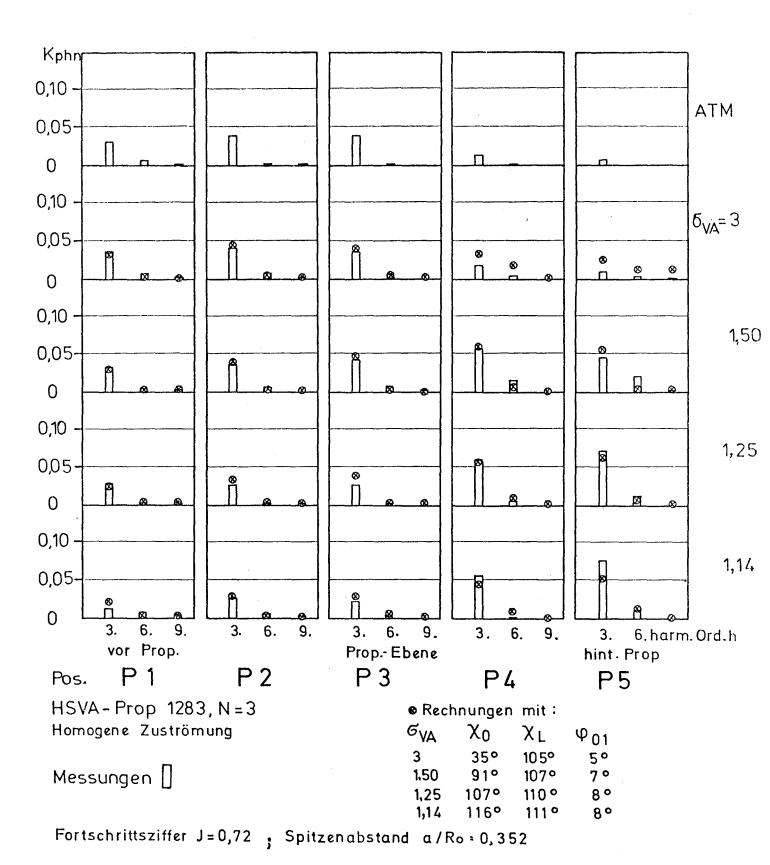
Fortschrittsziffer J = 0.72; Spitzenabstand a/Ro = 0.109

Vergleich von dimensionslosen Druckamplituden aus Messungen und Berechnungen mit empirischen Formeln für die Parameter des kavitierenden Spitzenwirbels. Abb.14



Vergleich von dimensionslosen Druckamplituden aus Messungen und Berechnungen mit empirischen Formeln für die Parameter des kavitierenden Spitzenwirbels.

Abb. 15



Vergleich von dimensionslosen Druckamplituden aus Messungen und Berechnungen mit empirischen Formeln für die Parameter des kavitierenden Spitzenwirbels.