

47 | 1958

## SCHRIFTENREIHE SCHIFFBAU

Prof. Dr.-Ing. Georg Weinblum

**Über eine angenäherte Behandlung  
des Tauchens und Stampfens von  
Tragflächensystemen in  
regelmäßigem Seegang**

**TUHH**

*Technische Universität Hamburg-Harburg*

# Über eine angenäherte Behandlung des Tauchens und Stampfens von Tragflächensystemen in regelmäßigem Seegang

Prof. Dr.-Ing. Georg Weinblum, Institut für Schiffbau

Die hier entwickelte elementare Theorie kann keine Ansprüche hinsichtlich ihres hydrodynamischen Gehalts erheben, der sich durchweg auf stationäre Betrachtungen beschränkt. Inzwischen hat Dr. P. Kaplan vom Stevens Institute die erhebliche Bedeutung des nichtstationären Charakters der Vorgänge an völlig getauchten Wassertragflügeln festgestellt.

Neuerdings hat CDR Leehey vom TMB (Report 1140) eine gründliche experimentelle Studie über das Verhalten von Tragflügelssystemen im regelmäßigen Seegang durchgeführt und mit den Ergebnissen der nachstehend skizzierten rudimentären Theorie verglichen. Ebenso wie ein kanadischer Verfasser kommt er zum Ergebnis, daß letzterer eine erhebliche Bedeutung für qualitative Abschätzungen zukommt, und daß sie insbesondere als Ordnungsprinzip für systematische Versuche von Wert ist. Wir weisen darauf hin, daß eine sehr viel weitergehende Untersuchung von Herrn de Witt im Gange ist.

CDR Leehey bestätigt meine früher geäußerte Ansicht, daß neben den nichtstationären Effekten quadratische Glieder und bei Mehrflächen der Abstrom zu berücksichtigen ist. Dies weist auf die Anwendung von Analogrechenautomaten zur numerischen Lösung der Aufgabe hin.

## Allgemeine Betrachtungen

Eine der wenigen grundsätzlich neuen Ideen im Schiffbau stellt die Anwendung des Prinzips des Tragflächenboots vor. Es besitzt bei hohen, wenn auch nicht extremen Geschwindigkeiten große Vorzüge vom Standpunkt des Widerstands; sein Hauptvorteil gegenüber dem Gleitboot besteht aber in der erheblich größeren Seefähigkeit. Es ist daher eine wichtige Aufgabe, das Verhalten von Wassertragflächensystemen im Seegang zu studieren. Darüberhinaus besitzt das Problem erhebliche Bedeutung für die Theorie der Schiffsstabilisierung mit Flossen.

Unsere Kenntnisse über das Verhalten normaler Schiffe selbst im idealisierten regelmäßigen Seegang sind lückenhaft, und noch mehr beschränkt ist die mathematische Analyse dieser Vorgänge. Wenn wir das Studium der Bewegung von Tragflächensystemen im Seegang aufgreifen, so wird eine weitgehende Vereinfachung der Voraussetzungen, die zunächst notwendig erscheint, schon im Hinblick auf den allgemein gekennzeichneten Stand der Schiffstheorie am Platze sein. Wir befassen uns hier nur mit den Tauch- und Stampfbewegungen, weil diese anscheinend zunächst zu den größten Schwierigkeiten Anlaß gegeben haben, und weil man sie verhältnismäßig bequem in einem Schleppkanal untersuchen kann. Der Zweck einer vorläufigen Theorie, wie wir sie hier entwickeln, besteht zum großen Teil darin, Anleitung für eine sinnvolle Planung und Interpretierung von Versuchen zu geben.

Als erste Schwierigkeit müssen wir bezeichnen, daß die Stampf- und Tauchbewegungen von Tragflügelssystemen im allgemeinen stark gekoppelt sind, während man beim normalen Verdrängungsschiff in erster grober Annäherung sie als unabhängig behandeln kann. Trotzdem werden wir aus rein formalen Gründen auch für die Tragflächensysteme Stampfen und Tauchen zunächst als unabhängig behandeln.

Unsere erste Aufgabe wird darin bestehen, Eigenfrequenzen und Dämpfungsbeiwerte in ruhigem Wasser zu ermitteln und darauf die von einem regelmäßigen Seegang erzeugten Kräfte und Momente.

Folgende Annahmen werden gemacht:

1. Wir betrachten Tragflächensysteme ohne Rumpf.
2. Wir betrachten im wesentlichen nur Systeme aus zwei Tragflächen, doch werden gelegentlich allgemeinere Ausdrücke angeschrieben. Speziell werden folgende Systeme untersucht:
  - a) zwei ungefähr gleiche Flügel, die die Oberfläche durchstoßen (System von Schertel-Sachsenberg),
  - b) zwei Flügel mit gleichem Auftrieb, von denen jedoch der hintere vollständig getaucht ist,
  - c) ein Hauptflügel und ein vollständig getauchtes Leitwerk (Tietjens).
3. Der „Abwind“ am hinteren Tragflügel wird nicht berücksichtigt. Diese schwerwiegende Vereinfachung wird dadurch notwendig, daß unsere Kenntnisse über das Geschwindigkeitsfeld eines Wassertragflügels noch unzureichend sind.
4. Im Gebiet des Durchtritts durch die Wasseroberfläche wird die Form des Flügels als V-förmig angenommen.
5. Der Auftrieb über die Spannweite wird als konstant angesehen und als unabhängig von der Tauchtiefe.
6. Die hydrodynamischen Kräfte werden als stationär ermittelt. Überschlägliche Kontrollen zeigen, daß der hierdurch begangene Fehler im allgemeinen für orientierende Zwecke tragbar ist, wenngleich größer als ursprünglich vermutet.
7. Der Seegang besteht aus regelmäßigen flachen sinusförmigen Wellen. Die resultierenden Bewegungen werden als so klein angesehen, daß quadratische Glieder vernachlässigt werden können.

## I. Freie Schwingungen in ruhigem Wasser

### 1. Tauchbewegungen

Für ein Zweiflügelssystem mit gleicher Auftriebsverteilung ist es unter den gemachten Annahmen möglich, eine reine Tauchbewegung zu erhalten. Die Differentialgleichung lautet:

$$-m\ddot{z} + \Delta Z + \Delta Z_2 = 0. \quad (1)$$

Hierin bedeutet  $\Delta Z$  die Auftriebsänderung infolge der kleinen Ein- oder Austauchung des Flügels (Bild 1, 3) z.

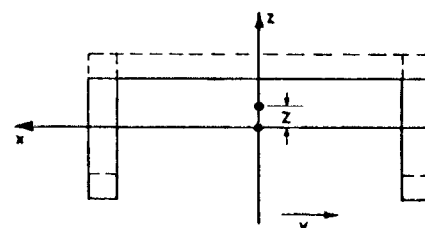


Bild 1

$$\Delta Z = c_a \frac{\rho}{2} v^2 \Delta F = c_a \frac{\rho}{2} v^2 \frac{\partial F}{\partial z} z = -c_a z^\wedge \delta p \operatorname{ctg} \mu \cdot z. \quad (2)$$

$\Delta Z_2$  ist eine Dämpfungskraft, die infolge der vertikalen Geschwindigkeit  $\dot{z} = \frac{dz}{dt}$  entsteht. Diese Geschwindigkeit erzeugt

bekanntlich einen Anstellwinkel  $\alpha = \frac{\dot{z}}{V}$

$$\Delta Z_2 = -\frac{\rho}{2} v^2 F \frac{\dot{z}}{V} \frac{\partial c_a}{\partial \alpha} = -\frac{\rho}{2} \frac{\partial c_a}{\partial \alpha} F V \dot{z}. \quad (3)$$

Wir wollen die scheinbare Masse  $m'$  im folgenden gleich der Körpermasse  $m$  setzen, d. h. die hydrodynamische Masse  $m''$  vernachlässigen, obgleich es keinerlei Schwierigkeiten macht, sie zu berücksichtigen. Im allgemeinen sollte unsere Vernachlässigung nicht gravierend sein.

Wir schreiben jetzt die Bewegungsgleichung für zwei Flügel in der Form um:

$$\ddot{z} + \frac{g}{V} \frac{\sum c_a' F}{\sum c_a F} + g \frac{\sum -c_a F'}{\sum c_a F} z = 0 \quad (4)$$

$$\text{mit } c_a' = \frac{\partial c_a}{\partial \alpha} \quad F' = \frac{\partial F}{\partial z}$$

Die Summation erstreckt sich auf den vorderen und achteren Flügel<sup>1)</sup>

$$\sum = \sum_{f, a}$$

z. B.  $\sum c_a F = c_{af} F_f + c_{aa} F_a$   
und erhalten für zwei identische Flügel:

$$\ddot{z} + \frac{g}{V} \frac{c_a'}{c} \dot{z} + \frac{g}{d_0} z = 0. \quad (5)$$

Dies ergibt die Frequenzen

a) ungedämpft

$$v = \sqrt{\frac{g}{d_0}} = \sqrt{\frac{2g \operatorname{ctg} \mu}{\rho_0}} \quad (6)$$

b) gedämpft

$$\sigma = v \sqrt{1 - \frac{z^2}{4}}$$

mit dem dimensionslosen Dämpfungsbeiwert  $z$

$$z = \frac{g}{v} \frac{c_a'}{c} \frac{1}{v} = \frac{c_a'}{c} \sqrt{\frac{gd_0}{V}}. \quad (7)$$

Setzen wir hierfür Zahlenwerte von ausgeführten Booten ein, so kommt man für den dimensionslosen Dämpfungsbeiwert zu einem Betrag  $k \approx 1,5$ . Dies bedeutet, daß die Bewegung fast aperiodisch gedämpft ist. Wir können behaupten, daß die Dämpfung dieses Tragflächensystems sehr viel stärker ist als die von normalen Verdrängungsfahrzeugen, deren Dämpfungskoeffizient in der Größenordnung von  $c_a$  0,5 liegt.

Es bereitet keine Schwierigkeiten, die Ausdrücke für andere Systeme zu berechnen.

## 2. Stampfen

Wenn wir annehmen, daß das Gleichgewicht der vertikalen Kräfte künstlich gesichert ist, so erhalten wir die Differentialgleichung des Stampfens in ruhigem Wasser:

$$-I \ddot{\psi} + \Delta M + \Delta M_1 + \Delta M_2 = 0. \quad (8)$$

Hierin ist  $\Delta M$  die Momentenänderung infolge des Ein- und Austauschens der Tragflächen (Bild 2, 3), für 2 Tragflügel<sup>1)</sup>

<sup>1) Der Index  $f$  gilt für die Bugtragfläche,  $a$  für die achterliche Tragfläche.</sup>

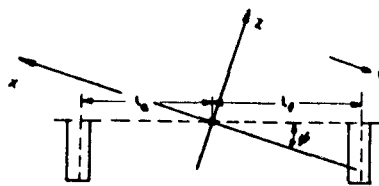


Bild 2

$$\Delta M = \frac{\rho}{2} V^2 (\Delta F_f c_{af} l_f - \Delta F_a c_{aa} l_a). \quad (9)$$

$M_1$  berücksichtigt den Einfluß des Trimmwinkels  $\psi$  auf den Anstellwinkel

$$\Delta M_1 = \frac{\rho}{2} V^2 \psi (F_f l_f c_{af}' - F_a l_a c_{aa}') \quad (10)$$

und  $\Delta M_2$  ist das Dämpfungsmoment, das infolge der scheinbaren Anstellwinkeländerung entsteht.

$$\Delta M_2 = -\frac{\rho}{2} V \dot{\psi} (c_{af}' F_f l_f^2 + c_{aa}' F_a l_a^2). \quad (11)$$

Führen wir für das Trägheitsmoment  $J' \approx J$  mit Hilfe des Trägheitsradius den Ausdruck ein  $J = mj^2$

so ergibt sich die Gleichung:

$$\ddot{\psi} + \frac{\sum c_a' F l^2}{\sum c_a F} \frac{g}{V j^2} \dot{\psi} + \quad (12)$$

$$+ \frac{g}{j^2} \left\{ \frac{\sum c_a l^2}{\sum c_a F} \frac{F}{d} + \frac{c_{aa}' F_a l_a - c_{af}' F_f l_f}{\sum c_a F} \right\} \psi = 0.$$

wobei die Summierung sich auf  $f$  und  $a$  erstreckt.

Der 2. Term in der Klammer wird mit hydrodynamischer Stabilität bezeichnet. Er ist der einzige Beitrag zum rückführenden Moment, wenn die Flügel vollständig getaucht sind.

Wir untersuchen wieder die Gleichung für den Fall zweier identischer Tragflächen:

$$\ddot{\psi} + \frac{c_a'}{c} \frac{g}{V} \frac{l^2}{j^2} \dot{\psi} + \frac{g}{d} \frac{l^2}{j^2} \psi = 0 \quad (13)$$

und erhalten hieraus die Ausdrücke für die „ungedämpfte Frequenz“  $v_2$  und den dimensionslosen Dämpfungsbeiwert  $z_2$

$$v_2 = \sqrt{\frac{g}{d} \cdot \frac{l}{j}} = v \frac{l}{j} \quad z_2 = z \frac{l}{j} \quad (14)$$

Für die bisher gebauten Fahrzeuge dieses Typs wird die Frequenz  $v_2$  und der Dämpfungsbeiwert des Stampfens  $z_2$  etwas höher liegen als der des Tauchens  $v$  und  $z$ .

Untersuchen wir nach diesem Ansatz das System von Tietjens, wobei wir annehmen, daß 90% des Auftriebs von der Haupttragfläche und 10% vom Leitwerk erzeugt werden. Nehmen wir ferner einen Abstand Druckmittelpunkt Tragfläche bis Druckmittelpunkt Leitwerk von ca. 0,5 L an, so läßt sich zeigen, daß die Längsstabilität zu gering wird. Dies liegt jedoch zum Teil an unseren Annahmen. Man kann sie z. B. durch eine vernünftige Wahl des Auftriebsbeiwertes am Leitwerk, wie das aus der Aerodynamik bekannt ist, verbessern.

## 3. Zwei Freiheitsgrade

Die Gleichgewichtsbedingung für die Vertikalkräfte lautet, wenn wir die gesamten hydrodynamischen Kräfte  $Z$  und  $Z_1$  und das Gewicht  $D$  einführen:

$$-m \ddot{z} + Z + Z_1 - D = 0 \quad (15)$$

Jedoch muß jetzt die Änderung des Auftriebsbeiwertes infolge des Stampfwinkels berücksichtigt werden:

$$c_{af} = c_{af_0} + c'_{af} \psi \text{ usw.}^2) \quad (16)$$

Wir betrachten ein System von zwei Tragflächen. Unter Berücksichtigung der Aus- und Eintauchungen an der vorderen und hinteren Tragfläche (Bild 3)

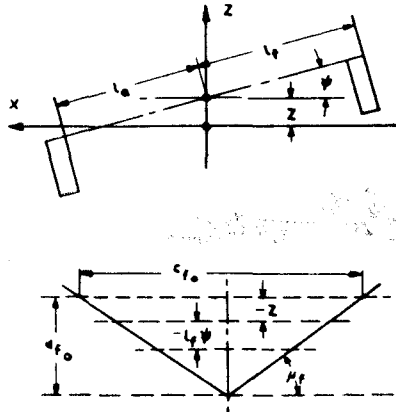


Bild 3

$$d_f = d_{f_0} - z - l_f \psi \quad d_a = d_{a_0} - z + l_a \psi \quad (17)$$

und der Geschwindigkeiten an den Tragflächen

$$v_f = \dot{z} + l_f \dot{\psi} \quad v_a = \dot{z} - l_a \dot{\psi} \quad (18)$$

ergibt sich die Differentialgleichung in folgender Form:

$$L = \ddot{z} + W\dot{z} + Kz + W'\dot{\psi} + K'\psi = 0 \quad (19)$$

Hierin setzen wir:

$$W = \frac{g}{V} \frac{\sum c'_a F_0}{\sum c_a F_0} \quad K = g \frac{\sum -c_{a0} F'_0}{\sum c_{a0} F_0}$$

$$W' = \frac{g}{V} \frac{(c'_{af} F_{f_0} l_f - c'_{aa} F_{a_0} l_a)}{\sum c_{a0} F_0}$$

$$K' = g \frac{2(c_{afo} \text{ctg } \mu_f p_f - c_{aao} \text{ctg } \mu_a p_a) - \sum c'_a F_0}{\sum c_{a0} F_0}$$

und vernachlässigen die quadratischen Glieder. Letzteres ist nur zulässig, wenn die Ausschläge tatsächlich als sehr klein angesehen werden können.

In ähnlicher Weise ergibt sich für die Stampfoscillationen die Gleichung:

$$L_2 = \ddot{\psi} + W'_2 \dot{\psi} + K'_2 \psi + W_2 \dot{z} + K_2 z = 0 \quad (20)$$

Hier haben wir wieder folgende Symbole eingeführt

$$W'_2 = \frac{g}{V j^2} \frac{\sum c'_a F_0 l^2}{\sum c_{a0} F_0} \quad W_2 = \frac{g}{V j^2} \frac{c'_{af} F_{f_0} l_f - c'_{aa} F_{a_0} l_a}{\sum c_{a0} F_0}$$

$$K'_2 = \frac{\sum -c_{a0} F'_0 l^2 + c'_{aa} F_{a_0} l_a - c'_{af} F_{f_0} l_f}{\sum c_{a0} F_0}$$

Formal ist damit das Problem auf zwei lineare homogene Gleichungen zurückgeführt, die wir in bekannter Weise durch die Ansätze

$$\psi = \psi_m e^{\sigma t} \quad z = z_m e^{\sigma t} \quad (21)$$

lösen.

Die Gleichung 4. Grades für die Frequenz  $\sigma$  führt zum Ergebnis

$$z = \sum_n A_n e^{\sigma t} \quad \psi = \sum_n B_n e^{\sigma t} \quad (22)$$

Die willkürlichen Konstanten A, B werden aus den Anfangsbedingungen ermittelt.

2) Größen mit dem Index o wie  $d_{f_0}$ ,  $F_0$ ,  $c_{a_0}$  usw. gelten für den ungestörten (Konstruktions)-Zustand.

Zahlenmäßige Auswertungen zeigen, daß Dämpfung und Frequenz für die gekoppelte Schwingung wenigstens in derselben Größenordnung liegen, wie für die unabhängig berechneten Stampf- und Tauchbewegungen, wenn man identische Bug- und Hecktragflächen voraussetzt. Geht man jedoch zu einer durchstoßenden und einer getauchten Tragfläche über, so liefern die „entkoppelten Gleichungen“ keine vernünftige Annäherung. Es läßt sich wieder zeigen, daß bei dem System nach Tietjens der Längsstabilität erhöhte Aufmerksamkeit geschenkt werden muß, wenn stabile Lösungen erreicht werden sollen.

## II. Allgemeine Betrachtungen

1. Wir versuchen jetzt einige Aussagen über das Verhalten von Tragflächensystemen im Seegang zu machen. Die erregende Welle setzen wir in der üblichen Form mit (Bild 4)

$$r = a \cos(kx - \omega t) \quad (23)$$

an. Für die relative Bewegung ist die Begegnungsfrequenz  $\omega r$  statt der Wellenfrequenz  $\omega$  einzusetzen,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  ist die

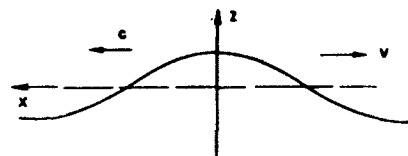


Bild 4

Wellenzahl. Die vertikale Komponente des Geschwindigkeitsfeldes in der Welle wird durch den Ausdruck gegeben

$$\frac{\partial r}{\partial t} = -a\omega \sin(kx - \omega t) \quad (24)$$

wobei das obere Vorzeichen für eine vorliche und das untere Vorzeichen für eine achterliche See gelten.

Es ist zu beachten, daß die maximale horizontale Komponente der Wassergeschwindigkeit  $|u_{\max}| = a\omega$  beträgt. Im allgemeinen wird dieser Betrag klein bleiben gegenüber der Fahrtgeschwindigkeit V, so daß wir letztere als mittlere horizontale Relativgeschwindigkeit einsetzen können.

Wir behandeln jetzt wieder Systeme mit zwei Tragflächen. Damit ergeben sich die Ausdrücke für die Wellenerhebungen am Bug und am Heck

$$r_f = a \cos(kl_f + \omega t) \quad (25)$$

$$r_a = a \cos(kl_a - \omega t)$$

Hieraus leiten sich die Ausdrücke für die Tauchtiefen an den Tragflächen und für die resultierenden relativen Vertikalgeschwindigkeiten ab. Nach Linearisierung der Gleichungen unter dem früher genannten Vorbehalt ergeben sich dann die Bewegungsgleichungen [mit Bezeichnungen nach (19) und (20)], für das Tauchen

$$L = - \frac{ag}{\sum c_{a0} F_0} \left\{ c_{afo} F'_f \cos(kl_f + \omega t) + c_{aao} F'_a \cos(kl_a - \omega t) \pm \frac{\omega}{V} [c'_{af} F_{f_0} \sin(kl_f + \omega t) - c'_{aa} F_{a_0} \sin(kl_a - \omega t)] \right\} \quad (26)$$

und ähnlich für das Stampfen.

### 2. Systeme mit einem Freiheitsgrad

Entkoppeln wir wieder, um einige einfachere Ausdrücke zu erhalten, die Schwingungen, so ergibt sich für ein System mit zwei identischen Tragflächen der Ausdruck:

$$\ddot{z} + \frac{g c'_a}{V c_a} \dot{z} + \frac{g}{d_0} z = \frac{ag}{d_0} \cos kl \left[ \cos \omega_r t \mp \frac{\omega d_0}{V} \frac{c'_a}{c_a} \sin \omega_r t \right] \quad (27)$$

Hierfür können wir ohne weiteres den erzwungenen Anteil der Bewegung berechnen:

$$z = a \cos kl \left[ \cos (\omega_r t - \zeta) \mp \frac{\omega d_0}{V} \frac{c'_a}{c_a} \sin (\omega_r t - \zeta) \right] \frac{1}{\sqrt{(1 - \Lambda^2)^2 + \kappa^2 \Lambda^2}} \quad (28)$$

wobei die Bezeichnungen gelten:

$$\frac{g}{d_0} = v^2 \quad \Lambda = \frac{\omega_r}{v} \quad \zeta = \arctg \frac{\kappa \Lambda}{1 - \Lambda^2}$$

Die Größe der Ausschläge hängt entscheidend von dem Verhältnis  $c'_a/c_a$  ab. Dieses Verhältnis ist dem Dämpfungsfaktor proportional, beeinflusst aber auch die Größe der erregenden Kraft. Das Endergebnis läßt sich nur aus der Betrachtung des Ausdrucks:

$$\frac{c'_a}{c_a} \frac{1}{\sqrt{(1 - \Lambda^2)^2 + \Lambda^2 \frac{c'_a{}^2}{c_a^2} \frac{g d_0}{V^2}}}$$

ableiten.

In ähnlicher Weise betrachten wir die Stampf-schwingungen und kommen dort für den betrachteten Fall von identischen Tragflächen zu einem ähnlichen Ausdruck für den Stampfwinkel. Die zahlenmäßige Diskussion ist selbst in diesem weitgehend vereinfachten Fall schon etwas umständlich. Mit einiger Mühe kann man aus den Ausdrücken folgern, daß unter gewissen Bedingungen die Verhältnisse in einer achterlichen See ungünstiger werden können als in einer vorlichen, was den experimentellen Tatsachen entspricht.

### 3. Systeme mit zwei Freiheitsgraden

Dieses uns tatsächlich interessierende Problem wollen wir nur in summarischer Weise behandeln. Die numerische Auswertung ist mit erheblichem zeitlichem Aufwand verknüpft. Wir haben hier ein gutes Beispiel für ein Problem, das im Englischen so kennzeichnend mit „not difficult but tedious“ bezeichnet wird. Um diesen mit „tedious“ charakterisierten Teil der Arbeit drückt man sich zunächst mit Vorliebe herum, gleich seine Erledigung den praktischen Nutzen der Theorie zum Tragen bringt. Setzen wir die gekoppelten Gleichungen in der vereinfachten Schreibweise an:

$$L = \mathfrak{F}(t) = E e^{i\omega t} \\ L_2 = \mathfrak{M}(t) = H e^{i\omega t} \quad (29)$$

und suchen die partikulären Lösungen in der Form

$$z = z_m e^{i\omega t} \\ \psi = \psi_m e^{i\omega t} \quad (30)$$

wobei in beiden Fällen die Realteile beibehalten werden sollen.

Setzen wir die Lösungen in unsere Schwingungsgleichungen ein, so ergeben sich die beiden algebraischen Beziehungen

$$(-\omega^2 + i\omega W + K) z_m + (i\omega W' + K') \psi_m = E \\ (i\omega W_2 + K_2) z_m + (-\omega^2 + i\omega W_2' + K_2') \psi_m = H \quad (31)$$

aus denen die Amplituden bestimmt werden können. Sie lauten:

$$z_m = \frac{\Delta_1}{\Delta} \quad \psi_m = \frac{\Delta_2}{\Delta} \quad (32)$$

wobei die Symbole  $\Delta_1$   $\Delta_2$   $\Delta$  die üblichen Determinanten bedeuten.

Aus diesen Ausdrücken gewinnen wir dann die Tauch- und Stampf-schwingungen als die Realteile

$$\Re(z_m e^{i\omega t}) \quad \Re(\psi_m e^{i\omega t}) \quad (33)$$

Eingehende Untersuchungen ähnlicher Ausdrücke sind häufiger im Zusammenhang mit der Untersuchung von Netzwerken und Schlingertankanlagen durchgeführt worden. Es wird sich nicht umgehen lassen, daß der gleiche Aufwand an Arbeit in das vorliegende Problem gesteckt wird, nachdem in einigen einfachen Sonderfällen die Brauchbarkeit der hier gegebenen Ansätze geprüft worden ist.

Es ist zu hoffen, daß die vorliegende, etwas tastende Untersuchung durch physikalisch besser begründete Ansätze erweitert werden wird. Bei der Bedeutung des Problems sind alle Anstrengungen theoretischer Art nicht nur berechtigt, sondern dringend notwendig.

Die vorliegende Abhandlung beruht auf einer eingehenden Mitteilung, die als Bericht des Verfassers im David Taylor Model Basin (Report C-479) erschienen ist. Es ist für mich eine angenehme Pflicht, Lt. Commander Leehey für die kritische Durchsicht des früheren Berichtes zu danken, ebenso dem Direktor des TMB für die Genehmigung, die Ergebnisse der genannten Mitteilung für diese Arbeit zu verwenden. Ich erinnere mich gern meiner schon lange zurückliegenden Zusammenarbeit mit Dipl.-Ing. Künzel, dessen sicheres Urteil über physikalische Vorgänge für die Grundkonzeption dieser Arbeit von Bedeutung war.

(Eingegangen am 2. Januar 1958)

#### Bezeichnungen

a	Amplitude
b	Spannweite; $b_f, b_a$
$l, a$	Als Index Bug und Heck
$c_a, c_{af}, c_{aa}$	Auftriebswerte, spez. Bug und Heck
$\frac{\partial c_a}{\partial \alpha}$	Dazugehörige Gradienten
$c'_a$	
D	Verdrängung, $D = mg$
d	„Konventioneller“ Tiefgang einer Tragfläche $d = b/2 \tan \mu$ ; $d_f, d_a$
E, F	Komplexe Amplituden
F, $F_a, F_f$	Horizontalprojektion einer Tragfläche $F = Cp$
I'	Scheinbares Trägheitsmoment
$I' = m'j^2 \approx mj^2$	$j =$ Trägheitsarm
K, $K_2'$	Rückführkraft und Moment
$K', K_2$	Koppelungsbeiwerte
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$	Wellenzahl
L	Bootslänge
l	Abstand Druckmittelpunkt vom Gesamt-Schwerpunkt $l_f, l_a$
M	Moment
m	Masse
o	Als Index — Konstruktionswert, z. B. $F_{fo}$
p	Profiltiefe; $p_f, p_a$
t	Zeit
u, v, w	Geschwindigkeiten in x-, y- und z-Richtung
V	Geschwindigkeit
W, $W_2, W', W_2'$	Dämpfungskoeffizienten
Z	Vertikalkraft
$\alpha$	Anstellwinkel
$\Lambda = \frac{\omega_r}{v}$	Frequenzverhältnis
$\zeta, \zeta_2$	Phasenwinkel
$\kappa = \frac{W}{v}$	Dimensionslose Dämpfung
$\kappa_2 = \frac{W_2'}{v_2}$	
$\lambda$	Wellenlänge
$\mu$	Kielungswinkel; $\mu_f, \mu_a$
$v^2 = K$	$v, v_2$ Kreisfrequenzen
$v_2^2 = K_2'$	
$\sigma, \sigma_1 \rightarrow \sigma_2$	Gedämpfte Kreisfrequenz
$\rho$	Dichte
$\psi$	Stampfwinkel
$\omega$	Kreisfrequenz der Welle
$\phi$	Verzerrungsfaktor