TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN **Fakultät Physik** Physikalisches Grundpraktikum	Versuch: **LS** Aktualisiert: am 06. 06. 2025

Lorentzkraftgetriebene Saite

Inhaltsverzeichnis

1 Ziel des Versuches **2**

2 Hinweise zur Vorbereitung **2**

3 Grundlagen **2**

3.1 Stehende Welle 2

3.2 Frequenzanalyse mittels Fouriertransformation 4

3.3 Fouriertransformation realer Signale 8

4 Versuchsaufbau **10**

Fragen **12**

Literatur **12**

1 Ziel des Versuches

Sie lernen die Grundlagen aller Saiteninstrumente kennen und beschäftigen sich experimentell mit dem wichtigen physikalischen Konzept der stehenden Wellen. Dabei wird die Lorentzkraft zum Anregen der Saitenschwingung benutzt. Stehende Wellen spielen nicht nur bei akustischen Resonatoren, sondern auch bei Laserresonatoren, beim Atommodell, in der Quantenmechanik bei der Beschreibung erlaubter Energiezustände, bei Antennen und sogar im Mikrowellenofen eine Rolle. Im Versuch werden die Harmonischen einer schwingenden Saite in Abhängigkeit von der Spannkraft und der Stärke der anregenden Lorentzkraft untersucht.

2 Hinweise zur Vorbereitung

In Vorbereitung auf den Versuch sollten Sie sich über folgende Begriffe und Zusammenhänge in Lehrbüchern oder Nachschlagewerken informieren.

Allgemein:

- Funktionsweise eines Oszilloskops (Versuchsanleitung OM)
- Überlagerung von Sinusschwingungen zu Lissajous-Figuren
- Resonanzfall bei erzwungenen Schwingungen und Phasenverschiebung (Versuchsanleitung ES)

Speziell:

- charakteristische Größen einer Welle
- stehende Wellen
- Lorentzkraft.

3 Grundlagen

3.1 Stehende Welle

Für die Phasengeschwindigkeit einer transversalen Seilwelle auf einer gespannten Saite gilt

$$v_{\mathrm{Ph}} = \sqrt{\frac{F}{\rho A}}. \tag{1}$$

Wobei F/A die Zugspannung (Zugkraft pro Querschnittsfläche) und ρ die Dichte sind. Eine sehr schöne Herleitung dieser Formel findet sich in [D.C. Giancoli, Physik, 3. Auflage, Verlag Pearson Studium 2006, Seite 529].

Mit $v_{\mathrm{Ph}} = \lambda/T = \lambda f$ ergibt sich für die Grundfrequenz

$$f = \frac{1}{\lambda}\sqrt{\frac{F}{\rho A}}. \tag{2}$$

Nun wäre lediglich zu klären, wie groß λ ist. Betrachtet man z.B. eine nach links in $-x$-Richtung laufende Welle, so wird diese am Einspannpunkt (bei $x = 0$) reflektiert. Die Reflexion muss aber so erfolgen, dass am Einspannpunkt die Auslenkung y zu jedem Zeitpunkt verschwindet. Das ist

nur möglich, wenn die am Einspannpunkt (festes Ende) reflektierte Welle einen Phasensprung von π erleidet.

Beide Wellen überlagern sich zu

$$y(x,t) = y_0 \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \frac{2\pi x}{\lambda}\right) + y_0 \sin\left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x}{\lambda} + \pi\right), \tag{3}$$

wobei y_0 die Amplitude und T die Schwingungsdauer sind.

Mittels Additionstheorem kann man (3) umschreiben zu

$$y(x,t) = 2y_0 \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right). \tag{4}$$

Man erhält also das Produkt aus einem reinen Schwingungsterm und einem Term, der eine räumlich periodische Verteilung der Auslenkung beschreibt. Fordert man einen weiteren Knoten bei $x = L$ (L sei die Saitenlänge) mit der Bedingung $y(x = L) = 0$, so folgen aus (4) die Lösungen mit $n = 1,2,3,\ldots$

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}. \tag{5}$$

Die λ_n, sind die Wellenlängen der möglichen resonanten stehenden Wellen auf der eingespannten Saite mit der Länge L. Die Saitenlänge entspricht somit die halbe Wellenlänge der Grundschwingung. Setzt man (5) in (2) ein, so ergeben sich die Frequenzen der harmonischen Eigenschwingungen zu

$$f_n = \frac{n}{2L}\sqrt{\frac{F}{\rho A}}. \tag{6}$$

In Abb. 1 sind die Schwingungszustände bis zur 4. Harmonischen gezeigt. Die 1. Harmonische ist der Grundton, die 2. Harmonische der 1. Oberton usw.. Der reine Grundton (reiner Sinuston) klingt allerdings meist langweilig; den Klang eines Instruments machen erst zusätzlich mitschwingende Obertöne aus. Dabei spielt die Kunst der Musiker, durch Anstreichen oder Zupfen neben dem Grundton bestimmte Obertöne zu erzeugen, eine wichtige Rolle.

Um die Saite im Versuch mit wohldefinierten Frequenzen auszulenken, nutzen wir die Lorentzkraft. Zur Erinnerung: Auf eine im Magnetfeld $\vec{B}$ mit der Geschwindigkeit $\vec{v}$ bewegte Ladung Q wirkt die Lorentzkraft $\vec{F}_\mathrm{L} = Q\,\vec{v} \times \vec{B}$. Bei einem Leitungsstrom $I = Ne/t$, bei dem sich N Elektronen mit der Ladung $Q = -e$ mit einer mittleren Geschwindigkeit v durch den Draht und senkrecht zum Magnetfeld $\vec{B}$ bewegen, ist die Lorentzkraft pro Drahtlänge s

$$\frac{F_\mathrm{L}}{s} = \frac{NQvB}{s} = IB. \tag{7}$$

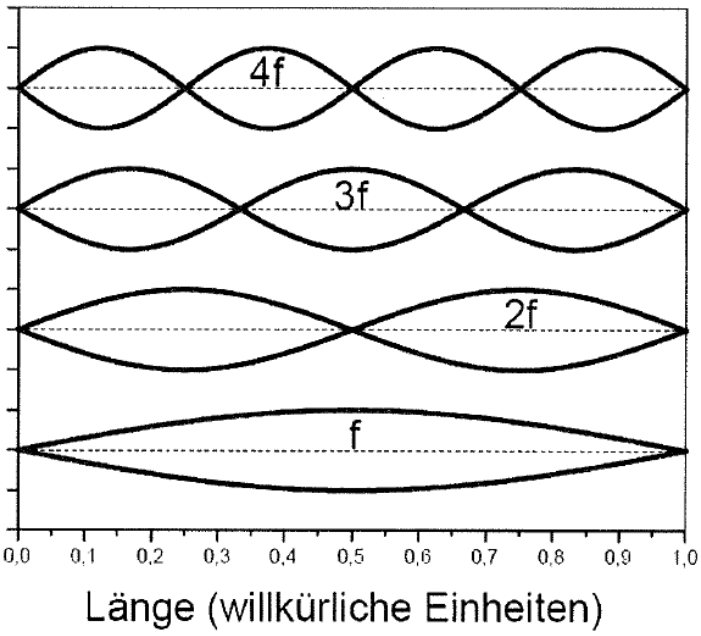

Abb. 1: Resonante stehende Wellen.

In diesem Experiment ist s die Polschuhbreite des Magneten. Durch die Lorentzkraft wird die Saite senkrecht zum Magnetfeld und senkrecht zur Stromflussrichtung ausgelenkt. Im Falle von Wechselstrom wird Saite folglich erzwungenen Schwingungen angeregt, deren Resonanzen durch Variation der Wechselstromfrequenz identifiziert werden können. Die Amplitude ist abhängig von der Position des Magneten. Steht der Magnet beispielsweise in einem Knoten, erfolgt keine Auslenkung. Bei kleinen anregenden Kräften schwingt die Saite im Wesentlichen nur mit der antreibenden Frequenz, während bei größeren Kräfte zusätzlich Oberschwingungen der antreibenden Frequenz auftreten. Weiterhin kann man durch gezieltes Unterdrücken von Eingenschwingungen nur bestimmte Oberschwingungen anregen, die unter Gitarristen als Flageolett-Töne bekannt sind.

Interessanterweise lassen sich beliebige Tonsignale mathematisch in ihre Eigenschwingungen zerlegen und deren Gewichtungsfaktoren (Anregungsstärken) in Frequenzspektren analysieren. Dies erfolgt mittels Fouriertransformation, die im folgenden Abschnitt anhand von Beispielen eingeführt wird.

3.2 Frequenzanalyse mittels Fouriertransformation

Jede periodische Funktion der Frequenz f lässt sich als unendliche Reihe von Sinus- bzw. Kosinus-Schwingungen darstellen (Fourier-Reihe). Die entsprechenden Frequenzen sind dabei ganzzahlige Vielfache n der Frequenz f und die jeweiligen Amplituden a_n und b_n geben an, mit welchem Gewicht und mit welcher Phasenlage eine Schwingung der Frequenz $n \cdot f$ in einem Signal vertreten ist. Die Gesamtheit aller Entwicklungskoeffizienten a_n und b_n charakterisiert vollständig den Informationsgehalt einer Funktion und ist das Ergebnis einer mathematischen Operation, die als Fouriertransformation bezeichnet wird.

Sei die $h(t)$ eine beliebige periodische Funktion der Periode T bzw. der Frequenz $f = 1/T$, so lässt sich diese Funktion als überlagerung von Sinus- und Kosinusfunktionen schreiben:

$$h(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos(2\pi n f t) + b_n \sin(2\pi n f t) \right). \tag{8}$$

Gesucht sind nun die Koeffizienten a_n und b_n. Basierend auf der Eigenschaft, dass die Sinus- und Cosinus-Funktionen ein orthogonales Funktionensystem bilden, ergeben sich die entsprechenden Fourierkoeffizienten aus:

$$a_n = \frac{2}{T}\int_0^T h(t)\cos(2\pi n f t)\,\mathrm{d}t \quad \text{mit} \quad n = 0,1,2,\ldots \tag{9}$$

$$b_n = \frac{2}{T}\int_0^T h(t)\sin(2\pi n f t)\,\mathrm{d}t \quad \text{mit} \quad n = 1,2,3,\ldots. \tag{10}$$

Die Terme niedrigster Ordnung lassen sich wie folgt bezeichnen:

$n = 0$:	konstanter Untergrund	Offset
$n = 1$:	Grundschwingung	1. Harmonische
$n = 2$:	1. Oberschwingung	2. Harmonische
$n = 3$:	2. Oberschwingung	3. Harmonische
...		

Die Darstellung der Fourierkoeffizienten als Funktion der Ordnung bezeichnet man als Fourier -oder auch Frequenzspektrum, wobei die Frequenz durch $f_n = n/T$ gegeben ist. Der Klang eines Tones ist somit nicht allein ein subjektiver Eindruck, sondern lässt sich anhand des Frequenzspektrums quantitativ charakterisieren.

Beispiele

1. Harmonische Schwingung der Frequenz f, Amplitude h_0 und der Phase φ:

$$h(t) = h_0\sin(2\pi f t + \varphi) = h_0\left[\sin(2\pi f t)\cos(\varphi) + \cos(2\pi f t)\sin(\varphi)\right].$$

   Nach Anwendung des Additionstheorems und der Gleichungen (9) und (10) ergibt sich das folgende Fourierspektrum:

$$a_n = \begin{cases} h_0\sin(\varphi) & \text{für } n = 1, \\ 0 & \text{für } n \neq 1 \end{cases} \quad b_n = \begin{cases} h_0\cos(\varphi) & \text{für } n = 1, \\ 0 & \text{für } n \neq 1 \end{cases}. \tag{11}$$

   Amplitude und Phase ergeben sich durch die Fourierkoeffizienten somit durch:

$$h_0 = \sqrt{a_1^2 + b_1^2} \quad \text{und} \quad \tan(\varphi) = \frac{a_1}{b_1}.$$

   Dieses einfache Beispiel zeigt, in welcher Weise Informationen der Funktion h in den Fourierkoeffizienten enthalten sind.

2. Die periodische Rechteckfunktion mit Periodendauer T:

$$h(t) = \begin{cases} 1 & t \in [0,T/2) \\ -1 & t \in [T/2,T) \end{cases} \tag{12}$$

   lässt sich durch die folgende Fourier-Reihe darstellen:

$$h(t) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(2\pi n f t) \quad \text{mit} \quad b_n = \begin{cases} 0 & \text{für } n \text{ gerade}, \\ \frac{4}{\pi n} & \text{für } n \text{ ungerade} \end{cases} \quad (a_n = 0). \tag{13}$$

In Abb. 2 ist die Ausführung der Summe (13) beginnend in niedrigster Ordnung n dargestellt (blaue Kurven). Mit wachsender Ordnung nähert sich die Fourierreihe einer periodischen Rechteckfunktion an. Die zugehörigen Koeffizienten b_n sind in Abb. 3 dargestellt (blau) und zeigen, dass die erste Ordnung (Grundfrequenz) am stärksten vertreten ist. Aufgrund der gegebenen Phasenlagen sind die Koeffizienten aller cos-Funktionen (a_n) null. Weiterhin sind nur die ungeraden Ordnung von b_n ungleich null. Höhere Frequenzen tragen mit geringerem Gewicht ($\sim 1/n$) als immer feiner werdende Korrekturen bei.

Um zu verdeutlichen, dass das Fourierspektrum charakteristisch für den Verlauf einer periodischen Funktion ist, folgt nun ein weiteres ähnlich geartetes aber klanglich durchaus unterscheidbares Beispiel.

3. Die periodische Dreieckfunktion mit Periodendauer T:

$$h(t) = \begin{cases} \frac{2t}{T} & t \in [0,T/4) \\ -\frac{2t}{T} + 1 & t \in [T/4,3T/4) \\ \frac{2t}{T} - 2 & t \in [3T/4,T) \end{cases} \tag{14}$$

lässt sich durch die folgende Fourier-Reihe darstellen:

$$h(t) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin(2\pi n f t) \quad \text{mit} \quad b_n = (-1)^{n-1} \frac{2}{\pi n} \quad (a_n = 0). \tag{15}$$

Im Vergleich der Rechteckfunktion ist zusätzlich die Synthese der Dreieckfunktion in Abb. 2 (orange) dargestellt. Auch hier gibt die Grundschwingung die vorherrschende Zeitstruktur wieder. Die hinzukommenden Schwingungen erfahren hingegen eine andere Gewichtung wodurch sich anstelle der Rechteck- eine Dreiecksform herausstellt. Das entsprechende Fourier Spektrum (Abb. 3 orange) unterscheidet sich nun darin, dass auch die geradzahligen Ordnungen mit entgegengesetztem Vorzeichen vertreten sind, welche die relativen Phasenlagen der beitragenden Sinus-Funktionen in entscheidender Weise prägen und letztlich für die ansteigenden Flanken im Signal verantwortlich sind.

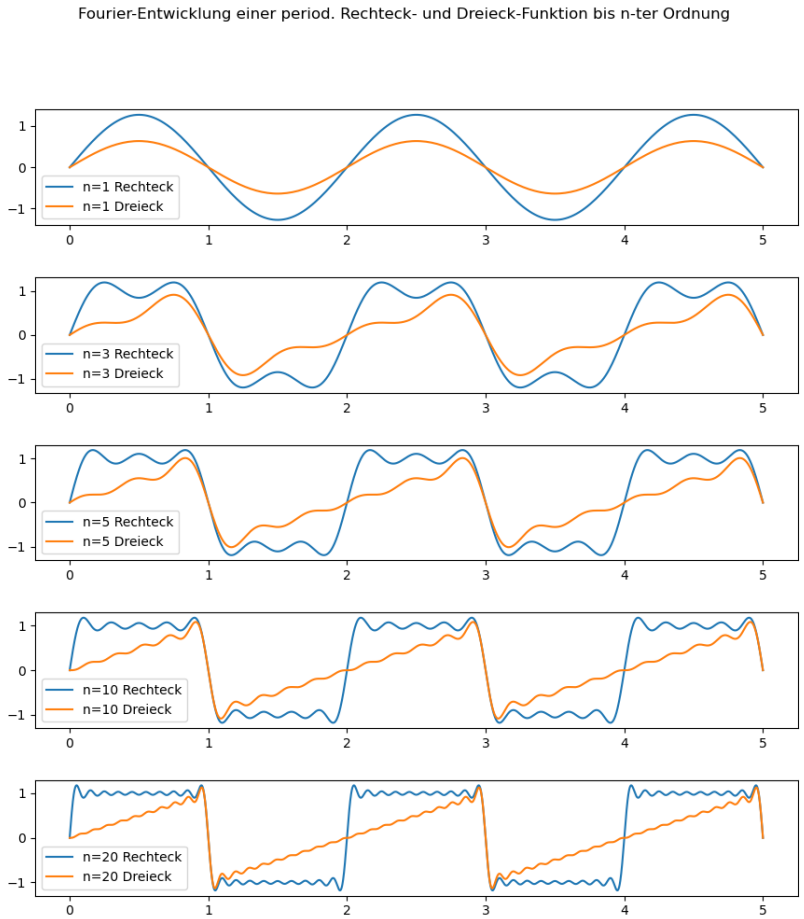

Abb. 2: Entwicklung eines periodischen Rechtecksignals (blau) und Dreiecksignals (orange) in eine Reihe aus Sinusfunktionen mit ganzzahligen Vielfachen der Frequenz bis zur Ordnung n. Aufgrund von Symmetrie sind alle Koeffizienten der cos-Reihe null.

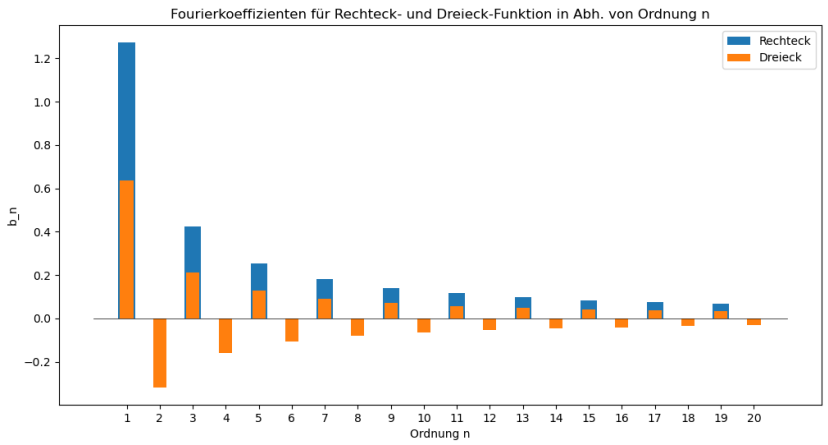

Abb. 3: Die zu Abb. 2 zugehörigen Fourierkoeffizienten für die Rechteckfunktion (blau) und Dreieckfunktion (orange).

3.3 Fouriertransformation realer Signale

Ein reales Signal zeichnet sich beispielsweise durch zeitliche Begrenzungen und anderweitige Modulationen (z.B. Dämpfung, Schwebungen, Rauschen) aus, welche die bislang angenommene strenge Periodizität brechen. Dieses Problem lässt sich durch periodische Fortsetzung des aufgezeichneten Signals beheben. Dabei wird die Periodendauer nicht mehr durch das Signal selbst definiert, sondern durch den eingrenzenden Zeitbereich, der durch die Messvorschrift festgelegt ist. Somit ist die Grundfrequenz f durch das Reziproke der Differenz von Start und Endzeit der Signalaufnahme gegeben.

Betrachten wir hier exemplarisch das Rechteck-Signal für $n = 5$ aus Abb. 2, was im Folgenden durch messbedingtes Rauschen keine strenge Periodizität mehr aufweist (Abb. 4 und 5). Die durch periodische Fortsetzung erzwungene Periodizität weist nun eine fünffache Periodendauer auf, d.h. die Frequenzschrittweite beträgt somit ein Fünftel der Ursprünglichen.

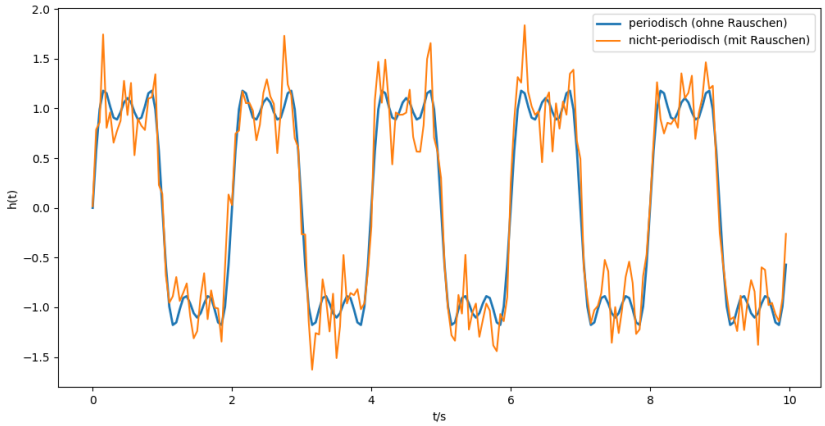

Abb. 4: Signal aus Abb. 2 (n=5) ohne (blau) und mit statistischen Abweichungen (Rauschen, orange). Offensichtlich ist im zweiten Fall keine Periodizität mehr gegeben. Die Signale sind mit 200 Punkten abgetastet.

Die Berechnung der Fourierkoeffizienten nach Gl. 9 und Gl. 10 erfordert nun die Anpassung der Periodendauer von ursprünglich $T = 2\,\mathrm{s}$ auf die gesamte Dauer der Signalsequenz von $T = 10\,\mathrm{s}$. Damit verkleinert sich die Schrittweite im Fourierspektrum auf $\delta f = 0{,}1\,\mathrm{Hz}$.

Es ist also damit zu rechnen, dass es neben den Koeffizienten die von der Periodizität des Signals herrühren, noch weitere Fourierkoeffizienten in Erscheinung treten, die Informationen über nicht periodische Komponenten des Signals aufweisen (siehe Fourierspektrum in orange in Abb. 5). Im obigen Fall ist die Situation einfach gehalten. Weitere Effekte treten auf, wenn die Periodizität des Signals nicht zum Intervall der Messzeit passt.

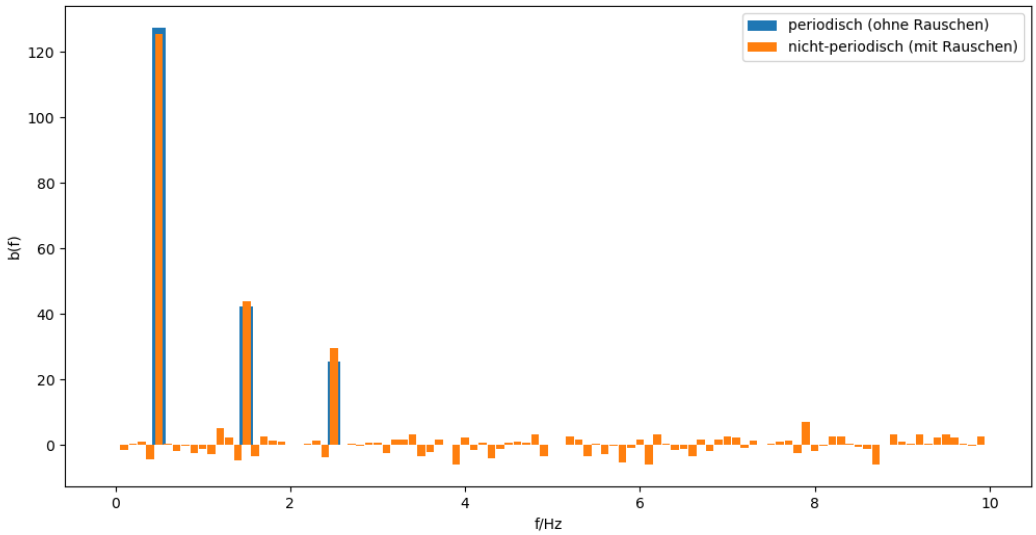

Abb. 5: Die zu Abb. 4 gehörenden Fourierspektren (Sinus) für den streng periodischen (unverrauschten) Fall (blau) und für den nichtperiodischen (verrauschten) Fall (orange). Für das vorgegebene periodische Signal gibt es nur drei von null verschiedene Fourierkoeffizienten. Die entsprechenden Frequenzen f ergeben sich aus dem Vielfachen n der Frequenzschrittweite δf. Im nichtperiodischen Fall, sind es bei kleinerer Schrittweite deutlich mehr Koeffizienten. Die Koeffizienten im Cosinus-Spektrum $a(f)$ (nicht abgebildet) sind im verrauschten Fall ebenfalls nicht mehr null.

Eine weiterer Aspekt ergibt sich bei der Umwandlung von analogen Signalen in digitale Signale (z.B. Soundkarte). Infolge äquidistanter Abtastung ist ein digitalisiertes Messsignal somit keine kontinuierliche, sondern eine diskrete Funktion der Zeit mit einer endlichen Anzahl von Messwerten. Somit ist die höchste digital übertragbare Frequenz durch die Schrittweite δt begrenzt. Eine beliebig genaue Rückwandlungen eines digitalisierten Signals (Audio-CD) in ein analoges Signal (Lautsprecher) ist nur dann möglich, wenn die im ursprünglichen Analog-Signal enthaltene höchste Frequenz f_{max} kleiner als die Hälfte der Abtastrate $1/\delta t$ ist. Diese Grenzfrequenz wird auch als Nyquist-Frequenz bezeichnet:

$$f_{\text{max}} < f_{\text{Nyquist}} = \frac{1}{2\delta t}.$$

Im obigen Beispiel wurde ein Signal von 10 s Dauer mit 200 Messpunkten abgetastet, woraus sich eine Schrittweite von $\delta t = 0{,}05\,\text{s}$ und damit eine Nyquist-Grenze von 10 Hz ergibt.

Beinhaltet das Eingangs-Signal hingegen Frequenzen, welche die Nyquist-Frequenz überschreiten, so kommt es im Zuge der Analog-/Digital-Wandlung zu nichtlinearen Verzerrungen, die als Alias-Effekt in Erscheinung treten. Dieser macht sich beispielsweise dadurch bemerkbar, dass Teile des Hochfrequenzbereichs zu niederen Frequenzen irreversibel verschoben werden. Diese Effekte können vermieden werden, indem das Signal durch Verwendung von Tiefpassfiltern im Frequenzbereich begrenzt wird (Bandbegrenzung) oder indem eine genügend hohe Abtastrate verwendet wird. Audio-CDs arbeiten beispielsweise mit einer Abtastrate von 44,1 kHz um Audio-Frequenzen bis 22 kHz zu erfassen.

4 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abb. 6 dargestellt. Eine Saite wird über einen Federkraftmesser mit einer definierten Zugkraft gespannt und mit einem Wechselstrom regelbarer Stärke und Frequenz gespeist. Das Feld eines verschiebbaren Hufeisendauermagnetes führt bei Stromfluss zu einer äußeren Erregung der Saite, deren Elongation über einen Optosensor erfasst wird. Die Steuerung des Experiments erfolgt über einen PC mit zwei Soundkarten, so dass die Ausgangs- und Eingangssignale vollständig getrennt sind und damit ein übersprechen verhindert wird.

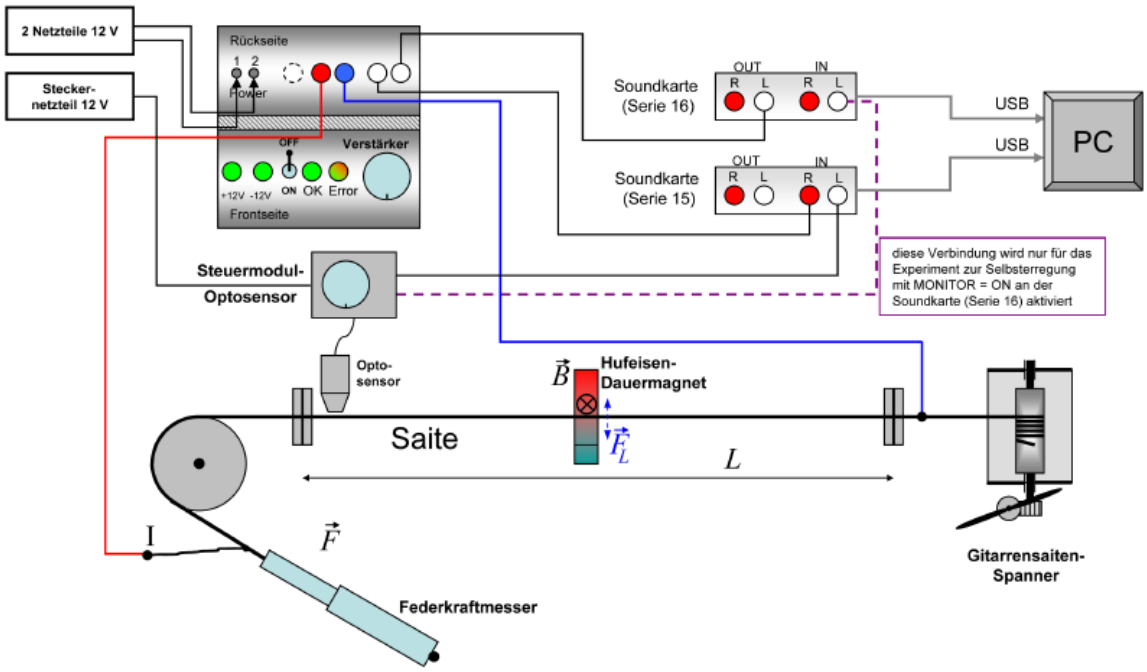

Abb. 6: Schematischer Versuchsaufbau: Steuerelektronik im oberen Teil und definiert gespannte Saite mit Stromzufuhr, Dauermagnet und Optosensor im unteren Teil.

Die entsprechende Programmoberfläche ist in Abb. 7 dargestellt. Das am Amplitudenregler (1) und am Regler der Eingangssignalfrequenz (2) eingestellte Ausgangssignal $A(t)$ wird vom Ausgang `OUT L` der Soundkarte (Serie 16) zum Eingang des Verstärkers geführt. Die eingestellte Amplitude in % bezieht sich auf den mit dem Ausgangsstromregler am Verstärker eingestellten Wert. Grün leuchtende LEDs am Verstärker zeigen an, dass die Betriebsspannungen und die Betriebstemperatur im Normalbereich liegen. Eine rot leuchtende `ERROR`-LED signalisiert die überschreitung des zulässigen Ausgangsstroms. Der mit dem Amplitudenregler (1) und dem Ausgangsstromregler am Verstärker eingestellte Strom wird über die rote und blaue 4mm-Laborschnur mit der schwingenden Saite verbunden.

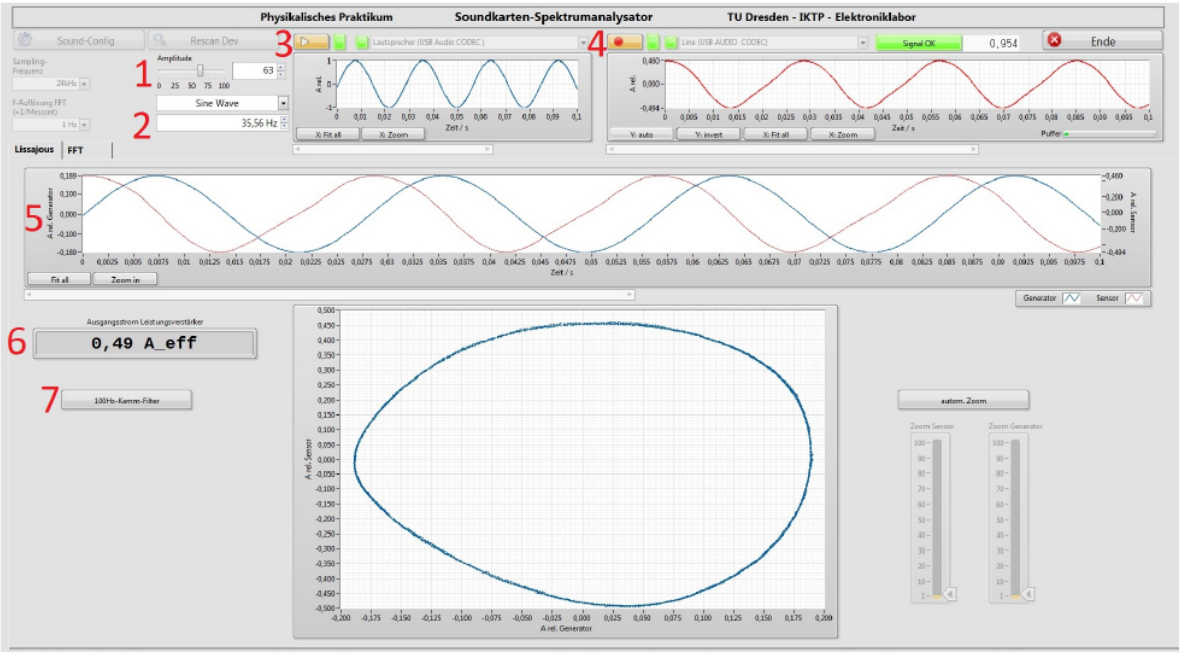

Abb. 7: Programmoberfläche für die Aufnahme und Darstellung von Erreger- und Saitenschwingungen - hier im Resonanzfall. (1) Amplitudenregler, (2) Frequenzregler, (3-4) Start der Aufzeichnung des Erreger- bzw. Saitensignals, (5) Elongation in Abh. von der Zeit (2-Kanal Oszilloskop), (6) xy-Darstellung für Lissajous-Figuren, (7) 100 Hz Kamm-Filter.

Die Messung des Stromes durch die Saite erfolgt im Verstärker und wird als Messgröße $I(t)$ an den Eingang `IN R` der Soundkarte (Serie 15) geführt. Der zeitliche Verlauf $I(t)$ wird im Graph unter dem Startbutton (3) dargestellt, der Effektivwert des Stroms im Feld Ausgangsstrom Leistungsverstärker (6) angezeigt. Die Auslenkung der schwingenden Saite wird optisch gemessen, die Sensorelektronik benötigt ca, eine halbe Minute nach dem Einschalten zur Eigenkalibration. Bei eingeschalteter Beleuchtung im Raum sollte mit dem Button 100Hz-Kammfilter (7) der Einfluss der 100Hz-Arbeitsfrequenz der Leuchtstofflampen auf die Messungen minimiert werden. Das der Auslenkung der Saite proportionale Spannungssignal $U(t)$ - bitte beachten Sie, dass bei großen Auslenkungen im Resonanzbereich die Verstärkung am Steuermodul des Optosensors anzupassen ist - wird an den Eingang `IN L` der Soundkarte (Serie 15) geführt und der zeitliche Verlauf im Graph unter dem Startbutton (4) dargestellt. Im Graph (5) sehen Sie den zeitlichen Verlauf beider Signale $I(t)$ und $U(t)$, woraus sich die Phasenverschiebung, für die im jeweiligen Resonanzfall $\pi/2$ zu erwarten ist, ermitteln lässt. Eine Einstellhilfe für den Resonanzfall bietet der Graph $U = f(I)$ („A_{rel} Sensor" als Funktion „A_{rel} Generator") mit der Darstellung der Lissajous-Figuren. Der Resonanzfall ist immer dann zu erwarten, wenn die Saite mit der Frequenz einer ihrer Harmonischen angetrieben wird. Die Zugkraft, mit der die Saite gespannt wird, stellen Sie mit dem Gitarren-Saitenspanner ein, ihren Wert zeigt der Federkraftmesser an, wobei dieser 25N nicht überschreiten darf. Die Magnetfeldstärke zwischen den beiden Nd-Magneten beträgt ca. 300 mT. Die Frequenzanalyse wird mittels schneller Fouriertransformation (FFT) durchgeführt. Die Einheit der Anregungskoeffizienten im Fourierspektrum beträgt dBV, die Umrechnung von Volt in dBV erfolgt durch:

$$L = 20 \cdot \log\left(\frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{in}}}\right) \cdot \text{dB} \cdot \text{V}. \tag{16}$$

Hierbei sind U_{in} und U_{out} Eingangs- bzw. Ausgangsspannung. D.h. ein Wert von -20 dBV entspricht einer Abschwächung des Ausgangssignals gegenüber dem Eingangssignal um Faktor 10. Grafen

der Zeitverläufe und der Fouriertransformierten können per Maustaste gespeichert bzw. exportiert werden.

Autorenschaft

Dieser Versuch wurde in den Physikalischen Praktika der Universität Bremen entwickelt und erprobt und im Physikalischen Praktikum der TU Dresden hinsichtlich der optischen Messdatenerfassung weiterentwickelt. Die Versuchsanleitung wurde in ihrer ursprünglichen Form von PI micros zur Verfügung gestellt. Aktuelle Änderungen werden von der Praktikumsleitung durchgeführt.

Fragen

1. Was versteht man unter einer harmonischen Schwingung, einer ebenen Welle und einer stehenden Welle (mathematische Beschreibung)?
2. Was bedeutet Reflexion einer ebenen Schallwelle an einer Wand? Wie entstehen stehende Wellen? Wie großist der Knotenabstand?
3. Was versteht man unter der Wellenzahl, der Wellenlänge und der Frequenz einer harmonischen Welle? Wie hängen sie zusammen?
4. Wie unterscheiden sich Longitudinal- und Transversalwellen? Wovon hängen die Phasengeschwindigkeiten akustischer Longitudinal- und Transversalwellen ab?
5. Beschreiben Sie die Reflexion einer Seilwelle und einer Schallwelle an einer festen Wand.
6. Wie verhalten sich Amplitude und Phase einer erzwungenen Schwingung mit schwacher Dämpfung in Abhängigkeit von der Erregerfrequenz?
7. Wie identifizieren Sie den Resonanzfall mit einem Zwei-Kanal-Oszilloskop?

Literatur

[1] W. Ilberg (Hrsg.), M. Krötzsch (Hrsg.) et. al., *Physikalisches Praktikum für Anfänger*, Teubner-Verlag, Leipzig 1994

[2] C. Gerthsen, H. Vogel, *Physik*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 1995

[3] F. Kohlrausch, *Praktische Physik, Band 2*, Teubner-Verlag, Stuttgart 1996

[4] H. J. Paus, *Physik in Experimenten und Beispielen*, Verlag C.-Hanser, München 1995

[5] W. Walcher, *Praktikum der Physik*, Teubner-Verlag, Stuttgart 1989