

**20 neue
Experimente**



PHYSIKEXPERIMENTE

3bscientific.com

Mechanik · Wärmelehre · Elektrizitätslehre · Optik · Atom- und Kernphysik · Festkörperphysik · Energie und Umwelt

Liebe Kundin, lieber Kunde,

kennen Sie unseren 3B Scientific® Katalog mit über 110 Experimenten? Er ist weiterhin aktuell und bietet eine faszinierende Auswahl an Experimenten. Die Zusammenstellung deckt das gesamte Spektrum der Physik ab und reicht von der klassischen bis zur modernen Physik. Heute freuen wir uns, Ihnen 20 neue Experimente präsentieren zu können. Besonders hervorheben möchten wir die Experimente zur

- elastischen Verformungen fester Körper (Elastizitäts- und Schubmodul)
- Schallausbreitung in Stäben
- Untersuchung des Pockels-Effekts
- Bestimmung der Elementarladung nach Millikan
- Installation und Optimierung von Photovoltaikanlagen

Sollten Sie Gerätezusammenstellungen zu weiteren Themen benötigen, stellen wir diese gerne für Sie zusammen. Dabei können wir noch spezifischer auf Ihre Wünsche eingehen. Sie können uns per Telefon, E-Mail und über unsere Website 3bscientific.com erreichen. Wir freuen uns auf Ihre Anmerkungen, Fragen und Bestellungen.

Alle Experimente stehen auch als PDF auf unserer Website zum Download zur Verfügung. Dort finden Sie auch fortlaufend neue Zusammenstellungen.



Prismenspektrometer, Seite 32

Der Qualität verpflichtet

Bei 3B Scientific erhalten Sie gute Qualität zu fairen Preisen. Das hohe Niveau unseres Qualitätsmanagements entspricht den Standards von ISO 9001 und der Worlddidac Quality Charter und wird regelmäßig von unabhängigen Gutachtern bestätigt.

Darauf können Sie sich verlassen.



LEGENDE



grundlegendes Experiment



fortgeschrittenes Experiment



weitere Experimente finden Sie unter 3bscientific.com

INHALT

MECHANIK

KRÄFTE

Hooke'sches Gesetz (UE1020100):	4
Bestätigung des Hooke'schen Gesetzes für Zug-Schraubenfedern	

TRANSLATIONSBEWEGUNGEN

Stoßgesetze (UE1030280):	6
Untersuchung von eindimensionalen Stößen auf der Luftkissenfahrbahn	

ROTATIONSBEWEGUNGEN

Maxwell'sches Rad (UE1040320):	8
Bestätigung der Energieerhaltung anhand eines Maxwell'schen Rades	

SCHWINGUNGEN

Reversionspendel (UE1050221):	10
Bestimmung der lokalen Fallbeschleunigung mit einem Reversionspendel	

AKUSTIK

Schallausbreitung in Stäben (UE1070410):	12
Untersuchung longitudinaler Schallwellen in Rundstäben und Bestimmung der longitudinalen Schallgeschwindigkeit	

DEFORMATION FESTER KÖRPER

Biegung von flachen Balken (UE1090200):	14
Messung der Verformung von beidseitig unterstützten flachen Balken und Bestimmung des Elastizitätsmoduls	
Torsion runder Stäbe (UE1090300):	16
Bestimmung der Winkelrichtgröße und des Schubmoduls	

WÄRMELEHRE

GASGESETZE

Amontons-Gesetz (UE2040120):	18
Bestätigung des linearen Zusammenhangs zwischen Druck und Temperatur eines idealen Gases	

ELEKTRIZITÄTSLEHRE

MAGNETFELD

Stromwaage (UE3030350):	20
Messung der Kraft auf einen stromführenden Leiter in einem Magnetfeld	

INDUKTION

Induktion durch ein veränderliches Magnetfeld (UE3040300):	22
Messung der Induktionsspannung in einer Induktionsspule	

OPTIK

GEOMETRISCHE OPTIK

Reflexion am Spiegel (UE4010000):	24
Untersuchung der Reflexion an ebenen und gekrümmten Spiegeln	
Brechung des Lichts (UE4010020):	26
Untersuchung der Lichtbrechung in verschiedenen optischen Elementen	

WELLENOPTIK

Beugung an einem Einzelspalt (UE4030100):	28
Nachweis der Wellennatur des Lichts und Bestimmung der Wellenlänge	

POLARISATION

Pockels-Effekt (UE4040500):	30
Demonstration des Pockels-Effekts in einem konoskopischen Strahlengang	

SPEKTROMETRIE

Prismenspektrometer (UE4080100):	32
Einrichtung und Kalibrierung eines Prismenspektrometers	

ATOM- UND KERNPHYSIK

EINFÜHRENDE EXPERIMENTE ZUR ATOMPHYSIK

Millikan-Experiment (UE5010400):	34
Bestätigung des Wertes der Elementarladung mit Hilfe geladener Öltröpfchen nach Millikan	

FESTKÖRPERPHYSIK

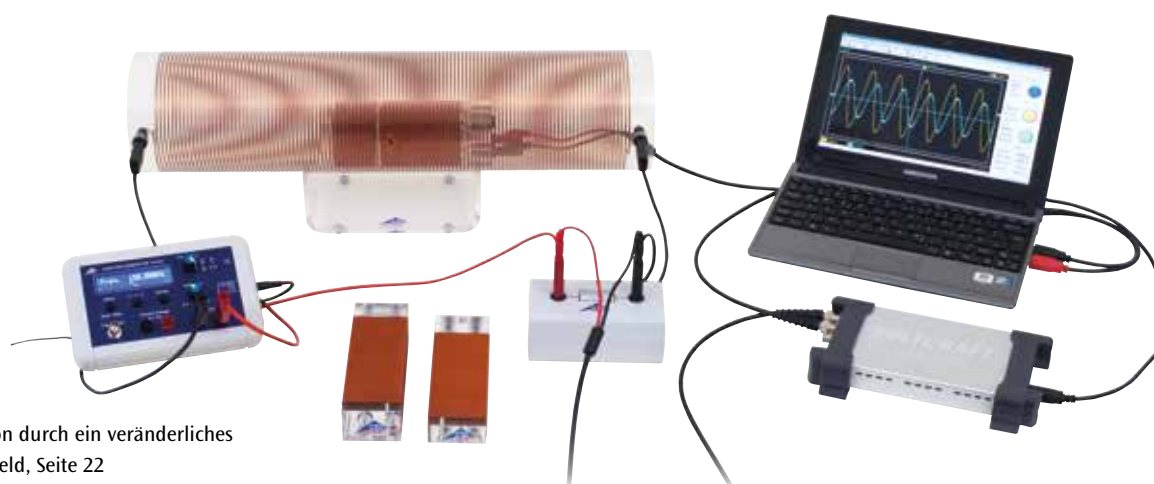
LEITUNGSPHÄNOMENE

Photoleitung (UE6020400):	36
Aufnahme der Kennlinien eines Photowiderstandes	

ENERGIE UND UMWELT

PHOTOVOLTAIK

Photovoltaikanlagen (UE8020100):	38
Messung der Kennlinien eines Photovoltaikmoduls in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke	
Photovoltaikanlagen (UE8020200):	40
Untersuchung des Einflusses partieller Verschattung	
Photovoltaikanlagen (UE8020250):	42
Untersuchung einer Inselanlage zur Erzeugung und Speicherung elektrischer Energie	



Induktion durch ein veränderliches Magnetfeld, Seite 22



ZIEL

Bestätigung des Hooke'schen Gesetzes für Zug-Schraubenfedern

AUFGABEN

- Bestätigung des Hooke'schen Gesetzes und Bestimmung der Federkonstante für fünf verschiedene Schraubenfedern.
- Vergleich der gemessenen mit den berechneten Federkonstanten.

ZUSAMMENFASSUNG

In einem elastischen Körper sind Dehnung und Spannung proportional zueinander. Dieser von *Robert Hooke* gefundene Zusammenhang wird häufig an einer mit einem Gewicht belasteten Schraubenfeder untersucht. Die Längenänderung der Schraubenfeder ist proportional zum angehängten Gewicht F . Im Experiment werden fünf verschiedene Zug-Schraubenfedern vermessen, deren Federkonstanten sich dank geeigneter Wahl von Drahtdurchmesser und Windungsdurchmesser um insgesamt eine Größenordnung unterscheiden. In allen Fällen wird die Gültigkeit des Hooke'schen Gesetzes für Kräfte oberhalb der Vorspannung bestätigt.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Schraubenfedern zum Hooke'schen Gesetz	1003376
1	Schlitzgewichtsatz, 20 – 100 g	1003226
1	Höhenmaßstab, 1 m	1000743
1	Satz Zeiger für Maßstäbe	1006494
1	Tonnenfuß, 1000 g	1002834
1	Stativstange, 1000 mm	1002936
1	Stativfuß, 3-Bein, 150 mm	1002835
1	Muffe mit Haken	1002828
Zusätzlich empfohlen		
1	Messschieber, 150 mm	1002601
1	Bügelmessschraube	1002600



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

1

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

In einem elastischen Körper sind Dehnung und Spannung proportional zueinander. Dieser von *Robert Hooke* gefundene Zusammenhang beschreibt das Verhalten vieler Werkstoffe bei hinreichend kleiner Verformung gut. Zur Veranschaulichung wird sein Gesetz häufig an einer mit einem Gewicht belasteten Schraubenfeder untersucht. Die Längenänderung der Schraubenfeder ist hier proportional zum angehängten Gewicht F .

Genauer ist die Vorspannung zu berücksichtigen, die die Schraubenfeder je nach Fertigungsprozess aufweisen kann. Sie muss durch ein Gewicht F_1 kompensiert werden, das die Feder von der unbelasteten Länge s_0 auf die Länge s_1 dehnt. Für Gewichte oberhalb von F_1 gilt das Hooke'sche Gesetz in der Form

$$(1) \quad F - F_1 = k \cdot (s - s_1),$$

solange die Länge s der gedehnten Feder nicht zu groß wird.

Die Federkonstante k hängt vom Material und den geometrischen Abmessungen ab. Für eine zylindrische Schraubenfeder mit n Windungen des konstanten Durchmessers D gilt

$$(2) \quad k = G \cdot \frac{d^4}{D^3} \cdot \frac{1}{8 \cdot n}.$$

d : Durchmesser des Federdrahtes

Der Schubmodul G beträgt bei Federstahldrähten 81,5 GPa.

Im Experiment werden fünf verschiedene Zug-Schraubenfedern vermessen, deren Federkonstanten sich Dank geeigneter Wahl von Drahtdurchmesser und Windungsdurchmesser um insgesamt eine Größenordnung unterscheiden. In allen Fällen wird die Gültigkeit des Hooke'schen Gesetzes für Kräfte oberhalb der Vorspannung bestätigt.

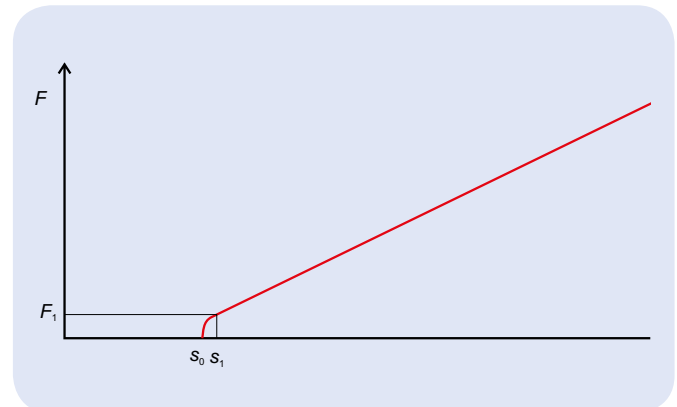


Abb. 1: Schematische Kennlinie einer Zug-Schraubenfeder der Länge s mit Vorspannung

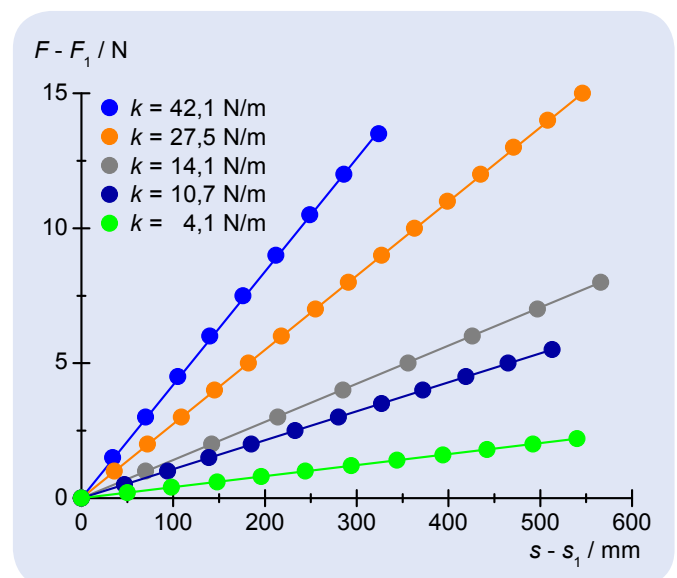
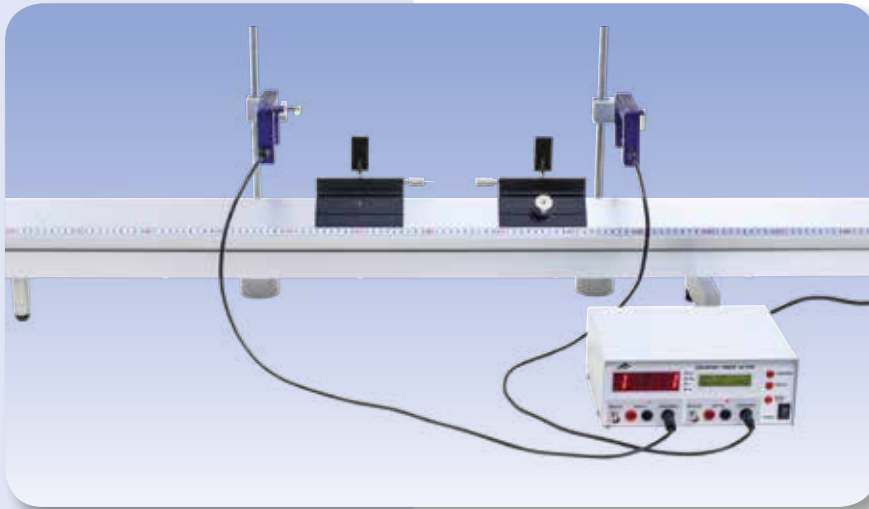


Abb. 2: Belastung als Funktion der Längenänderung

AUSWERTUNG

Die Gewichtskraft F wird aus der angehängten Masse m hinreichend genau berechnet gemäß

$$F = m \cdot 10 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$$

**ZIEL**

Untersuchung von eindimensionalen Stößen auf der Luftkissenfahrbahn

ZUSAMMENFASSUNG

Eine wichtige Konsequenz des dritten Newton'schen Axioms ist die Impulserhaltung bei Stößen zweier Körper. Sie lässt sich z. B. durch die Untersuchung eindimensionaler Stöße zweier Gleiter auf einer Luftkissenfahrbahn verifizieren. Man spricht von elastischen Stößen, wenn die gesamte kinetische Energie erhalten bleibt, und von inelastischen Stößen, wenn nur die kinetische Energie des gemeinsamen Schwerpunktes

erhalten bleibt. Im Experiment werden die einzelnen Geschwindigkeiten der Gleiter aus den Unterbrechungszeiten an einer Lichtschranke bestimmt und daraus die Impulse berechnet.

AUFGABEN

- **Untersuchung des elastischen und des inelastischen Stoßes zweier Gleiter auf der Luftkissenfahrbahn.**
- **Nachweis der Impulserhaltung beim elastischen und beim inelastischen Stoß und Betrachtung der Einzelimpulse beim elastischen Stoß.**
- **Untersuchung der Energiebilanzen beim elastischen und beim inelastischen Stoß.**

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Luftkissenfahrbahn	1019299
1	Luftstromerzeuger (230 V, 50/60 Hz)	1000606 oder
	Luftstromerzeuger (115 V, 50/60 Hz)	1000605
1	Digitalzähler mit Schnittstelle (230 V, 50/60 Hz)	1003123 oder
	Digitalzähler mit Schnittstelle (115 V, 50/60 Hz)	1003122
2	Lichtschranke	1000563
2	Tonnenfuß, 1000 g	1002834
2	Universalmuffe	1002830
2	Stativstange, 470 mm	1002934
Zusätzlich empfohlen		
1	Laborwaage 610	1003419

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Eine wichtige Konsequenz des dritten Newton'schen Axioms ist die Impulserhaltung bei Stößen zweier Körper. Sie lässt sich z. B. durch die Untersuchung eindimensionaler Stöße zweier Gleiter auf einer Luftkissenfahrbahn verifizieren.

Im Bezugssystem des gemeinsamen Schwerpunkts ist der Gesamtimpuls der beiden Gleiter mit den Massen m_1 und m_2 vor und nach dem Stoß Null.

$$(1) \quad \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 = 0$$

\vec{p}_1, \vec{p}_2 : Einzelimpulse vor dem Stoß, \vec{p}'_1, \vec{p}'_2 : Einzelimpulse nach dem Stoß.

Die kinetische Energie der beiden Gleiter in diesem Bezugssystem

$$(2) \quad \vec{E} = \frac{\vec{p}_1^2}{2m_1} + \frac{\vec{p}_2^2}{2m_2}$$

kann je nach Art des Stoßes teilweise oder vollständig in andere Energieformen gewandelt werden. Von einem elastischen Stoß spricht man, wenn die kinetische Energie im Schwerpunktsystem vollständig erhalten bleibt, und von einem inelastischen Stoß, wenn sie vollständig umgewandelt wird.



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

Im Bezugssystem der Fahrbahn lautet die Impulserhaltung

$$(3) \quad p_1 + p_2 = p'_1 + p'_2 = p = \text{const.}$$

p_1, p_2 : Einzelimpulse vor dem Stoß,
 p'_1, p'_2 : Einzelimpulse nach dem Stoß.

Als Folge der Impulserhaltung bleibt auch die Geschwindigkeit

$$(4) \quad v_c = \frac{p}{m_1 + m_2}$$

und die kinetische Energie

$$(5) \quad E_c = \frac{m_1 + m_2}{2} \cdot v_c^2$$

des Schwerpunktes erhalten. Dies gilt sowohl für elastische wie auch für inelastische Stöße. Im Experiment ruht der zweite Gleiter vor dem Stoß. Die Impulserhaltung (Gl. 3) lautet daher

$$(6) \quad p = m_1 \cdot v_1 = m_1 \cdot v'_1 + m_2 \cdot v'_2,$$

wobei v'_1 und v'_2 nach einem elastischen Stoß unterschiedlich Werte annehmen, jedoch nach einem inelastischen Stoß übereinstimmen. Beim elastischen Stoß stößt ein flacher Stößel des ersten Gleiters gegen ein straff gespanntes Gummiband des zweiten Gleiters, beim inelastischen Stoß verfängt sich ein langer spitzer Stößel in einer Knetmasse. Zur Variation der Masse können Zusatzmassen aufgelegt werden.

Nach einem elastischen Stoß gilt

$$(7) \quad p'_1 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \cdot p, \quad p'_2 = \frac{2 \cdot m_2}{m_1 + m_2} \cdot p$$

und

$$(8) \quad E = \frac{m_1}{2} \cdot v_1^2 = \frac{m_1}{2} \cdot v_1'^2 + \frac{m_2}{2} \cdot v_2'^2$$

Beim inelastischen Stoß bleibt nur die kinetische Energie des Schwerpunktes erhalten. Für sie berechnet man aus (4), (5) und (6)

$$(9) \quad E_c = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot \frac{m_1}{2} \cdot v_1^2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot E$$

AUSWERTUNG

Die im Digitalzähler gespeicherten Zeitintervalle Δt sind den experimentellen Abläufen zuzuordnen. Für die Geschwindigkeiten der Gleiter gilt

$$v = \frac{25 \text{ mm}}{\Delta t}$$

Wenn keine Waage zur Verfügung steht, wird für die Masse eines Gleiters ein Wert von 204 g angenommen, alle Zusatzmassen haben zusammengefasst 200 g.

In einer genaueren Betrachtung der Energie- und Impulsbilanz sind auch Reibungsverluste zu berücksichtigen. Sie betragen bei den ermittelten Impulsen etwa 5% und 10% bei den Energiewerten, siehe Abb. 1 bis 5.

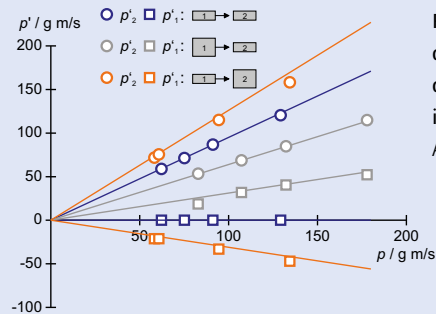


Fig. 1: Einzelimpulse der Stoßpartner nach dem elastischen Stoß in Abhängigkeit vom Ausgangsimpuls.

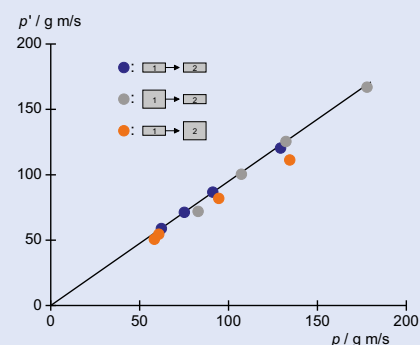


Fig. 2: Gesamtimpuls der Stoßpartner nach dem elastischen Stoß in Abhängigkeit vom Ausgangsimpuls.

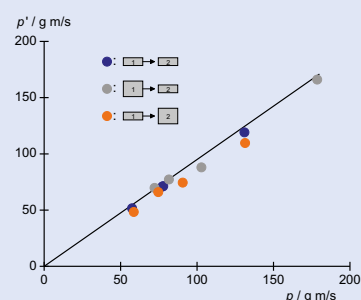


Fig. 3: Gesamtimpuls der Stoßpartner nach dem inelastischen Stoß in Abhängigkeit vom Ausgangsimpuls

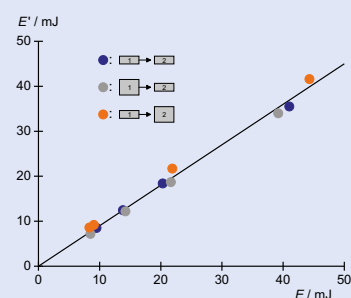


Fig. 4: Gesamtenergie der Stoßpartner nach dem elastischen Stoß in Abhängigkeit von der Anfangsenergie.

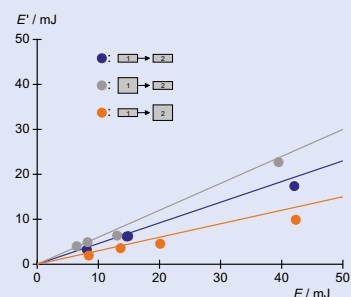
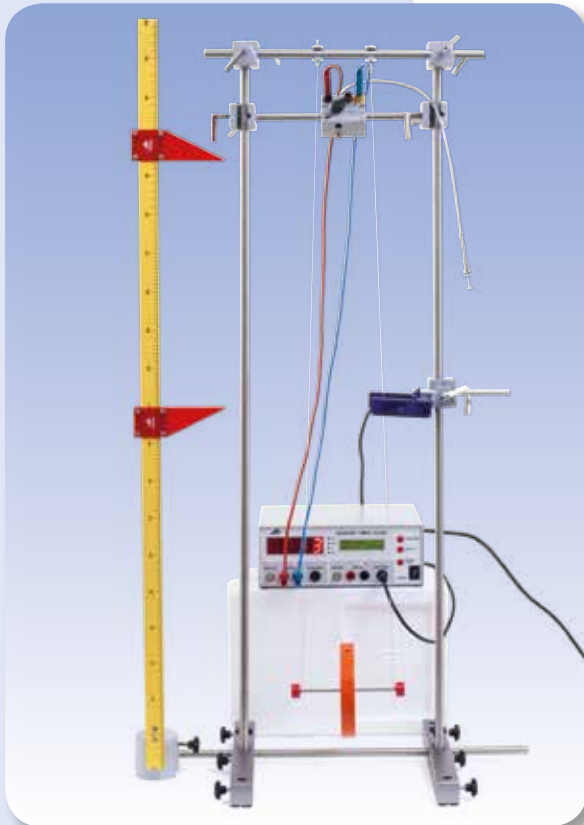


Fig. 5: Gesamtenergie der Stoßpartner nach dem inelastischen Stoß in Abhängigkeit von der Anfangsenergie

UE1040320

MAXWELL'SCHES RAD



ZIEL

Bestätigung der Energieerhaltung anhand eines Maxwell'schen Rades

ZUSAMMENFASSUNG

Das Maxwell'sche Rad ist zu beiden Seiten seiner Achse an einem Faden aufgehängt, an dem es ab- und aufrollt. Dabei wird potentielle Energie in kinetische Energie und wieder zurück gewandelt. Der Vorgang des Abrollens und wieder Aufrollens wiederholt sich solange, bis die durch die Anfangshöhe festgelegte Energie durch Reibungs- und Reflexionsverluste vollständig verloren ist. Im Experiment wird eine Lichtschranke in verschiedenen Höhen angeordnet, die durch die Achse des Maxwell'schen Rades beim Auf- und Abrollen immer wieder unterbrochen wird. Aus den Unterbrechungszeiten lassen sich die Momentangeschwindigkeiten und daraus die kinetischen Energien berechnen.

AUFGABEN

- Aufzeichnung des Weg-Zeit-Diagrammes und des Geschwindigkeit-Zeit-Diagrammes der ersten Abwärtsbewegung.
- Bestimmung der Beschleunigung und des Trägheitsmomentes.
- Bestimmung der kinetischen und der potentiellen Energien während der Ab- und Aufwärtsbewegungen.
- Bestätigung der Energieerhaltung unter Berücksichtigung der Reibungs- und Reflexionsverluste.



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

1

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Maxwell'sches Rad	1000790
1	Auslösevorrichtung für Maxwell'sches Rad	1018075
1	Digitalzähler mit Schnittstelle (230 V, 50/60 Hz)	1003123 oder
	Digitalzähler mit Schnittstelle (115 V, 50/60 Hz)	1003122
1	Lichtschranke	1000563
1	Stativfuß H-Form	1018874
2	Stativstange, 1000 mm	1002936
5	Universalmuffe	1002830
1	Stativstange, 400 mm, 10 mm Ø	1012847
1	Paar Sicherheitsexperimentierkabel, 75 cm, rot/blau	1017718
Zusätzlich empfohlen		
1	Elektronische Waage 5000 g	1003434
1	Messschieber, 150 mm	1002601

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Das Maxwell'sche Rad ist zu beiden Seiten seiner Achse an einem Faden aufgehängt, an dem es abrollen kann. Dabei wird potentielle Energie zunehmend in kinetische Energie der Rotation gewandelt. Sobald der Faden vollständig abgewickelt ist, dreht sich das Rad mit hoher Rotationsenergie weiter, wickelt den Faden zur anderen Seite auf und bewegt sich unter Rückwandlung von kinetischer Energie in potentielle Energie nach oben, bis die kinetische Energie vollständig zurückgewandelt ist. Danach wiederholt sich das Ab- und Aufrollen solange, bis die durch die Anfangshöhe festgelegte Energie durch Reibungs- und Reflexionsverluste vollständig verloren ist.

Beim Ab- und Aufrollen bewegt sich das Rad langsam mit der Geschwindigkeit v nach unten und oben. Die Geschwindigkeit steht in der festen Relation

$$(1) \quad v = \omega \cdot r \text{ mit } r: \text{ Achsenradius}$$

zur Winkelgeschwindigkeit ω , mit der sich das Rad um die eigene Achse dreht. Die Gesamtenergie beträgt daher

$$(2) \quad \begin{aligned} E &= m \cdot g \cdot h + \frac{1}{2} \cdot I \cdot \omega^2 + \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \\ &= m \cdot g \cdot h + \frac{1}{2} \cdot m \cdot \left(\frac{I}{m \cdot r^2} + 1 \right) \cdot v^2 \end{aligned}$$

m : Masse, I : Trägheitsmoment,

h : Höhe über dem unteren Umkehrpunkt, g : Fallbeschleunigung

Sie beschreibt eine Translationsbewegung mit der nach unten gerichteten Beschleunigung

$$(3) \quad \dot{v} = a = \frac{g}{\frac{I}{m \cdot r^2} + 1}$$

Diese Beschleunigung wird im Experiment aus der in der Zeit t zurückgelegten Strecke

$$(4) \quad s = \frac{1}{2} \cdot a \cdot t^2$$

bzw. aus der nach der Zeit t erreichten Momentangeschwindigkeit

$$(5) \quad v = a \cdot t$$

bestimmt. Dazu wird eine Lichtschranke in verschiedenen Höhen h angeordnet und durch die Achse des Rades beim Auf- und Abrollen immer wieder unterbrochen (siehe Abb. 1). Ein Digitalzähler misst die Unterbrechungszeiten Δt und die „Fallzeit“ t der ersten Abwärtsbewegung.

AUSWERTUNG

Bei bekannter Masse m und bekanntem Achsenradius r lässt sich das Trägheitsmoment aus der Beschleunigung a bestimmen. Wegen (3) ist

$$I = m \cdot r^2 \cdot \left(\frac{g}{a} - 1 \right)$$

Aus den Unterbrechungszeiten Δt berechnet man die Momentangeschwindigkeiten v und die kinetischen Energien E_{kin} :

$$v = \frac{2 \cdot r}{\Delta t} \quad \text{und} \quad E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \left(\frac{I}{m \cdot r^2} + 1 \right) \cdot v^2$$

Für die potentielle Energie gilt

$$E_{\text{pot}} = m \cdot g \cdot h$$

Die in Abb. 4 deutlich zu erkennenden Verluste in der Energiebilanz lassen sich gut durch Annahme einer konstanten Reibungskraft gegen die Bewegungsrichtung und durch eine nicht unerhebliche Energieabgabe beim Richtungswechsel am unteren Umkehrpunkt beschreiben.

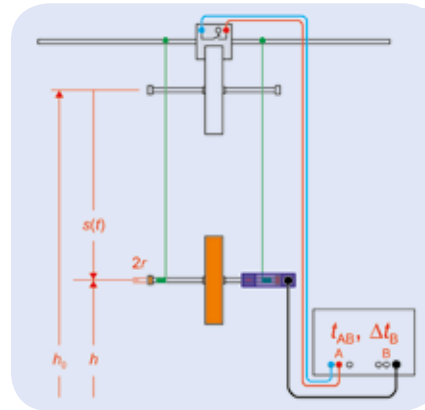


Abb. 1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus

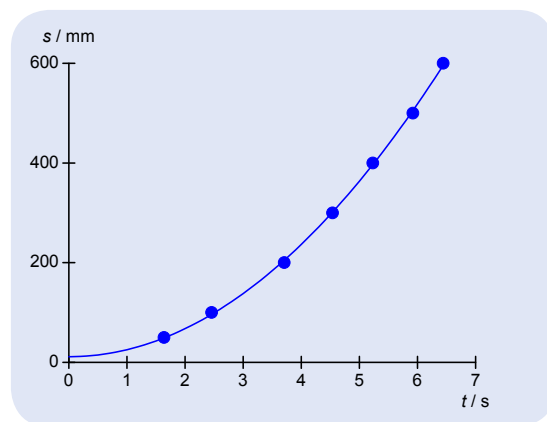


Abb. 2: Weg-Zeit-Diagramm der ersten Abwärtsbewegung

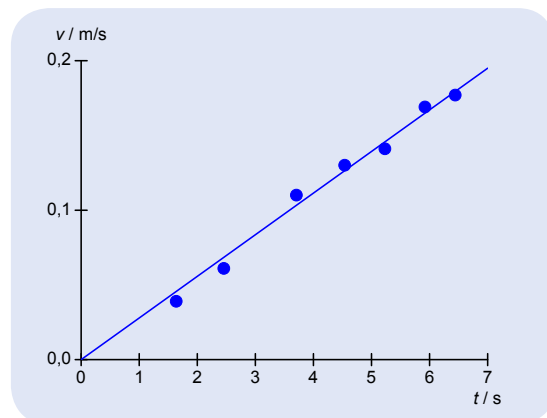


Abb. 3: Geschwindigkeits-Zeit-Diagramm der ersten Abwärtsbewegung

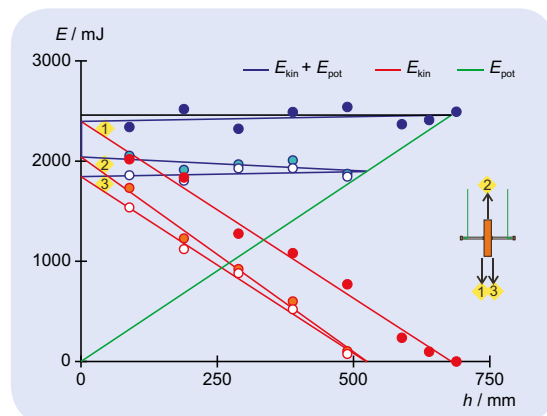
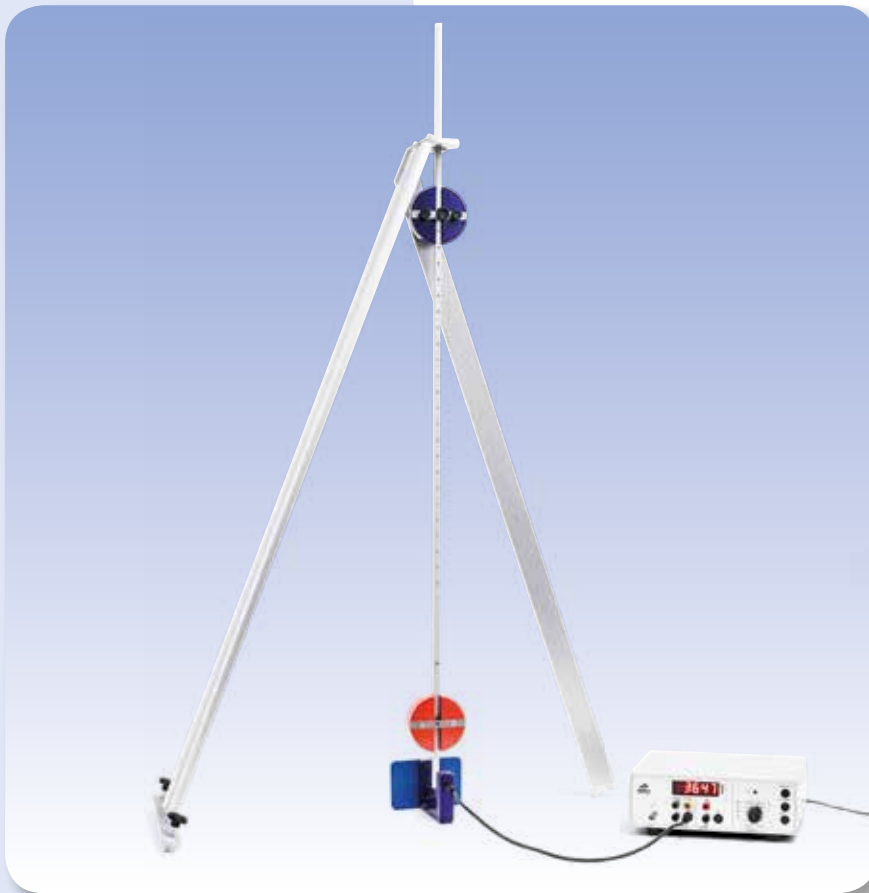


Abb. 4: Energiebilanz in Abhängigkeit von der Höhe h

**ZIEL**

Bestimmung der lokalen Fallbeschleunigung mit einem Reversionspendel

AUFGABEN

- **Abstimmung eines Reversionspendels auf gleiche Schwingungsdauer um beide Aufhängungen**
- **Bestimmung der Schwingungsdauer und Berechnung der lokalen Fallbeschleunigung**

ZUSAMMENFASSUNG

Das Reversionspendel ist eine besondere Bauform des physikalischen Pendels. Es schwingt wahlweise um zwei Aufhängungen und kann so abgestimmt werden, die Schwingungsdauer in beiden Fällen gleich ist. Die reduzierte Pendellänge stimmt dann mit dem Abstand der beiden Aufhängungen überein. Dies erleichtert die Bestimmung der lokalen Fallbeschleunigung aus Schwingungsdauer und reduzierter Pendellänge. Erreicht wird die Abstimmung des Reversionspendels im Experiment durch geeignetes Verschieben einer Masse zwischen den Aufhängungen, während eine etwas größere Gegenmasse außerhalb fixiert bleibt.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Reversionspendel	1018466
1	Lichtschanke	1000563
1	Digitalzähler (230 V, 50/60 Hz)	1001033 oder
	Digitalzähler (115 V, 50/60 Hz)	1001032



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

1

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Das Reversionspendel ist eine besondere Bauform des physikalischen Pendels. Es schwingt wahlweise um zwei Aufhängungen und kann so abgestimmt werden, dass die Schwingungsdauer in beiden Fällen gleich ist. Die reduzierte Pendellänge stimmt dann mit dem Abstand der beiden Aufhängungen überein. Dies erleichtert die Bestimmung der lokalen Fallbeschleunigung aus Schwingungsdauer und reduzierter Pendellänge.

Schwingt ein physikalisches Pendel mit kleinen Auslenkungen ϕ frei um seine Ruhelage, lautet die Bewegungsgleichung

$$(1) \quad \frac{J}{m \cdot s} \cdot \ddot{\phi} + g \cdot \phi = 0.$$

J : Trägheitsmoment um die Schwingungsachse,

g : Fallbeschleunigung, m : Pendelmasse,

s : Abstand zwischen Schwingungsachse und Schwerpunkt

Die Größe

$$(2) \quad L = \frac{J}{m \cdot s}$$

ist die reduzierte Pendellänge des physikalischen Pendels. Ein mathematisches Pendel dieser Länge schwingt mit der gleichen Schwingungsdauer. Für das Trägheitsmoment gilt nach dem Satz von Steiner

$$(3) \quad J = J_s + m \cdot s^2.$$

J_s : Trägheitsmoment um die Schwerpunktsachse

Einem Reversionspendel mit zwei Aufhängungen im Abstand d sind daher die beiden reduzierten Pendellängen

$$(4) \quad L_1 = \frac{J_s}{m \cdot s} + s \quad \text{und} \quad L_2 = \frac{J_s}{m \cdot (d - s)} + d - s$$

zuzuweisen. Sie stimmen überein, wenn das Reversionspendel so abgestimmt ist, dass die Schwingungsdauer um beide Aufhängungen gleich ist. Dann ist

$$(5) \quad s = \frac{d}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - \frac{J_s}{m}}$$

und

$$(6) \quad L_1 = L_2 = d.$$

Die Schwingungsdauer T beträgt in diesem Fall

$$(7) \quad T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{d}{g}}.$$

Erreicht wird die Abstimmung des Reversionspendels im Experiment durch geeignetes Verschieben einer Masse $m_2 = 1 \text{ kg}$ zwischen den Aufhängungen, während eine etwas größere Gegenmasse $m_1 = 1,4 \text{ kg}$ außerhalb fixiert ist. Die Messung der Schwingungsdauer erfolgt elektronisch, während das untere Ende des Pendels periodisch eine Lichtschranke unterbricht. Auf diese Weise werden die den reduzierten Pendellängen L_1 und L_2 zuzuordnenden Schwingungsdauern T_1 und T_2 in Abhängigkeit von der Position x_2 der Masse m_2 gemessen.

AUSWERTUNG

Die beiden Messkurven $T_1(x_2)$ und $T_2(x_2)$ schneiden sich zweimal beim Wert $T = T_1 = T_2$, wobei man zur genauen Bestimmung der Schnittpunkte zwischen den Messpunkten interpoliert. Aus dem gefundenen Wert berechnet man

$$g = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 \cdot d, \quad d = 0,8 \text{ m}$$

mit einer relativen Genauigkeit von 0,3 Promille.

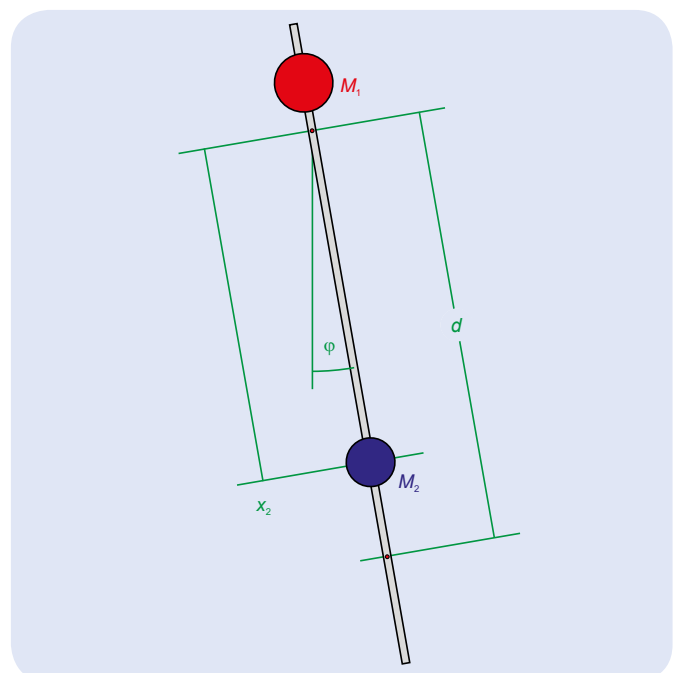


Abb. 1: Schematische Darstellung des Reversionspendels

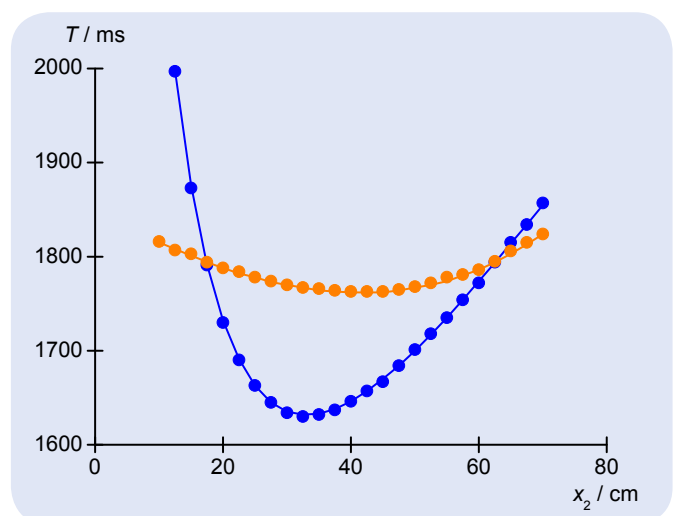
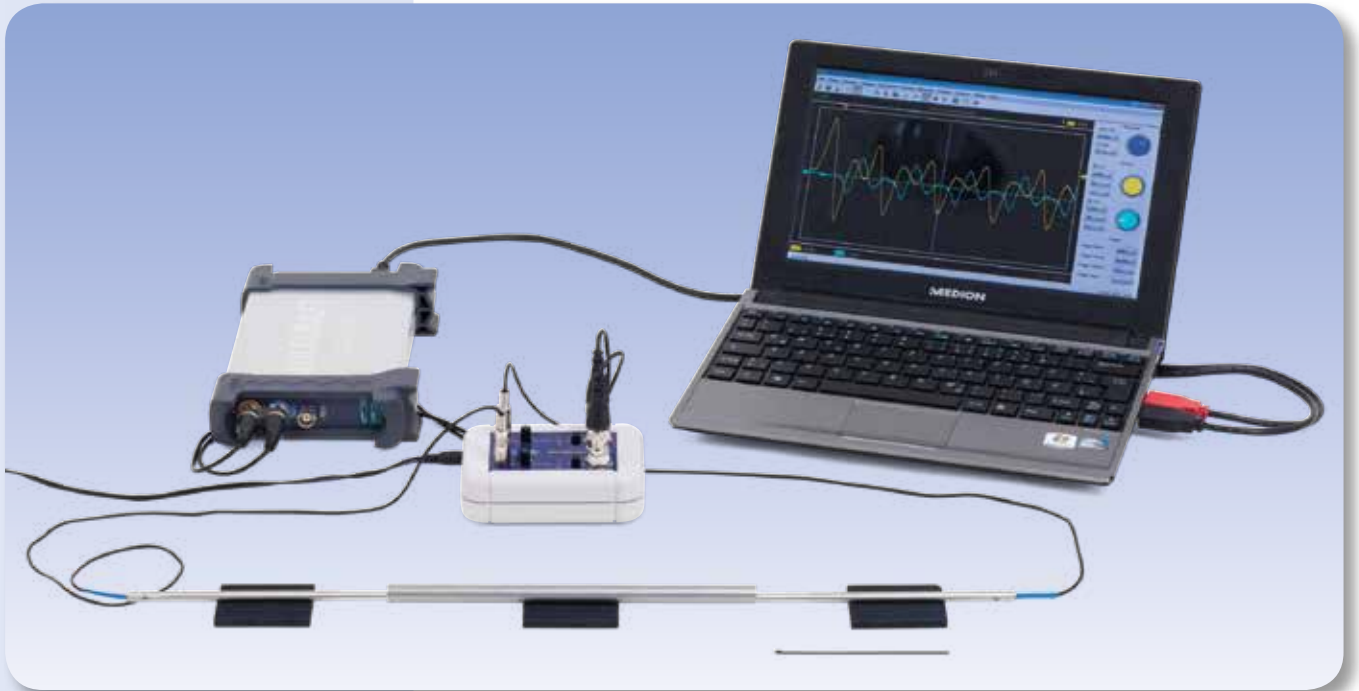


Abb. 2: Gemessene Schwingungsdauern T_1 und T_2 in Abhängigkeit von der Position der Masse 2.



AUFGABEN

- Impulsartige Erregung von longitudinalen Schallwellen in Stäben und Detektion mit zwei Mikrofonsonden
- Analyse der Schallimpulse in Abhängigkeit von Material und Länge der Stäbe mit einem Oszilloskop
- Bestimmung der longitudinalen Schallgeschwindigkeiten der Materialien aus den Laufzeiten der Schallimpulse
- Bestimmung der Elastizitätsmodule der Materialien aus den longitudinalen Schallgeschwindigkeiten und den Dichten



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

2

ZIEL

Untersuchung longitudinaler Schallwellen in Rundstäben und Bestimmung der longitudinalen Schallgeschwindigkeit

ZUSAMMENFASSUNG

Schallwellen können sich in Festkörpern als Longitudinal-, Transversal-, Dehn- oder BiegeWellen ausbreiten. Eine elastische Longitudinalwelle breitet sich in einem Stab durch eine periodische Abfolge von Dehnung und Spannung in Längsrichtung des Stabes aus. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit hängt nur vom Elastizitätsmodul und der Dichte des Materials ab, wenn der Durchmesser des Stabes deutlich kleiner als seine Länge ist. Sie wird im Experiment aus den Laufzeiten der Schallimpulse nach impulsartiger Erregung bestimmt.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Gerätesatz „Schallausbreitung in Stäben“ (230 V, 50/60 Hz)	1018469 oder
	Gerätesatz „Schallausbreitung in Stäben“ (115 V, 50/60 Hz)	1018468
1	USB-Oszilloskop 2x50 MHz	1017264
2	BNC-Kabel, 1 m	5007670

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Schallwellen können sich nicht nur in Gasen oder Flüssigkeiten, sondern auch in Festkörpern ausbreiten. In Festkörpern können Longitudinal-, Transversal-, Dehn- oder BiegeWellen auftreten.

Eine elastische Longitudinalwelle breitet sich in einem Stab durch eine periodische Abfolge von Dehnung und Spannung in Längsrichtung des Stabes aus. Die Dehnung wird durch eine periodische Auslenkung der Atome aus ihren Ruhelagen verursacht. Bei einem Stab, dessen Durchmesser deutlich

kleiner als seine Länge ist, ist die Querkontraktion vernachlässigbar, d.h. für die Poissonzahl gilt in sehr guter Näherung $\mu = 0$. Der Zusammenhang zwischen den zeitlichen und räumlichen Änderungen von Spannung σ und Auslenkung ξ wird in diesem Fall durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$(1) \quad \frac{\partial \sigma}{\partial x} = \rho \cdot \frac{\partial v}{\partial t} \quad \text{und} \quad \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{1}{E} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial t} \quad \text{mit} \quad v = \frac{\partial \xi}{\partial t},$$

ρ : Dichte des Stabmaterials,
 E : Elastizitätsmodul des Stabmaterials

Daraus ergeben sich die Wellengleichungen

$$(2) \quad \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$$

mit der longitudinalen Schallgeschwindigkeit

$$(3) \quad c_L = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

Im Experiment werden longitudinale Schallwellen in Stäben unterschiedlicher Materialien und Längen durch impulsartige Erregung an einem Stabende erzeugt, mit Mikrofonsonden am erregten und am gegenüberliegenden Stabende detektiert und auf einem Oszilloskop dargestellt. Die Stabenden stellen schallharte Grenzflächen dar, zwischen denen die Schallimpulse hin- und her laufen. Aus den Oszillogrammen werden die Laufzeiten der Schallimpulse bestimmt.

Bei langen Stäben sind die mehrfach reflektierten Schallimpulse zeitlich deutlich getrennt, bei kurzen Stäben können sie sich zu „stehenden Wellen“ überlagern.

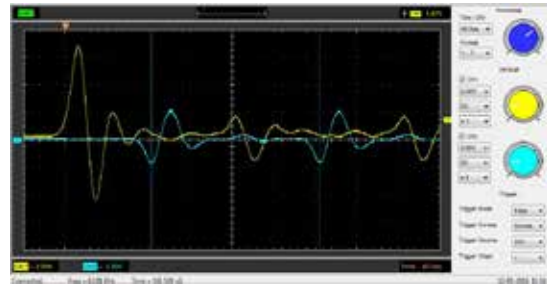


Abb. 1: Ausbreitung eines Schallimpulses, Signal am erregten Stabende (Gelb) (Edelstahlstab, 400 mm).

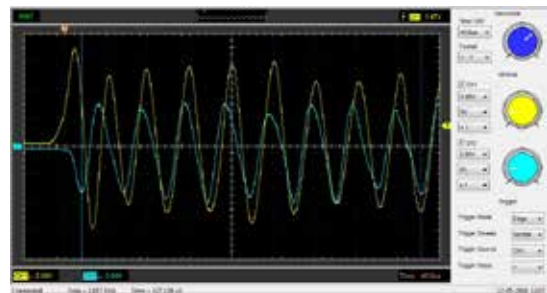


Abb. 2: Stehende Welle, Signal am erregten Stabende (Gelb) (Edelstahlstab, 100 mm)

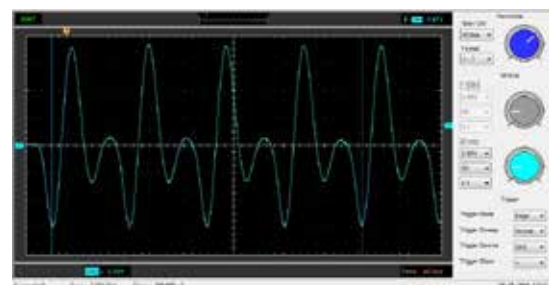
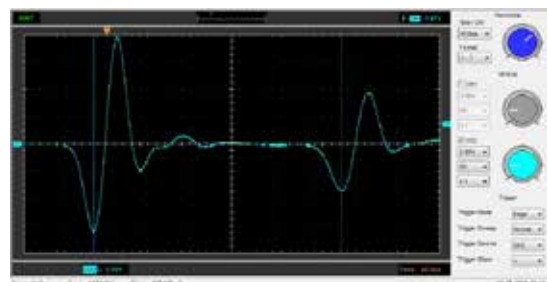


Abb. 3: Ausbreitung eines Schallimpulses (oben: PVC-Stab, 200 mm, unten: Glasstab, 200 mm), Signal an dem der Erregung gegenüberliegenden Stabende (cyan)

AUSWERTUNG

Aus den Laufzeiten der Schallimpulse werden die longitudinalen Schallgeschwindigkeiten gemäß

$$(4) \quad c_L = \frac{2 \cdot L}{T}, \quad L: \text{Stablänge}$$

bestimmt, da der Schallimpuls den Stab in der Zeit T zwei Mal durchläuft.

Aus den ermittelten Schallgeschwindigkeiten und den durch Wägung bestimmten Dichten der Materialien werden die Elastizitätsmodule nach (3) berechnet.

Tabelle 1: Für verschiedene Materialien gemessene longitudinale Schallgeschwindigkeiten c_L , Dichten ρ und Elastizitätsmodule E .

Material	c_L (m / s)	ρ (g / cm ³)	E (m / s)
Glas	5370	2,53	73
Aluminium	5110	2,79	73
Holz (Buche)	5040	0,74	19
Edelstahl	4930	7,82	190
Kupfer	3610	8,84	115
Messing	3550	8,42	106
Acrylglas	2170	1,23	6
PVC	1680	1,50	4

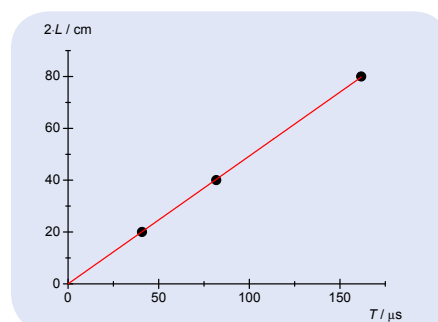
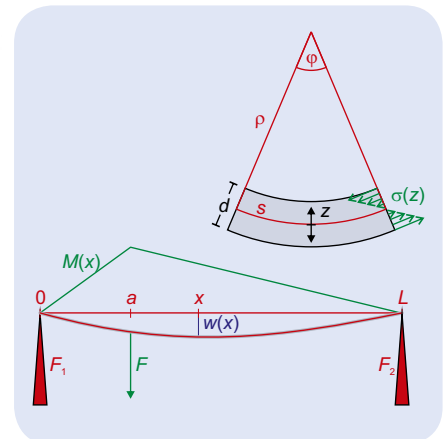
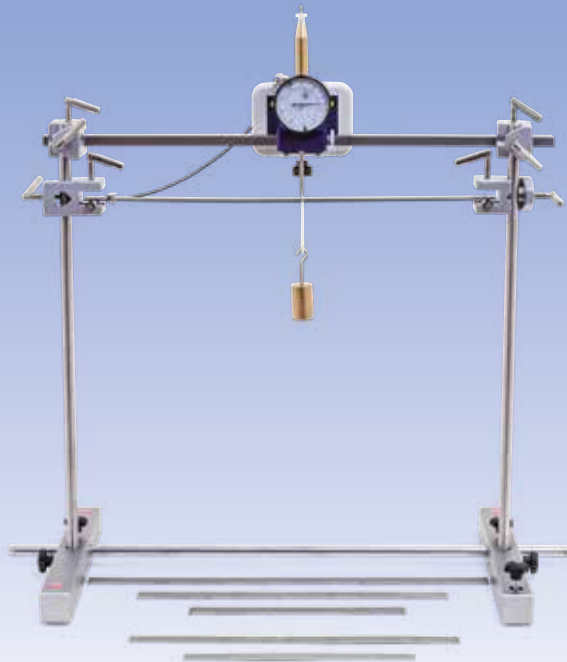


Abb. 4: Doppelte Stablänge $2 \cdot L$ in Abhängigkeit der Laufzeit T für die Edelstahlstäbe



ZIEL

Messung der Verformung von beidseitig unterstützten flachen Balken und Bestimmung des Elastizitätsmoduls

AUFGABEN

- Messung des Verformungsprofils bei mittiger und außermittiger Belastung
- Messung der Verformung in Abhängigkeit von der Kraft
- Messung der Verformung in Abhängigkeit von Länge, Breite, Dicke und Material und Bestimmung des Elastizitätsmoduls

ZUSAMMENFASSUNG

Der Verformungswiderstand eines ebenen flachen Balkens gegen eine Biegung durch eine äußere Kraft lässt sich analytisch berechnen, wenn die Verformung deutlich kleiner als die Balkenlänge ist. Er ist proportional zum Elastizitätsmodul E des Balkenmaterials. Im Experiment wird durch Messung der Verformung bei bekannter Kraft der Elastizitätsmodul für Stahl und Aluminium bestimmt.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Messapparatur Elastizitätsmodul	1018527
1	Erweiterungssatz Elastizitätsmodul	1018528
1	Taschenbandmaß, 2 m	1002603
1	Bügelmessschraube	1002600

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Der Verformungswiderstand eines ebenen flachen Balkens gegen eine Biegung durch eine äußere Kraft lässt sich analytisch berechnen, wenn die Verformung deutlich kleiner als die Balkenlänge ist. Er ist proportional zum Elastizitätsmodul E des Balkenmaterials. Also lässt sich aus der Verformung des Balkens bei bekannter Kraft der Elastizitätsmodul bestimmen.

Zur Berechnung teilt man den Balken in parallele Fasern auf, die bei einer Biegung auf der Innenseite gestaucht und auf der Außenseite gedehnt werden. Die neutrale Faser wird weder gedehnt noch gestaucht, während die relative Dehnung bzw. Stauchung ϵ der übrigen Fasern und die mit ihr verbundene Spannung σ vom Abstand z zur neutralen Faser abhängen:

$$(1) \quad \epsilon(z) = \frac{s + \Delta s(z)}{s} = \frac{z}{\rho(x)} \quad \text{und} \quad \sigma(z) = E \cdot \epsilon(z)$$

$\rho(x)$: lokaler Krümmungsradius der Biegung



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

2

Zur Krümmung muss daher das lokale Biegemoment

$$(2) \quad M(x) = \int_A \sigma(z) \cdot z \cdot dA = \frac{1}{\rho(x)} \cdot E \cdot I$$

mit $I = \int_A z^2 \cdot dA$: Flächenträgheitsmoment

aufgebracht werden.

Alternativ zum Krümmungsradius $\rho(x)$ wird im Experiment das Verformungsprofil $w(x)$ der neutralen Faser aus der Ruhelage gemessen, das wie folgt berechnet werden kann. Solange die Änderungen $dw(x) / dx$ der Verformung genügend klein sind, gilt der Zusammenhang

$$(3) \quad \frac{d^2 w}{dx^2}(x) = \frac{1}{\rho(x)} = \frac{M(x)}{E \cdot I},$$

aus dem man das Verformungsprofil durch zweifache Integration erhält.

Ein typisches Beispiel ist die Betrachtung eines an beiden Enden unterstützten Balkens der Länge L , den eine am Ort a angreifende Kraft F nach unten zieht. Im Gleichgewicht ist die Summe aller angreifenden Kräfte Null:

$$(4) \quad F_1 + F_2 - F = 0$$

Entsprechendes gilt für die Summe aller Momente, die an einem beliebigen Ort x des Balkens wirken:

$$(5) \quad M(x) - F_1 \cdot x - F_2 \cdot (L - x) + F \cdot (a - x) = 0$$

An den Balkenenden werden keine Krümmung und keine Verformung hervorgerufen, also ist $M(0) = M(L) = 0$ und $w(0) = w(L) = 0$. Somit ist $M(x)$ vollständig bestimmt:

$$(6) \quad M(\zeta) = \begin{cases} F \cdot L \cdot (1 - \alpha) \cdot \zeta; & 0 \leq \zeta \leq \alpha \\ F \cdot L \cdot \alpha \cdot (1 - \zeta); & \alpha < \zeta \leq 1 \end{cases}$$

mit $\zeta = \frac{x}{L}$ und $\alpha = \frac{a}{L}$

Und man erhält durch zweifache Integration das Verformungsprofil

$$(7) \quad w(\zeta) = \frac{F \cdot L^3}{E \cdot I} \cdot \begin{cases} (1 - \alpha) \cdot \left[\frac{\zeta^3}{6} - \left(\frac{\alpha^3}{6} - \frac{\alpha^2}{2} + \frac{\alpha}{3} \right) \cdot \zeta \right] \\ \alpha^3 - \left(\frac{\alpha^3}{6} + \frac{\alpha}{3} \right) \zeta + \frac{\alpha}{2} \cdot \zeta^2 - \frac{\alpha}{6} \zeta^3 \end{cases}$$

Sein Verlauf wird im Experiment bei mittiger ($\alpha = 0,5$) und bei außermittiger ($\alpha < 0,5$) Belastung überprüft.

AUSWERTUNG

Bei mittiger Belastung ist $w(x = \frac{L}{2}, a = \frac{L}{2}) = -\frac{F \cdot L^3}{48 \cdot E \cdot I}$

Für ein Rechteck der Breite b und der Höhe d berechnet man

$$I = \int_A z^2 \cdot dA = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} z^2 \cdot b \cdot dz = \frac{d^3}{12} \cdot b$$

Dann ist $w(x = \frac{L}{2}, a = \frac{L}{2}) = -\frac{1}{4} \cdot \frac{F}{E} \cdot \frac{L^3}{d^3} \cdot \frac{1}{b}$

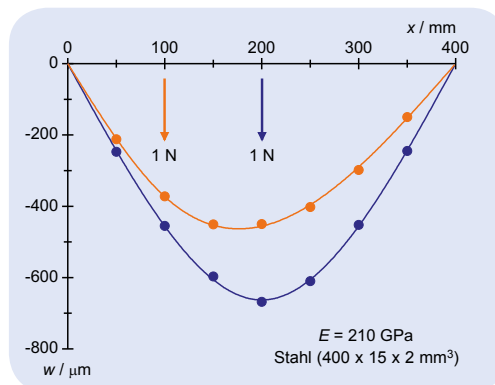


Abb. 1: Gemessenes und berechnetes Verformungsprofil bei mittiger und außermittiger Belastung

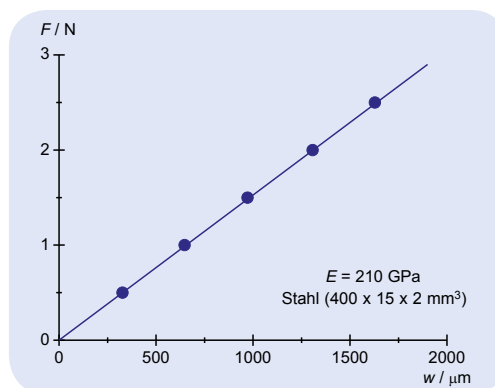


Abb. 2: Bestätigung des Hooke'schen Gesetzes

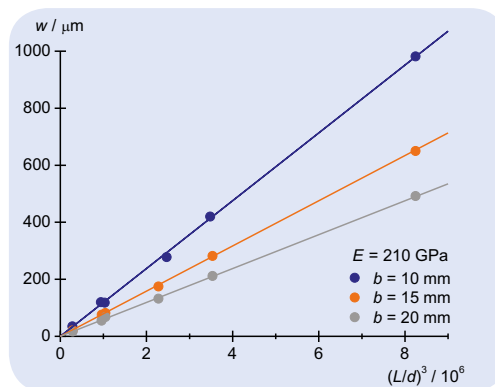


Abb. 3: Abhängigkeit der Verformung von $(L/d)^3$

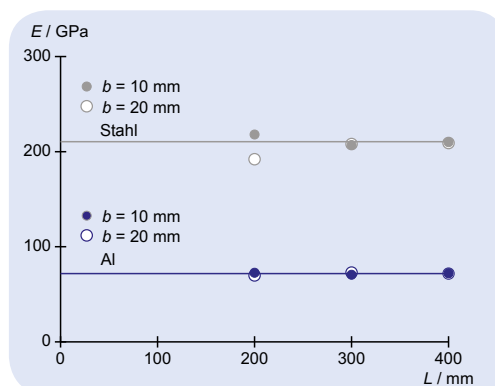
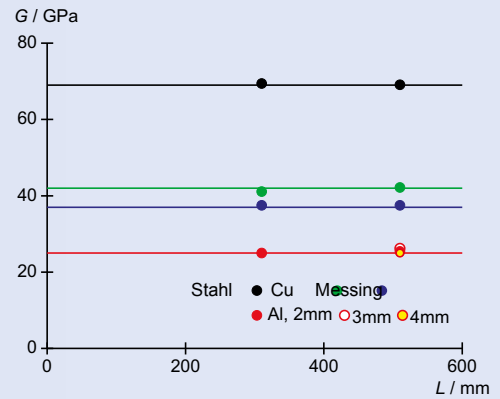
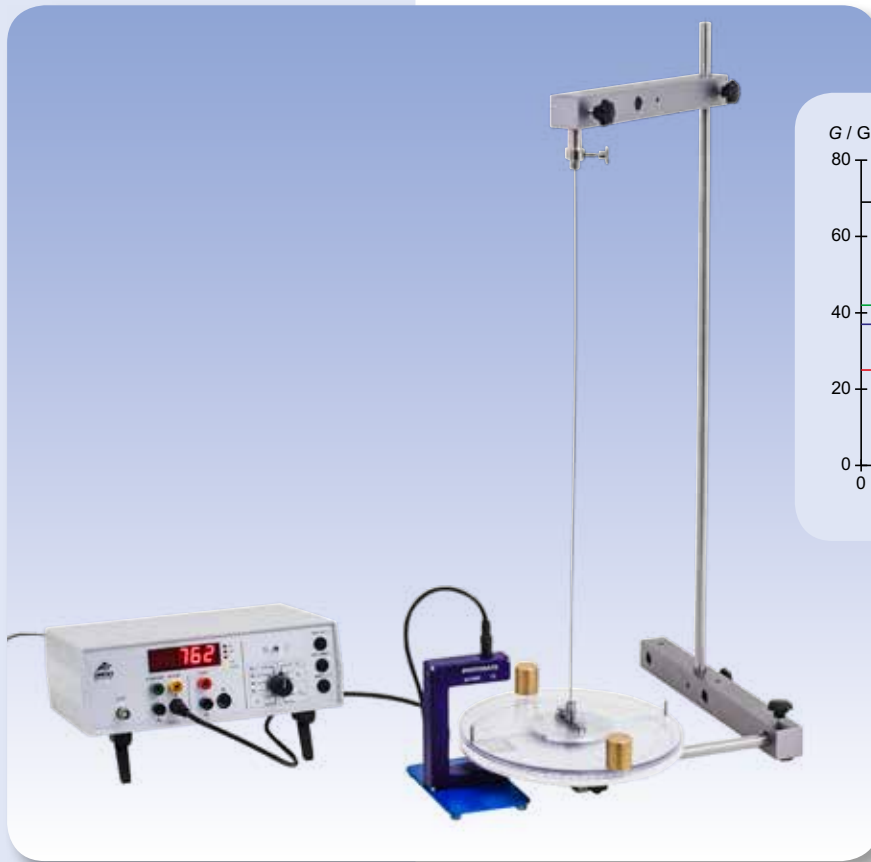


Abb. 4: Elastizitätsmodul von Stahl und Aluminium

**ZIEL**

Bestimmung der Winkelrichtgröße und des Schubmoduls

AUFGABEN

- Bestimmung der Winkelrichtgröße runder Stäbe in Abhängigkeit von der Länge
- Bestimmung der Winkelrichtgröße runder Stäbe in Abhängigkeit vom Durchmesser
- Bestimmung der Winkelrichtgröße runder Stäbe unterschiedlichen Materials und Bestimmung des Schubmoduls



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

2

ZUSAMMENFASSUNG

Zur Deformation eines festen Körpers ist eine äußere Kraft erforderlich. Ihr wirkt der von Material und Geometrie des Körpers sowie der Richtung der angreifenden Kraft abhängende Verformungswiderstand des Körpers entgegen. Die Deformation ist reversibel und proportional zur angreifenden Kraft, solange diese nicht zu groß ist. Ein häufig untersuchtes Beispiel ist die Torsion eines einseitig eingespannten homogenen runden Stabes. Sein Verformungswiderstand lässt sich analytisch berechnen und durch Aufbau eines schwingungsfähigen Systems aus Stab und Pendelscheibe durch Messung der Schwingungsdauer bestimmen.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Torsionsgerät	1018550
1	Erweiterungssatz Torsionsgerät	1018787
1	Lichtschanke	1000563
1	Digitalzähler (230 V, 50/60 Hz)	1001033 oder
	Digitalzähler (115 V, 50/60 Hz)	1001032

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Zur Deformation eines festen Körpers ist eine äußere Kraft erforderlich. Ihr wirkt der von Material und Geometrie des Körpers sowie der Richtung der angreifenden Kraft abhängende Verformungswiderstand des Körpers entgegen. Die Deformation ist elastisch, also reversibel und proportional zur angreifenden Kraft, solange diese nicht zu groß ist.

Ein häufig untersuchtes Beispiel ist die Torsion eines einseitig eingespannten homogenen runden Stabes, denn sein Verformungswiderstand lässt sich analytisch berechnen. Dazu zerlegt man den Rundstab durch Radial- und Zylinderschnitte in Teilstücke mit Stablänge L . Durch Torsion des Stabes am freien Ende um einen kleinen Winkel ψ werden alle Teilstücke mit dem Radius r ohne Krümmung um den Winkel

$$(1) \quad \alpha_r = \frac{r}{L} \cdot \psi$$

geschert (siehe Abb. 1). Hierzu muss die Schubspannung

$$(2) \quad \tau_r = \frac{dF_{r,\phi}}{dA_{r,\phi}} = G \cdot \alpha_r$$

G : Schubmodul des Stabmaterials

aufgewandt werden, indem die Teilkraft $dF_{r,\phi}$ in tangentialer Richtung an der Stirnfläche

$$(3) \quad \Delta A_{r,\phi} = r \cdot d\phi \cdot dr$$

des Teilstückes angreift. Man erhält

$$(4) \quad dF_{r,\phi} = G \cdot \frac{r^2}{L} \cdot \psi \cdot d\phi \cdot dr$$

und berechnet daraus leicht die für die Torsion des gesamten Hohlzylinders mit Radius r um den Winkel ψ erforderliche Kraft dF_r und das zugehörige Drehmoment dM_r :

$$(5) \quad dM_r = r \cdot dF_r = G \cdot 2\pi \cdot \frac{r^3}{L} \cdot \psi \cdot dr$$

Für die Torsion des Vollzylinders mit dem Radius r_0 gilt entsprechend

$$(6) \quad M = \int_0^{r_0} dM_r = D \cdot \psi \quad \text{mit} \quad D = G \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{r_0^4}{L}$$

Die Proportionalität zwischen Drehmoment M und Torsionswinkel ψ ist erfüllt, d.h. die Winkelrichtgröße D ist konstant, solange das Drehmoment M nicht zu groß wird. Bei zu großen Werten wird die Verformung plastisch und irreversibel.

Zur Bestimmung der Winkelrichtgröße wird im Experiment eine Pendelscheibe an das freie Stabende gekoppelt und schwingt bei nicht zu großen Auslenkungen mit der Schwingungsdauer

$$(7) \quad T = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{J}{D}},$$

J : Trägheitsmoment der Pendelscheibe

um die Torsionsachse. Aus der Schwingungsdauer lässt sich bei bekanntem Trägheitsmoment die Winkelrichtgröße berechnen. Genauer spaltet man das Trägheitsmoment in das Trägheitsmoment J_0 der Pendelscheibe und das Trägheitsmoment zweier Zusatzmassen m auf, die im Radius R um die Torsionsachse angeordnet sind:

$$(8) \quad J = J_0 + 2 \cdot m \cdot R^2$$

und misst die Schwingungsdauer T für die Pendelscheibe mit Zusatzmasse sowie die Schwingungsdauer T_0 für die Pendelscheibe ohne Zusatzmassen.

AUSWERTUNG

Für die Winkelrichtgröße berechnet man aus (7) und (8) die Bestimmungsgleichung

$$D = 4\pi^2 \cdot \frac{2 \cdot m \cdot R^2}{T^2 - T_0^2}$$

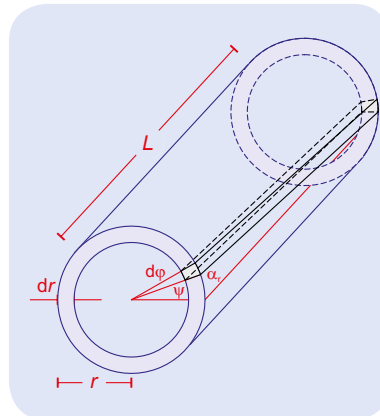


Abb. 1: Schematische Darstellung zur Berechnung des für die Torsion eines Hohlzylinders mit der Länge L , dem Radius r und der Wandstärke d_r erforderlichen Drehmomentes dM_r .

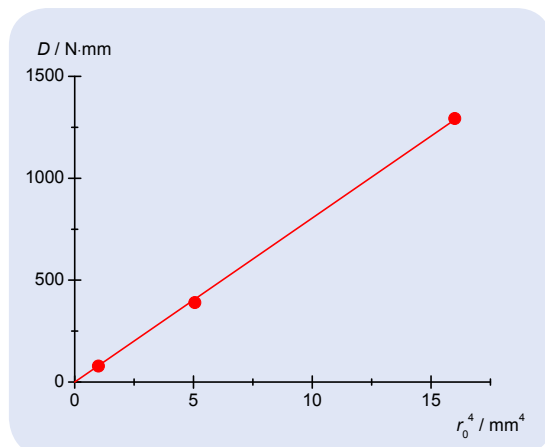


Abb. 2: Winkelrichtgröße von Aluminiumstäben mit 500 mm Länge in Abhängigkeit von r_0^4 .

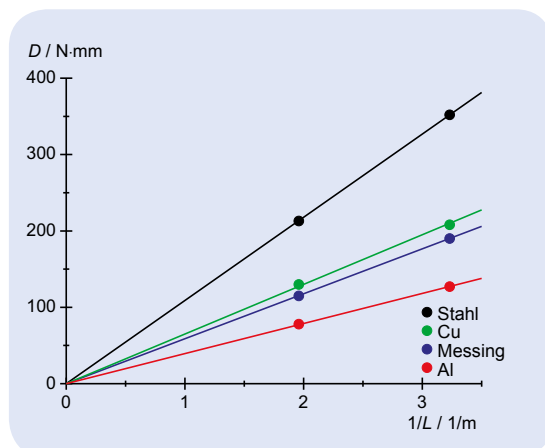


Abb. 3: Winkelrichtgröße der Rundstäbe in Abhängigkeit von $1/L$.



AUFGABEN

- Punktweise Messung des Drucks p der eingeschlossenen Luft in Abhängigkeit von der Temperatur T .
- Darstellung der Messwerte in einem p - T -Diagramm.
- Bestätigung des Amontons-Gesetzes.

ZIEL

Bestätigung des linearen Zusammenhangs zwischen Druck und Temperatur eines idealen Gases

ZUSAMMENFASSUNG

Die Gültigkeit des Amontons-Gesetzes für ideale Gase wird an Luft demonstriert. Dazu wird die Luft, die sich im abgeschlossenen Volumen einer metallischen Hohlkugel befindet, mit Hilfe eines Wasserbades erhitzt, und gleichzeitig werden die Temperatur und der Druck gemessen.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Jolly'sche Gaskugel	1012870
1	Magnetrührer und Heizung (230 V, 50/60 Hz)	1002807 oder
	Magnetrührer und Heizung (115 V, 50/60 Hz)	1002806
1	Digital-Sekunden-Taschenthermometer	1002803
1	Tauchfühler NiCr-Ni Typ K, -65 – 550°C	1002804
1	Satz 10 Bechergläser, niedrige Form	1002872
1	Stativfuß, 3-Bein, 150 mm	1002835
1	Stativstange, 250 mm	1002933
1	Doppelmuffe	1002827
1	Universalklemme	1002833



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

1

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Das Volumen einer Gasmenge hängt ab vom Druck, unter dem das Gas steht, und von seiner Temperatur. Bei gleich bleibendem Volumen und gleich bleibender Stoffmenge ist der Quotient aus dem Druck und der Temperatur konstant. Diese von *Guillaume Amontons* gefundene Gesetzmäßigkeit gilt für Gase im idealen Zustand, d.h. wenn die Temperatur des Gases weit über der sog. Kritischen Temperatur liegt.

Das von Amontons gefundene Gesetz

$$(1) \quad \frac{p}{T} = \text{const.}$$

ist ein Spezialfall des für alle idealen Gase gültigen allgemeinen Gasgesetzes, das den Zusammenhang zwischen dem Druck p , dem Volumen V , der auf den absoluten Nullpunkt bezogenen Temperatur T und der Stoffmenge n eines Gases beschreibt:

$$(2) \quad p \cdot V = n \cdot R \cdot T$$

$$R = 8,314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}: \text{ universelle Gaskonstante}$$

Aus der allgemein gültigen Gleichung (2) lässt sich der Spezialfall (1) unter der Voraussetzung ableiten, dass sich das Volumen V und die eingeschlossene Stoffmenge n nicht ändern.

Im Experiment wird die Gültigkeit des Amontons-Gesetzes an Luft als idealem Gas demonstriert. Dazu wird die Luft, die sich im abgeschlossenen Volumen einer metallischen Hohlkugel befindet, mit Hilfe eines Wasserbades erhitzt. Gleichzeitig werden die Temperatur ϑ in $^{\circ}\text{C}$ mit einem Digitalthermometer und der Druck p mit dem an die Hohlkugel angeschlossenen Manometer gemessen.

AUSWERTUNG

Der lineare Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur wird durch Anpassen einer Geraden

$$(3) \quad p = a \cdot \vartheta + b$$

an die Messpunkte bestätigt. Durch die Extrapolation des Drucks p bis zum Wert 0 kann der absolute Temperaturnullpunkt bestimmt werden:

$$(4) \quad \vartheta_0 = -\frac{b}{a} [^{\circ}\text{C}]$$

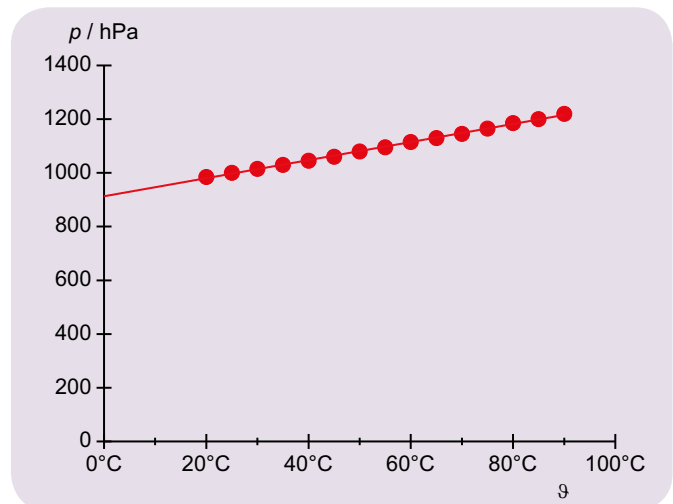


Abb. 1: Druck-Temperatur-Diagramm von Luft bei konstantem Volumen und konstanter Stoffmenge.

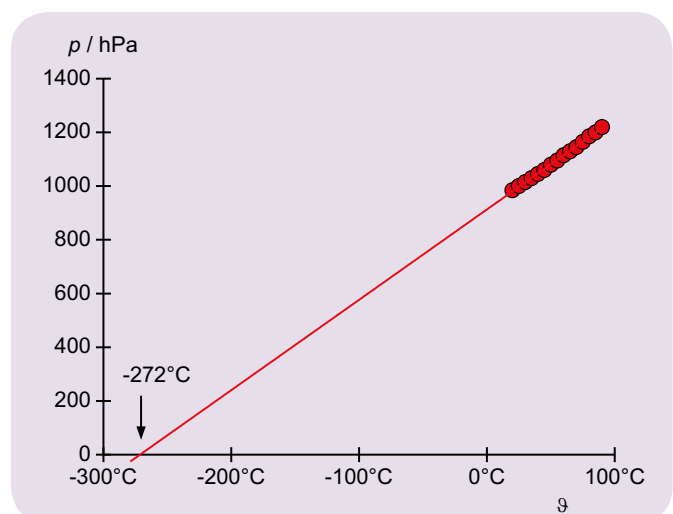


Abb. 2: Extrapolation des Drucks bis zum Wert $p = 0$.

UE3030350

STROMWAAGE



AUFGABEN

- Messung der Kraft auf einen stromführenden Leiter in Abhängigkeit von der Stromstärke.
- Messung der Kraft auf einen stromführenden Leiter in Abhängigkeit von der Länge.
- Kalibrierung des Magnetfeldes.



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

1

ZIEL

Messung der Kraft auf einen stromführenden Leiter in einem Magnetfeld

ZUSAMMENFASSUNG

Die Stromwaage beruht auf *André-Marie Ampères* Experimenten zum elektrischen Strom. Sie misst die Lorentz-Kraft auf einen stromführenden Leiter in einem Magnetfeld mit Hilfe einer Waage. Im vorliegenden Experiment hängt der Stromleiter an einer starren Aufhängung und übt eine zur Lorentz-Kraft dem Betrag nach gleiche Gegenkraft auf den Permanentmagneten aus, der das Magnetfeld erzeugt. Dadurch ändert sich scheinbar das Gewicht des Permanentmagneten.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Gerätesatz Stromwaage	1019188
1	Elektronische Waage Scout Pro 200 g (230 V, 50/60 Hz)	1009772
1	DC-Netzgerät 0-20 V, 0-5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312
1	Stativstange, 250 mm	1002933
1	Stativfuß, 3-Bein, 150 mm	1002835
1	Zweipoliger Umschalter	1018439
3	Paar Experimentierkabel 1 mm ² , 75 cm	1002850

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Die Stromwaage beruht auf *André-Marie Ampères* Experimenten zum elektrischen Strom. Sie misst die Kraft auf einen stromführenden Leiter in einem Magnetfeld mit Hilfe einer Waage. Im Experiment misst eine moderne elektronische Präzisionswaage das Gewicht eines Permanentmagneten. Das Gewicht ändert sich gemäß dem 3. Newton'schen Axiom, wenn durch das Magnetfeld eine Lorentz-Kraft auf einen eintauchenden stromführenden Leiter ausgeübt wird.

Auf der Waage liegt ein Permanentmagnet, der ein horizontales Magnetfeld \mathbf{B} erzeugt. In diese Anordnung taucht senkrecht zum Magnetfeld ein horizontaler Stromleiter der Länge L ein, der an einem starren Balken hängt. Auf den Leiter wirkt die Lorentz-Kraft

$$(1) \quad \mathbf{F}_L = N \cdot e \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{B},$$

e : Elementarladung,

N : Gesamtzahl aller an der Stromleitung beteiligten Elektronen

Die mittlere Driftgeschwindigkeit \mathbf{v} ist umso größer, je größer der Strom I durch den Leiter ist:

$$(2) \quad I = n \cdot e \cdot A \cdot v$$

n : Anzahldichte aller an der Stromleitung beteiligten Elektronen,
 A : Querschnittsfläche des Leiters

Wegen

$$(3) \quad N = n \cdot A \cdot L$$

L : Länge des Leiters

erhält man insgesamt

$$(4) \quad \mathbf{F}_L = I \cdot L \cdot \mathbf{e} \times \mathbf{B}$$

oder

$$(5) \quad F_L = I \cdot L \cdot B$$

da der in Richtung des Leiters weisende Einheitsvektor \mathbf{e} senkrecht zum Magnetfeld steht. Gemäß dem dritten Newton'schen Axiom wird eine Gegenkraft \mathbf{F} gleichen Betrages auf den Permanentmagneten ausgeübt. Je nach Vorzeichen wird dadurch das Gewicht \mathbf{G} des Permanentmagneten auf der Waage vergrößert oder verkleinert. Dank der Tarafunktion der Waage lässt sich das Gewicht G elektronisch kompensieren, so dass die Waage unmittelbar die Gegenkraft F anzeigt.

AUSWERTUNG

Es zeigt sich, dass sich die Stromabhängigkeit der Lorentz-Kraft gut durch eine Ursprungsgerade beschreiben lässt (Abb. 2). Bei der Längenabhängigkeit ist dies nicht der Fall (Abb. 3), da hier Randeffekte an den Leiterenden eine Rolle spielen. Das Magnetfeld des voll bestückten Permanentmagneten wird aus den Geradensteigungen $a_2 = B L$ in Abb. 2 und $a_3 = B I$ in Abb. 3 berechnet.

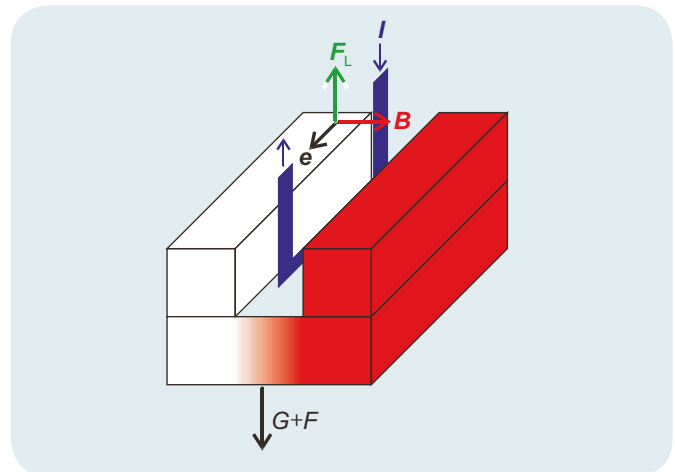


Abb. 1: Schematische Darstellung zur Lorentz-Kraft F_L auf den stromführenden Leiter und zur Gesamtkraft $G + F$ auf die Waage.

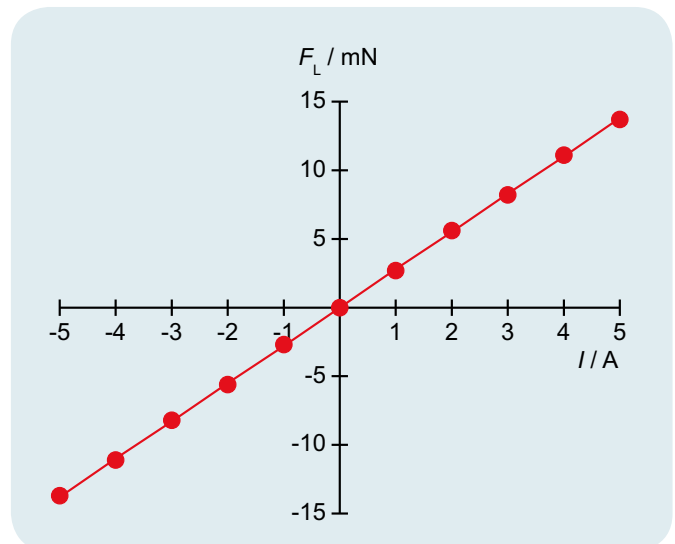


Abb. 2: Kraft F_L in Abhängigkeit von der Stromstärke I

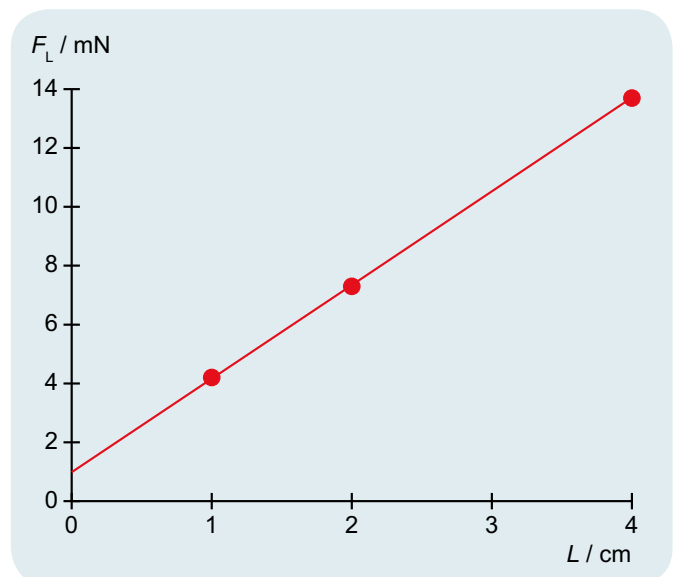
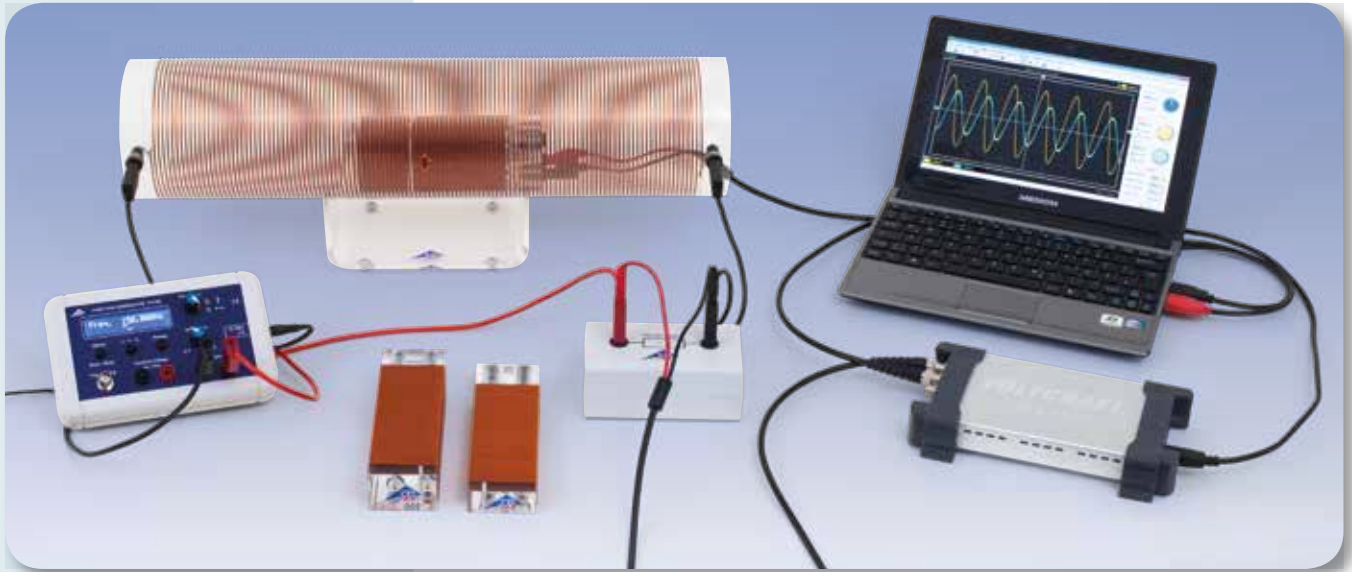


Abb. 3: Kraft F_L in Abhängigkeit von der Leiterlänge L

UE3040300

**INDUKTION DURCH EIN
VERÄNDERLICHES MAGNETFELD****AUFGABEN**

- Messung der Induktionsspannung in Abhängigkeit von der Windungszahl N der Induktionsspule.
- Messung der Induktionsspannung in Abhängigkeit von der Querschnittsfläche A der Induktionsspule.
- Messung der Induktionsspannung in Abhängigkeit von der Amplitude I_0 des induzierenden Wechselstroms.
- Messung der Induktionsspannung in Abhängigkeit von der Frequenz f des induzierenden Wechselstroms.
- Messung der Induktionsspannung in Abhängigkeit von der Signalform des induzierenden Wechselstroms.



Technische Informationen
zu den Geräten finden Sie
unter 3bscientific.com

1**ZIEL**

Messung der Induktionsspannung in einer Induktionsspule

ZUSAMMENFASSUNG

Befindet sich eine geschlossene Leiterschleife mit N Windungen in einer Zylinderspule, durch die ein Wechselstrom fließt, so wird durch den sich zeitlich ändernden magnetischen Fluss durch die Leiterschleife eine elektrische Spannung induziert. Diese Induktionsspannung hängt von der Windungszahl und der Querschnittsfläche der Leiterschleife sowie der Frequenz, der Amplitude und der Signalform des an die Feldspule angelegten Wechselstroms ab. Diese Abhängigkeiten werden untersucht und mit der Theorie verglichen.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Satz 3 Induktionsspulen	1000590
1	Feldspule, 120 mm	1000592
1	Ständer für Zylinderspulen	1000964
1	Präzisionswiderstand 1 Ω	1009843
1	Funktionsgenerator FG 100 (230 V, 50/60 Hz)	1009957 oder
	Funktionsgenerator FG 100 (115 V, 50/60 Hz)	1009956
1	USB-Oszilloskop 2x50 MHz	1017264
2	HF-Kabel, BNC/4-mm-Stecker	1002748
1	Paar Sicherheitsexperimentierkabel, 75 cm, schwarz	1002849
1	Paar Sicherheitsexperimentierkabel, 75 cm, rot/blau	1017718

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Jede Änderung des magnetischen Flusses durch eine geschlossene Leiterschleife mit N Windungen induziert in dieser eine elektrische Spannung. Eine solche Änderung wird z.B. hervorgerufen, wenn sich die Leiterschleife in einer Zylinderspule befindet, durch die ein Wechselstrom fließt.

Für die zeitabhängige induzierte Spannung gilt nach dem Faraday'schen Induktionsgesetz:

$$(1) \quad U(t) = -N \cdot \frac{d\Phi}{dt}(t).$$

Der magnetische Fluss Φ durch eine Fläche A ist durch

$$(2) \quad \Phi = B \cdot A$$

B : Magnetische Flussdichte

gegeben, wenn die magnetische Flussdichte B die Fläche A senkrecht durchdringt. Damit ergibt sich aus Gleichung (1):

$$(3) \quad U(t) = -N \cdot A \cdot \frac{dB}{dt}(t).$$

Die Feldspule erzeugt in der Leiterschleife die magnetische Flussdichte:

$$(4) \quad B = \mu_0 \cdot \frac{N_F}{L_F} \cdot I$$

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$: Vakuumpermeabilität, N_F : Windungszahl der Feldspule, L_F : Länge der Feldspule, I : Strom durch die Feldspule

Damit ergibt sich aus Gleichung (3):

$$(5) \quad U(t) = -\mu_0 \cdot N \cdot A \cdot \frac{N_F}{L_F} \cdot \frac{dI}{dt}(t).$$

Im Experiment wird mit Hilfe eines Funktionsgenerators zunächst ein Sinussignal an die Feldspule angelegt. Die Amplitude I_0 des Stroms $I(t)$ durch die Feldspule wird mit Hilfe eines in Reihe dazwischen geschalteten Widerstandes bestimmt. Es wird die Amplitude U_0 der Induktionsspannung $U(t)$ in Abhängigkeit der Windungszahlen N und Querschnittsflächen A der Induktionsspule sowie der Frequenz f des Sinussignals und der Amplitude I_0 des Stroms durch die Feldspule gemessen.

Außer dem Sinussignal werden für eine Induktionsspule bei fester Windungszahl und Querschnittsfläche sowie fester Frequenz auch ein Dreieck- und ein Rechtecksignal an die Feldspule angelegt und jeweils Bildschirmfotos angefertigt.

AUSWERTUNG

Bei sinusförmigem Strom

$$I = I(t) = I_0 \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t),$$

ist $U(t) = U_0 \cdot [-\cos(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t)]$

mit $U_0 = 2 \cdot \pi \cdot \mu_0 \cdot \frac{N_F}{L_F} \cdot N \cdot A \cdot I_0 \cdot f.$

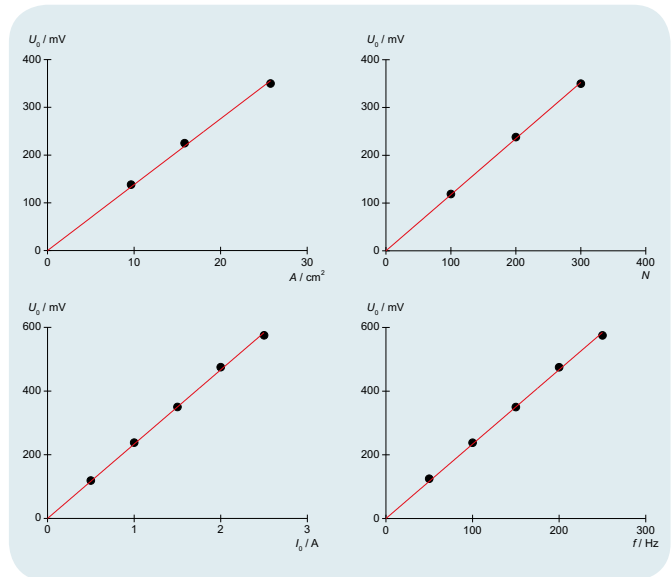


Abb. 1: Amplitude der Induktionsspannung in Abhängigkeit von der Windungszahl und der Querschnittsfläche der Induktionsspule sowie der Amplitude des Stroms durch die Feldspule und der Frequenz des an die Feldspule angelegten Sinussignals.

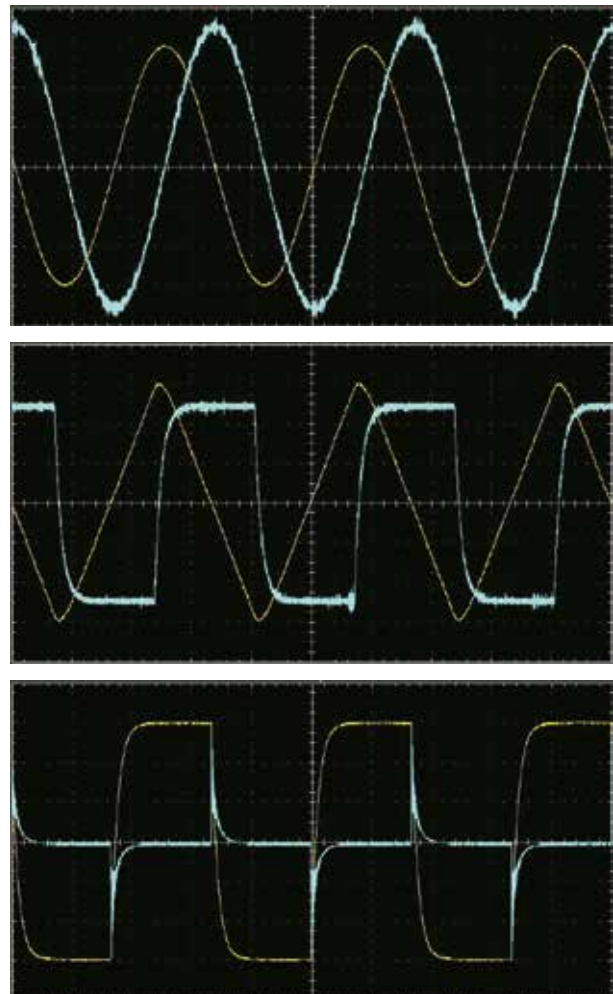


Abb. 2: Bildschirmfotos der zeitlichen Verläufe der Induktionsspannung für ein an die Feldspule angelegtes Sinus- (Oben links), Dreieck- (Oben rechts) und Rechtecksignal (Unten)



AUFGABEN

- Nachweis des Reflexionsgesetzes am ebenen Spiegel.
- Bestimmung der Brennweite eines Hohlspiegels und Nachweis des Reflexionsgesetzes.
- Bestimmung der virtuellen Brennweite eines Wölbspiegels.

ZIEL

Untersuchung der Reflexion an ebenen und gekrümmten Spiegeln

ZUSAMMENFASSUNG

Lichtstrahlen werden an Spiegeln so reflektiert, dass der Einfallswinkel dem Ausfallswinkel entspricht. Dieses Reflexionsgesetz gilt für ebene und gekrümmte Spiegel. Allerdings werden nur am ebenen Spiegel parallel einfallende Strahlen auch als parallele Strahlen reflektiert, da nur hier der Einfallswinkel aller Strahlen gleich ist. Beim Hohlspiegel und beim Wölbspiegel bleibt die Parallelität nicht erhalten. Vielmehr werden parallel einfallende Strahlen in einem Brennpunkt fokussiert.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Optische Bank U, 120 cm	1003039
3	Optikreiter U, 75 mm	1003041
1	Optikreiter U, 30 mm	1003042
1	Optikleuchte mit LED	1020630
1	Irisblende auf Stiel	1003017
1	Objekthalter auf Stiel	1000855
1	Optische Scheibe mit Zubehör	1003036
1	Satz 5 Spalt- und Lochblenden	1000607

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Lichtstrahlen werden an Spiegeln so reflektiert, dass der Einfallswinkel dem Ausfallswinkel entspricht. Dieses Reflexionsgesetz gilt für ebene und gekrümmte Spiegel. Allerdings werden nur am ebenen Spiegel parallel einfallende Strahlen auch als parallele Strahlen reflektiert, da nur hier der Einfallswinkel aller Strahlen gleich ist.

Fallen parallele Lichtstrahlen unter dem Winkel α auf einen ebenen Spiegel, so werden sie unter dem Winkel β gemäß dem Reflexionsgesetz

$$(1) \quad \alpha = \beta$$

α : Einfallswinkel, β : Ausfallswinkel

reflektiert. Im Experiment wird dies für drei parallele Strahlen unmittelbar nachgewiesen und der Ausfallswinkel in Abhängigkeit vom Einfallswinkel bestimmt.

Trifft ein parallel zur optischen Achse einfallender Lichtstrahl auf einen Hohlspiegel, wird er nach dem Reflexionsgesetz symmetrisch zum Einfallslot reflektiert und schneidet die optische Achse im Abstand



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

1

$$(2) \quad f_{\alpha} = r - \overline{MF} = r \cdot \left(1 - \frac{1}{2 \cdot \cos \alpha} \right).$$

zum Spiegel (siehe Abb. 1 Strahlengang auf der linken Seite). Für achsen-naher Strahlen ist näherungsweise $\cos \alpha = 1$ und somit

$$(3) \quad f = \frac{r}{2}$$

unabhängig vom Abstand zur optischen Achse. Also treffen sich alle achsen-nahen parallelen Strahlen nach der Reflexion in einem Brennpunkt auf der optischen Achse, der den Abstand f zum Hohlspiegel hat. Fallen die parallelen Strahlen unter einem Winkel α zur optischen Achse ein, werden sie zu einem gemeinsamen Punkt außerhalb der optischen Achse reflektiert.

Die geometrischen Verhältnisse beim Wölbspiegel entsprechen denen des Hohlspiegels, mit dem Unterschied, dass die Lichtstrahlen nach der Reflexion divergieren bzw. in einem virtuellen Brennpunkt f' hinter dem Spiegel konvergieren (siehe Abb. 1 Strahlengang auf der rechten Seite). Für die virtuelle Brennweite f' eines Wölbspiegels gilt:

$$(4) \quad f' = -\frac{r}{2}.$$

Im Experiment werden die Brennweite des Hohlspiegels sowie die virtuelle Brennweite des Wölbspiegels aus den Strahlenverläufen auf einer optischen Scheibe bestimmt. Für den Mittelstrahl wird die Gültigkeit des Reflexionsgesetzes überprüft.

AUSWERTUNG

Parallele Lichtstrahlen, die auf einen ebenen Spiegel einfallen, werden als parallele Lichtstrahlen reflektiert. Dabei gilt das Reflexionsgesetz. Bei der Reflexion eines Bündels paralleler Lichtstrahlen an einem Hohlspiegel ändert sich der Einfallswinkel für jeden Strahl so, dass alle Strahlen in den Brennpunkt fokussiert werden. Analog werden sie bei der Reflexion am Wölbspiegel in einem virtuellen Brennpunkt hinter dem Spiegel fokussiert.

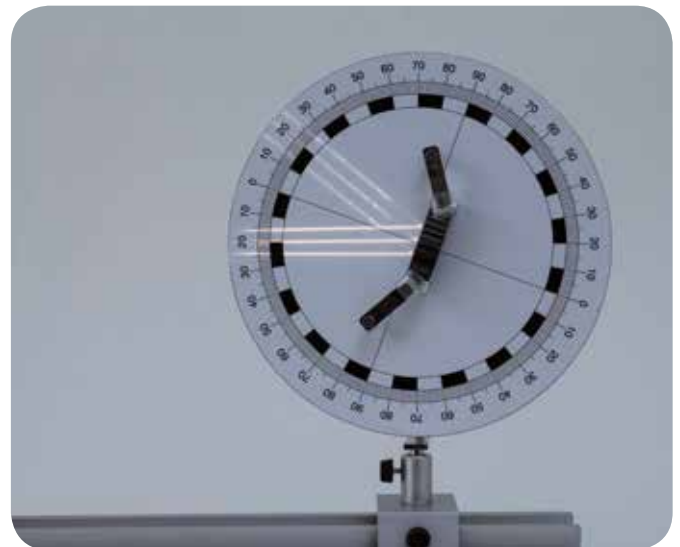


Abb. 2: Reflexion dreier paralleler Strahlen am ebenen Spiegel

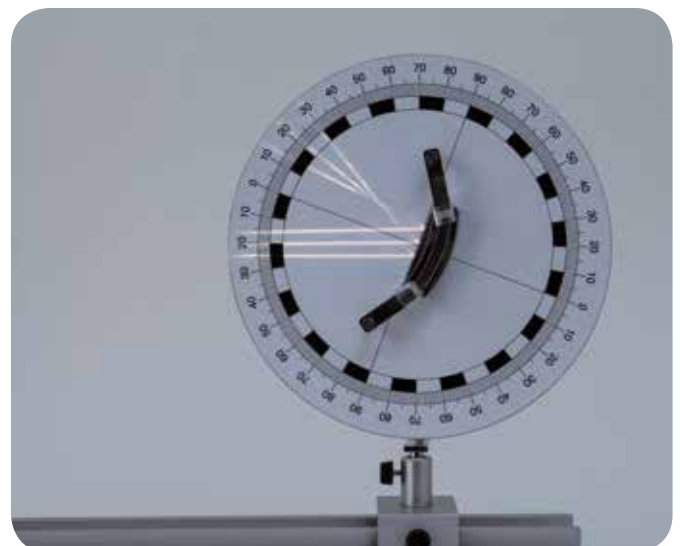


Abb. 3: Reflexion dreier paralleler Strahlen am Hohlspiegel

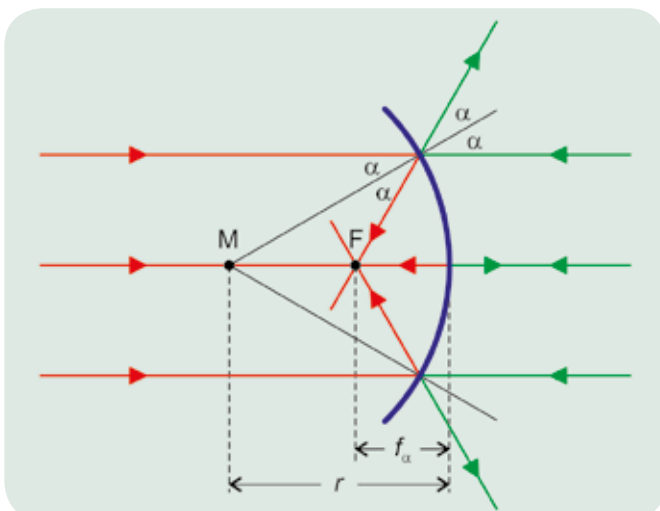


Abb. 1: Schematische Darstellung zur Bestimmung der Brennweite des Hohlspiegels und des Wölbspiegels

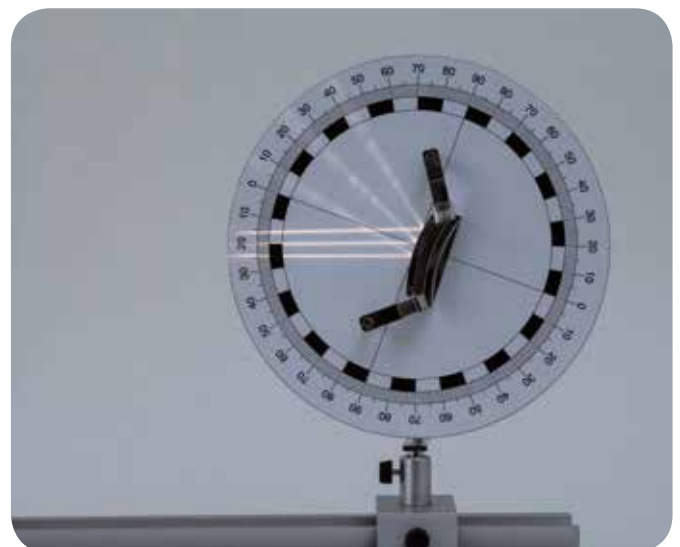


Abb. 4: Reflexion dreier paralleler Strahlen am Wölbspiegel



AUFGABEN

- Nachweis des Snellius'schen Brechungsgesetzes.
- Bestimmung der Brechzahl und des Grenzwinkels der Totalreflexion für Acrylglas.
- Beobachtung und Messung des parallel versetzten Strahlenverlaufs bei der Brechung an einer planparallelen Platte.
- Beobachtung des Strahlenverlaufs in einem Umlenk- bzw. Umkehrprisma.
- Beobachtung des Strahlenverlaufs in einer Konkav- und einer Konvexlinse und Bestimmung der Brennweiten.



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

1

ZIEL

Untersuchung der Lichtbrechung in verschiedenen optischen Elementen

ZUSAMMENFASSUNG

Licht breitet sich in verschiedenen Medien mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten aus. In einem optisch dünnen Medium ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit größer als in einem optisch dichten Medium. Daher findet eine Brechung der Richtung statt, wenn der Lichtstrahl schräg durch die Grenzfläche zwischen zwei Medien tritt. Sie hängt vom Verhältnis der Brechzahlen dieser Medien ab und wird als Snellius'sche Brechungsgesetz beschrieben. Dieses Brechungsverhalten wird im Experiment an optischen Elementen aus Acrylglas untersucht.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Optische Bank U, 120 cm	1003039
3	Optikreiter U, 75 mm	1003041
1	Optikreiter U, 30 mm	1003042
1	Optikleuchte mit LED	1020630
1	Irisblende auf Stiel	1003017
1	Objekthalter auf Stiel	1000855
1	Optische Scheibe mit Zubehör	1003036
1	Satz 5 Spalt- und Lochblenden	1000607

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Licht breitet sich in verschiedenen Medien mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten c aus. In einem optisch dünnen Medium ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit größer als in einem optisch dichten Medium.

Das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeit c_0 im Vakuum zu der im Medium wird als absolute Brechzahl n bezeichnet. Für die Lichtgeschwindigkeit c im Medium gilt also:

$$(1) \quad c = \frac{c_0}{n}$$

Beim Übergang eines Lichtstrahls von einem Medium mit der Brechzahl n_1 in ein anderes Medium mit der Brechzahl n_2 findet eine Richtungsänderung an der Grenzfläche statt. Sie wird durch das Snellius'sche Brechungsgesetz beschrieben:

(2)
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{c_2}{c_1}$$

α, n_1, c_1 : Einfallswinkel, Brechzahl und Ausbreitungsgeschwindigkeit in Medium 1
 β, n_2, c_2 : Brechungswinkel, Brechzahl und Ausbreitungsgeschwindigkeit in Medium 2

Also wird der Lichtstrahl beim Übergang von einem optisch dünneren in ein optisch dichteres Medium zum Lot hin und beim Übergang in ein optisch dünneres Medium vom Lot weg gebrochen. Im zweiten Fall existiert ein Grenzwinkel α_T , bei dem sich der gebrochene Strahl an der Grenzfläche zwischen den beiden Medien ausbreitet. Bei noch größerem Einfallswinkel findet keine Brechung statt und das einfallende Licht wird total reflektiert. Dieses Brechungsverhalten wird im Experiment an einem Halbkreiskörper, einer planparallelen Platte, einem Prisma, einer Sammellinse und einer Zerstreuungslinse aus Acrylglas untersucht. Der Halbkreiskörper eignet sich besonders zum Nachweis des Brechungsgesetzes, da keine Brechung an der halbkreisförmigen Grenzfläche stattfindet, wenn der Strahl genau durch den Kreismittelpunkt geführt wird. Die Längsseite wird als Grenzfläche unter verschiedenen Winkeln zur optischen Achse ausgerichtet wird (siehe Abb. 1). Durch die Brechung des Lichtstrahls bei Ein- und Austritt in eine planparallele Platte findet insgesamt eine Parallelverschiebung um die Strecke d statt, die vom Einfallswinkel α abhängt. Es gilt (siehe Abb. 1):

(3)
$$d = h \cdot \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos \beta}, h: \text{Plattendicke.}$$

Ein 90°-Prisma dient als Umlenkprisma, wenn die Lichtstrahlen senkrecht durch eine Kathete eintreten. Sie werden an der Hypotenuse reflektiert und verlassen das Prisma um 90° gelenkt. Beim Umkehrprisma treten die Lichtstrahlen senkrecht durch die Hypotenuse und werden an beiden Katheten reflektiert. Sie verlassen das Prisma parallel zum einfallenden Lichtstrahl in der umgekehrten Richtung (siehe Abb. 1).

In einer Konvexlinse werden parallele Lichtstrahlen durch die Brechung gebündelt und in einer Konkavlinse zerstreut. (siehe Abb. 1). Sie treffen sich hinter der Linse im Brennpunkt F oder divergieren scheinbar vom virtuellen Brennpunkt F' vor der Linse ausgehend.

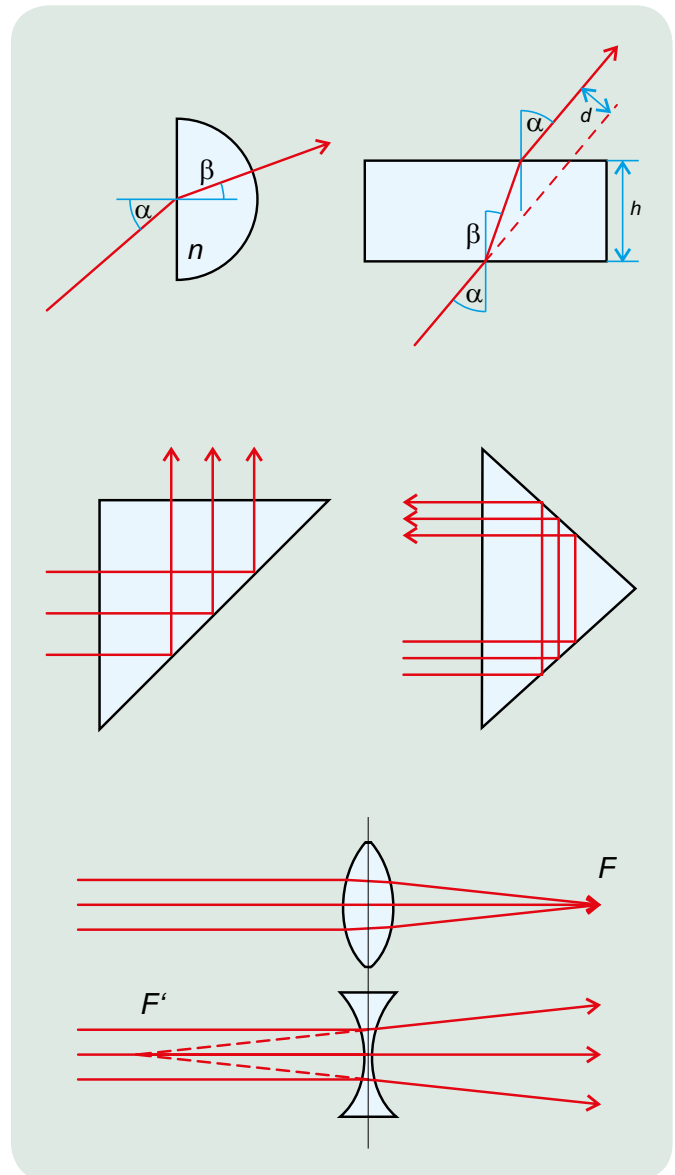


Abb. 1: Brechung am Halbkreiskörper, Strahlenverlauf durch eine planparallele Platte, Umlenk- und Umkehrprisma, Strahlenverläufe durch eine konvexe Linse und durch eine konkave Linse

AUSWERTUNG

Für das Medium Luft kann im Experiment in hinreichender Genauigkeit $n_1 = 1$ gesetzt werden.

Entspricht der Einfallswinkel dem Grenzwinkel α_T der Totalreflektion, ist der Brechungswinkel $\beta = 90^\circ$. Aus (2) folgt daher für die Brechzahl n von Acrylglas.

$$\sin \alpha_T = \frac{1}{n}$$

Für die Brechung an der planparallelen Platte folgt aus (2) und (3)

$$d = h \cdot (\sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot \tan \beta) = h \cdot \sin \alpha \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right)$$

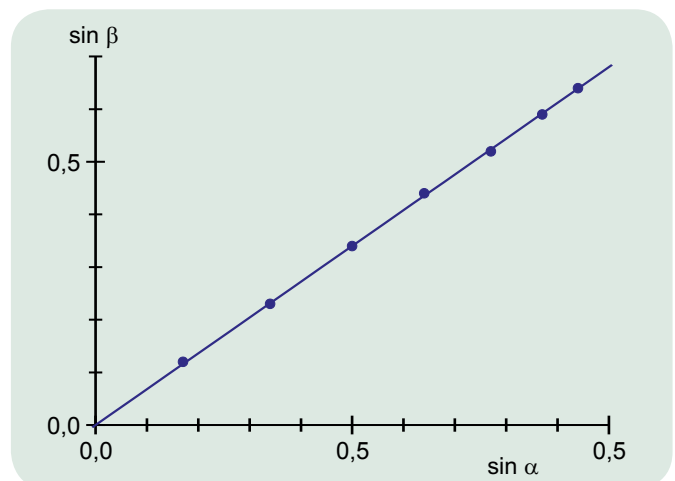
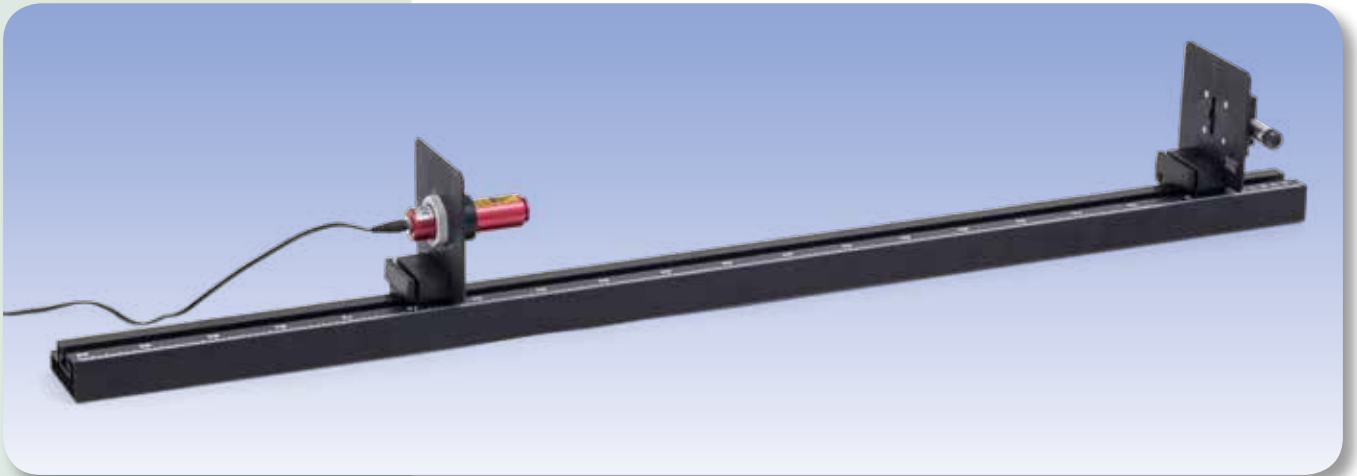


Abb. 2: Diagramm zur Bestimmung der Brechzahl n



AUFGABEN

- Untersuchung der Beugung an einem Einzelspalt bei verschiedenen Spaltbreiten.
- Untersuchung der Beugung an einem Einzelspalt bei verschiedenen Wellenlängen.
- Untersuchung der Beugung an einem Einzelspalt und einem Steg (Babinet'sches Prinzip).

ZIEL

Nachweis der Wellennatur des Lichts und Bestimmung der Wellenlänge

ZUSAMMENFASSUNG

Die Beugung von Licht an einem Einzelspalt lässt sich durch die Überlagerung der kohärenten Elementarwellen beschreiben, die nach dem Huygens'schen Prinzip von dem beleuchteten Spalt in alle Richtungen ausgehen. Je nach Ausbreitungswinkel interferieren die Wellen hinter dem Spalt konstruktiv oder destruktiv. Aus dem Abstand zweier dunkler Streifen des Interferenzmusters lässt sich bei bekannter Spaltbreite und bekannter Entfernung zum Beobachtungsschirm die Wellenlänge des Lichts berechnen.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Diodenlaser, rot	1003201
1	Lasermodule, grün	1003202
1	Optische Bank K, 1000 mm	1009696
2	Optikreiter K	1000862
1	Verstellbarer Spalt K	1008519
1	Halter K für Diodenlaser	1000868

Zusätzlich erforderlich

Draht



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

1

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Die Beugung von Licht an einem Einzelspalt lässt sich durch die Überlagerung der kohärenten Elementarwellen beschreiben, die nach dem Huygens'schen Prinzip von dem beleuchteten Spalt in alle Richtungen ausgehen. Die Überlagerung führt in bestimmten Richtungen zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz. Hinter dem Spalt beobachtet man ein System aus hellen und dunklen Streifen auf einem Schirm.

Vollständige Auslöschung – also maximale Dunkelheit – ist zu beobachten, wenn es zu jeder Elementarwelle aus der ersten Spalthälfte genau eine Elementarwelle aus der zweiten Spalthälfte gibt, die sich gegenseitig auslöschen. Dies ist genau dann erfüllt, wenn der Gangunterschied Δs_n zwischen Mittelpunktstrahl und Randstrahl ein ganzzahliges Vielfaches n der halben Wellenlänge λ ist:

$$(1) \quad \Delta s_n = n \cdot \frac{\lambda}{2} = \frac{b}{2} \cdot \sin \alpha_n$$

$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$: Beugungsordnung
 b : Spaltbreite,
 α_n : Ausbreitungswinkel

Die Stellen maximaler Dunkelheit liegen symmetrisch zum Primärstrahl (siehe Abb. 1). Ihr – in der Beobachtungsebene gemessener – Abstand zum Primärstrahl beträgt

$$(2) \quad x_n = L \cdot \tan \alpha_n$$

L : Abstand zwischen Spalt und Beobachtungsebene

Daraus folgt für kleine Winkel

$$(3) \quad \alpha_n = x_n = \frac{\lambda \cdot L}{b} \cdot n = \Delta \cdot n \quad \text{mit} \quad \Delta = \frac{\lambda \cdot L}{b}$$

Δ : relativer Abstand der Minima

Ein Spalt und ein Steg gleicher Breite sind komplementäre Beugungsobjekte. Nach dem Babinet'schen Prinzip ergeben sich bei der Beugung an diesen Objekten außerhalb des „ungestörten“ Lichtbündels identische Beugungsbilder. Die Beugungsminima liegen daher in beiden Beugungsbildern an den gleichen Stellen.

Im Experiment wird die Beugung am Einzelspalt für verschiedene Spaltbreiten und verschiedene Wellenlängen untersucht. Zusätzlich wird gezeigt, dass es sich bei der Beugung am Einzelspalt und am Steg mit jeweils gleicher Breite um komplementäre Beugungsbilder handelt.

AUSWERTUNG

In der Richtung des Primärstrahls ist die Helligkeit maximal. Die Größe Δ lässt sich als Geradensteigung ermitteln, wenn man die Abstände x_n in Abhängigkeit von n in einem Diagramm darstellt. Da Δ offenbar umgekehrt proportional zur Spaltbreite b ist, kann man den Quotienten Δ/L in Abhängigkeit von $1/b$ in ein Diagramm eintragen und erhält die Wellenlänge λ aus der Geradensteigung der Messdaten.

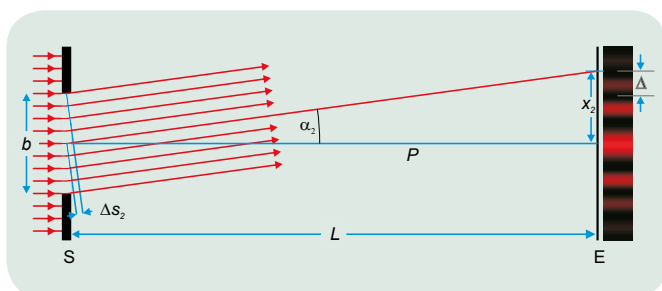


Abb. 1: Schematische Darstellung zur Beugung des Lichts an einem Einzelspalt (S: Spalt, b : Spaltbreite, E: Beobachtungsebene, P: Primärstrahl, L: Entfernung des Beobachtungsschirms zum Spalt, x_2 : Abstand des zweiten Minimums vom Zentrum, α_2 : Beobachtungsrichtung für das zweite Minimum, Δs_2 : Gangunterschied zwischen Mittelpunktstrahl und Randstrahl).

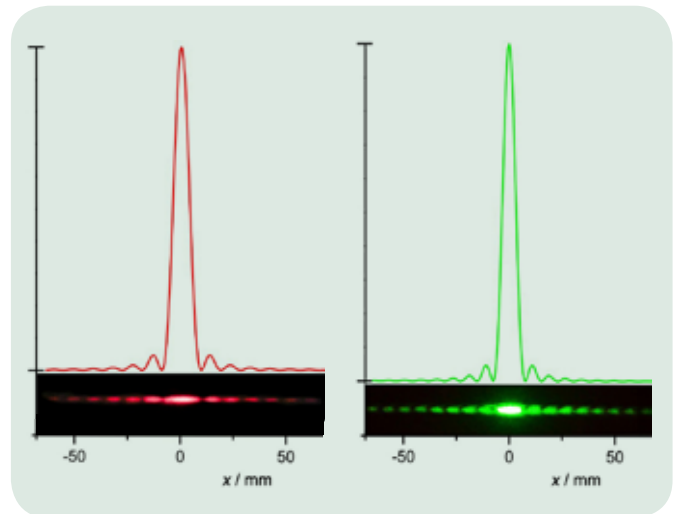


Abb. 2: Berechnete und beobachtete Intensität bei der Beugung am Spalt mit der Spaltbreite 0,3 mm für $\lambda = 650$ nm und für $\lambda = 532$ nm.

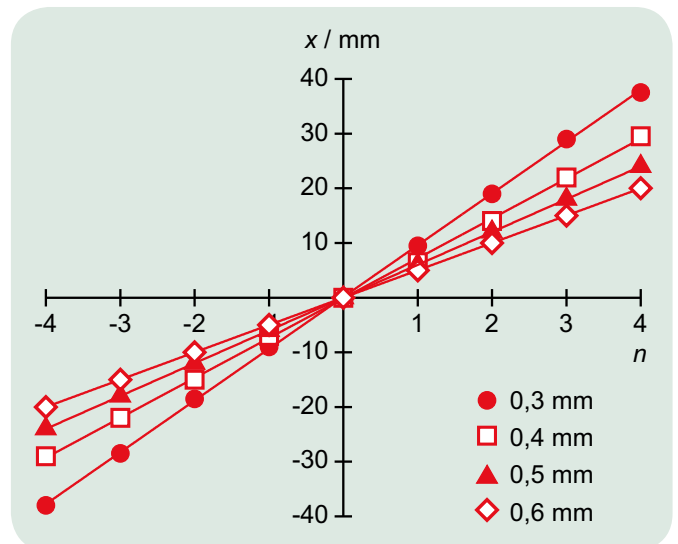


Abb. 3: Abstände x_n in Abhängigkeit von der Beugungsordnung n für unterschiedliche Spaltbreiten b für $\lambda = 650$ nm.

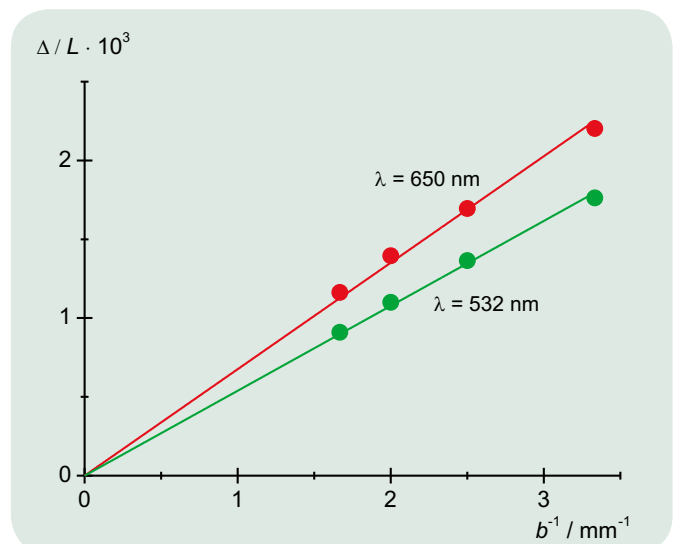
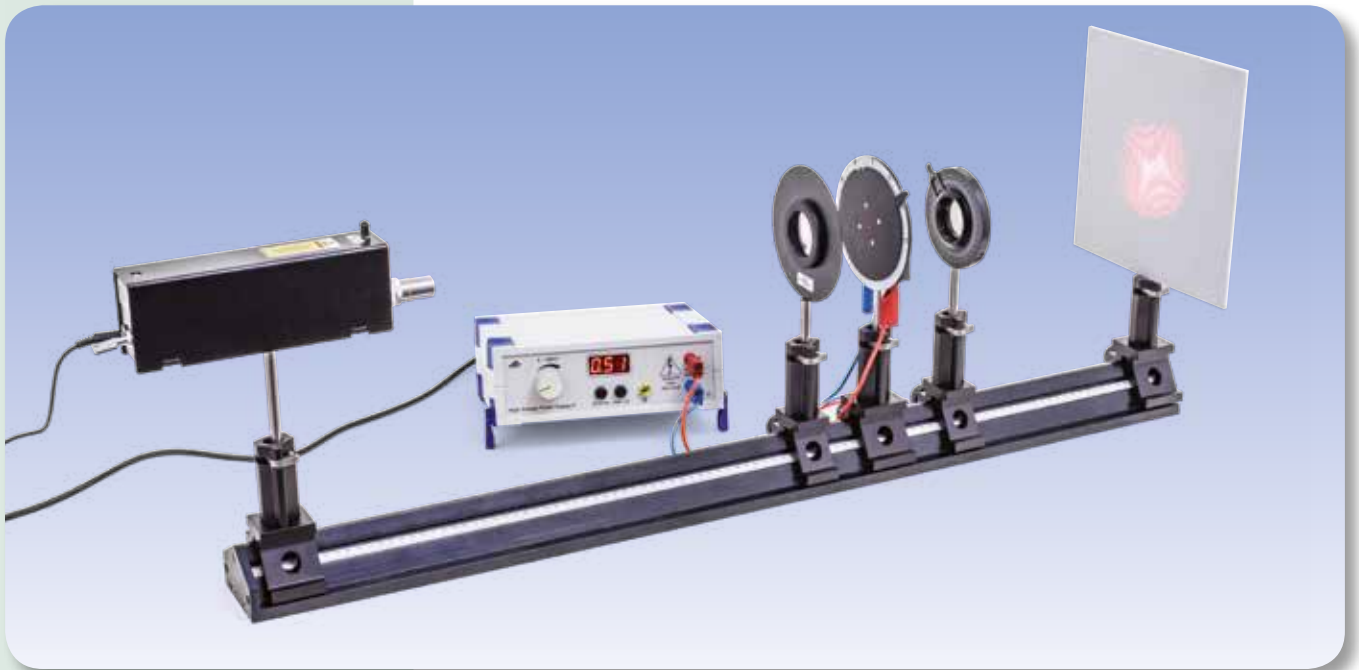


Abb. 4: Quotient aus dem relativen Abstand Δ der Minima und dem Abstand L in Abhängigkeit von der reziproken Spaltbreite $1/b$.



AUFGABEN

- Nachweis der Doppelbrechung in einem konoskopischen Strahlengang.
- Änderung der Doppelbrechung durch Anlegen eines elektrischen Feldes.
- Bestimmung der Halbwellenspannung.

ZIEL

Demonstration des Pockels-Effekts in einem konoskopischen Strahlengang

ZUSAMMENFASSUNG

Der Pockels-Effekt ist ein elektro-optischer Effekt, bei dem ein elektrisches Feld in einem geeigneten Material ein Lichtbündel in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilbündel trennt. Diese Fähigkeit zur optischen Doppelbrechung beruht auf unterschiedlichen Brechzahlen in Abhängigkeit von Ausbreitungsrichtung und Polarisation des Lichtes. Sie nimmt beim Pockels-Effekt linear mit der elektrischen Feldstärke zu und wird im Experiment an einem Lithiumniobat-Kristall (LiNbO_3) in einem konoskopischen Strahlengang nachgewiesen. Das Interferenzbild wird hier durch zwei Scharen von Hyperbeln gebildet, aus denen die Lage der optischen Achse der Doppelbrechung unmittelbar abzulesen ist.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Pockels-Zelle auf Stiel	1013393
1	Optische Bank D, 100 cm	1002628
3	Optikreiter D, 90/50	1002635
2	Optikreiter D 90/36	1012401
1	He-Ne-Laser	1003165
1	achromatisches Objektiv 10x/ 0,25	1005408
1	Polarisationsfilter auf Stiel	1008668
1	Sammellinse auf Stiel $f = 50$ mm	1003022
1	Projektionsschirm	1000608
1	Hochspannungsnetzgerät E 5 kV (230 V, 50/60 Hz)	1013412 oder
	Hochspannungsnetzgerät E 5 kV (115 V, 50/60 Hz)	1017725
1	Paar Sicherheitsexperimentierkabel, 75 cm	1002849



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

2

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Der Pockels-Effekt ist ein elektro-optischer Effekt, bei dem ein elektrisches Feld in einem geeigneten Material ein Lichtbündel in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilbündel trennt. Diese Fähigkeit zur optischen Doppelbrechung beruht auf unterschiedlichen Brechzahlen in Abhängigkeit von Ausbreitungsrichtung und Polarisation des Lichtes. Sie nimmt beim Pockels-Effekt linear mit der elektrischen Feldstärke zu und wird im Experiment an einem Lithiumniobat-Kristall (LiNbO₃) in einem konoskopischen Strahlengang nachgewiesen.

Dazu befindet sich der Kristall in einer transversal konfigurierten Pockels-Zelle, in der ein elektrisches Feld an den Kristall in Richtung der optischen Achse der Doppelbrechung angelegt wird (siehe Abb. 1). Der senkrecht durch den Kristall laufende Lichtstrahl spaltet in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Teilstrahl auf, also einen in Richtung der optischen Achse der Doppelbrechung polarisierten und einen dazu senkrecht polarisierten Teilstrahl. Gemessen bei der Wellenlänge des He-Ne-Lasers $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ist die Brechzahl für den ordentlichen Teilstrahl in Lithiumniobat $n_o = 2,29$ und für den außerordentlichen $n_e = 2,20$. Der Gangunterschied zwischen ordentlichem und außerordentlichem Teilstrahl beträgt

$$(1) \quad \Delta = d \cdot (n_o - n_e),$$

wobei $d = 20 \text{ mm}$ die Dicke des Kristalls in Strahlrichtung ist.

Der Nachweis der Doppelbrechung nutzt einen klassischen Strahlengang, der in zahlreichen Lehrbüchern der Optik für den Nachweis der Doppelbrechung vorgeschlagen wird. Man beleuchtet den Kristall mit einem divergenten, linear polarisierten Lichtbündel und betrachtet das durchgehende Licht hinter einem gekreuzten Analysator. Die optische Achse der Doppelbrechung tritt im Interferenzbild deutlich hervor, da sie sich in ihrer Symmetrie von der Umgebung auszeichnet. Im Experiment liegt sie parallel zur Eintritts- und zur Austrittsfläche, daher besteht das Interferenzbild aus zwei Scharen von Hyperbeln, die gegeneinander um 90° gedreht sind. Die reelle Achse der ersten Hyperbelschar verläuft parallel, die der zweiten senkrecht zur optischen Achse der Doppelbrechung.

Die dunklen Streifen der Hyperbelscharen entstehen durch Lichtstrahlen, für die die Differenz der optischen Wege des außerordentlichen und des ordentlichen Teilstrahls im Kristall ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge ist. Diese Lichtstrahlen behalten nach dem Durchgang durch den Kristall ihre ursprüngliche lineare Polarisation und werden vom Analysator ausgelöscht.

Der Gangunterschied entspricht etwa 2800 Wellenlängen des verwendeten Laserlichts. Allerdings ist Δ im Allgemeinen nicht genau ein ganzzahliges Vielfaches von λ , sondern wird vielmehr zwischen zwei Werten $\Delta_m = m \cdot \lambda$ und $\Delta_{m+1} = (m + 1) \cdot \lambda$ liegen. Den dunklen Streifen der ersten Hyperbelschar sind dann die Gangunterschiede Δ_{m+1} , Δ_{m+2} , Δ_{m+3} , usw., der zweiten Hyperbelschar die Gangunterschiede Δ_m , Δ_{m-1} , Δ_{m-2} , usw. zuzuordnen (siehe Abb. 2). Die Lage der dunklen Streifen, genauer ihr Abstand zum Zentrum, hängt davon ab, wie groß die Differenz zwischen Δ und $m \cdot \lambda$ ist. Der Pockels-Effekt vergrößert oder verkleinert die Differenz der Hauptbrechzahlen $n_o - n_e$ je nach Vorzeichen der angelegten Spannung. Dadurch ändert sich die Differenz $\Delta - m \cdot \lambda$ und somit auch die Lage der dunklen Interferenzstreifen. Wird die sogenannte Halbwellenspannung U_π angelegt, ändert sich Δ um eine halbe Wellenlänge. Die dunklen Interferenzstreifen wandern auf die Position von hellen und umgekehrt. Der Vorgang wiederholt sich mit jeder weiteren Erhöhung der Spannung um den Wert U_π .

AUSWERTUNG

Bei einer Spannung U_1 liegen die dunklen Interferenzstreifen der Interferenzordnung +1 genau im Zentrum, bei der darauf folgenden Spannung U_2 die der Ordnung +2. Dann ist die Halbwellenspannung

$$U_\pi = \frac{U_2 - U_1}{2}$$

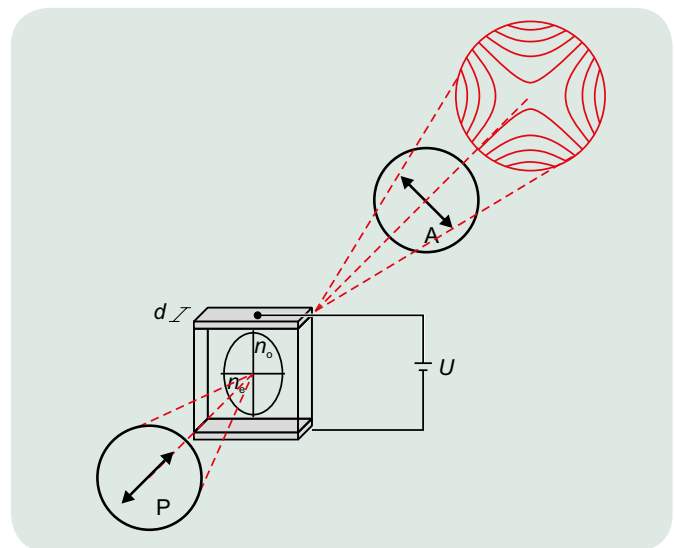


Abb. 1: Schematische Darstellung der Pockels-Zelle in im konoskopischen Strahlengangs zwischen Polarisator und Analysator

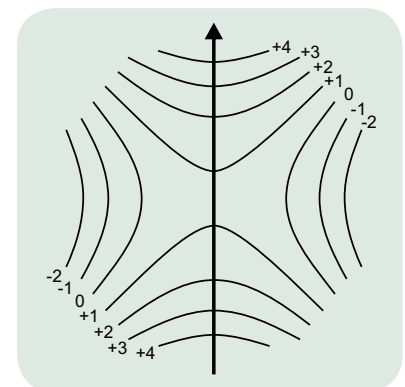


Abb. 2: Interferenzmuster mit optischer Achse des Kristalls in Pfeilrichtung. Die Indizierung der dunklen Interferenzstreifen gibt den Gangunterschied zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl in Einheiten der Wellenlänge an.

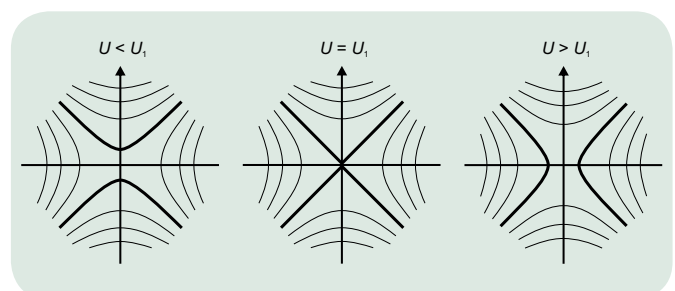


Abb. 3: Änderung des Interferenzmusters durch den Pockels-Effekt. Die fett gezeichneten Hyperbeln sind jeweils die der Interferenzordnung +1.



ZIEL

Einrichtung und Kalibrierung eines Prismenspektrometers

ZUSAMMENFASSUNG

In einem Prismenspektrometer wird die Zerlegung des Lichts in seine Spektralfarben beim Durchgang durch ein Prisma genutzt, um optische Spektren zu messen. Zur Messung der Wellenlängen ist eine Kalibrierung erforderlich, da diese Winkeldispersion nicht linear ist. Im Experiment wird das „bekannte“ Spektrum einer Hg-Lampe zur Kalibrierung verwendet und anschließend das „unbekannte“ Spektrum einer Cd-Lampe vermessen.

AUFGABEN

- Justierung des Prismenspektrometers und Kalibrierung mit den Spektrallinien einer Hg-Lampe.
- Messung des minimalen Ablenkwinkels bei $\lambda = 546,07 \text{ nm}$.
- Bestimmung der Brechzahl von Flintglas bei $\lambda = 546,07 \text{ nm}$ sowie der Cauchy-Parameter b und c der wellenlängenabhängigen Brechzahl.
- Berechnung einer Kalibrierkurve nach der Hartmann'schen Dispersionsformel.
- Ausmessung eines unbekanntes Linienspektrums.



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

2

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Spektrometer-Goniometer	1002912
1	Drossel für Spektrallampen (230 V, 50/60 Hz)	1003196 oder
	Drossel für Spektrallampen (115 V, 50/60 Hz)	1003195
1	Spektrallampe Hg/Cd	1003546
1	Spektrallampe Hg 100	1003545

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Mit einem Prismenspektrometer werden optische Spektren gemessen, indem die Zerlegung des Lichts in seine Spektralfarben beim Durchgang durch das Prisma genutzt wird. Diese Dispersion ist auf die Abhängigkeit der Brechzahl des Prismenglases von der Wellenlänge zurückzuführen. Sie ist nicht linear, daher ist eine Kalibrierung erforderlich, um Wellenlängen mit dem Prismenspektrometer messen zu können.

Im Spektrometer fällt das untersuchte Licht durch den Spalt S auf das Objektiv O_1 , das zusammen mit dem Spalt einen Kollimator bildet und ein breites, paralleles Lichtbündel erzeugt (siehe Abb. 1). Nach zweifacher Brechung durch das Prisma tritt das Bündel parallel aus und wird in der Brennebene des Objektivs O_2 zu einem Bild des Spaltes vereinigt, welches durch das Okular OC beobachtet wird. Dazu ist das aus Objektiv O_2 und Okular OC gebildete Fernrohr an einem schwenkbaren Arm befestigt, der fest mit dem Nonius N verbunden ist.

Die zweifache Brechung des Lichts durch das Prisma lässt sich durch die Winkel α_1 , α_2 , β_1 und β_2 beschreiben (siehe Abb. 2). Für ein gleichseitiges Prisma gilt

$$(1) \quad \sin \alpha_1 = n(\lambda) \cdot \sin \beta_1(\lambda), \quad n(\lambda) \cdot \sin \beta_2(\lambda) = \sin \alpha_2(\lambda), \quad \beta_1(\lambda) + \beta_2(\lambda) = 60^\circ.$$

Der Eintrittswinkel α_1 lässt sich durch Drehen des Prismas im parallelen Eintrittsbündel verändern. Die Winkel α_2 , β_1 und β_2 hängen von der Wellenlänge λ ab, da die Brechzahl n wellenlängenabhängig ist. Aus dem Eintrittswinkel α_1 und dem Austrittswinkel α_2 ergibt sich der Ablenkwinkel

$$(2) \quad \delta(\lambda) = \alpha_1 + \alpha_2(\lambda) - 60^\circ$$

zwischen Kollimator und Fernrohr. Er erreicht ein Minimum δ_{\min} , wenn der Strahlengang symmetrisch zum Prisma verläuft. Dann ist die Winkeldispersion $d\delta/d\lambda$ gerade maximal. Daher wird das Prismenspektrometer so justiert, dass der symmetrische Strahlengang für eine Bezugswellenlänge λ_0 erreicht

wird. Im Experiment wird hierfür die grüne Spektrallinie ($\lambda_0 = 546,07 \text{ nm}$) einer Hg-Spektrallampe gewählt.

Aus dem minimalen Ablenkwinkel lässt sich die Brechzahl des Prismas bei der Bezugswellenlänge bestimmen. Denn wegen der Symmetrie gilt $\beta_1(\lambda_0) = \beta_2(\lambda_0) = 30^\circ$ und $\alpha_2(\lambda_0) = \alpha_1$ und somit

$$(3) \quad \sin \alpha_1 = n(\lambda_0) \cdot \frac{1}{2} \quad \text{mit} \quad \alpha_1 = \frac{\delta_{\min}}{2} + 30^\circ.$$

Durch die Dispersion sind die übrigen Spektrallinien gegenüber δ_{\min} um kleine Winkel $\Delta\delta$ verschoben. Sie werden mit Hilfe des Nonius auf die Winkelminute genau abgelesen. Da auch die Änderung Δn der Brechzahl über den gesamten sichtbaren Bereich klein ist, reicht es ausschließlich die linearen Terme der Änderungen zu betrachten. Daher ergibt sich aus den Gln. 1 – 3 der folgende Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Ablenkung:

$$(4) \quad \Delta\delta(\lambda) = \Delta\alpha_2(\lambda) = \frac{\Delta n(\lambda)}{\cos \alpha_1} = \frac{\Delta n(\lambda)}{\sqrt{1 - \frac{(n(\lambda_0))^2}{4}}}.$$

Im sichtbaren Bereich des Spektrums nimmt die Brechzahl n mit zunehmender Wellenlänge λ ab. Dies kann durch die Cauchy-Gleichung in der Form

$$(5) \quad n(\lambda) = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}$$

beschrieben werden.

Aus (4) und (5) lässt sich im Prinzip eine mathematische Beschreibung für eine Kalibrierkurve gewinnen. Besser geeignet ist jedoch die Hartmann'sche Dispersionsformel

$$(6) \quad \delta(\lambda) = \delta_H + \frac{K}{\lambda - \lambda_H}$$

mit den Anpassungsparametern δ_H , K und λ_H , die aber keine besondere physikalische Bedeutung haben.

Im Experiment werden daher die Spektrallinien der Hg-Spektrallampe unter Verwendung von (6) zur Kalibrierung herangezogen und anschließend die Linien eines „unbekannten“ Spektrums vermessen (siehe Tab. 1).

AUSWERTUNG

Aus Gl. 3 folgt die Brechzahl $n(\lambda_0)$. Die Cauchy-Parameter der Brechzahl lassen sich in der Darstellung $\Delta n = n(\lambda) - n(\lambda_0) = f(1/\lambda^2)$ aus einer Parabelanpassung berechnen.

Tab.1: Wellenlängen der Cd-Spektrallinien

Bezeichnung	Messung λ / nm	Literaturwert λ / nm
blau (mittel)	466	466
blau (stark)	468	468
blaugrün (mittel)	479	480
dunkelgrün (stark)	509	509
dunkelgrün (schwach)	515	516
rot (stark)	649	644

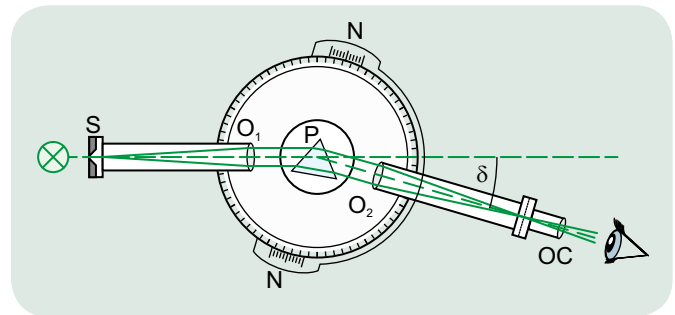


Abb. 1: Schematische Darstellung eines Prismenspektrometers.
S: Eintrittspalt, O₁: Objektiv des Kollimators, P: Prisma, O₂: Objektiv des Fernrohres, OC: Okular des Fernrohres, δ : Ablenkung

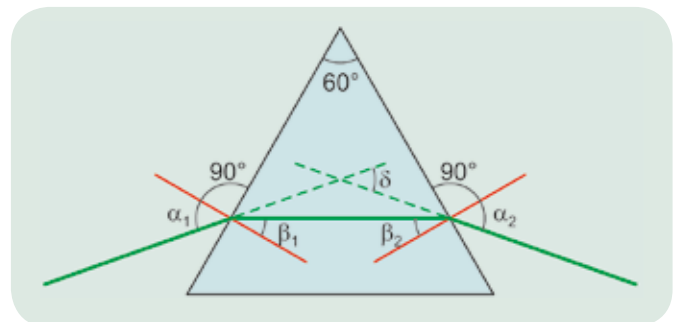


Abb. 2: Strahlengang im Prisma

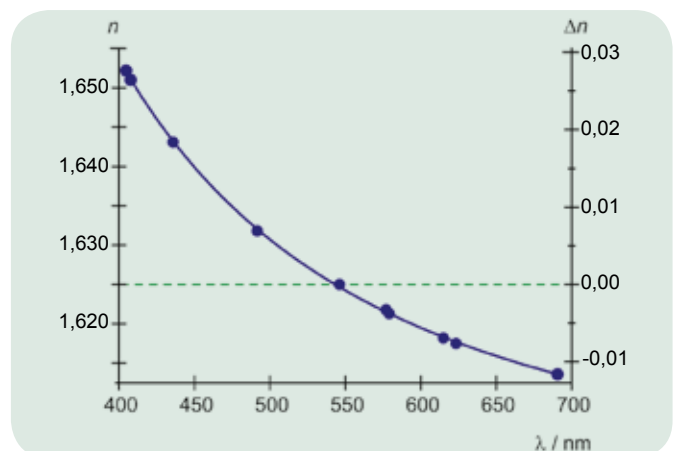


Abb. 3: Wellenlängenabhängige Brechzahl des Flintglasprismas

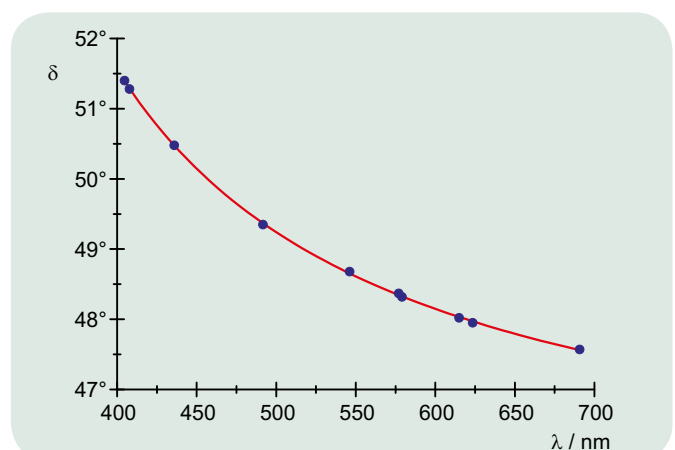


Abb. 4: Kalibrierkurve des Prismenspektrometers



ZIEL

Bestätigung des Wertes der Elementarladung mit Hilfe geladener Öltröpfchen nach Millikan

ZUSAMMENFASSUNG

Robert Andrews Millikan gelang es in den Jahren 1910 bis 1913, die Elementarladung mit einer bis dahin unerreichten Genauigkeit zu bestimmen und damit die Ladungsquantelung zu bestätigen. Das nach ihm benannte Experiment beruht auf der Messung der Ladungsmenge geladener Öltröpfchen, die in Luft im elektrischen Feld

eines Plattenkondensators steigen und ohne elektrisches Feld sinken. Der hier im Experiment verwendete Millikan-Apparat ist ein auf dem experimentellen Aufbau von Millikan basierendes Kompaktgerät, das ohne radioaktive Strahlungsquelle auskommt.

AUFGABEN

- Erzeugung und Auswahl geeigneter geladener Öltröpfchen und Beobachtung im elektrischen Feld.
- Messung der Steiggeschwindigkeit im elektrischen Feld und der Sinkgeschwindigkeit ohne elektrisches Feld.
- Bestätigung des Wertes der Elementarladung.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Millikan-Apparat (230 V, 50/60 Hz)	1018884 oder
	Millikan-Apparat (115 V, 50/60 Hz)	1018882

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Robert Andrews Millikan gelang es in den Jahren 1910 bis 1913, die Elementarladung mit einer bis dahin unerreichten Genauigkeit zu bestimmen und damit die Ladungsquantelung zu bestätigen. Er erhielt dafür den Nobelpreis für Physik. Das nach ihm benannte Experiment beruht auf der Messung der Ladungsmenge geladener Öltröpfchen, die in Luft im elektrischen Feld eines Plattenkondensators steigen und ohne elektrisches Feld sinken. Der von ihm ermittelte Wert $e = (1,592 \pm 0,003) \cdot 10^{-19} \text{ C}$ weicht nur um 0,6% von dem heute bekannten Wert ab.

Die Kräfte, die auf ein Öltröpfchen wirken, das als kugelförmig angenommen wird und sich in Luft im elektrischen Feld eines Plattenkondensators befindet, sind die Gewichtskraft,

$$(1) \quad F_G = m_2 \cdot g = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \rho_2 \cdot g,$$

m_2 : Masse des Öltröpfchens, r_0 : Radius des Öltröpfchens,
 ρ_2 : Dichte des Öls, g : Fallbeschleunigung

die Auftriebskraft in Luft,

$$(2) \quad F_A = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \rho_1 \cdot g,$$

ρ_1 : Dichte der Luft

die Kraft im elektrischen Feld E ,



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

2

$$(3) \quad F_E = q_0 \cdot E = \frac{q_0 \cdot U}{d},$$

q_0 : Ladung des Öltröpfchens, U : zwischen den Kondensatorplatten anliegende elektrische Spannung, d : Abstand der Kondensatorplatten

und die Stokes'sche Reibungskraft

$$(4) \quad F_{R1,2} = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r_0 \cdot v_{1,2}$$

η : Viskosität der Luft, v_1 : Steiggeschwindigkeit, v_2 : Sinkgeschwindigkeit

Beim Steigen des Öltröpfchens im elektrischen Feld herrscht das Kräftegleichgewicht

$$(5) \quad F_G + F_{R1} = F_E + F_A$$

und beim Sinken ohne elektrisches Feld

$$(6) \quad F_G = F_{R2} + F_A$$

Daraus folgt für den Radius und die Ladung des Öltröpfchens:

$$(7) \quad r_0 = \sqrt{\frac{9}{2} \cdot \frac{\eta \cdot v_2}{(\rho_2 - \rho_1) \cdot g}}$$

und

$$(8) \quad q_0 = \frac{6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot d \cdot (v_1 + v_2)}{U} \cdot r_0$$

Sehr kleine Radien r_0 liegen in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge der Luftmoleküle, so dass die Stokes'sche Reibungskraft korrigiert werden muss. Für den korrigierten Radius r und die korrigierte Ladung q ergibt sich dann:

$$(9) \quad r = \sqrt{r_0^2 + \frac{A^2}{4}} - \frac{A}{2} \quad \text{mit} \quad A = \frac{b}{p}$$

$b = 82 \mu\text{m} \cdot \text{hPa} = \text{konstant}$, p : Luftdruck

$$(10) \quad q = q_0 \cdot \left(1 + \frac{A}{r}\right)^{-1.5}$$

Der im Experiment verwendete Millikan-Apparat ist ein auf dem experimentellen Aufbau von Millikan basierendes Kompaktgerät, das ohne radioaktive Strahlungsquelle auskommt. Die geladenen Öltröpfchen werden mit Hilfe eines Ölzerstäubers erzeugt und ihr zufälliger Ladungszustand anschließend nicht mehr von außen beeinflusst. Die Öltröpfchen werden wie im Millikan'schen Aufbau von oben in die Experimentierkammer eingebracht. Die Auswahl und die Bestimmung der Ladung geeigneter Öltröpfchen erfolgt durch die Beobachtung mit einem Messmikroskop. Dabei wird für jedes Öltröpfchen die Steigzeit bei angelegtem elektrischem Feld und die Sinkzeit ohne elektrisches Feld für eine Wegstrecke zwischen zwei ausgewählten Markierungen auf der Okularskala gemessen. Die Polarität der Kondensatorplatten wird abhängig vom Vorzeichen der Ladung gewählt. Alternativ können die zu messenden Öltröpfchen im elektrischen Feld in der Schwebe gehalten werden.

Die gemessene Steig- und Sinkzeit eines geladenen Öltröpfchens, die eingestellte elektrische Spannung sowie die für die Auswertung relevanten Parameter Temperatur, Viskosität und Druck werden auf dem berührungsempfindlichen Bildschirm angezeigt.

AUSWERTUNG

Aus der gemessenen Steig- und Sinkzeit t_1 und t_2 wird jeweils die Steig- und Sinkgeschwindigkeit

$$v_{1,2} = \frac{s}{V \cdot t_{1,2}},$$

s: Wegstrecke zwischen zwei ausgewählten Markierungen auf der Okularskala, $V = 2$: Objektivvergrößerung

bestimmt und daraus nach Gleichung (10) die Ladung q des Öltröpfchens.

Die aus den Messungen bestimmten Ladungen q_i (Tab. 1) werden durch eine ganze Zahl n_i so dividiert, dass die resultierenden Werte die kleinstmögliche Streuung um den Mittelwert aufweisen. Als Maß für die Streuung dient die Standardabweichung. Der beste Schätzwert e für die Elementarladung sowie der Standardfehler Δe wird aus den Werten e_i der Einzelmessungen und deren Messfehlern Δe_i (Tab. 1) durch die Bildung des gewichteten Mittelwerts wie folgt bestimmt:











$$e \pm \Delta e = \frac{\sum w_i \cdot e_i}{\sum w_i} \pm \frac{1}{\sqrt{\sum w_i}} \quad \text{mit} \quad w_i = \left(\frac{1}{\Delta e_i}\right)^2$$

Mit den Werten aus Tab. 1 ergibt sich daraus:

$$e \pm \Delta e = \frac{1286}{799} \pm \frac{1}{28} = (1,61 \pm 0,04) \cdot 10^{-19} \text{ C.}$$

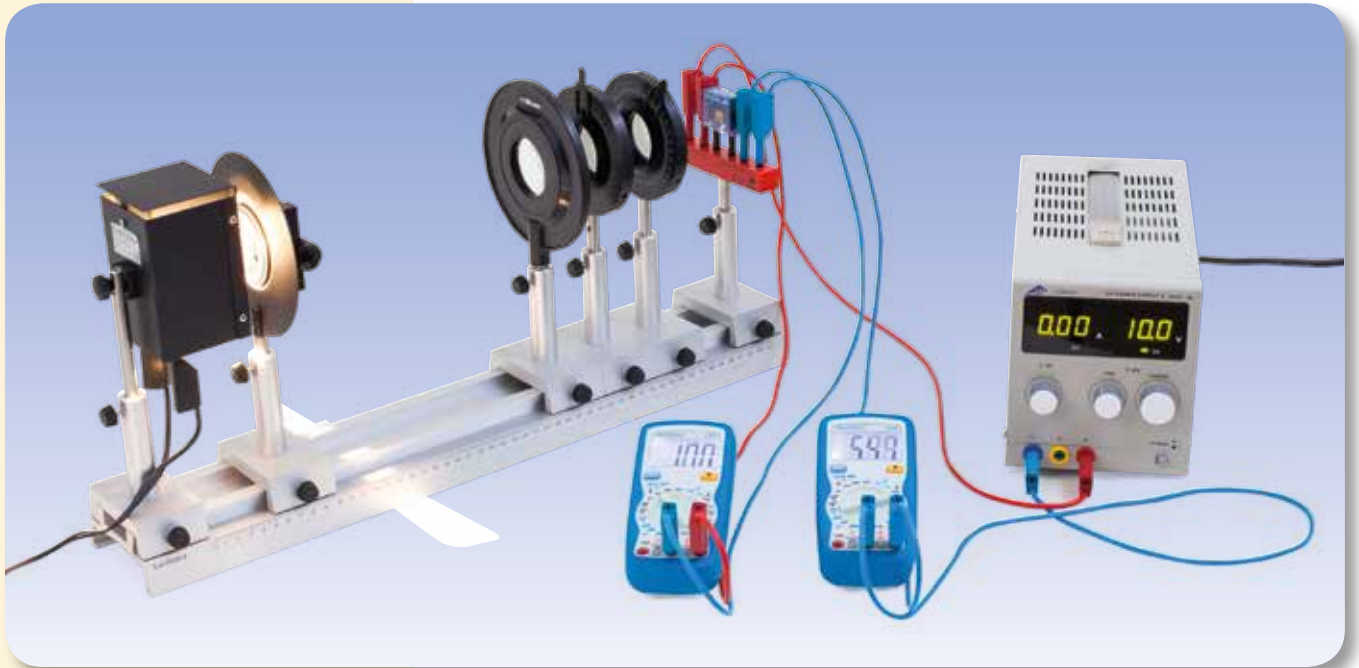
Das Ergebnis ist umso aussagekräftiger, je mehr Messwerte aufgenommen werden, d.h. je größer der Umfang der Stichprobe ist, und je kleiner die Zahl n der Ladungen auf den Öltröpfchen ist. Auf Grund der Ungenauigkeiten insbesondere des Abstands der Kondensatorplatten und des Ablesens auf der Mikroskopskala sollte $n \leq 7$ sein.

Tab. 1: Gemessene Ladungen q_i von zehn unterschiedlichen Öltröpfchen und daraus ermittelte Werte e_i für die Elementarladung.

i	Polarität	q_i 10^{-19} C	Δq_i 10^{-19} C	n	e_i 10^{-19} C	Δe_i 10^{-19} C
1		-11,1	0,9	-7	1,59	0,13
2		-7,9	0,6	-5	1,58	0,12
3		-6,2	0,4	-4	1,55	0,10
4		3,5	0,2	2	1,75	0,10
5		4,9	0,3	3	1,63	0,10
6		6,3	0,5	4	1,58	0,13
7		6,6	0,4	4	1,65	0,10
8		7,6	0,6	5	1,52	0,12
9		10,2	0,8	6	1,70	0,13
10		10,6	0,8	7	1,51	0,11

UE6020400

PHOTOLEITUNG



AUFGABEN

- Messung des Stroms in Abhängigkeit von der Spannung bei verschiedenen Bestrahlungsstärken.
- Messung des Stroms in Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke bei verschiedenen Spannungen.

ZIEL

Aufnahme der Kennlinien eines Photowiderstandes

ZUSAMMENFASSUNG

Bei der Photoleitung wird die Absorption von Licht durch den inneren photoelektrischen Effekt in einem Halbleiter zur Bildung freier Elektron-Defektelektron-Paare genutzt. Eine spezielle Halbleitermischung mit einem besonders starken inneren photoelektrischen Effekt ist Cadmiumsulfid, das zum Bau von Photowiderständen eingesetzt wird. Im Experiment wird ein CdS-Photowiderstand mit dem weißen Licht einer Glühlampe beleuchtet, deren Bestrahlungsstärke am Ort des Photowiderstandes durch Kreuzen zweier hintereinander stehender Polarisationsfilter variiert wird.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	Optische Bank U, 60 cm	1003040
6	Optikreiter U, 75 mm	1003041
1	Experimentierleuchte mit Halogenlampe	1003038
1	Verstellbarer Spalt auf Stiel	1000856
1	Sammellinse $f = 150$ mm	1003024
2	Polarisationsfilter auf Stiel	1008668
1	Haltestab für Steckelemente	1018449
1	DC-Netzgerät 0-20 V, 0-5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 oder
	DC-Netzgerät 0-20 V, 0-5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311
2	Digital-Multimeter P1035	1002781
3	Paar Sicherheitsexperimentierkabel, 75 cm, rot/blau	1017718



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

2

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Bei der Photoleitung wird die Absorption von Licht durch den inneren photoelektrischen Effekt in einem Halbleiter zur Bildung freier Elektron-Defektelektron-Paare genutzt. In manchen Halbleitern dominieren dabei die Übergänge zu Störstellen. Der Effekt ist dann nicht nur vom Basismaterial, sondern auch von dessen Mikrostruktur und von Verunreinigungen abhängig. Die Ionisierung der Störstellen wirkt für einige Millisekunden wie eine Dotierung und erhöht die elektrische Leitfähigkeit des Materials. Eine spezielle Halbleitermischung mit einem besonders starken inneren photoelektrischen Effekt ist Cadmiumsulfid, das zum Bau von Photowiderständen eingesetzt wird.

Die Lichtabsorption vergrößert die Leitfähigkeit des Halbleiters um

$$(1) \quad \Delta\sigma = \Delta p \cdot e \cdot \mu_p + \Delta n \cdot e \cdot \mu_n$$

e : Elementarladung, Δn : Änderung der Elektronenkonzentration,
 Δp : Änderung der Defektelektronenkonzentration,
 μ_n : Beweglichkeit der Elektronen, μ_p : Beweglichkeit der Defektelektronen

Bei angelegter Spannung U fließt der Photostrom

$$(2) \quad I_{ph} = U \cdot \Delta\sigma \cdot \frac{A}{d}$$

A : Querschnitt der Strombahn, d : Länge der Strombahn

Der Halbleiter wirkt also in einem Stromkreis wie ein lichtabhängiger Widerstand, dessen Wert bei Lichteinfall abnimmt. Die Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke Φ bei konstanter Spannung lässt sich in der Form

$$(3) \quad I_{ph} = a \cdot \Phi^\gamma \text{ mit } \gamma \leq 1$$

beschreiben, wobei γ Auskunft über die Rekombinationsprozesse im Halbleitermaterial gibt.

Im Experiment wird ein CdS-Photowiderstand mit dem weißen Licht einer Glühlampe beleuchtet. Gemessen wird bei konstanter Bestrahlungsstärke Φ die Abhängigkeit des Stroms I von der angelegten Spannung U und bei konstanter Spannung U die Abhängigkeit des Stroms I von der Bestrahlungsstärke Φ , wobei letztere durch Kreuzen zweier hintereinander stehender Polarisationsfilter variiert wird.

Bei Überschreiten einer maximalen Verlustleistung von 0,2 W wird der Photowiderstand beschädigt. Daher wird im Experiment die einfallende Lichtintensität durch einen verstellbaren Spalt unmittelbar hinter der Lichtquelle begrenzt.

AUSWERTUNG

Die Strom-Spannungs-Kennlinien des CdS-Photowiderstandes liegen in Übereinstimmung mit (2) auf einer Ursprungsgeraden.

Für die Beschreibung der Strom-Bestrahlungsstärke-Kennlinien wird der Term $\cos^2\alpha$ als relatives Maß für die Bestrahlungsstärke berechnet, wobei α der Winkel zwischen den Polarisationsrichtungen der beiden Filter ist. Allerdings löschen die Polarisationsfilter auch in gekreuzter Stellung nicht völlig aus. Außerdem ist eine Resthelligkeit im Experimentierraum nicht völlig zu vermeiden. Daher wird (3) modifiziert zu

$$I = a \cdot \Phi^\gamma + b \text{ mit } \gamma \leq 1.$$

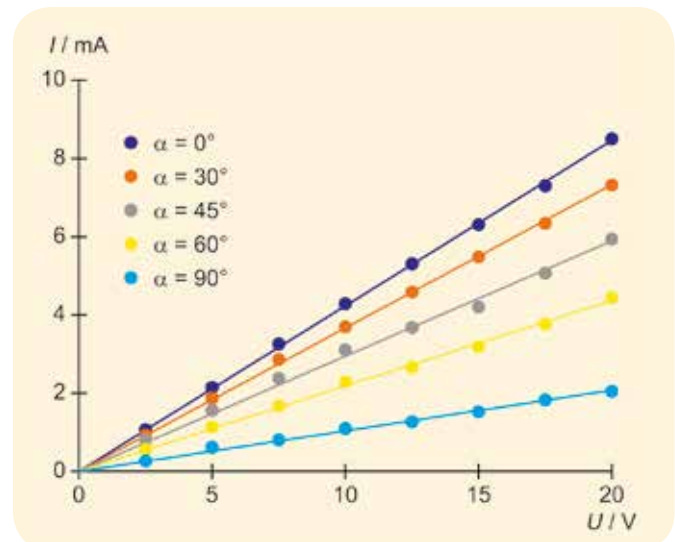


Abb. 1: Strom-Spannungs-Kennlinien des CdS-Photowiderstandes bei verschiedenen Bestrahlungsstärken.

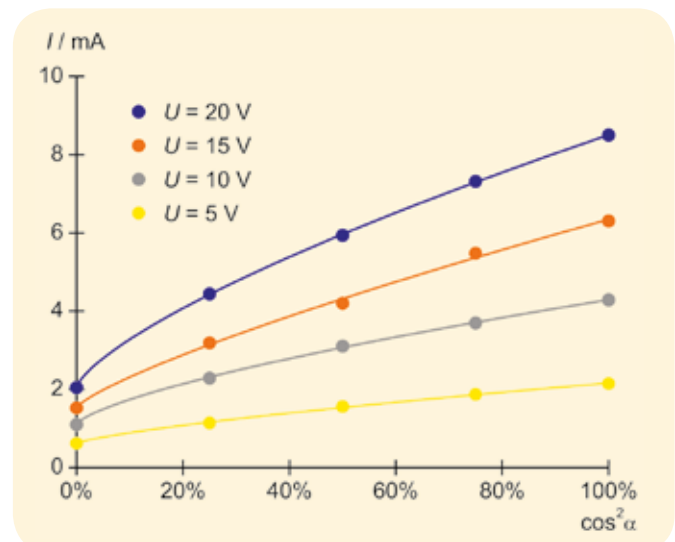


Abb. 2: Strom-Bestrahlungsstärke-Kennlinien des CdS-Photowiderstandes bei verschiedenen Spannungen.

**ZIEL**

Messung der Kennlinien eines Photovoltaikmoduls in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke

AUFGABEN

- Messung der I - U -Kennlinien eines Photovoltaikmoduls bei verschiedenen Beleuchtungsstärken.
- Vergleich der gemessenen Kennlinien mit einer Berechnung nach dem Ein-Dioden-Modell.
- Bestimmung des Zusammenhanges zwischen Leerlaufspannung und Kurzschlussstrom für verschiedene Beleuchtungsstärken.

ZUSAMMENFASSUNG

Eine Photovoltaikanlage wandelt Lichtenergie aus Sonnenlicht in elektrische Energie um. Dazu verwendet man Solarzellen, die z.B. aus geeignet dotiertem Silizium bestehen und im Prinzip einer großflächigen Photodiode entsprechen. In der Solarzelle absorbiertes Licht löst Ladungsträger aus den Kristallbindungen, die zu einem Photostrom gegen die Durchlassrichtung des p-n-Überganges beitragen. Der an eine äußere Last abgegebene Strom wird durch den Diodenstrom der Solarzelle begrenzt. Er erreicht bei der sogenannten Leerlaufspannung U_{OC} den Wert Null, weil sich der Photostrom und Diodenstrom dort genau kompensieren, und wird negativ, wenn eine Spannung oberhalb der Leerlaufspannung angelegt wird. Im Bereich positiver Ströme kann die Solarzelle als Generator zur Abgabe elektrischer Energie an eine äußere Last betrieben werden. Im Experiment werden die Strom-Spannungs-Kennlinien dieses Generators in Abhängigkeit von der Beleuchtungsstärke gemessen und mit einem einfachen Parametersatz beschrieben.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	SEG Solarenergie (230 V, 50/60 Hz)	1017732 oder
	SEG Solarenergie (115 V, 50/60 Hz)	1017731
1	DC-Netzgerät 0-20 V, 0-5 A (230 V, 50/60 Hz)	1003312 oder
	DC-Netzgerät 0-20 V, 0-5 A (115 V, 50/60 Hz)	1003311

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Der Begriff Photovoltaik ist eine Zusammensetzung aus dem griechischen Wort Phos (Licht) und dem italienischen Namen Volta. Er ehrt *Alessandro Volta*, der u. a. die erste funktionsfähige elektrochemische Batterie erfand. Eine Photovoltaikanlage wandelt „kostenlos verfügbare“ Lichtenergie aus Sonnenlicht ohne CO_2 -Emission in elektrische Energie um. Dazu verwendet man Solarzellen, die in den allermeisten Fällen aus geeignet dotiertem Silizium bestehen und einer großflächigen Photodiode entsprechen. In der Solarzelle absorbiertes Licht löst Ladungsträger aus den Kristallbindungen (innerer Photoeffekt), die im elektrischen Feld des durch Dotierung erreichten p-n-Überganges zu den äußeren Kontakten der Solarzelle gelangen, die Elektronen zur n-dotierten Seite und die Defektelektronen (Löcher) zur p-dotierten Seite (Abb. 1). So entsteht ein Photostrom gegen die Durchlassrichtung des p-n-Überganges, der elektrische Energie an eine äußere Last abgeben kann.



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

1

Der Photostrom I_{ph} ist proportional zur Beleuchtungsstärke Φ :

$$(1) \quad I_{ph} = \text{const} \cdot \Phi$$

Er wird überlagert durch den Diodenstrom in Durchlassrichtung

$$(2) \quad I_D = I_s \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right)$$

I_s : Sättigungsstrom, U_T : Temperaturspannung

und wächst umso stärker an, je mehr die zwischen den Anschlüssen aufgebaute Spannung U die Diffusionsspannung U_D übersteigt. Also wird der nach außen abgegebene Strom I durch den Diodenstrom begrenzt:

$$(3) \quad I = I_{ph} - I_D = I_{ph} - I_s \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right)$$

Er erreicht bei der sogenannten Leerlaufspannung U_{oc} den Wert Null, weil der Photostrom und der Diodenstrom sich dort genau kompensieren, und wird negativ, wenn eine Spannung $U > U_{oc}$ angelegt wird.

Im Bereich positiver Ströme kann die Solarzelle als Generator zur Abgabe elektrischer Energie an eine äußere Last betrieben werden. Gl. (3) beschreibt die I - U -Kennlinie dieses Generators.

Da der Photostrom I_{ph} in der Praxis erheblich größer als der Sättigungsstrom I_s ist, lässt sich aus (3) für die Leerlaufspannung der Zusammenhang

$$(4) \quad U_{oc} = U_T \cdot \ln\left(\frac{I_{ph}}{I_s}\right)$$

ableiten. Wird die Solarzelle an ihren Anschlüssen kurzgeschlossen, liefert sie den Kurzschlussstrom I_{sc} , der wegen $U = 0$ gemäß (3) dem Photostrom entspricht. Also ist

$$(5) \quad U_{oc} = U_T \cdot \ln\left(\frac{I_{sc}}{I_s}\right), \text{ mit } I_{sc} = I_{ph}$$

Gl. 2 beschreibt das Diodenverhalten im Rahmen des sogenannten Standardmodells. Hier ist der Sättigungsstrom I_s eine Materialgröße, die von den geometrischen und elektrischen Daten der Solarzelle abhängt. Für die Temperaturspannung U_T gilt

$$(6) \quad U_T = \frac{m \cdot k \cdot T}{e}$$

$m = 1 \dots 2$: Idealitätsfaktor
 k : Boltzmann-Konstante, e : Elementarladung,
 T : Temperatur in Kelvin

In einer genaueren Betrachtung der Kennlinie sind noch Leckströme an den Kanten der Solarzelle und punktuelle Kurzschlüsse des p-n-Überganges zu berücksichtigen, die sich durch einen Parallelwiderstand R_p modellieren lassen. Gl. 3 wird damit zu

$$(7) \quad I = I_{ph} - I_s \cdot \left(\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right) - \frac{U}{R_p}$$

Um gut nutzbare Spannungen im Bereich zwischen 20 und 50 V zu erreichen, werden in der Praxis viele Solarzellen in einem Photovoltaikmodul in Reihe geschaltet. Eine solche Reihenschaltung aus 18 Solarzellen wird im Experiment mit einer Halogenlampe variabler Beleuchtungsstärke beleuchtet, um Strom-Spannungs-Kennlinien des Moduls bei unterschiedlichen Beleuchtungsstärken aufzuzeichnen.

AUSWERTUNG

Die Schar der Strom-Spannungs-Kennlinien des Photovoltaikmoduls (Abb. 2) lässt sich mit Hilfe von Gl. 7 beschreiben, wenn man unabhängig von der Beleuchtungsstärke den stets gleichen Parametersatz I_s , U_T und R_p einsetzt und den Photostrom I_{ph} abhängig von der Beleuchtungsstärke wählt. Allerdings beträgt die Temperaturspannung das 18-fache des in Gl. 6 abgeschätzten Wertes, da das Modul als Reihenschaltung aus 18 Solarzellen aufgebaut ist.

Als Ersatzschaltbild für das Photovoltaikmodul lässt sich also eine Parallelschaltung aus einer idealen Stromquelle, einer Reihenschaltung aus 18 Halbleiterdioden und einem ohmschen Widerstand angeben, siehe Abb. 3. Die Stromquelle liefert einen von der Beleuchtungsstärke abhängigen Strom in Sperrrichtung.

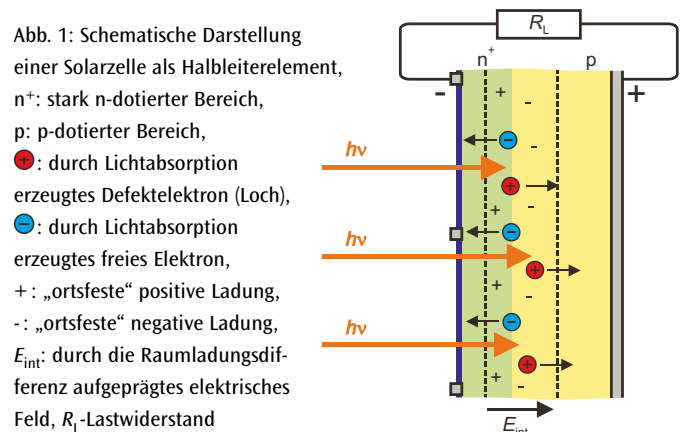


Abb. 1: Schematische Darstellung einer Solarzelle als Halbleiterelement, n+: stark n-dotierter Bereich, p: p-dotierter Bereich, ●: durch Lichtabsorption erzeugtes Defektelektron (Loch), ●: durch Lichtabsorption erzeugtes freies Elektron, +: „ortsfeste“ positive Ladung, -: „ortsfeste“ negative Ladung, E_{int} : durch die Raumladungsdifferenz aufprägtes elektrisches Feld, R_L -Lastwiderstand

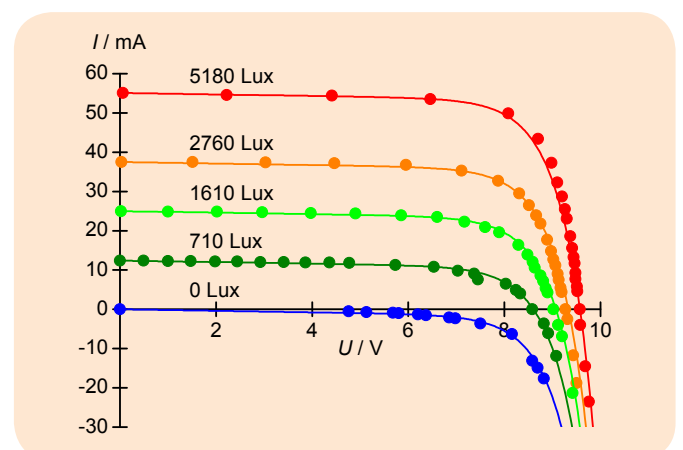


Abb. 2: Strom-Spannungs-Kennlinienschar eines Photovoltaikmoduls für fünf verschiedene Beleuchtungsstärken

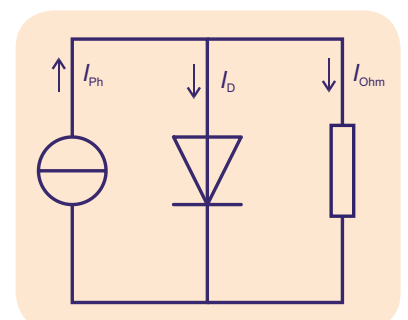
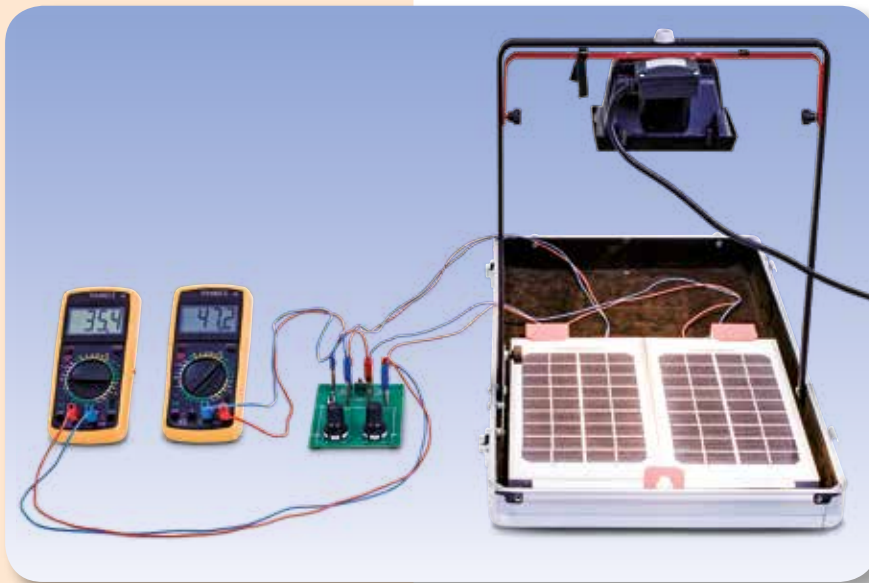


Abb. 3: Ersatzschaltbild für das Photovoltaikmodul

**ZIEL**

Untersuchung des Einflusses partieller Verschattung

AUFGABEN

- **Messung und Analyse der I - U -Kennlinie und der P - R -Kennlinie einer Reihenschaltung zweier Photovoltaikmodule.**
- **Messung und Analyse der Kennlinien bei partieller Verschattung mit und ohne Schutz durch Bypass-Dioden.**
- **Nachweis der Sperrspannung am ungeschützten verschatteten Modul.**
- **Bestimmung der Leistungsverluste durch partielle Verschattung.**

ZUSAMMENFASSUNG

In Photovoltaikanlagen werden üblicherweise mehrere Module zu einem Strang in Reihe geschaltet. Die Module sind ihrerseits Reihenschaltungen aus vielen Solarzellen. In der Praxis treten partielle Verschattungen auf. Einzelne Elemente der Anlage werden dann mit geringerer Stärke bestrahlt und liefern nur einen kleinen Photostrom, der den Strom durch die gesamte Reihenschaltung begrenzt. Dies wird durch den Einsatz von Bypass-Dioden vermieden. Im Experiment stellen zwei Module aus je 18 Solarzellen eine einfache Photovoltaikanlage dar. Sie werden wahlweise ohne oder mit zusätzlichen Bypass-Dioden in Reihe geschaltet und mit dem Licht einer Halogenlampe bestrahlt.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	SEG Solarenergie (230 V, 50/60 Hz)	1017732 oder
	SEG Solarenergie (115 V, 50/60 Hz)	1017731

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

In Photovoltaikanlagen werden üblicherweise mehrere Module zu einem Strang in Reihe geschaltet. Die Module sind ihrerseits Reihenschaltungen aus vielen Solarzellen.

Die Berechnung von Strom und Spannung in einer solchen Reihenschaltung folgt den Kirchhoff'schen Gesetzen unter Beachtung der Strom-Spannungs-Charakteristik der Solarzellen. Durch alle Module der Reihenschaltung fließt der gleiche Strom I und die Gesamtspannung

$$(1) \quad U = \sum_{i=1}^n U_i$$

n : Anzahl der Module

ist die Summe aller Spannungen U_i zwischen den Anschlüssen der einzelnen Module. Die Strom-Spannungs-Charakteristik einer Solarzelle bzw. eines Moduls lässt sich gut mit Hilfe einer Ersatzschaltung erklären, die als Antiparallelschaltung aus einer den Photostrom liefernden Konstantstromquelle und einer „Halbleiterdiode“ aufgebaut ist. Auftretende ohmsche Verluste entsprechen einem zusätzlich parallel geschalteten Widerstand (siehe Experiment UE8020100 und Fig. 1). Der Photostrom ist proportional zur Bestrahlungsstärke des Lichts. Bei gleicher Bestrahlungsstärke verhalten sich alle Module gleich und bauen die gleiche Einzelspannung auf. Dann wird aus Gl. 1:



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

1

(2) $U = n \cdot U_1$

In der Praxis können jedoch partielle Verschattungen in einer Photovoltaikanlage auftreten. Einzelne Module der Anlage werden dann mit geringerer Stärke bestrahlt und liefern nur einen kleinen Photostrom, der den Strom durch die gesamte Reihenschaltung begrenzt. Diese Strombegrenzung führt dazu, dass sich unterschiedliche Spannungen U_1 an den einzelnen Modulen aufbauen.

Im Extremfall erreichen die Spannungen an den voll ausgeleuchteten Modulen selbst bei Kurzschluss ($U = 0$) Werte bis hin zur Leerlaufspannung, siehe auch Fig. 2. Die Summe dieser Spannungen liegt in Sperrrichtung an den verschatteten Modulen. Dies kann massives Aufheizen verursachen und die Verkapselung oder gar die Solarzellen selber zerstören. Zum Schutz werden Photovoltaikanlagen mit Bypass-Dioden ausgerüstet, die den Strom am verschatteten Element vorbeiführen können.

Im Experiment stellen zwei Module aus je 18 Solarzellen eine einfache Photovoltaikanlage dar. Sie werden wahlweise ohne oder mit zusätzlichen Bypass-Dioden in Reihe geschaltet und mit dem Licht einer Halogenlampe bestrahlt. Zunächst werden beide Module gleich stark beleuchtet und später ein Modul so verschattet, dass es nur den halben Photostrom liefert.

In allen Fällen werden die I - U -Kennlinien vom Kurzschluss bis zum Leerlauf aufgezeichnet und verglichen. Außerdem werden die Leistungen als Funktionen des Lastwiderstandes berechnet, um die Leistungsverluste durch Verschattung und den Einfluss der Bypass-Dioden zu bestimmen.

Für den Kurzschlussfall wird außerdem separat die Spannung am verschatteten Modul gemessen. Sie erreicht -9 V, wenn das Modul nicht durch eine Bypass-Diode geschützt ist.

AUSWERTUNG

Liefert ein Modul z.B. nur den halben Photostrom, bestimmt dieser den Kurzschlussstrom der Reihenschaltung, wenn keine Bypass-Diode eingesetzt wird.

Mit Bypass-Diode wird erreicht, dass das voll ausgeleuchtete Modul seinen höheren Strom liefert, bis dieser abnimmt, weil die Leerlaufspannung des einzelnen Moduls erreicht wird.

Das mathematische Modell zur Anpassung der Messwerte in Abb. 3 und 4 berücksichtigt die Kirchhoff'schen Gesetze und verwendet die in Experiment UE8020100 ermittelte Strom-Spannungs-Kennlinie der einzelnen Module mit den Parametern I_s , U_T und R_p . Zur Berücksichtigung der Bypass-Dioden wird deren Kennlinie eingesetzt.

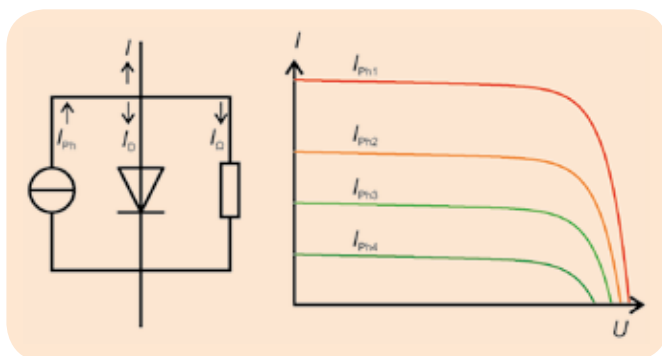


Abb. 1: Ersatzschaltbild und Kennlinien einer Solarzelle

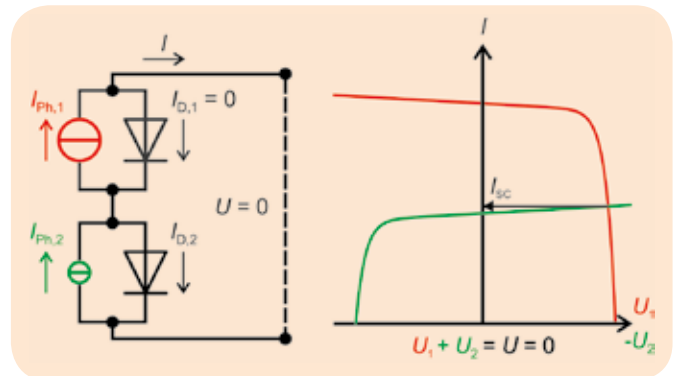


Abb. 2: Schematische Betrachtung einer partiellen Verschattung der Reihenschaltung zweier Module ohne Bypass, bei Kurzschluss ($U = 0$). Die Kennlinie des verschatteten Moduls (grün) ist gespiegelt dargestellt. Hier stellt sich eine Spannung U_2 in Sperrrichtung ein.

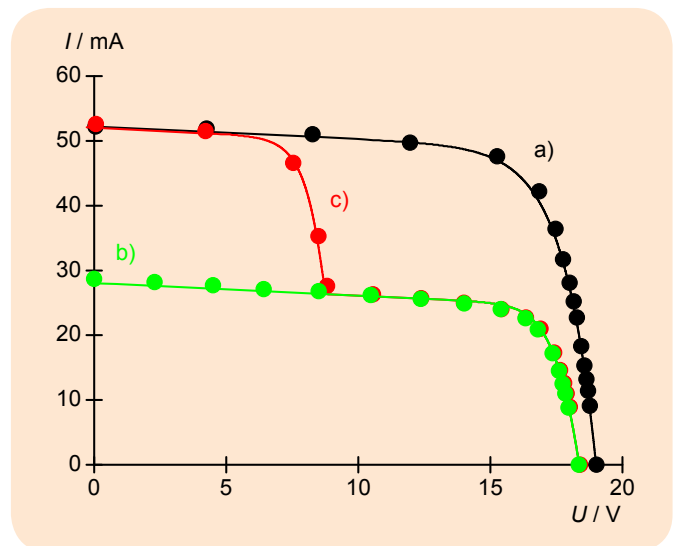


Abb. 3: I - U -Kennlinie der Reihenschaltung zweier Module. a) ohne Verschattung, b) partielle Verschattung, ohne Bypass, c) partielle Verschattung, mit Bypass

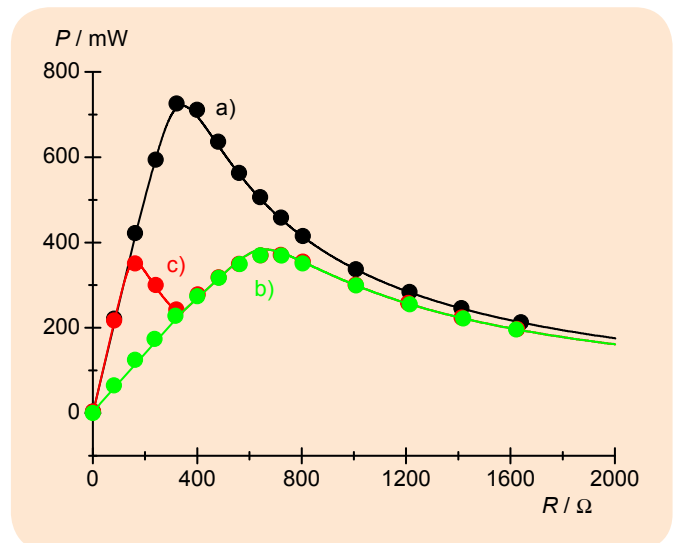
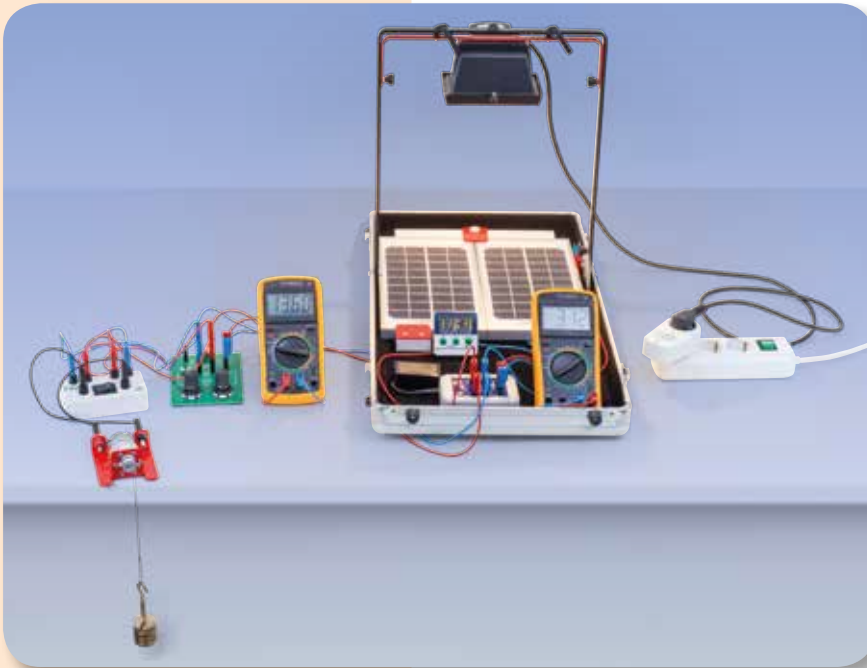


Abb. 4: P - R -Kennlinie der Reihenschaltung zweier Module. a) ohne Verschattung, b) partielle Verschattung, ohne Bypass, c) partielle Verschattung, mit Bypass

**ZIEL**

Untersuchung einer Inselanlage zur Erzeugung und Speicherung elektrischer Energie

AUFGABEN

- **Bestimmung des Betriebsstromes des elektronischen Ladungszählers und der für den Betrieb mindestens erforderlichen Beleuchtungsstärke.**
- **Untersuchung der Strombilanz der Inselanlage für verschiedene ohmsche Lasten und verschiedene Beleuchtungsstärken im Laborbetrieb.**
- **Messung des gelieferten Solarstroms und des Lade- bzw. Entladestromes in Abhängigkeit vom Laststrom für verschiedene Beleuchtungsstärken.**



Technische Informationen zu den Geräten finden Sie unter 3bscientific.com

1

ZUSAMMENFASSUNG

Inselanlagen sind Stromversorgungsanlagen ohne Anschluss an ein öffentliches Stromnetz und umfassen die Erzeugung und Speicherung elektrischer Energie. Häufig werden Photovoltaikmodule zur Energieerzeugung und Akkumulatoren zur Energiespeicherung eingesetzt. Um eine solche Inselanlage nachzuvollziehen, werden im Experiment zwei Photovoltaikmodule zur Aufladung eines Nickel-Metallhydrid-Akkumulators eingesetzt. Ein Gleichstrommotor als angeschlossener Verbraucher entlädt den Akkumulator, während ein elektronischer Ladungszähler die auf- oder abfließende Ladung misst. Durch eine Reihenschaltung zweier Module wird ein zuverlässiges Laden des Akkumulators auch bei geringeren Beleuchtungsstärken erreicht, da die Leerlaufspannung deutlich über der Akkumulatorspannung liegt.

BENÖTIGTE GERÄTE

Anzahl	Geräte	Art.-Nr.
1	SEG Solarenergie (230 V, 50/60 Hz)	1017732 oder
	SEG Solarenergie (115 V, 50/60 Hz)	1017731
1	Ladungszähler mit Akkumulator	1017734
1	Getriebemotor mit Seilrolle	1017735
1	Wägesatz 1 g bis 500 g, geschlitzt, mit Aufhänger	1018597
1	Schnur, 100 m	1007112
1	Zweipoliger Umschalter	1018439
1	Satz 15 Experimentierkabel 1 mm ²	1002840
1	Timer	1003009

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Inselanlagen sind Stromversorgungsanlagen ohne Anschluss an ein öffentliches Stromnetz. Sie umfassen die Erzeugung und Speicherung elektrischer Energie und werden eingesetzt, wenn der Anschluss an ein öffentliches Stromnetz nicht möglich oder nicht wirtschaftlich ist oder keine ausreichende Flexibilität und Mobilität bietet. Häufig nutzt man Photovoltaikmodule zur Energieerzeugung und Akkumulatoren zur Energiespeicherung. Um eine solche Inselanlage nachzuvollziehen, werden im Experiment zwei Photovoltaikmodule mit einer Nennleistung von 5 W zur

Aufladung eines Nickel-Metallhydrid-Akkumulators mit einer Kapazität von 220 mAh eingesetzt. Ein Gleichstrommotor als angeschlossener Verbraucher entlädt den Akkumulator, während ein elektronischer Ladungszähler die auf- oder abfließende Ladung misst. Auf einen in der Praxis üblichen Laderegler wird verzichtet.

Die Spannung U_{Accu} des Akkumulators beträgt nominell 8,4 V, hängt aber vom Ladezustand sowie vom Ladestrom I_{Accu} ab und erreicht in der Praxis bis zu 10 V. Sie bestimmt die Spannung in allen parallel geschalteten Zweigen (siehe Abb. 1):

$$(1) \quad U_{\text{Accu}} = U_{\text{Op}} = U_{\text{L}} = U_{\text{Solar}}$$

Der gelieferte Strom I_{Solar} wird als Betriebsstrom I_{Op} für den elektronischen Ladungszähler, als Ladestrom I_{Accu} für den Akkumulator und als Strom I_{L} durch die angeschlossene ohmsche Last genutzt. Die Strombilanz

$$(2) \quad I_{\text{Solar}} = I_{\text{Accu}} + I_{\text{Op}} + I_{\text{L}}$$

gilt auch für den Fall negativer Ladeströme I_{Accu} , also bei einer Entladung des Akkumulators.

Der Betriebsstrom $I_{\text{Op}} = 10 \text{ mA}$ ist durch die elektronische Schaltung des Ladungszählers festgelegt, während der Laststrom I_{L} vom ohmschen Widerstand R_{L} der angeschlossenen Last abhängt. Der Akkumulator wird also aufgeladen, wenn die Photovoltaikanlage Strom liefert und der Lastwiderstand nicht zu klein ist.

Für ein zuverlässiges Laden des Akkumulators auch bei geringeren Beleuchtungsstärken ist die Photovoltaikanlage so zu konfigurieren, dass ihre Leerlaufspannung U_{OC} deutlich über der Spannung U_{Accu} liegt. Ein Vergleich mit den in Experiment UE8020100 gemessenen Kennlinien zeigt, dass dies durch eine Reihenschaltung zweier Module sicher erreicht werden kann. Der gelieferte Solarstrom I_{Solar} ist dann in guter Näherung proportional zur Beleuchtungsstärke E und erreicht unter Laborbedingungen Werte bis zu 50 mA, die für ein schnelles Laden des Akkumulators optimal sind.

Als ohmsche Lasten werden ein Gleichstrommotor und eine Widerstandskaskade eingesetzt, mit deren Hilfe die Ladestrom-Laststrom-Kennlinie der Inselanlage abgetastet wird und außerdem bestätigt wird, dass der gelieferte Solarstrom unabhängig von der ohmschen Last ist. Im Ergebnis lässt sich z.B. die Mindesthelligkeit angeben, die zum Laden des Akkumulators bei Abwesenheit aller Lasten erforderlich ist.

HINWEIS

Bei Betrieb der Photovoltaikmodule im Sonnenlicht unter freiem Himmel können deutlich höhere Ströme erreicht werden. Hier sollte der Akkumulator nicht ohne zusätzliche ohmsche Last angeschlossen werden, die dafür sorgt, dass der Ladestrom $I_{\text{Accu}} = 44 \text{ mA}$ nicht überschreitet.

AUSWERTUNG

Der Betriebsstrom des Ladungszählers wird aus der in 30 s vom Akkumulator abfließenden Ladung bestimmt, wenn weder Modul noch Verbraucher angeschlossen sind.

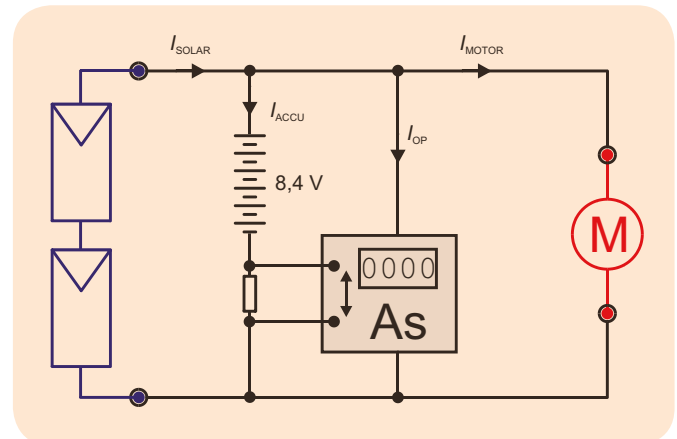


Abb. 1: Blockschaltbild der Inselanlage

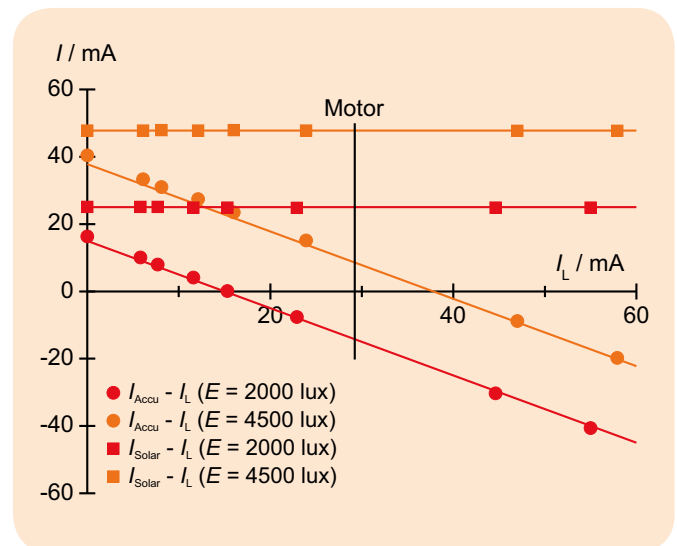


Abb. 2: Belastungskennlinien der Inselanlage

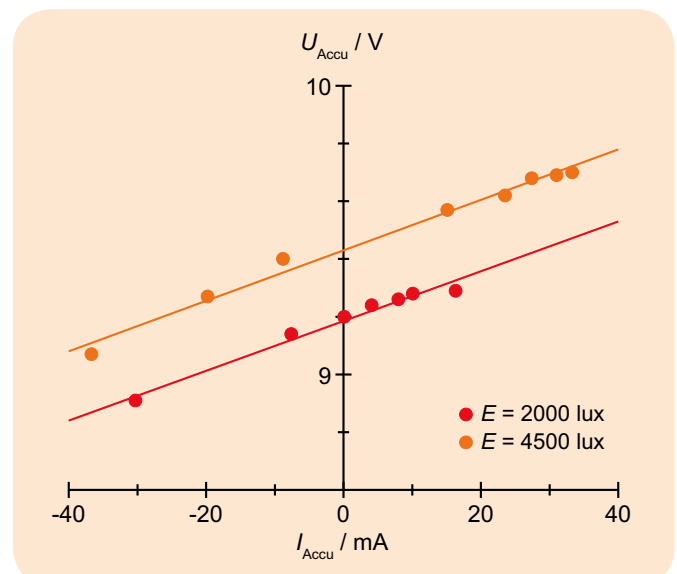
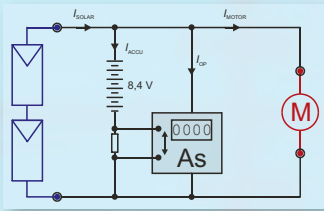
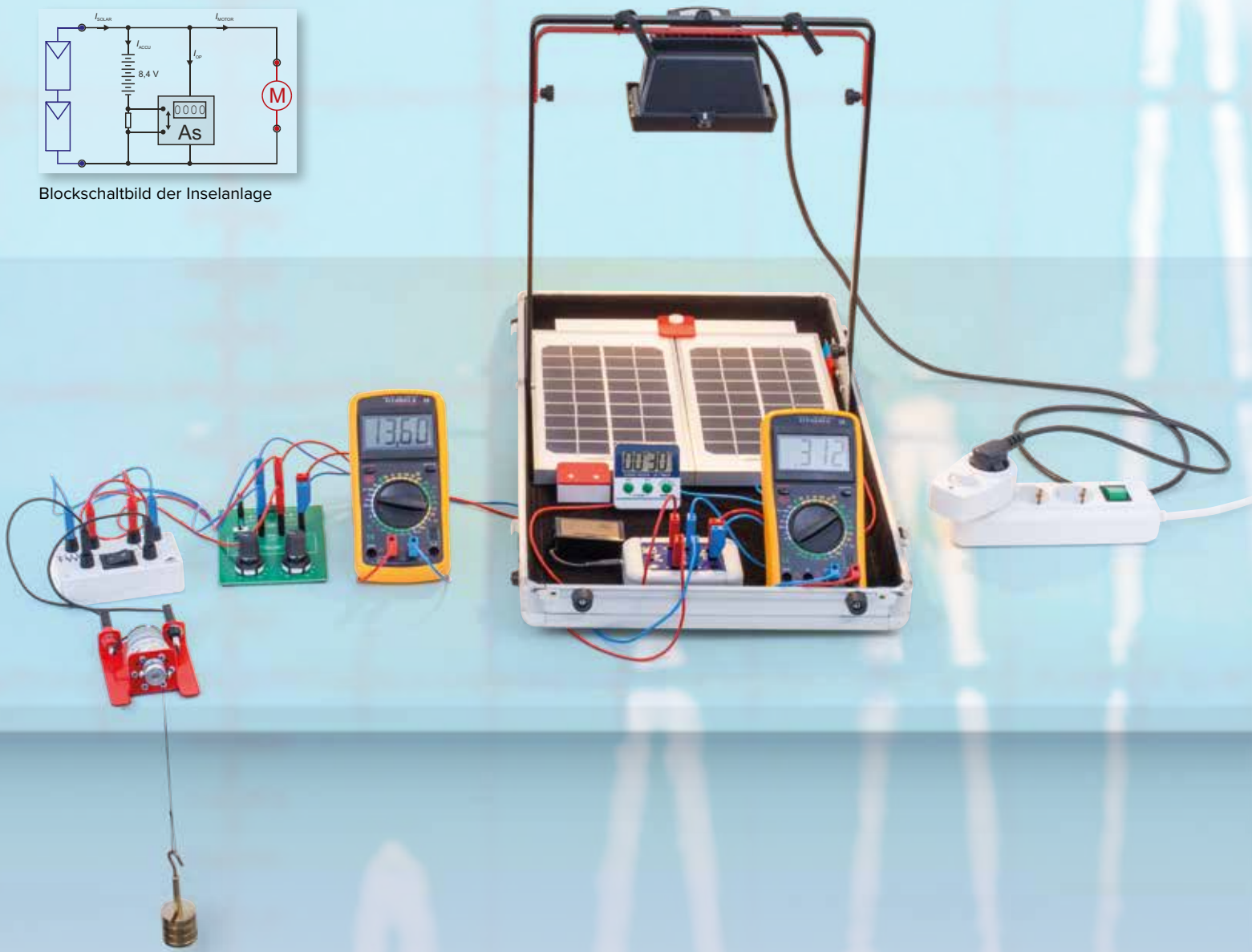


Abb. 3: Kennlinien des Akkumulators, gemessen bei verschiedenen Beleuchtungsstärken. Je nach Ladezustand des Akkumulators verschieben sich diese Kennlinien auf der y-Achse nach oben oder unten.



Blockschaltbild der Inselanlage



Photovoltaikanlagen (UE8020250):

Untersuchung einer Inselanlage zur Erzeugung und Speicherung elektrischer Energie

Inselanlagen sind Stromversorgungsanlagen ohne Anschluss an ein öffentliches Stromnetz und umfassen die Erzeugung und Speicherung elektrischer Energie. Häufig werden Photovoltaikmodule zur Energieerzeugung und Akkumulatoren zur Energiespeicherung eingesetzt. Um eine solche Inselanlage nachzuvollziehen, werden im Experiment zwei Photovoltaikmodule zur Aufladung eines Nickel-Metallhydrid-Akkumulators eingesetzt. Ein Gleichstrommotor als angeschlossener Verbraucher entlädt den Akkumulator, während ein elektronischer Ladungszähler die auf- oder abfließende Ladung misst. Durch eine Reihenschaltung zweier Module wird ein zuverlässiges Laden des Akkumulators auch bei geringeren Beleuchtungsstärken erreicht, da die Leerlaufspannung deutlich über der Akkumulatorspannung liegt.