

WERFT * REEDEREI * HAFEN

17. Jahrgang

1. Dezember 1936

Heft 23

Untersuchungen an einem Tauchschwingungen ausführenden Quader.

Von Horst Holstein (Mitteilung aus dem Institut für angewandte Mechanik der Universität Göttingen).

1. Einleitung.

Unter den vielgestaltigen Schwingungen, die ein Schiffskörper auf See ausführen kann, gehören die „Tauchschwingungen“ oder „Stampf-schwingungen“ mit zu den wichtigsten. Die vorliegende Arbeit soll ein Schritt zur systematischen Erforschung dieser Schwingungsart sein. Da bei Schwingungsversuchen mit Modellkörpern die Ergebnisse durch das Froudesche Ähnlichkeitsgesetz ohne weiteres auf wirkliche Verhältnisse übertragbar sind, haben die folgenden Modellversuche auch unmittelbares Interesse für den Schiffbauer.

Um aus solchen Modellversuchen klare Gesetzmäßigkeiten von allgemeinerem Charakter herleiten zu können, müssen allerdings zuerst Körper einfachster Gestalt untersucht werden. Man wählt zweckmäßig zylindrische Körper, weil man bei diesen durch passendes Einsetzen in einen Versuchskanal mit parallelen senkrechten Längswänden es stets erreichen kann, daß in allen Schnitten senkrecht zur Erzeugenden des Zylinders sich dieselben Vorgänge abspielen, d. h. also, das Problem ein ebenes wird. Ebenso wird man den Profilen der Modellkörper möglichst einfache Formen geben, um zunächst einmal für eine Anzahl von Grundtypen die in bezug auf Tauchschwingungen charakteristischen Eigenschaften bzw. Unterschiede klarzustellen, bevor man zu den Profilen der wirklichen Schiffskörper übergeht.

Aus dieser Einsicht heraus sind auf Anregung von Prof. M. Schuler¹ eine Reihe von Versuchen entstanden: A. Dimpker² behandelt in seiner Veröffentlichung die Tauchschwingungen zylindrischer Körper mit kreisförmigem und keilförmigem Profil, während die vorliegende Arbeit die Tauchschwingungen eines Quaders, also eines zylindrischen Körpers mit rechteckigem Profil, untersucht (vgl. Abb. 1a).

Die Quaderform ist offenbar geeignet, die bei Tauchschwingungen interessierenden Verhältnisse in größtmöglicher Übersichtlichkeit aufzuzeigen; denn während beim Tauchschwingungen ausführenden Kreis- und Keilzylinder oder auch bei anderen Körpern stets in verschiedenen Eintauchtiefen gelegene Flächenelemente an der Wellenerregung beteiligt sind, ist dies beim Quader nicht der Fall: Bei ihm wirkt nur die Bodenfläche als Wellenerreger, und wir haben also beim Quader gegebener Eintauchtiefe gleichzeitig stets die Angabe, in welcher Tiefe die Wellenerregung vor sich geht. Aus diesem Grunde haben Untersuchungen am Quader besonderes Interesse.

Es werden im folgenden einmal „freie“ Schwingungen untersucht, d. h. Ausschwingungsversuche des an Schraubenfedern hängenden Quaders besprochen. Sie geben über die wichtigen Begriffe der scheinbaren Masse und der Dämpfung in Abhängigkeit von Tauchschwingungszeit und Eintauchtiefe Aufschluß.

Des weiteren werden bei Tauchschwingungen des Quaders mit konstanter Amplitude nach Beendigung des Einschwingungsvorgangs („erzwungene stationäre“ Schwingungen) Amplitudenmessungen der erzeugten Oberflächenwellen vorgenommen, in Abhängigkeit von Amplitude, Tauchschwingungszeit und Eintauchtiefe des Quaders.

2. Versuchsanordnung und Meßmethode bei freien Schwingungen.

Bei den Versuchen diente als Wasserbecken ein Tank von etwa 3 m Länge, 0,7 m Breite und 0,5 m Tiefe. Auf den Mitten der Längsseiten dieses Tanks ist die aus Abb. 1a und 1b ersichtliche Versuchsanordnung aufgebaut. Dabei ist Q der benutzte quaderförmige Tauchkörper. Seine Länge a ist so bemessen, daß zwischen seinen Stirnflächen und den Längswänden des Tanks je ein Spielraum von ca. 8 mm bleibt, um Grenzschichtinflüsse auszuschalten. Die Unterkanten des Quaders sind etwas gerundet, um Spritzer und Verwirbelungen möglichst einzuschränken. Die Breite der Stirnflächen des

¹ Eine zusammenfassende Darstellung der bisher im Institut für angewandte Mechanik der Universität Göttingen über Oberflächenwellen durchgeführten Untersuchungen findet man bei M. Schuler, „Erzeugung von Oberflächenwellen durch schwingende Körper“. ZAMM 16 (1936) S. 66—72.

² Vgl. Dimpker, A.: Über schwingende Körper an der Oberfläche des Wassers. Werft Reed. Hafen 15 (1934) S. 15—19.

Quaders ist 120 mm, deren Höhe 200 mm. Die Eintauchtiefe h kann durch Regulierung des Wasserstandes im Tank beliebig verändert werden. c—d—e ist ein beidseitig dreiarmliges Gestänge mit Kugellagern bei k₁ und k₂ und mit Querverstrebungen zur Vermeidung von Schwingungen des Systems um vertikale Achsen. A, B, C sind räumfeste Flächen, f₁ und f₂ auswechselbare Schraubenfedern. Die Registrierung der Tauchschwingungen erfolgt auf der Trommel Tr, die mittels eines kleinen Motors M angetrieben wird. Auf der Trommel läuft ein Papierstreifen ab. Auf diesem zeichnet der von einem Chro-

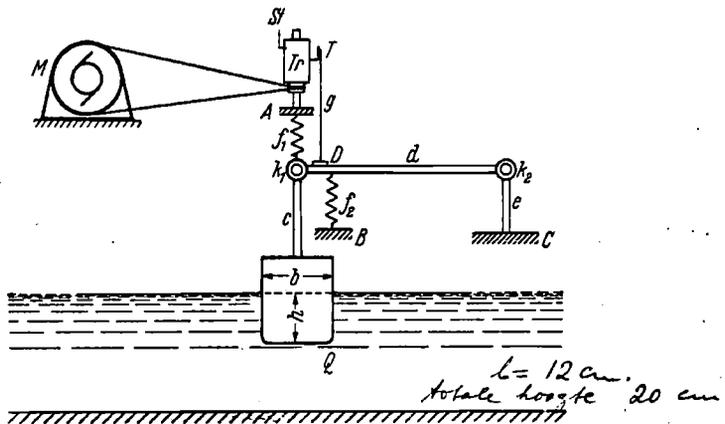


Abb. 1a. Apparatur für freie Quaderschwingungen (Aufriß).

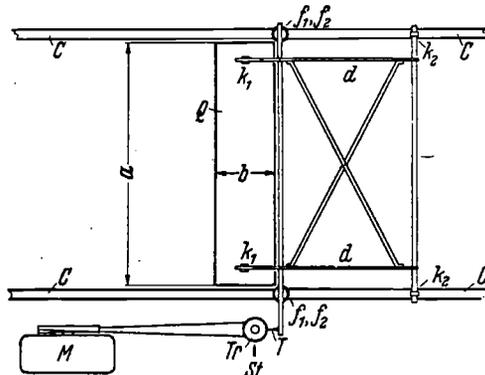


Abb. 1b. Apparatur für freie Quaderschwingungen (Grundriß).

nometer betätigte Stift St Zeitmarken auf und macht dadurch die Zeitmessung unabhängig von den unvermeidlichen Schwankungen der Drehzahl des Antriebsmotors. Die Aufzeichnung der Quadertauchschwingungen erfolgt durch das Tintenröhrchen T. Dieses sitzt an dem auf d um D drehbar angebrachten Hebel g. Hebel mit Tintenröhrchen lehnen leicht gegen die Registriertrommel.

Der Quader erzeugt bei seinen Tauchschwingungen Oberflächenwellen, deren Kämme seinen Längsflächen parallel sind. Um Reflexionen dieser Wellen an den kurzen Tankseiten — und damit Rückwirkungen auf die Tauchschwingungen — zu vermeiden, ließen wir sie dort auf schräg in das Wasser gestellte Siebe auflaufen, wodurch der größte Teil ihrer Energie vernichtet wurde.

Es wurden Versuchsreihen mit verschiedenen Federsystemen bei verschiedenen Eintauchtiefen durchgeführt. Die jeweils registrierten gedämpften Schwingungskurven wurden am Komparator ausgemessen und daraus die Schwingungszeit T und das logarithmische Dekrement A bestimmt, wie unten näher beschrieben wird.

Die Bestimmung der zugehörigen Federkonstanten erfolgte durch zwei Schwingungsversuche im leeren Tank; dabei wurde bei dem einen der Quader mit einer bekannten Zusatzlast m₂ versehen. Dann gilt

$$T = \sqrt{\frac{m}{c}} \quad \text{bzw.} \quad T = \sqrt{\frac{m + m_2}{c}}$$

Hieraus läßt sich m eliminieren und dadurch c durch die bekannte Größe m_2 und die gemessenen Schwingungszeiten ausdrücken. Dadurch ist c bekannt, und es kann nun eine dieser beiden Gleichungen wiederum dazu dienen, die gesamte (in Luft) mitschwingende Masse m zu ermitteln.

Hier, wie überall, wo es sich um Umrechnungen von Schwingungszeiten unter sich handeln wird, haben wir die Formeln für die ungedämpfte Schwingung benutzt. Das ist berechtigt, da die vorhandenen Dämpfungsdekrementen noch nicht 0,1% Abweichung für den Wert von T bringen würden.

3. Versuchsergebnisse bei freien Schwingungen.

a) Schwingungszeiten.

Die Ermittlung der Schwingungszeiten aus den registrierten Schwingungen gestaltete sich sehr einfach, da deren zeitlicher Ablauf

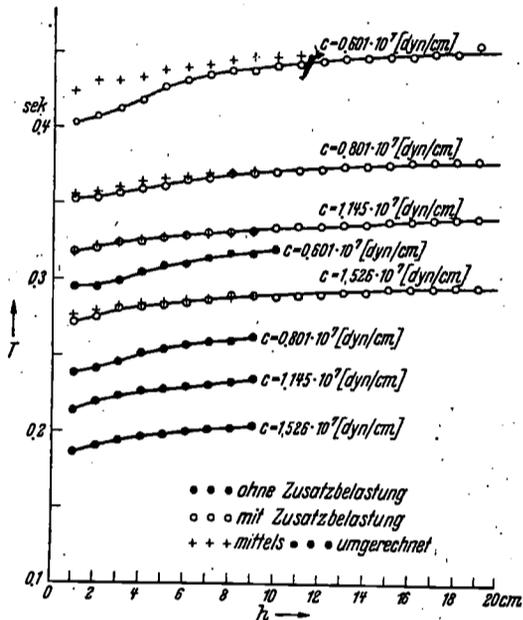


Abb. 2. Gemessene Tauchschwingungszeiten bei freien Quadertauchschwingungen, abhängig von der Eintauchtiefe h und mit der Federkonstanten c als Parameter.

mitregistriert war. Es sind dabei die durch Registrierung (insbesondere Zeitmessung) und Auswertung möglichen Abweichungen von den wahren T -Werten mit höchstens 1% zu veranschlagen. Abb. 2 zeigt die Ergebnisse: Die Schwingungszeiten bei den bei verschiedenen Federkonstanten durchgeführten Meßreihen sind über den zugehörigen Eintauchtiefen aufgetragen.

Die durch $+$ -Zeichen markierten Punkte sind nicht direkt gemessen. Sieht man von diesen Punkten vorerst ab, so stellt man fest, daß bei jedem der vier verwendeten Federsysteme zwei Meßreihen gemacht wurden. Diese unterscheiden sich dadurch, daß in dem einen Fall der schwingende Quader noch mit einer Zusatzbelastung m_2 versehen wurde, während er im anderen Fall seine Schwingungen in unbelastetem Zustand vollführte. Dieses Vorgehen erwies sich als notwendig; denn es zeigte sich, daß man mit unbelastetem Quader nur bis zu Eintauchtiefen von etwa 10 cm Messungen durchführen konnte. Von da ab machten sich störende Wirkungen des statischen Auftriebs bemerkbar, indem die Feder f_1 (Abb. 1a) während eines Teiles der Schwingungsperiode entlastet und darüber hinaus auf Druck beansprucht wurde. Letzteres war aber wegen der Anbringungsart dieser Feder unzulässig. Diese Störung konnte nun durch die erwähnte Zusatzbelastung m_2 behoben werden. Freilich mußte nunmehr ein dem geschilderten Übelstand entsprechender für die Schwingungen bei kleinen Eintauchtiefen eintreten; nämlich der, daß der Quader zu weit nach unten durchhing. Dies scheint sich bei den vier in Abb. 2 am weitesten links liegenden Punkten der obersten Meßreihe tatsächlich als Störung erwiesen zu haben; denn diese vier Punkte liegen offenbar zu tief, wenn man sie mit den übrigen Punkten ihrer Meßreihe vergleicht.

Daß einerseits zu den kleineren c -Werten, andererseits zu den größeren schwingenden Massen (also zu den Meßwerten mit Zusatzbelastung) auch immer die größeren T -Werte gehören, ist selbstverständlich. Von größerem Interesse ist die Tatsache, daß alle T -Kurven mit wachsender Eintauchtiefe sanft ansteigen, und zwar bis um höchstens 10% ihres Wertes bei $h = 1$ cm.

Dieses Ansteigen deutet darauf hin, daß sich mit wachsender Eintauchtiefe mehr und mehr Wasser an der Schwingung mitbeteiligt. Benennen wir die je Längeneinheit des Quaders an der Schwingung

jeweils mitbeteiligte — noch unbekannte — Wassermasse, die sog. „scheinbare Masse“, mit μ , so schreibt sich die gesamte an der Schwingung beteiligte Masse mit den bisherigen Bezeichnungen $m + a \cdot \mu$ bzw. (bei Zusatzbelastung) $m + m_2 + a \cdot \mu$. *a = Länge Zylinder.*

Ein weiterer Unterschied bei der Tauchschwingung gegenüber der Schwingung in Luft besteht in dem schon erwähnten Vorhandensein des statischen Auftriebs: In der Ruhelage des Quaders halten sich Quadergewicht einerseits, Federn und statischer Auftrieb andererseits das Gleichgewicht. Hebt bzw. senkt sich nun der Quader um die Längeneinheit, so setzt sich die dann vorhandene Rückführkraft aus zwei Bestandteilen zusammen: Einmal aus der Federkonstanten c , sodann aus dem Gewicht der weniger bzw. mehr verdrängten Wassermenge $a \cdot b$.

Bezeichnen wir also die Tauchschwingungszeiten des unbelasteten und des mit m_2 zusätzlich belasteten Quaders bzw. mit T_0 und T_2 , so sind offenbar

$$T_0 = \sqrt{\frac{m + a \cdot \mu}{c + a \cdot b}} \quad T_2 = \sqrt{\frac{m + m_2 + a \cdot \mu}{c + a \cdot b}}$$

Näherungsformeln für die Tauchschwingungszeiten unseres Quaders. Das Ansteigen der T -Werte mit h in Abb. 2 zeigt also, daß der Einfluß der scheinbaren Masse sich stärker auf die Schwingungszeit auswirkt als der Einfluß des statischen Auftriebs.

Aus den beiden letzten Gleichungen läßt sich die Größe $m + a \cdot \mu$ eliminieren. Man erhält dann

$$T_2 = \sqrt{T_0^2 + 4 \pi^2 \frac{m_2}{c + a \cdot b}}$$

Diese Formel erlaubt, Werte von T_2 mittels der gemessenen T_0 -Werte zu errechnen. Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Formel ist allerdings, wie man der Art ihrer Ableitung sofort entnimmt, Frequenzunabhängigkeit der scheinbaren Masse μ . Die Durch $+$ -Zeichen markierten Punkte der Abb. 2 stellen die so errechneten T_2 -Werte dar. Man sieht, daß die Übereinstimmung mit den direkt gemessenen T_2 -Werten bei den Meßreihen mit den drei größten Federkonstanten recht befriedigend ist. Nur bei der (obersten) Meßreihe der kleinsten Federkonstanten sind die Abweichungen größer, auch wenn man die vier am weitesten links gelegenen Punkte ausnimmt. Hier liegt demnach offenbar stärkere Frequenzabhängigkeit der scheinbaren Masse vor. Im übrigen hat man zu beachten, daß die T -Werte sich prozentual um weniger als ein Viertel der prozentualen Änderung von μ verändern. Man entnimmt dies dem Bau der obigen beiden T -Formeln zusammen mit der Tatsache, daß sich $a \cdot \mu$ stets kleiner als m erwies. In der Auftragung der Abb. 2 kann sich also eine Frequenzabhängigkeit der scheinbaren Masse μ nur schlecht bemerkbar machen. Wir haben daher auf die Frage der Frequenzabhängigkeit von μ noch zurückzukommen.

Die obigen Formeln für T_0 und T_2 kann man andererseits auch nach μ auflösen und erhält so für jedes Wertepaar der Tauchschwingungszeit T und der Eintauchtiefe h einen Zahlenwert für μ .

Abb. 3 zeigt die Auftragung der so erhaltenen μ -Werte über der Eintauchtiefe h . Die dabei über den einzelnen h -Werten vorhandene

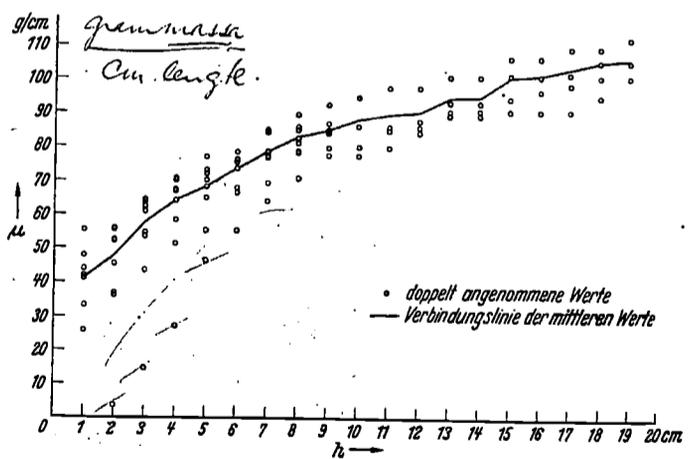


Abb. 3. Scheinbare Masse μ bei freien Quadertauchschwingungen als Funktion der Eintauchtiefe h .

Streuung rührt von der Frequenzabhängigkeit von μ her. Nimmt man indessen die unterste Punktreihe aus (sie stammt aus der eben diskutierten obersten Punktreihe der Abb. 2), so kann man durch die verbleibende Punktstraße einen mittleren Kurvenzug legen, wie dies in Abb. 3 geschehen ist. Die Abbildung bestätigt das schon aus Abb. 2 vermutete Ansteigen der scheinbaren Masse mit der Eintauchtiefe. Ist die Eintauchtiefe gleich der Quaderbreite ($h = b = 12$ cm), so ist μ auf etwa das Doppelte seines Wertes bei $h = 1$ cm gestiegen. Der Anstieg der μ -Werte ist dabei sichtlich verzögert. Dies muß auch

verlangt werden; denn die Erregungsfläche der Störung, die Bodenfläche des Quaders, ist stets dieselbe und muß auch noch für $h \rightarrow \infty$ einen endlichen Grenzwert für μ ergeben. Über die Zuverlässigkeit der μ -Werte ist zu sagen, daß die Absolutfehler im ungünstigsten Falle ± 10 g/cm betragen können.

Statt über h kann man die erhaltenen μ -Werte auch über der Tauchschwingungszeit T auftragen. Diese Art der Auftragung zeigt Abb. 4. Es sind dabei die zu gleichen Eintauchtiefen gehörigen μ -Werte durch ausgezogene Geraden miteinander verbunden, während die zu gleichen Federkonstanten gehörigen Werte durch gestrichelte Kurven (Parabeln) miteinander verbunden sind. Diese Abbildung zeigt nun direkt die Art der Frequenzabhängigkeit der scheinbaren

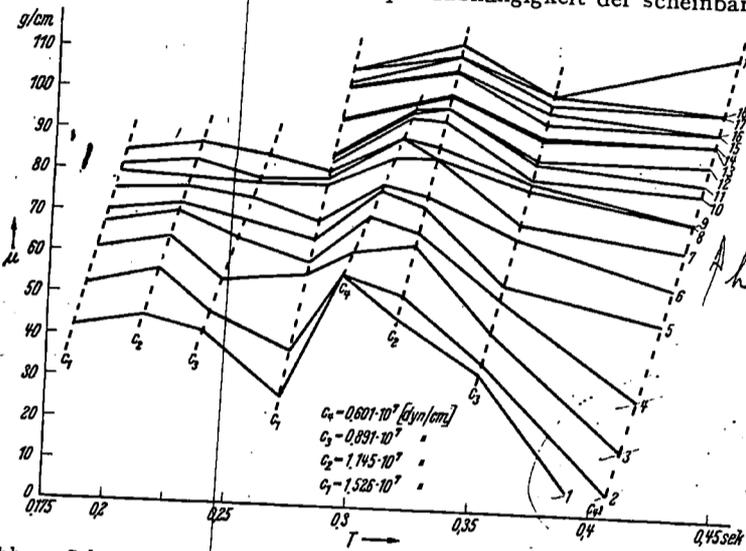


Abb. 4. Scheinbare Masse μ bei freien Quadertauchschwingungen als Funktion der Tauchschwingungszeit T (die Zahlen am rechten Ende der Kurven bezeichnen die zugehörigen Eintauchtiefen in cm).

Masse. Man sieht, daß μ um so stärker frequenzabhängig ist, je kleiner die Eintauchtiefe des Quaders ist. Die μ -Werte schwanken innerhalb des durchmessenen Frequenzbereichs mehrmals zwischen größten und kleinsten Werten. Wir kommen an späterer Stelle auf die Lage dieser Maxima und Minima noch zurück. Erwähnt sei noch, daß die vier untersten Punkte der am weitesten rechts gelegenen Meßreihe aus dem bei der Besprechung der Abb. 2 erwähnten Grunde auch hier zu klein ausfallen.

b) Dämpfungskoeffizienten.

Die Auswertung des Dämpfungskoeffizienten Λ , als der zweiten charakteristischen Größe der registrierten gedämpften Schwingungen, erfolgte in der üblichen Weise, die z. B. auch in der vorerwähnten Arbeit von A. Dimpker ausführlich beschrieben ist. Hier sei nur

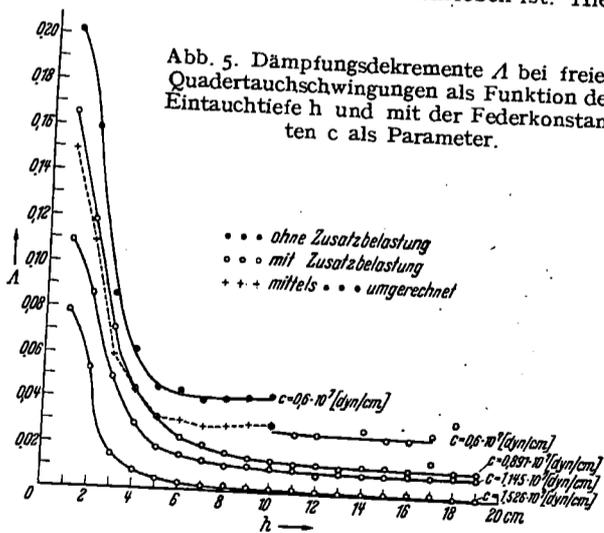


Abb. 5. Dämpfungskoeffizienten Λ bei freien Quadertauchschwingungen als Funktion der Eintauchtiefe h und mit der Federkonstanten c als Parameter.

erwähnt, daß wir unter Λ stets die Differenz der bei einer Tauchschwingung und bei der zugehörigen Schwingung in Luft gemessenen Dämpfungskoeffizienten verstehen. Sieht man also von der Flüssigkeitsreibung zwischen Wasser und Quaderwänden bei der Schwingung ab, so ist die Größe von Λ lediglich durch den Energieentzug der vom Quader erzeugten fortlaufenden Oberflächenwellen bedingt.

Abb. 5 zeigt die erhaltenen Dämpfungskoeffizienten, über der Eintauchtiefe aufgetragen. Dabei sind die zu gleichen Meßreihen (d. h. gleichen Federkonstanten und Belastungen) gehörigen Werte durch

Kurven verbunden. Um die Übersichtlichkeit zu wahren, sind nicht alle gemessenen Dämpfungskoeffizienten mit in diese Abbildung aufgenommen. Die fortgelassenen Kurven zeigen jedoch ausnahmslos denselben Charakter wie die in der Abbildung enthaltenen. Man sieht, daß die Dämpfungskoeffizienten mit wachsendem h zuerst jäher abfallen; der Abfall verzögert sich dann rasch, und von h -Werten von der Größe der halben Quaderbreite (6 cm) ab ist nur noch geringe Abhängigkeit der Λ -Werte von der Eintauchtiefe vorhanden. Ein entprechendes Verhalten müssen wir offenbar von den Amplituden der Abb. 2 die Tauchschwingungszeiten innerhalb jeder Meßreihe nur um etwa 10% ändern, können wir näherungsweise in Abb. 5 statt der Federkonstanten auch die Frequenz als Parameter auf den einzelnen Kurven ansehen. Die Frequenzabhängigkeit von Λ überblicken wir, wenigstens qualitativ, wenn wir die Streuung der Λ -Werte über den einzelnen Eintauchtiefen betrachten. Die durch +-Zeichen markierten Punkte sind dabei wieder — entsprechend wie in Abb. 2 — durch Rechnung aus den zugehörigen Meßpunkten bei unbelastetem Quader gewonnen. Wir bringen die Ableitung der dazu verwendeten Formel: Für eine Schwingung mit geschwindigkeitsproportionaler Dämpfung gilt die Kraftgleichung

$$M \cdot \ddot{y} + K \cdot \dot{y} + C \cdot y = 0.$$

Hierin ist K der Dämpfungskoeffizient, M die an der Schwingung beteiligte Gesamtmasse (in unserem Falle $M = m + a \cdot \mu$, bzw. $M = m + m_2 + a \cdot \mu$), C die Gesamtfederkonstante (in unserem Fall $C = c + a \cdot b$). Für das Dämpfungskoeffizient dieser Schwingung leitet sich die Beziehung ab:

$$\Lambda = \frac{K}{2M} \cdot T,$$

wo T die Schwingungszeit der gedämpften Schwingung, mit guter Näherung aber auch die der ungedämpften Schwingung ist, wenn Λ in mäßigen Grenzen bleibt. In letzterem Fall gilt außerdem

$$M = \left(\frac{T}{2\pi}\right)^2 \cdot C,$$

was zusammen mit der vorigen Gleichung

$$\Lambda \cdot C \cdot T = 2\pi^2 \cdot K \text{ ergibt.}$$

Wenn also C und K konstant sind, so muß gelten

$$\Lambda \cdot T = \text{const.}$$

Bezeichnen wir also wieder die Größen bei belastetem und unbelastetem Quader bzw. mit dem Zeiger z und 0 , so heißt das letzte Ergebnis auch

$$\Lambda_z \cdot T_z = \Lambda_0 \cdot T_0 \text{ (gültig für konstantes } C \text{ und } K).$$

Hieraus kann Λ_z durch die drei anderen Größen ermittelt werden.

In Abb. 5 ist — wieder der Übersichtlichkeit halber — nur eine Serie von so errechneten Λ_z -Werten aufgenommen. Man sieht, daß diese bei $h = 10$ cm guten Anschluß an die direkt gemessenen Werte findet. Andere (in Abb. 5 nicht enthaltene) Serien stimmen dagegen mit den direkt gemessenen Kurven weniger gut überein, und vollends bei kleineren Eintauchtiefen werden die Abweichungen zwischen beiden so groß, daß die Gültigkeit der letzten Formel auch näherungsweise nicht mehr aufrechterhalten werden kann.

Daraus muß gefolgert werden, daß der Dämpfungskoeffizient K wesentlich frequenzabhängig ist. Um das zu zeigen, ist in Abb. 6 das Produkt $\Lambda \cdot C \cdot T$, das ja nach obigem bis auf einen Zahlenfaktor gleich K ist, über der zugehörigen Tauchschwingungszeit T aufgetragen. Zu gleichen Eintauchtiefen gehörige Punkte sind verbunden und auch nur wieder soviel Punkte aufgenommen, als die Übersichtlichkeit der Abbildung es zuließ. Diese Abbildung erweist eindeutig die starke Frequenzabhängigkeit des Dämpfungskoeffizienten K . Nun muß offenbar der Dämpfungskoeffizient der Quaderschwingung in ähnlicher Weise von der Tauchschwingungszeit abhängen wie die Amplituden der bei der Quaderschwingung gebildeten fortlaufenden Oberflächenwellen. Abb. 6 gibt uns also gleichzeitig ein qualitatives Bild von der Abhängigkeit der Amplituden der fortlaufenden Oberflächenwellen von der Tauchschwingungszeit des Quaders. In dieser Deutung zeigt die Abbildung, daß innerhalb des durchmessenen Frequenzbereichs bei jeder Eintauchtiefe ein größeres Haupt- und ein kleineres Nebenmaximum der Wellenamplituden vorhanden ist. Bei größeren Eintauchtiefen scheinen die Maxima sich zu größeren Tauchschwingungszeiten hin zu verlagern. Ebenso bemerkt man, daß die Frequenzabhängigkeit der Wellenamplituden mit zunehmender Eintauchtiefe abnimmt. Weitergehende Aussagen über die Wellenamplituden auf Grund der Abb. 6 zu machen, erscheint nicht angängig. Indessen ergibt sich noch eine interessante Tatsache aus einem Vergleich zwischen den Abb. 4 und 6:

Man stellt dabei fest, daß die zugehörigen Kurven der beiden Abbildungen sich reziprok zueinander verhalten, indem die eine immer

dann steigende Tendenz hat, wenn die andere abfällt, und die eine Maxima erreicht, wenn die andere Minima hat (die vier rechts unten in Abb. 4 gelegenen schlechten Punkte befolgen dieses Gesetz nicht).

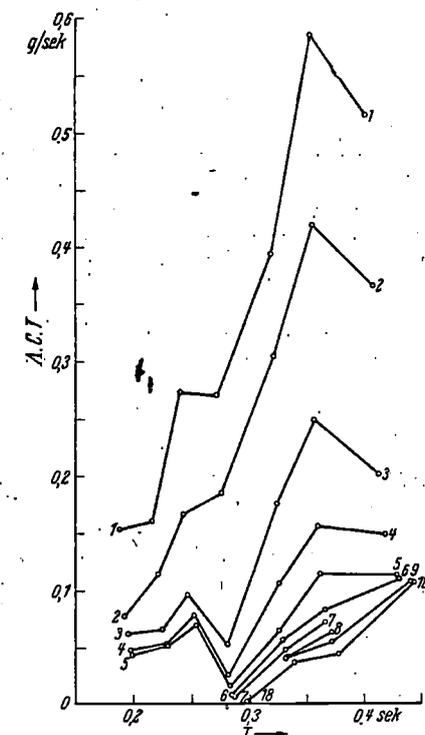


Abb. 6. Das dem Dämpfungskoeffizienten proportionale Produkt $A \cdot C \cdot T$ als Funktion der Tauchschwingungszeit T (die Zahlen an den Enden der Kurven bezeichnen die zugehörigen Eintauchtiefen in cm).

Man kann die gefundene Gesetzmäßigkeit so aussprechen:

Bei Tauchschwingungen eines Quaders von gegebener Breite bleibt für gewisse Wertepaare h, T die Flüssigkeitsbewegung auf die nähere Umgebung des Quaders konzentriert. Das äußert sich an der freien Oberfläche durch Bildung hauptsächlich stehender Wellen, deren Amplituden mit wachsender Entfernung vom Quader abklingen; diese stehenden Wellen erscheinen im registrierten Schwingungsbild als scheinbare Masse. Daher ist die scheinbare Masse für diese Wertepaare h, T relativ groß. Dagegen sind hierbei die Amplituden der fortlaufenden Oberflächenwellen relativ klein; dies äußert sich im registrierten Schwingungsbild als relativ kleine Dämpfung¹. Bei gewissen anderen Wertepaaren h, T tritt dagegen das Umgekehrte ein: Hier wandert ein größerer Teil der vom Wasser je Zeiteinheit aufgenommenen Energie ins Unendliche fort (relativ große Dämpfung), während der „verlustfreie“ Anteil der vom Wasser aufgenommenen Energie kleiner geworden ist (kleinere scheinbare Masse).

4. Wellenamplitudenmessungen bei stationären erzwungenen Schwingungen.

Im Prinzip ist die in Abb. 1a und 1b dargestellte Apparatur auch für erzwungene Schwingungen verwendbar: Man braucht nur etwa das obere Ende der Feder f_1 an einen Exzenter anzuschließen, der von einem Motor veränderlicher Drehzahl betrieben wird. Diese Apparatur wäre aber ersichtlicherweise mit dem Nachteil behaftet, daß man, selbst bei Zuschaltung einer passenden Öldämpfung, Frequenz und Amplitude der Schwingung nicht unabhängig voneinander vorgeben kann.

Wir haben daher eine Apparatur vorgezogen, die keine mit Eigenfrequenz behafteten Teile enthält. Abb. 7 zeigt das Schema der

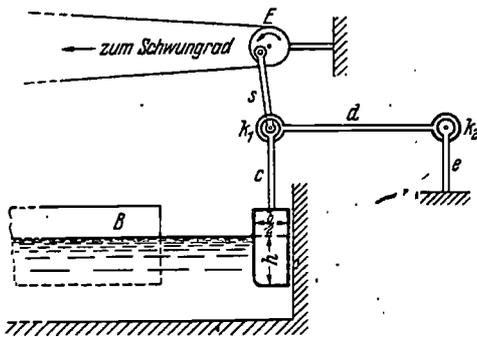


Abb. 7. Apparatur für erzwungene Quaderschwingungen.

einfachen Anordnung. Das Dreiarmsgestänge $c-d-e$ ist geblieben, jedoch statt der Schraubenfedern führt eine starre Schubstange s zum Exzenter E . Die Exzentrizität ist verstellbar vorgesehen, um die Einstellung verschiedener Quaderamplituden zu ermöglichen. Zwischen Exzenter und Antriebsmotor ist ein großes Schwungrad eingeschaltet, dessen Trägheit kürzere Schwankungen der Motordrehzahl ausgleicht.

Man sieht im übrigen, daß wir eine Symmetrieeigenschaft der

¹ Es ist zu vermuten, daß bei diesen h, T -Wertepaaren leicht das Phänomen des „Wellenumschlags“ (vgl. M. Schuler: ZAMM 13 (1933) S. 443 bis 446) eintritt; doch soll darauf hier nicht näher eingegangen werden.

Anordnung ra ausgenutzt haben: Die mitten zwischen den beiden vertikalen Seitenflächen des Quaders gelegene Vertikalebene ist offenbar dadurch ausgezeichnet, daß in ihr nur Vertikalbewegungen der Flüssigkeitsteilchen auftreten können. Diese „Symmetrieebene“ kann daher — streng genommen nur in reibungsloser Flüssigkeit, mit guter Näherung aber auch in unserem Falle — durch eine Wand ersetzt werden. Als solche haben wir die eine Endwand unseres Wassertanks benutzt, wie Abb. 7 zeigt. Der Vorteil dieser Anordnung besteht darin, daß nun mehr Raum zur Verfügung stand, um eine geeignete Meßstrecke zur Wellenamplitudenmessung zu wählen und andererseits die Dämpfungseinrichtung der Wasserwellen — die zudem jetzt nur noch einmalig vorhanden zu sein brauchte — am entgegengesetzten Tankende einzubauen. Der zwischen Quaderlängswand und Tankendwand verbleibende Spalt war so eng gehalten, daß sein Vorhandensein keinen maßgeblichen Einfluß auf die Wellenbildung ausüben konnte.

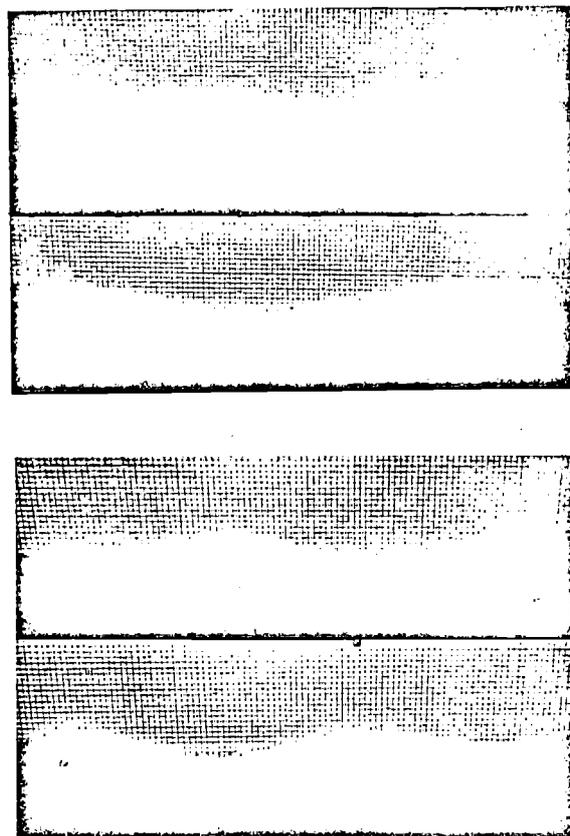


Abb. 8a u. 8b. Photographien stationärer fortlaufender Oberflächenwellen, die von erzwungenen Tauchschwingungen des Quaders herrühren.

Die zu messenden Größen sind im vorliegenden Falle:

1. Die Quaderamplitude: Diese ist unmittelbar durch die Exzentrizität gegeben;
2. die Eintauchtiefe h : Sie ist die mittlere Entfernung der Quadergrundfläche von der Wasseroberfläche während eines Exzenterumlaufs;
3. die Tauchschwingungszeit T : Sie ist in unserer Anordnung durch die Umdrehungsgeschwindigkeit der Exzenterwelle gegeben. Diese wurde stroboskopisch gemessen;
4. die Amplitude der fortlaufenden Oberflächenwellen. Die Messung dieser wichtigsten Größe erfordert genauere Beschreibung:

Wenn der Antriebsmotor sein Anlaufstadium hinter sich hat und mit konstanter Drehzahl läuft, so tritt bei gutem Funktionieren der Dämpfungseinrichtung bald der „stationäre Zustand“ ein, d. h. nur in unmittelbarer Nähe des Quaders sind stehende Wellen vorhanden. Von etwa 1 m Entfernung vom Quader ab gibt es dagegen nur noch fortschreitende Oberflächenwellen, deren Profil eine in sich unveränderte annähernd sinusförmige Gestalt hat und sich mit konstanter Geschwindigkeit vom Tauchkörper entfernt. Um die Amplituden dieser Wellen messen zu können, klemmten wir, weit genug vom Quader wie auch von der Dämpfungseinrichtung entfernt, ein Blech gegen eine der Tanklängswände (B in Abb. 7), auf dessen Oberfläche eine Gradzeinteilung von 5 mm Maschenweite angebracht war. Bei langsameren Quaderschwingungen konnte so die Amplitude der an dem Blech entlanglaufenden Wellen direkt mit bloßem Auge ermittelt werden; bei schnelleren Quaderschwingungen empfahl es sich mehr, die Wellen zu photographieren. Das Wasser wurde hierzu mit Fuchsin gefärbt, um es auf dem Bilde schwarz erscheinen zu lassen. Die Abb. 8a und 8b zeigen Proben solcher Photographien stationärer fortlaufender

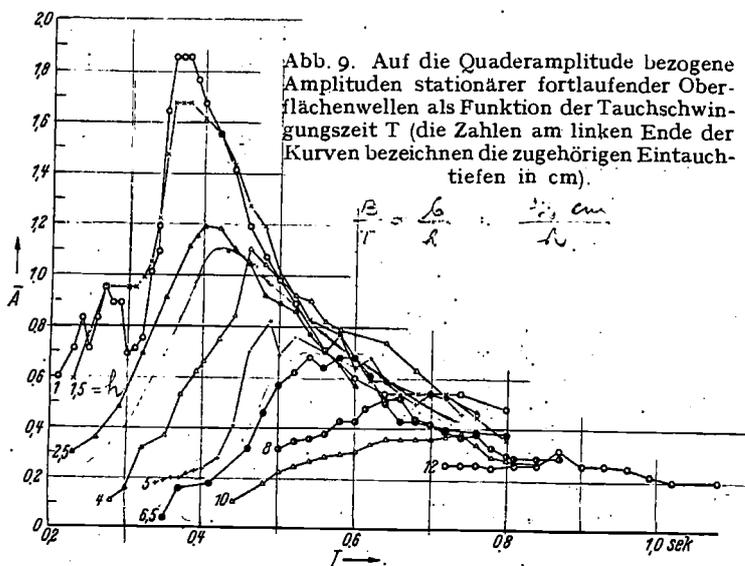
Oberflächenwellen. Aus den Photographien wurden die Amplituden mittels eines schwachvergrößernden Mikroskopes abgelesen.

Eine erhebliche Herabminderung der Zahl der notwendigen Versuche ergab sich durch die Tatsache, daß — bei sonst gleichen Verhältnissen — Quaderamplitude und Wellenamplitude innerhalb unseres Meßbereichs einander proportional waren. Bezeichnen wir also den konstanten Quotienten aus Wellenamplitude und Quaderamplitude, die „bezogene Wellenamplitude“ mit \bar{A} , so behalten wir nur noch drei voneinander abhängende Größen übrig, nämlich \bar{A} , T , h .

Die Ergebnisse dieser Messungen zeigt Abb. 9. Es sind hier die bezogenen Wellenamplituden \bar{A} über den zugehörigen Tauchschwingungszeiten T aufgetragen und die zu gleichen Eintauchtiefen gehörigen Punkte miteinander verbunden.

Man erkennt sofort, daß die Wellenamplituden tatsächlich in der in Abb. 6 vorhergesagten Weise von Tauchschwingungszeit und Eintauchtiefe abhängen.

Bei der Kurve für $h = 1$ cm sind drei Maxima erkennbar, und zwar ein Hauptmaximum bei etwa $T = 0,4$ sek. und zwei kleinere Nebenmaxima, die zwischen den Abszissenwerten $T = 0,2$ und $0,3$ sek.



liegen. Die Werte für $h = 1,5$ cm zeigen außer dem Hauptmaximum noch ein Nebenmaximum. Bei größeren Eintauchtiefen ist nur noch das Hauptmaximum deutlich ausgeprägt, bis bei $h = b = 12$ cm auch dieses kaum mehr erkennbar ist. Das bedeutet auch, mit anderen Worten gesagt, daß die Frequenzabhängigkeit von \bar{A} mit wachsender Eintauchtiefe mehr und mehr abnimmt.

Die Hauptmaxima verlagern sich mit wachsender Eintauchtiefe zu größeren Tauchschwingungszeiten hin. Jede Kurve scheint nach Erreichung ihres Hauptmaximums mit wachsendem T asymptotisch gegen Null zu gehen, so wie es offenbar auch verlangt werden muß.

Die Hauptmaxima sind gleichzeitig auch Belastungsmaxima des Antriebsmotors. Daher ließ sich in ihrem Bereich die Motordrehzahl nur schlecht konstant halten. Darin ist wohl der Grund für die Schwankungen der Amplituden im Bereich des jeweiligen Hauptmaximums zu suchen, die besonders bei $h = 5$ und $6,5$ cm in Erscheinung treten.

Über die Verlässlichkeit der Amplitudenmessungen sei gesagt, daß die Meßfehler im Höchstfalle nicht mehr als 10 Prozent des Wertes von \bar{A} ausmachen dürften.

Eine demnächst erscheinende theoretische Untersuchung wird diese gemessene Amplitudenverteilung bestätigen. Hier möge noch eine Froudesche Ähnlichkeitsbetrachtung Platz finden, die ebenfalls in gewisser Hinsicht eine Bestätigung der Messungen von Abb. 9 liefern wird.

5. Froudesche Ähnlichkeit beim schwingenden Quader.

Das Froudesche Ähnlichkeitsgesetz sagt aus, daß bei der Umströmung ähnlicher Körper durch eine nichttreibende schwere Flüssigkeit Ähnlichkeit von Stromlinien dann vorhanden ist, wenn

$$\frac{V^2}{l \cdot g} = \text{const}$$

gilt. Dabei bedeutet

g die Schwerebeschleunigung,

l die charakteristische Länge des angeströmten Körpers,

V die charakteristische Geschwindigkeit der Strömung.

Für den Fall des Tauchschwingungen ausführenden Quaders ist demnach Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieses Gesetzes, daß die eintauchenden Quaderprofile einander ähnlich sind, d. h.

$$h = \text{const} \cdot b$$

ist, und auch, daß die während eines Hubes von der Bodenlinie des Profils überstrichenen Flächen einander ähnlich sind. Letzteres heißt, wenn wir die Quaderamplitude mit A_0 bezeichnen,

$$A_0 = \text{const} \cdot b.$$

Auf Grund dieser beiden Beziehungen bleibt nur eine der drei vorhandenen Längen A_0 , b , h als willkürlich wählbare charakteristische Länge übrig.

Die charakteristische Geschwindigkeit ist in unserem Falle offenbar die Maximalgeschwindigkeit des Quaders während einer Schwingung:

$$V = A_0 \cdot \omega = A_0 \cdot \frac{2 \cdot \pi}{T}$$

was nach obigem auch

$$V = \text{const} \cdot h \cdot \frac{2 \cdot \pi}{T}$$

geschrieben werden kann.

Wählen wir als charakteristische Länge die Eintauchtiefe h und setzen $l = h$ und den Wert für V in das Froudesche Gesetz ein, so ergibt sich für die Tauchschwingungszeit die Beziehung

$$T = \text{const} \cdot \sqrt{h}.$$

In Worten: Die bei ähnlichen Strömungsverhältnissen einander entsprechenden Tauchschwingungszeiten wachsen mit der Quadratwurzel aus den zugehörigen Eintauchtiefen.

Solche „einander entsprechenden“ Tauchschwingungszeiten wären z. B. auch die zu den Hauptmaxima der Wellenamplituden der Abb. 9 gehörigen T -Werte, wenn wir ähnliche eintauchende Profile gehabt hätten. Man sieht aber auch sofort, daß die bei unseren Versuchen vorhandene Abweichung von dieser Ähnlichkeitsforderung um so kleiner wird, je größer die Eintauchtiefen werden. Bildet man die Quotienten T/\sqrt{h} für die zu den größeren Eintauchtiefen gehörigen Hauptmaxima, so ergibt sich in der Tat ein ungefähr konstanter Wert.

6. Zusammenfassung.

Freie Tauchschwingungen eines an Federn hängenden Quaders werden bei verschiedenen Federsystemen und Eintauchtiefen untersucht. Die aus den Messungen auswertbaren Schwingungszeiten und Dämpfungsdekrementen ergeben Aufschluß über die scheinbare Masse und (qualitativ) über die Amplituden der erzeugten fortlaufenden Oberflächenwellen in ihrer Abhängigkeit von Tauchschwingungszeit und Eintauchtiefe.

Bei erzwungenen Schwingungen werden die im stationären Zustand fortlaufenden Oberflächenwellen abhängig von Tauchschwingungszeit und Eintauchtiefe des Quaders gemessen. Die Messungen bestätigen die aus den Ergebnissen bei freien Schwingungen vermutete Verteilung der Wellenamplituden.

Eine Froudesche Ähnlichkeitsbetrachtung liefert eine Aussage über die Lage der Maxima der Wellenamplituden. Aus dieser Aussage läßt sich in gewissem Grade eine Bestätigung der gemessenen Werte entnehmen.

Für die Förderung dieser Untersuchungen bin ich Herrn Prof. Schuler und Herrn Prof. Prandtl zu Dank verpflichtet.

Glasgospinst und Kieselgur.

Von Ingenieur H. Wahls VDI., Harburg-Wilhelmsburg.

Auf Grund wissenschaftlicher und methodischer Arbeiten ist man heute in der Lage, Isolierungen gegen Wärme- und Kalteaustausch nach allen wesentlichen wirtschaftlichen und betriebstechnischen Gesichtspunkten mit einer den Bedürfnissen der Praxis genügenden Genauigkeit zu berechnen. Der Isolierfachmann ist deshalb jetzt in der Lage, seinem Abnehmer bzw. Auftraggeber eine Isolierung zu

empfehlen, welche zweckmäßig und im Preise angemessen ist. Die auszuführende Isolierung muß

1. den betriebstechnischen Anforderungen und
2. der Wirtschaftlichkeit

entsprechen. Betriebstechnische Gesichtspunkte können unter Umständen im Vordergrund stehen, wenn mit der Isolierung ein bestimm-