338 | 1976

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Ernst-August Weitendorf

Kavitationseinflüsse auf die vom Propeller induzierten Druckschwankungen

TUHH
Technische Universität Hamburg-Harburg

Kavitationseinflüsse auf die vom Propeller induzierten Druckschwankungen

E.-A. Weitendorf 1. Auflage, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1976

Schriftenreihe Schiffbau
Schwarzenbergstraße 95c
D-21073 Hamburg

http://www.tuhh.de/vss

KAVITATIONSEINFLÜSSE AUF DIE VOM PROPELLER INDUZIERTEN DRUCKSCHWANKUNGEN

Von der Fakultät für Maschinenwesen
der Technischen Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Ernst-August Weitendorf
geboren am 16. Oktober 1934 in Lübeck

1976

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

SCHRIFTTUMSVERZEICHNIS

/1/ Ackeret, J.:
Über stationäre Hohlwirbel.
Ing.-Archiv 1930, S. 399-402

/2/ Albrecht, K. and Björheden, O.:
Cavitation Testing of Propellers in a Free Surface Tunnel Utilizing Micro Air Bubble Control.
ASME-Symposium May 1975

/3/ Bauschke, W.; Lederer, L.:
Zur numerischen Berechnung der Druckverteilungen und der Kräfte an Propellern im Schiffsnachstrom.
Bericht Nr. 309 Institut für Schiffbau, Universität Hamburg, Oktober 1974

/4/ Breslin, J.P. and Tsakonas, S.:
Marine Propeller Pressure Field Due to Loading and Thickness Effects.
Transactions SNAME, Vol. 67, 1959

/5/ Chlupin, A.I.; Weitendorf, E.-A.:
Berechnungen von Druckamplituden infolge eines kavitierenden Spitzenwirbels mit verbesserter Quellen-Senken-Verteilung und Vergleich mit Messungen.
Bericht Nr. 339 Institut für Schiffbau, Universität Hamburg, 1976 (in Vorbereitung)

/6/ Denny, S.B.:
Comparison of experimentally determined and theoretically predicted pressure in the vicinity of a marine propeller.
Naval Ship Research and Development Center, Report 2349, May 1967

/7/ Hodgman, Ch.D.:
Handbook of Chemistry and Physics.
Cleveland U.S.A. 1957

/8/ Huse, E.:
Pressure fluctuations on the hull induced by cavitating propellers.
Norw. Ship Model Experiment Tank, Publication No. 111, March 1972

/9/ Huse, E.:
Propeller-Hull Vortex Cavitation.
International Shipbuilding Progress, Vol. 19, April 1972

/10/ Huse, E.:
Cavitation induced pressure, some recent developments of model testing techniques.
Symposium on "High powered propulsion of large ships", Wageningen, December 1974

/11/ Isay, W.H.:
Moderne Probleme der Propellertheorie.
Springer-Verlag (1970)

/12/ Isay, W.H.; Roestel, Th.:
Berechnung der Druckverteilung an Flügelprofilen in gashaltiger Wasserströmung.
ZAMM 54 (1974)

/13/ Isay, W.H.:
Zur Berechnung instationärer transsonischer Druckfelder mit Stößen bei gashaltigen Wasserströmungen.
Bericht Nr. 322, Institut für Schiffbau, Universität Hamburg (1975)

/14/ Isay, W.H.:
Kurzbericht der Gruppe C4 (antriebserregte Schwingungen) innerhalb des Abschlußberichtes des Teilprojektes C des Sonderforschungsbereiches 98, Hamburg (1976)

/15/ Isay, W.H.:
Kavitation; Vorlesungsmanuskript Nr. 9 A des Instituts für Schiffbau, Hamburg (1976)

/16/ Jacobs, W.R.; Mercier, J. and Tsakonas, S.:
Theory and measurements of the propeller-induced vibratory pressure field.
Journal of Ship Research, June 1972

/17/ Keil, H.:
Messung der vom Propeller induzierten Druckschwankungen am Forschungsschiff "Meteor" und Vergleich mit dem Modell.
Jahrbuch der STG 59. Band, 1965, S. 388-377

/18/ Keller, A.:
Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Problem der modellmäßigen Behandlung von Strömungskavitation.
Versuchsanstalt für Wasserbau der T.U. München, Bericht Nr. 26/1973

/19/ Keller, A.; Weitendorf, E.-A.; Döhler, M. und Ringle, K.:
Der Einfluß des ungelösten Gasgehaltes auf die Kavitationserscheinungen an einem Propeller und auf die von ihm erregten Druckschwankungen.
Bericht Nr. 321 Institut für Schiffbau, Universität Hamburg,

Teil A: Gasgehalts- und Druckschwankungsmessungen (September 1975)

Teil B: Stereometrie-Vorhaben (1976)

/20/ Kienappel, K.; Triebstein, H.; Wagener, J.:
Messung der instationären Druckverteilung und der Kräfte an einem Propeller im Schiffsnachstrom.
Bericht Nr. 235-76 C 04 der Aerodynamischen Versuchsanstalt Göttingen (1976)

/21/ Kloppenburg, M.:
Der Einfluß elastischer Platten (Schiffswände) auf das hydroakustische Propellerdruckfeld.
Bericht Nr. 283 Institut für Schiffbau, Universität Hamburg, März 1972

/22/ Lerbs, H.:

Untersuchung der Kavitation an Schraubenpropellern.
Dissertation 1936 und zugleich Teil 1, 131. Mitteilung der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt, Hamburg 1936

/23/ Lerbs, H.:

Untersuchung der Kavitation an Schraubenpropellern. Teil 2
Habilitationsschrift Fakultät für Maschinenwesen, Technische Hochschule Hannover, 1944

/24/ Levy, H.; Forsdyke, A.G.:

The Steady Motion and Stability of a Helical Vortex.
Proc. Roy. Soc. A., Vol. 120 (1928)

/25/ Loukakis, T.A.:

A New Theory for the Wake of Marine Propellers.
Report 71-7, May 1971, Dep. of Naval Architecture and Marine Engineering

/26/ Narita, H.; Kunitake, Y. and Yagi, H.:

Correlation Results of Model and Full Scale Ducted Propeller Cavitation Observations.
Wageningen, December 1974, Symposium on "High Powered Propuldion of Large Ships"

/27/ Nishiyama, T.:

Lifting-Line Theory of supercavitating propellers at non-zero cavitation numbers.
ZAMM 51, 1971

/28/ Okamoto, H.; Okada, K.; Saito, Y. and Masai, K.:

Full Scale Cavitation Observation on Tankers Fitted with Ducted Propellers.
Wageningen, December 1974, Symposium on "High Powered Propulsion of Large Ships"

/29/ van Oossanen, P. and van der Kooy, J.:

Vibratory hull forces induced by cavitating propellers.
The Royal Institution of Naval Architects, Spring Meeting 1972

/30/ Peterson, F.B.:
Hydrodynamic cavitation and some considerations of the influence of free gas content.
9th Symposium, Naval Hydrodynamics, 1972, Paris, Volume 2, pp. 1131-1186

/31/ Pohl, K.H.:
Das instationäre Druckfeld in der Umgebung eines Schiffspropellers und die von ihm auf benachbarten Platten erzeugten periodischen Kräfte.
Schiffstechnik, Bd. 6, 1959, Heft 32

/32/ Pohl, K.H.:
Die durch eine Schiffsschraube auf benachbarten Platten erzeugten periodischen hydrodynamischen Drücke.
Schiffstechnik, Bd. 7, 1960, Heft 35

/33/ Voogd, A.A.:
Some developments in the design of cavitation-erosion free propellers.
Wageningen, December 1974, Symposium on "High Powered Propulsion of Large Ships"

/34/ Vorus, W.S.:
An integrated approach to the determination of propeller-generated vibratory forces acting on a ship hull.
The University of Michigan, College of Engineering, No. 072, March 1971

/35/ Walchner, O.:
Profilmessungen bei Kavitation.
Hydrodynamische Probleme des Schiffsantriebes.
Hamburg 1932

/36/ Weitendorf, E.-A.:
Experimentelle Untersuchungen der durch kavitierende Propeller erzeugten Druckschwankungen.
Schiff und Hafen, Heft 11/1973, 25. Bd.,
S. 1040-1060

/37/ Weitendorf, E.-A.:
Experimentelle Untersuchungen der von Propellern an der Außenhaut erzeugten periodischen Druckschwankungen.
Schiff und Hafen, Heft 1/1970, 22. Jg., S. 11-24

/38/ Weitendorf, E.-A.:
Vergleich von propellererregten Druckschwankungen für Modell und Großausführung am Beispiel des Frachtschiffes "Hornmeer".
Schiff und Hafen, Heft 5/1973, 25. Jg., S. 423-428

ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS

Symbole

A_E/A_O	Flächenverhältnis des Propellers
A_E	Abgewickelte Flügelfläche des Propellers
A_O	Propellerkreisfläche
$A_N = \frac{\Delta p}{T/\pi R^2}$	Druckschwankung, dimensionslos gemacht durch den Schub pro Fläche
a	Abstand Propellerspitze - Platte (Abb. 1)
$c_{0,7}$	Sehnenlänge des Flügelprofils am Propeller-Radius 0,7
c_o	Gelöste Gasmenge in Volumen pro mille
c_s	Größtmögliche Lösungsmenge bzw. Sättigungskonzentration bei vorliegender Temperatur des Tunnelwassers und atmosphärischem Druck (p = 760 mm Hg)
$c_s = \frac{T}{\frac{\rho}{2} V_A^2 \cdot \frac{\pi D^2}{4}}$	Schubbeiwert
c_t	Tangentialgeschwindigkeit des kavitierenden Spitzenwirbels, so bei Ackeret /1/ benannt
D	Durchmesser der Gasblasen
D	Propellerdurchmesser
$F(\chi)$	Querschnittsfläche des kavitierenden Spitzenwirbels
i	harmonische Ordnung mit der Drehzahl als Periode
$J = \frac{V_A}{n\,D}$	Fortschrittsziffer des Propellers
$J_{KT} = \frac{V_A}{n\,D}$	Fortschrittsziffer aufgrund der Schubidentität, d.h. aufgrund des K_T-Wertes des Freifahr-Diagramms
$K_{piN} = \frac{\Delta p}{\rho n^2 D^2}$	dimensionslose Druckschwankung der i-ten harmonischen Ordnung mit der Drehzahl als Periode, dimensionslos gemacht durch die Drehzahl

$K_Q = \frac{Q}{\rho n^2 D^5}$	Momentenbeiwert
$K_T = \frac{T}{\rho n^2 D^4}$	Schubbeiwert
k_o	Steigungsparameter der freien Wirbelfläche
k_1	Geometrischer Steigungsparameter des Propellerflügels
l	Wellenlänge des kavitierenden Spitzenwirbels, auf der Schraubenlinie gemessen (Abb. 41 und Skizze 3)
m	Maß der Anfangssteigung für den ellipsoidartigen Beginn des kavitierenden Spitzenwirbels (Abb. 41)
N	Flügelzahl des Propellers
n	Drehzahl des Propellers
n	Zähler für die Propellerflügel in der Formel $\frac{2\pi n}{N}$
p	Druck
p_v	Dampfdruck
Δp	Druckschwankungsamplitude
Q	Moment des Propellers
$q(\chi)$	Quellen-Senken-Verteilung in χ-Richtung
R	Propellerradius (in Kapitel 2.1 und 2.2)
R_a	Propellerradius (in Kapitel 3.1)
R_i	Nabenradius
R_k	mittlerer Radius des kavitierenden Spitzenwirbels = a bei Ackeret /1/
$R_n = \frac{c_{0,7}\sqrt{V_A^2 + (s\,w)^2}}{\nu}$	Reynolds-Zahl am Propellerradius $s = 0{,}7$
R_{kam}	Amplitude des kavitierenden Spitzenwirbels (vgl. Skizze 3)
r	Radiusvektor eines Aufpunktes (vgl. Abb. 39)
S_B	Spiegelungsfaktor, d.h. Verhältnis zwischen der propellererregten Druckamplitude auf der Oberfläche einer Platte oder eines Schiffs und der Druckamplitude in der unbegrenzten Flüssigkeit

s	örtlicher Radius des Propellers (vgl. Abb. 39)
T	Schub des Propellers
t	Zeit
U	Translationsgeschwindigkeit, so bei Ackeret /1/ genannt
u_o	Anströmgeschwindigkeit in die Propellerebene (vgl. Abb. 39)
u_∞	Resultierende Anströmgeschwindigkeit in der Propellerebene (vgl. Abb. 39)
V	Geschwindigkeit
V_A	mittlere Propelleranströmgeschwindigkeit
w_a	Geschwindigkeit im Außenraum eines Potentialwirbels
w_i	Geschwindigkeit im Innenraum eines Potentialwirbels
x,y,z	kartesische Koordinaten
$\alpha_{BL} = c_s$	Bunsenscher Lösungskoeffizient
α	Relatives freies Gasvolumen = Verhältnis aller gemessenen freien Gasblasen pro Volumeneinheit zur Volumeneinheit des strömenden Mediums
α_1	auf einen Bezugsdruck p_1 umgerechnetes relatives freies Gasvolumen
Γ	Zirkulation
Γ_o	konstante Zirkulation eines Hufeisenwirbels

$\varepsilon = \frac{c_o}{c_s} = \frac{\text{gelöste u.ungel.Menge d.Gases}}{\text{größtmögliche Lösungsmenge}}$ Gassättigungsgrad bei vorliegendem Druck

ε_{ATM}	Gassättigungsgrad bei atmosphärischem Druck (p = 760 mm Hg) und vorliegender Temperatur
λ	Exponent in der Gleichung $\alpha_1 = \alpha\left(\frac{p}{p_1}\right)^{1+\lambda}$
ν	kinematische Zähigkeit

ρ	Dichte
$\sigma_n = \frac{p - p_V}{(\rho/2)(\pi n D)^2}$	Kavitationszahl bezogen auf die Umfangsgeschwindigkeit des Propellers
$\sigma_{V_A} = \frac{p - p_V}{(\rho/2)\, V_A^2}$	Kavitationszahl bezogen auf die Anströmgeschwindigkeit V_A
ϕ	Geschwindigkeitspotential
φ	Winkel zwischen y-Achse und Aufpunkt (Abb. 39)
φ_o	augenblickliche Flügelstellung (Abb. 39)
χ	Umfangsvariable (Abb. 39)
χ_A	Anfangswert des kavitierenden Spitzenwirbels (Abb. 39)
χ_E	Endwert des Spitzenwirbels
χ_o	Wellenlänge des Spitzenwirbels, gemessen auf der Schraubenlinie (Abb. 39 und 41)
χ_φ	Phasenwinkel der sinusartigen Oberfläche des kavitierenden Spitzenwirbels (vgl. Abb. 41)
ω	Kreisfrequenz

Abkürzungen

He-Ne	Helium-Neon
HSVA	Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt
HP	Hewlett Packard
ITTC	International Towing Tank Conference
KameWa	Karlstads Mekaniska Werkstad
NSRDC	Naval Ship Research and Development Center
SFB	Sonderforschungsbereich

ÜBERSICHT

Die vorliegende Arbeit enthält zunächst experimentelle Untersuchungen von Druckschwankungen an einer ebenen Platte infolge kavitierender Propeller. Hierbei wurde festgestellt, daß bei stark kavitierenden Propellern von Marinefahrzeugen durch den Schubabfall am Blatt eine Verringerung der Druckamplituden vor und über der Propeller-Ebene auftritt. Dahinter bewirkt der wellenförmige, kavitierende Spitzenwirbel Amplitudenvergrößerungen der einfachen und der höheren Blattfrequenzen verglichen mit dem kavitationsfreien Propeller.

Ein zweiter experimenteller Teil der Arbeit zeigt den Einfluß des relativen freien Gasgehaltes des Versuchsmediums auf den Kavitationseinsatz am Propellerflügel und damit auf die Druckschwankungen an der Platte. Hierbei wurde vor allem für niedrige Drehzahlen (z.B. n = 15 Hz und n = 20 Hz) festgestellt, daß der relative freie Gasgehalt den früheren oder späteren Kavitationseinsatz im Gebiet stärkeren Nachstromes steuert. Der relative freie Gasgehalt bei Kavitations- und Druckschwankungsversuchen im Nachstromfeld ist also ein wesentlicher Versuchsparameter.

Schließlich haben die theoretischen Untersuchungen bestätigt, daß kavitierende Spitzenwirbel Amplitudenvergrößerungen der einfachen und der mehrfachen Blattfrequenz gegenüber dem kavitationsfreien Propeller verursachen.

Im Anhang der Arbeit werden Formeln angegeben, mit denen die Druckamplituden von pulsierenden Kavitationsblasen im Nachstromfeld unter Verwendung von stereometrischen Blasendickenmessungen berechnet werden sollen.

1. Einleitung

Druckschwankungen, die vom Propeller an der Außenhaut induziert werden, bilden bei der Vibrationserregung im Hinterschiff neben den Propeller-Lagerlasten die zweite Art der Erregung durch den Propeller.

Nachdem in den Jahren 1959 bis 1972 dieser Problemkreis hauptsächlich ohne Beachtung der Kavitation des Propellers von Autoren wie z.B. Pohl /31/, /32/, Breslin und Tsakonas / 4 /, /16/, Keil /17/ sowie Vorus /34/ bearbeitet worden war, erschienen 1972 zwei umfangreichere Arbeiten, die den Einfluß der Kavitation auf die Druckschwankungen ausdrücklich herausstellten. Die eine Arbeit stammte von Huse / 8 /, die andere von van Oossanen und van der Kooy /29/.

Huse hat numerische Methoden zur Bestimmung der Druckamplituden angegeben, die sich aus dem Flügelumlauf mit einer Kavitationsschicht konstanter Stärke (cavity motion) und sich ändernder Stärke (cavity volume variation - Volumenänderungskavitation) ergeben. Die numerischen Beispiele zeigen, daß die Kavitation konstanter Stärke verhältnismäßig kleine Amplituden verglichen mit denen der Volumenänderungskavitation im Nachstrom ergibt. Zusätzlich ist von Huse der Einfluß eines Spitzenwirbels von konstantem Durchmesser (1,2 % des Propellerdurchmessers) auf die Druckamplituden angegeben. Er ist nach seiner Arbeit für das dort angenommene Strömungsmodell eines unendlich langen Schlauchs konstanten Durchmessers gering. Die in / 8 / angegebenen Versuche illustrieren die theoretischen Ergebnisse.
Eine umfangreichere Systematik für eine Anzahl gleicher Kavitationszahlen bei verschiedenen Fortschrittsziffern (z.B. / 8 / Fig. 26 und 27) würde dieser Arbeit wegen ihrer interessanten theoretischen Ergebnisse noch mehr Gewicht verleihen. Überhaupt ist wegen der Komplexität der propellererregten Druck-

schwankungen im Falle von Kavitation für derartige Untersuchungen eine Systematik beim weiteren Verstehen der beteiligten physikalischen Mechanismen unumgänglich.

Eine gewisse Systematik weisen die Messungen /29/ von van Oossanen und van der Kooy auf, die etwa zur gleichen Zeit wie die Arbeit von Huse veröffentlicht wurden. Neben einer systematischen Variation von Flügelzahl und Flächenverhältnis innerhalb der Wageninger B-Serie sind für die K_T-Werte und die Kavitationszahlen je vier Kombinationen für diese Handelsschiff-Propeller untersucht worden.

Als Ergebnis wird in /29/ der große Einfluß der Kavitation auf die Größe und den Charakter der Druckschwankungen herausgestellt. Weiterhin wird festgestellt, daß im nicht kavitierenden Zustand die Druckamplituden mit wachsender Flügelzahl kleiner werden und daß bei Kavitation die Vergrößerung der Druckamplituden durch die Kavitation von der Flügelzahl unabhängig ist. Ähnliches gilt auch für steigendes Flächenverhältnis. Weiterhin ist dieser Veröffentlichung zu entnehmen, daß für gleiche dimensionslose Belastungszustände im Kavitationstunnel, aber ungleiche absolute Modelldrehzahlen (z.B. n = 20 Hz und n = 30 Hz), sich um ca. 50 bis 80 % unterschiedliche dimensionslose Druckamplituden ergeben hatten. Das bedeutete, ganz abgesehen von den Unsicherheiten durch den Maßstabseffekt des Nachstromes, daß die im Projektstadium durch Kavitationsversuche festgestellten Druckamplituden im Nachstromfeld, die u.a. zur Beurteilung der Vibrationsgefahr herangezogen werden, unsicher sind. Diesen Unsicherheiten wird daher im Rahmen der vorliegenden Untersuchung nachgegangen. Es wird dabei untersucht werden, ob die unterschiedlichen Druckamplituden durch den Einfluß des ungelösten Gasgehaltes des Strömungsmediums auf die Kavitationserscheinungen zu erklären sind.

Wendet man sich wieder der Vergrößerung der Druckamplituden durch Kavitation zu, so ist noch nachzutragen, daß dieser

Kavitationseinfluß von Denny / 6 / bereits 1967 zuerst erwähnt wurde. Schon damals wurde dieser Effekt auf die vergrößerte effektive Dicke der Propellerprofile durch Kavitation (vgl. / 6 /, S. 39) zurückgeführt. Über diesen physikalischen Mechanismus beim Propellerdruckfeld gehen die oben genannten Arbeiten / 8 /, /29/, auch wenn Huse eine Kavitation mit konstanter und sich ändernder Stärke bzw. vergrößerter effektiver Dicke betrachtet, nicht hinaus. Sicherlich spielen auch noch andere Phänomene eine Rolle, die zum Teil in dem vorliegenden Bericht angesprochen werden. Huse / 9 / hat ferner erstmals die Propeller-Schiff-Wirbel-Kavitation (Propeller-Hull Vortex Cavitation) untersucht, die in Fällen sehr hohen Nachstroms auftritt, und zwar bei einem örtlichen Nachstrom von 95 bis 100 %. Dieses ist wohl nur bei schlecht entworfenen und bei schleppenden Schiffen der Fall. In der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt z.B. ist diese Art der Kavitation nur im Falle eines Eisbrechers bei fast verschwindender Fortschrittsgeschwindigkeit aufgetreten. Für normale Schiffsentwürfe sollte die "PHV-Cavitation" daher unwesentlich sein.

Fast zur gleichen Zeit, als die Arbeiten von Huse / 8 / und von van Oossanen - van der Kooy /29/ erschienen, wurden die umfangreichen systematischen Messungen durchgeführt, die wegen ihrer Aktualität 1973 veröffentlicht wurden /36/. In dem hier vorliegenden Bericht soll daher nicht diese systematische Sammlung von Druckschwankungsergebnissen /36/ wiederholt werden, sondern es sollen daraus nur die zum damaligen Zeitpunkt neuen physikalischen Tatsachen wieder aufgenommen werden. Dabei handelt es sich neben wichtigen Überlegungen zu den Modellgesetzen im wesentlichen um den Druckamplitudenabfall infolge des Schubabfalles am Propeller und um die Amplitudenvergrößerung infolge des kavitierenden Spitzenwirbels bei jeweils ausgeprägter Kavitation.

2. Experimentelle Untersuchungen

2.1 Messung der vom Propeller induzierten Druckschwankungen bei Kavitation

2.1.1 Meßeinrichtung und Propeller

Die Messung der propellererregten Druckschwankungen bei Kavitation mit und ohne axialen Nachstrom wurde im mittleren Kavitationstunnel der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt durchgeführt. Dieser hat einen Querschnitt von 570x570 mm. Auf einer verstellbaren Platte waren die Druckdosen P 1 bis P 7 und die Beschleunigungsmesser B 1 bis B 5 angeordnet (Abb. 1). Die Druckdosen haben einen Membrandurchmesser von 20 mm. Bei den Versuchen im axial eingeregelten Nachstrom diente ein Drahtgitter zum Simulieren des erforderlichen Nachstromfeldes (vgl. Abb.2 A).

Bei den benutzten HSVA-Propellern Nr. 1240 (N=3), 1241 (N=4), 1242 (N=5) und 1283 (N=3) mit den Flächenverhältnissen A_E/A_O = 0,74; 0,72; 0,70 und 0,77 handelt es sich um Verstellpropeller mit einem Durchmesser von 240 mm, deren weitere Daten in /37/ angegeben sind. Beim Propeller 1283 ist die Zirkulationsverteilung der Flügel annähernd optimal, während bei den übrigen die maximale Zirkulation nach innen gezogen ist.

2.1.2 Versuchsdurchführung und Modellgesetze

Bei den Druckschwankungs- und Kavitationsversuchen in homogener Zuströmung wurde für jeweils eine Fortschrittsziffer J bei einer Drehzahl von n = 25 Hz stufenweise unter Vorgabe der jeweiligen Kavitationszahl $\sigma_{VA} = (p-p_V)/\varrho V_A^2/2$ der Druck abgesenkt, wobei die kleinste Kavitationszahl für die Geschwindigkeit V = 29,5 kn der

Großausführung gilt, für die die Untersuchungen durchgeführt wurden. Auf jeder Stufe, d.h. für die jeweilige Kavitationszahl und Fortschrittsziffer wurden Schub- und Drehmoment gemessen und meist auch photographische Aufnahmen gemacht. Weitere Einzelheiten über den Ablauf und die on-line-Auswertung der Messungen sind der Veröffentlichung /36/ zu entnehmen.

Bei den im eingeregelten Nachstrom ausgeführten Versuchen wurde analog vorgegangen, nur mit dem Unterschied, daß für die Bestimmung des vorzugebenden Drucks die Beziehung $\sigma_{VA} = \sigma_n \cdot (\pi/J)^2$ zwischen den beiden Kavitationszahlen σ_{VA} und $\sigma_n = \frac{(p - p_v)}{(\varrho/2) \cdot (\pi n D)^2}$ benutzt wurde.

Für die Bestimmung der Fortschrittsziffer J_{KT} im Nachstrom wurde die Schubidentität benutzt.

Bevor über einige Ergebnisse der Versuche berichtet wird, soll noch kurz auf die zu benutzenden Modellgesetze eingegangen werden, deren Anwendung häufig als völlig klar angesehen wird, die bei Druckschwankungsversuchen mit Kavitation jedoch einer weitergehenden Betrachtung bedarf.

Die Verwendung geometrisch ähnlicher Propeller und das Fahren im überkritischen Reynolds-Zahlenbereich von $R_n \geq 3{,}2 \cdot 10^5$ wird vorausgesetzt. Bei Kavitationsversuchen in homogener Zuströmung ist als Versuchsvorschrift nach Lerbs verlangt /22/, S. 36, 37 und 45, daß bei dem z.B. auf die Propellerwellenmitte bezogenen Druck die Kavitationszahlen sowie die Fortschrittsziffern von Modell und Großausführung gleich sind. Benutzt man außerdem das Froudesche Gesetz, so sind für alle Radien und Stellungen des betrachteten Propellers die Kavitationszahlen richtig eingehalten (/22/ S. 36).

In einer späteren Arbeit /23/ weist Lerbs dann darauf hin, daß die örtlichen Kavitationszahlen von Modell und Großausführung bei Abweichung (vgl. /23/ S. 11) vom Froudeschen Gesetz für bestimmte Winkelstellungen des Flügelblattes eine Differenz aufweisen, während die Mittelwerte der Kavitationszahlen für eine Umdrehung noch gleich bleiben. Die noch zuzulassenden Abweichungen der Froude-Zahlen werden in (/23/ Abb. 20) angegeben. Bedenkt man, daß Lerbs das Einhalten des Froudeschen Gesetzes für Modellversuche als maßgebend erklärt hat, bei denen die stationären Schübe und Momente bestimmt werden, so könnte daraus geschlossen werden, daß die Einhaltung dieses Gesetzes viel wichtiger bei denjenigen Versuchen ist, bei denen instationäre Vorgänge, wie es die hier vorliegenden Druckschwankungsversuche sind, behandelt werden. Die Erfüllung des Froudeschen Gesetzes stellt also sicher, daß an allen Stellen des Nachstromfeldes die richtige Kavitationszahl herrscht und daß die zeitliche Änderung der Kavitationsschicht annäherungsweise ähnlich zur Großausführung erfolgt.

Die später noch zu behandelnden Versuche über den Einfluß des freien Gasgehaltes des Strömungsmediums zeigen jedoch ganz klar, daß die Nichtbeachtung der Froudeschen Versuchsvorschrift, d.h. die Benutzung verschiedener Drehzahlen bei gleicher Fortschrittsziffer viel weniger zu Unterschieden in der Kavitationsausdehnung und damit in den Druckamplituden K_p führt als ein unterschiedlicher freier Gasgehalt. Ohne Kavitation ist die Froudesche Zahl ohne Bedeutung, und es ergeben sich daher auch gleiche dimensionslose Druckamplituden K_p für unterschiedliche Drehzahlen bei gleicher Fortschrittsziffer (vgl. Tabelle A.2.1 im Anhang 2 von /36/).

Doch nun seien die physikalisch wesentlichen Ergebnisse der Druckschwankungsversuche bei Kavitation mitgeteilt.

2.1.3 Ergebnisse von Druckschwankungen bei Kavitation

Die Abbildungen 3 bis 6 enthalten die Ergebnisse der Druckschwankungsmessungen für die Propeller 1283, 1240 bis 1242 mit und ohne Kavitation für die Entwurfsfortschrittsziffer $J = \frac{V_A}{n \cdot D} = 0{,}803$. Jedes Bild für die Längsrichtung x/R der Strömung (vgl. das Koordinatensystem in Abb. 1) enthält 5 verschiedene untersuchte Propellerspitzenabstände a/R. Hierdurch ergeben sich 5 übereinanderliegende Diagramme für jede einzelne Abbildung. Aufgetragen sind über der Längsrichtung x/R die dimensionslosen Druckamplituden

$$K_{pN} = \frac{\Delta p}{\varrho \, n^2 D^2}$$

der jeweiligen harmonischen Flügelordnung bezogen auf eine Umdrehung. Hierbei sind:

Δp	=	Druckamplituden	in kp/m^2
ϱ	=	Dichte des Wassers	$102 \frac{kp \cdot s^2}{m^4}$
n	=	Drehzahl	in Hz
D	=	Propeller Durchmesser	in m
N	=	Propellerflügelzahl	

Die dick ausgezogene Kurve gilt für den nicht kavitierenden Zustand. Er ist mit ATM bezeichnet, da dann der Tunnel zum atmosphärischen Druck Verbindung hatte. Die gestrichelten Kurven gelten für die 6 gefahrenen Kavitationszahlen. Besonders für die Freischläge a/R = 0,109 und 0,200 ist allen Propellern vor und in der Propellerebene der Abfall der Druckamplituden gemeinsam, während dahinter für Propeller 1283 ein starker Anstieg und für die anderen nur ein ziemlich schwacher festzustellen ist. Vergleicht man die als Beispiel gezeigten Photos in Abb. 7, die zu den Ergebnissen der Abb. 3 und 6 gehören, so fällt für gleiche Fortschrittsziffern J und gleiche Kavitationszahlen σ_{VA} auf, daß beim Propeller 1283 ein starker Spitzenwirbel auftritt, der bei den anderen Propellern mit nach innen gezogener maximaler Zirkulation fehlt. Die mit grundsätzlich anderer Zirkulationsverteilung entworfenen Propeller 1240 bis 1242 haben also nicht nur auf den Photos ein unterschiedliches Aussehen gegenüber dem Propeller 1283, sondern es ergeben sich auch hinter der Propellerebene unterschiedliche Verteilungen der Druckamplituden gegenüber dem Propeller mit optimaler Zirkulationsverteilung.

Schon an dieser Stelle sei auf den Einfluß des Randwirbels hingewiesen. Daneben stellt sich die Frage nach den Ursachen der Druckamplituden-Verringerung, der im nächsten Unterabschnitt nachgegangen werden soll.

2.1.4 Druckamplitudenabfall durch Schubabfall

Um zu versuchen, den in den vorhergehenden Abbildungen (3 bis 6) in und vor der Propellerebene festgestellten Abfall der Druckamplituden bei Kavitation gegenüber dem kavitationsfreien Strömungszustand zu erklären, wurden in Abb. 8 für Propeller 1283 das Kavitationsdiagramm, ferner das während der Druckschwankungsmessungen erstellte Freifahrtdiagramm mit den K_T- und K_Q-Werten und außerdem zwei Amplitudendiagramme übereinander gezeichnet. Die Ähnlichkeit zwischen dem Freifahrtdiagramm und dem K_{p3}-Diagramm ist, abgesehen von den Druckamplituden-Erhöhungen durch den Verdrängungseffekt, auffallend. Genauso wie z.B. für J = 0,72 bei einer Druckabsenkung im Tunnel von atmosphärischem Druck auf den Kavitationsdruck entsprechend σ_{VA} = 1,14 der K_T-Wert sinkt, fällt auch die dimensionslose Druckamplitude K_{p3} (n = 25 Hz = konstant). Macht man, wie es im A_3^*-Diagramm geschehen ist, die gemessene Druckamplitude Δp durch den Schub pro Propellerfläche $\frac{T}{\pi R^2}$ dimensionslos, der bei Kavitation ebenfalls kleiner wird, so ist der Abfall im A_3^*-Diagramm geringer als im K_{p3}-Diagramm. Daß der Abfall im Falle des HSVA-Propellers 1283 nicht verschwindet, erklärt sich dadurch, daß durch die Kavitation die äußeren Flügelteile stark, die inneren schwach oder nicht entlastet werden. Da für die Druckschwankungen hauptsächlich die äußeren, für den gesamten Schub jedoch alle Flügelteile maßgebend sind, kann erwartet werden, daß bei starker Kavitation das Verhältnis $\Delta p / (\frac{T}{\pi R^2})$ kleiner ist als ohne Kavitation. Die Abb. 11 zeigt die entsprechenden 6 Photos für J = 0,72 der in 6 Stufen verkleinerten Kavitationszahl σ_{VA}.

Im Falle der HSVA-Propeller 1240 (N=3) und 1242 (N=5), bei denen die maximale Zirkulation zur Nabe gezogen ist, setzt die Kavitation gleichmäßiger über den Radius verteilt ein. Wie in den Abbildungen 9 und 10 die gleichen Gegenüberstellungen der Werke K_{p3} bzw. K_{p5} mit den Werten A_3^* bzw. A_5^* zeigen, ergeben sich in den A_N^*-Diagrammen dieser beiden Abbildungen keine Druckamplituden-Verringerungen mehr.

Aus Untersuchungen, z.B. von Walchner /35/ oder Nishiyama /27/, ist bekannt, daß das hydrodynamische Verhalten von Tragflügeln bei zunehmender Kavitation derart verändert wird, daß die Auftriebskraft abnimmt. Die Druckschwankungen im Nahfeld eines Propellers jedoch sind aus zwei Anteilen zusammengesetzt, dem Verdrängungs- und dem Lastanteil. Dieser letzte Anteil entspricht der Auftriebskraft. Bei zunehmender Kavitation ist mit einer Entlastung der Flügelspitzen oder sogar des gesamten Propellers zu rechnen. Das heißt, der Verdrängungsanteil der Druckschwankungen wird zu-, der Lastanteil abnehmen. Bei starker Kavitation kann augenscheinlich der letzte Effekt überwiegen. Das dürfte die Erklärung für die in vielen Diagrammen festgehaltene Druckamplitudenverringerung bei zunehmender Kavitation sein. Sie wird durch die Gegenüberstellungen der K_{PN}-Werte mit den A_N^*-Werten in den Abbildungen 8 bis 10 belegt.

Auch wenn man die Betriebspunkte der untersuchten Propeller berücksichtigt (vgl. /36/ S. 1053), bleibt der mit dem Schubabfall verbundene Druckamplitudenabfall des Optimal-Propellers P 1283 eine zu berücksichtigende Erscheinung. In Abb. 12 sind für die vier untersuchten Propeller die durch Interpolation aus den systematischen Ergebnissen gefundenen Betriebspunkte berücksichtigt. Die vier Diagramme in Abb. 12 zeigen die dimensionslosen Druckamplituden K_{PN} für die Betriebspunkte der Entwurfssteigungen bei den jeweiligen Höchstgeschwindigkeiten, die mit den Propellern erzielt werden können. Zu Vergleichszwecken sind die Druckamplituden ohne Kavitation (dünn gestrichelte Kurve) für jeweils gleiche Fortschrittsziffern J eingetragen. Die bisher bekannten Kurvenverläufe (vgl. Abb. 12, Diagramm für P 1283) der Druckamplituden in Längsrichtung mit den Maxima vor der Propellerebene werden durch das Auftreten der Kavitation völlig verändert: vor und über der Propellerebene durch den Schubabfall und dahinter durch den kavitierenden Spitzenwirbel.

Auch in der Literatur ist der Effekt der Amplitudenverringerung durch den Schubabfall bei Kavitation enthalten. Ihm wurde aber wegen der hauptsächlich im Bereich der beginnenden Kavitation liegenden Propeller, bei denen der Dickeneffekt stärker ins Gewicht fällt, keine Beachtung geschenkt, bzw. die hier angeführte Interpretation wurde nicht herangezogen. So findet sich der Amplitudenabfall zuerst in / 6 / Abb. 29, dann in / 8/ Abb. 28 oben und /29/ Abb. 33 und 34. Außerdem ist er dem Verfasser für den Fall einer beim NSRDC in Amerika ausgeführten Großausführungsmessung bekannt. Die Diskrepanz in / 8 / zwischen den theoretischen und experimentellen Ergebnissen an der Stelle J = 0,42 und außerdem das Kleinerwerden der experimentellen Amplituden J = 0,42 gegenüber J = 0,59 ist mit Sicherheit auf den Schubabfall bei starker Kavitation zurückzuführen. Es ist vorstellbar, daß bei schnellen Einschraubenschiffen dieser Effekt der

Druckschwankungsverringerung infolge von stark ausgebildeter Kavitation während des Durchschlagens der Flügelspitzen durch das Gebiet hohen Nachstroms gleichfalls bedeutsam werden kann.

2.1.5 Amplitudenvergrößerung durch den Randwirbel

Neben dem immer größer werdenden Durchmesser des Randwirbels der Abbildung 11 verdient eine weitere Beobachtung in diesen Photos beachtet zu werden: Mit kleiner werdender Kavitationszahl beginnt der Randwirbel sich zunächst einzuschnüren. Danach werden die Abstände der Einschnürungen von der Flügelspitze größer. Bei σ_{VA} = 1,75 liegt eine Einschnürung vor der oberen Kontur der Propeller-Ablaufspitze im Photohintergrund, bei σ_{VA} = 1,14 an der unteren Kontur (vgl. Pfeile). Für σ_{VA} = 1,75 und J = 0,72 beträgt der Winkel zwischen zwei Einschnürungen und der Wellenmitte 60°; gemessen wurde er mit der Winkelmeßeinrichtung des Stroboskops. Interessanterweise wird für diesen Strömungszustand die 6. harmonische Ordnung der Druckamplituden besonders groß. Für die Druckdose an Pos. 5 wird sie doppelt so groß wie die dritte harmonische Ordnung. Das geht anschaulich aus Abb. 13 hervor, in der die Druckamplituden bis zur 10. harmonischen Ordnung für alle Druckdosen und untersuchten Kavitationszahlen der Fortschrittsziffer J = 0,72 angegeben sind. In Abb. 14 ist der Meßschrieb für J = 0,72 und σ_{VA} = 1,75 (Kav. Vers. Nr. 85) gezeigt, wobei in diesem Zusammenhang die Druckdose P 5 interessant ist. Daß die Amplitude der 6. Ordnung in dem gezeigten Schrieb in ihrer Größe schwankt, liegt möglicherweise daran, daß der Randwirbel an der Position 5 bereits begonnen hat zu zerfallen, bzw. daß die Lage der Einschnürungen, die man bei stroboskopischer Betrachtung sieht, hin und her pendelt. Dieses Hin- und Herpendeln der Lage der Randwirbel-Einschnürung könnte die Ursache für das

Auftreten verhältnismäßig großer Druckamplituden sein, die mit ihrer Frequenz nicht dem Vielfachen der Impulszahl (Drehzahl mal Flügelzahl) entsprechen. In diesem Fall hätten die Knotenabstände, die zu den verschiedenen Flügeln gehören, flügelspezifische Unterschiede. Eine derartige 4. und 5. harmonische Ordnung ist in Abb. 13 für σ_{VA} = 1,75 und σ_{VA} = 2,00 an Position P 5 zu erkennen. Genauso wie in dem Meßschrieb der Abb. 14 für J = 0,72 und σ_{VA} = 1,75 bei den Druckdosen der Positionen 4 und 5 die sechste harmonische Ordnung im Gegensatz zu den Positionen 1 bis 3 beginnt hervorzutreten, kann man auch in der Abb. 13 an Pos. 4 und 5 das Ansteigen dieser Komponente hinter der Propellerebene erkennen. Das Hervortreten höherer harmonischer Druckanteile deutet nach dem bisher Gesagten auf Einschnürungen des Randwirbels als Ursache für die höher frequenten Druckanteile. Es besteht hiernach der Anschein, als ob es ganz bestimmte, bevorzugte Strömungszustände gäbe, bei denen neben der Komponente der Blattfrequenz auch höhere harmonische Ordnungen des Drucks infolge der Einschnürungen des Randwirbels auftreten; mit anderen Worten: Der Randwirbel kann sowohl zu höheren harmonischen Druckanteilen führen, z.B. Abb. 13, Pos. 5, σ_{VA} = 1,75, $i = 6$, als auch zur Erhöhung der Amplitude der Blattfrequenz, z.B. Abb. 13, Pos. 5, σ_{VA} = 1,14, $i = 3$. Hierbei ist der Vergleich der Photos σ_{VA} = 1,75 und σ_{VA} = 1,14 in Abb. 11 interessant: An der unteren Kante der Ablaufspitze ist für σ_{VA} = 1,75 eine Verdickung des Randwirbels und für σ_{VA} = 1,14 eine Einschnürung (Pfeil) zu erkennen. Jedenfalls bleibt es nach Berücksichtigung dieser Photos in Abb. 11 und der Amplituden in Abb. 13 vorstellbar, daß ein derartig dicker (ca. 7 % vom Propellerdurchmesser) und in sich eingeschnürter Randwirbel durch einen weiteren Verdrängungseffekt - nämlich neben dem Verdrängungseffekt des durch Kavitation verdickten Profils - wesentliche Druckamplituden verschiedener Frequenz erzeugt. Weitere Untersuchungen über diesen physikalischen Mechanismus werden in dem Kapitel 3.1.6 folgen. Die an dieser Stelle vorgenommenen Ausführungen, die sich aus den bisherigen experimentellen Untersuchungen ergaben, werden dort durch theoretische Ansätze und nachfolgende Berechnungen bestätigt.

Weiterhin sei hierzu bemerkt, daß bei den Propellern mit nach innen gezogener Zirkulation, die also bewußt im Hinblick auf die Unterdrückung des Randwirbels entworfen sind, die höheren harmonischen Druckanteile bedeutend schwächer als bei Optimal-Propellern auftreten, und gerade durch diesen Unterschied zwischen Optimal- und Propellern mit nach innen gezogener Zirkulation bzw. zwischen Auftreten und Nicht-Auftreten des Randwirbels wird sein Einfluß klar (vgl. Abb. 7). Dementsprechend ist in den Ergebnissen der Abb. 4 bis 6 für diese "geräuscharmen" Schrauben hinter der Propellerebene im Falle von Kavitation nur ein verschwindender Anstieg der Druckamplituden feststellbar, der im Gegensatz zur Abb. 3 des Optimalpropellers 1283 steht.

Daß die hier ausgesprochene Deutung über den Einfluß des Randwirbels von Belang ist, wird durch die Ergebnisse einer Reihe von Großausführungsmessungen gestützt. Beispiele hierfür sind: Zerstörer "Bayern" (Battelle-Institut), F.S. "Meteor" (Institut für Schiffbau), M.S. "Hornmeer" (HSVA), N.S. "Otto Hahn" (HSVA) und mehrere dem Verfasser berichtete Messungen in Skandinavien (z.B. KaMeWa). Auch bei den noch zu beschreibenden Modellmessungen über den Einfluß des freien Gasgehaltes am Beispiel des Containerschiffes "Sydney Express" wurden wesentliche Druckamplitudenanteile höherer, nämlich der 10. und 15. harmonischen Ordnung, bei fünfflügeligem Propeller festgestellt. - Immerhin wäre nach den obigen Ausführungen für das verstärkte Hervortreten höherer harmonischer Druckkomponenten bei Großausführungsmessungen eine Erklärung gegeben, wenn man den Randwirbel von Optimal-Propellern als Ursache hierfür ansieht. Im Schiffbau bedeutungsvoll wären diese höheren Druckkomponenten des Randwirbels dann, wenn man sie als Erregerquelle für Vibrationen und Geräusche ansieht, die u.a. zu Schäden im Hinterschiffsbereich über den Propellern führten. Für derartige Schadensfälle waren Erregerquellen nicht ohne weiteres vorstellbar, zumal die Eigenfrequenzen der beschädigten Konstruktionen oftmals höher als die Impulszahl (Drehzahl mal Flügelzahl) lagen.

2.2 Experimentelle Untersuchungen über den Einfluß des ungelösten Gasgehaltes des Versuchsmediums auf die Kavitationserscheinungen und die Druckschwankungen

Die vorstehend diskutierten Meßergebnisse in Zusammenhang mit der Kavitation beruhen auf der bisherigen Annahme, daß Kavitation entsteht, wenn der örtliche Druck auf den thermodynamischen Gleichgewichtsdampfdruck des Wassers fällt. Das wird bei Kavitationsversuchen durch die entsprechenden Modellgesetze (Kap. 2.1.2) berücksichtigt. Wenn dann Diskrepanzen von dimensionslosen Druckamplituden K_p bei Kavitation festgestellt werden /29/, obwohl die dimensionslosen Belastungszustände des Propellers (Fortschrittsziffer J und Schubbeiwert K_T) und die Kavitationszahl σ_n gleich, die absoluten Drehzahlen allerdings ungleich (z.B. n = 20 Hz und n = 30 Hz) sind, so werden hierdurch die Grundlagen dieser Modellversuche berührt. Um die Ergebnisse der Kapitel 2.1.3 bis 2.1.5 aufrechterhalten zu können, galt es also, den genannten Unterschieden der K_p-Werte, die van Oossanen und van der Kooy /29/ festgestellt hatten, nachzugehen.

Als Ursache hierfür kommen zwei Einflüsse in Frage, nämlich

1. der Einfluß des vernachlässigten Froudeschen Ähnlichkeitgesetzes auf die Modelldrehzahl und
2. der Einfluß der freien Gasblasen bzw. des freien Gasgehaltes des Versuchsmediums, die neben dem Dampfdruck den Kavitationseinsatz mitbestimmen.

Bei der Einhaltung des Froudeschen Ähnlichkeitsgesetzes ist der richtige Druckverlauf in Längsrichtung des Propellerflügels gewährleistet. Normalerweise kann die Froudesche Drehzahl bei Kavitationsversuchen jedoch nicht eingehalten werden, da sie außerhalb der möglichen Betriebsdrehzahl und des dafür notwendigen Betriebsdruckes konventioneller

Kavitationstunnel liegt.

Was den ungelösten Anteil des in einer Flüssigkeit vorhandenen Gases, d.h. dessen freie Gasblasen oder nicht vollständig benetzte Schwebstoffteilchen betrifft, so sind diese für den Einsatz der Kavitation verantwortlich. Das wurde u.a. durch experimentelle Kavitationsuntersuchungen an Modellkörperfamilien in Verbindung mit der Messung der sogenannten Kavitationskeime von Keller nachgewiesen.

Bei den unter diesen Aspekten konzipierten Versuchen im mittleren Kavitationstunnel (Abb. 2A und 2B) der HSVA wurden simultan drei Arten von Messungen vorgenommen:

1. die Messung des ungelösten Gasgehaltes bzw. des Keimspektrums des Tunnelwassers mit der Laser-Streulichtmethode,
2. die Bestimmung der vom Propeller erregten Druckamplituden mit 7 Druckdosen an einer ebenen Platte und
3. das Aufmessen der Kavitationserscheinungen an einem Propellerflügel mittels Stereometrie.

Die physikalisch wesentlichen Ergebnisse der unter 1. und 2. genannten Untersuchungen werden in dem vorliegenden Bericht dargestellt, während die vollständige Gasgehaltsmeßtechnik, für die Dr. Keller zuständig war, und das Stereometrie-Vorhaben an anderer Stelle beschrieben werden /19/. Die unter Punkt 3. genannte Stereometrie wurde vor allem deshalb eingesetzt, um genaue Angaben über die Ausdehnung und Dicke von Kavitationsschichten auf den Propellerflügeln zu erhalten.

2.2.1 Messung des ungelösten Gasgehaltes

Wie bereits angedeutet, konnte die Messung des ungelösten Gasgehaltes in Zusammenarbeit mit Herrn Dr. Keller von der T.U. München durchgeführt werden. Er hat diese Laser-Streulichtmethode bis zur praxisnahen Anwendung entwickelt. Diese kann im Gegensatz zur holographischen Methode nicht zwischen festen Schwebstoffteilchen und freien Gasblasen unterscheiden. - Das optisch abgegrenzte Meßvolumen mit 1,2 mm Querschnitt innerhalb des He-Ne-Laserstrahles, in dem der freie Gasgehalt ermittelt wird, wurde vor dem Propeller angeordnet, und zwar in der Entfernung eines Propellerdurchmessers nach vorn und eines halben -durchmessers nach Steuerbord auf der Höhe der Schraubenwelle (Abb. 15). An dieser Stelle war kaum noch eine Beeinflussung der Strömung durch induzierte Geschwindigkeiten des Propellers zu erwarten. Unittelbar hinter dem Meßquerschnitt wurde die Strömungsgeschwindigkeit, die zur Ermittlung der Gaskeimkonzentration benötigt wird, mit einem Prandtlrohr bestimmt. Die Eichung des Photomultipliers, der die Streulichtimpulse auffängt, erfolgte mit Latexkügelchen von bekanntem Durchmesser. Diese wurden in das Meßvolumen gespritzt. Die Auswertung der Streulichtimpulse wurde im on-line-Verfahren mit dem HP-Rechner des SFB-Meßcontainers vorgenommen.

Um den Einfluß des Keimgehaltes bzw. des freien Gasgehaltes des Testwassers auf die propellerinduzierten Druckschwankungen festzustellen, wurde der totale Gasgehalt des Tunnelwassers variiert. Durch Belüften konnte das Tunnelwasser bis zur Gassättigung mit Luft angereichert werden, während die Entgasung des Wassers durch Umwälzen des Tunnelwassers bei Vakuum erreicht wurde. Der Gassättigungsgrad ist dabei definiert als

$$\varepsilon = \frac{c_o}{c_s} = \frac{\text{gelöste u. ungelöste Menge des Gases}}{\text{größtmögliche Lösungsmenge}}$$

oder

$$\varepsilon = \frac{c_o \cdot 760 \ [\text{mm Hg}]}{\alpha_{BL} \cdot p \ [\text{mm Hg}]}$$

Der Gassättigungsgrad ε ist ferner eine Funktion des Druckes und der Temperatur. Die Konzentration c_o, die neben der gelösten Menge der Luft auch die um Größenordnungen kleinere ungelöste Menge enthält, wurde mit einem Van-Slyke-Apparat bestimmt. Der Bunsensche Absorptionskoeffizient α_{BL} kann aus Tabellen entnommen werden / 7 /.

Die Tunnelfüllung bestand aus gefiltertem Leitungswasser, d.h. der Gehalt an Schwebstoffteilchen war gering. Dies zeigen die Keimgrößenhistogramme von entgastem Wasser bei langsamen Umlaufgeschwindigkeiten und atmosphärischem Druck, wobei nahezu keine freien Blasen auftraten. Folglich waren dann die bei höheren Gassättigungsgraden, höheren Geschwindigkeiten und niedrigeren Absolutdrücken gemessenen Keime zu fast 100 % Blasen. Diese Folgerung wird auch durch die Arbeit von Peterson /30/ (S. 1141 oben und Fig. 13) bestätigt, bei der es sich um eine holographische Methode zur Messung des freien Gasgehaltes handelt.

Für ein Beispiel entgasten Wassers zeigt die Abb. 16 ein Histogramm über dem gemessenen Keimdurchmesser D. Die gestrichelte Kurve stellt das Keimgrößenhistogramm dar, das aus den 2000 registrierten Blasen erstellt wurde. Hieraus wurde ferner ein Diagramm berechnet (ausgezogene Kurve in Abb. 16), das den jeweiligen Anteil eines Blasengrößenbereiches (z.B. zwischen D=20 und 69,9 μm) am relativen freien Gasgehalt α enthält.

Der relative freie Gasgehalt α ist das Verhältnis des Volumens aller gemessenen freien Gasblasen pro Volumeneinheit zur Volumeneinheit des strömenden Mediums.

Bei dem ausgezogenen Kurvenzug handelt es sich um die Summen der Volumina der Blasen eines Durchmesserbereiches. Summiert man die einzelnen relativen freien Gasgehalte eines jeden Durchmesserbereiches auf, so erhält man den gemessenen relativen freien Gasgehalt α , der in Abb. 16 mit $\alpha = 0{,}112\cdot10^{-5}$ angegeben ist. Durch den Vergleich dieses Wertes $\alpha = 0{,}112\cdot10^{-5}$ mit der ausgezogenen Kurve in Abb. 16 sieht man, daß die vereinzelten großen Blasen (z.B. die bei D = 350 μm) relativ mehr zum relativen freien Gasvolumen beitragen als die größere Anzahl der kleinen.

In einem weiteren hier gezeigten Beispiel ist für den Fall begasten Wassers in der Abb. 17 eine größere Anzahl von Blasen innerhalb der einzelnen Durchmesserbereiche vorhanden. Das relative freie Gasvolumen steigt dann auf $\alpha = 0{,}992\cdot10^{-4}$. An dieser Stelle sind zwei wichtige Hinweise einzuschieben, zunächst einer über die Durchmesserbereiche D der Abbildungen 16 und 17:

Diese Bereiche D zwischen 20 und 350 μm wurden gewählt, um den von dem Cavitation-Committee der International Towing Tank Conference (ITTC) empfohlenen Bereich zwischen 10 und 250 μm abzudecken. Bei der Diskussion der Ergebnisse wird sich zeigen, daß eine reine Empfehlung dieser Art nicht genügt; vielmehr muß man Kenntnisse über diejenigen Blasengrößen haben, die aufweitbar sind und zur Kavitationserscheinung führen.

Der zweite Hinweis bezieht sich auf den relativen freien Gasgehalt α : Wenn man mit dieser Größe operiert, die die Summation des Volumens aller gemessenen Blasen enthält, so verliert man die Möglichkeit, das Verhalten einzelner Blasen unter der Einwirkung von Druckgradienten beschreiben zu können. Andererseits ist der α -Wert eine bequeme Größe zur Ordnung der hier vorgelegten Versuchsergebnisse.

Weiterhin konnten mit der Streulichtmethode verschiedene Abhängigkeiten des freien Gasgehaltes von dem vorgegebenen Druck in der Teststrecke bestimmt werden. In der Abb. 18 A sind derartige Ergebnisse des freien Gasvolumens α für drei Wasserqualitäten, nämlich für zwei Arten von entgastem und für begastes Wasser, über dem Tunneldruck p der Meßstrecke aufgetragen. In diesem Falle waren in den Kavitationstunnel vor dem Propeller Siebe zur Simulation einer schiffsähnlichen Nachstromverteilung eingebaut. So wie sich in dieser Abbildung entsprechend der empirischen Gleichung für lufthaltiges Wasser /12,13/

$$\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1+\lambda}$$

verschiedene Exponenten λ für verschiedene Wasserarten, z.B. $\lambda = 0{,}5$ und $\lambda = 2{,}5$ für entgastes und $\lambda = 5$ für begastes Wasser, ergeben hatten, konnten noch weitere Exponenten für weitere Zwischenzustände der Begasung bestimmt werden. Wie stark die Exponenten λ von der spezifischen Eigenart der Tunneleinbauten, der Vorgeschichte des Wassers und der Art der Versuchsdurchführung abhängen, geht aus dem Vergleich der Abb.18 A mit der folgenden Abb.18 B hervor. Letztere gilt für einen Tunnelzustand ohne Sieb-Einbauten und mit geschlossenem Hahn, der zwischen der Teststrecke und dem Unterdruckkessel angeordnet ist (vgl. Abb.2B). Die Exponenten λ sind hierbei trotz unterschiedlicher Gassättigungsgrade $\varepsilon_{ATM} = \frac{c_o}{\alpha_{BL}}$ für atmosphärischen Zustand nahezu konstant, nämlich $\lambda = 1$.

In der folgenden Abb. 19 sind die Ergebnisse des Exponenten λ, der in der empirischen Gleichung für lufthaltiges Wasser steht, für verschiedene Gassättigungsgrade ε_{ATM} wiedergegeben. Deutlich geht daraus hervor, daß der Exponent von den Tunneleinbauten und von dem Tunnelzustand (Hahn offen - Hahn geschlossen) abhängt. In dem Zustand "Hahn offen" konnte bei atmophärischem Druck zusätzlich Luft in die Teststrecke gesaugt werden. Mit ziemlicher Sicherheit dürfte diese zum Teil gelöste Luft durch die Unterdrücke an den umströmten Sieben in den freien Gaszustand übergeführt werden, was zu den hohen λ-Exponenten führt. Der umgekehrte Fall, daß bei Unterdruck durch den offenen Hahn Gas abgesaugt wird, erscheint auch möglich. Dann müßten negative λ-Exponenten auftreten, was in der Tat bei zwei einzelnen Meßreihen der Fall war. Es muß zugegeben werden, daß der Tunnelzustand "Hahn offen" auf einem Bedienungsfehler beruht. Er zeigt jedoch, von welchem maßgebenden Einfluß eine Luftzufuhr auf die Exponenten λ und damit auf die Kavitationserscheinungen ist. Etwas Ähnliches geht auch aus der Veröffentlichung von Albrecht und Björheden hervor /2/, in der ein Luftblasen-Generator zur Erzeugung eines höheren Gasgehaltes im Tunnelwasser beschrieben wird. Dieses wäre zunächst die Richtung, in der man bei einer möglichen Steuerung des freien Gasgehaltes bei Kavitationsversuchen weiterarbeiten sollte.

2.2.2 Meßeinrichtungen und Daten zu den benutzten Propellern

Bei den hier beschriebenen Versuchen über den Einfluß des freien Gasgehaltes wurden zwei Propeller benutzt, und zwar der Fregatten-Propeller des Kapitels 2.1 (HSVA-Propeller Nr. 1283) mit N=3 Flügeln, einem Flächenverhältnis von $\frac{A_E}{A_O}$ = 0,77 und einem Durchmesser von D = 240 mm.

Außerdem wurde der für die vorliegenden Versuche angefertigte Modellpropeller des Container-Schiffes "Sydney-Express" (HSVA-Propeller 1917) eingesetzt. Einige Propellerdaten und die Ergebnisse des Freifahrtversuches sind in dem ausführlichen Bericht über diese Gasgehaltsmessungen (Abb. 7 in /19/) angegeben.

Dieser fünfflügelige Modellpropeller (D=250 mm) wurde vor allem im einregulierten axialen Nachstromfeld des Modelles der "Sydney-Express" verwendet. Die schiffsähnliche Verteilung des Nachstromes wurde durch das teilweise Versperren des Tunnelquerschnittes mit Sieben erreicht (Abb. 2B). Da bei den eigentlichen Druckschwankungsversuchen konstante dimensionslose Propellerkennwerte der Belastung (K_T-Wert) und konstante dimensionslose Anströmverhältnisse (J-Wert) bei unterschiedlichen absoluten Drehzahlen (n = 15, 20 und 30 Hz) eingestellt wurden, war zu überprüfen, ob die Verteilungen der axialen Nachstromgeschwindigkeiten bei den oben genannten gefahrenen Drehzahlen unverändert blieben. Die Ergebnisse dieser Messung der Verteilung des axialen Nachstromes sind in Abb. 8 des ausführlichen Berichtes /19/ zu sehen. Danach ergeben sich im Rahmen einer gewissen Meßunsicherheit keine Abweichungen für die Geschwindigkeitsverteilungen bei verschiedenen mittleren Geschwindigkeiten. Die später zu erklärenden Unterschiede der dimensionslosen Druckschwankungsamplituden bei konstantem J_{KT}-Wert und konstanter Kavitationszahl σ_n, aber unterschiedlichen Drehzahlen (vgl. Abb. 25 bis 28) können also nicht auf eine jeweils verschiedene Verteilung des Nachstromes bei den Drehzahlen n = 15, 20 und 30 Hz zurückgeführt werden.

Wie bereits in Kapitel 2.1.1 erwähnt, wurden die vom Propeller induzierten Druckschwankungen mit sieben Druckdosen gemessen, die auf einer ebenen Platte oberhalb des Propellers im Kavitationstunnel installiert waren (Abb. 1). Es wurde also wieder dieselbe Meßtechnik wie in den Kapiteln 2.1 verwendet.

2.2.3 Ergebnisse bei homogener Zuströmung

Eine Reihe von Messungen mit dem stark kavitierenden Fregatten-Propeller (HSVA-Propeller 1283) wurde freifahrend, d.h. ohne Nachstromsimulation, vorgenommen, wobei der Gasgehalt nicht künstlich beeinflußt wurde. Der Gasgehalt stellte sich vielmehr so ein, wie es sonst bei länger dauernden Kavitationsversuchen von 8 bis 10 Stunden Dauer üblich sein dürfte. Die Absicht bei dieser Art der Versuchsdurchführung war, den Zusammenhang zu den Versuchsergebnissen der Kapitel 2.1 herzustellen. Dort war die Versuchsdurchführung genauso wie bei den hier beschriebenen Versuchen. Die Ergebnisse, die auf diese Weise erzielt wurden, sind in den drei oberen Diagrammen von Abb. 20 enthalten. Der Gassättigungsgrad

$$\varepsilon_{ATM} = \frac{c_o}{\alpha_{BL}} \quad \text{für } p = 760 \text{ mm Hg},$$

d.h. für atmosphärischen Druck des Tunnelwassers für die vorliegende Temperatur kann neben jedem Diagramm in der nächsten Zeile unter der Bemerkung "Unbehandeltes Wasser" gefunden werden. Die dimensionslose Druckamplitude $K_{p3} = \frac{\Delta p}{\varrho n^2 D^2}$ der Blattfrequenz ist über der Strömungslängsrichtung (x-Richtung) aufgetragen. Es ist offenbar, daß bei den drei vorgegebenen Drehzahlen n = 30, 25 und 22 Hz die K_p-Werte für die sechs gefahrenen Kavitationszahlen $\sigma_{VA} = \frac{p - p_v}{(\varrho/2) V_A^2}$ bei J = 0,72 gleich sind.

Außerdem wurden drei Versuche mit stark begastem Wasser ausgeführt, deren Ergebnisse in dem untersten Diagramm von Abb. 20 zu finden sind. Das relative freie Gasvolumen stieg hierbei bis auf $\alpha = 1 \cdot 10^{-4}$ an. Diese und weitere relative freie Gasvolumina α, die zu den Messungen in Abb. 20 gehören, waren schon in Abb.18 B gezeigt. In der folgenden Abb. 21 sind die dimensionslosen Druckamplituden K_{p3} der mittleren Druckdose (Position 3) für die beiden Kavitationsziffern $\sigma_{VA} = 3{,}0$ und $\sigma_{VA} = 1{,}5$ gezeigt. Die Abszisse ist hierbei das gemessene relative freie Gasvolumen α. Die beiden Abbildungen 20 und 21 zeigen ganz klar, daß ohne Nachstrom im Falle voll entwickelter Schichtkavitation - sie ist hierbei in allen Flügelstellungen gleich - die dimensionslosen

Druckamplituden weder vom freien Gasgehalt noch von den gewählten Drehzahlen beeinflußt werden. Dieses Ergebnis wird durch die Photographien (Abb. 22 und 23) der Ausdehnung der Kavitation des Propellers 1283 verständlich. In Abb. 22 zeigen die Bilder eine fast gleiche Ausdehnung der Schichtkavitation, egal ob es sich um unbehandeltes oder stark begastes Wasser handelt. Diese Bilder unterstreichen für σ_{VA} = 3,0 die Ergebnisse der Abb. 20 und 21. Die Unabhängigkeit der Kavitationsausdehnung von der vorgegebenen Drehzahl geht aus der Photozusammenstellung der Abb. 23 hervor, die für den Fall stärkerer Kavitation mit σ_{VA} = 1,25 gilt.

Diesen letzten Versuchsergebnissen ist also zu entnehmen, daß die vorherigen Ergebnisse von Druckschwankungen bei freifahrenden, kavitierenden Propellern (Kap. 2.1.3) nicht durch den freien Gasgehalt beeinflußt sind.

2.2.4 Ergebnisse im Nachstromfeld

Im Gegensatz zu den Ergebnissen des Propellers P 1283 in homogener Zuströmung bei voll entwickelter Kavitation hat das relative freie Gasvolumen α im Falle eines simulierten Nachstromes einen wesentlichen Einfluß auf den Einsatz der Kavitation und damit auf die dimensionslosen Druckamplituden K_p. In Abb. 24 sind einige Ergebnisse von Druckamplituden K_{p5} der Blattfrequenz (N=5) des Modellpropellers der "Sydney-Express" (HSVA-Propeller 1917) gezeigt. Die Abbildung enthält drei Diagramme, die sich durch den Grad der Begasung des Wassers unterscheiden: begastes, entgastes und stark entgastes Wasser. Der konstante Betriebspunkt des Propellers ist durch die Fortschrittsziffer J_{KT} = 0,61, die also aufgrund der Schubidentität erreicht wird, und die gleichfalls für die gesamte Abbildung geltende Drehzahl n=15 Hz gekennzeichnet. Die Ergebnisse für die kavitierenden Zustände sind durch die gestrichelten Kurven angegeben.

Die vier gefahrenen Kavitationszahlen sind auf die Drehzahl des Propellers bezogen:

$$\sigma_n = \frac{p - p_v}{(\varrho/2)\ (\pi n D)^2} \quad .$$

Vergleicht man die Abstände zwischen den kavitationsfreien und den kavitierenden Zuständen in den drei Diagrammen, so stellt man den großen Einfluß der Begasung des Wassers auf die Druckamplituden fest. Auf die Tatsache, daß im Falle starker Entgasung des Tunnelwassers die Druckamplituden K_p bei Kavitation kleiner werden als ohne Kavitation, wird später bei den Ausführungen über Meßunsicherheiten noch einzugehen sein (Kap. 2.2.6).

Da die Verteilung der Druckamplituden in Strömungsrichtung (x-Richtung) fast immer gleich ist, genügt es, bei den folgenden Betrachtungen sich mit der mittleren Druckdose zu befassen.

In den Abbildungen 25 bis 28 sind die dimensionslosen Druckamplituden K_{p5} der Blattfrequenz über dem gemessenen relativen freien Gasvolumen α aufgetragen. Die Abbildungen 25 und 26 gelten für J_{KT} = 0,61 bei σ_n = 0,185 und σ_n = 0,211. Die beiden Bilder 27 und 28 beziehen sich auf die gleichen Kavitationszahlen, jedoch bei J_{KT} = 0,70. Diese Fortschrittsziffer von J_{KT} = 0,70 soll für den Arbeitspunkt des Propellers der Großausführung unter Berücksichtigung gewisser Erfahrungswerte für die Maßstabskorrektur des Nachstromes gelten. Parameter in den vier Diagrammen sind die gewählten Drehzahlen von n = 15, 20 und 30 Hz, was bedeutet, daß für jedes Diagramm bei Einhaltung der Versuchsvorschrift für konstante Kavitationszahlen $\sigma_n = \dfrac{p - p_v}{(\varrho/2)\ (\pi n D)^2}$ in der Teststrecke unterschiedliche absolute Drücke einzustellen waren. Hauptsächlich für die Drehzahlen von n = 15 und 20 Hz wird der starke Einfluß des relativen freien Gasvolumens auf die Druckamplituden deutlich. Die Bereiche für ent- und begastes Wasser sind in die vier Bilder ebenso eingetragen, wie ein "Bereich üblicher Versuche", der den Versuchen mit dem freifahrenden Propeller 1283 entnommen wurde, bei denen keine künstliche Beeinflussung des Wassers vorgenommen wurde. Innerhalb dieses Bereiches können die Unterschiede der K_p-Werte zwischen den Werten für n = 15 und n = 30 Hz durchaus den Faktor 2 bis 3 annehmen. Das sind Größenordnungen, die mit den Unterschieden der K_p-Werte für gleiche Kavitationszahlen in der Veröffentlichung von Oossanen und van der Kooy /29/ vergleichbar sind. Naturgemäß sind die Unterschiede zwischen den K_p-Werten für verschiedene Drehzahlen für den Fall der Großausführung (J_{KT} = 0,70, d.h. Abb. 27 und 28) geringer als bei stärkerer Propellerbelastung (J_{KT} = 0,61, d.h. Abb. 25 und 26).

2.2.5 Diskussion der Druckschwankungsergebnisse

Für die Abbildungen 29 und 30 sind Zusammenstellungen von Photos für die Drehzahl n = 15 Hz bei gleichfalls konstanter Fortschrittsziffer J_{KT} = 0,61 angefertigt worden. Abb. 29 gilt für die Kavitationszahl σ_n = 0,185, Abb. 30 für σ_n = 0,211. Das beobachtete Propellerblatt wird dabei in fünf Positionen gezeigt, die in der Mitte der Abbildungen angegeben sind. Die oberen Reihen (Test 138 in Abb. 29 [1], Test 139 und 140 in Abb. 30) gelten für die höheren relativen freien Gasgehalte, die unteren (Test 148 auf Abb. 19, Test 150 auf Abb. 20) für die niedrigeren α-Werte, welche mit $\alpha = 0{,}28 \cdot 10^{-5}$ bzw. $\alpha = 0{,}25 \cdot 10^{-5}$ die jeweils tiefsten Punkte auf den Kurven der K_p-Werte für n = 15 Hz in den Abbildungen 25 und 26 darstellen. Vergleicht man zunächst auf der Abb. 29 - auf der Abb. 30 ist der entsprechende Vergleich ebenfalls möglich - die Flügelpositionen 15° und 0°

1) Bei den Doppelbildern des Tests 138 (0° und 330°) handelt es sich um Wiederholungen von Aufnahmen, die der Überprüfung der Reproduzierbarkeit des Kavitationszustandes dienten.

der oberen Reihe (Test 138) mit der unteren (Test 148), so stellt man in der unteren einen späteren Einsatz der Kavitation im Nachstromfeld fest. Außerdem ergeben sich für gleiche Flügelpositionen, z.B. 0° und 345°, jeweils für die oberen Reihen in Abb. 29 und 30 größere Kavitationsausdehnungen bei höheren relativen freien Gasvolumina α als für die entsprechenden Positionen der unteren Photoreihen bei niedrigem α -Wert. Das Ansteigen der K_p-Werte in den Abbildungen 25 und 26 wird also bei der konstanten Drehzahl n = 15 Hz eindeutig durch den früheren Einsatz und die stärkere Ausdehnung der Kavitationsschicht bestimmt, die in maßgebender Weise vom freien Gasgehalt beeinflußt werden.

Bereits in den Abbildungen 33 und 34 sind Gegenüberstellungen von Photographien für Versuche mit Drehzahlen von n = 15 Hz (jeweils unter Flügelstellungsangabe in beiden Abbildungen) mit n = 30 Hz gezeigt worden. Dabei gehören zu den unten stehenden Photos (z.B. Test 148 und 150) höhere gemessene Gasvolumina α als zu den oberen (Test 144 und 145). Trotzdem weisen die oberen Photos stärkere Kavitationsausdehnungen als die unteren auf. Das erscheint zunächst unverständlich. Die Erklärung hierfür, die an dieser Stelle auf eine mehr qualitative Weise erfolgen soll, kann nur aufgrund des Verhaltens freier Gasblasen in Strömungen mit Druckgradienten gegeben werden. Theoretische Untersuchungen (vgl. Isay /14/, /15/ und Keller /18/) haben ergeben, daß freie Blasen unter 10 μm Durchmesser nur bei (absolut genommen) negativen Drücken vehement aufgeweitet werden. Das wäre z.B. bei $p_o = -1000 \frac{kp}{m^2}$ der Fall. Liegen die auftretenden Drücke jedoch nur in der Nähe (wieder absolut genommen) kleinerer negativer oder positiver Drücke, so können kleine Blasen nur schwer aufgeweitet werden.

Eine einfache Beispielrechnung für die genutzten Drehzahlen n = 15 Hz und n = 30 Hz soll dieses veranschaulichen:

Die bei den Versuchen vorzugebende Kavitationszahl

$$\sigma_n = \frac{p_o - p_v}{\varrho/2(\pi n D)^2} = 0{,}2$$

ergibt bei einem Dampfdruck von p_v = 220 kp/m² (Propellerdurchmesser D = 0,250 m) bei

$$n = 30 \text{ Hz} \qquad p_o = 5883 \text{ kp/m}^2,$$

und bei

$$n = 15 \text{ Hz} \qquad p_o = 1636 \text{ kp/m}^2 .$$

Daneben können die am Propellerprofil auftretenden Drücke in dem Druckbeiwert für inkompressible Strömung

$$c_{p_{min}} = \frac{p_o - p_{min}}{\varrho/2\ (\pi n D)^2}$$

zusammengefaßt werden.

Durch Untersuchungen, u.a. von Keller /18/, ist es gerechtfertigt zu sagen, daß der Druckbeiwert c_p größer als die Kavitationszahl σ_n ist, also

$$c_{p_{min}} = \frac{p_o - p_{min}}{\varrho/2\ (\pi n D)^2} > \sigma_n = \frac{p_o - p_v}{\varrho/2\ (\pi n D)^2}$$

Wenn $c_{p_{min}}$ = 0,25 ist, so ergibt sich bei

$$n = 30 \text{ Hz} \qquad p_{min} = -1196 \text{ kp/m}^2$$

und bei

$$n = 15 \text{ Hz} \qquad p_{min} = -134 \text{ kp/m}^2$$

Hieraus geht also hervor, daß bei n = 30 Hz (absolut genommen) größere negative Drücke p_{min} vorliegen. Diese führen dann zur Aufweitung der kleinen freien Blasen. Andererseits sind aber gerade diese kleinen freien Blasen nicht in dem gemessenen freien Gasvolumen α enthalten. Das dürfte demnach die Erklärung dafür sein, daß in den Abbildungen 33 und 34 bei n = 30 Hz größere Kavitationsausdehnungen auftreten als bei der niedrigeren Drehzahl n = 15 Hz.

Die Kenntnis über die Aufweitbarkeit der Blasen läßt es auch verständlich werden, warum die Kavitationsausdehnungen und damit die Druckschwankungen bei n = 15 Hz (vgl. Abb. 25 bis 27) bei steigendem freien Gasvolumen größer werden. Bei dieser Drehzahl vermag nämlich der am Flügelprofil herrschende Druck p_{min} nur größere Blasen aufzuweiten. Diese sind jedoch nur in den ansteigenden Werten α des freien Gasgehaltes enthalten.

Auch die Ergebnisse des homogen angeströmten HSVA-Propellers 1283, nämlich keine Unterschiede in der Kavitationsausdehnung und den Druckschwankungen, werden durch diese Erklärungen der Blasenaufweitbarkeit verständlich. Bei diesem Propeller sind die absoluten Drücke p_{min} der relativ hohen Drehzahlen n = 22, 25 und 30 Hz noch niedrig genug, um zu einer Blasenaufweitung zu führen. Dieser Fall ist also analog dem des Modell-Propellers der "Sydney-Express" mit n = 30 Hz.

Schon diese mehr oder weniger qualitativen Erklärungen lassen es notwendig erscheinen, daß dieser Problemkreis des Verhaltens der freien Gasblasen in Strömungen mit Druckgradienten noch weiterer intensiver Untersuchungen bedarf. Diese würden den Rahmen dieser Arbeit über den Einfluß der Kavitation auf die Druckschwankungen an der Außenhaut jedoch sprengen.

Im nächsten Kapitel soll noch auf einige Besonderheiten kurz eingegangen werden, die bei den Druckschwankungs- und Gasgehaltsmessungen auffielen.

2.2.6 Diskussion der Ergebnisse in bezug auf Meßunsicherheit, Reproduzierbarkeit und intermittierende Kavitation

Die tiefsten und die zweithöchsten Punkte der für n = 15 Hz geltenden Kurve der K_p-Werte in den beiden Abbildungen 25 und 26 - ebenso die links außen liegenden Punkte der n = 30 Hz-

Kurve beider Abbildungen - sind durch vertikale Linien unterschiedlicher Länge gekennzeichnet. Diese sollen jeweils die Meßunsicherheiten angeben, die durch mehrmalige Druckschwankungsmessungen während einer Tunneleinstellung erhalten wurden.

In Abb. 31 sind die reproduzierten Messungen der drei oben genannten Punkte der Abb. 25 (J_{KT} = 0,61; σ_n = 0,185) eingetragen. Die Abb. 31 gilt wiederum für die fünf Druckdosen in Strömungslängsrichtung (x-Richtung). Auffällig ist, daß die Abweichungen der K_p-Werte bei niedrigem freien Gasvolumen α (Test 144 und 148) gering sind, während sie bei begastem Wasser (Test 138) beträchtlich sein können. Die letzte Tatsache ist dadurch zu erklären, daß bei begastem Wasser derart viel Gas aus dem Wasser ausgeschieden wird, daß der notwendige vorzugebende Tunneldruck nur schwer gehalten werden kann, wobei ein ständiges Nachregulieren des Druckes erforderlich ist. Das wirkt sich in der unterschiedlichen Höhe der Druckamplituden und auch in der Ausdehnung der Kavitation aus. So zeigen in Abb. 29 die beiden Photos von Test 138 in der 0^o-Position auch einen gewissen Unterschied in der Kavitationsausdehnung. Die Streuung der K_p-Werte, die für Test 138 in Abb. 31 an allen Druckdosen gleichsinnig (vgl. Test 138 bis 138-3) auftritt, entspricht der Länge der vertikalen Linie in Abb. 25 bei $\alpha = 0{,}74 \cdot 10^{-4}$. Sie dürfte der Grund für das Überschneiden der n = 20 und n = 30 Hz-Kurve durch die n = 15 Hz-Kurve in den Abbildungen 25 bis 28 sein.

Um außerdem einen Überblick über die Veränderung der Signale einer Druckschwankungsmessung während der Registrierzeit zu erhalten - für die Auswertung wird meistens eine größere Anzahl (hier 64) von Umdrehungen digitalisiert, woraus eine "repräsentative Umdrehung" gebildet wird (vgl. Abs. 2.3 in /38/) -, wurden einige der parallel auf Magnetband aufgenommenen Messungen noch einmal auf eine andere Art ausgewertet. Dabei wurde jede zweite Umdrehung ausgewertet und ohne vorhergehende Mittelwertbildung der digitalisierten Werte harmonisch analysiert. Derartige Ergebnisse sind in Abb. 32 wiedergegeben. Es zeigt sich für die Versuchs-Nummer 148, daß nur zwei Druckschwankungsamplituden der Blattfrequenz K_{p5}, nämlich die der 42. und 60. Umdrehung, den Mittelwert der Messung Nr. 147 überschreiten. Messung 147 war kavitationsfrei, denn es herrschte atmosphärischer Druck im Tunnel. Die Messung Nr. 148, die entsprechend $\sigma_n = 0{,}185$ Unterdruck in der Teststrecke aufwies, hatte einen niedrigen relativen freien Gasgehalt. Dieser niedrige relative freie Gasgehalt von $\alpha = 0{,}028 \cdot 10^{-4}$ mit seinen wenigen (bei dieser Drehzahl $n \doteq 15$ Hz) aufweitbaren Blasen ist der Grund dafür, daß nicht bei jeder Propellerumdrehung an dem betrachteten Blatt Kavitation auftritt. Das geht aus der unteren Photoreihe der Abb. 33 für Test 148 hervor, die jeweils eine zusätzliche Aufnahme bei gleicher Tunneleinstellung und Flügelposition wiedergibt. Dort sind im Gegensatz zur oberen Reihe von Test 148 keine Kavitationsblasen zu sehen. Diese in bezug auf die Propellerumdrehung unperiodische Fluktuation der Kavitationsblase - bei einer Umdrehung ist sie vorhanden, bei der nächsten eventuell nicht -, die natürlich vom niedrigen relativen freien Gasvolumen abhängt, könnte im Zusammenwirken mit den Phasen der anderen Druckschwankungsanteile - nämlich der Verdrängungswirkung der Flügel und ihrer Lastanteile - die Ursache für die niedrigen Druckamplituden des Versuches 148 in Abb.32 sein. Ein genauer Nachweis dieser Erklärung dieses Phänomens, das auch aus anderen Versuchsanstalten bekannt ist, wäre wünschenswert.

Weitere Beispiele dieser unperiodischen Fluktuation der Schichtkavitation - in den Versuchsanstalten wird sie als intermittierende Kavitation bezeichnet -, die wie ein zufälliger Vorgang abläuft, den man auch auf dem Meßschrieb von Test 148 ausmachen kann, sind in den Abb. 35 und 36 gezeigt. In diesen Abbildungen sind die zu willkürlichen Zeiten aufgenommenen Photos eines Meßpunktes nebeneinander angeordnet.

Vor allem in Abb. 36 bei den Versuchen 102 und 148 wird diese unperiodische Fluktuation deutlich. Die Abb. 36 bezieht sich auf die vier Meßpunkte der n = 15 Hz-Kurve in Abb. 25. Aus Abb. 36 geht klar hervor, wie sich die Schichtkavitation stabilisiert, wenn das freie Gasvolumen von niedrigen α-Werten mit wenigen aufweitbaren Blasen (und dementsprechend intermittierender Kavitation bzw. unperiodischer Fluktuation) zu höheren freien Gasvolumina mit mehr aufweitbaren Blasen ansteigt. Demnach ist die intermittierende Kavitation ein reiner Modelleffekt bzw. Effekt in den Versuchsanstalten, der in der Natur bei gesättigtem Wasser nicht auftreten dürfte. Außerdem sind die an der Großausführung auftretenden absoluten Unterdrücke der inkompressiblen Strömung größer als die im Modellversuch. Bei größeren Unterdrücken sind die Blasen dann leichter aufweitbar, womit das Kavitationsbild stabiler wird.

2.2.7 Folgerungen aus den Druckschwankungs- und Gasgehaltsmessungen

Am Schluß der vorliegenden Kapitel unter 2.2 sollte noch darauf hingewiesen werden, daß das Froudesche Ähnlichkeitsgesetz für den untersuchten Fall der "Sydney-Express" bei bei dem Modellmaßstab von 28 eine Drehzahl von n = 9,7 Hz vorschreiben würde. Bei dieser Drehzahl, die entsprechend der weiteren Versuchsvorschrift der einzuhaltenden Kavitationszahl einen nicht mehr einstellbaren Unterdruck in der Teststrecke erfordert hätte, wäre der Einfluß des freien Gasgehaltes nach den Abbildungen 25 bis 28 eminent gewesen. Es ist offenbar so, daß dieser Einfluß durch die höheren Drehzahlen, die oft bei Kavitationsversuchen gefahren werden, kompensiert wird, und zwar dadurch, daß man entsprechend den Ausführungen in Kapitel 2.2.5 bei höheren Drehzahlen (absolut genommen) relativ große negative Drücke p_{min} am Propellerprofil erreicht. Diese vermögen die kleineren freien Gasblasen besser aufzuweiten als die absolut genommenen höheren Drücke p_{min} bei den niedrigeren Drehzahlen. Dabei wird der Einfluß des Froudeschen Gesetzes, wie aus den Abbildungen 25 bis 28 hervorgeht, von dem Einfluß des freien Gasgehaltes mit seinen aufweitbaren Blasen völlig überdeckt.

Aus dieser letzten Feststellung könnte man die Frage nach dem richtigen freien Gasgehalt im Modellversuch aufwerfen. Ihre Beantwortung, die nur unter Berücksichtigung der dynamischen Eigenschaften von Blasen in Strömungen mit Druckgradienten möglich sein wird, hat in mehreren Hinsichten eine hohe Aktualität. So ist diese Frage bei Kavitationsanlagen mit freier Wasseroberfläche, durch die leicht eine Entgasung vor sich gehen kann, von größter Wichtigkeit. Das zeigen die mangelhaften Übereinstimmungen von Kavitationsausdehnungen zwischen Großausführungs- und Modellbeobachtungen im Wageninger Vacuum Tank (Fig. 6 in /28/ und Fig. 13, 14 in /26/). Aber auch mit konventionellen Kavitationstanks treten Unterschiede zwischen Großausführung und Modell mit Schräganströmung auf, wie aus Fig. 9 und 10 bzw. 11 und 12 eines Berichtes von Voogd /33/ und Fig. 5 eines Berichtes von Okamoto /28/ hervorgeht. Möglicherweise sind hierbei die Unterschiede aber geringer, wie aus dem Vergleich von Fig. 5 mit Fig. 6 in /28/ zu entnehmen ist. Weiterhin ist auf die Ergebnisse von neueren Druckschwankungsversuchen von Huse /10/ einzugehen. Bei diesen wurde zum Erreichen einer Übereinstimmung der dimensionslosen K_p-Werte von Modell und Großausführung das Nachstromfeld des Modells korrigiert. Ein Teil der zuvor festgestellten Diskrepanz zwischen dem unkorrigierten Modellwert und dem entsprechenden Großausführungswert war sicher auf den Einfluß des freien Gasgehaltes zurückzuführen.

Aus diesen letzten Ausführungen und den gezeigten Ergebnissen (Abb. 25 bis 28) ist also der Schluß zu ziehen, daß der

Einfluß des freien Gasgehaltes bei Kavitationsversuchen im Nachstromfeld von mindestens derselben Bedeutung ist wie der Maßstabseffekt des Nachstromfeldes. Daher müßten weitere Bemühungen auf diesem Gebiet der Kavitationsversuche unter Anwendung der hier geschilderten neuen Streulicht-Meßtechnik darauf konzentriert werden, welches einerseits der freie Gasgehalt in der Großausführung ist und wie er andererseits im Modellversuch neben den weiteren Versuchsvorschriften einzustellen ist.

3. Theoretische Untersuchungen sowie deren Vergleiche mit Messungen

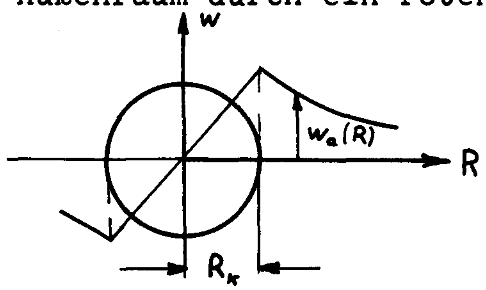
3.1 Untersuchung des kavitierenden Spitzenwirbels

3.1.1 Bestimmung des mittleren Radius des kavitierenden Spitzenwirbels

Aus der Betrachtung eines Flüssigkeitsteilchens in ebener, aber gekrümmter Strömung läßt sich die folgende Differentialgleichung ableiten:

$$\frac{dp}{dR} = \frac{\varrho\, w^2(R)}{R} \qquad (3.1.1)$$

Dabei ist nach der folgenden Skizze eines diskreten ebenen Wirbels, der im Außenraum durch ein Potential beschrieben ist



Skizze 1

dp	das Druckdifferential
R	der Radius
R_k	Radius des kavitierenden Wirbelkerns
$w(R)$	die Geschwindigkeit

Hierbei soll der Wirbelkern wie ein starrer Körper rotieren. Wenn die Zirkulation um den Wirbel mit Γ gegeben ist, ergibt sich die Geschwindigkeit im Außenraum des Potentialwirbels zu

$$w_a(R) = \frac{\Gamma}{2\pi R} \quad .$$

Damit wird aus Gleichung 3.1.1 :

$$dp = \frac{\Gamma^2}{4\pi^2 R^3}\, \varrho\, dR \quad .$$

Diese Gleichung wird integriert:

$$\int_{p_K=p_{Rand}}^{p_\infty} dp = \int_{R=R_K}^{R_\infty} \varrho \frac{\Gamma^2}{4\pi^2 R^3}\, dR$$

$$p_\infty - p_{Rand} = -\varrho \frac{\Gamma^2}{8\pi^2}\left(\frac{1}{R_\infty^2} - \frac{1}{R_K^2}\right)$$

In der letzten Gleichung ist der Ausdruck $\frac{1}{R_\infty^2}$ vernachlässigbar; dann ist:

$$p_\infty - p_{Rand} = \varrho \frac{\Gamma^2}{8\pi^2} \cdot \frac{1}{R_K^2} \qquad (3.1.2).$$

In einer kurzen Abhandlung über stationäre Hohlwirbel weist Ackeret /1/ nach, daß die Oberflächenspannung gegenüber den anderen aus der Potentialströmung resultierenden Gliedern ohne Bedeutung ist. Setzt man dann für den Druck auf dem Rand des Wirbelschlauches den Dampfdruck p_V ein, so kann Gleichung (3.1.2) folgendermaßen umbenannt werden:

$$p_\infty - p_V = \varrho \frac{\Gamma^2}{8\pi^2} \cdot \frac{1}{R_K^2} \qquad (3.1.3)$$

Führt man jetzt die Kavitationszahl

$$\sigma_{VA} = \frac{p_\infty - p_v}{\frac{\varrho}{2}\, V_A^2}$$

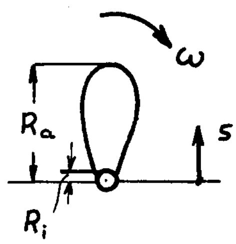
ein, so erhält man für den mittleren Radius eines kavitierenden Hohlwirbels den Ausdruck:

$$R_k = \frac{\Gamma}{2\pi V_A} \cdot \sqrt{\frac{1}{\sigma_{VA}}} \qquad (3.1.4)$$

Die Gleichung (3.1.4) soll so weiterverfolgt werden, daß sie mit bekannten Propellerkennwerten benutzt werden kann.

Der Schub eines N-flügeligen Propellers ergibt sich nach dem Satz von Kutta-Youkowski aus:

$$T = N\varrho \int_{R_i}^{R_a} \Gamma_{geb}\,(\omega s - w_t(s))\, ds$$



Skizze 2

Bei Vernachlässigung der tangentialen induzierten Geschwindigkeit w_t und bei der Annahme einer vom Radius s unabhängigen Zirkulation Γ_o - also der Annahme eines einfachen Hufeisenwirbels für den Propellerflügel - ergibt sich:

$$T = N \cdot \varrho \cdot \Gamma_o \cdot \frac{\omega}{2}\left(R_a^2 - R_i^2\right) \quad .$$

Führt man den Schubbeiwert

$$K_T = \frac{T}{\varrho\, n^2 D^4}$$

ein, so erhält man für die Zirkulation:

$$\Gamma_o = \frac{8}{\pi^2} \cdot \frac{K_T}{N} \cdot \frac{\omega R_a^2}{1 - \left(\frac{R_i}{R_a}\right)^2} \qquad (3.1.5a)$$

Berücksichtigt man jedoch eine elliptische Zirkulationsverteilung über den Radius, so gilt für die maximale Flügelzirkulation

$$\Gamma = \Gamma_0 \cdot \frac{4}{\pi} \qquad (3.1.5b).$$

Weiterhin besagt der Helmholtzsche Satz, daß ein Wirbelsystem aus tragendem und freiem Wirbel längs seiner Erstreckung die gleiche Stärke der Zirkulation hat. So muß nach Beendigung des Aufrollvorganges der maximale Wert der Zirkulation des tragenden Wirbels (Propellerflügel) auch für den freien Wirbel (Spitzenwirbel) gelten. Damit kann Gleichung (3.1.4) unter Verwendung der Beziehungen (3.1.5a) und (3.1.5b) und der Fortschrittsziffer $J = \frac{V_A}{n \cdot D}$ folgendermaßen ausgedrückt werden:

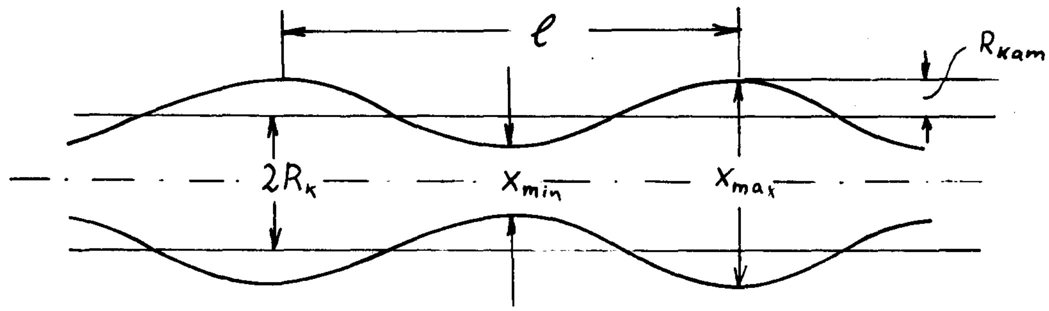
$$\frac{R_K}{R_a} = \frac{16}{\pi^3 \cdot N} \cdot \frac{K_T}{J} \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{R_i}{R_a}\right)^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{\sigma_{VA}}} \qquad (3.1.6).$$

Diese unter vereinfachten Bedingungen entwickelte Formel für die Dicke eines kavitierenden Spitzenwirbels enthält nur Größen, die bei Kavitationsversuchen bekannt sind. Ein Vergleich des mittleren dimensionslosen Kernradius R_k/R_a nach Gleichung (3.1.6) mit kavitierenden Spitzenwirbeln aus den zahlreichen Photos, die im Rahmen der experimentellen Untersuchung des Kapitels 2.1 erhalten wurden, wird nachfolgend vorgenommen.

3.1.2 Vergleich von berechneten und ausgemessenen mittleren Radien kavitierender Spitzenwirbel

Bei der Berechnung der sichtbaren mittleren Kernradien des kavitierenden Spitzenwirbels nach Gleichung (3.1.6) wurden für die Schubbeiwerte K_T die gemessenen Werte eingesetzt, die bei den experimentellen Untersuchungen von propeller-erregten Druckschwankungen (Kapitel 2.1) festgestellt worden waren. Die auf diese Weise berechneten dimensionslosen Kernradien R_k sind in der Abbildung 37 eingetragen. Darin sind zu Vergleichszwecken auch die gemessenen K_T-Werte angegeben.

Zur Erläuterung des Ausmessens der mittleren Dicke des kavitierenden Spitzenwirbels aus den Photos (wie z.B. in Abb. 11) möge folgende Skizze dienen:



Skizze 3

Mit dem bekannten Nabendurchmesser von D_i = 68 mm des benutzten HSVA-Modellpropellers 1283 konnten in den Photos die maximalen und minimalen Durchmesser des kavitierenden Spitzenwirbels abgemessen werden.

Beim Vergleich der nach Gleichung (3.1.6) berechneten dimensionslosen Kernradien R_k/R_a mit den aus den Photos ausgemessenen Werten ergibt sich bei den Fortschrittsziffern J = 0,72 und J = 0,66 solange eine gute Übereinstimmung, wie der Schubbeiwert K_T von der Kavitation nicht beeinflußt ist. Dieses geht aus der Abbildung 37 anschaulich hervor: Denn dort, wo der K_T-Wert von seinem Ausgangswert bei großen Kavitationszahlen (z.B. σ_{VA} = 3,00) auf kleinere Werte bei kleineren Kavitationszahlen (z.B. σ_{VA} = 1,14) abgesunken ist, ergibt sich auch die größte Differenz zwischen dem berechneten mittleren Kerndurchmesser des Spitzenwirbels und dem ausgemessenen. Für diese Differenz wäre möglicherweise folgende Erklärung heranzuziehen:

Durch die Kavitation nimmt der Schub ab. Dieser wird in Gleichung (3.1.6) mit seinem gemessenen Wert berücksichtigt. Es ist vorstellbar, daß die in dem Spitzenwirbel aufgerollte Zirkulation größer ist als sie dem gemessenen K_T-Wert entsprechen würde. Diese Deutung wird dadurch gestützt, daß bei Verwendung eines nicht durch Kavitation abgeminderten K_T-Wertes für Kavitationszahlen $\sigma_{VA} < 1{,}75$ eine bessere Übereinstimmung der ausgemessenen und der berechneten Werte erreicht wird.

Der Unterschied, der sich beim Vergleich der Werte für die Fortschrittsziffern J = 0,85 und J = 0,803 in Abb. 37 ergibt, könnte durch die Vernachlässigung des Zähigkeitseinflusses in der Geschwindigkeitsverteilung

$$w_a(R) = \frac{\Gamma}{2\pi R}$$

des Wirbels zustande kommen.

Da der in Abb. 37 vorgenommene Vergleich zwischen berechneten und aus Versuchen ausgemessenen mittleren Radien eine befriedigende Übereinstimmung ergab, wird die Formel (3.1.6) später bei der Berechnung der Druckamplituden infolge des kavitierenden Spitzenwirbels verwendet werden.

3.1.3 Vergleich der Wellenlängen des kavitierenden Spitzenwirbels aus Versuchen mit dem theoretischen Ergebnis von Ackeret

In der schon kurz erwähnten Arbeit "Über stationäre Hohlwirbel" / 1/ hat Ackeret für einen geraden Hohlwirbel (Nabenwirbel einer Kaplan-Turbine) theoretisch ein Ergebnis gefunden. Dieses enthält einen Zusammenhang zwischen dem Verhältnis c_t/U (c_t = Tangential-, U = Translationsgeschwindigkeit des Wirbels) und dem Verhältnis a/l (a = R_k = mittlerer Durchmesser, l $\hat{=}$ x_0 = Wellenlänge des Hohlwirbels; vgl. Skizze 3 S. 53).

Diese Beziehung

$$\left(\frac{c_t}{U}\right)^2 = z \cdot \frac{i\, H_0(iz)}{-H_1(iz)}$$

mit H_o, H_1 = Hankelsche Zylinderfunktionen

$$z = \frac{2\pi a}{l} = \frac{2\pi R_k}{l}$$

findet man in Abbildung 4 der oben genannten Abhandlung. In die Abbildung 38, die in vergrößerter Form den Bereich $0 \leq a/l \leq 0{,}1$ und $0 \leq c_t/U \leq 0{,}6$ wiedergibt, sind außer den sechs in Abb. 11 auftretenden Wellenlängen noch acht weitere eingetragen. Die hierzu gehörenden mittleren Radien $a = R_k$ waren bereits in Abbildung 37 gezeigt. Die notwendigen Formeln zur Umrechnung der Versuchswerte sind in Abb. 38 angegeben. Die Wellenlängen $l \mathrel{\hat{=}} \chi_o$ wurden Photos entnommen, wobei das Photo Nr. 20 in Abb. 11 gewissermaßen zur Eichung diente. Dort war während der Versuche (Kap. 2.1) eine Wellenlänge von $\chi_o = 60^o$ mit dem Stroboskop gemessen worden.

Der Abbildung 38 kann als Ergebnis entnommen werden, daß der von Ackeret gefundene Zusammenhang, der für einen geraden Hohlwirbel (Nabenwirbel) gilt, auch für die Wellenlängen eines schraubenlinienförmigen Spitzenwirbels eines kavitierenden Propellers Gültigkeit hat. Daher kann die Ackeretsche Beziehung für die Bestimmung der Wellenlängen des Spitzenwirbels benutzt werden, wenn die Druckamplituden infolge des kavitierenden Spitzenwirbels nachfolgend berechnet werden. Leider gibt es noch keine Theorie, die die Amplituden des Querschnittes des Hohlwirbels angibt. Mit linearisierten Theorien kann man sie nicht erhalten. Daher ist man auf die Verwendung von experimentellen Werten für die Amplituden des Querschnittes des Hohlwirbels angewiesen.

3.1.4 Aufstellung der Formel für die Druckamplituden eines kavitierenden Spitzenwirbels

Bei den nachfolgenden theoretischen Untersuchungen gilt das in Abb. 39 dargestellte Koordinatensystem. Hierin ist $\varkappa$ die Umfangsvariable. Wenn die Berandung des kavitierenden Spitzenwirbels Stromlinie sein soll, so gilt nach Isay (/11/, Gl. 149) für die kinematische Strömungsrandbedingung der entsprechenden Quellen-Senken-Verteilung:

$$q(\varkappa) = \frac{\partial}{\partial \varkappa} F(\varkappa) \sqrt{\frac{u_o^2 + (\omega R_a)^2}{R_a^2 + k_o^2}} \qquad (3.1.7),$$

wobei $F(\varkappa)$ die Querschnittsfläche des kavitierenden Wirbels und $k_o = \frac{u_o}{\omega}$ der Steigungsparameter ist.

Analog dem Potential einer Quellen-Senken-Verteilung lautet das Potential des kavitierenden Spitzenwirbels für einen N-flügeligen Propeller in inkompressibler Strömung und Polarkoordinaten, wobei in Gl. 148 in /11/ die Schallgeschwindigkeit $c_o = \infty$ gesetzt wird:

$$\phi_{KS} = -\frac{1}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{\varkappa_A}^{\varkappa_E} q(\varkappa) \sqrt{R_a^2 + k_o^2} \frac{d\varkappa}{\sqrt{(x - k_o\varkappa)^2 + r^2 + R_a^2 - 2rR_a \cos\vartheta_{n\varkappa}}}$$

(3.1.8)

mit $\vartheta_{n\varkappa} = \varphi - \varphi_o - \frac{2\pi n}{N} - \varkappa$, wobei φ_o die augenblickliche Flügelstellung und φ der Winkel zum betrachteten Aufpunkt in der yz-Ebene ist.

Die linearisierte Bernoulli-Gleichung heißt:

$$\frac{p - p_o}{\varrho} = -\frac{\partial \phi}{\partial t} - u_o \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

und bezogen auf das Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit lautet sie:

$$\frac{p - p_0}{\frac{\varrho}{2}\omega^2 R_a^2} = \frac{1}{\frac{\omega^2 R_a^2}{2}} \left(\omega \frac{\partial}{\partial \varphi_0} - u_0 \frac{\partial}{\partial x} \right) \phi \qquad (3.1.9)$$

wenn $\omega = - \frac{\partial \varphi_0}{\partial t}$ ist.

Nach den ausgeführten Differentiationen der Bernoulli-Gleichung und unter Beachtung des Propellerfortschrittsgrades $\lambda = \frac{u_0}{\omega R_a}$ erhält man das niederfrequente Druckfeld des kavitierenden Spitzenwirbels:

$$\frac{p_{KS} - p_0}{\frac{\varrho}{2}\omega^2 R_a^2} = - \frac{1}{2\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{x_A}^{x_E} \frac{q(x)}{\omega R_a^2} \sqrt{R_a^2 + k_0^2} \, \frac{r R_a \sin \vartheta_{nx} + \lambda R_a (x - k_0 x) \, dx}{\sqrt{(x - k_0 x)^2 + r^2 + R_a^2 - 2 r R_a \cos \vartheta_{nx}}^{\,3}}$$

(3.1.10)

Die kinematische Strömungsrandbedingung in Gleichung (3.1.7) kann unter Benutzung des Steigungsparameters $k_0 = \frac{u_0}{\omega}$ umgeformt werden:

$$q(x) = \frac{\partial}{\partial x} F(x) \cdot \omega \qquad (3.1.11)$$

Aus Gleichung (3.1.10) wird der Ausdruck für die Quellen-Senken-Verteilung $\frac{q(x)}{\omega R_a^2}$ weiterbehandelt. Er ist nach Gleichung (3.1.11):

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

Für die Querschnittsfläche des kavitierenden Spitzenwirbels wird in Anlehnung an die Versuchsbeobachtungen gesetzt:

$$F(x) = \pi \left(\frac{R_K}{R_a} + \frac{R_{Kam}}{R_a} \sin \frac{2\pi x}{x_0} \right)^2 \cdot R_a^2 \cdot \left[4 \, \frac{(x - x_A)(x_E - x)}{(x_E - x_A)(x_E - x_A)} \right]^{\frac{2}{m}}$$

(3.1.12)

Der Ausdruck in der runden Klammer gibt die wellenförmige Änderung des Querschnittes entsprechend der Skizze in Kapitel 3.1.2 an, während die eckige Klammer einen stetig vom Anfangswert x_A bis $\frac{x_A + x_E}{2}$ wachsenden und bis zum Ende x_E kleiner werdenden Querschnitt beschreibt.

Mit Gleichung (3.1.12) ergibt sich für den Ausdruck der Quellen-Senken-Verteilung:

$$\frac{q(x)}{\omega R_a^2} = \frac{4\pi^2}{x_0} \left(\frac{R_K}{R_a} + \frac{R_{Kam}}{R_a} \sin \frac{2\pi x}{x_0} \right) \cdot \left(\frac{R_{Kam}}{R_a} \cos \frac{2\pi x}{x_0} \right) \cdot \left[4 \, \frac{(x - x_A)(x_E - x)}{(x_E - x_A)^2} \right]^{\frac{2}{m}} +$$

$$+ \frac{2}{m} \left[4 \, \frac{(x - x_A)(x_E - x)}{(x_E - x_A)^2} \right]^{\frac{2-m}{m}} \cdot \left[4 \, \frac{x_E - 2x + x_A}{(x_E - x_A)^2} \right] \cdot \pi \left(\frac{R_K}{R_a} + \frac{R_{Kam}}{R_a} \sin \frac{2\pi x}{x_0} \right)^2$$

(3.1.13)

Diese letzte Gleichung wird in Gleichung (3.1.10) eingesetzt, wobei gleichzeitig noch $\sqrt{R_a^2 + k_0^2} = R_a \sqrt{1 + \lambda^2}$ und

$$F_{Biot-s} = \frac{R_a^2 r \sin \vartheta_{nx} + \lambda R_a^2 (x - k_0 x)}{\sqrt{(x - k_0 x)^2 + r^2 + R_a^2 - 2 r R_a \cos \vartheta_{nx}}^{\,3}}$$

gesetzt wird.

Dann erhält man für das niederfrequente Druckfeld des kavitierenden Spitzenwirbels:

$$\frac{p_{Ks} - p_o}{\frac{\rho}{2}\,\omega^2 R_a^2} = -\sqrt{1+\lambda^2}\sum_{n=0}^{N-1}\int_{x_A}^{x_E}\Bigg\{\frac{2\pi}{x_o}\cdot\frac{R_{Kam}}{R_a}\cos\frac{2\pi x}{x_o}\left(\frac{R_K}{R_a}+\frac{R_{Kam}}{R_a}\sin\frac{2\pi x}{x_o}\right)\cdot \left[4\,\frac{(x-x_A)(x_E-x)}{(x_E-x_A)^2}\right]^{\frac{2}{m}} +$$

$$+\frac{1}{m}\left[4\,\frac{(x-x_A)(x_E-x)}{(x_E-x_A)^2}\right]^{\frac{2-m}{m}}\left[4\,\frac{x_E-2x+x_A}{(x_E-x_A)^2}\right]\left(\frac{R_K}{R_a}+\frac{R_{Kam}}{R_a}\sin\frac{2\pi x}{x_o}\right)^2\Bigg\}\cdot F_{Biot-s}\,dx$$

(3.1.14)

mit dem hier in kartesischen Koordinaten angegebenen dimensionslosen Faktor

$$F_{Biot.-s} = \frac{\frac{z}{R_a}\cos\left(\varphi_o+\frac{2\pi n}{N}+x\right)-\frac{y}{R_a}\sin\left(\varphi_o+\frac{2\pi n}{N}+x\right)+\lambda\left(\frac{x}{R_a}-\lambda x\right)}{\sqrt{\left(\frac{x}{R_a}-\lambda x\right)^2+\left(\frac{y}{R_a}-\cos\left(\varphi_o+\frac{2\pi n}{N}+x\right)\right)^2+\left(\frac{z}{R_a}-\sin\left(\varphi_o+\frac{2\pi n}{N}+x\right)\right)^2}^{\,3}},$$

wobei $y = r\cos\varphi$ und $z = r\sin\varphi$ und die Additionstheoreme anzuwenden waren.

Die an den Stellen $x = x_A$ und $x = x_E$ auftretenden Singularitäten in dem Integral der Gleichung (3.1.14) für m > 2 werden durch Abspalten behandelt.

3.1.5 Berechnungen und Vergleiche mit Messungen des homogen angeströmten, kavitationsfreien Propellers

Ein Vergleich von Berechnungsergebnissen mit Messungen ist nur möglich, wenn alle Anteile der Druckfelderregung des Propellers berücksichtigt werden. Die beiden konventionellen Anteile, nämlich die des nicht kavitierenden Wirbelsystems und der Verdrängungswirkung der Propeller-Flügel, wurden nach Formeln berechnet, die bereits Pohl /31/ und Breslin /4/ prinzipiell angaben und die Kloppenburg /21/ verwendete und programmierte.
Die für die Rechenprogramme benutzten Formeln werden nachfolgend angegeben.

Die Formel für die Verdrängungswirkung der Propeller-Flügel heißt in kartesischen Koordinaten für die Ebene $y = y_0$:

$$\frac{p_a - p_0}{\frac{\rho}{2}\,\omega^2 R_a^2} = -\frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{N-1}\int_{R_i}^{R_a}\int_{\chi=\chi_V}^{\chi_H} s\cdot\sqrt{1+\left(\frac{k_1}{s}\right)^2}\cdot\frac{q(s,\chi)}{\omega R_a}\,\cdot$$

$$\cdot\frac{\frac{s}{R_a}\left[z\cos\left(\varphi_0+\frac{2\pi n}{N}+\chi\right)-y_0\sin\left(\varphi_0+\frac{2\pi n}{N}+\chi\right)\right]+\lambda\,(x-k_1\chi)}{\sqrt{(x-k_1\chi)^2+\left(y_0-s\cos\left(\varphi_0+\frac{2\pi n}{N}+\chi\right)\right)^2+\left(z-s\sin\left(\varphi_0+\frac{2\pi n}{N}+\chi\right)\right)^2}^{\,3}}\,d\chi\,ds \qquad (3.1.15)$$

Hierbei ist $q(s,\chi)$ die Quellen-Senken-Verteilung für die Flügelprofile.

Weitere Einzelheiten zur Gleichung (3.1.15) sind in der Arbeit von Kloppenburg /21/ zu finden.

Die Formel für das Druckfeld des nicht kavitierenden Wirbelsystems (Drucksprung) lautet in kartesischen Koordinaten:

$$\frac{p_{\delta p} - p_0}{\frac{\varrho}{2}\,\omega^2 R_a^2} = \frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{N-1}\int_{s=R_i}^{R_a} \cdot \frac{\Gamma\left(s, \varphi_0 + \frac{2\pi n}{N}\right)}{\omega\, R_a^2} \cdot$$

$$\cdot \frac{x \cdot s - k_0 z \cos\left(\varphi_0 + \frac{2\pi n}{N}\right) + k_0 y_0 \sin\left(\varphi_0 + \frac{2\pi n}{N}\right)}{\sqrt{x^2 + \left(y_0 - s \cdot \cos\left(\varphi_0 + \frac{2\pi n}{N}\right)\right)^2 + \left(z - s \sin\left(\varphi_0 + \frac{2\pi n}{N}\right)\right)^2}^{\,3}}\, ds$$

(3.1.16)

Die Zirkulationsverteilung $\Gamma\left(s, \varphi_0 + \frac{2\pi n}{N}\right)$ muß bekannt sein. Für alle hier nachfolgenden Ergebnisse ist im Falle des homogen angeströmten Propellers Nr. 1283 die vom Radius s unabhängige Zirkulation eines Hufeisenwirbels

$$\frac{\Gamma_0}{\omega R_a^2} = \frac{\pi}{N} \cdot \lambda^2 \cdot \frac{c_s}{1 - \left(\frac{R_i}{R_a}\right)^2}$$

benutzt worden. Außerdem ist dieser tragende Wirbel bei den hier durchgeführten Berechnungen auf dem 1/4-Punkt des Profils angeordnet worden. Das entspricht einer Verschiebung des Koordinatensystems in negative x-Richtung um die Größe 0,1 R_a, die für den hier untersuchten Propeller 1283 gilt. [1)] Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Abb. 40 mit den entsprechenden Messungen verglichen worden. Dabei sind, wie bei allen nachfolgenden Ergebnissen auch, die Druckamplituden nach den durchgeführten harmonischen Analysen unter Einschluß des Spiegelungsfaktors S_B = 2,0 durch den Wert $K_{pN} = \frac{\Delta p}{\varrho\, n^2 D^2}$ angegeben.

---

1) Im Rechenprogramm für den Drucksprung heißt die neue x-Koordinate xh =x - 0,1 R_a.

Messung und Rechnung stimmen in Abb. 40 - bis auf den Wert $\frac{x}{R_a}$ = 0,5 des Spitzenabstandes $\frac{a}{R_a}$ = 0,109 - gut überein. Der Unterschied an der zuletzt genannten Stelle ist dadurch zu erklären, daß bei diesem Propeller 1283 bei der Drehzahl n = 25 Hz bereits ein kavitierender Spitzenwirbel vorhanden war, ohne daß ein Kavitationsunterdruck im Tunnel eingestellt worden war.

Im Hinblick auf die nachfolgenden Ergebnisse von berechneten Druckschwankungen infolge des kavitierenden Spitzenwirbels ist darauf aufmerksam zu machen, daß in Abbildung 40 bei $\frac{x}{R_a}$ = 1,0 die Amplituden infolge der Verdrängungswirkung und des Drucksprunges des Propellers völlig abgeklungen sind.

3.1.6 Berechnung der Druckamplituden mit Variation der Parameter des kavitierenden Spitzenwirbels

Die Berechnungen der Druckamplituden wurden mit einem Rechenprogramm durchgeführt, das die drei Anteile des Druckfeldes enthält, nämlich den der Verdrängungswirkung (Gl. 3.1.15) und des Drucksprunges der Propellerflügel (Gl. 3.1.16) sowie des kavitierenden Spitzenwirbels (Gl. 3.1.14). Für die Querschnittsfläche des kavitierenden Spitzenwirbels galt die Gleichung (3.1.12):

$$F(x) = \pi\left(\frac{R_K}{R_a} + \frac{R_{Kam}}{R_a}\sin\frac{2\pi x}{x_0}\right)^2 \cdot R_a^2 \cdot \left[4\,\frac{(x-x_A)(x_E-x)}{(x_E-x_A)^2}\right]^{\frac{2}{m}}$$

Hierin bedeuten:

R_a = Propellerradius

R_k = mittlerer Radius des kavitierenden Spitzenwirbels (vgl. Skizze 3 in Kapitel 3.1.2)

$R_{k_{am}}$ = Amplitude des Radius des Spitzenwirbels

χ_o = Wellenlänge des Wirbels, gemessen auf dem Propellerkreisumfang (vgl. Abb. 39)

χ_A = Anfangswert des Wirbels (Abb. 39 und 41)

χ_E = Endwert des Wirbels

m = Maß für die Anfangssteigung des Wirbelschlauches (vgl. zwei verschiedene m-Werte in Abb. 41)

Ferner ist ein Phasenwinkel χ_φ für die Sinuswelle eingeführt worden, so daß in der runden Klammer von Gl. (3.1.12) der Ausdruck

$$\frac{R_{Kam}}{R_a} \sin \frac{2\pi(\chi-\chi_\varphi)}{\chi_o}$$

die Lage der Minima des Querschnittes bestimmt.

In Abb. 41 sind Beispiele verschiedener Querschnittsformen gezeigt, und zwar zwei Anfangssteigungen mit m = 8 und m = 24, zwei Anfangswerte mit $\chi_A = 0^o$ und $\chi_A = 20^o$ und ferner zwei Phasenwinkel, nämlich $\chi_\varphi = 0^o$ und $\chi_\varphi = 20^o$. Die Amplitude R_{Kam} der Beispiele in Abb. 41 mit m = 8 und m = 24 wurde einer Messung, und zwar J = 0,72 und σ_{VA} = 1,75 entnommen, ebenso die Wellenlänge χ_o. Der Verlauf des Querschnittes ergibt sich dann - wie in Abb. 41 gezeichnet - nach Gl. (3.1.12). Die unterste Querschnittsform in Abb. 41 wird zum Vergleich gezeigt. Sie ist in dem Photo 20 in Abb. 11 (J = 0,72 und σ_{VA} = 1,75) mit einfachen Mitteln, d.h. ohne stereometrische Maßnahmen, punktweise in Richtung der Wirbelachse aufgemessen worden.
Für alle Größen des Spitzenwirbels, nämlich

$$\chi_o,\ R_{Kam},\ R_K,\ \chi_\varphi,\ \chi_A,\ m$$

sind parametrische Variationen mit dem erstellten Rechenprogramm durchgeführt worden. Die Berechnungen wurden auf der Rechenanlage der Universität Hamburg (Telefunken, TR 440) durchgeführt. Für einen Aufpunkt x/R_a benötigt das erstellte FORTRAN-IV-Programm unter Einschluß aller Druckanteile mit anschließender harmonischer Analyse zwischen 17 und 24 Sekunden.

Der Wert für den mittleren Radius des kavitierenden Spitzenwirbels ergibt sich in dem Computerprogramm nach Gl. (3.1.6). Wird jedoch eine Variation des mittleren Radius R_K selbst durchgeführt, so werden die jeweiligen Werte R_K vorgegeben, ohne Gl. (3.1.6) zu benutzen. Der Wert der Amplitude R_{Kam}/R_a ist den Messungen zu entnehmen. Einige aus den Photographien ausgemessene Amplituden R_{Kam}/R_a - vor allem die bei den Berechnungen benutzten Werte - sind in Abb. 38 eingetragen.

Der Wert x_A ist in Anlehnung an die Messungen zu wählen, für den Endwert wird $x_E = 4\pi$ gesetzt. Viele Wirbel sind, wie die zahlreichen Photos der Untersuchungen des Kapitels 2.1 zeigen, durchaus solange stabil, häufig noch länger. Erst bei größerer Propellerbelastung (z.B. J = 0,58) zerplatzen die kavitierenden Wirbelschläuche.

In Abb. 42 sind die Berechnungsergebnisse von Druckamplituden für den Einfluß der Wellenlänge x_o gezeigt. Dabei ist die Wellenlänge von $x_o = 30^\circ$ bis $x_o = 210^\circ$ variiert worden. An jeweils fünf Aufpunkten x/R_a sind die harmonischen Ordnungen i = 3,6,9 und 12 gezeigt worden. An der Stelle $x/R_a = 0,5$ für $x_o = 30^\circ$ ist die größte Amplitude die der 12. harmonischen Ordnung, für $x_o = 45^\circ$ und 60° sind es die 9. und 6. und bei größeren Wellenlängen - vor allem bei $x_o = 120^\circ$ (dreiflügeliger Propeller) - ist es die 3. harmonische Ordnung. Die Abbildung 42 ähnelt hierin den Meßergebnissen in Abb. 13. Eine Übereinstimmung - und zwar auch bei den höheren harmonischen Komponenten - wird erst erreicht, wenn eine Gleichheit der in der Berechnung benutzten Querschnittsform des kavitierenden Spitzenwirbels mit der wirklich auftretenden Form der Messungen vorliegt.
In den folgenden Abbildungen 43 bis 46 sind die Berechnungen bis $x/R_a = 2,0$ durchgeführt worden, weil dann der Einfluß des Spitzenwirbels bei den Druckamplituden klarer hervortritt. Denn bei $x/R_a = 1,0$ ist, wie der Abb. 40 zu entnehmen ist, der Einfluß von Verdrängung und Belastung der Propellerflügel abgeklungen. Bei der Durchsicht dieser Abbildungen 43 bis 46,

in denen im oberen Diagramm die 3., im unteren die 6. harmonische Komponente aufgetragen sind, stellt man fest, daß die Wellenlänge x_0 (Abb. 43) zweifelsohne der wichtigste Parameter des kavitierenden Spitzenwirbels ist. Und zwar tritt diejenige Wellenlänge des Wirbels, die in einem ganzzahligen Verhältnis zur Flügelteilung steht, am stärksten hervor, z.B. bei $x_0 = 120^o$ für diese dreiflügelige Schraube die 3. und bei $x_0 = 60^o$ die 6. harmonische Ordnung. Für andere Wellenlängen ergibt sich nach Abb. 43 ein kontinuierlicher Übergang. Bei dieser Variation der Wellenlänge tritt im Gegensatz zu den nachfolgenden Abbildungen 44 bis 46 sowohl eine starke Beeinflussung der Amplituden der 3. als auch der 6. harmonischen Ordnung auf. Außerdem fällt in Abb. 43 für $x_0 = 90°$, $120°$ und $150°$ eine Oszillation der Amplituden in x-Richtung auf. Die Abstände der Maxima entsprechen $\frac{k_0 x_0}{R_a} = \frac{x}{R_a} = \lambda x_0$. Sie sind also durch die Wellenlängen der kavitierenden Spitzenwirbel zu erklären.

Als interessantestes Ergebnis ist der Abb. 44 zu entnehmen, daß bei der Amplitude $R_{Kam} = 0$ nur in der Nähe der Propellerebene ein Einfluß des Spitzenwirbels vorhanden ist. Das ist auch erklärlich, denn die Druckschwankung ist proportional der Querschnittsänderung:

$$\Delta p \sim \frac{p_{KS} - p_0}{\frac{\varrho}{2}\omega^2 R_a^2} \sim \frac{\partial F(x)}{\partial x} \quad .$$

Ein konstanter Querschnitt bewirkt danach keine Erregung. Die Variation des mittleren Radius R_K (Abb. 45) hat etwa den gleichen Einfluß wie die Amplitude R_{Kam} . Dabei darf man jedoch nicht vergessen, daß der mittlere Radius R_K nach der Theorie von Ackeret / 1 / und der ihr entsprechenden Abb. 38 gewissermaßen die Steuergröße ist, die die Wellenlänge x_0 vorgibt.

Aus der Abb. 46 ergibt sich, daß die Variation der Phasenlage x_φ des wellenförmigen Querschnitts des Wirbels besonders über der Propellerebene und kurz dahinter, also zwischen $0 \leq x/R_a \leq 0,5$, von wesentlichem Einfluß ist. Und zwar werden beide harmonischen Komponenten, K_{p3} und K_{p6}, entscheidend verändert. Der Übersichtlichkeit wegen sind für $x/R_a > 1,0$, wo sich die Kurven überschneiden, nicht alle berechneten Kurven eingetragen.

Von ähnlichem Einfluß wie die Phasenlage x_φ sind der Anfangswert x_A und die Anfangssteigung m. Das geht aus den Abbildungen 47 bis 49 hervor, die die 3. harmonische Komponente K_{p3} für jeweils zwei Wellenlängen x_o enthalten. Da der Einfluß dieser beiden Parameter sich hauptsächlich über der Propellerebene $x/R_a = 0$ auswirken dürfte, sind die Berechnungen nur bis $x/R_a = 1,0$ durchgeführt worden. Bei $x/R_a = 0$ und 0,25 können sich die Amplituden bei der Variation jeweils eines Parameters, z.B. x_A oder m, wobei die anderen natürlich konstant bleiben, durchaus um den Faktor 2 ändern.

Aus der durchgeführten Parameterstudie geht hervor, daß die einzelnen Einflüsse der Parameter des kavitierenden Spitzenwirbels recht komplex sind. Es stellt sich jedoch heraus, daß die Wellenlänge x_o der wichtigste Parameter ist. Eine Nachrechnung der im Versuch festgestellten Druckamplituden ist nur anhand der dabei angefertigten Photographien möglich. Das wird im nächsten Kapitel versucht.

3.1.7 Vergleich von berechneten Druckamplituden mit Messungen

In Abbildung 50 sind Photographien einer Versuchsserie bei der Fortschrittsziffer J = 0,803 gezeigt. Der Photographie Nr. 17 ($\sigma_{VA} = 1,14$) sind für die Berechnung die folgenden Werte entnommen:

$$\frac{R_{Kom}}{R_a} = 0{,}0252\,; \quad x_\varphi \approx 15 - 20°\,; \quad x_o = 60°$$

Für den Anfangswert wird $\chi_A = 20^o$ gesetzt. Der früher am Propellerblatt beginnende Wirbel des Versuches, der mit einer Spitze anfängt, soll bei der Berechnung durch diese Zurücknahme von χ_A (d.h. Wirbelbeginn χ_A bei größeren χ-Werten als in der Realität) und eine stärkere Anfangssteigung (m = 24) kompensiert werden. Der Kavitationseinfluß auf dem Propellerblatt (Schubabfall) wird durch den gemessenen Schubbeiwert c_s für den Anteil des Drucksprunges an den Druckamplituden (Gl. 3.1.16) berücksichtigt.
Das Ergebnis der Berechnungen ist in Abb. 51 für fünf verschiedene Propellerspitzenabstände a/R_a gezeigt. Der Messung mit $\sigma_{VA} = 1{,}14$ und Photo Nr. 17 wurde eine Wellenlänge von $\chi_o = 60^o$ entnommen, die in Abb. 38 bei a/l = 0,0367 und $c_t/U = 0{,}2644$ eingetragen wurde. Nimmt man den theoretischen Wert der Ackeretschen Kurve bei a/l = 0,0367 und bestimmt daraus die Kavitationszahl, so erhält man einen Wert, der näher bei $\sigma_{VA} = 1{,}25$ liegt. Daher sind auch diese Messungen mit $\sigma_{VA} = 1{,}25$ in Abb. 51 eingetragen. In der folgenden Abb. 52 ist auf die gleiche Weise bei dem Auffinden der entsprechenden Messung wie für $\sigma_{VA} = 1{,}25$ vorgegangen worden. Es ergab sich dann $\sigma_{VA} = 1{,}50$. Die Übereinstimmung zwischen den theoretischen Werten und den Messungen ist in beiden Abbildungen als gut zu bezeichnen.

Ein Vergleich für die 6. harmonische Komponente der Druckamplituden führt zu keiner quantitativen Übereinstimmung. Das war bereits aus dem Vergleich der Abb. 42 mit Abb. 13 hervorgegangen. Nur qualitative Vergleiche waren dort möglich. Die 6. Ordnung der Theorie ist immer mindestens um den Faktor 2 bis 3 zu groß. Das liegt an der der Berechnung zugrunde gelegten Form der Quellen-Senken-Verteilung Gl. 3.1.12. Erst die genau eingehaltene Form des kavitierenden Spitzenwirbels bei den Berechnungen ergibt auch für die höheren harmonischen Komponenten der Druckamplituden eine Übereinstimmung mit den Messungen / 5 /.

3.1.8 Schlußbemerkung über den kavitierenden Spitzenwirbel

Aus den vorliegenden Untersuchungen über den kavitierenden Spitzenwirbel und aus den parametrischen Variationen sowie den Vergleichen mit Meßergebnissen ergibt sich folgendes:

Dem zylindrischen Hohlraum, der durch den kavitierenden Spitzenwirbel verursacht wird, sind nach Ackeret /1/ stehende Wellen überlagert. Dieser Wirbel ist in bezug auf den Propeller stationär. Ferner erzeugt dieser Hohlwirbel bei seinem Umlaufen mit der Schraube infolge seiner Querschnittsänderungen Druckamplituden an der Schiffsaußenhaut, sicherlich auch Geräusche im Fernfeld. Die Flügelzahl des Propellers beeinflußt dabei nur die mittlere Dicke des Hohlwirbels nach Gl. (3.1.6). Diese mittlere Dicke des Spitzenwirbels wiederum steuert nach der Theorie von Ackeret, die nach dem Vergleich mit den entsprechenden Meßergebnissen auch für einen schraubenlinienförmigen Wirbel eines Schiffspropellers gilt, den wesentlichsten Parameter, nämlich die Wellenlänge des kavitierenden Spitzenwirbels. Erreicht die Wellenlänge einen Wert, der der Flügelzahl entspricht, z.B. $\chi_o = 120^o$ bei einem dreiflügeligen Propeller, so werden die Druckamplituden der Blattfrequenz vergrößert. Analoges gilt für die doppelte Blattfrequenz (bei $\chi_o = 60^o$) sowie für die kontinuierlichen Übergänge der dazwischenliegenden Wellenlängen. - Mittels der im vorliegenden Bericht benutzten einfachen Sinusform des Querschnittes ist es möglich, die Druckamplituden des freifahrenden dreiflügeligen Propellers für die Blattfrequenz so zu berechnen, daß sie mit den Messungen übereinstimmen. Bei einer in der Rechnung eingehaltenen Querschnittsform des Spitzenwirbels, die genau der Messung entspricht, ergibt sich sogar eine Deckung von Rechnung und Messung auch für die höheren Blattfrequenzen /5/. Mit Quellen-Senken-Verteilungen kann man also die

Verdrängungswirkung von Kavitationsformen berechnen. Die vollständige, nur aus theoretischen Werten bestehende Berechnung der Druckamplituden infolge des kavitierenden Spitzenwirbels ist aber nicht möglich, da die Lage des ersten Minimums, des Anfangs- und Endpunktes und der Amplitude des Wirbelquerschnittes nur aus Messungen erhalten werden können.

An dieser Stelle ist darauf hinzuweisen, daß die hier behandelte wellenartige Querschnittsform des Spitzenwirbels nichts mit dem Stabilitätsproblem eines Wirbels zu tun hat, der sich auf einer Schraubenlinie bewegt. Dieses Problem haben Levy und Forsdyke /24/ behandelt. Hiernach wird ein derartiger Wirbel instabil, wenn für den hydrodynamischen Steigungswinkel $\tan\beta_i < 0{,}3$ wird.

Weiterhin ist über die vorliegende Untersuchung des Spitzenwirbels zu sagen, daß Vermischungsvorgänge und der Wirbelzerfall nicht berücksichtigt wurden. Auch die Wirbelentstehung bzw. der Verlauf der Zirkulation am Flügelblatt und die Vermeidung eines kavitierenden Spitzenwirbels bei "geräuscharmen" Propellern wurde nicht näher untersucht. Ebenso wurde der Einfluß des freien Gasgehaltes auf den Beginn eines kavitierenden Spitzenwirbels nicht berücksichtigt.

Kurz vor Beendigung dieser Arbeit wurde die Dissertation von Loukakis /25/ bekannt. Dort soll u.a. festgestellt worden sein, daß ein teilweises Aufrollen der Wirbelschicht eines Blattes um den Spitzenwirbel des vorhergehenden Blattes erfolgt. Der photographische Nachweis dieses Phänomens erscheint recht zweifelhaft. Die Photographien der hier vorgelegten Untersuchung ergeben neben weiteren ca. 60 hier nicht gezeigten Aufnahmen von Messungen des Kapitels 2.1 keinen Hinweis auf eine derartige Erscheinung. Die Gleichung (3.1.6), die den mittleren Radius des kavitierenden Wirbels angibt, wäre falsch, wenn die Behauptung von Loukakis zuträfe.

Für die grundsätzliche Richtigkeit der Gleichung spricht aber ihr Vergleich mit den Meßergebnissen.

Die Frage, welche Bedeutung der kavitierende Spitzenwirbel in der schiffbaulichen Praxis hat, wurde bereits in Kapitel 2.1.5 angeschnitten, wo anhand der experimentellen Ergebnisse die Amplitudenvergrößerung durch den Randwirbel behandelt wurde. Durch die theoretische Untersuchung wurde nun bestätigt, daß dieser Wirbel höhere Blattfrequenzen verursachen kann, die auch bei den Großausführungs- und Modellmessungen beobachtet werden.

Eine Berechnung der Druckamplituden des kavitierenden Spitzenwirbels im Nachstromfeld mit sich ändernder Zirkulation um den Wirbel erscheint recht schwierig.

3.2 Berechnung von Druckamplituden im Nachstrom ohne Kavitation

Hegt man die Absicht, die Druckschwankungen eines im Nachstrom kavitierenden Propellers theoretisch zu bestimmen, so ist es auch notwendig, die Amplituden des kavitationsfreien Propellers berechnen zu können.

Die Ergebnisse einer derartigen Berechnung für den bei der Gasgehaltsmessung (Kap. 2.2) benutzten HSVA-Propeller 1917 sind in Abb. 53 angegeben. Dabei wurde die Verdrängungswirkung der Flügel nach Gl. (3.1.15) berechnet, während für die Amplituden des Drucksprunges Gl. (3.1.16) benutzt wurde. Die vom Radius s und der Flügelstellung γ_0 abhängige Zirkulation $\Gamma(s, \gamma_0 + \frac{2\pi n}{N})$ wurde den Berechnungen mit einem Tragflächenprogramm entnommen, das von Bauschke und Lederer in / 3 / beschrieben wurde. Die Ergebnisse der Druckschwankungsberechnungen mit diesen ursprünglichen Zirkulationsverteilungen des Computerprogramms aus / 3 / sind in der untersten gestrichelten Kurve von Abb. 53 angegeben. Diese Ergebnisse sind um gut 45 % zu niedrig gegenüber der Messung. Der Grund hierfür dürfte in der nicht richtigen Erfassung der Flügelbelastung durch das Computerprogramm in den Gebieten des stärkeren Schiffsnachstromes liegen (vgl. /14/). Auch die bisher vorliegenden Ergebnisse von Druckverteilungsmessungen an den Flügeln eines Modellpropellers /14/ und /20/ legen die Vermutung nahe, daß das Programm aus / 3 / die realen Werte von Messungen nicht vollständig erreicht. Die aus diesen Gründen vorgenommene willkürliche Erhöhung der Zirkulationswerte des Computerprogrammes - und zwar um 30 % für die 12 Uhr-Flügelstellung und je 15 % für die um 15° daneben liegenden Stellungen bei gleichzeitiger Erniedrigung für die außen liegenden Stellungen, so daß die mittlere Flügelbelastung konstant blieb -, führte zu einer besseren Annäherung der Druckschwankungsberechnungen an die Messungen. Diese Berechnungsergebnisse sind in der mittleren Kurve von Abb. 53 enthalten.

4. Anmerkung

Am Schluß der Arbeit möchte der Verfasser es nicht versäumen, all denen zu danken, die bei den Versuchen in kollegialer Zusammenarbeit mitgewirkt haben. Das sind die Herren L. Hoffmann, A. Nolte und S. Heinzel von der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt sowie Herr Dr. Keller von der Versuchsanstalt Obernach der Technischen Universität München.

Den Herren Prof. Dr. O. Grim und Prof. Dr. W.H. Isay dankt der Verfasser in aufrichtiger Weise für die zahlreichen, sehr kritischen und stimulierenden Diskussionen während des Entstehens dieser Arbeit.

Auch den weiteren, wegen ihrer Vielzahl hier nicht ausdrücklich genannten Mitarbeitern in der HSVA und dem Institut für Schiffbau ist der Verfasser wegen vielfältiger Beiträge zu dieser Arbeit zu Dank verpflichtet. Besonders hervorgehoben werden soll aber auch der Sonderforschungsbereich 98 "Schiffstechnik und Schiffbau", der durch die Bereitstellung erheblicher finanzieller Mittel das Entstehen dieser Arbeit ermöglichte.

ANHANG

Aufstellung der Formeln für die Druckamplituden infolge der Kavitation auf den Propellerflügeln im Schiffsnachstrom

Die im Schiffsnachstrom auftretende instationäre Kavitation auf den Flügelblättern wurde theoretisch u.a. von Huse /8/ behandelt. Sein Strömungsmodell für die Kavitationsschicht bestand aus zwei Anteilen. Der eine Anteil berücksichtigt die mit dem Propeller umlaufende mittlere stationäre Kavitationsschicht (cavity motion), der andere die Änderung des Volumens der Kavitationsschicht (volume variation of cavity). Der zuletzt genannte Anteil wird durch die zeitliche Änderung des Potentials einer Kugel berücksichtigt. Arbeitet man mit diesen Modellen, so ist die Schließungsbedingung, die besagt, daß für eine geschlossene Profilkontur die Gesamtergiebigkeit einer Quellen-Senken-Verteilung Null sein muß, für das Quellenpotential der Kugel nicht erfüllt. Das ist unter Umständen ein gewisser Nachteil für die Beschreibung einer Kavitationsschicht. Bei den im vorliegenden Bericht benutzten Strömungsmodellen wird die Schließungsbedingung jedoch durch die kinematische Strömungsrandbedingung (z.B. Gl. 3.1.7) von selbst erfüllt. Das wird auch für den folgenden Ansatz der Fall sein.

Die Kavitationsschicht auf dem Flügel soll dabei wie eine zusätzliche instationäre Profildicke aufgefaßt werden, die der geometrischen Profildicke überlagert wird.

Das Potential für die niederfrequente Verdrängungswirkung einer Kavitationsschicht lautet für einen N-flügeligen Propeller in Polarkoordinaten, wenn in der Gl. 146 nach

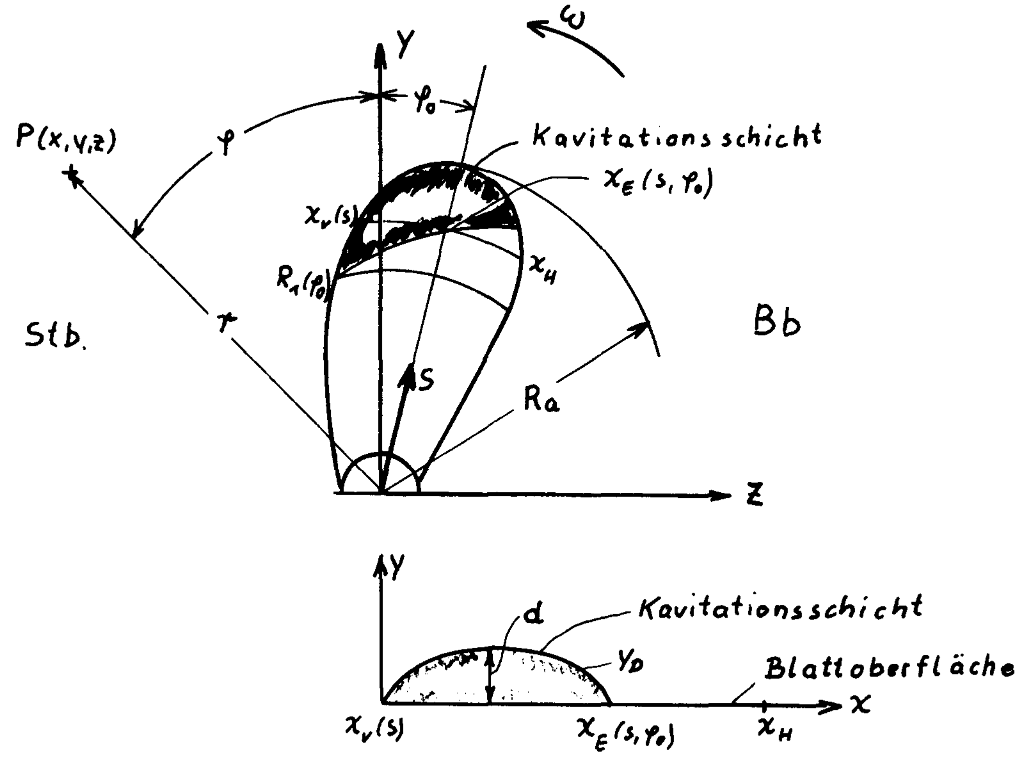
Isay /11/ die Schallgeschwindigkeit c = ∞ gesetzt wird:

$$\phi_q = -\frac{1}{4\pi}\sum_{n=0}^{N-1}\int_{R_1(\varphi_0)}^{R_a}\int_{\chi_v(s)}^{\chi_E(s,\varphi_0)} \frac{q(s,\chi,\varphi_n)\sqrt{k_1^2+s^2}\;ds\,d\chi}{\sqrt{(x-k_1\chi)^2+r^2+s^2-2rs\cos\vartheta_{n\chi}}} \tag{A.1}$$

mit $\vartheta_{n\chi} = \varphi - \varphi_0 - \frac{2\pi n}{N} - \chi$. Dabei bedeuten:

$q(s,\chi,\varphi_n)$	die Quellen-Senken-Verteilung, die von
s	dem Propellerradius (vgl. Abb. 39 und Skizze 4)
χ	der Umfangsvariablen und
$\varphi_n = \varphi_0 + \frac{2\pi n}{N}$	der Flügelstellung abhängig ist.
k_1	ist der geometrische Steigungsparameter.

Weiterhin hängt die untere Grenze R_1 für die Integration



Skizze 4

über den Radius s von der Flügelstellung φ_0 ab. Die gleiche Abhängigkeit gilt für die Integration über die Profiltiefe x .

Es gilt wieder die linearisierte Bernoulli-Gleichung:

$$\frac{p_q}{\varrho} = \omega \frac{\partial \phi}{\partial \varphi_0} - \mu_0 \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

Wenn nach dieser Vorschrift die Gl. A.1 abgeleitet und $\dot{q}(s,x,\varphi_n) = \frac{\partial q(s,x,\varphi_n)}{\partial \varphi_0}$ sowie $\dot{x}_E = \frac{\partial x_E(\varphi_0)}{\partial \varphi_0}$ gesetzt wird, erhält man:

$$\frac{p_q}{\varrho} = -\frac{\omega}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{R_1(\varphi_0)}^{R_a} \int_{x_v(s)}^{x_E(s,\varphi_0)} \frac{q(s,x,\varphi_n)\sqrt{k_1^2+s^2}\; r s \sin \vartheta_{nx}}{\sqrt{(x-k_1x)^2+r^2+s^2-2rs\cos\vartheta_{nx}}^{\,3}}\, ds\, dx \; -$$

$$-\frac{\omega}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{R_1(\varphi_0)}^{R_a} \int_{x_v(s)}^{x_E(s,\varphi_0)} \frac{\dot{q}(s,x,\varphi_n)\sqrt{k_1^2+s^2}}{\sqrt{(x-k_1x)^2+r^2+s^2-2rs\cos\vartheta_{nx}}^{\,3}}\, ds\, dx \; -$$

$$-\frac{u_0}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{R_1(\varphi_0)}^{R_a} \int_{x_v(s)}^{x_E(s,\varphi_0)} \frac{q(s,x,\varphi_n)\sqrt{k_1^2+s^2}\;(x-k_1x)}{\sqrt{(x-k_1x)^2+r^2+s^2-2rs\cos\vartheta_{nx}}^{\,3}}\, ds\, dx \; -$$

$$-\frac{\omega}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{R_1(\varphi_0)}^{R_a} \frac{q(s,x,\varphi_n)\sqrt{k_1^2+s^2}\cdot \dot{x}_E}{\sqrt{(x-k_1x)^2+r^2+s^2-2rs\cdot\cos\vartheta_{nx}}}\, ds \; +$$

$$+\frac{\omega}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{x_v(R_1(\varphi_0))}^{x_E(R_1(\varphi_0),\varphi_0)} \frac{q(R_1(\varphi_n),x,\varphi_n)\sqrt{k_1^2+s^2}\;\dot{R}_1(\varphi_0)}{\sqrt{(x-k_1x)^2+r^2+R_1^2(\varphi_n)-2rR_1(\varphi_n)\cos\vartheta_{nx}}}\, dx$$

(A.2)

Für die Behandlung der oben stehenden Integrale bieten sich zwei Wege an. Welcher von beiden der praktikablere ist, wird sich erst anhand der numerischen Durchführbarkeit des zu erstellenden Computerprogrammes zeigen.

Der erste Weg besteht darin, daß alle fünf Integrale mit den Grenzen ausgewertet werden, die in Gl. A.2 angeschrieben sind. Diese Grenzen erhält man z.B. aus photographischen Aufnahmen von Kavitationsversuchen.

Der zweite Weg, der hier ausführlicher beschrieben wird, soll derart sein, daß zwischen festen Grenzen x_H und x_V für die Variable x sowie zwischen R_1 und R_a für die Variable s integriert wird. Bezüglich der Grenzen hat man dann die Integrale, wenn $D = \left((x-K_1 x)^2 + r^2 + s^2 - 2rs\cos\vartheta_{nx}\right)^{\frac{1}{2}}$ ist:

$$\int_{R_1}^{R_a}\int_{x_V}^{x_H} \frac{q(s,x,\varphi_n)\sqrt{K_1^2+s^2}\; rs\sin\vartheta_{nx}}{D^3}\, ds\, dx =$$

$$= \int_{R_1}^{R_a}\int_{x_V}^{x_E} \frac{q(s,x,\varphi_n)\sqrt{K_1^2+s^2}\; rs\sin\vartheta_{nx}}{D^3}\, ds\, dx +$$

$$+ \int_{R_1}^{R_a}\int_{x_E}^{x_H} \frac{q(s,x,\varphi_n)\sqrt{K_1^2+s^2}\; rs\sin\vartheta_{nx}}{D^3}\, ds\, dx$$

(A.3)

Das letzte Integral ist dann gleich Null, wenn zwischen x_E und x_H (vgl. Skizze 4) $q(s,x,\varphi_n) = 0$ ist, da hier zwischen x_E und x_H keine Kavitation vorhanden ist. Für das zweite Integral ist die Quellen-Senken-Verteilung $q(s,x,\varphi_n)$ aus einer harmonischen Analyse der durch stereometrische Aufmessungen erhaltenen Kavitationsdicken zu bestimmen.

Als weitere Folgerung aus der Integration nach festen Grenzen, wobei also R_1 und x_E unabhängig von der Flügelstellung sein sollen, ergibt sich, daß in Gl. (A.2) das vierte und fünfte Integral null werden. Denn die Grenzen x_E und R_1 sind dann konstante Größen, deren Ableitungen $\frac{\partial x_E}{\partial \varphi_0}$ bzw. $\frac{\partial R_1}{\partial \varphi_0}$ null werden. Somit bleiben in Gl. (A.2) nur die ersten drei Integrale erhalten. Zur numerischen Auswertung dieser Integrale ist es dann notwendig, Angaben über die Quellen-Senken-Verteilung $q(s,x,\varphi_n)$ und über ihre Ableitung $\dot{q}(s,x,\varphi_n)$ machen zu können.

Entsprechend der Strömungsrandbedingung

$$\frac{d y_D}{dt} = q(s,x,\varphi_n)$$

ergibt sich zwischen der Kontur y_D der Kavitationsblase und der Quellen-Senken-Verteilung die folgende Beziehung:

$$q(s,x,\varphi_n) = -\omega \frac{\partial y_D}{\partial \varphi_0} + \omega \frac{\partial y_D}{\partial x} \qquad \text{(A.4)}$$

Die zu behandelnde Gleichung für die Kontur y_D wird in Form einer Ellipse angesetzt, für die die kleine Achse d aus einer stereometrischen Aufmessung erhalten wird. Dann lautet die Gleichung der Kontur der Kavitationsschicht:

$$y_D(s,x,\varphi_0) = d\cdot\sqrt{4\frac{(x_E(\varphi_0)-x)(x-x_v)}{(x_E(\varphi_0)-x_v)^2}}$$ oder

$$y_D(s,x,\varphi_0) = 2\,G(s,\varphi_0)\sqrt{(x_E(\varphi_0)-x)(x-x_v)} \qquad (A.5)$$

Hierbei wird in Gl. A.5 $W = \sqrt{(x_E(\varphi_0)-x)(x-x_v)}$ gesetzt.
Damit erhält man aus Gl. (A.4):

$$\frac{1}{\omega}\,q(s,x,\varphi_0) = -2\,\frac{\partial G(s,\varphi_0)}{\partial\varphi_0}W - G(s,\varphi_0)\frac{1}{W}\,\frac{\partial x_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0}(x-x_v) +$$

$$+\,G(s,\varphi_0)\cdot\frac{1}{W}\,(x_E(\varphi_0)-2x+x_v) \qquad (A.6)$$

In dem zweiten Integral von Gl. (A.2) wird die Ableitung $\dot{q}(s,x,\varphi_0)$ benötigt:

$$\frac{1}{\omega}\,\dot{q}(s,x,\varphi_0) = -2\,\frac{\partial^2 G(s,\varphi_0)}{\partial\varphi_0^2}W - 2\,\frac{\partial G(s,\varphi_0)}{\partial\varphi_0}\cdot\frac{(x-x_v)}{W}\cdot\frac{\partial x_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0} +$$

$$+\frac{1}{2}G(s,\varphi_0)\left(\frac{\partial x_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0}\right)^2\cdot\frac{(x-x_v)^2}{W^3} - G(s,\varphi_0)\frac{\partial^2 x_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0^2}\cdot\frac{(x-x_v)}{W} -$$

$$-\frac{1}{2}G(s,\varphi_0)\,\frac{x_E(\varphi_0)-2x+x_v}{W^3}\cdot\frac{\partial x_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0}(x-x_v) +$$

$$+\,G(s,\varphi_0)\,\frac{\partial x_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0}\cdot\frac{1}{W} + \frac{\partial G(s,\varphi_0)}{\partial\varphi_0}\cdot\frac{x_E(\varphi_0)-2x+x_v}{W}$$

(A.7)

Wendet man sich wieder der Gl. (A.2) zu, setzt dort auf beiden Seiten $\frac{\omega^2 R_a^2}{2}$ ein und macht eine kleine Umformung für die Wurzel $\sqrt{k_1^2+s^2}$, so erhält man mit $D = ((x-k_1 x)^2 + r^2 + s^2 - 2rs\cos\vartheta_{nx})^{\frac{1}{2}}$, da die beiden letzten Integrale in Gl. (A.2) bei festen Grenzen wegfielen:

$$\frac{p_q}{\frac{\varrho}{2}\omega^2 R_a^2} = -\frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{N-1}\int_{R_1}^{R_a}\int_{x_V}^{x_E} s\sqrt{1+\left(\frac{k_1}{s}\right)^2}\,\frac{q(s,x,\varphi_n)}{\omega R_a}\,\frac{\frac{s}{R_a}\cdot r\sin\vartheta_{nx}}{D^3}\,ds\,dx -$$

$$-\frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{N-1}\int_{R_1}^{R_a}\int_{x_V}^{x_E} s\sqrt{1+\left(\frac{k_1}{s}\right)^2}\,\frac{q(s,x,\varphi_n)}{\omega R_a}\cdot\frac{\frac{u_0}{\omega R_a}(x-k_1 x)}{D^3}\,ds\,dx -$$

$$-\frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{N-1}\int_{R_1}^{R_a}\int_{x_V}^{x_E} \frac{s}{R_a}\sqrt{1+\left(\frac{k_1}{s}\right)^2}\,\frac{\dot{q}(s,x,\varphi_n)}{\omega R_a}\cdot\frac{1}{D}\,ds\,dx \tag{A.8}$$

Führt man die Polarkoordinaten in dem Ausdruck $D = ((x-k_1 x)^2 + r^2 + s^2 - 2rs\cos\vartheta_{nx})^{\frac{1}{2}}$ mit $\vartheta_{nx} = \varphi - \varphi_0 - \frac{2\pi n}{N} - x$ und $y = r\cos\varphi$, $z = r\sin\varphi$ in karthesische Koordinaten unter Benutzung der Additionstheoreme über, so erhält man schließlich für die niederfrequenten Druckamplituden infolge der zusätzlichen Dicke von Kavitationsblasen im Nachstromfeld ohne Oberflächenspiegelung den folgenden Ausdruck:

$$\frac{P_q}{\frac{\varrho}{2}\,\omega^2 R_a^2} = -\frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{N-1}\int_{R_1}^{R_a}\int_{\chi_V}^{\chi_E}\frac{s}{R_a}\sqrt{1+\left(\frac{k_1}{s}\right)^2}\cdot\frac{q(s,\chi,\varphi_n)}{\omega R_a}\,\cdot$$

$$\cdot\frac{\frac{s}{R_a}\left[\frac{z}{R_a}\cdot\cos\left(\varphi_0+\frac{2\pi n}{N}+\chi\right)-\frac{y}{R_a}\cdot\sin\left(\varphi_0+\frac{2\pi n}{N}+\chi\right)\right]+\lambda\left(\frac{x}{R_a}-\frac{k_1}{R_a}\chi\right)}{\sqrt{\left(\frac{x}{R_a}-\frac{k_1}{R_a}\chi\right)^2+\left(\frac{y}{R_a}-\frac{s}{R_a}\cos\left(\varphi_0+\frac{2\pi n}{N}+\chi\right)\right)^2+\left(\frac{z}{R_a}-\frac{s}{R_a}\sin\left(\varphi_0+\frac{2\pi n}{N}+\chi\right)\right)^2}^{\,3}}\,\frac{ds}{R_a}\,d\chi\;-$$

$$-\frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{N-1}\int_{R_1}^{R_a}\int_{\chi_V}^{\chi_E}\frac{s}{R_a}\sqrt{1+\left(\frac{k_1}{s}\right)^2}\cdot\frac{\dot q(s,\chi,\varphi_n)}{\omega R_a}\,\cdot$$

$$\cdot\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{x}{R_a}-\frac{k_1}{R_a}\chi\right)^2+\left(\frac{y}{R_a}-\frac{s}{R_a}\cos\left(\varphi_0+\frac{2\pi n}{N}+\chi\right)\right)^2+\left(\frac{z}{R_a}-\frac{s}{R_a}\sin\left(\varphi_0+\frac{2\pi n}{N}+\chi\right)\right)^2}}\,\frac{ds}{R_a}\,d\chi$$

(A.9)

mit (vgl. Gl. A.6 und A.7)

$$\frac{q(s,\chi,\varphi_n)}{\omega R_a}=\frac{1}{R_a}\left(-2\frac{\partial G(s,\varphi_0)}{\partial\varphi_0}W-G(s,\varphi_0)\frac{\partial\chi_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0}\frac{(\chi-\chi_V)}{W}+G(s,\varphi_0)\frac{\chi_E(\varphi_0)-2\chi+\chi_V}{W}\right)$$

und mit

$$\frac{\dot q(s,\chi,\varphi_n)}{\omega R_a}=\frac{1}{R_a}\left\{-2\frac{\partial^2 G(s,\varphi_0)}{\partial\varphi_0^2}\cdot W-2\frac{\partial G(s,\varphi_0)}{\partial\varphi_0}\cdot\frac{(\chi-\chi_V)}{W}\cdot\frac{\partial\chi_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0}\;+\right.$$

$$+\frac{1}{2}G(s,\varphi_0)\left(\frac{\partial\chi_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0}\right)^2\cdot\frac{(\chi-\chi_V)^2}{W^3}-G(s,\varphi_0)\frac{\partial^2\chi_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0^2}\cdot\frac{(\chi-\chi_V)}{W}\;-$$

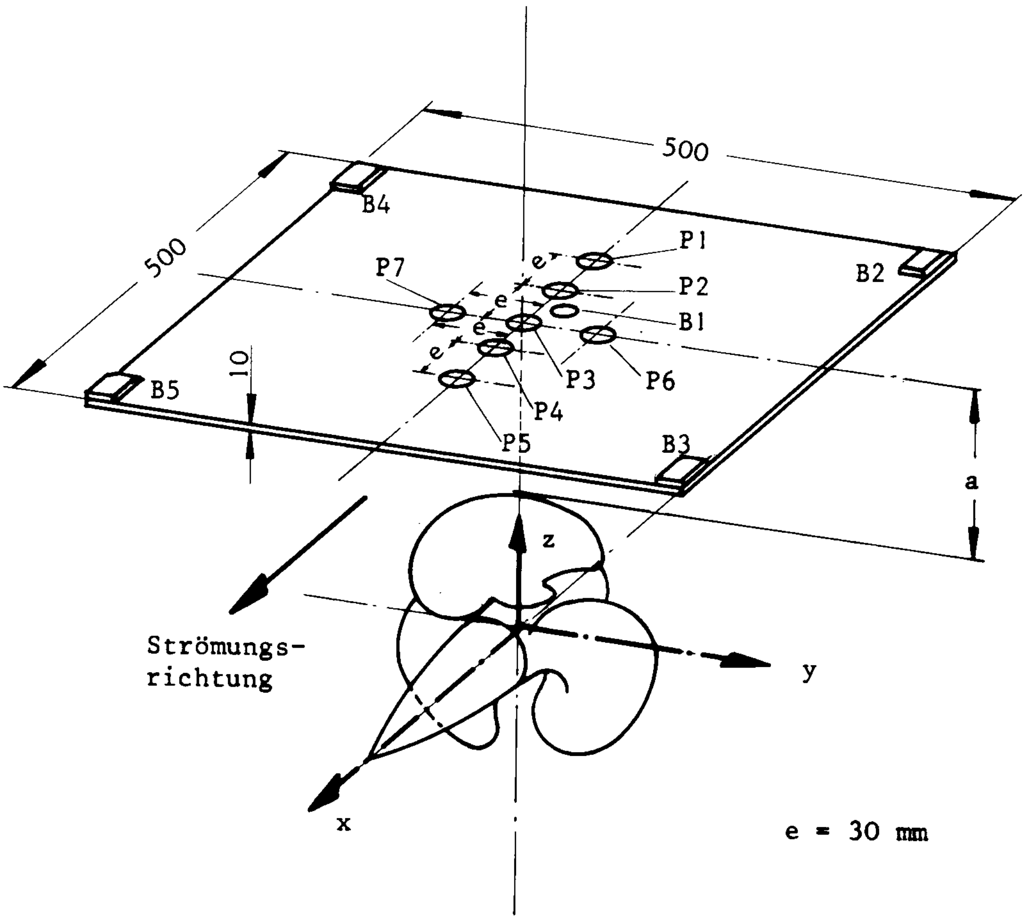
$$-\frac{1}{2}G(s,\varphi_0)\frac{\chi_E(\varphi_0)-2\chi+\chi_V}{W^3}\,\frac{\partial\chi_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0}(\chi-\chi_V)\;+$$

$$\left.+\frac{G(s,\varphi_0)}{W}\,\frac{\partial\chi_E(\varphi_0)}{\partial\varphi_0}+\frac{\partial G(s,\varphi_0)}{\partial\varphi_0}\,\frac{\chi_E(\varphi_0)-2\chi+\chi_V}{W}\right\}\qquad,$$

wobei $W = \sqrt{(x_E(\varphi_0) - x)(x - x_v)}$ war.

Die numerischen Werte für $\frac{q(s, x, \varphi_n)}{\omega R_a}$ und die Ableitung $\frac{\dot{q}(s, x, \varphi_n)}{\omega R_a}$ müssen aus der Funktion $G(s, \varphi_0)$ und diese wiederum durch harmonische Analyse der stereometrischen Aufmessungen der Kavitationsblasen im Nachstromfeld (vgl. z.B. Abb. 33) bestimmt werden.

Wie weit die Druckamplituden nach Gl. (A.9) mit den Messungen (Abb. 24) übereinstimmen werden, können nur die Ergebnisse des Rechenprogrammes zeigen. Das wird jedoch erst nach dem Vorliegen der stereometrischen Aufmessungen möglich sein.



ANORDNUNG DER MESSTELLEN UND
DES KOORDINATENSYSTEMS DER
EXPERIMENTELLEN UNTERSUCHUNGEN

ABB. 1

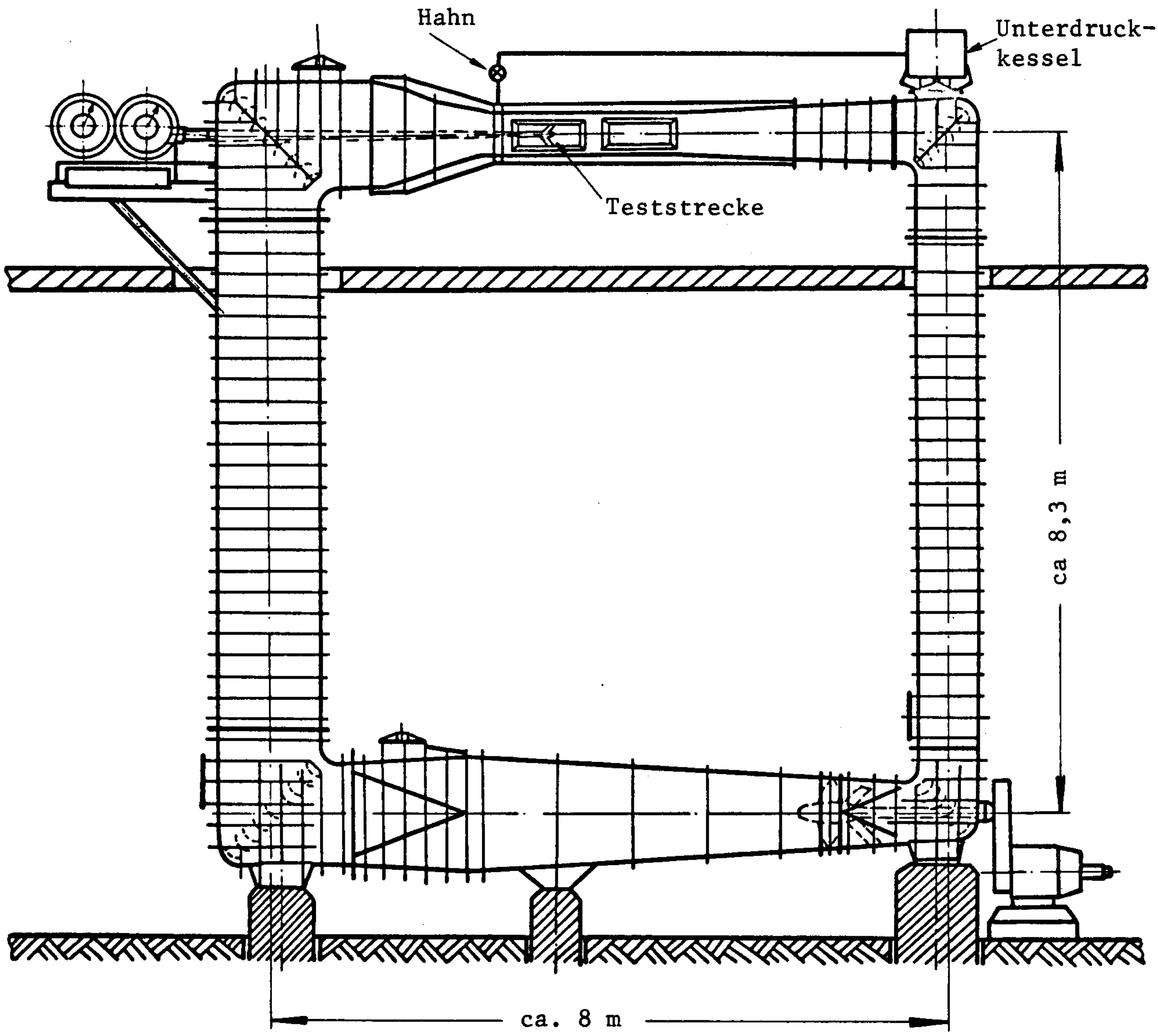
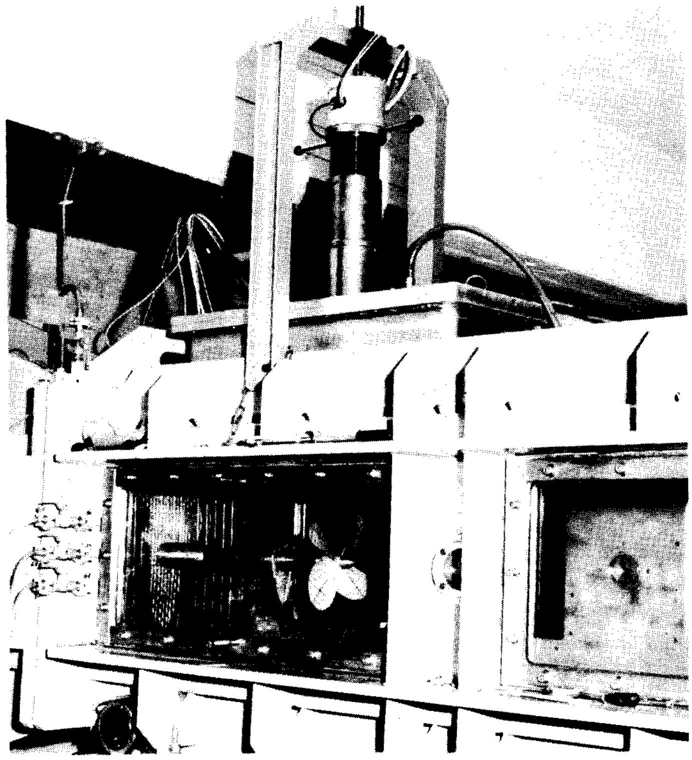
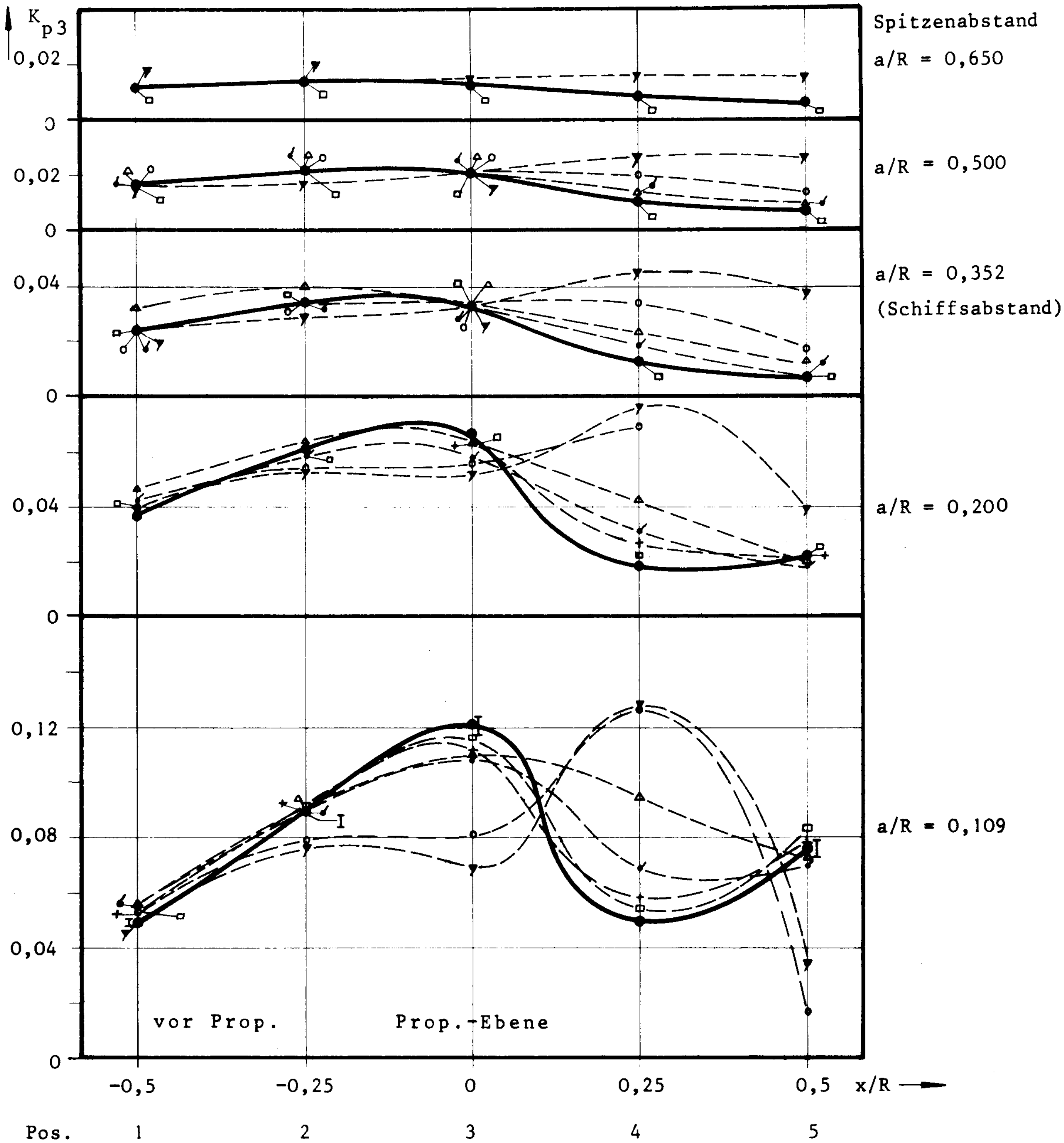


ABB. 2B MITTLERER KAVITATIONSTUNNEL DER HSVA

ABB. 2A PHOTO DER TESTSTRECKE MIT NACHSTROMSIEBEN.





Propeller 1283 N = 3

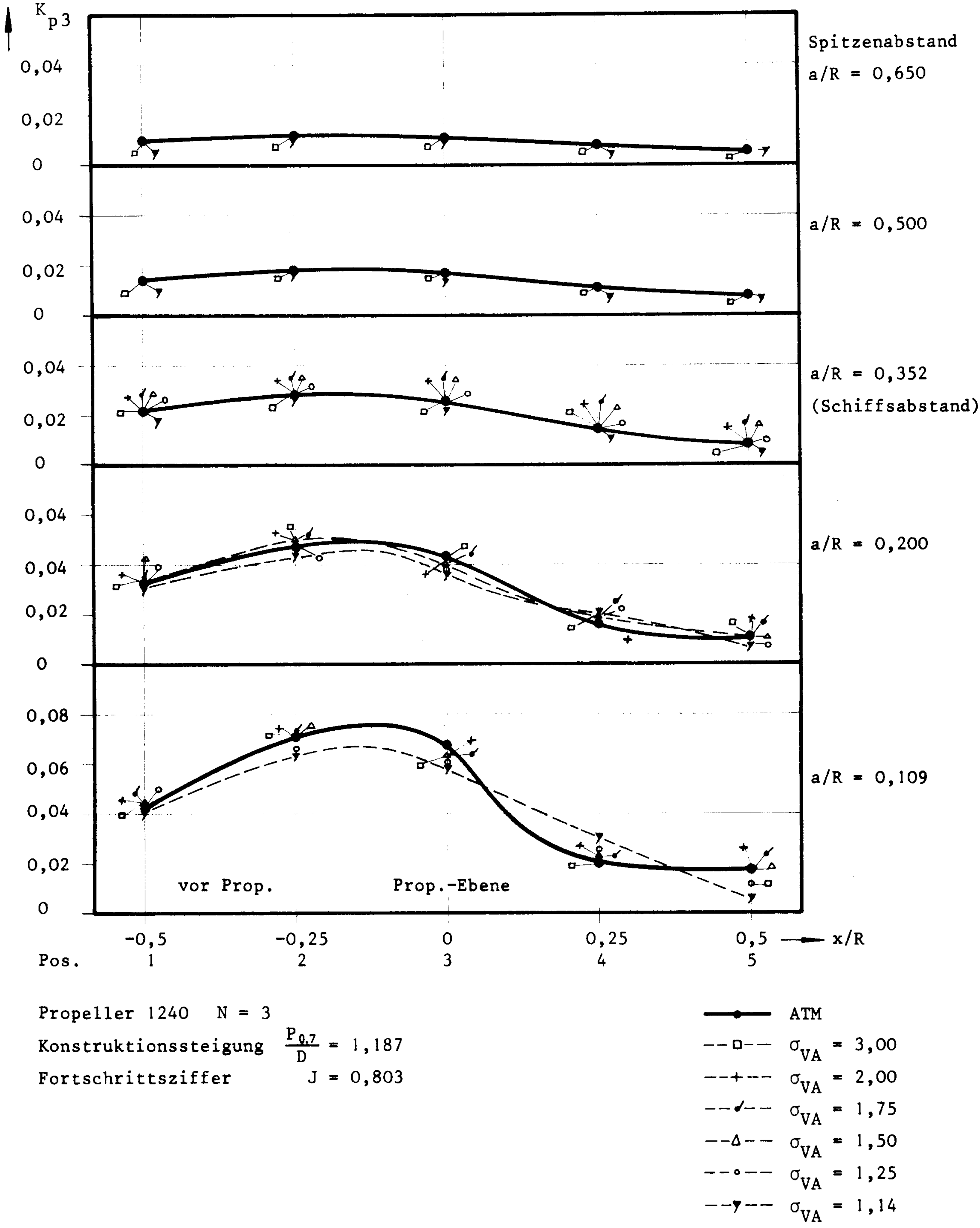
Konstruktionssteigung $\frac{P_{0.7}}{D} = 1{,}14$

Fortschrittsziffer J = 0,803

I Meßunsicherheit nach DIN 1319 mit einer statistischen Sicherheit von P = 95 %

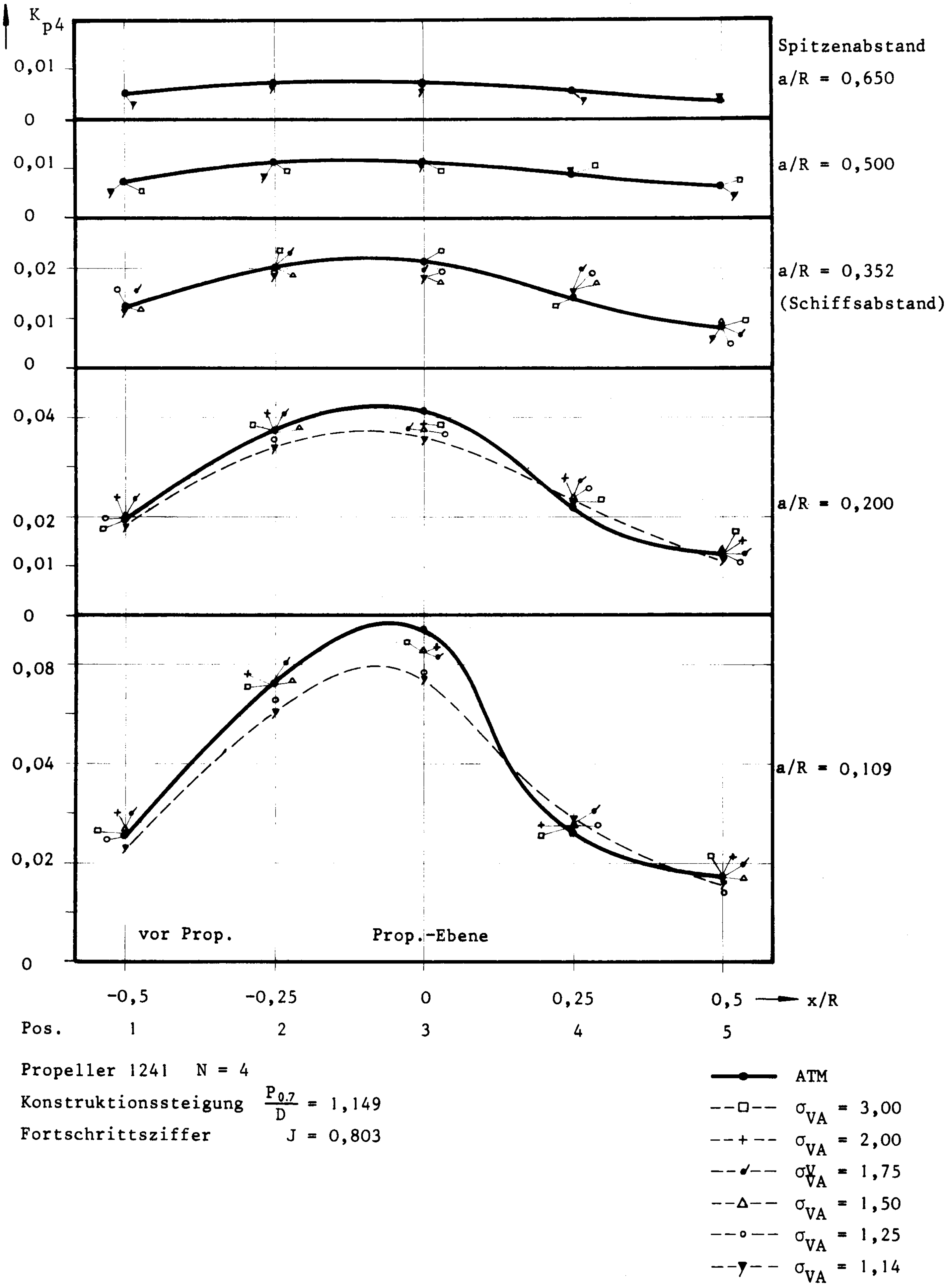
DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{P_3} IN LÄNGSRICHTUNG BEI HOMOGENER ZUSTRÖMUNG UND KAVITATION

ABB. 3



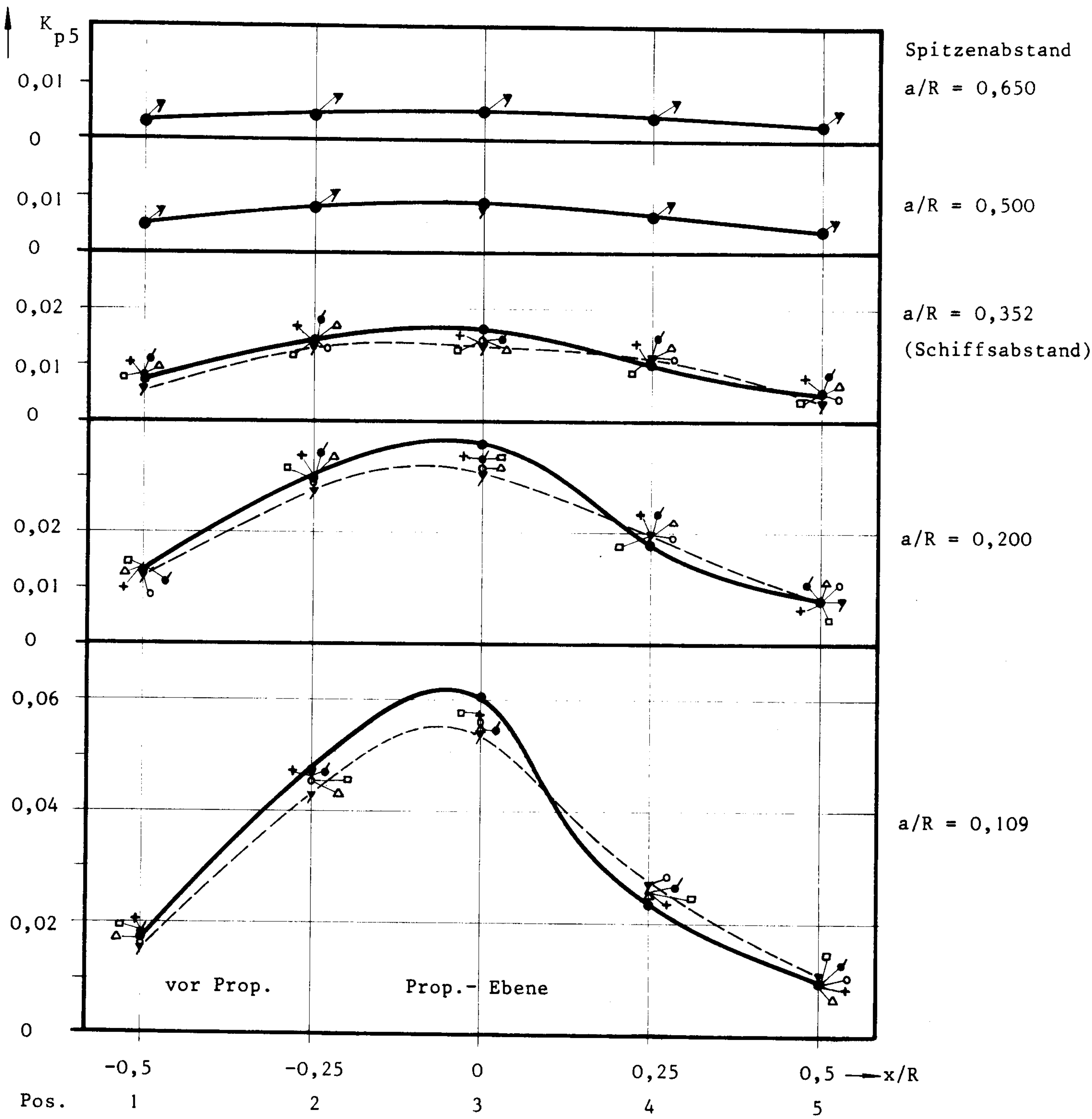
DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN K_{p3} IN LÄNGSRICHTUNG BEI HOMOGENER ZUSTRÖMUNG

ABB. 4



DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN K_{p4} IN LÄNGSRICHTUNG BEI HOMOGENER ZUSTRÖMUNG

ABB. 5



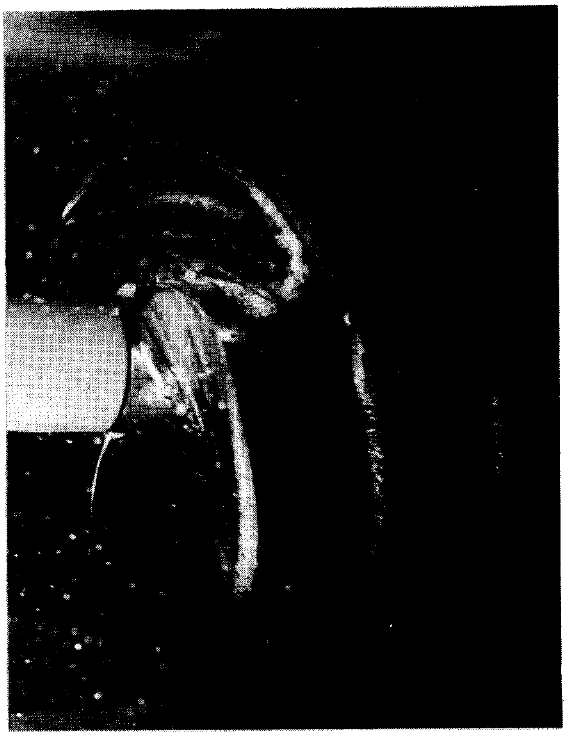
Propeller 1242 N = 5

Konstruktionssteigung $\frac{P_{0.7}}{D} = 1,115$

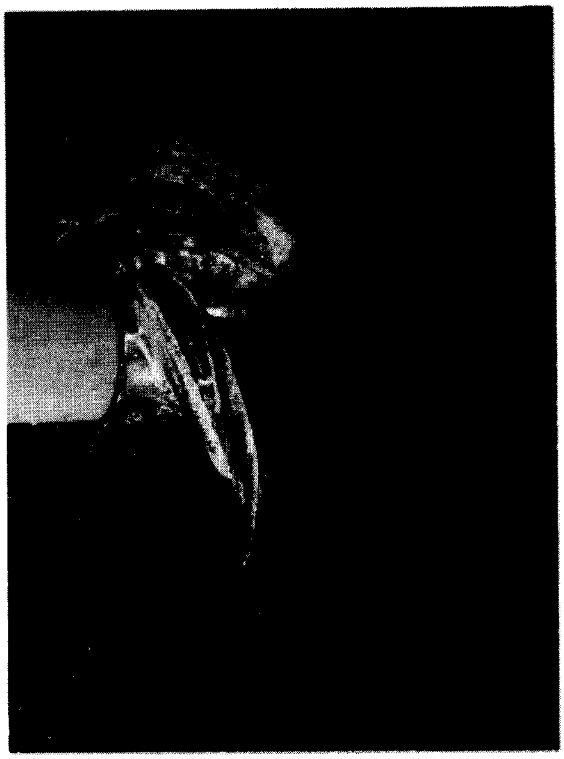
Fortschrittsziffer J = 0,803

DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{P5} IN LÄNGSRICHTUNG BEI HOMOGENER ZUSTRÖMUNG

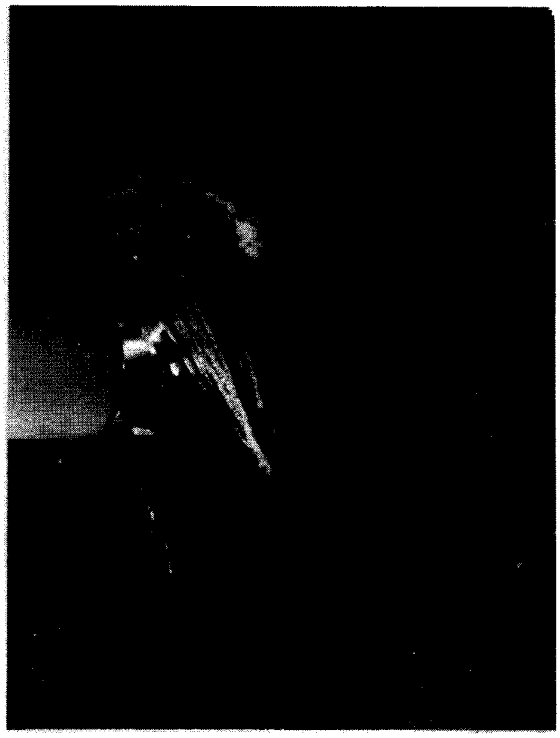
ABB. 6



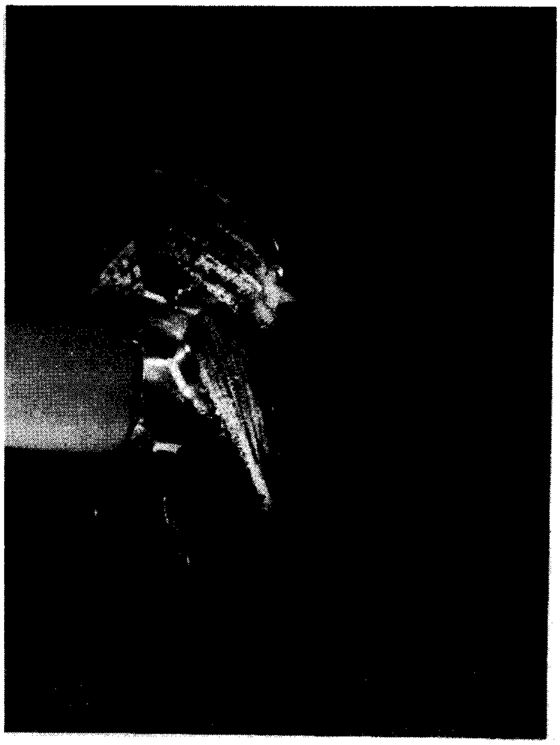
A) Foto 17; P 1283; N = 3
Optimale Zirkulation
J = 0,803; σ_{VA} = 1,14; α/R=0,109



B) Foto 40; P 1240; N = 3
Zirkulation nach innen
J = 0,803; σ_{VA} = 1,14; α/R=0,109



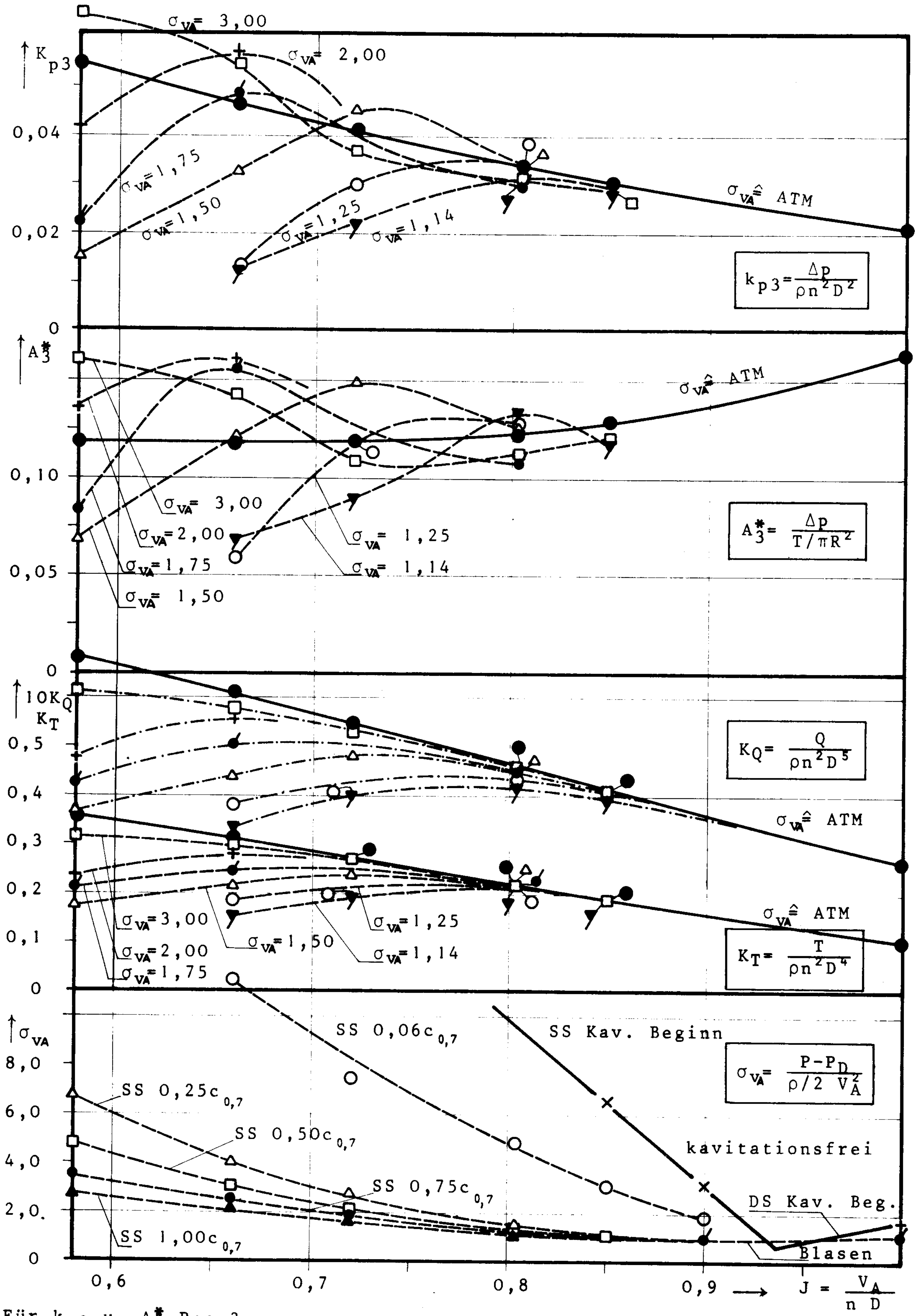
C) Foto 65; P 1241; N = 4
Zirkulation nach innen
J = 0,803; σ_{VA} = 1,14; α/R=0,352



D) Foto 68; P 1242; N = 5
Zirkulation nach innen
J = 0,803; σ_{VA} = 1,14; α/R=0,352

Propeller in homogener Zuströmung

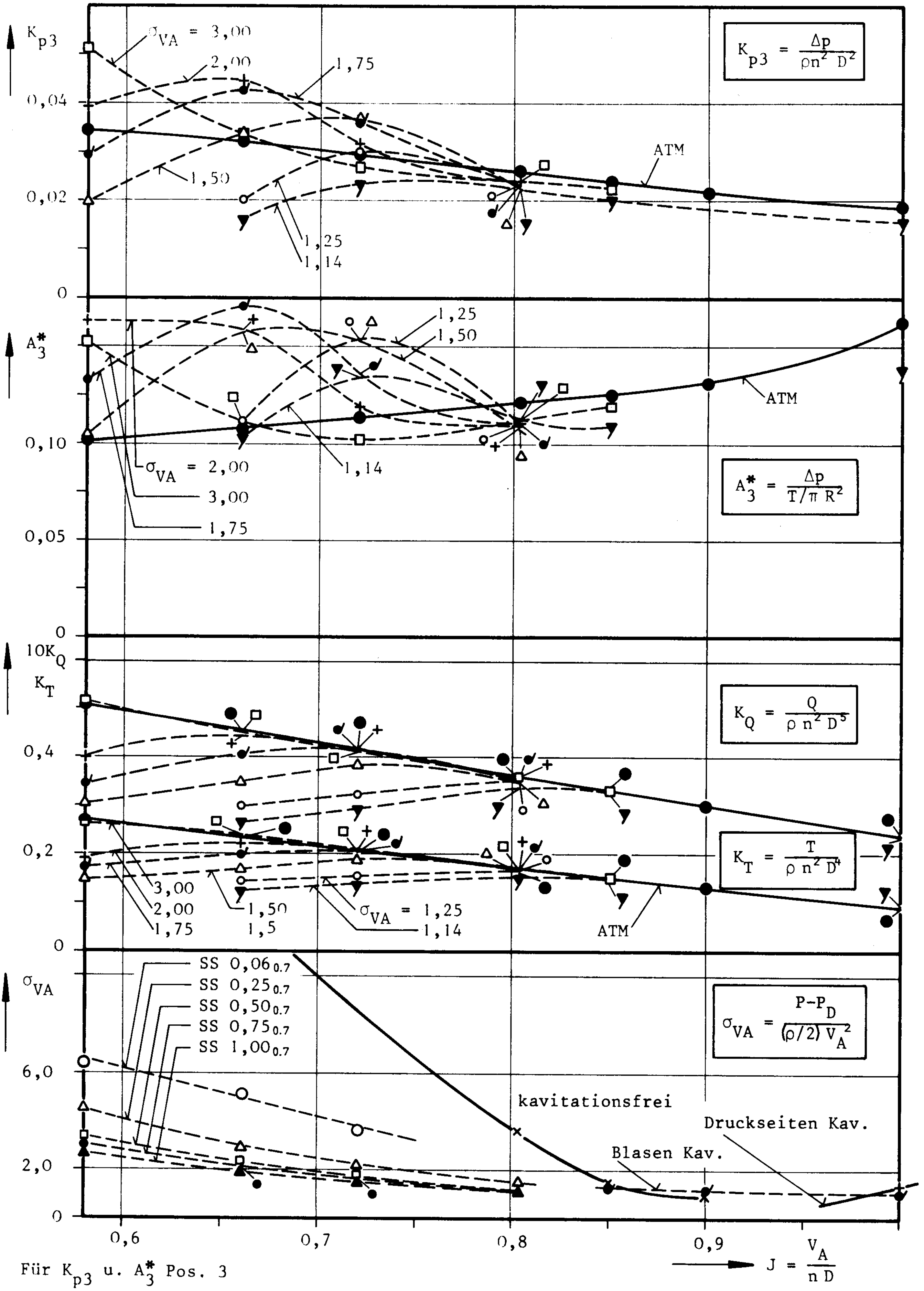
Abb. 7



Für k_{p3} u. A_3^* Pos.3
a/R = 0,352
(Schiffsabstand)
homogene Zuströmung

DIMENSIONSLOSE BEIWERTE FÜR P 1283

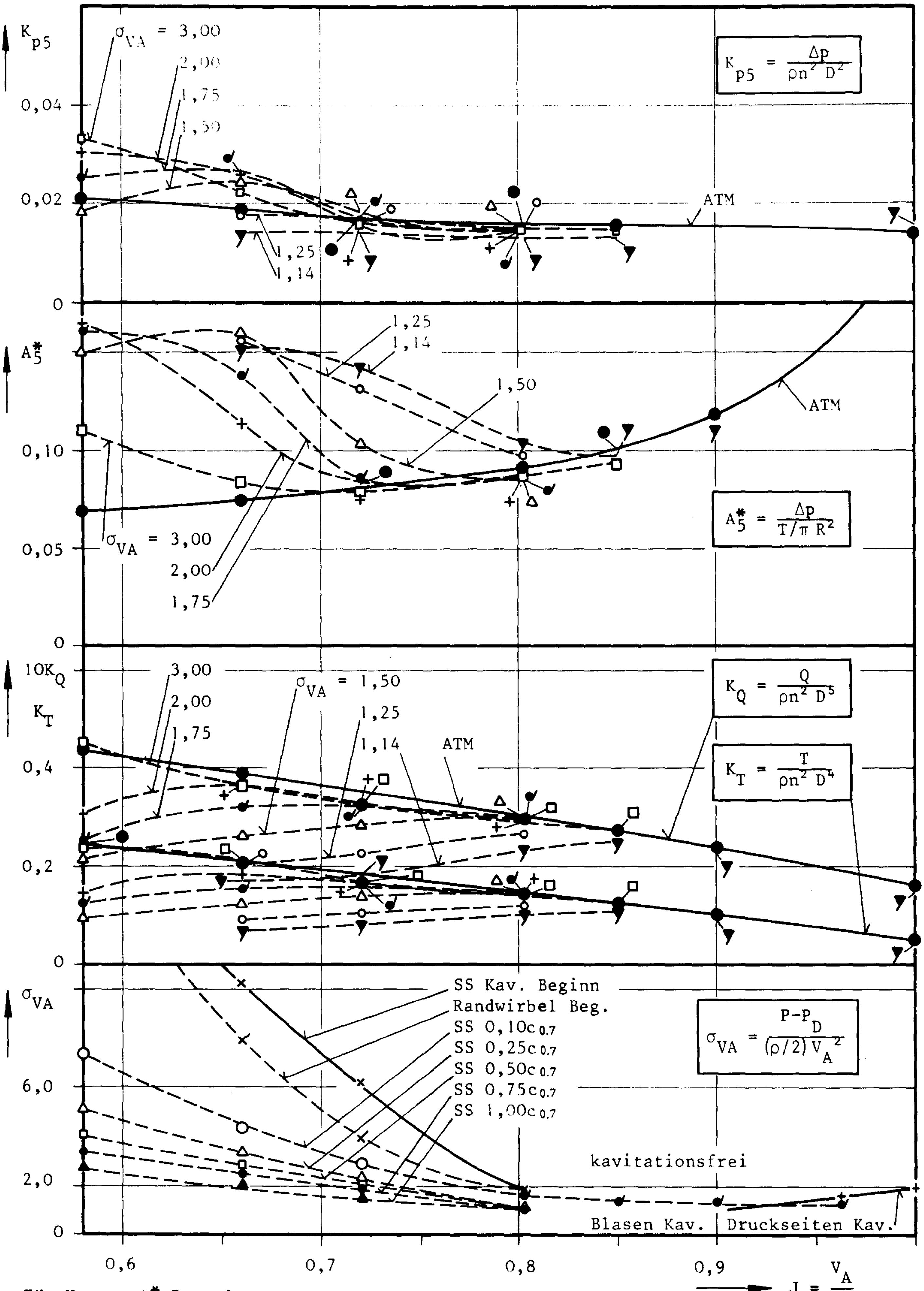
ABB. 8



Für K_{p3} u. A_3^* Pos. 3
a/R = 0,352
(Schiffsabstand)
homogene Zuströmung

DIMENSIONSLOSE BEIWERTE FÜR P 1240

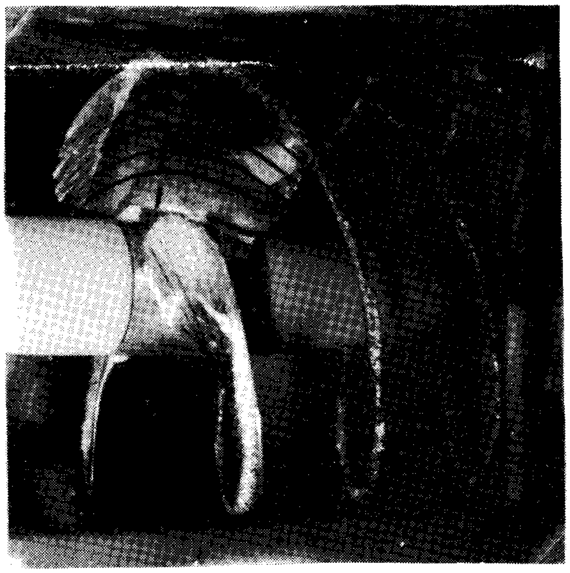
ABB. 9



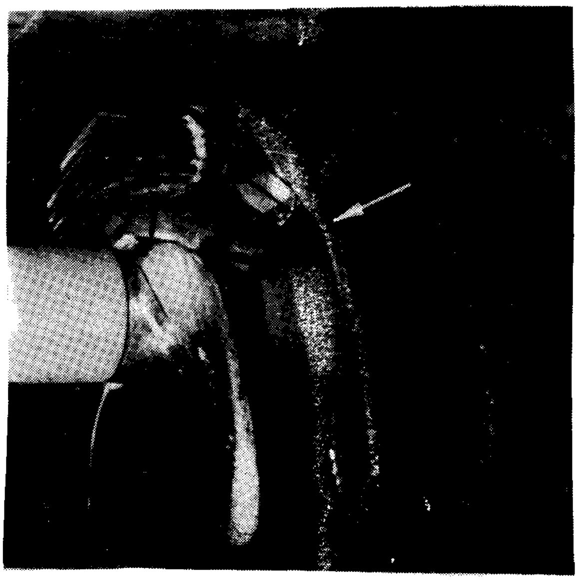
Für K_{p5} u. A_5^* Pos. 3
a/R = 0,352
(Schiffsabstand)
homogene Zuströmung

DIMENSIONSLOSE BEIWERTE FÜR P 1242

ABB. 10

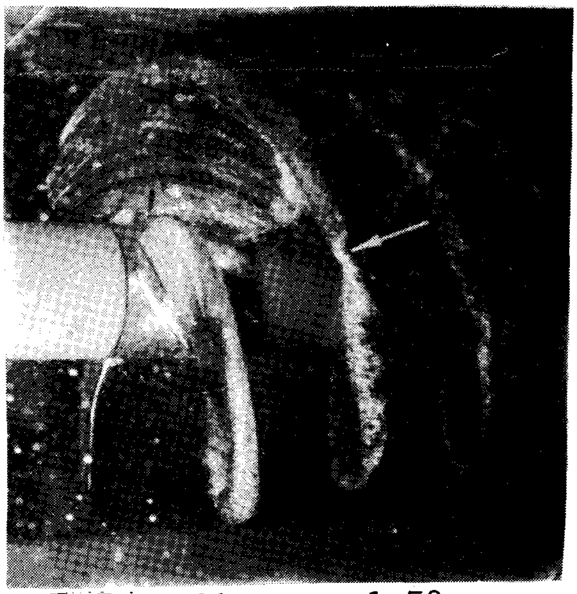


A) Foto 18; $\sigma_{VA} = 3{,}00$

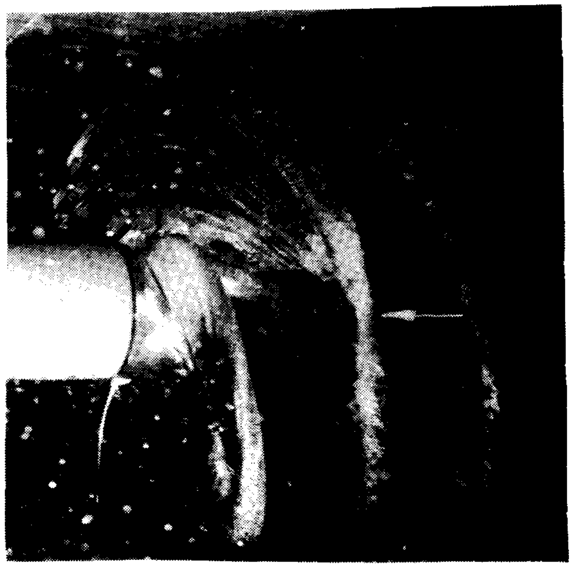


B) Foto 19; $\sigma_{VA} = 2{,}00$

C) Foto 20; $\sigma_{VA} = 1{,}75$



D) Foto 21; $\sigma_{VA} = 1{,}50$

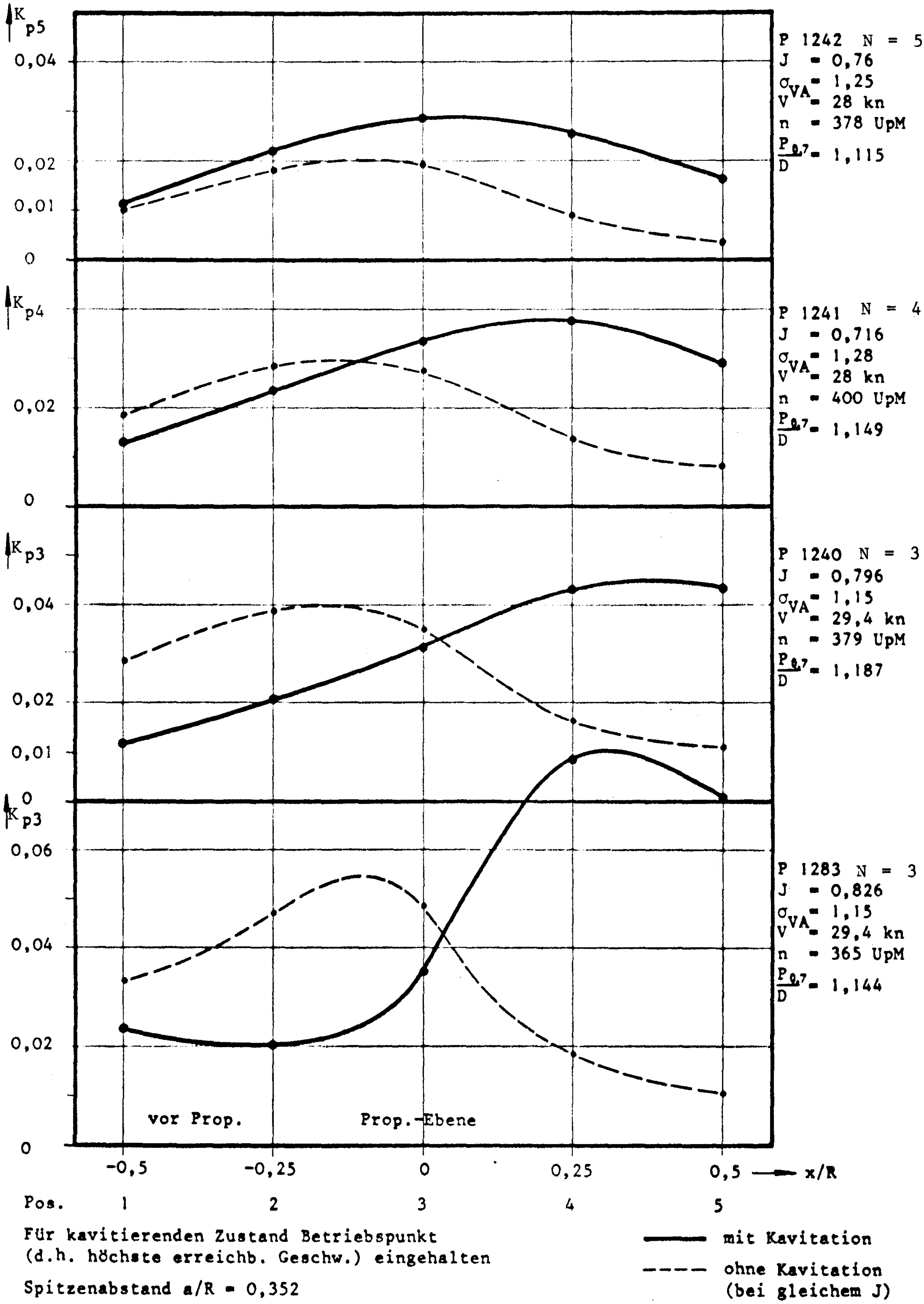


E) Foto 22; $\sigma_{VA} = 1{,}25$

F) Foto 23; $\sigma_{VA} = 1{,}14$

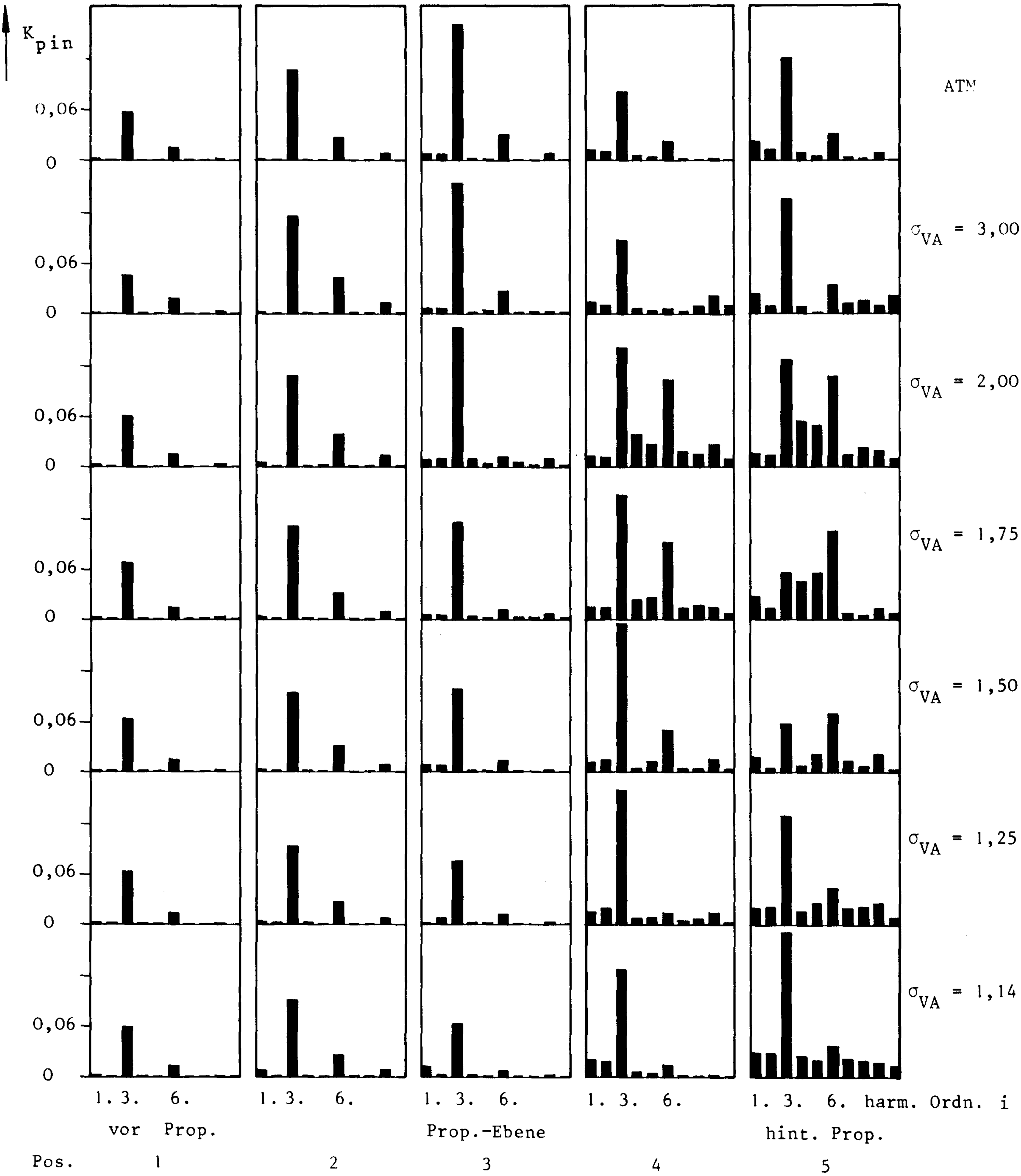
Spitzenabstand $a/R = 0{,}109$ u. Fortschrittsziffer $J = 0{,}72$

Propeller 1283 in homogener Zuströmung Abb. 11



DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN K_{PN} MIT NACHSTROM

ABB. 12

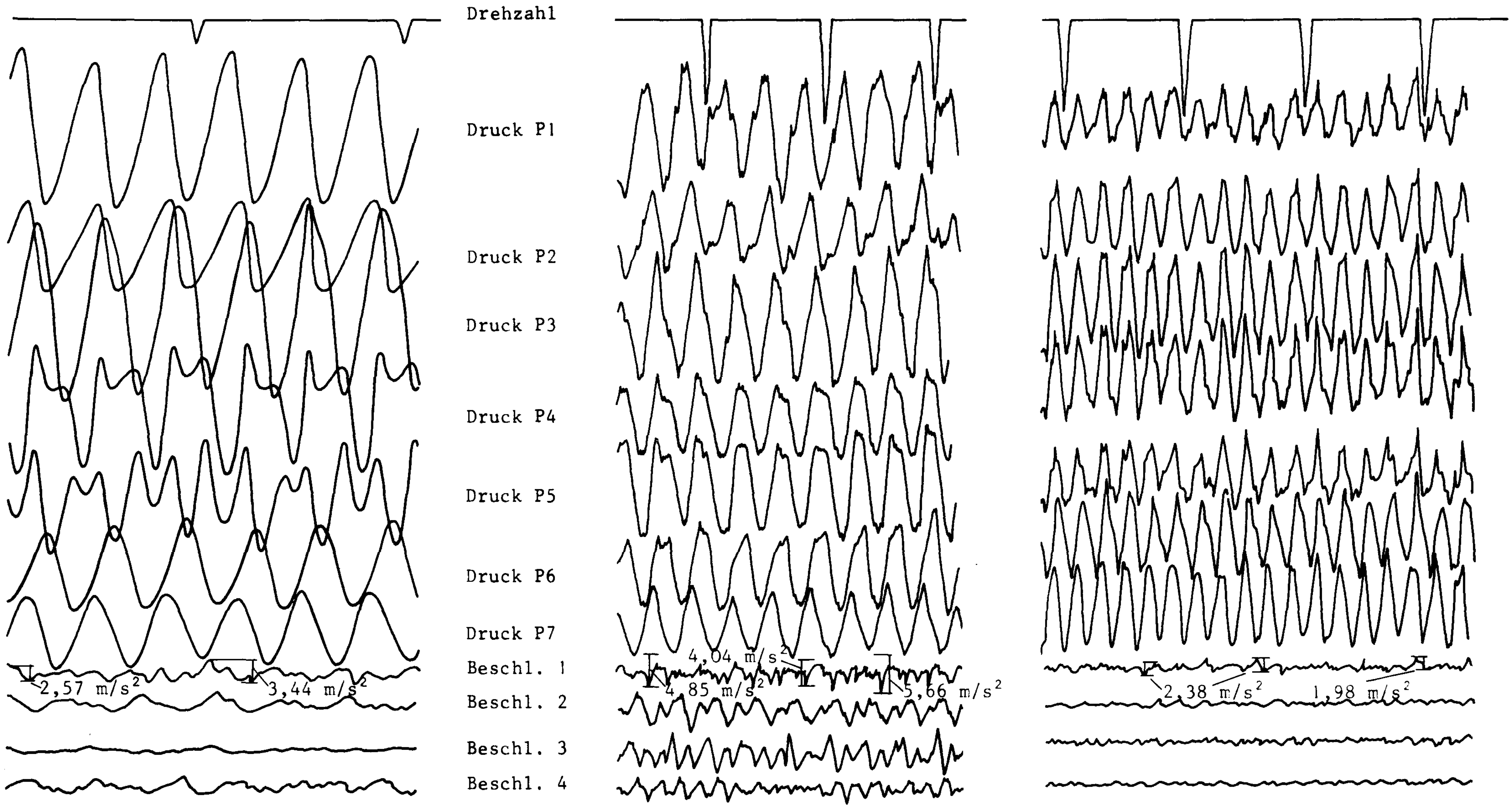


Propeller 1283 N = 3
Konstruktionssteigung

Spitzenabstand a/R = 0,109
Fortschrittsziffer J = 0,72

DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN BIS ZUR 10. HARMONISCHEN ORDNUNG MIT UND OHNE KAVITATION BEI HOMOGENER ZUSTRÖMUNG

ABB. 13



Kav. Vers. Nr. 85
ohne Nachstrom

P 1283; Z = 3; P/D = 1,14; a/R = 0,109
n = 25 Hz; J = 0,72; σ_{VA} = 1,75

Kav. Vers. Nr. 539
mit Nachstrom

P 1283; N = 3; P/D = 1,14; a/R = 0,352
n = 22 Hz; J = 0,84; σ_{VA} = 1,15

Kav. Vers. Nr. 557
mit Nachstrom

P 1242; N = 5; P/D = 1,115; a/R = 0,352
n = 22 Hz; J = 0,76; σ_{VA} = 1,25

ABB. 14

MESSCHRIEBE VON DRUCKSCHWANKUNGSMESSUNGEN IM KAVITATIONSTUNNEL

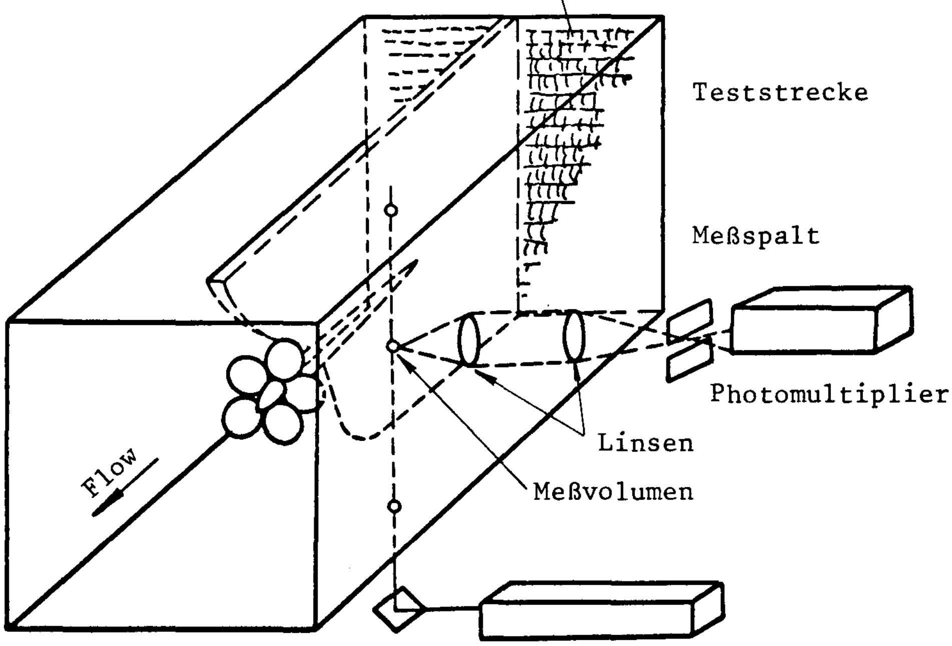
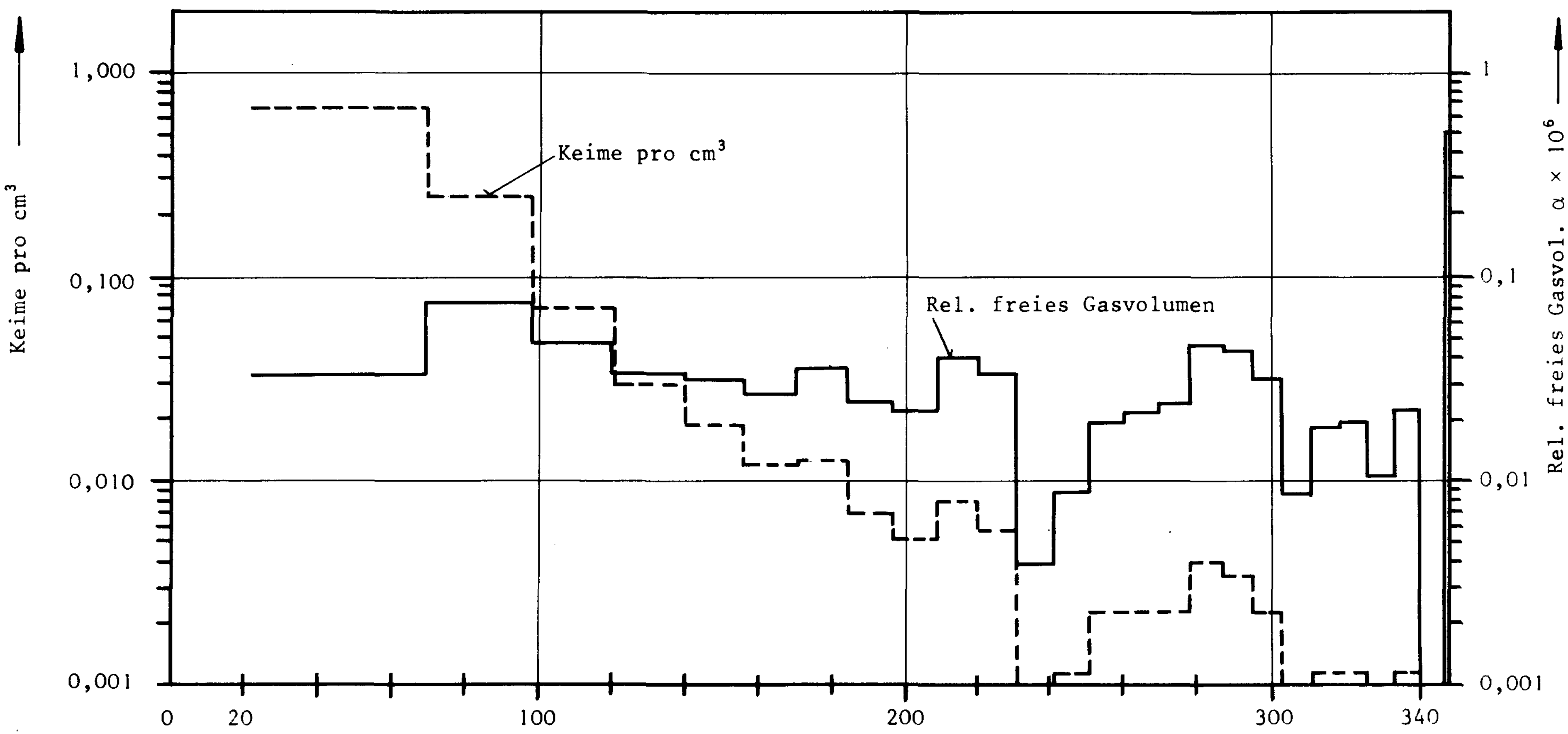


ABB. 15 PRINZIPIELLE MESSANORDNUNG FÜR DIE KEIMMESSUNG



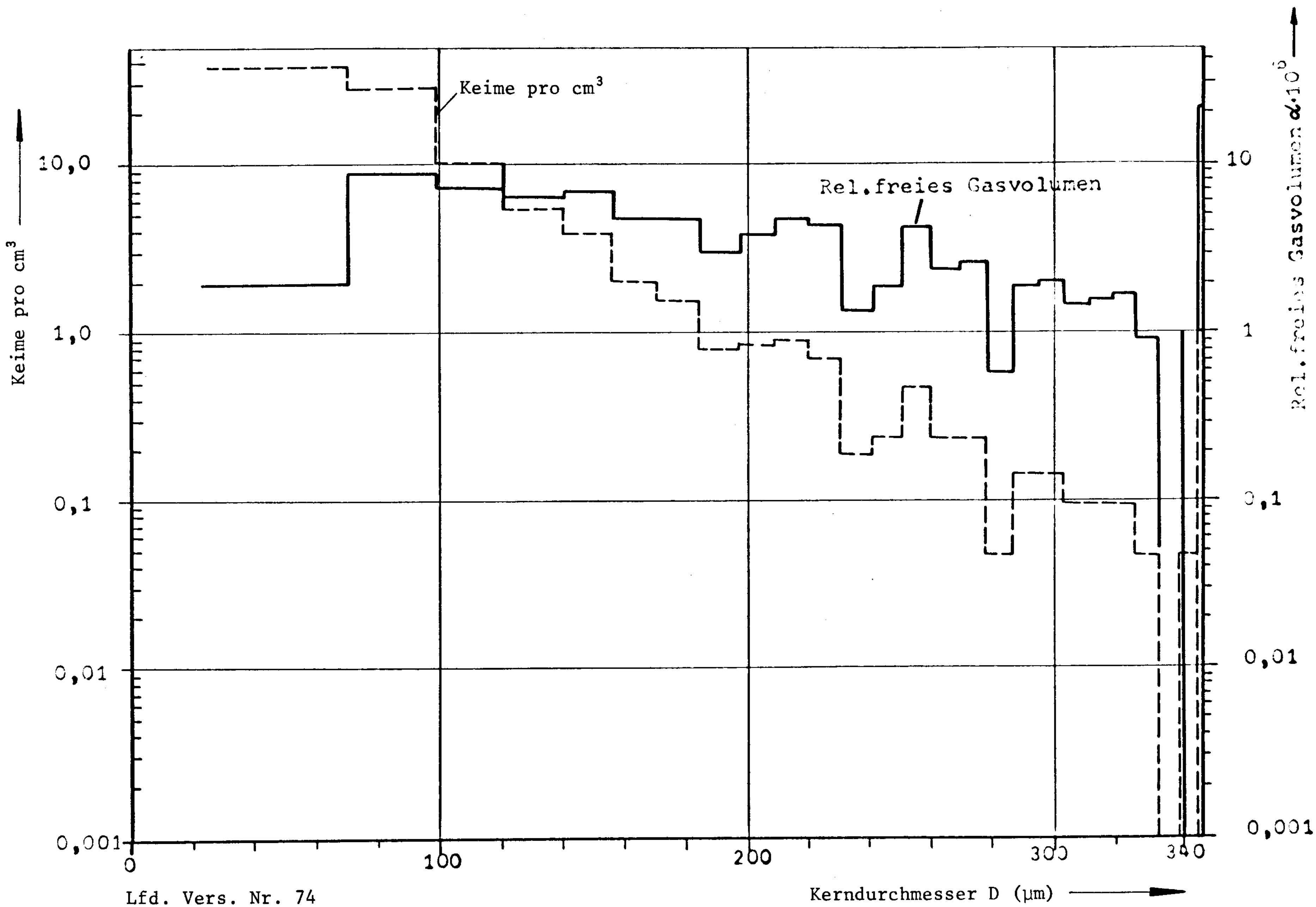
Lfd. Vers.-Nr. 154
Entgastes Wasser
Rel. freies Gasvolumen $\alpha = 0{,}112 \times 10^{-5}$

Kerndurchmesser D [µ m] ⟶

Tunneldruck p = 0,294 kp/cm²

KEIMGRÖSSENHISTOGRAMM UND ANTEIL DER KEIMGRÖSSEN
AM RELATIVEN FREIEN GASVOLUMEN α

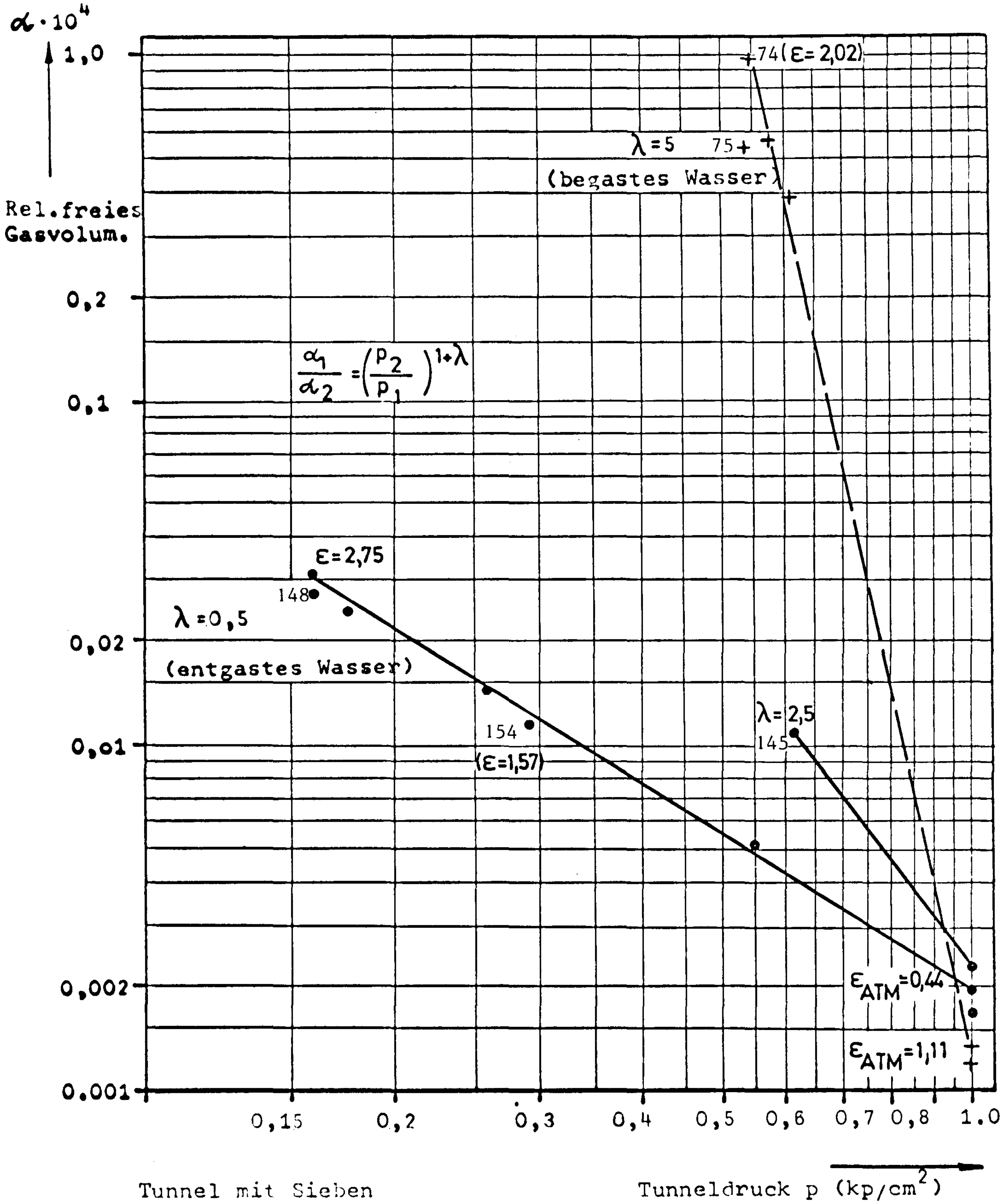
ABB. 16



Lfd. Vers. Nr. 74
Begastes Wasser
Rel. freies Gasvolumen $\alpha = 0{,}992 \cdot 10^{-4}$
Tunneldruck $p = 0{,}535\ kp/cm^2$

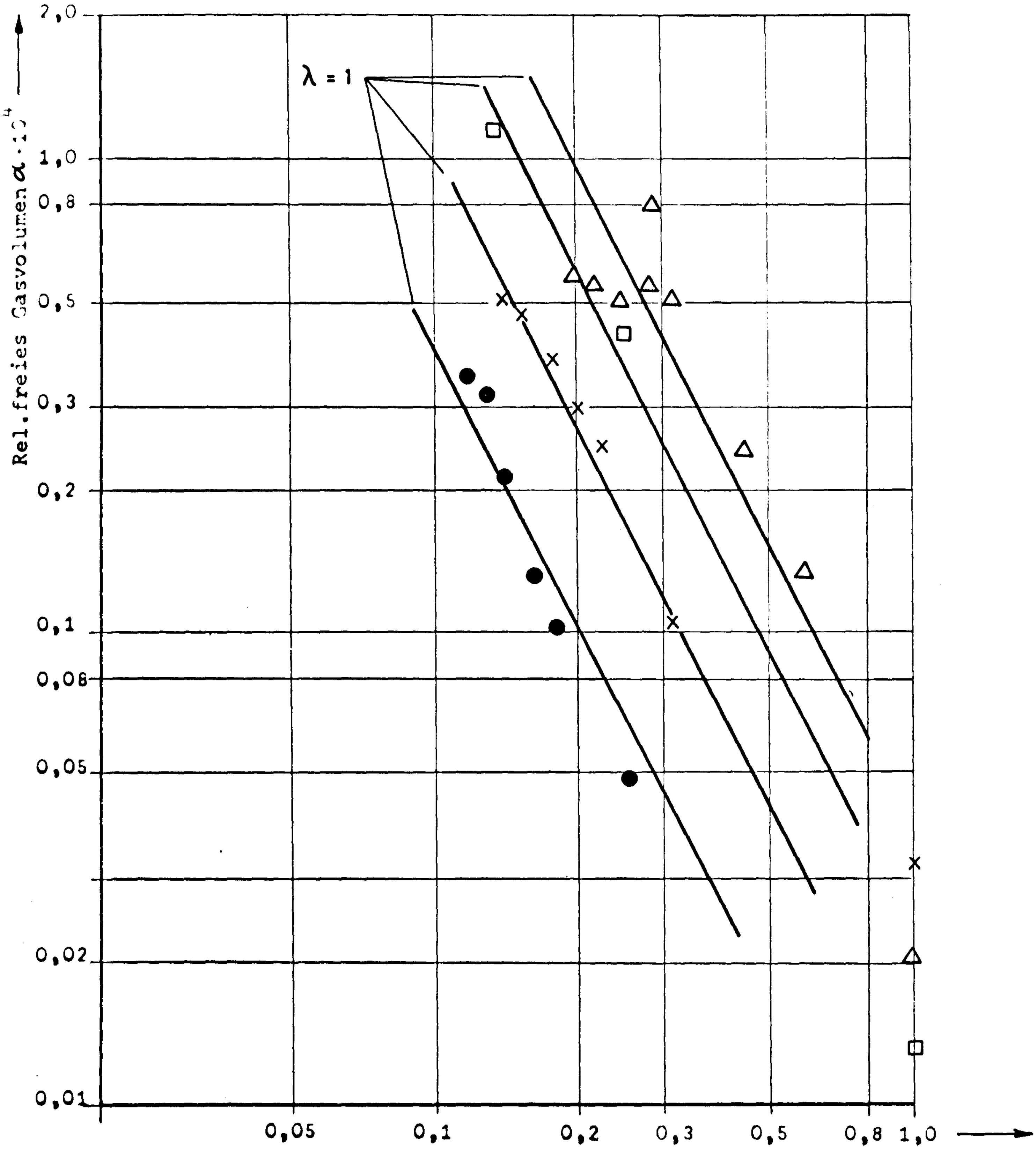
KEIMGRÖSSENHISTOGRAMM UND ANTEIL DER KEIMGRÖSSEN AM RELATIVEN FREIEN GASVOLUMEN α

ABB. 17



RELATIVES FREIES GASVOLUMEN α ABHÄNGIG VOM TUNNELDRUCK P
FÜR ENTGASTES WASSER ($\lambda=0,5;\lambda=2,5$) UND BEGASTES WASSER ($\lambda=5$)

ABB. 18A



Propeller 1283

● Test 44-51 $\varepsilon_{ATM}=0{,}39$

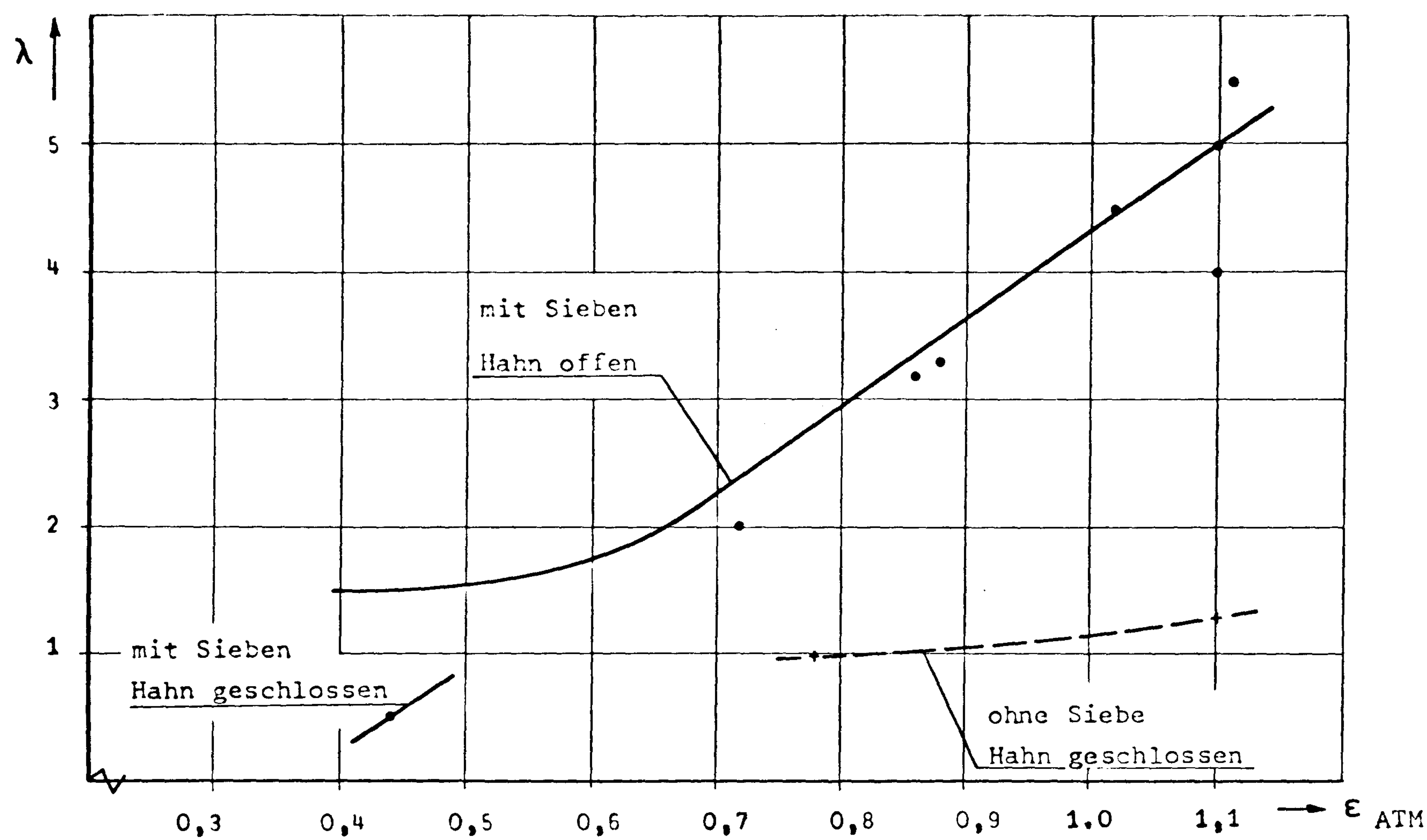
□ Test 54-58 $\varepsilon_{ATM}=1{,}12-0{,}79$

× Test 29-36 $\varepsilon_{ATM}=0{,}78$

△ Test 37-43 $\varepsilon_{ATM}=0{,}57$

RELATIVES FREIES GASVOLUMEN α FÜR DIE TESTSTRECKE OHNE SIEB MIT GESCHLOSSENEM HAHN

ABB. 18B

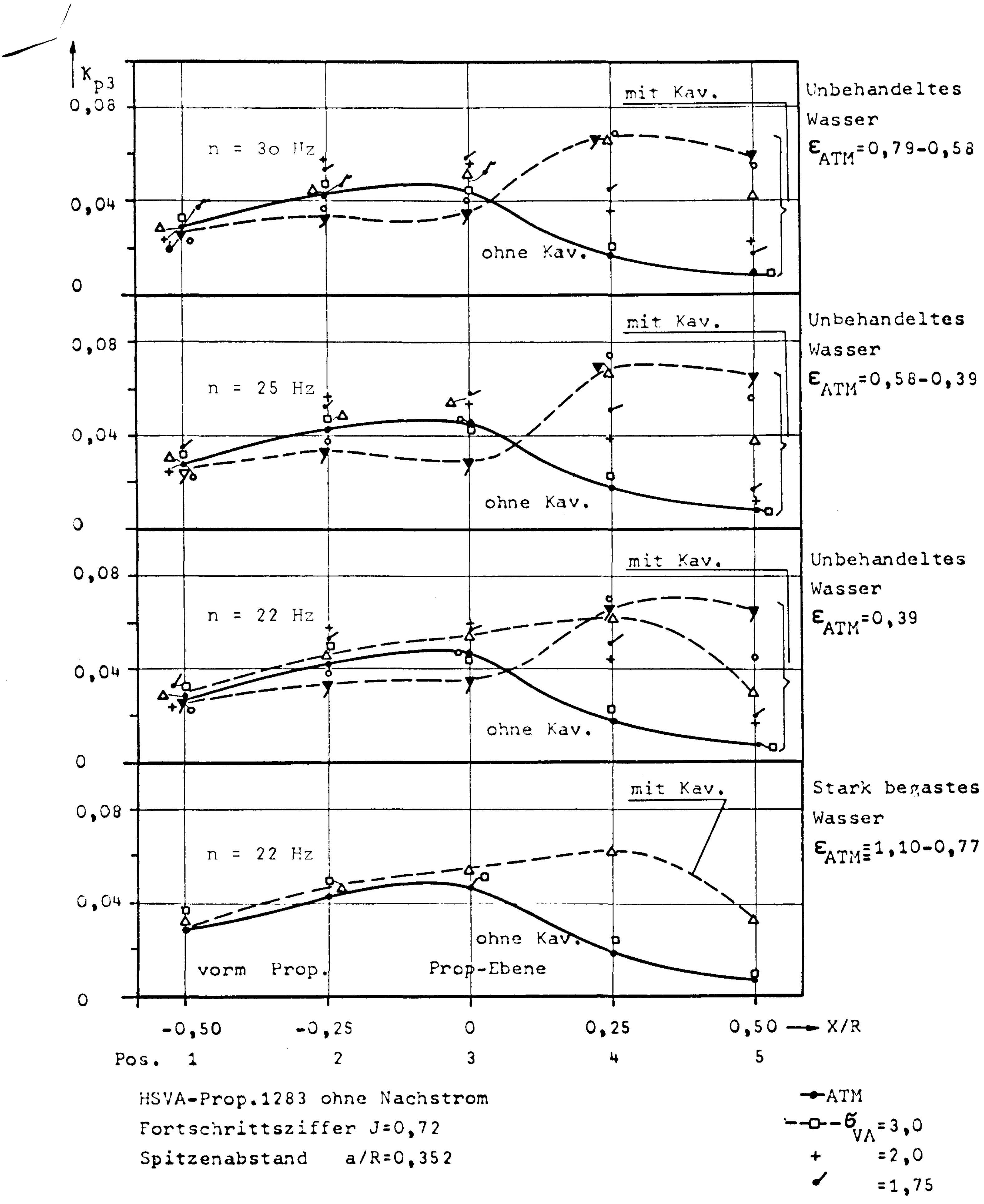


ABHÄNGIGKEIT DES EXPONENTEN λ IN DER FORMEL $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1+\lambda}$

VOM GASSÄTIGUNGSGRAD ε_{ATM}

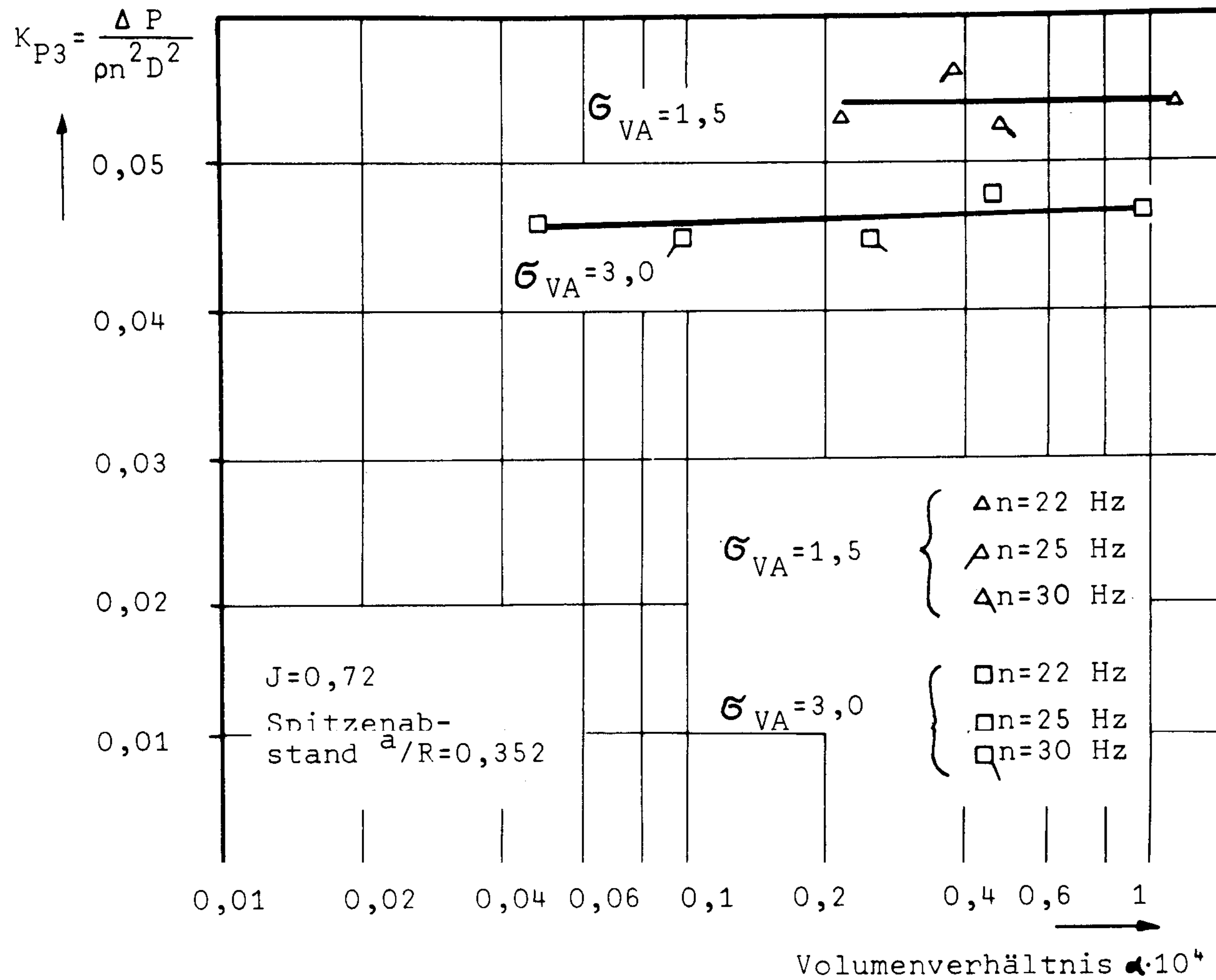
FÜR VERSCHIEDENE TUNNELZUSTÄNDE

ABB. 19



DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{p3} IN X-RICHTUNG FÜR VERSCHIEDEN BEGASTES WASSER

ABB. 20



Propeller 1283 freifahrend

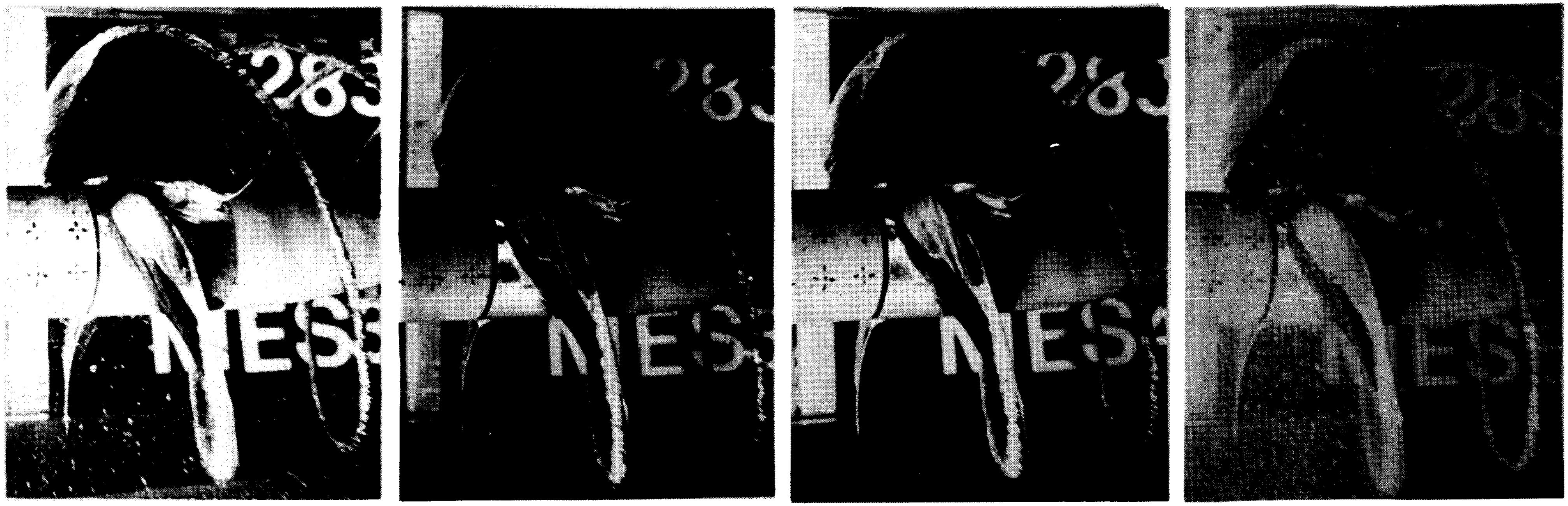
Druckdose P3 direkt üb. Prop.

Flügelzahl N=3

DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{P3}

ABHÄNGIG VOM FREIEN GASVOLUMENVERHÄLTNIS

ABB. 21



A) Foto 31, n= 30 Hz,
$\alpha = 0{,}25 \cdot 10^{-4}$
$\varepsilon = 1{,}72$
$\varepsilon_{ATM} = 0{,}78$

B) Foto 38, n= 25 Hz
$\alpha = 0{,}10 \cdot 10^{-4}$
$\varepsilon = 1{,}74$
$\varepsilon_{ATM} = 0{,}58$

C) Foto 45, n= 22 Hz
$\alpha = 0{,}48 \cdot 10^{-5}$
$\varepsilon = 1{,}52$
$\varepsilon_{ATM} = 0{,}39$

D) Foto 56, n=22 Hz
$\alpha = 0{,}47 \cdot 10^{-4}$
$\varepsilon = 3{,}90$
$\varepsilon_{ATM} = 0{,}96$

Fall A-C : Unbehandeltes Wasser

Fall D : Stark begastes Wasser

Fortschrittsziffer J = 0,72

Kavitationszahl $\sigma_{VA} = 3{,}0$

Spitzenabstand A/R = 0,352

Propeller 1283 in homogener Zuströmung

Abb. 22

Abb. 23

A) Foto 5; n = 30 Hz

α = 0,5 $\cdot 10^{-4}$

ε = 2,7

ε_{ATM} = 0,5

B) Foto 42; n = 25 Hz

$\alpha = 0{,}48 \cdot 10^{-4}$

$\varepsilon = 2{,}54$

$\varepsilon_{ATM} = 0{,}39$

C) Foto 50; n = 22

$\alpha = 0{,}36 \cdot 10^{-1}$

$\varepsilon = 3{,}03$

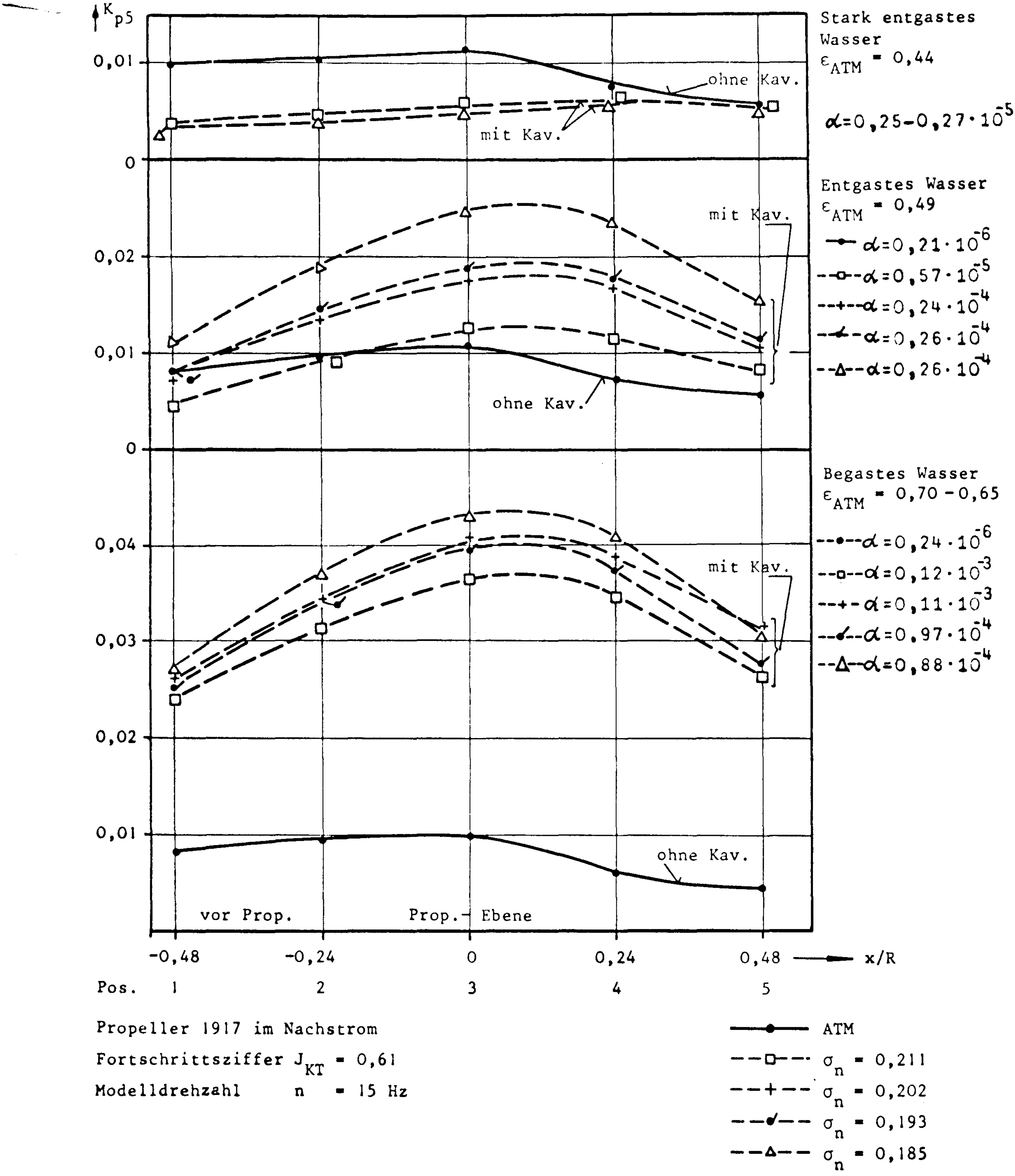
$\varepsilon_{ATM} = 0{,}39$

Fortschrittziffer $J = 0{,}72$

Kavitationsziffer $\sigma_{VA} = 1{,}25$

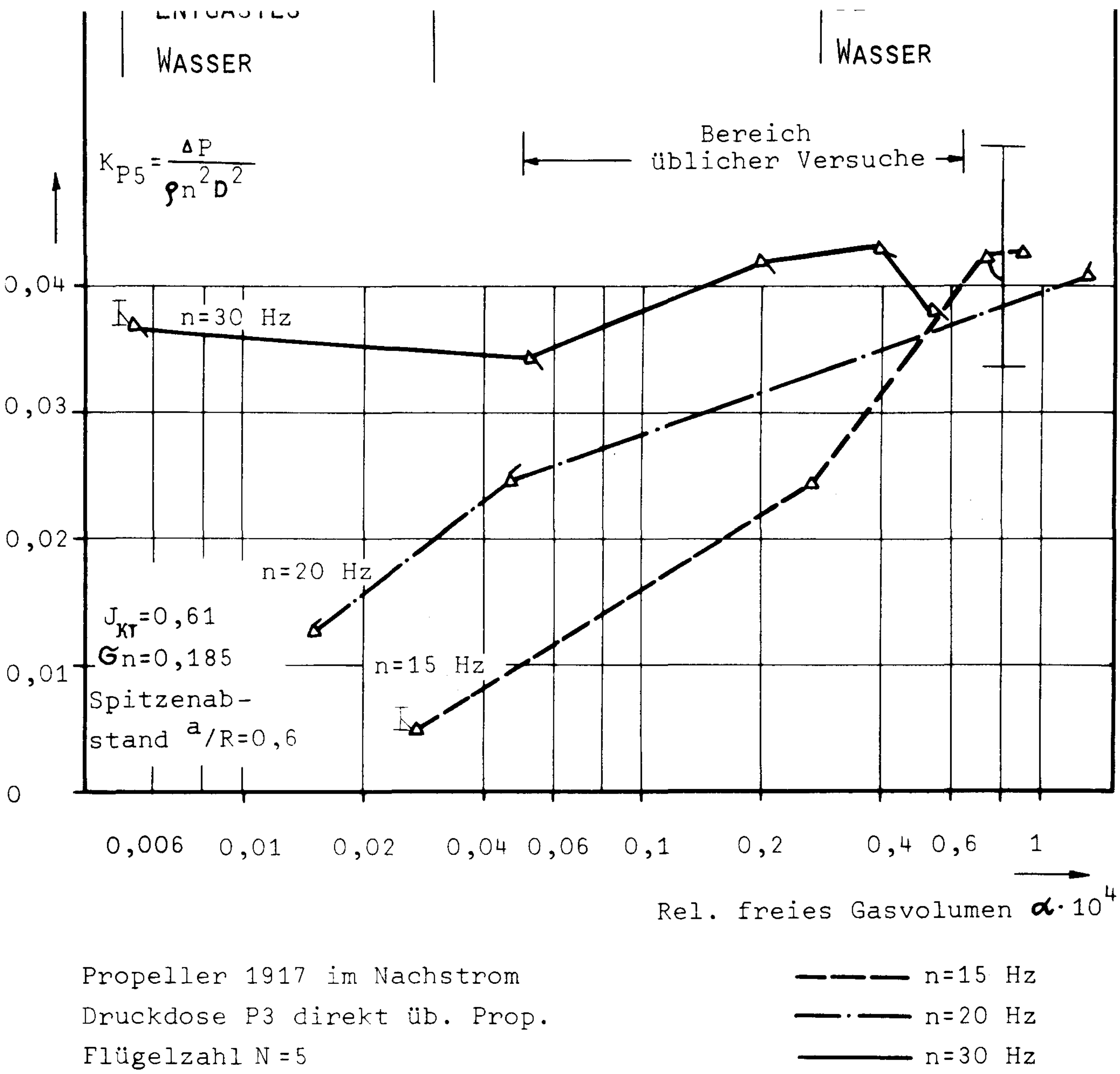
Spitzenabstand A/R

Propeller 1283 in homogener Zuströmung



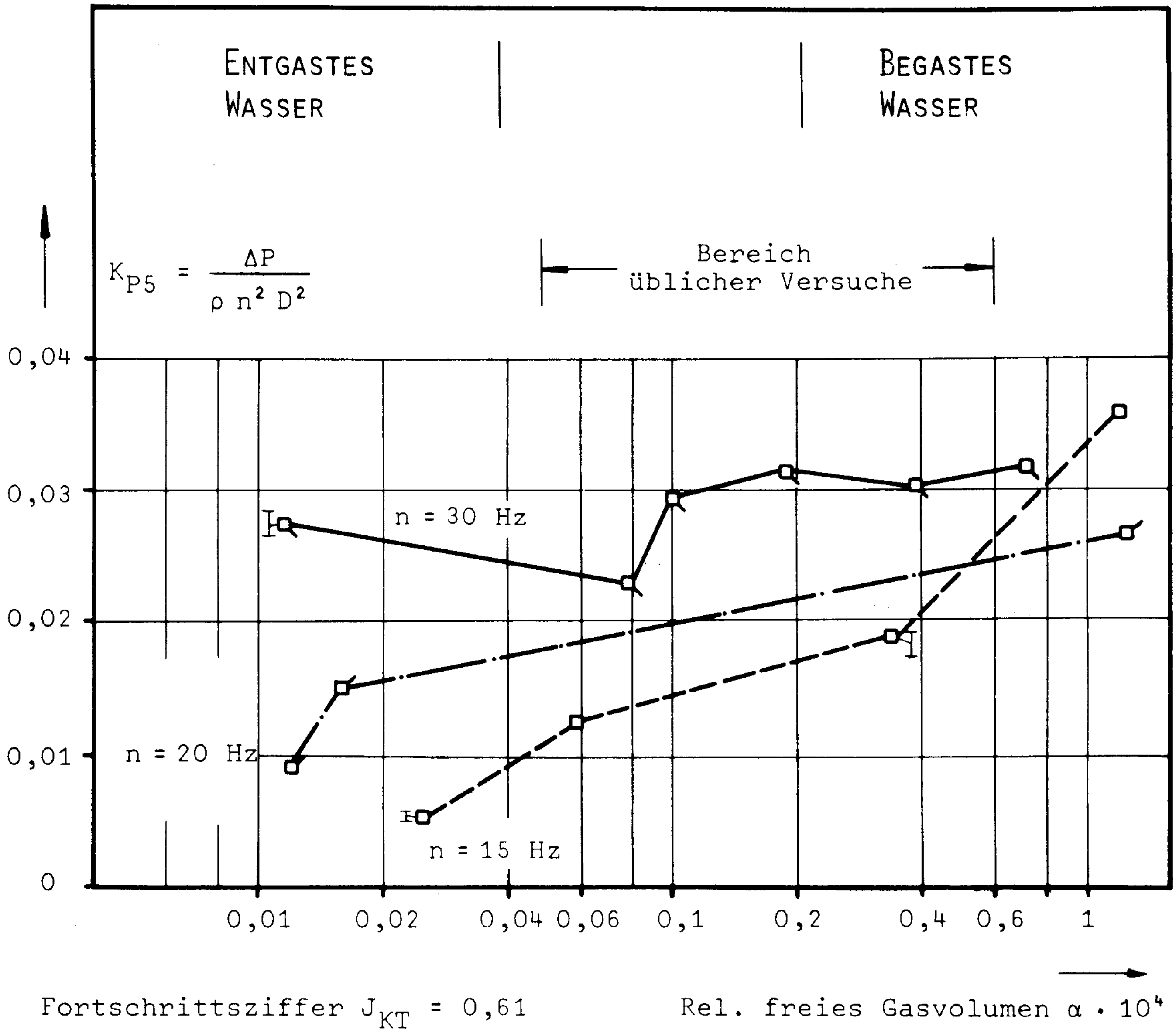
DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN K_{p5} IN SCHIFFSLÄNGSRICHTUNG
BEI VERSCHIEDEN BEGASTEM WASSER

ABB. 24



DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN K_{P5}
IN AXIALEM NACHSTROM ABHÄNGIG VOM
FREIEN GAS-VOLUMENVERHÄLTNIS α

ABB. 25



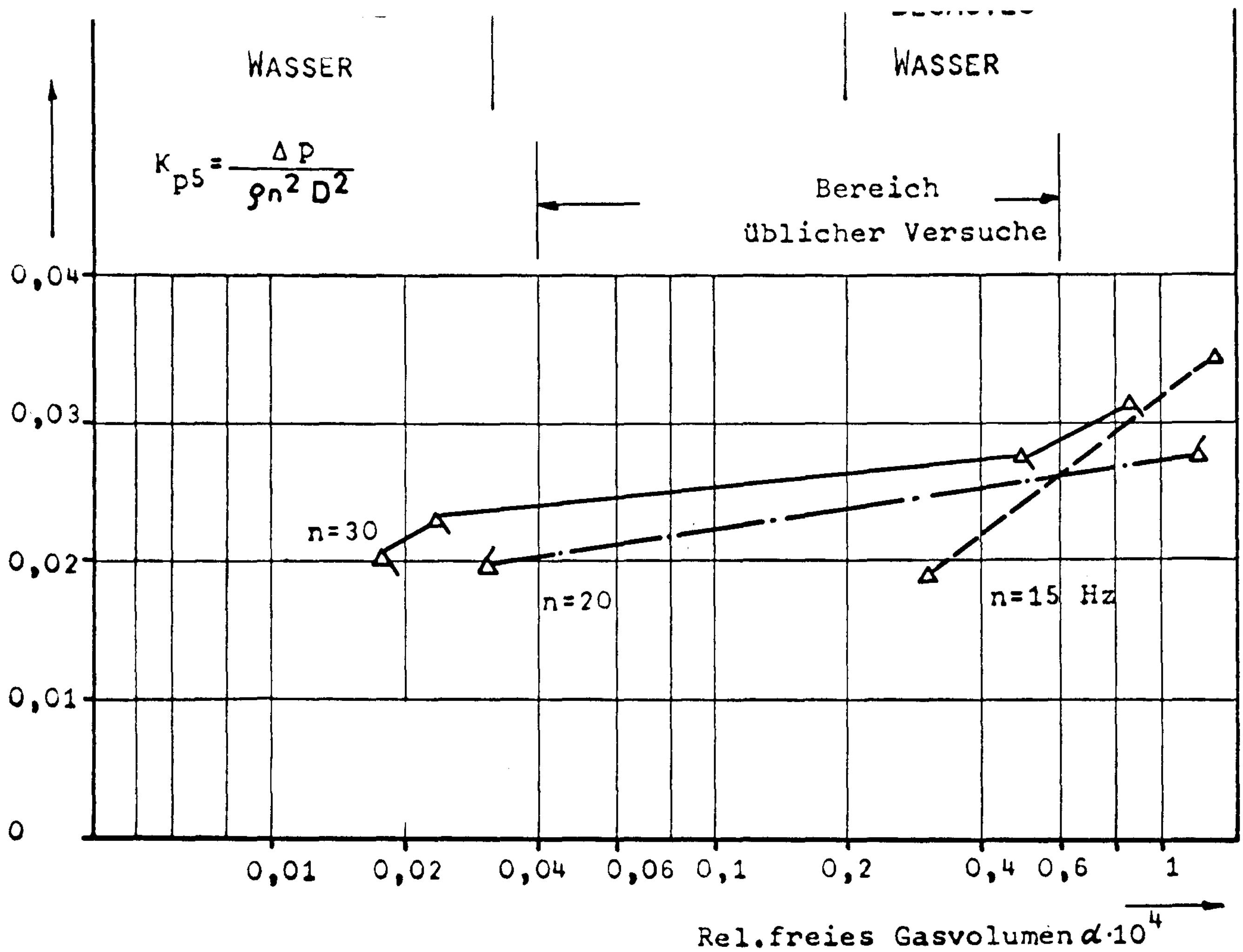
Fortschrittsziffer J_{KT} = 0,61
Kavitationszahl σ_n = 0,211

Druckdose Pos. 3 direkt über Prop.
Propeller 1917, Flügelzahl N = 5

n = 15 Hz
n = 20 Hz
n = 30 Hz

Dimensionlose Druckamplitude K_{P5}
in axialem Nachstrom abhängig vom
relativen freien Gasvolumen α

Abb. 26



Fortschrittsziffer J_{KT}=0,70

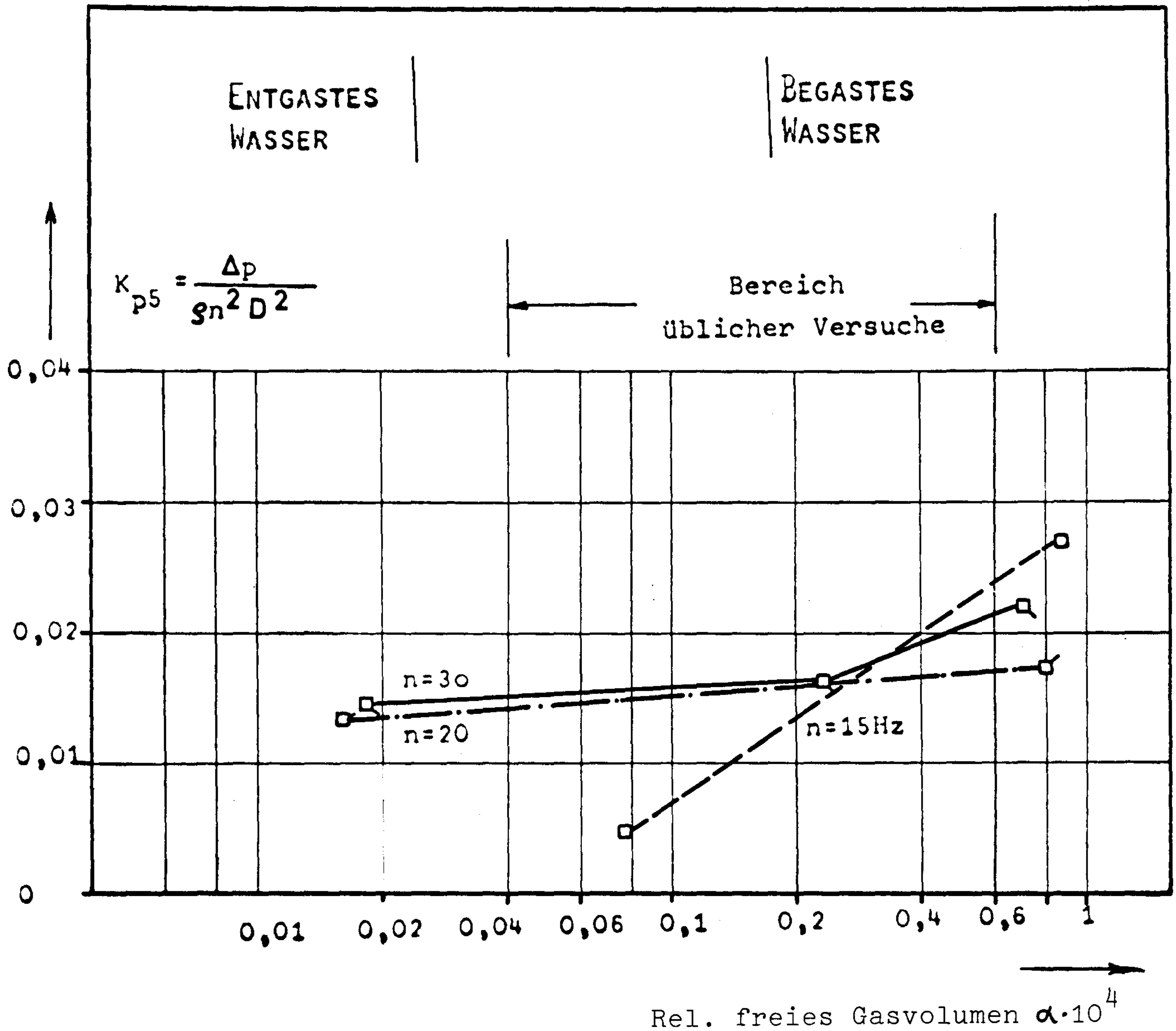
Kavitationszahl σ_n =0, 185

Druckdose Pos.3 direkt über Prop.

Propeller 1917, Flügelzahl N=5

DIMENSIONLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{p5}
IN AXIALEM NACHSTROM ABHÄNGIG VOM
RELATIVEN FREIEN GASVOLUMEN α

ABB. 27



Fortschrittsziffer $J_{KT} = 0{,}70$

Kavitationszahl $\sigma_n = 0{,}211$

Druckdose Pos.3 direkt über Prop.

HSVA-Prop. 1917, Flügelzahl N = 5

n = 15 Hz

n = 20 Hz

n = 30 Hz

DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{p5}

IN AXIALEM NACHSTROM ABHÄNGIG

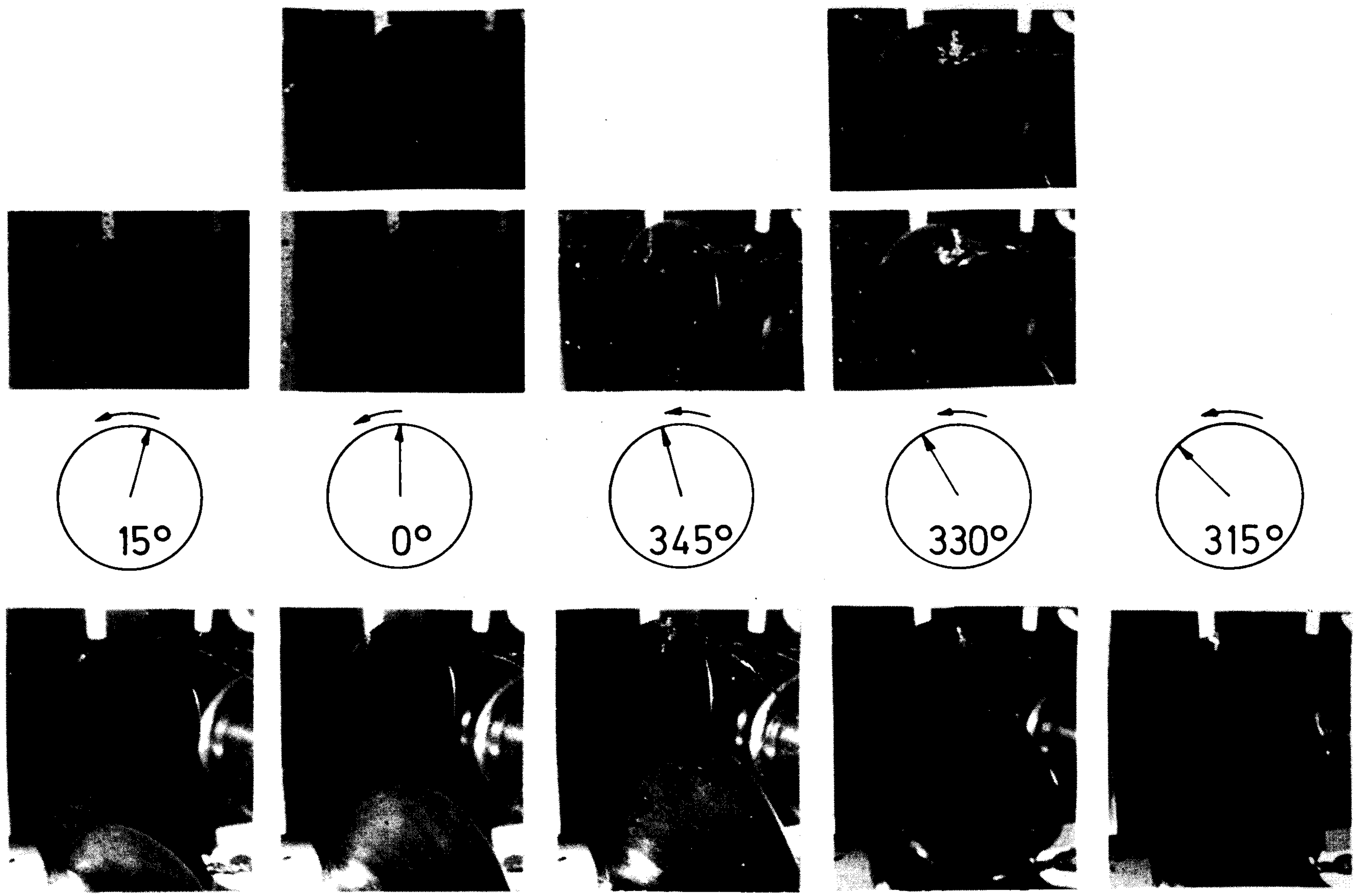
VOM RELATIVEN FREIEN GASVOLUMEN α

ABB. 28

Test 138
$N = 15$ Hz
$\alpha = 0{,}74 \cdot 10^{-4}$

Test 148
$N = 15$ Hz
$\alpha = 0{,}28 \cdot 10^{-5}$

$J_{KT} = 0{,}61$
$\sigma_N = 0{,}185$

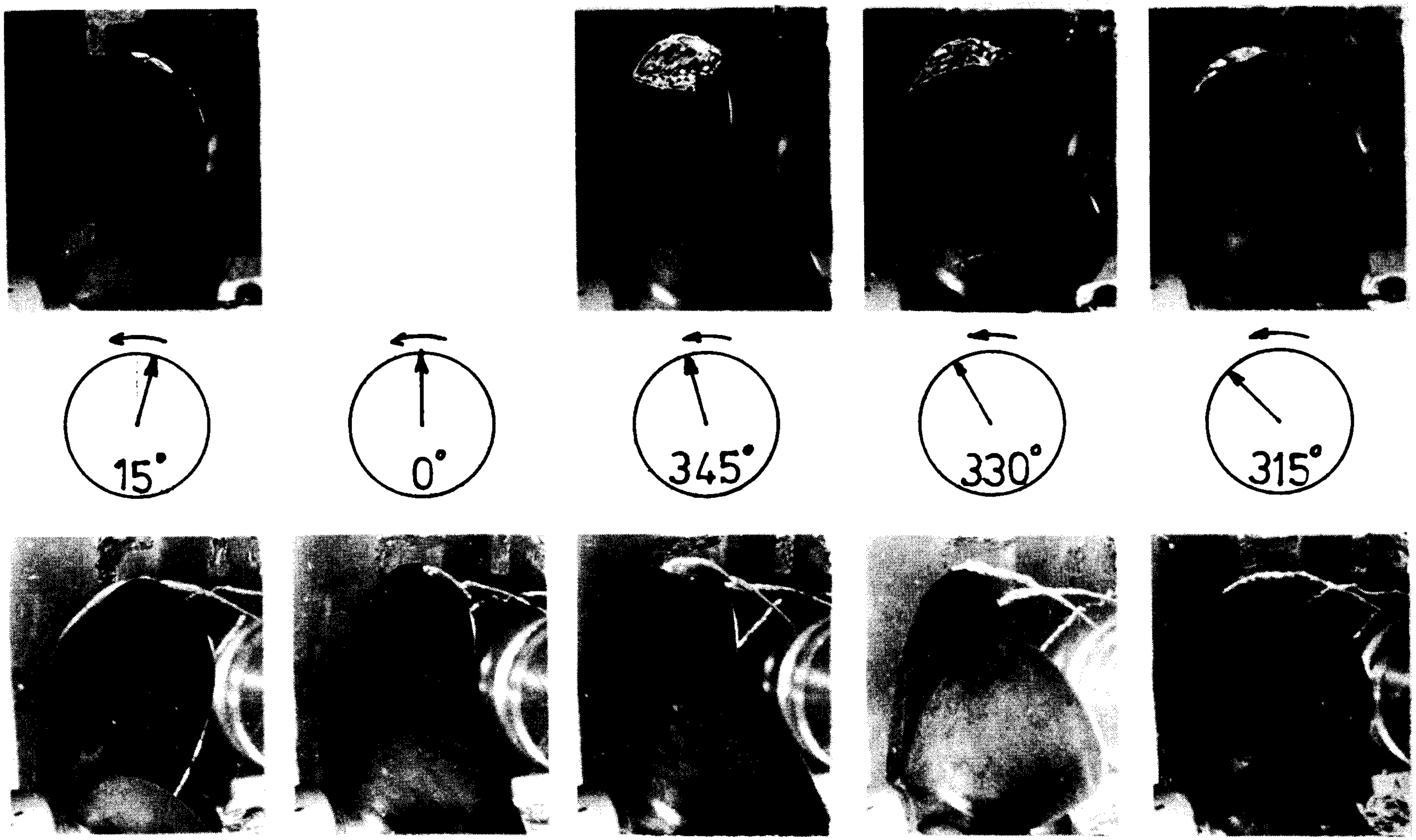


Propeller 1917 im Nachstrom bei zwei niedrigen, relativen freien Gasvolumen α

Abb. 29

$n = 15\ Hz$

$\alpha = 0{,}35 \cdot 10^{-4}$



$n = 15\ Hz$

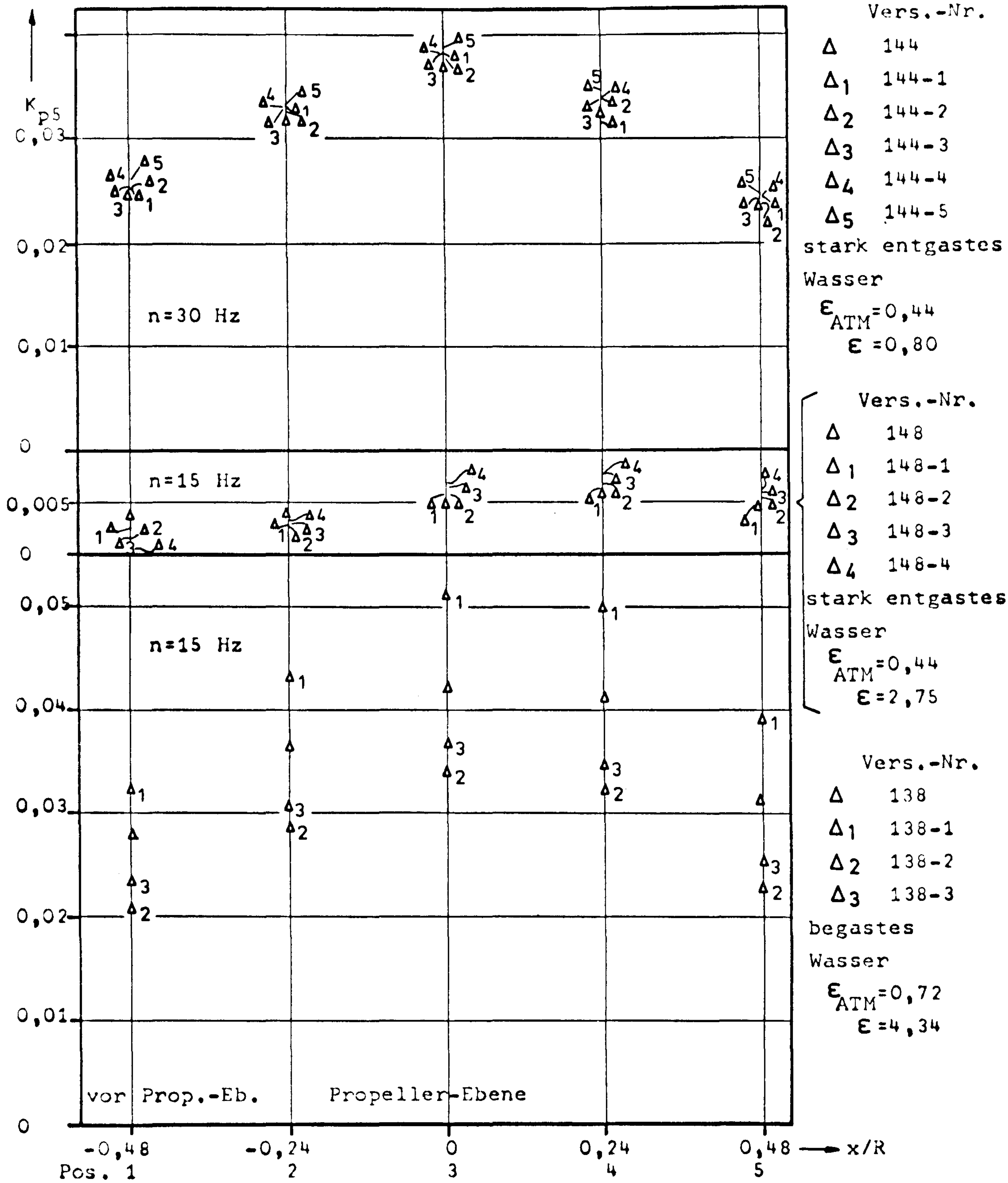
$\alpha = 0{,}25 \cdot 10^{-5}$

$J_{KT} = 0{,}61$

$\sigma_n = 0{,}211$

Propeller 1917 im Nachstrom bei zwei verschiedenen relativen freien Gasvolumina α

Abb. 30



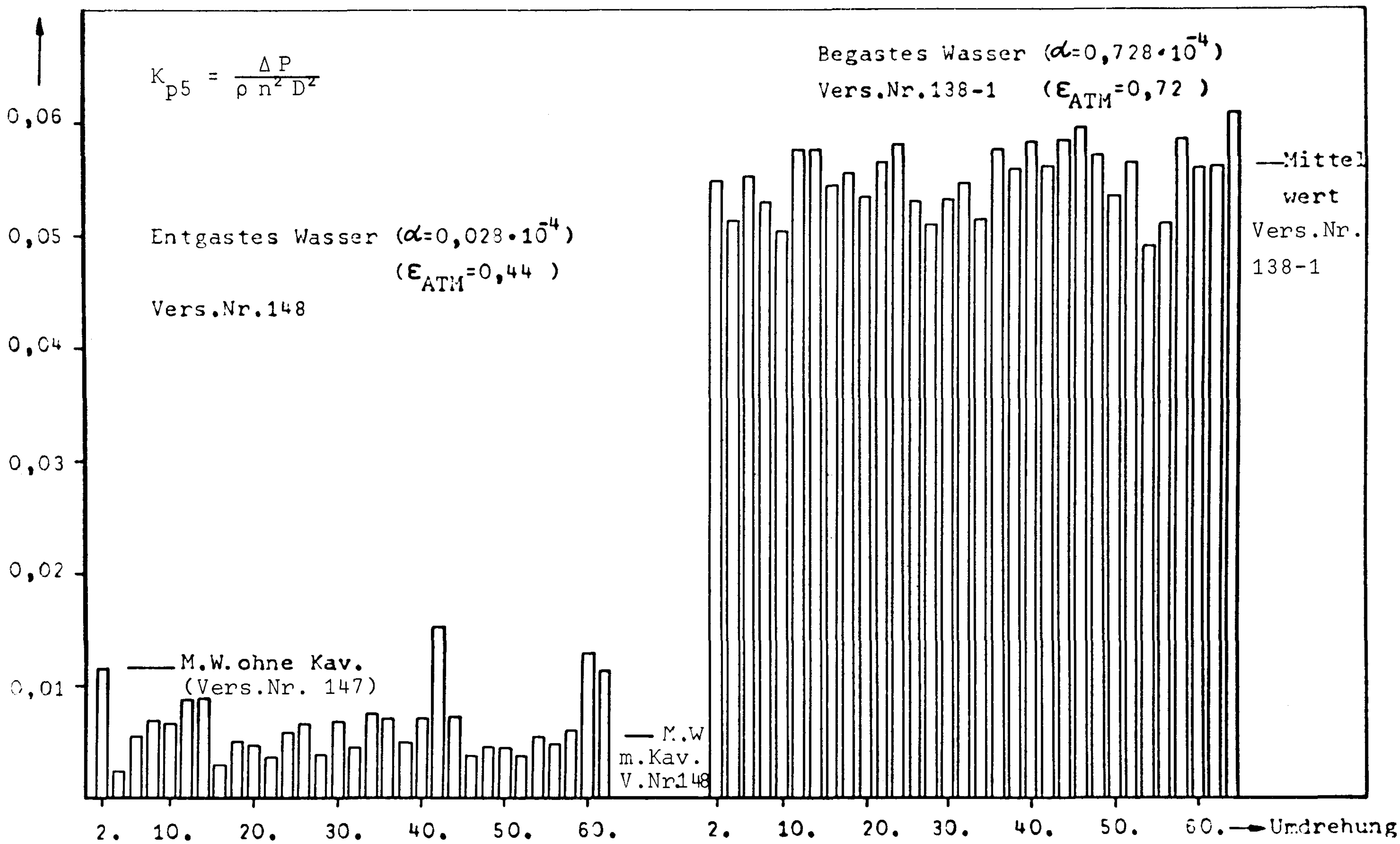
HSVA-Prop. 1917 im Nachstrom

Fortschrittsziffer J_{KT}=0,61

Kavitationsziffer σ_n=0,185

UNTERSUCHUNG DER MESSUNSICHERHEIT DER DIMENSIONSLOSEN DRUCKAMPLITUDEN K_{p5}.

ABB. 31



HSVA-Prop. 1917 im Nachstrom — Drehzahl n = 15 Hz — Fortschrittsziffer J_{KT} = 0,61

Druckdose P3 (direkt üb. Prop.) — Kavitationszahl σ_n = 0,185

Auswertung: Jede 2. Umdrehung, d.h. ohne Bestimmung einer gemittelten (gesampelten) Schwingung

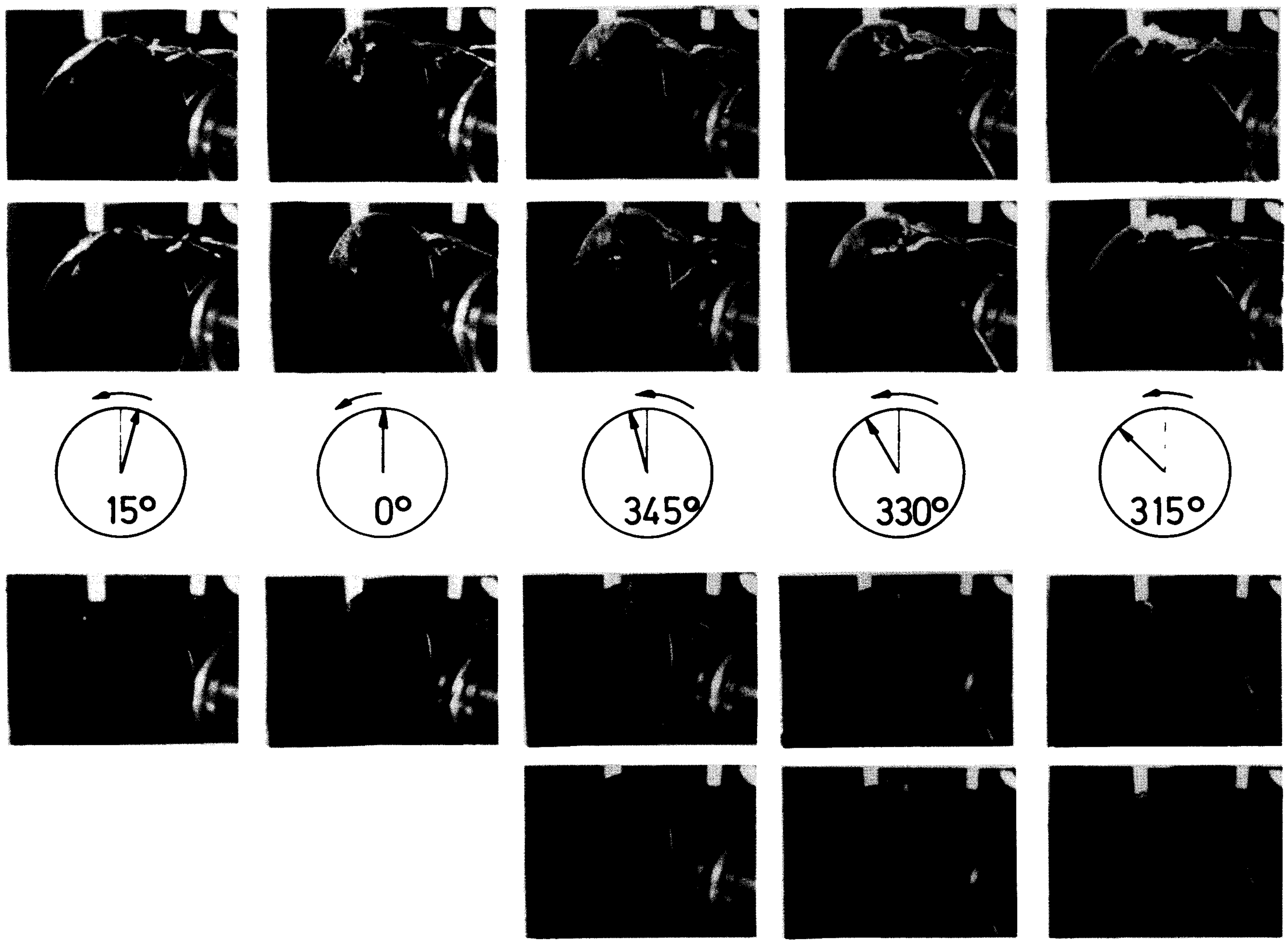
DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN K_{p5} BEI ZWEI FREIEN GASGEHALTEN

ABB. 32

Test 144
$n = 30$ Hz
$\alpha = 0{,}52 \cdot 10^{-6}$

Test 148
$n = 15$ Hz
$\alpha = 0{,}28 \cdot 10^{-5}$

$J_{KT} = 0{,}61$
$\sigma_N = 0{,}185$



Propeller 1917 im Nachstrom mit zwei Drehzahlen

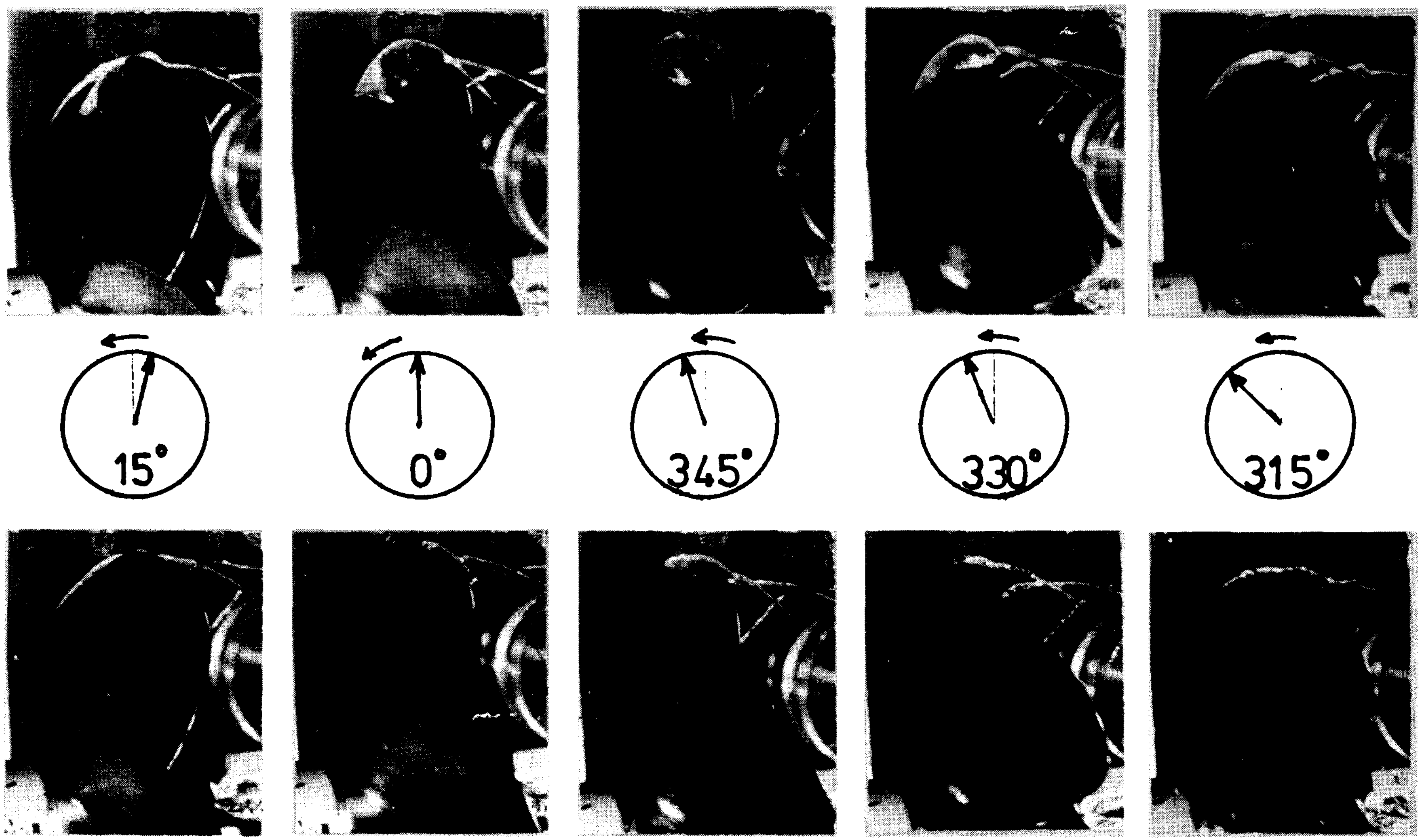
bei niedrigem, relativen freien Gasvolumen α

Abb. 33

$n = 30\,Hz$

$\alpha = 0{,}12 \cdot 10^{-5}$

Test 145



$n = 15\,Hz$

$\alpha = 0{,}25 \cdot 10^{-5}$

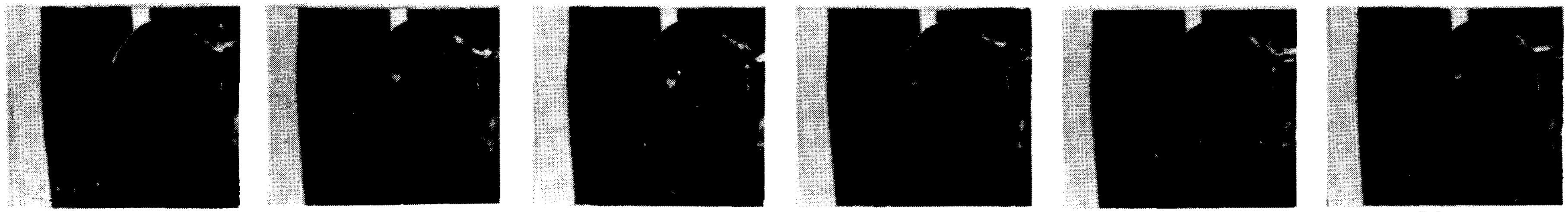
Test 150

$J_{kr} = 0{,}61$

$\sigma_n = 0{,}211$

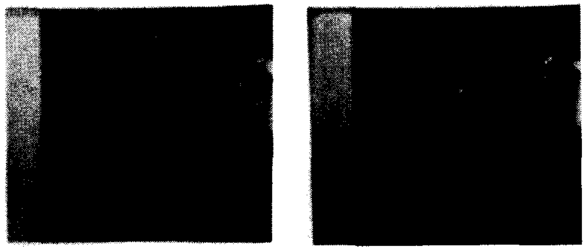
PROPELLER 1917 IM NACHSTROM MIT ZWEI DREHZAHLEN
BEI NIEDRIGEM, RELATIVEN FREIEN GASVOLUMEN α

ABB. 34



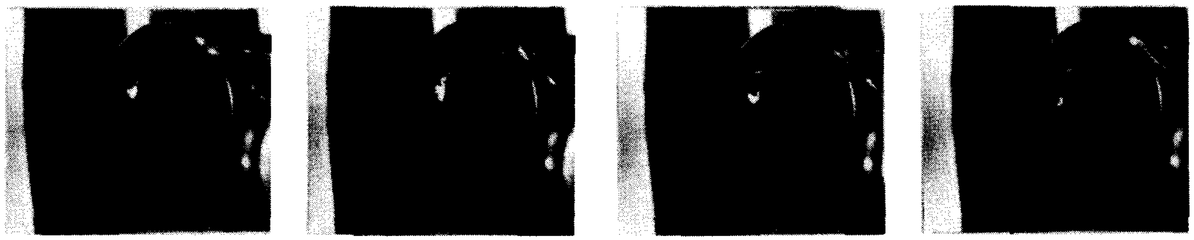
TEST 75

$\alpha = 0{,}51 \cdot 10^{-4}$



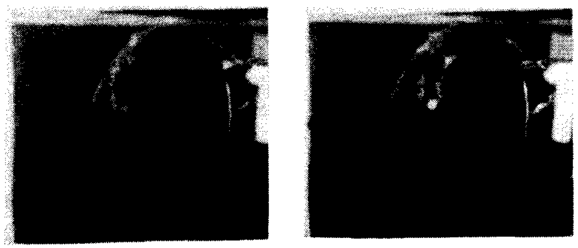
TEST 133

$\alpha = 0{,}39 \cdot 10^{-4}$



TEST 90

$\alpha = 0{,}52 \cdot 10^{-5}$



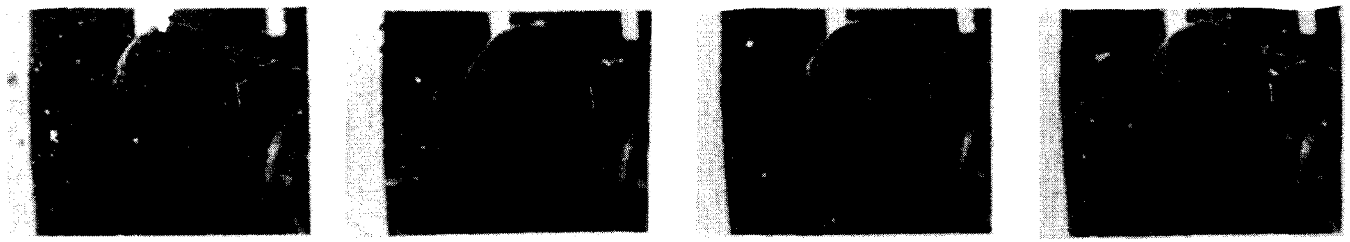
TEST 144

$\alpha = 0{,}52 \cdot 10^{-6}$

$J_{KT} = 0{,}61$ $\quad$ $n = 30$ Hz $\quad$ STELLUNG 0^0

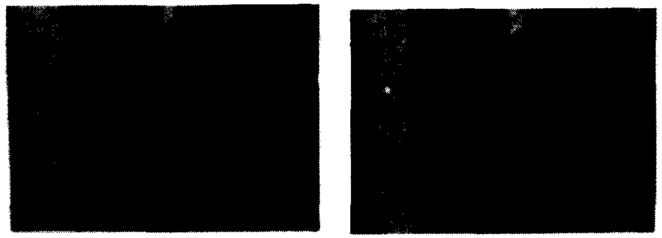
$\sigma_N = 0{,}135$

PROPELLER 1917 IM NACHSTROM BEI VIER REL. FREIEN GASVOLUMINA MIT JEWEILS MEHREREN AUFNAHMEN.



Test 85

$\alpha = 0{,}88 \cdot 10^{-4}$



Test 138

$\alpha = 0{,}73 \cdot 10^{-4}$

Test 102

$\alpha = 0{,}26 \cdot 10^{-4}$

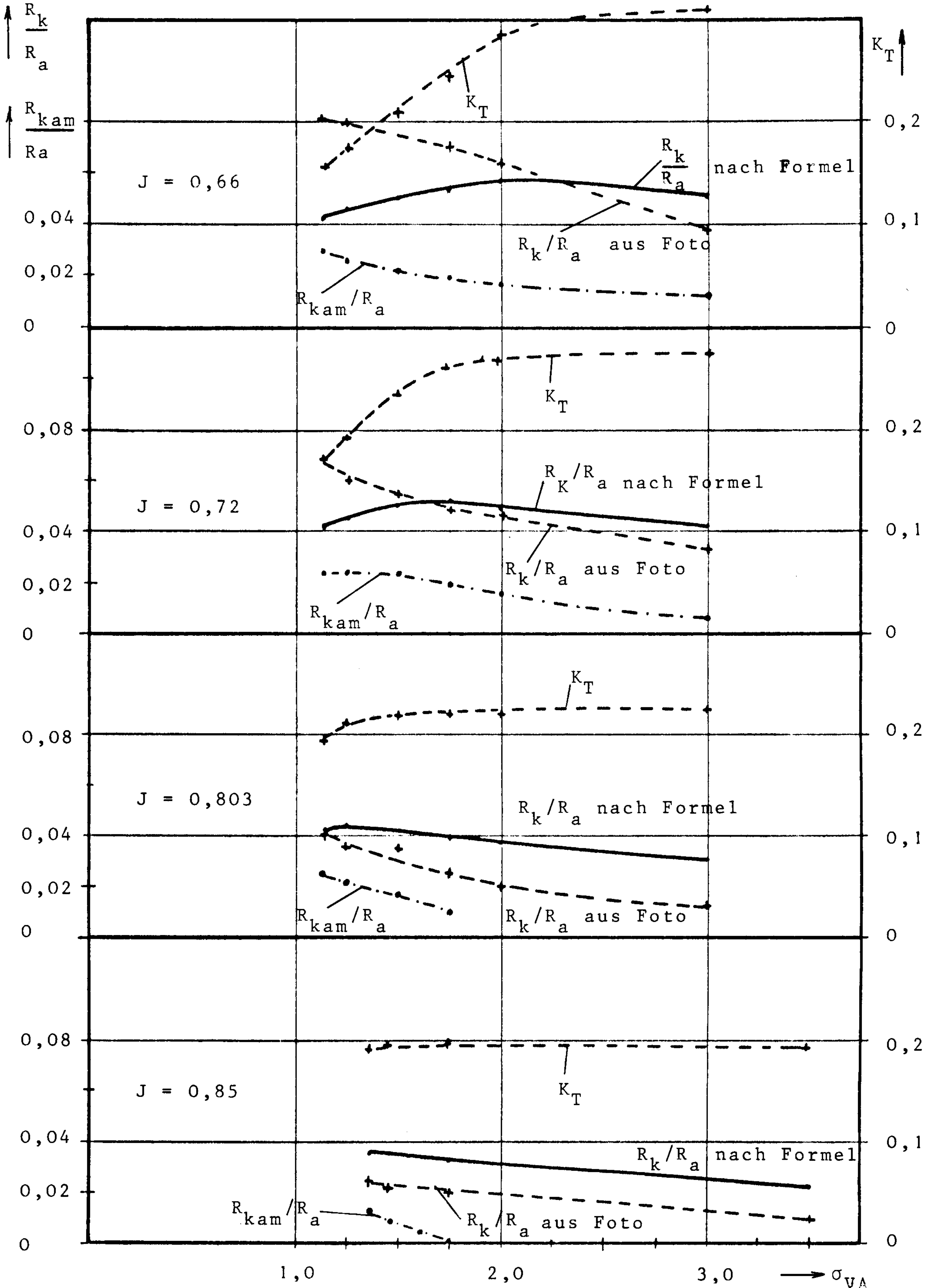
Test 148

$\alpha = 0{,}28 \cdot 10^{-5}$

$J_{KT} = 0{,}61$ $\sigma_N = 0{,}185$ $n = 15$ Hz Stellung 0^0

Propeller 1917 im Nachstrom bei vier rel. freien Gasvolumina mit jeweils mehreren Aufnahmen.

Abb. 36



HSVA-Prop. 1283, freifahrend   Spitzenabstand a/R_a=0,109

MITTLERER RADIUS $\frac{R_k}{R_a}$ UND AMPLITUDE DES RADIUS $\frac{R_{kam}}{R_a}$ DES KAVITIERENDEN SPITZENWIRBELS

ABB. 37

$$c_t = \frac{\Gamma}{2\pi R_k} \quad ; \quad R_k = \frac{\Gamma}{2\pi V_A}\sqrt{\frac{1}{\sigma_{V_A}}} \qquad (3.1.4)$$

$$J = \frac{V_A}{n \cdot D} \quad ; \quad \sigma_{V_A} = \frac{p - p_v}{\frac{\rho}{2} V_A^2}$$

$$\frac{c_t}{U} = \frac{J}{\sqrt{J^2 + \pi^2}} \sqrt{\sigma_{V_A}}$$

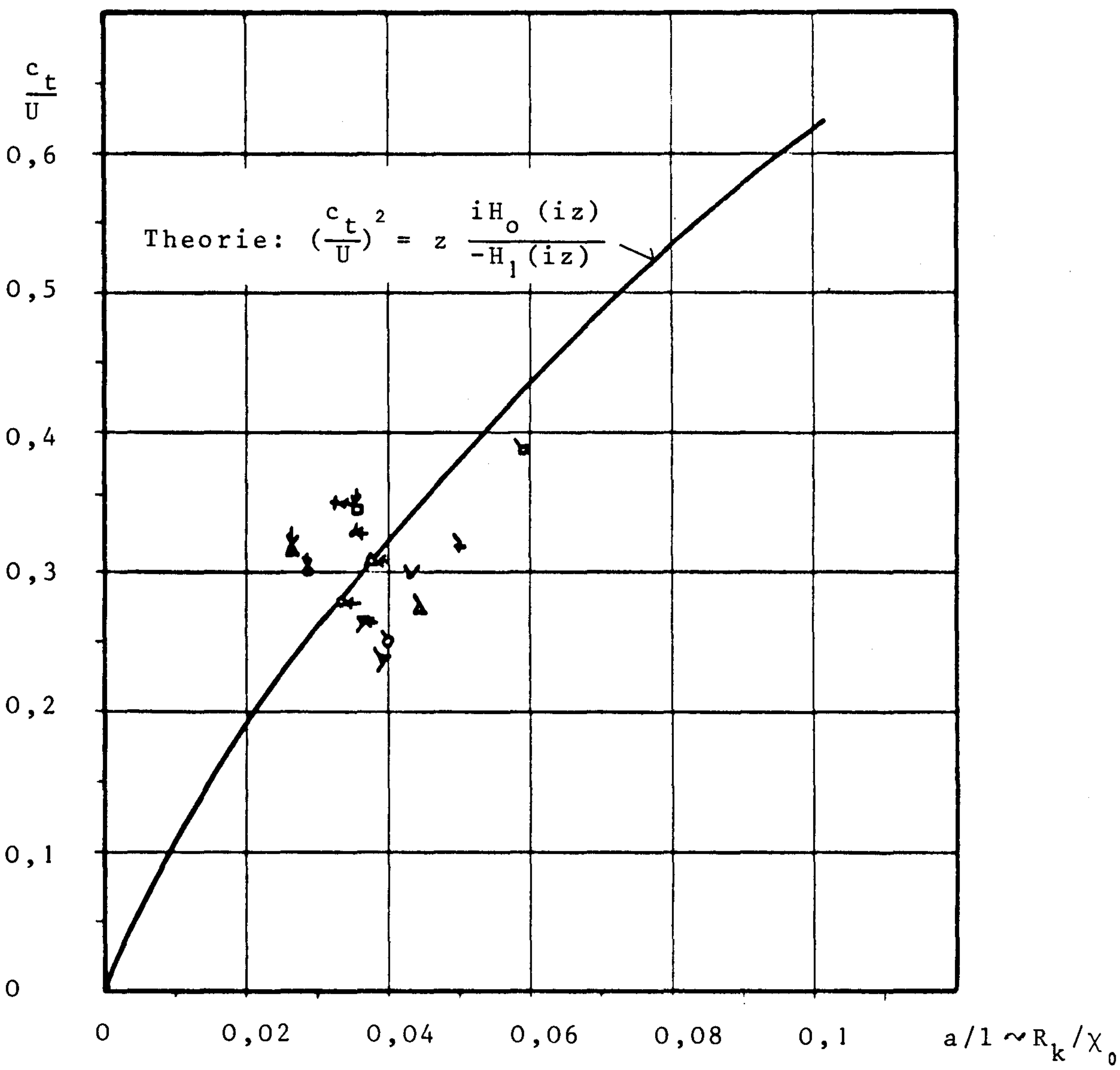
$l = \frac{R_a \cdot \chi_o}{\cos \beta_i}$; β_i = hydrodyn. Steigungs ∢

R_a = Prop.-Radius

χ_o = Wellenlänge auf Prop.-Kreis gemessen

$z = \frac{2\pi a}{l} = \frac{2\pi R_k}{l}$

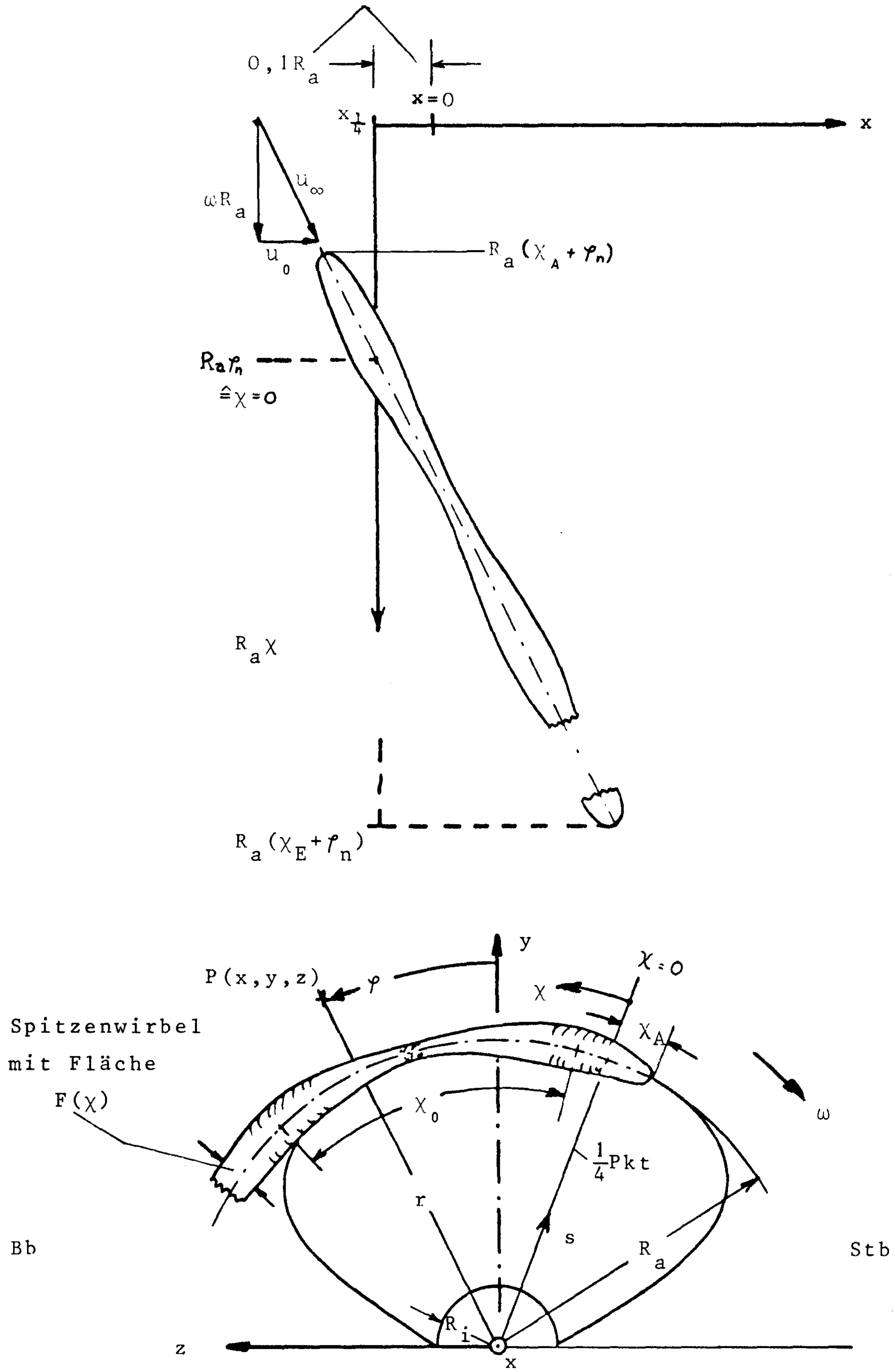
H_o; H_1 = Hankel Funktionen



VERGLEICH ZWISCHEN THEORIE NACH ACKERET / 1 /

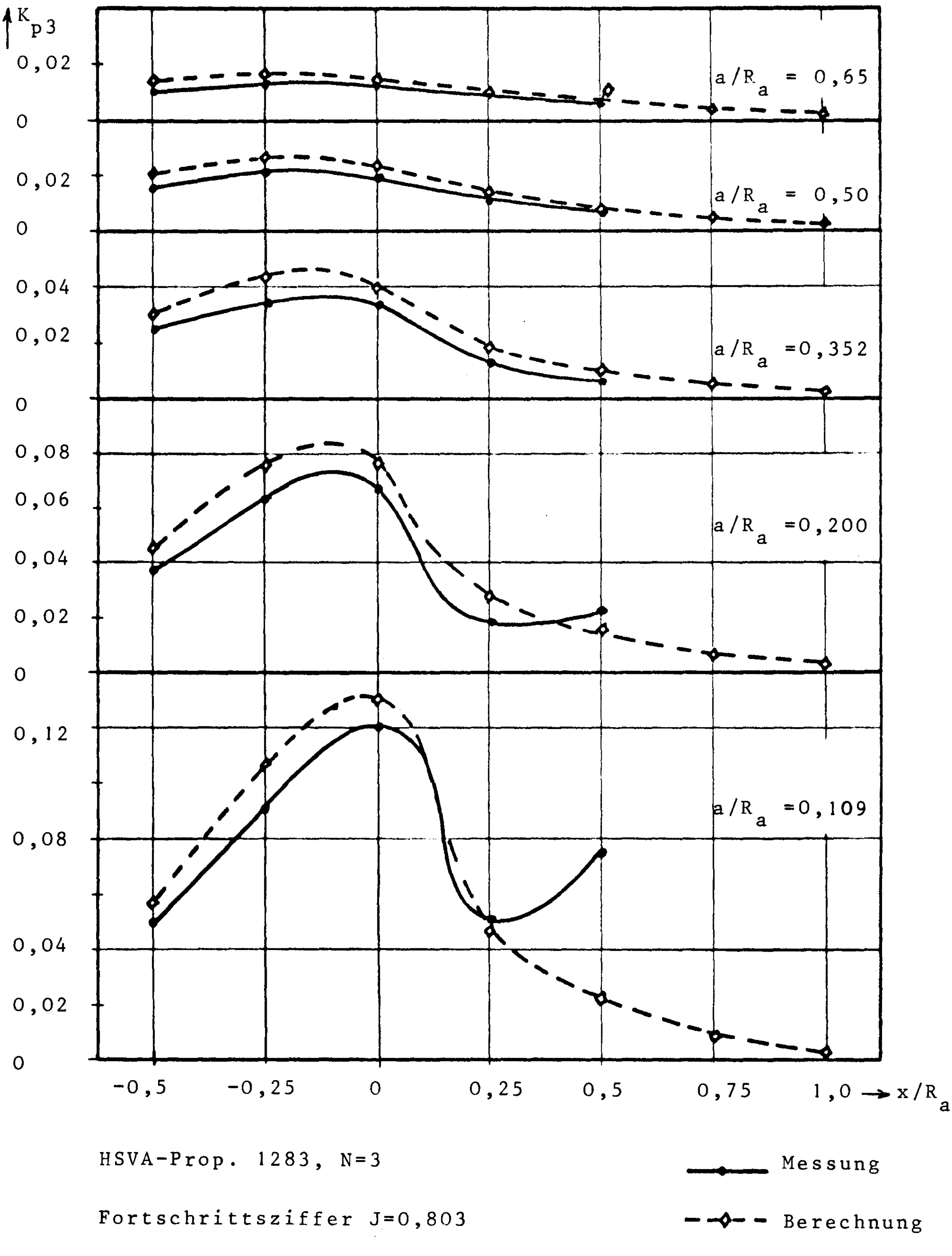
UND MESSUNGEN

ABB. 38



KOORDINATENSYSTEM DER THEORETISCHEN UNTERSUCHUNGEN

ABB. 39

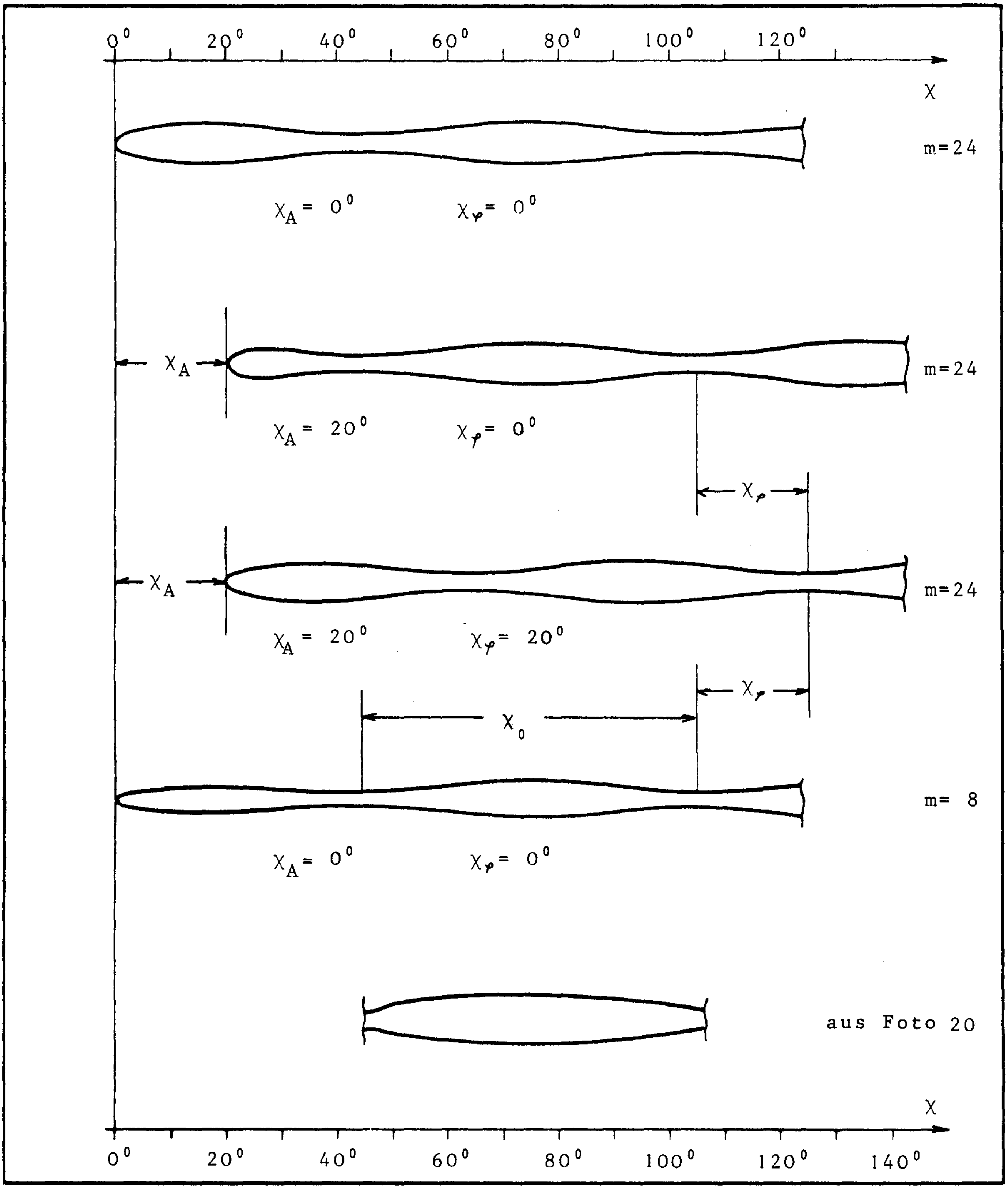


DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{P3}

IN LÄNGSRICHTUNG BEI HOMOGENER ZUSTÖMUNG

OHNE KAVITATION

ABB. 40

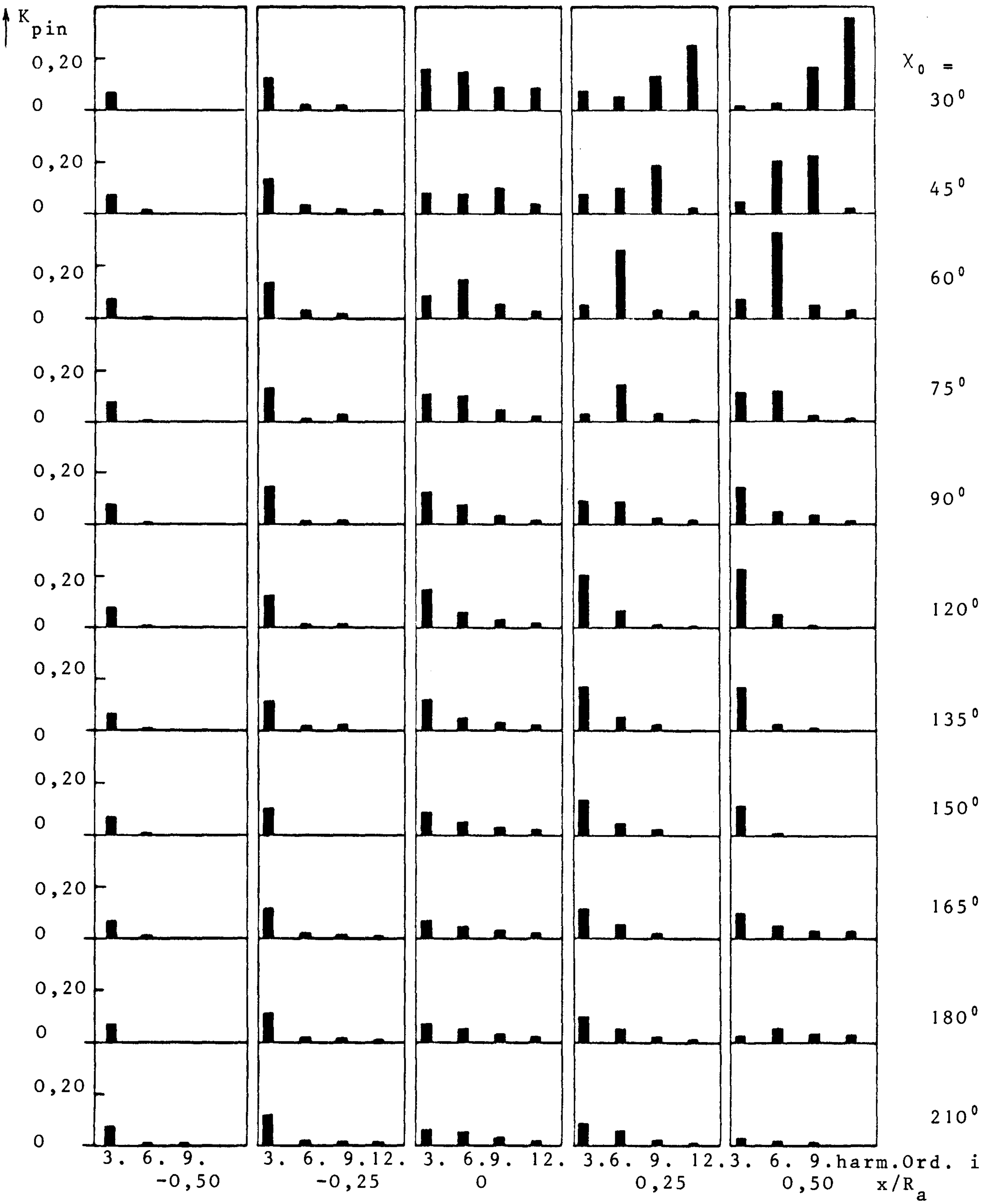


Wellenlänge $\chi_0 = 60^0$

VERGLEICHE VERSCHIEDENER QUERSCHNITTSFORMEN

DES KAVITIERENDEN SPITZENWIRBELS

ABB. 41

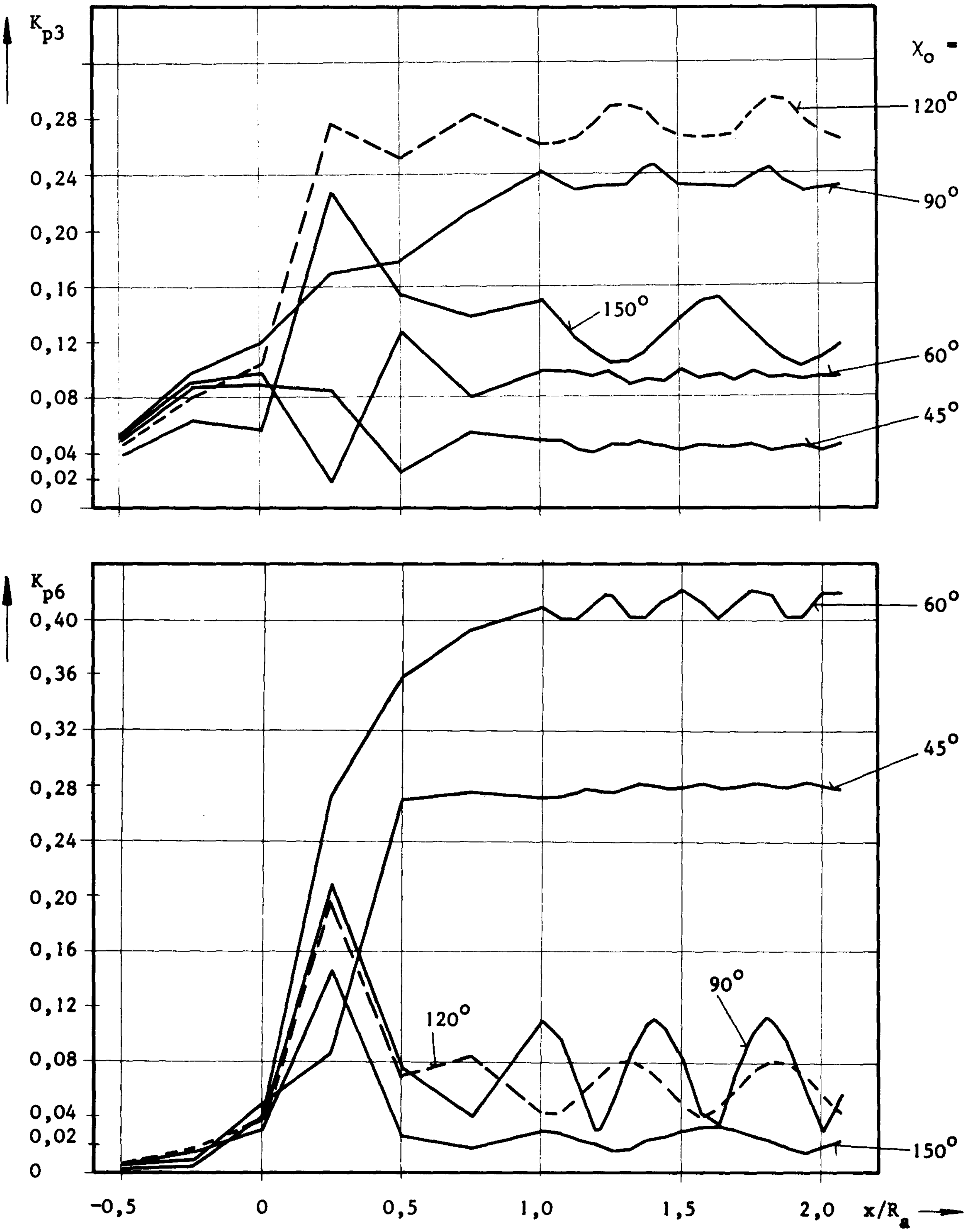


HSVA-Prop.1283;homog. Zuström.
Fortschrittsziffer J=0,72
Spitzenabstand $a/R_a=0,109$

Spitzenwirbel: m=4; $\chi_A=0^0$ $\chi_{\varphi}=0^0$
Amplitude $R_{kam}/R_a=0,019$
(Kav.-Zahl $\sigma_{VA}=1,75 \rightarrow R_k/R_a=0,052$)

BERECHNETE DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{Pin}
MIT EINFLUSS DER WELLENLÄNGE χ_0

ABB. 42

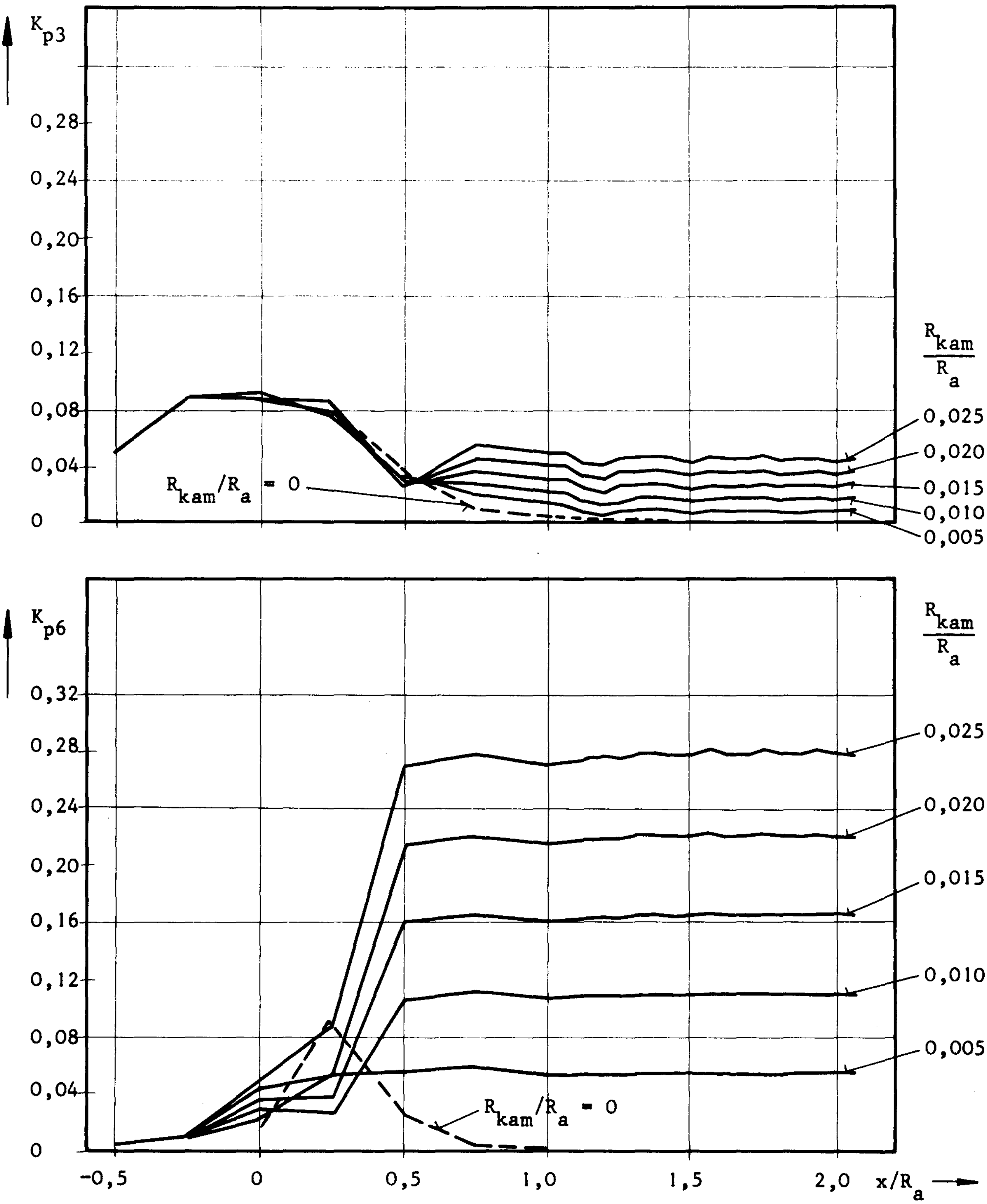


HSVA-Prop. 1283; homog. Zustr.
Fortschrittsziffer J = 0,803
Spitzenabstand a/R_a = 0,109

Kavitierender Spitzenwirbel:
$m = 24$; $R_{kam}/R_a = 0{,}0252$; $\chi_A = 20^\circ$; $\chi_\varphi = 0^\circ$
(Kav.-Zahl $\sigma_{VA} = 1{,}14 \rightarrow R_k/R_a = 0{,}043$)

BERECHNETE DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN K_{P3} UND K_{P6} MIT VARIATION DER WELLENLÄNGE χ_o DES WIRBELS

ABB. 43

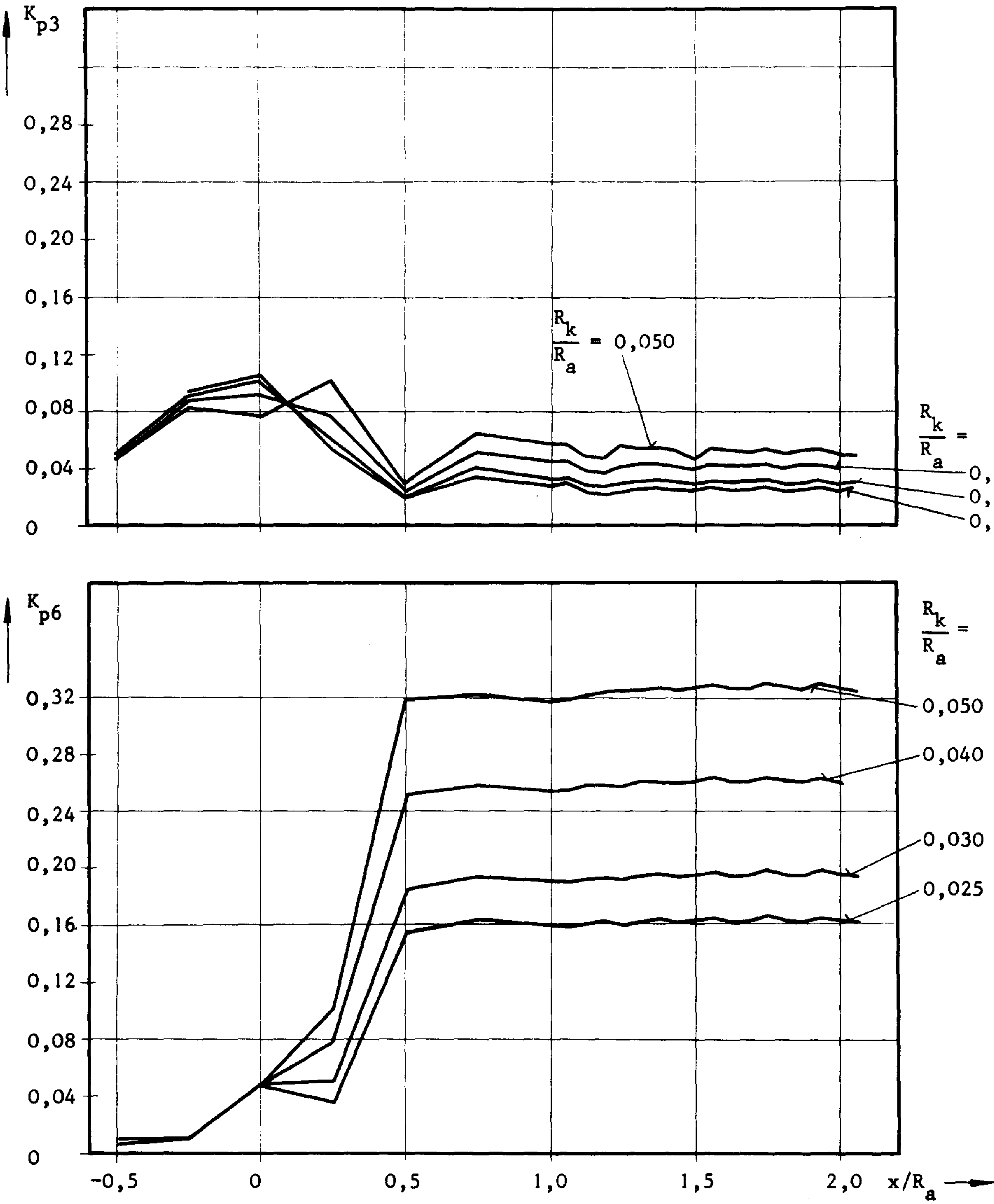


HSVA-Prop. 1283; homog. Zustr.
Fortschrittsziffer J = 0,803
Spitzenabstand $a/R_a = 0{,}109$

Kavitierender Spitzenwirbel:
$m = 24$; $\chi_A = 45°$; $\chi_A = 20°$; $\chi_\varphi = 0°$
(Kav.-Zahl $\sigma_{VA} = 1{,}14 \rightarrow R_k/R_a = 0{,}043$)

BERECHNETE DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN K_{P3} UND K_{P6} MIT VARIATION DER AMPLITUDE $\frac{R_{Kam}}{R_a}$ DES RADIUS DES WIRBELS

ABB. 44

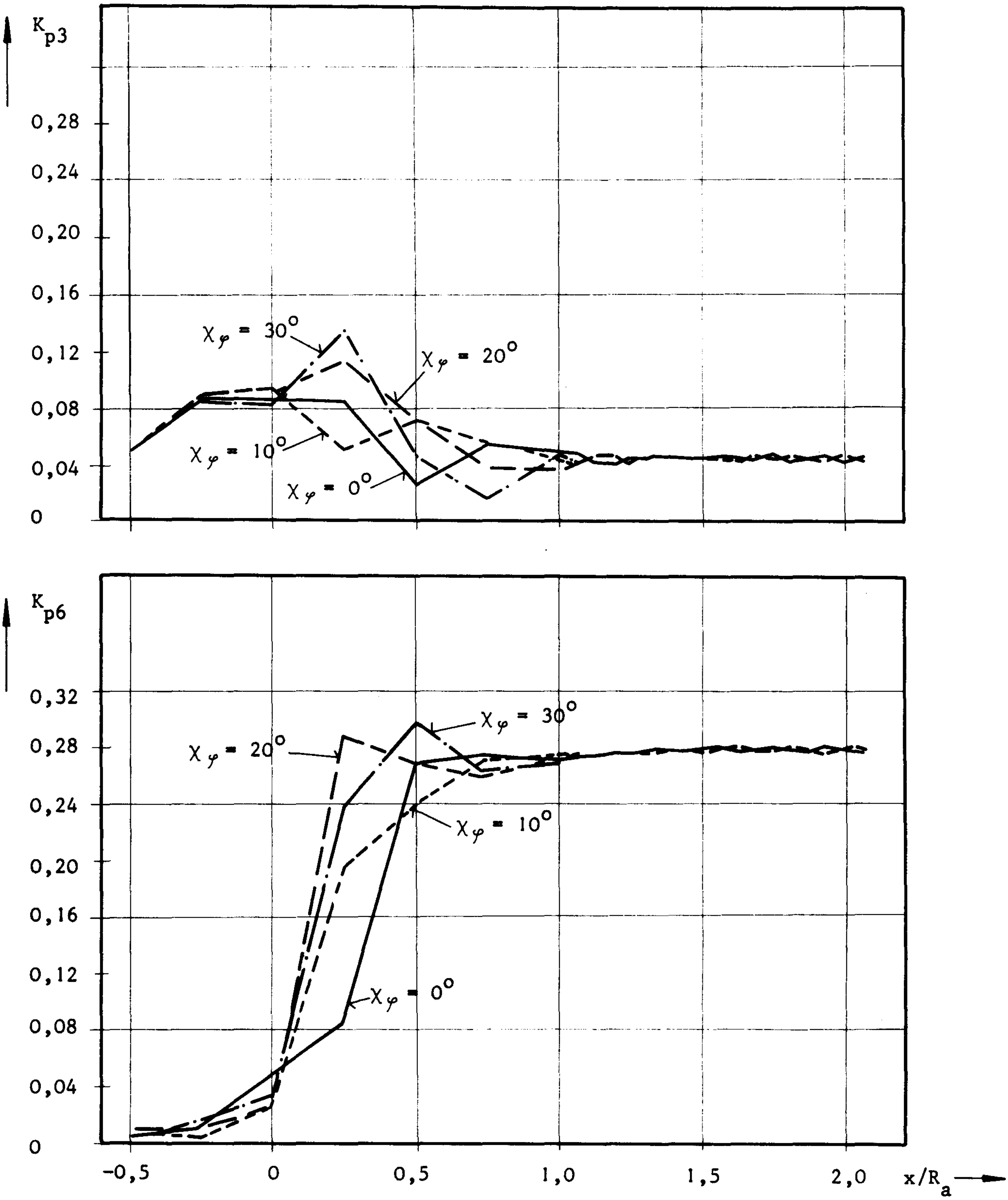


HSVA-Prop. 1283; homog. Zustr.
Fortschrittsziffer J = 0,803
Spitzenabstand a/R_a = 0,109

Kavitierender Spitzenwirbel mit:
$\chi_o = 45^o$; $\chi_A = 20^o$; $\chi_\varphi = 0^o$
m = 24 ; R_{kam}/R_a = 0,025

BERECHNETE DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{P3} UND K_{P6}
MIT VARIATION DES MITTLEREN RADIUS $\frac{R_K}{R_a}$ DES WIRBELS

ABB. 45



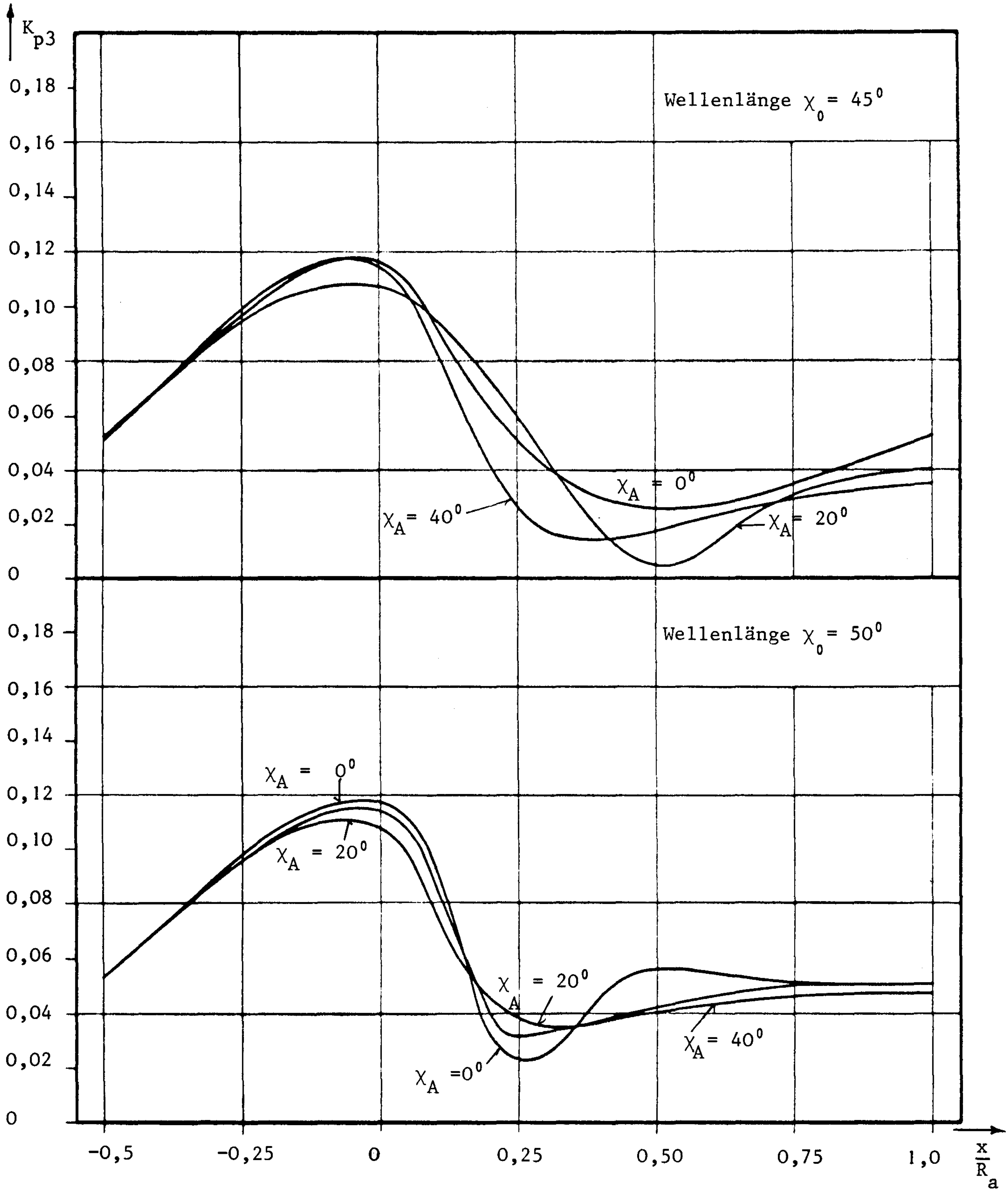
HSVA-Prop. 1283; homog. Zustr.
Fortschrittsziffer J = 0,803
Spitzenabstand a/R_a = 0,109

Kavitierender Spitzenwirbel mit:
χ_o = 45°; χ_A = 20°; m = 24; R_{kam}/R_a = 0,025
(σ_{VA} = 1,14; R_k/R_a = 0,043 lt. Gl. 3.1.6)

BERECHNETE DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN K_{P3} UND K_{P6}

MIT VARIATION DES PHASENWINKELS χ_φ DES WIRBELS

ABB. 46



HSVA-Prop. 1283;homog. Zustr.
Fortschrittsziffer J = 0,803

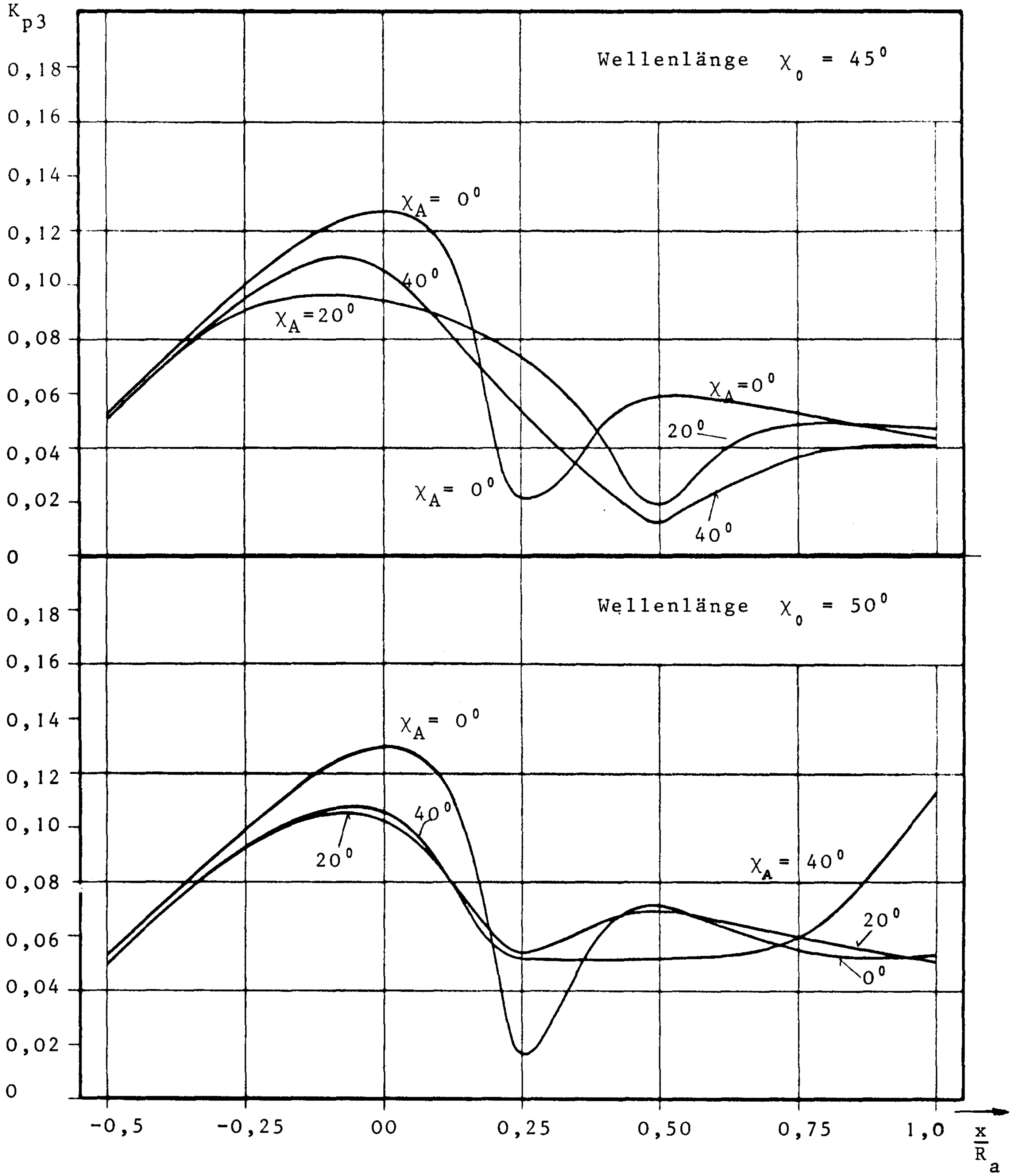
Spitzenabstand $a/R_a = 0{,}109$

Kavit. Spizenwirbel mit:
$m = 4$; $\chi_\varphi = 0$; $R_{kam}/R_a = 0{,}025$

(Kav.- Z. $\sigma_{VA} = 1{,}14$ f. $R_k/R_a = 0{,}043$)

BERECHNETE DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{P3} MIT VARIATION DES ANFANGSWERTES χ_A DES KAVITIERENDEN SPITZENWIRBELS

ABB. 47

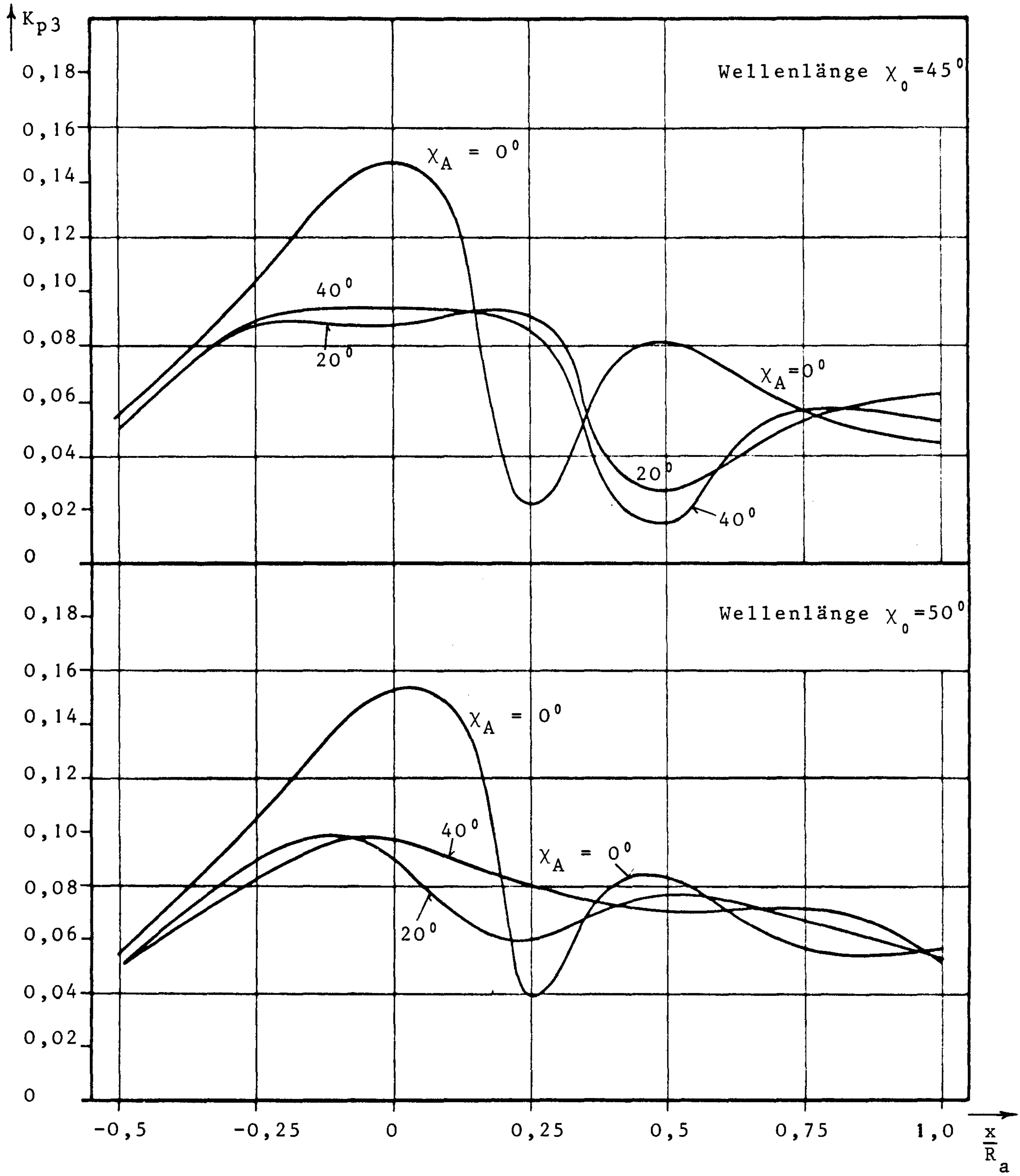


HSVA-Prop. 1283; homog. Zustr.
Fortschrittsziffer J = 0,803
Spitzenabstand a/R_a = 0,109

Kavitierender Spitzenwirbel mit:
$m = 8$; $\chi_{\gamma} = 0^0$; $R_{kam}/R_a = 0{,}025$
($\sigma_{VA}=1{,}14$ f. $R_k/R_a=0{,}043$ lt. Gl. 3.1.6)

Berechnete dimensionslose Druckamplitude K_{P3} mit Variation des Anfangswertes χ_A des kavitierenden Spitzenwirbels

Abb. 48

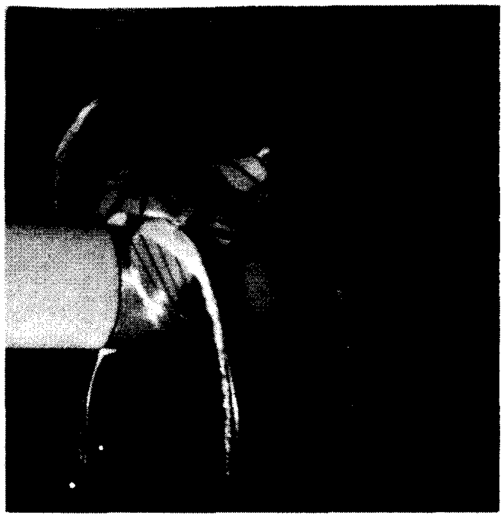


HSVA- Prop. 1283; homog. Zustr.
Fortschrittsziffer J = 0,803
Spitzenabstand a/R_a = 0,109

Kavitierender Spitzenwirbel mit:
m = 24 ; $\chi_F = 0^0$; R_{kam}/R_a = 0,025
(σ_{VA}=1,14 f. R_k/R_a= 0,043 lt. Gl. 3.1.6)

BERECHNETE DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{P3} MIT VARIATION DES ANFANGSWERTES χ_A DES KAVITIERENDEN SPITZENWIRBELS

ABB. 49

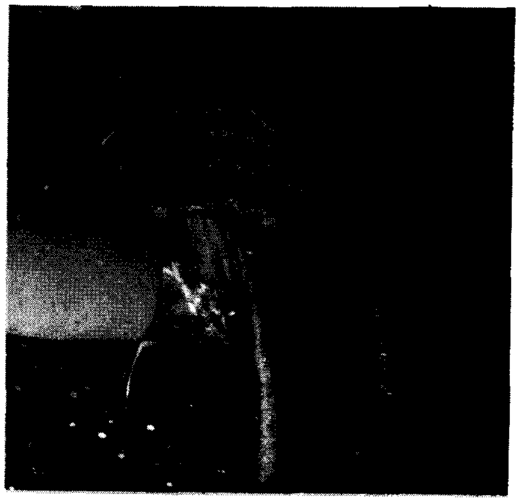


A) Foto 12 σ_{VA} = 3,00

B) Foto 13 σ_{VA} = 2,00

C) Foto 14 σ_{VA} = 1,75

D) Foto 15 σ_{VA} = 1,50



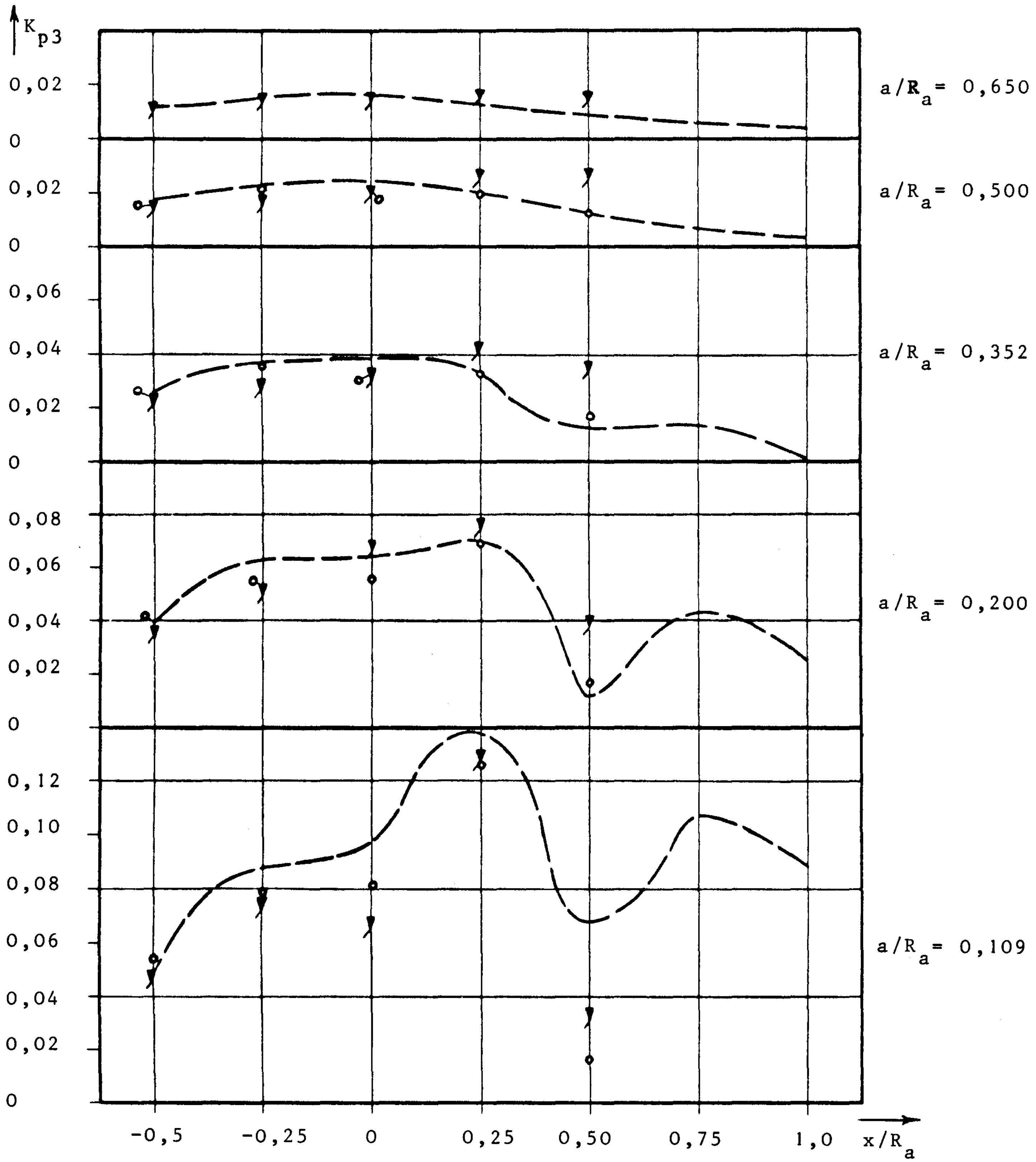
E) Foto 16 σ_{VA} = 1,25

F) Foto 17 σ_{VA} = 1,14

HSVA-Prop. 1283; homog. Zustr. Fortschrittsziffer J = 0,803

KAVITIERENDE SPITZENWIRBEL

ABB. 50



HSVA-Prop. 1283; N = 3
Fortschrittsziffer J = 0,803

Messungen: ▼ σ_{VA} = 1,14
o σ_{VA} = 1,25

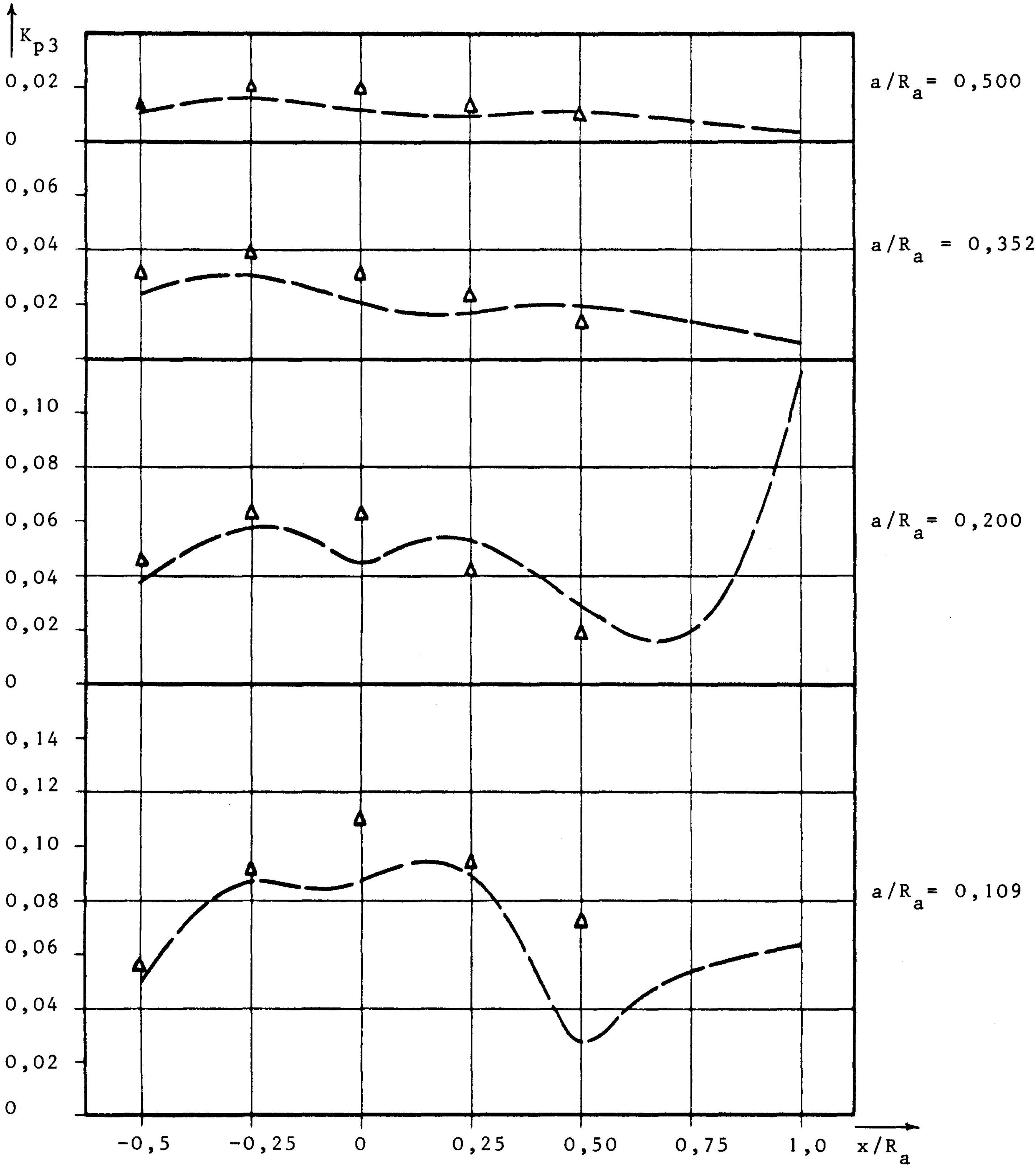
— — Theorie mit Spitzenwirbel:
$\chi_0 = 60^0$; $\chi_A = 20^0$; $\chi_\rho = 15^0$; m=24
$R_{kam}/R_a = 0,0252$; $R_k/R_a = 0,043$
mit $\sigma_{VA} = 1,14$ und Gl 3.1.6

Homogene Zuströmung

DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN K_{P3} MIT VARIATION

DES SPITZENABSTANDES a/R_a

ABB. 51



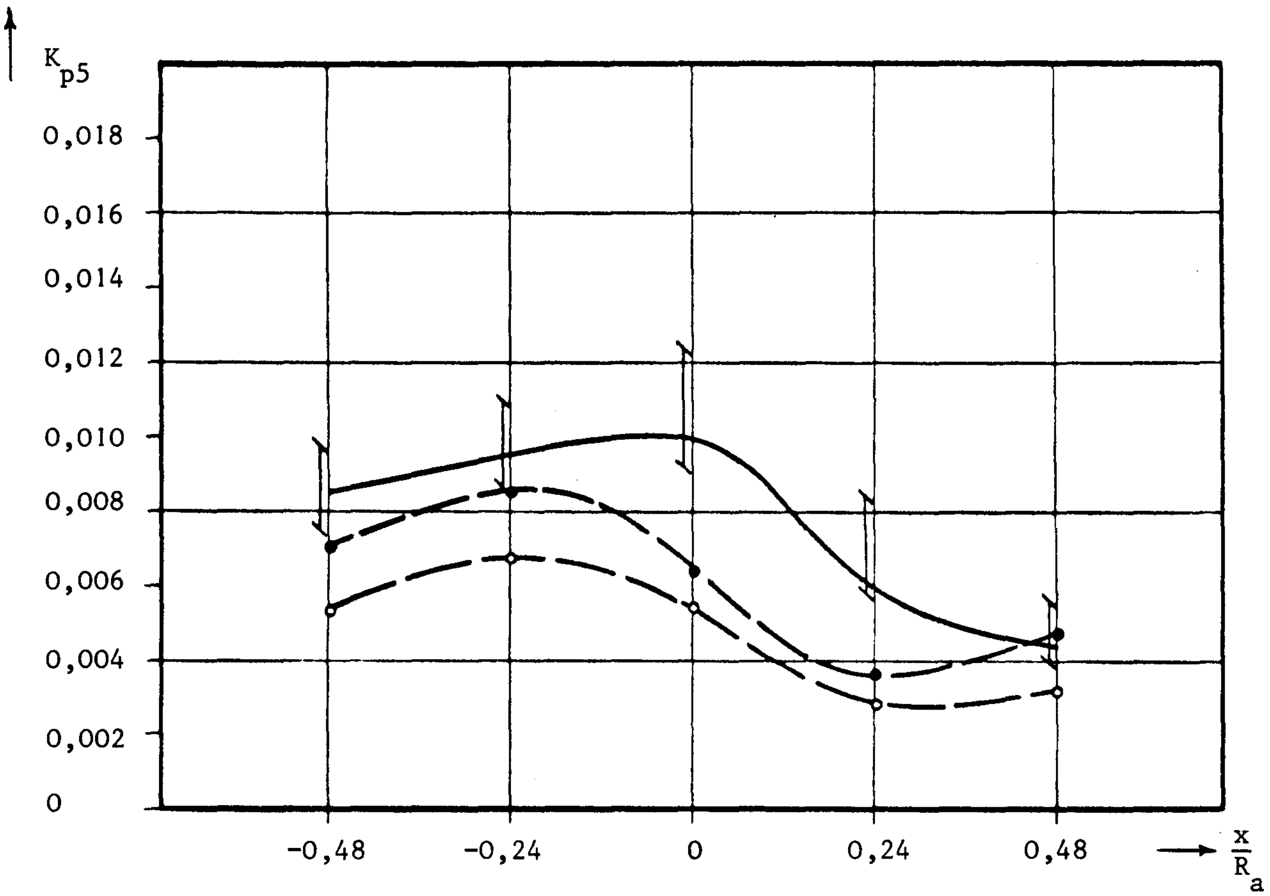
HSVA-Prop. 1283; N = 3
Fortschrittsziffer J = 0,803
Kavitationszahl σ_{VA} = 1,50

△ Messung
— — Theorie: Kav. Sp.-Wirb.: m = 24;
$R_{kam}/R_a = 0{,}0252$; $\chi_0 = 45^0$
$\chi_A = 20^0$; $\chi_\gamma = 0^0$

Homogene Zuströmung

DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDE K_{P3} MIT VARIATION DES SPITZENABSTANDES a/R_a

ABB. 52



HSVA-Prop. 1917; N = 5 ;
Fortschrittsziffer J_{KT} = 0,61;

—•— Messung; ⌶ Messunsicherheit
– –o– Theorie mit ursprünglicher Γ- Verteilung aus Tragflächenprogramm.
– –•– Theorie mit erhöhter Γ-Verteilung in der 12-Uhr-Flügelstellung.

DIMENSIONSLOSE DRUCKAMPLITUDEN K_{P5}

IM NACHSTROM OHNE KAVITATION

ABB. 53

Lebens- und Bildungsgang von
Ernst-August Weitendorf

Herkunft:	Geboren am 16. Oktober 1934 in Lübeck als erstes Kind des Schiffsingenieurs August Weitendorf und seiner Ehefrau **Marie**, geb. Piel
Schulen:	Herbst 1941 bis Ostern 1946: Brockes-Volksschule in Lübeck Ostern 1946 bis Ostern 1956: Oberschule zum Dom in Lübeck, dort Reifeprüfung Februar 1956
Prakt. Ausbildung:	März 1956 bis Oktober 1956: Praktikum auf der Schiffswerft Orenstein & Koppel in Lübeck August 1957 bis Oktober 1957: Praktikum auf der Uddevalla-Varv in Schweden
Studium:	WS 1956/57 bis SS 1960: T.H. Hannover Oktober 1960 Vordiplom in der Fachrichtung Schiffbau WS 1960/61 bis SS 1963: Universität Hamburg Februar 1964 Diplom-Hauptprüfung
Tätigkeiten:	März 1964 bis September 1972: Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Forschungsabteilung (bis Oktober 1969) sowie der Propeller- und Kavitationsabteilung der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt. Dort u.a. Mitwirkung an mehreren aufwendigen Großausführungsmessungen auf dem Gebiet der Propellervibrationen. Seit Oktober 1972: Wissenschaftlicher Angestellter der Universität Hamburg und Mitarbeiter des Sonderforschungsbereiches 98 - Schiffstechnik und Schiffbau. Im SFB 98 Mitarbeiter im Teilprojekt "Propulsion und antriebserregte Vibrationen" mit dem Spezialgebiet: Propellererregte Druckschwankungen mit Kavitation.
Familienverhältnisse:	Oktober 1966: Eheschließung mit Marlis Glamann April 1972: Tochter Gesa