63 | 1958

SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

H. Baumann

Eine Anordnung zum Studium von Stabilität und Dämpfung rollender Schiffe auf See

TUHH
Technische Universität Hamburg-Harburg

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG
Prof. Dr.-Ing. G. Weinblum

Eine Anordnung zum Studium von Stabilität und Dämpfung rollender Schiffe auf See.

H. Baumann

Eine Anordnung zum Studium von Stabilität und Dämpfung rollender Schiffe auf See.

Einleitung

Die Stabilität eines Schiffs kann aus mancherlei Gründen auf See anders sein als im Hafen. Neben den statischen Einflüssen veränderter Ladung (fest, flüssig) erfordern die dynamischen Einflüsse achterlicher Dünung besondere Aufmerksamkeit. Zur ständigen Kontrolle der Stabilität kann eine Anordnung dienen, welche am Lehrstuhl für Entwerfen von Schiffen und Schiffstheorie der Technischen Hochschule Hannover unter Mitarbeit des Berichters entwickelt worden ist.[1] Diese Apparatur zeichnet auf eine noch näher darzulegende Weise das in jedem Augenblick wirksame statische Moment über dem Neigungswinkel, also die unter den gegebenen Verhältnissen wirksame Hebelarmkurve, auf den Schirm eines Kathodenstrahloszillographen mit langer Nachleuchtzeit. Dabei ergibt sich wegen der Phasenverschiebungen, welche u.a. durch die Rolldämpfung des Schiffs bedingt sind, im allgemeinen eine hysteresisähnliche oder elliptische Verzeichnung. Um dieser zu begegnen, wurde ein einstellbares Phasendrehglied eingeschaltet. Dadurch gewinnt man nicht nur eine Erleichterung bei der Betrachtung der Hebelarmkurve sondern man kann auch aus der Einstellung des Phasendrehgliedes gewisse Schlüsse auf die Rolldämpfung ziehen.

Die vorliegenden Ausführungen erstrecken sich vornehmlich auf den Zusammenhang zwischen den auftretenden Phasenverschiebungen und der Dämpfung.

---

[1] Boje:"Stabilitätsmeßgeräte". Hansa 59, 1958, Nr. 21/22

I. Die Rollbewegung im Seegang.

In der anliegenden Arbeit[2] sind die dynamischen Verhältnisse beim Rollen in ruhigem Wasser untersucht worden. Um das Rollen in seitlicher Dünung darzustellen, brauchen wir die dort gegebenen Bewegungsgleichungen nur durch Einführung der Scheinlotrichtung in das hydrostatische Moment zu erweitern. Sie nehmen dann die Gestalt

$$\left.\begin{aligned} J'\cdot\ddot{\varphi} + W\dot{\varphi} + P\cdot h(\varphi) + k\cdot\overline{DG'}\left(\overline{DG'}\cdot\dot{\varphi} - \dot{y}\right) &= 0 \\ m'\ddot{y} \quad + k\left(\dot{y} - \overline{DG'}\cdot\dot{\varphi}\right) \quad &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

an. Zur Erläuterung kann folgendes gesagt werden:

Bekanntlich ist der Druckgradient in einer idealen Flüssigkeit gleich dem Produkt der Dichte mit dem aus der kinematischen Teilchenbeschleunigung b(t) und der Erdbeschleunigung $\mathfrak{g}$ resultierenden Vektor $\mathfrak{g}'$. Der "Scheinlotvektor" $\mathfrak{g}' = \mathfrak{g} + b(t)$ steht also senkrecht auf den Flächen konstanten Druckes, zu denen auch die Wasseroberfläche gehört. (Abb.1) Wenn nun die Schiffsabmessungen in der Fortschrittsebene der Wellen nicht zu groß sind, verhält sich das Schiff translatorisch so wie das verdrängte Wasser, denn es hat ja dieselbe Masse. Das Schiff nimmt also unter dem Einfluß des Druckgradienten an der Orbitalbewegung der Welle teil. Infolgedessen sind die in den obigen Gleichungen enthaltenen Tranlationen, nämlich die Querbewegungen des Trägheitszentrums (y) und

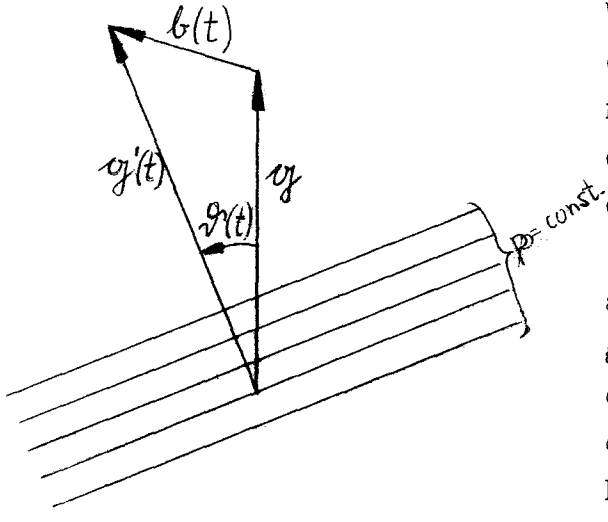

Abb. 1: Scheinlotrichtung

[2] Baumann: "Schlingerversuch mit einem Kreiszylinder", Schiffbau 38 (1937), S. 371.

des Dämpfungspunkts ($\overline{DG'}\cdot\varphi$), auf das umgebende Wasser zu berechnen. Die Gleichungen bleiben also in diesen Punkten unverändert. Die statische Gleichgewichtslage bestimmt sich, solange die Flächen konstanten Drucks im Bereich des Schiffs als eben anzusehen sind, ebenso wie in ruhigem Wasser. Allerdings ist der Krängungswinkel $\psi = \varphi - \vartheta$ von der jeweiligen Scheinlotrichtung $\vartheta(t)$ aus zummessen; ausserdem ist das Schiffsgewicht $P = mg'$ wegen der veränderlichen Länge von g' Schwankungen unterworfen, welche wir hier vernachlässigen. Wenn die Flächen konstanten Drucks im Bereich des Schiffs nicht mehr eben sind, in Sonderheit bei nachlaufender Dünung, können erhebliche Veränderungen des Hebelarmverlaufs $h(\psi)$ eintreten, zu deren Erforschung die noch zu beschreibende Anordnung hauptsächlich dienen soll,

Erfolgt nun eine periodische Rollbewegung mit der Kreisfrequenz ω, so kann die zweite Bewegungsgleichung in der Form

$$\gamma = \frac{k}{k+j\omega m'}\cdot\overline{DG'}\cdot\varphi = \frac{k^2 - j\omega k m'}{k^2+m'^2\omega^2}\cdot\overline{DG'}\cdot\varphi \qquad (2)$$

geschrieben werden. Damit nimmt die erste Bewegungsgleichung die Gestalt der Rollgleichung

$$J^*\cdot\ddot{\varphi} + W^*\cdot\dot{\varphi} + P\cdot h(\psi) = 0 \qquad (3)$$

an. Das scheinbare Trägheitsmoment

$$J^* = J' + \frac{k^2}{k^2+m'^2\omega^2}\cdot m'\overline{DG'}^2 \qquad (3a)$$

und das scheinbare Dämpfungsmoment

$$W^* = W + \frac{m'^2\omega^2}{k^2+m'^2\omega^2}\cdot k\cdot\overline{DG'}^2 \qquad (3b)$$

hängen in komplizierter Weise nicht nur von der Schiffsform son-

dern auch von Periode und Amplitude der Rollbewegung ab. Dies trifft besonders für die Dämpfung zu.

Die Rolldämpfung wird üblicherweise durch die Phasenverschiebung ausgedrückt, welche zwischen den konservativen Momenten $J^* \cdot \ddot{\varphi}$ und $-P \cdot h(\psi)$ bzw. auch zwischen den Winkeln φ und ψ auftritt. Abb. 2 zeigt die Phasendreiecke der Momente und Winkel. Die Vektoren laufen mit der Winkelgeschwindigkeit ω um.

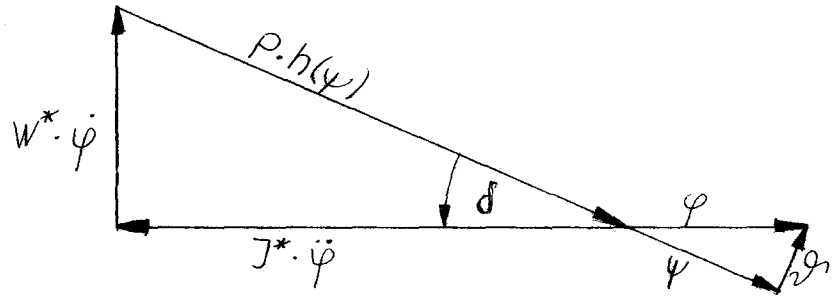

Abb. 2: Phasendreiecke der Momente und Winkel

Es ist

$$\Delta = tg\,\delta = \frac{W^*}{J^* \cdot \omega} \qquad (4)$$

Die Abbildungen 3 und 4 geben einen Eindruck von der Größe Δ und ihrer Abhängigkeit von Rollamplitude bzw. Fahrt bei Schiffsmodellen[3]. Über die Dämpfung von Schiffen ist noch wenig bekannt, da die Übertragbarkeit der Modellergebnisse auf die Großausführung nicht ohne weiteres gegeben ist. Beim nichtfahrenden Schiff können wir drei Dämpfungsanteile unterscheiden, deren Ursache a) in Wellenerzeugung, b) in Reibung, c) in Wirbelablösung besteht. Die Modellähnlichkeit für den Anteil a) ist gegeben, wenn geometrische Ähnlichkeit von Schiff und Wellenfeld vorliegt. Die Quadrate der Rollperioden verhalten sich dann wie die Längen-

[3] Abb. 3 aus Grim: "Rollschwingungen, Stabilität und Sicherheit im Seegang". Schiffstechnik, 1.Heft, 1952.

Abb. 4 aus Weinblum und St. Denis: "On the Motions of Ships at Sea". Annual Meeting SNAME 1950.

abmessungen (Froude'sche Ähnlichkeit). Für den Anteil b) muß Reynolds'sche Modellähnlichkeit gefordert werden; die Rollperioden verhalten sich dann wie die Quadrate der Längenabmessungen. Die Modellähnlichkeit des Anteils c) erfordert offenbar geometrische Ähnlichkeit von Schiff und Wirbelfeld. Wenn man an das bekannte Verhalten von Wirbelstraßen denkt, kann man diese Ähnlichkeit ohne Weiteres als gegeben annehmen. Wegen des unterschiedlichen Modellverhaltens der Dämpfungsanteile müssen diese getrennt studiert werden. - Beim fahrenden Schiff tritt erfahrungsgemäß eine zusätzliche Dämpfung auf, welche sich z.T. damit erklären läßt, daß ein der Geschwindigkeit proportionaler Teil der reversiblen kinetischen Energie (des mitschwingenden Wassers) dem Schiff verloren geht und als fortlaufende Welle auftritt, und daß das Schiff beim Eindringen in bisher ungestörtes Wasser eine entsprechende Energie abgibt.

Beim nichtfahrenden Schiff ist übrigens im Falle reiner Wellendämpfung (a) das Dämpfungsmoment W=Ø; denn es läßt sich für jede gegebene Frequenz eine Drehachse D bestimmen, um welche das Schiff rollen kann, ohne fortlaufende Wellen zu erzeugen. In diesem Falle kann mit Hilfe von (3b)

$$\Delta = \frac{k \cdot m' \omega}{k^2 + m'^2 \omega^2} \cdot \frac{m' \cdot \overline{DG'}^2}{J^*} \qquad (4a)$$

geschrieben werden.

Wie Gleichung (2) zeigt, ist mit der Rollbewegung eine periodische Quer-Translation y des Trägheitszentrums relativ zu dem das Schiff umgebenden Wasser verbunden. Da diese gegenüber dem Rollwinkel eine Phasenverschiebung hat, kann eine echte Rollachse, für welche ja die Translation verschwinden müßte, nicht angegeben werden. Wir bezeichnen jedoch die Achse A, deren Bewegung im umgebenden Wasser am kleinsten, nämlich

$$y_A = -j \cdot \frac{k m' \omega}{k^2 + m'^2 \omega^2} \cdot \overline{DG'} \cdot \varphi \qquad (5)$$

ist, kurz als "Rollachse" und diese Bewegung als "Sway". Die Rollachse schneidet die Mastachse in einem Abstand a von der Achse G' des kleinsten Trägheitsmoments, der sich aus

$$y(a) \equiv y + a\varphi = y_A$$

ergibt, nämlich

$$a = -\frac{k^2}{k^2 + m'^2\omega^2} \cdot \overline{DG'} \qquad (6)$$

Sie liegt also zwischen dem Dämpfungszentrum D und dem Trägheitszentrum G'. Die durch (5) gegebene Swayamplitude ist höchstens gleich $\frac{1}{2}\,\overline{DG'}\cdot\overline{\varphi}$.

II. Die speziellen Meßgeräte.

Unsere Anordnung zum Studium von Stabilität und Dämpfung besteht aus zwei Gebern, einem Phasendrehglied und einem Kathodenstrahl-Oszillographen. Als Geber dienen ein Winkelbeschleunigungs-Aufnehmer und ein Scheinlotrichtungs-Aufnehmer, beide auf induktiver Basis mit entsprechenden Brückenverstärkern und Tiefpässen zum Schutz gegen Vibrationen. Die Winkelbeschleunigung dient nach Passieren des Phasendrehglieds zur Vertikalablenkung des Oszillographen, die Scheinlotrichtung zur Horizontalablenkung.

a) Der Winkelbeschleunigungs-Aufnehmer ist ein in seinem Schwerpunkt gelagertes Drehpendel, welches durch eine Biegefeder und eine Wirbelstromdämpfung an das Schiff gekoppelt ist. (Photo 5) Sein Winkelausschlag α_1 relativ zum Schiff ist daher durch eine Differentialgleichung der Form

$$\ddot{\varphi} + \ddot{\alpha}_1 + 2k_1\dot{\alpha}_1 + \nu_1^2\alpha_1 = 0 \qquad (7)$$

Abb. 5: Winkelbeschleunigungs-Aufnehmer

Abb. 6: Scheinlotrichtungs-Aufnehmer

mit der stationären Lösung

$$\alpha_1 = \frac{-\ddot{\varphi}}{\nu_1^2 - \omega^2 + 2j\omega k_1} \tag{8}$$

gegeben. Wenn die Frequenz ω gegenüber der Eigenfrequenz ν_1 klein ist, kann α_1 durch

$$\alpha_1 = \frac{-\ddot{\varphi}}{\nu_1^2} \cdot \frac{1}{1 + 2j\frac{k_1\omega}{\nu_1^2}} \tag{9a}$$

approximiert werden. Es ist also mit einer Phasenverschiebung β_1 gemäß der Beziehung

$$tg\,\beta_1 = -\frac{2k_1\omega}{\nu_1^2} \tag{9b}$$

zu rechnen.

b) Der Scheinlotrichtungs-Aufnehmer ist ein ausserhalb seines Schwerpunkts gelagertes Drehpendel, welches durch eine Wirbelstromdämpfung an das Schiff gekoppelt ist. Sein Winkelausschlag α_2 ist durch eine Diffentialgleichung der Form

$$\ddot{\varphi} + \ddot{\alpha}_2 + 2k_2 \cdot \dot{\alpha}_2 + \nu_2^2 \cdot \sin(\psi_0 + \alpha_2) = 0 \tag{10}$$

gegeben, (ψ_0= Winkel zwischen der Mastrichtung des Schiffs und der Richtung des Scheinlotvektors im Aufhängepunkt.) Die stationäre Lösung für kleines $\psi_0 + \alpha_2$ lautet

$$\alpha_2 = \frac{-\nu_2^2\psi_0 - \ddot{\varphi}}{\nu_2^2 - \omega^2 + 2j\omega k_2} \tag{11}$$

Wir nehmen nun vorübergehend an, es gäbe eine echte Rollachse (kein Sway) und der Aufhängepunkt des Scheinlotgeräts befände sich in der Höhe r darüber, dann ist

$$\psi_0 = \psi - \frac{r\ddot{\varphi}}{g} \tag{12}$$

und

$$\alpha_2 = \frac{-\nu_2^2\psi + \left(\frac{r\nu^2}{g} - 1\right)\cdot\ddot{\varphi}}{\nu_2^2 - \omega^2 + 2j\omega k_2} \tag{13}$$

Der Anteil $\ddot{\varphi}$ verschwindet also, wenn sich der Aufhängepunkt des Scheinlots um das Maß der reduzierten Pendellänge

$$r = \frac{g}{\nu^2}$$

über der Rollachse befindet. Der Scheinlotausschlag ist dann durch

$$\alpha_2 = \frac{-\nu_2^2\psi}{\nu_2^2 - \omega^2 + 2j\omega k_2} \tag{14}$$

gegeben. Approximativ können wir wieder

$$\alpha_2 \approx \frac{-\nu_2^2\psi}{\nu_2^2 + 2j\omega k_2} = \frac{-\psi}{1 + 2j\frac{k_2\omega}{\nu_2^2}} \tag{15a}$$

schreiben und erkennen, daß die Aufzeichnungen der Winkelbeschleunigung - Gleichung (9a) - und der Scheinlotrichtung mit gleicher Phasenverschiebung erfolgen, wenn

$$tg\beta_2 \approx \frac{2k_2\omega}{\nu_2^2} \tag{15b}$$

mit (9b) übereinstimmt. Um dies zu erreichen sind die Eigenfrequenzen und die Dämpfungsgrade beider Aufnehmer einander gleichgemacht worden, nämlich

$$\frac{\nu_1}{2\pi} = \frac{\nu_2}{2\pi} = 2\,Hz \qquad (r = 62{,}5\ mm) \tag{16}$$

$$\frac{k_1}{\nu_1} = \frac{k_2}{\nu_2} = 0{,}55 \qquad (ca.\ 12\%\ Überschwingen). \tag{17}$$

Infolge des Sway wird nun die Scheinlotrichtung noch um den Winkel $\ddot{y}_A/g$ verfälscht. Dieser hat wegen (5) gegenüber dem Rollwinkel eine Phasenverschiebung von 90^o, kann also nicht durch andere Aufstellung des Scheinlotgeräts eliminiert werden. Es ist

$$\frac{\ddot{y}_A}{g} = j \cdot \frac{km'\omega}{k^2+m'^2\omega^2} \cdot \frac{\overline{DG'}\cdot\omega^2}{g} \cdot \varphi \tag{18}$$

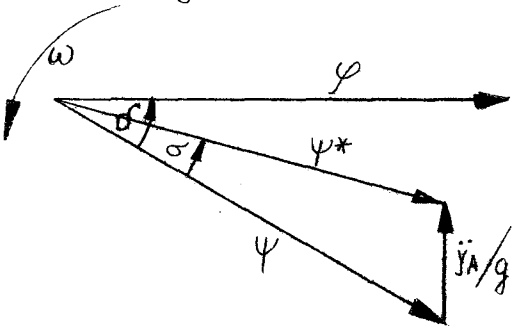

Abb. 7: Scheinlotwinkel-Dreieck.

Der Scheinlotrichtungs-Aufnehmer liefert also den Wert

$$\psi^* = \psi + \frac{\ddot{y}_A}{g}$$

welcher mit Hilfe der Rollgleichung (3) und der für kleine ψ gültigen Abkürzung

$$\frac{P\cdot h(\psi)}{J^*} \approx \frac{mg\,\overline{M_oG}}{J^*} \cdot \psi \tag{19}$$

noch durch den Ausdruck

$$\psi^* \approx \left[1 + \frac{j}{1-j\Delta} \cdot \frac{km'\omega}{k^2+m'^2\omega^2} \cdot \frac{m\cdot\overline{DG'}\cdot\overline{M_oG}}{J^*}\right] \cdot \psi \tag{20}$$

dargestellt werden kann. Infolge des Sway eilt also die Scheinlotanzeige gegenüber dem in (15a) gegebenen Verlauf um den Phasenwinkel σ,

$$tg\,\sigma \approx \frac{km'\omega}{k^2+m'^2\omega^2} \cdot \frac{m\cdot\overline{DG'}\cdot\overline{M_oG}}{J^*} \cdot \cos\delta \tag{21}$$

voraus. Ein Vergleich mit dem Dämpfungswinkel (4a) der reinen Wellendämpfung zeigt, daß dieser von gleicher Größenordnung ist

wie σ; es gilt

$$\frac{\delta}{\sigma} \approx \frac{\sin\delta}{tg\,\sigma} = \frac{m' \cdot \overline{DG'}}{m \cdot \overline{M_o G}} \qquad (22)$$

Im Sonderfall eines Rotationskörpers, wo die Achsen des kleinsten Dämpfungsmoments (D), des kleinsten hydrodynamischen Trägheitsmoments (G") und des Breitenmetazentrums (Me) bei jedem Tiefgang mit der Rotationsachse zusammenfallen, ergibt sich aus dem Schwerpunktsatz für das Verhältnis (22) genau der Wert 1. Hier erfolgt also die Scheinlotwinkelanzeige ψ^* phasengleich mit der Anzeige der Winkelbeschleunigung $-\ddot{\psi}$; d.h. die Hebelarmkurve erscheint trotz verhandener Dämpfung unverzeichnet auf dem Schirm des Kathodenstrahl-Oszillographen.

c) Zum Ausgleich der im allgemeinen auftretenden Phasenverschiebung

$$\gamma = \delta - \sigma \qquad (23)$$

zwischen $-\ddot{\psi}$ und ψ^* dient nun ein <u>Phasendrehglied</u>, welches vor den (hochohmigen) Vertikalverstärker des Kathodenstrahl-Oszillographen geschaltet wird. Die Abbildungen 8 und 9 zeigen sein Prinzipschaltbild und das Spannungsdreieck.

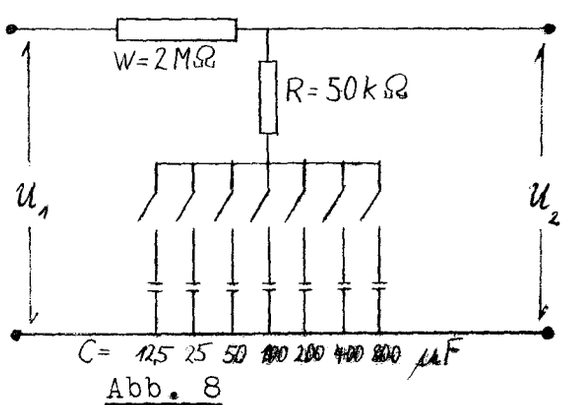

Abb. 8

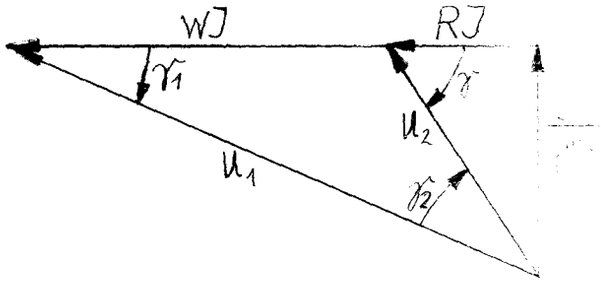

Abb. 9

Wenn $\Gamma = \operatorname{tg}\gamma$ auf Grund der Werte in den Abbildungen 3 und 4 kleiner als 0,2 angenommen wird, so gilt für den Phasenwinkel γ_1 zwischen Strom und Spannung am Eingang des Phasendrehgliedes

$$\operatorname{tg}\gamma_1 = \frac{R}{W_4 R} \cdot \operatorname{tg}\gamma < 0{,}005;\ \gamma_1 < 0{,}3^\circ \tag{24}$$

Infolgedessen kann der Eingangsstrom als der Winkelbeschleunigung phasengleich proportional gelten und es ergibt sich bei σ hochohmigem Verstärkereingang die ~~Ausgangs~~Spannung

$$\begin{aligned} u_2 &= RJ + \frac{1}{C}\cdot\int J\,dt \\ &\sim \ddot{\varphi} + \frac{1}{RC}\cdot\dot{\varphi} = (1 - j\Gamma)\cdot\ddot{\varphi} \end{aligned} \tag{25}$$

mit

$$\Gamma = \frac{1}{RC\omega} \tag{26}$$

Die Winkelbeschleunigungsanzeige wird also um den Phasenwinkel γ zurückgedreht. Wird nun bei seitlicher Dünung C' so eingestellt, daß die Aufzeichnung der Hebelarmkurve hysteresisfrei erfolgt, daß also der Lichtpunkt eine über der Abzisse φ^* eindeutige Kurve oder zumindest eine Kurve des Flächeninhalts null beschreibt, so wird auch bei achterlicher Dünung der wirksame Hebelarm richtig aufgezeichnet, d.h. der dann auftretende auftretende Unterschied der Hebelarmaufzeichnung beim Auskrängen gegenüber dem Zurückschwingen ist die Wirkung der jeweiligen Wellenkontur am Schiff. Würde die Scheinlotanzeige nicht den Sway-Fehler enthalten ($\sigma = 0$; $\varphi^* = \varphi$), so wäre

und

$$\begin{aligned} \Delta &= \Gamma = \frac{1}{RC\omega} \\ 2k_S &\equiv \frac{W^*}{J^*} = \frac{1}{RC} \end{aligned} \tag{27}$$

es wäre also die Dämpfung des Schiffs, wenigstens im Mittel über eine Rollperiode, bekannt. Wegen des Sway-Fehlers liefert Γ jedoch nur die zusätzliche Dämpfung gegenüber einem Rotations-

körper. In Abb. 10 bedeutet W_o^* das Dämpfungsmoment des Rotationskörpers, W_1^* das aus Gleichung (26) erhältliche Dämpfungsmoment.

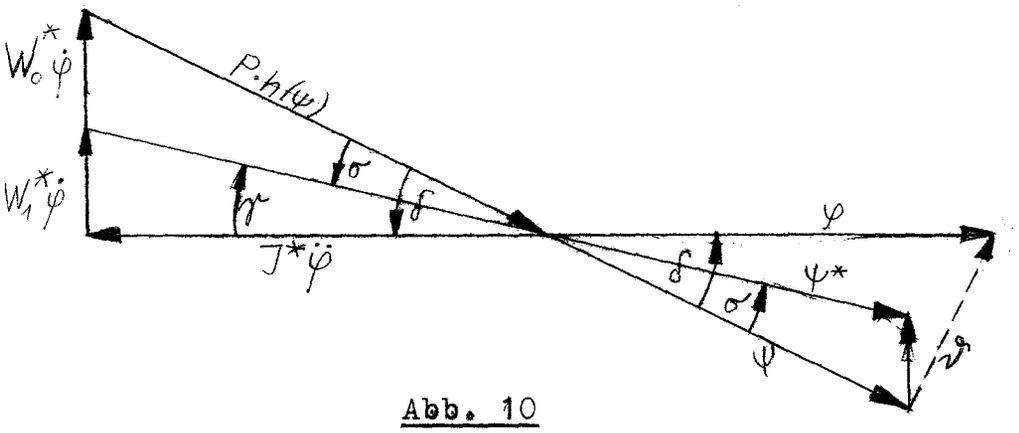

Abb. 10

Zusammenfassung

Wir haben die allgemeine zweidimensionale Dynamik eines im Seegang rollenden Schiffs besonders im Hinblick auf die Dämpfung betrachtet. Die Dämpfung besteht aus mehreren physikalischeverschiedenen Anteilen, die man bei Modellversuchen getrennt untersuchen muß. Charakteristisch ist die Existenz je einer Achse kleinsten Trägheitsmoments bzw. kleinsten Dämpfungsmoments, welche in der Regel nicht zusammenfallen und dadurch einen wesentlichen Anteil der Dämpfung ergeben. Da die Rolldynamik von vielen Parametern abhängt, können unsere Ausführungen vorerst nur orientierend sein. Experimentelle Studien sind unerläßlich. Zu diesem Zweck ist eine bereits vorhandene Anordnung, bestehend aus Winkelbeschleunigungsmesser und Scheinlot, welche dem Studium der Stabilität auf See dienen soll, durch ein Phasendrehglied dahingehend ergänzt worden, daß damit Dämpfungsmessungen vorgenommen werden können. Eine Phasenstörung der Scheinlotanzeige ergibt sich aus der Tatsache, daß das Schiff beim Rollen gleichzeitig eine periodische Querverschiebung gegenüber dem umgebenden Wasser ausführt.

13.6.58