

410 | Juni 1981

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

E. Kirschneck

Druckschwankungsberechnungen mit einer modellhaften Kavitationsverteilung

TUHH

Technische Universität Hamburg-Harburg

Druckschwankungsberechnungen mit einer modellhaften Kavitationsverteilung

E. Kirschneck, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1981

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

<http://www.tuhh.de/vss>

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	S. 1
2. Berechnung von Druckschwankungen	S. 4
3. Beschreibung des Modells	S. 13
4. Ergebnisse der Druckschwankungsberechnungen	S. 18
5. Zusammenfassung der Ergebnisse	S. 22
Literaturverzeichnis	S. 24

Tabellen

Abbildungen

Abstract

Für eine modellhafte Kavitationsverteilung wurden die Druckschwankungsamplituden eines Propellers berechnet, wobei die Abhängigkeit vom Kavitationsvolumen, von der Ausdehnung der Kavitationsschicht auf dem Flügelblatt und von der Größe des Kavitationsintervalls untersucht wurde.

Alle Druckschwankungsamplituden steigen mit wachsendem Kavitationsintervall zuerst an, durchlaufen ein Maximum und verschwinden für ein großes Intervall. Die Maxima liegen für höhere Ordnungen der Druckschwankungsamplituden bei immer kleineren Kavitationsintervallen. Beim Anstieg ist das Volumen, beim Abfall die Ausdehnung der Kavitationsschicht der entscheidende Parameter. Eine Einordnung der experimentellen Ergebnisse von Weitendorf war nicht möglich. Eventuell waren die Symmetrieanahmen für die Kavitationsverteilung zu weitgehend.

The propeller-induced pressure fluctuations have been calculated using a model cavitation distribution. The dependence of the pressure fluctuations on cavity volume, cavity extension on the blade and on the region of cavitation have been investigated.

The pressure fluctuation amplitudes increase with rising cavitation region and after passing a maximum go to zero. The maxima are shifted to smaller cavitation regions for pressure fluctuation amplitudes of higher orders. On the increasing side the cavity volume is the definite parameter, on the decreasing side the cavity extension is more important. The experimental results of Weitendorf could not be reproduced. Possibly the symmetry assumptions on the cavitation distribution have been too restrictive.

1. Einleitung

Ein bewegter Propeller strahlt ein Schalldruckfeld ab, das Vibrationen im Schiffskörper erregt und zu Beschädigungen der Schiffsaußenwand führt. Diese Druckschwankungen können aus den Ergebnissen von Modellexperimenten im Kavitationstunnel vorhergesagt werden. Aber Modellexperimente sind kostspielig und zeitaufwendig. Auch ist es wünschenswert, schon im Stadium des Entwurfs Vorhersagen treffen zu können, welche Vibrationen der Propeller hervorrufen kann. Deshalb versucht man, ein theoretisches Verfahren zu entwickeln, mit dem man aus den Propellerdaten und den Betriebszuständen die Druckschwankungen berechnen kann.

Im Rahmen der Propellertheorie wurden Verfahren entwickelt, das Druckfeld, das von einem Propeller abgestrahlt wird, mit den Gleichungen der Strömungsmechanik zu berechnen. Es wird die potentialtheoretische Näherung verwendet, d.h. daß die Einflüsse turbulenter Größen, der Reibung und der Wärmeleitung vernachlässigt werden. Bei Isay^{1,2} findet sich eine ausführliche Diskussion der Propellerhydroakustik, wobei alle Anteile am Druckfeld diskutiert werden.

Experimentelle und theoretische Untersuchungen haben ergeben, daß der Hauptbeitrag zu den Druckschwankungen vom Aufbau und Zusammenfall instationärer Kavitationsschichten auf dem Propellerblatt verursacht wird. Im nichtkavitierenden Betriebszustand sind die Druckschwankungen wesentlich kleiner³. Auch eine Kavitationsschicht, die sich bei einem Umlauf des Propellers nicht ändert, führt nur zu Druckschwankungen, die in der Größenordnung des nichtkavitierenden Betriebszustands liegen⁴. Wesentlich für die Druckschwankungen ist die zeitliche Änderung der Kavitationsschicht bei der Rotation des Propellers.

Wichtige Eingangsgrößen bei der Berechnung der Druckschwankungen, die von der Kavitation verursacht werden, sind deshalb die geometrischen Parameter der Kavitationsschicht - ihre Dicke und ihre Ausdehnung auf dem Flügelblatt - beim Durchgang des Propellers durch das Kavitationsgebiet. Diese Parameter können experimentell aus stereophotographischen Aufzeichnungen⁵ der Kavitationszustände gewonnen werden. Für das angestrebte Ziel, mit theoretischen Methoden schon im Entwurfsstadium Vorhersagen über das Verhalten

des Propellers und über sein Druckfeld treffen zu können, müssen die Parameter auf theoretischem Wege ermittelt werden. Mit Hilfe der Profiltheorie ist es auch möglich, die Kavitationsparameter zu berechnen^{6,7,8}. Jedoch weichen bisher noch die Parameter der Kavitationsschicht, die mit profiltheoretischen Methoden berechnet werden, für einen Propeller beträchtlich von den gemessenen Werten ab. Keines der bisher bekannten rein theoretischen Verfahren zur Berechnung der Druckschwankungen kommt deshalb ohne empirische Korrekturen der Eingangsgrößen aus^{7,8}.

Die theoretische Bestimmung der Druckschwankungsamplituden aus den Propellerdaten und den Betriebszuständen scheidet bis jetzt noch an der ungenügenden Bestimmung der geometrischen Parameter der Kavitation. Auf der anderen Seite ist nicht bekannt, wie die physikalischen Eigenschaften der Kavitation die Druckschwankungen beeinflussen und welche Rückschlüsse aus gemessenen Druckschwankungsamplituden auf Größen der Kavitationsverteilung gezogen werden können. So ist nicht zu erklären, wieso beispielsweise die unterschiedlichen Kavitationsverteilungen, die für den gleichen Betriebszustand von Dimakos⁶ profiltheoretisch und von Döhler und Ringle⁵ experimentell ermittelt wurden, zu Druckschwankungsamplituden führen, die nicht so verschieden sind, wie es auf Grund der Unterschiede in der Kavitationsverteilung zu erwarten gewesen wäre. So gibt es keine Untersuchungen darüber, ob sich Doppelkavitation, d.h. das Auftreten von Kavitation auf mehreren Flügeln gleichzeitig, in charakteristischer Weise in den Druckschwankungsamplituden äußert. Es ist auch nicht bekannt, welche Rückschlüsse aus den Größenverhältnissen der Druckschwankungsamplituden verschiedener Ordnung gezogen werden können. Bei den ersten Experimenten, die über Druckschwankungen kavitierender Propeller⁹ durchgeführt wurden, dominierten die Amplituden der Blattfrequenz (das ist die Drehfrequenz des Propellers multipliziert mit der Flügelzahl) eindeutig über die nächsthöhere Ordnung. Aber schon Weitendorf¹⁰ berichtet über wesentliche Druckschwankungsanteile von Amplituden höherer Ordnung, mit denen Schäden an Hinterschiffskonstruktionen erklärt werden können, deren Eigenfrequenzen höher als die Blattfrequenz liegen. Die Beiträge höherer Ordnung führt Weitendorf allerdings - wie sich zeigen wird zu Unrecht - allein auf den Einfluß von Spitzenwirbeln zurück.

Dieser unbefriedigende Zustand veranlaßte uns, systematisch die Zusammenhänge zwischen den physikalischen Eigenschaften einer Kavitationsverteilung und den von ihr verursachten Druckschwankungen zu untersuchen. Dazu berechneten wir die Druckschwankungsamplituden der drei niedrigsten Ordnungen einer modellhaften, systematisch zu variierenden Kavitationsverteilung. Durch eine Variation des Intervalls, in dem Kavitation auftritt, bei festgehaltener maximaler Ausdehnung der Kavitationsschicht untersuchten wir, wie die Druckschwankungen von der Geschwindigkeit beeinflußt werden, mit der sich die Kavitationsschicht aufbaut. Bei zunehmender Ausdehnung des Kavitationsintervalls wurde der Übergang zur Doppelkavitation erreicht. Außerdem interessierte uns, ob das maximale Kavitationsvolumen oder die maximale Ausdehnung der Kavitationsschicht auf dem Flügelblatt Größen sind, die sich als Bestimmungsparameter für die Druckschwankungsamplituden eignen. Es wurde untersucht, inwiefern sich die geometrische Form der Kavitationsausdehnung auf die Druckschwankungen auswirkt, wobei Kavitationsausdehnungen, die über die Hinterkante des Propellers hinausreichen (sog. Superkavitation), besondere Beachtung geschenkt wurde. Um mit Ergebnissen früherer Arbeiten vergleichen zu können, wurden diese Berechnungen an einem Propeller vorgenommen, für den Experimente und theoretische Berechnungen im gleichen Betriebszustand vorliegen^{10,11}.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 geben wir einen Überblick, wie Druckschwankungsamplituden aus den Parametern der Kavitationsschicht berechnet werden können. In Kapitel 3 wird das Modell für die Kavitationsverteilung beschrieben, das wir unseren Berechnungen zugrunde legen. In Kapitel 4 sind die Ergebnisse zusammengestellt und diskutiert, die sich aus diesem Modell für die Druckschwankungsamplituden ergeben. In Kapitel 5 findet sich eine Zusammenfassung.

2. Berechnung von Druckschwankungen

Die Eulersche Gleichung, hier ohne die Einflüsse von Zähigkeiten und Wärmeleitung, beschreibt den Zusammenhang zwischen hydrodynamischem Geschwindigkeitsfeld $\vec{v}(r)$ und Druckfeld $p(r)$, wobei $\rho(r)$ die Dichte ist

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} - \rho \vec{v} \times \vec{\nabla} \times \vec{v} + \rho \vec{\nabla} \frac{v^2}{2} + \vec{\nabla} p = 0 \quad (2.1.)$$

In der Propellertheorie wird üblicherweise angenommen, daß der Nachstrom des Schiffes und die vom Propeller induzierten Geschwindigkeiten durch Potentialströmungen angenähert werden können. Man kann dann ein Geschwindigkeitspotential einführen und die Gleichung (2.1.) integrieren.

Für schwach belastete Propeller sind die induzierten Geschwindigkeiten klein im Verhältnis zur Anströmgeschwindigkeit u_0 . Wenn man nur lineare Terme in den Abweichungen der Geschwindigkeiten von der Anströmgeschwindigkeit u_0 berücksichtigt, ergibt sich für die Druckschwankungen

$$\frac{p - p_0}{\rho} = - \frac{\partial}{\partial t} \phi - u_0 \frac{\partial}{\partial x} \phi \quad (2.2.)$$

wobei p_0 der Anströmdruck weit vor dem Propeller ist.

Wie von Isay¹ ausführlich diskutiert wurde, müßten im allgemeinen Fall die Geschwindigkeitspotentiale ϕ die Wellengleichung erfüllen. Da hier nur das niederfrequente hydroakustische Druckfeld betrachtet werden soll, genügt es, wenn die Geschwindigkeitspotentiale Lösungen der Laplace-Gleichung darstellen.

Im nichtkavitierenden Zustand tragen die Verdrängungswirkung des Propellers auf Grund seiner Dicke und der Drucksprung an den Propellerblättern zu den instationären Druckschwankungen bei. Diese Beiträge wurden in der Literatur ausführlich diskutiert^{1,12}.

Die Übereinstimmung der theoretischen Berechnungen mit experimentellen Untersuchungen z.B. an der ebenen Platte sind gut^{13,14,15}.

Im kavitierenden Zustand tragen die unterschiedlichen Kavitationserscheinungen zu den Druckschwankungsamplituden bei. Die Auswir-

kung der Kavitation in Spitzenwirbeln auf Druckschwankungen wurde von Weitendorf¹⁰ experimentell und theoretisch untersucht. Es ist außerdem bekannt, daß die Dynamik der einzelnen Kavitationsblasen zu Druckschwankungen führen, die im hochfrequenten Bereich liegen und deshalb in dieser Arbeit nicht untersucht werden. Dagegen liegen die Druckschwankungen, die vom Aufbau und Zusammenfall ganzer Kavitationsschichten verursacht werden im niederfrequenten Bereich. Die Auswirkung dieser Schichtkavitation auf die Druckschwankungen soll in dieser Arbeit analysiert werden.

Experimentelle Untersuchungen und theoretische Berechnungen haben ergeben, daß die Druckschwankungsamplituden des kavitierenden Propellers wesentlich größer sind als die des nichtkavitierenden Propellers. Bei Noordzij³ sind die Beiträge der Schichtkavitation zu Druckschwankungen den Druckschwankungsanteilen des nichtkavitierenden Zustands größenordnungsmäßig grafisch gegenübergestellt. Weil der Beitrag der Kavitation dominiert und der nichtkavitierende Zustand ausgiebig experimentell und theoretisch untersucht wurde, beschränken wir uns in dieser Arbeit auf die Diskussion der Druckschwankungen, die von der Schichtkavitation verursacht werden.

D.h. es kann Gleichung (2.2.) benutzt werden, wobei das Geschwindigkeitspotential ϕ nur die von der Kavitationsschicht induzierten Geschwindigkeiten enthält. Der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung (2.2.) ist sehr viel kleiner als der erste. Damit ist es gerechtfertigt, sich wie Noordzij³ auf den Zeitableitungsterm in Gleichung (2.2.) zu beschränken und damit auszugehen von

$$\frac{p-p_0}{\rho} = - \frac{\partial}{\partial t} \phi \quad (2.3.)$$

Das Geschwindigkeitspotential $\phi(x, r, \varphi)$ genügt der Laplace-Gleichung und kann deshalb aus Beiträgen einer Quell-Senken-Verteilung $q(s, \chi, \rho_s)$ auf den einzelnen Flügelblättern superponiert werden.

$$\phi(x, r, \varphi) = - \frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{\rho_1(s, \rho_s)}^{\rho_2} \int_{\chi_1(s)}^{\chi_2(s, \rho_s)} \frac{q(s, \chi, \rho_s) \sqrt{s^2 + k^2} ds d\chi}{\mathcal{D}(x, r, \varphi, s, \chi, \rho_s)} \quad (2.4.)$$

Hier ist k_1 die Steigung des Propellers und N die Anzahl der Propellerflügel. φ_0 ist die momentane Stellung des Propellers, so daß

$$\varphi_n = \varphi_0 + \frac{2\pi n}{N} \quad (2.5.)$$

die Momentanstellung der einzelnen Flügel bezeichnet. $D(x, r, \varphi, s, \chi, \varphi_n)$ ist das Abstandselement zwischen einem Aufpunkt $X=(x, r, \varphi)$ und einem Punkt $\bar{X}=(s, \chi)$ auf dem Flügelblatt n bei der Propellerstellung φ_0

$$D(x, r, \varphi, s, \chi, \varphi_n) = \sqrt{(x - k_1 \chi)^2 + r^2 + s^2 - 2rs \cos(\varphi - \varphi_n - \chi)} \quad (2.6.)$$

Die Quell-Senken-Verteilung $q(s, \chi, \varphi_n)$ wird durch die Strömungsrandbedingung an der Oberfläche der Kavitationsschicht festgelegt

$$q(s, \chi, \varphi_n) = v_q = \frac{d}{dt} \eta_D(s, \chi, \varphi_n) \quad (2.7.)$$

wobei $\eta_D(s, \chi, \varphi_n)$ die örtliche Dicke der Kavitationsschicht bezeichnet. Dieser Ansatz für die Quellstärke erfüllt die instationäre Schließungsbedingung

$$\int_{\chi_n(s)}^{\chi_F(s, \varphi_0)} q(s, \chi', \varphi_0 + \chi_F(s, \varphi_0) - \chi') d\chi' = 0 \quad (2.8.)$$

Die totale zeitliche Änderung der Kavitationsdicke umfaßt einerseits die zeitliche Volumenänderung der Kavitationsschicht auf dem als ruhend angesehenen Propellerblatt. Wie bei allen Strömungsproblemen beinhaltet die totale zeitliche Änderung der Kavitationsdicke aber auch einen Beitrag, der durch die Bewegung der Kavitationsschicht relativ zur Anströmung verursacht wird. Dieser Beitrag ist analog zu dem von der Verdrängungswirkung des Propellers verursachten.

$$\frac{d}{dt} \eta_D = \frac{\partial}{\partial t} \eta_D + \frac{v(s)}{\sqrt{s^2 + k_1^2}} \frac{\partial}{\partial \chi} \eta_D \quad (2.9.)$$

Hier ist $v(s)$ die Anströmungsgeschwindigkeit am Radius s des Propellers.

Damit kann man die Druckschwankungen berechnen, wenn die zeitlichen und örtlichen Änderungen der Kavitationsdicke bekannt sind. Zur Berechnung der Druckschwankungen benutzen Yuasa e.a.⁷ eine ähnliche Gleichung. Wenn man in ihrer Gleichung den Neigungswinkel η gleich Null setzt, ergibt sich dieselbe Gleichung, die man erhält, wenn man (2.4.), (2.7.) und (2.9.) in (2.2.) einsetzt. Wir verwenden allerdings Gleichung (2.3.) anstatt (2.2.).

Aufgrund eines Größenvergleichs der beiden Beiträge der Schichtkavitation vernachlässigt Noordzij³ die Verdrängungswirkung der Schichtkavitation im Vergleich zur zeitlichen Volumenänderung der Kavitationsschicht. Diese Vernachlässigung haben wir nicht übernommen; es wurde auch nicht versucht, den Fehler in dieser Näherung abzuschätzen. Allerdings wurden in Gleichung (2.9.) die Beiträge der induzierten Geschwindigkeiten und des Schiffnachstroms zur örtlichen Anströmgeschwindigkeit $v(s)$ vernachlässigt. Der Einfluß des Schiffnachstroms wirkt sich dann nur noch in einer unterschiedlichen Gestalt der Kavitationsschicht aus. Für die Anströmgeschwindigkeit $v(s)$ ergibt sich dann

$$v(s) = \sqrt{u_0^2 + \omega^2 s^2} \quad (2.10.)$$

mit der Winkelgeschwindigkeit ω des Propellers. Darüberhinaus wird es im Rahmen einer linearisierten Profiltheorie als zulässig erachtet, anzunehmen, daß die Propellersteigung k_1 ungefähr gleich $\frac{u_0}{\omega}$ ist. Damit ergibt sich für die Quellstärke q

$$q = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \omega \frac{\partial}{\partial \chi} \right) \eta_D \quad (2.11.)$$

Für einen mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω drehenden Propeller kann man die Zeitableitungen in (2.3.) und (2.11.) ersetzen durch Ableitungen nach der momentanen Propellerwinkelkoordinaten χ_u

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\omega \frac{\partial}{\partial \chi_u} \quad (2.12.)$$

Damit können die Druckschwankungen aus der Gleichung

$$\frac{p-p_0}{\rho} = \frac{\omega^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial \varphi_0} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{\varphi_1(\varphi_0)}^{\varphi_2} \int_{\chi_0(s)}^{\chi_1(s, \varphi_0)} \frac{(\frac{\partial}{\partial \varphi_0} - \frac{\partial}{\partial \chi}) \psi_D(s, \chi, \varphi_0) \sqrt{s^2 + k_0^2}}{D(x, r, \varphi, s, \chi, \varphi_0)} ds d\chi \quad (2.13.)$$

berechnet werden.

Die Druckschwankungen $\Delta p = p - p_0$ werden üblicherweise in Fourierkomponenten zerlegt

$$\Delta p = \sum_{\nu=1}^{\infty} (a_{\nu} \cos \nu \varphi_0 + b_{\nu} \sin \nu \varphi_0) \quad (2.14.)$$

wobei durch

$$A_{\nu} = \sqrt{a_{\nu}^2 + b_{\nu}^2} \quad (2.15.)$$

die Amplitude A_{ν} der ν -ten harmonischen Komponente gegeben ist. Für den idealisierten Propeller, der theoretischen Berechnungen zugrunde gelegt wird, sind alle Größen bei einer Drehung des Propellers um $\frac{2\pi}{N}$ invariant. Deshalb sind nur die Amplituden der Ordnungen

$$\bar{\nu} = \nu N \quad (2.16.)$$

von Null verschieden. In der Praxis trifft dies nicht exakt zu, da durch kleine Abweichungen der einzelnen Flügelblätter diese Symmetrie nicht genau erfüllt ist. Jedoch sind auch dann die Amplituden der Ordnungen $\bar{\nu}$ wesentlich größer als die anderen, so daß man sich auf diese beschränken kann. Die Amplituden der harmonischen Komponente werden in dimensionsloser Form angegeben

$$K_{P\bar{\nu}} = \frac{A_{\bar{\nu}}}{\rho \left(\frac{\omega}{\bar{\nu}}\right)^2 (2R_0)^2} = \frac{A_{\bar{\nu}}}{\rho n^2 D^2} \quad (2.17.)$$

n ist hier die Drehzahl des Propellers und D dessen Durchmesser. K_{PN} wird als Druckschwankungsamplitude der Blattfrequenz und die anderen als Druckschwankungsamplituden höherer Ordnung bezeichnet.

Wie aus Gleichung (2.13.) ersichtlich ist, ist zur Bestimmung der Druckschwankungen die Kenntnis des Dickenverlaufs η_D der Kavitationsschicht und der Ausdehnung der Kavitation auf dem Propellerblatt notwendig. Üblicherweise wird angenommen, daß die Kavitation an der Vorderkante des Propellers einsetzt, wobei $R_1(\varphi_n)$ der minimale Radius ist, bei dem die Kavitation an der Vorderkante beginnt. Die Beschreibung der Kavitationsausdehnung auf dem Blatt kann dann durch die Angabe einer Kavitationslänge $l_{kav}(s, \varphi_n)$ oder durch die Angabe der Winkelkoordinaten $\chi_E(s, \varphi_n)$ des Kavitationsendes geschehen. Diese beiden Größen stehen durch

$$l_{kav}(s, \varphi_n) = (\chi_E(s, \varphi_n) - \chi_V(s)) \sqrt{s^2 + k_r^2} \quad (2.18.)$$

im Zusammenhang. Der Dickenverlauf der Kavitationsschicht η_D und deren Ausdehnung lassen sich experimentell mit Hilfe von stereophotographischen Aufnahmen ermitteln⁵. Theoretisch kann man die charakteristischen Parameter der Kavitationsschicht - die Kavitationsdicke und die Kavitationslänge - mit Hilfe der Profiltheorie berechnen. Für den Propeller der "Sydney Express" hat Dimakos⁶ diese Kavitationsparameter für einen Kavitationszustand berechnet, für den stereophotogrammetrische Formbestimmungen von Döhler und Ringle⁵ vorgenommen worden waren. Die Übereinstimmung der theoretischen Rechnungen mit den experimentellen Ergebnissen ist ziemlich unbefriedigend. Auch Yuasa e.a.⁷ und Chiba e.a.⁸ kamen zu keiner besseren Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen. Diese Autoren versuchen deshalb, bei der Berechnung von Druckschwankungen die theoretisch ermittelten Eingangsdaten der Kavitationsparameter mit Hilfe von empirischen Korrekturfunktionen an experimentelle Ergebnisse anzugleichen.

Am Institut für Schiffbau wurden von Zimmermann¹¹ Druckschwankungsberechnungen für den Modellpropeller der "Sydney Express" für einen Betriebszustand durchgeführt, für den von Weitendorf¹⁰ Messungen der Druckschwankungen an der ebenen Platte durchgeführt wurden. Die Fortschrittsziffer bei diesen Versuchen war $J_{KT} = 0.61$, die Modelldrehzahl des Propellers $n = 30$ Hz und die Kavitationszahl $\sigma_v = 0.185$.

Als Kavitationseingangsdaten für seine Berechnungen zog Zimmermann die stereophotographischen Messungen der Kavitationsdicke und -ausdehnung von Döhler und Ringle⁵ heran. Zur Vereinfachung ersetzte er die Kavitationsfläche in Blattiefenrichtung F_{kav} , die durch

$$F_{kav}(s, \varphi_u) = \int_{\chi_v(s)}^{\chi_E(s, \varphi_u)} \eta_D(s, \chi, \varphi_u) d\chi \quad (2.19.)$$

definiert ist, durch eine flächengleiche Ellipse mit der Halbachse $l_{kav}/2$ und der kleinen Halbachse d_{max} . d_{max} ist die maximale Kavitationsdicke. Zimmermann hatte herausgefunden, daß die Gestalt der Kavitationsfläche F_{kav} die Ergebnisse der Druckschwankungsberechnungen nur unwesentlich beeinflusst, wenn die Fläche von F_{kav} konstant gehalten wurde. Für eine Ellipse gilt der folgende Zusammenhang zwischen der Kavitationsdicke $\eta_D(s, \chi, \varphi_u)$ und der maximalen Kavitationsdicke $d_{max}(s, \varphi_u)$

$$\eta_D(s, \chi, \varphi_u) = \frac{2d_{max}(s, \varphi_u)}{\chi_E(s, \varphi_u) - \chi_v(s)} \sqrt{(\chi - \chi_v(s))(\chi_E(s, \varphi_u) - \chi)} \quad (2.20.)$$

Damit läßt sich die Kavitationsfläche in Blattiefenrichtung analytisch darstellen. Es gilt

$$F_{kav}(s, \varphi_u) = \frac{\pi}{4} \sqrt{s^2 + k^2} d_{max}(s, \varphi_u) (\chi_E(s, \varphi_u) - \chi_v(s)) \quad (2.21.)$$

Die Eigenschaften der Kavitationsschicht sind damit durch die Parameter l_{kav} , bzw. χ_E und d_{max} vollkommen gekennzeichnet.

Die beiden Parameter d_{max} und χ_E ermittelte Zimmermann aus den stereophotographischen Aufnahmen von Döhler und Ringle. Um zu konsistenten Ergebnissen für die maximale Dicke d_{max} zu kommen, war eine Glättung der Meßergebnisse notwendig. Zimmermann ermittelte aus diesen Kurven für d_{max} und χ_E auch deren Ableitung nach φ_u . Im Prinzip kann man es vermeiden, daß man die ersten Ableitungen der Kavitationsparameter aus den experimentellen Ergebnissen ermitteln muß. Man kann in Gleichung (2.13.) bezüglich der Integrationsvariablen χ partiell integrieren und die Winkelableitung nach φ_u vor das Integral ziehen. Dabei treten Beiträge von der Ableitung der Integralgrenzen nach φ_u auf, die verschwinden, da an der Stelle $R_1(\varphi_u)$ $\chi_E = \chi_v$ ist, so daß das innere Integral über χ gleich Null ist. Bei dieser Vorgehensweise

müssen zweite Ableitungen numerisch gebildet werden. Dies kann zu numerischen Ungenauigkeiten führen, so daß es Zimmermann vorgezogen hat, eine Ableitung unter dem Integral zu belassen.

Zimmermann¹¹ hat Druckschwankungen an einer ebenen Platte über dem Propeller im Abstand von $1.6 R_\alpha$ berechnet. Dies entspricht dem Abstand zur Wasserlinie. Der Einfluß der Wasseroberfläche wurde im Grenzfall kleiner Froude-Zahlen $F_n = 0$ durch einen Faktor 2 berücksichtigt. Bei den Berechnungen von Zimmermann wurde Doppelkavitation ausgeschlossen, d.h. das Kavitationsintervall wurde auf ein Gebiet kleiner als 72° beschränkt.

Für den Punkt direkt über der Propellerebene im Abstand $1.6 R_\alpha$ wurden von uns die drei harmonischen Amplituden niedrigster Ordnung der Druckschwankungen K_{p_5} , $K_{p_{10}}$ und $K_{p_{15}}$ unter Berücksichtigung der Doppelkavitation berechnet. Als Kavitationseingangsdaten wurden zuerst die Werte verwendet, die Zimmermann aus den Messungen von Döhler und Ringle⁵ ermittelt hat. Obwohl die berechneten Werte von Dimakos⁶ beträchtlich von den experimentellen Werten abweichen, haben wir sie ebenfalls herangezogen, um die Druckschwankungen zu berechnen.

In Tabelle 1 sind unsere Ergebnisse mit den Resultaten Zimmermanns verglichen. Im oberen Teil der Tabelle sind die Ergebnisse aufgeführt, die sich ergeben, wenn alle Beiträge zu den Druckschwankungen berücksichtigt werden, also auch die Beiträge im nichtkavitierenden Zustand. Im unteren Teil der Tabelle sind die Ergebnisse für den uns vor allem interessierenden Kavitationsbeitrag eingetragen. In der ersten Spalte stehen die Ergebnisse von Zimmermann, wobei die Werte aus dem oberen Teil in seiner Arbeit¹¹ mit den experimentellen Ergebnissen von Weitendorf verglichen werden. In der zweiten und dritten Spalte finden sich die Druckschwankungsamplituden, die wir mit den experimentellen bzw. theoretischen Eingangsdaten berechnet haben.

Trotz der unterschiedlichen Eingangsparameter für die Kavitation ergeben sich nur relativ geringfügige Unterschiede für K_{p_5} und $K_{p_{15}}$. Dieses für uns überraschende Ergebnis veranlaßte uns, Modellstudien zur Berechnung von Druckschwankungsamplituden durchzuführen. Empfindlicher reagiert die Druckschwankungsamplitude der

doppelten Blattfrequenz $K_{p_{10}}$ auf die Veränderung der Eingangsdaten und die Berücksichtigung der Doppelkavitation. In der zweiten Spalte ist $K_{p_{10}}$ sehr viel kleiner, sogar kleiner als der gemessene Wert. Es ist allerdings zweifelhaft, ob diese Änderung allein auf die Berücksichtigung der Doppelkavitation zurückzuführen ist oder ob sich hier auch numerische Effekte bemerkbar machen. Für die Kavitationsverteilung, die von Dimakos berechnet wurde, ist $K_{p_{10}}$ sehr viel größer; sie liegt sogar in der Größenordnung von K_{p_5} .

3. Beschreibung des Modells

Die Parameter der Kavitationsschicht, die die Druckschwankungen beeinflussen, sind die Ausdehnung der Kavitationsschicht auf dem Flügelblatt und die Dicke der Kavitationsschicht. Die Ausdehnung der Kavitationsschicht wird durch die Variablen $R_1(\varphi)$ und $\chi_E(s, \varphi)$ beschrieben. Dabei bezeichnet $R_1(\varphi_u)$ den Radius, bei dem bei der Propellerstellung φ_u die Kavitationsschicht an der Vorderkante beginnt. $\chi_E(s, \varphi_u)$ gibt die Winkelkoordinate an, die die Ausdehnung der Kavitationsschicht in Blattiefenrichtung beschreibt. Durch die Beziehung (2.18.) ist ihr Zusammenhang mit der Kavitationslänge gegeben. Die Kavitationsdicke $\eta_D(s, \chi, \varphi_u)$ wird in der Näherung (2.20.) auf die Angabe der maximalen Dicke $d_{max}(s, \varphi_u)$ zurückgeführt. Damit sind $R_1(\varphi_u)$, $\chi_E(s, \varphi_u)$ und $d_{max}(s, \varphi_u)$ die drei Parameter, die vom Modell vorgegeben werden müssen.

Wenn sich der Propeller dreht, so setzt für einen Flügel bei einer Flügelstellung φ_A Kavitation an der Vorderkante ein. Bei der Flügelstellung φ_E verläßt dieser Flügel wieder das Kavitationsgebiet. Durch diese beiden Winkelkoordinaten wird das Kavitationsintervall $\Delta\varphi$

$$\Delta\varphi = \varphi_E - \varphi_A \quad (3.1.)$$

definiert. Wenn das Kavitationsintervall größer ist als $360^\circ/N$, für einen Fünfflügler also größer als 72° , tritt Doppelkavitation auf. Zwei Propellerflügel halten sich dann gleichzeitig im Kavitationsgebiet auf.

Im Kavitationsgebiet sind die Parameter R_1 , χ_E und d_{max} Funktionen der momentanen Winkelstellung φ_u . Außerhalb des Kavitationsgebiets geht R_1 in R_a und χ_E in χ_v über. d_{max} verschwindet außerhalb des Kavitationsbereichs. Im Kavitationsgebiet wird durch die Transformation

$$\Theta = 2\pi \frac{\varphi_u - \varphi_A}{\varphi_E - \varphi_A} \quad (3.2.)$$

zu einer Winkelvariablen übergegangen, die im Kavitationsintervall die Werte zwischen 0 und 2π durchläuft. Damit läßt sich

mit Hilfe von Winkelfunktionen ein stetiger Anschluß der drei Parameter R_1 , χ_E und d_{\max} an ihre Werte außerhalb des Kavitationsbereichs erreichen.

Die drei Kavitationsparameter sind damit durch analytische Funktionen gegeben, so daß auch ihre Ableitungen, die in Gleichung (2.13.) eingehen, analytisch gebildet werden können. Für die Ableitungen werden keine stetigen Anschlußbedingungen an die Werte im nichtkavitierenden Bereich angenommen. Da jedoch über diese Funktionen integriert wird, sind diese Unstetigkeiten nicht von Bedeutung.

Der Verlauf der drei Kavitationsparameter wird als symmetrisch zur Mitte des Kavitationsintervalls angenommen. Dort erreichen in unserem Modell die Kavitationsausdehnung und die Kavitationsdicke ihre größten Werte. Für die Berechnungen wurde der Mittelpunkt des Kavitationsintervalls bei 345° Steuerbord angenommen, wie es sich bei den stereophotographischen Ausmessungen ergeben hatte, um den Anschluß an die Berechnungen von Zimmermann möglichst eng zu halten.

Im einzelnen wurden folgende Ansätze für die drei Kavitationsparameter gemacht. Der Radius $R_1(\theta)$, bei dem die Kavitation an der Vorderkante einsetzt, variiert im Kavitationsintervall gemäß

$$R_1(\theta) = \frac{1}{2} R_a (1 + \cos \theta) + \frac{1}{2} R_{\min} (1 - \cos \theta) \quad (3.3.)$$

Dabei ist R_{\min} der minimale Wert von $R_1(\theta)$, der in der Mitte des Kavitationsgebietes erreicht wird. Für $s < R_1$ sind die Parameter χ_E und d_{\max} durch ihre Werte außerhalb des Kavitationsbereichs gegeben, also durch $d_{\max} = 0$ und $\chi_E = \chi_V$.

Die Kavitationsausdehnung in Blattiefenrichtung wird durch eine dimensionslose Größe $\alpha(s, \ell)$ beschrieben, die das Verhältnis von Kavitationslänge und Profiltiefe angibt. Wegen

$$l_{\text{prof}}(s) = (\chi_H(s) - \chi_V(s)) \sqrt{s^2 + k_1^2} \quad (3.4.)$$

und (2.18.) gilt

$$\alpha(s, \varphi_u) = \frac{l_{kov}(s, \varphi_u)}{l_{prof}(s)} = \frac{\chi_E(s, \varphi_u) - \chi_V(s)}{\chi_H(s) - \chi_V(s)} \quad (3.5.)$$

Damit ist der Zusammenhang zwischen α und χ_E hergestellt.

$\alpha=0$ ist der Wert außerhalb des Kavitationsbereichs, der auch für $s < R_1$ gilt. $\alpha=1$ entspricht Vollkavitation, d.h. einer Kavitation, bis zur Hinterkante des Flügels. Um zu überprüfen, ob sich eine unterschiedliche Form der Kavitationsausdehnung auf dem Flügelblatt auf die Druckschwankungsamplituden auswirkt, wurden zwei Modelle für α untersucht. Beim ersten Modell wurde angenommen, daß die Kavitationslänge unabhängig von s sein soll. In der Mitte des Kavitationsintervalls wird Vollkavitation erreicht, d.h. die Kavitationsschicht geht genau bis zur Hinterkante.

$$\alpha^{VK}(s, \theta) = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta) \quad s > R_1(\theta) \quad (3.6.)$$

Im zweiten Modell wurde die Kavitationslänge als auf dem Flügelblatt variabel angesehen, wobei auch Superkavitation eintreten konnte, d.h. die Kavitationsschicht über die Hinterkante hinausgehen konnte

$$\alpha^{SK}(s, \theta) = \alpha_0 (s - R_1(\theta)) \frac{1}{2} \cdot (1 - \cos \theta) \quad s > R_1(\theta) \quad (3.7.)$$

Dabei ist α_0 ein Parameter, der angibt, wie weit die Kavitation in der Intervallmitte über die Hinterkante hinausgeht. Die Kavitationsausdehnung aus Gleichung (3.6.) wird im folgenden als "Modell: Vollkavitation", die aus Gleichung (3.7.) als "Modell: Superkavitation" bezeichnet. Ein Vergleich der beiden Modelle für die Form der Kavitationsausdehnung findet sich für die maximale Kavitationsausdehnung in der Intervallmitte in Abb. 1.

Um eine Variation der Kavitationsdicke in einem großen Bereich zu ermöglichen und divergierende Ableitungen bei $s=R_1$, bzw. $s=R_a$ zu vermeiden, wird d_{max} durch zwei Formeln dargestellt.

$$d_{max}(s, \theta) = d_0 \left(\frac{s - R_1(\theta)}{R_a - R_{min}} \right)^m \quad s > R_1(\theta); m > 1 \quad (3.8.a.)$$

$$d_{max}(s, \theta) = d_0 \frac{(R_a - R_1(\theta))^m - (R_a - s)^m}{(R_a - R_{min})^m} \quad (3.8.b.)$$

d_0 ist die maximale Dicke der Kavitationsschicht in der Mitte des Kavitationsintervalls. Für $s < R_1$ gilt $d_{\text{max}} = 0$. Für große Werte m ist $d_{\text{max}}(s, \theta)$ aus Gleichung (3.8.a.) im Mittel sehr klein. Mit kleiner werdendem m steigt die mittlere maximale Dicke d_{max} an. Für $m=1$ ergibt sich der stetige Anschluß der beiden Modelle. Mit zunehmendem m in (3.8.b.) steigt die mittlere Dicke weiter an. Der Verlauf von $d_{\text{max}}(s, \theta)$ über s für verschiedene Werte von m ist in Abb. 2 dargestellt.

Bei den Untersuchungen standen drei Fragen im Vordergrund. Es sollte erstens herausgefunden werden, wie sich die Geschwindigkeit, mit der sich die Kavitationsschicht aufbaut, auf die Druckschwankungen auswirkt. Dazu wurde das Kavitationsintervall $\Delta\varphi$ variiert, wobei die maximale Kavitationsdicke, die in der Mitte des Kavitationsgebiets angenommen wird, konstant gehalten wird.

Es sollte zweitens untersucht werden, wie sich Größe und Gestalt der Fläche A , die die Kavitationsschicht auf dem Flügelblatt einnimmt, die Druckschwankungen beeinflusst. Diese Fläche A ist gegeben durch

$$A(\varphi) = \int_{R_1(\varphi)}^{R_0} ds (\chi_F(s, \varphi) - \chi_V(s)) \sqrt{s^2 + k^2} \quad (3.9.)$$

Mit Hilfe der Größe α , die in Gleichung (3.5.) definiert wurde, ergibt sich für $A(\theta)$

$$A(\theta) = \int_{R_1(\theta)}^{R_0} ds \alpha(s, \theta) (\chi_H(s) - \chi_V(s)) \sqrt{s^2 + k^2} \quad (3.10.)$$

Die unterschiedliche Form der Kavitationsausdehnung ist durch die beiden Annahmen für α in Gleichung (3.6.) und (3.7.) gegeben. Durch eine Variation von R_{min} und $\#$ für Modell: Superkavitation - α_0 läßt sich eine Variation von A in einem weiten Bereich durchführen. Als wichtiger Parameter zur Kennzeichnung dieser Variation wurde die dimensionslose maximale Kavitationsausdehnung in der Mitte des Kavitationsintervalls \bar{F} benutzt

$$\bar{F} = \frac{A(\pi)}{R_0^2} \quad (3.11.)$$

Als dritter Punkt sollte untersucht werden, welchen Einfluß das Gesamtvolumen V der Kavitation auf die Druckschwankungen hat. $V(\varphi_u)$ ist definiert durch

$$V(\varphi_u) = \int_{R_1(\varphi_u)}^{R_u} ds F_{uvv}(s, \varphi_u) \quad (3.12.)$$

Mit der Näherung (2.20.) für die Kavitationsdicke ergibt sich aus (3.12.)

$$V(\varphi_u) = \frac{\pi}{4} \int_{R_1(\varphi_u)}^{R_u} ds d_{\max}(s, \varphi_u) (\chi_E(s, \varphi_u) - \chi_v(s)) \sqrt{s^2 + k_i^2} \quad (3.13.)$$

Hier kann man noch - wie bei der Kavitationsausdehnung - die Variable $\alpha(\varphi_u)$ aus (3.5.) einsetzen und zur Winkelkoordinaten θ übergehen

$$V(\theta) = \frac{\pi}{4} \int_{R_1(\theta)}^{R_u} ds d_{\max}(s, \theta) \alpha(s, \theta) (\chi_H(s) - \chi_v(s)) \sqrt{s^2 + k_i^2} \quad (3.14.)$$

Eine Variation der Kavitationsausdehnung führt zu einer entsprechenden Änderung des Kavitationsvolumens. Interessant ist deshalb eine Änderung des Kavitationsvolumens bei konstanter Ausdehnung A . Das ist durch eine Variation des Exponenten m in Gleichung (3.8.) möglich, wobei die Verwendung zweier Modelle für d_{\max} die Variationsmöglichkeiten erweitert. Als Kennparameter wurde analog zu (3.11.) das dimensionslose maximale Kavitationsvolumen \bar{V} benutzt.

$$\bar{V} = \frac{V(\pi)}{R_u^3} \quad (3.15.)$$

Natürlich ist eine Änderung des Kavitationsvolumens auch durch eine Variation von d_0 , der maximalen Dicke der Kavitationsschicht, möglich. Man sieht aber sehr schnell, daß sich dadurch alle Druckschwankungsamplituden in gleicher Weise ändern, d.h. durch d_0 läßt sich die Größe der Druckschwankungsskala festlegen. Um einen Vergleich der Größenordnungen der Druckschwankungen mit den Ergebnissen aus Tabelle 1 zu ermöglichen, wurde für die maximale Dicke d_0 der gleiche Wert verwendet, der sich aus den Messungen von Döhler und Ringle⁵ ergeben hatte und den Zimmermann¹¹ bei seinen Rechnungen benutzt hatte.

4. Ergebnisse der Druckschwankungsberechnungen

Die Untersuchungen wurden wie bei Zimmermann für den Propeller der "Sydney Express" durchgeführt. Der Formplan des Propellers mit den Propellerdaten ist in Abb. 3 dargestellt. Der Aufpunkt, für den die Druckschwankungen berechnet wurden, war der Punkt über der Propellerebene im Abstand von $1.6 R_x$. Der Einfluß der Wasseroberfläche wurde im Grenzfall kleiner Froude-Zahlen durch einen Faktor 2 berücksichtigt. Die Drehzahl des Propellers war 30 Hz. Als Mittelpunkt des Kavitationsintervalls wurde 345° Steuerbord angenommen.

Als erstes wurde die Abhängigkeit der Druckschwankungen vom Kavitationsintervall $\Delta\varphi$ untersucht. Dazu wurden die Druckschwankungsamplituden der drei niedrigsten harmonischen Komponenten K_{p_5} , $K_{p_{10}}$ und $K_{p_{15}}$ für das Modell Superkavitation berechnet. Das Kavitationsintervall wurde zwischen 32° und 112° variiert; für ein Kavitationsintervall größer als 72° ergibt sich Doppelkavitation. Die Berechnung wurde für drei verschiedene maximale Kavitationsvolumina \bar{V} bei festgehaltener maximaler Kavitationsausdehnung \bar{F} durchgeführt. Um zu überprüfen, ob für eine andere Kavitationsausdehnung die gleichen Gesetzmäßigkeiten gelten, wurde die maximale Kavitationsausdehnung \bar{F} einmal variiert. Die Werte der Parameter, die in die Gleichungen (3.3.), (3.7.) und (3.8.) eingehen und die \bar{V} und \bar{F} festlegen, sind in Tabelle 2 zusammengestellt. In Abb. 4 sind die beiden unterschiedlichen maximalen Kavitationsausdehnungen auf dem Flügelblatt zu sehen.

Die Ergebnisse für die Druckschwankungsamplituden K_{p_5} , $K_{p_{10}}$ und $K_{p_{15}}$ finden sich in Abb. 5.a.-c. Die Kurven zeigen für jedes Volumen einen einheitlichen Verlauf. Die Gesetzmäßigkeiten gelten auch für die kleinere Kavitationsausdehnung. Die Druckschwankungsamplitude der Blattfrequenz K_{p_5} steigt mit wachsendem Kavitationsintervall leicht an, während $K_{p_{15}}$ mit zunehmendem Intervall steil abfällt. Die Druckschwankungsamplitude der doppelten Blattfrequenz $K_{p_{10}}$ hat im untersuchten Kavitationsintervall ein Maximum bei ungefähr $\Delta\varphi=70^\circ$, das für große Volumina etwas zu größeren Werten von $\Delta\varphi$ verschoben ist. Die Doppelkavitation führt zu keinen drastischen Effekten; bei $\Delta\varphi=72^\circ$ gehen alle Druckschwankungsamplituden stetig in den Bereich der Doppelkavitation über. Der große Unterschied

für K_{p10} in Tabelle 1 läßt sich deshalb nicht mit Doppelkavitation erklären.

Für $\Delta\varphi=0^\circ$ und $\Delta\varphi=360^\circ$ verschwinden die Anteile der Druckschwankungsamplituden, die wir hier betrachten. Alle Druckschwankungsamplituden erreichen deshalb bei der Variation des Kavitationsintervalls zwischen 0° und 360° ein Maximum, d.h. alle Amplituden zeigen ein Verhalten analog zu dem, das K_{p10} in dem untersuchten Intervall aufweist. Für K_{p15} ist in dem untersuchten Intervall das Maximum schon überschritten, für K_{p5} noch nicht erreicht. Je kleiner das Kavitationsintervall ist, desto höhere Ordnungen der Druckschwankungsamplituden werden angeregt. Das erklärt sich daraus, daß für den Beobachter über dem Propeller ein kleineres Kavitationsintervall als kürzerer Druckimpuls erscheint, zu dessen Zerlegung in Fourierkomponenten höhere Ordnungen notwendig sind.

Um den Einfluß des Kavitationsvolumens und der Kavitationsausdehnung auf die Druckschwankungsamplituden zu untersuchen, wurden für zwei unterschiedliche Intervalle $\Delta\varphi=55^\circ$ und $\Delta\varphi=78^\circ$ die Druckschwankungsamplituden für verschiedene Kavitationsvolumina und -ausdehnungen berechnet. Dabei wurden beide Modelle der Kavitationsausdehnung - Vollkavitation und Superkavitation - betrachtet. Die Werte der Parameter für das Modell Superkavitation wurden schon in Tab. 2 zusammengestellt. Die maximale Kavitationsausdehnung ist in Abb. 4 dargestellt. Für das Modell Vollkavitation sind die Werte der Parameter, die in die Gleichungen (3.3.) und (3.8.) eingehen und die maximale Kavitationsausdehnung \bar{F} festlegen, in Tabelle 3 zu finden. Die grafische Darstellung der Kavitationsausdehnung ist in Abb. 1.b. abgebildet.

Die Ergebnisse für die Druckschwankungsamplituden finden sich in den Abb. 6. - 8. In Abb. 6.a.-d. sind die Druckschwankungsamplituden der Blattfrequenz K_{p5} für die beiden Kavitationsintervalle $\Delta\varphi=55^\circ$ und $\Delta\varphi=78^\circ$ und die beiden Modelle der Kavitationsausdehnung über dem maximalen Kavitationsvolumen \bar{V} aufgetragen. K_{p5} ist über weite Bereiche der Volumenvariation nur proportional zum Kavitationsvolumen, wobei der Proportionalitätsfaktor leicht mit $\Delta\varphi$ variiert. Der Einfluß der Kavitationsausdehnung \bar{F} ist zu vernachlässigen. Ein Unterschied zwischen den beiden Modellen ist kaum festzustellen.

Die Ergebnisse für die Druckschwankungsamplitude $K_{p_{10}}$ sind in Abb. 7.a.-d. abgebildet. Beim Kavitationsintervall $\Delta\varphi=55^\circ$ ist auch $K_{p_{10}}$ nur vom Volumen abhängig. Das ist insofern nicht verwunderlich, als bei $\Delta\varphi=55^\circ$ $K_{p_{10}}$ noch mit zunehmendem Kavitationsintervall ansteigt. Die Situation ist bei diesem Kavitationsintervall für $K_{p_{10}}$ noch analog zu der für K_{p_5} im gesamten untersuchten Kavitationsintervall.

Die Ergebnisse für $K_{p_{15}}$ sind in den Abb. 8.a.-d. dargestellt. Für $\Delta\varphi=78^\circ$ ergibt sich bei kleinen Volumina ein Bereich, in dem die Druckschwankungsamplitude $K_{p_{15}}$ nur von der maximalen Kavitationsausdehnung \bar{F} abhängt. In diesem Bereich spielt die Art der Kavitationsausdehnung eine Rolle; das Modell Superkavitation führt zu größeren Druckschwankungsamplituden.

Daraus ist zu schließen, daß alle Druckschwankungsamplituden ein qualitativ gleiches Verhalten zeigen. Für kleine Kavitationsintervalle sind sie proportional zum maximalen Kavitationsvolumen \bar{V} , für große Intervalle zur maximalen Kavitationsausdehnung \bar{F} . Dazwischen liegt ein Übergangsbereich. Dieser Übergangsbereich ist für höhere Druckschwankungsamplituden zu kleineren Kavitationsintervallen hin verschoben. Beachte z.B. das qualitativ ähnliche Verhalten von $K_{p_{15}}$ für $\Delta\varphi=55^\circ$ und von $K_{p_{10}}$ für $\Delta\varphi=78^\circ$. Für die Druckschwankungsamplitude gleicher Ordnung verschiebt sich der Übergangsbereich für größere Volumina zu größeren Kavitationsintervallen. Das ist aus dem Maxima der Kurve für $K_{p_{10}}$ in Abb. 5.b. zu sehen. Es ist ebenfalls eine Erklärung für den steilen Anstieg von $K_{p_{15}}$ für $\Delta\varphi=78^\circ$ bei großen Kavitationsvolumina.

Als letzter Punkt ist noch das Größenverhältnis der Druckschwankungsamplituden verschiedener Ordnung zueinander zu diskutieren. Die experimentellen Ergebnisse von Weitendorf und die Berechnungen für diesen Betriebszustand ergeben (s. Tab. 1), daß die Druckschwankungsamplitude der Blattfrequenz über die anderen Amplituden dominiert. Nun ist aus Abb. 5 offensichtlich, daß durch eine Änderung des Kavitationsintervalls die Größenverhältnisse der Amplituden zueinander verschoben werden können. Für ein Kavitationsintervall von ungefähr $\Delta\varphi=78^\circ$, wie es von Döhler und Ringle vermessen wurde, läßt sich aber kein Punkt in der \bar{V} - \bar{F} -Ebene finden,

in dem K_{p_5} größer ist als die anderen Druckschwankungsamplituden. Die Modellkavitationsverteilung entspricht also nicht der Verteilung, die bei den Versuchsbedingungen von Weitendorf gehersehht hat. Experimentelle Hinweise, daß die Druckschwankungen der Blattfrequenz und der doppelten Blattfrequenz in der gleichen Größenordnung liegen, sind in der Literatur zu finden^{8,10}. Auch für die Kavitationsverteilung, die von Dimakos⁶ berechnet wurde und bei der die Kavitationsverteilung auf dem Flügelblatt zu kleineren Radien verschoben ist, liegt K_{p_5} in der Größenordnung von $K_{p_{10}}$. Eine Erklärung dafür ist noch nicht bekannt.

Experimentell wurde festgestellt¹⁶, daß der Aufbau und der Abbau der Kavitationsschicht nicht zueinander symmetrisch verlaufen. Beim Aufbau ähnelt die Ausdehnung der Kavitationsschicht unserem Modell Superkavitation, während sie beim Abbau eher durch das Modell Vollkavitation darzustellen wäre. Möglicherweise hat die Symmetrisierung des Kavitationsintervalls zu großen Einfluß auf die Druckschwankungen. Darüber könnte eine Erweiterung des Modells mit harmonischen Termen höherer Ordnung in θ Aufschluß geben.

5. Zusammenfassung der Ergebnisse

In dieser Arbeit wurden die Druckschwankungsamplituden der drei niedrigsten Ordnungen für den Propeller der "Sydney Express" berechnet, wobei eine modellhafte Kavitationsverteilung angenommen wurde. Es wurde untersucht, inwiefern die Größe des Kavitationsintervalls $\Delta\varphi$, die Ausdehnung der Kavitationsschicht auf dem Flügelblatt und deren Volumen die Druckschwankungsamplituden beeinflussen. Für die Kavitationsausdehnung wurden zwei unterschiedliche Modelle betrachtet; bei dem einen war Superkavitation möglich, während bei dem anderen die Kavitationsschicht höchstens bis zur Hinterkante des Propellers ging (Vollkavitation).

Alle Ordnungen der Druckschwankungsamplituden verschwinden für $\Delta\varphi \rightarrow 0^\circ$ und $\Delta\varphi \rightarrow 360^\circ$. Dazwischen durchlaufen sie ein Maximum. Im betrachteten Kavitationsintervall zwischen $\Delta\varphi = 32^\circ$ und $\Delta\varphi = 112^\circ$ steigt K_{p_5} an, während $K_{p_{15}}$ abfällt. $K_{p_{10}}$ durchläuft ein Maximum bei etwa $\Delta\varphi = 70^\circ$. Für höhere Ordnungen der Druckschwankungsamplituden verschiebt sich das Maximum zu kleineren Kavitationsintervallen. Der Einsatz von Doppelkavitation führt zu keiner sprunghaften Änderung der Druckschwankungsamplitude.

Für die einzelnen Druckschwankungsamplituden verschiebt sich für große Kavitationsvolumina das Maximum zu größeren Kavitationsintervallen. Auf der ansteigenden Flanke ist die Druckschwankungsamplitude proportional zum Kavitationsvolumen. Wenn die Druckschwankungsamplitude mit zunehmendem Kavitationsintervall abfällt, erreicht man einen Bereich, in dem nicht mehr das Kavitationsvolumen, sondern nur noch die Kavitationsausdehnung die Größe der Druckschwankungsamplitude beeinflusst. In diesem Bereich ist auch die Form der Kavitationsausdehnung wichtig. Superkavitation führt bei gleicher Kavitationsausdehnung zu größeren Druckschwankungsamplituden als Vollkavitation.

Es bleibt die Frage, wodurch die Größenverhältnisse der Maxima der einzelnen Druckschwankungsamplituden untereinander festgelegt werden. Das konnte nicht geklärt werden. Es zeigte sich, daß für das Experiment von Weitendorf mit einem vorgegebenen Kavitationsintervall $\Delta\varphi = 78^\circ$ die Größenverhältnisse der Druck-

schwankungsamplituden nicht reproduziert werden konnten. Das ist möglicherweise durch die Annahme eines symmetrischen Modells bedingt. Ein Modell mit Termen höherer Ordnung in θ könnte darüber Aufschluß geben.

Literaturverzeichnis

1. W.-H. Isay: Moderne Probleme der Propellertheorie. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York 1970
2. W. H. Isay: Kavitation. Schiffahrts-Verlag "Hansa" C. Schroedter & Co., Hamburg 1981
3. L. Noordzij: Considerations on the Hull Excitation Force Induce by a Cavitating Propeller. International Shipbuilding Progress 25 (1978) 199
4. E. Huse: Pressure Fluctuations on the Hull Induced by Cavitating Propellers. Norwegian Ship Model Experiment Tank Publication No. 111, March 1972
5. M. Döhler, K. Ringle: Photogrammetrische Formbestimmung der Kavitationsblasen. Bericht Nr. 321B Institut für Schiffbau, Universität Hamburg, Juni 1977
6. D. Dimakos: Berechnung von Kavitationserscheinungen an Strömungskörpern. Bericht Nr. 398 Institut für Schiffbau, Universität Hamburg, November 1980
7. H. Yuasa, N. Ishii, B. Persson, O. Frydenlund, K. Holden: Practical Applications of the Discrete Vortex Element Method for Calculations of Propeller Induced Excitation Forces. Thirteenth Symposium on Naval Hydrodynamics, Tokyo 1980
8. N. Chiba, T. Sasajima, T. Hoshino: Prediction of Propeller-Induce Fluctuating Pressures and Correlation with Full-Scale Data. Thirteenth Symposium on Naval Hydrodynamics, Tokyo 1980
9. P. van Oossanen, J. van der Kooy: Vibratory Hull Forces Induced by Cavitating Propellers, Transactions of The Royal Institution of Naval Architects 115 (1973) 111
10. E.-A. Weitendorf: Kavitationseinflüsse auf die vom Propeller induzierten Druckschwankungen. Bericht Nr. 338 Institut für Schiffbau, Universität Hamburg, September 1976
11. B. Zimmermann: Berechnung des durch die Kavitationsgebiete auf den Propellerflügeln an einer Platte induzierten instationären Druckes. Bericht Nr. 362 Institut für Schiffbau, Universität Hamburg, Dezember 1977

12. J. P. Breslin, S. Tsakonas: Marine Propeller Pressure Field due to Loading and Thickness Effects. Transactions of the Society of Naval Architects and Marine Engineers 67 (1959) 386
13. S. B. Denny: Comparison of Experimentally determined and Theoretically predicted Pressures in the Vicinity of a Marine Propeller. Naval Ship Research and Development Center, Report 2349, May 1967
14. C.-A. Johnsson: Pressure Fluctuations around a Marine Propeller. Results of Calculations and Comparison with Experiment. Swedish State Shipbuilding Experiment Tank, Publication no. 69, 1971
15. W. R. Jacobs, J. Mercier, S. Tsakonas: Theory and Measurements of the Propeller-Induced Vibratory Pressure Field. Journal of Ship Research 16 (1972) 124
16. E.-A. Weitendorf: Untersuchung des Einflusses des freien Gasgehaltes auf die Propellerkavitation und die propellererregten Druckschwankungen. Entwicklungen in der Schiffstechnik, Statusseminar Hamburg Oktober 1980 (BMFT)

Acknowledgment

Für zahlreiche anregende Diskussionen bin ich Herrn Prof. Dr. W. H. Isay zu Dank verpflichtet. Das Programmsystem zur Berechnung der Druckschwankungen wurde weitgehend von Herrn Dipl.-Phys. N. Westphal entwickelt, wobei auf die Vorarbeiten von Herrn Dipl.-Ing. B. Zimmermann zurückgegriffen werden konnte. Für die Anfertigung der Zeichnungen danke ich Frau U. Schmidt.

Tabelle 1: Vergleich der berechneten Druckschwankungsamplituden von Zimmermann¹¹ mit unseren Ergebnissen

	Ergebnisse von Zimmermann ¹¹ mit Eingangsdaten von Döhler und Ringle ⁵	Unsere Ergebnisse mit Eingangsdaten von Döhler und Ringle ⁵ mit Eingangsdaten von Dimakos ⁶	
alle Beiträge			
K_{p_5}	0.0377	0.0359	0.0486
$K_{p_{10}}$	0.0174	0.0097	0.0470
$K_{p_{15}}$	0.0158	0.0164	0.0194
Kavitationsbeitrag			
K_{p_5}	0.0322	0.0300	0.0410
$K_{p_{10}}$	0.0171	0.0094	0.0466
$K_{p_{15}}$	0.0157	0.0164	0.0194

Tabelle 2: Werte der Parameter aus Gleichung (3.3.), (3.7.) und (3.8.) für das Modell Superkavitation

d_0	α_0	R_{min}	m	\bar{F}	$\bar{V} \cdot 10^2$
$0.032 \cdot R_\alpha$	$50 R_\alpha$	$0.6 \cdot R_\alpha$	3 (a)	0.207	0.168
$0.032 \cdot R_\alpha$	R/R_α	$0.6 \cdot R_\alpha$	1.1(b)	0.207	0.333
$0.032 \cdot R_\alpha$	$5/R_\alpha$	$0.6 \cdot R_\alpha$	3 (b)	0.207	0.455
$0.032 \cdot R_\alpha$	$2.5/R_\alpha$	$0.6 \cdot R_\alpha$	1.1(a)	0.103	0.153

(a) bzw. (b) in Spalte 4 gibt an, ob Gleichung (3.8.a.) oder (3.8.b.) verwendet wurde

Tabelle 3: Werte der Parameter aus Gleichung (3.3.) und (3.8.) für das Modell Vollkavitation

d_0	R_{min}	\bar{F}
$0.032 \cdot R_\alpha$	$0.63 \cdot R_\alpha$	0.211
$0.032 \cdot R_\alpha$	$0.7 \cdot R_\alpha$	0.164
$0.032 \cdot R_\alpha$	$0.8 \cdot R_\alpha$	0.097

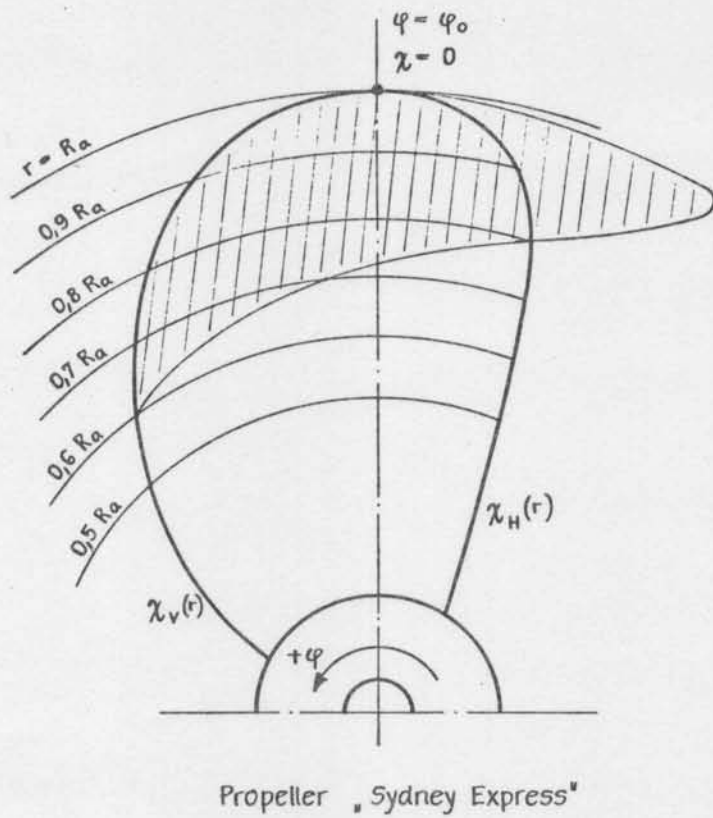


Abb. 1.a.: Kavitationsausdehnung des Modells Superkavitation

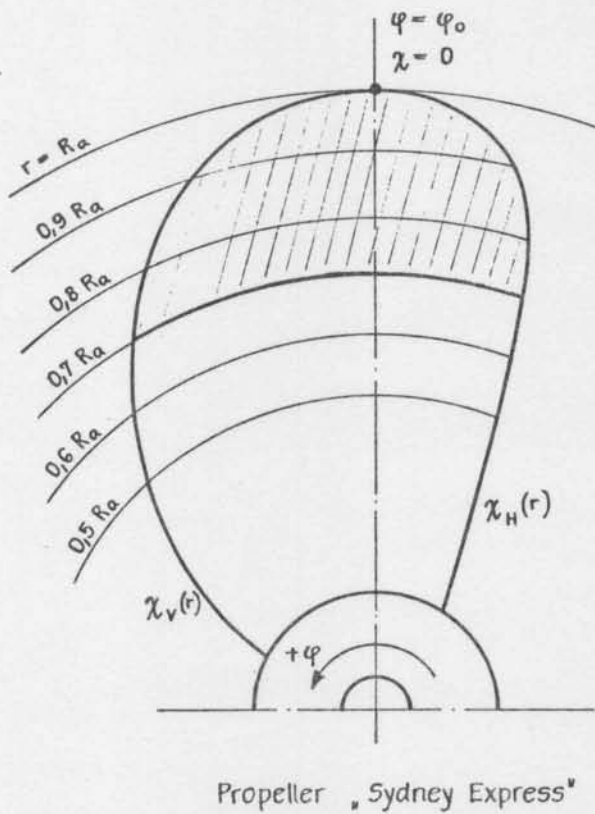
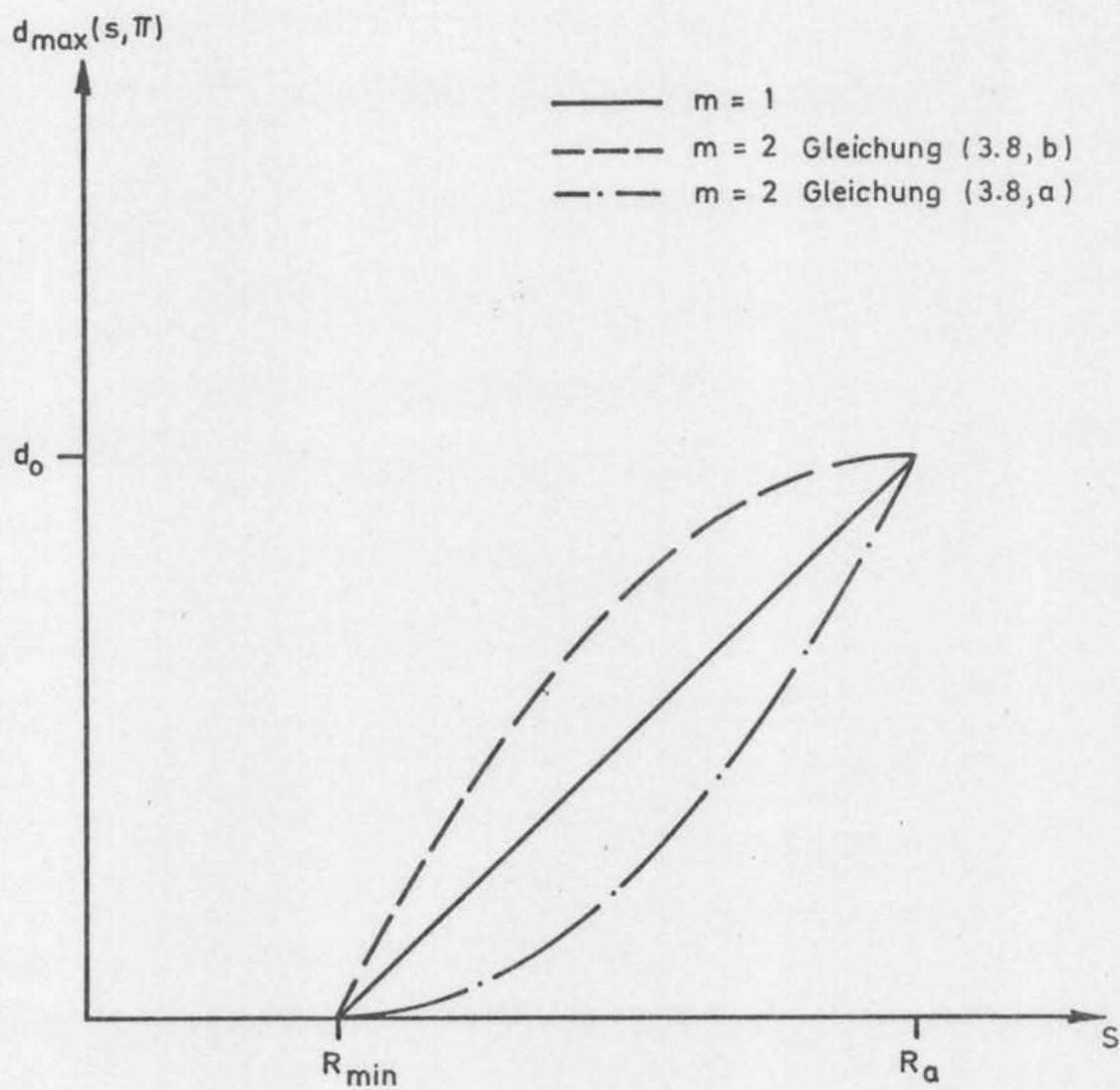
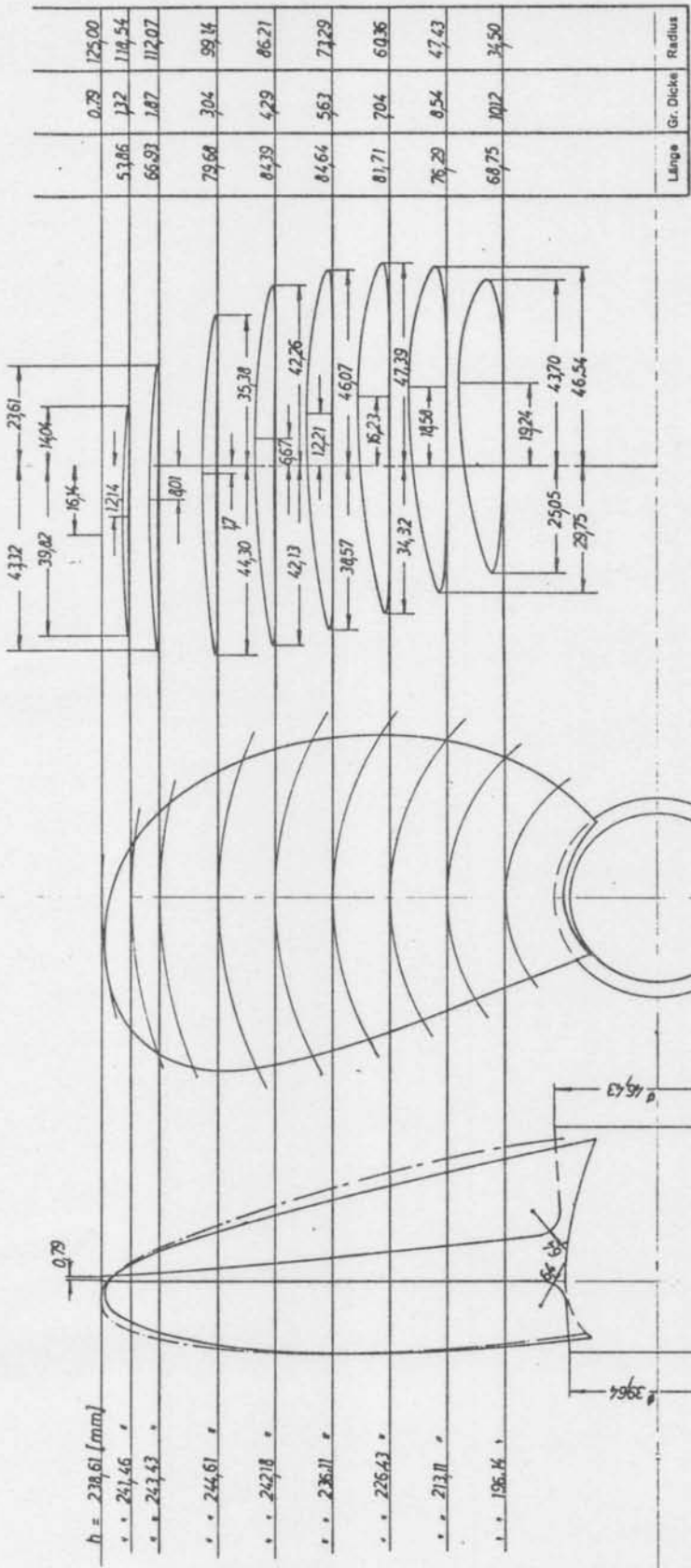


Abb. 1.b.: Kavitationsausdehnung des Modells Vollkavitation

Abb. 2: Verlauf der maximalen Kavitationsdicke $d_{\max}(s, \theta)$ über dem Radius s in der Mitte des Kavitationsintervalls ($\theta = \pi$)





SFB

Propellerdaten

Schiff	Modell
Durchmesser D = 7000 mm	hoch a/d = 2500 mm
Flügelzahl z = 5	h _h /d = /
Stg.höhe H _h = / mm	h _h /d = 0.9357
Stg.umfang H _u = 66810 mm	dr/D = /
Stg.Δ7 R = / mm	Material = Messing
Stg.umfang H _u = 65500 mm	
Stg.umfang H _u = 3847 m ²	
abgew. Fläche Fa = 30.02 m ²	

HSVA

rechtsgängig

n. Zeichnung Nr. Zeise 0-3/11.1918

PS = / n/min = / Vs = /

Modell Nr. /

Zeichnungs-Nr. /

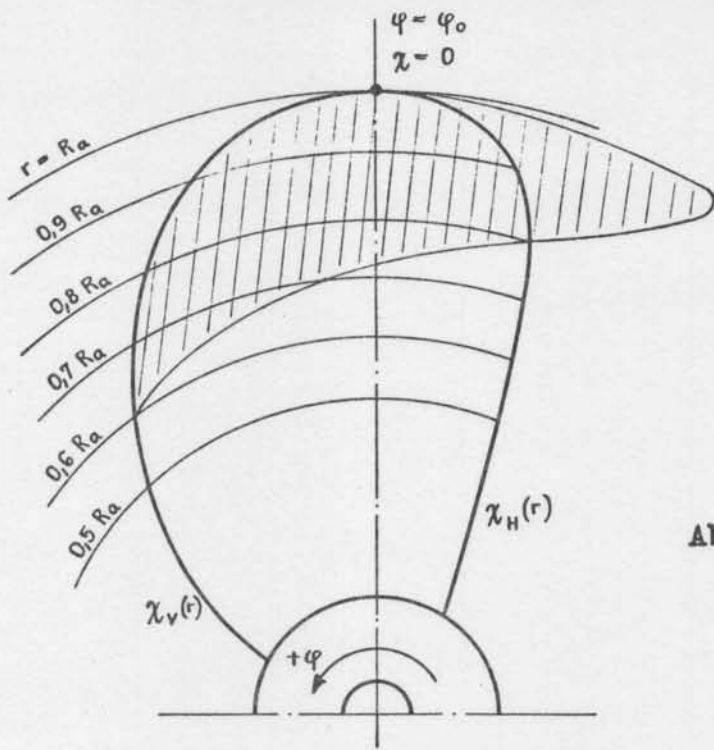
Modellmaßstab: 1:28

Formplan für Propeller Nr. 1917

Hamburg, den 9.10.74. Pt.

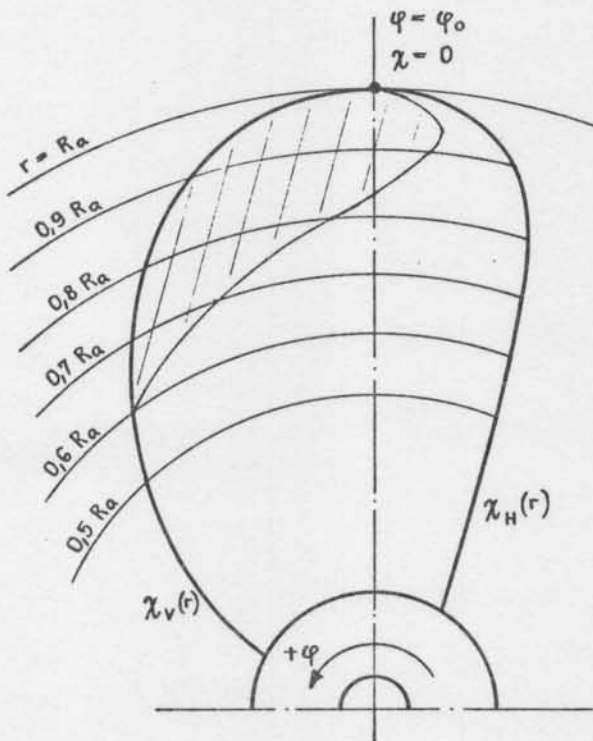
1000 5. 87

Abb. 3: Formplan des Propellers 1917 der "Sydney Express"



Propeller „Sydney Express“

Abb. 4.a.: Kavitationsausdehnung des Modells Superkavitation $\bar{F}=0.207$



Propeller „Sydney Express“

Abb. 4.b.: Kavitationsausdehnung des Modells Superkavitation $\bar{F}=0.103$

Abb. 5.a.: Druckschwankungsamplitude K_{p5} über Kavitationsintervall $\Delta\varphi$
 Modell Superkavitation

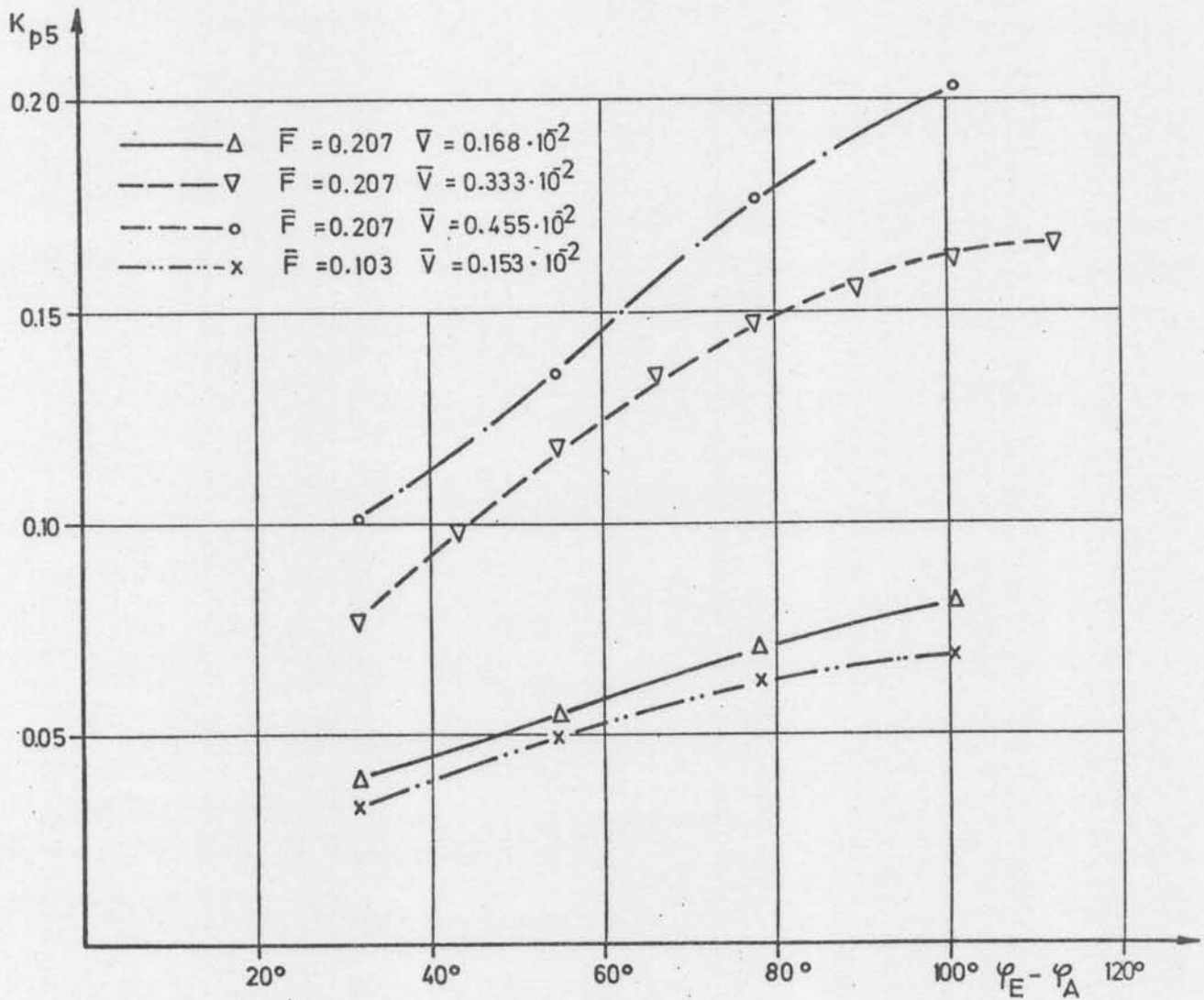


Abb. 5.b.: Druckschwankungsamplitude K_{p10} über Kavitationsintervall $\Delta\varphi$
 Modell Superkavitation

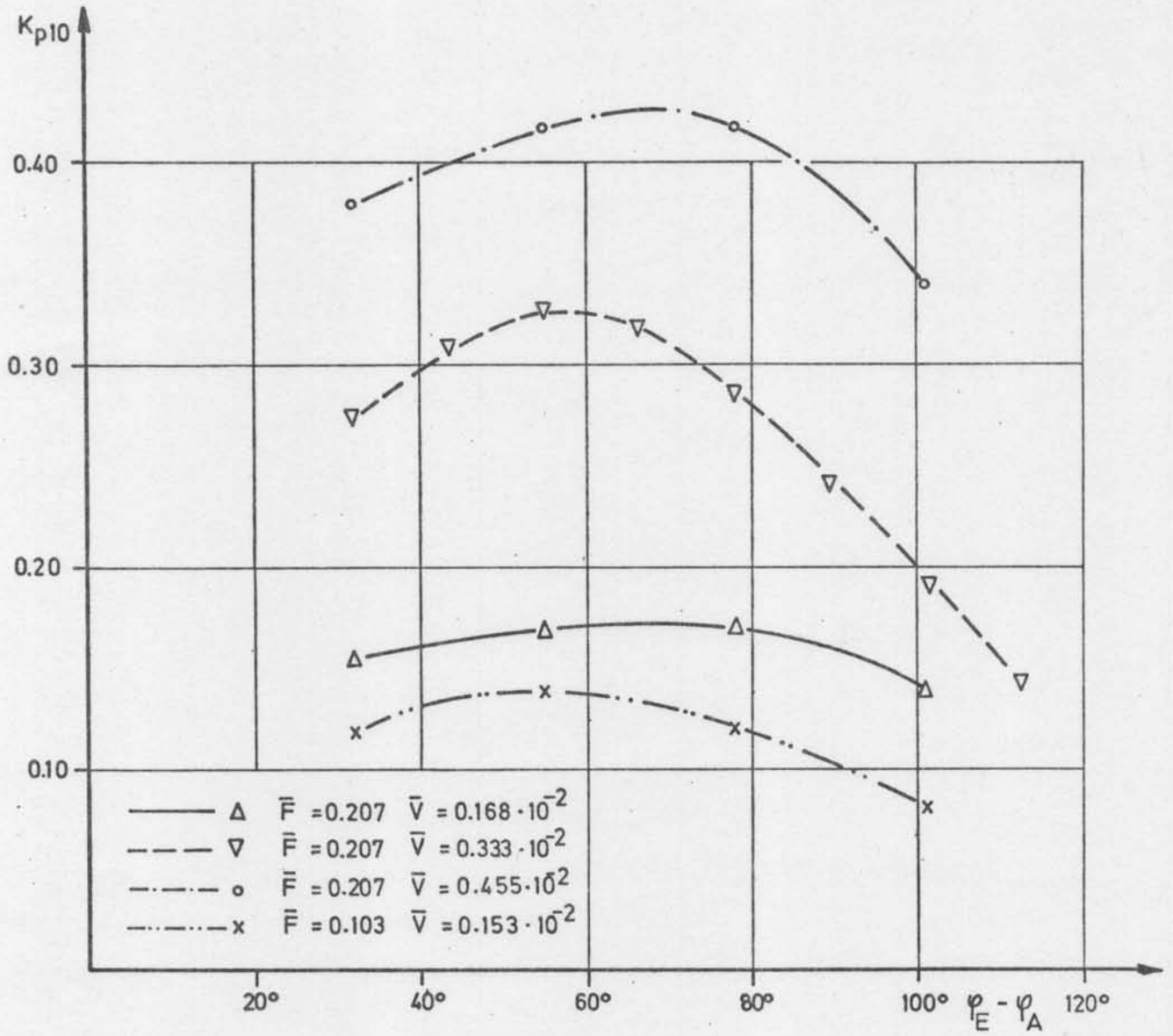


Abb. 5.c.: Druckschwankungsamplitude K_{P15} über Kavitationsintervall $\Delta\varphi$
 Modell Superkavitation

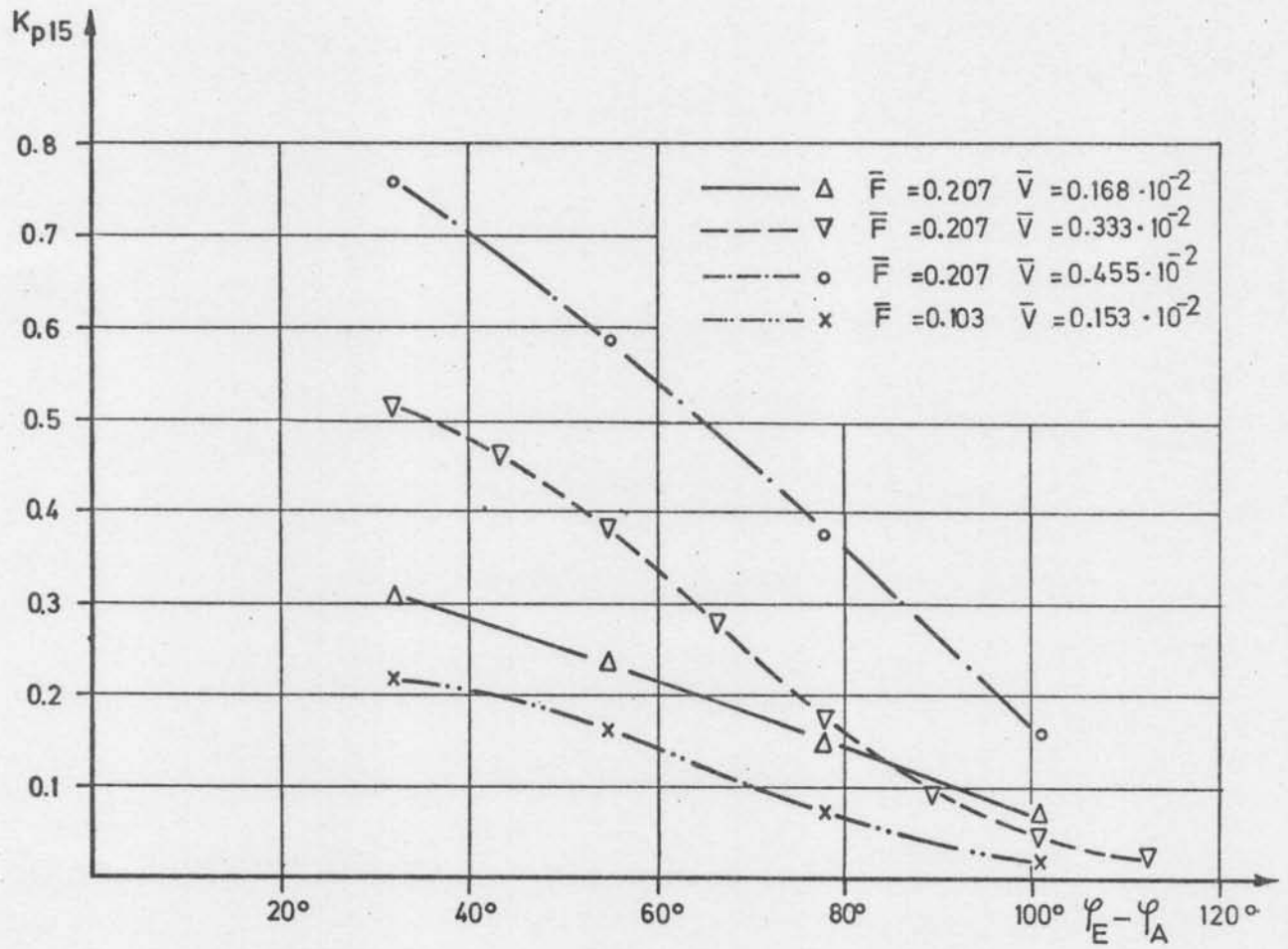


Abb. 6.a.: Druckschwankungsamplitude K_{p5} über maximalem Kavitationsvolumen \bar{V}
Kavitationsintervall $\Delta\varphi=55^\circ$, Modell Superkavitation

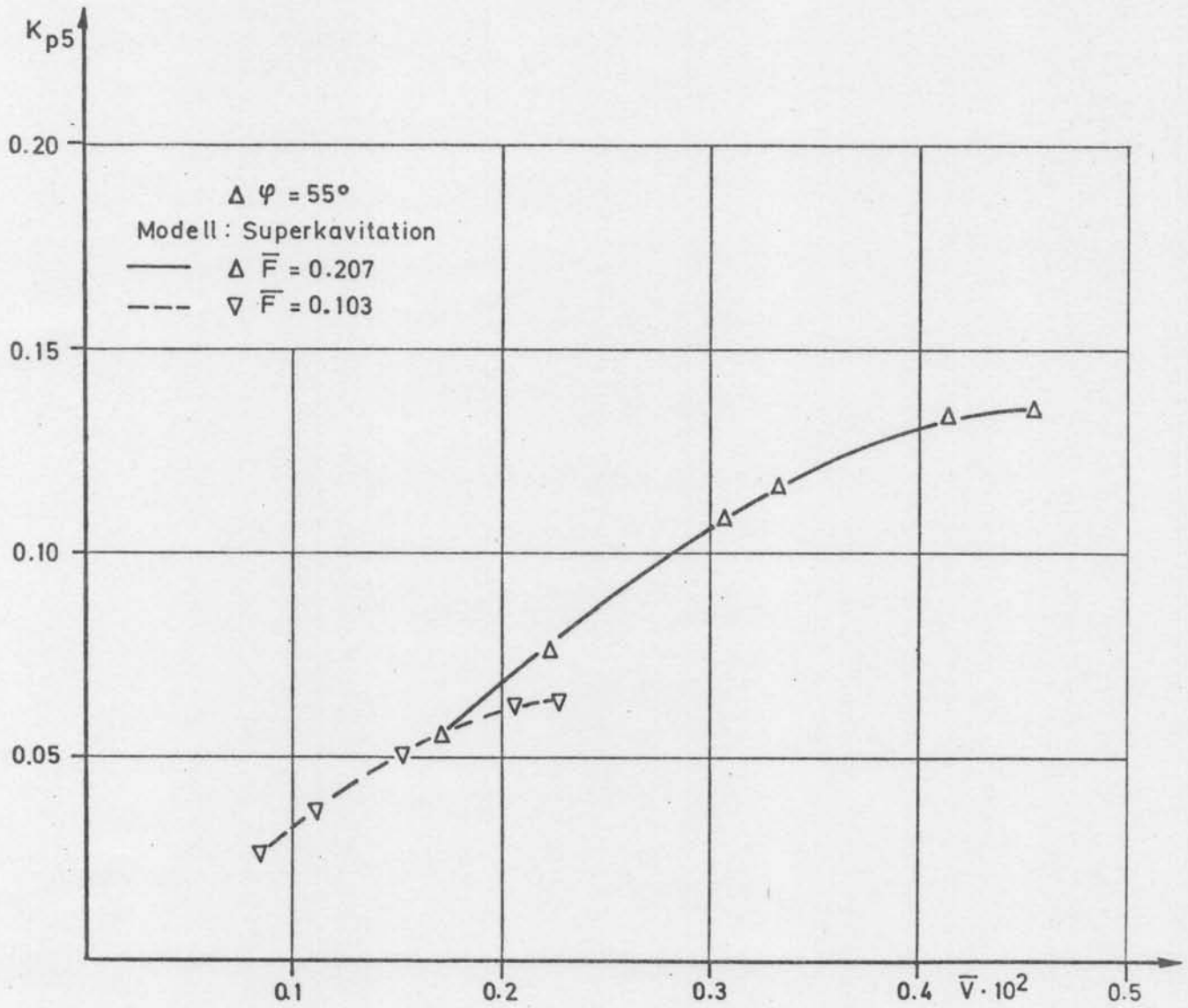


Abb. 6.b.: Druckschwankungsamplitude K_{p5} über maximalem Kavitationsvolumen \bar{V}
 Kavitationsintervall $\Delta\varphi=55^\circ$, Modell Vollkavitation

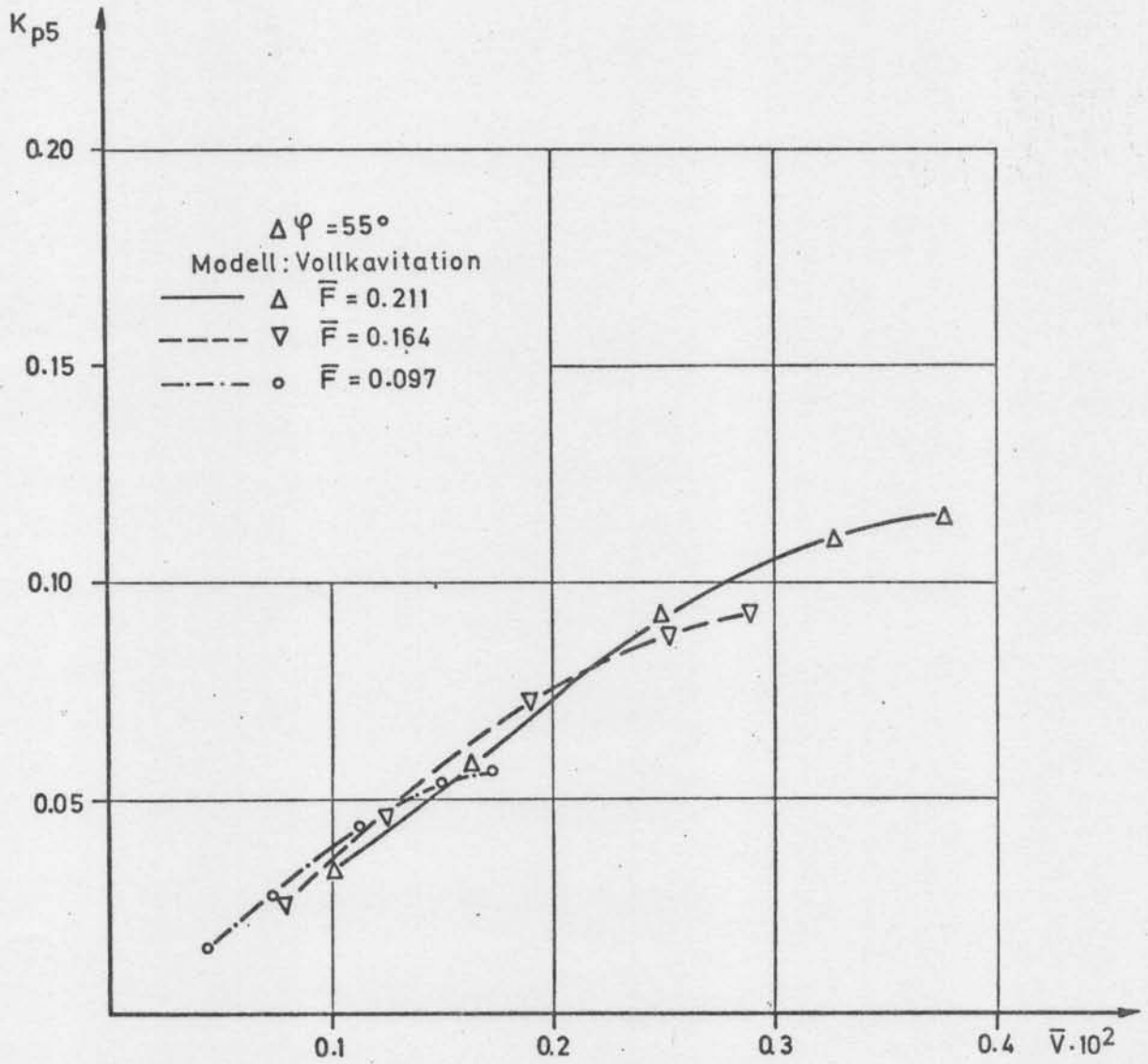


Abb. 6.c.: Druckschwankungsamplitude K_{p5} über maximalem Kavitationsniveau \bar{V}
Kavitationsintervall $\Delta\varphi=78^\circ$, Modell Superkavitation

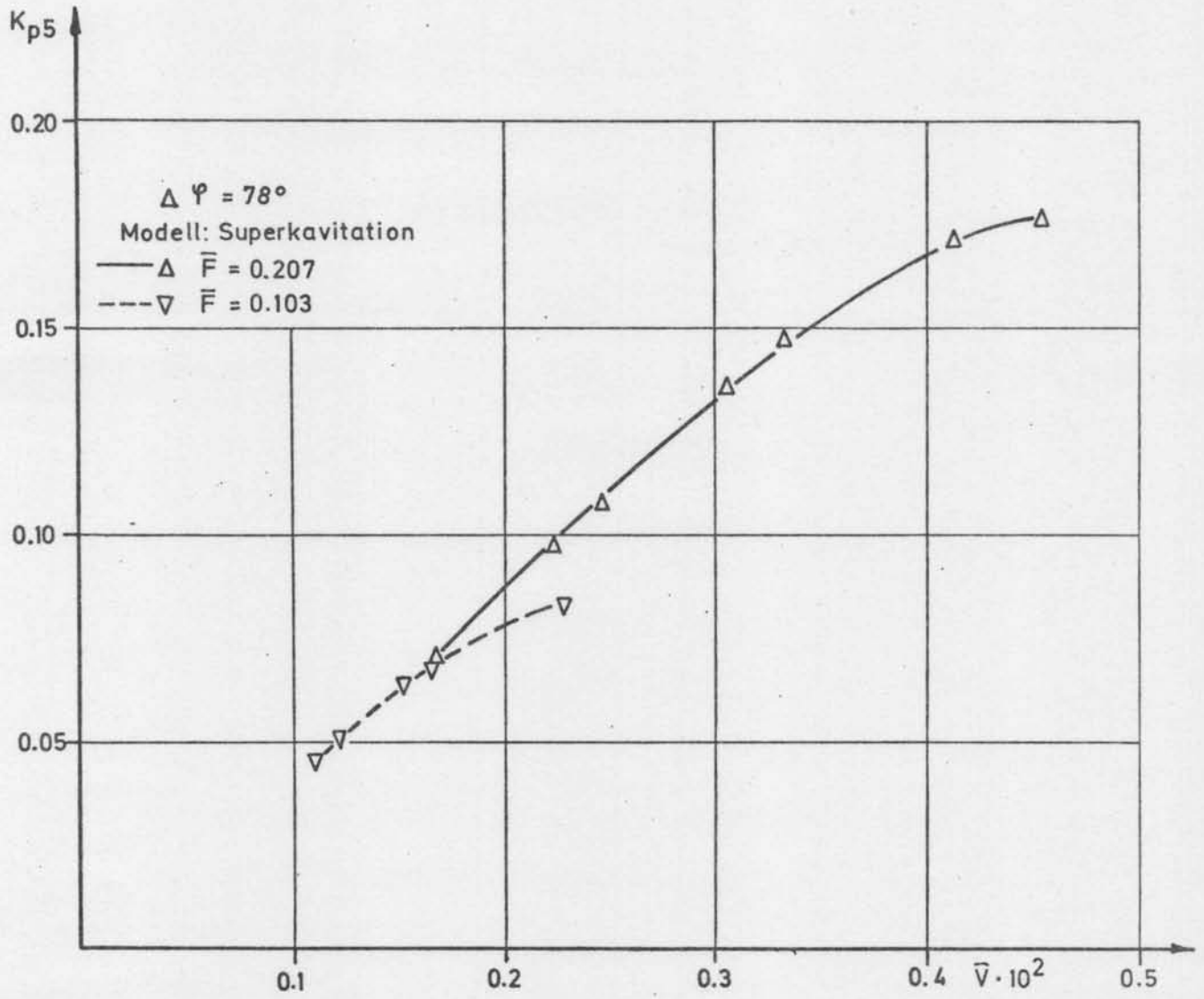


Abb. 6.d.: Druckschwankungsamplitude K_{p5} über maximalem Kavitationsvolumen \bar{V}
 Kavitationsintervall $\Delta\varphi=78^\circ$, Modell Vollkavitation

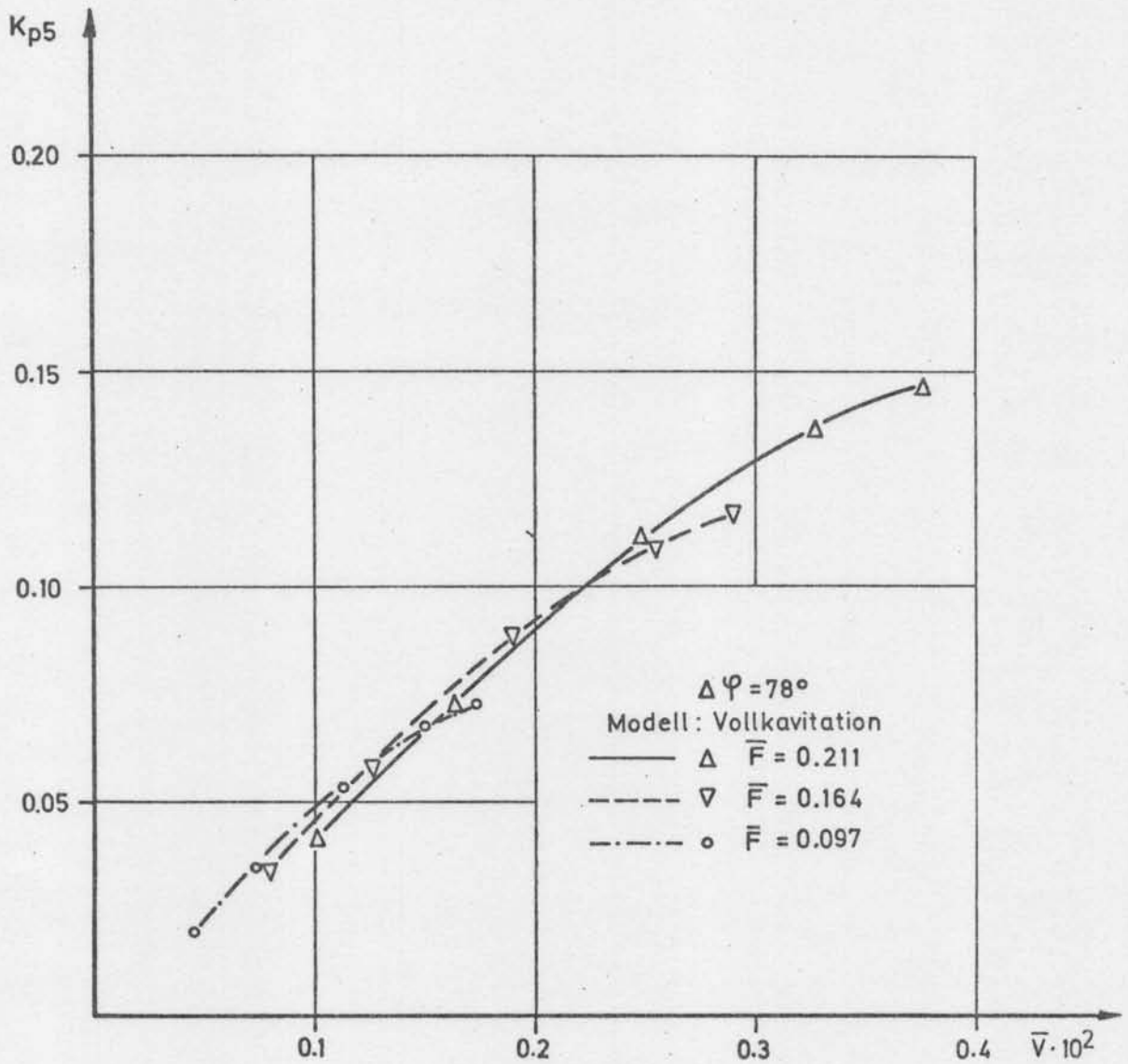


Abb. 7.a.: Druckschwankungsamplitude K_{p10} über maximalem Kavitationsvolumen \bar{V}
 Kavitationsintervall $\Delta\varphi=55^\circ$, Modell Superkavitation

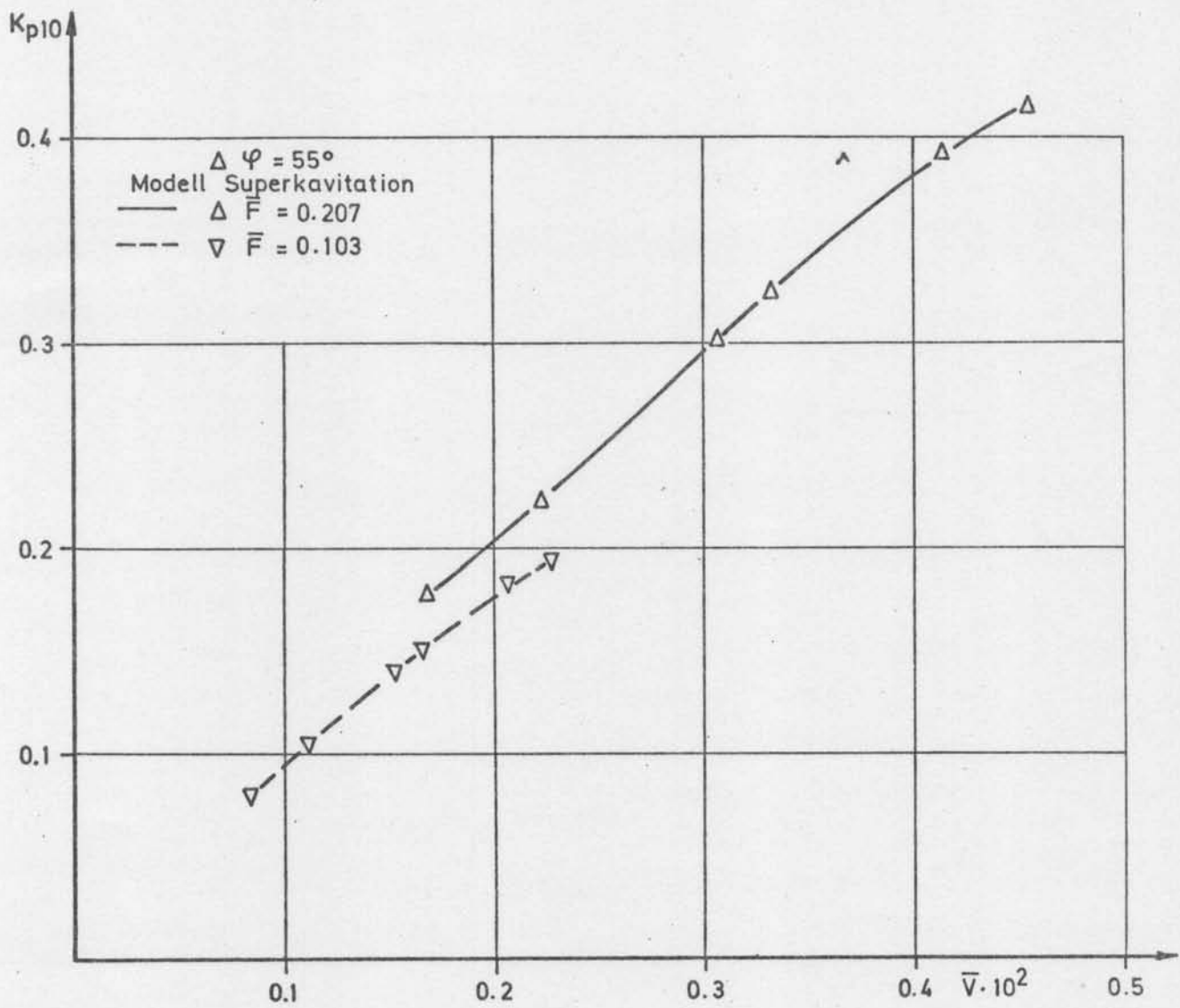


Abb. 7.b.: Druckschwankungsamplitude K_{p10} über maximalem Kavitationsvolumen \bar{V}
 Kavitationsintervall $\Delta\varphi=55^\circ$, Modell Vollkavitation

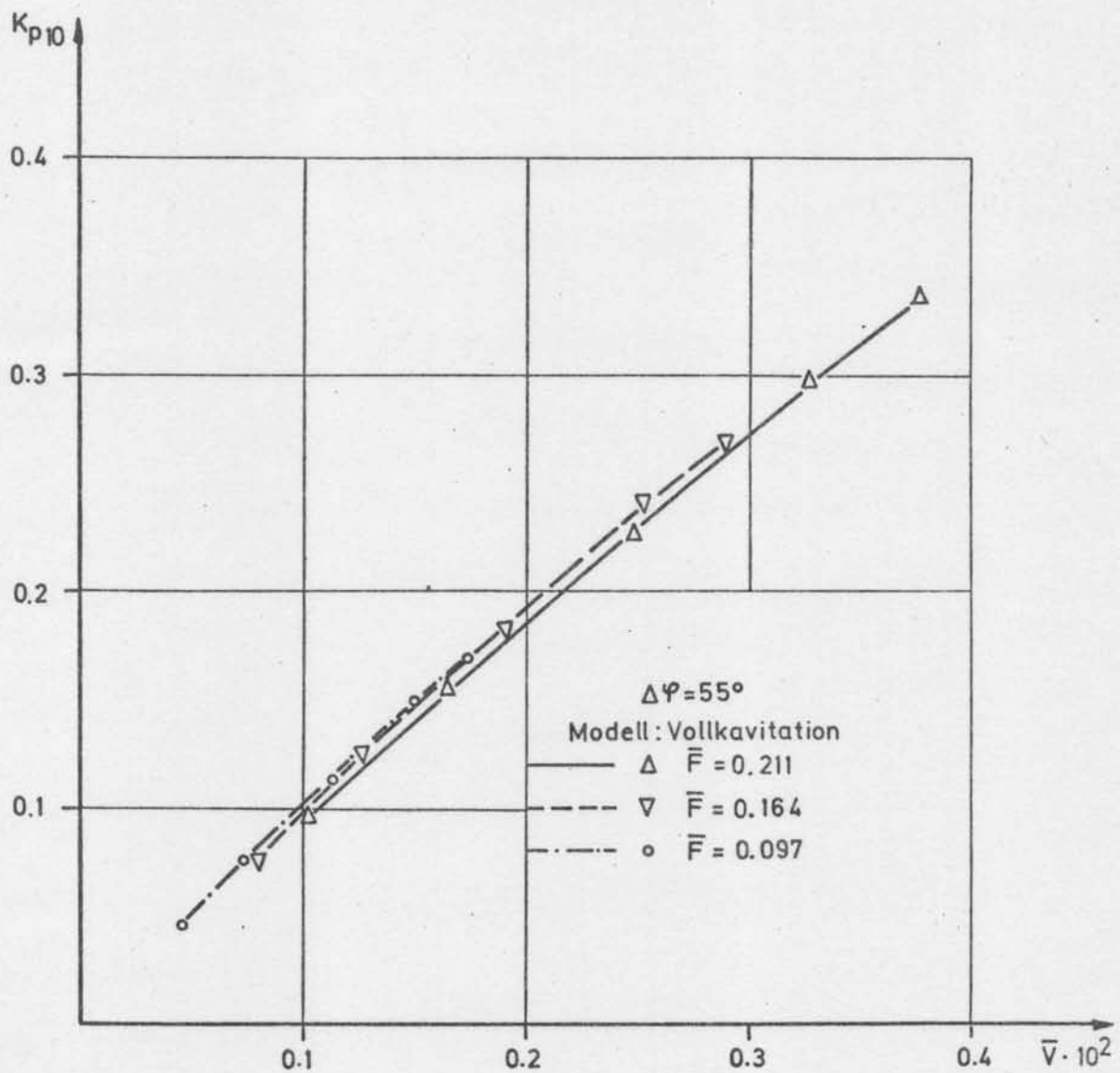


Abb. 7.c.: Druckschwankungsamplitude K_{p10} über maximalem Kavitationsvolumen \bar{V}
 Kavitationsintervall $\Delta\psi=78^\circ$, Modell Superkavitation

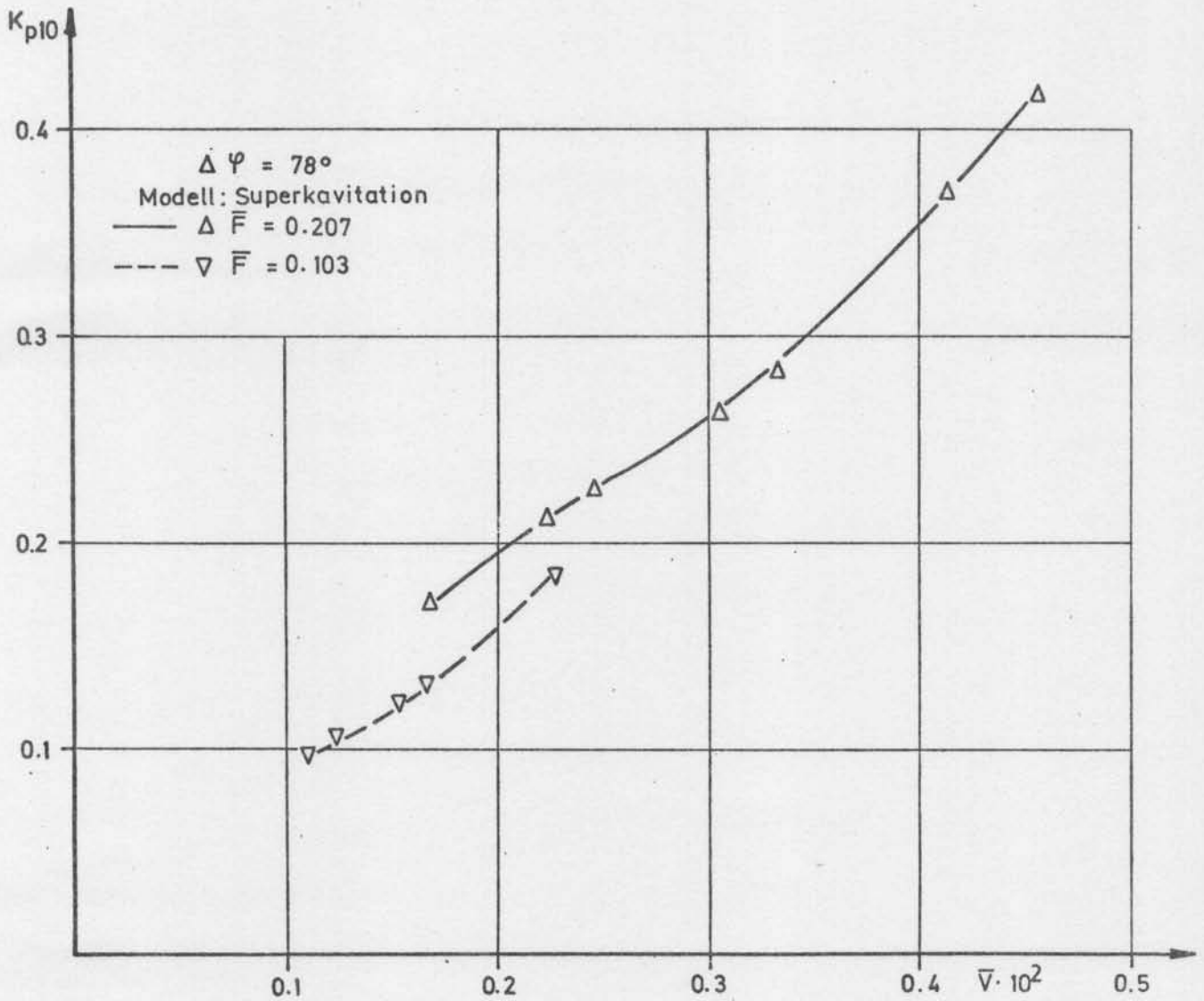


Abb. 7.d.: Druckschwankungsamplitude K_{p10} über maximalem Kavitationsvolumen \bar{V}
 Kavitationsintervall $\Delta\varphi=78^\circ$, Modell Vollkavitation

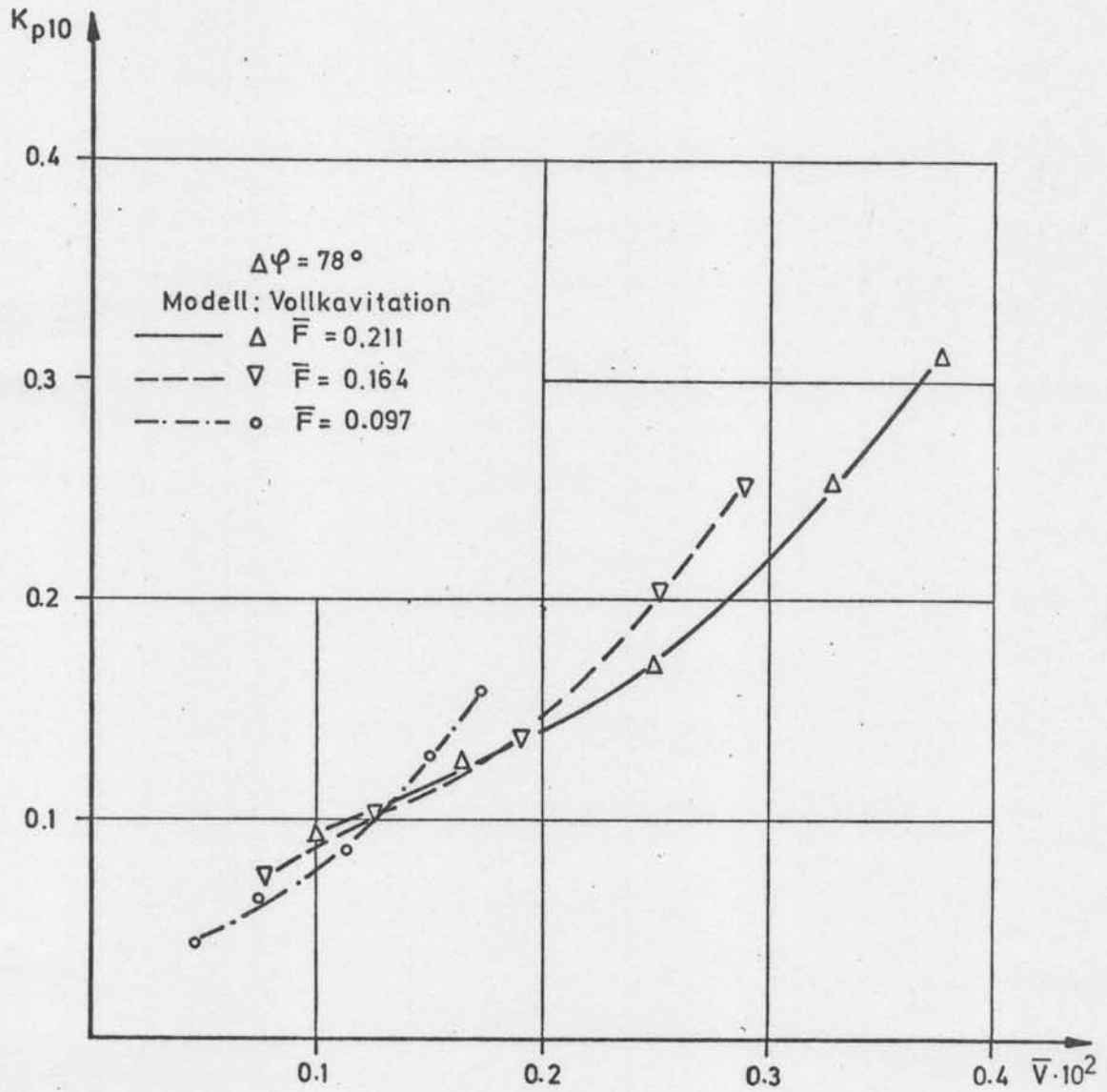


Abb. 8.a.: Druckschwankungsamplitude K_{P15} über maximalem Kavitationsvolumen \bar{V}
 Kavitationsintervall $\Delta\varphi=55^\circ$, Modell Superkavitation

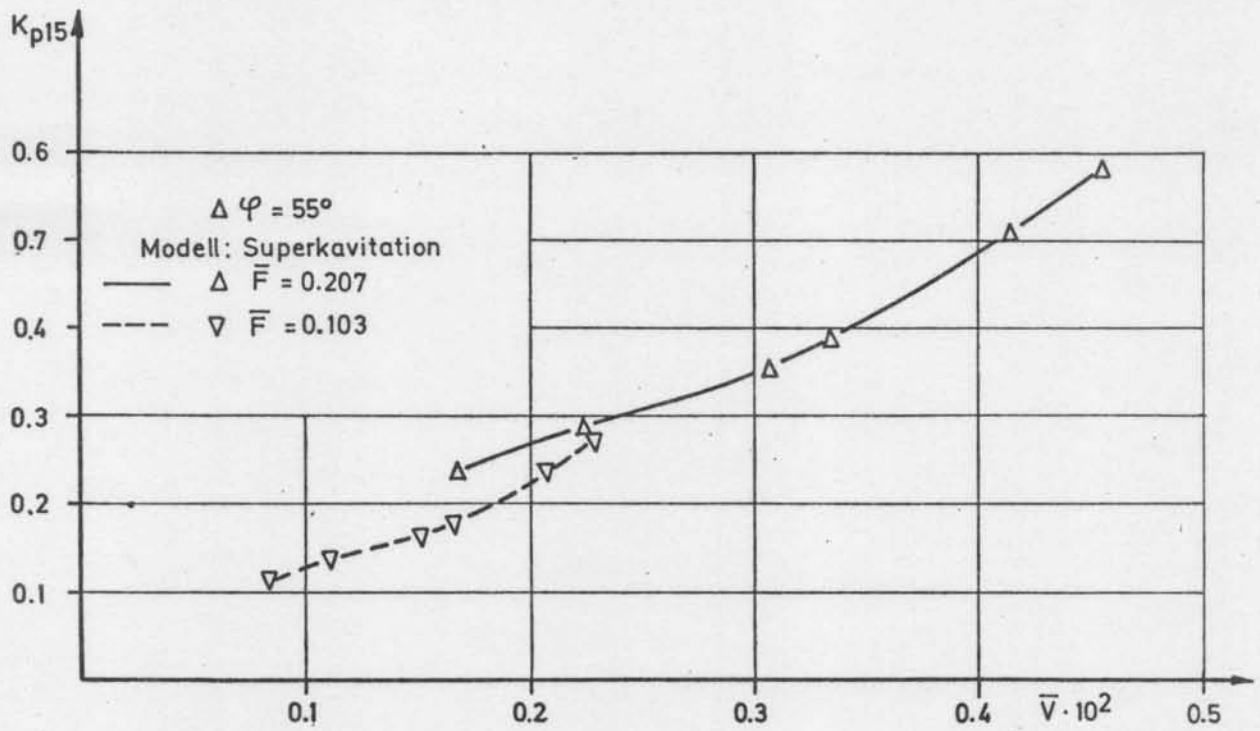


Abb. 8.b.: Druckschwankungsamplitude K_{p15} über maximalem Kavitationsvolumen \bar{V}
 Kavitationsintervall $\Delta\varphi=55^\circ$, Modell Vollkavitation

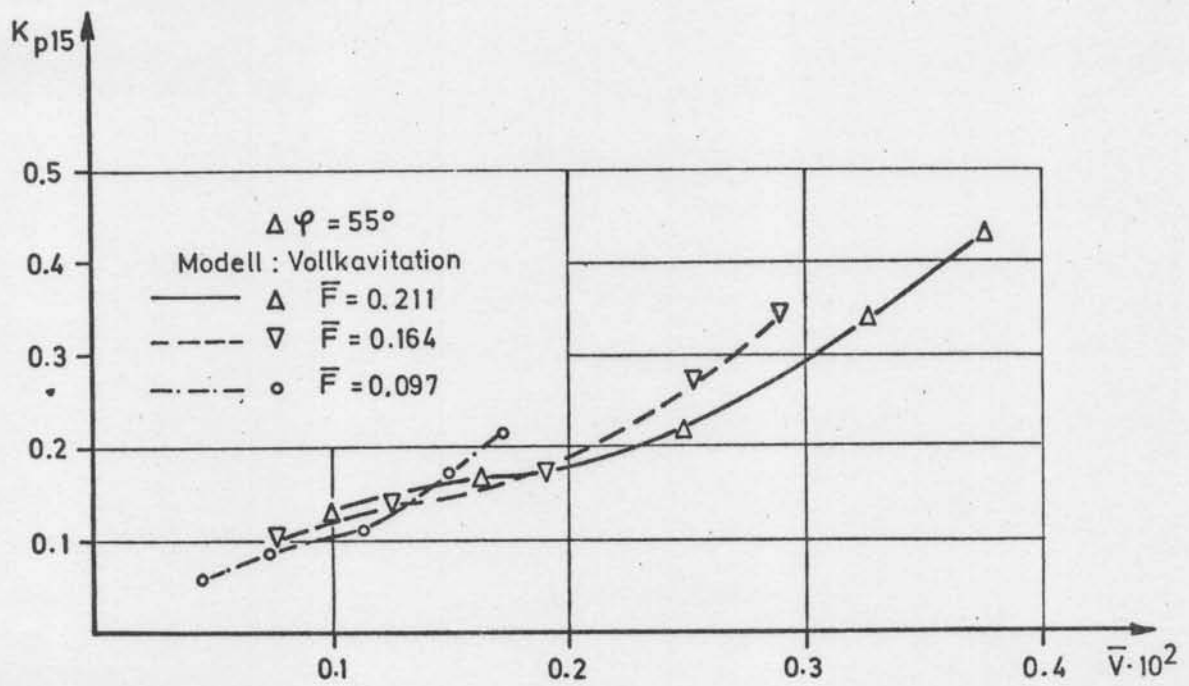


Abb. 8.c.: Druckschwankungsamplitude K_{p15} über maximalem Kavitationsvolumen \bar{V}
 Kavitationsintervall $\Delta\varphi=78^\circ$, Modell Superkavitation

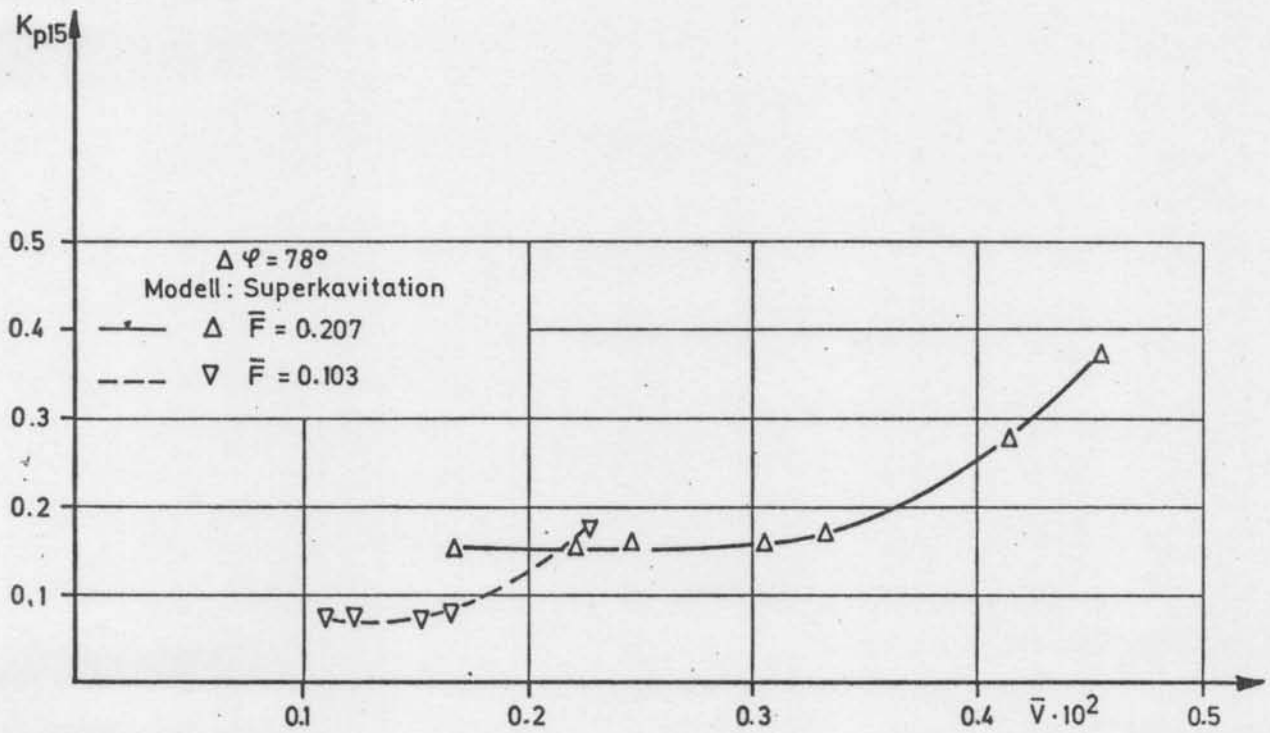


Abb. 8.d.: Druckschwankungsamplitude K_{p15} über maximalem Kavitationsvolumen \bar{V}
 Kavitationsintervall $\Delta\varphi=78^\circ$, Modell Vollkavitation

