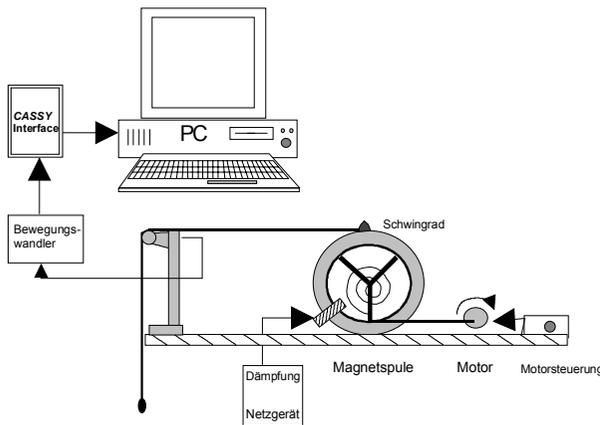


HARMONISCHE SCHWINGUNGEN

GPI

**Stichworte**

Freie und freie gedämpfte Schwingungen

Erzwungene Schwingungen; Resonanzverhalten (Absorption) und Phasenverschiebung (Dispersion).

Ziele des Versuchs

Mathematische Behandlung erzwungener Schwingungen. Ansatz und stationäre Lösung der Schwingungsgleichung. Resonanzkurve; Abhängigkeit der Amplitude (Absorption) und der Phasenverschiebung von der Frequenz (Dispersion). Allgemeine Lösung der Schwingungsgleichung und Betrachtung des *Einschwingvorgangs*.

Das Experiment hat das Ziel, an einem klassischen, exemplarischen Lehrmodell eines Oszillators (*Pohl-sches Rad*) das physikalische Verständnis für Schwingungen zu festigen und zu vertiefen.

Literatur

[1]: Kapitel 1.4, 4.1.2, 4.1.3

[2]: Kapitel 20.3, 20.4, 21.1, 21.2

Aufgaben

1. Untersuchung von freien gedämpften Schwingungen. Aufnahme der Auslenkung in Abhängigkeit von der Zeit. Bestimmung der Eigenfrequenz und der Dämpfungskonstanten des Systems.
2. Untersuchung von erzwungenen Schwingungen. Aufnahme der Auslenkung in Abhängigkeit von der Frequenz. Bestimmung der Eigenfrequenz und der Dämpfungskonstanten.
3. Qualitative Beobachtung der Phasenverschiebung zwischen Erreger und Oszillator in Abhängigkeit von der Erregerfrequenz.
4. Beobachtung der Einschwingvorgänge für den Resonanzfall und für eine Anregungsfrequenz in der Nähe der Resonanz.

Physikalische Grundlagen

Schwingungsphänomene sind elementare Erscheinungsformen in der Natur. Der *harmonische Oszillator* ist die einfachste Modellvorstellung eines schwingungsfähigen Systems als Grundlage des Verständnisses aller Schwingungserscheinungen. Ein harmonischer Oszillator kann ohne größeren Aufwand mathematisch berechnet und experimentell in guter Näherung realisiert werden.

Der harmonische Oszillator

Voraussetzung für harmonische Schwingungen ist ein System, das zwei Freiheitsgrade für die Energie besitzt und mit einem linearen Kraftgesetz an eine Ruhelage gebunden ist (lineare rücktreibende Kraft oder Richtmoment). Die folgende Darstellung stellt die formale Behandlung des Problems mit der Lösung der Bewegungsgleichung in den Vordergrund, wobei ein eindimensionales System mit $x(t)$ als Variable (Auslenkung) betrachtet werden soll. Die Herleitungen sind über diesen Fall hinaus repräsentativ für die Lösung analoger Differentialgleichungen, die sich für ähnliche Problemstellungen in anderen Teilbereichen der Physik ergeben (siehe Versuche *WECHSELSTROMKREISE* aus GP I und der nachfolgende Versuch *GEKOPPELTE SCHWINGUNGEN*).

Freie, ungedämpfte Schwingungen

Die Bewegungsgleichung für eine lineare Rückstellkraft lautet:

$$(1) \quad m \ddot{x} + D x = 0$$

Differentialgleichungen dieses Typs (*lineare Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten*) werden mathematisch (am einfachsten) durch komplexe Exponentialfunktionen gelöst. Als Ansatz wird gewählt (wobei komplexe Größen im folgenden **fett** gedruckt werden):

$$(2) \quad \mathbf{x}(t) = e^{i\omega t}$$

Setzt man diese Funktion und ihre zweite Ableitung in (1) ein, so erhält man die *charakteristische Gleichung* für die Frequenzen, für die der Ansatz eine Lösung darstellt:

$$(3) \quad \omega^2 - \frac{D}{m} = 0 \quad \text{bzw.} \quad \omega = \sqrt{\frac{D}{m}} = \pm \omega_0$$

Man erhält zwei *spezielle* Lösungen mit den Frequenzen $+\omega_0$ und $-\omega_0$, die als *Eigenfrequenzen* des Systems bezeichnet werden.

Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung setzt sich aus der Summe der beiden speziellen Lösungen mit zwei beliebigen Konstanten zusammen, die ebenfalls komplex sein können:

$$(4) \quad \mathbf{x}(t) = \mathbf{C}_1 e^{i\omega_0 t} + \mathbf{C}_2 e^{-i\omega_0 t}$$

Zum Schluss muss das mathematische Ergebnis wieder auf die physikalische Problemstellung zurückgeführt werden. Als physikalische Lösung entnimmt man der allgemeinen Lösungsmenge (4) die Funktionen, die für alle Zeiten t reell sind. Da die Exponentialausdrücke konjugiert komplex sind, wird $\mathbf{x}(t)$ reell, wenn auch \mathbf{C}_1 und \mathbf{C}_2 konjugiert komplex sind. Schreibt man:

$$(5) \quad \mathbf{C}_1 = \frac{1}{2} A e^{i\beta} \quad \text{und} \quad \mathbf{C}_2 = \frac{1}{2} A e^{-i\beta} = \mathbf{C}_1^*$$

so folgt:

$$(6) \quad x(t) = \frac{1}{2} A \left[e^{i(\omega_0 t + \beta)} + e^{-i(\omega_0 t + \beta)} \right]$$

bzw.

$$(7) \quad x(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \beta)$$

Schreibt man die Konstanten in der Form

$$(8) \quad \mathbf{C}_1 = \frac{1}{2}(A_1 - i A_2) \quad \text{und} \quad \mathbf{C}_2 = \frac{1}{2}(A_1 + i A_2) = \mathbf{C}_1^*$$

so erhält man:

$$(9) \quad x(t) = A_1 \cos \omega_0 t + A_2 \sin \omega_0 t$$

Beide Formeln (7) und (9) des Bewegungsgesetzes sind äquivalent. Die Konstanten A und β bzw. A_1 und A_2 werden durch die *Anfangsbedingungen* $x(t=0) = x_0$ und $\dot{x}(t=0) = \dot{x}_0$ des Systems bestimmt und können durch sie dargestellt werden. Dabei nimmt die Lösung in der Form (9) die übersichtlichere Gestalt an.

Freie, gedämpfte Schwingung

Unter Berücksichtigung einer geschwindigkeitsproportionalen Reibungskraft lautet die Bewegungsgleichung:

$$(10) \quad m \cdot \ddot{x} + k \dot{x} + D x = 0$$

Mit dem gleichen Lösungsansatz wie im ungedämpften Fall erhält man wieder zwei *partikuläre* Lösungen mit zwei Frequenzen. Der Ansatz (2) führt auf die charakteristische Gleichung:

$$(11) \quad \omega = i \frac{k}{2m} \pm \sqrt{\frac{D}{m} - \frac{k^2}{4m^2}} = i \delta \pm \omega_1$$

Mit den Abkürzungen:

$$(12) \quad \delta = \frac{k}{2m} \quad \text{und} \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{D}{m} - \frac{k^2}{4m^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$$

lautet die allgemeine Lösung dann:

$$(13) \quad \mathbf{x}(t) = \mathbf{C}_1 e^{-\delta t} e^{i\omega_1 t} + \mathbf{C}_2 e^{-\delta t} e^{-i\omega_1 t}$$

Die physikalisch sinnvollen Lösungen sind wieder durch die Forderung $\mathbf{x}(t)$ reell für alle t gegeben. Da bei starker Dämpfung die Frequenz ω_1 in (12) imaginär werden kann, ist bei der Diskussion der Lösungen eine *Fallunterscheidung* erforderlich.

$\delta < \omega_0$: Schwingfall

Die Frequenz bleibt reell, und die Exponentialausdrücke mit $i \omega_1 t$ somit konjugiert komplex, so dass auch \mathbf{C}_1 und \mathbf{C}_2 konjugiert komplex sein müssen. Die Lösung entwickelt sich bis auf den Faktor $e^{-\delta t}$ genau wie im Fall der ungedämpften Schwingung:

$$(14) \quad x(t) = A e^{-\delta t} \cos(\omega_1 t + \beta)$$

oder:

$$(15) \quad x(t) = e^{-\delta t} [A_1 \cos \omega_1 t + A_2 \sin \omega_1 t]$$

mit den Konstanten:

$$(16 \text{ a,b}) \quad A_1 = x_0 \quad \text{und} \quad A_2 = \frac{\delta \cdot x_0 + \dot{x}_0}{\omega_1}$$

$\delta > \omega_0$: Kriechfall

Die Frequenz wird imaginär. Man kann ω_0 und δ umstellen, und die imaginäre Einheit i vor den gesamten Ausdruck ziehen:

$$(17) \quad \omega = i \left[\delta \pm \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2} \right] = i \delta_{1,2}$$

Die Lösung lautet dann:

$$(18) \quad \mathbf{x}(t) = \mathbf{C}_1 e^{-\delta t} + \mathbf{C}_2 e^{-\delta_2 t}$$

Da beide Exponentialanteile reell, aber verschieden groß sind, wird $\mathbf{x}(t)$ nur dann reell für alle t , wenn auch die Konstanten \mathbf{C}_1 und \mathbf{C}_2 reell sind. Sie dienen wieder der Anpassung an die Anfangsbedingungen. Bei dieser sehr starken Dämpfung verliert die Bewegung ihren periodischen Charakter und geht in eine monotone, exponentielle Rückkehr in die Ruhelage über. Mit

wachsender Dämpfung klingt der Term mit δ_1 zwar schnell ab, die Zeitkonstante δ_2 wird dagegen aber kleiner und geht im Grenzfall unendlicher Dämpfung gegen Null. Die Reibungskräfte werden so groß, dass sie eine Bewegung kaum noch zulassen, und das System kriecht langsam in seine Ruhelage zurück.

$\delta = \omega_0$ und $\omega_1 = 0$ Aperiodischer Grenzfall

Zwischen Schwing- und Kriechfall liegt als Sonderfall $\delta = \omega_0$ mit $\omega_1 = 0$. Ein direktes Einsetzen von $\omega_1 = 0$ in die Lösung (14) oder (15) des Schwingfalls liefert nur eine Beschreibung für die speziellen Anfangsbedingungen A bzw. $A_1 \neq 0$ und $\dot{x} = 0$. Die allgemeine Lösung erhält man durch eine Grenzwertbetrachtung von (15) mit (16):

$$(19) \quad x(t) = e^{-\delta t} \left[x_0 \cos \omega_1 t + (\delta x_0 + \dot{x}_0) \frac{\sin \omega_1 t}{\omega_1} \right]$$

Im Grenzübergang wird:

$$(20) \quad \lim_{\omega_1 \rightarrow 0} \frac{\sin \omega_1 t}{\omega_1} = t$$

und man erhält für den aperiodischen Grenzfall wieder eine nicht periodische Bewegung:

$$(21) \quad x(t) = x_0 e^{-\delta t} + (\delta x_0 + \dot{x}_0) t e^{-\delta t}$$

Der aperiodische Grenzfall sorgt für die schnellste Rückkehr eines schwingungsfähigen Systems in seine Ruhelage. Er hat messtechnische Bedeutung. Messinstrumente stellen oft schwingungsfähige Gebilde dar, die bei aperiodischer Dämpfung am schnellsten den Anzeigewert als Gleichgewichtswert bzw. Ruhelage annehmen.

Erzwungene Schwingung

Das System soll zusätzlich durch eine äußere Kraft periodisch mit der Frequenz Ω angeregt werden. Unter Vernachlässigung eines besonderen Zeitnullpunktes kann man ohne Beschränkung der Allgemeinheit ohne weitere Phasenkonstante schreiben:

$$(22) \quad m \ddot{x} + k \dot{x} + D x = F_0 \cos \Omega t$$

Die Differentialgleichung ist gegenüber den bisherigen Ansätzen *inhomogen* geworden. Die allgemeine Lösung von (22) setzt sich additiv aus der Lösung (14) bzw. (15) der zugehörigen homogenen Gleichung und einer beliebigen partikulären Lösung der inhomogenen Gleichung zusammen. Als partikuläre Lösung der inhomogenen Gleichung wird angenommen, dass das System für sehr große Zeiten ebenfalls mit der äußeren Frequenz Ω und mit konstanter Amplitude schwingt, wobei eine Phasenverschiebung gegenüber der Anregung auftritt. Der Lösungsansatz für diesen *stationären* Fall lautet damit:

$$(23) \quad x(t) = A_s \cos(\Omega t + \phi)$$

Grundsätzlich ist es möglich, die \cos -Funktion entsprechend (6) korrekt durch komplexe e-Funktionen auszudrücken und den obigen Ansatz auszurechnen. Man erhält die gleichen Ergebnisse jedoch einfacher mit einer allgemeinen komplexen Darstellung:

$$(24) \quad \mathbf{F}(t) = F_0 e^{i\Omega t}$$

und dem Lösungsansatz:

$$(25) \quad \mathbf{x}(t) = A_s e^{i(\Omega t + \phi)}$$

wobei der physikalische Sachverhalt durch den Realteil von (24) bzw. Betrag und Phase von (25) wiedergegeben wird. Durch Ableiten, Einsetzen und Durchkürzen von $i\Omega$ erhält man:

$$(26) \quad (D - m\Omega^2 + ik\Omega) A_s e^{i\phi} = F_0$$

und:

$$(27) \quad A_s e^{i\phi} = \frac{F_0}{D - m\Omega^2 + ik\Omega}$$

bzw. mit den Bezeichnungen $D/m = \omega_0^2$ und $k/(2m) = \delta$:

$$(28) \quad A_s e^{i\phi} = \frac{F_0/m}{\omega_0^2 - \Omega^2 + 2i\delta\Omega}$$

Die Amplitude der stationären Lösung hängt demnach von der Anregungsfrequenz Ω ab. Aus (28) ergeben sich entsprechend den Zusammenhängen zwischen

Betrag und Phase und Real- und Imaginärteil komplexer Zahlendarstellungen:

$$(29) \quad A_s = A_s(\Omega) = \frac{F_0/m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\delta^2\Omega^2}} \quad \text{und:}$$

$$(30) \quad \tan\phi = \frac{-2\delta\Omega}{\omega_0^2 - \Omega^2}$$

Da in der allgemeinen Lösung der gedämpfte Term nach hinreichend langer Zeit praktisch abgeklungen ist (siehe Einschwingvorgang weiter unten), bezeichnet man die stationäre Lösung als erzwungene Schwingung im engeren Sinne.

Resonanzkurve

Der Verlauf der Amplitude in Abhängigkeit von der Erregerfrequenz $A(\Omega)$ (Resonanzkurve) und auch die Phasenverschiebung $\delta(\Omega)$ hängen stark vom Grad der Dämpfung ab. In der Darstellung auf der folgenden Seite sind Beispiele der Verläufe wiedergegeben. Die Lage der Resonanzkurve wird durch die Eigenfrequenz des ungedämpften Systems bestimmt, die Breite durch die Dämpfung.

$$\frac{A_{\max}}{\sqrt{2}}$$

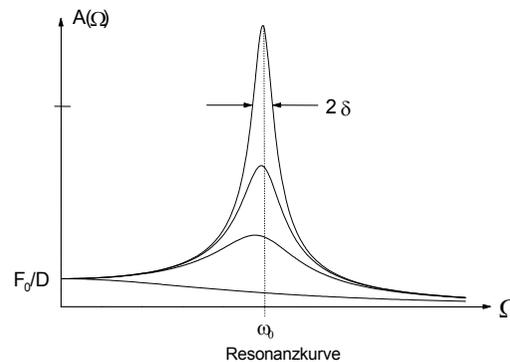


Abbildung: Resonanzkurve für Dämpfungsverhältnisse $\delta/\omega_0 = 0,05; 0,1; 0,2$ und 1

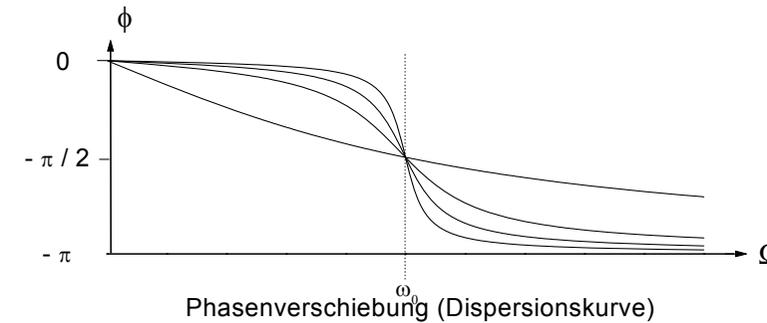


Abbildung: Phasenverschiebung (Dispersionskurve) für die gleichen Dämpfungsverhältnisse. Physikalisch lässt sich der Verlauf leicht nachvollziehen, mathematisch aus (30) nur unter Berücksichtigung der Eigenarten von Umkehrfunktionen.

Bei kleiner Dämpfung kann die Oszillatoramplitude sehr groß werden (Resonanzkatastrophe), wobei der Übergangsbereich der Phasenverschiebung sehr klein wird (Phasensprung).

Für kleine Abweichungen $\omega_0 \approx \Omega$ und $|\omega_0 - \Omega| = \Delta\Omega$ (Verstimmung), d.h. für vergleichsweise schmale Resonanzkurven bei kleiner Dämpfung, kann (29) näherungsweise umgeformt und vereinfacht werden:

$$(31) \quad \omega_0^2 - \Omega^2 \approx (\omega_0 + \Omega)(\omega_0 - \Omega) \approx 2 \omega_0 \Delta\Omega$$

$$(32) \quad A_s(\Delta\Omega) = \frac{F_0/m}{2 \delta \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\Omega}{\delta}\right)^2}}$$

In dieser Näherung liegt das Maximum der Kurve bei $\Omega = \omega_0$, und die Amplitude erreicht den maximalen Wert:

$$(33) \quad A_{\Omega=\omega_0} = A_{\max} = \frac{F_0/m}{2 \delta \omega_0}$$

Insbesondere für die Stellen $\Delta\Omega = \pm \delta$ wird:

$$(34) \quad A_{\Omega=\omega_0 \pm \delta} = \frac{F_0/m}{2 \delta \omega_0 \sqrt{2}} = \frac{A_{\max}}{\sqrt{2}}$$

Die Dämpfungskonstante kann dann aus der halben Breite der Kurve bei

$$A = A_{\max} / \sqrt{2} \text{ bestimmt werden.}$$

Einschwingvorgang

Die allgemeine Lösung der erzwungenen Schwingung besteht aus der allgemeinen Lösung (z.B. 14) der homogenen Gleichung für den Schwingfall und der partikulären, reellen Lösung (25):

$$(35) \quad x(t) = A \cdot e^{-\delta t} \cos(\omega_0 t + \beta) + A_s(\Omega) \cos(\Omega t + \phi)$$

Zu Beginn der Bewegung wird dem System sowohl der stationäre Term aufgeprägt als auch eine freie, gedämpfte Schwingung angeregt. Die Überlagerung beider Terme von (35) führt zu einem komplizierten Schwingungsverhalten, das als *Einschwingvorgang* bezeichnet wird. Übersichtliche Verhältnisse ergeben sich für den Fall kleiner Dämpfung ($\delta \ll \omega_0$) und mit einer Erregerfrequenz nahe der Eigenfrequenz ($\Omega \approx \omega_0$).

Wählt man Anfangsbedingungen $x_0=0$ und $\dot{x}=0$, so ergibt eine Näherungsrechnung:

$$(36) \quad x(t) = A_s \left[\cos(\Omega t + \phi) - e^{-\delta t} \cdot \cos(\omega_0 t + \beta) \right]$$

Die Überlagerung beider Schwingungen ergibt eine

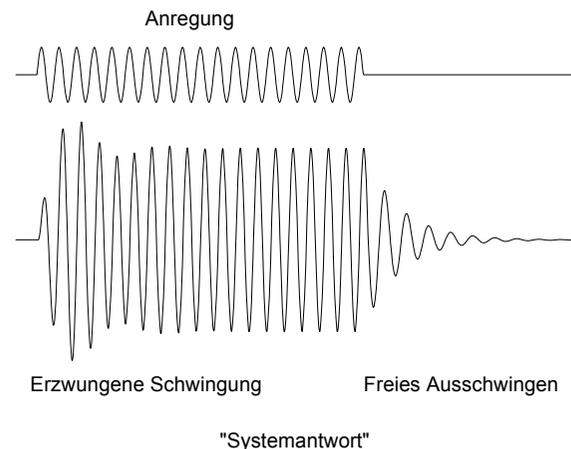
Schwebung mit der halben Differenzfrequenz $|\Omega - \omega_0|/2$, die jedoch mit $e^{-\delta t}$ abklingt, wobei die Bewegung allmählich in den stationären Zustand übergeht.

Die größtmögliche Amplitude beim Einschwingvorgang wird erreicht, wenn durch den Unterschied der beiden Frequenzen die beiden cos-Terme ein entgegengesetztes Vorzeichen erhalten. Bei sehr kleiner Dämpfung kann die sich so ergebende *Einschaltspitze* dem Wert $2A_s$ sehr nahe kommen, d.h. fast den doppelten Betrag der stationären Amplitude erreichen.

Für den Fall $\Omega = \omega_0$ vereinfacht sich der Einschwingvorgang weiter. Die Phasenverschiebung Φ wird dann $\pi/2$, und aus (36) folgt:

$$(37) \quad x(t) = A_s (1 - e^{-\delta t}) \sin \omega_0 t$$

Das System vollführt nach dem Einschalten eine Schwingung mit exponentiell ansteigender und gegen den Grenzwert A_s der stationären Schwingung strebender Amplitude. In der folgenden Abbildung sind die Verhältnisse des Einschwingvorgangs, der stationären Schwingung und des freien, gedämpften Ausschwingens zusammen mit der Erregerschwingung dargestellt.



Darstellung der physikalischen Grundlagen

(zur Vorbereitung als Teil der Ausarbeitung): Kurze Beschreibung der Ansätze und der Ergebnisse der

Rechnungen und ausführliche physikalische Interpretation im Rahmen der Aufgabenstellung.

Apparatur und Geräte

Durch eine Schneckenfeder elastisch an eine Ruhelage gebundenes Drehpendel, das durch eine Wirbelstrombremse zusätzlich gedämpft und über einen Motorantrieb mit Exzenter und Pleuelstange periodisch angeregt wird kann (*Pohlsches Rad*, siehe Skizze auf dem Titelblatt).

Bewegungsmesswandler: Zwischen einer Lichtschranke laufende kleine Seilrolle mit Löchern; Betriebsgerät, das die zeitabhängige Pulsfolge am Ausgang der Lichtschranke in auslenkungs-, geschwindigkeits- und beschleunigungsproportionale Analogsignale wandelt.

Rechnergestützte Datenakquisition (*CASSY-Lab-System*). Zusätzlich Handstoppuhren.

Versuchsdurchführung und Auswertung

Das Pohlsche Rad kann frei (mit der Hand) ausgelenkt oder von einem Motor periodisch angeregt werden kann. Die Dämpfung lässt sich mit der Wirbelstrombremse an dem zugehörigen Netzgerät in sechs Stufen einstellen (0, 1, 2, 3, G=Grenzfall, K=Kriechfall).

Die Messungen zu den gestellten Aufgaben sollen bei Dämpfungsstufe 2 durchgeführt werden.

Zur Erfassung der Auslenkung ist ein Messwandler vorhanden. Ein Faden wird in einer Nut über der Peripherie des Drehpendels und dann über eine kleine Seilrolle geführt. Die Seilrolle trägt Löcher und läuft zwischen einer Lichtschranke. Am Ausgang der Lichtschranke entsteht eine Pulsfolge, deren Frequenz der Geschwindigkeit des Rades proportional ist. Die Pulsfolge wird elektronisch verarbeitet, und am Ausgang des zugehörigen Betriebsgerätes stehen analoge Spannungssignale für die Auslenkung (s), die Geschwindigkeit (v) und die Beschleunigung (a) zur Verfügung. Geeignet für die Messungen ist das Geschwindigkeitssignal (v). Dem Ausgangssignal ist dabei ein Gleichspannungsanteil überlagert, der insbesondere bei der späteren logarithmischen Darstellung der Daten stört. Dieser Gleichspannungsanteil kann durch Zwischenschalten eines Kondensators in die Verbindung des freien Potentials zwischen Messwandler und

CASSY-Lab-Systems unterdrückt werden.

Man sollte bei der Auswertung darauf achten, ob man mit der Frequenz f oder mit der Kreisfrequenz

rechnet.

Zu Aufgabe 1

Die Messdaten (Auslenkung in Abhängigkeit von der Zeit) werden mit Hilfe des CASSY-Lab-Systems durch einen Rechner (PC) erfasst. Siehe dazu die allgemeine Hinweise zu CASSY im Skript und besondere Hinweise zur Benutzung des zugehörigen Programms im Platzskript.

Zu Aufgaben 2 und 3

Das Drehpendel wird mit dem Motor periodisch ange-regt. Die Drehzahl des Motors ist elektronisch stufenlos regelbar.

Die Frequenz kann an einem 10-Gang-Wendelpotentiometer eingestellt werden, jedoch gibt die Anzeige des Potentiometers nur willkürliche Einheiten für die Frequenz an. Die tatsächlichen Werte werden mit dem CASSY-Lab-System bestimmt, wobei gleichzeitig die zeitlichen Konstanz der Amplituden überprüft werden kann (Ausklängen des Einschwingvorgangs).

Die Amplitudenwerte können direkt an der Skala des Drehpendels abgelesen oder auch mit dem Messwertfassungssystem bestimmt werden. Für jeden Messpunkt muss ausreichend lange gewartet werden, bis der Einschwingvorgang abgeklungen ist.

Die Resonanzkurve wird zunächst mit grob abgestuften Stützpunkten erfasst (etwa für alle vollen Umdrehungen der Einstellung der Frequenz am Potentiometer) und messbegleitend grafisch dargestellt (Amplitude über Frequenz). Anhand des damit gewonnenen groben Verlaufs der Kurve können geeignete Zwischenwerte zum genaueren Ausmessen der interessierenden Bereiche (Flanken, Maximum) bestimmt werden. Wegen der Steilheit der Kurve im Resonanzbereich ist es wichtig, bei der Einstellung der Potentiometerwerte das mechanische Spiel des Stellknopfs zu berücksichtigen.

Die Phasenverschiebung zwischen Anregung und der Schwingung des Rades kann anhand der Zeiger am Rad und an der Antriebsstange qualitativ beobachtet

werden. Die Beobachtungen sind mit der theoretischen Vorhersage zu vergleichen.

Zu Aufgabe 4 (ohne Dämpfung durchführen)

Zur Beobachtung eines Einschwingvorganges außerhalb der Resonanz sollte die Frequenz nicht zu stark verstimmt werden, um das Auftreten der typischen Einschaltspitzen gut beobachten zu können. Die Auslenkungs-Zeit-Abhängigkeiten werden wieder mit dem CASSY-Lab-System registriert. Vergleichen Sie das exponentielle Verhalten beim Anschwingen und Abklingen im Falle außerresonanter Anregung mit dem erwarteten Wert.

CASSY

EINSCHALTEN

Spannungsversorgen SENSOR-CASSY (12V)

Rechner + Monitor einschalten

CASSY-Lab starten:

'Freischaltung': Schließen (ist bereits freigeschaltet)

'Einstellungen' (lässt sich auch mit '**F5**' aufrufen):

evtl. 'Anordnung aktualisieren'

aktiven Kanal (Ein-/Ausgang) anklicken (wird farbig)

'Einstellungen Sensoreingang' einstellen

z. B. Messbereich : -1V .. 1V

'Messparameter' einstellen

z.B. 'Triggerbedingung' (unterstützt die Vergleichbarkeit der verschiedenen Messungen)

z.B. 'wiederholende Messung'

rechte Maustaste (geht vor, während oder nach der Messung)

z.B. 'Zoomen' Bereich wird per Mausmarkiertem Bereich gezoomt, danach 'Zoom ausschalten'

z.B. 'Achsenbelegung ändern': log- Darstellung, x^2 -Darstellung, ...

z.B. 'Markierung setzen' und dann 'Differenz messen' (wird ganz unten links angezeigt)

.....
F9 startet und stoppt Messung (wenn 'wiederholende Messung' eingestellt ist, wird neue Messung in neuer Farbe dargestellt)

linke Maustaste markiert Punkte auf Grafen; gleichzeitig werden Werte in Tabelle markiert; mit Skrollen (Pfeile auf/ab) läuft man in Grafen und Tabelle die nächsten Werte ab;

Drucken: „TTgelb“ ansteuern