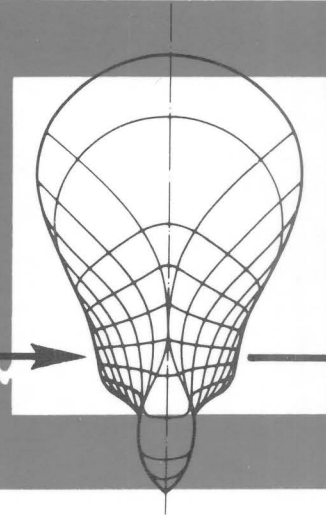


INSTITUT FÜR SCHIFFBAU
DER UNIVERSITÄT HAMBURG



Oszillatorversuche mit einem
tiefgetauchten Rotationsellipsoid

H. Keil

Mai 1969

Bericht Nr. 242

INSTITUT FÜR SCHIFFBAU DER UNIVERSITÄT HAMBURG

IfS - Bericht Nr. 242

Oszillator - Versuche mit einem tiefgetauchten
Rotationsellipsoid

von

H. Keil

Hamburg, Mai 1969

Oszillatorversuche mit einem tiefgetauchten
Rotationsellipsoid

1. Einführung
2. Oszillator
3. Versuchskörper
4. Bewegungsgleichungen und Meßgrößen
5. Erfassung der Meßwerte
6. Versuchsdurchführung und Auswertung
7. Ergebnisse
8. Schlußfolgerungen
9. Schluß
10. Literatur

1. Einleitung:

Zur Klärung der Frage, inwieweit der am Institut für Schiffbau vorhandene Oszillator für sog. Planar-Motion-Versuche mit tiefgetauchten Körpern einsatzfähig ist, sollten Versuche mit einem Rotationsellipsoid durchgeführt und die Ergebnisse mit theoretischen Werten und in von Szebehely und Niederer [1] mitgeteilten Versuchsergebnissen verglichen werden. Insbesondere sollte dabei geprüft werden, wie sich etwaige elastische Schwingungen des Schleppwagens im großen Tank der HSVA auf die Messung auswirken und wie ihnen gegebenenfalls zu begegnen ist.

2. Oszillator:

Mit dem Oszillator [2] können Bewegungen in drei Freiheitsgraden erzeugt werden (Bild 1). Von einem Drehstrommotor (1) werden über ein stufenloses Getriebe (2), eine Schaltkupplung (3) und ein Getriebe (4) drei Kurbelschleifen (5 - 7) angetrieben. Etwaige Drehzahlungleichförmigkeit gleicht ein Schwungrad (8) aus, das aus baulichen Gründen zwischen Kupplung und Motor liegt. Die Kurbelschleifen (5) und (6) bewegen die Stempel (9) und (10) vertikal, während die Kurbelschleife (7) das ganze System horizontal bewegt. Alle Bewegungen sind harmonisch mit einer einstellbaren Amplitude bis 6 cm. Die Phasen zwischen den drei Bewegungen sind ebenfalls einstellbar. Somit sind zwei Translations- und eine Rotationsbewegung zu erzeugen, deren Vektoren jeweils senkrecht aufeinander stehen. Der Frequenzbereich reicht von 0,15 Hz bis 1,5 Hz. Die Motorleistung gestattet bei voller Amplitude und höchster Frequenz Modellgewichte bis 200 kp.

3. Versuchskörper:

Als Versuchskörper diente ein Rotationsellipsoid mit einer Länge von 2 m und einem Achsenverhältnis von $d/l = 1/7$. Es war aus Teakholz gedreht.

$$\begin{aligned} L &= 2,00 \text{ m} \\ d &= 0,286 \text{ m} \end{aligned}$$

Zur Befestigung der Halterungen waren symmetrisch zwei Ausfräsungen angebracht, die mit Blechen abgedeckt wurden, um die Körperkontur zu erhalten (Bild 2).

4. Bewegungsgleichungen und Meßgrößen:

Gemessen wurde in einem quasiraumfesten Koordinatensystem, d.h. ein mit der Fahrgeschwindigkeit bewegtes raumfestes System, wie man es üblicherweise bei der Behandlung von periodischen Schiffsbewegungen zugrunde legt. Auf dem Gebiet der Manovrierfähigkeit wird häufiger mit einem körperfesten Koordinatensystem gearbeitet. Bei den vorliegenden Versuchen wurde von dieser Praxis abgewichen, da die vorhandenen Meßwertgeber benutzt werden mußten.

In dem quasiraumfesten Koordinatensystem (Bild 3) ergeben sich folgende Bewegungsgleichungen für den starr mit den Stempeln verbundenen Körper:

$$(1) (m_K + m_W K_y) \ddot{y} + d \cdot \dot{y} + m_K \overline{OG}_y \cdot \ddot{\theta} + \frac{J_W \cdot K_{yy}}{h_{OT}} \ddot{\theta} + \frac{D}{h_{OD}} \dot{\theta} - dU\theta - \overline{P} \cos(\omega t + \epsilon_1)$$

$$(2) (J_K + J_W K_{yy}) \ddot{\theta} + D \cdot \dot{\theta} - m_K g \overline{OG}_x \cdot \theta - m_W U^2 (K_y - K_x) \theta + m_K \cdot \overline{OG}_y \ddot{y} + m_W K_y h_{yT} \ddot{y} + m_W \cdot U (K_y - K_x) \dot{y} + d \cdot h_{yD} \cdot \dot{y} = \overline{M} \cos(\omega t + \epsilon_2)$$

- mit
- m_K : Masse des Körpers
 - m_W : Masse des verdrängten Wassers
 - J : Massenträgheitsmoment des Körpers
 - J_W : " " " " des verdrängten Wassers
 - K_y : dimensionslose hydrodynamische Masse in y-Richtung
 - K_x : dimensionslose hydrodynamische Masse in x-Richtung
 - K_{yy} : dimensionsloses Massenträgheitsmoment um die y-Achse
 - \overline{OG}_y : y-Koordinate des Körperschwerpunktes
 - \overline{OG}_x : x- " " " "
 - d : Dämpfungskraft : Schwingungsgeschwindigkeit
 - D : Dämpfungsmoment : Drehgeschwindigkeit

$h_{\theta T}, h_{\theta D}, h_{yT}, h_{yD}$: fiktive Hebelarme der hydrodynamischen Kräfte

- U : Anströmgeschwindigkeit
- \bar{P} : Amplitude der erregenden Kraft
- \bar{M} : " des " Momentes
- ε_1 : Voreilwinkel der erregenden Kraft gegenüber der Bewegung
- ε_2 : Voreilwinkel des erregenden Momentes gegenüber der Bewegung
- ω : Kreisfrequenz der Bewegung
- $y = \bar{y} \cos \omega t$: Translationsbewegung
- $\theta = \bar{\theta} \cos \omega t$: Rotationsbewegung

Da die Bewegung harmonisch ist, kann man schreiben:

$$(3) -(m_K + m_W \cdot K_y) \bar{y} \omega^2 \cos \omega t - d \cdot \bar{y} \cdot \omega \sin \omega t - m_K \cdot \bar{O}G_y \cdot \bar{\theta} \omega^2 \cos \omega t - \frac{J_W \cdot K_{yy}}{h_{\theta T}} \cdot \bar{\theta} \omega^2 \cos \omega t - \frac{D}{h_{\theta D}} \cdot \bar{\theta} \omega \sin \omega t - d \cdot U \cdot \bar{\theta} \cos \omega t = \bar{P} \cos(\omega t + \varepsilon_1)$$

$$(4) -(J_K + J_W K_{yy}) \bar{\theta} \omega^2 \cos \omega t - D \bar{\theta} \omega \sin \omega t - m_K \cdot g \cdot \bar{O}G_x \cdot \bar{\theta} \cos \omega t - m_W U^2 (K_y - K_x) \cdot \bar{\theta} \cos \omega t - (m_K \bar{O}G_y + m_W K_y h_{yT}) \bar{y} \omega^2 \cos \omega t - [m_W U (K_y - K_x) + d h_{yD}] \bar{y} \omega \sin \omega t = \bar{M} \cos(\omega t + \varepsilon_2)$$

Trennt man die Gleichungen (3) und (4) in sin-Anteil und cos-Anteil auf, so erhält man bei Fahrgeschwindigkeit $U = 0$ vier Gleichungen für die acht hydrodynamischen Größen $K_y, K_{yy}, d, D, h_{yT}, h_{yD}, h_{\theta T}, h_{\theta D}$. Die Gleichungen müssen daher entkoppelt werden, indem nacheinander einmal nur eine reine Translationsbewegung $y = \bar{y} \cos \omega t$ und ein anderes Mal eine reine Rotationsbewegung $\theta = \bar{\theta} \cos \omega t$ erzeugt wird. Ist die Anströmungsgeschwindigkeit $U \neq 0$, so tritt noch ein Glied auf, das K_x , d.i. die dimensionslose hydrodynamische Masse in x-Richtung. Diese Größe müßte in einem weiteren Versuch mit reiner Translationsbewegung $x = \bar{x} \cos \omega t$ bestimmt werden. Auf diesen Versuch kann jedoch verzichtet werden, wenn man einen Schrägschleppversuch durchführt und dabei das Moment

$$m_W \cdot U^2 (K_y - K_x) \cdot \bar{\theta}$$

bestimmt.

Beim Schrägschleppversuch tritt infolge der Ablösung am Körper auch eine Kraft $d \cdot U \cdot \bar{\theta}$ auf, aus der die Dämpfungskonstante d für $\omega = 0$ bestimmt werden kann.

Die Bestimmungsgleichungen für die gesuchten Größen lauten dann:

Reine Translationsbewegung:

$$K_y m_w = \frac{-\bar{P} \cos \varepsilon_1}{\bar{y} \omega^2} - m_K \quad (5a)$$

$$d = \frac{\bar{P} \sin \varepsilon_1}{\bar{y} \omega} \quad (5b)$$

$$m_w K_y \cdot h_{yT} = -\frac{\bar{M} \cos \varepsilon_2}{\bar{y} \omega^2} - m_K \cdot \overline{OG}_y \cdot g \quad (5c)$$

$$d \cdot h_{yD} = \frac{\bar{M} \sin \varepsilon_2}{\bar{y} \omega} - m_w \cdot U (K_y - K_x) \quad (5d)$$

Reine Rotationsbewegung:

$$J_w K_{yy} = -\frac{\bar{M} \cos \varepsilon_2}{\bar{\theta} \omega^2} - m_w \frac{U^2}{\omega^2} (K_y - K_x) - J_K - \frac{m_K \cdot \overline{OG}_x}{\omega^2} \quad (6a)$$

$$D = \frac{\bar{M} \sin \varepsilon_2}{\bar{\theta} \omega} \quad (6b)$$

$$\frac{J_w \cdot K_{yy}}{h_{\theta T}} = \frac{-\bar{P} \cos \varepsilon_1}{\bar{\theta} \omega^2} - m_K \cdot \overline{OG}_y - \frac{d \cdot U}{\omega^2} \quad (6c)$$

$$\frac{D}{h_{\theta D}} = \frac{\bar{P} \sin \varepsilon_1}{\bar{\theta} \omega} \quad (6d)$$

Kraft \bar{P} , Moment \bar{M} und die Phasen ε_1 und ε_2 müssen im Versuch bestimmt werden.

5. Erfassung der Meßwerte:

Mit Bild 3 erhält man:

$$\begin{aligned} P &= P_v + P_h \\ M &= h (P_v - P_h) \end{aligned} \quad (7)$$

P_V und P_H wurden über induktive Kraftmeßdosen gemessen, in einem Trägerfrequenzverstärker verstärkt und über ein aktives Filter einem Schleifenoszillographen zugeführt (Bild 4). Der Abstand Frequenz des Meßwertes zu Filtergrenzfrequenz betrug ca. 1 : 5. Dies mag gering erscheinen, ein gutes Filter weist bei diesem Wert jedoch noch keinen Amplitudenabfall auf. Dies wurde durch eine elektrische Eichung des Filters als auch eine dynamische Eichung mit Gewichten nachgeprüft. Korrigieren muß man jedoch die Phase des Meßwertes, da die Zeitkonstante des Filters hier stört. Diese Zeitkonstante wurde durch die erwähnten Eichungen bestimmt. Die Bewegung wurde nicht registriert; es wurden vielmehr zur besseren Auswertung die Nulldurchgänge durch Mikroschalter markiert. Bild 5 zeigt eine typische Registrierung.

6. Versuchsdurchführung und Auswertung:

Der Versuchskörper war an zwei profilierten Schwertern gehalten. Die Tauchtiefe (Wasseroberfläche - Körperachse) betrug 5,25 Körper- \emptyset . Da die vorhandenen Kraftgeber nicht im Modell eingebaut werden konnten, ihre relativ großen Abmessungen die Umströmung des Körpers möglichst wenig beeinflussen sollten, wurden sie in ca. zwei Körperdurchmessern Abstand von der Körperachse angebracht. Dadurch gingen die Massenkräfte eines Teiles der Halterung in die Meßwerte ein. Da diese bekannt sind, können sie vor Anwendung der Gleichungen (5) und (6) eliminiert werden. Dann ist der Körper bis auf den Einfluß der Ausfräsungen (Bild 2) symmetrisch und \overline{OG}_x bzw. \overline{OG}_y in den Gleichungen (5) und (6) verschwinden. Der Einfluß der Ausfräsungen ist vernachlässigbar, da die Hohlräume mit Blechen abgedeckt und mit Wasser gefüllt waren. Der Anteil der darin befindlichen Teile der Halterung kann gegen die Differenz der spezifischen Gewichte von Teakholz und Wasser aufgerechnet werden. .

Folgende Versuche wurden durchgeführt:

Oszillieren ohne Fahrt: Reine Querbewegung
Amplituden 0,175 und 0,21·Körper-Ø
Reine Drehbewegung
Amplituden 8° und 9,5°
6 Frequenzen 0,32 bis 0,64 Hz

Schrägschleppen: Je 3 Schrägstellungen nach beiden
Seiten 4,5°, 6,6°, 9,5°
bei Anströmgeschwindigkeiten von
2,0 und 3,0 m/sec

Oszillieren in Fahrt: wie Oszillieren ohne Fahrt
mit Anströmgeschwindigkeiten von
2,0 und 3,0 m/sec
Strouhal-Zahl-Bereich damit

$$\frac{\omega l}{2u} = 0.66 \div 2.0$$

Die Eigenmasse des Körpers und das Eigenträgheitsmoment werden normalerweise durch Versuche in Luft ermittelt. Diese Versuche wurden auch durchgeführt, konnten jedoch nicht erfolgreich ausgewertet werden. Schon während des Luftversuches zeigte sich, daß die Phasenverschiebung zwischen den Kräften und Wegen, die in Luft verschwinden müssen, wesentlich größer waren als die geeichten Verschiebungen durch die Zeitkonstante des Filters. Ein langsames Durchdrehen des Oszillators ergab eine Kraftanzeige, obwohl die Beschleunigung Null war. Das wurde mit einer Verspannung der Kraftgeber gegeneinander durch den Körper erklärt. Eine solche Verspannung kann nur dadurch auftreten, daß die beiden Stempel nicht exakt in einer Ebene arbeiten und die Geber in Querrichtung gegeneinander verschieben. Das bedeutet eine Tordierung der Geber, die zu einer Kraftanzeige führen, da das System in dieser Richtung statisch unbestimmt ist. Die Verschiebungen sind so klein, daß sie bisher nicht genügend genau bestimmt werden konnten. Mehrfaches quasi-statisches Durchdrehen des Oszillator ergab immer das gleiche Ergebnis. Sobald die starre Verbindung mit dem Körper gelöst wurde, verschwand der Effekt. Wäre die auftretende Kraft in Phase mit der Bewegung, ließe sie sich eliminieren.

Leider scheint sie der Bewegung nachzueilen.

Masse und Trägheitsmoment des Körpers wurden daher durch Wägen und Auspendeln bestimmt.

Die Größe dieses Fehlers konnte noch auf andere Weise nachgewiesen werden. Trägt man das Moment in Gleichung (6a) für $U = 0$ über ω^2 auf, so muß bei Extrapolation auf Null das Moment verschwinden. Die Ergebnisse der Messung wiesen jedoch ein Restmoment auf, das im Rahmen der Meßgenauigkeit die gleiche Größe hat wie das beim Durchdrehen auftretende. Die Meßwerte wurden mit diesem Betrag korrigiert.

Da das hohe Gewicht des Oszillators (700 kp) die Eigenfrequenz des Meßwagens (sonst 4 - 5 Hz) verringerte und davon störende Einflüsse auf die Messung erwartet wurden, wurde der Oszillator über Schwingmetallelemente mit dem Wagen verbunden, so daß die Eigenfrequenz des Systems bei 2,1 Hz lag (Ausschwingversuch).

Zum Abschluß wurde noch je eine Fahrt mit 1,0 m/sec und 4 m/sec Anströmgeschwindigkeit durchgeführt, sowie einige Fahrten, bei denen die Schwingmetallelemente durch Holzklötze ersetzt wurden.

7. Ergebnisse:

Die theoretisch errechneten dimensionslosen Trägheitskoeffizienten und das dimensionslose Schrägschleppmoment ohne Einfluß der Zähigkeit betragen [3] für das benutzte Ellipsoid:

$$K_y = 0.94$$

$$K_{yy} = 0.81$$

$$K_x = 0.03$$

$$\frac{M_{\text{Schrägschlepp}}}{\frac{1}{2} \rho l^3 u^2 \theta} = 0.0191$$

Ohne Anströmgeschwindigkeit ergab der Versuch

$$K_y = 0.99$$

$$K_{yy} = 0.89$$

Diese Werte stellen Mittelwerte aus je 12 Messungen dar, deren Ergebnisse jeweils $\pm 3\%$ um den Mittelwert schwankten. Eine Frequenzabhängigkeit war nicht aufzufinden. Für die merkliche Vergrößerung dieser Werte gegenüber der Theorie gibt es zwei Erklärungen:

1. Infolge der elastischen Aufhängung wurde die Bewegungsamplitude um 1 bis 2 mm vergrößert, was im Ergebnis 1 bis 2 % Vergrößerung bringt.
2. Der Körper war nicht hydraulisch glatt, so daß infolge der Reibungsschicht eine Vergrößerung der Werte auftritt.

Der Einfluß des unter 6. erwähnten Phasenfehlers (der Betrag wurde korrigiert) spielt hier keine große Rolle, da die Phasenverschiebungen klein sind, der Kosinus sich somit wenig von 1 unterscheidet, und Kraft bzw. Moment sich als Summe von zwei Meßgrößen ergeben.

Für das dimensionslose stationäre Schrägschleppmoment erhält man aus dem Versuch 0,0144, was wieder einen Mittelwert aus 6 Messungen mit Schwankungen von $\pm 2\%$ darstellt. In [1] ist dafür 0,0167 angegeben. Der Einfluß der Körper rauigkeit wirkt hier verringernd, da die Ablösung früher eintritt.

Was man als Einfluß der Schräganströmung beim Oszillieren in Fahrt angibt, ist Definitionssache. Wie Gleichung (6a) zeigt, ist das Moment aus der Schräganströmung von dem Moment infolge der Trägheit nicht zu trennen. In [1] ist das hydrodynamische Trägheitsmoment als konstant angenommen und jede Änderung durch die Anströmgeschwindigkeit oder die Frequenz dem Moment aus der Schräganströmung zugeschlagen und dieses für Strouhal-Zahlen zwischen 0 und 1,5 mit 0,0162, also um 3% geringer als beim Schrägschleppversuch angegeben. Die hier vorgelegten Versuche ergeben 0,0137 bei 3 m/sec bzw. 0,0141 bei 2 m/sec Anströmgeschwindigkeit, also auch im Mittel um 3 % geringer als beim

Schrägschleppversuch. Für den Einfluß des Phasenfehlers gilt das vorstehend Gesagte entsprechend.

Sehr spürbar macht sich dieser Fehler bei den kosinusveränderlichen Koppelgliedern, die als Differenz großer (ungenauer) Zahlen auftreten, und bei allen den Sinus enthaltenden Termen, also den Dämpfungen, bemerkbar. Die Koppelterme wurden deshalb nicht völlig ausgewertet. Für die Dämpfungskonstante

$$\eta' = \frac{D}{\frac{1}{2} g l^4 u}$$

die in [1] je nach Winkel (nichtlinearer Einfluß) und Strouhal-Zahl zwischen $5 \cdot 10^{-4}$ und $8 \cdot 10^{-4}$ angegeben wird, zeigen die Versuche die Größenordnung auf. Die Ergebnisse schwanken statistisch zwischen $2.5 \cdot 10^{-4}$ und $11 \cdot 10^{-4}$. Sie ergeben sich als Differenz großer Zahlen, die durch die falsche Phase entstellt sind. Daraus Schlüsse zu ziehen, ist leider nicht möglich.

Während bei der reinen Drehbewegung keine allzu großen Oberschwingungen überlagert waren, zeigen die Registrierungen bei der reinen Querbewegung in Fahrt starke Störungen durch Vibrationen des Schleppwagens.

8. Schlußfolgerungen:

Die Versuche sollten die Frage beantworten, ob eine sinnvolle Untersuchung tiefgetauchter Körper mit der vorhandenen Meßeinrichtung durchgeführt werden kann. Der vorliegende Abschnitt zeigt, daß dies mit der gewählten Meßanordnung nicht möglich ist. Daß diese Anordnung nicht den Idealfall darstellt, war von vornherein klar. Es mußte wegen der kurzen Vorbereitungszeit jedoch dennoch so gemessen werden. Die Schwierigkeiten sind durch folgende Maßnahmen zu beseitigen:

1. Die statische Unbestimmtheit wird durch zwei Kreuzfeder-
gelenke an einem Stempel beseitigt. Die Art der Konstruktion
ergibt sich dabei aus der in dieser Richtung zu fordernden
Eigenfrequenz.
2. Die Abmessungen der Versuchskörper sollten und können
wesentlich größer gewählt werden.
3. Um etwaige Verwirbelungen durch die Geber zu vermeiden,
werden kleinere Geber innerhalb des Körpers benutzt.

Größere Schwierigkeiten wurden von den elastischen Schwingungen
des Schleppwagens erwartet. Hier scheint der Versuch gezeigt
zu haben, daß die elastische Aufhängung nicht den Idealfall
darstellt. Es sollte vielmehr auf eine andere stark dämpfende
Lagerung ausgewichen werden, z.B. auf Weichholz. Anströmge-
schwindigkeiten um und über vier Meter sollten möglichst
vermieden werden. Ist das nicht möglich, so muß mit einem
geringeren Abstand als 1 : 5 gefiltert werden. Dies bereitet
keine Schwierigkeiten; nur müssen die Meßwerte dann auch dem
Betrag nach mit der Filtercharakteristik korrigiert werden.
Zur Art der Auswertung sei abschließend vermerkt, daß
eine Phasenmessung immer Probleme aufwirft und man hier
vielleicht auch neue Wege finden kann.

9. Schluß:

Der Verfasser dankt zum Schluß allen, die diese unter
starker Zeitnot durchgeführte Untersuchung gefördert haben,
besonders dem Betrieb des Instituts für Schiffbau unter
Herrn Thiemann und der HSVA, die es trotz großer Termin-
schwierigkeit ermöglichte, den großen Schlepptank am
Sonntag zu benutzen.

10. Literatur:

- [1] Szebehely V.6. und O.C. Niederer:
Unsteady and Amplitude Effects on the Moment
Derivatives of a Prolate Spheroid.
DTMB-Report 828, 1953

- [2] Keil, H. und H. Thiemann:
Ein Oszillator zur Ermittlung hydrodynamischer
Massen und Dämpfungswerte.
IfS-Bericht 120, 1963.
- [3] Kotschin, N.J., J.A. Kiebel und N.W. Rose:
Theoretische Hydromechanik, Berlin 1954

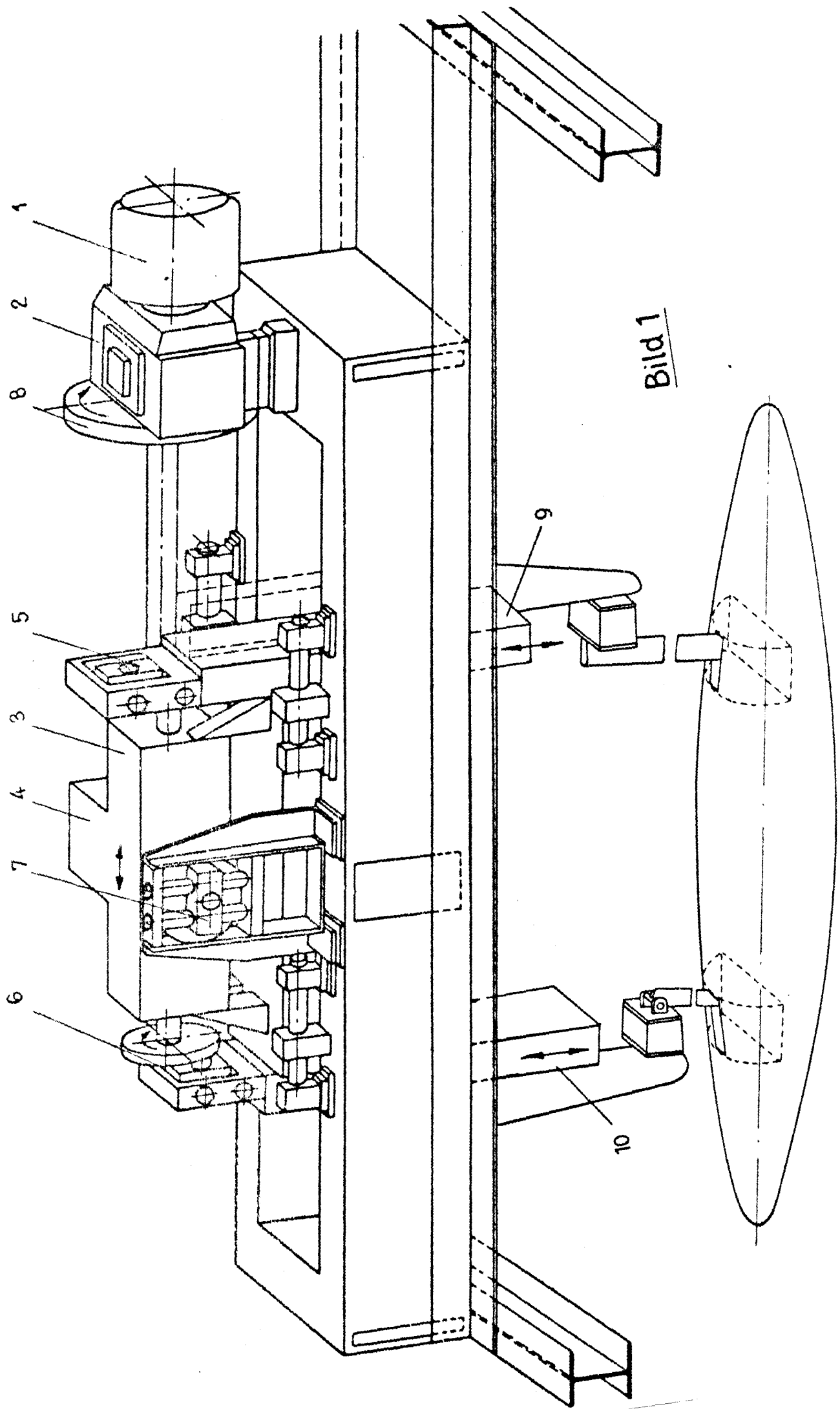


Bild 1

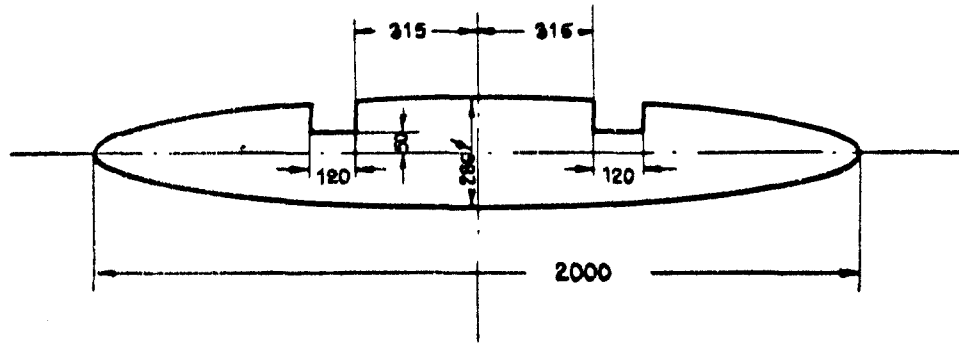


Bild 2

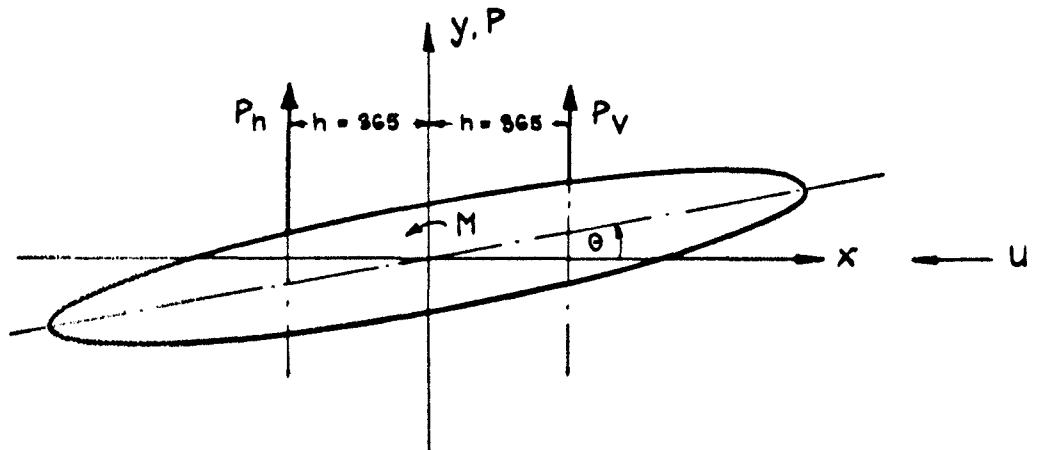


Bild 3

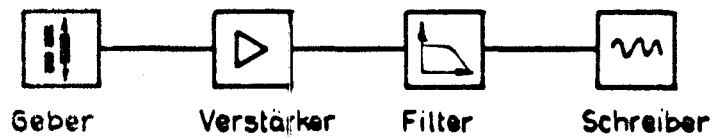


Bild 4

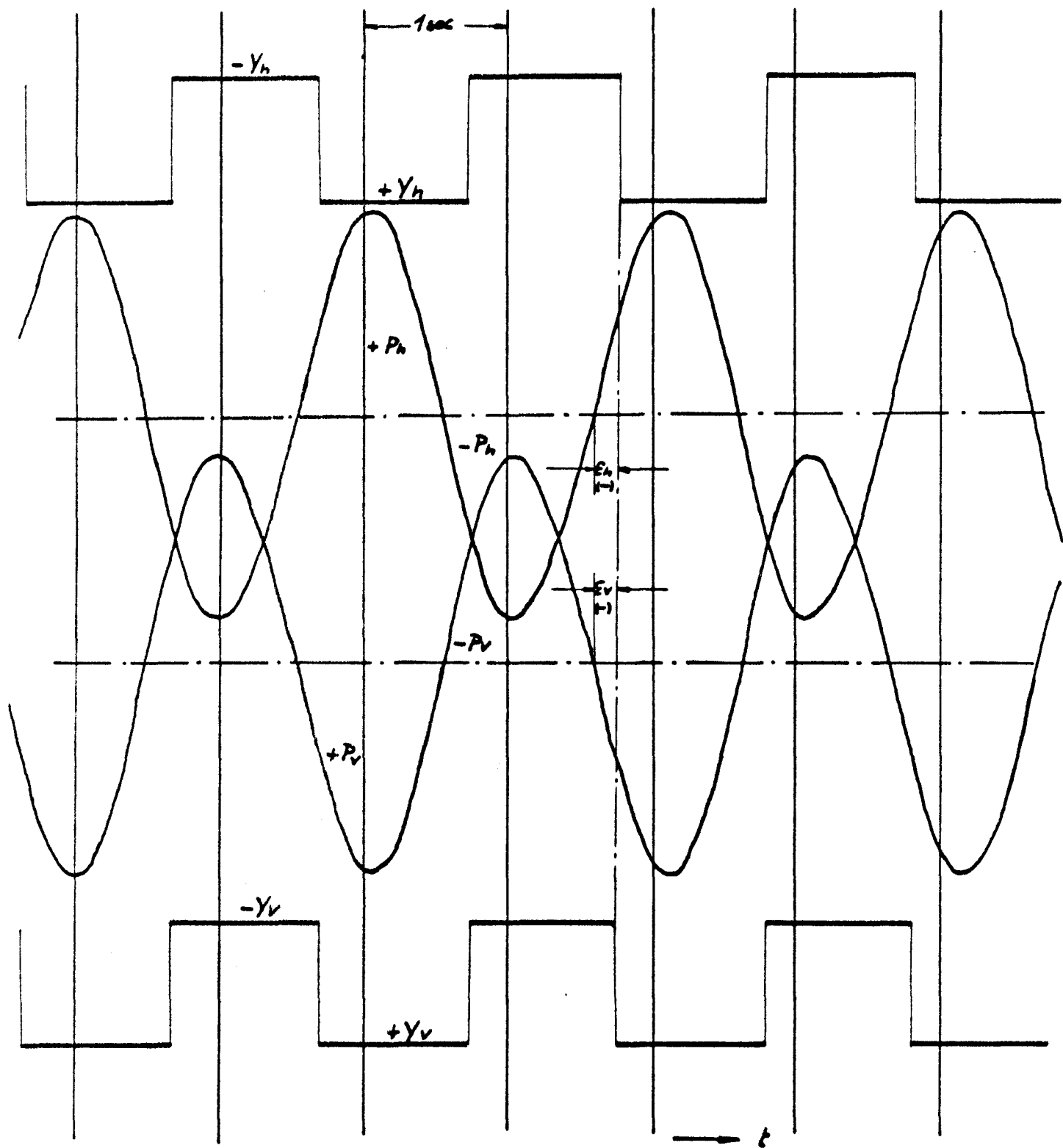


Bild 5