V03 Pohlsches Pendel

Zielsetzung des Versuchs

Am Pohlschen Pendel, einem schwingenden System mit einem Freiheitsgrad, sollen freie und erzwungene Drehschwingungen mit und ohne Dämpfung untersucht werden. Insbesondere soll hierbei die Erscheinung der mechanischen Resonanz studiert werden.

Themengebiete

Grundgesetze der Mechanik

Die Newton'schen Grundgesetze der Mechanik – Die Erhaltungssätze der Mechanik (Impuls, Drehimpuls, Energie) – Aufstellen und Bedeutung von Bewegungsgleichungen – Formale Ähnlichkeiten zwischen den Gesetzen der Translations- und Rotationsbewegung

Grundgrößen

Geschwindigkeit – Beschleunigung – Kraft – Impuls – Winkelgeschwindigkeit – Drehimpuls – Drehmoment – Trägheitsmoment – kinetische Energie im Falle der Translation und der Rotation

Schwingungen

Schwingung (Amplitude, Schwingungsdauer, Kreisfrequenz) – Reibung – Differentialgleichungen (DGL) für harmonische Schwingungen, insbesondere für Drehschwingungen, ungedämpfte und gedämpfte freie Schwingungen – erzwungene Schwingungen – Resonanz – Phasenlage zwischen Erreger und Resonator – Einfluss der Dämpfung – Dämpfungsfaktor – logarithmisches Dekrement

Physikalische Grundlagen

Die Newtonschen Axiome

Die mathematische Beschreibung der klassischen Bewegung von Körpern unter Krafteinwirkung lässt sich auf wenige Grundgleichungen zurückführen, die auf empirisch gefundenen Axiomen basieren. Diese wurden erstmals von Newton formuliert.

1. Newtonsches Axiom
Jeder Körper behält seine Geschwindigkeit nach Betrag und Richtung so lange bei, bis er durch äußere Kräfte gezwungen wird, seinen Bewegungszustand zu ändern.

Unter Einführung des Impulses

$$\vec{p} = m \cdot \vec{v} \tag{1}$$

lässt sich dieses Axiom auch derart verstehen, dass der Impuls im Falle vollständiger Kraftfreiheit zeitlich konstant bleibt. Eine Impulsänderung indiziert demnach eine eingetretene Wechselwirkung des Körpers mit einem andere Körper bzw. mit einem Kraftfeld.

2. Newtonsches Axiom
Wirkt eine Kraft $\vec{F}$ auf einen Körper der Masse m, so ändert dieser seinen Bewegungszustand derart, dass er eine Beschleunigung in die Richtung der wirkenden Kraft erfährt.

Hiernach lässt sich eine Kraft allgemein als zeitliche Änderung des Impulses definieren:

$$\vec{F} = \frac{\mathrm{d}\vec{p}}{\mathrm{d}t} \tag{2}$$

Mit der Definition des Impulses nach Gleichung 1 lässt sich die Kraft somit schreiben als

$$\vec{F} = m \cdot \frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} \cdot \vec{v}. \tag{3}$$

Da die Masse für die meisten physikalischen Probleme konstant bleibt, vereinfacht sich der Kraftausdruck zu

$$\vec{F} = m \cdot \vec{a}. \tag{4}$$

Beispiele, in denen die Massenänderung nicht vernachlässigt werden kann, wären unter anderem der Massenverlust durch Treibstoffausstoß bei einer Raketenbeschleunigung oder die relativistische Massenzunahme bei Teilchen mit $v \to c$.

3. Newtonsches Axiom
Kräfte treten immer paarweise auf. Übt ein Körper A auf einen anderen Körper B eine Kraft aus (actio), so wirkt eine gleich große, aber entgegen gerichtete Kraft von Körper B auf Körper A (reactio).

Energieerhaltungssätze der Mechanik

Wird ein abgeschlossenes, reibungsfreies System betrachtet, in dem keine äußeren Kräfte wirken, die Arbeit an dem System verrichten, so lassen sich verschiedene Erhaltungssätze formulieren.

Energieerhaltungssatz der Mechanik
Sind alle in einem abgeschlossenen System wirkenden Kräfte konservativ, so bleibt die mechanische Gesamtenergie als Summe aus kinetischer Energie und potentieller Energie erhalten. Es gilt:

$$E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} = \text{konst.}$$

Für konservative Kräfte bzw. konservative Kraftfelder gilt, dass die Gesamtarbeit für jeden in diesem Kraftfeld durchlaufenen abgeschlossenen Weg null ist. Für nicht konservative Kraftfelder hingegen würde auch entlang eines geschlossenen Weges Arbeit verrichtet werden, wobei umso mehr Arbeit verrichtet wird, je länger der Weg ist. Man bezeichnet diese Kraftfelder deshalb als dissipativ. Ein Beispiel für ein konservatives Kraftfeld ist das Schwerefeld der Erde.
Auch für den im Zuge der Betrachtung der Newtonschen Axiome bereits eingeführten Impuls lässt sich ein Erhaltungssatz formulieren:

Impulserhaltungssatz
Der Gesamtimpuls eines abgeschlossenen Systems ist zeitlich konstant.

Eine sehr relevante Anwendung des Impulserhaltungssatzes ist die Betrachtung von Stoßprozessen. Es folgt, dass der Gesamtimpuls zweier Massen nach dem Stoßprozess dem Gesamtimpuls der beiden Massen vor dem Stoßprozess entsprechen muss, solange keine äußeren Kräfte wirken. Bei der Betrachtung von Stößen wird zwischen elastischen und inelastischen Stößen unterschieden. Bei ersteren ist die ursprüngliche kinetische Energie der Körper erhalten, wohingegen bei letzteren eine anteilige Umwandlung der kinetischen Energie in andere Energieformen (z.B. Wärme) erfolgt. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass die Impulserhaltung bereits durch das zweite Newtonschen Axiom enthalten impliziert wird.
Auch für die Rotationsbewegung, die nachfolgend noch näher behandelt wird, lässt sich das Analogon zum Impulserhaltungssatz definieren.

Drehimpulserhaltung
Der Drehimpuls eines Systems bleibt erhalten, solange von außen kein Drehmoment wirkt.

Bewegungsgleichungen

Vom Standpunkt der klassischen Mechanik ist es vor allem von Interesse die räumliche und zeitliche Entwicklung eines Systems unter äußerer Krafteinwirkung vollständig zu beschreiben. Mathematisch wird dies über Bewegungsgleichungen realisiert. Von Interesse sind die Lösung einer solchen Gleichung oder eines solchen Gleichungssystems, die die Trajektorie angibt, auf der sich das System bewegt. Im Allgemeinen sind

Bewegungsgleichungen Differentialgleichungen 2. Ordnung. Für einfach Systeme sind die Lösungen meistens analytisch ermittelbar, wohingegen für komplexerer Systeme oft nur numerische Lösungen ermittelbar sind. Es existieren verschiedene Verfahren zur Aufstellung und zur Lösung von Bewegungsgleichungen in der klassischen Physik:

(1.) Formulierung über das 2. Newton'sche Axiom

(2.) Lagrange-Formalismus

(3.) Hamilton-Formalismus

Die Behandlung aller drei Formalismen ist Aufgabe der Theorie-Veranstaltung der höheren Semester, weshalb ausschließlich der erste Formalismus näher beschrieben werden soll:
Die allgemeine Bewegungsgleichung, die aus der Verwendung des zweiten Newton'schen Axioms folgt besitzt die Form:

$$\frac{\mathrm{d}\vec{p}(t)}{\mathrm{d}t} = m \cdot \ddot{x}(t) = \sum_i \vec{F}_i \tag{5}$$

Die zeitliche Gesamtänderung des Impulses entspricht demnach der Verktorsumme aller angreifenden Kräfte. Die Bewegungsgleichung lässt sich darüber erhalten, dass alle Kräfte, dem Problem entsprechend, parametrisiert werden.

Rotation und Translation

Bei der physikalischen Beschreibung von Rotations- und Translationsbewegung lassen sich sehr viele Analogien zwischen den relevanten Größen finden. Dies führt zu einer sehr ähnlichen Form der Beschreibung. Nachfolgend sind einige ausgewählte Größen tabellarisch aufgelistet, die im Rahmen dieses Versuchs relevant sind. Als

Translation	Rotation
Ort $\vec{x}$	Drehwinkel $\vec{\Phi}$
Geschwindigkeit $\vec{v} = \dot{\vec{x}}$	Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega} = \dot{\vec{\Phi}}$
Beschleunigung $\vec{a} = \dot{\vec{v}}$	Winkelbeschleunigung $\dot{\vec{\omega}}$
Masse m	Trägheitsmoment Θ
Kraft $\vec{F} = m \cdot \vec{a}$	Drehmoment $\vec{M} = \Theta \cdot \dot{\vec{\omega}}$
Impuls $\vec{p} = m \cdot \vec{v}$	Drehimpuls $\vec{L} = \Theta \cdot \vec{\omega}$
Kinetische Energie $E_{\text{kin}} = 1/2 \cdot m \cdot v^2$	Rotationsenergie $E_{\text{rot}} = 1/2 \cdot \Theta \cdot \omega^2$

Tabelle 1: Analogien zwischen den beschreibenden Größen von Translations- und Rotationsbewegung.

Besonderheit der Analogie zwischen Masse und Trägheitsmoment ist anzumerken, dass das Trägheitsmoment von der Wahl der Drehachse des Körpers abhängt und nicht nur die Masse eines Körpers, sondern auch die Masseverteilung des Körpers bezüglich dieser Drehachse, angibt.

Beschreibung der Drehschwingung

Aus den vorangegangen Betrachtungen insbesondere, der Tabelle 1 und der Gleichung (5), lässt sich eine mathematische Betrachtung der in diesem Versuch behandelten Drehschwingung formulieren. Aus dem Drehimpulssatz

$$\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}(\Theta \cdot \dot{\Phi})}{\mathrm{d}t} = \sum_n M_n$$

erhält man die Bewegungsgleichung eines Körpers mit einem Freiheitsgrad für Drehbewegungen. Dabei sind:

Θ	:	Trägheitsmoment des Körpers bezüglich der Drehachse
Φ	:	Drehwinkel
$\dot{\Phi} = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t}$	:	Winkelgeschwindigkeit
M_n	:	die einzelnen am System angreifenden Drehmomente

Die Bewegungsgleichung lautet dann allgemein

$$\Theta \cdot \ddot{\Phi} = \sum_n M_n. \tag{6}$$

Bei Kenntnis des Körpers, d.h. seines Trägheitsmomentes, der von außen an ihm angreifenden Drehmomente und seiner Anfangsbedingungen, lassen sich durch Lösen der Bewegungsgleichung Aussagen über seinen Bewegungszustand zu einem beliebigen Zeitpunkt machen. Im Allgemeinen kommen als Drehmomente in Frage:

$M_1 = D(\Phi)$	Rückstelldrehmoment (Direktionsmoment)
$M_2 = R(\dot{\Phi})$	durch Reibung hervorgerufenes Moment
$M_3 = E(t)$	Erregerdrehmoment

In der Regel sind D und R *nicht-lineare* Funktionen von Φ und $\dot{\Phi}$. Die daraus resultierenden Differentialgleichungen sind dann nur sehr selten analytisch lösbar. Oft kann man sich jedoch, wie auch am Beispiel des Pohlschen Pendels, auf die linearen Terme beschränken und die höherer Ordnung vernachlässigen. Man erhält so eine Differentialgleichung der Form

$$\ddot{x} + a\dot{x} + bx = 0, \tag{7}$$

deren Lösung von der Form $x(t) = c \cdot e^{\mathrm{i}\lambda t}$ ist, wobei λ eine komplexe Zahl ist. Je nachdem, welche Drehmomente auftreten, lassen sich drei Schwingungsarten untergliedern.

1. Fall: Freie, ungedämpfte Schwingungen

Es sei $E(t) = 0$ und $R(\dot{\Phi}) = 0$. Die Kennlinien der Rückstelldrehmomente $D = D(\Phi)$ können sein:

1. lineare Kennlinien (lineare Schwinger) $D = -D^* \cdot \Phi$
   (z.B. Flüssigkeit im U-Rohr, Zykloidenpendel). Das negative Vorzeichen berücksichtigt, dass das Rückstellmoment der Bewegungsrichtung entgegenwirkt. D^* ist das sogenannte Direktionsmoment.

2. nichtlineare Kennlinien im allgemeinen Fall
   (z.B. beim mathematischen Pendel). Um die Differentialgleichung möglichst einfach zu gestalten, linearisiert man diese Kennlinien, indem man sich auf den Fall kleiner Pendelausschläge beschränkt.

In diesem Fall lautet die Schwingungsgleichung

$$\Theta \cdot \ddot{\Phi} + D^* \cdot \Phi = 0 \tag{8}$$

mit der allgemeinen Lösung

$$\Phi(t) = A_1 \cos(\omega_0 t) + A_2 \sin(\omega_0 t), \qquad \text{wobei} \qquad \omega_0^2 = \frac{D^*}{\Theta} \tag{9}$$

gilt. Lineare Kennlinie und harmonische Schwingung bedingen sich wechselseitig. ω_0 ist die Eigenfrequenz des Schwingungssystems, d. h. mit dieser Frequenz schwingt das ungedämpfte System, wenn es einmal angestoßen wird.

2. Fall: Freie gedämpfte Schwingungen

Es sei wieder $E(t) = 0$, aber $R(\dot{\Phi}) \neq 0$. Die Reibungskräfte sollen in Bahnrichtung liegen und der Bewegung stets entgegengerichtet sein. Zudem sollen sie linear mit der Geschwindigkeit zunehmen, also $R = -R^* \cdot \dot{\Phi}$ (das gilt z.B. für die im Versuch verwendete Wirbelstrombremse, *nicht* jedoch für Luftreibung, für die bei großen Geschwindigkeiten $R \propto \dot{\Phi}^2$ gilt). Die Schwingungsgleichung lautet für diesen Fall

$$\ddot{\Phi} + 2\delta\dot{\Phi} + \omega_0^2 \Phi = 0, \qquad \text{mit} \qquad \delta = \frac{R^*}{2\Theta}. \tag{10}$$

Die allgemeine Lösung dieser Gleichung lautet

$$\Phi(t) = \mathrm{e}^{-\delta t} \cdot (B_1 \cos(\omega t) + B_2 \sin(\omega t)), \qquad \text{mit} \qquad \omega^2 = \omega_0^2 - \delta^2. \tag{11}$$

Dies ist eine exponentiell abklingende harmonische Schwingung. δ heißt deshalb *Abklingkonstante*. Als weiteres Maß für die Dämpfung definiert man das logarithmische Dekrement λ als

$$\Lambda = \ln\left(\frac{\Phi_k}{\Phi_{k+1}}\right) = \delta \cdot T. \tag{12}$$

Dabei bezeichnet Φ_k den k. maximalen Ausschlag des Schwingers und Φ_{k+1} den darauffolgenden maximalen Ausschlag in derselben Auslenkungsrichtung. Die allgemeine Lösung $\Phi(t)$ erlaubt es, drei Schwingungsfälle, welche in Abb. 1 dargestellt sind, zu untersuchen:

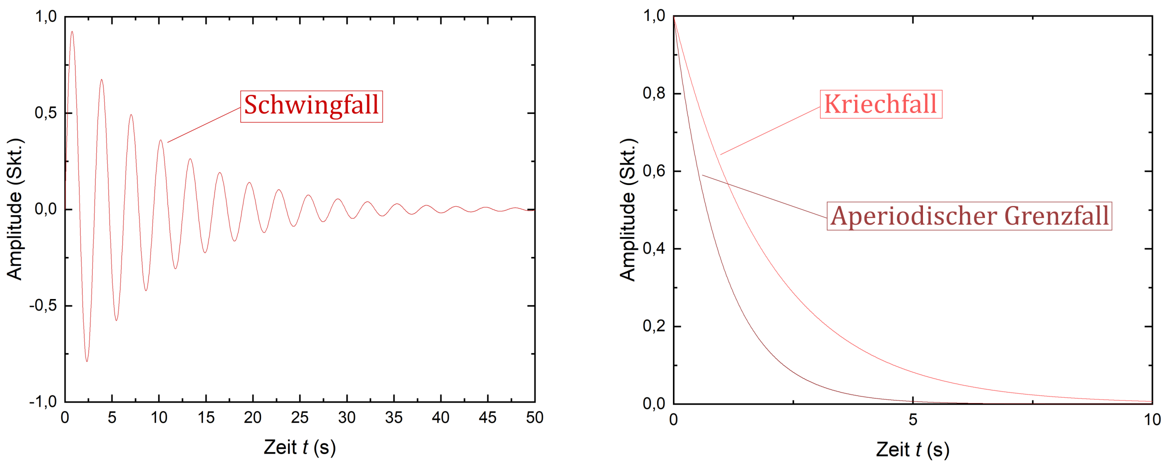


Abbildung 1: Modellhafte Veranschaulichung des Schwingfalls, Kriechfalls und aperiodischen Grenzfalls

1. Im Falle der **schwachen Dämpfung** ($\delta^2 \ll \omega_0^2$) erhält man den Schwingfall. Die Eigenschwingung des freien, gedämpften Pendels ist somit eine harmonische Schwingung zeitlich exponentiell abklingender Amplitude. Die Eigenfrequenz ω stimmt bei kleiner Dämpfung ($\delta^2 \ll \omega_0^2$) nahezu mit der des ungedämpften Falls ω_0 überein.

2. Bei **starker Dämpfung** erhält man keine Schwingung mehr, sondern den sogenannten *Kriechfall* ($\delta^2 > \omega_0^2$). Wird das Pendel aus der Ruhelage ausgelenkt und losgelassen, geht der Ausschlag exponentiell gegen Null. Die Bewegung des Pendels verläuft aperiodisch.

3. Zwischen diesen beiden Fällen liegt der **aperiodische Grenzfall** ($\delta^2 = \omega_0^2$). Wie im Fall der starken Dämpfung verläuft die Bewegung des Pendels aperiodisch. Für den aperiodischen Grenzfall ist die Zeit, in der die Auslenkung auf Null abgefallen ist, minimal.

3. Fall: Erzwungene, gedämpfte Schwingungen

Nun sei ein am System angreifendes Erregermoment $E(t) = A_0 \cdot \cos(\Omega t)$ vorhanden. Die Schwingungsgleichung lautet dann

$$\ddot{\Phi} + 2\delta\dot{\Phi} + \omega_0^2\Phi = \frac{A_0}{\Theta}\cos(\Omega t). \tag{13}$$

Ihre allgemeine Lösung setzt sich additiv aus der Lösung der homogenen Gleichung Φ_{homogen} ($E(t) = 0$) und einer partikulären Lösung $\Phi_{\text{partikulär}}$ der inhomogenen Gleichung ($E(t) \neq 0$) zusammen. Es gilt

$$\Phi = \Phi_{\text{homogen}} + \Phi_{\text{partikulär}}. \tag{14}$$

Die Lösung der homogenen Differentialgleichung ist bereits erfolgt (s.o. Lösung für die freie gedämpfte Schwingung). Für die inhomogene Gleichung ist der Ansatz einer partikulären Lösung

$$\Phi_{\text{partikulär}} = P_1 \cos(\Omega t) + P_2 \sin(\Omega t). \tag{15}$$

Durch Einsetzen und Koeffizientenvergleich folgt

$$P_1 = \frac{(\omega_0^2 - \Omega^2)A_0}{N\Theta} \quad , \quad P_2 = \frac{2\delta\Omega A_0}{N\Theta} \qquad \text{mit} \qquad N = (\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + (2\delta\Omega)^2. \tag{16}$$

Die gesamte Lösung besteht also aus einer Überlagerung einer gedämpften Schwingung mit der Frequenz ω und einer Schwingung mit der Erregerfrequenz Ω. Der erste Anteil verschwindet wegen des Faktors $\mathrm{e}^{-\delta t}$ nach hinreichend langer Zeit (sog. *Einschwingvorgang*). Danach schwingt das System (dessen Eigenfrequenz ω_0 ist) mit derselben Frequenz Ω wie der Erreger. Dabei stellt sich eine stationäre Amplitude des Schwingers ein. Zur besseren Übersicht soll der partikuläre Anteil in der Form

$$\Phi_{\text{partikulär}} = A\cos(\Omega t - \epsilon) \tag{17}$$

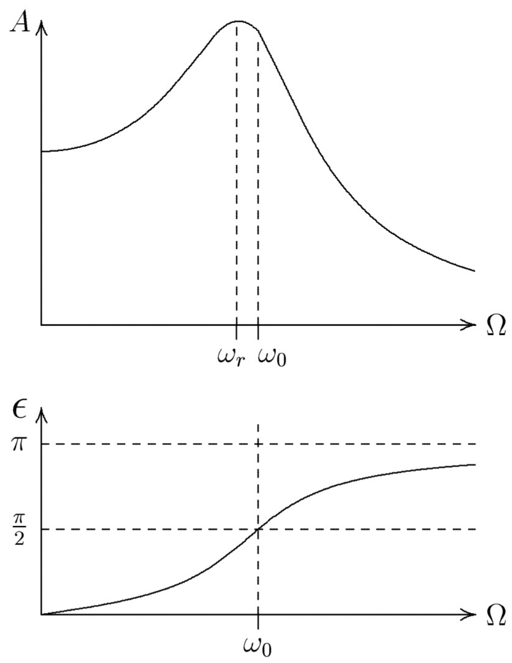
dargestellt werden, wobei ϵ die Phasenverschiebung zwischen Erreger und Resonator ist. Die Rechnung liefert als Lösung für A und ϵ

$$A = \frac{A_0}{\Theta} \cdot \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + (2\delta\Omega)^2}} \qquad \text{und} \qquad \epsilon = \arctan\left(\frac{2\delta\Omega}{\omega_0^2 - \Omega^2}\right). \tag{18}$$

Die stationäre Amplitude A bei der erzwungenen Schwingung ist also eine Funktion der Erregerfrequenz Ω. Sie hat ein Maximum bei der Frequenz $\Omega = \omega_\mathrm{r} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}$ (Resonanzfrequenz), die nur wenig unterhalb der Eigenfrequenz ω_0 liegt. Im Falle kleiner Dämpfung gilt also $\omega_\mathrm{r} \approx \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} \approx \omega_0$. Die Resonanzkurve $A(\Omega)$ verläuft nicht symmetrisch im die Resonanzfrequenz. Das Maximum

$$\Phi_{\max} = A_0/(2\,\omega_\mathrm{r}\,\delta\,\Theta)$$

ist mit zunehmender Dämpfung weniger ausgeprägt. Die Phasenverschiebung ϵ variiert ebenfalls mit der Erregerfrequenz und mit der Dämpfung. Sie hat den Wert $\pi/2$ bei der Resonanzfrequenz



$$\Omega = \omega_0$$

. Für sehr kleine Erregerfrequenzen ($\Omega \to 0$) folgt der Schwinger dem Erreger ohne Verzögerung, sodass die Phasenverschiebung in diesem Fall gegen null strebt. Wegen der Trägheit des Schwingers hat die Phasenverschiebung den Wert π für Ω.

Versuchsaufbau

Das Pohlsche Pendel besteht aus einer kreisförmigen Metallscheibe, die um ihre Hauptachse drehbar gelagert und durch eine Spiralfeder an eine Ruhelage gebunden ist. An der metallischen Scheibe ist ein weißer Kunststoffzeiger angebracht, über den der Ausschlag des Pendels auf der die Metallscheibe umschließenden Skala abgelesen werden kann. Die Skala besitzt eine willkürliche Einheit und wird in Skalenteilen (Skt.) angegeben. Über eine am Fuß des Pendels angebrachte Wirbelstrombremse kann die Schwingung gedämpft werden. Zusätzlich ist das Pendel über eine starre Verbindung mit einem Motor verbunden. Über die Variation der Motorspannung U_{Motor} und damit der Motordrehfrequenz kann dem Pendel ein periodisches Drehmoment eingeprägt werden, sodass es erzwungene Schwingungen ausführt. Am Versuchsplatz befindet sich neben diesem Pendel eine Stromquelle mit zwei voneinander unabhängigen Paaren von Anschlüssen, über die einerseits der Stromfluss $I_{\text{Wirbelstrombremse}}$ durch die Wirbelstrombremse und andererseits die am Motor anliegende Spannung U_{Motor} eingestellt werden kann. Die zwei ausliegenden Multimeter sollen zur Messung der Größen $I_{\text{Wirbelstrombremse}}$ und U_{Motor} verwendet werden. Die Komponenten des Versuchsaufbaus sind in Abb. 2 beschriftet dargestellt.

Abbildung 2: Versuchsaufbau mit Beschriftung der wesentlichen Komponenten: (I) Metallscheibe, (II) Spiralfeder, (III) Kunststoffzeiger, (IV) Skala (Einheit Skt.), (V) Wirbelstrombremse, (VI) starre Verbindung zum Motor, (VII) Motor mit regelbarer Geschwindigkeit, (VIII) Multimeter, (IX) Strom-/Spannungsquelle.

Experiment

Der gesamte Versuch gliedert sich in drei Teilversuche, die die Untersuchung der **freien, ungedämpften Schwingung**, **freien, gedämpften Schwingung** und **erzwungenen, gedämpften Schwingung** behandeln. Vorab sollen Sie die hierfür benötigte Schaltung aufbauen.

Vorbereitung - Aufbau der elektrischen Schaltung

Bauen Sie mithilfe der am Versuchsplatz ausliegenden Komponenten den in Abbildung 3 abgebildeten Schaltkreis auf. Sollten Sie sich unsicher sein, ob die von Ihnen erstellte Schaltung korrekt ist, bitten Sie Ihre betreuende Person, diese zu überprüfen, bevor Sie die Stromquelle einschalten.

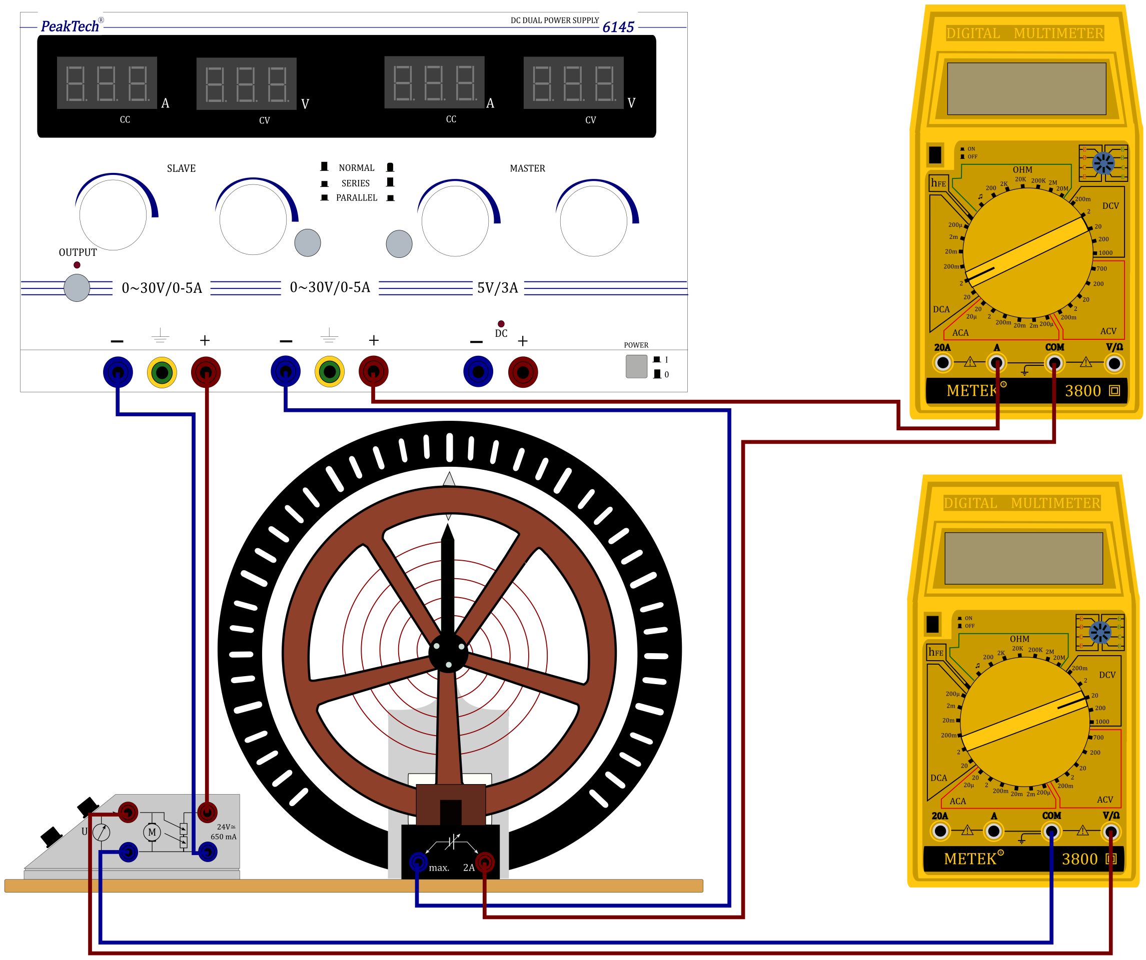


Abbildung 3: Schaltskizze für die Messungen mit dem Pohlschen Pendel

1. Die freie, ungedämpfte Schwingung

Versuchsdurchführung

Für diesen Versuchsteil können Sie die Spannungsquelle ausgeschaltet lassen, da weder die Wirbelstrombremse noch der Motor verwendet werden soll.
Lenken Sie das Pendel geeignet aus und messen Sie die Zeit T, welche das Pendel für das Durchlaufen mehrerer Schwingungsperioden braucht. Führen Sie diesen Versuch im

Zuge der Fehlerminimierung mindestens fünfmal durch und bilden Sie den Mittelwert. Notieren Sie sich das am Versuchsaufbau angegebene Trägheitsmoment Θ des Pendels.

Auswertungsaufgaben

- Bestimmen Sie die Kreisfrequenz $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$, wobei T_0 die Schwingungsdauer ist.
- Bestimmen Sie das Richtmoment D^* der Feder.

2. Die freie, gedämpfte Schwingung

Versuchsdurchführung

In diesem Versuchsteil wird die Wirbelstrombremse verwendet, um die Schwingung des Pendels zu dämpfen. Verwenden Sie zur Variation der Dämpfungsstärke die Stromquelle, indem Sie an dieser Stromstärken $I_{\text{Wirbelstrombremse}}$ im Bereich von 0.1 A bis 0.5 A einstellen. Als Funktion des Wirbelstrombremsenstroms sollen gleichzeitig folgende Größen aufgenommen werden:

Schwingungsdauer T
Lenken Sie das Pendel hierfür wie im vorangegangenen Teilversuch 1 geeignet aus und messen Sie die Zeit, die das Pendel für mehrere Schwingungsperioden braucht.

Logarithmisches Dekrement λ
Messen Sie die Größe der Schwingungsamplitude auf einer Seite der Pendelskala beginnend mit der Anfangsauslenkung bis zum vollständigen Erliegen der Schwingung.

Beide Größen sollen nach Auslenkung des Pendels gleichzeitig aufgenommen werden. Führen Sie fünf Messungen für jeweils fünf von Ihnen gewählten Wert von $I_{\text{Wirbelstrombremse}}$ durch. Bemühen Sie sich hierbei um eine möglichst immer gleiche Anfangsauslenkung.

Auswertungsaufgaben

Periodendauer T_0

- Tragen Sie T_0 über der Stromstärke $I_{\text{Wirbelstrombremse}}$ auf und diskutieren Sie den erhaltenen Verlauf.

Logarithmisches Dekrement λ

- Tragen Sie für jede gewählte Stromstärke die aufeinanderfolgenden Amplituden (auf einer Seite der Pendelskala) halblogarithmisch über der Nummer des Ausschlags n auf. Führen Sie einen linearen Fit durch und bestimmen Sie das logarithmische Dekrement λ mithilfe der Steigung der resultierenden Geraden.
- Tragen Sie λ über I auf und diskutieren Sie die erhaltenen Kurven.

3. Die erzwungene, gedämpfte Schwingung

Versuchsdurchführung

Im letzten Versuchsteil benötigen Sie zur Erzeugung einer erzwungenen, gedämpften Schwingung sowohl die Wirbelstrombremse wie auch den Motor. Stellen Sie an der Spannungsquelle eine am Motor anliegende Spannung von 24 V ein. Die tatsächlich über dem Motor anliegende Spannung U_{Motor} und damit die Geschwindigkeit der Motorbewegung kann über den Geschwindigkeitsregler am Motor eingestellt und am Voltmeter abgelesen werden.

Aufnahme der Kalibrierkurve für den Motor

Nehmen Sie die Motorkreisfrequenz Ω in Abhängigkeit der Motorprüfspannung U_{Motor} auf. Variieren Sie die Motorprüfspannung in einem Bereich von 6 V bis 10 V in 0.5 V und messen Sie die Zeit, die der Motor für mehrere Umläufe braucht. Orientieren Sie sich hierbei an der auf der Drehscheibe des Motors aufgedruckten weißen Markierungen.

Messung der Resonanzkurven

Nehmen Sie die Resonanzkurve des Pohlschen Pendels für drei verschiedene Dämpfungen $I_{\mathrm{Wirbelstrombremse}} = 0.2,\ 0.3$ und $0.5\,\mathrm{A}$ auf. Messen Sie hierzu die maximale Auslenkung A als Funktion von U_{Motor} (bzw. Ω). Es ist empfehlenswert, von einem Punkt nahe der Resonanz ausgehend zu höheren und tieferen Frequenzen Ω zu messen.
Bei allen Messungen bleibt die Erregeramplitude konstant. Es sollte beim Ablesen der Maximalauslenkung darauf geachtet werden, dass der Einschwingvorgang abgeklungen ist.

Auswertungsaufgaben

Aufnahme der Kalibrierkurve für den Motor

- Tragen Sie die von Ihnen ermittelte Kreisfrequenz des Motors Ω über der Motorprüfspannung U_{Motor} auf. Fitten Sie ihre Ergebnisse geeignet an, um einen funktionalen Zusammenhang zur Umrechnung von U_{Motor} in die Motorkreisfrequenz Ω zu erhalten.

Resonanzkurven des Schwingers

- Tragen Sie A in Abhängigkeit von Ω für die verschiedenen Ströme $I_{\mathrm{Wirbelströme}}$ in ein gemeinsames Diagramm auf. Vergleichen und diskutieren Sie die erhaltenen Kurven.