513 | Dezember 1990

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Hans Jürgen Bohlmann

Berechnung hydrodynamischer Koeffizienten von Ubooten zur Vorhersage des Bewegungsverhaltens

TUHH
Technische Universität Hamburg-Harburg

Berechnung hydrodynamischer Koeffizienten von Ubooten zur Vorhersage des Bewegungsverhaltens

Hans Jürgen Bohlmann, Hamburg, Technische Universität Hamburg-Harburg, 1990

Schriftenreihe Schiffbau
Schwarzenbergstraße 95c
D-21073 Hamburg

http://www.tuhh.de/vss

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

BERICHT NR. 513

Berechnung hydrodynamischer Koeffizienten von Ubooten zur Vorhersage des Bewegungsverhaltens

von

Hans Jürgen Bohlmann

Dezember 1990

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis

Symbol	Definition	dimensionslose Darstellung
α	Anstellwinkel des Bootes ($\arctan\frac{w}{u}$) (siehe Abb. 1)	
α_W	Anstellwinkel eines Flügels (Ruder oder Turm) ($\alpha_W < 0$ für $L_W > 0$ analog zu Abb. 1)	
α_T	Anstellwinkel des Turmes ($\alpha_T < 0$ für $L_T > 0$ analog zu Abb. 1)	
a_1, b_1, c_1	Halbachsen einer zum Rumpf äquivalenten Ellipse	
$\left(\frac{a_2}{a_1}\right)_{flap}$	Verhältnis der Auftriebsbeiwerte für voll- und teilbewegliches Ruder	
A_p	Lateralfläche des Rumpfes für Projektion auf die x-y- bzw. x-z- Ebene nach Abb. 1	
a_W	Seitenverhältnis des Bezugsflügels I (als Doppelflügel) nach Skizze VIII, S. 67	
B	Auftrieb des formfesten Bootskörpers	
b(x)	Rumpfbreite an der Stelle x	
b_{max}	maximale Rumpfbreite	
β	Driftwinkel des Bootes ($-\arctan\frac{v}{u}$) (siehe Abb. 1)	
β_{FW}	Driftwinkel am Turm ($-\arctan\frac{v_{FW}}{u}$)	
β_{st}	β bei Ablösung des Turmwirbels vom Rumpf	
β_{x_2}	Driftwinkel an der Koordinate x_2	
$\bar{c}$	mittlere Profillänge des Bezugsflügels I in Skizze VIII, S. 67	
$\bar{c}^o$	mittlere Profillänge des Bezugsflügels II in Skizze VIII, S. 67	
C_d	konstanter Querwiderstandsbeiwert in den Bewegungsgleichungen nach Feldman /6/	
C_{d_o}	Querwiderstandsbeiwert eines Kreiszylinders	
C_{d_∞}	Querwiderstandsbeiw. einen unendlich langen Kreiszyl.	
$C_d(x)$	örtlicher Querwiderstandsbeiw. eines Rotationskörpers	
$C^o_{d_{B(W)}}$	Anteil des Rumpfes am Querwiderstandsbeiwert der Flügel-Rumpf-Kombination (Bezugsfläche: S^o_W)	
$C^o_{d_T}$	Querwiderstandsbeiw. des Turmes (Bezugsfläche: S^o_W)	
C_{d_W}	Querwiderstandsbeiw. des Flügels (Bezugsfläche: S_W)	
$C^o_{d_W}$	Querwiderstandsbeiw. des Flügels (Bezugsfläche: S^o_W)	
$C^o_{d_{WB}}$	Querwiderstandsbeiwert der Flügel-Rumpf-Kombination ($= C^o_{d_{W(B)}} + C^o_{d_{B(W)}}$) (Bezugsfläche: S^o_W)	

Symbol	Definition	dimensionslose Darstellung
$C^{o}_{d_{W(B)}}$	Anteil des Flügels am Querwiderstandsbeiwert der Flügel-Rumpf-Kombination (Bezugsfläche: S^{o}_{W})	
$C_{d_y}(x)$	örtlicher Querwiderstandsbeiwert des Rumpfes für Bewegungen in der x-y-Ebene	
$C_{d_z}(x)$	örtlicher Querwiderstandsbeiwert des Rumpfes für Bewegungen in der x-z-Ebene	
c_{η}	u_c/n	
C_f	Reibungsbeiwert nach ITTC-Formel (Bezugsfläche: S)	
c_{flap}	Auftriebskorrekturfaktor für nicht vollbewegliche Ruder (siehe Gl. (68))	
$\overline{C}_L$	Auftriebsbeiwert zur Beschreibung des vom Turmwirbel am Rumpf induzierten Auftriebs (siehe Anhang A)	
C_{L_T}	Auftriebsbeiwert des Turmes an ebener Wand (Bezugsfläche: S_W)	
C_{L_W}	Auftriebsbeiwert des Flügels an ebener Wand (Bezugsfläche: S_W)	
$C_{m_{\bar{c}/4}}$	Koeffizient zur Beschreibung des Flügeldrehmoments um die $\bar{c}/4$-Achse ($C_{m_{\bar{c}/4}} = C_{m_1} \cdot \alpha_W + C_{m_2} \cdot \alpha_W \cdot \lvert\alpha_W\rvert$)	
C_{m_1}	linearer Flügelmomentenbeiwert (Bezugsgröße: $S_W \cdot \bar{c}$)	
$C_{m_{1WB}}$	linearer Flügelmomentenbeiwert der Flügel-Rumpf-Kombination (Bezugsgröße: $S_W \cdot \bar{c}$)	
C_{m_2}	quadr. Flügelmomentenbeiwert (Bezugsgröße: $S_W \cdot \bar{c}$)	
$C^{o}_{m_{2WB}}$	quadr. Flügelmomentenbeiwert der Flügel-Rumpf-Kombination (Bezugsgröße: $S^{o}_{W} \cdot \bar{c}^{o}$)	
C_P	Druckbeiwert $(P - P_0)/\frac{\rho}{2}U$	
C_R	Formwiderstandsbeiwert des Rumpfes (Bezugsfläche: $\frac{\pi}{4} \cdot h_{max} \cdot b_{max}$)	
C_T	Schubbeiwert des Propellers	
c_T	Profillänge an der Flügelaußenkante	
c_{τ}	Korrekturfaktor für die Impuls-Flow-Theorie nach Thomson /50/ (siehe Gl. (57))	
C_W	Längswiderstandsbeiwert eines Flügels $C_W = C_{W_o} + C_{W_{ind}} \cdot \alpha_W \cdot \lvert\alpha_W\rvert$ (Bezugsfläche: S_W)	
C_{W_o}	Längswiderstandsbeiwert eines Flügels bei Nullanstellung (Bezugsfläche: S_W)	
$C_{W_{ind}}$	Beiwert für den induzierten Widerstand eines Flügels (Bezugsfläche: S_W)	
$C^{o}_{W_{WB}}$	Längswiderstandsbeiwert der Flügel-Rumpf-Kombination (Bezugsfläche: S^{o}_{W})	

Symbol	Definition	dimensionslose Darstellung
d	Rumpfdurchmesser	
d_{max}	maximaler Durchmesser eines Rotationskörpers	
D	A_p / l	
D_{Prop}	Propellerdurchmesser	
δ	Grenzschichtdicke (99,9 %)	
δ_0	Voranstellung des Flügels gegen die x-Achse in Abb.1	
δ_1	Verdrängungsdicke	
δ_H	Grenzschichtdicke δ an der Ruderhinterkante	
δ_{H_1}	Verdrängungsdicke δ_1 an der Ruderhinterkante	
δr	Legewinkel des Seitenruders (siehe Abb. 1)	
δs	Legewinkel des hinteren Tiefenruders (siehe Abb. 1)	
δs_0	δ_s für auftrieb- und momentenfreie Fahrt	
δ_V	Grenzschichtdicke δ an der Rudervorderkante	
δ_{V_1}	Verdrängungsdicke δ_1 an der Rudervorderkante	
δw	Ruderwinkel	
$\Delta Y_{\delta r}$, $\Delta Z_{\delta s}$, $\Delta K_{\delta r}$, $\Delta M_{\delta s}$, $\Delta N_{\delta r}$	Differenz in den Ergebnissen für die Koeffizienten $Y_{\delta r}$, $Z_{\delta s}$, $K_{\delta r}$, $M_{\delta s}$ und $N_{\delta r}$ nach Gl. (111) bei Idealisierung des Propellers durch eine Senkenscheibe und Rechnung ohne Propellereinfluß	$\Delta Y'_{\delta r} = \Delta Y_{\delta r} / \frac{\varrho}{2} l^2$ $\Delta Z'_{\delta s} = \Delta Z_{\delta s} / \frac{\varrho}{2} l^2$ $\Delta K'_{\delta r} = \Delta K_{\delta r} / \frac{\varrho}{2} l^3$ $\Delta M'_{\delta s} = \Delta M_{\delta s} / \frac{\varrho}{2} l^3$ $\Delta N'_{\delta r} = \Delta N_{\delta r} / \frac{\varrho}{2} l^3$
ε	Winkel zwischen Flügelfläche und y-Achse bei $x = x_{Wm}$	
ε_Γ	Winkel zwischen Turmwirbel und y-Achse bei $x = x_{Wm}$	
η	u_c / u	
η_0	η für leerlaufenden Propeller	
η_c	C_{d_0} / C_{d_∞}	
η_{flap}	Korrekturfaktor für den Einfluß des Schlitzes zwischen festem und beweglichem Ruderteil in Gl. (68)) zur Berechnung des Auftriebs von Ruderflächen	
η_W	Korrekturfaktor für den Zähigkeitseinfluß in Gl. (65) zur Berechnung des Auftriebs von Ruderflächen	
f_{flap}	Korrekturfaktor für den Auftrieb von Rudern mit nicht vollbeweglicher Spannweite (Gl. (68))	
f_Γ	Wirbelkoordinate in Skizze XI auf Seite 91	
$F^{(\Gamma B)}$	Interferenzkräfte auf Ruder und Rumpfabschnitten außerhalb des Turmbereichs aus der Wechselwirkung mit dem Wirbelnachstrom des Turmes	
$F^{(\Gamma_1 B)}$	Kräfte am Bootsrumpf durch Abnahme der Rumpfquerschnitte im Wirbelfeld des Turmes	

Symbol	Definition	dimensionslose Darstellung
$F^{(\Gamma_2 B)}$	Kräfte am Bootsrumpf durch Wechselw. der Turmlängswirbel mit der Queranströmung des Rumpfes	
$F^{(\Gamma_3 B)}$	Kräfte am Bootsrumpf durch Umlenkung des freien Turmwirbels auf dem Weg entlang einer Stromlinie um die im Querschnitt abnehmende Rumpfkontur	
$F^{(\Gamma_4 W)}$	Kräfte auf die hinteren Ruderflächen im Wirbelfeld des Turmes	
$F^{(H)}$	Hydrodynamische Kraft auf den Rumpf	
$F^{(HI)}$	Kraftwirkung auf den Rumpf in idealer Strömung	
$F^{(HL)}$	Kraftwirkung auf den Rumpf nach der Tragflügeltheorie	
$F^{(HV)}$	Kraftwirkung auf den Rumpf in realer, viskoser Queranströmung	
$F^{(P)}$	Hydrodynamische Kräfte am Propeller	
$F^{(W)}$	Hydrodynamische Kräfte auf Anhänge (Ruder, Turm)	
$F^{(WB)}$	Kräfte auf Flügel plus Interferenzkräfte auf den Rumpf im Bereich der Flügel	
F_{xp}	Differenz zwischen Propellerschub und Gesamtwiderstand des Bootes in x-Richtung (siehe Abb. 1)	$F'_{xp} = \frac{F_{xp}}{\frac{\rho}{2} l^2 u^2}$
$f_{xp}(\eta)$	$F_{xp}(\eta)/X_{uu}$	$f'_{xp} = F'_{xp}/X'_{uu}$
Γ	Wirbelstärke	
Γ_1	Stärke des Turmwirbels nach Gl. (125)	
Γ_2	Stärke des Turmwirbels nach Gl. (136)	
Γ_{max}	Maximale Wirbelstärke entlang der tragenden Linie	
γ	Umfangswinkel am Rumpfquerschnitt senkrecht zur x-Achse im positiven Sinne (siehe Abb. 1) gegen die y-Achse gemessen	
$h(x)$	Rumpfhöhe an der Stelle x	
h_Γ	Wirbelkoordinate in Skizze XI auf Seite 91	
h_{max}	maximale Rumpfhöhe	
i	imaginäre Einheit	
I_G	Impuls der Grenzschicht infolge des Reibungswiderstands bei Axialanströmung des Rumpfes	
$i^0_{W(V)}$	Interferenzfaktor für die Wechselwirkung zwischen Turmlängswirbeln und den hinteren Ruderflächen	
I_x, I_y, I_z I_{xy}, I_{xz}, I_{yz}	Komponenten des Massenträgheitstensors des Bootes	$I'_{index} = \frac{I_{index}}{\frac{\rho}{2} l^5}$ index = x,y,z, xy,yz,xz

Symbol	Definition	dimensionslose Darstellung
J	Propellerfortschrittsziffer	
K	Hydrodynamisches Rollmoment um die x-Achse (siehe Abb.1)	$K' = \dfrac{K}{\frac{\rho}{2}\, l^3\, U^2}$
$K_{\dot{p}}$, $K_{\dot{r}}$, K_{qr}, K_p, K_r,...	Hydrodynamische Koeffizienten in der Rollmomentengleichung (siehe Anhang A). Bezüglich der Bezeichnungen einzelner Koeffizientenanteile siehe Variable F	$K'_{index} = \dfrac{K_{index}}{\frac{\rho}{2}\, l^x}$ $3 \le x \le 5$ je nach Koeffizient
k_1, k_2, k'	Lamb'sche Korrekturkoeffizienten zur Berechnung hydrodynamischer Massen nach der Streifentheorie	
$K_{B(W)}$	$\left(\dfrac{\partial L_{B(W)}}{\partial \alpha}\right)_{\alpha=0} \Big/ \left(\dfrac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}$	
$k_{B(W)}$	$\left(\dfrac{\partial L_{B(W)}}{\partial \delta w}\right)_{\delta w=0} \Big/ \left(\dfrac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}$	
$K^o_{B(W)}$	$K_{B(W)} \left(\dfrac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \Big/ \left(\dfrac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}$	
$K_{B(T)}$	$K_{B(W)}$ speziell für den Turm	
$K_{T(B)}$	$K_{W(B)}$ speziell für den Turm	
$k^o_{W(B)}$	$k_{W(B)} \left(\dfrac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \Big/ \left(\dfrac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}$	
$K_{W(B)}$	$\left(\dfrac{\partial L_{W(B)}}{\partial \alpha}\right)_{\alpha=0} \Big/ \left(\dfrac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}$	
$k_{W(B)}$	$\left(\dfrac{\partial L_{W(B)}}{\partial \delta w}\right)_{\delta w=0} \Big/ \left(\dfrac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}$	
$K^o_{W(B)}$	$K_{W(B)} \left(\dfrac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \Big/ \left(\dfrac{\partial L^o_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}$	
$k^o_{W(B)}$	$k_{W(B)} \left(\dfrac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \Big/ \left(\dfrac{\partial L^o_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}$	
k_X, k_Y, k_Z, k_M, k_N	Korrekturkoeffizienten zur Berechnung hydrodyn. Massen nach der Streifentheorie nach Zahm /32/	
l	Bootslänge	
λ	Verjüngungsgrad eines Flügels	

Symbol	Definition	dimensionslose Darstellung
Λ	Neigungswinkel der Profilmittellinie eines Ruders gegen die Ruderachse (siehe Skizze I, S. 52)	
L_B	Auftrieb des Rumpfes im Bereich des Flügels ohne Einfluß des Flügels	
$L_{B(W)}$	Auftriebserhöhung des Rumpfes bei Anfügen des Flügels	
$L_{B(T)}$	Auftriebserhöhung des Rumpfes bei Anfügen des Turmes	
l_{Γ_a}	Länge des tragenden Teils des Turmwirbels außerhalb des Rumpfes	
l_{Γ_i}	Länge des tragenden Teils des Turmwirbels innerhalb des Rumpfes	
L_T	Auftrieb des Turmes an einer ebenen Wand ($L_T > 0$ bei Erzeugung eines pos. Rollmomentes nach Abb. 1)	
$L_{T(W)}$	Auftrieb des Turmes bei Anwesenheit des Rumpfes	
L_W	Auftrieb des Bezugsflügels I (s. Skizze VIII, S. 67) an einer ebenen Wand ($L_W>0$ bei Erzeugung eines positiven Rollmomentes nach Abb. 1)	
L_W^o	Auftrieb des Bezugsflügels II (s. Skizze VIII, S. 67) an einer ebenen Wand ($L_W^o>0$ bei Erzeugung eines positiven Rollmomentes nach Abb. 1)	
L_{WB}	$L_{W(B)} + L_{B(W)}$	
$L_{W(B)}$	Auftrieb des Bezugsflügels I (s. Skizze VIII, S. 67) bei Anwesenheit des Rumpfes	
$L_{W(V)}^o$	Auftrieb des Bezugsflügels II (s. Skizze VIII, S. 67) durch Wechselwirkung mit den Turmlängswirbeln. ($L_{W(V)}^o>0$ bei Erzeugung eines pos. Rollmomentes nach Abb. 1)	
M	Hydrodynamisches Trimmoment um die y-Achse (siehe Abb.1)	$M' = \dfrac{M}{\frac{\rho}{2}\, l^3 U^2}$
M_q, M_w, M_{vp}, M_{vr}, M_{pr},...	Hydrodynamische Koeffizienten in der Trimmomentengleichung (siehe Anhang A). Bezüglich der Bezeichnungen einzelner Koeffizientenanteile siehe Variable F	$M'_{index} = \dfrac{M_{index}}{\frac{\rho}{2} l^x}$ $3 \leq x \leq 5$ je nach Koeffizient
m	Masse des Bootsrumpfes	$m' = \dfrac{m}{\frac{\rho}{2}\, l^3}$
$m_{22}^{(2)}(x)$	hydrodynamische Masse pro Längeneinheit an der Stelle x für Rumpfquerbewegungen in y-Richtung	

Symbol	Definition	dimensionslose Darstellung
$m_{33}^{(2)}(x)$	hydrodynamische Masse pro Längeneinheit an der Stelle x für Rumpfquerbewegungen in z-Richtung	
$m_{44}^{(2)}(x)$	hydrodyn. Trägheitsmoment eines Rumpfquerschnitts pro Längeneinheit an der Stelle x für eine Achse durch die Querschnittsmitte parallel zur x-Achse	
$m_{11}, m_{22}, m_{33}, m_{44}, m_{55}, m_{66}, m_{24}, m_{26}, m_{35}, m_{46}$	Elemente des hydrodynamische Massentensors für den Rumpf	$m'_{ii} = \frac{m_{ii}}{\frac{\rho}{2} l^3}$; i=1-3 $m'_{ij} = \frac{m_{ij}}{\frac{\rho}{2} l^4}$; ij = 24, 26, 35 $m'_{ij} = \frac{m_{ij}}{\frac{\rho}{2} l^5}$; ij = 44, 55, 66, 46
M_{cross}	Trimmoment am Rumpf nach der Cross-Flow-Theorie	$M'_{cross} = \frac{M_{cross}}{\frac{\rho}{2} l^3 u^2}$
μ_{cross}	Korrekturfaktor für winkelgeschwindigkeitsabhängige Kräfte und Momente am Rumpf nach der Cross-Flow-Theorie	
m_{hyd}	hydrodynamische Masse einer Flügelfläche bei Queranströmung	$m'_{hyd} = \frac{m_{hyd}}{\frac{\rho}{2} l^3}$
N	Hydrodynamisches Giermoment um die x-Achse (siehe Abb.1)	$N' = \frac{N}{\frac{\rho}{2} l^3 U^2}$
$N_{\dot{r}}, N_{\dot{p}}, N_{pq}, N_{qr}, N_{\dot{v}}, \ldots$	Hydrodynamische Koeffizienten in der Giermomentengleichung (siehe Anhang A). Bezüglich der Bezeichnungen einzelner Koeffizientenanteile siehe Variable F	$N'_{index} = \frac{N_{index}}{\frac{\rho}{2} l^x}$ $3 \le x \le 5$ je nach Koeffizient
n	Propellerdrehzahl	
ν	kinematische Zähigkeit von Wasser	
N_{cross}	Giermoment am Rumpf nach der Cross-Flow-Theorie	$N'_{cross} = \frac{N_{cross}}{\frac{\rho}{2} l^3 u^2}$
P	Strömungsdruck	
P_0	Ruhedruck	
p	Winkelgeschwindigkeit bei Drehung um die x-Achse	
Φ	Rollwinkel des Bootes	
q	Winkelgeschwindigkeit bei Drehung um die y-Achse	
q_{Prop}	konstante Senkenbelegung des als Senkenscheibe mit Loch idealisierten Propellers	
r	Winkelgeschwindigkeit der Drehung um die z-Achse	
ρ	Dichte des Wassers	
R(x)	mittlerer Rumpfradius an der Stelle x (Abb. 1)	
$R(x,\gamma)$	Abstand eines Punktes an der Rumpfoberfläche mit den Koordinaten (x,γ) von der x-Achse	

Symbol	Definition	dimensionslose Darstellung
$R_{1/3}$	Rumpfradius im Flügelbereich auf 1/3 Profillänge hinter der Flügelvorderkante gemessen	
R_H	$R_{H_0} + \delta_{H_{01}}$ an der Ruderhinterkante (s. Skizze VIII)	
R_{H_0}	R an der Ruderhinterkante	
R_{H_P}	Propellernabenradius	
R_n	Reynoldszahl	
R_{Prop}	Propellerradius	
R_V	$R_{V_0} + \delta_{V_{01}}$ an der Ruderhinterkante (s. Skizze VIII)	
R_{V_0}	R an der Rudervorderkante	
S	Rumpfoberfläche	
S_2	Konstante zur Berechnung von x_2 in Gl. (140)	
s_Γ	Abstand des Turmkantenwirbels von der Rumpfachse am Ort $x=x_{W_m}$ (s. Skizze XI, S. 91)	
s_{Γ_a}	$R + l_{\Gamma_a}$	
s_H	Spannweite des Bezugsflügels I, an der Flügelhinterkante gemessen (s. Skizze VI, S. 59)	
$S_Q(x)$	Rumpfquerschnittsfläche an der Stelle x=const.	
s_T	Abstand der Turmoberkante von der Rumpfmittellinie	
S_T	Lateralfläche des Turmes	
S_W	Lateralfläche des Bezugsflügels I (s. Skizze VIII, S. 67)	
S_W^o	Lateralfläche des Bezugsflügels II (s. Skizze VIII, S. 67)	
s_W	Abstand der Flügelaußenkante von der Rumpfmittellinie	
s_W^o	Spannweite des Bezugsflügels II (s. Skizze VIII, S. 67)	
S_{Wflap}	Fläche des beweglichen Ruderteils	
t	Zeit	
t_P	Sogziffer am Propeller	
Θ	Trimmwinkel des Bootes	
Θ_0	Trimmwinkel Θ für auftrieb- und momentfreie Fahrt	
$\tau[x]$	Zeit, die das Boot benötigte, um die Strecke $x_{FW} - x$ zu durchfahren	
T_p	Propellerschub	
U	Gesamtgeschwindigkeit des Bootes	
u	Komponente von U in x-Richtung (siehe Abb. 1)	
U_0	Anströmungsgeschwindigkeit des Bootes	
u_c	stationäre Vorausgeschwindigkeit, die das Boot bei Fahrt auf ebenem Kiel ohne Ruderausschlag bei gegebener Propellerdrehzahl erreicht	

Symbol	Definition	dimensionslose Darstellung
u_{ind}	Axialkomponente der vom Turmwirbelsystem an der Rumpfoberfläche induzierten Geschwindigkeit	
V	Körpervolumen	
v	Komponente von U in y-Richtung (siehe Abb. 1)	
V_a	axiale Zuströmgeschwindigkeit des Propellers	
v_{cross}	$\sqrt{(w-xq)^2+(v+xr)^2}$	
v_{FW}	$v + x_{FW} \cdot r - z_{FW} \cdot p$	
v_{ind}	y-Komponente der vom Turmwirbelsystem auf der Rumpfachse induzierten Geschwindigkeit	
w	Komponente von U in z-Richtung (siehe Abb. 1)	
W	Gesamtgewicht des Bootes einschl. gefluteter Räume	
w_0	effektive Nachstromziffer am Propeller	
X	Hydrodynamische Längskraft in x-Richtung (siehe Abb.1)	$X' = \dfrac{X}{\frac{\rho}{2}\, l^2\, U^2}$
$X_{qq}, X_{rr}, X_{pr}, X_{\dot{u}}, X_{vr}, \ldots$	Hydrodynamische Koeffizienten in der Axialkraftgleichung (siehe Anhang A). Bezüglich der Bezeichnungen einzelner Koeffizientenanteile siehe Variable F	$X'_{index} = \dfrac{X_{index}}{\frac{\rho}{2}\, l^x}$ $2 \leq x \leq 4$ je nach Koeffizient
x	Längskoordinate entlang der Bootsachse (siehe Abb.1)	$x' = \dfrac{x}{l}$
x_0, y_0, z_0	raumfeste Koordinaten des Ursprungs des bootsfesten Koordinatensystems	
x_2	x-Koordinate des Ortes, an dem der Turmlängswirbel vom Rumpf ablöst	
x_{AP}	x-Koordinate des hinteren Lots	
x_B, y_B, z_B	bootsfeste Koordinaten des Auftriebsschwerpunkts	
x_{bmax}	x-Koordinate an der Stelle maximaler Rumpfbreite	
x_{FP}	x-Koordinate des vorderen Lots	
x_{FW}	Koordinate x_W für den Turm	
x_G, y_G, z_G	bootsfeste Koordinaten des Gewichtsschwerpunkts	
x_{hmax}	x-Koordinate an der Stelle maximaler Rumpfhöhe	
x_l	vom Umschlagpunkt von laminarer zu turbulenter Strömung aus in Strömungsrichtung gemessene Lauflänge	
x_{sb}, x_{sh}	x-Koordinaten der Schwerpunkte der Unterdruckverteilung am Hinterschiff für Anströmung in der x-z-Ebene bzw. x-y-Ebene	
x_W	x-Koord. des Flügelpunktes $P_{\bar{c}/4}$ (s. Skizze I, S. 52)	
x_{Wm}	x-Koordinate des Flügelmittelpunktes	

Symbol	Definition	dimensionslose Darstellung
Y	Hydrodynamische Längskraft in x-Richtung (siehe Abb.1)	$Y' = \frac{Y}{\frac{\rho}{2} l^2 U^2}$
$Y_{\dot{r}}$, $Y_{\dot{p}}$, Y_{pq}, $Y_{\dot{v}}$, Y_{wp}	Hydrodynamische Koeffizienten in der Lateralkraftgleichung (siehe Anhang A). Bezüglich der Bezeichnungen einzelner Koeffizientenanteile siehe Variable F	$Y'_{index} = \frac{Y_{index}}{\frac{\rho}{2} l^{\varkappa}}$ $2 \le \varkappa \le 4$ je nach Koeffizient
y	Koordinate quer zur Bootsachse positiv nach steuerbord (siehe Abb. 1)	$y' = \frac{y}{l}$
Y_{cross}	Querkraft am Rumpf in y - Richtung nach der Cross-Flow-Theorie	$Y'_{cross} = \frac{Y_{cross}}{\frac{\rho}{2} l^2 u^2}$
y_{Γ}	Wirbelkoordinate in Skizze XI auf Seite 91	
y_W	y-Koordinate eines Flügelpunktes auf 42 % der Spannweite s_W^o (Schwerpunkt einer ellipt. Auftriebsvert.)	
Z	Hydrodynamische Längskraft in x-Richtung (siehe Abb.1)	$Z' = \frac{Z}{\frac{\rho}{2} l^2 U^2}$
$Z_{\dot{q}}$, $Z_{\dot{w}}$, Z_{vp}, Z_{pr}, Z_q	Hydrodynamische Koeffizienten in der Normalkraftgleichung (siehe Anhang A). Bezüglich der Bezeichnungen einzelner Koeffizientenanteile siehe Variable F	$Z'_{index} = \frac{Z_{index}}{\frac{\rho}{2} l^{\varkappa}}$ $2 \le \varkappa \le 4$ je nach Koeffizient
z	Koordinate quer zur Bootsachse positiv nach unten (siehe Abb. 1)	$z' = \frac{z}{l}$
Z_{cross}	Querkraft am Rumpf in z - Richtung nach der Cross-Flow-Theorie	$Z'_{cross} = \frac{Z_{cross}}{\frac{\rho}{2} l^2 u^2}$
z_{Prop}	z-Koordinate der parallel zur x - Achse verlaufenden Propellerachse	
z_{FW}	Koordinate z_W für den Turm	
$z_s(x)$	z-Koordinate des Schwerpunkts der hydrodynamischen Masse $m_{22}^{(2)}(x)$	
z_{s_Γ}	$\int_{x_{AP}}^{x_{FW}} z_s(x)\,dx \;/\; (x_{FW} - x_{AP})$	
z_{sh}	z-Koord. des Schwerpunktes der Unterdruckverteilung am Hinterschiff bei Anströmung in der x-y-Ebene	
z_{sh_x}	z-Koordinate nach Gl. (45) zur Berechnung des Koeffizientenanteils $K_r^{'(HL)}$ nach Gl. (46)	
z_{SO}	z-Koordinate des Schwerpunktes der Rumpfoberfläche	
z_W	z-Koordinate eines Flügelpunktes auf 42 % der Spannweite s_W^o (Schwerpunkt einer ellipt. Auftriebsvert.)	

1 Einleitung

Die Vorhersage des Bewegungsverhaltens von Ubooten gewinnt in letzter Zeit immer mehr an Bedeutung, sei es zur frühzeitigen Auslegung von Tiefen- und Kursreglern, zur Optimierung der Rudergrößen oder zur Auslegung von Notaggregaten zum Anblasen der Tauchzellen in großer Tiefe. Eine notwendige Voraussetzung zur Bewegungssimulation von Ubooten ist die Kenntnis der hydrodynamischen Kräfte und Momente, die als Funktion der momentanen Geschwindigkeiten, Beschleunigungen und Ruderlagen auf den Bootskörper wirken. Diese Zusammenhänge werden üblicherweise durch Kraft- und Momentenmessungen am gefesselten Bootsmodell unter Vorgabe von stationären oder instationären, periodischen Zwangsbewegungen bestimmt und anschließend in Form von Koeffizienten einer Taylorreihe bzw. einer Kurvenapproximation zur Aufstellung der Bewegungsgleichungen nach dem Newtonschen Axiom verwendet. Es ist das Ziel dieser Arbeit, eine analytische Berechnungsmethode zu entwickeln, die es gestattet, allein aus der Geometrie des Bootes das Bewegungsverhalten in allen sechs Freiheitsgraden mit ausreichender Genauigkeit vorherzusagen. Das Ergebnis einer solchen Berechnung ist zur Zeit sicherlich weniger genau als die an Hand von Modellversuchen ermittelten Vorhersagen, jedoch erfordert die Berechnung nach Erstellung eines entsprechenden Computerprogramms nur einen sehr geringen Kosten- und Zeitaufwand und sie trägt weiterhin zum besseren Verständnis der physikalischen Zusammenhänge zwischen der Geometrie des Bootes und dem Bewegungsverhalten bei.

Über die Vorhersage des Bewegungsverhaltens von Ubooten sind bisher nur wenige Arbeiten veröffentlicht worden. So gibt Lloyd /1,2/ ein Verfahren an, das im wesentlichen auf der Berechnung von Kräften und Momenten im zeitlich veränderlichen Feld von Wirbellinien beruht. Dabei werden empirische Ansätze für Wirbelverteilung und Wirbelstärke benutzt. Einzelheiten der Berechnungsmethode werden nicht beschrieben. MacKay /3/ gibt ein halb empirisches Singularitätenverfahren zur Bestimmung der Auftriebskraft und des Trimmomentes am schräg angeströmten Uboot an. Damit wird nur ein kleiner Anteil aller zur Vorhersage des Bewegungsverhaltens erforderlichen Kräfte und Momente erfaßt.

Das hier angegebene Berechnungsverfahren /4/ zur Vorhersage des Bewegungsverhaltens von Ubooten basiert auf der Bestimmung von hydrodynamischen Koeffizienten in den Bewegungsgleichungen für Uboote nach Gertler und Hagen /5/ bzw. in einer überarbeiteten Form nach Feldman /6/. Diese Bewegungsgleichungen sind in erster Linie für die Auswertung von Kraft- und Momentenmessungen am zwangsgeführten Modell ausgelegt, wenngleich die Darstellungsform von Feldman /6/ gegenüber der ursprünglichen Form von Gertler und Hagen /5/ Integralterme enthält, die mehr dem physikalischen Ursprung der Kräfte gerecht werden sollen.

Bei einer analytischen Berechnung der Kraft- und Momentenanteile in den Bewegungsgleichungen ist keine anschließende Aufteilung in Koeffizienten mittels Taylorreihenentwicklung oder Kurvenapproximation notwendig, da die Theorie im Gegensatz zur Messung die Funktion zur Beschreibung dieser Kräfte und Momente selbst liefert. Dennoch wird in dieser Arbeit die strikte Aufteilung der Kraft- und Momentenfunktionen in hydrodynamische Koeffizienten vorgenommen, da hiermit erstens der direkte Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Koeffizienten möglich ist und zudem das gleiche, auf den Bewegungsgleichungen von Gertler und Hagen bzw. Feldman beruhende Computerprogramm zur Bewegungssimulation benutzt werden kann. Diese Aufteilung in Koeffizienten wird so konsequent betrieben, daß Anteile, die in den Gleichungen von Feldman nicht enthalten sind und damit nach den Erfahrungen der Versuchsanstalten vernachlässigbar sind, auch nicht berechnet werden. Inwieweit der in den zitierten Bewegungsgleichungen verwendete Koeffizientensatz ausreicht, das Bewegungsverhalten der Großausführung richtig wiederzugeben, ist nicht Bestandteil dieser Arbeit und soll hier nur kurz diskutiert werden.
Nach Feldman /7/ ergaben Vergleichsmanöver mit der Großausführung in der Regel gute Übereinstimmung mit den Vorausberechnungen. Lediglich bei der Vorhersage der Fahrt im harten Drehkreis zeigten sich die Grenzen des Simulationsverfahrens, die vermutlich auf Fehler bei der Bestimmung der nichtlinearen, insbesondere winkelgeschwindigkeitsabhängigen Kraft- und Momentenanteile zurückzuführen sind, deren genaue Messung wegen der Interferenz mit der Modellaufhängung schwierig ist /7,8/. Feldman /7/ sieht die Ursachen für die ungenaue Vorhersage des Bewegungsverhaltens im verwendeten Modell von Gertler und Hagen. Ob allerdings das erweiterte Modell von Feldman /6/ bessere Ergebnisse liefern kann, scheint zweifelhaft. Gerade die von Feldman eingeführten Integrale geben Anlaß zur Kritik. Darauf wird in Kapitel 4 näher eingegangen. Eigene Untersuchungen zum Vergleich der Bewegungsvorhersage mit Messungen an der Großausführung eines deutschen Uboots der Klasse 206 zeigten gute bis befriedigende Ergebnisse /9/.
Die Gültigkeit des hier angegebenen Berechnungsverfahrens wurde durch Vergleich mit Messungen an sieben verschiedenen Ubootsmodellen bestätigt.
In Anhang A sind die in diesem Bericht verwendeten Bewegungsgleichungen angegeben. Abb. 1 zeigt das zugehörige bootsfeste Koordinatensystem. Die x-Achse zeigt nach vorn und fällt mit der Achse des zylindrischen Druckkörperteils (Hauptachse) zusammen. Der Ursprung liegt auf gleicher Länge wie der Formschwerpunkt (aus Bootsmasse einschließlich gefluteter Räume) des Bootes. Die y-Achse zeigt nach steuerbord, die z-Achse nach unten. Die positiven Richtungen für Winkel, Geschwindigkeiten, Beschleunigungen, Kräfte und Momente sind durch Pfeile in Abb. 1 gekennzeichnet.

2 Experimentelle Bestimmung hydrodynamischer Koeffizienten

Die hydrodynamischen Koeffizienten in den Bewegungsgleichungen für Uboote werden üblicherweise mittels spezieller Versuchseinrichtungen bestimmt, die allgemein unter dem Begriff "Planar-Motion-Mechanism" (PMM) bekannt sind. Bei diesem Meßverfahren werden nur Kräfte und Momente für Bewegungen in der x-y- und in der x-z-Ebene (s. Abb. 1) ermittelt. Kopplungen zwischen beiden Ebenen werden in den Bewegungsgleichungen durch Verwendung von resultierenden Quergeschwindigkeiten berücksichtigt (siehe Anhang A). Die theoretische Bestimmung der Koeffizienten kann in gleicher Weise durch Beschränkung auf diese zwei Bewegungsebenen vereinfacht werden.

Die PMM-Versuchseinrichtungen erlauben es, sowohl die translationsgeschwindigkeitsabhängigen als auch die winkelgeschwindigkeits- und beschleunigungsabhängigen Kräfte und Momente zu bestimmen. Dazu werden zum einen stationäre Schrägschleppversuche und zum anderen Oszillatorversuche durchgeführt. Die Besonderheit der Oszillatorversuche besteht darin, daß sie entweder als reine sinusförmige Tauchbewegungen auf ebenem Kiel oder als Kombination von sinusförmigen Tauch- und Drehbewegungen unter Einhaltung eines konstanten Anstellwinkels von null Grad vorgenommen werden. Durch diese speziellen Bewegungsformen werden in den Bewegungsgleichungen von vorn herein einige Terme zu Null und die verbleibenden Koeffizienten ergeben sich aus Messung der Kräfte und Momente in Phase (Beschleunigungskomponenten) bzw. in 90° Phasenverschiebung (Geschwindigkeitskomponenten) zur sinusförmigen Bewegungsform. Weitere Koeffizienten können über die Frequenzabhängigkeit der Kraft- und Momentenamplituden bestimmt werden.

Die Oszillatorversuche liefern nur für die linearen Koeffizienten in den Bewegungsgleichungen zuverlässige Ergebnisse. Nichtlineare Koeffizienten werden sicherer aus stationären Schrägschleppversuchen sowie aus Versuchen im Rundlaufbecken durch Kurvenapproximation nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate zusammen mit linearen Anteilen gewonnen. Einige Koeffizienten können sowohl in Oszillatorversuchen, als auch aus Schrägschlepp- oder in Rundlaufversuchen ermittelt werden. Dabei ergeben sich oft recht unterschiedliche Werte, die auch bei sehr wesentlichen Koeffizienten, wie z. B. Z_w und M_w häufig um mehr als 10% voneinander abweichen /8/.

Wenn unterschiedliche Ergebnisse vorliegen, werden grundsätzlich die Werte aus Schrägschleppversuchen bevorzugt, da sie durch eine sehr direkte Meßmethode bestimmt wurden. Winkelgeschwindigkeitsabhängige Koeffizienten werden soweit wie möglich aus Oszillatorversuchen bestimmt, da die Ergebnisse aus Rundlaufversuchen nur ungenaue Werte für lineare Koeffizienten (Winkelgeschwindigkeit $\rightarrow 0 \Rightarrow$ Bahnradius $\rightarrow \infty$) liefern können. Einzelheiten sind dem Bericht von Goodman /10/ zu entnehmen.

Alle erforderlichen Modellversuche werden mit dem vollständigen Modell einschließlich Anhänge und Propeller durchgeführt. Die Versuche decken den gesamten Bereich möglicher Anstell- und Driftwinkel, bzw. Ruderausschläge und Propellerdrehzahlen ab. Die gemessenen hydrodynamischen Kräfte und Momente enthalten somit auch fast alle denkbaren Interferenzeffekte zwischen Anhängen und Rumpf, Propeller und Rumpf, sowie zwischen Propeller und Anhängen. Die Größe der einzelnen Interferenzanteile, deren richtige Vorhersage die theoretische Ermittlung der Koeffizienten besonders schwierig macht, bleibt jedoch unbekannt.
Die benutzten Modelle sind üblicherweise ca. sechs Meter lang und werden mit Geschwindigkeiten von etwa drei Metern pro Sekunde geschleppt. Die Reynoldszahlen sind somit groß genug, um in den meisten Fällen Maßstabseffekte auszuschließen. Lediglich die Ergebnisse der reinen Widerstands- und Propulsionsversuche werden nach üblichen Methoden beim Übergang vom Modell zur Großausführung korrigiert /11/. Sämtliche im Modellversuch ermittelten Koeffizienten werden anschließend über die Modellänge dimensonslos gemacht.

3 Unterteilungsprinzipien für hydrodynamische Kräfte

Nach Sharma /12/ und Norrbin /13/ wird eine Unterteilung der hydrodynamischen Kräfte nach Systemelementen vorgenommen:

$$F = F^{(H)} + F^{(W)} + F^{(P)} \tag{1}$$

mit F = Gesamtkraft
$F^{(H)}$ = Kraftwirkung auf den Rumpf ("Hull")
$F^{(W)}$ = Kraftwirkung auf die Anhänge ("Wings")
$F^{(P)}$ = Kraftwirkung auf den Propeller

Bei den einzelnen Systemelementen sind die gegenseitigen Beeinflussungen zu berücksichtigen.

3.1 Hydrodynamische Kräfte am Bootsrumpf

3.1.1 Hydrodynamische Kräfte am rotationssymmetrischen Bootsrumpf

Die exakte Berechnung der hydrodynamischen Kräfte am Bootrumpf bei Schräganströmung erfordert die vollständige Lösung der Navier-Stokes Gleichungen und ist zur Zeit nicht praktikabel. Eine gute Näherungsmöglichkeit ergibt sich jedoch durch Anwendung der Potentialtheorie auf den um die Verdrängungsdikke aus axialer Anströmung verbreiterten Rumpf /14,15/. Die Berechnung der potentialtheoretischen Druckverteilung an dem um die örtliche Verdrängungsdicke aufgeweiteten Rumpf sollte richtige Querkräfte liefern, da nach der linearen Grenzschichttheorie der Druck quer zum Körper als konstant angesehen werden kann /16/ und sich somit von der äußeren reibungsfreien Potentialströmung bis auf den Körper hin fortpflanzt. Da der so geschaffene Ersatzkörper nach hinten hin offen ist, liefert auch die Potentialströmung eine Netto-Auftriebskraft. Die oben beschriebene Berechnung kann mit vertretbarem Aufwand nur an Rotationskörpern durchgeführt werden. Zudem gibt es bisher kein geeignetes Rechenmodell zur Beschreibung der dreidimensionalen Grenzschicht.
Zur Berechnung der Kräfte und Momente an axial und schräg angeströmten Rotationskörpern wurde in dieser Arbeit ein Computerprogramm der Firma McDonnel Douglas /17/ benutzt. Dieses Programm verwendet zur Lösung der Potentialströmung eine auf einzelnen Konen konstant angesetzte Singularitätenverteilung. Damit ist je nach Feinheit der Diskretisierung eine genaue Berechnung der Potentialströmung möglich und keine Beschränkung auf schlanke Körper erforderlich. Die Grenzschichtgleichungen werden in diesem Programm nach der Douglas-CS-Methode gelöst /18/. Mit diesem sogenannten differentiellen Grenzschichtverfahren ist neben der Grenzschichtdicke im Gegensatz zu integralen Grenzschichtverfahren /15/ auch der Geschwindigkeitsverlauf in der Grenzschicht berechenbar. Damit kann dieses Verfahren auch direkt zur Bestimmung des Reibungsanteils des Längswiderstandes (proportional zum Geschwindigkeitsgradienten an der Körperoberfläche) und zur Berechnung des Nachstroms benutzt werden. Die Kenntnis des Nachstroms ist wiederum zur Ermittlung des Propellereinflusses auf den Druckverlauf am Hinterschiff notwendig.
Die Anwendbarkeit des genannten Rechenprogramms zur Bestimmung von Grenzschichtdicke und Geschwindigkeitsverlauf in der Grenzschicht von ubootsähnlichen Rümpfen bei Axialanströmung wurde zunächst durch Vergleich der Rechenergebnisse mit Messungen von Freeman /19,20/ am Rumpf des Luftschiffes "Akron" bestätigt (siehe Abb. 2). Der Druck außerhalb der Grenzschicht wurde hierbei aus der Potentialströmung um den Originalkörper berechnet. Die Rechnung mit einem Ersatzkörper unter Einbeziehung der Verdrängungsdicke liefert fast identische Ergebnisse (siehe Abb. 3). Zum Vergleich mit den Meßergebnissen und der Rechnung nach der Douglas CS-Methode ist zusätzlich die

turbulente Grenzschichtdicke nach der für die ebene Platte bekannten Formel /21/

$$\delta = 0.37 x_l \left(\frac{U x_l}{\nu} \right)^{-1/5} \qquad (2)$$

eingezeichnet worden. x_l bedeutet dabei die in Strömungsrichtung vom Umschlagpunkt von laminarer zu turbulenter Strömung aus zu messenende Lauflänge. Der Umschlagpunkt wurde nach Messungen von Freeman /20/ sowohl in dieser Formel als auch bei Rechnung nach der Douglas CS-Methode vorgegeben. Es zeigt sich, daß die Plattenreibungsformel im Bereich des Hinterschiffs eine um mehr als 50% zu kleine Grenzschichtdicke ergibt.

Als zweiter Schritt wurde geprüft, ob eine geeignete Kombination von Potentialrechnung und Grenzschichtrechnung auch die theoretische Ermittlung von Querkraftverteilungen an angestellten Rotationskörpern zuläßt. Nach Hafer /14/ sollte die Berechnung der Potentialströmung an einem um die Verdrängungsdicke aus axialer Anströmung verbreiterten Rumpf realistische Querkraftverteilungen an angestellten Rotationskörpern liefern. Abb. 4 zeigt dazu als Beispiel die dimensionslose Querkraftverteilung an einem schräg angeströmten Rotationsellipsoid als Lösung der Potentialströmung um den Originalkörper (Kurven I und III) bzw. um den Rumpf einschließlich Verdrängungsdicke (Kurven II und IV) nach eigenen Rechnungen und nach Rechnungen von Hafer. Die eigenen Ergebnisse und die Berechnungen von Hafer weichen wegen der Diskretisierungsfehler und der unterschiedlichen Methoden zur Grenzschichtberechnung etwas voneinander ab. Hafer benutzt ein integrales Grenzschichtberechnungsverfahren nach Truckenbrodt /22/, während die eigene Rechnung nach der Douglas CS-Methode /18/ durchgeführt wurde. Insgesamt stimmen die Rechenergebnisse und die durch Symbole in Abb. 4 gekennzeichneten Meßwerte gut überein.

Zur weiteren Prüfung der Rechenmethode von Hafer wurden Messungen von Freeman /19/ am Rumpf des U.S. Luftschiffes "Akron" herangezogen. Abb. 5 zeigt einen Längsschnitt dieses Luftschiffes und dazu die nach oben beschriebenem Singularitätenverfahren am Rumpf einschließlich Verdrängungdicke (Douglas-CS-Methode) berechnete Druckverteilung für einen Driftwinkel von 15 Grad. In Abb. 6-12 sind als strichpunktierte Kurven die nach gleicher Methode berechneten Querkraftverteilungen für Driftwinkel von 3 bis zu 20 Grad dargestellt. Der Vergleich mit den ebenfalls in Abb. 6-12 eingezeichneten Meßwerten von Freeman zeigt, daß diese Rechenmethode von Hafer (Potentialströmung ohne Ablösung) bei Driftwinkeln von mehr als 6 Grad deutlich versagt.

Genaueren Aufschluß über die Strömung am Luftschiff liefern die in Abb. 13-18 an einzelnen Schnitten dargestellten Druckverteilungen als Funktion des gegen die Anströmungsrichtung gemessenen Umfangswinkels. Die eingezeichneten Meßwerte stammen von Freeman /19/. Die ausgezogenen Kurven ergeben sich aus der Potentialströmung am Luftschiff einschließlich der nach der Douglas CS-Methode berechneten Verdrängungsdicke.

Im Bereich des Hinterschiffs zeigen die Meßwerte bei größeren Driftwinkeln deutlich die Ablösung der Strömung, die nach der Rechenmethode von Hafer nicht erfaßt wird und somit für die Abweichungen zwischen den strichpunktierten Kurven und den Meßwerten in Abb. 6-12 verantwortlich ist. Diese Ablösung kann im Rechenprogramm empirisch erfaßt werden, indem der Druckbeiwert an einzelnen Sektionen konstant gehalten wird, sobald er über 20% seines Minimalwertes ansteigt (siehe Hinweis auf Ablösung in Abb. 15-18). Auch bei reiner Queranströmung ergibt diese Methode noch gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen (siehe Abb. 19). Die Abweichungen zwischen den Meßwerten und der Lösung der Potentialströmung bei Umfangswinkeln in der Nähe von 90 Grad fallen nicht ins Gewicht, da sich die Kraftanteile quer zur Anströmungsrichtung bei Integration über den Umfangswinkel gegenseitig aufheben. Dadurch, daß die empirische Ablösungsbedingung nur auf Rumpfsektionen angewendet wurde, an denen auf der Lee-Seite positive Druckbeiwerte auftreten (Hinterschiff), konnte die Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Querkraftverteilungen weiter verbessert werden.
In Abb. 6-12 sind die nach diesen Ablösungsbedingungen berechneten Querkraftverteilungen (Körper einschließlich Verdrängungsdicke mit Ablösung) dargestellt. Die gemessenen Kraftverläufe werden sehr gut wiedergegeben. Bei einem Driftwinkel von 3 Grad (siehe Abb. 6) tritt nach oben beschriebener Rechnungsmethode keine Ablösung auf.
Abb. 20 und 21 zeigen einen Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Verläufen von Querkraft und Giermoment als Funktion des Driftwinkels für das Luftschiff Akron ($l/d_{max} = 5.92$; siehe Abb. 5) und den DTNSRDC-Rotationskörper 4621 /23/ ($l/d_{max} = 7.34$; siehe Abb. 5). In diesen Abbildungen sind zusätzlich Ergebnisse nach dem im folgenden Kapitel beschriebenen Koeffizientenberechnungsverfahren eingezeichnet. Die unter Verwendung der oben geschilderten Ablösungsbedingung berechneten Kräfte und Momente stimmen sehr gut mit den Meßergebnissen überein. Die Strömungsablösung tritt in der Berechnung oberhalb eines Driftwinkels von etwa 3° auf und führt zur einer relativ abrupten Kraft- und Momentenänderung, die durch die Meßwerte nicht bestätigt wird. Um zu einem besseren Ergebnis im Bereich sehr kleiner Driftwinkel zu gelangen, wurden die berechneten Kräfte und Momente in Abb. 20 und Abb. 21 für Kurven II und IV im Bereich $\pm 5^{\circ}$ interpoliert.
Die Strömungsablösung ist für den nichtlinearen Kraft- und Momentenverlauf als Funktion des Driftwinkels verantwortlich. Die Berechnungsmethode von Hafer gilt nur im linearen Driftwinkelbereich, in dem eine Normierung über den Driftwinkel wie in Abb. 4 nur sinnvoll sein kann.
Für den DTNSRDC-Rotationskörper 4621 sind von Dempsey /23/ neben der Querkraft und dem Giermoment auch die Axialkraft als Funktion des Driftwinkels gemessen worden. Abb 21 zeigt im untersten Diagramm einen Vergleich

der Meßergebnisse mit der berechneten Axialkraft, die nach der Douglas CS-Methode aus dem Geschwindigkeitsgradienten in der Grenzschicht an der Körperoberfläche bestimmt wurde. Die Rechnung kann nach dieser Methode nur für Axialanströmung durchgeführt werden. Dies ist kein Nachteil, da der Einfluß des Driftwinkels auf die Axialkraft, wie die Meßwerte in Abb. 21 zeigen, gering ist.

3.1.2 Hydrodynamische Kräfte am nicht rotationssymmetrischen Bootsrumpf

Mit Hilfe von Singularitäten-Methoden /24/ ist es möglich die Potentialströmung um beliebige Körper zu berechnen. Dazu ist jedoch eine relativ aufwendige Panellierung der Körperoberfläche erforderlich, die diese Methode gerade im Entwurfsstadium bei häufigeren Formänderungen schwerfällig macht. Zudem sind die Ergebnisse auf die reale Strömung nur im Falle der hydrodynamischen Massen mit hinreichender Genauigkeit zu übertragen. Querkräfte und zuverlässige Trimm- bzw. Giermomente sind erst durch Berücksichtigung der Grenzschicht zu berechnen. Dazu steht jedoch für dreidimensionale Strömung bisher kein geeignetes Rechenmodell zur Verfügung. Letztlich ist zu bedenken, daß diese Berechnungen für eine Reihe von Kombinationen aus Anstellwinkeln und Winkelgeschwindigkeiten durchzuführen wären, um alle Koeffizienten für den Rumpf zu liefern. Gerade bei diesen gekoppelten Bewegungsformen erscheint eine zuverlässige Kombination von Potential- und Grenzschichtströmung aussichtslos. Daher ist es angebrachter, von der Theorie schlanker Körper auszugehen, wobei Effekte aus realer und viskoser Strömung gleichermaßen behandelt werden können. In einem weiteren Schritt ist daran zu denken, das im vorigen Abschnitt beschriebene Berechnungsverfahren in der Weise zu modifizieren, daß es auch zur Berechnung von Querkraftverteilungen an schräg angeströmten Rümpfen verwendet werden kann, die nicht rotationssymmetrisch sind, sondern etwa elliptische Querschnittsformen aufwiesen.

Die hydrodynamischen Querkräfte am Bootsrumpf werden bei den folgenden Berechnungen nach drei Ursachen unterteilt /12/:

$$F^{(H)} = F^{(HI)} + F^{(HL)} + F^{(HV)} \qquad (3)$$

mit

$F^{(HI)}$ = Kraftwirkung auf den Rumpf in idealer Strömung (Potentialströmung) ohne Wirbel und Reibung (I steht für "ideal")

$F^{(HL)}$ = Kraftwirkung auf den Rumpf nach der Tragflügeltheorie durch Einführung von Potentialwirbeln (L steht für "Lift")

$F^{(HV)}$ = Kraftwirkung auf den Rumpf in realer viskoser Strömung durch Oberflächenreibung und Ablösung (V steht für "Viskosität")

3.1.2.1 Hydrodynamische Rumpfkräfte in idealer wirbelfreier Strömung

3.1.2.1.1 Hydrodynamische Rumpfkräfte nach der Potentialtheorie schlanker Körper

Die Kräfte und Momente, die auf den Bootsrumpf in unbegrenzter, reibungsloser Strömung wirken, sind von Newman /26/ unter Einführung des hydrodynamischen Massentensors in allgemeingültiger Form dargestellt worden. Nach der Theorie schlanker Körper /26-30/ bzw. Streifenmethode können Integrale über die Rumpfoberfläche durch Einführung zweidimensionaler hydrodynamischer Massen als Linienintegrale angenähert werden, und es ergeben sich folgende Gleichungen für die Querkräfte $Y^{(HI)}$, $Z^{(HI)}$ und die zugehörigen Drehmomente $K^{(HI)}$, $M^{(HI)}$ und $N^{(HI)}$ am Bootsrumpf im bootsfesten Koordinatensystem (vergl. Newman /26, Kap. 4.13/) für entkoppelte Bewegungen in der vertikalen (v=r=0) bzw. horizontalen (w=q=0) Ebene (siehe Abb. 1):

$$Y^{(HI)} = -\int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \left(\frac{\partial}{\partial t} - u \frac{\partial}{\partial x} \right) (v + xr - z_s p)\, m_{22}^{(2)}(x)\, dx - m_{11} ur \tag{4}$$

$$Z^{(HI)} = -\int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \left(\frac{\partial}{\partial t} - u \frac{\partial}{\partial x} \right) (w - xq)\, m_{33}^{(2)}(x)\, dx + m_{11} uq \tag{5}$$

$$K^{(HI)} = \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \left(\frac{\partial}{\partial t} - u \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[z_s (v + xr - pz_s)\, m_{22}^{(2)}(x) - p m_{44}^{(2)}(x) \right] dx \tag{6}$$

$$\begin{aligned} M^{(HI)} = {} & u \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} (w - xq)\, m_{33}^{(2)}(x)\, dx \\ & + \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \left(\frac{\partial}{\partial t} - u \frac{\partial}{\partial x} \right) x (w - xq)\, m_{33}^{(2)}(x)\, dx - m_{11} uw \end{aligned} \tag{7}$$

$$N^{(HI)} = -u\int_{x_{AP}}^{x_{FP}} (\ v + xr - pz_S\ )\ m_{22}^{(2)}(x)\ dx$$
$$- \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} (\frac{\partial}{\partial t} - u\ \frac{\partial}{\partial x}\ )\ x\ (\ v + xr - pz_S\ )\ m_{22}^{(2)}(x)\ dx + m_{11}uv \qquad (\ 8\ )$$

mit x_{AP} = x - Koordinate des hinteren Lots

x_{FP} = x - Koordinate des vorderen Lots

m_{11} = hydrodynamische Masse bei Beschleunigung des Rumpfes in Richtung der x-Achse

$m_{22}^{(2)}(x)$, $m_{33}^{(2)}(x)$ = hydrodynamische Massen pro Längeneinheit an der Stelle x für Querbewegungen in y- bzw. z-Richtung. Da die Rumpfquerschnitte eines Ubootes in guter Näherung durch eine Ellipse angenähert werden können, kann $m_{22}^{(2)}(x) = \frac{\pi}{4}\ [b(x)]^2$ und $m_{33}^{(2)}(x) = \frac{\pi}{4}\ [h(x)]^2$ gesetzt werden mit b(x) und h(x) als örtliche Breite bzw. Höhe des Rumpfes /26/.

$m_{44}^{(2)}(x)$ = hydrodynamisches Trägheitsmoment eines Rumpfquerschnitts pro Längeneinheit an der Stelle x für eine Achse durch die Querschnittsmitte parallel zur x-Achse. Da die Rumpfquerschnitte eines Uboots in guter Näherung durch eine Ellipse angenährt werden können, kann nach Newman /26/ $m_{44}^{(2)}(x) = \frac{\pi}{128}\ \{\ [b(x)]^2 - [h(x)]^2\ \}^2$ gesetzt werden.

$z_S(x)$ = z-Koordinate des Schwerpunkts der hydrodynamischen Masse $m_{22}^{(2)}(x)$. Hierfür wurde als Näherung die geometrische Mitte zwischen Ober- und Unterkante des betreffenden Querschnitts angesetzt.

Bei allgemeiner dreidimensionaler Bewegung liefert die Potentialtheorie noch eine Reihe von Kopplungskräften und -momenten, die in Gl. (4-8) wegen der Beschränkung auf die x-y- bzw. x-z-Ebene nicht auftreten. Diese fehlenden Anteile können sehr einfach aus einem Vergleich der Ergebnisse dieses Kapitels mit den Lösungen nach allgemeiner Potentialtheorie gewonnen werden. Dieser Vergleich wird in Kapitel 3.1.2.1.2 durchgeführt.
Die Auswertung der Integrale in Gl. (4-8) liefert folgende dimensionslosen hydrodynamischen Koeffizienten mit l als Bootslänge und ρ als Wasserdichte:

$$Y_{\dot{v}}^{'(HI)} = - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} m_{22}^{(2)}(x)\, dx = - m'_{22} \qquad (9)$$

$$Y_{\dot{p}}^{'(HI)} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} z_s(x)\, m_{22}^{(2)}(x)\, dx = - m'_{24} \qquad (10)$$

$$Y_{\dot{r}}^{'(HI)} = - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x\, m_{22}^{(2)}(x)\, dx = - m'_{26} \qquad (11)$$

$$Y_v^{'(HL)} = - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^2}\, m_{22}^{(2)}(x_{AP}) \qquad (12)$$

$$Y_p^{'(HL)} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3}\, z_s(x_{AP})\, m_{22}^{(2)}(x_{AP}) \qquad (13)$$

$$Y_r^{'(HI)} + \underline{Y_r^{'(HL)}} = - m'_{11} \underline{- \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3}\, x_{AP}\, m_{22}^{(2)}(x_{AP})} \qquad (14)$$

$$Z_{\dot{w}}^{'(HI)} = - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} m_{33}^{(2)}(x)\, dx = - m'_{33} \qquad (15)$$

$$Z_{\dot{q}}^{'(HI)} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x\, m_{33}^{(2)}(x)\, dx = - m'_{35} \qquad (16)$$

$$Z_w^{'(HL)} = - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^2} \; m_{33}^{(2)}(x_{AP}) \tag{17}$$

$$Z_q^{'(HI)} + \underline{\underline{Z_q^{'(HL)}}} = m'_{11} + \underline{\underline{\frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} \; x_{AP} \; m_{33}^{(2)}(x_{AP})}} \tag{18}$$

$$K_{\dot{v}}^{'(HI)} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} z_s(x) \; m_{22}^{(2)}(x) \; dx = - m'_{24} \tag{19}$$

$$K_{\dot{p}}^{'(HI)} = - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^5} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} z_s^2(x) \; m_{22}^{(2)}(x) \; dx - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^5} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} m_{44}^{(2)}(x) \; dx = - m'_{44} \tag{20}$$

$$K_{\dot{r}}^{'(HI)} = - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^5} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x z_s(x) \; m_{22}^{(2)}(x) \; dx = - m'_{46} \tag{21}$$

$$K_v^{'(HL)} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} \; z_s(x_{AP}) \; m_{22}^{(2)}(x_{AP}) \tag{22}$$

$$K_p^{'(HL)} = - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} \; [z_s(x_{AP})]^2 \; m_{22}^{(2)}(x_{AP}) - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} \; m_{44}^{(2)}(x_{AP}) \tag{23}$$

$$K_r^{'(HL)} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} \; x_{AP} \; z_s(x_{AP}) \; m_{22}^{(2)}(x_{AP}) \tag{24}$$

$$M_{\dot{w}}^{'(HI)} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x \; m_{33}^{(2)}(x) \; dx = - m'_{35} \tag{25}$$

$$M_{\dot{q}}^{'(HI)} = - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^5} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x^2 \; m_{33}^{(2)}(x) \; dx = - m'_{55} \tag{26}$$

$$M_w'^{(HI)} + \underline{M_w'^{(HL)}} = -\frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x \frac{\partial m_{33}^{(2)}(x)}{\partial x} dx - m_{11}' \tag{27}$$

$$= -m_{11}' + m_{33}' + \underline{\underline{\frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} x_{AP} m_{33}^{(2)}(x_{AP})}}$$

$$M_q'^{(HI)} + \underline{M_q'^{(HL)}} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x \frac{\partial}{\partial x}[x m_{22}^{(2)}(x)] \, dx \tag{28}$$

$$= m_{35}' \underline{- x_{AP}^2 m_{33}^{(2)}(x_{AP})}$$

$$N_v'^{(HI)} = -\frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x \, m_{22}^{(2)}(x) \, dx = -m_{26}' \tag{29}$$

$$N_p'^{(HI)} = -\frac{1}{\frac{\rho}{2} l^5} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x z_s(x) \, m_{22}^{(2)}(x) \, dx = -m_{46}' \tag{30}$$

$$N_r'^{(HI)} = -\frac{1}{\frac{\rho}{2} l^5} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x^2 m_{22}^{(2)}(x) \, dx = -m_{66}' \tag{31}$$

$$N_v'^{(HI)} + \underline{N_v'^{(HL)}} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x \frac{\partial m_{22}^{(2)}(x)}{\partial x} dx + m_{11}' \tag{32}$$

$$= m_{11}' - m_{22}' - \underline{\frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} x_{AP} m_{22}^{(2)}(x_{AP})}$$

$$\underline{N_p'^{(HI)} + N_p'^{(HL)}} = -\frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x \frac{\partial [z_s(x)\, m_{22}^{(2)}(x)]}{\partial x} dx \qquad (33)$$

$$= -m'_{24} + \underline{\underline{\frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} z_s(x_{AP}) x_{AP} m_{22}^{(2)}(x_{AP})}}$$

$$\underline{\underline{N_r'^{(HI)} + N_r'^{(HL)}}} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^4} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x \frac{\partial}{\partial x} [x m_{22}^{(2)}(x)]\, dx \qquad (34)$$

$$= -m'_{26} - \underline{\underline{x_{AP}^2\, m_{22}^{(2)}(x_{AP})}}$$

Für den Bootskörper wurde die Möglichkeit eingeschlossen, daß der Querschnitt am Rumpfende von Null abweicht ($m_{22}^{(2)}(x_{AP}) \neq 0$, $m_{33}^{(2)}(x_{AP}) \neq 0$). Dadurch treten Kraft- und Momentenanteile auf, die nicht als Ergebnis einer idealen wirbelfreien Strömung zu werten sind, sondern aus der Theorie schlanker Flügel unter bestimmten Annahmen über den Wirbelnachstrom folgen und aus diesem Grund mit dem Index "(HL)" (zugehörige Anteile sind unterstrichen) bezeichnet wurden. In Kapitel 3.1.2.2 werden diese Anteile genauer behandelt und als Funktion der Rumpfquerschnittsabmessungen korrigiert.
Es ist verständlich, daß die Streifenmethode nur für unendlich schlanke Körper eine exakte Lösung liefern kann. So ergibt die Streifenmethode für die hydrodynamische Masse einer Kugel nach Gleichung (15)

$$m_{33(Kugel)} = \rho \cdot V_{Kugel}$$

während die 3-dimensionale Lösung lautet:

$$m_{(3\text{-dim.-Kugel})} = \frac{1}{2} \rho \cdot V_{Kugel}$$

Der dreidimensionale Charakter der Strömung kann näherungsweise berücksichtigt werden, indem die nach der Theorie schlanker Körper berechneten hydrodynamischen Massen und Trägheitsmomente des Bootsrumpfes mit Korrekturfaktoren multipliziert werden, die sich nach Lamb /31/ aus einer geschlossenen Lösung der Potentialströmung um ein Rotationsellipsoid ergeben. Danach gilt:

$$m'_{11} = \frac{k_1}{\frac{1}{2} l^3} \int\limits_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} \, h(x) \cdot b(x) \, dx$$

$$m'_{22} = \frac{k_2}{\frac{1}{2} l^3} \int\limits_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} \, [h(x)]^2 \, dx \qquad m'_{33} = \frac{k_2}{\frac{1}{2} l^3} \int\limits_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} \, [b(x)]^2 \, dx \qquad (35)$$

$$m'_{55} = \frac{k'}{\frac{1}{2} l^5} \int\limits_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} \, x^2 [b(x)]^2 \, dx \qquad m'_{66} = \frac{k'}{\frac{1}{2} l^5} \int\limits_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} \, x^2 [h(x)]^2 \, dx$$

k_1 , k_2 und k' sind bei Lamb als Funktion des Schlankheitsgrades des Körpers tabelliert. Die Benutzung der Lambschen Koeffizienten für Rotationsellipsoide ist insofern gerechtfertigt, als die Unterschiede in Rumpfhöhe und -breite schon in die zweidimensionalen hydrodynamischen Massen einfließen. Für die nicht-diagonal-Glieder m'_{35} und m'_{26} wird nach Söding /27,28/ ein Korrekturkoeffizient $\bar{k} = \sqrt{k_2 k'}$ vorgeschlagen. Besser scheint es jedoch zu sein, in Anlehnung an Schlichting/Truckenbrodt /16, Kap. 9.2/ die Koeffizienten k_X, k_Y, k_Z, k_M und k_N für ein beliebiges Ellipsoid nach Zahm /32/ zu verwenden. Dabei ist zunächst der Rumpf des Ubootes durch ein äquivalentes Ellipsoid zu ersetzen, dessen Halbachsen a_1, b_1 und c_1 nach folgender Vorschrift zu bestimmen sind /33/:

$$a_1 = \frac{l}{2} \quad ; \quad \frac{b_1}{c_1} = \frac{\text{Projektionsfläche des Rumpfes auf die x-y-Ebene}}{\text{Projektionsfläche des Rumpfes auf die x-z-Ebene}}$$

$$\frac{4\pi}{3} a_1 b_1 c_1 = \frac{m}{\rho} = m' \cdot 4a_1^3 \quad \text{oder} \quad \frac{a_1}{b_1} = \sqrt{\frac{\pi}{3m'} \cdot \frac{c_1}{b_1}} \qquad (36)$$

mit m als Masse des Bootsrumpfes und $m' = \dfrac{m}{\frac{\rho}{2} l^3}$

Die hydrodynamischen Massen sind nach Schlichting und Truckenbrodt /16/ bzw. Vandrey /34/ und Newman /26/ nach folgenden Näherungsformeln zu berechnen:

$$m'_{22} = \frac{k_Y \frac{b_1}{c_1}}{\frac{1}{2} l^3} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} h^2 \, dx \qquad m'_{33} = \frac{k_Z \frac{c_1}{b_1}}{\frac{1}{2} l^3} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} b^2 \, dx$$

$$m'_{44} = \frac{k_Y \frac{b_1}{c_1}}{\frac{1}{2} l^5} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} h^2 z_s^2 \, dx + \frac{1}{\frac{1}{2} l^5} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{128} (h^2 - b^2)^2 \, dx$$

$$m'_{55} = \frac{k_M \frac{c_1}{b_1}}{\frac{1}{2} l^5} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} b^2 x^2 \, dx \qquad m'_{66} = \frac{k_N \frac{b_1}{c_1}}{\frac{1}{2} l^5} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} h^2 x^2 \, dx \qquad (37)$$

$$m'_{24} = -\frac{k_Y \frac{c_1}{b_1}}{\frac{1}{2} l^4} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} h^2 z_s \, dx \qquad m'_{26} = \frac{\sqrt{k_Y k_N} \frac{b_1}{c_1}}{\frac{1}{2} l^4} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} h^2 x \, dx$$

$$m'_{35} = -\frac{\sqrt{k_Z k_M} \frac{c_1}{b_1}}{\frac{1}{2} l^4} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} b^2 x \, dx \qquad m'_{46} = \frac{k_N \frac{b_1}{c_1}}{\frac{1}{2} l^5} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{\pi}{4} h^2 z_s x \, dx$$

Nach diesen Gleichungen ergibt sich für die Diagonalelemente des hydrodynamischen Masssentensors eines Ellipsoids das gleiche Ergebnis wie nach exakter Potentialrechnung.
Im Vergleich zu den PMM–Koeffizienten zeigte sich, daß die mit dem Koeffizienten k_X berechnete hydrodynamische Masse für die Längsbeschleunigung

$$m'_{11} = k_X m'$$

zu groß ist. Dies ist auf die Abweichung vom Ellipsoid und auf die Viskosität der Strömung zurückzuführen. Zur Anpassung an die Meßergebnisse wurde ein empirischer Korrekturfaktor von 0,82 eingeführt und

$$X'^{(HI)}_{\dot{u}} = -m'_{11} = -0{,}82 \cdot k_X m' \qquad (38)$$

gesetzt.

Auch eine von Söding angegebene Formel lieferte zu große Werte für $X'_{\dot{u}}$ /33/. Newman /26/ benutzt im Gegensatz zu Söding /27,28/ keine Korrekturkoeffizienten für 3-dimensionale Strömung. Diese Vorgehensweise ist insofern gerechtfertigt, als die Streifenmethode neben den hydrodynamischen Massen und Trägheitsmomenten auch Auftriebsbeiwerte (Jones-Formel für Flügel mit kleinem Seitenverhältnis; siehe Kap. 3.1.2.2) liefert, die experimentell bestätigt wurden und die Anwendung der Korrekturfaktoren ausschließen. Eben aus diesem Grund empfahl Prof. Söding in einer Mitteilung, die Lamb'schen Koeffizienten in seinen Berechnungen für die Rumpfkräfte /27,28/ bei Anwendung auf ein Uboot gleich eins zu setzen. Ein Vergleich zwischen berechneten und gemessenen PMM-Koeffizienten zeigte jedoch, daß die Verwendung der Lamb'schen Korrekturkoeffizienten bei Berechnung der oben beschriebenen Elemente des hydrodynamischen Massentensors zu besseren Ergebnissen führt. Dies bedeutet, daß die Beschleunigungsterme (instationäre Terme) andere Koeffizienten als die entsprechenden Geschwindigkeitsterme (stationäre Terme) benötigen und dies ist nicht ungewöhnlich, wenn man z. B. die Untersuchungen von Sarpkaya /35/ über die zeitliche Entwicklung der Strömung am stoßartig querbeschleunigten Zylinder betrachtet.

3.1.2.1.2 Zusätzliche Rumpfkräfte nach der allgemeinen Potentialtheorie

Nach der allgemeinen Potentialtheorie /26,36/ ergeben sich eine Reihe von Beziehungen zwischen hydrodynamischen Koeffizienten zur Beschreibung der Kräfte und Momente, die auf den Bootsrumpf in unbegrenzter, reibungsloser Strömung wirken. Diese Beziehungen folgen größtenteils durch die Beschreibung der Kräfte und Momente im bewegten bootsfesten Koordinatensystem und sind formal identisch mit den Massenträgheitstermen, die sich aus dem Newton'schen Axiom nach Umrechnung auf ein bewegtes Koordinatensystem ergeben /6/. Ausnahmen bilden z. B. die Munk'schen Momente $M'^{(HI)}_{w}$ und $N'^{(HI)}_{v}$, die kein Analogon zu Massenträgheitstermen besitzen. Im folgenden werden nur Ergebnisse der allgemeinen Potentialtheorie für solche Koeffizienten angegeben, die auch in den Bewegungsgleichungen nach Gertler und Hagen /5/ bzw. Feldman /6/ auftreten. Diese Ergebnisse lauten:

$$\begin{array}{lll}
X'^{(HI)}_{vr} = -Y'^{(HI)}_{\dot{v}} & ;\; Y'^{(HI)}_{r} = X'^{(HI)}_{\dot{u}} & ;\; Z'^{(HI)}_{q} = -X'^{(HI)}_{\dot{u}} \\
X'^{(HI)}_{wq} = Z'^{(HI)}_{\dot{w}} & ;\; Y'^{(HI)}_{wp} = -Z'^{(HI)}_{\dot{w}} & ;\; Z'^{(HI)}_{vp} = Y'^{(HI)}_{\dot{v}} \\
X'^{(HI)}_{pr} = -Y'^{(HI)}_{\dot{p}} & ;\; Y'^{(HI)}_{pq} = -Z'^{(HI)}_{\dot{q}} & ;\; Z'^{(HI)}_{pr} = Y'^{(HI)}_{\dot{r}} \\
X'^{(HI)}_{qq} = Z'^{(HI)}_{\dot{q}} & & \\
X'^{(HI)}_{rr} = -Y'^{(HI)}_{\dot{r}} & &
\end{array} \qquad (39)$$

$$
\begin{array}{lll}
K'^{(HI)}_{\dot v} = Y'^{(HI)}_{\dot p} & ; \quad M'^{(HI)}_{\dot w} = Z'^{(HI)}_{\dot q} & ; \quad N'^{(HI)}_{\dot v} = Y'^{(HI)}_{\dot r} \\
K'^{(HI)}_{vw} = Z'^{(HI)}_{\dot w} - Y'^{(HI)}_{\dot v} & ; \quad M'^{(HI)}_{w} = X'^{(HI)}_{\dot u} - Z'^{(HI)}_{\dot w} & ; \quad N'^{(HI)}_{\dot p} = K'^{(HI)}_{\dot r} \\
K'^{(HI)}_{vq} = Y'^{(HI)}_{\dot r} + Z'^{(HI)}_{\dot q} & ; \quad M'^{(HI)}_{q} = -Z'^{(HI)}_{\dot q} & ; \quad N'^{(HI)}_{v} = Y'^{(HI)}_{v} - X'^{(HI)}_{\dot u} \\
K'^{(HI)}_{wp} = -Y'^{(HI)}_{\dot p} & ; \quad M'^{(HI)}_{vp} = -Y'^{(HI)}_{\dot r} & ; \quad N'^{(HI)}_{p} = Y'^{(HI)}_{p} \\
K'^{(HI)}_{wr} = -Y'^{(HI)}_{\dot r} - Z'^{(HI)}_{\dot q} & ; \quad M'^{(HI)}_{vr} = Y'^{(HI)}_{\dot p} & ; \quad N'^{(HI)}_{r} = Y'^{(HI)}_{r} \\
K'^{(HI)}_{qr} = N'^{(HI)}_{\dot r} - M'^{(HI)}_{\dot q} & ; \quad M'^{(HI)}_{pr} = K'^{(HI)}_{\dot p} - N'^{(HI)}_{\dot r} & ; \quad N'^{(HI)}_{vq} = -Y'^{(HI)}_{\dot p} \\
 & & \quad N'^{(HI)}_{wp} = Z'^{(HI)}_{\dot q} \\
 & & \quad N'^{(HI)}_{pq} = M'^{(HI)}_{\dot q} - K'^{(HI)}_{\dot p} \\
 & & \quad N'^{(HI)}_{qr} = -K'^{(HI)}_{\dot r}
\end{array}
\qquad (39)
$$

Die Beziehungen

$$
\begin{array}{lll}
 & Y'^{(HI)}_{r} = X'^{(HI)}_{\dot u} & ; \quad Z'^{(HI)}_{q} = -X'^{(HI)}_{\dot u} \\
K'^{(HI)}_{\dot v} = Y'^{(HI)}_{\dot p} & ; \quad M'^{(HI)}_{\dot w} = Z'^{(HI)}_{\dot q} & ; \quad N'^{(HI)}_{\dot v} = Y'^{(HI)}_{\dot r} \\
 & M'^{(HI)}_{w} = X'^{(HI)}_{\dot u} - Z'^{(HI)}_{\dot w} & ; \quad N'^{(HI)}_{\dot p} = K'^{(HI)}_{\dot r} \\
 & M'^{(HI)}_{q} = -Z'^{(HI)}_{\dot q} & ; \quad N'^{(HI)}_{v} = Y'^{(HI)}_{v} - X'^{(HI)}_{\dot u} \\
 & & \quad N'^{(HI)}_{p} = Y'^{(HI)}_{p} \\
 & & ; \quad N'^{(HI)}_{r} = Y'^{(HI)}_{r}
\end{array}
$$

ergeben sich auch nach der Streifenmethode (siehe Kapitel 3.1.2.1.1) für entkoppelte Bewegungen in der x-y-Ebene bzw. x-z-Ebene. Für die in Gl. (39) auf der rechten Seite aufgeführten Koeffizienten sind die Ergebnisse nach Gl. (9-34) einzusetzen.

3.1.2.2 Hydrodynamische Rumpfkräfte nach der Tragflügeltheorie schlanker Körper

Der Auftrieb eines Tragflügels kann potentialtheoretisch durch Einführung von Potentialwirbeln (Zirkulation) berechnet werden. Von entscheidender Bedeutung ist dabei die Kuttasche Abflußbedingung, die verlangt, daß der hintere Staupunkt an der Profilhinterkante liegen muß und damit Zirkulation und Auftrieb bestimmt. Bei Körpern mit stumpfem Ende ist die Lage des hinteren Staupunktes nicht vorbestimmt und das obige Verfahren nicht anwendbar. Die Theorie schlanker Körper bietet jedoch eine andere Lösungsmöglichkeit an, die nicht von der Kuttaschen Abflußbedingung ausgeht, sondern gewisse Annahmen über den Nachstrom in der Strömung macht /26,37,38/.

Nach Gleichung (5) erhält man für den vertikalen Querkraftanteil am Rumpf pro Längeneinheit in stationärer Schräganströmung ($\partial/\partial t \equiv 0$, $q \equiv 0$)

$$\frac{\partial Z_w^{'(HL)}}{\partial x} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^2} \frac{\partial m_{33}^{(2)}}{\partial x} \qquad (40)$$

Gleichung (40) liefert für in Strömungsrichtung (negative x-Richtung) zunehmende Rumpfbreite negative und für in Strömungsrichtung abnehmende Rumpfbreite positive Werte. Nun trifft Jones /37/ die Annahme, daß das Gebiet abnehmender Rumpfbreite vollständig im Nachstromfeld liegt und wie ein Rumpfteil gleichbleibender Breite angesehen werden kann und somit nach Gl. (40) keinen Kraftanteil liefert. Dann muß bei der Integration von Gl. (40) zur Berechnung der Querkraft bei Schräganströmung als untere Grenze die x-Koordinate x_{bmax} an der Stelle größter Rumpfbreite b_{max} eingesetzt werden. Damit ergibt sich unter der Annahme eines näherungsweise ellipsenförmigen Querschnitts:

$$Z_w^{'(HL)} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^2} \int_{x_{bmax}}^{x_{FP}} \frac{\partial m_{33}^{(2)}}{\partial x} dx = - \frac{m_{33}^{(2)}(x_{bmax})}{\frac{1}{2} l^2} = - \frac{\pi}{2} \frac{b_{max}^2}{l^2} \qquad (41)$$

Dies ist die bekannte Jones—Formel für den Auftrieb von Tragflügeln mit kleinem Seitenverhältnis. Sie bildet in zahlreichen Veröffentlichungen die Grundlage zur Berechung der Auftriebs stromlinienförmiger Körper /39,13,40-44/.

Gl. (41) zeigt, daß die Auftriebskraft nach dieser Näherung nur von der Spannweite und nicht von der Projektionsfläche abhängt. Für dünne Tragflügel ($h_{max}/b_{max} \approx 0$) kleiner Seitenverhältnisse wird Gl. (41) sehr gut bestätigt /39/. Für Ubootsrümpfe ist jedoch, wie Vergleiche mit Messungen zeigen, ein deutlicher Einfluß von der Rumpfhöhe zu beachten, den der einfache Ansatz nach Gl. (41) nicht hergibt. Hoerner /40, Kap. 19-8 / gibt dazu eine Meßkurve an, die für Körper mit ellipsenförmigen Querschnitten gilt und durch folgende Funktion angenähert werden kann (siehe Abb. 22)

$$\frac{Z_w^{\prime(HL)}\left(\frac{h_{max}}{b_{max}}\right)}{Z_w^{\prime(HL)}\left(\frac{h_{max}}{b_{max}}=0\right)} = \zeta\left(\frac{h_{max}}{b_{max}}\right) = \begin{cases} e^{-1,7\frac{h_{max}}{b_{max}}} & \text{für } \frac{h_{max}}{b_{max}} \geq 0,5 \\ 1 - 0,005\, e^{-9,5\frac{h_{max}}{b_{max}}} & \text{für } \frac{h_{max}}{b_{max}} < 0,5 \end{cases} \qquad (42)$$

oder

$$Z_w^{\prime(HL)} = -\zeta\left(\frac{h_{max}}{b_{max}}\right)\cdot\frac{\pi}{2}\,\frac{b_{max}^2}{l^2} \qquad (43)$$

Nach Auswertung ähnlicher Messungen wurde von Lloyd /1/ folgende Funktion angegeben

$$\frac{Z_w^{\prime(HL)}\left(\frac{h_{max}}{b_{max}}\right)}{Z_w^{\prime(HL)}\left(\frac{h_{max}}{b_{max}}=1\right)} = 0,6\cdot\frac{b_{max}}{h_{max}} + 0,4\cdot\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right)^2 \qquad (44)$$

Lloyd berechnet die Kräfte und Momente an schräg angeströmten Rümpfen mittels empirischer Funktionen, die nicht angegeben werden, so daß ein absoluter Vergleich mit der Jones Formel (Gl. (41)) nicht möglich ist. Bezieht man Gl. (44) auf den Wert für einen Rotationskörper ($h_{max}/b_{max}=1$) nach Gl. (43), so zeigt Abb. 22 die gute Übereinstimmung beider Funktionen. Für $h_{max}/b_{max} < 0,4$ wird Gl. (44) wegen der Singularität am Nullpunkt ungültig.

Nach Gl. (43) wird der Auftrieb des Rumpfes bei Schräganströmung merklich mit zunehmendem Höhen- zu Breitenverhältnis h_{max}/b_{max} reduziert ($\zeta(1)\approx 0,18$ für einen Kreisquerschnitt). Dieses Ergebnis wird auch durch Messungen von Freeman /19/ und Dempsey /23/ bestätigt (siehe Abb. 20 und 21: Koeffizientenberechnungsverfahren unter Anwendung von Gl. (43) einschließlich des viskosen Anteils nach Kapitel 3.1.2.3.2 und nichtlinearer Anteile). Für Überwasserschiffe werden von Clarke /44/ empirische Korrekturterme für den Rumpfauftrieb nach der Jones Formel zitiert, die ganz im Gegensatz zu den hier angegeben Funktionswerten zwischen 1.0 und 1.69 liegen bzw. als Funktion des Blockkoeffizienten noch größere Werte annehmen. Es ist dabei jedoch zu beachten, daß die Querschnittsformen von Überwasserschiffen kantiger als die eher ellipsenförmigen Ubootsquerschnitte sind. Für kantige Querschnittsformen werden auch bei Hoerner /40, Kap. 19-7/ deutlich größere Rumpfauftriebsbeiwerte angegeben. Zudem basieren die Angaben von Clarke zum Teil auf Messungen an Schiffen einschließlich Ruder.

Die Auftriebskraft nach Gl. (41) ist für den Fall, daß der Rumpf an der Stelle größten Querschnitts ein stumpfes Ende aufweist, mit dem Ergebnis nach Gl.(17) identisch, da beide Formeln, wenn auch auf Grund verschiedener Annahmen, aus Gl. (5) hervorgegangen sind. Diese Übereinstimmung darf nicht so gewertet werden, als sei in Gl. (4-34) x_{AP} durch x_{bmax} bzw. x_{hmax} zu ersetzen und als seien damit auch die hydrodynamischen Massen entsprechend Gl. (43) zu modifizieren. Die in diesem Abschnitt hergeleiteten Formeln sollen den Einfluß von Potentialwirbeln auf die Kräfte am Bootsrumpf berücksichtigen, während die in Kapitel 3.1.2.1 mit dem Index "(HI)" bezeichneten Koeffizientenanteile für eine wirbel- bzw. nachstromfreie Strömung gelten (vergl. /45/) . Diese Vorgehensweise ist aus der Tragflügeltheorie bekannt, bei der z. B. Dicken- und Auftriebseinfluß getrennt voneinander durch verschiedene Singularitäten (Dipol- bzw. Wirbelbelegung) beschrieben werden. Die Gleichungen in diesem und den vorangehenden Kapiteln beschreiben also verschiedene Phänomene und sollten, auch wenn sie von den gleichen Grundgleichungen ausgehen, nicht konsequent miteinander kombiniert werden. Diese Annahmen werden durch Messungen an Ubootsmodellen bestätigt, indem sowohl die hydrodynamischen Massen nach Gl. (9,15,25,31) unter Berücksichtigung der Korrekturfaktoren k_X, k_Y, k_Z, k_M und k_N und Ausführung der Integrale von x_{AP} bis x_{FP}, als auch die Querkräfte bei stationärer Schräganströmung unter Benutzung des Kraftanteils nach Gl. (43) sehr gut mit PMM-Meßergebnissen übereinstimmen. Man beachte hierzu auch die Bemerkungen am Ende von Kapitel 3.1.2.1.1.

Der Drehmomentenanteil am Rumpf durch die Querkraft nach Gl. (43) ist als Korrektur des Munk'schen Drehmoments /46/ $M_W'^{(HI)}$ in wirbelfreier Strömung nach Gl. (27) anzusehen. Bereits in Kap. 3.1.1 wurde gezeigt, daß der Unterdruck am Hinterschiff bei Schräganströmung geringer ausfällt, als für wirbelfreie Potentialströmung vorhergesagt. So ist nach Spencer /47/ die Querkraft nach Gl. (43) im Schwerpunkt x_{sh} bzw. x_{sb} der potentialtheoretischen Unterdruckverteilung am Hinterschiff anzusetzen. Mit den Schwerpunktskoordinaten

$$x_{sh} = \frac{\displaystyle\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} x \frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x}\, dx}{\displaystyle\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} \frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x}\, dx} = \frac{2\displaystyle\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} x\, h(x) \frac{d\, h(x)}{d\, x}\, dx}{h_{max}^2 - [h(x_{AP})]^2} \qquad (45)$$

$$x_{sb} = \frac{\int_{x_{AP}}^{x_{b_{max}}} x \frac{\partial m_{33}^{(2)}}{\partial x} dx}{\int_{x_{AP}}^{x_{b_{max}}} \frac{\partial m_{33}^{(2)}}{\partial x} dx} = \frac{2 \int_{x_{AP}}^{x_{b_{max}}} x\, b(x) \frac{d\, b(x)}{d\, x} dx}{b_{max}^2 - [b(x_{AP})]^2}$$

$$z_{sh} = \frac{\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} z_s(x) \frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x} dx}{\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} \frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x} dx} = \frac{2 \int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} z_s(x)\, h(x) \frac{d\, h(x)}{d\, x} dx}{h_{max}^2 - [h(x_{AP})]^2} \qquad (45)$$

$$z_{sh_x} = \frac{\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} x\, z_s(x) \frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x} dx}{x_{sh} \int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} \frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x} dx} = \frac{2 \int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} x\, z_s(x)\, h(x) \frac{d\, h(x)}{d\, x} dx}{x_{sh} \{h_{max}^2 - [h(x_{AP})]^2\}}$$

können die Kraft- und Momentenanteile durch die Auftriebswirkung des Rumpfes bei Schräganströmung in folgender Weise geschrieben werden:

$$Y_v^{\prime(HL)} = - \frac{\zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right)}{\frac{\rho}{2} l^2} \left[\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} \frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x} dx + m_{22}^{(2)}(x_{AP}) \right] = - \zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right) \cdot \frac{\pi}{2} \frac{h_{max}^2}{l^2} \qquad (46)$$

$$Y_r'^{(HL)} = N_v'^{(HL)} = - \frac{\zeta\left(\dfrac{b_{max}}{h_{max}}\right)}{\frac{\varrho}{2}\, l^3} \left[\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} x \frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x}\, dx + m_{22}^{(2)}(x_{AP}) \cdot x_{AP} \right]$$

$$= \zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right) \frac{\pi}{2 l^3} \left[\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} [h(x)]^2\, dx - h_{max}^2 \cdot x_{h_{max}} \right]$$

$$= - \zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right) \frac{\pi}{2} \left[\frac{h_{max}^2}{l^2} \cdot \frac{x_{sh}}{l} + \frac{[h(x_{AP})]^2}{l^2} \left(\frac{x_{AP}}{l} - \frac{x_{sh}}{l} \right) \right]$$

$$N_r'^{(HL)} = - \frac{\zeta\left(\dfrac{b_{max}}{h_{max}}\right)}{\frac{\varrho}{2}\, l^4} \left[\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} x^2 \frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x}\, dx + m_{22}^{(2)}(x_{AP}) \cdot x_{AP}^2 \right]$$

$$= \zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right) \frac{\pi}{2} \left[2 \int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} \frac{x}{l^4} [h(x)]^2\, dx - \frac{h_{max}^2 \cdot x_{h_{max}}^2}{l^4} \right] \qquad (46)$$

$$= - \zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right) \frac{\pi}{2} \left[\frac{h_{max}^2}{l^2} \cdot \frac{x_{sh}^2}{l^2} + 2 \int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} \frac{(x - x_{sh})^2}{l^4}\, h(x) \frac{d\, h(x)}{d\, x}\, dx + \frac{[h(x_{AP}) \cdot x_{AP}]^2}{l^4} \right]$$

$$Z_w'^{(HL)} = - \zeta\left(\frac{h_{max}}{b_{max}}\right) \cdot \frac{\pi}{2} \frac{b_{max}^2}{l^2}$$

$$Z_q'^{(HL)} = M_w'^{(HL)} = \zeta\left(\frac{h_{max}}{b_{max}}\right) \frac{\pi}{2} \left[\frac{b_{max}^2}{l^2} \cdot \frac{x_{sb}}{l} + \frac{[b(x_{AP})]^2}{l^2} \left(\frac{x_{AP}}{l} - \frac{x_{sb}}{l} \right) \right]$$

$$M_q'^{(HL)} = - \zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right) \frac{\pi}{2} \left[\frac{b_{max}^2}{l^2} \cdot \frac{x_{sb}^2}{l^2} + 2 \int_{x_{AP}}^{x_{b_{max}}} \frac{(x - x_{sb})^2}{l^4}\, b(x) \frac{d\, b(x)}{d\, x}\, dx + \frac{[b(x_{AP}) \cdot x_{AP}]^2}{l^4} \right]$$

$$K_v'^{(HL)} = Y_p'^{(HL)} = \frac{\zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right)}{\frac{\rho}{2}\,l^3}\left[\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} z_s(x)\,\frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x}\,dx + m_{22}^{(2)}(x_{AP})\cdot z_s(x_{AP})\right]$$

$$= \zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right)\frac{\pi}{2}\left[\frac{h_{max}^2}{l^2}\cdot\frac{z_{sh}}{l} + \frac{[h(x_{AP})]^2}{l^2}\left(\frac{z_s(x_{AP})}{l} - \frac{z_{sh}}{l}\right)\right]$$

$$K_p'^{(HL)} = -\frac{\zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right)}{\frac{\rho}{2}\,l^4}\left[\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} [z_s(x)]^2\,\frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x}\,dx + m_{22}^{(2)}(x_{AP})\cdot [z_s(x_{AP})]^2\right] \qquad (46)$$

$$= -\zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right)\frac{\pi}{2}\left[\frac{h_{max}^2}{l^2}\cdot\frac{z_{sh}^2}{l^2} + 2\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}}\frac{(z_s(x) - z_{sh})^2}{l^4}\,h(x)\frac{d\,h(x)}{d\,x}\,dx + \frac{[h(x_{AP})\cdot z_s(x_{AP})]^2}{l^4}\right]$$

$$K_r'^{(HL)} = N_p'^{(HL)} = \frac{\zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right)}{\frac{\rho}{2}\,l^3}\left[\int_{x_{AP}}^{x_{h_{max}}} x z_s(x)\,\frac{\partial m_{22}^{(2)}}{\partial x}\,dx + m_{22}^{(2)}(x_{AP})\cdot z_s(x_{AP})\cdot x_{AP}\right]$$

$$= \zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right)\frac{\pi}{2}\left[\frac{h_{max}^2}{l^2}\cdot\frac{x_{sh}\cdot z_{sh_x}}{l^2} + \frac{[h(x_{AP})]^2}{l^2}\left(\frac{z_s(x_{AP})\cdot x_{AP}}{l^2} - \frac{z_{sh_x}\cdot x_{sh}}{l^2}\right)\right]$$

Die verbleibenden Integralterme in Gl. (46) gewinnen umso mehr an Bedeutung, je größer die Längenausdehnung des Unterdruckverlaufs am Hinterschiff ist und je näher der Unterdruckschwerpunkt am Ursprung des bootsfesten Koordinatensystems liegt. Bei den untersuchten Ubooten (siehe Abb. 23) beträgt der Anteil des Integralsterms am Koeffizienten $N_r'^{(HL)}$ in Gl. (46) etwa 10%, während zur Berechnung von $M_q'^{(HL)}$ der Integralterm gänzlich unbedeutend ist. Dies liegt am unterschiedlichen Verlauf der Rumpfkontur der Boote bei Projektion in die x-y- bzw. x-z-Ebene.
Da die Ubootsrümpfe zum Propeller hin spitz zulaufen, gilt

$$h(x_{AP}) = b(x_{AP}) = 0$$

In Gl. (46) wurden diese Terme dennoch beihalten, um eine leichtere Übertragung der Theorie auf Überwasserschiffe zu ermöglichen. Für Überwasserschiffe ist die Funktion ζ in Form von Gl. (42) wegen der kantigeren Rumpfquerschnitte allerdings nicht zu übernehmen.

In Gl. (46) treten die maximale Rumpfbreite bzw. Rumpfhöhe als Argument der Funktion ζ auf, weil angenommen wurde, daß sich der weiter stromabwärts liegende Rumpfteil kleineren Querschnitts im Nachstromfeld des davorliegenden Rumpfteils befindet und demzufolge so wirkt, als sei der Querschnitt konstant geblieben. Aus diesem Grunde kommt dem Maximalquerschnitt eine höhere Bedeutung zu, und es ist durchaus gerechtfertigt, auch die Funktion ζ an dieser Stelle zu berechnen. Zudem sind die Werte für $h(x)/b(x)$ über weite Teile des Rumpfes konstant und identisch mit h_{max}/b_{max}, so daß eine veränderte Berechnung der Auftriebsverteilung mit örtlich veränderlicher Funktion ζ ähnliche Ergebnisse liefern würde, wobei immer noch die Unsicherheit bleibt, ob ζ wirklich für alle Sektionen mit gleicher Wichtung angesetzt werden darf.

Die Auftriebskräfte nach Gl. (46) sind in Analogie zur Tragflügeltheorie mit Kräften in Schiffslängsrichtung verbunden, die durch Projektion der senkrecht zur Anströmung gerichteten Auftriebskraft auf die Bootslängsachse (siehe Abb. 1) und aus dem Anteil des induzierten Widerstands gewonnen werden /26,48,21/. Der effektive Anstell- bzw. Driftwinkel ergibt sich aus der Anströmungsrichtung am Ort der Schwerpunkte der Querkraftverteilungen nach Gl. (45) und es gilt damit für den Längskraftanteil durch die Auftriebswirkung des Rumpfes:

$$\frac{X^{(HL)}}{\frac{\rho}{2} l^2} = - Y_v'^{(HL)} \left[uv + urx_{sh} - upz_{sh}\right] \left[\frac{v + rx_{sh} - upz_{sh}}{u}\right] - \frac{\left[Y_v'^{(HL)}\right]^2 \left[uv + urx_{sh} - upz_{sh}\right]^2}{\pi \cdot h_{max}^2} \cdot \frac{l^2}{u^2}$$

$$- Z_w'^{(HL)} \left[uw - uqx_{sb}\right] \left[\frac{w - qx_{sb}}{u}\right] - \frac{\left[Z_w'^{(HL)}\right]^2 \left[uw - uqx_{sb}\right]^2}{\pi \cdot b_{max}^2} \cdot \frac{l^2}{u^2} \qquad (47)$$

$$= - Y_v'^{(HL)} \left[v + rx_{sh} - pz_{sh}\right]^2 \left[1 - \frac{\zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right)}{2}\right]$$

$$- Z_w'^{(HL)} \left[w - qx_{sb}\right]^2 \left[1 - \frac{\zeta\left(\frac{h_{max}}{b_{max}}\right)}{2}\right]$$

Daraus ergeben sich folgende Koeffizientenanteile:

$$X'^{(HL)}_{vv} = -Y'^{(HL)}_{v}\left[1-\frac{\zeta\left(\frac{b_{max}}{h_{max}}\right)}{2}\right] \quad ; \quad X'^{(HL)}_{ww} = -Z'^{(HL)}_{w}\left[1-\frac{\zeta\left(\frac{h_{max}}{b_{max}}\right)}{2}\right]$$

$$X'^{(HL)}_{rr} = X'^{(HL)}_{vv}\cdot\frac{x^2_{sh}}{l^2} \quad ; \quad X'^{(HL)}_{qq} = X'^{(HL)}_{ww}\cdot\frac{x^2_{sb}}{l^2} \qquad (48)$$

$$X'^{(HL)}_{vr} = 2\,X'^{(HL)}_{vv}\cdot\frac{x_{sh}}{l} \quad ; \quad X'^{(HL)}_{wq} = -2\,X'^{(HL)}_{ww}\cdot\frac{x_{sb}}{l}$$

$$X'^{(HL)}_{pr} = -2\,X'^{(HL)}_{vv}\cdot\frac{x_{sh}\cdot z_{sh}}{l^2}$$

Die Koeffizientenanteile $X'^{(HL)}_{qq}$, $X'^{(HL)}_{rr}$, $X'^{(HL)}_{vr}$, $X'^{(HL)}_{wq}$ und $X'^{(HL)}_{pr}$ wurden letztendlich nicht berücksichtigt, da bei PMM-Untersuchungen die Koeffizienten X'_{qq}, X'_{rr}, X'_{vr}, X'_{wq} und X'_{pr} üblicherweise mit entsprechenden hydrodynamischen Massen nach Gl. (39) gleichgesetzt werden. Ob dies wirklich durch Messungen bestätigt wurde oder nur zur Vereinfachung durchgeführt wird, ist nicht bekannt.

3.1.2.3 Hydrodynamische Rumpfkräfte durch die Viskosität der Strömung

3.1.2.3.1 Längswiderstand des Bootsrumpfes

Der Längswiderstand des Bootsrumpfes läßt sich für rotationssymmetrische Rümpfe sehr gut nach der Douglas CS-Methode berechnen (siehe Abb. 21). Zur Vorhersage des Bewegungsverhaltens von Ubooten ist die näherungsweise Berechnung des Längswiderstandes des Rumpfes nach der ITTC-Formel /11/ zuzüglich eines aus Modellversuchen an Ubooten empirisch bestimmten Formwiderstands ausreichend. Dann gilt

$$X'^{(HV)}_{uu} = X'^{(HV)}_{vv} = X'^{(HV)}_{ww} = -C_f\frac{S}{l^2} - C_R\frac{\pi}{4}\frac{h_{max}\cdot b_{max}}{l^2} \qquad (49)$$

$$M'^{(HV)}_{*} = -X'_{uu}\cdot\frac{z_{so}}{l} \qquad (50)$$

mit C_f = Reibungsbeiwert nach ITTC-Formel /11/ einschließlich Rauhigkeitszuzuschlag

$$= \frac{0{,}075}{(\lg R_n - 2)^2} + 0{,}00025$$

; R_n = Reynoldszahl für u = 7 Knoten (mittlerer Geschwindigkeitswert)

C_R = Formwiderstandsbeiwert bezogen auf den maximalen Rumpfquerschnitt /25/
= 0,013 nach Modellversuchen an Ubooten

S = Rumpfoberfläche
z_{SO} = z-Koordinate des Schwerpunktes der Rumpfoberfläche.

3.1.2.3.2 Einfluß der rotationssymmetrischen Grenzschichtdicke durch die Axial - anströmung auf die Querkräfte

Nach Söding /27,28/ kann aus den Gleichungen (4-8) eine Korrektur von Querkräften und Drehmomenten durch die dem Längswiderstand entsprechende verminderte Wassergeschwindigkeit in der Grenzschicht abgeleitet werden. Dazu sind in diesen Gleichungen die Terme $u \cdot m_{22}^{(2)}(x)$ bzw. $u \cdot m_{33}^{(2)}(x)$, d. h. der Längsimpuls der hydrodynamischen Massen pro Länge, um den Impuls der Grenzschicht pro Länge $d\,I_G/dx$ zu reduzieren. Dieses Vorgehen steht im Einklang mit der empirischen Reduktion der hydrodynamischen Masse $X_{\dot{u}}^{'(HI)}$ nach Gl. (38). Unter der vereinfachten Annahme, daß der Rumpfwiderstand $\frac{\varrho}{2} l^2 u^2 \cdot |X_{uu}^{'(HV)}|$ linear mit der Entfernung vom Bug anwächst, ergibt sich:

$$\frac{d\,I_G[x(t)]}{dt} = \frac{d\,I_G(x)}{dx} \cdot u = \frac{\varrho}{2} l^2 u^2 \cdot |X_{uu}^{'(HV)}| \cdot \frac{(x_{FP} - x)}{l}$$

oder

$$\frac{d\,I_G}{dx} = \frac{\varrho}{2} l^2 u \cdot |X_{uu}^{'(HV)}| \cdot \frac{(x_{FP} - x)}{l} \qquad (51)$$

Ersetzt man in Gl. (4-8) die Terme $u \cdot m_{22}^{(2)}(x)$ bzw. $u \cdot m_{33}^{(2)}(x)$ durch $-d\,I_G/dx$ nach Gl. (51), so ergeben sich folgende zusätzliche Koeffizienten:

$$Y_v^{'(HV)} = |X_{uu}^{'(HV)}| \; ; \quad Y_p^{'(HV)} = -\frac{z_s(x_{AP})}{l} \cdot Y_v^{'(HV)} \; ; \quad Y_r^{'(HV)} = \frac{x_{AP}}{l} \cdot Y_v^{'(HV)}$$

$$Z_w^{'(HV)} = Y_v^{'(HV)} \; ; \quad Z_q^{'(HV)} = -\frac{x_{AP}}{l} \cdot Z_w^{'(HV)}$$

$$K_v^{'(HV)} = -\frac{z_s(x_{AP})}{l} \cdot Y_v^{'(HV)} \; ; \quad K_p^{'(HV)} = -\frac{z_s(x_{AP})}{l} \cdot Y_p^{'(HV)} \; ; \quad K_r^{'(HV)} = -\frac{z_s(x_{AP})}{l} \cdot Y_r^{'(HV)}$$

$$M_w^{'(HV)} = -|X_{uu}^{'(HV)}| \left(\frac{1}{2} + \frac{x_{AP}}{l} \right) \; ; \quad M_q^{'(HV)} = \frac{1}{6} \cdot |X_{uu}^{'(HV)}| - M_w^{'(HV)} \cdot \frac{x_{AP}}{l} \qquad (52)$$

$$N_v^{'(HV)} = -M_w^{'(HV)} \; ; \quad N_p^{'(HV)} = -|X_{uu}^{'(HV)}| \left(\frac{z_{SO}}{2l} + \frac{x_{AP}\, z_s(x_{AP})}{l^2} \right) \; ; \quad N_r^{'(HV)} = M_q^{'(HV)}$$

Ein Vergleich von Gl. (52) mit Gl. (43) zeigt, daß der Reibungsanteil den Auftrieb nach der Potentialtheorie verringert. Dies ist auch aus Messungen an Ruderprofilen bekannt /49/ und muß kein Widerspruch zu dem Ergebnis von Hoerner /40, Kap. 19-6/ sein, daß stromlinienförmige Körper mit größerem Formwiderstand auch einen größeren Auftrieb liefern. Mandel /39, Kap. 10.4/ gibt im Gegensatz zu Gl. (52) einen negativen Wert für den Reibungsanteil der Koeffizienten Y'_v und Z'_w an, der einfach aus der Überlegung folgt, daß die Reibungskraft für kleine Anstellwinkel in ihrer Größe unveränderlich in Richtung der Anströmung weist. Gl. (46) und Gl. (52) müssen jedoch insgesamt als Resultat der Streifenmethode gesehen werden, und einzelne Terme können durchaus von Ergebnissen nach anderen Rechenmethoden abweichen.

3.1.2.3.3 Viskose Querkräfte nach dem Cross-Flow-Prinzip

Die in den vorigen Abschnitten behandelte Theorie schlanker Körper liefert nur lineare Terme in den Bewegungsgleichungen. Wenn jedoch der Anstellwinkel des Rumpfes größer als etwa fünf Grad wird, so gewinnen nichtlineare Anteile bei Kraft- und Momentenverläufen schnell an Bedeutung (vergl. Abb. 20,21). Diese auf die Queranströmung des Rumpfes zurückzuführenden Kräfte können nach dem sogenannten Cross-Flow-Prinzip /40, Kap. 19-9/, /6,12,27-29/ berechnet werden:

$$\begin{aligned}
Y_{cross} &= -\frac{\rho}{2}\int_{x_{AP}}^{x_{FP}} C_{d_y}(x)\cdot h(x)\cdot(v+xr)\cdot v_{cross}(x)\cdot dx \\
Z_{cross} &= -\frac{\rho}{2}\int_{x_{AP}}^{x_{FP}} C_{d_z}(x)\cdot b(x)\cdot(w-xq)\cdot v_{cross}(x)\cdot dx \\
M_{cross} &= \frac{\rho}{2}\int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x\cdot C_{d_z}(x)\cdot b(x)\cdot(w-xq)\cdot v_{cross}(x)\cdot dx \\
N_{cross} &= -\frac{\rho}{2}\int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x\cdot C_{d_y}(x)\cdot h(x)\cdot(v+xr)\cdot v_{cross}(x)\cdot dx
\end{aligned} \qquad (53)$$

mit $v_{cross} = \sqrt{(w-xq)^2 + (v+xr)^2}$ und $C_{d_y}(x)$ und $C_{d_z}(x)$ als örtliche Widerstandsbeiwerte für Bewegungen in der x-y- bzw. x-z-Ebene.

In der Literatur werden für Schiffsrümpfe konstante Querwiderstandsbeiwerte angegeben, die zwischen 0,5 und 1,2 (siehe /27/, Discussions) liegen. Allen, Perkins /29/, Spencer /47/ und Hoerner /25, Kap. 3-16/ weisen auf die nicht unwesentliche Abhängigkeit des Querwiderstandsbeiwerts C_{d_0} eines Zylinders von der Zylinderlänge hin (siehe Tab. I).

$\frac{\text{Länge}}{\text{Durchmesser}}$	1	3	5	7	9	11	13	20	40	∞
$\eta_c = \frac{C_{d_0}}{C_{d_\infty}}$	0.53	0.59	0.62	0.65	0.67	0.69	0.71	0.76	0.82	1.0

Tabelle I: Abhängigkeit des Querwiderstandsbeiwerts eines Zylinders von der Zylinderlänge

Die Werte in Tabelle I gelten für unterkritische Reynoldszahlen zwischen $5 \cdot 10^3$ und 10^5. Es wird vermutet, daß Tabelle I auch für überkritische Anströmungen näherungsweise gültig ist, da zumindest das Widerstandsverhältnis zwischen Kugel (ähnlich zu Zylinder mit l/d=1) und unendlich langem Zylinder nach Wechsel zu überkritschen Reynoldszahlen ungefähr konstant bleibt.

Allen und Perkins /29/ übertragen die Ergebnisse für Kreiszylinder nach Tabelle I auf beliebige Rotationskörper und geben dazu folgende Berechnungsmethode für den örtlichen Querwiderstandsbeiwert $C_d(x)$ an:

a) Zunächst ist die örtliche Reynoldszahl $R_n(x)$ zu bestimmen:

$$R_n(x) = \frac{v_{cross}(x) \cdot D}{\nu} \quad \text{mit} \begin{cases} \nu & = \text{kinematische Zähigkeit von Wasser} \\ v_{cross}(x) & = \text{örtliche Quergeschwindigkeit} \\ A_p & = \text{Lateralfläche des Rotations-körpers} \\ D & = \frac{A_p}{l} \end{cases} \tag{54}$$

b) Für die unter a) berechnete Reynoldszahl ist der Querwiderstandsbeiwert $C_{d_\infty}(x)$ eines unendlich langen Zylinders z. B. nach Angaben von Hoerner /25/ zu ermitteln und mit dem Faktor η_c als Funktion von Rumpflänge und örtlichem Rumpfdurchmesser nach Tabelle I zu multiplizieren. Damit ergibt sich der örtliche Querwiderstandsbeiwert des Rotationskörpers zu

$$C_d(x) = \eta_c \cdot C_{d_\infty}(x) \tag{55}$$

Abweichungen des Querschnitts von der Kreisform können nach Angaben von Hoerner /25, Kap. 3-11/ durch folgende Funktion berücksichtigt werden:

$$C_{d_z}(x) = \frac{C_d(x)}{126}\left\{4 + 2\,\frac{h(x)}{b(x)} + 120\,\frac{[b(x)]^2}{[h(x)]^2}\right\}$$

$$C_{d_y}(x) = \frac{C_d(x)}{126}\left\{4 + 2\,\frac{b(x)}{h(x)} + 120\,\frac{[h(x)]^2}{[b(x)]^2}\right\} \qquad (56)$$

mit h(x) und b(x) als örtliche Höhe (in z-Richtung nach Abb. 1) bzw. Breite (in y-Richtung nach Abb. 1) des als Ellipse idealisierten Rumpfquerschnitts.
Gl. (56) basiert auf Messungen des Querwiderstandsbeiwerts C_{d_z} von Zylindern mit elliptischen Querschnittsflächen ($h(x)/b(x) = h/b = \text{const}$ für alle x; größter Durchmesser quer zur Anströmung) im Bereich $1 \leq h/b \leq 3$. Für die betrachteten Uboote liegen die Werte von $h(x)/b(x)$ zwischen 1 und 1,3. Die Formel für C_{d_y} wird im Bereich $0{,}75 \leq b(x)/h(x) \leq 1$ benutzt, für den eine Extrapolation der Meßergebnisse von Hoerner noch gültig sein sollte.
Allen und Perkins erhielten nach ihrer Rechenmethode gute Ergebnisse für Querkräfte und Drehmomente an schräg angeströmten Rotationskörpern mit stumpfen Hinterteilen bei unterkritischen Reynoldszahlen $R_n(x)$ nach Gl (54). An Ubootsrümpfen im Bereich überkritischer Reynoldszahlen $R_n(x)$ versagte diese Methode und lieferte im Vergleich zu Meßergebnissen an Modellen zu geringe Querwiderstandsbeiwerte. Diese Erfahrung deckt sich auch mit Angaben von Thomson /50/, der die Einführung des Abminderungsfaktors η_c erst ab einen Anstellwinkel über 60° vorsieht.
Thomson berechnet den Querwiderstand von rotationssymmetrischen Rümpfen nach der sogenannten Impuls-Flow-Analogie, die besagt, daß zwischen dem zeitlich veränderlichen Strömungsfeld hinter einem impulsartig querbeschleunigten Zylinder und der örtlich veränderlichen Querströmung an einem angestellten Rotationskörper eine Analogie besteht, die durch folgende Gleichung beschrieben werden kann:

Querweg nach Beschleunigungsimpuls	=	Querweg bei Schräganströmung

$$u \cdot t = c_\tau[x_{FP}-x] \cdot (x_{FP}-x) \cdot \tan\alpha \qquad (57)$$

Dabei wird der Abstand der Querschnitte von der Körpernase zu der Zeit in Beziehung gesetzt, die seit dem Beschleunigungsimpuls verstrichen ist. c_τ stellt einen Korrekturfaktor als Funktion der Lauflänge $x_{FP}-x$ dar, der von Thomson durch Vergleich der zeitlichen Wirbelablösung beim Beschleunigungsversuch mit

der örtlichen Wirbelablösung beim Schräganströmungsversuch empirisch ermittelt wurde. Mit Gleichung (57) kann der örtliche Rumpfwiderstand aus Messungen des zeitlich veränderlichen Widerstands am impulsartig querbeschleunigten Zylinder bestimmt werden. Dabei sind noch zwei Korrekturen notwendig. Zum einen ist die Abhängigkeit der Wirbelstärke und damit des Querwiderstands vom Anstellwinkel des Rumpfes zu beachten. Dies kann aus einer Analogie zur Kármánschen Wirbelstraße hergeleitet werden /51/. Weiterhin ist ein Korrekturfaktor für den Einfluß des axialen Druckgradienten an der Körpernase auf den Querwiderstand zu berücksichtigen, der nach der Theorie schlanker Körper als Funktion des Steigungswinkels der Rumpfkonturlinie und als Funktion des Anstellwinkels des Rumpfes berechnet werden kann /50/. Demnach tritt ein merklicher Querwiderstand erst bei einem Anstieg der Rumpfkonturlinie in Strömungsrichtung von weniger als 5° auf. Zum hinteren Lot hin wird bei konstant bleibendem Rumpfquerschnitt (stumpfes Rumpfende) eine Abnahme der Wirbelstärke angenommen und der Querwiderstandsbeiwert entsprechend entlang einer vom Anstellwinkel abhängigen Lauflänge reduziert. Wenn der Körperquerschnitt in Strömungsrichtung abnimmt, tritt nach Thomson die Ablösung der Längswirbel schon bei einem Umfangswinkel (gemessen zur Richtung der Queranströmung) von 90° auf. Dies entspricht der Queranströmung eines Zylinders bei unterkritischer Reynoldszahl, und daher sollte in diesem Falle im Bereich des Hinterschiffs grundsätzlich mit einem für unterkritische Reynoldszahlen typischen Widerstandsbeiwert von C_d = 1,2 gerechnet werden, selbst dann, wenn die Strömung turbulent ist. Der Abminderungsfaktor η_c nach Tabelle I ist erst ab einem Anstellwinkel über 60° einzuführen.
Diese Methode wurde ebenfalls an Ubooten erprobt. Die Abweichung der Rumpfquerschnitte von der Kreisform wurde gemäß Gl. (56) berücksichtigt. Die Ergebnisse waren unbefriedigend. Insbesondere versagte die Methode gänzlich bei Hinzunahme der Rotationsbewegung, da die Annahmen über die Wirbelablösung nicht von der Querbewegung auf die Rotationsbewegung zu übertragen sind.
Sarpkaya /35/ hält die Anwendbarkeit der "Impuls-Flow"-Analogie bei turbulenter Strömung für zweifelhaft und empfiehlt die Verwendung eines konstanten Querwiderstandsbeiwerts.
Unter Berücksichtigung der zwei folgenden Ergebnisse von Thomson wurde versucht, einen universellen konstanten Querwiderstandsbeiwert C_d für Ubootsrümpfe zu bestimmen:

a) Der Querwiderstand des Vorschiffs ist vernachlässigbar, solange der Anstieg der Rumpfkonturlinie (arctan[-dh/dx] für die x-z-Ebene; arctan[-db/dx] für die x-y-Ebene) in Strömungsrichtung größer als 5° ist.

b) Am Hinterschiff tritt ein merklicher Anstieg des Querwiderstandsbeiwerts auf. Dies ist auf die am Hinterschiff einsetzende Ablösung der Strömung zurückzuführen (siehe Kap. 3.1.1) und wird auch von Sharma /12/ bestätigt.

Nun sind am Hinterschiff die Ruderflächen angebracht und es ist ohne detaillierte Messungen nicht vorherzusagen, wie sich der Gesamtwiderstand aus Rumpf-, Ruder- und Interferenzanteil zusammensetzt. Aus diesem Grunde wurde zunächst versucht, einen konstanten Querwiderstandsbeiwert C_d des Rumpfes auch am Hinterschiff beizubehalten und den Widerstandszuwachs gänzlich auf die Ruderflächen zu beziehen. Damit setzen sich die aus stationären Schrägschleppversuchen (vergl. auch Kap. 2) bestimmten nichtlinearen Kraft- und Momentenkoeffizienten $Z'_{w|w|}$ und $M'_{w|w|}$ aus folgenden Anteilen zusammen:

$$Z'_{w|w|} = -\frac{1}{l^2}\int_{x_{AP}}^{x_{FP}} C_{d_Z}(x)\cdot b(x)\cdot dx \quad - C^O_{d_{WB}}\cdot\frac{1}{l^2}\sum_{i=1}^{4} S^O_{Wi}\cdot|\cos^3\varepsilon_i|$$

$$M'_{w|w|} = \frac{1}{l^3}\int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x\cdot C_{d_Z}(x)\cdot b(x)\cdot dx \;+ C^O_{d_{WB}}\cdot\frac{1}{l^3}\sum_{i=1}^{4} S^O_{Wi}\cdot|\cos^3\varepsilon_i|\cdot x_{Wi} \qquad (58)$$

mit

$C^O_{d_{WB}}$ = Querwiderstandsbeiwert für ein Ruderblatt der Ruder-Rumpf-Kombination

S^O_{Wi} = Fläche des i-ten Ruderblatts (siehe Bezugsflügel II in Skizze VIII auf Seite 67)

x_{Wi} = x-Koordinate des Punktes $P_{\bar{c}/4}$ (siehe Skizze I auf Seite 52) für das i-te Ruderblatt im bootsfesten Koordinatensystem

ε_i = Winkel zwischen i-tem Ruderblatt und y-Achse im Querschnitt an der Stelle $x = x_{Wi}$

Die Koeffizienten $Y'_{v|v|}$ und $N'_{v|v|}$ werden hier nicht betrachtet, da sie zunächst eine weitere Unbekannte im Querwiderstandsbeiwert $C^O_{d_T}$ des Turmes enthalten.

Mit Hilfe der aus stationären Schrägschleppversuchen an Ubootsmodellen bekannten Koeffizienten $Z'_{w|w|}$ und $M'_{w|w|}$ können somit die Beiwerte C_d und $C^O_{d_{WB}}$ aus Gl. (58) und Gl. (56) mit $C_d(x) \equiv C_d$ bestimmt werden.

Tabelle II zeigt die Ergebnisse für sieben verschiedene Ubootsmodelle (Typ A - E) /52-57/ und für einen ubootsähnlichen Rumpf ohne Propeller (DTNSRDC-Modell 4621), für den Dempsey /23/ hydrodynamische Koeffizienten für 20 verschiedene Ruderformen bestimmte. Abb. 23 zeigt Skizzen der betrachteten Modelle als Seitenansicht. Von der Dempsey-Serie wurde nur eine repräsentative Konfiguration (7B) zur Auswertung in Tabelle II benutzt, da alle Messungen an demselben Rumpf durchgeführt wurden, und dieser hier nicht überbewertet werden sollte. Zudem ist nicht erwiesen, ob nicht durch den fehlenden Propeller Unterschiede in den Querwiderständen auftreten, wenngleich die Ergebnisse in Tabelle II nicht unbedingt darauf hindeuten. Für die linearen Auftriebsbeiwerte der Ruder muß nach Vergleich der Messungen von Dempsey mit Meßergebnissen an Ubootsmodellen nach Kapitel 3.2.2 mit einem deutlichen Einfluß des Propellers gerechnet werden.

Boot	C_d	C^o_{dw}	l / b_{max}	Anordnung der hinteren Tiefenruder	Propeller
Typ A	0,524	4,03	9,6	+	ja
Typ B1	0,523	3,75	11,2	+	ja
Typ B2	0,540	4,33	11,2	×	ja
Typ C	0,890	3,12	8,7	+	ja
Typ D	0,507	3,27	9,9	+	ja
Typ E	0,664	3,20	9,8	+	ja
Typ F	0,527	(7,85)	8,3	×	ja
Dempsey 7B	0,664	4,89	7,3	+	nein
	$\overline{C_d}$=0,61 ± 10%	$\overline{C^o_{dWB}}$ =3,80 ± 10%			

Tabelle II: Querwiderstandsbeiwerte nach Auswertung von Querkraft- und Momentenmessungen an Ubootsmodellen

In Tabelle II fallen der relativ große Querwiderstandsbeiwert C_d für Ubootstyp C und der große Querwiderstandsbeiwert C^o_{dw} für Ubootstyp F auf. Auch bei Anwendung der anderen zuvor beschriebenen Methoden wichen bei den genannten Booten diese Beiwerte deutlich von den Mittelwerten ab. Die Ursachen hierfür sind ohne Messung der Querkraftverteilung an Rumpf und Rudern kaum zu klären. Für Ubootstyp C sind weder Rumpf noch Ruder in irgendeiner Weise auffällig. Ubootstyp F besitzt X-Ruder und es ist denkbar, daß die Abhängigkeit des Querwiderstands vom Winkel ε in Gl. (58), wonach nur die Quergeschwindigkeitskomponente am Ruder berücksichtigt wird, nicht zutrifft. Die Ergebnisse für Ubootstyp B2 als weiteres Beispiel für X-Ruder sprechen jedoch nicht dafür, wenngleich auch hier der Querwiderstandsbeiwert der Ruder etwas über dem Durchschnitt liegt. Ein höherer Querwiderstand am Heck kann auch durch die relativ völlige Hinterschiffsform von Ubootstyp F auftreten (vergl. Abb. 23). Da der Querwiderstandsbeiwert C^o_{dW} deutlich von den Ergebnissen für die anderen Boote abweicht, wurde er bei Bildung des Mittelwertes nicht berücksichtigt. Dies soll durch die Klammern in Tabelle II angedeutet werden.

Die Standardabweichung vom Mittelwert beträgt nach Tabelle II für $\overline{C_d}$ und C^o_{dW} ±10 %. Das ist akzeptabel und rechtfertigt die Wahl eines konstanten Wertes für C_d in Gl. (56) von

$$C_d = \overline{C_d} = 0{,}61 \qquad (59)$$

und eines konstanten Querwiderstandsbeiwerts der hinteren Ruderflächen von

$$C^o_{dW_B} = \overline{C^o_{dW_B}} = 3{,}80 \qquad (60)$$

Für isolierte Ruderflächen werden in der Literatur Widerstandsbeiwerte zwischen 2.0 und 3.6 angegeben /43/. Unter Berücksichtigung der Ruder-Rumpf-Wechselwirkung können nach Low und Stone /58/ Werte von über 4.0 auftreten. Ein Widerstandsbeiwert von 3.8 ist somit durchaus realistisch. Dieser Punkt wird in Kap. 3.2.2 noch ausführlicher diskutiert.

Für Rümpfe ohne hintere Ruderflächen kann die Zunahme des Querwiderstandsbeiwerts dadurch empirisch erfaßt werden, daß stromabwärts hinter der maximalen Höhe h_{max} bzw. Breite b_{max} das Produkt aus Querwiderstandsbeiwert $C_{d_y}(x)$ und Höhe $h(x)$ bzw. Querwiderstandsbeiwert $C_{d_z}(x)$ und Breite $b(x)$ als konstant zu

$$C_{d_y}(x) \cdot h(x) = C_{d_y}(h_{max}) \cdot h_{max} \Rightarrow C_{d_y}(x) = C_{d_y}(h_{max}) \cdot h_{max} / h(x)$$
$$(\text{stromabwärts für } h(x) \le h_{max})$$

bzw. $\qquad (61)$

$$C_{d_z}(x) \cdot b(x) = C_{d_z}(b_{max}) \cdot b_{max} \Rightarrow C_{d_z}(x) = C_{d_z}(b_{max}) \cdot b_{max} / b(x)$$
$$(\text{stromabwärts für } b(x) \le b_{max})$$

angesetzt wird. Damit lassen sich die gemessen Kraft- und Momentenverläufe als Funktion des Anstellwinkels am Beispiel des Luftschiffes "Akron" (Abb. 20) und des DTNSRDC Modells 4621 (Abb. 21) sehr gut wiedergeben. Diese Berechnungsmethode zeigt Parallelen zu den Annahmen von Jones über den Auftrieb

schlanker Flügel, wonach stromabwärts im Bereich abnehmender Spannweite infolge der Abwinde mit einer konstanten Spannweite zu rechnen ist (vergl. Kap. 3.1.2.2).
Zur Berechnung der Querwiderstandsbeiwerte C_d und $\overline{C_d}$ in Tabelle II bzw. $C_{d_y}(x)$ und $C_{d_z}(x)$ in Gl. (56) wurden nur Ergebnisse aus Schrägschleppversuchen benutzt. Wenn Gl. (53) und Gl. (56) mit $C_d(x) = \overline{C_d}$ nach Gl. (59) ohne Einschränkung gültig wären, so müßten sie auch die winkelgeschwindigkeitsabhängigen Kraft- und Momentenanteile durch die örtlich veränderliche Queranströmung am Bootsrumpf richtig wiedergeben. Auswertung von PMM-Messungen an den in Abb. 23 skizzierten Ubootsmodellen zeigten jedoch, daß die gemessenen Kräfte und Momente an den Booten bei kombinierten Quer- und Drehbewegungen ($v \neq 0$ und $r \neq 0$ bzw. $w \neq 0$ und $q \neq 0$) geringer ausfallen als Gl. (53,56,59) es vorhersagen. Ähnliche Ergebnisse werden auch von Thörn /45/ bei der Bestimmung hydrodynamischer Koeffizienten für Überwasserschiffe beschrieben. So sind nach Thörn bei einer kombinierten Quer- und Drehbewegung des Schiffes trotz einer Verteilung der Quergeschwindigkeit über die Schiffslänge gemaß Gl. (53) zur Berechnung der nichtlinearen Kraft- und Momentenanteile nur die Quergeschwindigkeiten v bzw. w des Momentenbezugspunktes (üblicherweise nahe am Schwerpunkt oder identisch mit dem Schwerpunkt) in Gl. (53) zu berücksichtigen. Thörn bestätigte die Gültigkeit des von ihm verwendeten mathematischen Modells durch Vergleich von gemessenen und berechneten Manöverfahrten mit dem Forschungsschiff "Meteor". Zum Fortfall der winkelgeschwindigkeitsabhängigen Terme in den Cross-Flow-Integralen (Gl. (53)) zitiert Thörn Angaben von Fedyaevsky /59/, die allerdings nur den Spezialfall $r^2l^2/4 \approx v^2$ bzw. $q^2l^2/4 \approx w^2$ (für $x_{FW} \approx -x_{AP} \approx l/2$) betreffen und mit den Rechnungen von Sharma /48/ über die Aufteilung der Cross-Flow-Integrale nach Gl. (53) in einzelne Koeffizienten übereinstimmen. Nach Sharma treten die Kraftanteile $Y_{v|r|} \cdot v|r|$ und $Z_{w|q|} \cdot w|q|$ nur für $r^2l^2/4 > v^2$ bzw. $q^2l^2/4 > w^2$ und die Momentenanteile $M_{|w|q} \cdot |w|q$ sowie $N_{|v|r} \cdot |v|r$ nur für $q^2l^2/4 < w^2$ bzw. $r^2l^2/4 < v^2$ auf und damit sind sie im Übergangsbereich ($r^2l^2/4 \approx v^2$ bzw. $q^2l^2/4 \approx w^2$) vernachlässigbar. Dies ist somit keine Erklärung für den im Vergleich zu Messungen zu großen Anteil der winkelgeschwindigkeitsabhängigen Kräfte und Momente in den Cross-Flow-Integralen nach Gl. (53). Die Ursache für die Schwierigkeiten, die nichtlinearen Querkräfte am Rumpf sowohl bei stationärer Schräganströmung als auch bei kombinierter Quer- und Drehbewegung das Bootes durch Gl. (53) und Gl. (56) richtig vorherzusagen, liegt nach Fedyaevsky /59/ an der Vernachlässigung des Einflusses der Längsanströmung am Rumpf, die im Zusammenhang mit der Lage des momentanen Drehpunkts des Bootes zu betrachten ist. Die Art der Wechselwirkung zwischen Längs- und Queranströmung kann durch Weiterentwicklung der in Kapitel 3.1.1 am Rotationskörper für stationäre Schräganströmung durchgeführten Berechnungen

theoretisch erfaßt werden. Da jedoch zur Zeit keine Messungen der Kraftverteilungen am Rumpf bei kombinierten Dreh- und Querbewegungen der Boote vorliegen und zudem bei den üblichen Modellversuchsreihen die Kräfte und Momente am Boot bei gekoppelten Bewegungen nur ungenau ermittelt werden (vergl. Kap. 2), ist es angebracht, den Vorschlägen von Thörn zu folgen und eine empirische Abwertung der winkelgeschwindiggeitsabhängigen Kräfte und Momente in Gl. (53) vorzunehmen. Dazu bietet sich zunächst die Zerlegung der Integrale nach Gl. (53) in einzelne Koeffizienten an. Nach Sharma /48/ bzw. Gertler /5/ gilt bei Vernachlässigung von Gliedern höherer als zweiter Ordnung in den Geschwindigkeiten v und w und Gliedern höherer als erster Ordnung in den Winkelgeschwindigkeiten q und r

$$\begin{aligned}
Y'_{cross_{|w=0,q=0}} &\approx -Y'^{(HV)}_{v|v|} \cdot \tan\beta - \frac{1}{\mu_{cross}} Y'^{(HV)}_{v|r|} \cdot \tan\beta \cdot \left|\frac{rl}{u}\right| \\
Z'_{cross_{|v=0,r=0}} &\approx Z'^{(HV)}_{w|w|} \cdot \tan\alpha + \frac{1}{\mu_{cross}} Z'^{(HV)}_{w|q|} \cdot \tan\alpha \cdot \left|\frac{ql}{u}\right| \\
M'_{cross_{|v=0,r=0}} &\approx M'^{(HV)}_{w|w|} \cdot \tan\alpha + \frac{1}{\mu_{cross}} M'^{(HV)}_{|w|q} \cdot \left|\tan\alpha\right| \cdot \frac{ql}{u} \\
N'_{cross_{|w=0,q=0}} &\approx -N'^{(HV)}_{v|v|} \cdot \tan\beta + \frac{1}{\mu_{cross}} N'^{(HV)}_{|v|r} \cdot \left|\tan\beta\right| \cdot \frac{rl}{u}
\end{aligned} \qquad (62)$$

mit $\alpha = \arctan\frac{w}{u}$, $\beta = -\arctan\frac{v}{u}$

μ_{cross} = empirischer Korrekturfaktor für winkelgeschwindigkeitsabhängige Kräfte und Momente am Rumpf

Die Koeffizienten $Y'^{(HV)}_{v|v|}$, $Y'^{(HV)}_{v|r|}$, $Z'^{(HV)}_{w|w|}$, $Z'^{(HV)}_{w|q|}$, $M'^{(HV)}_{w|w|}$, $M'^{(HV)}_{|w|q}$, $N'^{(HV)}_{v|v|}$ und $N'^{(HV)}_{|v|r}$ nach Gl. (62) wurden unter Verwendung von Gl. (59,56,53) durch eine Kurvenapproximation nach der Gauß'schen Fehlerquadratmethode /60/ im Bereich

$$-20^\circ \le \alpha,\beta \le 20^\circ \quad ; \quad -0{,}6 \le \frac{ql}{u}\,,\ \frac{rl}{u} \le 0{,}6$$

ermittelt, wobei für den Korrekturfaktor μ_{cross} nach Auswertung von Ergebnissen aus PMM-Messungen an den in Abb. 23 skizzierten Ubootsmodellen ein Wert von

$$\mu_{cross} = 0{,}5 \qquad (63)$$

eingesetzt wurde.

3.2 Hydrodynamische Kräfte am Boot auf Grund der Anhänge

Bei der Berechnung der hydrodynamischen Kraftwirkungen auf das Boot durch die Bootsanhänge wie Turm und Ruder (im weiteren zusammenfassend als Flügel bezeichnet) sind die Anteile aus der Wechselwirkung zwischen diesen Anhängen und dem Rumpf sehr wesentlich. Die Wechselwirkungsanteile werden als proportional zu den Kräften auf isolierte Flügelflächen angesetzt. Es bietet sich an, Flügel- und Interferenzkräfte gemeinsam zu betrachten und von folgender Unterteilung der Kräfte auszugehen

$$F^{(W)} = F^{(WB)} + F^{(\Gamma B)} \qquad (64)$$

mit

$F^{(WB)}$ = Kräfte auf Flügel plus Interferenzkräfte auf den Rumpf im Bereich der Flügel (WB für "Wing/Body")

$F^{(\Gamma B)}$ = Interferenzkräfte auf Ruder und Rumpfabschnitten außerhalb des Turmbereichs aus der Wechselwirkung mit dem Wirbelnachstrom des Turmes (ΓB für "Wirbel Γ/Body")

3.2.1 Hydrodynamische Kräfte auf isolierte Flügelflächen

Es gibt eine Vielzahl von Veröffentlichungen über den Auftrieb von Tragflügeln bzw. Ruderflächen. Diese Arbeiten stammen zumeist aus der Luftfahrt. Für Uboote, deren Ruder bzw. Türme ein relativ kleines Seitenverhältnis aufweisen, bietet es sich an, die Meßergebnisse bzw. empirischen Formeln von Whicker und Fehlner /61/ für Flügelflächen mit effektiven Seitenverhältnissen (Seitenverhältnisse der Doppelflügel) zwischen 1 und 3 zu verwenden. Danach gilt:

$$C_{L_W} = \left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \cdot \alpha_W + C_{d_W} \cdot \alpha_W \cdot |\alpha_W|$$

$$\left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \cdot \alpha_W = \frac{\eta_W \cdot 2\pi \cdot a_W}{\cos\Lambda \sqrt{\frac{a_W^2}{\cos^4\Lambda} + 4} + 2 \cdot \eta_W} \qquad (65)$$

$$C_{d_W} = \frac{0{,}7 \cdot \lambda + 0{,}1}{a_W} \qquad \text{für abgerundete Flügelaußenkanten}$$

$$C_{d_W} = \frac{1{,}6 \cdot \lambda + 0{,}1}{a_W} \qquad \text{für nichtgerundete Flügelaußenkanten}$$

mit C_{L_W} = Auftriebsbeiwert des an einer ebenen Wand befestigten Flügels bezogen auf die Lateralfläche S_W des Flügels

η_W = Korrekturfaktor für den Zähigkeitseinfluß. Für Modellversuche (Reynoldszahlen zwischen $0{,}5 \cdot 10^6$ und $5 \cdot 10^6$) kann etwa η_W=0,9 gesetzt werden. Für die Großausführung (Reynoldszahlen größer als $2 \cdot 10^7$) ist η_W=1 zu setzen. Da bei den durchgeführten PMM-Modellversuchen die gemessenen Koeffizienten mit Ausnahme für den Gesamtwiderstand nicht für die Großausführung korrigiert wurden, wird im folgenden mit η_W=0,9 gerechnet.

a_W = effektives Seitenverhältnis des Flügels
= Seitenverhältnis des Doppelflügels

Λ = Neigungswinkel der Verbindungslinie der Punkte auf 1/4 Profillänge von Ruderinnen- und Außenkante gegen die Ruderachse (siehe Skizze I auf Seite 52)

α_W = Anstellwinkel des Flügels im Bogenmaß

C_{d_W} = Querwiderstandsbeiwert des an einer ebenen Wand befestigten Flügels bezogen auf die Lateralfläche S_W des Flügels

λ = Verjüngungsgrad des Flügels

$$= \frac{\text{Profillänge an der Flügelaußenkante}}{\text{Profillänge am Rumpf}}$$

$$C_W = C_{W_0} + C_{W_{ind}} \cdot \alpha_W \cdot |\alpha_W| \qquad (66)$$

mit C_W = Längswiderstandsbeiwert bezogen auf die Lateralfläche S_W des Flügels

C_{W_0} = Längswiderstandsbeiwert bei α_W = 0 bezogen auf die Lateralfläche S_W des Flügels
= 0,0065

$C_{W_{ind}}$ = Beiwert für den induzierten Widerstand bezogen auf die Lateralfläche S_W des Flügels

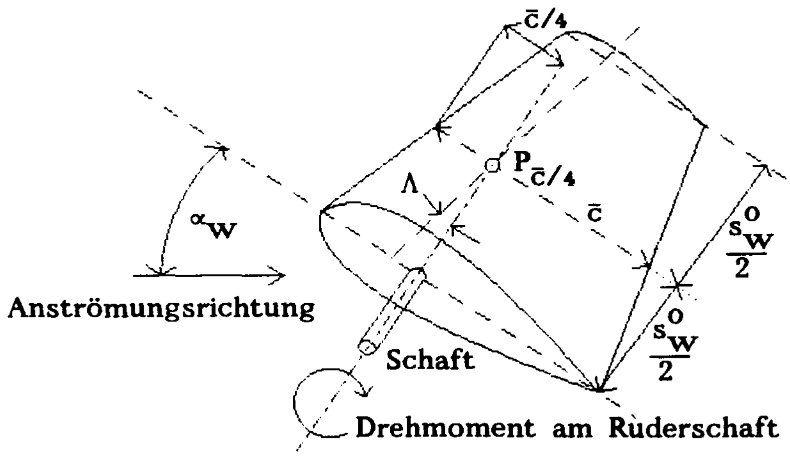
$$= \frac{\left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W}\right)^2_{\alpha_W=0}}{\pi \cdot a_W \cdot \eta_W}$$

$$C_{m_{\bar{c}/4}} = C_{m_1} \cdot \alpha_W + C_{m_2} \cdot \alpha_W \cdot |\alpha_W| \qquad (67)$$

mit $C_{m_{\bar{c}/4}}$ = Koeffizient für das Drehmoment am Ruderschaft (siehe Skizze I), bezogen auf das Produkt $S_W \cdot \bar{c}$ aus Lateralfläche und mittlerer Profillänge des Flügels

$$C_{m_1} = \left[-0{,}25 + \frac{\frac{1}{\eta_W}\sqrt{a_W^2 + 4} + 2}{4 \cdot (a_W + 2)} \right] \cdot \left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W} \right)_{\alpha_W = 0}$$

$$C_{m_2} = -0{,}5 \cdot C_{d_W}$$



Skizze I: Geometrische Ruderdaten

Die hier nach Whicker und Fehlner /61/ wiedergegebenen Formeln gelten für vollbewegliche symmetrische Profile. Für Ruder mit fester Vorflosse und beweglichem Hinterteil ergibt sich die Änderung des Auftriebs bei Auslenkung der Hinterflosse nach einer Formel von Lyons und Bisgood /62/ zu:

$$\left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \delta_W} \right)_{\substack{\delta_W = 0 \\ \alpha_W = 0}} = \left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W} \right)_{\substack{\delta_W = 0 \\ \alpha_W = 0}} \cdot c_{flap} \qquad (68)$$

mit

δ_W = Winkel, um den das Ruderhinterteil gegen das Rudervorderteil gedreht wird

$c_{flap} = \left(\frac{a_2}{a_1} \right)_{flap} \cdot \eta_{flap} \cdot f_{flap}$

$\left(\frac{a_2}{a_1}\right)_{flap}$ = Verhältnis des Auftriebsbeiwerts für Auslenkung des über die volle Spannweite beweglichen Ruderhinterteils (mit abgedichteten Schlitz zwischen den Ruderteilen) zum Auftriebsbeiwert für Anstellung der Gesamtruderfläche. Dieser Parameter wird bei Lyons und Bisgood /62/ als Funktion des Verhältnisses aus der Fläche des beweglichen Ruderteils S_{Wflap} zur Gesamtruderfläche S_W und als Funktion des Winkels zwischen Ruderhinterkante und Ruderachse angegeben. Eine bessere Vorhersage der Auftriebsbeiwerte geteilter Ubootsruder ermöglicht folgende Formel von Söding /27/, die aus einer vereinfachten Tragflächentheorie gewonnen wurde:

$$\left(\frac{a_2}{a_1}\right)_{flap} = \frac{[1+\ 2{,}93\cdot(1+0{,}35/a_W)^3\,]\cdot S_{Wflap}/S_W}{1+\ 2{,}93\cdot(1+0{,}35/a_W)^3\cdot S_{Wflap}/S_W}$$

η_{flap} = Korrekturfaktor für den Einfluß des Schlitzes zwischen festem und beweglichem Ruderteil. Dieser Parameter wird bei Lyons und Bisgood /62/ in Abhängigkeit von Nasenform und Achslage des beweglichen Ruderteils angegeben.

f_{flap} = Faktor zur Korrektur des Ruderauftriebs für den Fall, daß sich der bewegliche Teil der Ruderfläche nicht über die volle Spannweite erstreckt. Dieser Parameter wird bei Lyons und Bisgood /62/ als Funktion der Länge des beweglichen Spannweitenanteils und als Funktion des Verjüngungsgrades des Flügels angegeben.

3.2.2 Hydrodynamische Kräfte auf Flügel-Rumpf-Anordnungen

In diesem Kapitel werden die Kräfte an schräg angeströmten Flügel-Rumpf-Anordnungen berechnet. Die Rumpfquerschnittsformen werden als Kreise oder als Ellipsen idealisiert. Es werden nur solche Geometrien untersucht, bei denen die Flügelachsen in Verlängerung der Hauptachsen der idealisierten Rumpfquerschnitte liegen.

Die Wechselwirkung zwischen Flügel und Rumpf wird insbesondere bei Flügeln mit kleinem Seitenverhältnis wesentlich. Die Differenz zwischen dem Auftrieb der Flügel-Rumpf-Kombination und dem Auftrieb des Rumpfes ohne Flügel wird üblicherweise in zwei Anteile untergliedert:

$$L_{WB} = L_{W(B)} + L_{B(W)} \qquad (69)$$

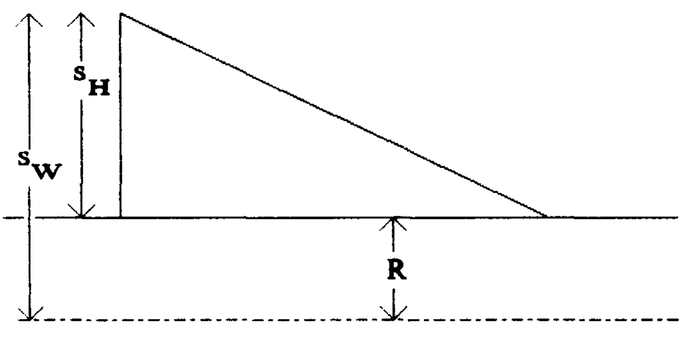
mit $L_{W(B)}$ = Auftrieb des Flügels bei Anwesenheit des Rumpfes
$L_{B(W)}$ = Auftriebserhöhung des Rumpfes bei Anfügen des Flügels

Für den speziellen Fall eines Flügels am unendlich langen Kreiszylinder (siehe Skizze II) werden in der Literatur /33,38,43,58,63-66/ eine Reihe von Methoden zur Berechnung der genannten Auftriebsanteile angegeben. Zu diesen Methoden gehören die Traglinientheorie, die Berechnung der Interferenz durch die Abwinde am Rumpf und die Theorie schlanker Körper. Für Ubootsruder mit kleinen Seitenverhältnissen liefert die Theorie schlanker Körper die zuverlässigsten Ergebnisse /33/.
Die Berechnung von Querkräften am schräg angeströmten Rumpf nach der Theorie schlanker Körper wurde bereits in Kapitel 3.1.2.2 erläutert, und es ergibt sich analog zu Gl. (41) für den Auftrieb L_W eines an einer ebenen Wand befestigten Delta-Flügels (schlanker Flügel) der Spannweite s_H (Hälfte der Spannweite des Doppelflügels; "H" steht für Hinterkante, siehe Skizze II):

$$L_W = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{\varrho}{2} uw \cdot \frac{\pi}{2} \cdot (2s_H)^2 \right] \qquad (70)$$

und mit $u = U \cdot \cos \alpha_W$, $w = U \cdot \sin \alpha_W$ und $a_W = 2 \frac{s_H^2}{S_W}$ (Seitenverhältnis des Doppelflügels mit der Spannweite $2 \cdot s_H$ und der Fläche $2 \cdot S_W$) folgt:

$$L_W = \frac{\varrho}{2} U^2 \cdot \frac{\pi}{2} \cdot s_H^2 \cdot \sin 2\alpha_W ; \quad \left(\frac{\partial C_{LW}}{\partial \alpha_W} \right)_{\alpha_W = 0} = \frac{\pi}{2} \cdot a_W \qquad (71)$$



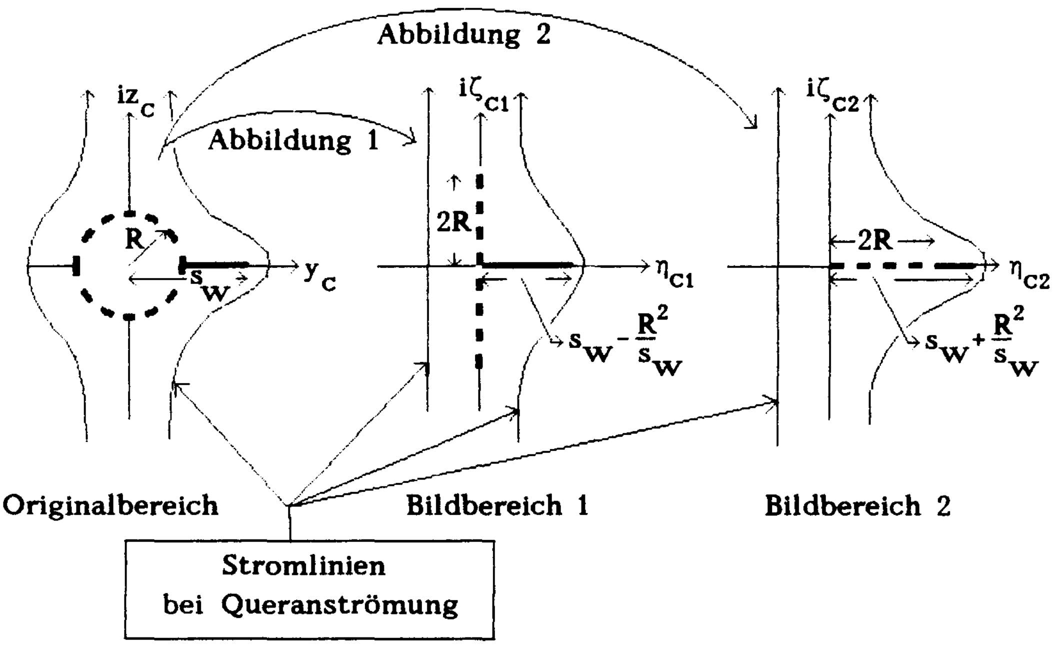
Skizze II: Deltaflügel am Kreiszylinder

Lawrence und Flax /64/ zeigen, daß der Auftrieb eines schlanken Flügels in Kombination mit einem zylindrischen Rumpfteil konstanten Querschnitts, das für sich allein nach der Theorie schlanker Körper keinen Auftriebsanteil liefert, bei Anwendung einer konformen Abbildung nach folgender Vorschrift erhalten bleibt (i = imaginäre Einheit):

$$\xi_{C1} = X_C - \frac{R^2}{X_C} \quad \text{mit } X_C = y_C + iz_C \quad \text{und } \xi_{C1} = \eta_{C1} + i\zeta_{C1} \tag{72}$$

(siehe Abb. 1 in Skizze III)

Dabei entartet der Rumpf zu einer ebenen Platte, die in Richtung der Queranströmung liegt und als Endscheibe des Flügels wirkt.



Skizze III: Konforme Abbildung der Flügel-Rumpf-Kombination in der Querschnittsebene an der Flügelhinterkante

Damit folgt für den Auftrieb der Flügel-Rumpf-Kombination (vergl. Gl. (71)):

$$L_{WB} = \frac{\rho}{2} U^2 \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \left(s_W - \frac{R^2}{s_W} \right)^2 \cdot \sin 2\alpha \tag{73}$$

Bezieht man die Auftriebsanteile $L_{W(B)}$ und $L_{B(W)}$ der Flügel-Rumpf-Kombination auf den Auftrieb des isolierten, an einer ebenen Wand befestigten Flügels der Spannweite s_H (siehe Skizze II), so kann man entsprechend der Aufteilung nach Gl. (69) folgende Interferenzfaktoren definieren:

$$\begin{aligned} K_{W(B)} &= \left(\frac{\partial L_{W(B)}}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=0} \Big/ \left(\frac{\partial L_W}{\partial \alpha_W} \right)_{\alpha_W=0} \\ K_{B(W)} &= \left(\frac{\partial L_{B(W)}}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=0} \Big/ \left(\frac{\partial L_W}{\partial \alpha_W} \right)_{\alpha_W=0} \end{aligned} \tag{74}$$

Damit folgt:

$$K_{W(B)} + K_{B(W)} = \left(s_W - \frac{R^2}{s_W}\right)^2 \frac{1}{(s_W - R)^2} = \left(1 + \frac{R}{s_W}\right)^2 \qquad (75)$$

Die Formeln für die Einzelterme $K_{W(B)}$ bzw. $K_{B(W)}$ ergeben sich nach Spreiter /38/ aus der konformen Abbildung 2 des Originalbereichs in Skizze III nach folgender Vorschrift

$$\xi_{C2} = X_C + \frac{R^2}{X_C} \quad \text{mit } X_C = y_C + iz_C \quad \text{und } \xi_{C2} = \eta_{C2} + i\zeta_{C2} \qquad (76)$$

Dabei entartet der Rumpfquerschnitt zu einer quer zur Anströmung gestellten Platte, an die der Bildbereich des Flügels stetig anschließt. Die Auftriebsanteile von Rumpf bzw. Flügel werden im Bildbereich durch Integration über die entsprechenden Abschnitte von $\eta_{C2} = 0$ bis nach $\eta_{C2} = 2R$ bzw. von $\eta_{C2} = 2R$ bis nach $\eta_{C2} = s_W + R^2/s_W$ gewonnen. Die Rechnungen sind umfangreich und können bei Spreiter /38/ und Pitts /63/ nachgelesen werden. Pitts gibt zusätzlich Formeln für die Interferenzterme $k_{W(B)}$ und $k_{B(W)}$ an, die für den Fall gelten, daß der Körper ohne Anstellung angeströmt wird (α=0) und das Ruder um den Winkel δw ausgelenkt ist. Die Berechnung dieser Terme kann ebenfalls mittels konformer Abbildungen durchgeführt werden, wobei gegenüber den vorigen Betrachtungen für nicht angestellte Ruder lediglich die unterschiedlichen Randbedingungen für Rumpf und Ruder zu beachten sind. Es gelten folgende Definitionen:

$$\begin{aligned} k_{W(B)} &= \left(\frac{\partial L_{W(B)}}{\partial \delta w}\right)_{\delta w=0} \Bigg/ \left(\frac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \\ k_{B(W)} &= \left(\frac{\partial L_{B(W)}}{\partial \delta w}\right)_{\delta w=0} \Bigg/ \left(\frac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \end{aligned} \qquad (77)$$

Aus dem sogenannten Reziprok-Theorem /64,66/ folgt insbesondere

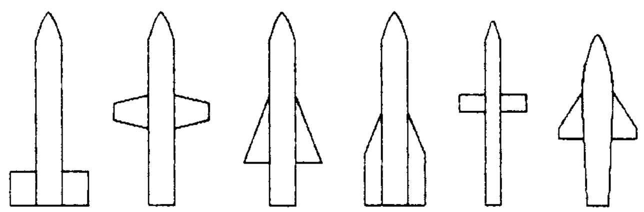
$$k_{W(B)} + k_{B(W)} = K_{W(B)} \qquad (78)$$

Pitts /63/ weist darauf hin, daß

$$k_{B(W)} \approx k_{W(B)} \frac{K_{B(W)}}{K_{W(B)}} \qquad (79)$$

mit einer Abweichung von weniger als 1% gilt.
Die in diesem Abschnitt nach der Theorie schlanker Körper abgeleiteten Formeln gelten zunächst nur für in Strömungrichtung schlanke Flügel, d. h. für

sogenannte Delta-Flügel. Sie liefern jedoch, wie Messungen bestätigen /63/, auch für Rechteckflügel richtige Ergebnisse. Dabei entartet die tragende Fläche des Delta-Flügels zu einer tragenden Vorderkante. Pitts /63/ überprüfte die Gleichungen für $K_{W(B)}$, $K_{B(W)}$, $k_{W(B)}$ und $k_{B(W)}$ durch Vergleich von Rechnung und Messung an raketenförmigen Körpern (siehe Skizze IV) bei Reynoldszahlen (bezogen auf die Körperlänge) zwischen $1 \cdot 10^6$ und $1 \cdot 10^7$. Die Unterschiede zwischen gemessenen und berechneten Werten betrugen in fast allen Fällen weniger als ±10%.



Skizze IV: Auswahl einiger der von Pitts /63/ untersuchten Körper

Die von Pitts untersuchten Flügel-Rumpf-Kombinationen haben bis auf den fehlenden Doppelflügel Ähnlichkeit mit dem Turmbereich von Ubooten und sollten dafür gute Ergebnisse liefern. Ein ellipsenförmiger Rumpfquerschnitt wird durch Anwendung der konformen Abbildungsfunktion

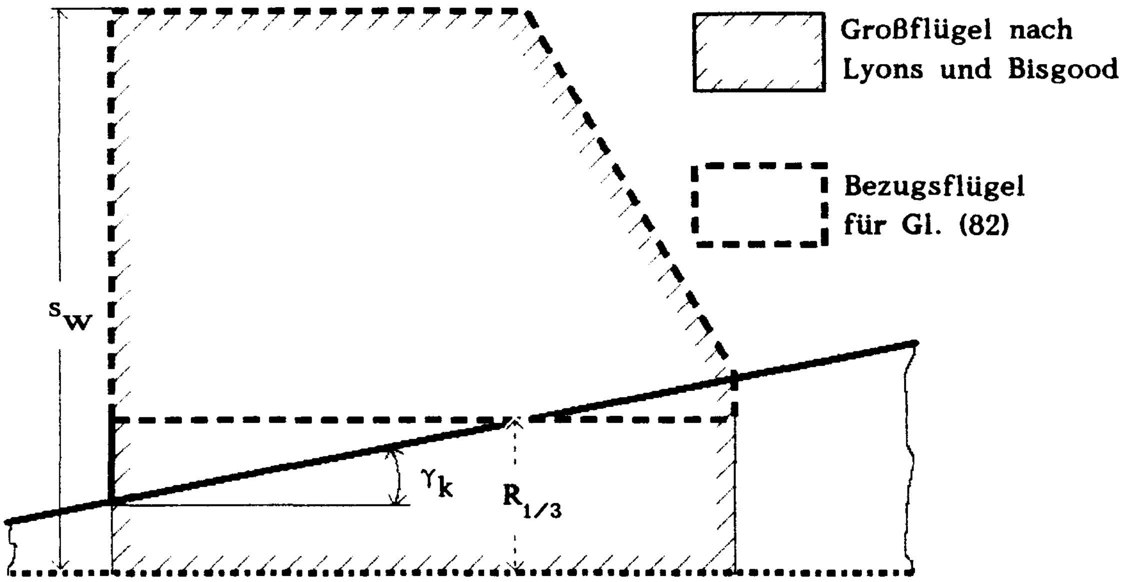
$$\xi_{c3} = \frac{z_e X_c - y_e \sqrt{z_e^2 - y_e^2 + X_c^2}}{z_e - y_e} \qquad \text{mit } X_c = y_c + iz_c \text{ , } \xi_{c3} = \eta_{c3} + i\zeta_{c3} \qquad (80)$$

und y_e = Halbachsenlänge des ellipsenförmigen Rumpfquerschnittes in y_c-Richtung
z_e = Halbachsenlänge des ellipsenförmigen Rumpfquerschnittes in z_c-Richtung

anstelle von Abbildung 1 nach Gl. (72) berücksichtigt /66/. Dann folgt für einen Flügel in Richtung der Hauptachse y_e

$$\left[K_{W(B)} + K_{B(W)}\right]_{\text{Ellipse}} = \left[\frac{z_e s_W - y_e \sqrt{z_e^2 - y_e^2 + s_W^2}}{(z_e - y_e)(s_W - y_e)}\right]^2 \qquad (81)$$

Nach dieser Gleichung werden die Interferenzfaktoren für den Turm von Ubooten berechnet.
In den wenigen von Pitts untersuchten Fällen, bei denen sich der Querschnitt in Bereich der Flügel geringfügig veränderte, lieferte die Rechnung mit dem mittleren Rumpfradius gute Ergebnisse. Für die Tiefen- und Seitenruder an konisch zulaufenden Ubootshecks mit Konuswinkel γ_k (vergl. Skizze V) von bis zu 20° sind jedoch Korrekturen zu erwarten.



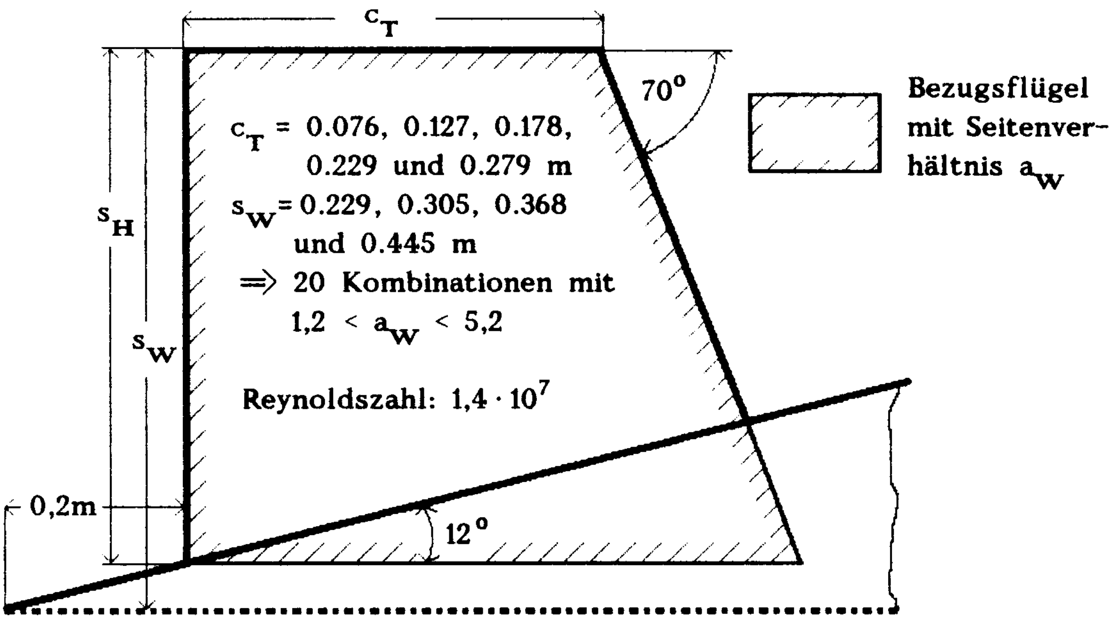
Skizze V: Ruder am konusförmigen Hinterschiff

Lyons und Bisgood /62/ geben eine empirische Kurve für Flügel-Rumpf-Interferenzfaktoren an, die im wesentlichen auf Messungen an Bomben mit konisch zulaufenden spitzen und stumpfen Rumpfenden beruht. Lyons und Bisgood beziehen die Interferenzfaktoren auf den Auftrieb des sogenannten Großflügels, der neben der Flügelfläche außerhalb des Rumpfes auch den Flächenanteil innerhalb des Rumpfes bis hin zur Rumpfmittellinie mit einschließt (siehe Skizze V) und tragen die Interferenzfaktoren als Funktion des Verhältnisses aus Rumpfradius $R_{1/3}$ auf 1/3 Profiltiefe zum Abstand s_W der Flügelaußenkante von der Rumpfmittellinie auf. Zum besseren Vergleich mit Gl. (75) wurden die Interferenzfaktoren aus Angaben von Lyons und Bisgood auf den bei $R_{1/3}$ parallel zur Rumpfachse geschnittenen Bezugsflügel nach der Theorie schlanker Körper (vergl. Gl. (71)) umgerechnet und es ergab sich folgende Näherungsfunktion:

$$\left[K_{W(B)} + K_{B(W)}\right]_{\substack{\text{Lyons/Bisgood} \\ \text{(empirisch)}}} \approx \frac{1 + \frac{R_{1/3}}{s_W}}{1 - \frac{R_{1/3}}{s_W}} \qquad (82)$$

Gl. (82) geht für $R_{1/3} \ll s_W$ über in Gl. (75), wenn R durch $R_{1/3}$ ersetzt wird. Für $R_{1/3} \approx s_W$ wachsen die Interferenzfaktoren nach Gl. (82) über alle Grenzen ($R_{1/3} = s_W$ ist nach Skizze V für $\gamma_k > 0$ nicht möglich). Dies macht deutlich, daß Gl. (82) für Flügel mit kleiner Spannweite und somit für Ubootsruder nicht anwendbar ist. Dies zeigt sich auch daran, daß die von Lyons und Bisgood an-

gegebenen Interferenzfaktoren sehr gut mit dem für große Seitenverhältnisse der Flügel ($a_W > 2$) gültigen Ergebnis aus der Traglinientheorie nach Lennertz /33,65/ für einen kreisförmigen Rumpfquerschnitt mit dem Radius $R_{1/3}$ übereinstimmen. Über die Geometrie der Bomben, an denen die Messungen zur Ermittlung der empirischen Funktion nach Gl. (82) durchgeführt wurden, werden bei Lyons und Bisgood keine Angaben gemacht.
Dempsey /23/ bestimmte die Interferenzfaktoren $K_{W(B)} + K_{B(W)}$ für 20 verschiedene Ruderkonfigurationen (siehe Skizze VI) an einem ubootsähnlichen rotationssymmetrischen Rumpf ohne Propeller mit einer Länge von 4.57 m und einem Durchmesser von 0.623 m (vergl. Abb. 5 und Abb. 23) aus Messungen bei einer Anströmungsgeschwindigkeit von 3 m/s.



Skizze VI: Geometrie der von Dempsey /23/ untersuchten Ruderkonfigurationen

Es war nicht möglich, diese gemessenen Interferenzterme durch Wahl eines geeigneten Bezugsradius R nach den Formeln von Spreiter (Gl.(75)) für zylindrische Rümpfe zu berechnen. Aus diesem Grunde wurde zunächst versucht, Spreiters Theorie auf einen in Strömungsrichtung abnehmenden Rumpfquerschnitt im Bereich des Flügels zu erweitern. In Strömungsrichtung abnehmende Körperquerschnitte liefern nach der Streifenmethode negative Auftriebsbeiwerte, die nach Jones /37/ (vergl. auch Kap. 3.1.2.2) auf Grund der Nachstrombeeinflussung auszuschließen sind. Wenn aber gleichzeitig mit abnehmendem Rumpfquerschnitt die Flügelspannweite zunimmt (Delta-Flügel), so könnte die Streifenmethode weiterhin angewendet werden. Für diesen Fall wurde die Berechnung der Interferenzterme $K_{W(B)}$ und $K_{B(W)}$ in folgender Weise durchgeführt:

Nach der Theorie schlanker Körper (Gl. (74,71)) gilt (siehe Skizze VII)

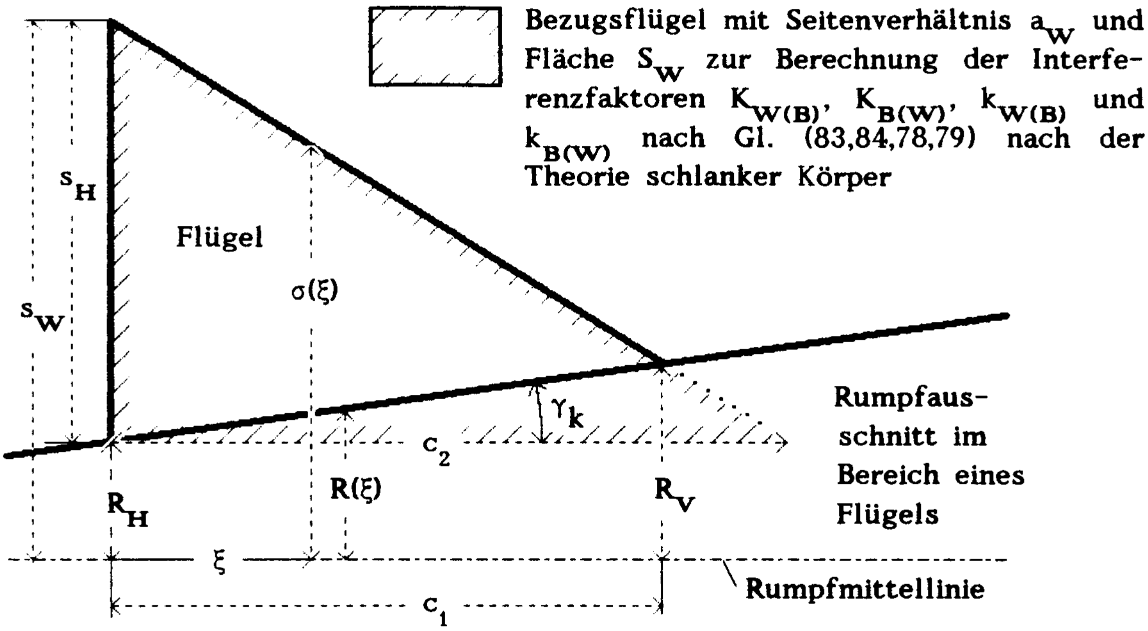
$$K_{W(B)} = \frac{1}{\frac{\pi}{2} a_W} \cdot \frac{1}{S_W \alpha} \int_0^{c_1} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{L_{W(B)}}{\frac{\rho}{2} U^2} \right) d\xi$$

$$= \frac{1}{\left(1 - \frac{R_H}{s_W}\right)^2} \int_0^1 \frac{1}{\pi \alpha s_W} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{L_{W(B)}}{\frac{\rho}{2} U^2} \right) \frac{c_1}{s_W} d\left(\frac{\xi}{c_1}\right) \tag{83}$$

$$K_{W(B)} + K_{B(W)} = \frac{1}{\frac{\pi}{2} a_W} \cdot \frac{1}{S_W \alpha} \int_0^{c_1} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{L_{WB} - L_B}{\frac{\rho}{2} U^2} \right) d\xi$$

$$= \frac{1}{\left(1 - \frac{R_H}{s_W}\right)^2} \int_0^1 \frac{1}{\pi \alpha s_W} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{L_{WB} - L_B}{\frac{\rho}{2} U^2} \right) \frac{c_1}{s_W} d\left(\frac{\xi}{c_1}\right) \tag{84}$$

L_B bezeichnet dabei den Auftrieb des Rumpfes im Bereich des Flügels bei Abwesenheit des Flügels. Dieser Anteil ist abzuziehen, da der Auftrieb des Rumpfes ohne Anhänge bereits in der Koeffizientenberechnung nach Kap. 3.1.2 erfaßt ist. $K_{B(W)}$ ergibt sich als Differenz von Gl. (84) und Gl. (83).
Der Bezugsflügel zur Berechnung der Interferenzfaktoren $K_{W(B)}$ und $K_{B(W)}$ nach Gl. (83) bzw. Gl. (84) ist in Skizze VII dargestellt. Die Innenkante des Bezugsflügels verläuft parallel zur Achse des rotationsssymmetrischen Rumpfteils durch den Schnittpunkt der Flügelhinterkante mit dem Rumpf. Zur Berechnung des Auftriebsbeiwerts der Flügel-Rumpf-Kombination werden die Interferenzfaktoren mit dem Auftriebsbeiwert des Bezugsflügels nach der Formel von Whicker und Fehlner (Gl. (65)) multipliziert. Dadurch ergeben sich gegenüber ausschließlicher Anwendung der Theorie schlanker Körper bessere Übereinstimmungen mit den Meßergebnissen. Die Wahl des Bezugsflügels ist bei dieser Berechnung ohne Bedeutung, solange, wie im Falle der Ubootsruder mit kleinen Seitenverhältnissen, die Formel von Whicker und Fehlner (Gl. (65)) in guter Näherung durch die Jones-Formel (Gl. (71)) angenährt werden kann.



Skizze VII: Delta-Flügel am konischen rotationssymmetrischen Hinterschiff

Die Auftriebswerte L_{WB} und $L_{W(B)}$ ergeben sich nach Rechnungen von Spreiter /38/ zu:

$$\frac{1}{\pi\alpha s_W}\cdot\frac{d}{d\xi}\left(\frac{L_{WB}}{\frac{\rho}{2}U^2}\right) = -2\,\frac{\sigma(\xi)}{s_W}\left\{\frac{d\sigma}{d\xi}\left(1-\left[\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}\right]^4\right)+2\,\frac{dR}{d\xi}\left(\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}\right)^3\right\}$$

$$-\frac{1}{\pi}\cdot\frac{\sigma(\xi)}{s_W}\cdot\frac{dR}{d\xi}\left\{2\left(1-\left[\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}\right]^2\right)-\frac{\sigma(\xi)}{R(\xi)}\left(1+\left[\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}\right]^2\right)^2\cdot\arcsin\frac{2\,\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}}{1+\left[\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}\right]^2}\right\} \qquad (85)$$

$$\frac{1}{\pi\alpha s_W}\cdot\frac{d}{d\xi}\left(\frac{L_{W(B)}}{\frac{\rho}{2}U^2}\right) = -2\,\frac{\sigma(\xi)}{s_W}\left\{\frac{d\sigma}{d\xi}\left(1-\left[\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}\right]^4\right)\cdot\left(1-\frac{1}{\pi}\arcsin\frac{2\,\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}}{1+\left[\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}\right]^2}\right)\right.$$

$$\left.+2\,\frac{dR}{d\xi}\left(\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}\right)^3-\frac{2}{\pi}\,\frac{dR}{d\xi}\,\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}\left(1+\left[\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}\right]^2\right)\cdot\arcsin\frac{2\,\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}}{1+\left[\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}\right]^2}\right\} \qquad (86)$$

Für $\sigma(\xi) = R(\xi)$ gilt $L_{WB} = L_B$ (kein Flügel vorhanden) und es folgt aus Gl. (85)

$$\frac{1}{\pi\alpha s_W} \cdot \frac{d}{d\xi}\left(\frac{L_W}{\frac{\rho}{2}U^2}\right) = -2\frac{R(\xi)}{s_W} \cdot \frac{dR}{d\xi} \qquad (87)$$

Die in Gl. (85-87) auftretenden Verhältnisse

$$\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)}, \; \frac{\sigma(\xi)}{s_W} \text{ und } \frac{c_1}{s_W}$$

können als Funktion von R_H/s_W, Konuswinkel $\gamma_k = \arctan(dR/d\xi)$ und effektivem Seitenverhältnis a_W des Bezugsflügels (vergl. Skizze VII) dargestellt werden

Nach Skizze VII folgt

$$\frac{d\sigma}{d\xi} = -\frac{s_W - R_H}{c_2} = -\frac{a_W}{4} \qquad (88)$$

$$\frac{R(\xi)}{s_W} = \frac{R_H}{s_W} + \frac{c_1}{s_W}\frac{dR}{d\xi}\frac{\xi}{c_1}$$

$$\frac{\sigma(\xi)}{s_W} = 1 + \frac{c_1}{s_W}\frac{d\sigma}{d\xi}\frac{\xi}{c_1} = 1 - \frac{a_W}{4}\frac{c_1}{s_W}\frac{\xi}{c_1} \qquad (89)$$

oder

$$\frac{R(\xi)}{\sigma(\xi)} = \frac{\frac{R_H}{s_W} + \frac{c_1}{s_W}\frac{dR}{d\xi}\frac{\xi}{c_1}}{1 - \frac{a_W}{4}\frac{c_1}{s_W}\frac{\xi}{c_1}} \qquad (90)$$

$\frac{c_1}{s_W}$ ergibt sich aus dem Strahlensatz:

$$\frac{s_W - R_H - \frac{dR}{d\xi}c_1}{c_1} = \frac{s_W - R_H}{c_2} = \frac{a_W}{4} \qquad (91)$$

$$\Rightarrow \; \frac{c_1}{s_W} = \frac{1 - \frac{R_H}{s_W}}{\frac{a_W}{4} + \frac{dR}{d\xi}} \qquad (92)$$

Aus Gl. (89) und Gl. (92) folgt

$$\frac{\sigma(\xi)}{s_W} = 1 - \frac{a_W}{4}\frac{\xi}{c_1}\frac{1 - \frac{R_H}{s_W}}{\frac{a_W}{4} + \frac{dR}{d\xi}} \qquad (93)$$

Durch Einsetzen von Gl. (85-87) in Gl. (83) und Gl. (84) können unter Berücksichtigung von Gl. (89-93) und numerische Integration etwa nach der Simpson-Methode /60/ die Interferenzfaktoren $K_{W(B)}$ und $K_{B(W)}$ als Funktion von R_H/s_W, Konuswinkel γ_k und effektivem Seitenverhältnis a_W des Bezugsflügels berechnet werden. Die Interferenzfaktoren $k_{W(B)}$ und $k_{B(W)}$ ergeben sich aus Gl. (78) und Gl. (79). Abb. 24 bis 27 zeigen die berechneten Interferenzterme $K_{W(B)}+K_{B(W)}$, $k_{W(B)}+k_{B(W)}$, $K_{W(B)}$, $K_{B(W)}$, $k_{W(B)}$ und $k_{B(W)}$ als Funktion von R_H/s_W für Konuswinkel von $\gamma_k = 0^o$ (Zylinder), $\gamma_k = 12^o$ (Rumpf der Dempsey-Serie) und $\gamma_k = 18^o$ (Ubootstyp A) und für Seitenverhältnisse a_W zwischen 0,5 und 2,0. Für $\left|\frac{d\sigma}{d\xi}\right| \gg \left|\frac{dR}{d\xi}\right|$ bzw. $a_W \gg |\, 4 \cdot \tan\gamma_k \,|$ werden die für Flügel am Konus berechneten Interferenzterme identisch mit den Ergebnissen für Flügel am zylindrischen Rumpf ($\tan\gamma_k = 0$).

Im unteren Diagramm von Abb. 24 sind als Kreise die Meßergebnisse von Dempsey am ubootsähnlichen Rumpf ohne Propeller (siehe Abb. 23) eingezeichnet. Die Abweichung zu den berechneten Kurven ist beträchtlich. Für Uboote liegen keine Meßwerte für die Koeffizienten $K_{W(B)} + K_{B(W)}$ vor, da die gemessenen Koeffizienten Y'_v und Z'_w neben dem Anteil der Ruderflächen (einschließlich Rumpfwechselwirkung) auch den Anteil des gesamten Rumpfes und des Turmes enthalten. Anders sieht es bei den Koeffizienten $k_{W(B)}+k_{B(W)}$ aus, welche die Zusatzkräfte beim Ruderlegen beschreiben und direkt als Faktor in die Berechnung der Koeffizienten $Y'_{\delta r}$ und $Z'_{\delta s}$ eingehen. Hier ergab sich bei den betrachteten sieben Ubootsmodellen eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung.

Da die Messungen an den Ubootsmodellen im Gegensatz zu den Messungen von Dempsey am Rumpf einschließlich Propeller durchgeführt wurden, ist zu vermuten, daß die unbefriedigenden Ergebnisse im Falle der Dempsey-Serie auf den fehlenden Propeller bzw. auf die unberücksichtigte Wechselwirkung des Propellers mit Grenzschicht im Bereich der Ruder zurückzuführen sind.

Der Einfluß der Reibungsgrenzschicht kann bei Berechnung der Interferenzfaktoren nach der Potentialtheorie berücksichtigt werden, indem eine vollständige Trennung zwischen reibungsbehafteter und reibungsfreier Strömung durchgeführt wird und die Potentialtheorie auf den um die Verdrängungsdicke δ_1 aufgeweiteten Rumpf angewendet wird /15,58/. Diese künstliche Körperaufweitung führt zu einer Reduktion der wirksamen Ruderspannweiten.

Die Verdrängungsdicke wurde für die betrachteten Ubootsrümpfe nach der Douglas CS-Methode (siehe Kap. 3.1.1) näherungsweise für einen äquivalenten Rotationskörper mit gleicher Spantarealkurve in Axialanströmung berechnet. Der Propeller wurde nach der Potentialtheorie durch eine Senkenscheibe konstanter Senkenbelegung q_{Prop} mit Loch zur Berücksichtigung der Nabe idealisiert /67/:

$$\frac{q_{Prop}}{u} = (1 - w_0)[-1 + (1 + C_T)^{1/2}] \qquad (94)$$

mit

w_0 = effektive Nachstromziffer am Propeller

C_T = Schubbelastungsgrad des Propellers = $\dfrac{|X'_{uu}| \cdot l^2}{(1 - w_0)^2 (1 - t_P) \pi (R^2_{Prop} - R^2_{HP})}$

R_{Prop} = Propellerradius

R_{HP} = Propellernabenradius

t_P = Sogziffer am Propeller

Da die Berücksichtigung des Propellers nur zu einer Erhöhung der über die Ruderhöhe gemittelten Anströmungsgeschwindigkeit von 1% bis 2% führt, ist es ausreichend, für die Nachstromziffer w_0 und die Sogziffer t_P Erfahrungswerte für Ubootsrümpfe von

$$w_0 \approx 0.3 \quad \text{und} \quad t_P \approx 0.15$$

einzusetzen.

Diese Vorgehensweise lieferte bei den sieben betrachteten Ubootsmodellen gute Ergebnisse für die Koeffizienten $Y'_{\delta r}$ und $Z'_{\delta s}$ und auch die Anteile der Ruderflächen und des Turmes an den Koeffizienten Y'_v, Z'_w, M'_w und N'_v, die nur für die vollständigen Modelle einschließlich Rumpfanteil gemessen wurden, scheinen wegen der sehr guten Übereinstimmung von gemessenen und berechneten Koeffizienten recht genau nach der Theorie ermittelt worden zu sein.

Die Meßergebnisse von Dempsey am Rumpf ohne Propeller konnten nicht wie im Falle der Uboote durch Anwendung von Gl. (84) an den um die Verdrängungsdicke δ_1 vergrößerten Rumpf wiedergegeben werden, sondern erforderten eine Aufweitung des Rumpfes in Größenordnung der 99,9% Grenzschichtdicke δ (siehe Abb. 24 und Abb. 28). Dieses Ergebnis ist nicht durch den Einfluß des Propellers auf die Dicke der symmetrischen Grenzschicht bei Axialanströmung bzw. durch die Geschwindigkeitserhöhung am Ort der Ruder außerhalb der Grenzschicht durch die Sogwirkung des Propellers erklärbar. Beide Effekte zusammengenommen ändern den Ruderauftrieb bei Idealisierung des Propellers durch eine Senkenscheibe nach Gl. (94) um weniger als 2%. Somit können die deutlich unterschiedlichen Meßergebnisse am Dempsey-Modell 7B und an den Ubootsmodellen nur von der Wirkung des Propellers auf die Ablösungszone am Hinterschiff bei Schräganströmung hervorgerufen werden.

Abb. 18 zeigt am Beispiel des Rumpfes des Luftschiffes Akron ohne Propeller und ohne Ruderflächen, daß die Ablösung, gekennzeichnet durch den Bereich konstanten Druckes, am Hinterschiff bei einem gegen die Queranströmungsrichtung gemessenen Umfangswinkel von etwa 90^0, also bei Bewegungen in der x-y- oder x-z-Ebene für eine Kreuzruderanordnung (Dempsey-Serie) gerade im Bereich der Ruderflächen auftritt (vergl. auch Thomson /50/ bzw. die Angaben auf S. 44). Es ist denkbar, daß bei Hinzunahme des Propellers die Ausdehnung des Ablösungsgebietes soweit verringert wird, daß die Ruder nicht mehr im Bereich der Ablösungszone liegen und einen deutlich größeren Auftrieb liefern. Auf Grund dieser Annahmen erfolgt die Berechnung der Interferenzterme $K_{W(B)} + K_{B(W)}$ im Falle eines Bootes ohne Propeller (Dempsey-Serie) durch Anwendung von Gl. (84) auf einen um die örtliche 99,9%- Grenzschichtdicke δ (nach der Douglas CS-Methode für einen äquivalenten Rotationskörper mit gleicher Spantarealkurve für Axialanströmung berechnet; siehe Kap. 3.1.1) vergrößerten Rumpf. Damit der Radius des Rumpfes einschließlich Grenzschichtdicke kleiner als die Spannweite der Ruder bleibt ($R_{H_0}+\delta_H < s_W$, $R_{V_0}+\delta_V < s_W$; siehe Abb. 28), wird jeweils an Rudervorder- und Hinterkante der Radius des viskosen Ersatzkörpers durch folgende Funktion korrigiert:

$$
\begin{aligned}
R_V &= R_{V_0} + \delta_{V_0} \quad \text{mit} \quad \delta_{V_0} = \left(s_W - R_{V_0}\right)\cdot\left(1 - e^{-\frac{\delta_V}{s_W - R_{V_0}}}\right)\\
R_H &= R_{H_0} + \delta_{H_0} \quad \text{mit} \quad \delta_{H_0} = \left(s_W - R_{H_0}\right)\cdot\left(1 - e^{-\frac{\delta_H}{s_W - R_{H_0}}}\right)
\end{aligned}
\tag{95}
$$

Diese Funktion erfüllt die Bedingungen

$$
\begin{aligned}
R_V &= R_{V_0} + \delta_V \quad \text{für } \delta_V \ll s_W - R_{V_0}\,; \quad R_H = R_{H_0} + \delta_H \quad \text{für } \delta_H \ll s_W - R_{H_0}\\
R_V &= s_W \quad \text{für } \delta_V \gg s_W - R_{V_0}\,; \quad R_H = s_W \quad \text{für } \delta_H \gg s_W - R_{H_0}
\end{aligned}
\tag{96}
$$

Abb. 29 zeigt, daß auf diese Weise fast alle Meßergebnisse von Dempsey mit einem Fehler von weniger als ± 10 % berechnet werden konnten, d. h. mit einer Genauigkeit, die auch bei Anwendung der Theorie von Spreiter zur Berechnung des Auftriebs von Flügeln am zylindrischen Rumpfmittelteil erreicht werden konnte /63/.

Direkte Messungen der Kräfte, die auf das Ruderblatt wirken, wurden nur bei Ubootstyp A durchgeführt und ausgewertet /33/. In Tabelle III sind die Ergebnisse zusammengefaßt.

Die Interferenzfaktoren $K^o_{W(B)}$, $K^o_{B(W)}$, $k^o_{W(B)}$ und $k^o_{B(W)}$ ergeben sich unter Verwendung des auf mittlerer Rumpfbreite im Flügelbereich geschnittenen Bezugsflügels II (siehe Skizze VIII) aus den Interferenzfaktoren $K_{W(B)}$, $K_{B(W)}$, $k_{W(B)}$ und $k_{B(W)}$ nach folgender Gleichung (vergl. Gl. (74) und Gl. (77)):

$$
\begin{aligned}
K^o_{W(B)} &= K_{W(B)} \left(\frac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \Big/ \left(\frac{\partial L^o_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}\\
K^o_{B(W)} &= K_{B(W)} \left(\frac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \Big/ \left(\frac{\partial L^o_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}
\end{aligned}
\tag{97}
$$

$$k^{o}_{W(B)} = k_{W(B)} \left(\frac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \Big/ \left(\frac{\partial L^{o}_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}$$

$$k^{o}_{B(W)} = k_{B(W)} \left(\frac{\partial L_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \Big/ \left(\frac{\partial L^{o}_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0} \qquad (97)$$

Bezeichnung	ohne Turmanteil $K^{o}_{W(B)}$	mit Turmanteil $K^{o}_{W(B)}$	$k^{o}_{W(B)}$	$k^{o}_{B(W)}$	$k^{o}_{W(B)} + k^{o}_{B(W)}$
Tiefenruder hinten					
-gemessen	1,07		1,02	0,50	1,52
-berechnet	1,50		1,03	0,47	1,50
Seitenruder oben					
-gemessen		0,32	0,81	0,31	1,12
-berechnet	1,05	0,39	0,68	0,37	1,05
Seitenruder unten					
-gemessen	1,01		1,01	0,38	1,39
-berechnet	1,31		0,83	0,48	1,31

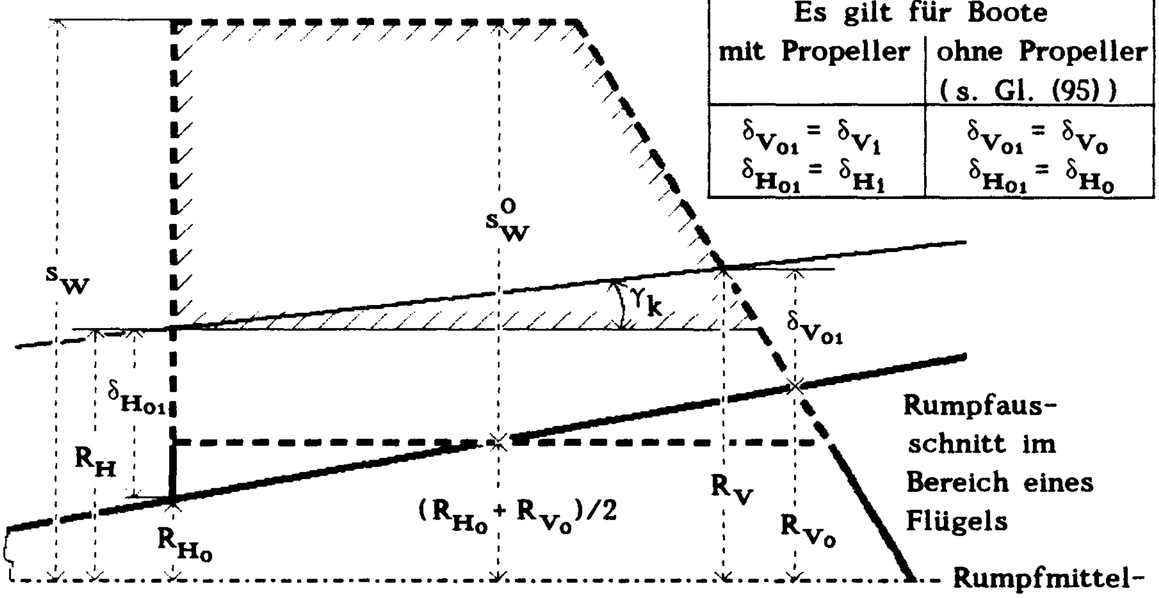
Tabelle III: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Interferenzfaktoren an Ubootstyp A

Die Interferenzfaktoren $K^{o}_{W(B)}$, $K^{o}_{B(W)}$, $k^{o}_{W(B)}$ und $k^{o}_{B(W)}$ sind wegen des Bezugs auf die wahre Rudergeometrie ohne Abzüge für die Grenzschichtdicke anschaulicher zu deuten als die auf den Auftrieb des Flügels außerhalb der Grenzschicht bezogenen Interferenzfaktoren $K_{W(B)}$, $K_{B(W)}$, $k_{W(B)}$ und $k_{B(W)}$, deren Verwendung bei der Berechnung der Ruderkräfte am Rumpf Vorteile bietet.

Bezugsflügel I zur Berechnung von Auftriebsbeiwerten von Flügeln unter Verwendung der Interferenzfaktoren $K_{W(B)}$, $K_{B(W)}$, $k_{W(B)}$, und $k_{B(W)}$ nach Gl. (83,84,78,79)
Fläche: S_W, Auftrieb an ebener Wand: L_W, Seitenverhältnis: a_W

Bezugsflügel II zur Berechnung von Querwiderständen von Flügeln
Fläche: S^o_W, Auftrieb an ebener Wand: L^o_W

Es gilt für Boote	
mit Propeller	ohne Propeller (s. Gl. (95))
$\delta_{V_{01}} = \delta_{V_1}$ $\delta_{H_{01}} = \delta_{H_1}$	$\delta_{V_{01}} = \delta_{V_0}$ $\delta_{H_{01}} = \delta_{H_0}$



Skizze VIII: Ubootsruder am konischen Hinterschiff

Die Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Interferenzfaktoren $k^o_{W(B)}$ und $k^o_{B(W)}$ zur Berechunung der Kräfte und Momente beim Ruderlegen ist laut Tabelle III gut. Die gemessenen und berechneten Werte für den Interferenzfaktor $K^o_{W(B)}$, der zur Bestimmung der Ruderkräfte bei gemeinsamer Anstellung von Ruder und Rumpf verwendet wird, weichen deutlich voneinander ab. Für das obere Seitenruder beträgt die gemessene Kraft nur 32 % der Auftriebskraft eines isolierten Ruders. Berücksichtigt man jedoch die in Kapitel 3.2.4.4 beschriebene Wechselwirkung zwischen dem vom Turm bei Schräganströmung ausgehenden Wirbelfeld und den oberen hinteren Ruderflächen, so sinkt der berechnete Wert für den Interferenzkoeffizienten $K^o_{W(B)}$ von 1,05 auf 0,39 und die Übereinstimmung mit dem Meßwert ist gut. Die gemessenen Auftriebskräfte am unteren Seitenruder und am hinteren Tiefenruder bei Anstellung des Bootes weichen kaum von den Auftriebskräften an isolierten Ruderflächen ab, während die berechneten Interferenzterme $K^o_{W(B)}$ eine Auftriebserhöhung

von 31 % bzw. 50 % ergeben. Der Grund für diese großen Unterschiede ist nicht bekannt. Der Auftriebsanteil des Rumpfes durch den Einfluß des Flügels ($K^o_{B(W)}$) ist nicht gemessen worden, und damit bleibt der Fehler bei der Berechnung des Auftriebs der Ruder-Rumpf-Kombination, der von der Summe $K^o_{W(B)} + K^o_{B(W)}$ abhängt, zunächst ungewiß. Da jedoch die Kraft- und Momentenkoeffizienten Z'_w und M'_w für die betrachteten Boote mit einem mittleren Fehler von weniger als 5 % berechnet werden konnten, ist davon auszugehen, daß sich der Fehler bei der Vorhersage der Interferenzfaktorensumme $K^o_{W(B)} + K^o_{B(W)}$ in akzeptablen Grenzen hält.
Die Theorie schlanker Körper kann nur Interferenzkräfte für linear vom Anstellwinkel abhängige Auftriebskräfte liefern. Für nichtlineare Koeffizienten ist man auf andere Berechnungsmethoden angewiesen. Eine geeignete Methode besteht darin, die örtlichen Anströmungswinkel eines Flügels am Rumpf aus der Geschwindigkeitsverteilung des quer angeströmten Rumpfes ohne Flügel zu bestimmen. Bei der Queranströmung eines unendlich langen Zylinders mit Radius R gilt nach der Potentialtheorie für die Geschwindigkeitsverteilung w(y) entlang der Querachse senkrecht zur Anströmungsrichtung (z-Achse) /16, Kap. 2.3/

$$\frac{w(y)}{w(\infty)} = 1 + \frac{R^2}{y^2} \qquad (98)$$

und damit für die Anstellwinkelverteilung $\alpha_W(y)$ entlang der Spannweite eines in y-Richtung verlaufenden Flügels /16, Kap. 10.2, 43, 63/

$$\alpha_W(y) = \alpha_W(\infty)\left(1 + \frac{R^2}{y^2}\right) \qquad (99)$$

Damit ergibt sich der Interferenzfaktor $K_{W(B)}$ zu:

$$K_{W(B)} = \frac{\int_R^{s_W} \alpha_W(y)\, c(y)\, dy}{\alpha_W(\infty) \int_R^{s_W} c(y)\, dy} \qquad (100)$$

mit c(y) als örtliche Profillänge des Flügels.
Das Ergebnis für $K_{W(B)}$ nach Gl. (100) für einen Flügel an einem unendlich langen Zylinder weicht nur wenig von dem Ergebnis bei Rechnung nach der Theorie schlanker Körper ab /63/. Für einen Rechteckflügel (c(y)=const) am Kreiszylinder folgt aus Gl. (100):

$$K_{W(B)} = 1 + \frac{R}{s_W} \qquad (101)$$

Nach Low und Stone /58,43/ resultiert der nichtlineare Querkraftanteil $C^o_{dW} \cdot \alpha^2_W$ eines Flügels im wesentlichen aus Kanteneffekten (siehe auch Gl. (65)) und damit sollte für α_W der Wert am Flügelrand eingesetzt werden. Dann folgt für einen kreisförmigen Rumpfquerschnitt

$$C^o_{dW(B)} = C^o_{dW} \left(1 + \frac{R^2}{s^2_W}\right)^2 \qquad (102)$$

Für Rümpfe mit elliptischem Querschnitt und

y_e = Halbachsenlänge in y-Richtung (senkrecht zur Queranströmung)

z_e = Halbachsenlänge in z-Richtung (längs der Queranströmung)

ergibt sich nach Berechnung des Anstellwinkels am Flügelende z. B. durch konforme Abbildung des Kreisquerschnittes auf den Ellipsenquerschnitt folgende Gleichung für den Querwiderstandsbeiwert:

$$C^o_{dW(B)} = C^o_{dW} \left[\frac{\left(s_W + \sqrt{s^2_W + z^2_e - y^2_e}\right)^2 + (z_e + y_e)^2}{\left(s_W + \sqrt{s^2_W + z^2_e - y^2_e}\right)^2 + z^2_e - y^2_e} \right]^2 \qquad (103)$$

C^o_{dW} ist nach Gl. (65) einzusetzen und wird auf die Fläche S^o_W des Bezugsflügels II in Skizze VIII auf Seite 67 bezogen. Entsprechend kann der Querwiderstandsbeiwert $C^o_{dB(W)}$ durch Betrachtung der Kräfte auf den Rumpf im Strömungsfeld des Flügels bestimmt werden. Für den Turm von Ubooten wird diese Berechnung im folgenden Kapitel durchgeführt und als Lösung eine Zusatzgeschwindigkeit in den Cross-Flow-Integralen nach Gl. (53) eingesetzt. Es handelt sich dabei nicht mehr um eine lokale Querkraft am Ort des Turmes, sondern um eine Kraftverteilung entlang des Hinterschiffs. Da in diesem Kapitel nur lokale Kraftanteile im Flügelbereich betrachtet werden, ist für den Turm zunächst

$$C^o_{dWB} = C^o_{dW(B)} \qquad \begin{bmatrix}\text{nur für den Turm im} \\ \text{Bereich des Mittelschiffs}\end{bmatrix} \qquad (104)$$

zu setzen. Die Kräfte aus der Wechselwirkung der hinteren Tiefenruder mit dem Rumpf treten wegen des fehlenden Hinterschiffs nur lokal auf. Der nichtlineare Querwiderstandsbeiwert C^o_{dWB} für Ruderflächen im Hinterschiffsbereich wurde bereits empirisch durch Auswertung von Querkraftmessungen an acht verschiedenen Ubootsmodellen in Kapitel 3.1.2.3.3 (Tabelle II) zu

$$C^{o}_{d_{WB}} = C^{o}_{d_{W(B)}} + C^{o}_{d_{B(W)}} = 3{,}8 \quad \text{[nur für Ruder am Hinterschiff]} \qquad (105)$$

bestimmt. Als Bezugsflügel wurde dabei der in Skizze VIII dargestellte, auf mittlerer Rumpfbreite geschnittene Flügel II benutzt. Unter der Annahme, daß die Auftriebskräfte der Flügel-Rumpf-Kombination etwa auf gleicher Profillänge angreifen wie Auftriebskräfte am freien Ruder, ergeben sich für die Momentenbeiwerte der Flügel-Rumpf-Kombination nach Gl. (67) folgende Beziehungen:

$$C_{m_{1WB}} = C_{m_1} \cdot (K_{W(B)} + K_{B(W)}) \quad \text{[für Turm und Ruder]} \qquad (106)$$

$$C^{o}_{m_{2WB}} = -0{,}5 \cdot C^{o}_{d_{WB}} \quad \text{[nur für Ruder am Hinterschiff]} \qquad (107)$$

Gl. (107) wurde nur zur Berechnung des nichtlinearen Momentenbeiwerts für die Ubootsruder am konusförmigen Hinterschiff benutzt, da die Auswertung von PMM-Messungen an sieben in Abb. 23 skizzierten Ubootsmodellen in der horizontalen Bewegungsebene (x-y-Ebene in Abb. 1) ein gegenüber der vertikalen Bewegungsebene (x-z-Ebene in Abb. 1) zusätzliches nichtlineares freies Moment anzeigten, das durch die Wahl von

$$C^{o}_{m_{2WB}} = -1{,}5 \cdot C^{o}_{d_{WB}} \quad \begin{bmatrix} \text{nur für den Turm im} \\ \text{Bereich des Mittelschiffs} \end{bmatrix} \qquad (108)$$

relativ genau erfaßt werden konnte. Ob dieses Drehmoment wirklich am Turm angreift, oder wie eher zu vermuten ist, durch den Turmeinfluß zusätzlich zu den bereits in Kapitel 3.2.4 berechneten Kraft- und Momentenanteilen am Rumpf induziert wird, ist aus den vorliegen PMM-Messungen nicht zu entnehmen und kann erst nach direkter Messung des Turmmomentes geklärt werden.

Der Längswiderstandsbeiwert von Ruder und Turm in Kombination mit dem Rumpf wurde nicht durch Korrektur des Widerstandsbeiwerts C_w nach Gl. (66) mittels geeigneter Interferenzfaktoren bestimmt, sondern nach einer Formel berechnet, die empirisch aus Widerstandsmessungen an Ubootsmodellen ermittelt wurde /33/ und nach der gilt

$$C^{o}_{w_{WB}} = 0{,}036 \cdot \frac{\text{Profilstirnfläche}}{S^{o}_{w}} + 2 \cdot C_f \qquad (109)$$

Der Beiwert $C_{w_{ind}}$ für den induzierten Widerstand nach Gl. (66) ist zur Berücksichtigung der Ruder-Rumpf-Interferenz nach Rechnungen von Lennertz /65/ mit den Interferenzfaktoren $K_{W(B)} + K_{B(W)}$ zu multiplizieren.

3.2.3 Hydrodynamische Koeffizienten zur Beschreibung der Kräfte auf die Ruderflächen

In diesem Kapitel werden alle Koeffizientenanteile aufgeführt, die sich aus den Strömungskräften auf die Rumpfanhänge wie Turm und Ruder einschließlich der Flügel-Rumpf-Interferenzkräfte im Bereich der Anhänge nach den Angaben in Kapitel 3.2.1 und 3.2.2 ergeben. Wie bereits in der Einleitung (Kap. 1) diskutiert, werden nur Koeffizientenanteile berechnet, die in den Bewegungsgleichungen von Gertler und Hagen /5/ bzw. Feldman /6/ vorkommen. Bei Ubooten mit Kreuzruderanordnung stimmt die Geometrie bei Anströmung in der x-y- bzw. x-z-Ebene (s. Kap. 2) mit den Annahmen in Kapitel 3.2.2 überein. Bei Ubooten mit X-Ruderanordnung werden nur die Strömungskomponenten quer zu den Ruderflächen betrachtet und die nach Kapitel 3.2.2 berechneten Auftriebskräfte in y- und z-Komponenten zerlegt. Die Betrachtungen in Kapitel 3.2.2 über die Ruderkräfte an konischen Hinterschiffen ohne Propeller dienten insbesondere zur Erklärung der Meßergebnisse von Dempsey /23/ und sind nicht durch einfache Komponentenzerlegung auf X-Ruderanordnungen für Anströmung in der x-y- bzw. x-z-Ebene zu übertragen. Koeffizientenanteile wie z. B. $Y_w'^{(W)}$ und $Z_v'^{(W)}$, die zwar für einzelne Flügel bei Anordnung außerhalb der x-y- bzw. x-z-Ebene auftreten, sind als Summe für alle vorhandenen Ruderflächen wegen der üblichen symmetrischen Ruderanordnung bezüglich der x-z-Ebene (vergl. Abb. 1) vernachlässigbar.

Für Kräfte und Momente, die vom Quadrat der örtlichen Queranströmung

$$
\begin{aligned}
& v(x_W, z_W) = v + x_W r - z_W p \\
\text{bzw.} \quad & w(x_W, y_W) = w + y_W p - x_W q
\end{aligned}
\qquad (110)
$$

am Flügel abhängen, bedeutet die Aufteilung in Koeffizientenanteile wie z. B. $Y_{v|v|}'^{(WB)}$, $Y_{v|r|}'^{(WB)}$, $Z_{w|w|}'^{(WB)}$, $Z_{w|q|}'^{(WB)}$, $M_{w|w|}'^{(WB)}$, $M_{|w|q}'^{(WB)}$, $N_{v|v|}'^{(WB)}$ und $N_{|v|r}'^{(WB)}$ Genauigkeitseinbußen, die hier in gleicher weise wie im Falle der Auswertung von PMM-Messungen akzeptiert werden können. Da die Koeffizienten $Y_{v|v|}'$, $Z_{w|w|}'$, $M_{w|w|}'$ und $N_{v|v|}'$ aus reinen Schrägschleppversuchen bestimmt werden, stehen die im folgenden für diese Koeffizienten angegebenen Gleichungen ganz im Einklang zum Meßverfahren.

Die Axialkraftkoeffizienten $X_{vv}'^{(WB)}$, $X_{ww}'^{(WB)}$, $X_{qq}'^{(WB)}$, $X_{rr}'^{(WB)}$, $X_{vr}'^{(WB)}$, $X_{wq}'^{(WB)}$ und $X_{pr}'^{(WB)}$ ergeben sich analog zu den Angaben in Kapitel 3.1.2.2 aus dem induzierten Widerstand des Flügels /21/ und aus der Projektion der senkrecht zur Anströmung gerichteten Auftriebskraft des Flügels auf die Bootslängsachse. Die Koeffizientenanteile $X_{qq}'^{(WB)}$, $X_{rr}'^{(WB)}$, $X_{vr}'^{(WB)}$, $X_{wq}'^{(WB)}$ und $X_{pr}'^{(WB)}$ werden zwar im folgenden angegeben, aber sie wurden in Übereinstimmung zu Angaben aus PMM-Versuchsberichten letztendlich nicht berücksichtigt, da bei PMM-Untersuchungen die Koeffizienten X_{qq}', X_{rr}', X_{vr}', X_{wq}' und X_{pr}' üblicherweise mit hydrodynamischen Massen nach Gl. (39) gleichgesetzt werden. Ob

dies wirklich durch Messungen bestätigt wurde oder nur zur Vereinfachung durchgeführt wird, ist nicht erwiesen.
Die hydrodynamischen Koeffizienten zur Beschreibung der Kräfte auf die Ruderflächen lauten im einzelnen:

$$X'^{(WB)}_{uu} = -\frac{S^o_W}{l^2} \cdot C^o_{W_{WB}}$$

$$X'_{\delta r \delta r} = -\frac{S_W}{l^2} \cdot \left(k_{W(B)} + k_{B(W)} \right) \cdot C_{W_{ind}} \cdot c^2_{flap}$$

$$X'_{\delta s \delta s} = -\frac{S_W}{l^2} \cdot \left(k_{W(B)} + k_{B(W)} \right) \cdot C_{W_{ind}} \cdot c^2_{flap}$$

$$X'^{(WB)}_{vv} = -\frac{S_W}{l^2} \cdot \sin^2\varepsilon \left\{ \left(K_{W(B)} + K_{B(W)} \right) \cdot \left[C_{W_{ind}} - \left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W} \right)_{\alpha_W = 0} \right] + C^o_{W_{WB}} \right\}$$

$$X'^{(WB)}_{vr} = 2 \cdot X'^{(WB)}_{vv} \cdot \frac{x_W}{l}$$

$$X'^{(WB)}_{ww} = -\frac{S_W}{l^2} \cdot \cos^2\varepsilon \left\{ \left(K_{W(B)} + K_{B(W)} \right) \cdot \left[C_{W_{ind}} - \left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W} \right)_{\alpha_W = 0} \right] + C^o_{W_{WB}} \right\}$$

$$X'^{(WB)}_{wq} = -2 \cdot X'^{(WB)}_{ww} \cdot \frac{x_W}{l} \qquad (111)$$

$$X'^{(WB)}_{pr} = -2 \cdot X'^{(WB)}_{vv} \cdot \frac{x_W z_W}{l^2}$$

$$X'^{(WB)}_{qq} = X'^{(WB)}_{ww} \cdot \frac{x^2_W}{l^2}$$

$$X'^{(WB)}_{rr} = X'^{(WB)}_{vv} \cdot \frac{x^2_W}{l^2}$$

$$Y'_{\delta r} = \frac{S_W}{l^2} \cdot |\sin \varepsilon| \cdot \left(k_{W(B)} + k_{B(W)} \right) \cdot c_{flap} \cdot \left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W} \right)_{\alpha_W = 0}$$

$$Y'^{(WB)}_{v} = -\frac{S_W}{l^2} \cdot \sin^2\varepsilon \cdot \left(K_{W(B)} + K_{B(W)} \right) \cdot \left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W} \right)_{\alpha_W = 0} - \frac{S^o_W}{l^2} \cdot |\sin \varepsilon| \cdot C^o_{W_{WB}}$$

$$Y_p'^{(WB)} = -\, Y_v'^{(WB)} \cdot \frac{z_W}{l}$$

$$Y_r'^{(WB)} = \quad Y_v'^{(WB)} \cdot \frac{x_W}{l}$$

$$Y_{v|v|}'^{(WB)} = -\, \frac{S_W^o}{l^2} \cdot |\sin^3 \varepsilon| \cdot C_{d_{WB}}^o$$

$$Y_{v|r|}'^{(WB)} = \quad Y_{v|v|}'^{(WB)} \cdot \frac{|x_W|}{l}$$

$$Y_{p|p|}'^{(WB)} = -\, Y_{v|v|}'^{(WB)} \cdot \frac{z_W |z_W|}{l^2}$$

$$Y_{pq}'^{(WB)} = -\, Y_v'^{(WB)} \cdot \frac{z_W^2}{l^2}$$

$$Y_{qr}'^{(WB)} = \quad Y_v'^{(WB)} \cdot \frac{x_W z_W}{l^2}$$

$$(111)$$

$$Z_*'^{(WB)} = -\, \frac{S_W}{l^2} \cdot |\cos \varepsilon| \cdot \left(k_{W(B)} + k_{B(W)}\right) \cdot \delta_o \cdot \left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W = 0}$$

$$Z_{\delta s}' = -\, \frac{S_W}{l^2} \cdot |\cos \varepsilon| \cdot \left(k_{W(B)} + k_{B(W)}\right) \cdot c_{flap} \cdot \left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W = 0}$$

$$Z_w'^{(WB)} = -\, \frac{S_W}{l^2} \cdot \cos^2 \varepsilon \cdot \left(K_{W(B)} + K_{B(W)}\right) \cdot \left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W = 0} - \frac{S_W^o}{l^2} \cdot |\cos \varepsilon| \cdot C_{W_{WB}}^o$$

$$Z_q'^{(WB)} = -\, Z_w'^{(WB)} \cdot \frac{x_W}{l}$$

$$Z_{w|w|}'^{(WB)} = -\, \frac{S_W^o}{l^2} \cdot |\cos^3 \varepsilon| \cdot C_{d_{WB}}^o$$

$$Z_{w|q|}'^{(WB)} = \quad Z_{w|w|}'^{(WB)} \cdot \frac{|x_W|}{l}$$

$$K_*'^{(WB)} = -Y_*'^{(WB)} \cdot \frac{z_W}{l}$$

$$K'_{\delta r} = -Y'_{\delta r} \cdot \frac{z_w}{l}$$

$$K_v'^{(WB)} = -Y_v'^{(WB)} \cdot \frac{z_w}{l}$$

$$K_p'^{(WB)} = Y_v'^{(WB)} \cdot \frac{z_w^2}{l^2} + Z_w'^{(WB)} \cdot \frac{y_w^2}{l^2}$$

$$K_r'^{(WB)} = -Y_v'^{(WB)} \cdot \frac{x_w z_w}{l^2}$$

$$K_{v|v|}'^{(WB)} = -Y_{v|v|}'^{(WB)} \cdot \frac{z_w}{l}$$

$$K_{vq}'^{(WB)} = -Y_v'^{(WB)} \cdot \frac{z_w^2}{l^2}$$

$$K_{wr}'^{(WB)} = -Z_w'^{(WB)} \cdot \frac{y_w^2}{l^2} \qquad (111)$$

$$K_{pq}'^{(WB)} = Y_v'^{(WB)} \cdot \frac{z_w^3}{l^3} + Z_w'^{(WB)} \cdot \frac{y_w^2 z_w}{l^3}$$

$$K_{qr}'^{(WB)} = -Y_v'^{(WB)} \cdot \frac{x_w z_w^2}{l^3} + Z_w'^{(WB)} \cdot \frac{x_w y_w^2}{l^3}$$

$$M_*'^{(WB)} = X_{uu}'^{(WB)} \cdot \frac{z_w}{l} - Z_*'^{(WB)} \cdot \frac{x_w}{l}$$

$$M'_{\delta s} = -Z'_{\delta s} \cdot \frac{x_w}{l}$$

$$M_w'^{(WB)} = -Z_w'^{(WB)} \cdot \frac{x_w}{l} + \frac{S_w \bar{c}}{l^3} \cos^2 \varepsilon \cdot C_{m_{1WB}}$$

$$M_q'^{(WB)} = Z_w'^{(WB)} \cdot \frac{x_w^2}{l^2}$$

$$M'^{(WB)}_{w|w|} = -Z'^{(WB)}_{w|w|} \cdot \frac{x_W}{l} + \frac{S^o_W \bar{c}^o}{l^3} |\cos^3 \varepsilon| \cdot C^o_{m_{2WB}}$$

$$M'^{(WB)}_{|w|q} = Z'^{(WB)}_{w|w|} \cdot \frac{x^2_W}{l^2}$$

$$N'_{\delta r} = - Y'_{\delta r} \cdot \frac{x_W}{l}$$

$$N'^{(WB)}_{v} = Y'^{(WB)}_{v} \cdot \frac{x_W}{l} - \frac{S_W \bar{c}}{l^3} \sin^2 \varepsilon \cdot C_{m_{1WB}} \qquad (111)$$

$$N'^{(WB)}_{p} = -Y'^{(WB)}_{v} \cdot \frac{x_W z_W}{l^2}$$

$$N'^{(WB)}_{r} = Y'^{(WB)}_{v} \cdot \frac{x^2_W}{l^2}$$

$$N'^{(WB)}_{v|v|} = Y'^{(WB)}_{v|v|} \cdot \frac{x_W}{l} - \frac{S^o_W \bar{c}^o}{l^3} |\sin^3 \varepsilon| \cdot C^o_{m_{2WB}}$$

$$N'^{(WB)}_{vq} = Y'^{(WB)}_{v} \cdot \frac{x_W z_W}{l^2}$$

$$N'^{(WB)}_{|v|r} = Y'^{(WB)}_{v|v|} \cdot \frac{x^2_W}{l^2}$$

$$N'^{(WB)}_{pq} = -Y'^{(WB)}_{v} \cdot \frac{x_W z^2_W}{l^3}$$

mit

x_W = x-Koordinate eines Flügelpunktes auf 1/4 Profiltiefe

y_W = y-Koordinate eines Flügelpunktes auf 42% (Schwerpunkt bei elliptischer Auftriebsverteilung) der Spannweite s^o_W (s. Skizze VIII) (y_W tritt in Gl. (111) nicht linear, sondern nur als y^2_W auf, da ein zur x-z-Ebene (siehe Abb.1) symm. Boot vorausgesetzt wird)

z_W = z-Koordinate eines Flügelpunktes auf 42% (Schwerpunkt bei elliptischer Auftriebsverteilung) der Spannweite s^o_W (s. Skizze VIII)

$\bar{c}$ = mittlere Profillänge des Bezugsflügels I (siehe Skizze VIII)

$\bar{c}^o$ = mittlere Profillänge des Bezugsflügels II (siehe Skizze VIII)

S_W = Fläche des Bezugsflügels I (siehe Skizze VIII)

S_W^o = Fläche des Bezugsflügels II (siehe Skizze VIII)
ε = Winkel zwischen Flügelfläche und y-Achse
δ_o = Voranstellung des Flügels gegen die x-Achse

Die hydrodynamischen Massen der Anhänge werden für Queranströmung nach einer Formel von Mandel /39/ berechnet, die zur Erfassung der Flügel-Rumpf-Interferenz in der Weise modifiziert wurde, daß sich für sehr kleine und sehr große Spannweiten der Flügel die Ergebnisse der ebenen Potentiallösung /26/ ergeben. Danach gilt:

$$m'_{hyd} = \frac{\pi\left(1-\frac{R^2}{s_W^2}\right)(s_W+R)\,\bar{c}^o}{\sqrt{4\left(1-\frac{R}{s_W^2}\right)^2(s_W+R)^2+(\bar{c}^o)^2}}\cdot\frac{S_W^o}{l^3} \qquad (112)$$

mit $R = (R_{H_o} + R_{V_o})/2$ (siehe Skizze VIII).
Die Grenzwerte für große und kleine Flügelspannweiten ergeben sich mit $S_W^o = (s_W - R)\,\bar{c}^o$ zu:

$$m'_{hyd}\cdot\frac{\rho}{2}l^3 \approx \rho\pi\left(\frac{\bar{c}^o}{2}\right)^2(s_W-R) \qquad \text{für } 2\left(1-\frac{R^2}{s_W^2}\right)(s_W+R) \gg \bar{c}^o$$

$$m'_{hyd}\cdot\frac{\rho}{2}l^3 \approx \frac{1}{2}\rho\pi\frac{(s_W^2-R^2)^2}{s_W^2}\bar{c}^o \qquad \text{für } 2\left(1-\frac{R^2}{s_W^2}\right)(s_W+R) \ll \bar{c}^o \qquad (113)$$

(Vergl. Newman /26/)

Übernimmt man die Beziehungen aus der Streifentheorie durch Integration der Gleichungen (9-11,15,16,19-21,25,26,29-31) über die Profillänge $\bar{c}^o$ mit konstanter Spannweite ($m_{33}^{(2)}(x)$, $m_{22}^{(2)}(x)$ = const.), so ergeben sich folgende Anteile zum hydrodynamischen Massentensor:

$$Y_{\dot v}'^{(WB)} = -m_{hyd}\cdot\sin^2\varepsilon \;;\quad Z_{\dot w}'^{(WB)} = -m_{hyd}\cdot\cos^2\varepsilon \;;\quad K_{\dot v}'^{(WB)} = Y_{\dot p}'^{(WB)}$$

$$Y_{\dot p}'^{(WB)} = -Y_{\dot v}'^{(WB)}\frac{z_W}{l} \;;\quad Z_{\dot q}'^{(WB)} = -Z_{\dot w}'^{(W)}\frac{x_{Wm}}{l} \;;\quad K_{\dot p}'^{(WB)} = -Y_{\dot p}'^{(WB)}\frac{z_W}{l}$$

$$Y_{\dot r}'^{(WB)} = Y_{\dot v}'^{(WB)}\frac{x_{Wm}}{l} \qquad K_{\dot r}'^{(WB)} = -Y_{\dot v}'^{(WB)}\frac{x_{Wm}z_W}{l^2}$$

$$M_{\dot w}'^{(WB)} = Z_{\dot q}'^{(WB)} \;;\quad N_{\dot v}'^{(WB)} = Y_{\dot r}'^{(WB)} \qquad (114)$$

$$M_{\dot q}'^{(WB)} = Z_{\dot w}'^{(WB)}\left(\frac{x_{Wm}^2}{l^2}+\frac{(\bar{c}^o)^2}{12\,l^2}\right) \;;\quad N_{\dot p}'^{(WB)} = K_{\dot r}'^{(WB)}$$

$$N_{\dot r}'^{(WB)} = Y_{\dot v}'^{(WB)}\left(\frac{x_{Wm}^2}{l^2}+\frac{(\bar{c}^o)^2}{12\,l^2}\right)$$

mit x_{Wm} = x-Koordinate des Flügelmittelpunktes.
Zusätzliche Kräfte und Momente, die direkt zu den hydrodynamischen Massen und Trägheitsmomenten in Beziehung stehen und aus der Beschreibung der Kräfte und Momente im bewegten bootsfesten Koordinatensystem folgen (Zentrifugalterme, etc.), werden entsprechend zu Gl. (39) (Kap. 3.1.2.1.2) für die Flügel übernommen. Ausgenommen sind dabei in Gl. (39) die Anteile für M'_W und N'_V, die bereits durch die Momentenbeiwerte $C_{m_{1WB}}$ in Gl. (111) berücksichtigt wurden.

3.2.4. Hydrodynamische Kräfte aus der Wechselwirkung zwischen dem Wirbelfeld des Turmes und dem Hinterschiff

Die Kräfte und Momente aus der Wechselwirkung zwischen dem vom Turm bei Schräganströmung abgehenden Wirbelsystem und dem Hinterschiff können in vier Anteile untergliedert werden:

$$F^{(\Gamma B)} = F^{(\Gamma_1 B)} + F^{(\Gamma_2 B)} + F^{(\Gamma_3 B)} + F^{(\Gamma_4 W)} \qquad (115)$$

mit

$F^{(\Gamma_1 B)}$ = Kräfte am Bootsrumpf durch Abnahme der Rumpfquerschnitte im Wirbelfeld des Turmes

$F^{(\Gamma_2 B)}$ = Kräfte am Bootsrumpf durch Wechselwirkung des Wirbelfeldes hinter dem Turm mit der Queranströmung des Rumpfes

$F^{(\Gamma_3 B)}$ = Kräfte am Bootsrumpf durch Umlenkung des freien Turmwirbels auf dem Weg entlang einer Stromlinie um die im Querschnitt abnehmende Rumpfkontur

$F^{(\Gamma_4 W)}$ = Kräfte auf die hinteren Ruderflächen im Wirbelfeld des Turmes

In den folgenden Unterkapiteln wird zwischen Größen, die sich auf den Turm und Größen, die sich auf die Ruder beziehen unterschieden, indem bei Turmparametern nicht mehr der Index "W", sondern der Index "T" benutzt wird. Dies dient nur zur besonderen Kennzeichnung der Turmparameter. Die in den vorigen Kapiteln mit dem Index "W" bezeichneten Größen beziehen sich nach wie vor sowohl auf den Turm als auch auf die Ruderflächen.

3.2.4.1 Kräfte und Momente am Bootsrumpf durch Abnahme des Rumpfquerschnittes im Wirbelfeld des Turmes

Hinter dem Turm von Ubooten bildet sich bei Schräganströmung durch die Tragflügelwirkung des Turmes ein Wirbelsystem aus. Dieses Wirbelsystem tritt in Wechselwirkung mit dem Ubootsrumpf und führt damit zu Interferenzkräften zwischen Turm und Rumpf. In Kapitel 3.2.2 wurden diese Interferenzkräfte im Flügel- bzw. Turmbereich nach der Theorie schlanker Körper berechnet. Dabei wurde der Rumpf in Gl. (75) bzw. Gl. (81) als Teil eines unendlich langen Zylinders behandelt, der für sich allein nach der Theorie schlanker Körper keinen Auftrieb in stationärer Schräganströmung liefert. Die Rumpfquerschnitte von Ubooten nehmen jedoch im Hinterschiffsbereich stetig ab und damit ruft die Queranströmung des Hinterschiffs durch den Turmnachstrom nach der Theorie schlanker Körper (vergl. Kap. 3.1.2.1.1) zusätzliche Interferenzkräfte hervor, die in Gl. (75) bzw. Gl. (81) nicht enthalten sind. Der entsprechend umgekehrte Fall des Turmes im Strömungsfeld des Rumpfes ist bereits vollständig in den Interferenzfaktoren nach Kap. 3.2.2 (siehe Bemerkungen zu Gl. (100) auf S. 68) berücksichtigt worden.

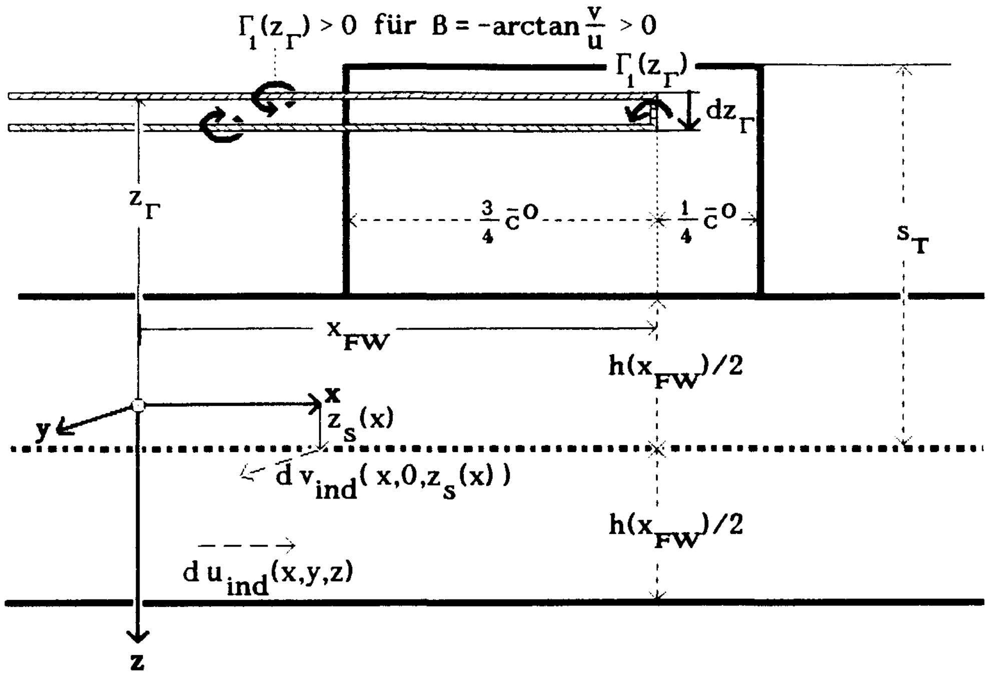
Die vom Wirbelsystem des Turmes am Rumpf induzierten Geschwindigkeiten können nach dem Gesetz von Biot-Savart /21/ berechnet werden. Nach Lawrence /64/ ergibt sich für die von einem Hufeisenwirbel mit infinitesimaler tragender Länge $d z_\Gamma$ (siehe Skizze IX) auf der Rumpfmittellinie induzierte Quergeschwindigkeitskomponente

$$d v_{ind}(x,0,z_s(x)) = \frac{\Gamma_1(z_\Gamma)\, dz_\Gamma}{4\pi[z_s(x) - z_\Gamma]^2} \left[1 - \frac{x - x_{FW}}{\sqrt{[x - x_{FW}]^2 + [z_s(x) - z_\Gamma]^2}} \right] \tag{116}$$

und für die an beliebiger Stelle induzierte Axialgeschwindigkeitskomponente

$$d u_{ind}(x,y,z) = - \frac{\Gamma_1(z_\Gamma)\, dz_\Gamma}{4\pi} \frac{y}{\sqrt{[x - x_{FW}]^2 + y^2 + [z_s(x) - z_\Gamma]^2}^{\,3}} \tag{117}$$

Der tragende Wirbel wird nach der erweiterten Traglinientheorie /16/ um $\bar{c}/4$ hinter der Turmvorderkante angeordnet (siehe Skizze IX).



Skizze IX: Infinitesimaler Hufeisenwirbel im Turmbereich

Nach Gl. (4) und nach der linearisierten Bernoulli-Gleichung /21/ ergibt sich für die Querkräfte am Rumpf im Strömungsfeld des Turmes

$$Y_v'^{(\Gamma_1 B)} = \frac{1}{\frac{\varrho}{2} l^2} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{d}{dx}\left[m_{22}^{(2)}(x) \left(-\frac{v_{ind}(\,x,0,z_s(x)\,)}{v} \right) \right] dx$$

$$+ \frac{1}{\frac{\varrho}{2} l^2 uv} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \int_{0}^{2\pi} \rho U \left(-u_{ind}(x,\gamma) \right) R(x,\gamma) \cos\gamma \, d\gamma \, dx + \frac{S_T}{l^2} K_{B(T)} \left(\frac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T} \right)_{\alpha_T = 0} \qquad (\ 118\ )$$

mit γ als gegen die y-Achse gemessener Umfangswinkel am senkrecht zur x-Achse geschnittenen Rumpfquerschnitt und $R(x,\gamma)$ als Abstand eines Punktes an der Rumpfoberfläche mit den Koordinaten (x,γ) von der x-Achse.

Der Querkraftanteil

$$\frac{L_{B(T)}}{\frac{\varrho}{2} l^2 uv} = -\frac{S_T}{l^2} K_{B(T)} \left(\frac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T} \right)_{\alpha_T = 0} \qquad (\ 119\ )$$

ist bereits in Gl. (110) enthalten und daher abzuziehen, weil in diesem Kapitel nur zusätzliche Interferenzkräfte außerhalb des Turmbereichs betrachtet werden sollen.

Mit der Linearisierung

$$u_{ind} = y\left(\frac{\partial u_{ind}}{\partial y}\right)_{y=0} \qquad (120)$$

folgt aus der Drehungsfreiheit der induzierten Geschwindigkeiten

$$u_{ind} = y\left(\frac{\partial v_{ind}}{\partial x}\right)_{y=0} \qquad (121)$$

und damit ergibt sich aus Gl. (118) und $U \approx u$

$$Y_v'^{(\Gamma_1 B)} = \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^2} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \frac{d}{dx}\left[m_{22}^{(2)}(x)\left(-\frac{v_{ind}(x,0,z_s(x))}{v}\right)\right] dx$$
$$+ \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^2} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} \rho\, S_Q \frac{d}{dx}\left(-\frac{v_{ind}(x,0,z_s(x))}{v}\right) dx - \frac{L_{B(T)}}{\frac{\rho}{2} l^2 uv} \qquad (122)$$

mit $S_Q(x)$ als Rumpfquerschnittsfläche an der Stelle x=const.
Wegen $m_{22}^{(2)}(x_{AP}) = m_{22}^{(2)}(x_{FP}) = 0$ wird das erste Integral in Gl. (122) zu Null. Das zweite Integral kann durch Einsetzen von Gl. (116) berechnet werden, wenn die Zirkulationsverteilung $\Gamma_1(z_\Gamma)$ bekannt ist. Setzt man eine konstante Zirkulation Γ_1 voraus, so kann diese durch die Bedingung ermittelt werden, daß $Y_v'^{(\Gamma_1)}$ am unendlich langen Rumpf konstanten Querschnitts zu Null wird. Damit gilt

$$Y_v'^{(\Gamma_1 B)}\Big|_{\substack{m_{22}^{(2)} = \text{const.} \\ S_Q = \text{const.}}} = \frac{m_{22}^{(2)}(x_{FW}) + \rho\, S_Q(x_{FW})}{\frac{\rho}{2} l^2 v}\, v_{ind}(-\infty,0,z_s(x_{FW})) - \frac{L_{B(T)}}{\frac{\rho}{2} l^2 uv} = 0 \qquad (123)$$

mit

$$v_{ind}(-\infty,0,z_s(x_{FW})) = \frac{\Gamma_1}{2\pi} \int_{-s_T + z_s(x_{FW})}^{-h(x_{FW})/2 + z_s(x_{FW})} \frac{dz_\Gamma}{[z_s(x_{FW}) - z_\Gamma]^2} = \frac{\Gamma_1}{2\pi}\left(\frac{2}{h(x_{FW})} - \frac{1}{s_T}\right)$$

Daraus folgt

$$\Gamma_1 = \frac{2\pi L_{B(T)}}{\rho u\left(\frac{m_{22}^{(2)}(x_{FW})}{\rho} + S_Q(x_{FW})\right)\left(\frac{2}{h(x_{FW})} - \frac{1}{s_T}\right)} \qquad (124)$$

Idealisiert man den Rumpfquerschnitt im Bereich des Turmes durch eine Ellipse mit Halbachsenlängen $b(x_{FW})/2$ und $h(x_{FW})/2$ in y- bzw. z-Richtung, so gilt

$$\Gamma_1 = - \frac{S_T\, K_{B(T)} \left(\dfrac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T}\right)_{\alpha_T=0}}{\left(1 + \dfrac{b(x_{FW})}{h(x_{FW})}\right)\left(\dfrac{h(x_{FW})}{2} - \dfrac{\left[h(x_{FW})\right]^2}{4 s_T}\right)} \cdot v \qquad (125)$$

und für einen rotationssymmetrischen Rumpf mit Radius $R = b(x_{FW})/2 = h(x_{FW})/2$ folgt

$$\Gamma_1 = \frac{L_{B(T)}}{\rho u \left(R - \dfrac{R^2}{s_T}\right)} \qquad (126)$$

Dieses Ergebnis ergibt sich auch aus dem Satz von Kutta-Joukowsky /21,65/ mit $U \approx u$, wenn man beachtet, daß ein freier Wirbel an der Turmoberkante im Abstand s_T von der Achse des Rotationskörpers zur Erfüllung der Strömungsrandbedingung an der Körperoberfläche einen gespiegelten Wirbel im Körperinnern im Abstand R^2/s_T von der Körperachse zur Folge hat.
In Abb. 30 sind für einen Flügel (Turm) am unendlich langen Kreiszylinder mit Radius R die auf der Zylinderachse vom Flügel induzierte Quergeschwindigkeit (vergl. Gl. (116))

$$\left(\frac{R}{\Gamma_1} v_{ind}(x, 0, z_s(x_{FW}))\right)_{Zyl.} = \frac{R}{4\pi} \int_{-s_T + z_s(x_{FW})}^{-R + z_s(x_{FW})} \left[1 - \frac{x - x_{FW}}{\sqrt{[x - x_{FW}]^2 + [z_s(x_{FW}) - z_\Gamma]^2}}\right] \frac{dz_\Gamma}{[z_s(x_{FW}) - z_\Gamma]^2}$$

$$= \frac{1}{4\pi}\left[1 - \frac{\sqrt{[x - x_{FW}]^2 + R^2}}{x - x_{FW}} - \frac{R}{s_T}\left(1 - \frac{\sqrt{[x - x_{FW}]^2 + s_T^2}}{x - x_{FW}}\right)\right] \qquad (127)$$

und die daraus resultierende Querkraftverteilung (vergl. Gl. (122,123))

$$\left(\frac{1}{\frac{\rho}{2} u \Gamma_1} \frac{d L_{B(T)}}{dx}\right)_{Zyl.} = 4\pi R \frac{d}{dx}\left(- \frac{v_{ind} R}{\Gamma_1}\right) \qquad (128)$$

$$= \frac{R^2}{(x - x_{FW})^2}\left(\frac{s_T}{\sqrt{(x - x_{FW})^2 + s_T^2}} - \frac{R}{\sqrt{(x - x_{FW})^2 + R^2}}\right)$$

für $R/s_T = 0{,}5$ ($=(h_{max}/2)/s_T$ für den Turm von Ubootstyp A) als Funktion von $(x-x_{FW})/R$ dargestellt.

Abb. 30 zeigt, daß die Querkraftverteilung am Rumpf mit konstanter Querschnittsfläche ihren Schwerpunkt am Ort der gebundenen Wirbellinie ($x=x_{FW}$; vergl. Skizze IX) aufweist und nur im Bereich $-2R \le |x-x_{FW}| \le 2R$ merklich von Null abweicht. Da sich bei den betrachteten Ubooten (siehe Abb. 23) die Rumpfquerschnitte im Bereich des Turmes nur geringfügig ändern, kann Gl. (122) mit $m_{22}^{(2)}(x_{AP}) = m_{22}^{(2)}(x_{FP}) = 0$ in folgender Weise vereinfacht werden

$$Y_v'^{(\Gamma_1 B)} = \frac{S_Q(x_{FW})}{\frac{1}{2} l^2} \frac{v_{ind}(-\infty,0,z_s(x_{FW}))}{v} - \frac{L_{B(T)}}{\frac{\rho}{2} l^2 uv} \tag{129}$$

Einsetzen von v_{ind} nach Gl. (123) liefert unter Verwendung von Gl. (119)

$$\begin{aligned} Y_v'^{(\Gamma_1 B)} &= - \frac{m_{22}^{(2)}(x_{FW})}{m_{22}^{(2)}(x_{FW}) + \rho S_Q(x_{FW})} \cdot \frac{L_{B(T)}}{\frac{\rho}{2} l^2 uv} \\ &= \frac{K_{B(T)}}{\left(1 + \frac{b(x_{FW})}{h(x_{FW})}\right)} \cdot \frac{S_T}{l^2} \cdot \left(\frac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T}\right)_{\alpha_T=0} \end{aligned} \tag{130}$$

Für das Giermoment folgt aus Gl. (122)

$$\begin{aligned} N_v'^{(\Gamma_1 B)} = {} & \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x \frac{d}{dx} \left[m_{22}^{(2)}(x) \left(- \frac{v_{ind}(x,0,z_s(x))}{v} \right) \right] dx \\ & + \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} x \rho S_Q \frac{d}{dx} \left(- \frac{v_{ind}(x,0,z_s(x))}{v} \right) dx + x_{FW} \cdot \frac{S_T}{l^2} K_{B(T)} \left(\frac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T}\right)_{\alpha_T=0} \end{aligned} \tag{131}$$

Durch partielle Integration und Berücksichtigung des Schwerpunkts der Kraftverteilung im Turmbereich nach Abb. 30 folgt mit Gl. (130)

$$N_v'^{(\Gamma_1 B)} = - \frac{1}{\frac{\rho}{2} l^3} \int_{x_{AP}}^{x_{FP}} m_{22}^{(2)}(x) \left(- \frac{v_{ind}(x,0,z_s(x))}{v} \right) dx + x_{FW} \cdot Y_v'^{(\Gamma_1 B)} \tag{132}$$

mit

$$-\frac{v_{ind}(x,0,z_s(x))}{v} =$$

$$\frac{S_T\, K_{B(T)} \left(\frac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T}\right)_{\alpha_T=0}}{4\pi\left(1+\frac{b(x_{FW})}{h(x_{FW})}\right)\left(\frac{h(x_{FW})}{2}-\frac{\left[h(x_{FW})\right]^2}{4s_T}\right)}\left[\frac{2}{h(x)}\left(1-\frac{\sqrt{[x-x_{FW}]^2+\left[\frac{h(x)}{2}\right]^2}}{x-x_{FW}}\right)\right. \qquad (133)$$

$$\left.-\frac{1}{s_T+z_s(x)-z_s(x_{FW})}\left(1-\frac{\sqrt{[x-x_{FW}]^2+[s_T+z_s(x)-z_s(x_{FW})]^2}}{x-x_{FW}}\right)\right]$$

nach Gl. (116) und Gl. (125) (vergl. auch Gl. (127)).
Das Ergebnis nach Gl. (130) und Gl. (132) bedeutet, daß der Rumpfteil stromabwärts hinter dem Turm durch den Einfluß der Turmumströmung bei Schrägfahrt eine verstärkte Queranströmung erfährt (vergl. Skizze IX). Dadurch bildet sich gegenüber der Strömung ohne Turm ein größerer Unterdruck (vergl. etwa Abb. 4) am Bootsheck aus und die insgesamt vom Turm am Rumpf induzierte Querkraft wird für $b(x_{FW}) \approx h(x_{FW})$ durch den Anteil nach Gl. (130) gegenüber dem Ergebnis für einen unendlich langen Zylinder nach Gl. (111) auf die Hälfte reduziert. Mit dieser Querkraftabnahme ist nach Gl. (132) ein destabilisierendes Giermoment $(-v_{ind}/v > 0)$ verbunden, das bei den betrachteten Ubooten etwa 10 % des sogenannten Munk'schen Momentes $(-m'_{22})$ nach Gl. (32) ausmacht.

Die Proportionalität zwischen Wirbelstärke Γ_1 und örtlicher Queranströmungsgeschwindigkeit des Turmes liefert folgende weitere Koeffizientenanteile:

$$Y_p'^{(\Gamma_1 B)} = -Y_v'^{(\Gamma_1 B)} \cdot \frac{z_{FW}}{l} \qquad N_p'^{(\Gamma_1 B)} = -N_v'^{(\Gamma_1 B)} \cdot \frac{z_{FW}}{l}$$
$$Y_r'^{(\Gamma_1 B)} = Y_v'^{(\Gamma_1 B)} \cdot \frac{x_{FW}}{l} \qquad N_r'^{(\Gamma_1 B)} = N_v'^{(\Gamma_1 B)} \cdot \frac{x_{FW}}{l} \qquad (134)$$

mit z_{FW} als spezielle Bezeichnung für die Koordinate z_W (siehe S. 75) im Falle des Turmes.
Die nichtlinearen Kräfte am Rumpf aus dem Einfluß des Turmes werden dadurch erfaßt, daß in den Cross-Flow-Integralen nach Gl. (53) anstelle von v der Wert $v - v_{ind}(x,0,z_s(x))/v \cdot (v + x_{FW} \cdot r)$ nach Gl. (133) eingesetzt wird. Da v_{ind} und v unterschiedliche Vorzeichen besitzen (vergl. Skizze IX), führt dieses für $|x_{FW} \cdot r| \ll |v|$ zu einer erhöhten Queranströmung am Hinterschiff und damit

zu einem stabilisierenden nichtlinearen Giermomentenanteil. Der Querwiderstandsanteil des Turmes selbst in Wechselwirkung mit dem Rumpf wurde bereits in Gl. (104) berücksichtigt. Das Auftreten eines destabilisierenden linearen und eines stabilisierenden nichtlinearen Giermomentenanteils durch die Turm-Rumpf-Interferenz wurde bei allen betrachteten Ubootsmodellen (siehe Abb. 23) durch Vergleich von Querkraftmessungen in der vertikalen und horizontalen Bewegungsebene bestätigt.
Die in diesem Kapitel durchgeführten Berechnungen basieren auf einem Ansatz für das Turmwirbelfeld nach Lawrence /64/. Schlichting /16/ berechnet die Flügel-Rumpf-Interferenz in der Weise, daß er den Rumpf mitten in das Wirbelfeld eines freien Flügels legt und nicht wie Lawrence einen Flügel außerhalb des Rumpfes betrachtet. Damit kehrt sich die Richtung der auf der Rumpfachse induzierten Quergeschwindigkeit v_{ind} (vergl. Skizze IX) und damit auch der durch sie bewirkten Kraft- und Momentenanteile um. Die Berechnung der linearen Kraft- und Momentenanteile erfordert wegen der Singularität am Ort des tragenden Wirbels eine Reihe von zweifelhaften Annahmen. Insbesondere fällt auf, daß Schlichting nur lineare Kraft- und Momentenanteile berechnet, während qualitative Erklärungen gegeben werden, die sich auf den Querwiderstand des Rumpfes und damit auf nichtlineare Kraftanteile beziehen. Am Hinterschiff weisen lineare Querkraftanteile (Theorie schlanker Körper am Rumpfteil mit stromabwärts abnehmenden Querschnitten) und nichtlineare Querkraftanteile in entgegengesetzte Richtung.

3.2.4.2 Kräfte und Momente am Ubootsrumpf durch Wechselwirkng des Wirbelfeldes hinter dem Turm mit der Queranströmung des Rumpfes

Wie in Kapitel 3.2.4.1 erläutert tritt bei Schräganströmung des Turmes hinter dem Turm ein System freier Längswirbel auf. Die Erfüllung der Strömungsrandbedingung gelingt am kreiszylindrischen Rumpf mit Radius R sehr einfach durch Anwendung des Spiegelungsprinzips, indem zu jedem freien Längswirbel im Abstand z_Γ von der Zylinderachse ein Wirbel gleicher Stärke aber mit entgegengesetztem Drehsinn im Abstand R^2/z_Γ von der Zylinderachse im Rumpfinnern angeordnet wird /16,63,65/. Lennertz /65/ berechnete die Wirbelverteilung für einen Flügel am Kreiszylinder unter der Bedingung, daß bei gegebenem Gesamtauftrieb und fester Flügelspannweite der induzierte Widerstand ein Minimum aufweist. Diese Rechnung liefert für das Verhältnis von Rumpfauftrieb zum Gesamtauftrieb das gleiche Ergebnis wie die Theorie schlanker Körper nach Angaben von Spreiter /38,63,64/ (vergl. auch Kap. 3.2.2).
Die von Lennertz berechnete Wirbelverteilung besitzt ein Maximum Γ_{max} an der Verbindungsstelle zwischen Flügel und Rumpf und nimmt entlang der Flügelspannweite bis hin zur Flügelaußenkante im Abstand s_W von der Zylinderachse bzw. im Rumpfinnern bis hin zum Abstand R^2/s_W von der Zylinderachse stetig auf Null ab.

Im Rahmen der Vorhersagegenauigkeit des Bewegungsverhaltens von Ubooten reicht es aus, das Turmwirbelsystem durch einen Hufeisenwirbel konstanter Zirkulation Γ zu idealisieren und die Rumpfquerschnitte der betrachteten Uboote näherungsweise durch Kreise mit Radius R(x) zu ersetzen. Folgende vier Forderungen wären zu erfüllen:

$$\begin{aligned} &\text{a)}\quad \Gamma = \Gamma_{max} \\ &\text{b)}\quad \rho U \Gamma l_{\Gamma_a} = L_{W(T)} \\ &\text{c)}\quad \rho U \Gamma l_{\Gamma_i} = L_{B(T)} \\ &\text{d)}\quad l_{\Gamma_i} = R - \frac{R^2}{l_{\Gamma_a} + R} = \frac{l_{\Gamma_a} \cdot R}{l_{\Gamma_a} + R} \end{aligned} \qquad (135)$$

mit l_{Γ_a} = Länge des tragenden Wirbelabschnitts außerhalb des Rumpfes
l_{Γ_i} = Länge des tragenden Wirbelabschnitts innerhalb des Rumpfes

Die Ergebnisse von Lennertz zeigen, daß diese vier Forderungen für die drei Variablen Γ, l_{Γ_a}, und l_{Γ_i} nicht gleichzeitig erfüllbar sind. In Kapitel 3.2.4.1 wurde $l_{\Gamma_a} = s_T - h(x_{FW})/2$ gesetzt und die Berechnung der Rumpfkräfte im Wirbelfeld des Turmes führte zur Erfüllung der Bedingungen c) und d) am kreiszylindrischen Rumpf (siehe Gl. (126)). Das muß wegen der durchgeführten Linearisierungen und wegen der nicht gleichzeitigen Erfüllbarkeit der Bedingungen a) bis d) nicht bedeuten, daß diese Wirbelstärke bei allen weiteren Rechnungen eine geeignete Idealisierung darstellt. Die Wirbelstärke Γ_1 nach Gl. (126) erwies sich zur Berechnung der Wechselwirkung zwischen dem Wirbelsystem des Turmes und der Queranströmung des Hinterschiffs als zu groß (schlechte Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Werten des Koeffizienten $\overline{C}_L$, der in diesem Kapitel berechnet wird), so daß in den folgenden Rechenmodellen eine Idealisierung des Turmwirbelsystems durch einen Hufeisenwirbel der Zirkulation (vergl. Skizze X)

$$\Gamma_2 = \frac{L_{T(B)} + L_{B(T)}}{\rho U \left(s_T - \frac{[R(x_{FW})]^2}{s_T} \right)}$$

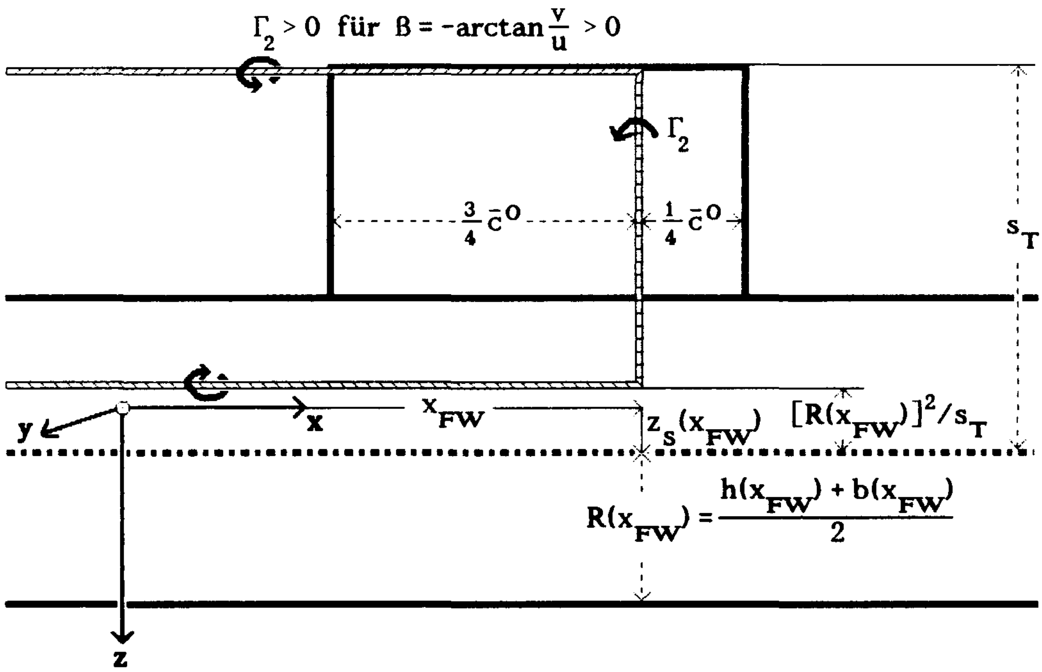
oder für $U \approx u$

$$\Gamma_2 = - \frac{S_T (K_{T(B)} + K_{B(T)}) \left(\frac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T} \right)_{\alpha_T = 0}}{2 \left(s_T - \frac{[R(x_{FW})]^2}{s_T} \right)} \cdot v_{FW} \qquad (136)$$

mit

$$R(x_{FW}) = \frac{h(x_{FW}) + b(x_{FW})}{2} \quad \text{und} \quad v_{FW} = v + x_{FW} \cdot r - z_{FW} \cdot p \tag{137}$$

vorgenommen wurde.
Das bedeutet, es wurde in Gl. (135) die Summe aus den Bedingungsgleichungen b) und c) und Bedingungsgleichung d) erfüllt. Der Versuch, die Rumpfgeometrie am Ort des Turmes durch Idealisierung des Rumpfquerschittes als Ellipse gleicher Fläche genauer zu beschrieben, ergab einen kürzeren Abstand zwischen dem freien Turmkantenwirbel und dem Bildwirbel im Rumpfinnern und damit eine größere Wirbelstärke Γ_2, die im Rahmen des benutzten Modells nicht bestätigt werden konnte bzw. zu schlechteren Ergebnissen bei der Koeffizientenberechnung führte.



Skizze X: Hufeisenwirbel der Turm-Rumpf-Kombination.
Der Rumpf wird als Rotationskörper idealisiert.

Der gebundene Wirbel im Rumpfinnern führt bei Queranströmung des Rumpfes im Bereich hinter dem Turm zu Querkräften, die aus dem Satz von Kutta und Joukowsky (vergl. auch Magnus-Effekt /21/) folgen und im bootsfesten Koordinatensystem für die y-Richtung und z-Richtung folgendermaßen lauten:

$$Y^{(\Gamma_2 B)} = -\frac{\rho l}{2}\,\overline{C}_L \int_{x_2}^{x_{FW}} (w - xq)\cdot v_{FW}(t-\tau[x])\,dx$$

$$Z^{(\Gamma_2 B)} = \frac{\rho l}{2}\,\overline{C}_L \int_{x_2}^{x_{FW}} (v + xr)\cdot v_{FW}(t-\tau[x])\,dx \qquad (138)$$

mit

$$\overline{C}_L = \frac{S_T\,(K_{T(B)} + K_{B(T)})\left(\frac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T}\right)_{\alpha_T=0}}{l\left(s_T - \frac{[R(x_{FW})]^2}{s_T}\right)}$$

$\tau[x]$ bezeichnet die Zeit, die das Boot benötigte, um die Strecke $x_{FW} - x$ zu durchfahren. x_2 ist die x-Koordinate des Punktes, an dem der Turmwirbel vom Rumpf ablöst. Für $\beta \to 0$ und $r \to 0$ gilt $x_2 \to x_{AP}$. Für die Drehmomente folgt aus Gl. (138):

$$K^{(\Gamma_2 B)} = -z_{s\Gamma}\cdot Y^{(\Gamma_2 B)}$$

$$M^{(\Gamma_2 B)} = -\frac{\rho l}{2}\,\overline{C}_L \int_{x_2}^{x_{FW}} x\cdot(v + xr)\cdot v_{FW}(t-\tau[x])\,dx \qquad (139)$$

$$N^{(\Gamma_2 B)} = -\frac{\rho l}{2}\,\overline{C}_L \int_{x_2}^{x_{FW}} x\cdot(w - xq)\cdot v_{FW}(t-\tau[x])\,dx$$

mit

$$z_{s\Gamma} = \frac{\int_{x_{AP}}^{x_{FW}} z_s(x)\,dx}{x_{FW} - x_{AP}}$$

Gl. (138) und Gl. (139) sind in fast gleicher Form in den Bewegungsgleichungen von Feldman /6/ enthalten. Dort wird jedoch die obere Grenze der Integrale in Gl. (138) und Gl. (139) nicht mit der x-Koordinate x_{FW} des tragenden Wirbels gleichgesetzt, sondern zusammen mit $\overline{C}_L$ aus Kraft- und Momentenmessungen

bestimmt. Da Gl. (138) und Gl. (139) Idealisierungen des wirklichen Wirbelsystems darstellen, überrascht es nicht, daß diese Messungen bei einigen Ubooten Werte für die obere Integrationsgrenze ergaben, die bis zu einer halben Turmlänge hinter der Turmhinterkante liegen und physikalisch nicht sinnvoll sind.
Die untere Integrationsgrenze x_2 in Gl. (138) und Gl. (139) ist in den Bewegungsgleichungen von Feldman nach folgender Gleichung als Funktion des Driftwinkels $\beta = -\arctan(v/u)$ zu berechnen:

$$\begin{aligned} x_2 &= x_{AP} - S_2 \cdot (x_{FW} - x_{AP}) \cdot (|\beta| - \beta_{st}) \quad \text{für } \beta > \beta_{st} \\ x_2 &= x_{AP} \quad \text{für } \beta \le \beta_{st} \end{aligned} \qquad (140)$$

Die Parameter S_2 (<0) und β_{st} werden von den Versuchsanstalten aus Messungen von Querkraft in z-Richtung und Trimmoment um die y-Achse bei stationärer Schräganströmung in der x-y-Ebene (siehe Abb. 1) bestimmt. Auf diese Weise wird jedoch nicht der Einfluß der Winkelgeschwindigkeit r bei Drehungen um die Hochachse (siehe Abb. 1) erfaßt.
Da zur Zeit keine detaillierten Messungen des Turmnachstromes vorliegen, ist es kaum möglich, ein zuverlässiges mathematisches Modell zur Berechnung der Parameter S_2 und β_{st} zu entwickeln. So wurde zunächst vereinfachend angenommen, daß der Turmwirbel vom Rumpf ablöst, sobald der örtliche Driftwinkel einen Grenzwinkel β_{x_2} überschreitet. Danach gilt:

$$\begin{aligned} x_2 &= \frac{|v| - u \cdot \tan|\beta_{x_2}|}{|r|} \quad \text{für } \frac{|v| - u \cdot \tan|\beta_{x_2}|}{|r|} > x_{AP} \\ x_2 &= x_{AP} \quad \text{für } \frac{|v| - u \cdot \tan|\beta_{x_2}|}{|r|} \le x_{AP} \end{aligned} \qquad (141)$$

mit $\beta_{x_2} = 20^\circ$

Der Wert von β_{x_2} wurde durch Auswertung von PMM-Meßergebnissen an verschiedenen Ubootsmodellen (siehe Abb. 23) empirisch bestimmt.
Zur Berechnung des Rollmomentenanteils $K^{(\Gamma_2 B)}$ wird in Gl. (139) ein mittlerer Hebelarm $z_{s\Gamma}$ verwendet. In den Bewegungsgleichungen von Feldman wird als Angriffspunkt der Querkraft $Y^{(\Gamma_2 B)}$ die Mitte zwischen Rumpfober- und Unterkante im Turmbereich angesetzt.

3.2.4.3 Kräfte und Momente am Ubootsrumpf durch Umlenkung des freien Turmkantenwirbels auf dem Weg entlang einer Stromlinie um die im Querschnitt abnehmende Rumpfkontur

Der Auftrieb der Turm-Rumpf-Kombination ist bei konstanter Zirkulation (räumlicher Wirbelerhaltungssatz /21/) nach dem Satz von Kutta-Joukowsky /21,65/ durch die Länge des tragenden Wirbelabschnitts bzw. durch den Abstand der beiden Längswirbelteile in Skizze X gegeben. Da der freie Längswirbel den Stromlinien folgt und sich die Lage des Längswirbels im Rumpfinnern entsprechend Gl. (135d)) zur Erfüllung der Strömungsrandbedingung an der Rumpfoberfläche verändern muß, ergibt sich nach Adams und Sears /68,64,63/ aus der Impulserhaltung folgende Querkraftverteilung am Rumpf:

$$\frac{1}{\frac{\rho}{2} l^2} \frac{d Y^{(\Gamma_3 B)}}{dx} = - \frac{\rho \Gamma_2 U}{\frac{\rho}{2} l^2} \frac{d}{dx}\left(l_{\Gamma_a}(x) + l_{\Gamma_i}(x) \right) \qquad (142)$$

mit Γ_2 nach Gl. (136).

Die Stromlinien werden näherungsweise an dem als schlanker Rotationskörper mit Radius

$$R(x) = \frac{h(x) + b(x)}{4} \qquad (143)$$

idealisierten Rumpf in reiner Parallelströmung berechnet. Danach gilt /16/:

$$[R(x) + l_{\Gamma_a}(x)]^2 - [R(x)]^2 = s_T^2 - [R(x_{FW})]^2 \qquad (144)$$

Mit der Abkürzung

$$s_{\Gamma_a}(x) = R(x) + l_{\Gamma_a}(x) \qquad (145)$$

folgt

$$l_{\Gamma_a}(x) + l_{\Gamma_i}(x) = s_{\Gamma_a}(x) - \frac{[R(x)]^2}{s_{\Gamma_a}(x)} = \frac{s_T^2 - [R(x_{FW})]^2}{\sqrt{[R(x)]^2 + s_T^2 - [R(x_{FW})]^2}} \qquad (146)$$

Einsetzen von Gl. (136) und Gl. (146) in Gl. (142) liefert

$$\frac{1}{\frac{\rho}{2} l^2} \frac{d Y^{(\Gamma_3 B)}}{dx} = - \frac{S_T (K_{T(B)} + K_{B(T)}) \left(\frac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T} \right)_{\alpha_T = 0}}{l^2 \left([R(x)]^2 + s_T^2 - [R(x_{FW})]^2 \right)^{3/2}} s_T R(x) \frac{d R(x)}{dx} U v_{FW} \qquad (147)$$

Für kleine Anstellwinkel (lineare Kraft- und Momententerme) verläuft der Turmwirbel am Rumpf bis hin zum Rumpfende bei $x = x_{AP}$ und Integration von Gl. (147) in den Grenzen von x_{FW} bis x_{AP} liefert mit $R(x_{AP}) = 0$ folgende Koeffizientenanteile:

$$Y_v^{'(\Gamma_3 B)} = -\frac{S_T\,(K_{T(B)} + K_{B(T)})\left(\frac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T}\right)_{\alpha_T=0}}{l^2}\left[\frac{s_T}{\sqrt{s_T^2 - [R(x_{FW})]^2}} - 1\right] \qquad (148)$$

$$Y_r^{'(\Gamma_3 B)} = Y_v^{'(\Gamma_3 B)}.\frac{x_{FW}}{l} \quad ; \quad Y_p^{'(\Gamma_3 B)} = -\,Y_v^{'(\Gamma_3 B)}.\frac{z_{FW}}{l}$$

Die Momentenanteile ergeben sich aus der Kraftverteilung nach Gl. (147) durch Integration über das Hinterschiff zu

$$N_v^{'(\Gamma_3 B)} = -\frac{S_T\, s_T\,(K_{T(B)} + K_{B(T)})\left(\frac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T}\right)_{\alpha_T=0}}{l^3}\int_{x_{AP}}^{x_{FW}} \frac{x\, R(x)\frac{d\,R(x)}{dx}\, dx}{\left([R(x)]^2 + s_T^2 - [R(x_{FW})]^2\right)^{3/2}} \qquad (149)$$

$$N_r^{'(\Gamma_3 B)} = N_v^{'(\Gamma_3 B)}.\frac{x_{FW}}{l} \quad ; \quad N_p^{'(\Gamma_3 B)} = -\,N_v^{'(\Gamma_3 B)}.\frac{z_{FW}}{l}$$

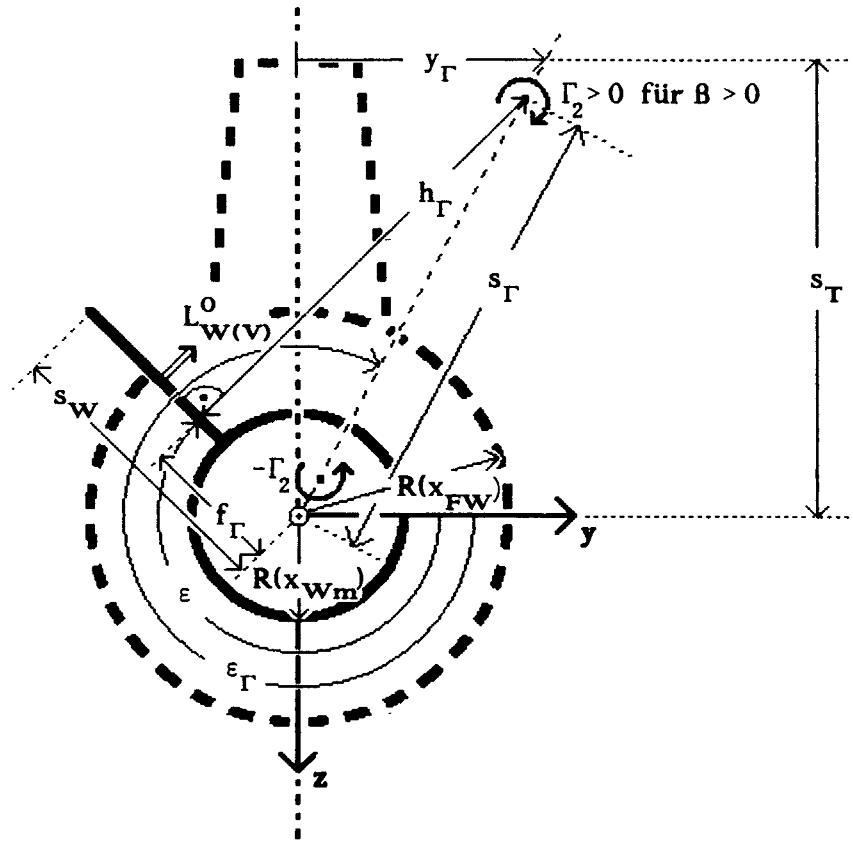
Der Querkraftanteil $Y_v^{'(\Gamma_3)}$ nach Gl. (148) beträgt bei den betrachteten Ubooten (siehe Abb. 23) etwa 15 % des Querkraftanteils $Y_v^{'(TB)}$ nach Gl. (111) und beide Querkraftanteile $Y_v^{'(\Gamma_3 B)}$ und $Y_v^{'(TB)}$ sind gleichgerichtet.

3.2.4.4 Kräfte auf die hinteren Ruderflächen im Wirbelfeld des Turmes

Die Kräfte auf die hinteren Ruderflächen von Ubooten im Strömungsfeld der vom Turm abgehenden Längswirbel (vergl. Skizze X) können in gleicher Weise wie der Interferenzfaktor $K_{W(B)}$ in Gl. (100) nach der Streifenmethode berechnet werden. Der Rumpf wird dabei zur Vereinfachung durch einen Rotationskörper mit Radius R(x) nach Gl. (143) idealisiert. In Anlehnung an den Bericht von Pitts /63/ wird ein Interferenzfaktor $i^o_{W(V)}$ durch folgende Gleichung definiert

$$i^o_{W(V)} = \frac{U[s_W - R(x_{Wm})]}{\Gamma_2}\cdot\frac{L^o_{W(V)}}{\left(\frac{\partial L^o_W}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}} = -\frac{\displaystyle\int_{R(x_{Wm})}^{s_W}\frac{U\alpha_W(y)}{\Gamma_2}\,c(y)\,dy}{\displaystyle\frac{1}{s_W - R(x_{Wm})}\int_{R(x_{Wm})}^{s_W} c(y)\,dy} \qquad (150)$$

mit c(y) als örtliche Profiltiefe des Ruders im Abstand y vom Rumpf und $\alpha_W(y)$ als örtlicher Anstellwinkel infolge der von den Turmlängswirbeln induzierten Geschwindigkeiten. $L^o_{W(V)}$ bezeichnet den Auftrieb des Ruders durch den Einfluß der Turmwirbel. $L^{o}_{W(V)}$ gilt als positiv, wenn durch diese Kraft ein positives Rollmoment nach Abb. 1 erzeugt wird. Zum positiven Ruderauftrieb gehört in Analogie zu Abb. 1 (x-z-Ebene) ein negativer Anstellwinkel α_W.



Skizze XI: Relative Lage des freien Turmwirbels zur hinteren Ruderfläche
- - - - : Schnitt durch den Rumpf an der Stelle $x = x_{FW} = \text{const}$
——— : Schnitt durch den Rumpf an der Stelle $x = x_{Wm} = \text{const.}$

Der Interferenzfaktor $i^{o}_{W(V)}$ wird bei Pitts /63/ berechnet, und es gilt mit h_Γ und f_Γ als Lagekoordinaten des freien Längswirbels nach Skizze XI:

$$i^{o}_{W(V)} = \frac{1}{(1+\lambda)\pi} \; L\left(\lambda\,, \frac{R(x_{FW})}{s_W}, \frac{f_\Gamma}{s_W}, \frac{h_\Gamma}{s_W}\right)$$

$$- L\left(\lambda\,, \frac{R(x_{FW})}{s_W}, \frac{f_\Gamma}{s_W} \cdot \frac{[R(x_{Wm})]^2}{f_\Gamma^2 + h_\Gamma^2}, \frac{h_\Gamma}{s_W} \cdot \frac{[R(x_{Wm})]^2}{f_\Gamma^2 + h_\Gamma^2}\right) \tag{151}$$

mit

$$L\left(\lambda, \frac{R}{s_W}, \frac{f_\Gamma}{s_W}, \frac{h_\Gamma}{s_W}\right) = \frac{1-\frac{R}{s_W}\lambda - \frac{f_\Gamma}{s_W}(1-\lambda)}{2\left(1-\frac{R}{s_W}\right)} \ln \frac{\frac{h_\Gamma^2}{s_W^2}+\left(\frac{f_\Gamma}{s_W}-1\right)^2}{\frac{h_\Gamma^2}{s_W^2}+\left(\frac{f_\Gamma}{s_W}-\frac{R}{s_W}\right)^2}$$

$$- \frac{1-\lambda}{1-\frac{R}{s_W}}\left[1-\frac{R}{s_W}+\frac{h_\Gamma}{s_W}\arctan\frac{\frac{f_\Gamma}{s_W}-1}{\frac{h_\Gamma}{s_W}} - \frac{h_\Gamma}{s_W}\arctan\frac{\frac{f_\Gamma}{s_W}-\frac{R}{s_W}}{\frac{h_\Gamma}{s_W}}\right] \tag{152}$$

$i^o_{W(V)}$ ist kleiner als Null, da der Abwind des Turmes der Queranströmung als Ursache entgegengerichtet ist.
Die Lagekoordinaten h_Γ und f_Γ des freien Turmwirbels am Ort des Ruders werden näherungsweise folgendermaßen bestimmt (siehe Skizze XI):

Zunächst wird analog zu Pitts /63/ ein Querversatz y_Γ in Richtung der freien Anströmung am Turm angenommen:

$$y_\Gamma = -(x_{FW} - x_{Wm}) \cdot \frac{v_{FW}}{u} \tag{153}$$

Dann wird der Abstand zur Körpermitte nach der Stromlinienbedingung für Axialanströmung nach Gl. (144) korrigiert:

$$y_\Gamma^2 + s_T^2 - [R(x_{FW})]^2 = s_\Gamma^2 - [R(x_{Wm})]^2$$

$$\Rightarrow \quad s_\Gamma^2 = \sqrt{y_\Gamma^2 + s_T^2 - [R(x_{FW})]^2 + [R(x_{Wm})]^2} \tag{154}$$

Mit $\varepsilon_\Gamma = \arctan\frac{-s_T}{y_\Gamma}$ folgt

$$f_\Gamma = s_\Gamma \cos(\varepsilon_\Gamma - \varepsilon) \quad \text{und} \quad h_\Gamma = s_\Gamma \sin(\varepsilon_\Gamma - \varepsilon) \tag{155}$$

Durch Einsetzen von Gl. (136) in Gl. (150) ergeben sich mit

$$C_\Gamma = i^o_{W(V)} s^o_W \, s_T (K_{T(B)} + K_{B(T)}) \frac{\left(\frac{\partial C_{L_T}}{\partial \alpha_T}\right)_{\alpha_T=0}\left(\frac{\partial C_{L_W}}{\partial \alpha_W}\right)_{\alpha_W=0}}{2\, l^2 \left(s_T - \frac{[R(x_{FW})]^2}{s_T}\right)[s_W - R(x_{Wm})]} \quad .$$

folgende hydrodynamischen Koeffizienten:

$$
\begin{aligned}
Y_v'^{(\Gamma_4 W)} &= C_\Gamma \sin\varepsilon & N_v'^{(\Gamma_4 W)} &= Y_v'^{(\Gamma_4 W)} \cdot \frac{x_{Wm}}{l} \\
Y_r'^{(\Gamma_4 W)} &= Y_v'^{(\Gamma_4 W)} \cdot \frac{x_{FW}}{l} & N_r'^{(\Gamma_4 W)} &= Y_r'^{(\Gamma_4 W)} \cdot \frac{x_{Wm}}{l} \\
Y_p'^{(\Gamma_4 W)} &= -Y_v'^{(\Gamma_4 W)} \cdot \frac{z_{FW}}{l} & N_p'^{(\Gamma_4 W)} &= Y_p'^{(\Gamma_4 W)} \cdot \frac{x_{Wm}}{l} \\
K_v'^{(\Gamma_4 W)} &= -C_\Gamma \cdot \frac{z_W}{l} \cdot \sin\varepsilon + C_\Gamma \cdot \frac{y_W}{l} \cdot \cos\varepsilon & K_r'^{(\Gamma_4 W)} &= K_v'^{(\Gamma_4 W)} \cdot \frac{x_{FW}}{l} \\
K_p'^{(\Gamma_4 W)} &= -K_v'^{(\Gamma_4 W)} \cdot \frac{z_{FW}}{l}
\end{aligned}
\qquad (156)
$$

Weil $i^0_{W(V)}$ durch Gl. (153) vom Driftwinkel abhängt, sind die Koeffizienten in Gl. (156) nicht konstant. Da jedoch die Koeffizientenanteile nach Gl. (156) meist deutlich weniger als 15 % ($\approx N_v'^{(\Gamma_4 B)} / N_v'$) der entsprechenden Koeffizienten für das gesamte Boot betragen, reicht es zur näherungsweisen Erfassung der Interferenz zwischen Turmwirbeln und hinteren Ruderflächen aus, für den Interferenzfaktor $i^0_{W(V)}$ nach Gl. (151) einen Mittelwert aus den Berechnungen für Driftwinkel $|\beta_{FW}| = \arctan|v_{FW}/u|$ zwischen 0° und 10° einzusetzen.
Da der Einfluß der Turmwirbel in Richtung quer zur Wirbelachse durch viskose Effekte merklich nachläßt, werden die Koefizientenanteile nach Gl. (156) nur für das obere Seitenruder bzw. im Falle von X-Rudern für die oberen beiden Ruderflächen berechnet. Der Querkraftanteil $Y_v'^{(\Gamma_4 W)}$ nach Gl. (156) beträgt bei den betrachteten Booten (siehe Abb. 23) etwa 15 % des Querkraftanteils $Y_v'^{(TW)}$ nach Gl. (111) und beide Querkraftanteile $Y_v'^{(\Gamma_4 W)}$ und $Y_v'^{(TW)}$ sind einander entgegengerichtet.

3.3 Hydrodynamische Kräfte am Propeller

3.3.1 Propellerlängskraft

Da bei den betrachteten Ubooten die Propellerachse parallel zur Bootshauptachse (x-Achse in Abb. 1) verläuft, liefert der Propellerschub bei annähernd gleichmäßiger axialer Anströmung nur eine Axialkraftkomponente und einen Anteil zum Trimmoment. Der Rollmomentenanteil durch den Propellerantrieb wird bei der Bewegungssimulation üblicherweise vernachlässigt. Dieser Anteil ist den Bewegungsgleichungen nach Gertler und Hagen /5/ bzw. Feldman /6/ nicht enthalten und wird auch hier nicht berechnet.
In den Bewegungsgleichungen für Uboote nach Gertler und Hagen /5/ bzw. Feldman /6/ (siehe auch Anhang A) werden die Differenz aus Propellerschub T_p und Längswiderstand des Bootes $\frac{\rho}{2} l^2 (-X_{uu}') \cdot u^2$ bei Fahrt auf ebenem Kiel ohne Ruderausschläge zur Propulsionsfunktion F_{xp} zusammengefaßt. Damit tritt

der Koeffizient X'_{uu} nicht mehr explizit in den Bewegungsleichungen auf. Als Parameter der Propulsionsfunktion wird in den Bewegungsgleichungen nicht die Fortschrittsziffer

$$J = \frac{V_a}{n\, D_{Prop}} \qquad (157)$$

mit V_a = axiale Zuströmgeschwindigkeit des Propellers
n = Propellerdrehzahl
D_{Prop} = Propellerdurchmesser

sondern das Geschwindigkeitsverhältnis

$$\eta = \frac{u_c}{u} = \frac{c_\eta \cdot n \cdot (1 - w_0)}{V_a} = \frac{c_\eta \cdot (1 - w_0)}{D_{Prop}} \cdot \frac{1}{J} \qquad (158)$$

verwendet. Dabei bezeichnet u_c die stationäre Vorausgeschwindigkeit, die das Boot bei Fahrt auf ebenem Kiel ohne Ruderausschläge bei gegebener Propellerdrehzahl n erreicht. Es gilt näherungsweise

$$u_c = c_\eta \cdot n \qquad \text{mit } c_\eta = \text{const.} \qquad (159)$$

Der Propellerschub T_p kann zur Berechnung der Propulsionsfunktion aus Polynomen für die Wageninger B-Serie /69/ als Funktion der Fortschrittsziffer J und der Propellergeometrie (Steigungsverhältnis, Flächenverhältnis, Flügelzahl, Flügeldicke) abgeschätzt werden. Die Propellergeometrie ist i. a. nicht vorgegeben, sondern wird erst aus einer Optimierungsrechnung als Funktion der Bootsdaten wie Schleppwiderstand, Nachstromziffer und Sogziffer gewonnen. Die Bestimmung der Propulsionsfunktion kann dadurch vereinfacht werden, daß man die Zwischendaten des Optimalpropellers nicht erst ermittelt, sondern gleich von einer optimalen universellen Darstellungsform der Propulsionsfunktion F'_{xp} ausgeht.

Abb. 31 zeigt, daß die Geschwindigkeitsverhältnisse u_c/u im Bereich $F'_{xp} > 0$ als Funktion des Propellerschubs (dimensionslos mit $\frac{\rho}{2} l^2 (-X'_{uu}) \cdot u^2$) nach Messungen an sechs verschiedenen Ubootsmodellen (Modell B_1 und B_2 unterscheiden sich nur in den Ruderkonfigurationen, die zu geringen Abweichungen in den Koeffizienten X'_{uu} führen) in erster Näherung durch eine mittlere Kurve, die etwa dem Ergebnis für Ubootstyp A entspricht, beschrieben werden können. Aus diesem Grunde wurde die Funktion

$$f_{xp}(\eta) = \left. \frac{F'_{xp}(\eta)}{X'_{uu}} \right|_{\text{Typ A}} \qquad (160)$$

nach Modellmessungen an Ubootstyp A als universelle Funktion zur Bestimmung der Propulsionsfunktion von Ubooten nach der Vorschrift

$$F'_{xp}(\eta) = f_{xp}(\eta) \cdot X'_{uu} \qquad (161)$$

eingeführt. Bei dieser Näherung muß akzeptiert werden, daß Stoppmanöver ($F'_{xp} < 0$) nur sehr ungenau wiedergegeben werden können.
Das Trimmoment durch den Propellerschub bei stationärer Geradeausfahrt ($F'_{xp} = 0$) wird durch den Koeffizientenanteil

$$M'^{(P)}_{*} = X'_{uu} \cdot \frac{z_{Prop}}{l} \qquad (162)$$

erfaßt mit z_{Prop} als z-Koordinate der parallel zur x-Achse verlaufenden Propellerachse. Zusatzmomente bei Beschleunigung und Verzögerung sind in den Bewegungsgleichungen nach Gertler und Hagen /5/ bzw. Feldman /6/ nicht enthalten, da sie auf Grund des relativ kleinen Hebelarms z_{Prop} vernachlässigbar sind. Ebenso wird der Rollmomentanteil durch die Wirkung der Propellerdrehung nicht berücksichtigt.

3.3.2 Propellerquerkräfte bei Schrägfahrt

Zur Bestimmung der Querkräfte am schräg angeströmten Freifahrtpropeller gibt es eine Reihe von Veröffentlichungen /70-72/. Gutsche /70/ und Harris /72/ gehen von Schub- und Drehmomentbeiwerten des Propellers bei Axialanströmung aus und leiten die Zusatzkräfte bei Schräganströmung aus dem Einfluß der veränderten Anströmungsrichtung ab. Horn /71/ erhält die Querkräfte am Propeller aus einer allgemeinen Impulsbetrachtung über die Wirkung der Strahlablenkung hinter einer schräg angeströmten, mit Senken besetzten Propellerfläche.
Die Berechnung der Propellerquerkräfte führt zu Koeffizientenanteilen wie $Y'^{(P)}_{v}$, $Y'^{(P)}_{r}$, $Z'^{(P)}_{w}$, $Z'^{(P)}_{q}$, $M'^{(P)}_{w}$, $M'^{(P)}_{q}$, $N'^{(P)}_{v}$, $N'^{(P)}_{r}$, die bei Anwendung der zitierten Berechnungsmethoden mit Ausnahme des Koeffizientenanteils $M'^{(P)}_{w}$ etwa 5 % der Koeffizientenwerte für das gesamte Uboot ausmachen. Der Koeffizientenanteil $M'^{(P)}_{w}$ liefert den wesentlichsten Beitrag der Propellerquerkräfte mit einem Anteil von ca. 10 % am Bootskoeffizienten M'_{w}.
Nun ist bei Propellern hinter dem Bootsrumpf durch die Richtwirkung des Rumpfes eine deutlich geringere Schräganströmung zu erwarten (vergl. die Annahmen über den Wirbelnachstrom bei der Auftriebsberechnung nach der Theorie schlanker Körper in Kapitel 3.1.2.2 bzw. die Bemerkungen von Söding /27, S.18/ über die Wirkung von Rudern hinter Schiffsrümpfen), so daß die genannten Koeffizientenanteile insgesamt unbedeutend werden. Aus diesem Grunde ist auf die Berechnung von Kraft- und Momentenanteilen aus der Propellerschräganströmung gänzlich verzichtet worden. Beachtet wurde allerdings die

Wirkung des Propellers auf das Strömungsfeld am Ort der Ruder. Hier zeigte sich eine wesentliche Auftriebserhöhung der Ruder durch den Einfluß des Propellers auf die Ablösungszone am schräg angeströmten Hinterschiff (siehe Kap. 3.2.2, Seite 64 f).

3.3.3 Wechselwirkung zwischen Propeller und den davorliegenden Ruderflächen

Die Wechselwirkung zwischen dem Propeller und den davorliegenden Ruderflächen wird in den Bewegungsgleichungen nach Gertler und Hagen /5/ bzw. Feldman /6/ (siehe auch Anhang A) durch die Terme

$$\begin{aligned}
&\frac{\rho}{2}\, l^2\, Y'_{\delta r\eta} \cdot u^2 \cdot \left(\frac{u_c}{u} - 1\right) \cdot \delta r \quad ; \quad && \frac{\rho}{2}\, l^2\, K'_{\delta r\eta} \cdot u^2 \cdot \left(\frac{u_c}{u} - 1\right) \cdot \delta r \\
&\frac{\rho}{2}\, l^2\, Z'_{\delta s\eta} \cdot u^2 \cdot \left(\frac{u_c}{u} - 1\right) \cdot \delta s \quad ; \quad && \frac{\rho}{2}\, l^3\, M'_{\delta s\eta} \cdot u^2 \cdot \left(\frac{u_c}{u} - 1\right) \cdot \delta s \qquad (163) \\
& && \frac{\rho}{2}\, l^3\, N'_{\delta r\eta} \cdot u^2 \cdot \left(\frac{u_c}{u} - 1\right) \cdot \delta r
\end{aligned}$$

beschrieben. Aus Symmetriegründen tritt kein Koeffizient $K'_{\delta s\eta}$ auf. Die Koeffizienten $Y'_{\delta r\eta}$, $Z'_{\delta s\eta}$, $K'_{\delta r\eta}$, $M'_{\delta s\eta}$ und $N'_{\delta r\eta}$ in Gl. (163) können durch Vergleich der berechneten Ruderkräfte und -momente für zwei verschiedene Propulsionszustände bzw. Werte von $\eta = u_c/u$ gewonnen werden. Für stationäre Geradeausfahrt ($F'_{xp} = 0$, $\eta = 1$; vergl. Abb. 31) wird der Propeller durch eine Senkenscheibe (siehe Gl. (94), Seite 64) idealisiert. Dadurch ergibt sich gegenüber der Strömung mit leerlaufendem Propeller ($F'_{xp} = -|X'_{uu}|$, $\eta = \eta_0 \approx 0{,}75$; vergl. Abb. 31) bzw. ohne Anteil durch die Senkenscheibe eine Verringerung der Grenzschichtdicke und eine Erhöhung der Anströmungsgeschwindigkeit im Bereich der Ruder. Bezeichnet man die Differenz in den Ergebnissen für $Y'_{\delta r}$, $Z'_{\delta s}$, $K'_{\delta r}$, $M'_{\delta s}$ und $N'_{\delta r}$ nach Gl. (111) bei Rechnung mit und ohne Senkenscheibe mit $\Delta Y'_{\delta r}$, $\Delta Z'_{\delta s}$, $\Delta K'_{\delta r}$, $\Delta M'_{\delta s}$ bzw. $\Delta N'_{\delta r}$, so gilt

$$\begin{aligned}
\Delta Y'_{\delta r} &= Y'_{\delta r} - [Y'_{\delta r} + Y'_{\delta r\eta}(\eta_0 - 1)] \\
\Delta Z'_{\delta s} &= Z'_{\delta s} - [Z'_{\delta s} + Z'_{\delta s\eta}(\eta_0 - 1)] \\
\Delta K'_{\delta r} &= K'_{\delta r} - [K'_{\delta r} + K'_{\delta r\eta}(\eta_0 - 1)] \qquad (164) \\
\Delta M'_{\delta s} &= M'_{\delta s} - [M'_{\delta s} + M'_{\delta s\eta}(\eta_0 - 1)] \\
\Delta N'_{\delta r} &= N'_{\delta r} - [N'_{\delta r} + N'_{\delta r\eta}(\eta_0 - 1)]
\end{aligned}$$

Daraus folgt

$$Y'_{\delta r\eta} = \frac{\Delta Y'_{\delta r}}{(1-\eta_0)} \quad ; \quad Z'_{\delta s\eta} = \frac{\Delta Z'_{\delta s}}{(1-\eta_0)}$$

$$K'_{\delta r\eta} = \frac{\Delta K'_{\delta r}}{(1-\eta_0)} \quad ; \quad M'_{\delta s\eta} = \frac{\Delta M'_{\delta s}}{(1-\eta_0)} \quad ; \quad N'_{\delta r\eta} = \frac{\Delta N'_{\delta r}}{(1-\eta_0)} \qquad (165)$$

mit $\eta_0 = 0{,}75$ nach Abb. 31.
Bei den in dieser Arbeit betrachteten Ubooten (siehe Abb. 23) gilt näherungsweise $Y'_{\delta r\eta} / Y'_{\delta r} \approx Z'_{\delta s\eta} / Z'_{\delta s} \approx K'_{\delta r\eta} / K'_{\delta r} \approx M'_{\delta s\eta} / M'_{\delta s} \approx N'_{\delta r\eta} / N'_{\delta r} \approx 20\,\%$.

4 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen hydrodynamischen Koeffizienten

Für die in Abb. 23 skizzierten Ubootsmodelle (Typ A [Kreuzruder], Typ B1 [Kreuzruder], Typ B2 [X-Ruder], Typ C [Kreuzruder], Typ D [Kreuzruder], Typ E [Kreuzruder] und Typ F [X-Ruder]), den Rumpf der Dempsey Serie /23/ und für die von Dempsey untersuchte Ruder-Rumpf-Kombination 7B /23/ wurden hydrodynamische Koeffizienten nach den in Kapiteln 3.1.2, 3.2 und 3.3 beschriebenen Methoden berechnet und mit den Meßergebnissen aus Modellversuchen verglichen. Da die Aufteilung der gemessenen Kräfte und Momente in hydrodynamische Koeffizienten nicht immer eindeutig ist und da die Versuchsanstalten nicht bei allen betrachteten Booten identische Bewegungsgleichungen /5,6/ benutzten, ist ein direkter Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Koeffizienten nicht in allen Fällen möglich. Daher wurden für alle betrachteten Boote einheitliche Bewegungsgleichungen nach Anhang A zugrunde gelegt und die Kräfte Y' und Z' sowie die Momente M' und N' aus den Angaben in den Versuchsberichten /23,52-57/ für $\delta_s = \delta_r = p = \dot{u} = \dot{v} = \dot{w} = \dot{p} = \dot{q} = \dot{r} = 0$ ohne statische Kraft- und Momentenanteile ($W = B = 0$) durch die Gleichungen

$$\left.\frac{Y}{\frac{\rho}{2} l^2 u^2}\right|_{w=0,q=0} = -Y'_v \tan\beta - Y'_{v|v|} \tan\beta\,|\tan\beta| - Y'_{v|r|} \tan\beta\,\left|\frac{rl}{u}\right| + Y'_r \frac{rl}{u}$$

$$\left.\frac{Z}{\frac{\rho}{2} l^2 u^2}\right|_{v=0,r=0} = Z_w \tan\alpha + Z_{w|w|} \tan\alpha\,|\tan\alpha| + Z_{w|q|} \tan\alpha\,\left|\frac{ql}{u}\right| + Z'_q \frac{ql}{u} + Z'_*$$

$$\left.\frac{M}{\frac{\rho}{2} l^2 u^2}\right|_{v=0,r=0} = M_w \tan\alpha + M_{w|w|} \tan\alpha\,|\tan\alpha| + M_{|w|q}\,|\tan\alpha|\,\frac{ql}{u} + M'_q \frac{ql}{u} + M'_* \qquad (166)$$

$$\left.\frac{N}{\frac{\rho}{2} l^2 u^2}\right|_{w=0,q=0} = -N'_v \tan\beta - N'_{v|v|} \tan\beta\,|\tan\beta| + N'_{|v|r}\,|\tan\beta|\,\frac{rl}{u} + N'_r \frac{rl}{u}$$

mit $\alpha = \arctan\frac{w}{u}$ und $\beta = -\arctan\frac{v}{u}$ nach der Gauß'schen Fehlerquadratmethode im Bereich

$$-20^\circ \le \alpha\,,\ \beta \le +20^\circ \quad \text{und} \quad -0{,}6 \le \frac{ql}{u}\,,\ \frac{rl}{u} \le +0{,}6$$

neu approximiert. Die Aufteilung der Kräfte und Momente nach Gl. (166) ent-

spricht den Bewegungsgleichungen von Gertler /5/ bzw. der Aufteilung der Cross-Flow-Integrale nach Gl. (53) in einzelne Koeffizienten nach Sharma/48/. Die Bewegungsgleichungen von Feldman /6/ unter Verwendung der Cross-Flow-Integrale nach Gl. (53) mit konstantem Querwiderstandsbeiwert $C_d = C_{d_y} = C_{d_z}$ für beide Bewegungsebenen liefern wegen weniger freier Parameter (die Koeffizienten $Y'_{v|r|}$, $Z'_{w|q|}$, $M'_{|w|q}$ und $N'_{|v|r}$ entfallen) im allgemeinen eine schlechtere Approximation der Meßergebnisse. Ein weiterer Nachteil der Bewegungsgleichungen von Feldman liegt darin, daß die Cross-Flow-Integrale zur Beschreibung der nichtlinearen Kraft- und Momentenanteile für das gesamte Boot einschließlich Anhänge verwendet werden, wobei allerdings nur die geometrischen Daten des Rumpfes in diese Gleichungen eingehen. So ergeben die Auswertungen von PMM-Messungen an Ubootsmodellen mit gleicher Rumpfgeometrie aber unterschiedlichen Rudergrößen nach den Bewegungsgleichungen von Feldman /6/ im allgemeinen unterschiedliche Querwiderstandsbeiwerte C_d.
Kurven I und V in Abb. 32-45 zeigen, daß der Verlauf von gemessenen Querkräften, Trimm- und Giermomenten als Funktion des Anstell- bzw. Driftwinkels für die betrachteten Uboote sehr gut durch die Kurvenapproximation nach Gl. (166) beschrieben werden kann. Die Unsymmetrien der Kraft- und Momentenverläufe in der vertikalen Bewegungsebene (x-z-Ebene in Abb. 1) beim Wechsel von positiven zu negativen Anstellwinkeln wurden in Gl. (166) bis auf die Anteile durch die Koeffizienten Z'_* und M'_* nicht berücksichtigt, da sie wie Abb. 32, 34, 36, 38, 40, 42 und 44 zeigen, unbedeutend sind. Aus diesem Grunde wurde auch bisher auf die Berechnung von Koeffizientenanteilen wie $Z'_{|w|}$, Z'_{ww}, $M'_{|w|}$ und M'_{ww} (vergl. Gertler und Hagen /5/ und Feldman /6/) verzichtet. In Abb. 32-45 ist zu beachten, daß die angegebenen Meßkurven für Querkräfte und Drehmomente von den Versuchsanstalten aus reinen Schrägschleppversuchen bestimmt wurden, während die Approximationen nach Gl. (166) für Kombinationen von Anstellwinkeln und Winkelgeschwindigkeiten durchgeführt wurden. Die gute Übereinstimmung zwischen den Meßkurven und den Approximationen nach Gl. (166) rechtfertigt die Vorgehensweise der Versuchsanstalten, die Koeffizienten Y'_v, $Y'_{v|v|}$, Z'_w, $Z'_{w|w|}$, M'_w, $M'_{w|w|}$, N'_v und $N'_{v|v|}$ aus reinen Schrägschleppversuchen zu bestimmen /8/.
In Abb. 32 - 47 sind neben den Meßkurven auch die nach Kapitel 3.1.2, 3.2 und 3.3 berechneten Querkräfte, Trimm- und Giermomente als Funktion des Anstell- bzw. Driftwinkels für Rudernullage und Rudervollausschlag (±25° bzw. ±35° für Tiefenruder und ±35° bzw. ±40° für Seitenruder je nach Ubootstyp) für die verschiedenen betrachteten Ubootstypen eingezeichnet. Die gemessenen und berechneten Kraft- und Momentenverläufe stimmen bis auf wenige Ausnahmen gut überein. Bei fast allen Booten ist der berechnete nichtlineare Querkraftanteil zu klein. Insbesondere für Ubootstyp F wird dies beim Verlauf von Y' als Funktion des Driftwinkels in Abb. 45 deutlich. Da die berechneten Drehmomen-

te i. a. keine vergleichbaren Abweichungen zeigen, muß der fehlende nichtlineare Querkraftanteil etwa im Bereich des Mittelschiffs angreifen, so daß dadurch keine zusätzlichen Drehmomentenanteile auftreten. Bessere Ergebnisse für die Querkräfte am Rumpf können durch Verallgemeinerung der in Kapitel 3.1.1 geschilderten Methode zur Berechnung von Querkraftverteilungen am schräg angeströmten Rotationskörper auf ellipsenförmige Rumpfquerschnitte erwartet werden.
Die berechneten Zusatzkräfte und -momente bei Anstellung der Seiten- bzw. Tiefenruder stimmen nach Abb. 32-45 gut mit den Meßergebnissen überein.
Bei den Momentenverläufen ergeben sich die schlechtesten Übereinstimmungen zwischen Messung und Rechnung für Ubootstyp D (Abb. 40 und Abb. 41). Am gemessenen Trimmoment M' in Abb. 40 für Tiefenruder in Nullage fällt der relativ große Wert bei Fahrt auf ebenem Kiel (α=0) auf, der im Vergleich zu den Meßergebnissen für andere Boote ungewöhnlich ist. Dieser Momentenwert folgt aus der Unsymmetrie des Bootes in der x-z-Ebene (siehe Abb. 23). Es ist üblich, dieses Drehmoment bei Fahrt auf ebenem Kiel durch Veränderung der Anstellung des vorderen unbeweglichen Teils der hinteren Tiefenruder näherungsweise auszugleichen. Zur Bestimmung dieser Vorflossenanstellung wurden bei der HSVA /73/ für Ubootstyp D vor den eigentlichen PMM-Untersuchungen bei Hydronautics /55/ Schrägschleppversuche im linearen Anstellwinkelbereich ($-2^\circ \le \alpha \le +1^\circ$) durchgeführt. Für den Querkraftverlauf in z-Richtung stimmen die Meßergebnisse der HSVA mit den Meßergebnissen von Hydronautics überein. Für das Trimmoment ergeben sich nach der HSVA jedoch Werte, die deutlich unterhalb der Angaben von Hydronautics liegen (siehe Abb. 40) und eine bessere Übereinstimmung mit den Rechenergebnissen zeigen. Möglicherweise sind die unterschiedlichen Meßergebnisse auf einen Nullpunktfehler zurückzuführen. Auch nach Verschiebung der in Abb. 40 eingezeichneten Trimmomentenkurve auf die Meßpunkte der HSVA bleibt die Übereinstimmung mit den Rechenergebnissen im Bereich großer Anstellwinkel schlecht. Die Berechnung des Trimmomentes führt insbesondere deshalb zu großen relativen Fehlern, weil die annähernd gleichgroßen Anteile von Rudern und Rumpf einander entgegenwirken. Nun bleiben bei der Fahrt von Standardmanövern die Beträge des Anstell- bzw. Driftwinkels gewöhnlich unter 10 Grad, so daß die starken Nichtlinearitäten im Momentenverlauf kaum ins Gewicht fallen. Lediglich beim Notauftauchen (schnelles Anblasen der Tauchzellen durch Einsatz von Gasgeneratoren) aus größerer Tiefe können Anstellwinkel von bis zu 20 Grad auftreten.
Tabelle IV zeigt eine Liste der gemittelten Verhältnisse von gemessenen und berechneten Koeffizienten sowie der Standardabweichung für Ubootstypen A-F, Dempsey-Rumpf und Dempsey-Ruder-Rumpf-Kombination 7B. In diese Liste wurden alle Koeffizienten aufgenommen, deren Werte die Vorhersage des Bewegungsverhaltens wesentlich beeinflussen und dazu alle Koeffizienten, die relativ genau mit geringer Standardabweichung ermittelt werden konnten.

i	Koeffizient K_i	$\overline{K_{imess} / K_{iRechnung}}$	Standardabweichung
1	$X'_{\dot{u}}$	1,07	0,06
2	$X'_{\delta r \delta r}$	1,17	0,10
3	$X'_{\delta s \delta s}$	1,19	0,15
4	X'_{vr}	1,04	0,01
5	X'_{vv}	0,82	0,10
6	X'_{ww}	0,58	0,06
7	X'_{wq}	1,00	0,03
8	$Y'_{\delta r}$	1,13	0,03
9	$Y'_{\delta r \eta}$	1,26	0,34
10	Y'_{p}	0,80	0,16
11	Y'_{r}	1,40	0,10
12	$Y_{\dot{v}}$	1,05	0,03
13	Y'_{v}	1,02	0,05
14	$Y'_{v\|v\|}$	1,25	0,06
15	$Y'_{v\|r\|}$	0,99	0,08
16	Y'_{wp}	0,96	0,01

Tabelle IV: Gemittelte Verhältnisse der gemessenen und berechneten Koeffizienten mit Standardabweichungen für Ubootstypen A-F /52-57/, Dempsey-Rumpf/23/ und Dempsey-Ruder-Rumpf-Kombination 7B/23/

Fortsetzung von Tabelle IV

i	Koeffizient K_i	$\overline{K_{imess} / K_{iRechnung}}$	Standardabweichung
17	$Z'_{\delta s}$	1,01	0,03
18	$Z'_{\delta s\eta}$	0,99	0,10
19	Z'_q	0,91	0,09
20	Z'_{vp}	0,92	0,09
21	$Z'_{\dot{w}}$	0,98	0,02
22	Z'_w	1,00	0,05
23	$Z'_{w\|w\|}$	1,03	0,05
24	$Z'_{w\|q\|}$	0,95	0,08
25	$K'_{\dot{p}}$	1,23	0,23
26	K'_p	1,56	0,34
27	$K'_{\dot{v}}$	1,22	0,18
28	K'_v	0,97	0,09
29	$K'_{v\|v\|}$	0,73	0,15
30	K'_{wp}	1,09	0,27
31	$M'_{\delta s}$	1,03	0,03
32	$M'_{\delta s\eta}$	0,98	0,09

Tabelle IV: Gemittelte Verhältnisse der gemessenen und berechneten Koeffizienten mit Standardabweichungen für Ubootstypen A-F /52-57/, Dempsey-Rumpf /23/ und Dempsey-Ruder-Rumpf-Kombination 7B/23/

Fortsetzung von Tabelle IV

i	Koeffizient K_i	$\overline{K_{imess} / K_{iRechnung}}$	Standardabweichung
33	$M'_{\dot{q}}$	1,10	0,10
34	M'_q	1,39	0,11
35	M'_w	1,03	0,06
36	$M'_{w\|w\|}$	1,09	0,09
37	$M'_{\|w\|q}$	1,10	0,12
38	$N'_{\delta r}$	1,15	0,03
39	$N'_{\delta r\eta}$	1,06	0,17
40	$N'_{\dot{r}}$	1,05	0,05
41	N'_r	1,05	0,06
42	N'_v	1,04	0,02
43	$N'_{v\|v\|}$	1,16	0,08
44	$N'_{\|v\|r}$	1,03	0,09
45	N'_{pq}	1,00	0,06
46	C'_L	0,98	0,05

Tabelle IV: Gemittelte Verhältnisse der gemessenen und berechneten Koeffizienten mit Standardabweichungen für Ubootstypen A-F /52-57/, Dempsey-Rumpf /23/ und Dempsey-Ruder-Rumpf-Kombination 7B/23/

Von den 46 in Tabelle IV aufgeführten berechneten Koeffizienten weichen im Mittel über die betrachteten Boote 37 um weniger als 20% und 30 um weniger als 10% von den gemessenen PMM-Werten ab. Eine große Differenz zwischen gemessenen und berechneten Koeffizienten muß nicht grundsätzlich eine schlechte Vorhersage des Bewegungsverhaltens bedeuten, da unterschiedliche-Koeffizientensätze nach Summation der einzelnen Anteile in den Bewegungsgleichungen durchaus zu vergleichbaren Gesamtkräften und Momenten am Boot führen können.

4.1 Vergleich von Bewegungssimulationen mit gemessenen und berechneten Koeffizienten

In Tabelle V-XI sind die Ergebnisse der Bewegungssimulationen stationärer Drehkreise mit Tiefenhaltung für 15 Knoten Anlaufgeschwindigkeit und Seitenruder hart backbord aufgeführt. Ferner werden für alle Boote der Tiefenruderwinkel δs_0 und der Trimmwinkel Θ_0 für auftrieb- und momentfreie Fahrt angegeben. Diese Winkel ergeben sich durch Nullsetzen der Querkraftgleichung für die z-Ebene und der Momentengleichung für Drehungen um die y-Achse (siehe Abb. 1) unter Vernachlässigung des statischen Trimmomentes. Wird das Boot statisch auf den Winkel Θ_0 getrimmt, so bleibt das Boot bei Ruderlage $\delta s = \delta s_0$ und Trimmwinkel $\Theta = \Theta_0$ (stationärer Trimmwinkel) unabhängig von der Geschwindigkeit auf konstanter Tiefe.

Die Übereinstimmung der Drehkreisdaten bei Verwendung gemessener und berechneter Koeffizienten ist gut bis zufriedenstellend. Die größten Abweichungen im Drehkreisdurchmesser ergeben sich bei Ubootstypen E und F (12% bzw. 11 % Abweichung zum PMM-Ergebnis).

Bei Ubootstypen D, E und F zeigen sich deutliche Unterschiede im erforderlichen Ruderwinkel δs zur Tiefenhaltung bei Drehkreisfahrt bei Verwendung von berechneten oder gemessenen hydrodynamischen Koeffizienten. Für Ubootstyp D sind diese Unterschiede auf die bereits in Abb. 40 gezeigten Abweichungen zwischen berechnetem und gemessenem Trimmomentenverlauf zurückzuführen. Bei Ubootstypen E und F stimmen nach Abb. 42 und Abb. 44 gemessene und berechnete Querkraft- und Momentenverläufe gut überein und die zu geringen Tiefenruderauslenkungen in Tabelle X und XI folgen aus der nicht korrekt bestimmten Ablösestelle des Turmkantenwirbels vom Rumpf (vergl. Kap. 3.2.4.2). Die Wechselwirkung des Turmnachstroms mit der Queranströmung des Rumpfes hinter dem Turm nach Kapitel 3.2.4.2 führt zu merklichen Abtriebskräften am Hinterschiff, die zur Tiefenhaltung im Drehkreis durch Legen des hinteren Tiefenruders zu kompensieren sind. Die Fehler bei der Berechnung der Tiefenruderwinkel in Tabelle X und XI sind durch eine Verschiebung der Längenkoordinate x_2, an der nach Gl. (141) die Ablösung des Turmwirbels vom Rumpf

stattfinden sollte, um etwa 5 m weiter nach hinten auszugleichen. Mit dieser Verschiebung ist eine Vergrößerung des Drehkreisdurchmessers um etwa 5 % verbunden.
Da die Wechselwirkung zwischen dem Nachstrom des Turmes und dem Hinterschiff das Verhalten des Bootes im Drehkreis wesentlich beeinflußt, ist es unbedingt notwendig, für die entsprechenden Kraft- und Momentenanteile in den Bewegungsgleichungen für Uboote ein geeignetes mathematisches Modell zu verwenden. Das in den Bewegungsgleichungen von Feldman /6/ (siehe auch Anhang A) benutzte Integral zur Berechnung der Wechselwirkung zwischen dem Turmwirbelsystem und dem Rumpf reicht zur genauen Beschreibung der physikalischen Vorgänge nicht aus, da die Anpassung der Formel an die Meßwerte oft nur durch eine Wahl von Integrationsgrenzen möglich ist, die physikalisch nicht sinnvoll sind (siehe Kap. 3.2.4.2, Seite 88). Eine Verbesserung des mathematischen Modells kann erst nach Durchführung und Auswertung geeigneter Messungen der Geometrie und der Kraftwirkung des Turmnachstroms erfolgen.

stationärer Drehkreis mit Tiefenhaltung	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
u [kn]	8,6	8,7
δs [Grad]	3,2	7,8
Θ [Grad]	6,0	5,2
Φ [Grad]	-9,7	-7,6
α [Grad]	7,2	6,2
β [Grad]	-6,4	-7,3
Durchmesser [m]	190	203
auftrieb- und momentfreie Fahrt	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
δs_0 [Grad]	-0,67	-0,20
Θ_0 [Grad]	-0,91	-0,14

Tabelle V: Ubootstyp A (Kreuzruder)
Stationärer Drehkreis für $\delta r = 35^o$ und $u_c = 15$ Knoten

stationärer Drehkreis mit Tiefenhaltung	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
u [kn]	8,8	8,7
δs [Grad]	16,2	17,3
Θ [Grad]	5,9	5,2
Φ [Grad]	-7,3	-6,2
α [Grad]	6,8	6,0
β [Grad]	-6,4	-7,4
Durchmesser [m]	172	179
auftrieb - und momentfreie Fahrt	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
δs_0 [Grad]	0,0	1,59
Θ_0 [Grad]	0,0	-0,14

Tabelle VI: Ubootstyp B1 (Kreuzruder)
Stationärer Drehkreis für $\delta r = 35^{\circ}$ und u_c = 15 Knoten

stationärer Drehkreis mit Tiefenhaltung	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
u [kn]	9,1	9,0
δs [Grad]	10,8	8,5
Θ [Grad]	5,9	5,0
Φ [Grad]	-7,1	-5,9
α [Grad]	6,6	5,6
β [Grad]	-5,9	-6,9
Durchmesser [m]	179	195
auftrieb - und momentfreie Fahrt	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
δs_0 [Grad]	0,0	0,18
Θ_0 [Grad]	0,0	-0,14

Tabelle VII: Ubootstyp B2 (X-Ruder)
Stationärer Drehkreis für $\delta r = 25^{\circ}$ und u_c = 15 Knoten

stationärer Drehkreis mit Tiefenhaltung	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
u [kn]	8,7	8,5
δs [Grad]	24,0	17,4
Θ [Grad]	4,9	5,5
Φ [Grad]	-8,4	-6,4
α [Grad]	6,0	6,4
β [Grad]	-6,6	-7,8
Durchmesser [m]	165	152
auftrieb - und momentfreie Fahrt	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
δs_0 [Grad]	-0,10	1,48
Θ_0 [Grad]	-0,24	-0,12

Tabelle VIII: Ubootstyp C (Kreuzruder)
Stationärer Drehkreis für $\delta r = 35^o$ und $u_c = 15$ Knoten

stationärer Drehkreis mit Tiefenhaltung	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
u [kn]	8,6	9,5
δs [Grad]	16,5	7,1
Θ [Grad]	4,4	4,7
Φ [Grad]	-11,9	-8,5
α [Grad]	5,8	5,7
β [Grad]	-6,0	-6,2
Durchmesser [m]	157	170
auftrieb - und momentfreie Fahrt	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
δs_0 [Grad]	2,52	-1,40
Θ_0 [Grad]	-1,21	-0,14

Tabelle IX: Ubootstyp D (Kreuzruder)
Stationärer Drehkreis für $\delta r = 35^o$ und $u_c = 15$ Knoten

stationärer Drehkreis mit Tiefenhaltung	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
u [kn]	9,5	8,8
δs [Grad]	16,8	7,3
Θ [Grad]	5,0	5,6
Φ [Grad]	-9,1	-7,7
α [Grad]	5,8	6,6
β [Grad]	-5,2	-6,9
Durchmesser [m]	209	183
auftrieb - und momentfreie Fahrt	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
δs_0 [Grad]	-0,34	0,23
Θ_0 [Grad]	-0,72	-0,11

Tabelle X: Ubootstyp E (Kreuzruder)
Stationärer Drehkreis für δr = 35° und u_c = 15 Knoten

stationärer Drehkreis mit Tiefenhaltung	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
u [kn]	8,2	7,9
δs [Grad]	14,3	6,5
Θ [Grad]	7,9	6,7
Φ [Grad]	-8,8	-12,6
α [Grad]	9,1	8,8
β [Grad]	-7,1	-8,6
Durchmesser [m]	150	163
auftrieb - und momentfreie Fahrt	PMM-Koeffizienten	berechnete Koeffizienten
δs_0 [Grad]	1,86	0,16
Θ_0 [Grad]	0,32	-0,11

Tabelle XI: Ubootstyp F (X-Ruder)
Stationärer Drehkreis für δr = 25° und u_c = 15 Knoten

In Abb. 48-61 sind Simulationen für Überschwing- und Mäandermanöver in der vertikalen Ebene für 13 Knoten Anlaufgeschwindigkeit mit gemessenen und berechneten Koeffizienten dargestellt. Die Übereinstimmung der Bewegungsverläufe ist gut bis befriedigend. Beim Überschwingen ist zu beachten, daß die Tiefenruder jeweils bei Überschreitung eines Trimmwinkels von $\pm 10^{\circ}$ zur entgegengesetzten Seite ausgelenkt werden und daß durch diese Rückkopplung die zeitliche Verschiebung zwischen den Ruderlagen bei Rechnung mit den zwei verschiedenen Koeffizientensätzen kontinuierlich zunimmt. Da die Simulationen jeweils vom Zustand der auftrieb- und momentfreien Fahrt ausgehen (siehe Tabelle V-XI), ergeben sich je nach Koeffizientensatz bei den Simulationen in Abb. 48-61 geringfügige Unterschiede in den Anfangswerten von Ruder-, Trimm- und Anstellwinkeln.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein umfassendes Berechnungsverfahren zur Ermittlung der hydrodynamischen Koeffizienten der Bewegungsgleichungen von Ubooten vorgestellt, das es ermöglicht, die Bewegung von Ubooten in allen sechs Freiheitsgraden ausreichend genau vorherzusagen. Fast alle angewendeten Gleichungen sind durch Messungen an Tragflügeln, Zylindern und Ellipsoiden bestätigt worden. Die Wechselwirkungen zwischen einzelnen Komponenten, wie zwischen Tiefenruder und Rumpf mit oder ohne Propeller sowie zwischen Turmwirbel und Rumpf bzw. oberem Seitenruder wurden ausführlich untersucht. Das in dieser Arbeit beschriebene Berechnungsverfahren wurde durch Vergleich mit Messungen an sieben verschiedenen Ubootsmodellen sowie an einem ubootsähnlichen Rumpf ohne Turm und ohne Propeller überprüft und lieferte in den meisten Fällen gute Ergebnisse, die jedoch durch genauere Erfassung insbesondere der Strömungsverhältnisse am Hinterschiff und der Wechselwirkung zwischen dem Turmnachstrom und dem Bootsrumpf noch zu verbessern wären.
Speziell für rotationssymmetrische Rümpfe wurde ein Berechnungsverfahren für die Querkraftverteilung vorgestellt, das in modifizierter Form auch zur Berechnung der Querkraftverteilung an nicht rotationssymmetrischen Rümpfen anwendbar sein sollte und so zuverlässigere Ergebnisse für die Rumpfkräfte liefern könnte als die einfache Theorie schlanker Tragflügel, die Einzelheiten der Rumpfgeometrie nicht berücksichtigt. Diese Modifikationen können jedoch erst gezielt durchgeführt werden, wenn Messungen an nicht rotationssymmetrischen Rümpfen ohne Anhänge vorliegen.
Durch Messungen am Modell ohne Turm, Ruder oder Propeller, die zusätzlich zu Messungen am vollständigen Modell durchzuführen wären, könnten zudem wertvolle Aufschlüsse über Art und Größe von Interferenzkräften zwischen Anhängen und Rumpf gewonnen werden. Solche Untersuchungen würden die Weiterentwicklung von Methoden zur Berechnung hydrodynamischer Koeffizienten zur Vorhersage des Bewegungsverhaltens von Ubooten wesentlich erleichtern.

/18/ Cebeci, T.; Smith, A.M.O.: Analysis of Turbulent Boundary Layers. Academic Press, New York (1974

/19/ Freeman, H.B.: Pressure-Distribution Measurements on the Hull and Fins of a 1/40-Scale Model of the U.S. Airship "AKRON". NACA Rep. 443 (1932)

/20/ Freeman, H.B.: Measurements of the Flow in the Boundary Layer of a 1/40-Scale Model of the U.S. Airship "AKRON". NACA Rep. 440 (1932)

/21/ Wieghardt, K.: Theoretische Strömungslehre. Teubner Studienbücher (1974)

/22/ Truckenbrodt, E.: Ein Quadraturverfahren zur Berechnung der laminaren und turbulenten Reibungsschicht bei ebener und rotationssymmetrischer Strömung. Ing.-Arch., 20. Bd, 4. Heft, S.211-226 (1956)

/23/ Dempsey, E.M.: Static Stability Characteristics of a Systematic Series of Stern Control Surfaces on a Body of Revolution. DTNSRDC-Report 77-0085, August 1977

/24/ Hess, J.L.; Smith, A.M.O.: Calculation of Potential Flow About Arbitrary Bodies. Progress in Aeronautical Sciences, Volume 8, Pergamon Press, New York (1966)

/25/ Hoerner, S.F.: Fluid-Dynamic Drag. Hoerner Fluid Dynamics, P. O. Box 342, Brick Town, N. J. 08723 (1958)

/26/ Newman, J.N.: Marine Hydrodynamics. The M.I.T. Press, Cambridge MA/ USA (1977)

/27/ Söding, H.: Prediction of Ship Steering Capabilities. Schiffstechnik 29 (1982)

/28/ Söding, H.: Bewertung der Manövriereigenschaften im Entwurfsstadium. Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft 78 (1984)

/29/ Allen, H. J.; Perkins, E.W.: A Study of Effects of Viscosity on Flow Over Slender Inclined Bodies of Revolution. NACA Rep. 1048 (1951)

/30/ Clarke, D.: A Two Dimensional Strip Method For Surface Ship Hull Derivatives. Comparison Of Theory with Experiment On a Tanker Model. Journal of Mechanical Engineering, Vol. 14, No. 7, Suppl. Issue (1972)

/31/ Lamb, H.: Hydrodynamics. Cambridge University Press (1952) (Reprint of Sixth Edition, 1932)

/32/ Zahm, A.F.: Flow and Force Equations for a Body Revolving in a Fluid. NACA Rep. 323 (1929)

/33/ Bohlmann, H.J.: Abschätzung des Bewegungsverhaltens von Ubooten. IKL-Bericht 104-342 (1986)

/34/ Vandrey, F.: Abschätzung des Rumpfeinflusses auf das Längsmoment eines Flugzeuges. Jahrbuch der deutschen Luftfahrtforschung. S. I 367-370 (1940)

/35/ Sarpkaya, T.: Separated Flow About Lifting Bodies and Impuls Flow About Cylinders. A.I.A.A. Journal, Vol. 4, No. 3, pp 414, March 1966

6 Literaturhinweise

/1/ Lloyd, A.R.J.M.: Progress Towards a Rational Method Of Predicting Submarine Manoeuvres. RINA Symposium on Naval Submarines, London (1983)

/2/ Lloyd, A.R.J.M.: Developments In The Prediction Of Submarine Manoeuvres. Undersea Defense Technology (UDT) (1988)

/3/ MacKay, M.: The Prediction of Submarine Out—Of-Plane Force And Moment Using a Panel Method. Undersea Defense Technology (UDT) (1988)

/4/ Bohlmann, H.J.: Vorausberechnung des Bewegungsverhaltens von Ubooten. STG-Jahrbuch Bd. 83 (1989)

/5/ Gertler, M.; Hagen, G. R.: Standard Equations of Motion for Submarine Simulation. NSRDC-Report SR 009 01 01, Task 0102, June 1967

/6/ Feldman, J.: DTNSRDC Revised Standard Submarine Equations of Motion. DTNSRDC-Report SPD-0393-09, June 1979

/7/ Feldman, J.: State—Of—The—Art For Predicting The Hydrodynamic Characteristics Of Submarines. Symposium on Control Theory and Navy Application. U.S. Naval Postgraduate School, Monterey, California (1975)

/8/ Booth, T.B.; Bishop, R.E.D.: The Planar Motion Mechanism. AEW, Haslar 1973

/9/ Bohlmann, H.J.: Vergleich zwischen Manövriererprobungen und entsprechenden Simulationsrechnungen für Uboote der Klasse 206. IKL-Bericht 103-333/0570-01-00-00 (1983)

/10/ Goodman, A.: Experimental Techniques and Methods Of Analysis Used In Submerged Body Research. Proceedings of the Third Symposium on Naval Hydrodynamics, Office of Naval Research (1960)

/11/ Todd, F.H.: Resistance and Propulsion. Principles of Naval Architecture, Chapter VII, John P. Comstock, Ed., New York (1967)

/12/ Sharma, S.D.: Kräfte am Unter- und Überwasserschiff. 18. Fortbildungskurs im Institut für Schiffbau, Hamburg, März 1982

/13/ Norrbin, N.: Theory and Observations on the Use of a Mathematical Model for Ship Manoeuvring in Deep and Confined Waters. Statens Skeppsprovninganstalt, Göteborg, Publ. No. 68 (1971)

/14/ Hafer, X.: Untersuchungen zur Aerodynamic der Flügel-Rumpf-Anordnungen". Diss. Braunschweig 1957, WGL Jb. 1957 S. 191

/15/ Granville, P.S.: The Calculation of the Viscous Drag of Bodies of Revolution. DTMB Report 849 (1953)

/16/ Schlichting, H.; Truckenbrodt, E.: Aerodnamic des Flugzeuges. Springer Verlag, Berlin (1960)

/17/ Beatty, T.D.: A Theoretical Method for the Analysis and Design of Axisymmetric Bodies. National Aeronautics and Space Administration CR-2498 (1975)

/36/ Imlay, F.H.: The Complete Expressions for Added Mass of a Rigid Body Moving in an Ideal Fluid. Hydro. Lab. R & D Report 1528, David Taylor Basin, Carderock MD/USA (1961)

/37/ Jones, R.T.: Properties of Low—Aspect—Ratio Pointed Wings at Speeds Below and Above the Speed of Sound. NACA Rep. 835, (1946)

/38/ Spreiter, J.R.: The Aerodynamic Forces on Slender Plane- and Cruciform-Wing and Body Combinations. NACA Rep. 962 (1950)

/39/ Mandel, P.: Ship Manoeuvring and Control. Principles of Naval Architecture, Chapter VIII, John P. Comstock, Ed. , New York (1967)

/40/ Hoerner, S.F.: Fluid Dynamic-Lift. Hoerner Fluid Dynamics, P. O. Box 342, Brick Town, N. J. 08723 (1975)

/41/ Inoue, S.; Hirano, M.; Kijama, K.: Hydrodynamic Derivatives on Ship Manoeuvring. Intern. Shipbuilding Progress 28 (1981)

/42/ Oltmann, P.: Bestimmung hydrodynamischer Koeffizienten. 18. Fortbildungskurs im Institut für Schiffbau, Hamburg, März 1982

/43/ Flax, A.H.; Lawrence, H.R.: The Aerodynamics of Low-Aspect-Ratio Wings and Wing-Body Combinations. Cornell Aeronautical Laboratory, Rep. No. CAL-37 (1951)

/44/ Clarke, D.; Eng, C.; Gedling, P.; Hine, G.: The Application of Manoeuvring Criteria in Hull Design Using Linear Theory. RINA 1982

/45/ Thörn, H.: Modellbildung für das Kursverhalten von Schiffen. Diss. TH Darmstadt (1975)

/46/ Munk, M.M.: The Aerodynamic Forces on Airship Hulls. NACA Rep. 184 (1924)

/47/ Sharma, S.D.; Oltmann, P.: Simulation of Combined Engine and Rudder Maneuvers. IfS-Bericht Nr. 444, Hamburg 1984

/48/ Spencer, J. B.: Stability and Control of Submarines. J.R.N.S.S., Vol. 23, No. 3 (1967)

/49/ Dubs, F.: Aerodynamik der reinen Unterschallströmung. Birkhäuser Verlag, Basel 1979

/50/ Thomson, K.D.: The Estimation of Viscous Normal Force, Pitching Moment, Side Force and Yawing Moment on Bodies of Revolution at Incidence up to 90°. Weapons Research Establishment, Salisbury, WRE-Report 782 (1972)

/51/ Thomson, K.D.; Morrison, D.F.: The Spacing, Position and Strength of Vortices in the Wake of Slender Cylindrical Bodies at Large Incidence. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 50, Part 4, p. 751 (1971)

/52/ Miller, E.R.; Kowalyshvn, R.: Determination of the Hydrodynamic Characteristics and Submerged Handling Qualities of a Submarine. Hydronautics, Inc., Technical Report 82084-1, Feb. 1983

/53/ Dempsey, E.M.: Model Investigation of the Hydrodynamic Characteristics of a Submarine at Deep Submerge and on the Surface. NSRDC Report CP-385-H–01, March 1970

/54/ Gramlich, J.L.: Experimental Investigation of the Stability and Control Characteristics of a Submarine. DTNSRDC-Report SPD-0691–10, Sept. 1981

/55/ Gertler, M.; Kohl, R.E.: Experimental Determination of the Hydrodynamic Stability and Control Characteristics for a Submarine. Hydronautics, Inc., Technical Report 7204-1 (1972)

/56/ Kowalyshyn, R.; Ankudinov, V.; Jakobsen, B.: Experimental Determination of the Hydrodynamic Characteristics and Submerged Handling Qualities of a Submarine Operating Both in Deeply Submerged and Snorkeling Conditions. Tracor Hydronautics Inc. Technical Report 87072-2 (1988)

/57/ Byström, L.: Captive Manoeuvring Tests. SSPA-Report 4508-6 (1987)

/58/ Low, L.; Stone, H.N.: The Subsonic Aerodynamic Characteristics of Wings in Combination With Slender Bodies of Revolution. Cornell Aeronautical Laboratory, Rep. No. CAL/CM-679 (1951)

/59/ Fedyaevsky, K.K.; Sobolev, G.V.: Application of the Results fo Low-Aspect-Ratio Wing Theory to the Solution of Some Steering Problems. Proc. Netherlands Ship Model Basin. Symp.: Behaviour of Ships in a Seaway. Wageningen, 1957

/60/ Engeln-Müllges, G.; Reutter, F.: Formelsammlung zur Numerischen Mathematik mit Standard-FORTRAN-Programmen". B.I.-Wissenschaftsverlag (1986)

/61/ Whicker, L.F.; Fehlner, L.F.: Free-Stream Characteristics of a Family of Low-Aspect-Ratio, All-Movable Control Surfaces for Application to Ship Design. David Taylor Model Basin, Report 933 (1958)

/62/ Lyons, D.J.; Bisgood, P.L.: An Analysis of the Lift Slope of Aerofoils of Small Aspect Ratio, including Fins, with Design Charts for Aerofoils and Control Surfaces. R.A.E. Report No. Aero 2011 (1945)

/63/ Pitts, W.C.; Nielsen, J.N.; Kaattari, G.E.: Lift and Center of Pressure of Wing-Body-Tail Combinations at Subsonic, Transonic, and Supersonic Speeds. Ames Aeronautical Laboratory, Report 1307 (1957)

/64/ Lawrence, H.R.; Flax, A.H.: Wing-Body Interference at Subsonic Speeds. Survey and New Developments. Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 21, No. 5, pp. 289-328 (1954)

/65/ Lennertz, J.: Beitrag zur theoretischen Behandlung des gegenseitigen Einflusses von Tragfläche und Rumpf. ZAMM, Bd. 7. S. 249-276 (1927)

/66/ Heaslet, M.A.; Spreiter, J.R.: Reciprocity Relations in Aerodynamics. NACA TN 2700 (1952)

/67/ Beveridge, J.L.: Pressure Distribution on Towed and Propelled Streamline Bodies of Revolution at Deep Submerge. DTMB Report 1665 (1966).

/68/ Adams, M.C.; Sears, W.R.: Slender-Body-Theory – Review and Extension. J. Aer. Sci. Bb. 20, S. 85-98 (1953)

/69/ Oosterfeld, M.W.C.; van Oosanen, P.: Further Computer-Analysed Data of the Wageningen B-Screw-Series. Netherlands Ship Model Basin, Wageningen (1974)

/70/ Gutsche, F.: Untersuchung von Schiffsschrauben in schräger Anströmung. Schiffbauforschung, Heft Nr. 3/4, pp. 97-122 (1964)

/71/ Horn, F.: Querkraft am Propeller bei Schräganströmung, speziell bei Manövriervorgängen. Schiffstechnik, Bd. 4, Heft 20, S. 61 (1957)

/72/ Harris, R.G.: Forces on a Propeller Due to Sideslip. ARC R&M 427 (1918)

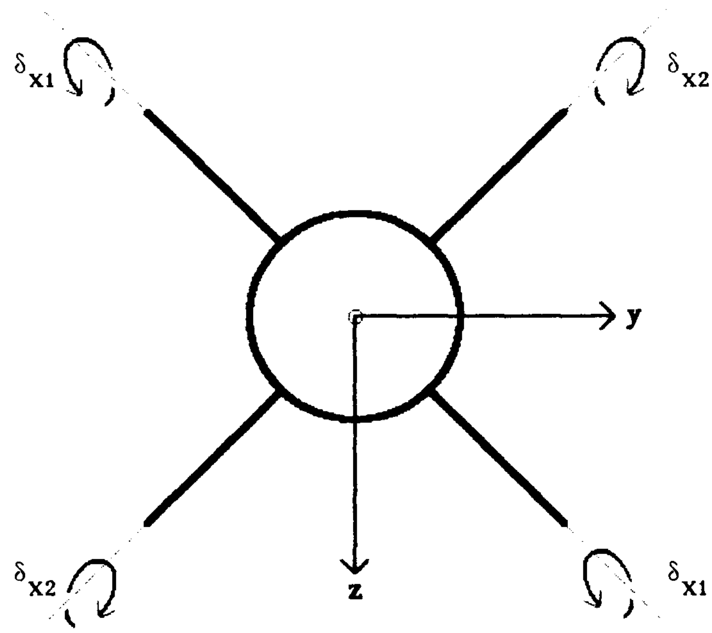
/73/ Helm, G.: Modellversuche für ein Uboot. HSVA-Bericht WP 2/72. (1972)

Anhang A

Verwendete Bewegungsgleichungen

Für Uboote mit X-Ruderanordnung gilt (siehe Skizze XII)

$$\delta s = \frac{\delta_{x1} + \delta_{x2}}{2} \quad ; \quad \delta r = \frac{\delta_{x1} - \delta_{x2}}{2}$$



Skizze XII: Auslenkung der hinteren Ruderflächen bei X-Ruderanordnung (Blickrichtung vom Propeller aus auf die Ruder)

Axialkraftgleichung

$$m\,[\dot u - vr + wq - x_G(q^2 + r^2) + y_G(pq - \dot r) + z_G(pr + \dot q)] =$$

$$\frac{\rho}{2}\, l^4\, [X'_{pr}\, pr + X'_{qq}\, q^2 + X'_{rr}\, r^2]$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^3\, [X'_{\dot u}\, \dot u + X'_{vr}\, vr + X'_{wq}\, wq]$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^2\, [X'_{vv}\, v^2 + X'_{ww}\, w^2] \quad + \frac{\rho}{2}\, l^2 u^2\, F'_{xp}(\eta) - (W - B) \sin\Theta$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^2 u^2\, [X'_{\delta r\delta r}\, \delta r^2 + X'_{\delta s\delta s}\, \delta s^2]$$

Lateralkraftgleichung

$$m\,[\dot{v} - wp + ur - y_G(r^2 + p^2) + z_G(qr - \dot{p}) + x_G(pq + \dot{r})] =$$

$$\frac{\rho}{2}\, l^4\, [Y'_{\dot{p}}\,\dot{p} + Y'_{\dot{r}}\,\dot{r} + Y'_{pq}\,pq + Y'_{p|p|}\,p|p|]$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^3\, [Y'_{\dot{v}}\,\dot{v} + Y'_{p}\,up + Y'_{r}\,ur + Y'_{v|r|}\frac{v}{|v|}\sqrt{v^2 + w^2}\,|r| + Y'_{wp}\,wp]$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^2\, [Y'_{v}\,uv + Y'_{v|v|}\,v\sqrt{v^2 + w^2}] + (W - B)\cos\Theta\sin\Phi$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^2 u^2\, [Y'_{\delta r} + Y'_{\delta r\eta}\,(\eta-1)]\,\delta r$$

$$- \frac{\rho l}{2}\,\overline{C}_L \int_{x_2}^{x_{FW}} (w-xq)\, v_{FW}(t-\tau[x])\, dx$$

Normalkraftgleichung

$$m\,[\dot{w} - uq + vp - z_G(p^2 + q^2) + x_G(pr - \dot{q}) + y_G(qr + \dot{p})] =$$

$$\frac{\rho}{2}\, l^4\, Z'_{\dot{q}}\,\dot{q}$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^3\, [Z'_{\dot{w}}\,\dot{w} + Z'_{q}\,uq + Z'_{vp}\,vp + Z'_{w|q|}\frac{w}{|w|}\sqrt{v^2 + w^2}\,|q| + Z'_{pr}\,pr]$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^2\, [Z'_{*}\,u^2 + Z'_{w}\,uw + Z'_{w|w|}\,w\sqrt{v^2 + w^2}] + (W - B)\cos\Theta\cos\Phi$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^2 u^2\, [Z'_{\delta s} + Z'_{\delta s\eta}\,(\eta-1)]\,\delta s$$

$$+ \frac{\rho l}{2}\,\overline{C}_L \int_{x_2}^{x_{FW}} (v+xr)\, v_{FW}(t-\tau[x])\, dx$$

Rollmomentengleichung

$$I_x \dot{p} + (I_z - I_y)\,qr - I_{xz}(\dot{r} + pq) + I_{yz}(r^2 - q^2) + I_{xy}(pr - \dot{q})$$

$$m\,[y_G(\dot{w} - uq + vp) - z_G(\dot{v} - wp + ur)] =$$

$$\frac{\rho}{2}\, l^5\, [K'_{\dot{p}}\, \dot{p} + K'_{\dot{r}}\, \dot{r} + K'_{qr}\, qr]$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^4\, [K'_{\dot{v}}\, \dot{v} + K'_p\, up + K'_r\, ur + K'_{vq}\, vq + K'_{wp}\, wp + K'_{wr}\, wr]$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^3\, [K'_v\, uv + K'_{v|v|}\, v\sqrt{v^2 + w^2} + K'_{vw}\, vw]$$

$$+ (y_G W - y_B B)\cos\Theta\cos\Phi - (z_G W - z_B B)\cos\Theta\sin\Phi$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^3 u^2\, [K'_{\delta r} + K'_{\delta r\eta}\,(\eta - 1)]\,\delta r$$

$$+ \frac{\rho l}{2}\, \overline{C}_L z_{s\Gamma} \int_{x_2}^{x_{FW}} (w - xq)\, v_{FW}(t - \tau[x])\, dx$$

Trimmomentengleichung

$$I_y \dot{q} + (I_x - I_z)\,pr - I_{xy}(\dot{p} + qr) + I_{xz}(p^2 - r^2) + I_{yz}(pq - \dot{r})$$

$$m\,[z_G(\dot{u} - vr + wq) - x_G(\dot{w} - uq + vp)] =$$

$$\frac{\rho}{2}\, l^5\, M'_{\dot{q}}\, \dot{q}$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^4\, [M'_{\dot{w}}\, \dot{w} + M'_q\, uq + M'_{vp}\, vp + M'_{vr}\, vr + M'_{|w|q}\sqrt{v^2 + w^2}\, q + M'_{pr}\, pr]$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^3\, [M'_*\, u^2 + M'_w\, uw + M'_{w|w|}\, w\sqrt{v^2 + w^2}]$$

$$- (x_G W - x_B B)\cos\Theta\cos\Phi - (z_G W - z_B B)\sin\Theta$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^3 u^2\, [M'_{\delta s} + M'_{\delta s\eta}\,(\eta - 1)]\,\delta s$$

$$- \frac{\rho l}{2}\, \overline{C}_L \int_{x_2}^{x_{FW}} x\,(v + xr)\, v_{FW}(t - \tau[x])\, dx$$

Giermomentengleichung

$$I_z \dot{r} + (I_y - I_x)\, pq - I_{yz}\, (\dot{q} + pr) + I_{xy}\, (q^2 - p^2) + I_{xz}\, (qr - \dot{p})$$

$$m\, [x_G(\dot{v} - wp + ur) - y_G(\dot{u} - vr + wq)] =$$

$$\frac{\rho}{2}\, l^5\, [N'_{\dot{p}}\, \dot{p} + N'_{\dot{r}}\, \dot{r} + N'_{pq}\, pq + N'_{qr}\, qr]$$

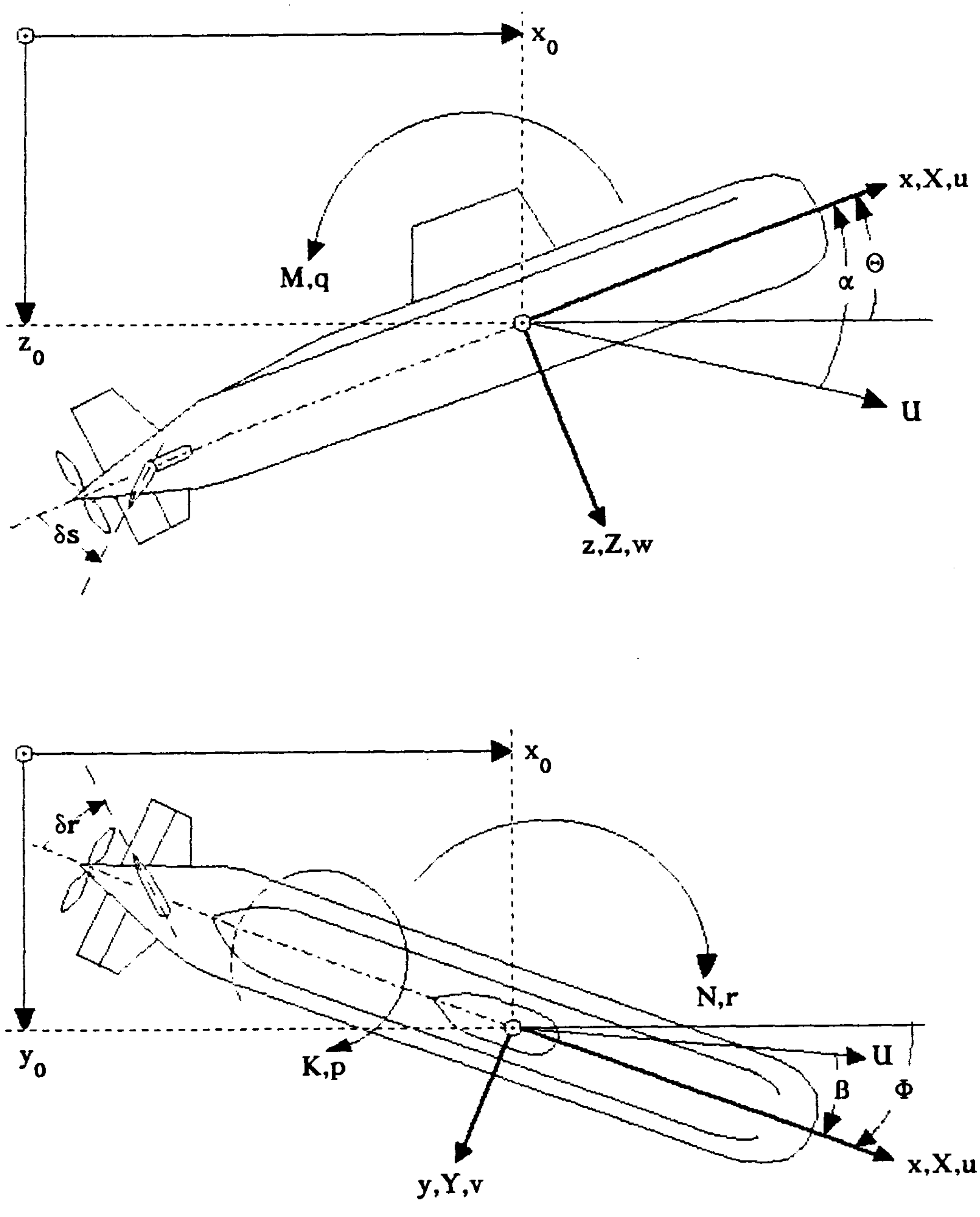
$$+ \frac{\rho}{2}\, l^4\, [N'_{\dot{v}}\, \dot{v} + N'_p\, up + N'_r\, ur + N'_{vq}\, vq + N'_{|v|r} \sqrt{v^2 + w^2}\, r + N'_{wp}\, wp]$$

$$+ \frac{\rho}{2}\, l^3\, [N'_v\, uv + N'_{v|v|}\, v \sqrt{v^2 + w^2}]$$

$$+ (x_G W - x_B B) \cos\Theta \sin\Phi + (y_G W - y_B B) \sin\Theta$$

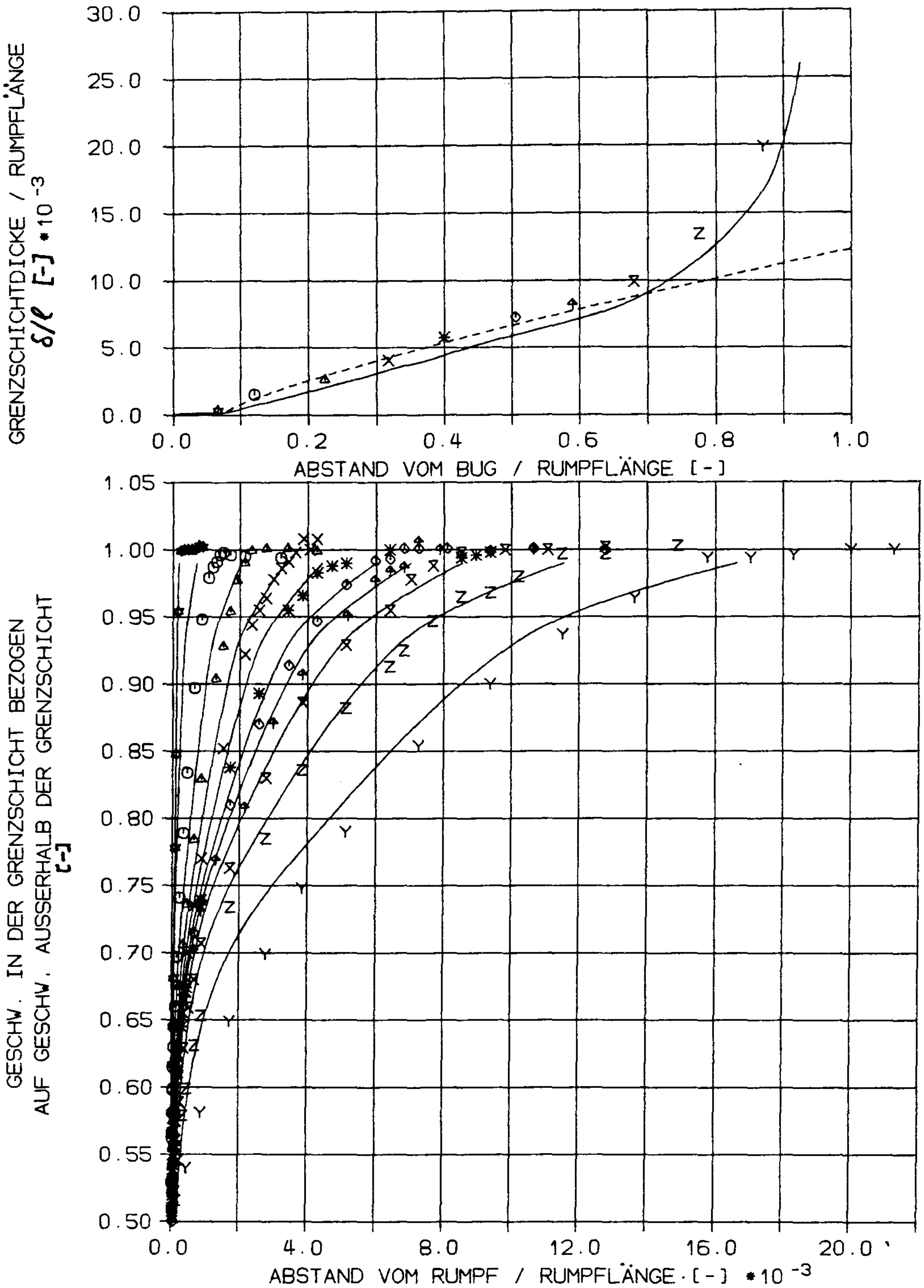
$$+ \frac{\rho}{2}\, l^3 u^2\, [N'_{\delta r} + N'_{\delta r \eta}\, (\eta - 1)]\, \delta r$$

$$- \frac{\rho l}{2}\, \bar{C}_L \int_{x_2}^{x_{FW}} x\, (w - xq)\, v_{FW}(t - \tau[x])\, dx$$



Koordinaten, Kräfte, Drehmomente und Winkel.
Die Pfeile geben positive Zählrichtungen an.

Abb.: 1



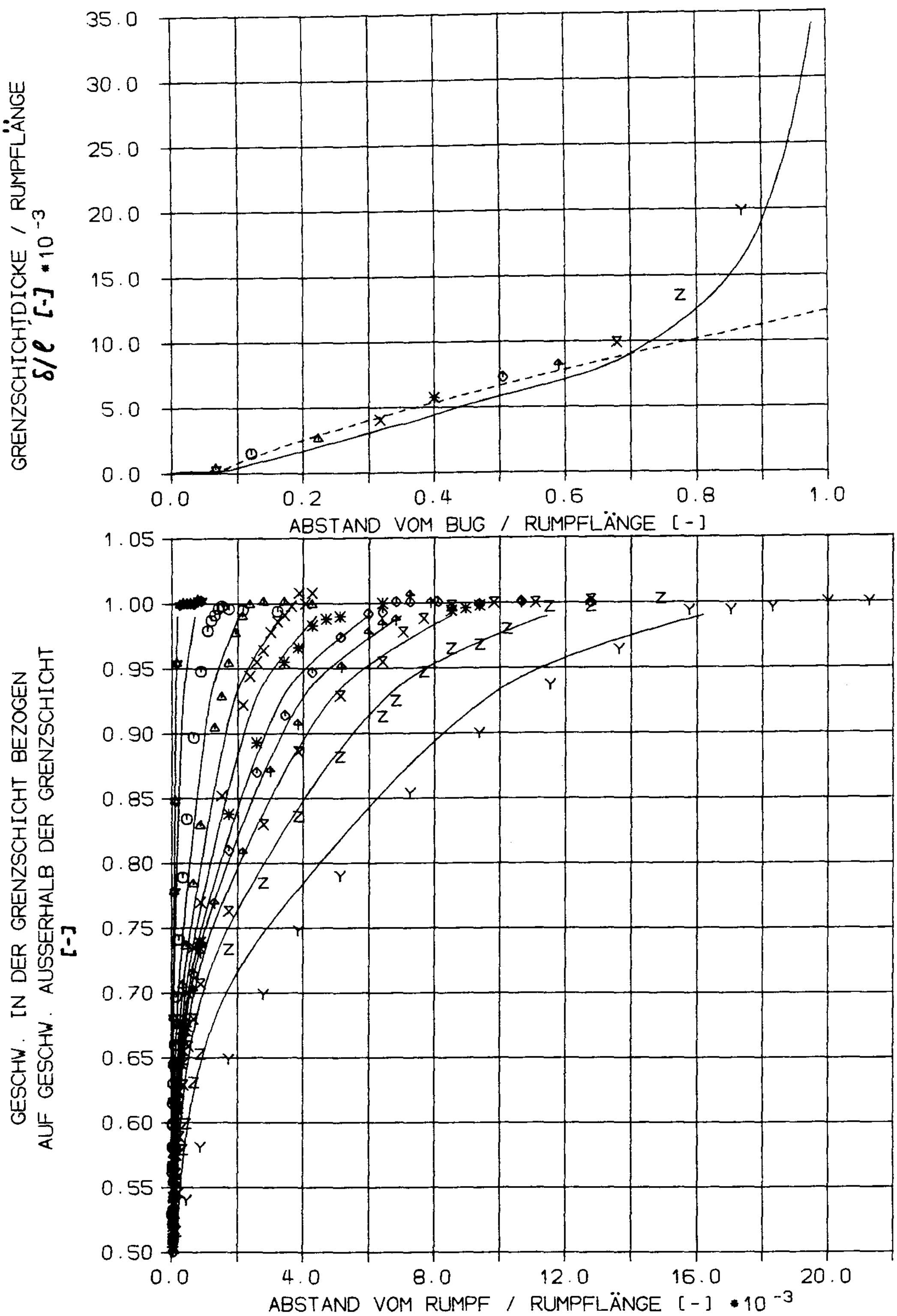
GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG IN DER GRENZSCHICHT UND GRENZSCHICHTDICKE ENTLANG DES RUMPFES AM MODELL DES LUFTSCHIFFES AKRON (VERGL. ABB. 5). REYNOLDSZAHL: $1{,}8 \cdot 10^7$

SYBMOLE : MESSUNG NACH FREEMAN /20/

———————— : RECHNUNG NACH DOUGLAS CS - METHODE (0. ITERATION)

- - - - - - - - - - : GRENZSCHICHTDICKE NACH PLATTENREIBUNGSFORMEL (GL. (2))

ABB. 2



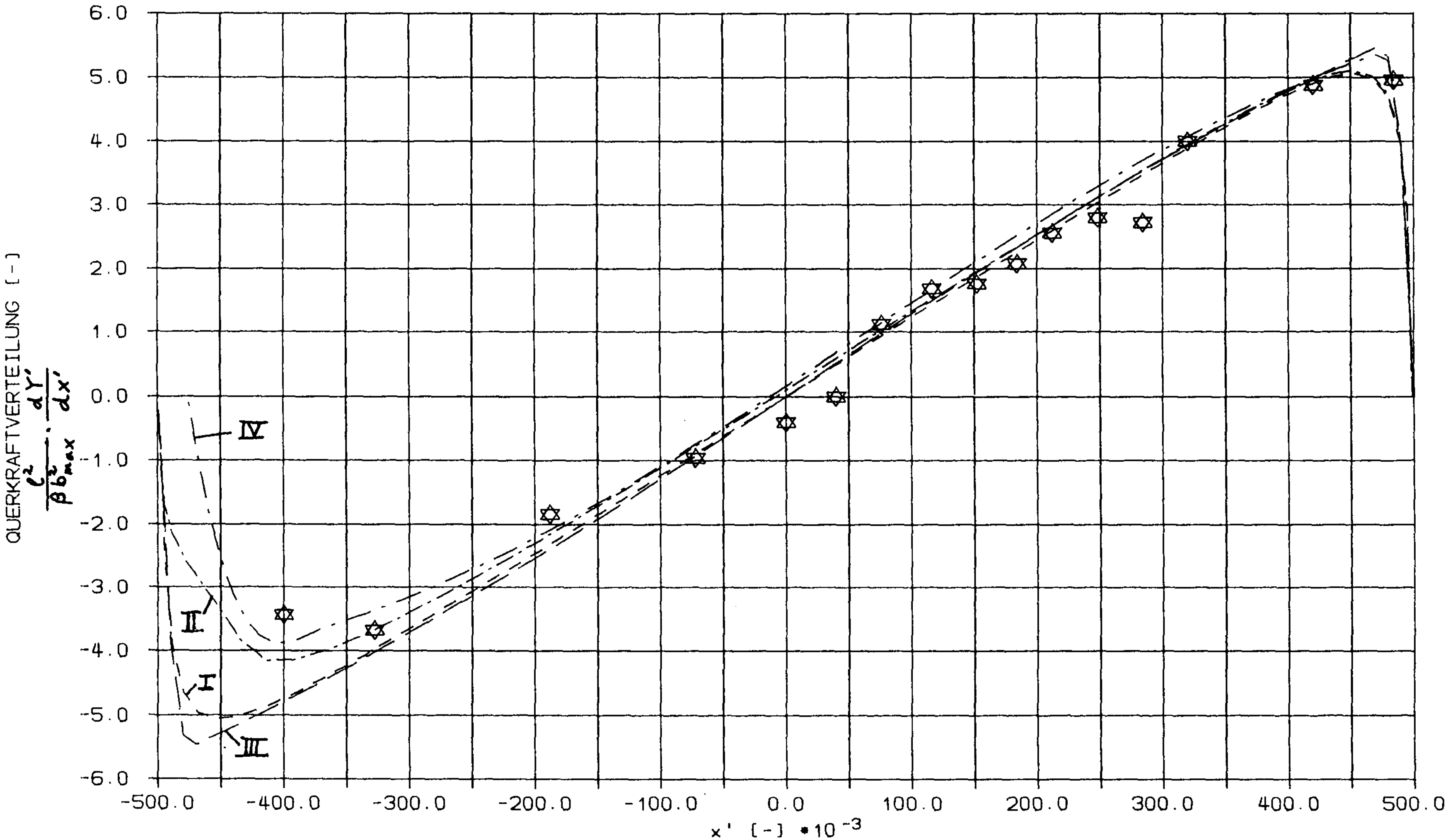
GESCHWINDIGKEITSVERTEILUNG IN DER GRENZSCHICHT UND GRENZSCHICHTDICKE ENTLANG DES RUMPFES AM MODELL DES LUFTSCHIFFES AKRON (VERGL. ABB. 5). REYNOLDSZAHL: $1{,}8 \cdot 10^7$

SYBMOLE : MESSUNG NACH FREEMAN /20/

——————— : RECHNUNG NACH DOUGLAS CS - METHODE (3. ITERATION)

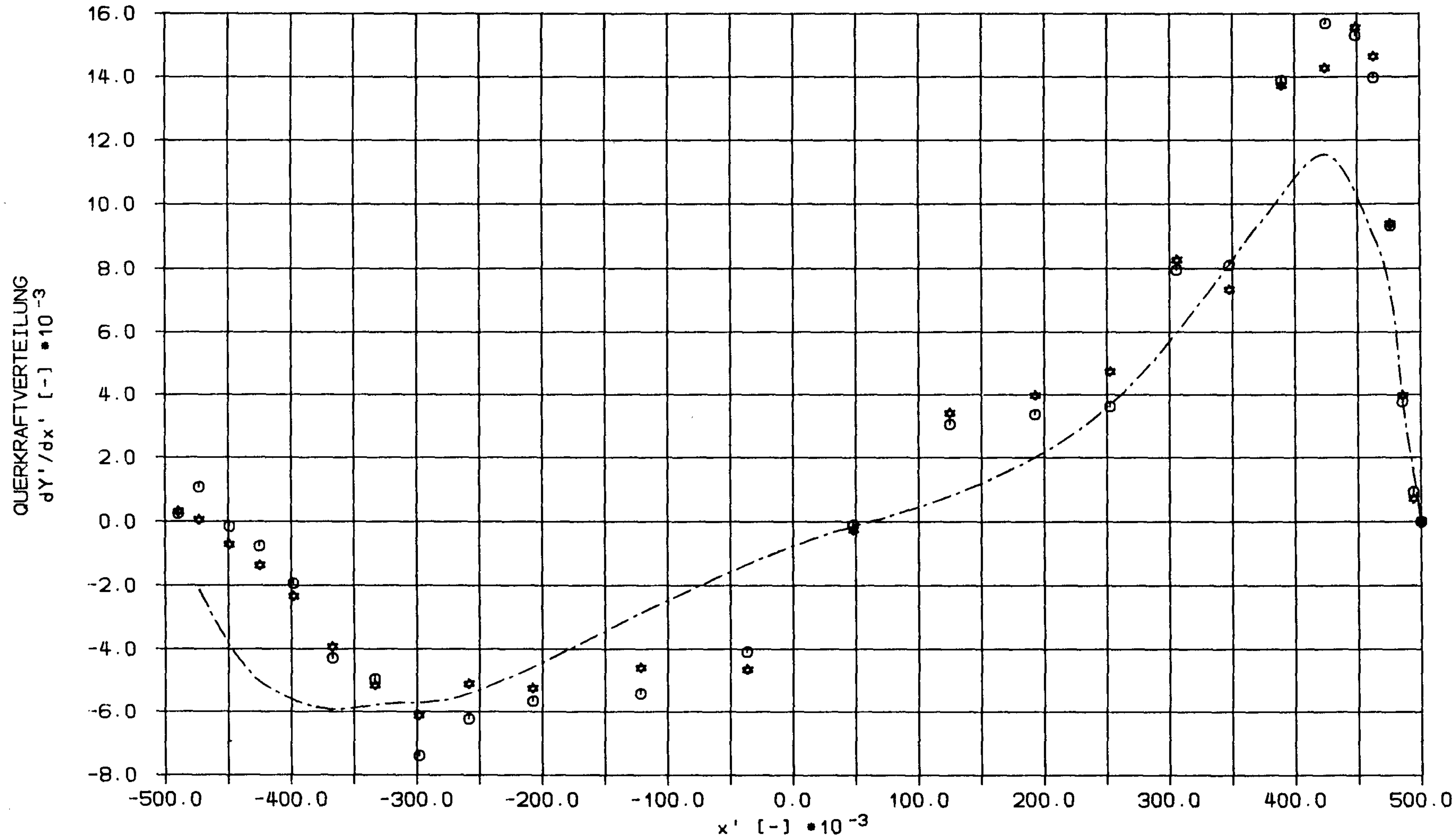
------------ : GRENZSCHICHTDICKE NACH PLATTENREIBUNGSFORMEL (GL. (2))

ABB. 3



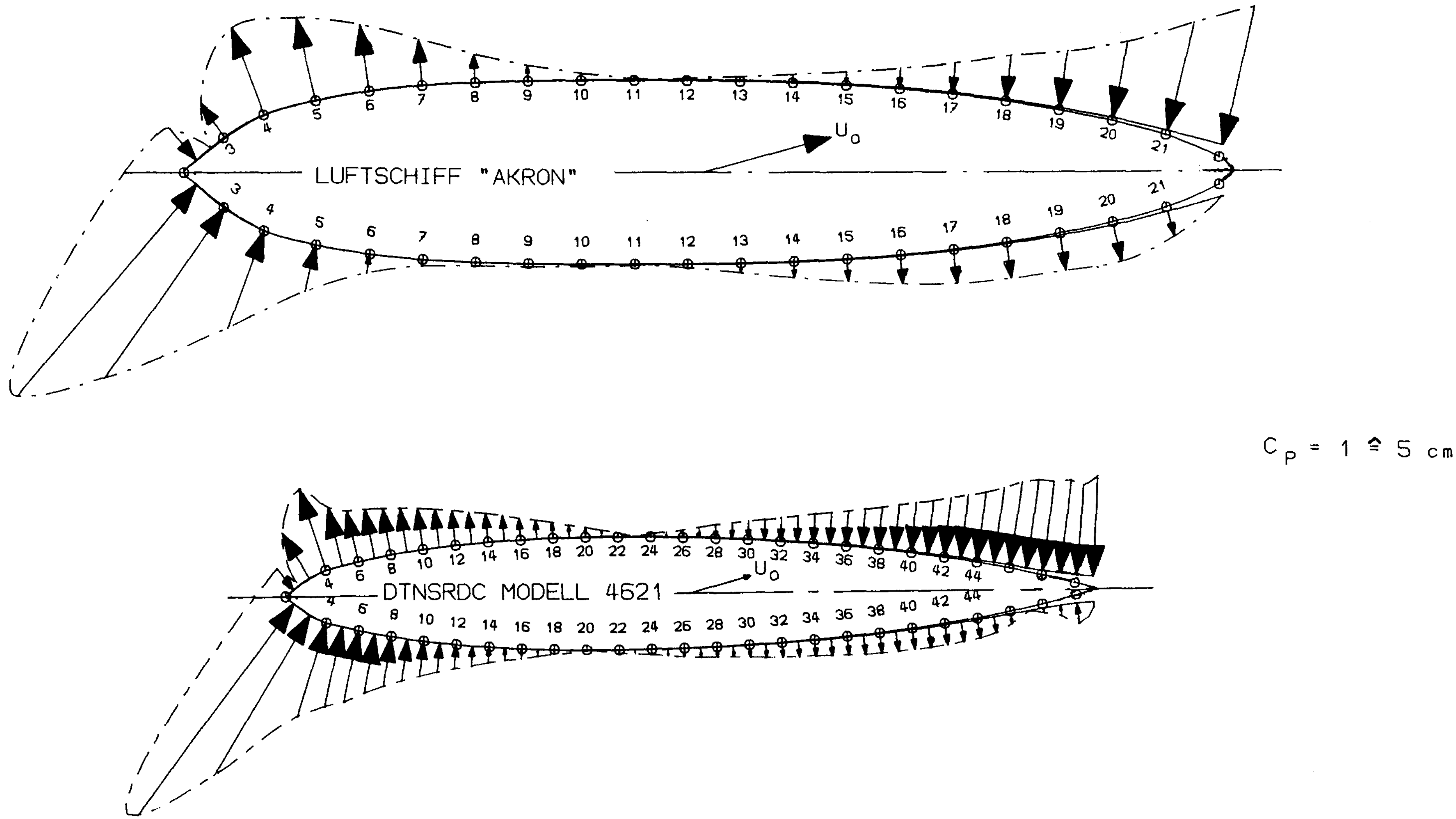
QUERKRAFTVERTEILUNG AM ROTATIONSELLIPSOID (1:7) REYNOLDSZAHL: $2{,}1 \cdot 10^6$	EIGENE RECHN.	HAFER/14/
MESSUNG		✡ ✡
RECHNUNG: POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER OHNE VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG	I – – – – – –	III —— —— ——
RECHNUNG: POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG	II —·—·—·—	IV —·—·—

ABB.: 4



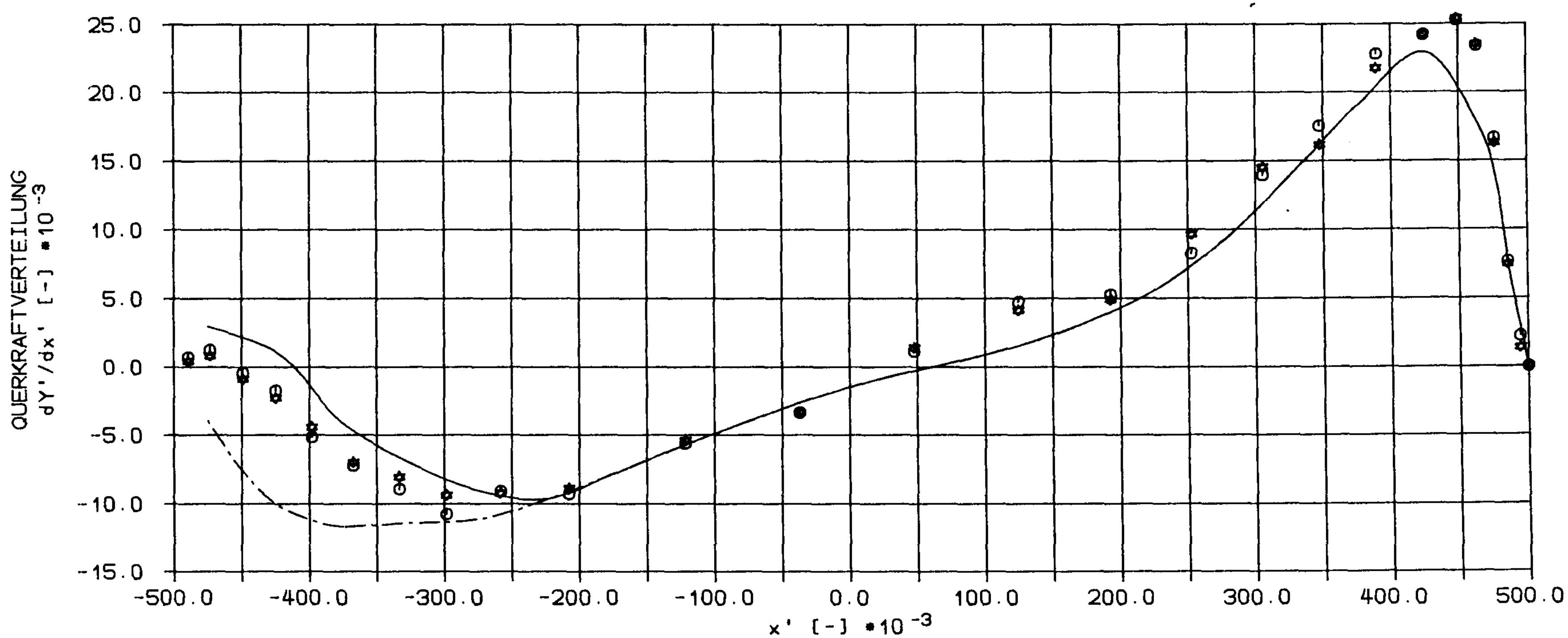
QUERKRAFTVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON FÜR EINEN DRIFTWINKEL VON 3 GRAD
BEI EINEM DRIFTWINKEL VON 3 GRAD TRITT NACH DER VERWENDETEN RECHENMETHODE KEINE ABLÖSUNG AUF
RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1,6 \cdot 10^7$): POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG. : —·—·—·—
MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1,8 \cdot 10^7$):
MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1,3 \cdot 10^7$):

ABB.: 6



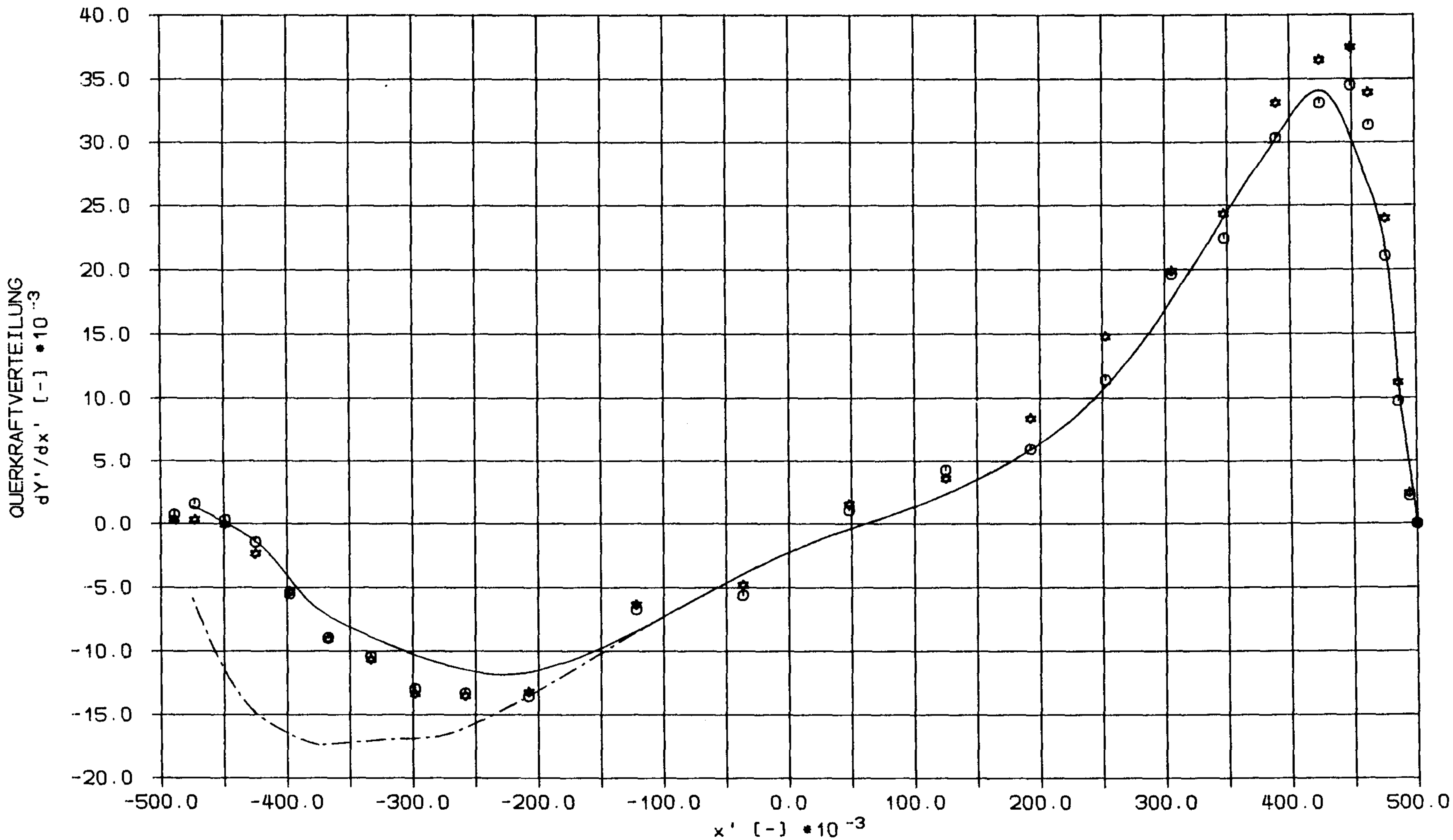
NACH DEM SINGULARITATENVERFAHREN (BEATTY /17/) BERECHNETE DRUCKVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES "AKRON" (REYNOLDSZAHL: $1{,}8 \cdot 10^{7}$) UND AM RUMPF DES DTNSRDC MODELLS 4621 (REYNOLDSZAHL: $1{,}4 \cdot 10^{7}$) EINSCHLIESSLICH DER JEWEILS FÜR AXIALANSTRÖMUNG BERECHNETEN VERDRÄNGUNGSDICKEN (DOUGLAS CS-METHODE /18/) DRIFTWINKEL: 15 GRAD

ABB: 5



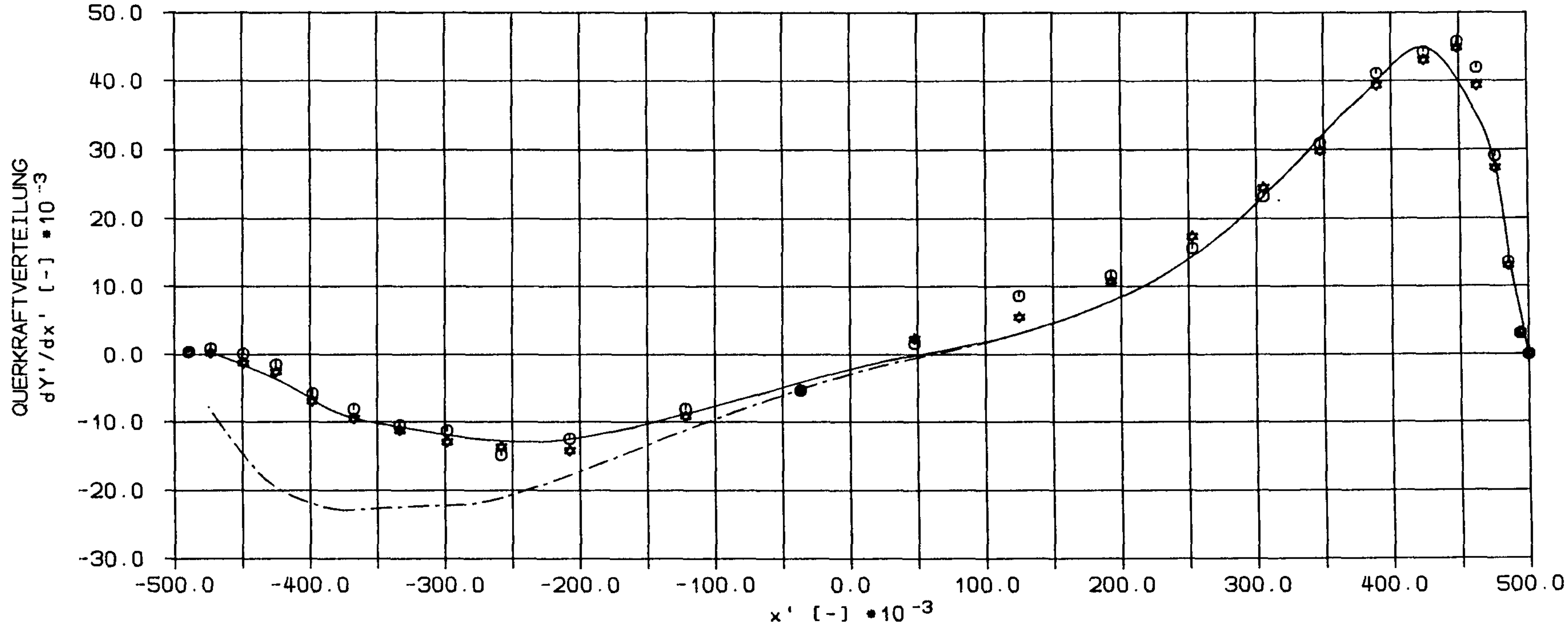
QUERKRAFTVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON FÜR EINEN DRIFTWINKEL VON 6 GRAD
RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1,6 \cdot 10^7$): POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG. : —·—·—·—
RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1,6 \cdot 10^7$): POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) MIT ABLÖSUNG. : ————
MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1,8 \cdot 10^7$): : ✡ ✡
MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1,3 \cdot 10^7$): : ⊖ ⊖

ABB.: 7



QUERKRAFTVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON FÜR EINEN DRIFTWINKEL VON 9 GRAD
RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1{,}6 \cdot 10^7$): POTENTIALSTROMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG. :
RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1{,}6 \cdot 10^7$): POTENTIALSTROMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) MIT ABLÖSUNG. :
MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1{,}8 \cdot 10^7$):
MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1{,}3 \cdot 10^7$):

ABB. 8



QUERKRAFTVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON FÜR EINEN DRIFTWINKEL VON 12 GRAD

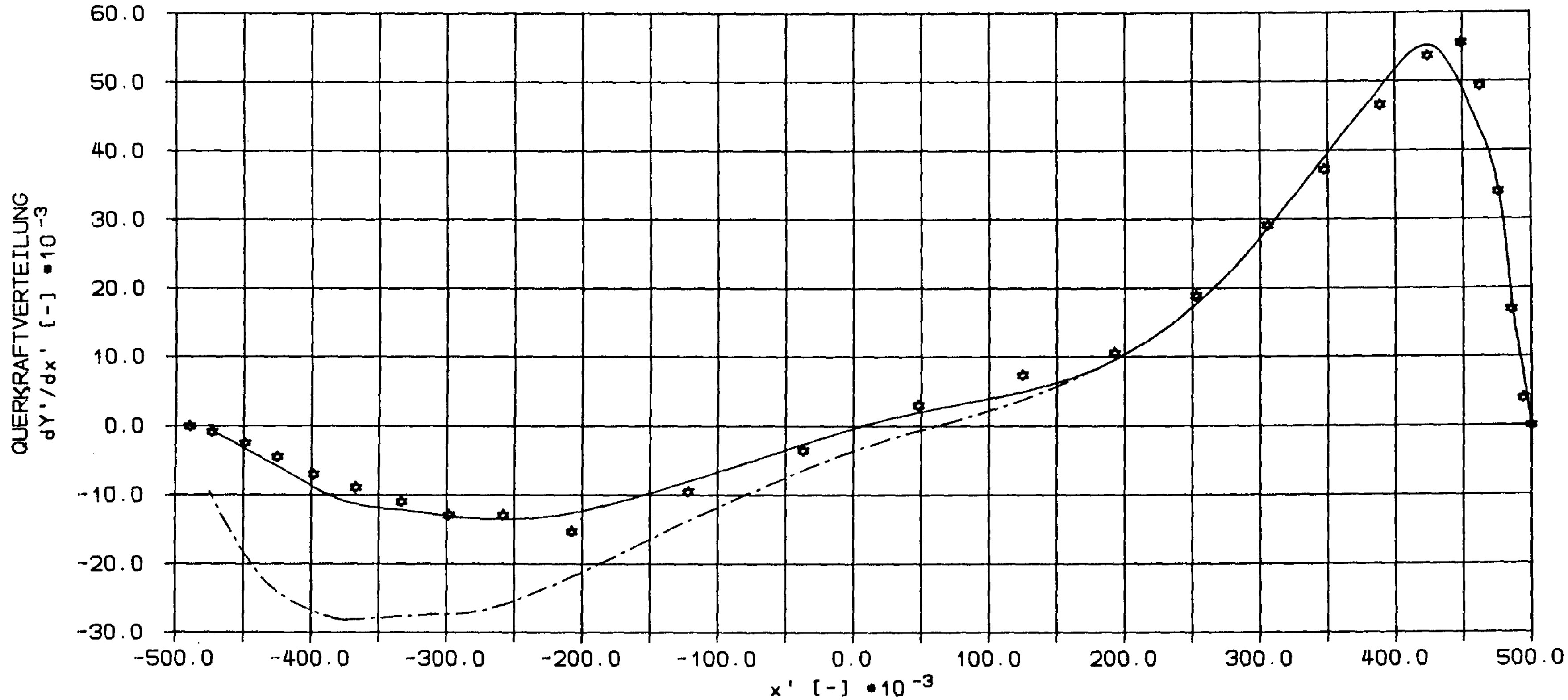
RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1,6 \cdot 10^{7}$): POTENTIALSTROMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG. :

RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1,6 \cdot 10^{7}$): POTENTIALSTROMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) MIT ABLÖSUNG. :

MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1,8 \cdot 10^{7}$):

MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1,3 \cdot 10^{7}$):

ABB. 9



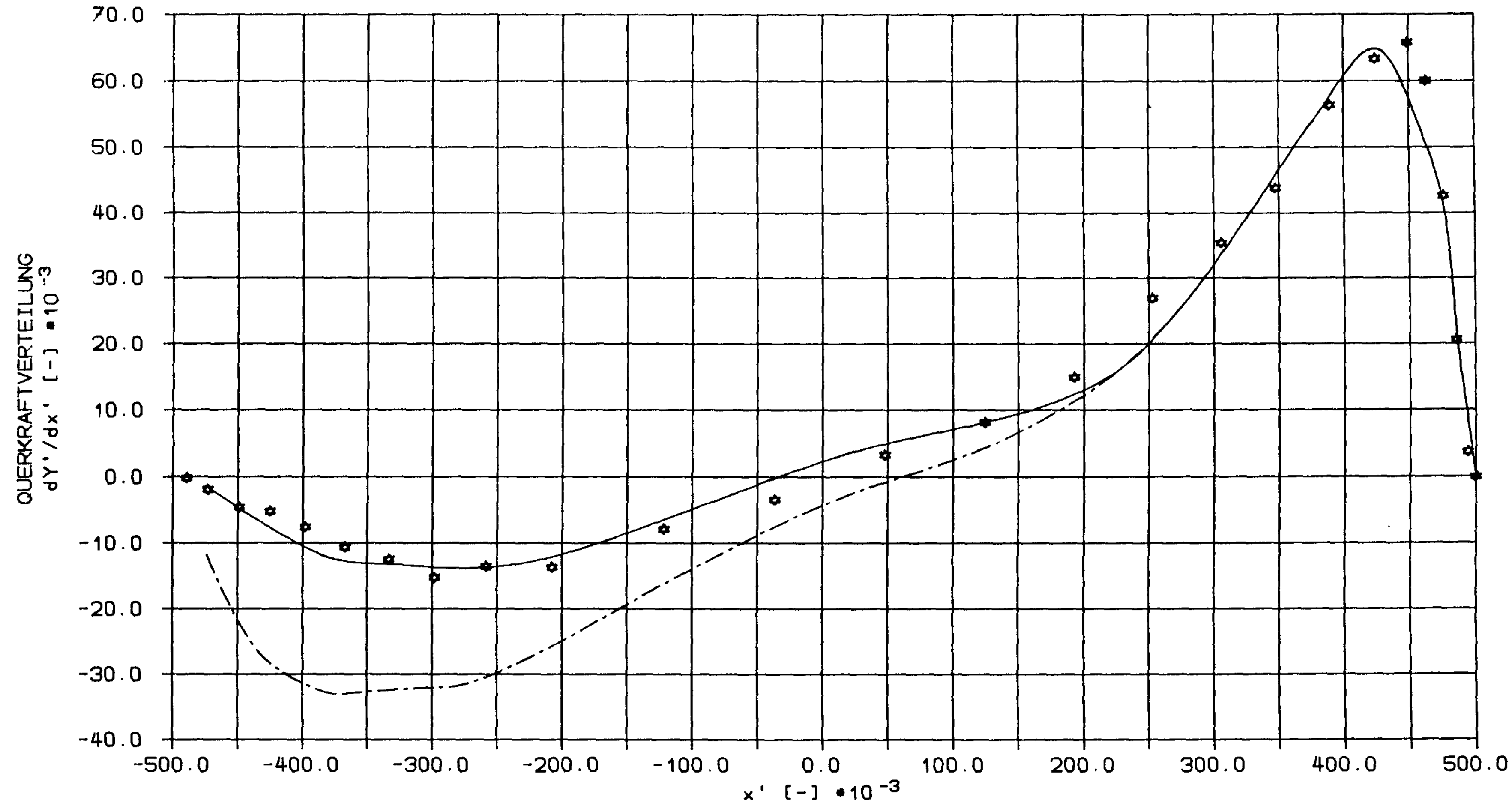
QUERKRAFTVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON FÜR EINEN DRIFTWINKEL VON 15 GRAD

RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1{,}6 \cdot 10^7$): POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG.

RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1{,}6 \cdot 10^7$): POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) MIT ABLÖSUNG.

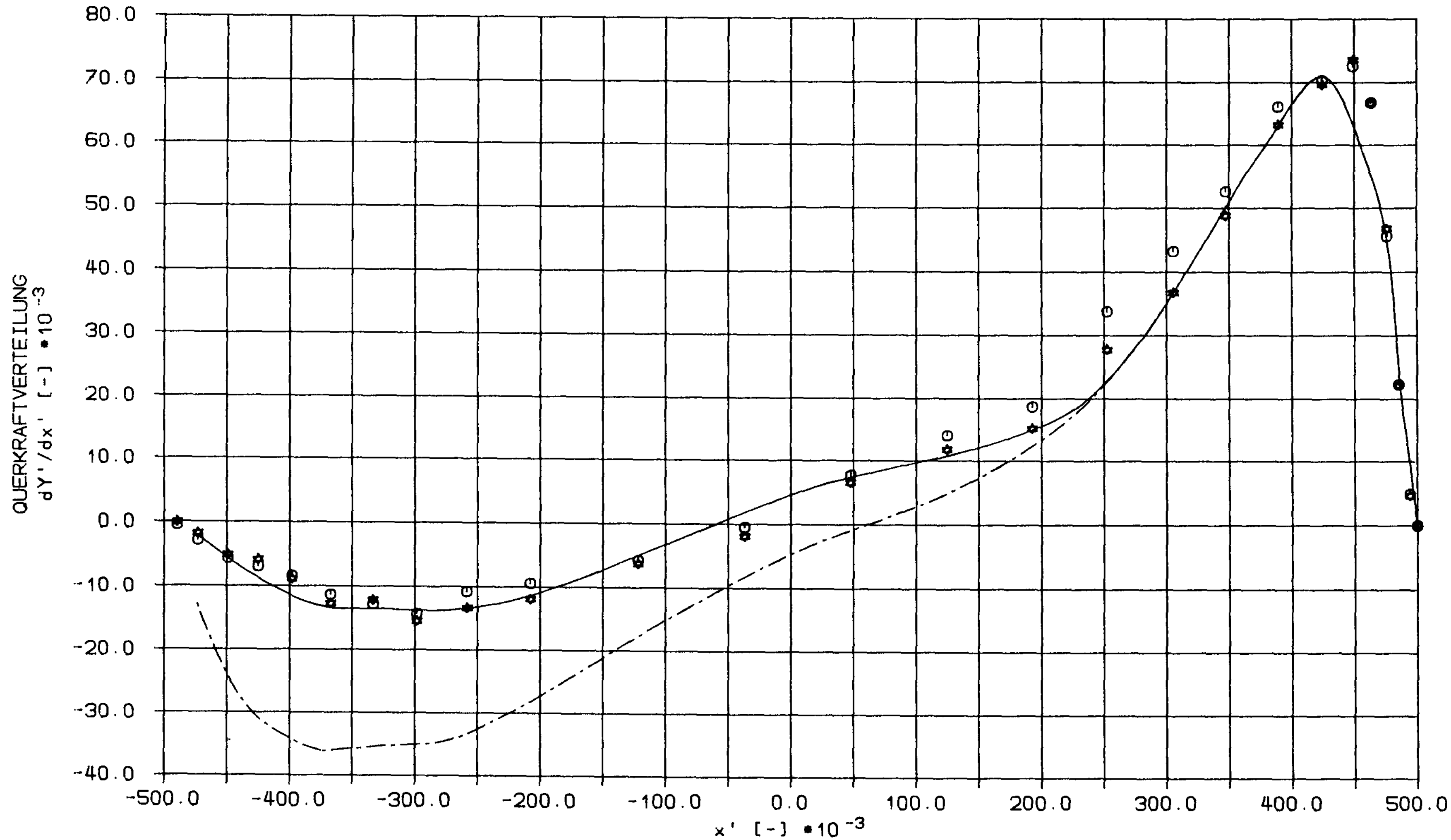
MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1{,}8 \cdot 10^7$):

ABB. 10



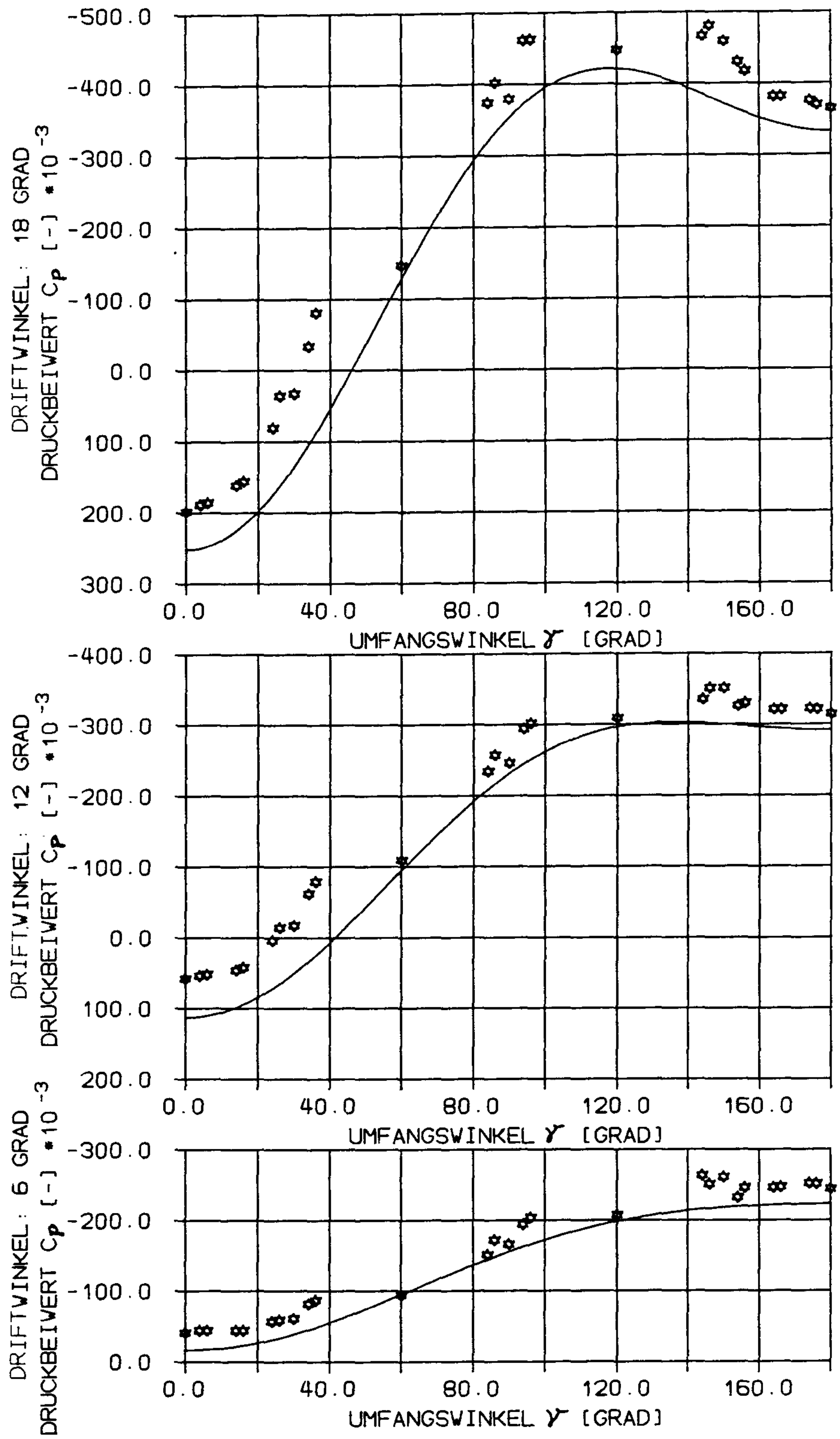
QUERKRAFTVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON FÜR EINEN DRIFTWINKEL VON 18 GRAD
RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1{,}6 \cdot 10^7$): POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG. : —·—·—·
RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1{,}6 \cdot 10^7$): POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) MIT ABLÖSUNG. : ———
MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1{,}8 \cdot 10^7$): ✡ ✡

ABB.: 11

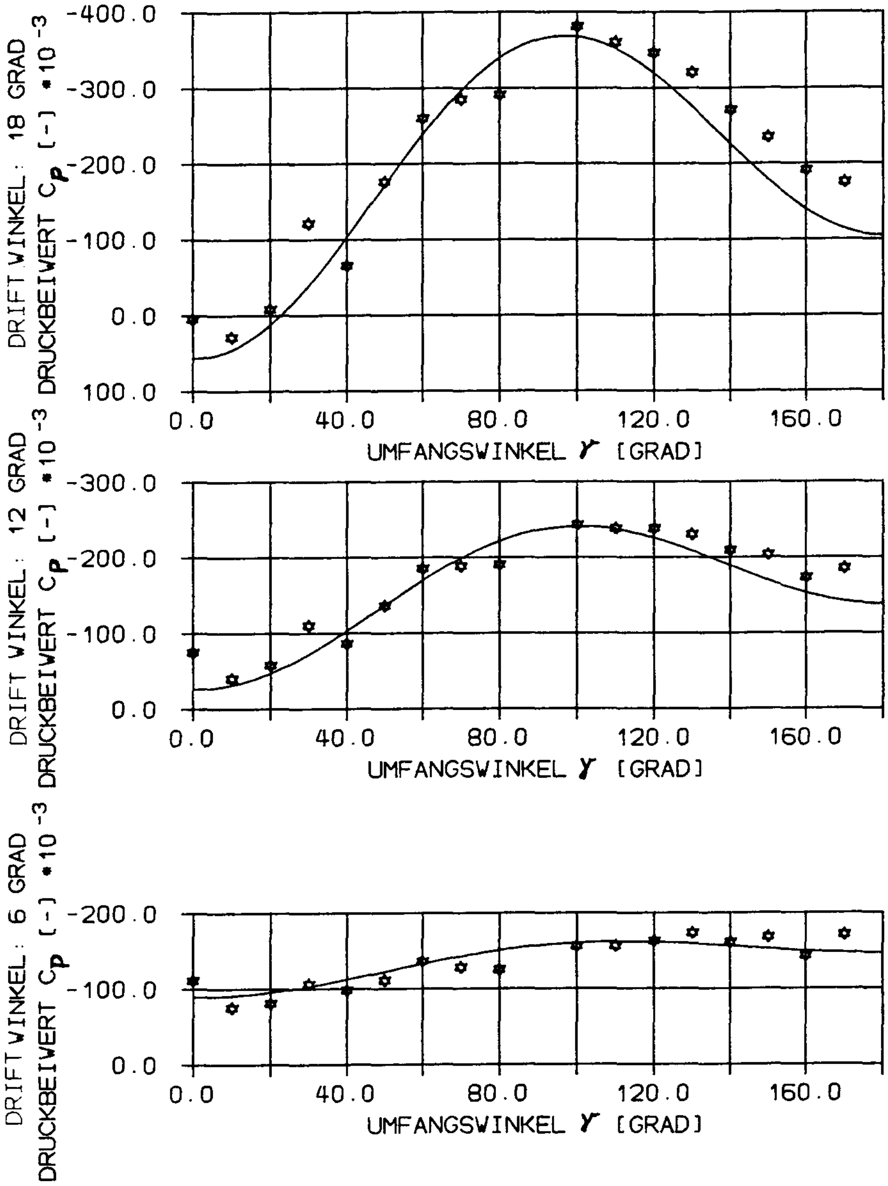


QUERKRAFTVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON FÜR EINEN DRIFTWINKEL VON 20 GRAD
RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1,6 \cdot 10^7$): POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG. : —·—·—
RECHNUNG (REYNOLDSZAHL: $1,6 \cdot 10^7$): POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) MIT ABLÖSUNG. : ———
MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1,8 \cdot 10^7$):
MESSUNG (REYNOLDSZAHL: $1,3 \cdot 10^7$):

ABB.: 12

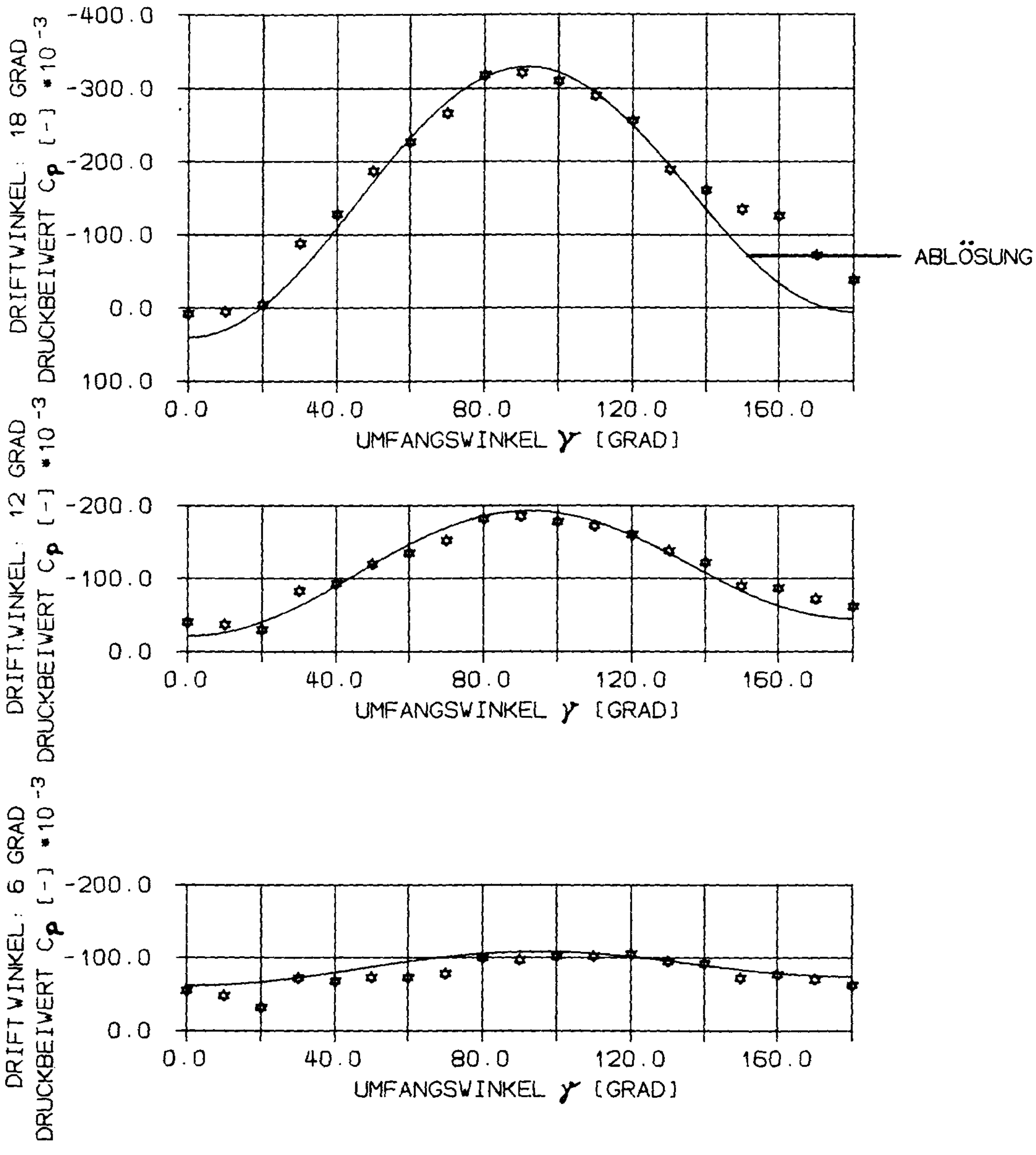


DRUCKVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON
REYNOLDSZAHL: $1,8 \cdot 10^7$; ABSTAND VOM BUG / RUMPFLÄNGE: 0.111
RECHNUNG: ———— ; MESSUNG: ✡ ✡

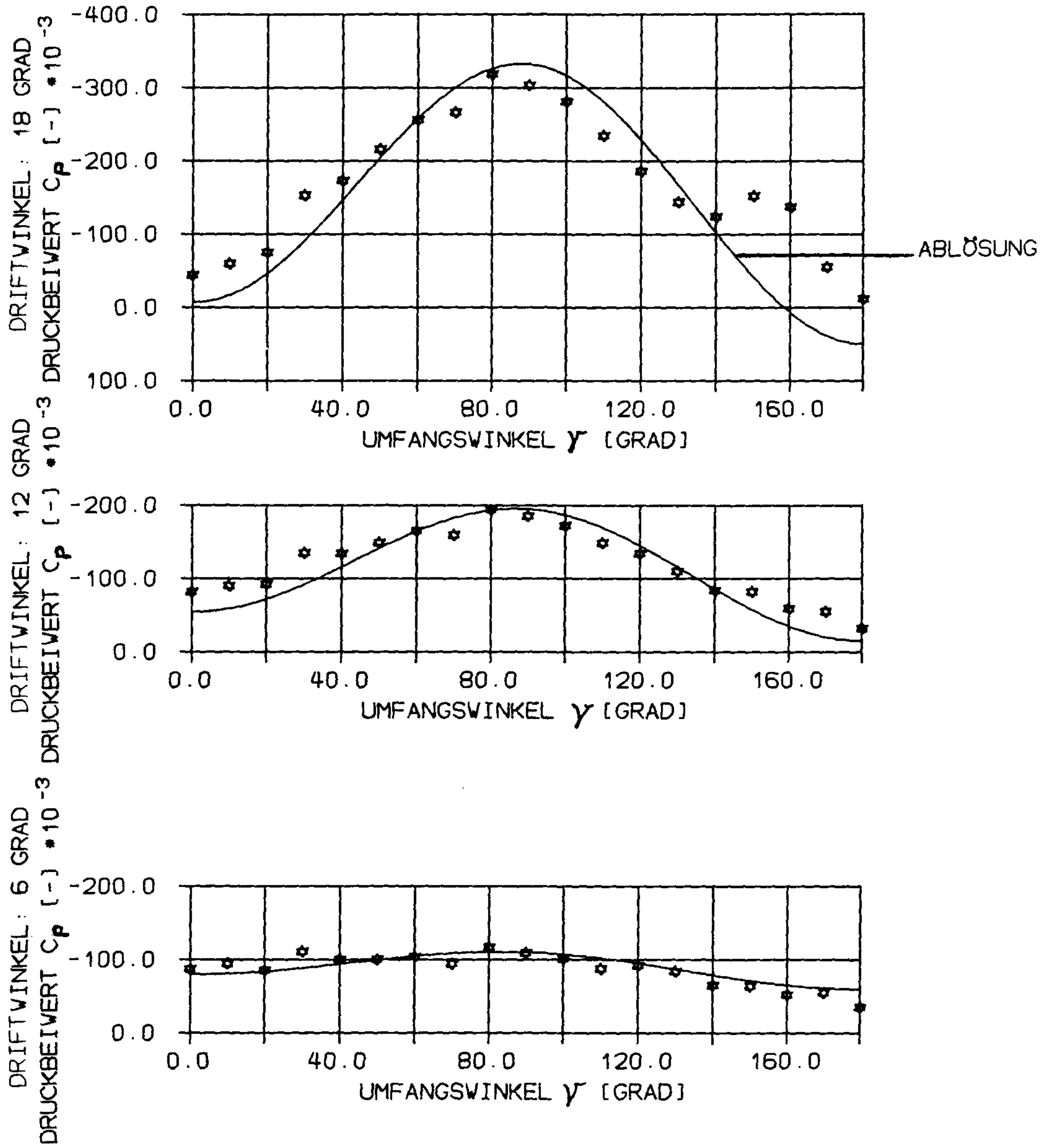


DRUCKVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON
REYNOLDSZAHL: $1{,}8 \cdot 10^7$; ABSTAND VOM BUG / RUMPFLÄNGE: 0.247
RECHNUNG: ———— ; MESSUNG: ✡ ✡

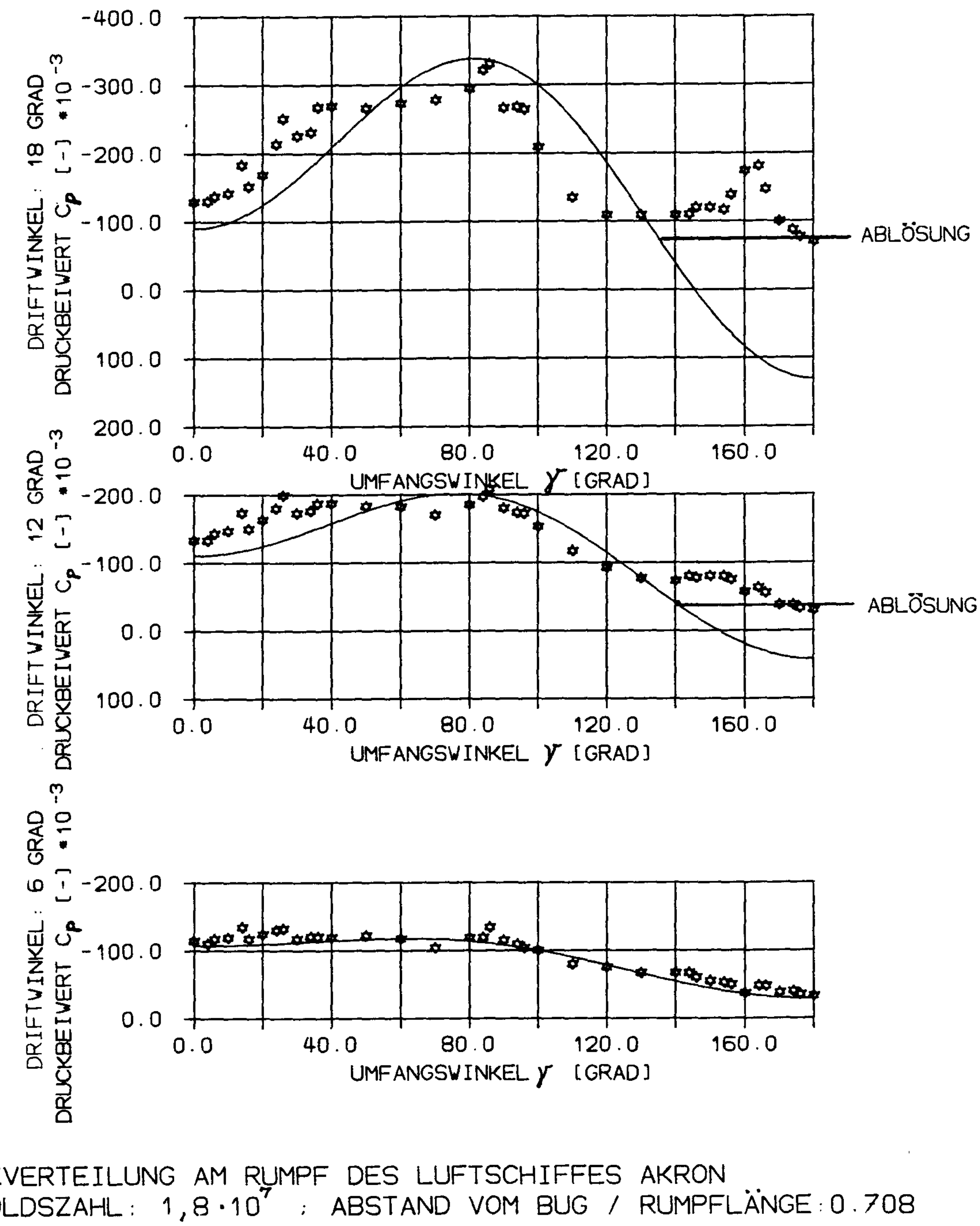
ABB. 14



DRUCKVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON
REYNOLDSZAHL: $1{,}8 \cdot 10^7$; ABSTAND VOM BUG / RUMPFLÄNGE: 0.375
RECHNUNG: ———————— ; MESSUNG: ✡ ✡

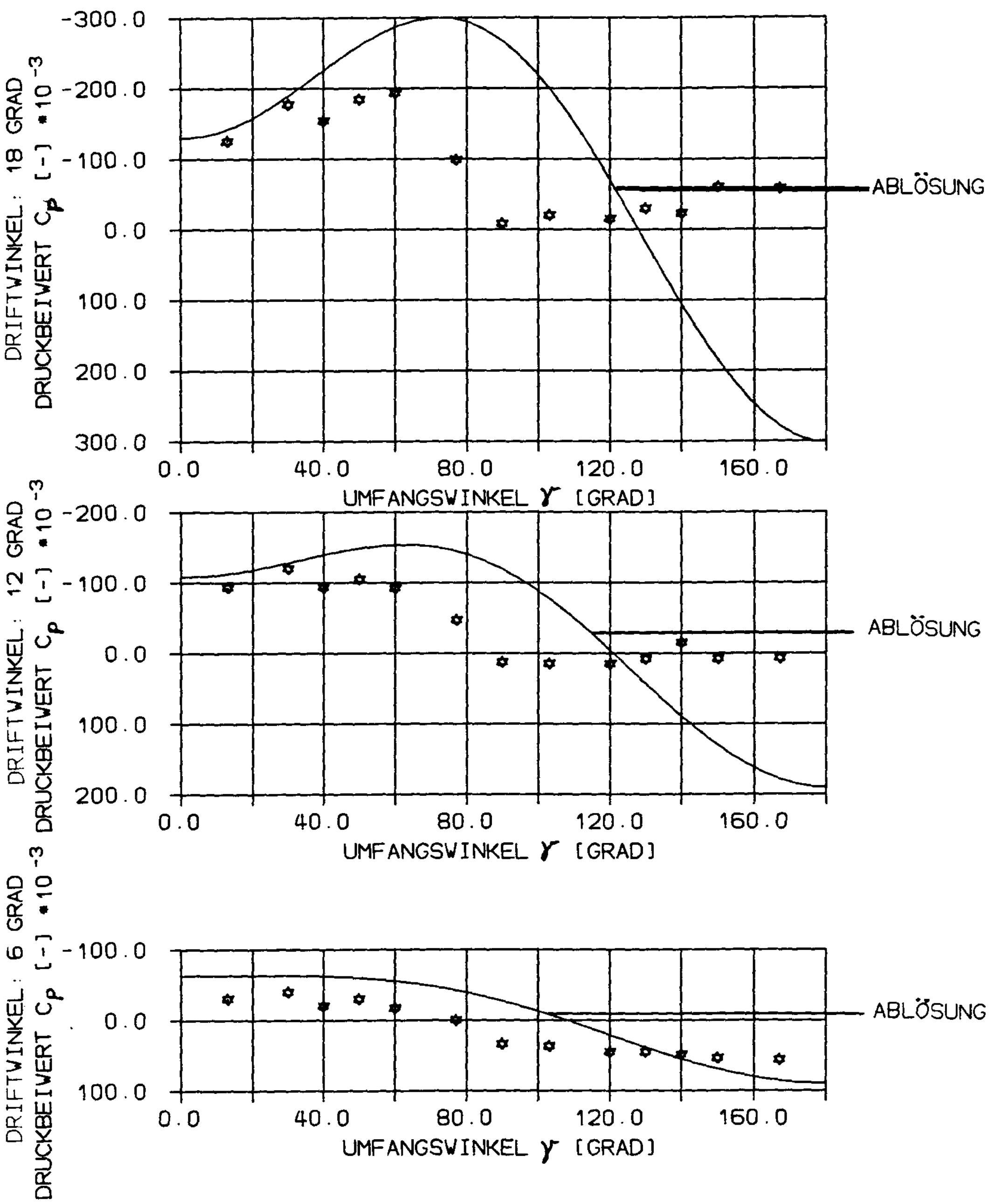


DRUCKVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON
REYNOLDSZAHL: $1,8 \cdot 10^7$; ABSTAND VOM BUG / RUMPFLÄNGE: 0.537
RECHNUNG: ———— ; MESSUNG: ✡

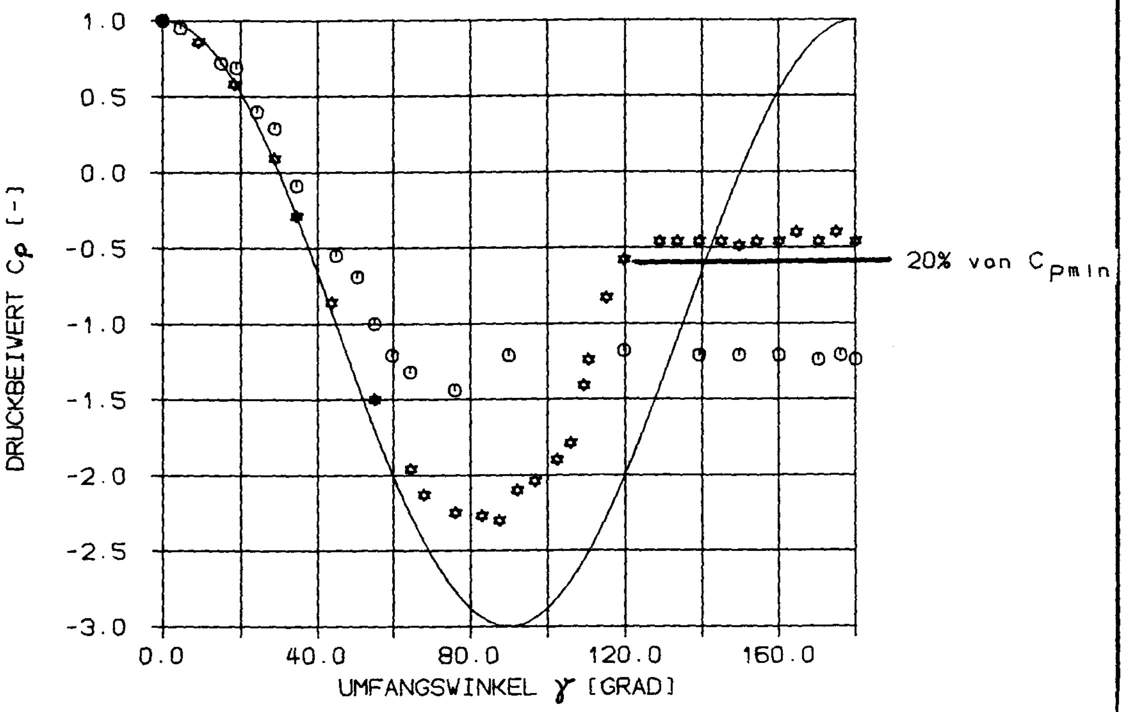


DRUCKVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON
REYNOLDSZAHL: $1{,}8 \cdot 10^7$; ABSTAND VOM BUG / RUMPFLÄNGE: 0.708
RECHNUNG: ———— ; MESSUNG: ✡

ABB.: 17



DRUCKVERTEILUNG AM RUMPF DES LUFTSCHIFFES AKRON
REYNOLDSZAHL: $1{,}8 \cdot 10^7$; ABSTAND VOM BUG / RUMPFLÄNGE: 0.867
RECHNUNG: ———— ; MESSUNG: ✡ ✡



DRUCKVERTEILUNG AM KREISZYLINDER NACH HOERNER /25/

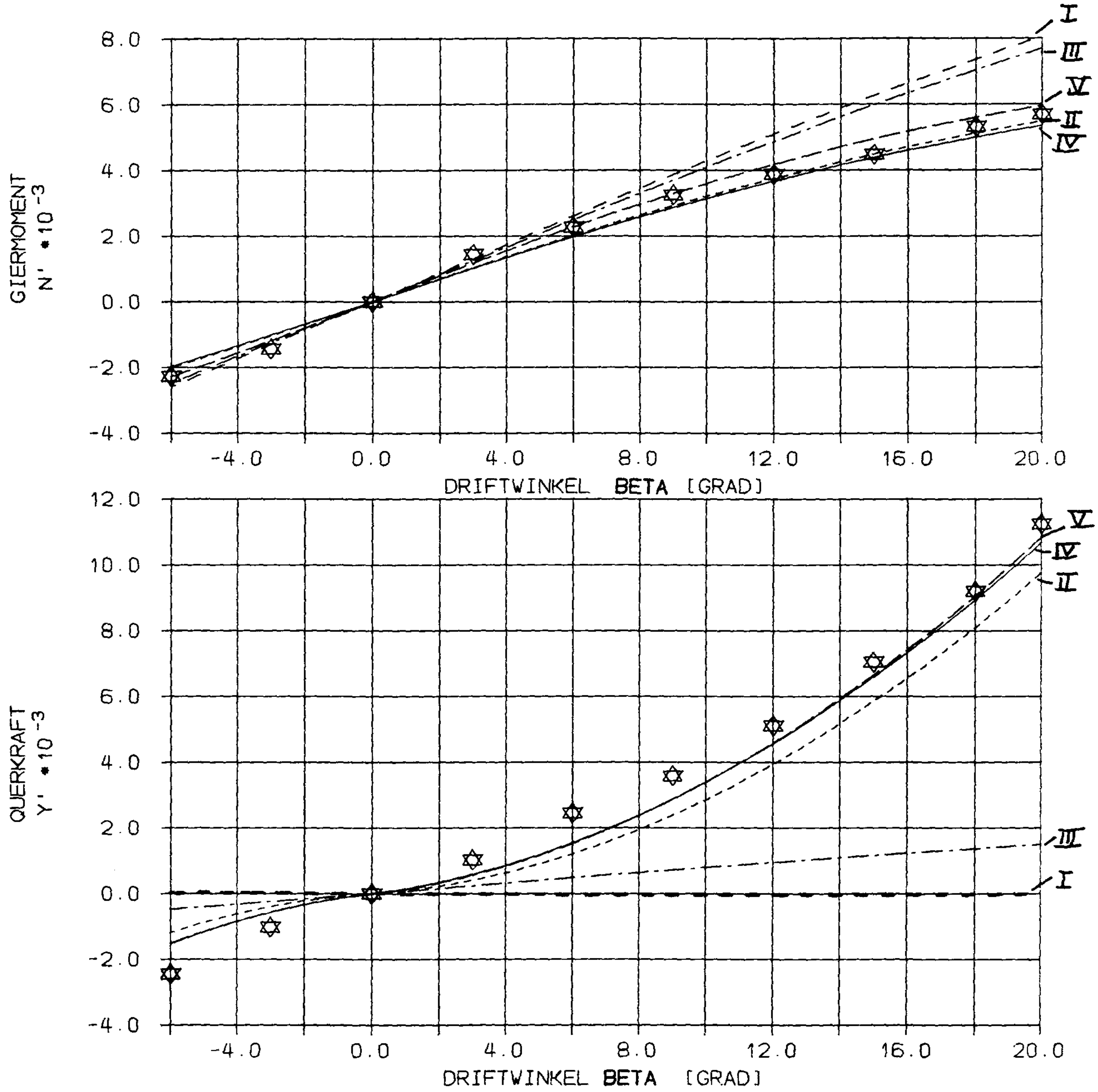
⊙ ⊙ MESSWERTE FÜR REYNOLDSZAHL: $5 \cdot 10^4$ (UNTERKRITISCH)

✡ ✡ MESSWERTE FÜR REYNOLDSZAHL: $4 \cdot 10^5$ (ÜBERKRITISCH)

———— POTENTIALRECHNUNG: $C = 1-4\sin^2\gamma$

DER UMFANGSWINKEL γ IST GEGEN DIE ANSTRÖMUNGSRICHTUNG GEMESSEN.

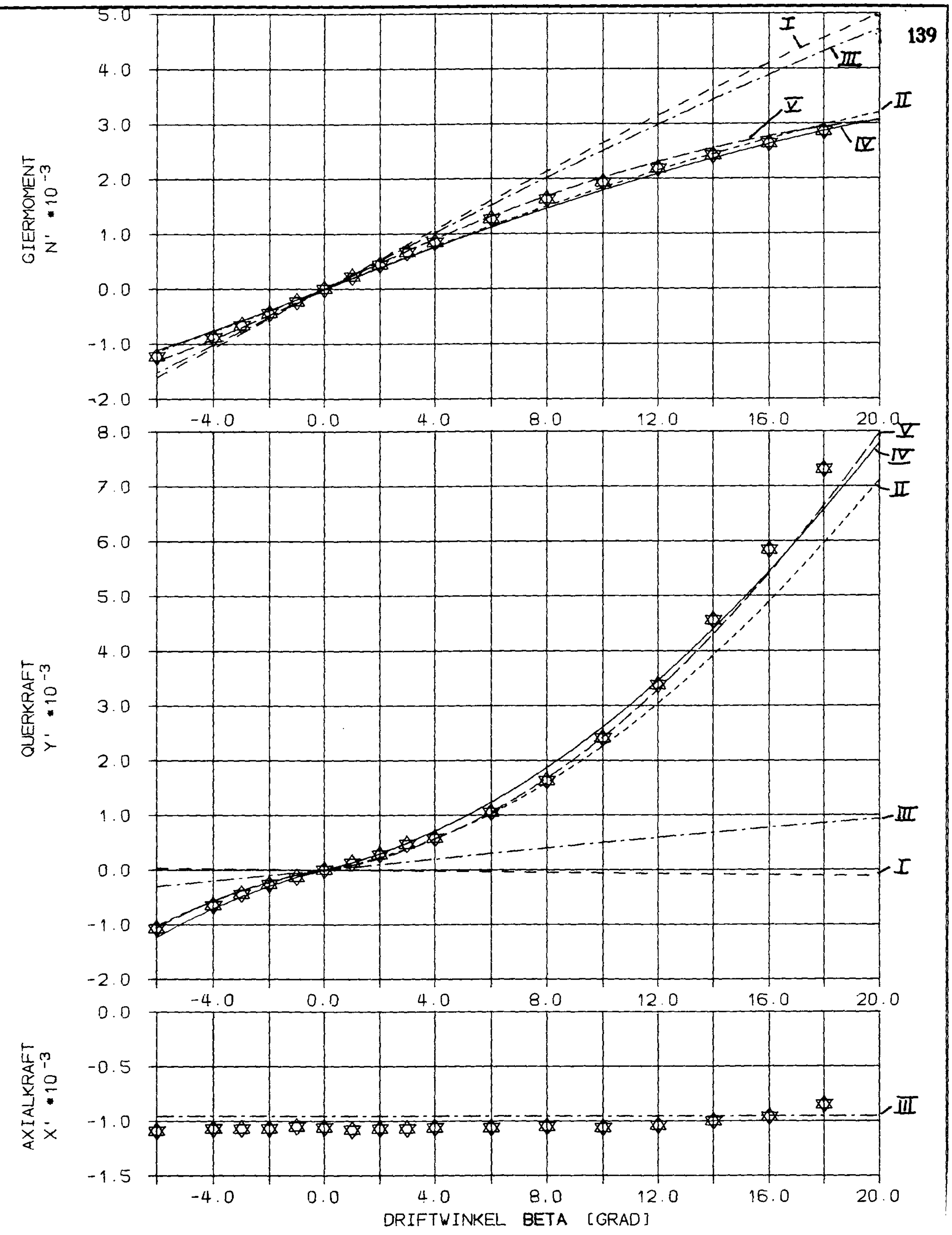
ABB.: 19



QUERKRAFT UND GIERMOMENT AM MODELL DES LUFTSCHIFFES AKRON (VERGL. ABB. 5) ALS FUNKTION DES DRIFTWINKELS.
REYNOLDSZAHL: $1{,}8 \cdot 10^{7}$

✡	✡	: MESSUNG NACH FREEMAN /19/
I	– – – – –	: POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER OHNE VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG (0. ITERATION)
II	---------	: POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER OHNE VERDR.-DICKE) MIT ABLÖSUNG (0. ITERATION)
III	–·–·–·-	: POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG (3. ITERATION)
IV	———	: POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) MIT ABLÖSUNG (3. ITERATION)
V	—— ——	: KOEFFIZIENTENBERECHNUNGSVERFAHREN (KAP. 3.1.2.)

ABB.: 20



AXIALKRAFT, QUERKRAFT UND GIERMOMENT AM DTNSRDC MODELL 4621 (VERGL. ABB. 5) ALS FUNKTION DES DRIFTWINKELS.
REYNOLDSZAHL: $1,4 \cdot 10^7$

✡ ✡ : MESSUNG NACH DEMPSEY /23/

I - - - - - : POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER OHNE VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG (0. ITERATION)

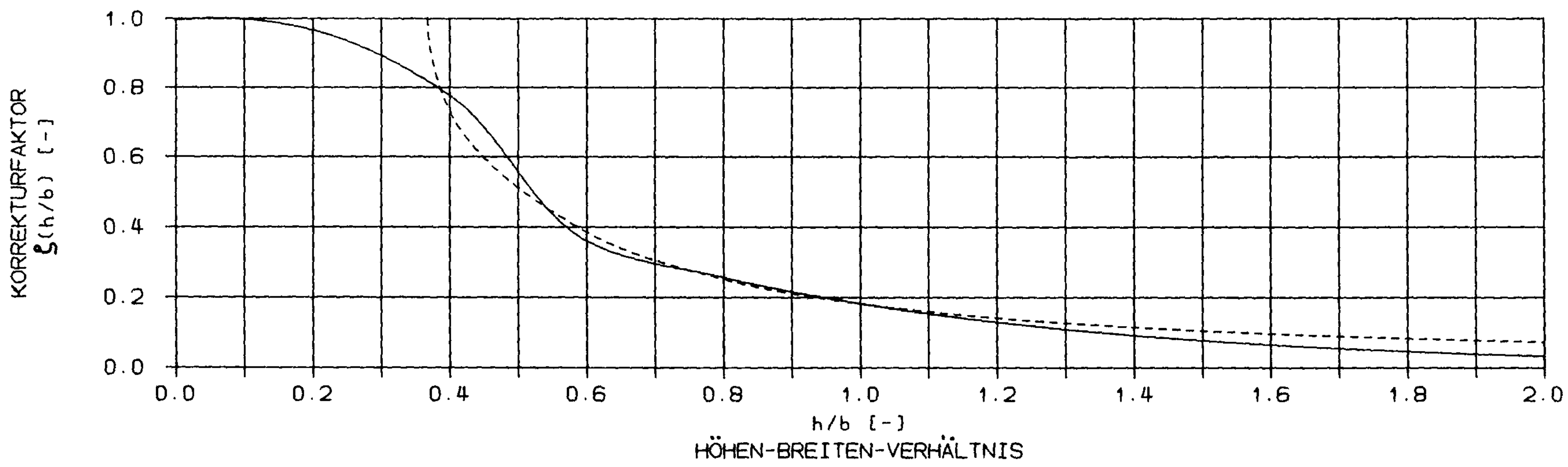
II -------- : POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER OHNE VERDR.-DICKE) MIT ABLÖSUNG (0. ITERATION)

III -·-·-·- : POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) OHNE ABLÖSUNG (3. ITERATION)

IV ——— : POTENTIALSTRÖMUNG (KÖRPER MIT VERDR.-DICKE) MIT ABLÖSUNG (3. ITERATION)

V — — — : KOEFFIZIENTENBERECHNUNGSVERFAHREN (KAP. 3.1.2.)

ABB. 21

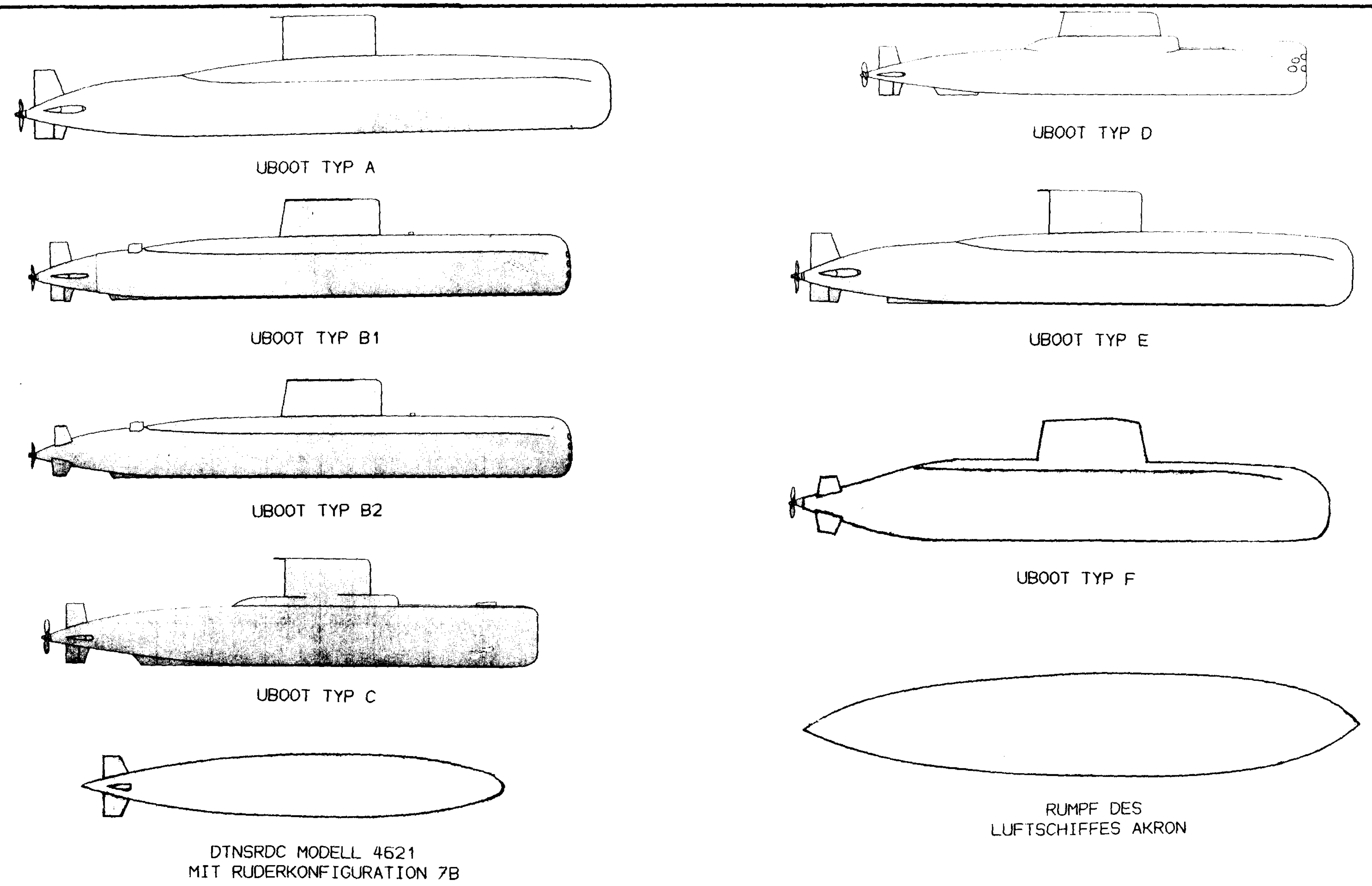


KORREKTURFAKTOR FÜR DIE JONES-FORMEL ZUR BERECHNUNG DES AUFTRIEBSBEIWERTS VON KÖRPERN MIT ELLIPTISCHEM QUERSCHNITT

———————— : (h/b) nach Gl. (42)

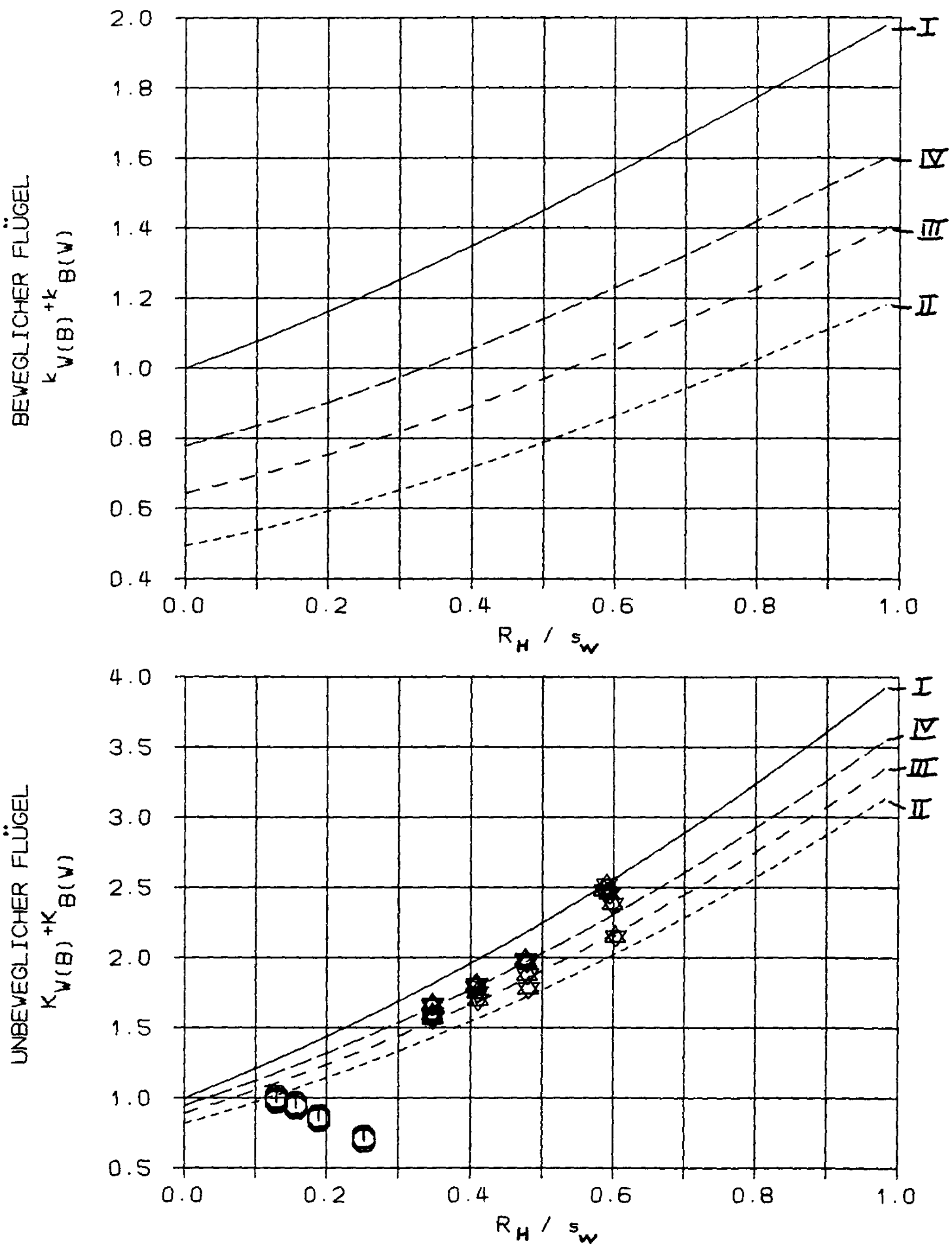
------------ : (h/b) nach Gl. (44)

ABB.: 22



SKIZZEN DER UBOOTE BZW. MODELLE, DIE IM RAHMEN DIESER ARBEIT UNTERSUCHT WORDEN SIND.

ABB: 23



INTERFERENZFAKTOREN NACH GL.(83,84,78) FÜR DIE WECHSELWIRKUNG ZWISCHEN FLÜGEL UND RUMPF.

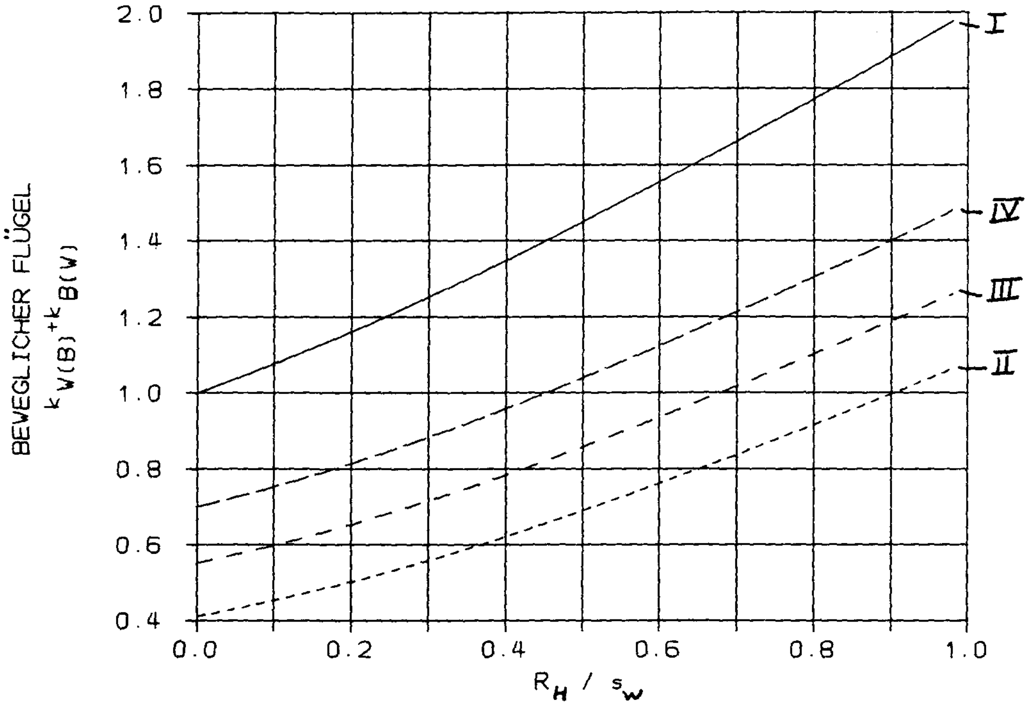
DIE NACH DEMPSEY/23/ GEMESSENE AUFTRIEBSERHÖHUNG DURCH ANBRINGEN DER RUDER AN DEN RUMPF (SKIZZE VI, S.59) WURDE MIT DEM NACH GL.(65) BERECHNETEN AUFTRIEB DES BEZUGSFLÜGELS I (SKIZZE VIII, S.67)

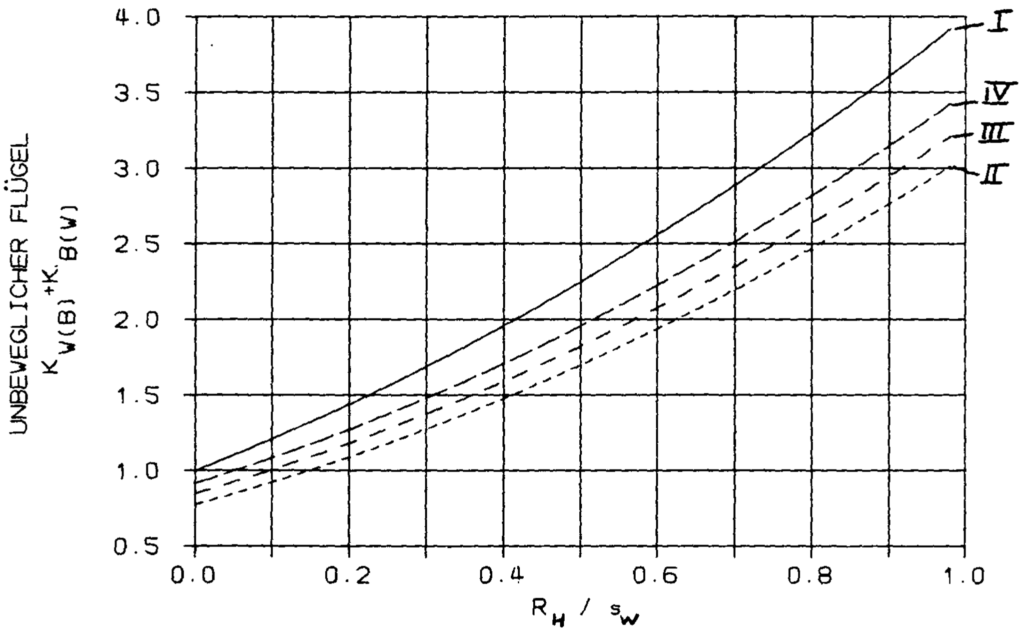
- NACH ORIGINALGEOMETRIE : Ⓘ Ⓘ
- NACH RUMPFVERDICKUNG UM DIE 99.9%-GRENZSCHICHTDICKE : ✡ ✡

DIMENSIONSLOS GEMACHT .

RECHNUNG FÜR GEOMETRIE NACH SKIZZE VII, S.61	KONUSWINKEL γ_K [GRAD]	SEITENVERHÄLTNIS a_W [-]
I ———————	0.0	BELIEBIG
II -----------	12.0	0.5
III - - - - - -	12.0	1.0
IV — — — —	12.0	2.0

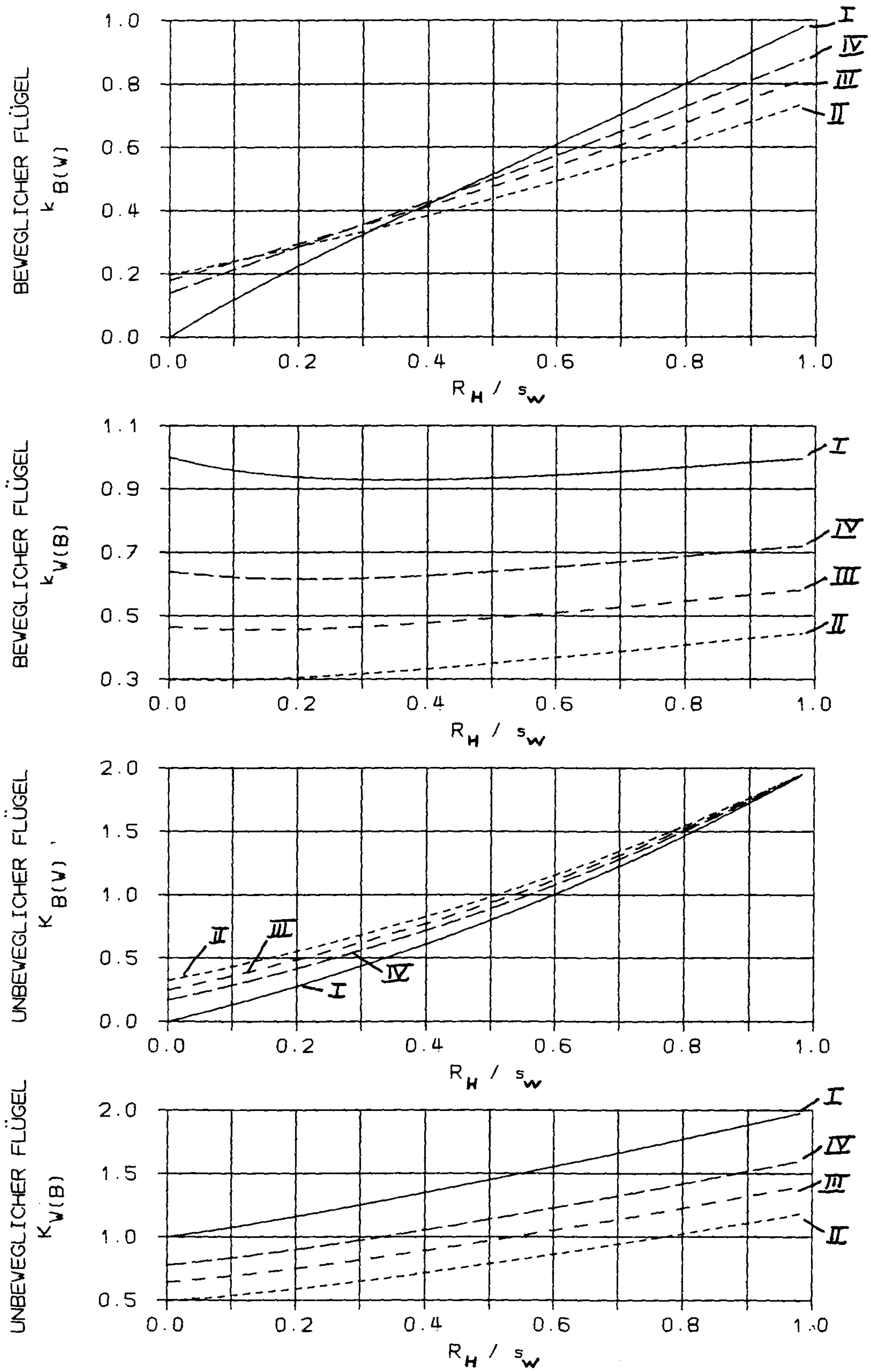
ABB. 24





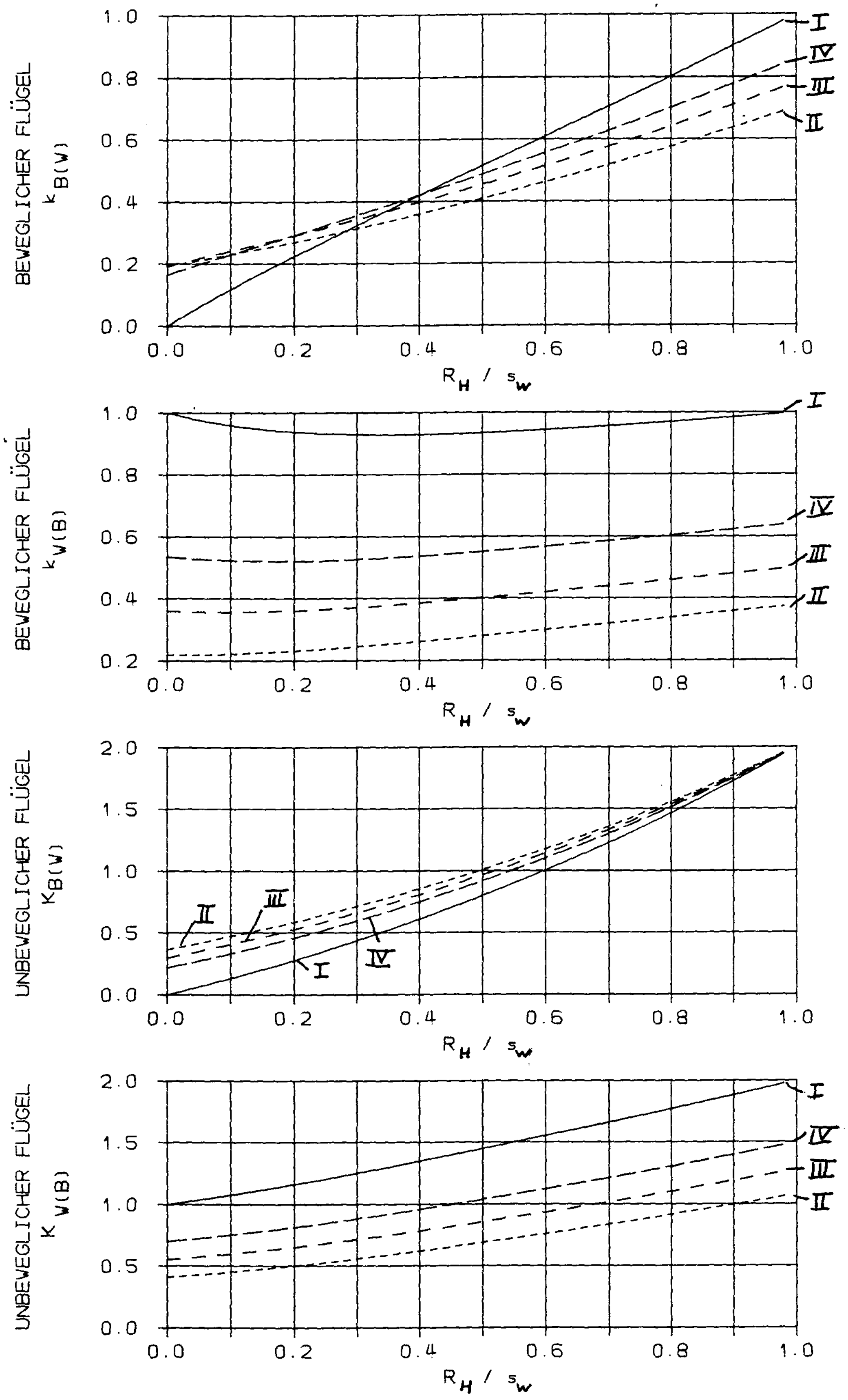
INTERFERENZFAKTOREN NACH GL.(83,84,78) FÜR DIE WECHSELWIRKUNG ZWISCHEN FLÜGEL UND RUMPF.

RECHNUNG FÜR GEOMETRIE NACH SKIZZE VII, S.61	KONUSWINKEL γ_K [GRAD]	SEITENVERHÄLTNIS a_W [-]
I ————	0.0	BELIEBIG
II ----------	18.0	0.5
III - - - - - -	18.0	1.0
IV — — — —	18.0	2.0



INTERFERENZFAKTOREN NACH GL.(83,84,78,79) FÜR DIE WECHSELWIRKUNG ZWISCHEN FLÜGEL UND RUMPF.

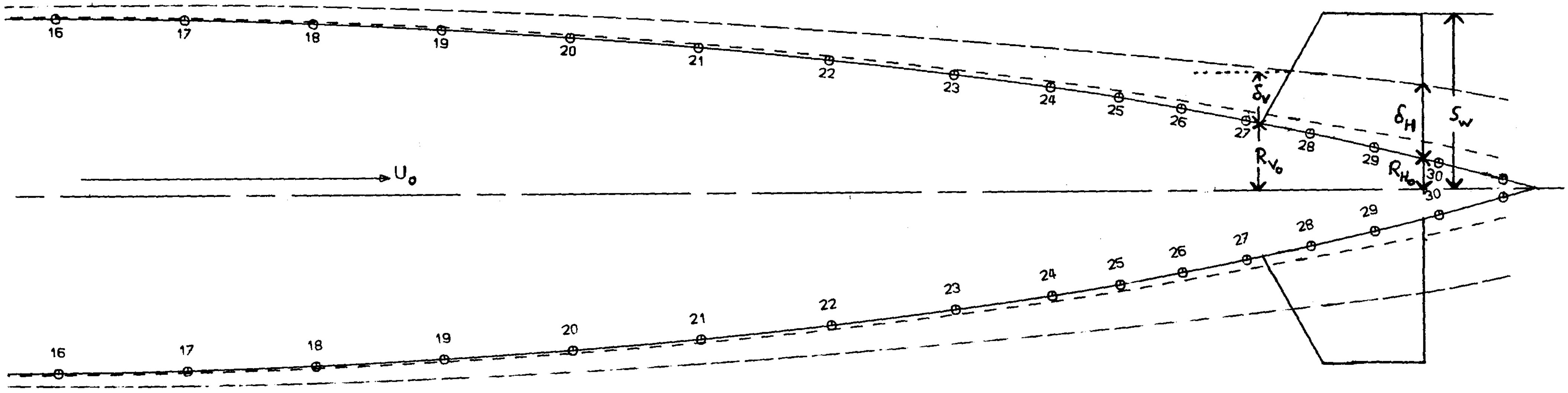
RECHNUNG FÜR GEOMETRIE NACH SKIZZE VII, S.61	KONUSWINKEL γ_K [GRAD]	SEITENVERHÄLTNIS a_W [-]
I ————————	0.0	BELIEBIG
II ----------	12.0	0.5
III — — — — —	12.0	1.0
IV ———————	12.0	2.0



INTERFERENZFAKTOREN NACH GL. (83,84,78,79) FÜR DIE WECHSELWIRKUNG ZWISCHEN FLÜGEL UND RUMPF.

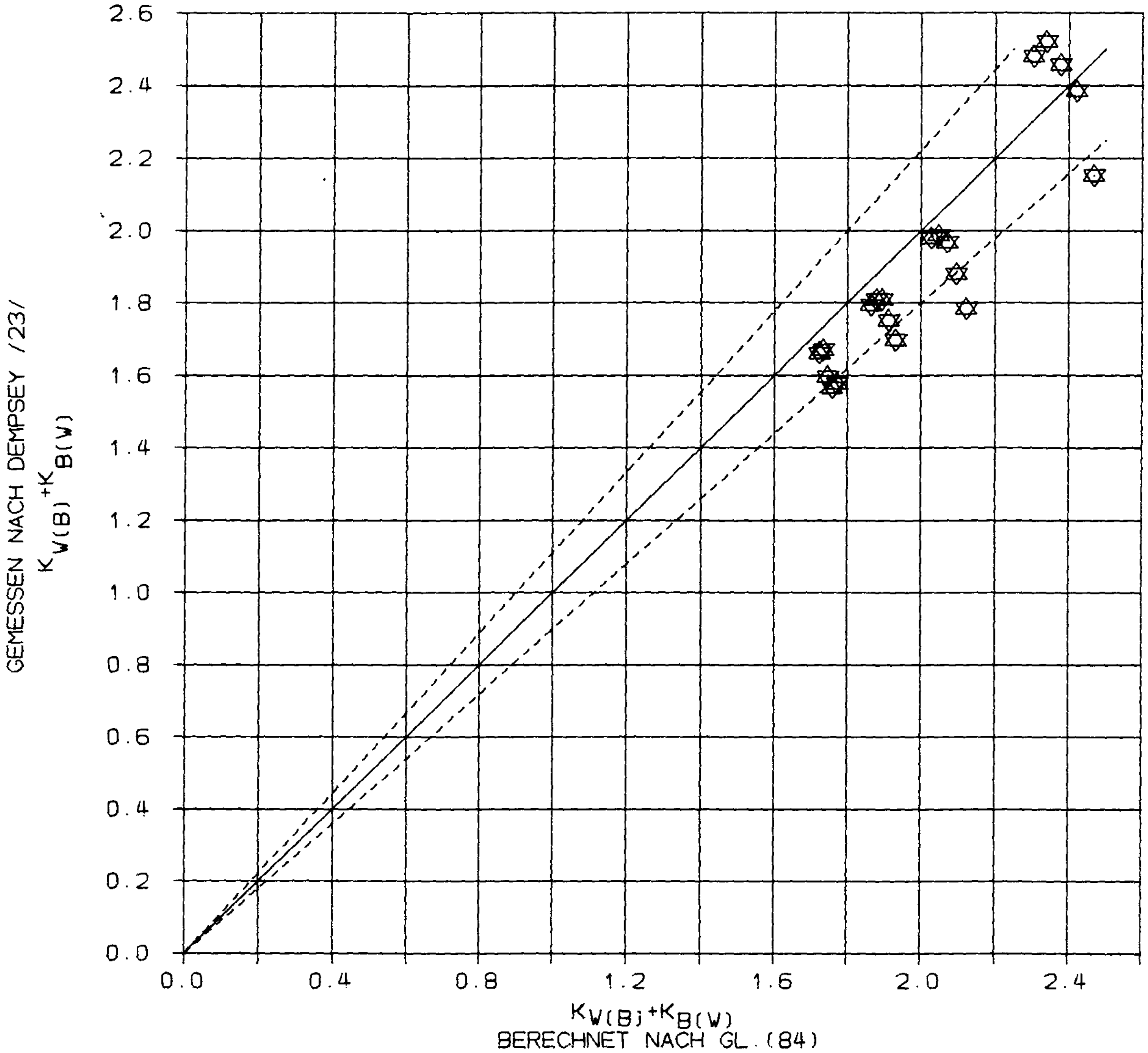
RECHNUNG FÜR GEOMETRIE NACH SKIZZE VII, S.61	KONUSWINKEL γ_K [GRAD]	SEITENVERHÄLTNIS a_W [-]
I ————————	0.0	BELIEBIG
II ----------	18.0	0.5
III — — — — —	18.0	1.0
IV ——— ———	18.0	2.0

ABB. 27



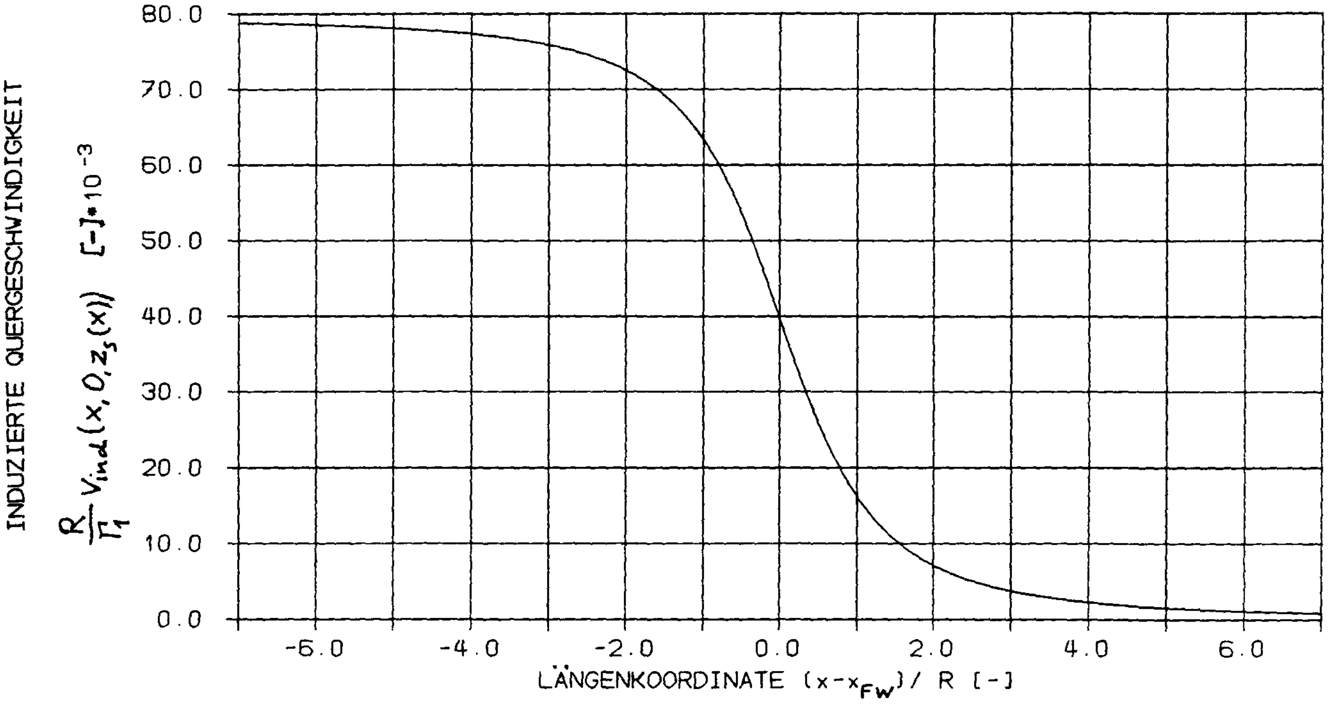
HINTERSCHIFF DES DTNSRDC MODELLS 4621 (DEMPSEY /23/) MIT RUDERKONFIGURATION 7B.
AXIALANSTRÖMUNG (REYNOLDSZAHL: $1.4 \cdot 10^7$)
VERDRÄNGUNGUNSDICKE NACH DOUGLAS CS-METHODE /18/ : - - - - - -
99.9%-GRENZSCHICHTDICKE NACH DOUGLAS CS-METHODE /18/ : — — — —

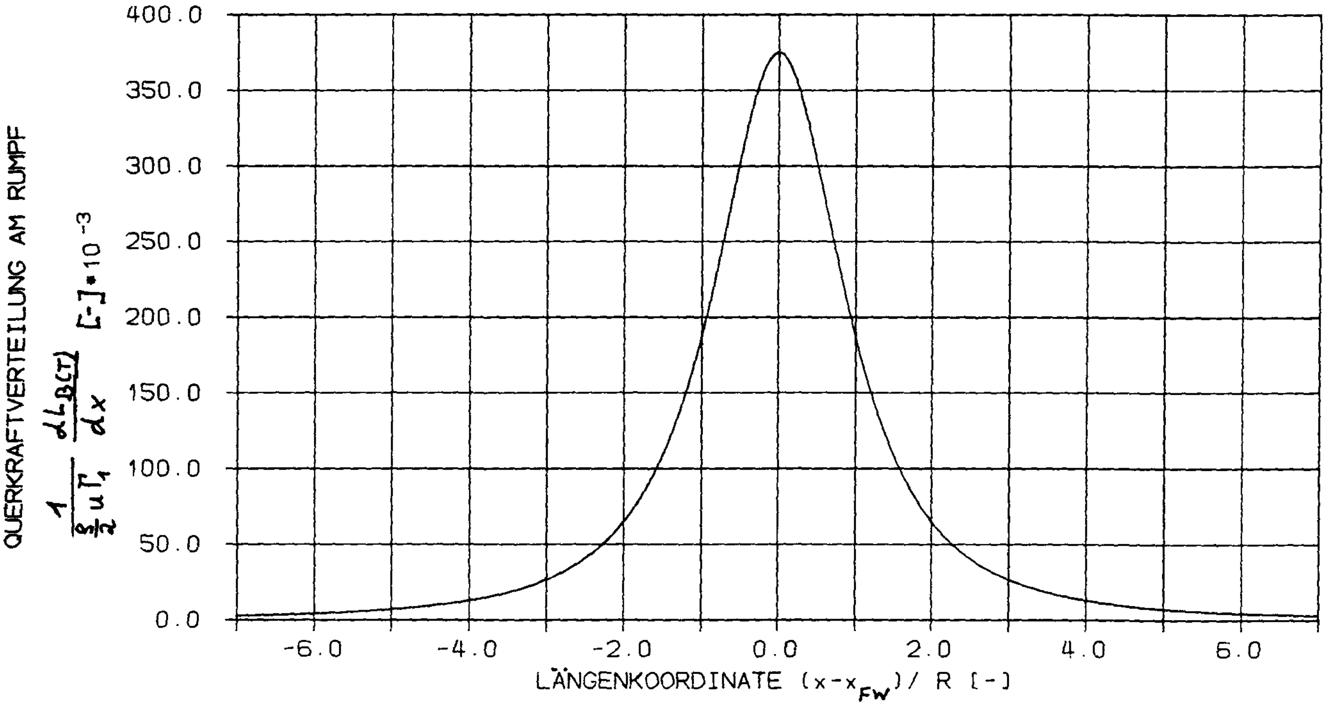
ABB: 28



DTNSRDC MODELL 4621 : REYNOLDSZAHL: $1.4 \cdot 10^7$
KORRELATION ZWISCHEN GEMESSENEN UND BERECHNETEN RUDER-RUMPF-INTERFERENZFAKTOREN.
DIE NACH DEMPSEY/23/ GEMESSENE AUFTRIEBSERHÖHUNG DURCH ANBRINGEN DER RUDER AN DEN RUMPF (s. SKIZZE VI, S.59) WURDE MIT DEM NACH GL.(65) BERECHNETEN AUFTRIEB DES BEZUGSFLÜGELS (s. SKIZZE VIII, S.67), DER SICH NACH RUMPFVERDICKUNG UM DIE 99.9%-GRENZSCHICHTDICKE ERGAB, DIMENSIONSLOS GEMACHT.

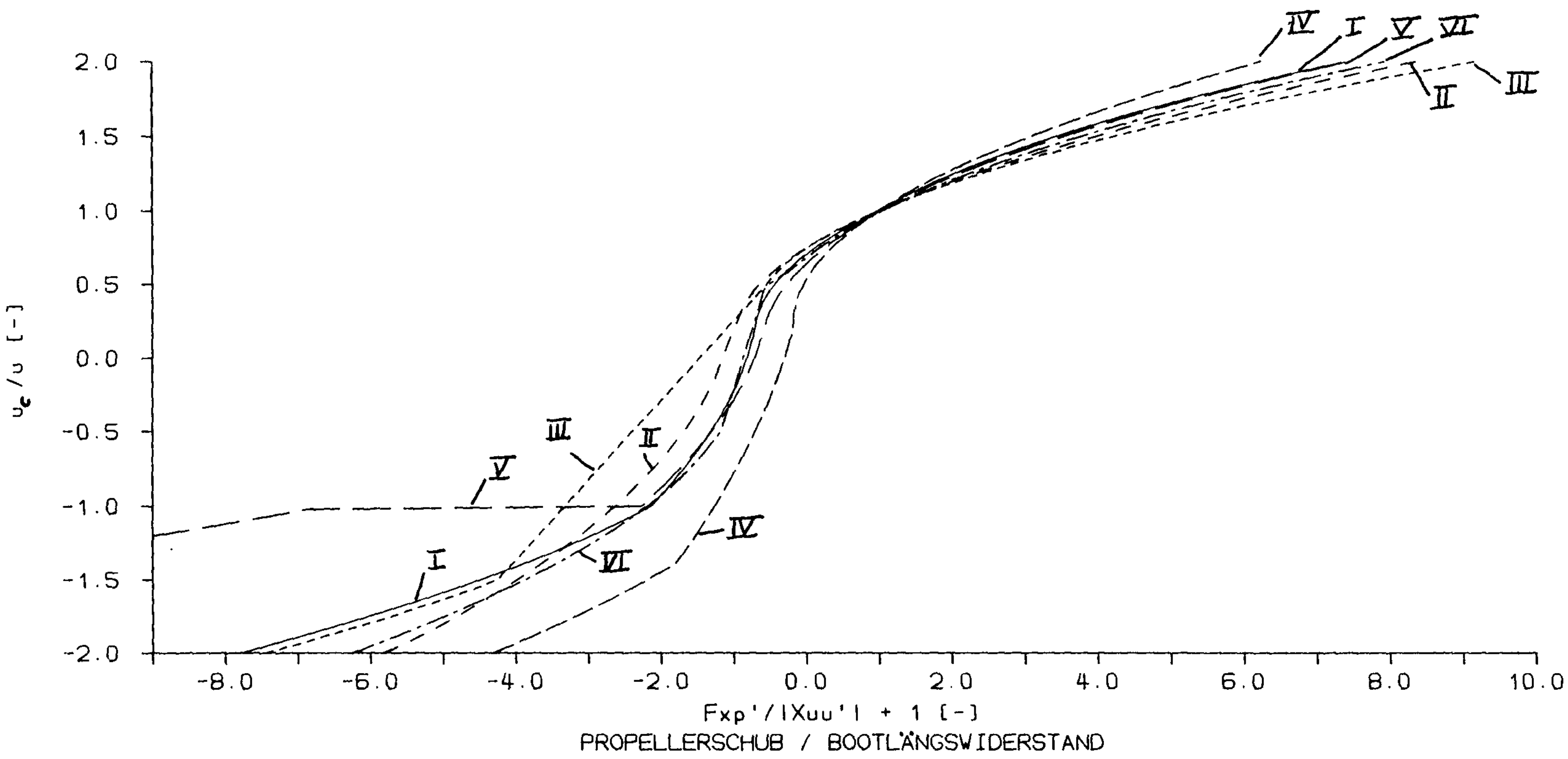
———————— : PERFEKTE ÜBEREINSTIMMUNG ZWISCHEN RECHNUNG UND MESSUNG
- - - - - - - - - - - : +/- 10% FEHLER ZWISCHEN RECHNUNG UND MESSUNG





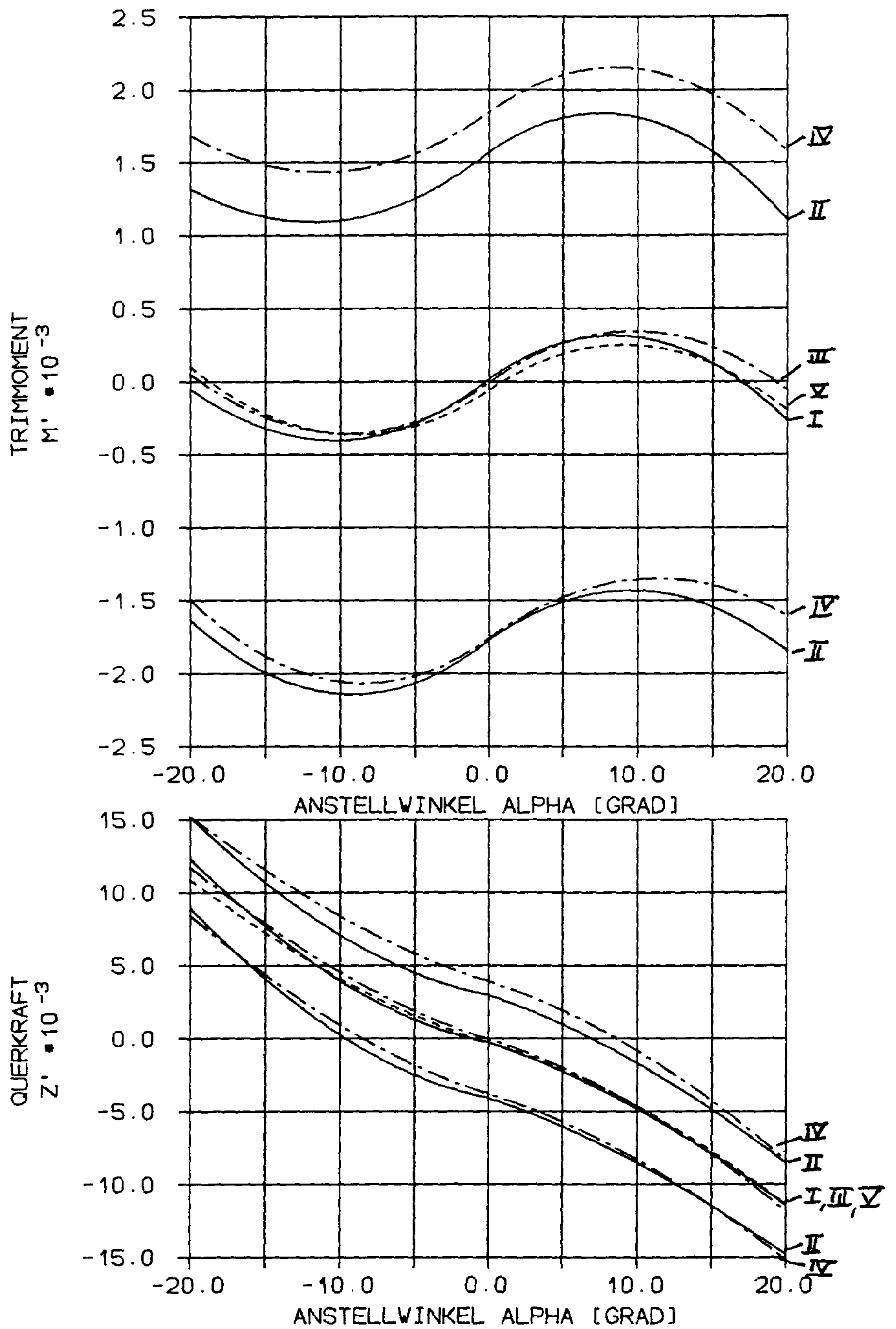
TURM-RUMPF-WECHSELWIRKUNG.
RUMPF IDEALISIERT ALS UNENDLICH LANGER KREISZYLINDER MIT RADIUS R.
DIE DIAGRAMME ZEIGEN DIE VOM TURM BEI SCHRÄGANSTRÖMUNG AUF DER ZYLINDERHAUPTACHSE INDUZIERTE QUERGESCHWINDIGKEIT UND DIE DARAUS RESULTIERENDE QUERKRAFTVERTEILUNG IN DIMENSIONSLOSER DARSTELLUNG.
TURMHÖHE/ZYLINDERRADIUS=1.0

ABB. 30



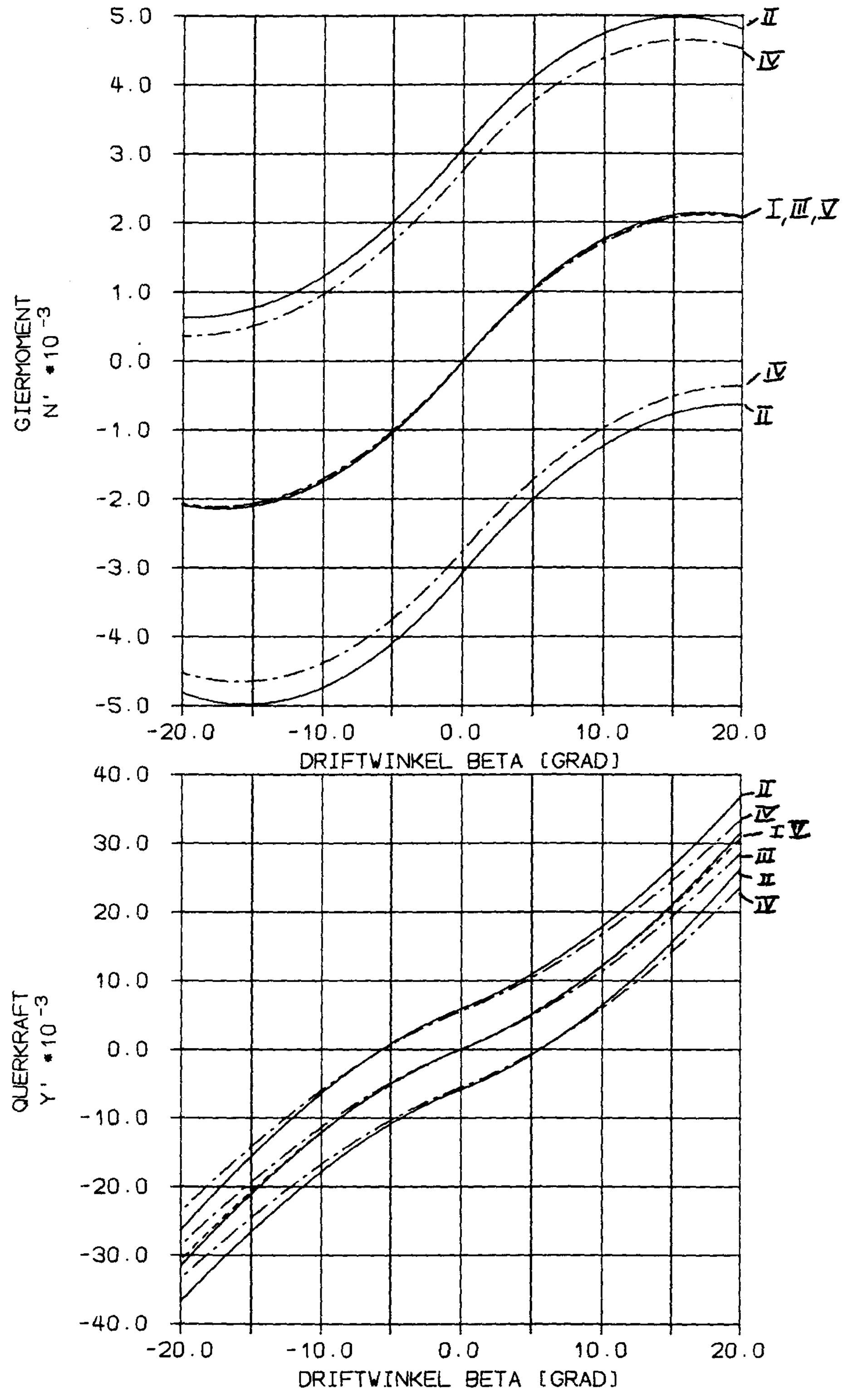
VERHÄLTNIS VON ENDGESCHWINDIGKEIT u_e ZUR MOMENTANGESCHWINDIGKEIT u ALS FUNKTION DES VERHÄLTNISSES VON PROPELLERSCHUB ZUM MOMENTANEN LÄNGSWIDERSTAND DES BOOTES BEI GERADEAUSFAHRT AUF EBENEM KIEL. ERGEBNISSE AUS MODELLVERSUCHEN.
UBOOTSTYP A : I ——— , UBOOTSTYP B1 u. B2 : II – – – – , UBOOTSTYP C : III - - - - - - - , UBOOTSTYP D : IV — — — —
UBOOTSTYP E : V — — – – , UBOOTSTYP F : VI —·—·—

ABB. : 31



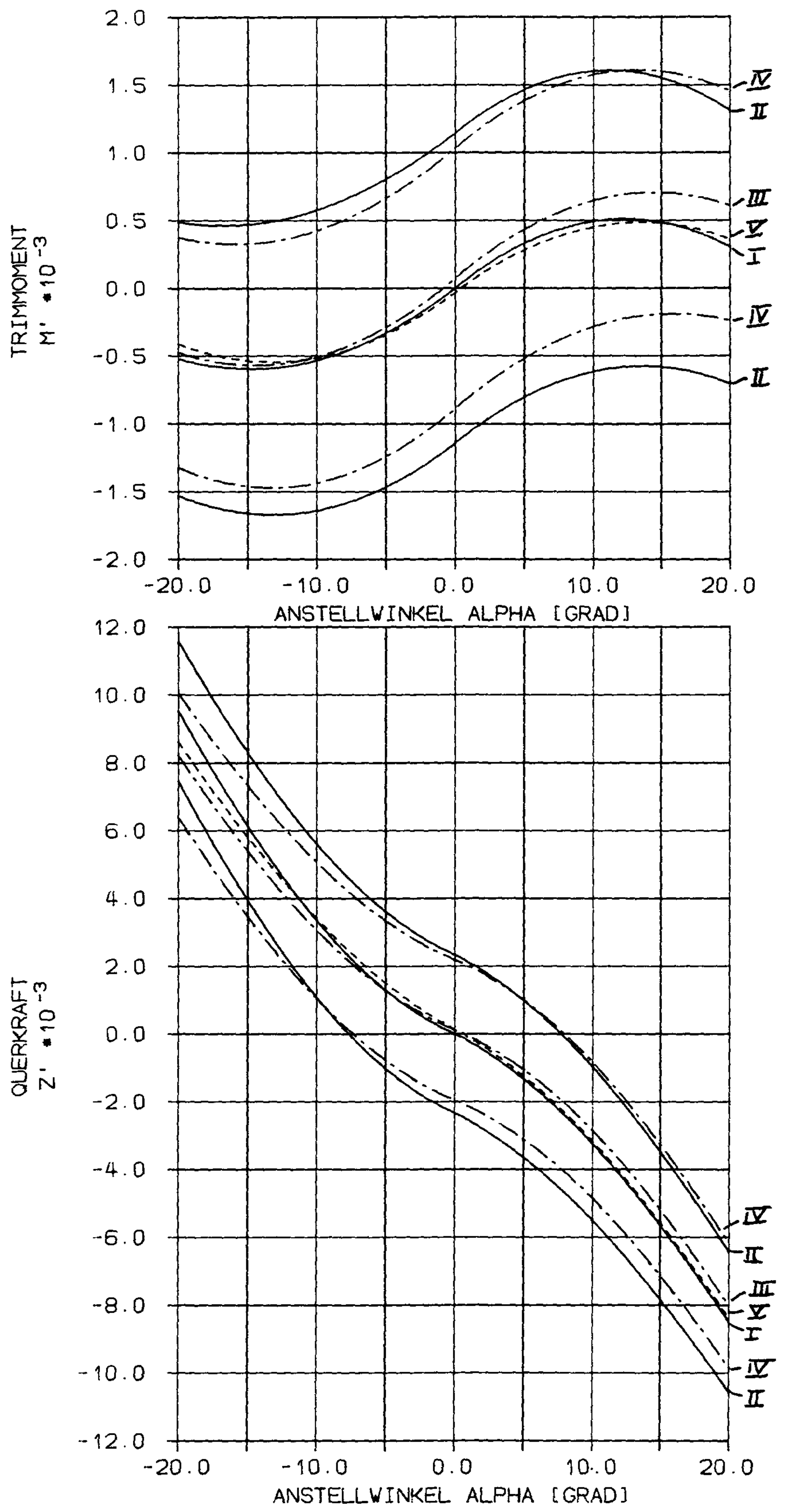
Z-QUERKRAFT UND TRIMMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

UBOOT TYP A (KREUZRUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG SYMMETRISCH APPROXIMIERT NACH GL. (166)
TIEFENRUDER IN NULLAGE	I ————	III —·—·—·—	V ----------
TIEFENRUDER +/-25 GRAD	II ————	IV —·—·—·—	



Y-QUERKRAFT UND GIERMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

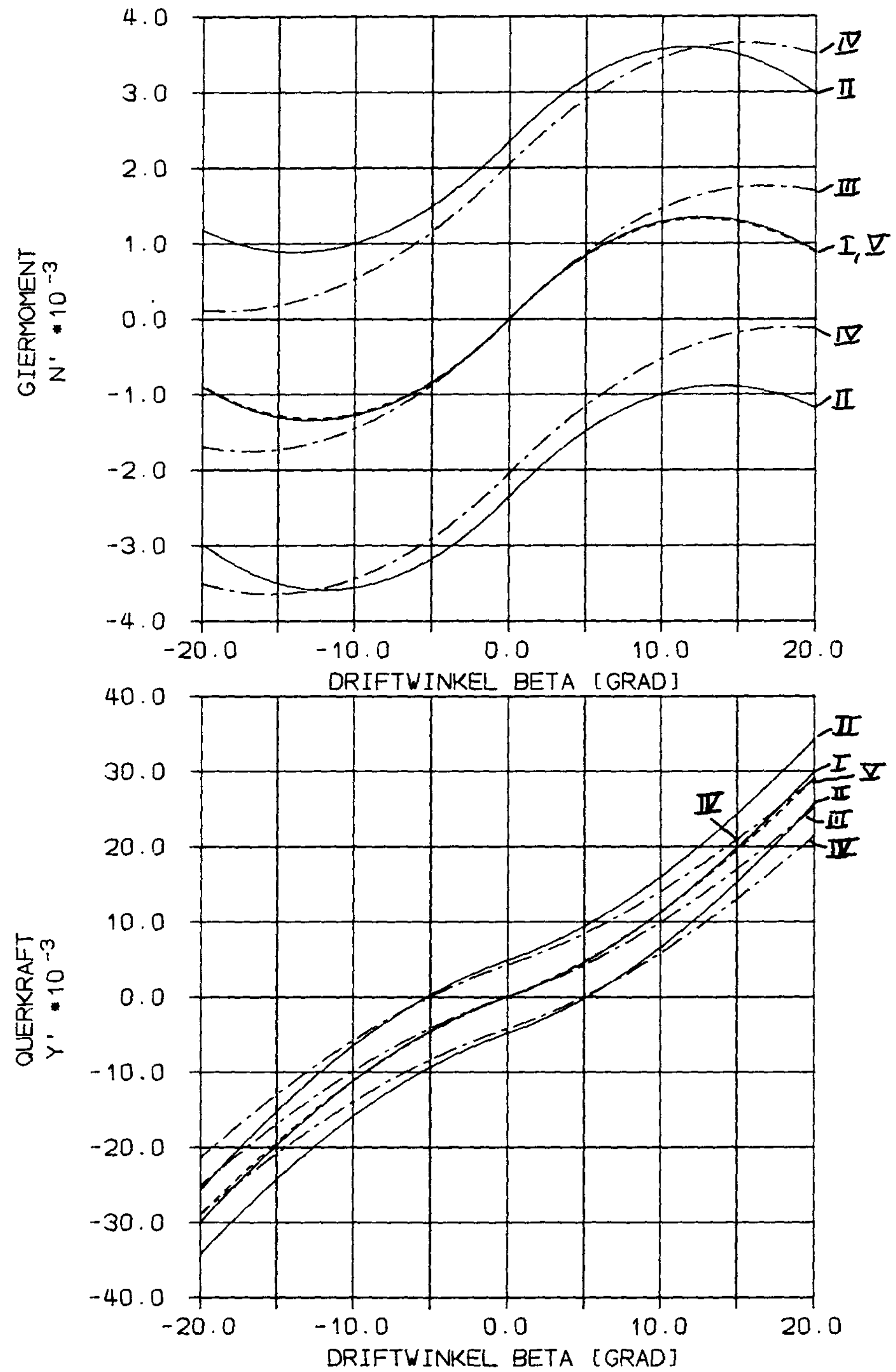
UBOOT TYP A (KREUZRUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG APPROXIMIERT NACH GL.(166)
SEITENRUDER IN NULLAGE SEITENRUDER +/-40 GRAD	I ———— II ————	III -·-·-·- IV -·-·-·-	V -----------



Z-QUERKRAFT UND TRIMMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

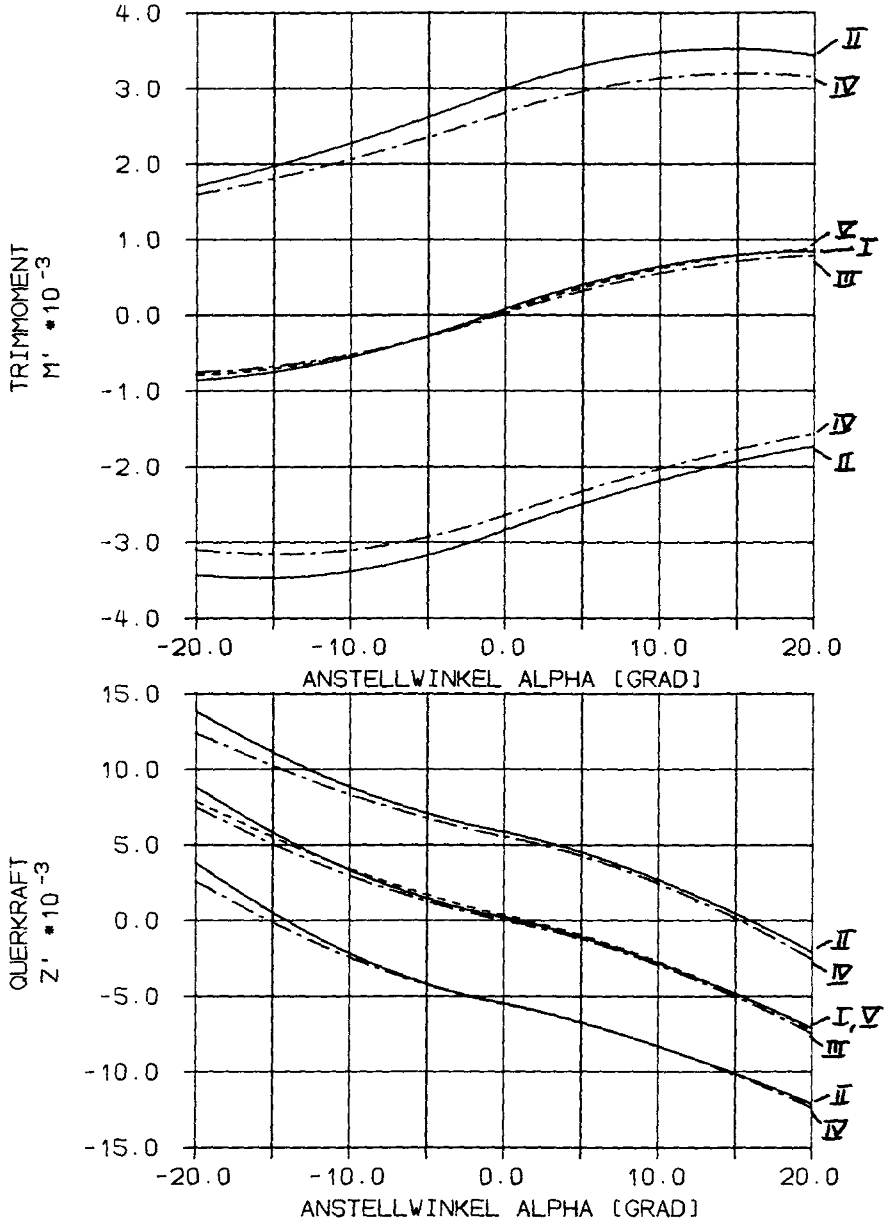
UBOOT TYP B1 (KREUZRUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG SYMMETRISCH APPROXIMIERT NACH GL. (166)
TIEFENRUDER IN NULLAGE TIEFENRUDER +/-25 GRAD	I ———— II ————	III —·—·—· IV —·—·—·	V ----------

ABB. 34



Y-QUERKRAFT UND GIERMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

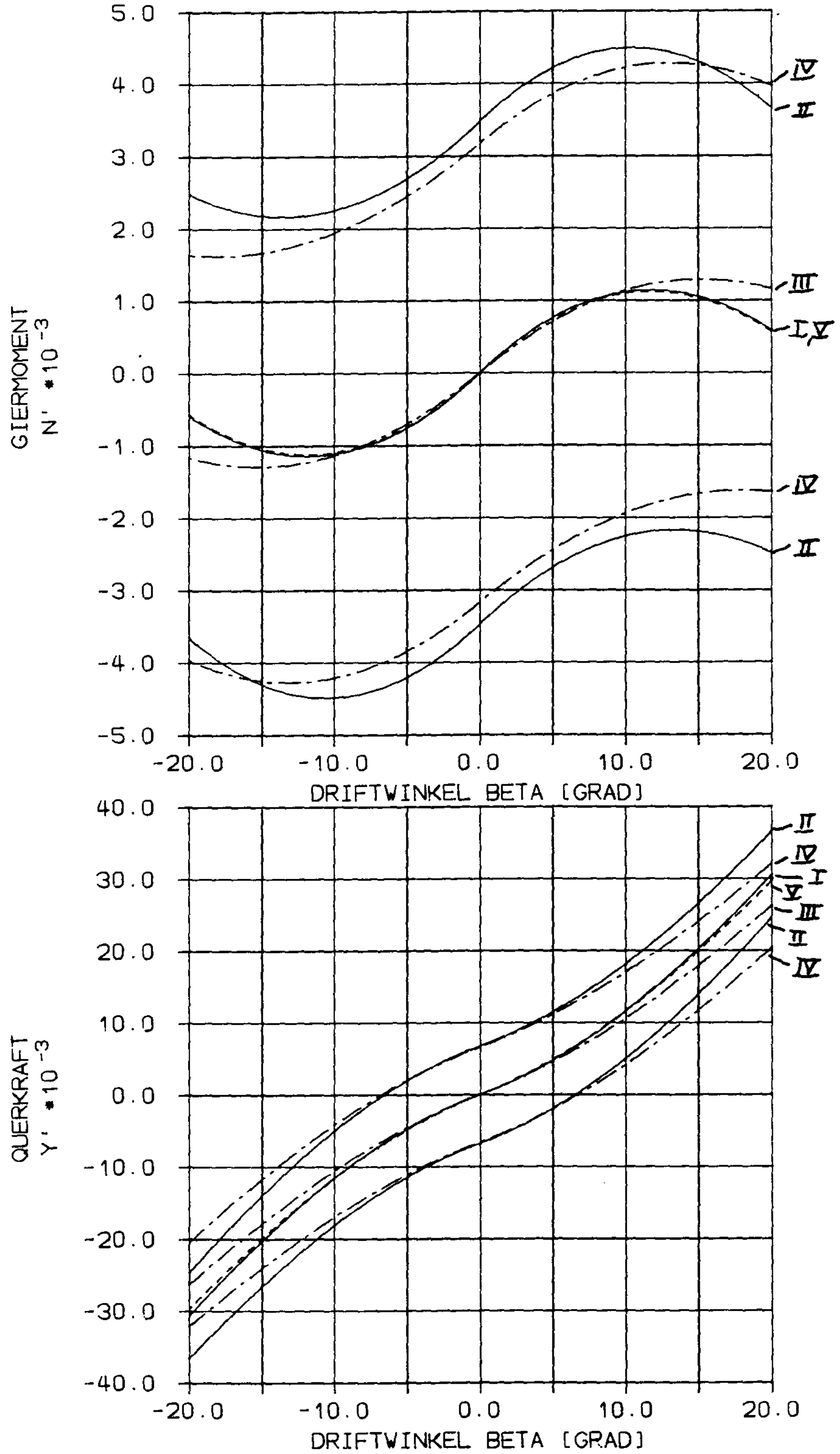
UBOOT TYP B1 (KREUZRUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG APPROXIMIERT NACH GL.(166)
SEITENRUDER IN NULLAGE SEITENRUDER +/-40 GRAD	I ——— II ———	III —·—·—·— IV —·—·—·—	V -----------



Z-QUERKRAFT UND TRIMMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

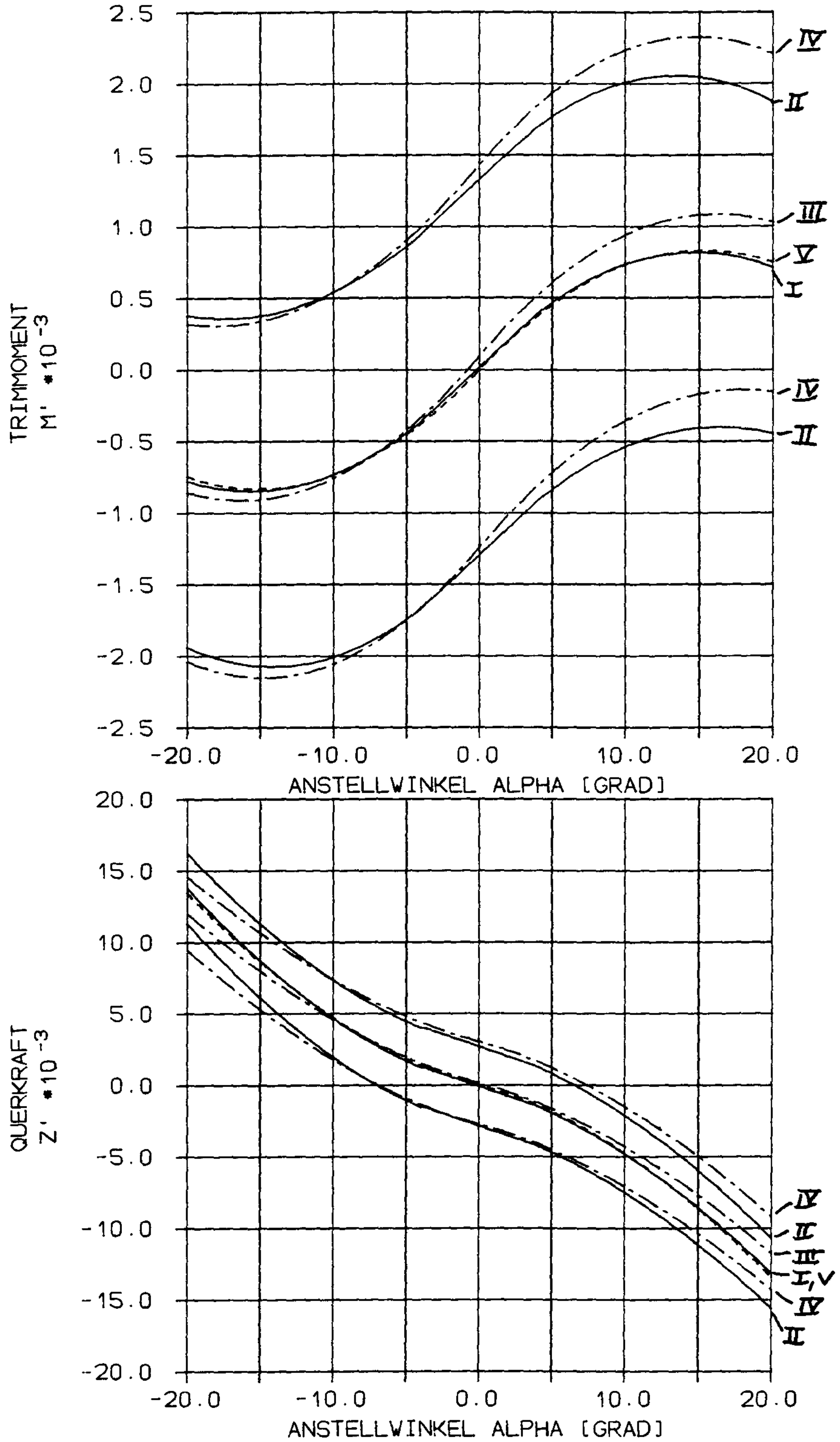
UBOOT TYP B2 (X-RUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG SYMMETRISCH APPROXIMIERT NACH GL. (166)
TIEFENRUDER IN NULLAGE TIEFENRUDER +/-35 GRAD	I ———— II ————	III —·—·—·— IV —·—·—·—	V ----------

ABB. 36



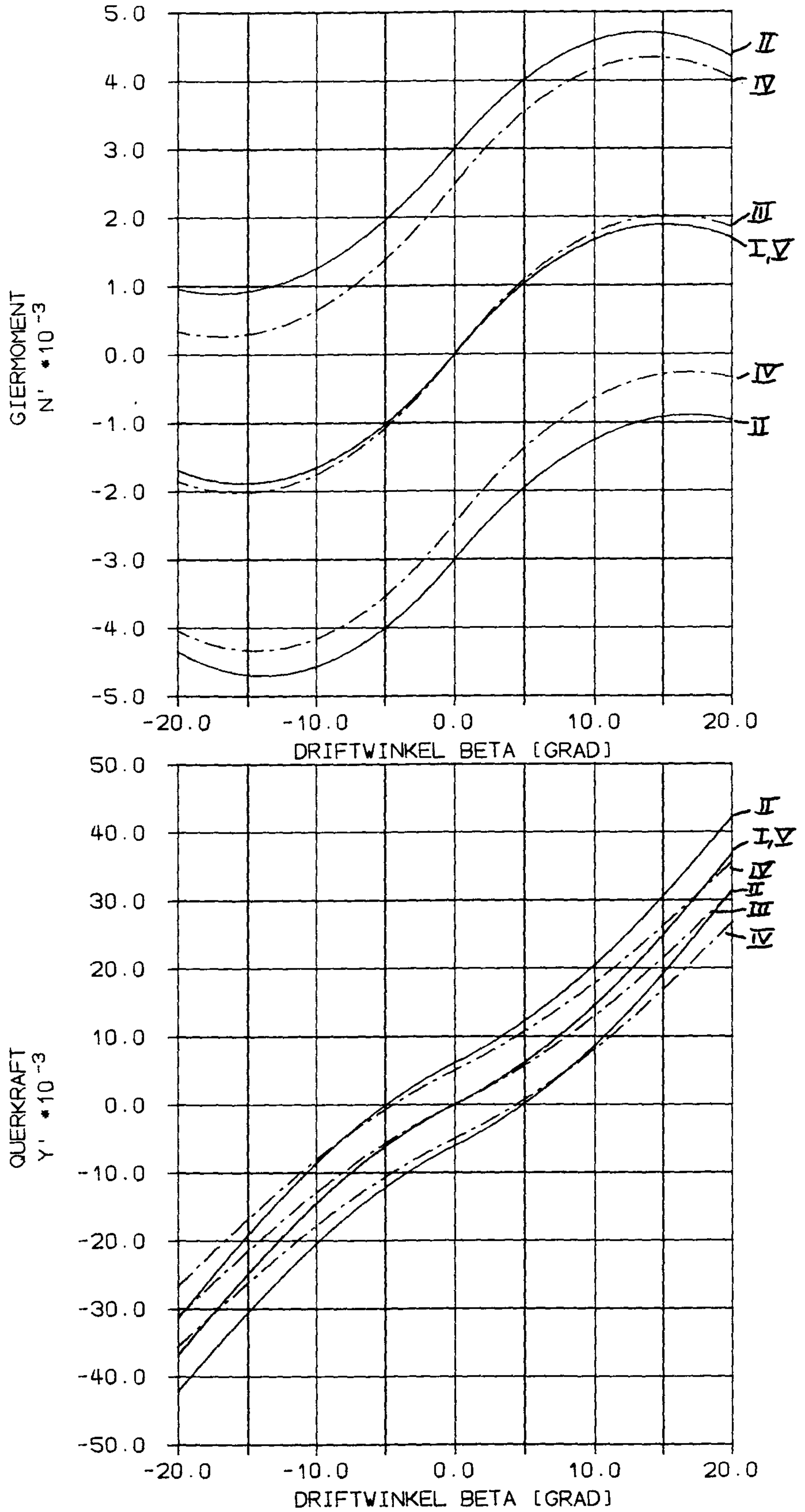
Y-QUERKRAFT UND GIERMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

UBOOT TYP B2 (X-RUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG APPROXIMIERT NACH GL. (166)
SEITENRUDER IN NULLAGE SEITENRUDER +/-35 GRAD	I ———— II ————	III —·—·—·— IV —··—··—	V -----------



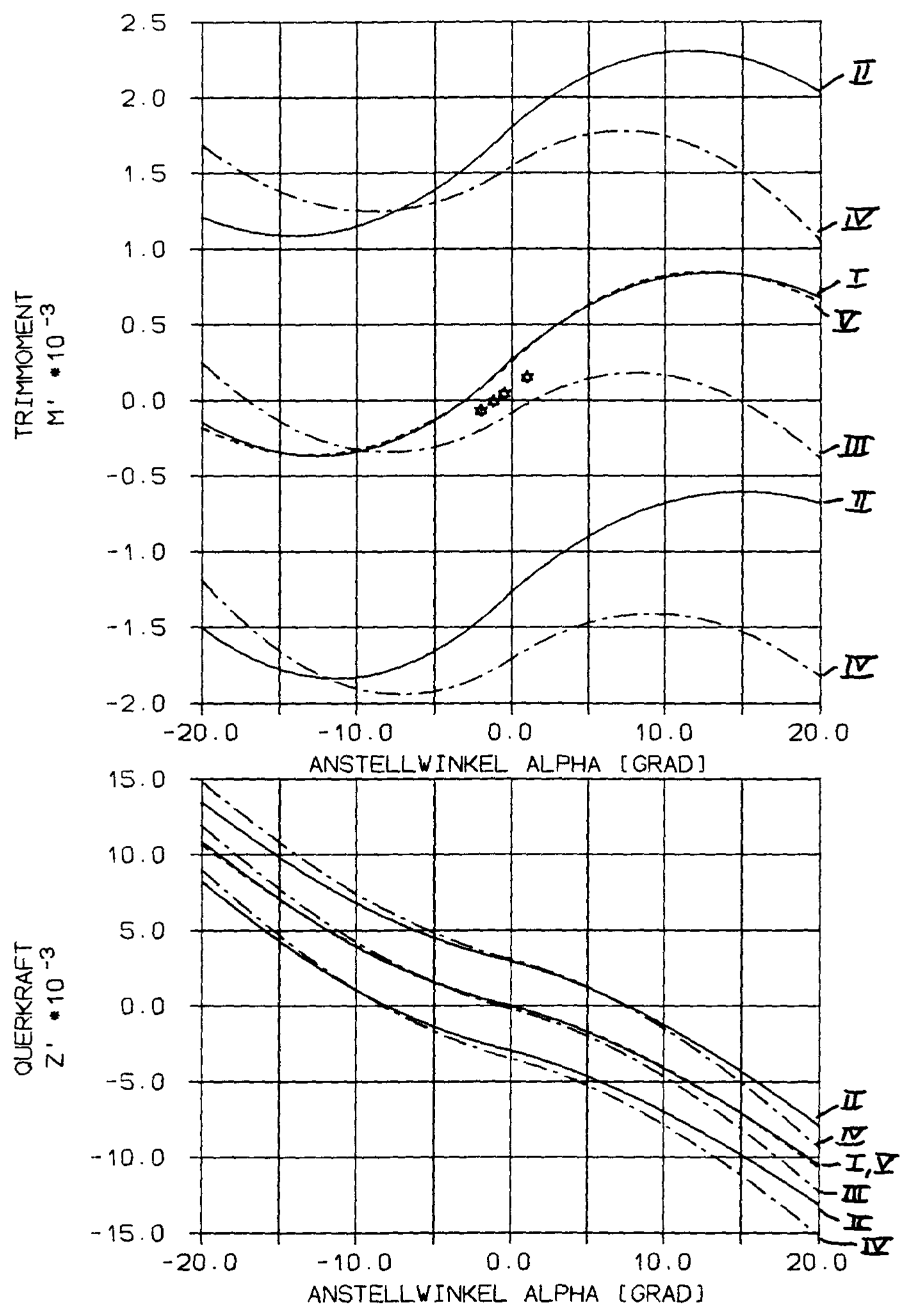
Z-QUERKRAFT UND TRIMMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

UBOOT TYP C (KREUZRUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG SYMMETRISCH APPROXIMIERT NACH GL.(166)
TIEFENRUDER IN NULLAGE	I ———————	III -·-·-·-	V ----------
TIEFENRUDER +/-25 GRAD	II ———————	IV -··-··-	



Y-QUERKRAFT UND GIERMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

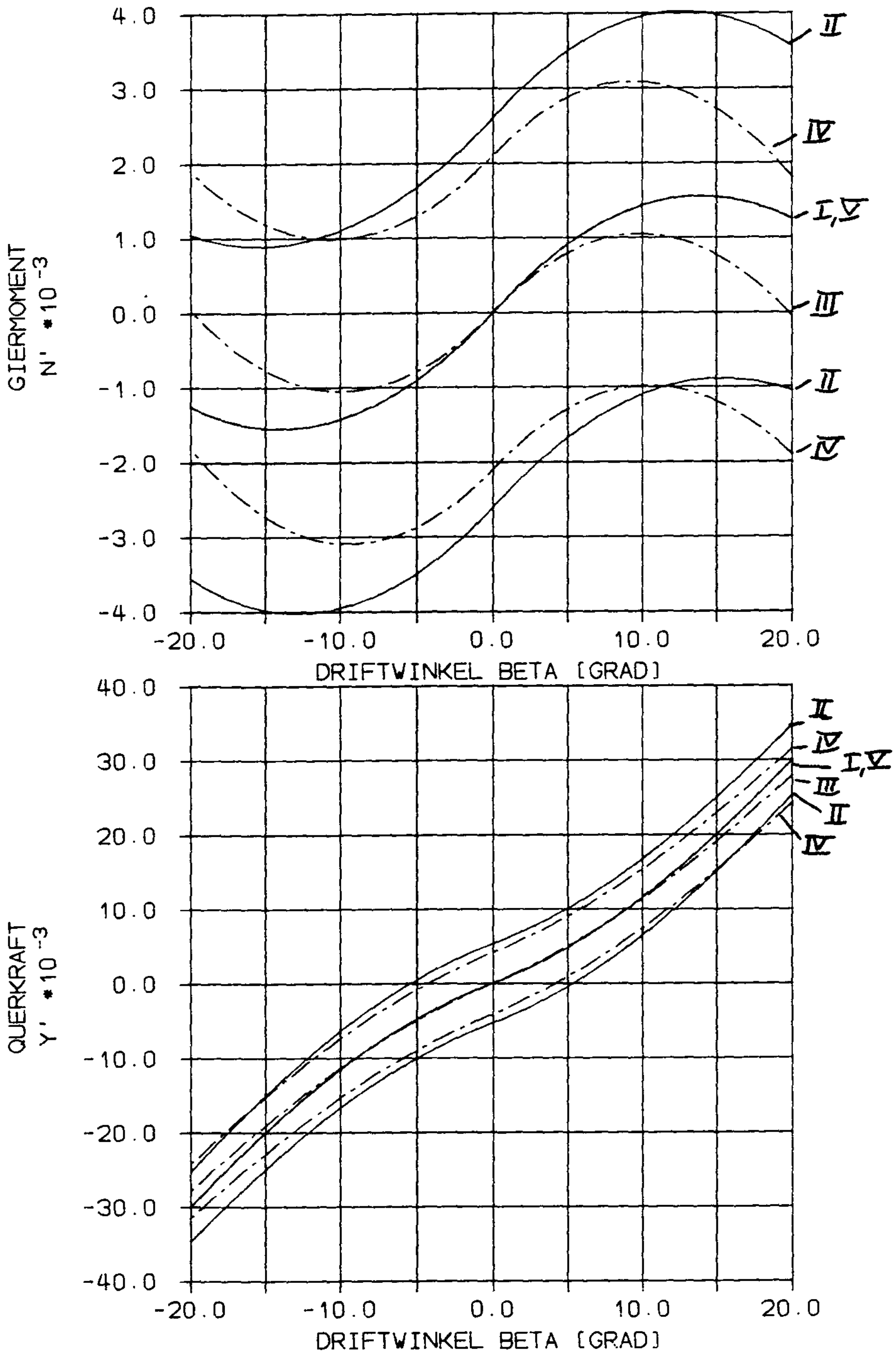
UBOOT TYP C (KREUZRUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG APPROXIMIERT NACH GL.(166)
SEITENRUDER IN NULLAGE SEITENRUDER +/-35 GRAD	I ——— II ———	III -·-·-·- IV -·-·-·-	V ----------



Z-QUERKRAFT UND TRIMMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

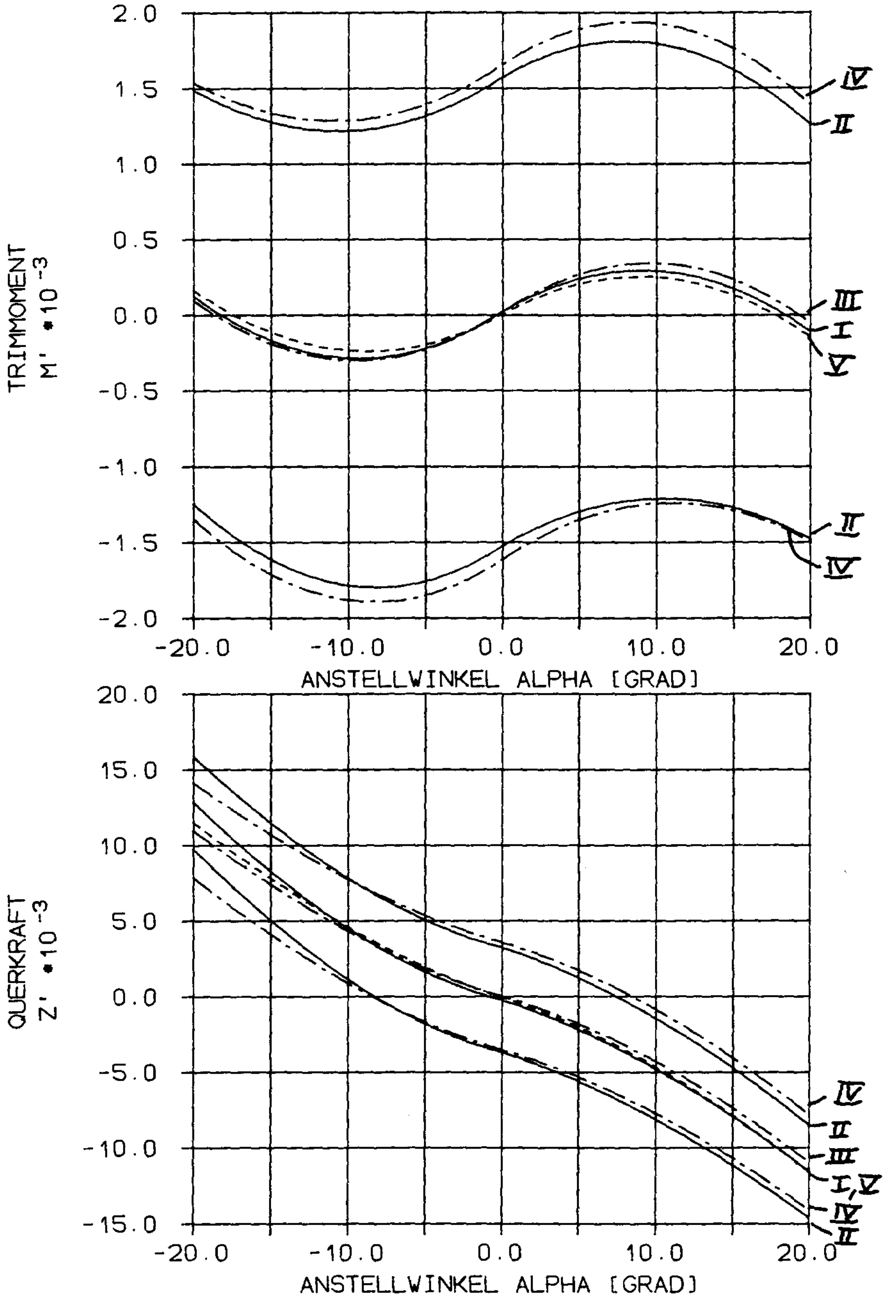
UBOOT TYP D (KREUZRUDER)	MESSUNG (HYDRONAUTICS)	BERECHNUNG	MESSUNG SYMMETRISCH APPROXIMIERT NACH GL.(166)
TIEFENRUDER IN NULLAGE TIEFENRUDER +/-25 GRAD	I ———————— II ————————	III —·—·—·— IV —·—·—·—	V -----------

	MESSUNG (HSVA)
TIEFENRUDER IN NULLAGE	✡ ✡



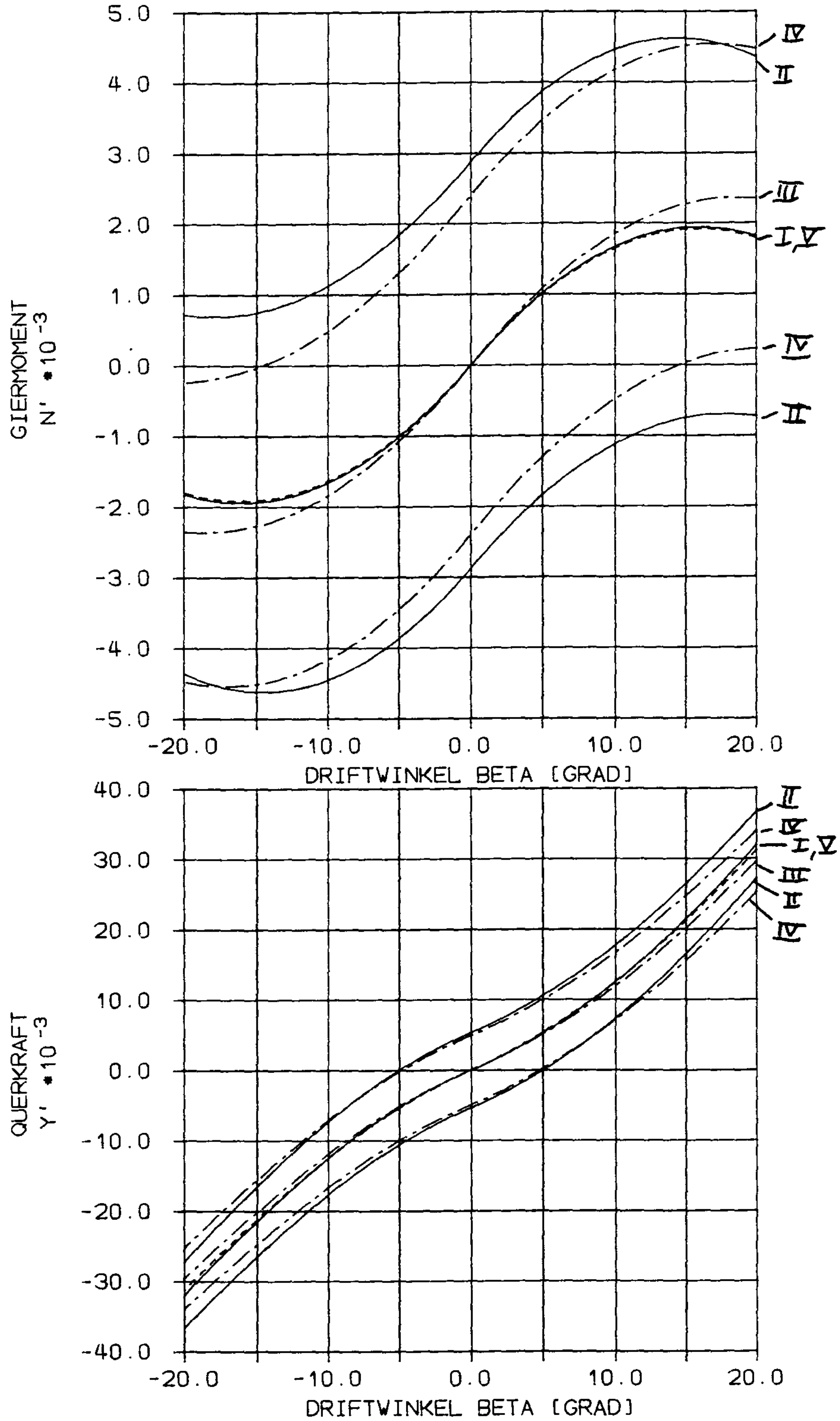
Y-QUERKRAFT UND GIERMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

UBOOT TYP D (KREUZRUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG APPROXIMIERT NACH GL.(166)
SEITENRUDER IN NULLAGE SEITENRUDER +/-35 GRAD	I ——— II ———	III —·—·— IV —·—·—	V ----------



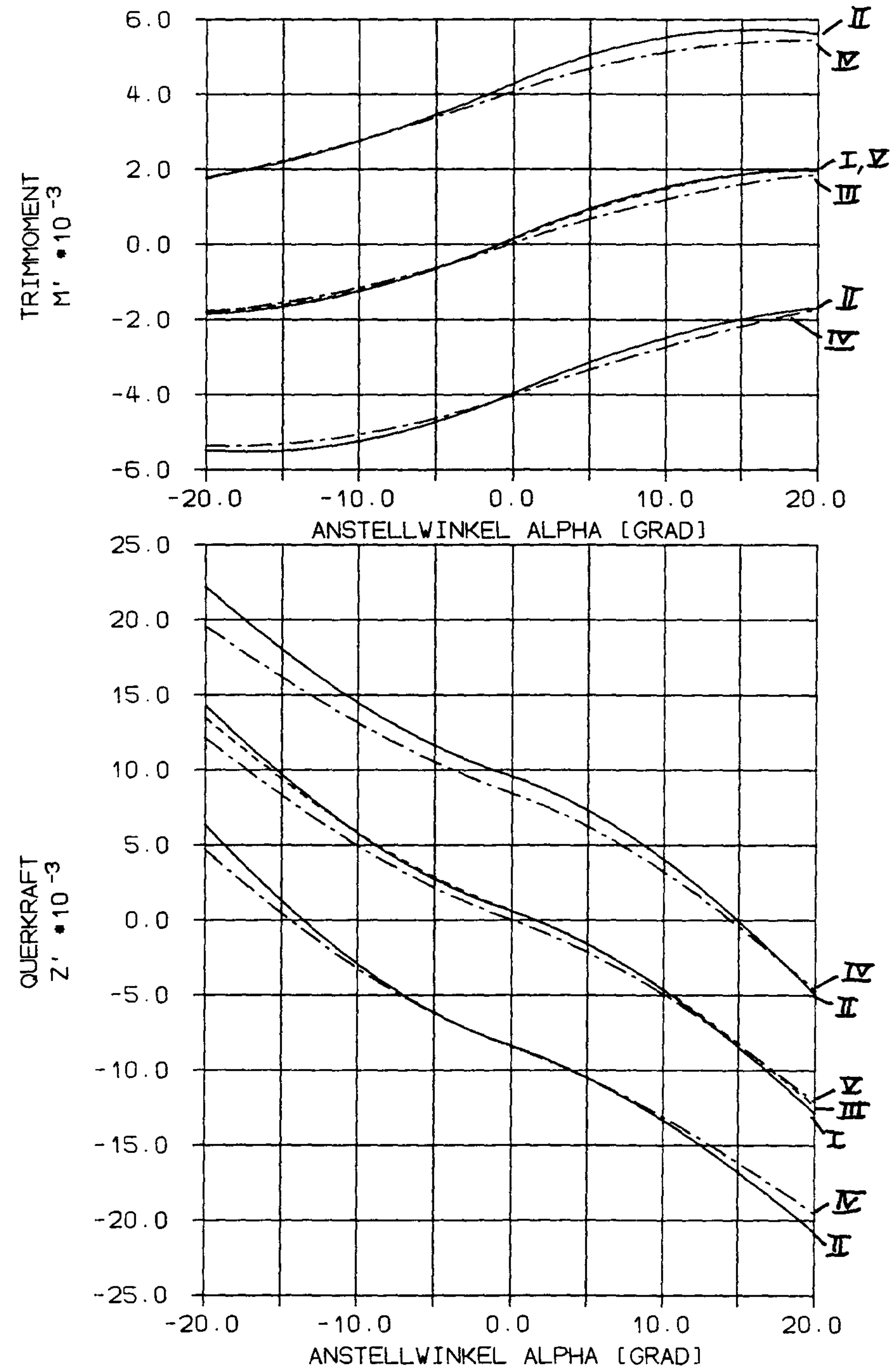
Z-QUERKRAFT UND TRIMMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

UBOOT TYP E (KREUZRUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG SYMMETRISCH APPROXIMIERT NACH GL.(166)
TIEFENRUDER IN NULLAGE TIEFENRUDER +/-25 GRAD	I ———— II ————	III —·—·—·— IV —·—·—·—	V -----------



Y-QUERKRAFT UND GIERMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

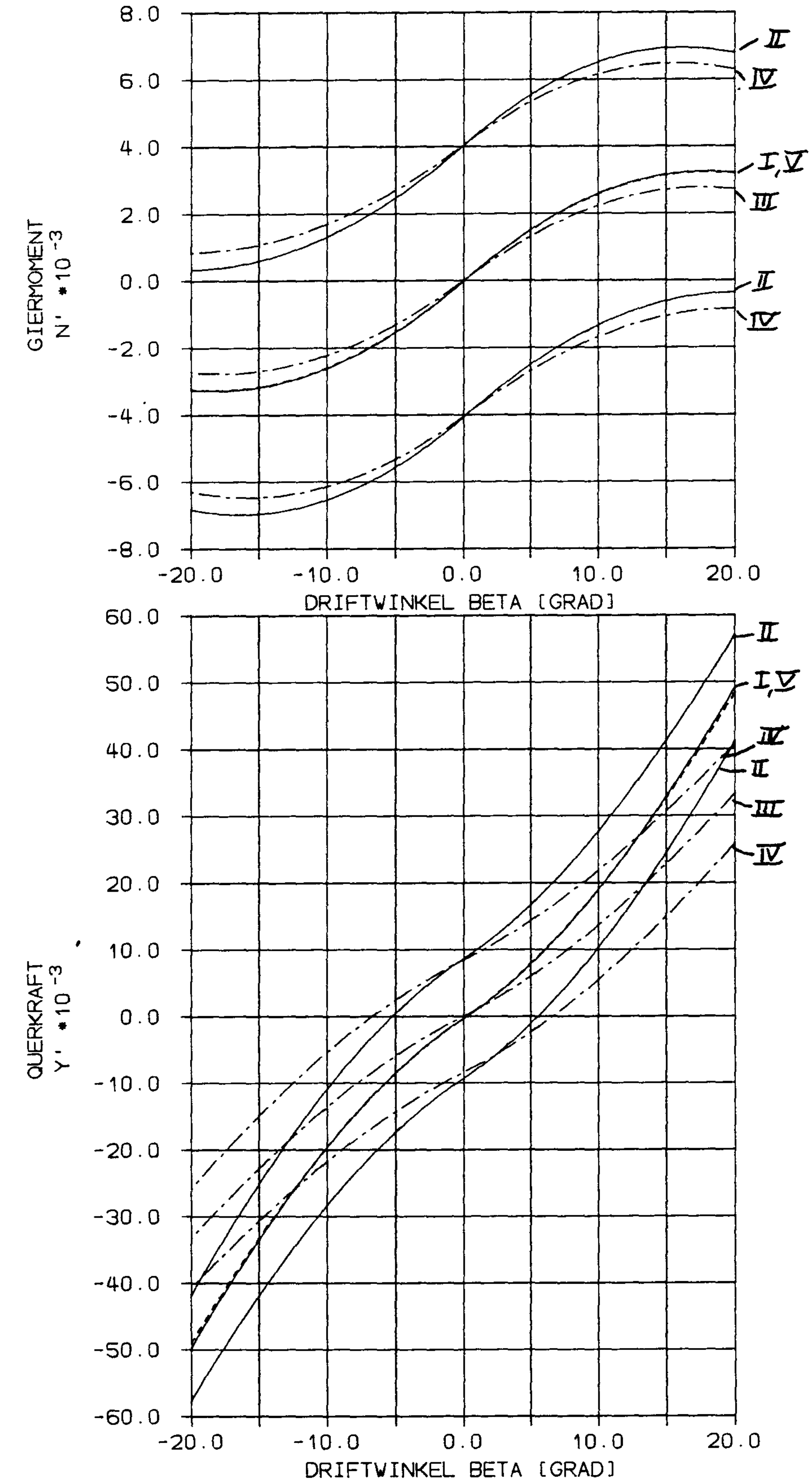
UBOOT TYP E (KREUZRUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG APPROXIMIERT NACH GL. (166)
SEITENRUDER IN NULLAGE	I ————	III -·-·-·-	V ----------
SEITENRUDER +/-40 GRAD	II ————	IV -··-··-	



Z-QUERKRAFT UND TRIMMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

UBOOT TYP F (X-RUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG SYMMETRISCH APPROXIMIERT NACH GL. (166)
TIEFENRUDER IN NULLAGE	I ————	III —·—·—	V ----------
TIEFENRUDER +/-35 GRAD	II ————	IV —·—·—	

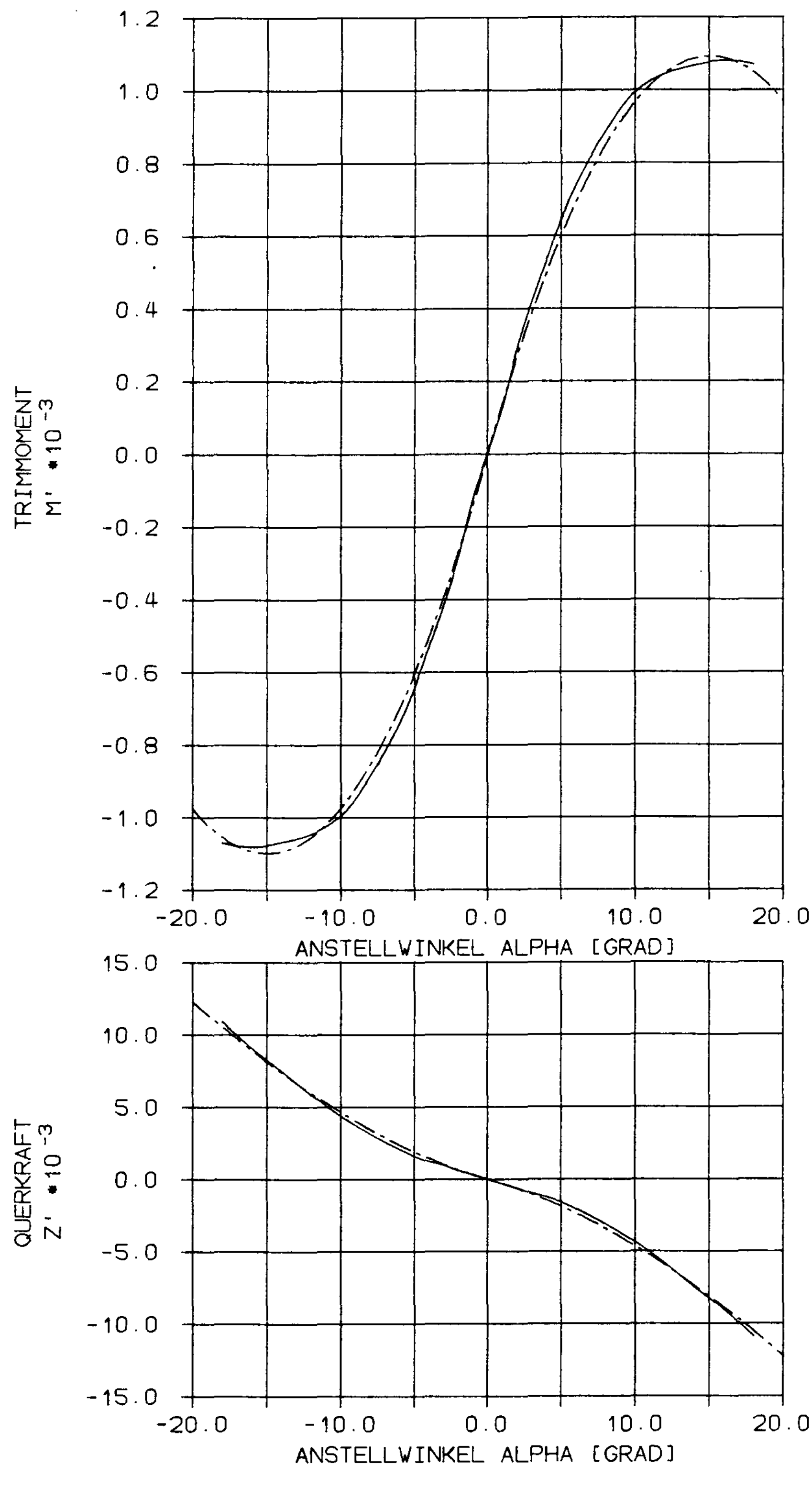
ABB. 44



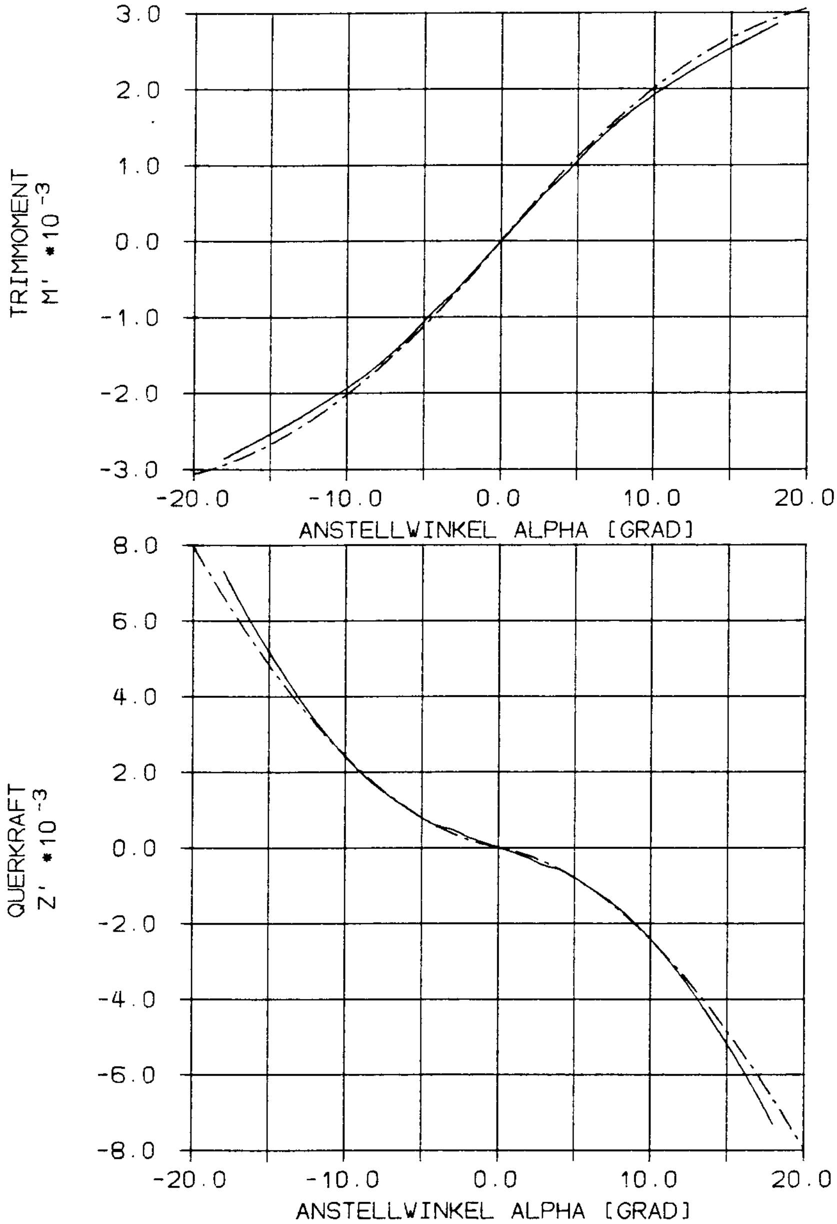
Y-QUERKRAFT UND GIERMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG

UBOOT TYP F (X-RUDER)	MESSUNG	BERECHNUNG	MESSUNG APPROXIMIERT NACH GL.(166)
SEITENRUDER IN NULLAGE SEITENRUDER +/-35 GRAD	I ———— II ————	III —·—·— IV —··—··—	V ----------

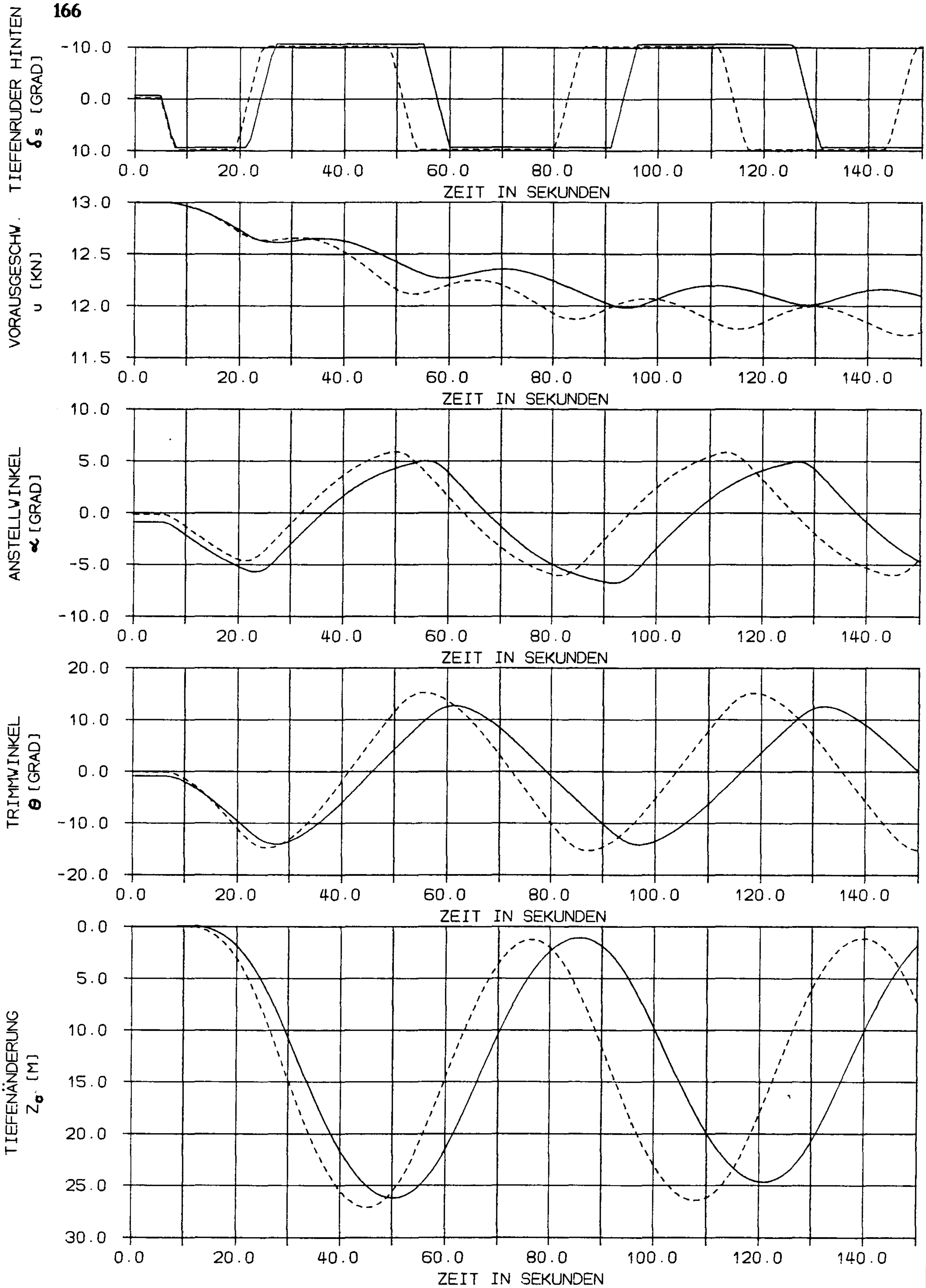
ABB. 45



DEMPSEY SERIE MIT RUDERKONFIGURATION 7B
QUERKRAFT UND TRIMMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG
MESSUNG : ———— ; BERECHNUNG : —·—·—·—

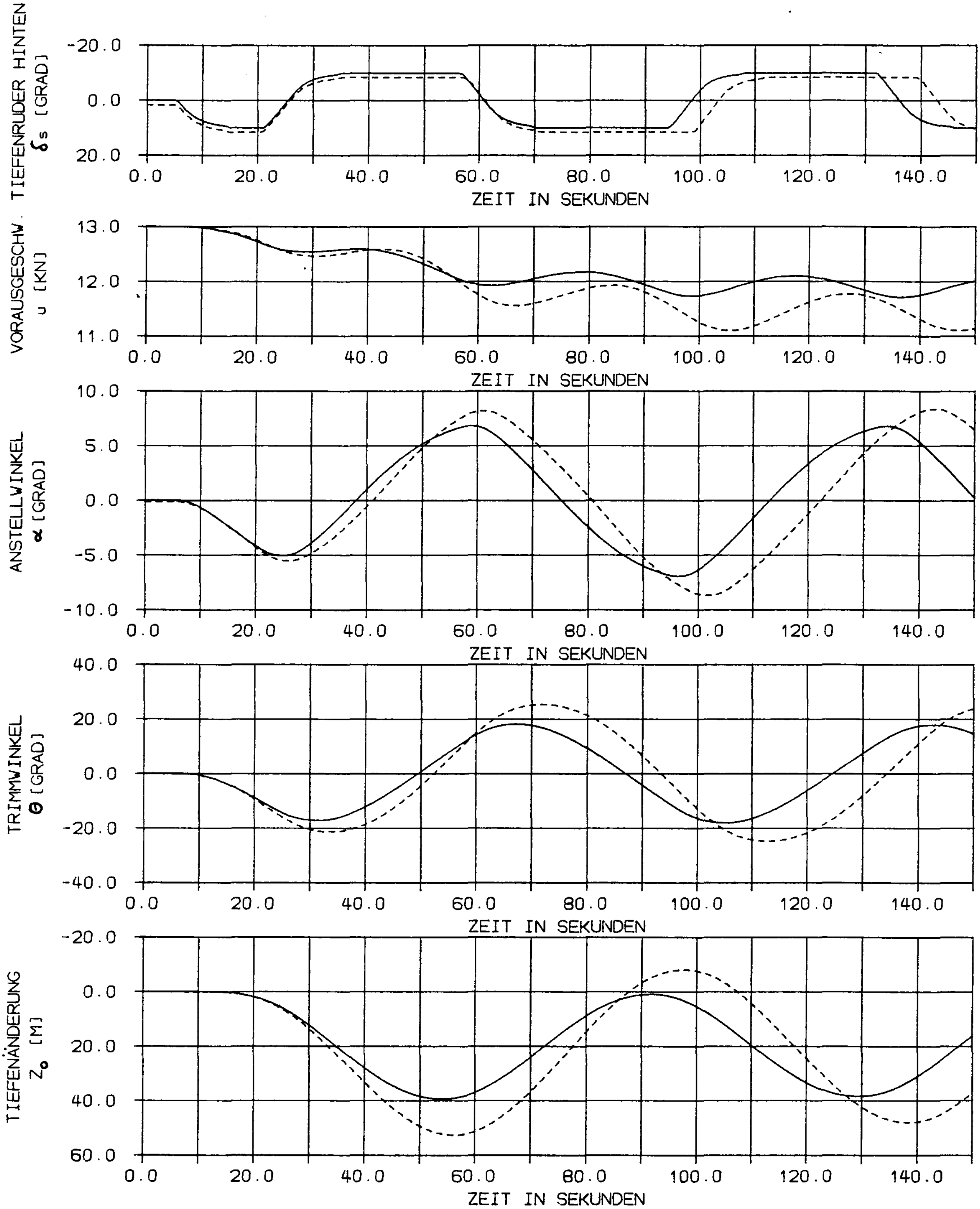


DEMPSEY SERIE: RUMPF OHNE ANHÄNGE
QUERKRAFT UND TRIMMOMENT BEI STATIONÄRER SCHRÄGANSTRÖMUNG
MESSUNG: ———————— ; BERECHNUNG : —·—·—·—·—



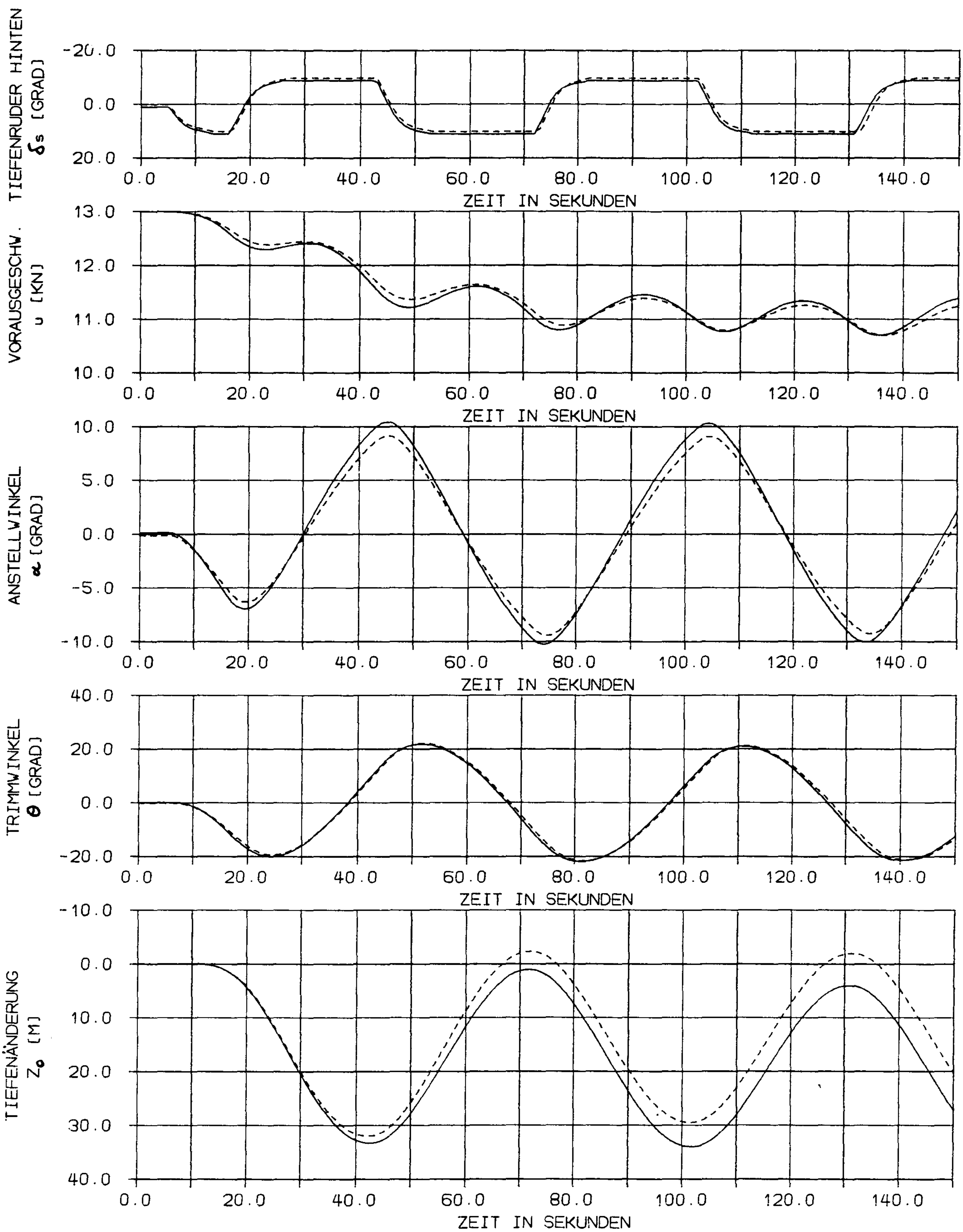
VERTIKALES ÜBERSCHWINGEN (10°/ 10°)	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP A	————————	- - - - - - - - - - -

ABB. 48



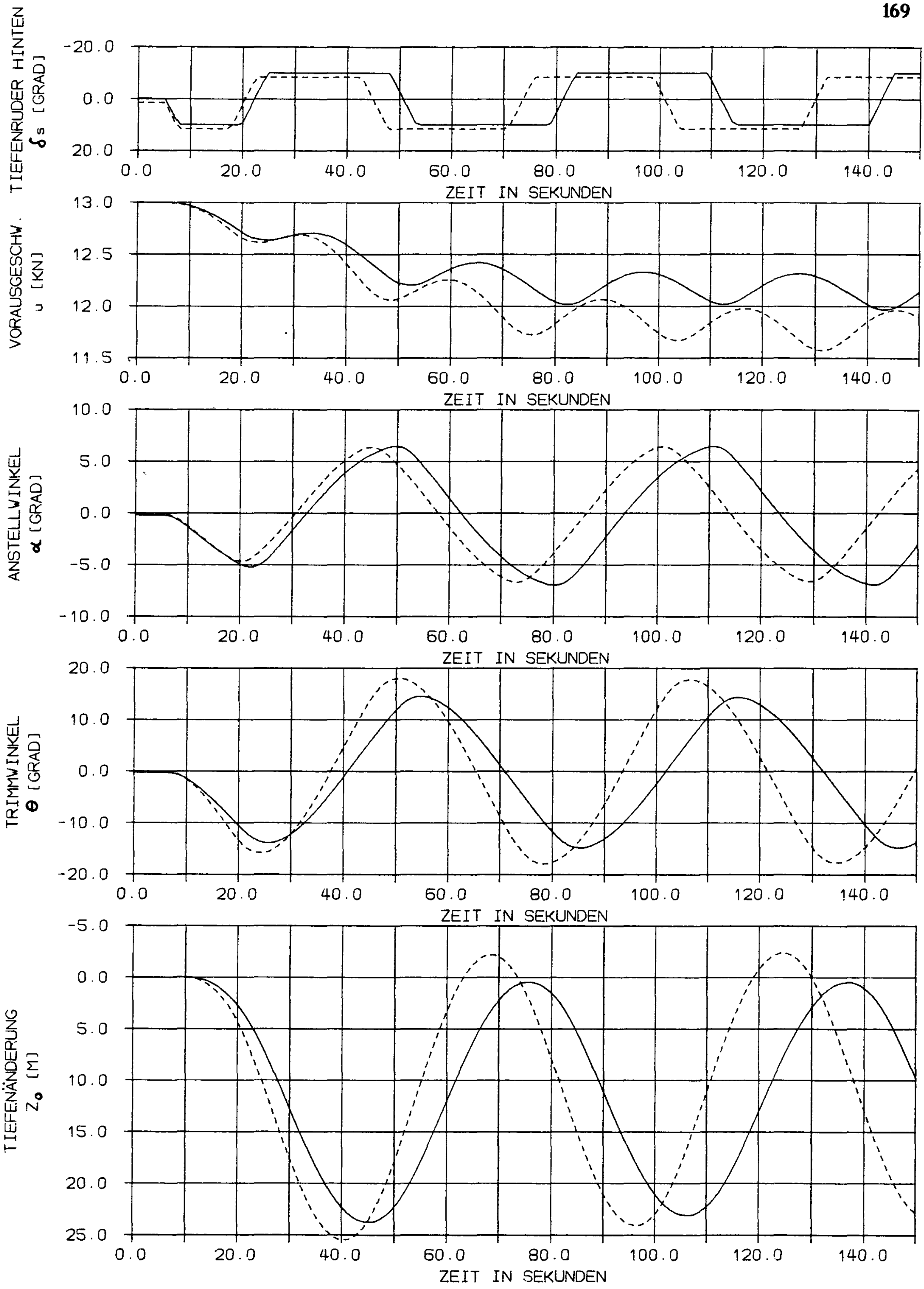
VERTIKALES ÜBERSCHWINGEN (10° / 10°)	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP B1	———————	- - - - - - - - - - - -

ABB. 49



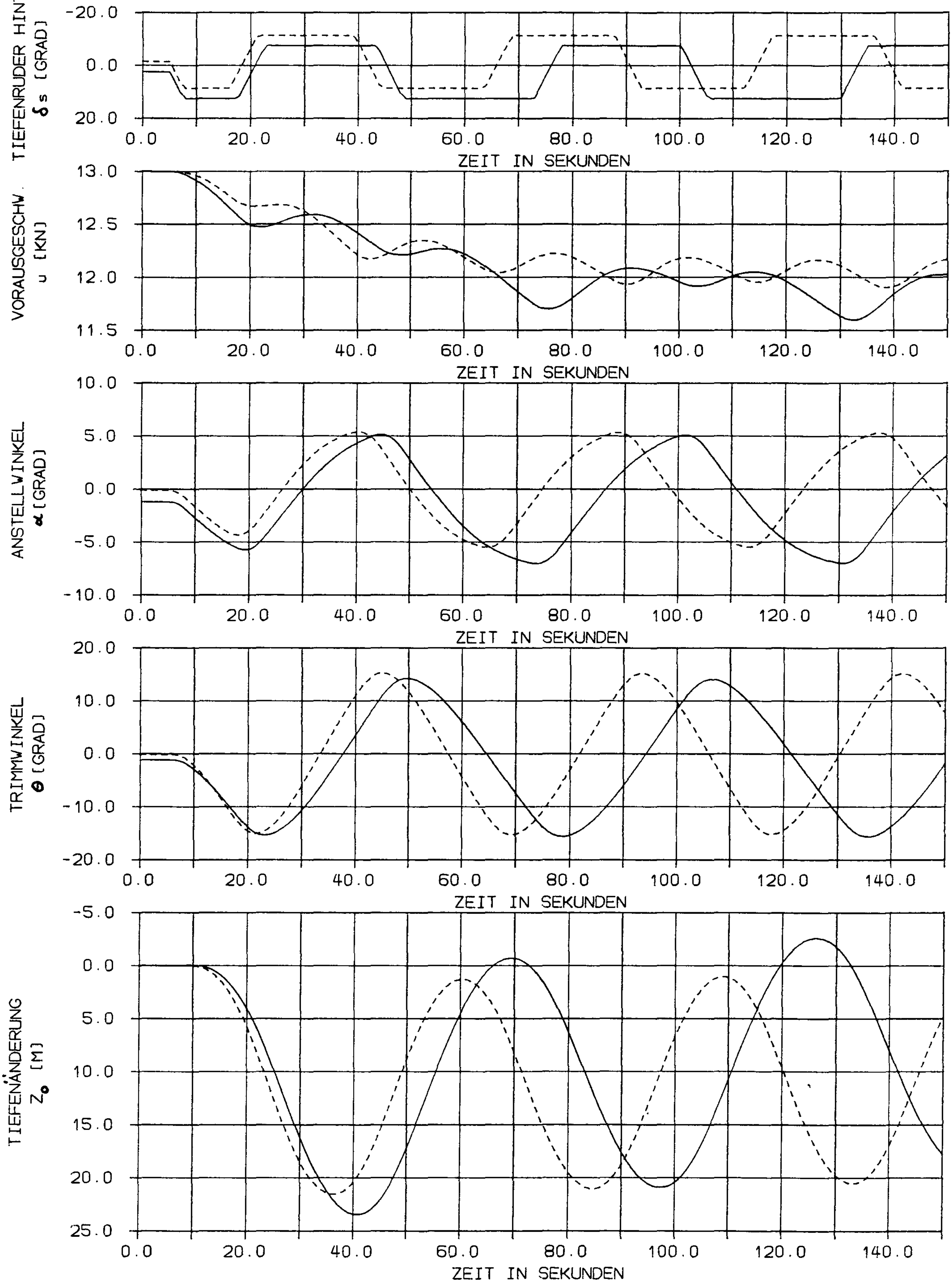
VERTIKALES ÜBERSCHWINGEN (10°/ 10°)	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP B2	————	- - - - - -

ABB. 50



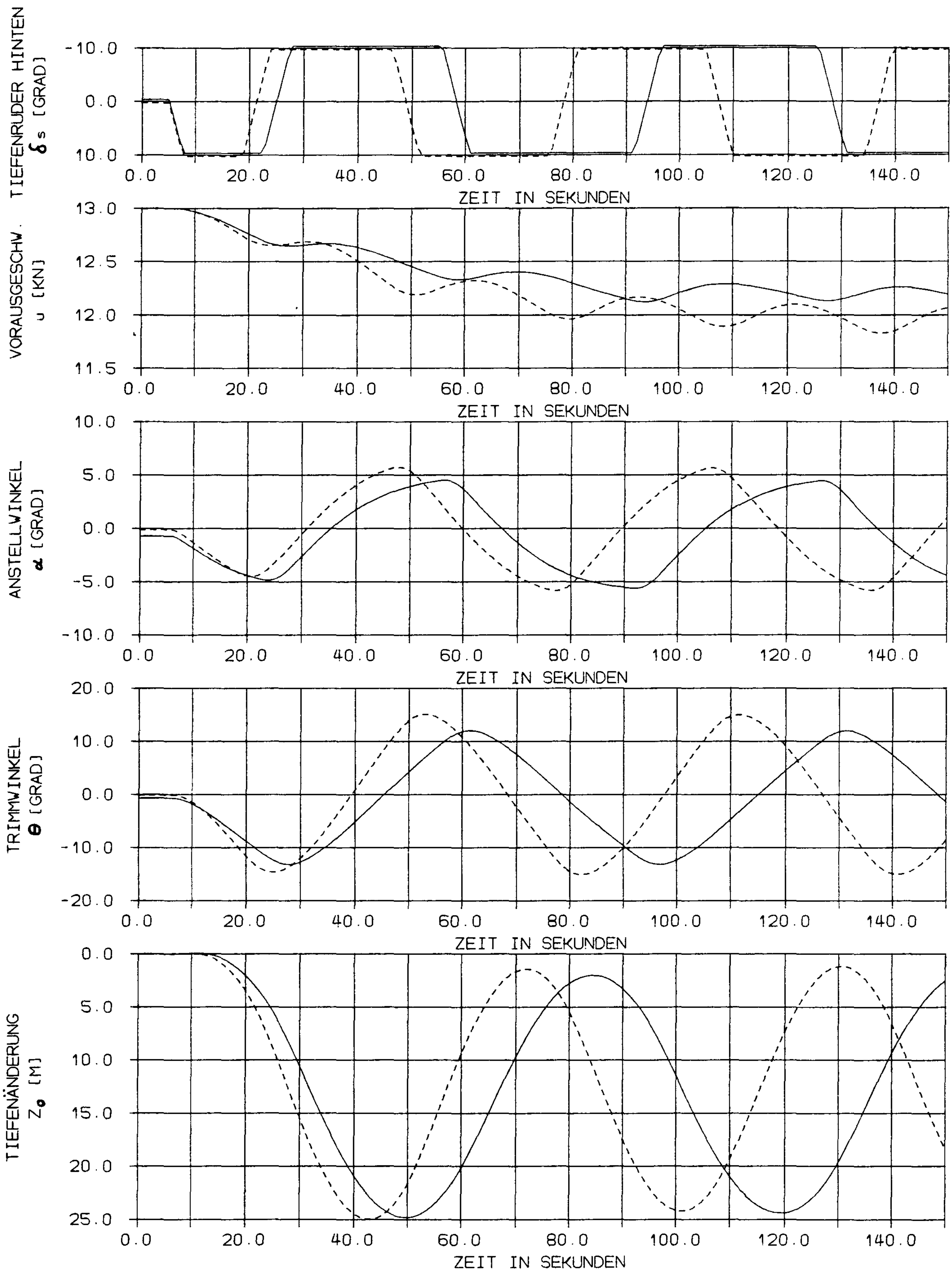
VERTIKALES ÜBERSCHWINGEN (10°/ 10°)	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP C	————————	- - - - - - - - - - -

ABB.: 51



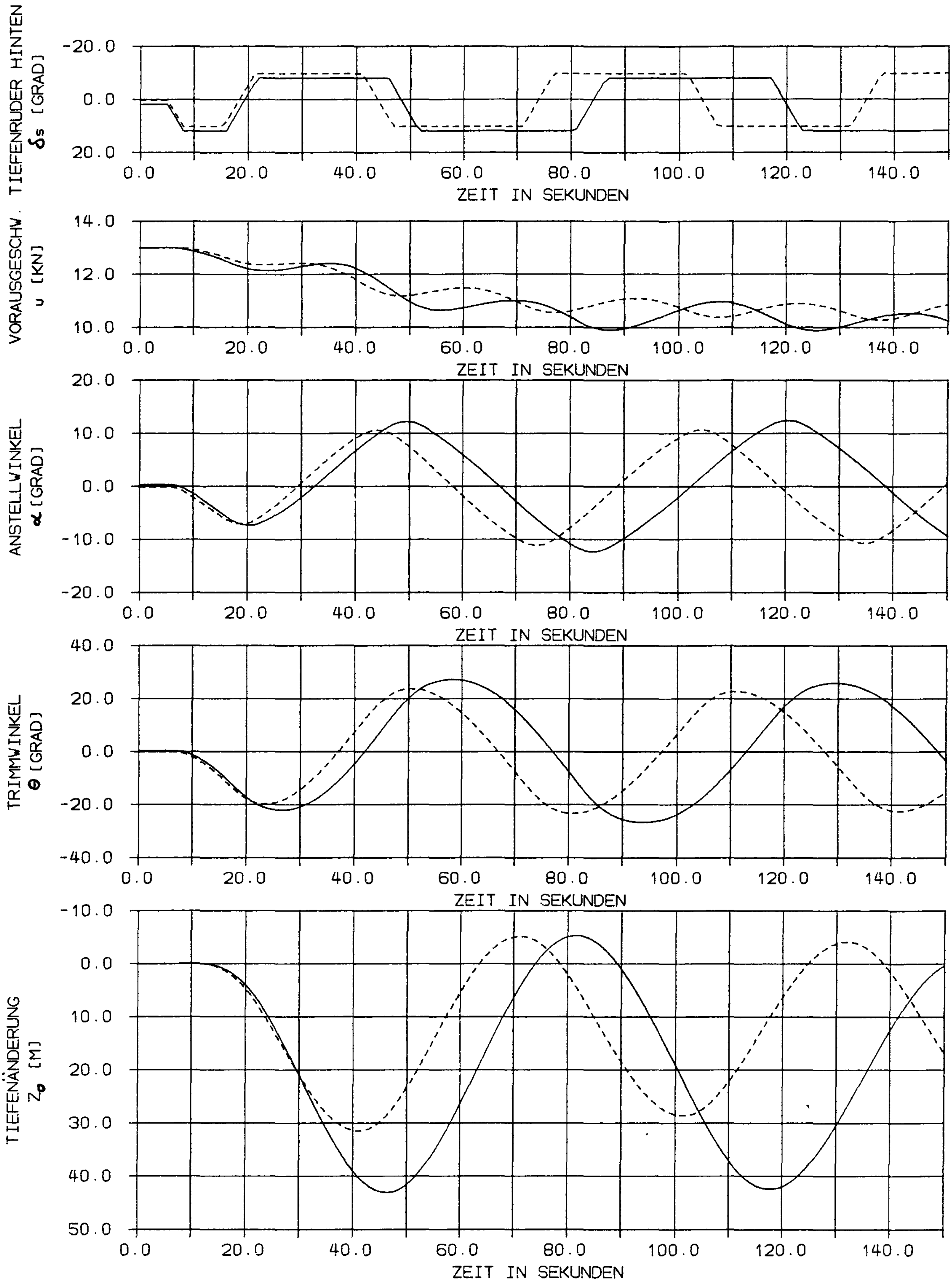
VERTIKALES ÜBERSCHWINGEN (10°/ 10°)	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP D	————————	- - - - - - - - - -

ABB. 52



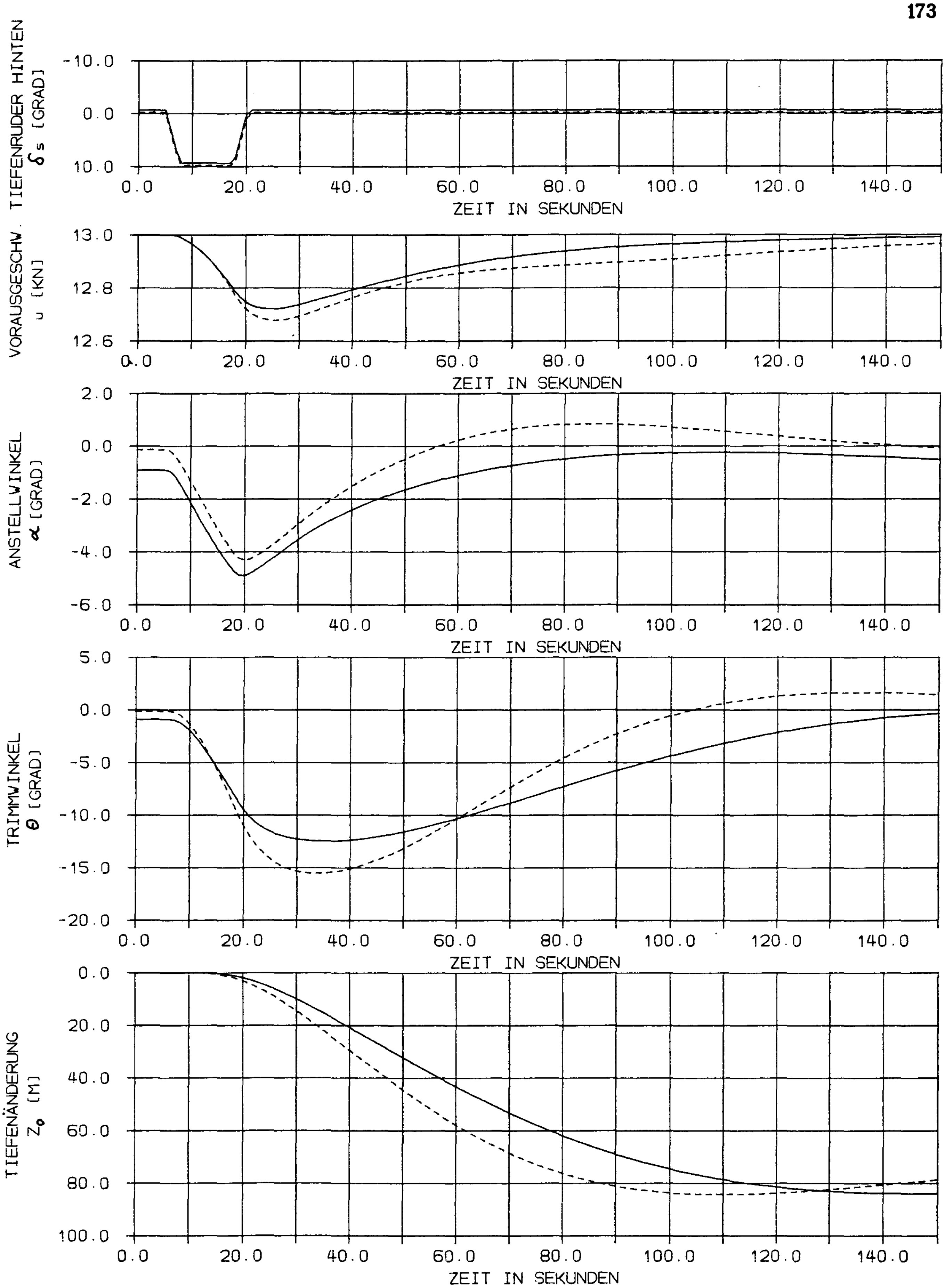
VERTIKALES ÜBERSCHWINGEN (10° / 10°)	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP E	————————	- - - - - - - - - - - -

ABB. 53



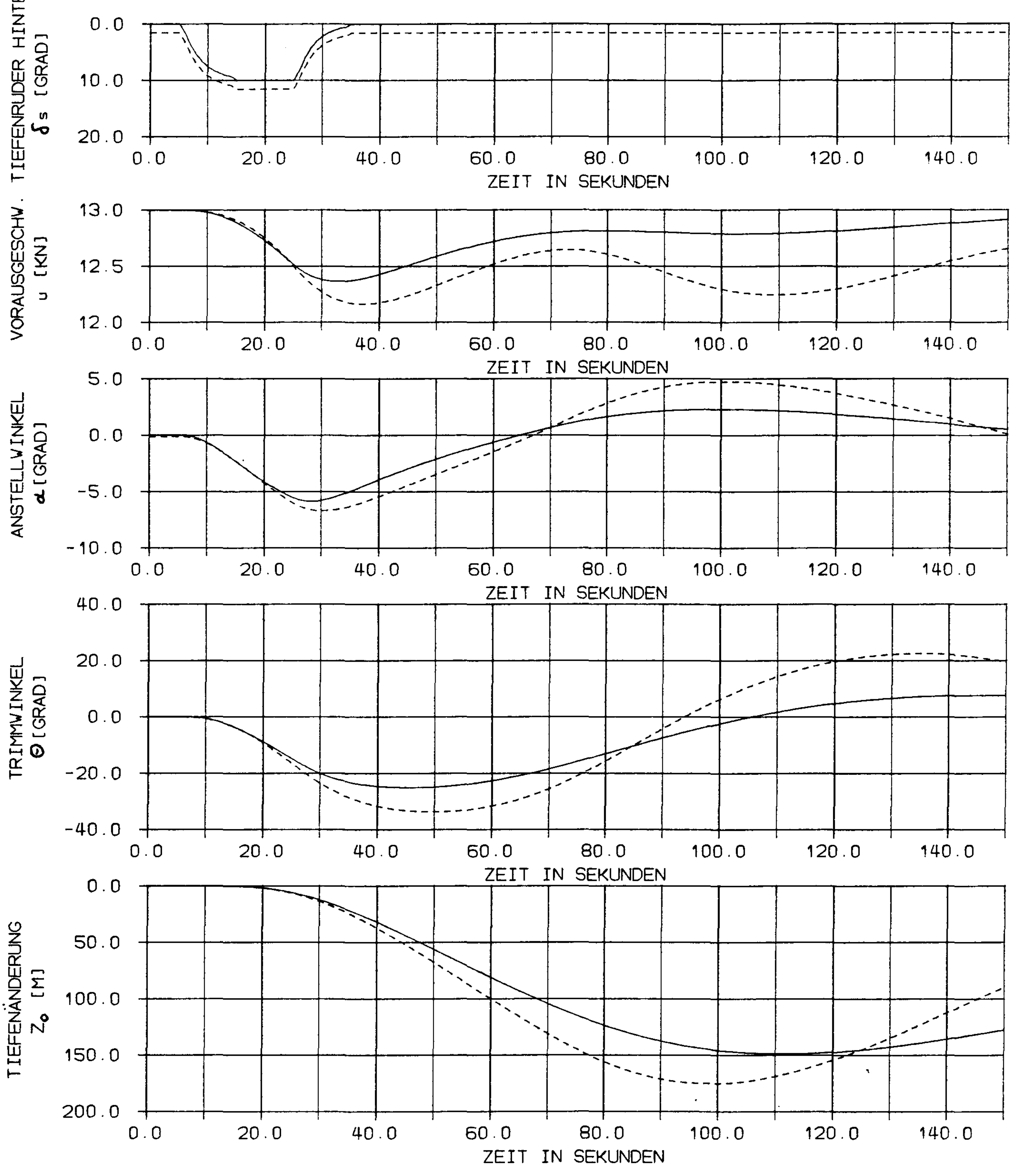
VERTIKALES ÜBERSCHWINGEN (10°/ 10°)	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP F	————————	- - - - - - - - - - - -

ABB. 54

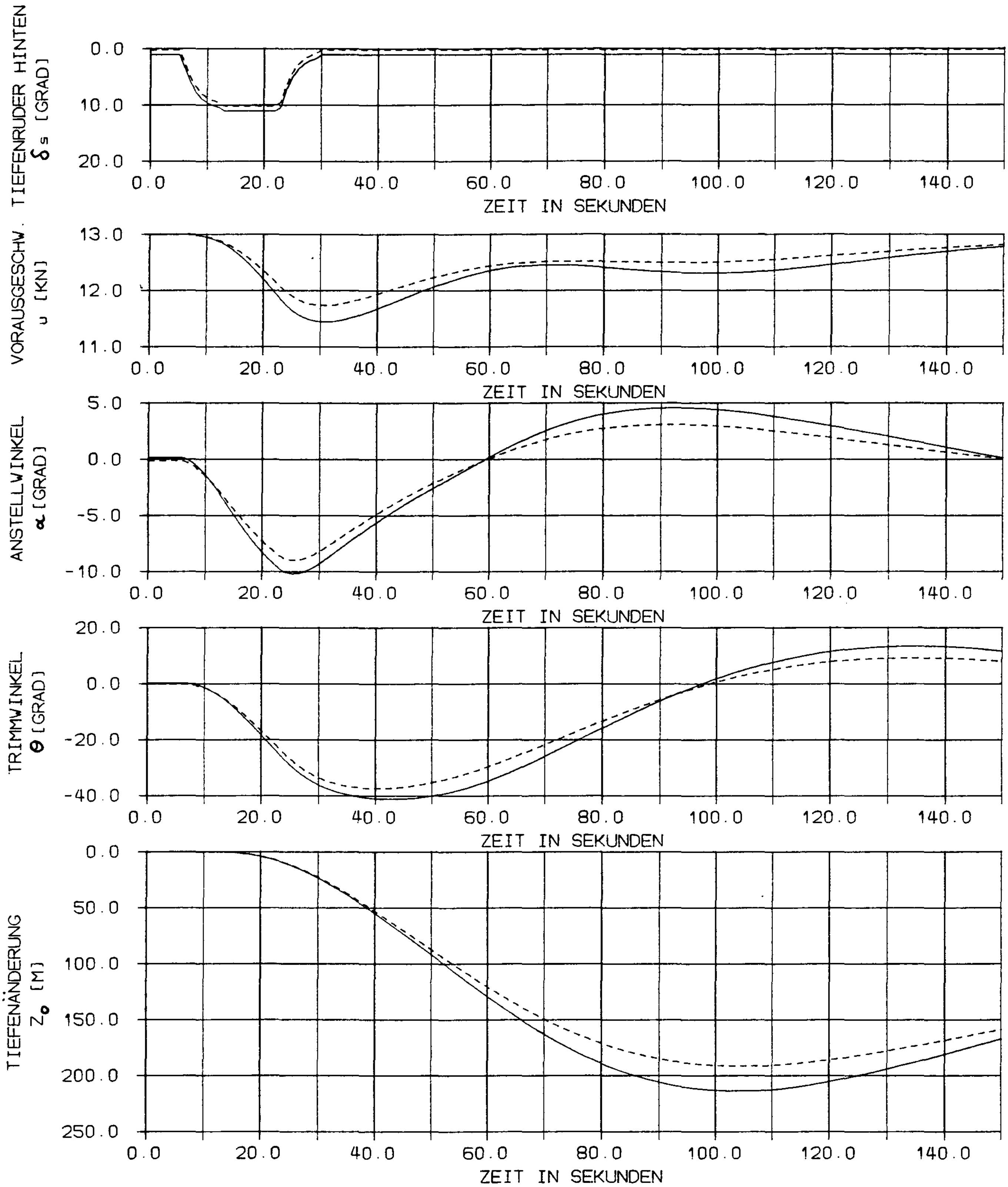


MÄANDER δ_s = 10 GRAD FÜR 10 SEC	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP A	————————	- - - - - - - - - -

ABB. 55

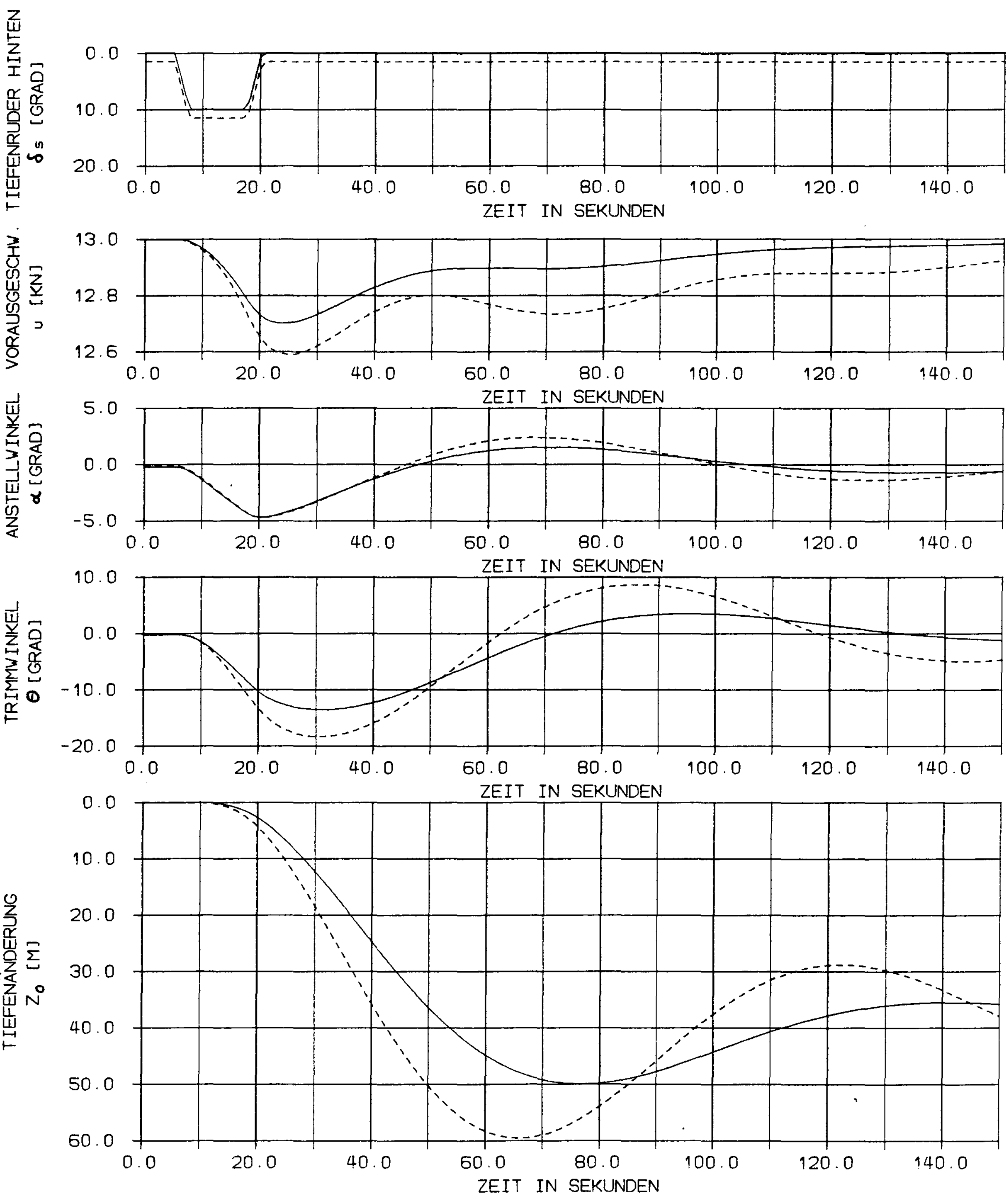


MÄANDER δ_s = 10 GRAD FÜR 10 SEC	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP B1	————	- - - - - -



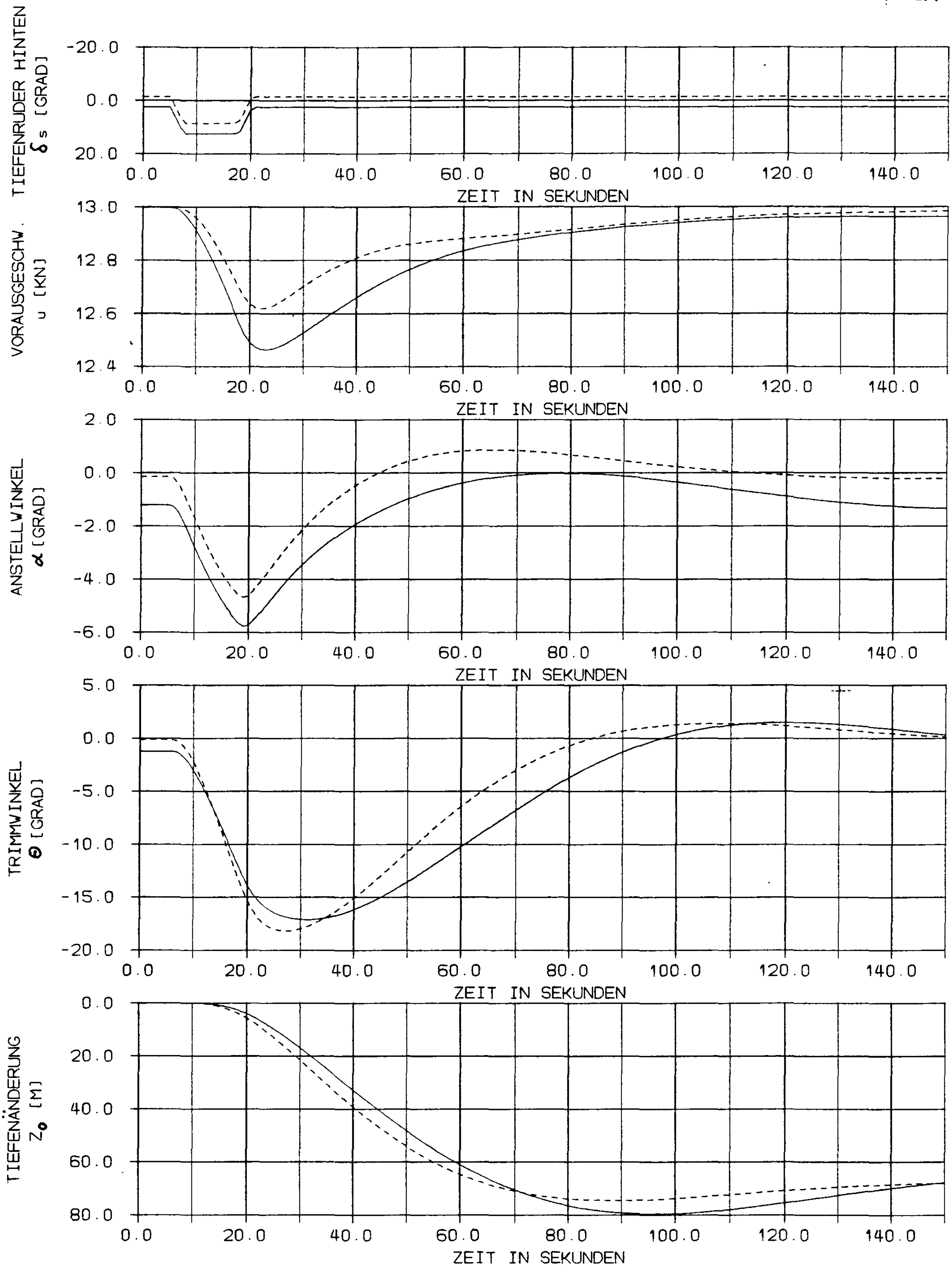
MÄANDER δ_s =10 GRAD FÜR 10 SEC	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP B2	————————	- - - - - - - - - - -

ABB. 57



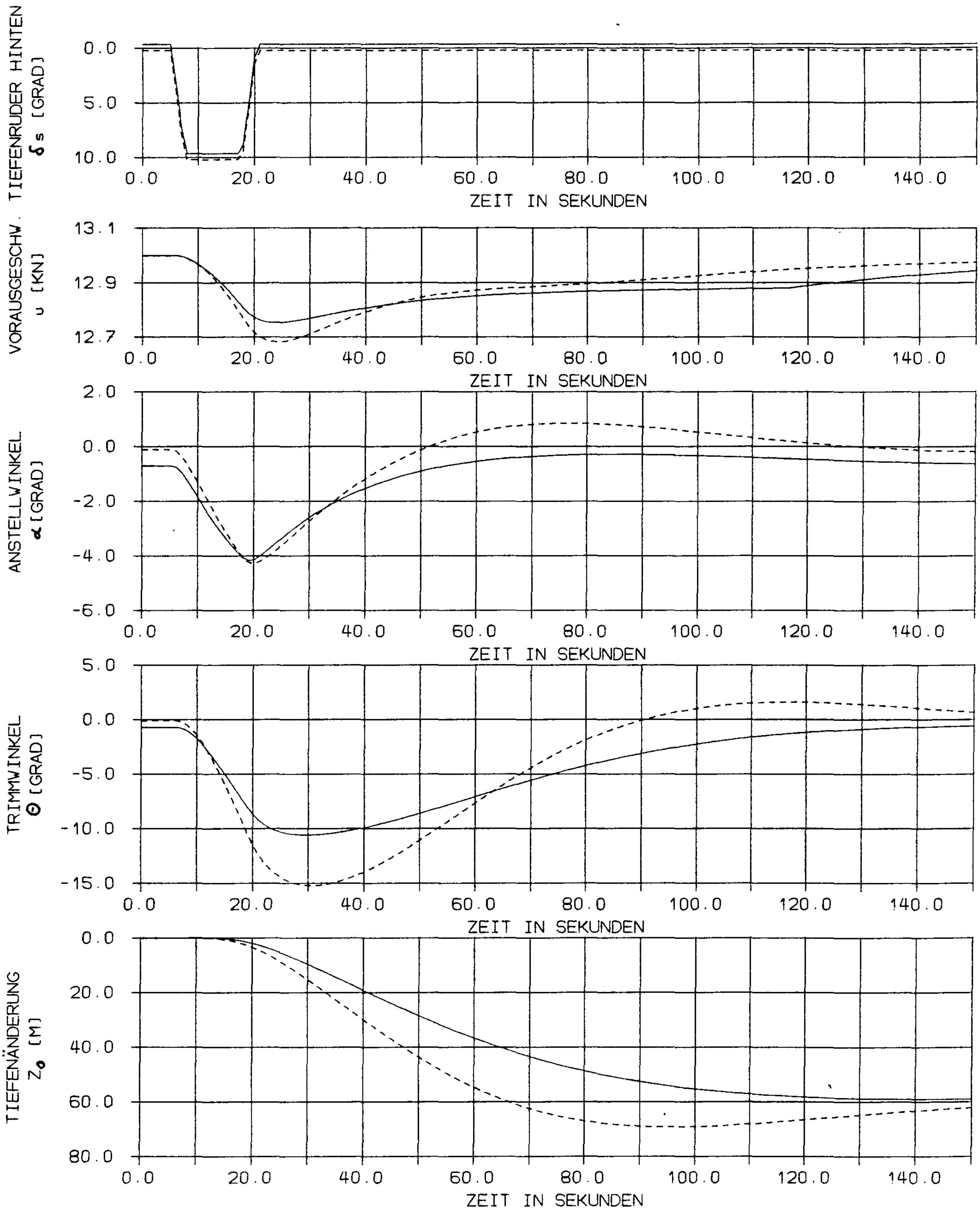
MÄANDER δ_S = 10 GRAD FÜR 10 SEC	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP C	————————	- - - - - - - - - - -

ABB. 58



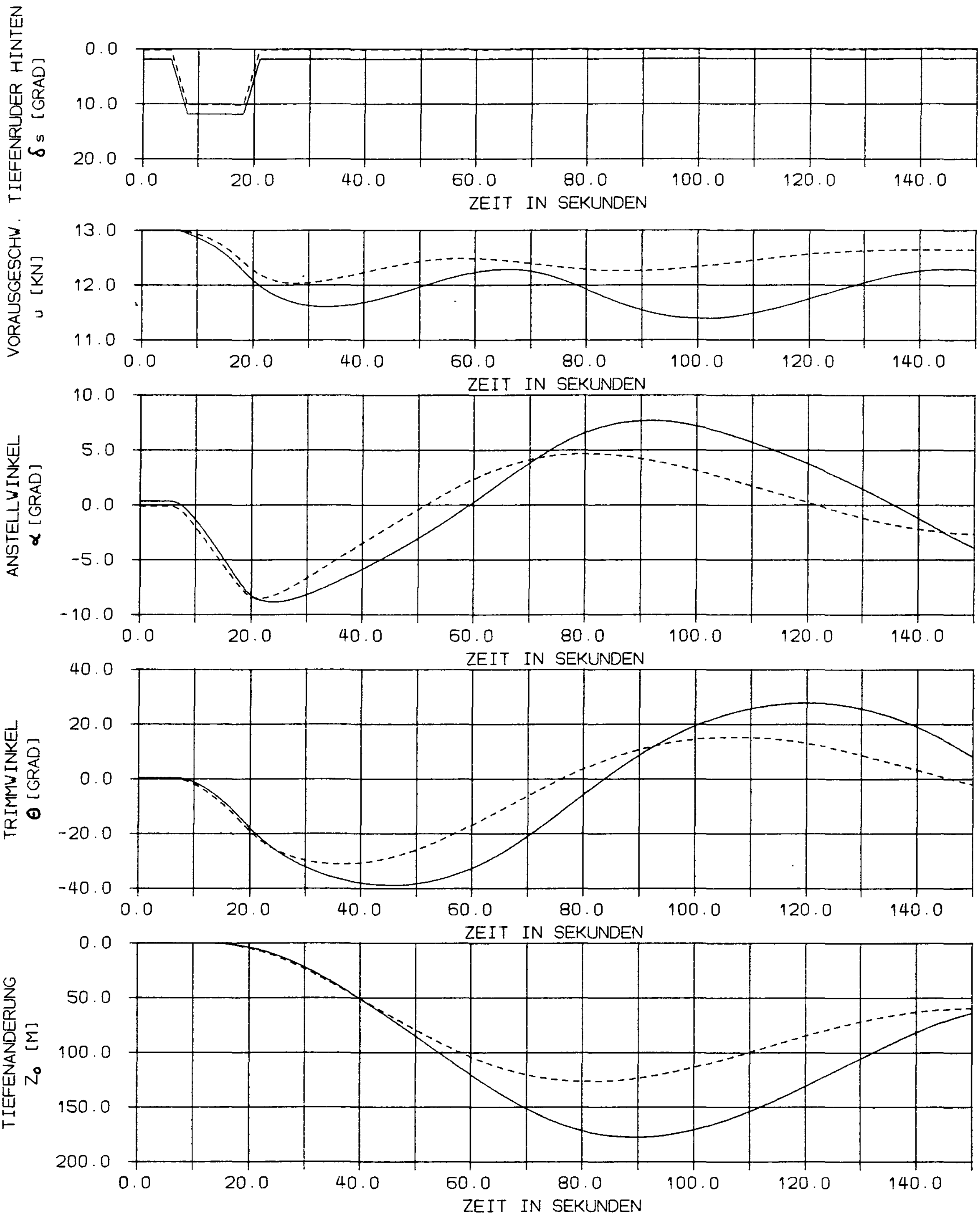
MÄANDER δ_s = 10 GRAD FÜR 10 SEC	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP D	————————	- - - - - - - - - - - -

ABB. 59



MÄANDER δ_s = 10 GRAD FÜR 10 SEC	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP E	————————	- - - - - - - - - -

ABB. 60



MÄANDER δ_s = 10 GRAD FÜR 10 SEC	KOEFFIZIENTEN AUS PMM-MESSUNG	KOEFFIZIENTEN BERECHNET
UBOOT TYP F	———————	- - - - - - - - - -

ABB. 61