minærva

PL 4

SKRIPT

Wellenoptik

Erklärskript

Die Aufgaben 62–99 zu diesem Skript stehen im Aufgabenskript, die Lösungen im Lösungsskript. Verweise auf Aufgaben sind Links.

Physik-LK – Abitur 2027

Pirmin Gohn

Nutzungshinweis: Dieses Skript darf nur im Rahmen des Unterrichts und der Abiturvorbereitung verwendet werden; insbesondere ist die eigenständige Weitergabe untersagt.

Skriptreihe PL · Physik-Leistungsfach zum Abitur 2027

Lernen mit minærva

Dieses Skript ist ein Teil von minærva. Alles gehört zusammen: Jedes Thema führt von der Erklärung zum Üben, zum Ausprobieren und ins große Bild.

minaerva.de

Skripte Verstehen
Der Stoff zum Nachlesen: Erklärungen, Herleitungen, Beispiele und typische Fehler.
minaerva.de

noctua Üben
Fragen und Aufgaben zu jedem Abschnitt, Formeltraining und Aufgaben im Stil des Abiturs, mit sofortiger Rückmeldung.
noctua.minaerva.de

fabrica Ausprobieren
Versuche und Anschauungen zum Selbermessen und Anfassen, ohne Konto, auch auf dem iPad.
fabrica.minaerva.de

tela Vernetzen
Das Wissensnetz: worauf ein Thema aufbaut und wohin es führt.
tela.minaerva.de

So greifen die Skripte ineinander

Erklärskripte	Physik PL1–PL5, das Lernskript PL-Σ und Mathe ML1–ML3 enthalten den Stoff, aber keine Aufgaben.
Aufgabenskripte	Je Fach eines mit den Übungsaufgaben. Die Erklärskripte verweisen darauf; jede Aufgaben-, Abbildungs- und Tabellennummer gibt es je Fach nur einmal.
Abi-ähnlich	Je Fach eine Sammlung mit Aufgaben, wie sie im Abitur vorkommen könnten.
Lösungsskripte	Zu den Aufgabenskripten und zu den Abi-ähnlichen Aufgaben, jeweils je Fach.
Kompakt	Formeln und Abbildungen zum schnellen Wiederholen: PL-K für Physik, ML-K für Mathe, dazu die Formelsammlung.

Am Ende vieler Abschnitte stehen Links zur passenden Übung, zum Versuch und ins Wissensnetz. In der PDF-Datei lassen sie sich direkt antippen.

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis 4
Was ist abiturrelevant? 6
1 Grundlagen: Vom Strahl zur Welle 8
1.1 Wann reicht das Strahlenmodell nicht mehr aus? Abi 8
1.2 Licht als elektromagnetische Welle Abi 8
1.3 Wie misst man die Lichtgeschwindigkeit? Abi 9
1.4 Experiment: Der Laserabstandsmesser im Wasser Abi 9
1.5 Das Huygenssche Prinzip Abi 10
1.6 Reflexion und Brechung im Wellenbild Abi 11
1.7 Gangunterschied und Kohärenz Abi 12
1.8 Ein Blick zurück: Wie sich unser Lichtmodell entwickelt hat Abi 13
2 Doppelspalt 14
2.1 Versuchsaufbau und Gangunterschied Abi 14
2.2 Der Streifenabstand Abi 15
2.3 Intensitätsverteilung und weißes Licht Abi 16
3 Einzelspalt 17
3.1 Warum beugt schon ein einzelner Spalt? Abi 17
3.2 Herleitung der Minima: paarweise Auslöschung Abi 17
3.3 Die Intensitätsverteilung Abi teilweise 18
3.4 Ideale und reale Spalte Abi 20
3.5 Experiment: Die Haardicke im Laserlicht Abi 21
4 Mehrfachspalt 22
4.1 Von zwei zu vielen Spalten Abi 22
4.2 Das Zeigerdiagramm Zusatz · nicht Abi 22
4.3 Nebenminima und die Breite der Hauptmaxima Zusatz · nicht Abi 23
5 Gitter 24
5.1 Der Grenzfall sehr vieler Spalte Abi 24
5.2 Überlappende Spektren Abi 25
5.3 Die Einzelspalt-Einhüllende: fehlende Ordnungen Abi 26
5.4 Anwendung: Röntgenbeugung an Kristallen Zusatz · nicht Abi 27
6 Polarisation 29
6.1 Transversalität als Voraussetzung Abi 29
6.2 Polarisationsfilter und das Malussche Gesetz Abi teilweise 29
6.3 Anwendungen im Alltag Zusatz · nicht Abi 31
7 Interferometrie 33
7.1 Aufbau des Michelson-Interferometers IQB-Pool 33
7.2 Wie das Streifenbild entsteht IQB-Pool 33
7.3 Wandernde Streifen: Längen messen IQB-Pool 34
8 Interferenz an dünnen Schichten 35
8.1 Warum schillern Seifenblasen? Abi teilweise 35
8.2 Der Phasensprung bei Reflexion Abi teilweise 35
8.3 Technische Anwendung: Entspiegelung Abi teilweise 37
8.4 Newtonsche Ringe Zusatz · nicht Abi 37

Symbolverzeichnis

Symbol	Bedeutung	Einheit	Typischer Bereich / Hinweis
λ	Wellenlänge	m (meist nm)	sichtbares Licht: 380–780 nm
λ_{Medium}	Wellenlänge im Medium der Brechzahl n	m	gleich $\frac{\lambda}{n}$
f	Frequenz	Hz	–
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Konstante: $2{,}998 \cdot 10^8\ \frac{\text{m}}{\text{s}}$
n, n_1, n_2, n_3, n_{Glas}	Brechzahl (Brechungsindex) eines Mediums	–	Luft ≈ 1,00, Wasser ≈ 1,33, Glas ≈ 1,5
d	Spaltabstand (Doppel-/Mehrfachspalt/ Gitter), Schichtdicke (dünne Schichten) **oder** Netzebenenabstand (Röntgenbeugung) – aus dem Kapitel ersichtlich. **Achtung:** In der IQB-Formelsammlung heißt der Spaltmittenabstand g, und d ist dort die Breite des Einzelspalts.	m	Spaltabstand 0,1–0,5 mm; Schichtdicke 100–1000 nm; Netzebenenabstand ≈ 0,1–0,3 nm
g	Gitterkonstante (= Spaltabstand d beim Gitter)	m	≈ 1–3 µm (≈ 300–1000 Linien pro mm)
b	Spaltbreite (auch: Dicke eines Haares beim Beugungsexperiment); in der Formelsammlung d	m	0,02–0,2 mm; Haar ≈ 50–100 µm
N	Anzahl der Spalte – beim Einzelspalt: Anzahl der gedachten Streifen, in die der Spalt zerlegt wird	–	Mehrfachspalt 3–10; Gitter mehrere Hundert bis Tausend
L	Abstand Spalt/Gitter – Schirm	m	1–5 m im Schulversuch
α	Beugungs-/Ablenkwinkel zur optischen Achse	° oder rad	–
α_m	Winkel des m-ten Maximums bzw. Minimums	° oder rad	–
α_{g}	Grenzwinkel der Totalreflexion	°	Wasser/Luft ≈ 48,8°
x_m	Abstand des m-ten Maximums/Minimums von der Bildmitte auf dem Schirm	m (meist mm)	–
Δx	Streifenabstand: Abstand zweier benachbarter Maxima (bzw. Minima) auf dem Schirm	m (meist mm)	Doppelspalt: $\Delta x = \frac{\lambda L}{d}$
Δs	Gangunterschied	m	–
m	Ordnung/Laufindex (ganzzahlig)	–	$m = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$ bzw. $m = \pm 1, \pm 2, \ldots$
I, I_0	Lichtintensität bzw. Bezugsintensität	(relativ)	–
u	Größe auf der waagrechten Achse der Einzelspalt-Intensitätskurve, $u = \frac{b \sin(\alpha)}{\lambda}$	–	Minima bei $u = \pm 1, \pm 2, \ldots$
E_{res}	Resultierende Amplitude im Zeigerdiagramm	–	–
Δy	Breite eines gedachten Streifens bei der Zerlegung des Einzelspalts, $\Delta y = \frac{b}{N}$	m	–
θ	(a) alternative Bezeichnung für den Beugungswinkel in manchen Abbildungen;	° oder rad	(b) 0°–90°

Symbol	Bedeutung	Einheit	Typischer Bereich / Hinweis
	(b) Drehwinkel eines Polfilters gegen die Schwingungsebene (Malussches Gesetz); (c) Einfallswinkel zur Kristallebene bei der Braggschen Reflexion		
θ_{B}	Brewster-Winkel: Einfallswinkel, bei dem das reflektierte Licht vollständig polarisiert ist	$^\circ$	Luft/Wasser $\approx 53^\circ$; Luft/Glas $\approx 57^\circ$
r	Radius einer Huygens'schen Elementarwelle	m	–
v	Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle	$\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$	–
t	Zeit	s	–

Was ist abiturrelevant?

Dieses Skript geht an vielen Stellen über den Prüfungsstoff hinaus. Maßgeblich für das Abitur 2027 in Baden-Württemberg ist der **Bildungsplan 2016, Leistungsfach**: Abschnitt 3.6.5 (Wellenoptik), dazu die Grundlagen aus 3.6.4 (Wellen). Die Quantenphysik (3.6.6) gehört nicht in dieses Skript. Jede Abschnittsüberschrift trägt eine Marke – auch im Inhaltsverzeichnis, das so zugleich als Stoffübersicht dient:

Abi	**Prüfungsstoff.** Verstehen, erklären und rechnen können.
Abi teilweise	**Teilweise Prüfungsstoff.** Was genau dazugehört, steht in einem Hinweis direkt unter der Überschrift.
IQB-Pool	**Nicht im Bildungsplan, aber in den bundesweiten Bildungsstandards.** Kann über eine Aufgabe aus dem gemeinsamen Aufgabenpool der Länder im Abitur vorkommen (seit 2026 übernimmt Baden-Württemberg solche Aufgaben). Qualitativ erklären und mit den Formeln der Formelsammlung rechnen können.
Zusatz · nicht Abi	**Geht über Bildungsplan und Bildungsstandards hinaus.** Hilft beim Verstehen, wird im Abitur aber nicht vorausgesetzt.

Die graue Marke steht außerdem an einzelnen Kästen innerhalb von Abi-Abschnitten und an Aufgaben im Aufgabenskript, die über den Prüfungsstoff hinausgehen. **Aufgaben ohne Marke gehören zum Prüfungsstoff.**

Die Skriptreihe zum Abitur 2027

Fünf Skripte decken zusammen den gesamten schriftlich prüfbaren Stoff des Leistungsfachs ab. Dieses Skript ist farbig hinterlegt. Für die letzten Wochen vor der Prüfung fasst das Lernskript PL-Σ **Abiturvorbereitung** alles in Kurzform zusammen (rechte Spalte: Kapitel dort); seine Formelübersicht gibt es auch als eigene Formelsammlung. Ganz zum Schluss: das Kompaktskript PL-K mit allen Formeln, Abbildungen und Merkpunkten der fünf Skripte auf wenigen Seiten, ohne Erklärungen.

Nr.	Skript	Bildungsplan 3.6 …	zusätzlich IQB-Pool	im Lernskript PL-Σ
PL1	Schwingungen	3.6.3 (1)–(5), (9); Gravitationsfeld als Grundlage für den Feldvergleich in 3.6.2	Resonanz bei erzwungenen Schwingungen	3; 5.5
PL2	Wellen	3.6.4 (1)–(7)	–	4
PL3	Elektrizitätslehre	3.6.2 (elektrisches und magnetisches Feld, Elektrodynamik), 3.6.3 (6)–(8) (Schwingkreis), 3.6.4 (8), (9) (Hertzscher Dipol, Spektrum)	Coulomb'sches Gesetz, Feld einer Punktladung	5–9
PL4	Wellenoptik	3.6.5; das Licht betreffende Teile von 3.6.4 (Huygens, Brechung, Polarisation)	Interferometer, Gesetz von Malus	10
PL5	Quantenphysik	3.6.6	Koinzidenzmethode, Weltbild, Spektren und Energieniveaus, Atommodell, Potentialtopf, Laser	11

Die Denk- und Arbeitsweisen (3.6.1) ziehen sich durch alle Skripte: Modelle von Licht und Materie in 4 und 5, Naturkonstanten wie G, ε_0, μ_0, e und h in 1, 3 und 5. Das vertiefende Themengebiet (3.6.7) wird 2027 nicht schriftlich geprüft.

Was im Abitur gegeben ist

Im Abitur 2027 sind die **mathematisch-naturwissenschaftliche Formelsammlung des IQB** und der im Kurs eingeführte wissenschaftliche Taschenrechner erlaubt (Facherlass 2027, 26.1.3). Zur Optik stehen darin: Reflexions- und Brechungsgesetz, Brechzahl, Totalreflexion, die Bedingungen für Maxima und Minima am Doppelspalt, die Hauptmaxima am Gitter, die Minima (und genähert die Maxima) am Einzelspalt, die Bragg-Beziehung, das Rayleigh-Kriterium, das Gesetz von Malus $I = I_0 \cos^2(\varphi)$ und das Brewster-Gesetz.

Nicht darin stehen unter anderem die Kleinwinkelnäherung $x_m \approx \frac{m\lambda L}{d}$, der Streifenabstand, die Zahl der sichtbaren Ordnungen, die Bedingung für fehlende Ordnungen und alles zu dünnen Schichten und zum Michelson-Interferometer.

Vorsicht mit den Buchstaben: Die Formelsammlung nennt den Spaltmittenabstand (Doppelspalt und Gitter) g und die Breite eines Einzelspalts d. In diesem Skript ist d der Spaltabstand und b die Spaltbreite. Wer im Abitur die Formel für den Einzelspalt nachschlägt, muss also d als Spaltbreite lesen.

Wie man den Bildungsplan liest

In den Kompetenzbeschreibungen stehen oft Begriffe in Klammern. Steht davor **„zum Beispiel“**, sind sie nur ein mögliches Beispiel und nicht verbindlich. Begriffe in Klammern ohne Zusatz sind verbindlich, ebenso solche nach **„unter anderem“**. Dünne Schichten etwa werden nur als Beispiel genannt – deshalb ist Kapitel 8 als „Abi teilweise“ markiert.

Seit 2026 kommen außerdem Aufgaben aus dem gemeinsamen Aufgabenpool der Länder ins Abitur. Sie beruhen auf den Bildungsstandards der KMK, die auf erhöhtem Niveau zusätzlich **Interferometer** und die **lineare Polarisation** nennen. Deshalb sind das Michelson-Interferometer (Kapitel 7) und das Gesetz von Malus mit **IQB-Pool** markiert.

Die verbindlichen Kompetenzen und wo sie in diesem Skript stehen:

Bildungsplan	Die Schülerinnen und Schüler können …	Abschnitt
3.6.4 (1), (2)	Wellen mit Wellenlänge, $c = \lambda f$ und **Polarisation** beschreiben; Longitudinal- und Transversalwellen unterscheiden	1.2, 6.1, 6.2
3.6.4 (3), (7)	Beugung, Reflexion, Brechung und Interferenz beschreiben und mit dem Huygensschen Prinzip erklären	1.1, 1.5, 1.6
3.6.4 (6)	Überlagerung kohärenter Wellen mithilfe des Gangunterschieds beschreiben	1.7
3.6.5 (1)	kohärentes Licht als elektromagnetische Welle beschreiben, unter anderem die Lichtgeschwindigkeit	1.2–1.4, 1.7
3.6.5 (2)	Strahlen- und Wellenmodell vergleichen (Gültigkeitsbereich des Strahlenmodells)	1.1, 1.6
3.6.5 (3)	Interferenz an Einzelspalt, Doppelspalt und Gitter experimentell untersuchen	Kap. 2, 3, 5
3.6.5 (4)	Struktur der Interferenzmuster und der Intensitätsverteilung beschreiben, Unterschied zwischen idealen und realen Spalten mit endlicher Breite	2.3, 3.3, 3.4, 4.1, 5.1, 5.3
3.6.5 (5)	in Fernfeldnäherung berechnen: Minima beim Einzelspalt, Minima und Maxima beim Doppelspalt, Hauptmaxima beim Gitter	2.1, 2.2, 3.2, 3.5, 5.1, 5.2
3.6.5 (6)	Interferenzphänomene im Alltag physikalisch beschreiben	CD als Gitter (5.1), Kap. 8
3.6.5 (7)	die geschichtliche Entwicklung der Modellvorstellungen vom Licht beschreiben	1.8

1 Grundlagen: Vom Strahl zur Welle

1.1 Wann reicht das Strahlenmodell nicht mehr aus? Abi

In der geometrischen Optik (Strahlenmodell) breitet sich Licht auf geraden Linien aus, wird an Grenzflächen reflektiert oder gebrochen und wirft scharfe Schatten. Für die allermeisten Alltagssituationen – Spiegel, Linsen, Lochkamera – ist das eine hervorragende Näherung. Sie versagt jedoch, sobald Licht auf Hindernisse oder Öffnungen trifft, deren Größe in die Nähe der Wellenlänge λ kommt: Statt eines scharfen Schattens entstehen Streifenmuster, das Licht „biegt sich“ um Kanten – ein Phänomen, das nur mit dem **Wellenmodell** des Lichts erklärbar ist.

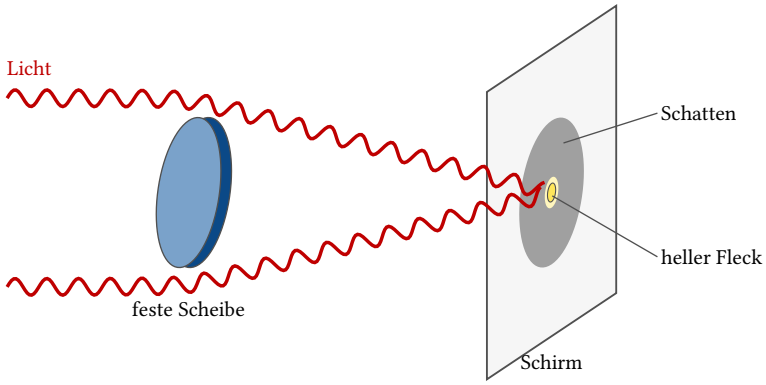


Abbildung 46: Beugung an einer festen Scheibe: Nach dem Strahlenmodell müsste der Schatten überall gleich dunkel sein. Nach dem Wellenmodell interferieren die um die Scheibe herum gebeugten Wellen im Zentrum konstruktiv – dort erscheint ein heller Fleck.

Historisches Experiment

Dieser sogenannte **Poisson-Fleck** wurde 1818 vorhergesagt – als Gegenargument gegen die Wellentheorie des Lichts, die der Physiker Augustin Fresnel gerade verteidigte. Als der Fleck tatsächlich experimentell nachgewiesen wurde, war das einer der stärksten Belege für das Wellenmodell.

Als Faustregel gilt: Beugungseffekte werden deutlich sichtbar, wenn die Öffnung/das Hindernis nicht mehr sehr viel größer ist als λ. Bei sichtbarem Licht ($\lambda \approx 400$–800 nm) braucht es dafür sehr enge Spalte – deshalb fällt uns die Wellennatur des Lichts im Alltag kaum auf, bei Schallwellen (cm- bis m-Bereich) dagegen ständig (Schall „biegt“ mühelos um Zimmerecken).

Ausprobieren: **Strahlen, Wellen, Photonen: Modelle des Lichts** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Geometrische Optik** ↗ · **Welle-Teilchen-Dualismus & de Broglie** ↗

1.2 Licht als elektromagnetische Welle Abi

Merksatz

Licht ist eine **elektromagnetische Transversalwelle**: Elektrisches und magnetisches Feld schwingen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und senkrecht zueinander. Im Vakuum breitet sich Licht mit der Lichtgeschwindigkeit

$$c = 299792458\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} \approx 3{,}00 \cdot 10^8\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$$

aus. In einem Medium mit Brechzahl $n > 1$ ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit auf $\frac{c}{n}$ verringert, die Frequenz f bleibt dabei erhalten – die Wellenlänge verkürzt sich entsprechend auf $\lambda_{\text{Medium}} = \frac{\lambda}{n}$.

Für die Wellenoptik in diesem Skript genügt zunächst dieses Bild: Licht als fortlaufende, periodische Auslenkung, beschrieben durch Amplitude, Wellenlänge λ und Frequenz f – ganz analog zu den mechanischen Wellen aus Skript PL2. Woher die elektromagnetischen Wellen kommen (Hertzscher Dipol) und wie das elektromagnetische Spektrum aussieht, steht am Ende von Skript PL3. Die **Teilchennatur** des Lichts (Photonen) folgt in Skript PL5.

Ausprobieren: **Lichtgeschwindigkeit: Laserabstandsmesser im Wasser** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Geometrische Optik** ↗

1.3 Wie misst man die Lichtgeschwindigkeit? Abi

Dass Licht sich überhaupt mit einer **endlichen** Geschwindigkeit ausbreitet, war lange keineswegs klar – erst recht nicht, wie man einen Wert von $3 \cdot 10^8 \ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$ im Labor messen soll, wenn Licht eine Strecke von 30 cm in nur einer Nanosekunde durchquert.

Historische Messmethoden

- **Ole Rømer** (1676) bemerkte, dass die beobachteten Verfinsterungszeiten des Jupitermonds Io systematisch davon abhängen, ob sich die Erde gerade auf Jupiter zu- oder von ihm wegbewegt – ein Effekt der Lichtlaufzeit über die sich ändernde Distanz. Daraus schätzte er als Erster überhaupt eine (noch grobe) endliche Lichtgeschwindigkeit ab.
- **Armand Fizeau** (1849) schickte einen Lichtstrahl durch die Lücke eines schnell rotierenden Zahnrads über eine bekannte Strecke (mehrere km) zu einem Spiegel und zurück. Dreht sich das Rad genau so schnell, dass der zurückkehrende Strahl von einem **Zahn** blockiert wird statt durch die nächste Lücke zu passen, lässt sich aus Drehzahl, Zähnezahl und Streckenlänge c berechnen.
- **Léon Foucault** (1850) verbesserte das Prinzip mit einem schnell rotierenden Spiegel statt eines Zahnrads – und konnte damit als Erster auch die Lichtgeschwindigkeit **in Wasser** direkt messen. Das Ergebnis (Licht ist in Wasser langsamer als in Luft) widersprach der Newtonschen Teilchentheorie, die das Gegenteil vorhersagte, und war ein entscheidender Beleg für das Wellenmodell (vgl. 1.8).

Heute ist c so präzise bekannt, dass seit 1983 umgekehrt der Meter über die Lichtgeschwindigkeit **definiert** wird (c ist also per Definition exakt $299792458 \ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$, keine Messgröße mehr). Im Unterricht lässt sich c dennoch selbst bestimmen, etwa durch direkte **Lichtlaufzeitmessung** (kurzer Lichtpuls, bekannte Streckenlänge, sehr schnelle Detektoren und ein Oszilloskop – dasselbe Prinzip wie bei Radar oder Lidar) oder mit stehenden Mikrowellen: Eine Mikrowelle bekannter Frequenz f wird auf eine Reflektorplatte gestrahlt; einlaufende und reflektierte Welle überlagern sich zu einer stehenden Welle mit Knoten im Abstand $\frac{\lambda}{2}$, den man mit einer Sonde abtasten kann. Aus gemessenem λ und bekanntem f folgt

$$c = \lambda \cdot f$$

Zur Vertiefung: **Aufgabe 68** (Lichtgeschwindigkeit mit stehenden Mikrowellen, im Aufgabenskript).

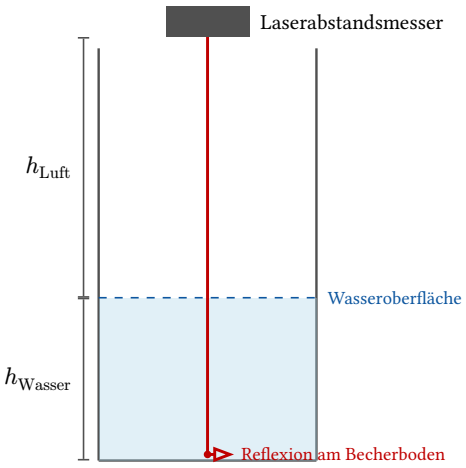
Ausprobieren: **Lichtgeschwindigkeit: Laserabstandsmesser im Wasser** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Geometrische Optik** ↗

1.4 Experiment: Der Laserabstandsmesser im Wasser Abi

Ein handelsüblicher **Laserabstandsmesser** (wie er z. B. auf dem Bau verwendet wird) bestimmt Entfernungen im Prinzip genauso wie Radar oder Lidar: Er sendet einen Lichtimpuls aus, misst die Laufzeit Δt bis der am Zielobjekt reflektierte Impuls zurückkommt, und rechnet daraus die Entfernung aus – wobei das Gerät **immer** die Lichtgeschwindigkeit in Luft, c, zugrunde legt.

Versuchsidee

Der Laserabstandsmesser wird senkrecht über einen durchsichtigen, mit Wasser gefüllten Becher gehalten und misst durch die Luft, dann durch das Wasser bis zum Becherboden. Verglichen mit der tatsächlichen (z. B. mit einem Lineal gemessenen) Höhe zeigt das Gerät einen deutlich **zu großen** Wert an. Dieser Versuch wird im Unterricht live vorgeführt.



Legt das Gerät die Strecke h_{Luft} durch Luft (Geschwindigkeit $\approx c$) und die Strecke h_{Wasser} durch Wasser (Geschwindigkeit $v = \frac{c}{n}$) zurück, beträgt die tatsächliche Laufzeit für den einfachen Weg

$$t = \frac{h_{\text{Luft}}}{c} + \frac{h_{\text{Wasser}}}{v} = \frac{h_{\text{Luft}}}{c} + n \cdot \frac{h_{\text{Wasser}}}{c}$$

Das Gerät kennt aber nur c und berechnet daraus eine **angezeigte** Strecke $d_{\text{Anzeige}} = c \cdot t$:

Merksatz

$$d_{\text{Anzeige}} = h_{\text{Luft}} + n \cdot h_{\text{Wasser}}$$

Da $n_{\text{Wasser}} \approx 1{,}33 > 1$ gilt, zeigt das Gerät stets **mehr** an, als die Strecke tatsächlich lang ist – die Differenz wächst mit der Füllhöhe:

$$d_{\text{Anzeige}} - (h_{\text{Luft}} + h_{\text{Wasser}}) = (n-1) \cdot h_{\text{Wasser}}$$

Die Formel hat dieselbe Struktur wie die optische Weglänge $n \cdot d$ aus Kapitel 8 (dünne Schichten) – auch dort „zählt" für die Lichtlaufzeit nicht die geometrische, sondern die **optische** Weglänge.

Beispiel 1

Ein Laserabstandsmesser liegt direkt auf dem Rand eines mit Wasser gefüllten Glases auf ($h_{\text{Luft}} \approx 0$). Die tatsächliche Füllhöhe beträgt $h_{\text{Wasser}} = 9{,}0$ cm. Was zeigt das Gerät an ($n_{\text{Wasser}} = 1{,}33$)?

$$d_{\text{Anzeige}} = n \cdot h_{\text{Wasser}} = 1{,}33 \cdot 9{,}0 \text{ cm} \approx 12{,}0 \text{ cm}$$

Das Gerät zeigt also fast 3 cm mehr an, als das Glas tatsächlich hoch gefüllt ist.

Da die Formel für d_{Anzeige} sowohl h_{Wasser} als auch n enthält, lässt sich der Versuch in zwei Richtungen auswerten: Ist n bekannt, lässt sich aus der (falschen) Anzeige die **tatsächliche Füllhöhe** rekonstruieren. Ist umgekehrt h_{Wasser} unabhängig bekannt (z. B. mit einem Lineal gemessen), lässt sich daraus die **Brechzahl** – und damit die Lichtgeschwindigkeit in Wasser – bestimmen: ein einfacher Baumarkt-Laser genügt, um $\frac{c}{n}$ im Klassenzimmer zu messen. Zur Vertiefung: **Aufgabe 69** (Laserabstandsmesser im Wasserglas, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 226** (in der Sammlung Abi-ähnlich).

Ausprobieren: **Lichtgeschwindigkeit: Laserabstandsmesser im Wasser** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Geometrische Optik** ↗

1.5 Das Huygenssche Prinzip Abi

Definition

Huygenssches Prinzip: Jeder Punkt einer Wellenfront kann als Ausgangspunkt einer neuen kugel- bzw. kreisförmigen **Elementarwelle** aufgefasst werden. Die neue Wellenfront zu einem späteren Zeitpunkt ergibt sich als Einhüllende (Tangentialfläche) all dieser Elementarwellen.

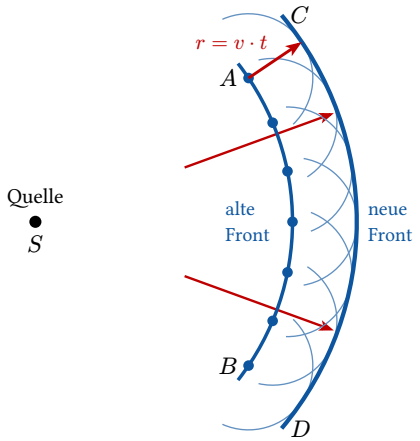


Abbildung 47: Konstruktion einer neuen Wellenfront CD aus der Wellenfront AB mithilfe des Huygensschen Prinzips: Von jedem Punkt der alten Wellenfront geht eine Elementarwelle mit Radius $r = v \cdot t$ aus.

Das Huygenssche Prinzip erklärt zwanglos, warum sich Wellen geradlinig ausbreiten (die Einhüllende vieler Elementarwellen ergibt wieder eine ebene bzw. gekrümmte Wellenfront), aber eben auch, **warum** Beugung überhaupt auftritt: Trifft eine Wellenfront auf eine schmale Öffnung, wird effektiv nur noch von den Punkten **innerhalb** der Öffnung aus eine Elementarwelle abgestrahlt – und die breitet sich kreisförmig in den „Schattenraum" hinein aus. Genau dieses Prinzip wird in den folgenden Kapiteln (Einzelspalt, Mehrfachspalt, Gitter) systematisch ausgenutzt.

Ausprobieren: **Kohärenz und Beugung am Einzelspalt** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗ · **Kohärenz & Strahlausbreitung** ↗

1.6 Reflexion und Brechung im Wellenbild Abi

Das Huygenssche Prinzip leistet mehr, als nur die Beugung zu erklären: Auch die beiden Grundgesetze der geometrischen Optik folgen unmittelbar daraus.

Trifft eine ebene Wellenfront **schräg** auf eine spiegelnde Grenzfläche, so erreicht ihr eines Ende die Fläche früher als das andere. Von dort startet sofort eine Elementarwelle, während das andere Ende noch unterwegs ist. Die Einhüllende all dieser Elementarwellen ist wieder eine ebene Wellenfront – sie läuft unter demselben Winkel zurück, den die einfallende Front hatte: das **Reflexionsgesetz** $\alpha_1 = \alpha_{1'}$.

Beim Übergang in ein anderes Medium kommt ein zweiter Effekt hinzu: Dort ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit $v = \frac{c}{n}$ eine andere, die Elementarwellen wachsen also in derselben Zeit unterschiedlich weit. Im optisch dichteren Medium bleiben sie kleiner, die Einhüllende wird dadurch gekippt – die Welle wird zum Lot hin gebrochen.

Merksatz

Brechungsgesetz (Snellius): Läuft Licht von einem Medium der Brechzahl n_1 in eines der Brechzahl n_2, so gilt zwischen Einfallswinkel α_1 und Brechungswinkel α_2 (beide zum Lot gemessen)

$$\frac{\sin(\alpha_1)}{\sin(\alpha_2)} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad \text{bzw.} \quad n_1 \sin(\alpha_1) = n_2 \sin(\alpha_2)$$

Ursache des Knicks ist allein die geänderte **Geschwindigkeit**. Die Frequenz f dagegen wird von der Grenzfläche unverändert weitergegeben (sie schwingt ja im Takt der einfallenden Welle mit), also muss sich wegen $v = \lambda f$ die Wellenlänge ändern:

$$\lambda_{\text{Medium}} = \frac{\lambda}{n}$$

Die im ganzen Skript benutzte Beziehung $\lambda_{\text{Medium}} = \frac{\lambda}{n}$ ist damit keine Zusatzannahme, sondern eine direkte Folge des Wellenbildes. Sie ist der Grund, warum ein Beugungsmuster feiner wird, sobald der Aufbau unter Wasser steht, und warum bei den dünnen Schichten (Kapitel 8) die **optische** Weglänge $n \cdot d$ zählt statt der geometrischen.

Merksatz

Zusatz · nicht Abi

Totalreflexion: Läuft Licht in das optisch **dünnere** Medium ($n_1 > n_2$), wird es vom Lot weg gebrochen. Ab dem **Grenzwinkel** α_g mit

$$\sin(\alpha_g) = \frac{n_2}{n_1}$$

gäbe es rechnerisch $\sin(\alpha_2) > 1$ – es gibt dann keinen gebrochenen Strahl mehr, das Licht wird vollständig zurückgeworfen. Darauf beruhen Lichtwellenleiter (Glasfaser), die Prismenumlenkung im Fernglas und der Spiegeleffekt einer Wasseroberfläche von unten betrachtet.

Beispiel 2

Licht der Wellenlänge $\lambda = 589$ nm (Natriumlampe) trifft aus Luft unter $\alpha_1 = 40°$ auf eine Glasoberfläche ($n_{\text{Glas}} = 1{,}50$). Unter welchem Winkel läuft es im Glas weiter, und wie groß ist dort seine Wellenlänge?

$$\sin(\alpha_2) = \frac{n_1 \sin(\alpha_1)}{n_2} = \frac{1{,}00 \cdot \sin(40°)}{1{,}50} \approx 0{,}4285 \quad \Rightarrow \quad \alpha_2 \approx 25{,}4°$$

$$\lambda_{\text{Glas}} = \frac{\lambda}{n} = \frac{589\ \text{nm}}{1{,}50} \approx 393\ \text{nm}$$

Die wahrgenommene **Farbe** ändert sich dabei nicht – das Auge reagiert auf die Frequenz, und die bleibt beim Übergang erhalten.

Dispersion: warum das Prisma Farben zeigt

Die Brechzahl n ist keine reine Materialkonstante, sondern hängt schwach von der Wellenlänge ab – man nennt das **Dispersion**. Bei gewöhnlichem Glas ist n für blaues Licht etwas größer als für rotes (z. B. Kronglas: $n \approx 1{,}53$ bei 400 nm, $n \approx 1{,}51$ bei 700 nm). Blau wird deshalb stärker abgelenkt als Rot, und weißes Licht fächert sich beim Durchgang durch ein Prisma zum Spektrum auf.

Das ist ein **anderer** Mechanismus als die Farbaufspaltung am Gitter (Kapitel 5), auch wenn das Ergebnis ähnlich aussieht: Am Prisma sortiert die wellenlängenabhängige **Brechzahl** die Farben, am Gitter die wellenlängenabhängige **Interferenzbedingung**. Ein verlässliches Erkennungsmerkmal ist die Reihenfolge – am Prisma wird Blau am stärksten abgelenkt, am Gitter Rot. Auch der Regenbogen ist ein Dispersionseffekt: An jedem Regentropfen wird das Sonnenlicht gebrochen, innen totalreflektiert und beim Austritt erneut gebrochen und dabei in Farben zerlegt.

Zur Vertiefung: **Aufgabe 65** (Brechung und Wellenlänge im Medium, im Aufgabenskript), **Aufgabe 66** (Grenzwinkel und Lichtleiter, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 67** (Prisma oder Gitter?, im Aufgabenskript).

Typischer Fehler

Falsch: Im Wasser hat das Laserlicht eine andere Frequenz und damit eine andere Farbe.
Richtig: f bleibt gleich; Ausbreitungsgeschwindigkeit und Wellenlänge sinken auf $\frac{c}{n}$ bzw. $\frac{\lambda}{n}$.

Die Farbe, die das Auge wahrnimmt, hängt an der Frequenz. Ein Taucher sieht den roten Laser deshalb weiterhin rot.

Ausprobieren: **Brechung und Prisma ↗** · **lucæ ↗** Üben: **noctua ↗** Einordnen: **Geometrische Optik ↗**

1.7 Gangunterschied und Kohärenz Abi

Treffen an einem Punkt zwei (oder mehr) Wellen gleicher Wellenlänge zusammen, entscheidet ihr **Gangunterschied** Δs – die Differenz der von den Wellen zurückgelegten Weglängen –, ob sie sich verstärken oder auslöschen:

Merksatz

$$\Delta s = m \cdot \lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots) \quad \Longrightarrow \text{konstruktive Interferenz (Maximum)}$$

$$\Delta s = \left(m + \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots) \quad \Longrightarrow \text{destruktive Interferenz (Minimum)}$$

Damit überhaupt ein **stabiles**, zeitlich unveränderliches Interferenzmuster entsteht, müssen die überlagerten Wellen **kohärent** sein: gleiche Wellenlänge und eine über die Zeit feste Phasenbeziehung zueinander. Bei zwei unabhängigen, gewöhnlichen Lichtquellen (z. B. zwei Glühlampen) ändert sich die Phasenlage millionenfach pro Sekunde völlig unregelmäßig – ein Interferenzmuster verschmiert im zeitlichen Mittel zu gleichmäßiger Helligkeit. Deshalb wird kohärentes Licht in der Praxis entweder durch einen **Laser** erzeugt oder dadurch, dass man eine einzelne Wellenfront künstlich in zwei (oder mehr) Teilwellen aufspaltet, die zwangsläufig dieselbe Phasenbeziehung besitzen – genau das Prinzip von Doppel- und Mehrfachspalt.

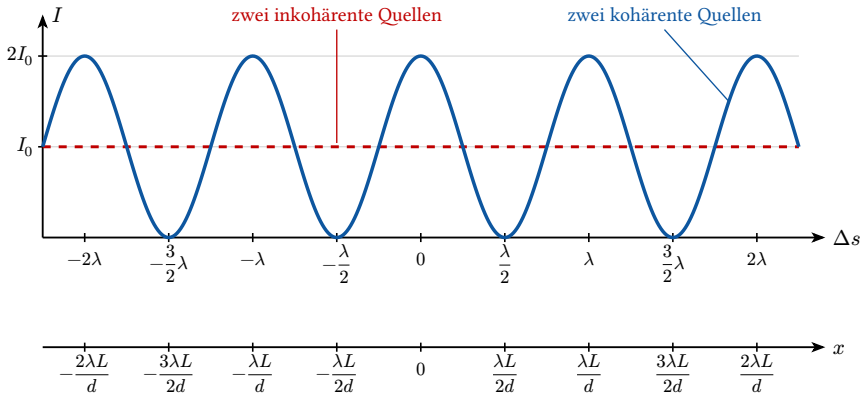


Abbildung 48: Zwei inkohärente Quellen erzeugen im zeitlichen Mittel eine konstante Intensität I_0 (gestrichelt); zwei kohärente Quellen erzeugen ein ortsfestes Interferenzmuster mit ausgeprägten Maxima und Minima.

Typischer Fehler

Falsch: Minimum bei $\Delta s = k \cdot \frac{\lambda}{2}$.

Richtig: Minimum nur bei **ungeradzahligen** Vielfachen von $\frac{\lambda}{2}$: $\Delta s = (2k+1) \cdot \frac{\lambda}{2}$. Gerade Vielfache von $\frac{\lambda}{2}$ sind ganze Wellenlängen und geben Maxima.

Ausprobieren: **Kohärenz und Beugung am Einzelspalt** ↗ · **Laser-Speckle** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Kohärenz & Strahlausbreitung** ↗ · **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗

1.8 Ein Blick zurück: Wie sich unser Lichtmodell entwickelt hat Abi

Die Frage „Was ist Licht?“ beschäftigt die Physik seit Jahrhunderten – die Antwort hat sich mehrfach gewandelt:

- **Isaac Newton** (ca. 1670): Licht besteht aus kleinen Teilchen („Korpuskeln“), die sich geradlinig bewegen – erklärt Reflexion und (mit Zusatzannahmen) auch Brechung, nicht aber Beugung oder Interferenz.
- **Christiaan Huygens** (1678): Licht ist eine Welle in einem hypothetischen Medium, dem „Äther“. Das Huygenssche Prinzip erklärt Reflexion, Brechung **und** Beugung – setzte sich zunächst wegen Newtons Autorität aber kaum durch.
- **Thomas Young** (1801) und **Augustin Fresnel** (ca. 1815): Das Doppelspaltexperiment (Kapitel 2) und der Nachweis des Poisson-Flecks liefern überzeugende experimentelle Belege für die Wellennatur des Lichts.
- **James Clerk Maxwell** (1865): Licht ist eine elektromagnetische Welle – ein Spezialfall der von Maxwell theoretisch hergeleiteten elektromagnetischen Wellen, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum exakt der (schon vorher gemessenen) Lichtgeschwindigkeit entspricht.
- **Albert Einstein** (1905): Beim photoelektrischen Effekt zeigt Licht wieder Teilchencharakter (Photonen) – die moderne Quantenphysik vereint Wellen- und Teilchenbild. Dieser letzte Schritt ist nicht Gegenstand dieses Skripts.

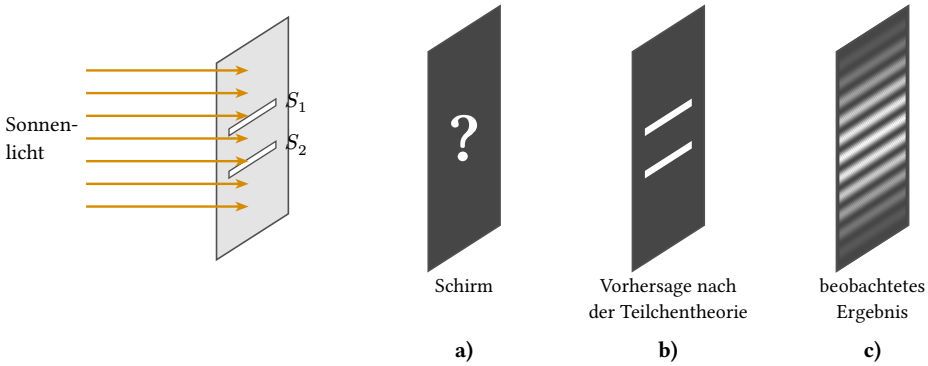


Abbildung 49: Youngs Doppelspaltexperiment: Nach der (damals vorherrschenden) Teilchentheorie wären zwei scharfe helle Streifen zu erwarten (b) – tatsächlich beobachtete Young ein Streifenmuster aus vielen hellen und dunklen Linien (c), wie es nur eine Welle erzeugen kann.

Zur Vertiefung: **Aufgabe 62** (Strahlen- oder Wellenmodell?, im Aufgabenskript), **Aufgabe 63** (Kohärenz, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 64** (Gangunterschied und Interferenzbedingung, im Aufgabenskript).

Ausprobieren: **Strahlen, Wellen, Photonen: Modelle des Lichts** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Geometrische Optik** ↗ · **Welle-Teilchen-Dualismus & de Broglie** ↗

2 Doppelspalt

2.1 Versuchsaufbau und Gangunterschied Abi

Versuchsidee

Ein Laser beleuchtet einen Doppelspalt mit Spaltmittenabstand d. Nach dem Huygensschen Prinzip geht von jedem der beiden Spalte eine kreisförmige Elementarwelle aus; diese beiden Wellen überlagern sich im gesamten Raum dahinter. Auf einem Schirm im Abstand L entsteht dadurch ein Muster aus äquidistanten hellen und dunklen Streifen – das **Doppelspaltmuster**. Dieser Versuch wird im Unterricht live mit rotem Laserlicht durchgeführt.

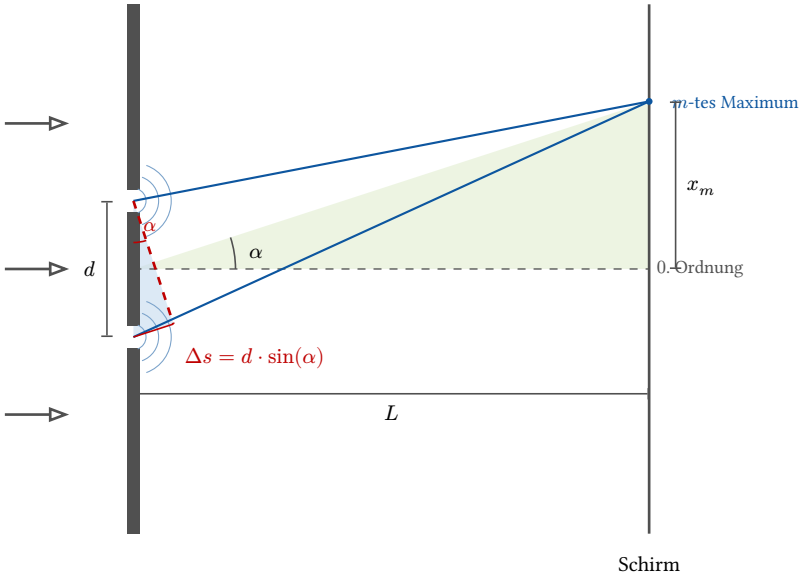


Abbildung 50: Geometrie am Doppelspalt: Die Blende (dunkler Balken) ist bis auf zwei Öffnungen im Abstand d undurchlässig; aus jeder Öffnung läuft eine Huygens'sche Elementarwelle (blaue Bögen) nach rechts. Hellblau eingefärbt das kleine Gangunterschied-Dreieck am Spalt, grün das große Fernfeld-Dreieck mit $\tan(\alpha) \approx \frac{x_m}{L}$ – in beiden tritt derselbe Winkel α auf. Nicht maßstabsgetreu: In Wirklichkeit ist L einige Meter, d ein Bruchteil eines Millimeters, die Teilstrahlen also praktisch parallel.

Für einen Punkt auf dem Schirm unter dem Winkel α zur optischen Achse legt der Teilstrahl vom unteren Spalt einen um $\Delta s = d \cdot \sin(\alpha)$ längeren Weg zurück als der vom oberen Spalt (Konstruktion siehe Abbildung oben, rechtwinkliges Dreieck am Spalt). Mit der allgemeinen Interferenzbedingung aus Kapitel 1 folgt direkt die Lage der Maxima und Minima:

Merksatz

Für die **Maxima** (konstruktive Interferenz) m-ter Ordnung beim Doppelspalt gilt

$$\sin(\alpha_m) = \frac{m \cdot \lambda}{d}\,, \quad m = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$$

für die **Minima** (destruktive Interferenz) entsprechend

$$\sin(\alpha_m) = \frac{\left(m - \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda}{d}\,, \quad m = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots$$

Ist der Winkel α_m klein (kleiner als etwa 10°), gilt näherungsweise $\sin(\alpha_m) \approx \tan(\alpha_m) \approx \frac{x_m}{L}$, wobei x_m der Abstand des m-ten Maximums bzw. Minimums von der Bildmitte auf dem Schirm ist. Diese **Kleinwinkelnäherung** ist die eigentlich auswertbare Form – gemessen werden ja x_m, L und nicht der Winkel:

$$\frac{x_m}{L} \approx \frac{m \cdot \lambda}{d} \quad \Leftrightarrow \quad x_m \approx \frac{m \cdot \lambda \cdot L}{d} \quad \text{(Maxima)}$$

$$\frac{x_m}{L} \approx \frac{\left(m - \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda}{d} \quad \Leftrightarrow \quad x_m \approx \frac{\left(m - \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda \cdot L}{d} \quad \text{(Minima)}$$

Bemerkenswert: Die Bildmitte ($\alpha = 0$, $\Delta s = 0$) ist beim Doppelspalt **immer** ein Maximum nullter Ordnung, unabhängig von d, λ oder L – dort ist der Gangunterschied ja stets null.

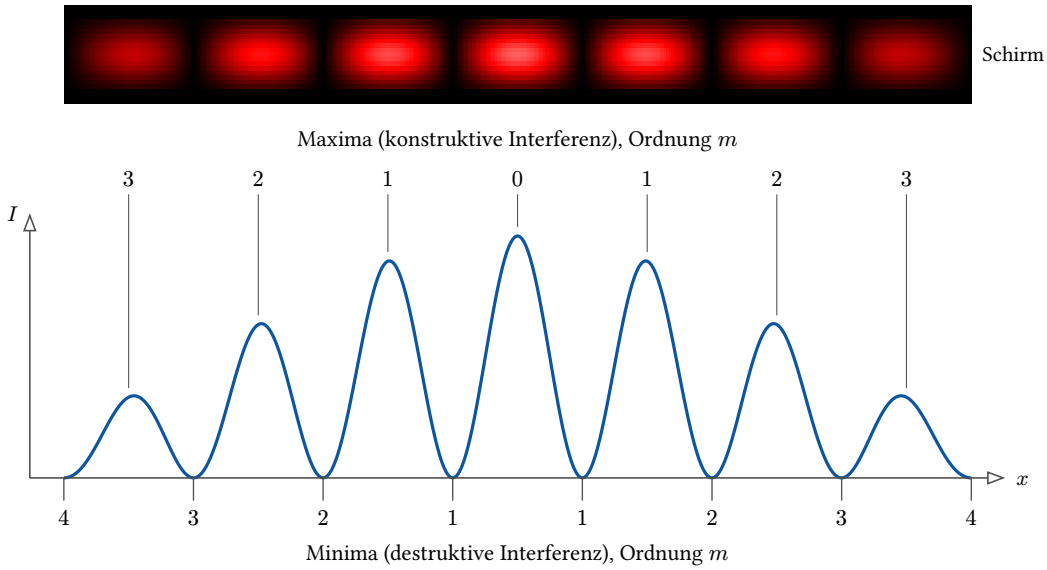


Abbildung 51: Oben: berechnetes Streifenbild eines roten Lasers auf dem Schirm, jeder helle Streifen liegt über seinem Maximum. Unten: zugehörige Lichtintensität mit den Ordnungen m nach den Formeln oben – Maxima ab $m = 0$ in der Bildmitte, Minima ab $m = 1$ für das erste dunkle Band daneben. Dass die Streifen nach außen schwächer werden, liegt an der endlichen Spaltbreite (Kapitel 3), nicht an der Doppelspaltformel.

Beispiel 3

Ein grüner Laser ($\lambda = 532$ nm) beleuchtet einen Doppelspalt mit Spaltabstand $d = 0{,}30$ mm. Der Schirm steht im Abstand $L = 2{,}50$ m. Gesucht ist der Abstand x_2 des Maximums 2. Ordnung von der Bildmitte.

Aus der Kleinwinkelnäherung folgt $x_2 = L \cdot \sin(\alpha_2) \approx L \cdot \frac{2\lambda}{d}$:

$$x_2 = 2{,}50\ \text{m} \cdot \frac{2 \cdot 532 \cdot 10^{-9}\ \text{m}}{0{,}30 \cdot 10^{-3}\ \text{m}} \approx 8{,}9\ \text{mm}$$

Ausprobieren: **Spalt, Doppelspalt und Gitter** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗ · **Gitterspektroskopie & Auflösungsvermögen** ↗

2.2 Der Streifenabstand Abi

In der Praxis misst man selten die Lage eines einzelnen Maximums aus, sondern den **Abstand benachbarter** Streifen – er lässt sich über viele Ordnungen mitteln und ist dadurch deutlich genauer zu bestimmen als eine Einzelposition:

Merksatz

Solange die Kleinwinkelnäherung gilt, liegen die Maxima auf dem Schirm **äquidistant**. Für den Streifenabstand Δx zweier benachbarter Maxima (oder ebenso zweier benachbarter Minima) gilt

$$\Delta x = x_{m+1} - x_m = \frac{\lambda \cdot L}{d}$$

Misst man über k Streifenabstände hinweg die Gesamtstrecke X, so ist $\Delta x = \frac{X}{k}$ – der Ablesefehler verteilt sich auf k Streifen und fällt entsprechend weniger ins Gewicht.

Aus dieser Beziehung lassen sich die drei Stellschrauben des Versuchs direkt ablesen: Der Streifenabstand wächst mit der Wellenlänge λ und mit dem Schirmabstand L, und er schrumpft mit wachsendem Spaltabstand d. Ein **engerer** Doppelspalt erzeugt also ein **breiteres** Muster – diese Umkehrung ist für alle Beugungserscheinungen in diesem Skript typisch und im ersten Moment gern überraschend.

Typischer Fehler

Falsch: Den Abstand der beiden Maxima 1. Ordnung (links und rechts der Mitte) als x_1 einsetzen.

Richtig: x_m ist der Abstand von der **Bildmitte**, dem Maximum 0. Ordnung. Die beiden Maxima m-ter Ordnung liegen $2x_m$ auseinander.

Genauer wird die Messung, wenn man über viele Streifenabstände misst und durch deren Anzahl teilt.

Ausprobieren: **Spalt, Doppelspalt und Gitter** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗ · **Gitterspektroskopie & Auflösungsvermögen** ↗

2.3 Intensitätsverteilung und weißes Licht Abi

Die Interferenzbedingung liefert nur die **Lage** von Maxima und Minima. Dazwischen wird es nicht schlagartig dunkel: Mit wachsendem Gangunterschied schwächen sich die beiden Teilwellen allmählich ab, bis sie sich im Minimum ganz auslöschen. Hell und Dunkel gehen deshalb weich ineinander über.

Merksatz

Beim idealisierten Doppelspalt mit punktförmig gedachten Spalten wären alle Maxima **gleich hell**. Dass reale Doppelspaltbilder nach außen hin dunkler werden, liegt an der endlichen Spaltbreite b: Jeder Spalt erzeugt für sich ein Einzelspaltbild (Kapitel 3), und dieses gibt vor, wie hell die Doppelspaltmaxima an der jeweiligen Stelle höchstens werden können.

Wird der Doppelspalt statt mit einem Laser mit **weißem** Licht beleuchtet, bekommt jede Wellenlänge ihr eigenes Streifenmuster mit eigenem Streifenabstand $\Delta x = \frac{\lambda L}{d}$; alle Muster liegen übereinander:

- In der Bildmitte ($m = 0$) ist der Gangunterschied für **jede** Farbe null – alle Maxima nullter Ordnung fallen exakt zusammen, der mittlere Streifen bleibt **weiß**.
- Ab $m \geq 1$ laufen die Farben auseinander: Blau ($\lambda \approx 450$ nm) hat den kleinsten Streifenabstand und liegt innen, Rot ($\lambda \approx 700$ nm) außen. Aus jedem Streifen wird ein kleines Spektrum – innen blau, außen rot.
- Schon ab der zweiten bis dritten Ordnung überlappen diese Spektren so stark, dass keine reinen Farben mehr erkennbar sind. Dasselbe Phänomen tritt am Gitter auf und wird dort quantitativ ausgewertet (Kapitel 5).

Beispiel 4

Derselbe Doppelspalt wie oben ($d = 0{,}30$ mm, $L = 2{,}50$ m) wird mit weißem Licht beleuchtet. Wie breit ist das Spektrum 1. Ordnung auf dem Schirm?

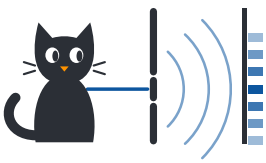
Mit $x_1 = \frac{\lambda L}{d}$ ergibt sich für die Ränder des sichtbaren Bereichs

$$x_{\text{blau}} = \frac{450 \cdot 10^{-9}\ \text{m} \cdot 2{,}50\ \text{m}}{0{,}30 \cdot 10^{-3}\ \text{m}} \approx 3{,}8\ \text{mm}\,, \quad x_{\text{rot}} = \frac{700 \cdot 10^{-9}\ \text{m} \cdot 2{,}50\ \text{m}}{0{,}30 \cdot 10^{-3}\ \text{m}} \approx 5{,}8\ \text{mm}$$

Das Spektrum 1. Ordnung ist also nur rund 2,0 mm breit. Das der 2. Ordnung reicht von 7,5 mm bis 11,7 mm, das der 3. Ordnung beginnt schon bei 11,3 mm – zweite und dritte Ordnung überlappen also bereits.

Zur Vertiefung: **Aufgabe 70** (Spaltabstand bestimmen, im Aufgabenskript), **Aufgabe 71** (Streifenabstand und Parameter, im Aufgabenskript), **Aufgabe 72** (Streifenabstand über viele Ordnungen, im Aufgabenskript), **Aufgabe 73** (Doppelspalt im weißen Licht, im Aufgabenskript), **Aufgabe 74** (Doppelspaltversuch unter Wasser, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 227** (in der Sammlung Abi-ähnlich).

Ausprobieren: **Spalt, Doppelspalt und Gitter** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗ · **Gitterspektroskopie & Auflösungsvermögen** ↗



3 Einzelspalt

3.1 Warum beugt schon ein einzelner Spalt? Abi

Bisher stand der Doppelspalt im Zentrum: zwei punktförmig gedachte Öffnungen, deren Elementarwellen miteinander interferieren. Doch auch ein **einzelner** Spalt erzeugt kein scharfes Abbild seiner eigenen Öffnung, sondern ein charakteristisches Streifenmuster mit einem breiten, hellen Zentralstreifen und beidseitig schwächer werdenden Nebenmaxima. Der Grund: Ein realer Spalt hat eine endliche Breite b, die – anders als beim idealisierten Punktspalt – selbst wieder unendlich viele Huygens'sche Elementarwellen enthält, welche **untereinander** interferieren.

Versuchsidee

Ein Laser beleuchtet einen Einzelspalt der Breite b. Auf einem Schirm im Abstand L entsteht ein Muster mit einem breiten, hellen Hauptmaximum in der Mitte und beidseitig schwächer werdenden Nebenmaxima, getrennt durch dunkle Minima. Dieser Versuch wird im Unterricht live gezeigt und mit dem Doppelspaltmuster aus Kapitel 2 verglichen.

Ausprobieren: **Kohärenz und Beugung am Einzelspalt** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗ · **Kohärenz & Strahlausbreitung** ↗

3.2 Herleitung der Minima: paarweise Auslöschung Abi

Um die Lage der **Minima** zu finden, teilt man den Spalt gedanklich in viele schmale Streifen und betrachtet Paare von Elementarwellen:

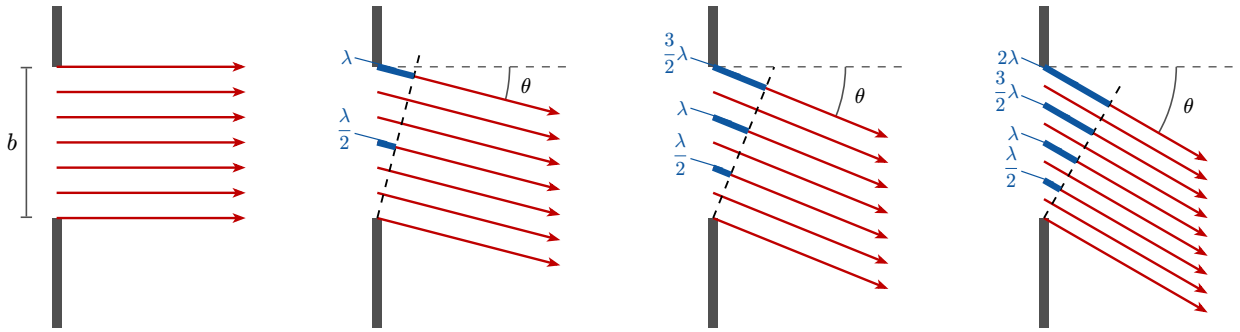


Abbildung 52: Konstruktion der Minima durch paarweise Auslöschung: Wird der Spalt in zwei Hälften gedacht, löscht jeder Strahl aus der oberen Hälfte einen Strahl aus der unteren Hälfte genau dann aus, wenn deren Gangunterschied $\frac{\lambda}{2}$ beträgt – das erste Minimum liegt bei $\sin(\theta) = \frac{\lambda}{b}$ (b). Bei $\sin(\theta) = 2\frac{\lambda}{b}$ (d) lässt sich der Spalt in vier Viertel einteilen, die sich paarweise auslöschen – ein weiteres Minimum.

Beim Winkel $\sin(\theta) = \frac{\lambda}{b}$ (Teilbild b) unterscheiden sich die Wege von oberstem und mittlerem Strahl gerade um $\frac{\lambda}{2}$: Jeder Strahl aus der oberen Spalthälfte findet einen Partnerstrahl aus der unteren Hälfte, mit dem er sich exakt auslöscht – das gesamte Licht des Spalts löscht sich gegenseitig aus. Bei $\sin(\theta) = 2\frac{\lambda}{b}$ (Teilbild d) lässt sich derselbe Trick auf **vier** Spaltviertel anwenden: wieder vollständige Auslöschung. Allgemein ergibt sich:

Merksatz

Für die **Minima** m-ter Ordnung beim Einzelspalt gilt

$$\sin(\alpha_m) = \frac{m \cdot \lambda}{b}\ , \quad m = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots$$

in Kleinwinkelnäherung ($\sin(\alpha_m) \approx \frac{x_m}{L}$) also

$$\frac{x_m}{L} \approx \frac{m \cdot \lambda}{b} \quad \Leftrightarrow \quad x_m \approx \frac{m \cdot \lambda \cdot L}{b}$$

Anders als beim Doppelspalt gibt es hier **kein** Minimum nullter Ordnung – die Bildmitte ist stets ein Maximum, da dort alle Elementarwellen ohne Gangunterschied konstruktiv interferieren. Achtung, häufige Verwechslung: Beim Einzelspalt steht in der Formel die **Spaltbreite** b, beim Doppelspalt der **Spaltabstand** d – und dieselbe Bauart von Formel liefert hier die Minima, dort die Maxima.

Diese Herleitung liefert nur die Minima. Wie hell es zwischen ihnen ist, beschreibt die Intensitätsverteilung im nächsten Abschnitt.

Typischer Fehler

Falsch: Beim Einzelspalt liefert $b \cdot \sin(\alpha) = m\lambda$ die Maxima.

Richtig: Beim Einzelspalt gibt diese Bedingung die **Minima** an ($m = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots$); in der Mitte liegt das helle Hauptmaximum. Erst beim Doppelspalt und Gitter liefert die Bedingung mit dem Spaltabstand die Maxima.

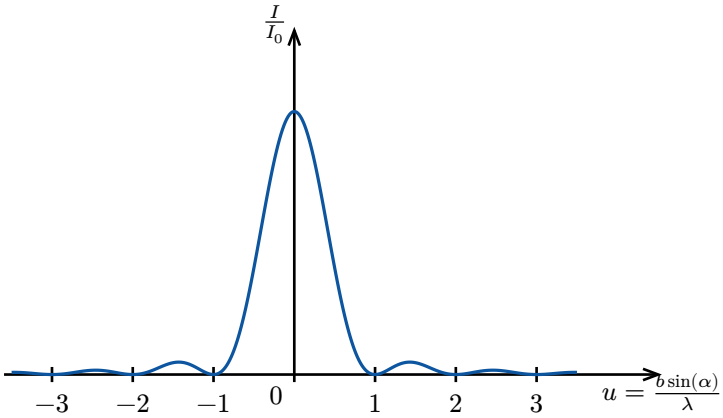
In der Formelsammlung heißt die Spaltbreite d; hier im Skript b.

Ausprobieren: **Spalt, Doppelspalt und Gitter ↗** · **Auflösungsvermögen ↗** · **Kohärenz und Beugung am Einzelspalt ↗** Üben: **noctua ↗** Einordnen: **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter ↗** · **Gitterspektroskopie & Auflösungsvermögen ↗**

3.3 Die Intensitätsverteilung Abi teilweise

Abi (BP 3.6.5 (4)): die Form der Kurve beschreiben können – breites Hauptmaximum, doppelt so breit wie die Nebenmaxima, die nach außen rasch schwächer werden; Minima bei $b\sin(\alpha_m) = m\lambda$. **Zusatz:** die Erklärung der Kurvenform mit der Zeigerkette.

Misst man hinter einem Einzelspalt die Helligkeit quer über den Schirm, ergibt sich die folgende Kurve. Aufgetragen ist sie über $u = \frac{b \cdot \sin(\alpha)}{\lambda}$, damit die Minima unabhängig von Spaltbreite und Wellenlänge bei $u = \pm 1, \pm 2, \ldots$ liegen:



Wichtige Eigenschaften dieser Kurve, die sich auch experimentell leicht nachprüfen lassen:

- Das **Hauptmaximum** bei $u = 0$ ist etwa 20-mal so hell wie das erste Nebenmaximum und doppelt so breit wie jedes einzelne Nebenmaximum – es reicht vom ersten Minimum links bis zum ersten Minimum rechts.
- Die Nebenmaxima werden mit wachsender Ordnung rasch schwächer – meist sind nur die ersten ein bis zwei Nebenmaxima überhaupt mit bloßem Auge erkennbar.

Beispiel 5

Ein Einzelspalt der Breite $b = 0{,}12$ mm wird mit rotem Laserlicht ($\lambda = 650$ nm) beleuchtet, der Schirm steht im Abstand $L = 2{,}00$ m. Gesucht ist die Breite des Hauptmaximums, also der Abstand zwischen den beiden Minima 1. Ordnung.

$$x_1 = L \cdot \sin(\alpha_1) \approx L \cdot \frac{\lambda}{b} = 2{,}00\ \text{m} \cdot \frac{650 \cdot 10^{-9}\ \text{m}}{0{,}12 \cdot 10^{-3}\ \text{m}} \approx 10{,}8\ \text{mm}$$

Die Gesamtbreite des Hauptmaximums (von $-x_1$ bis $+x_1$) beträgt somit rund 21,7 mm.

Warum hat die Kurve diese Form? Zusatz · nicht Abi

Die paarweise Auslöschung liefert nur die **Lage der Minima**. Für die ganze Kurve müssen die Beiträge **aller** Stellen des Spalts addiert werden – und zwar als Wellen, also samt ihrer Phase. Das Werkzeug dafür ist das **Zeigerdiagramm**: Jede Teilwelle wird durch einen Pfeil (Zeiger) dargestellt, dessen Länge die Amplitude und dessen Richtung die Phase angibt. Hängt man alle Zeiger der Reihe nach aneinander, so ist der Pfeil vom Anfang des ersten bis zum Ende des letzten Zeigers die Gesamtamplitude.

Dazu zerlegt man den Spalt gedanklich in N gleich breite Streifen der Breite $\Delta y = \frac{b}{N}$. Jeder Streifen sendet eine Elementarwelle mit derselben kleinen Amplitude aus; in der Bildmitte addieren sich alle ohne Gangunterschied zur vollen Amplitude.

Benachbarte Streifen haben einen kleinen Gangunterschied, ihre Zeiger sind deshalb jeweils um einen kleinen Winkel gegeneinander gedreht. Über den ganzen Spalt summiert sich diese Drehung auf: Beträgt der Gangunterschied der beiden Spalträndern $b\sin(\alpha) = \lambda$, hat sich die Kette genau einmal ganz herumgedreht.

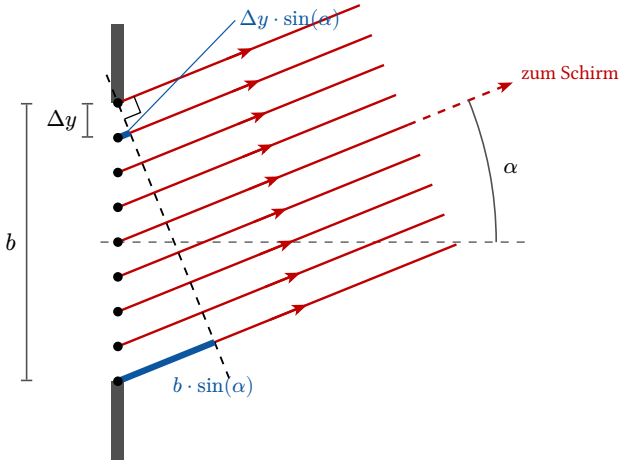


Abbildung 53: Zerlegung des Spalts in N schmale Streifen der Breite Δy. Zwei benachbarte Streifen haben den Gangunterschied $\Delta y \sin(\alpha)$, die beiden Spalträndern den Gangunterschied $b\sin(\alpha)$.

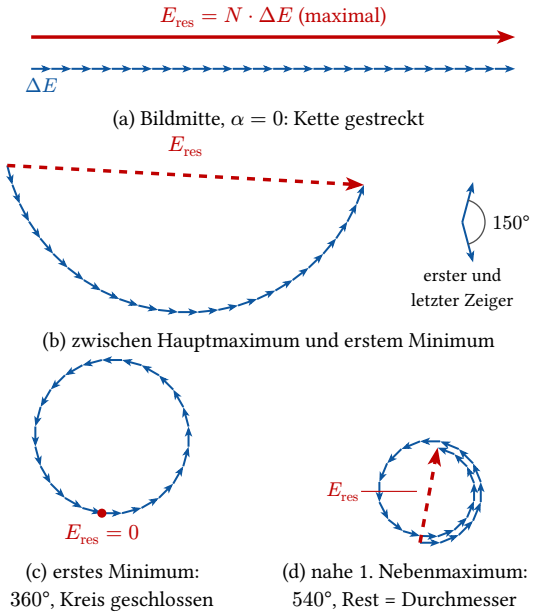


Abbildung 54: Zeigerkette für vier verschiedene Beugungswinkel. (a) In der Bildmitte ($\alpha = 0$) liegen alle Zeiger auf einer Geraden, die Kette ist maximal lang. (b) Mit wachsendem Winkel dreht sich jeder Zeiger etwas gegen seinen Vorgänger, die Kette rollt sich zu einem Bogen ein – der Pfeil vom Anfang zum Ende ist deutlich kürzer als der Bogen. (c) Nach einer vollen Umdrehung (360°) schließt sich die Kette zum Kreis: Anfang und Ende fallen zusammen – das erste Minimum. (d) Nach anderthalb Umdrehungen bleibt nur noch der kleine Kreisdurchmesser als Rest übrig – das erste Nebenmaximum.

Damit ist die gesamte Beugungsfigur erklärt: Das Hauptmaximum ist der Sonderfall der gestreckten Kette, die Minima sind die Winkel, bei denen sich die Kette zu einem geschlossenen Kreis (oder zu zwei, drei, … vollen Kreisen) aufrollt, und die Nebenmaxima liegen dazwischen, wo von der aufgerollten Kette gerade noch ein Kreisdurchmesser übrig bleibt. Weil die Kette dabei immer mehr Umdrehungen macht, wird dieser Kreis und damit jedes weitere Nebenmaximum kleiner.

Ausprobieren: **Auflösungsvermögen** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Abbildungsfehler & Auflösungsgrenze** ↗

3.4 Ideale und reale Spalte Abi

Die Herleitungen in diesem Skript gehen stillschweigend von zwei **idealisierten** Grenzfällen aus: Beim Doppelspalt (Kapitel 2) wurden die beiden Öffnungen als unendlich schmal (punktförmig) angenommen, sodass nur die Interferenz

zwischen den beiden Spalten eine Rolle spielt. In Wirklichkeit hat aber auch jeder einzelne Spalt eines Doppelspalts eine endliche Breite b – das reale Doppelspaltmuster ist deshalb eine Überlagerung aus dem (feinen) Doppelspalt-Interferenzmuster **und** der (breiten) Einzelspalt-Beugungseinhüllenden. Diese Überlagerung wird in Kapitel 5 (Gitter) genauer untersucht, wenn sie besonders auffällig wird.

Zur Vertiefung: **Aufgabe 75** (Spaltbreite bestimmen, im Aufgabenskript), **Aufgabe 76** (Intensitätsverteilung lesen, im Aufgabenskript), **Aufgabe 77** (Einzelspalt oder Doppelspalt?, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 231** (in der Sammlung Abi-ähnlich).

> Ausprobieren: **Spalt, Doppelspalt und Gitter** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗ · **Gitterspektroskopie & Auflösungsvermögen** ↗

3.5 Experiment: Die Haardicke im Laserlicht Abi

Ein besonders eindrucksvolles Experiment braucht nicht einmal einen echten Spalt: Hält man ein einzelnes Kopfhaar in einen Laserstrahl, entsteht dahinter auf einem Schirm dasselbe Streifenmuster wie beim Einzelspalt. Der Grund ist das **Babinetsche Prinzip**: Ein dünnes Hindernis (das Haar) erzeugt – abgesehen vom ungebeugten Hauptstrahl in der Mitte – das exakt gleiche Beugungsmuster wie ein Spalt derselben Breite b. Damit lässt sich mit einem gewöhnlichen Laserpointer die Dicke eines menschlichen Haares (typischerweise nur 50–100 µm) auf wenige Mikrometer genau bestimmen – eine Größe, die mit dem bloßen Auge oder einem Lineal niemals messbar wäre.

Versuchsidee

Ein Laserpointer beleuchtet ein straff gespanntes, einzelnes Haar. Auf einem mehrere Meter entfernten Schirm entsteht eine Reihe heller Punkte – genau wie beim Einzelspalt. Aus dem Abstand der Minima und der Formel $b \sin(\alpha_m) = m\lambda$ lässt sich b, also die Haardicke, berechnen. Dieser Versuch wird im Unterricht live durchgeführt.

Beispiel 6

Rotes Laserpointer-Licht ($\lambda = 650$ nm) wird durch ein Haar auf einen $L = 3{,}00$ m entfernten Schirm gebeugt. Das erste Minimum liegt im Abstand $x_1 = 27{,}9$ mm von der Mitte. Wie dick ist das Haar?

Aus der Kleinwinkelnäherung folgt $b = \frac{\lambda L}{x_1}$:

$$b = \frac{650 \cdot 10^{-9}\ \text{m} \cdot 3{,}00\ \text{m}}{27{,}9 \cdot 10^{-3}\ \text{m}} \approx 69{,}9\ \mu\text{m}$$

Das liegt genau im typischen Bereich menschlicher Kopfhaare.

Zur Vertiefung: **Aufgabe 78** (Haardicke bestimmen, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 232** (in der Sammlung Abi-ähnlich).

> Ausprobieren: **Spalt, Doppelspalt und Gitter** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗ · **Gitterspektroskopie & Auflösungsvermögen** ↗



4 Mehrfachspalt

4.1 Von zwei zu vielen Spalten Abi

Was ändert sich, wenn statt zwei Spalten N gleich weit voneinander entfernte, gleich breite Spalte beleuchtet werden? Die **Lage** der Hauptmaxima bleibt exakt gleich wie beim Doppelspalt – sie hängt nur vom Gangunterschied zwischen **benachbarten** Spalten ab, und der ist bei N äquidistanten Spalten für je zwei Nachbarn identisch:

Merksatz

Für die **Hauptmaxima** m-ter Ordnung beim Mehrfachspalt mit Spaltabstand d gilt dieselbe Bedingung wie beim Doppelspalt:

$$\sin(\alpha_m) = \frac{m \cdot \lambda}{d}\,, \quad m = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$$

und in Kleinwinkelnäherung damit auch dieselbe Lage auf dem Schirm

$$\frac{x_m}{L} \approx \frac{m \cdot \lambda}{d} \quad \Leftrightarrow \quad x_m \approx \frac{m \cdot \lambda \cdot L}{d}$$

Was sich mit wachsendem N **ändert**, ist die Form der Maxima: Sie werden mit steigender Spaltzahl zunehmend schärfer (schmaler) und heller. Um das zu verstehen, hilft dasselbe Werkzeug, das beim Einzelspalt schon die Intensitätsverteilung geliefert hat – die zeichnerische Addition der Elementarwellen als **Zeiger**.

Ausprobieren: **Spalt, Doppelspalt und Gitter** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗ · **Gitterspektroskopie & Auflösungsvermögen** ↗

4.2 Das Zeigerdiagramm Zusatz · nicht Abi

Der Ansatz ist derselbe wie in Kapitel 3, nur sind die Zeiger jetzt nicht die Beiträge gedachter Streifen eines einzelnen Spalts, sondern die Beiträge der N **wirklich vorhandenen** Spalte. Jede der N Elementarwellen, die an einem festen Schirmpunkt ankommen, lässt sich als Zeiger (Pfeil) fester Länge darstellen, dessen Richtung die Phase der Welle an diesem Punkt angibt. Der Gangunterschied zwischen benachbarten Spalten entspricht dabei einer festen Phasendifferenz zwischen benachbarten Zeigern – die **Gesamtamplitude** am Schirmpunkt ist die Länge des Summenvektors aller N Zeiger, hintereinander angeheftet („Zeigerkette“):



Abbildung 55: Bei $\alpha = 0$ (Hauptmaximum) zeigen alle Zeiger in dieselbe Richtung – die Amplituden addieren sich direkt zur maximal möglichen Summe.

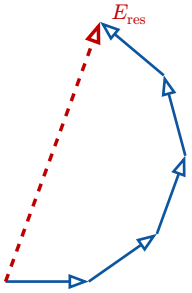


Abbildung 56: Bei einer kleinen Winkeländerung dreht sich jeder Zeiger etwas weiter als sein Vorgänger – die Zeigerkette krümmt sich, die resultierende Amplitude E_{res} (rote gestrichelte Linie) sinkt rasch.

Genau diese Empfindlichkeit erklärt, warum die Hauptmaxima mit wachsendem N schärfer werden: Bei $N = 2$ (Doppelspalt) braucht es eine relativ große Winkeländerung, bis sich die beiden Zeiger merklich gegeneinander verdrehen. Bei großem N reicht dagegen schon eine winzige Winkeländerung, damit sich die lange Zeigerkette zu einem geschlossenen oder fast geschlossenen Vieleck aufrollt und die Summe einbricht – die Maxima werden schmaler. Gleichzeitig wächst die maximale Amplitude proportional zu N (alle Zeiger addieren sich direkt), die Intensität (proportional zum Amplitudenquadrat) also mit N^2 – die Hauptmaxima werden also auch absolut heller.

4.3 Nebenminima und die Breite der Hauptmaxima Zusatz · nicht Abi

Das Zeigerbild liefert die Lage der Minima sogar ohne jede Rechnung: Die Zeigerkette summiert sich genau dann zu null, wenn sie sich zu einem **geschlossenen** regelmäßigen Vieleck zusammenrollt. Bei N Zeigern passiert das, sobald sich die Phase über die ganze Kette hinweg um ein volles Vielfaches von 360° herumgedreht hat – also bei einer Phasendifferenz von $\frac{360°}{N}$ zwischen benachbarten Zeigern und deren Vielfachen.

Merksatz

Zwischen zwei benachbarten Hauptmaxima liegen beim Mehrfachspalt mit N Spalten

$$N-1 \quad \text{Nebenminima} \quad \text{bei} \quad \Delta s = \frac{k}{N} \cdot \lambda\ , \quad k = 1,\ 2,\ ...,\ N-1$$

und dazwischen $N-2$ deutlich schwächere **Nebenmaxima** (die Zeigerkette rollt sich dort zu einer kleinen Schleife zusammen, statt sich exakt zu schließen). In Kleinwinkelnäherung liegen die Nebenminima bei $x = L \cdot \frac{\Delta s}{d}$.

Der Abstand vom Hauptmaximum bis zum benachbarten Nebenminimum beträgt damit genau $\frac{1}{N}$ des Abstands zweier Hauptmaxima – die volle Breite eines Hauptmaximums (von Nebenminimum zu Nebenminimum) also $\frac{2}{N}$ davon. Sie schrumpft mit $\frac{1}{N}$, während die Intensität im Maximum mit N^2 wächst.

Für $N = 2$ (Doppelspalt) ergibt das ein Nebenminimum und null Nebenmaxima – genau das bekannte, glatte Doppelspaltmuster. Ab $N = 5$ oder 6 sind die Nebenmaxima schon kaum noch zu erkennen, weil ihre Intensität gegenüber den Hauptmaxima rasch abfällt.

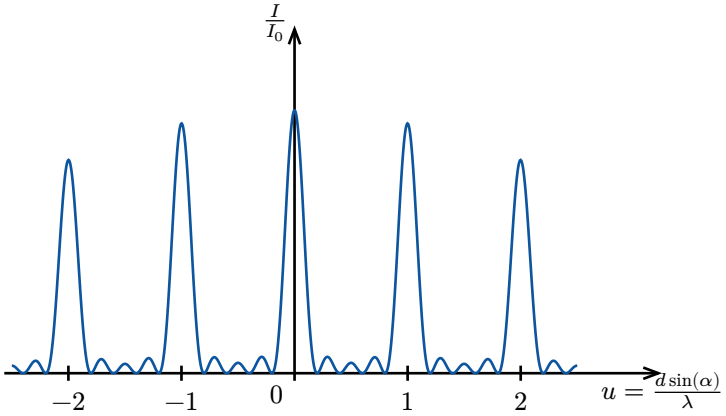


Abbildung 57: Berechnete Intensitätsverteilung für $N = 5$ Spalte (ohne Einzelspalt-Einhüllende): scharfe Hauptmaxima an denselben Stellen wie beim Doppelspalt, dazwischen $N - 1 = 4$ Nebenminima und $N - 2 = 3$ schwache Nebenmaxima.

Zur Vertiefung: **Aufgabe 79** (Vom Doppel- zum Mehrfachspalt, im Aufgabenskript), **Aufgabe 80** (Zeigerdiagramm interpretieren, im Aufgabenskript), **Aufgabe 81** (Nebenminima am Fünffachspalt, im Aufgabenskript), **Aufgabe 82** (Schärfe der Hauptmaxima, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 234** (in der Sammlung Abi-ähnlich).



5 Gitter

5.1 Der Grenzfall sehr vieler Spalte Abi

Ein **optisches Gitter** ist im Kern nichts anderes als ein Mehrfachspalt mit sehr großer Spaltzahl N – typischerweise einige Hundert bis mehrere Tausend Spalte pro Millimeter, meist nicht durch einzelne Öffnungen, sondern durch feine, regelmäßige Ritzungen auf einer Glas- oder Kunststoffplatte hergestellt. Der Spaltabstand wird beim Gitter meist **Gitterkonstante** g genannt, ist aber dieselbe Größe wie das d des Mehrfachspalts.

Merksatz

Für die **Hauptmaxima** m-ter Ordnung beim Gitter gilt – unverändert gegenüber Doppel- und Mehrfachspalt –

$$\sin(\alpha_m) = \frac{m \cdot \lambda}{g} \quad , \quad m = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$$

Die Kleinwinkelnäherung $\frac{x_m}{L} \approx \frac{m\lambda}{g}$ ist beim Gitter allerdings mit Vorsicht zu gebrauchen: Wegen der kleinen Gitterkonstante g werden die Beugungswinkel schnell groß (α_1 liegt oft bei 20° und mehr), und dort weichen $\sin(\alpha)$ und $\tan(\alpha)$ bereits merklich voneinander ab. Bei Gitteraufgaben deshalb im Zweifel über den Winkel rechnen: α_m aus $\tan(\alpha_m) = \frac{x_m}{L}$ bestimmen und erst damit in $g\sin(\alpha_m) = m\lambda$ gehen. Wegen der sehr großen Spaltzahl N sind die Hauptmaxima extrem scharf und hell, die $N-2$ Nebenmaxima dagegen so lichtschwach, dass sie praktisch nicht mehr wahrnehmbar sind. Ein Gitter erzeugt deshalb wenige, aber sehr scharfe und helle Linien – ideal, um Wellenlängen präzise zu vermessen.

Wie drastisch dieser Übergang ist, zeigt ein direkter Vergleich der berechneten Schirmbilder bei gleichem Spaltabstand d:

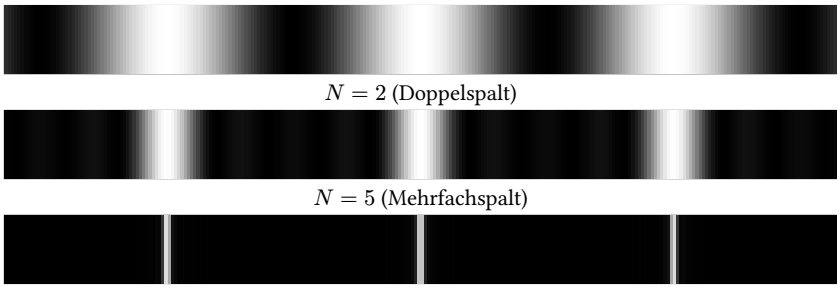


Abbildung 58: Berechnete Schirmbilder bei identischem Spaltabstand d, jeweils der Bereich um die Ordnungen $m = -1,\ 0,\ +1$: Die Hauptmaxima liegen in allen drei Fällen an **denselben** Stellen, werden mit wachsendem N aber immer schmaler und schärfer voneinander getrennt. Beim Doppelspalt gehen Hell und Dunkel weich ineinander über, beim Gitter stehen schmale helle Linien vor tiefschwarzem Grund.

Da die Maxima-Bedingung nur vom **Verhältnis** $\frac{\lambda}{g}$ abhängt, erzeugt farbiges (nicht monochromatisches) Licht am Gitter für jede Wellenlänge Maxima an leicht unterschiedlichen Winkeln – ein Gitter zerlegt weißes Licht in sein Spektrum, ähnlich wie ein Prisma, allerdings nach einem völlig anderen physikalischen Mechanismus (Interferenz statt Dispersion durch wellenlängenabhängige Brechzahl).

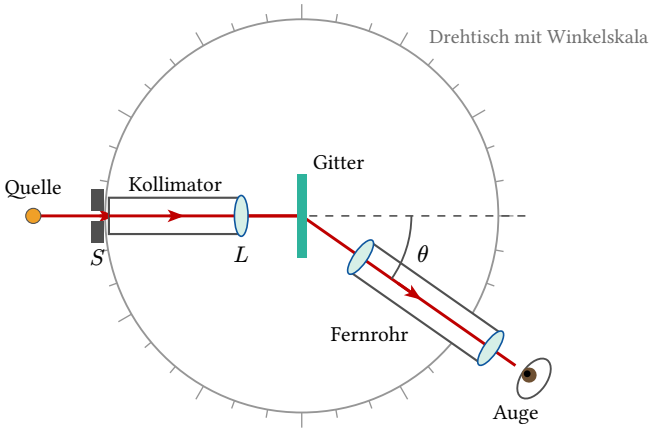


Abbildung 59: Aufbau eines Gitterspektroskops: Kollimator (S, L) erzeugt paralleles Licht, das Gitter erzeugt für jede Wellenlänge Hauptmaxima bei einem eigenen Winkel θ, die mit einem drehbaren Fernrohr einzeln vermessen werden.

Alltagsphänomen: CD und DVD als Reflexionsgitter

Die feinen, dicht liegenden Spurrillen auf einer CD oder DVD bilden ein **Reflexionsgitter**: Statt hindurchgelassen wird das Licht an den Rillen reflektiert, aber nach demselben Prinzip – $g \cdot \sin(\alpha_m) = m\lambda$ – gebeugt. Deshalb schillert die glänzende Seite einer CD beim Kippen im Licht in allen Regenbogenfarben, jede Wellenlänge hat schließlich ihren eigenen Beugungswinkel. Der Spurabstand g liegt bei einer CD bei etwa 1,6 µm, bei einer DVD nur bei etwa 0,74 µm – wegen des kleineren g sind die Beugungswinkel und damit die Farbaufspaltung einer DVD deutlich größer als bei einer CD.

Zur Vertiefung: **Aufgabe 86** (CD, DVD und Blu-ray als Reflexionsgitter, im Aufgabenskript).

Typischer Fehler

Falsch: Für ein Gitter mit 600 Linien pro mm $g = 600$ mm einsetzen oder ohne Prüfung die Kleinwinkelnäherung benutzen.

Richtig: $g = \frac{1}{600\,\text{mm}^{-1}} = 1{,}67 \cdot 10^{-6}$ m. Weil die Winkel beim Gitter groß sind, zuerst $\sin(\alpha_m) = \frac{m\lambda}{g}$ lösen, dann $x_m = L \cdot \tan(\alpha_m)$.

Ausprobieren: **Spalt, Doppelspalt und Gitter** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗ · **Gitterspektroskopie & Auflösungsvermögen** ↗

5.2 Überlappende Spektren Abi

Da jede Wellenlänge unter ihrem eigenen Winkel gebeugt wird, entstehen bei mehrfarbigem oder weißem Licht für jede Ordnung $m \geq 1$ ganze **Spektren** nebeneinander statt einzelner scharfer Linien. Ist der Wellenlängenbereich breit genug (z. B. das sichtbare Spektrum von 400 bis 780 nm), reicht das Spektrum einer höheren Ordnung irgendwann so weit nach innen, dass es sich mit dem der nächstniedrigeren Ordnung überlappt – ab dieser Ordnung sind die Farben auf dem Schirm nicht mehr eindeutig einer einzigen Ordnung zuzuordnen.

Merksatz

Die Spektren der Ordnungen m und $m+1$ beginnen sich zu überlappen, sobald das langwellige Ende (λ_{max}) der Ordnung m mindestens so weit außen liegt wie das kurzwellige Ende (λ_{min}) der Ordnung $m+1$:

$$m \cdot \lambda_{\text{max}} \geq (m+1) \cdot \lambda_{\text{min}}$$

Zur Vertiefung: **Aufgabe 238** (in der Sammlung Abi-ähnlich) und **Aufgabe 85** (Höchste sichtbare Ordnung, im Aufgabenskript).

Ausprobieren: **Spalt, Doppelspalt und Gitter** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Gitterspektroskopie & Auflösungsvermögen** ↗ · **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗

5.3 Die Einzelspalt-Einhüllende: fehlende Ordnungen Abi

In 3.4 war bereits zu sehen: Jeder einzelne Spalt eines Doppelspalts, Mehrfachspalts oder Gitters hat selbst eine endliche Breite b und erzeugt daher sein eigenes Einzelspalt-Beugungsbild. Dieses breite Bild legt sich als **Einhüllende** über das scharfe Interferenzmuster der N Spalte: Es gibt vor, wie hell ein Hauptmaximum an seiner Stelle höchstens werden kann.

Merksatz

Die Hauptmaxima werden nach außen hin schwächer, weil die Einhüllende dort abnimmt. Fällt ein Hauptmaximum genau auf ein Minimum des Einzelspaltbilds, **fehlt** es im beobachteten Muster ganz – man spricht von einer **fehlenden Ordnung**. Das ist der Fall, wenn beide Bedingungen für denselben Winkel gelten:

$$d \cdot \sin(\alpha) = m \cdot \lambda \quad \text{und} \quad b \cdot \sin(\alpha) = k \cdot \lambda \quad \Rightarrow \quad m = k \cdot \frac{d}{b}\,, \quad k = 1,\, 2,\, \ldots$$

Ist $\frac{d}{b}$ ganzzahlig, fehlt also jede $\left(\frac{d}{b}\right)$-te Ordnung. Umgekehrt lässt sich aus der ersten fehlenden Ordnung die Spaltbreite bestimmen: $b = \frac{d}{m}$.

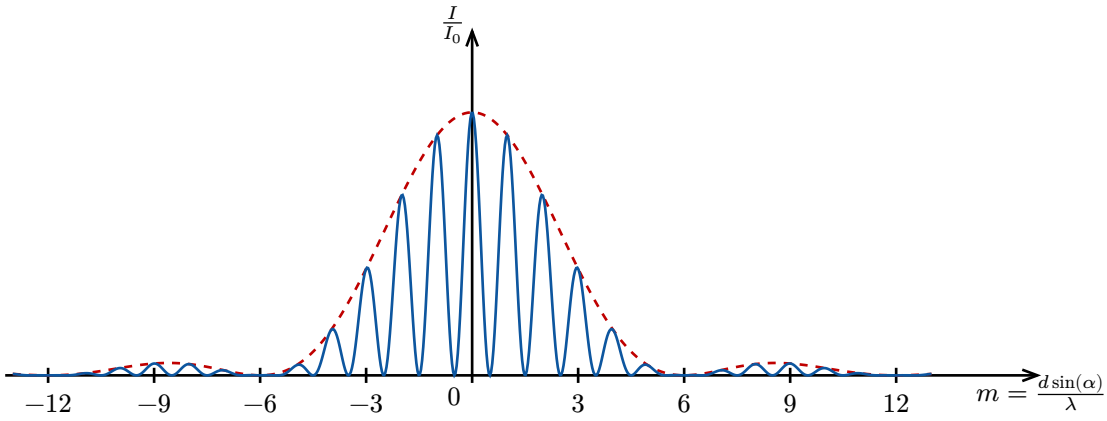
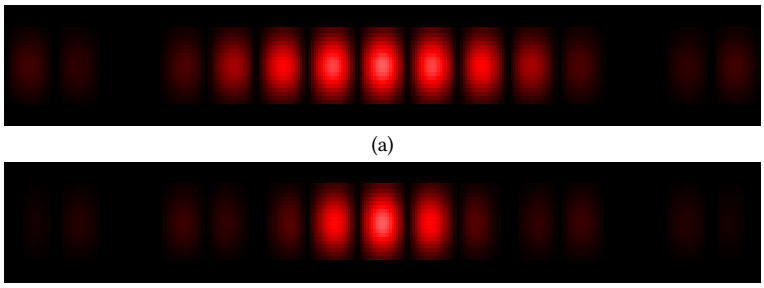


Abbildung 60: Berechnete Intensität hinter einem Doppelspalt mit $d = 6b$ (Spaltabstand sechsmal so groß wie die Spaltbreite), aufgetragen über die Ordnung m. Gestrichelt das Einzelspaltbild eines Spalts als Einhüllende. Die Maxima 6. und 12. Ordnung fehlen, weil sie genau auf Minima der Einhüllenden fallen.



(a)

(b)

Abbildung 61: So sieht das Muster eines roten Lasers ($\lambda = 650$ nm) hinter einem Doppelspalt mit $d = 0{,}5$ mm auf dem Schirm aus, berechnet für zwei Spaltbreiten: (a) $b = 0{,}1$ mm, (b) $b = 0{,}2$ mm. In (a) ist b kleiner, die Einhüllende deshalb breiter (mehr sichtbare Streifen); in (b) ist b größer, die schmalere Einhüllende drückt die äußeren Streifen sichtbar herunter.

Beispiel 7

Bei einem Doppelspalt mit $d = 4b$ (Spaltabstand viermal so groß wie Spaltbreite) liegt das 4. Interferenzmaximum ($m = 4$) exakt bei $\sin(\alpha) = 4\frac{\lambda}{d} = \frac{\lambda}{b}$ – das ist aber gleichzeitig das 1. Minimum der Einzelspalt-Beugung ($\sin(\alpha) = \frac{\lambda}{b}$). Das 4. Maximum fehlt daher vollständig im beobachteten Muster; ebenso alle ganzzahligen Vielfachen davon (8., 12., …).

Zur Vertiefung: **Aufgabe 83** (Fehlende Ordnung finden, im Aufgabenskript), **Aufgabe 84** (Wellenlänge mit dem Gitter bestimmen, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 228** (in der Sammlung Abi-ähnlich).

Ausprobieren: **Spalt, Doppelspalt und Gitter** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Interferenz, Beugung, Doppelspalt & Gitter** ↗ · **Gitterspektroskopie & Auflösungsvermögen** ↗

5.4 Anwendung: Röntgenbeugung an Kristallen Zusatz · nicht Abi

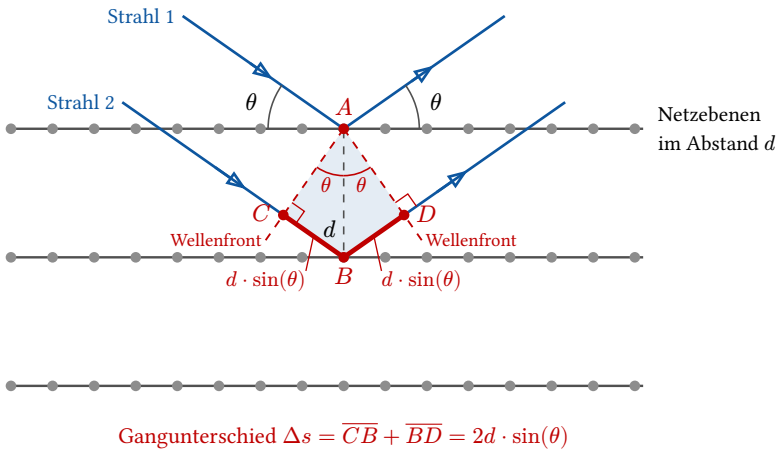
Das Gitterprinzip funktioniert nicht nur mit sichtbarem Licht: Auch Röntgenstrahlung lässt sich beugen – allerdings nicht an künstlich geritzten Gittern, deren Spaltabstand (Mikrometer) viel zu groß wäre, sondern an den regelmäßig angeordneten Atomebenen eines **Kristalls**. Der Abstand d benachbarter Atomebenen liegt typischerweise im Bereich von 0,1–0,3 nm – also genau in der Größenordnung der Wellenlänge von Röntgenstrahlung. Ein Kristall wirkt damit wie ein natürliches, dreidimensionales Beugungsgitter.

Merksatz

Braggsche Reflexionsbedingung: Trifft Röntgenstrahlung der Wellenlänge λ unter dem Winkel θ auf eine Kristallebenenschar mit Ebenenabstand d, tritt konstruktive Interferenz (ein „Reflex“) auf, wenn

$$2d \cdot \sin(\theta) = m \cdot \lambda\ , \quad m = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots$$

Der Faktor 2 kommt daher, dass der an der tieferen Ebene reflektierte Strahl einen um $2d\sin(\theta)$ längeren Weg zurücklegt: Auf dem Weg hinein **und** auf dem Weg heraus kommt je ein Stück $d\sin(\theta)$ hinzu (Konstruktion siehe Abbildung unten, zwei kongruente rechtwinklige Dreiecke).



Gangunterschied $\Delta s = \overline{CB} + \overline{BD} = 2d \cdot \sin(\theta)$

Abbildung 62: Herleitung der Braggschen Bedingung. Zwei **verschiedene**, parallel einfallende Röntgenstrahlen: Strahl 1 wird im Punkt A an der oberen Netzebene reflektiert, Strahl 2 durchquert diese und wird erst im Punkt B senkrecht darunter an der nächsten Ebene reflektiert. Rot gefüllt die beiden kongruenten rechtwinkligen Dreiecke ACB und ABD, aus denen die Bedingung folgt; C und D sind die Lotfußpunkte von A auf den einfallenden bzw. den reflektierten Teil von Strahl 2. Nicht maßstabsgetreu – in Wirklichkeit ist d nur einige 100 pm groß, und die Strahlen laufen über makroskopische Strecken, sind also exakt parallel.

Die Herleitung lässt sich direkt an der Abbildung ablesen:

a) Beide Strahlen werden **spiegelnd** reflektiert, Einfalls- und Reflexionswinkel sind also gleich θ – gemessen von der Ebene aus, nicht vom Lot (das ist die in der Kristallographie übliche Zählweise und der Grund, warum in der Formel sin und nicht cos steht).

b) Die Lote $\overline{AC}$ und $\overline{AD}$ von A auf Strahl 2 sind **Wellenfronten**: Auf $\overline{AC}$ schwingen beide Strahlen noch im Gleichtakt, auf $\overline{AD}$ werden sie wieder miteinander verglichen. Zwischen diesen beiden Fronten legt Strahl 1 überhaupt keinen Weg zurück – der Punkt A liegt auf beiden –, Strahl 2 dagegen das Wegstück $\overline{CB} + \overline{BD}$. Genau das ist der Gangunterschied.

c) In den rechtwinkligen Dreiecken ACB und ABD ist die Hypotenuse $\overline{AB}$ gerade der Ebenenabstand d (sie verläuft senkrecht zu den Ebenen), und der Winkel bei A ist wieder θ: Seine Schenkel stehen senkrecht auf den Schenkeln des Einfallswinkels ($\overline{AB}$ senkrecht zur Ebene, $\overline{AC}$ senkrecht zum Strahl), und Winkel mit paarweise senkrechten Schenkeln sind gleich groß.

d) Damit ist in beiden Dreiecken die Gegenkathete $\overline{CB} = \overline{BD} = d\sin(\theta)$, der Gangunterschied also $\Delta s = 2d\sin(\theta)$. Konstruktive Interferenz tritt auf, wenn er ein ganzzahliges Vielfaches von λ ist – das ist die Braggsche Bedingung.

Ein Unterschied zum Gitter ist dabei wichtig: Beim Gitter liegen die beugenden Spalte **nebeneinander** in einer Ebene, deshalb steht dort $d\sin(\alpha)$; beim Kristall liegen die reflektierenden Ebenen **hintereinander**, der Strahl muss die Schicht hinein und wieder heraus durchlaufen – daher der Faktor 2.

Aus dem gemessenen Winkel θ, unter dem ein Reflex auftritt, lässt sich so der Ebenenabstand d – und damit die genaue Anordnung der Atome im Kristall – bestimmen. Diese Methode, die **Röntgenbeugung** (englisch X-ray diffraction), ist

eines der wichtigsten Werkzeuge der modernen Wissenschaft: Sie lieferte nicht nur die ersten genauen Kristallstrukturen von Salzen und Metallen, sondern 1953 auch das entscheidende Beugungsbild („Photo 51“ von Rosalind Franklin), aus dem James Watson und Francis Crick die Doppelhelix-Struktur der DNA erschlossen.

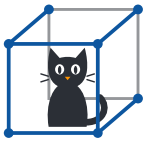
Beispiel 8

Röntgenstrahlung mit $\lambda = 154\ \text{pm}$ (typisch für eine Kupfer-Röntgenröhre) erzeugt an einer Kristallebenenschar den 1. Reflex ($m = 1$) bei $\theta = 22{,}5°$. Berechne den Ebenenabstand d.

$$d = \frac{m\lambda}{2\sin(\theta)} = \frac{154 \cdot 10^{-12}\ \text{m}}{2 \cdot \sin(22{,}5°)} \approx 201\ \text{pm}$$

Das entspricht der Größenordnung typischer Atomabstände in Kristallgittern.

Zur Vertiefung: **Aufgabe 87** (Röntgenbeugung an einem Kristall, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 88** (Kristallstruktur aus mehreren Reflexen, im Aufgabenskript).



6 Polarisation

6.1 Transversalität als Voraussetzung Abi

Alle bisherigen Kapitel betrachteten Interferenz – ein Phänomen, das grundsätzlich auch bei Longitudinalwellen (z. B. Schall) auftreten könnte. **Polarisation** dagegen ist ein Phänomen, das es ausschließlich bei **Transversalwellen** gibt, denn sie beruht auf der Richtung der Schwingung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung:

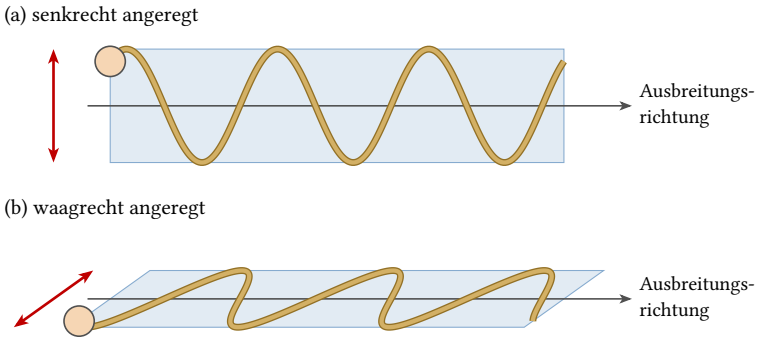


Abbildung 63: Eine Transversalwelle auf einem Seil lässt sich (a) in einer vertikalen oder (b) in einer horizontalen Ebene anregen – die Schwingungsrichtung ist frei wählbar, solange sie senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht. Bei Licht als elektromagnetischer Transversalwelle (Kapitel 1) schwingt das elektrische Feld in genau einer solchen Ebene.

Definition

Licht heißt **linear polarisiert**, wenn das elektrische Feld nur in einer festen Ebene schwingt (der **Schwingungsebene** oder **Polarisationsebene**). Natürliches Licht (Sonne, Glühlampe) ist dagegen **unpolarisiert**: Es besteht aus vielen Wellenzügen, deren Schwingungsebenen völlig regellos in alle Richtungen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung verteilt sind.

Ausprobieren: **Polarisation und Malussches Gesetz ↗** Üben: **noctua ↗** Einordnen: **Polarisation, Doppelbrechung & optische Aktivität ↗**

6.2 Polarisationsfilter und das Malussche Gesetz Abi teilweise

Abi (BP 3.6.4 (1), (2)): Polarisation als Kennzeichen von Transversalwellen; was ein Polfilter mit unpolarisiertem und mit polarisiertem Licht macht; gekreuzte Polfilter löschen das Licht aus. **IQB-Pool:** das Malussche Gesetz $I = I_0 \cos^2(\theta)$ – es steht in den Bildungsstandards und in der Formelsammlung (dort mit φ statt θ).

Ein **Polarisationsfilter** (Polfilter) lässt nur die Komponente des elektrischen Feldes durch, die parallel zu seiner Durchlassrichtung schwingt; die dazu senkrechte Komponente wird absorbiert. Trifft unpolarisiertes Licht auf einen einzelnen Polfilter, kommt im Mittel nur die Hälfte der Intensität durch (die Schwingungsrichtungen sind gleichverteilt). Interessanter wird es, wenn **bereits polarisiertes** Licht auf einen weiteren Filter trifft:

Merksatz

IQB-Pool

Fällt linear polarisiertes Licht der Intensität I_0 auf einen Polfilter, dessen Durchlassrichtung um den Winkel θ gegen die Schwingungsebene des Lichts gedreht ist, so gilt für die durchgelassene Intensität das **Malussche Gesetz**:

$$I(\theta) = I_0 \cdot \cos^2(\theta)$$

Für $\theta = 0°$ (Filter parallel zur Schwingungsebene) kommt das gesamte Licht durch ($I = I_0$); für $\theta = 90°$ (Filter senkrecht dazu, „gekreuzte Polfilter“) wird alles Licht ausgelöscht ($I = 0$).

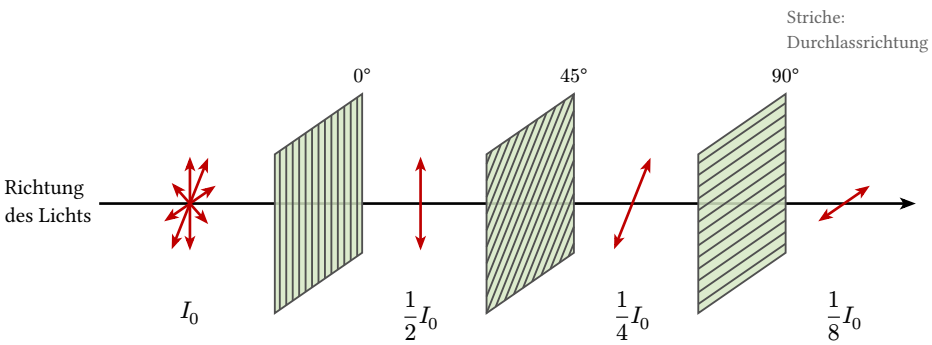


Abbildung 64: Drei um jeweils 45° gegeneinander gedrehte Polfilter hintereinander: Nach jedem Filter halbiert sich die Intensität ($\cos^2(45°) = \frac{1}{2}$) – bemerkenswert ist, dass hinter **drei** gedrehten Filtern noch Licht ankommt, obwohl zwei gekreuzte Filter (erster und letzter, 90° zueinander) allein das Licht vollständig auslöschen würden.

Typischer Fehler

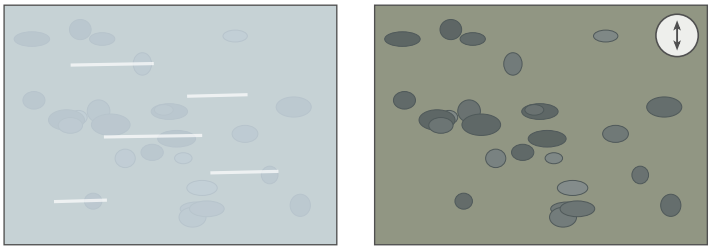
Falsch: Unpolarisiertes Licht hinter einem Polfilter: $I = I_0 \cos^2(\theta)$.

Richtig: Hinter dem **ersten** Filter kommt bei unpolarisiertem Licht immer $\frac{I_0}{2}$ an. Das Malussche Gesetz gilt erst für bereits polarisiertes Licht; θ ist der Winkel zwischen Schwingungsebene und Durchlassrichtung.

Ausprobieren: **Polarisation und Malussches Gesetz** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Polarisation, Doppelbrechung & optische Aktivität** ↗

6.3 Anwendungen im Alltag Zusatz · nicht Abi

Reflektiertes Licht (an Wasseroberflächen, Glas, Straßenbelag) ist teilweise polarisiert – ein Effekt, der in Polfilter-Sonnenbrillen und der Fotografie gezielt ausgenutzt wird:



(a) ohne Polfilter (b) mit Polfilter

Abbildung 65: Blick auf einen Fluss mit flachem Grund (schematisch): (a) ohne Polfilter gelangt auch das stark polarisierte, an der Oberfläche reflektierte Licht in die Kamera und überstrahlt den Blick auf den Grund. (b) Ein passend ausgerichteter Polfilter absorbiert einen Großteil dieses reflektierten Lichts – der Flussgrund wird sichtbar.

Nach demselben Prinzip funktionieren Polfilter-Sonnenbrillen: Sie sind so ausgerichtet, dass sie das an horizontalen Flächen (Wasser, Straße, Motorhaube) reflektierte, überwiegend horizontal polarisierte Blendlicht gezielt herausfiltern, ohne das übrige Licht wesentlich zu schwächen.

Bisher blieb offen, **warum** reflektiertes Licht überhaupt polarisiert ist. Der Grund: Reflexion und Brechung an einer Grenzfläche behandeln die beiden möglichen Schwingungsrichtungen nicht gleich. Bei einem ganz bestimmten Einfallswinkel wird die Bevorzugung sogar vollständig:

Merksatz

Brewster-Winkel: Beim Einfallswinkel θ_B mit

$$\tan(\theta_B) = \frac{n_2}{n_1}$$

ist das reflektierte Licht **vollständig** linear polarisiert, und zwar senkrecht zur Einfallsebene (bei einer waagrechten Fläche also horizontal). Bei diesem Winkel stehen reflektierter und gebrochener Strahl genau senkrecht aufeinander: $\theta_B + \alpha_2 = 90°$.

Anschaulich lässt sich das mit den schwingenden Elektronen im zweiten Medium verstehen: Sie werden vom gebrochenen Strahl zum Mitschwingen angeregt und strahlen dabei – wie jeder schwingende Dipol – **nicht** in Richtung ihrer eigenen Schwingungsachse ab. Steht diese Achse genau in Richtung des reflektierten Strahls, fehlt dieser Anteil in der Reflexion vollständig; übrig bleibt nur die dazu senkrechte Schwingungsrichtung.

Beispiel 9

Unter welchem Winkel muss man auf eine Wasseroberfläche ($n_2 = 1{,}33$) blicken, damit das gespiegelte Licht vollständig polarisiert ist – und wie hoch steht die Sonne dann über dem Horizont?

$$\tan(\theta_B) = \frac{1{,}33}{1{,}00} \quad \Rightarrow \quad \theta_B \approx 53{,}1°$$

Der Einfallswinkel wird zum **Lot** gemessen, die Sonne steht also rund $90° - 53{,}1° \approx 36{,}9°$ über dem Horizont. Genau bei diesem Sonnenstand wirkt eine Polfilter-Sonnenbrille gegen Wasserspiegelungen am besten.

Alltagsphänomen: der polarisierte Himmel

Sonnenlicht wird an den Molekülen der Luft **gestreut** – und auch gestreutes Licht ist polarisiert, aus demselben Dipol-Grund wie bei der Reflexion: Ein Luftmolekül strahlt nicht entlang seiner Schwingungsachse ab. Am stärksten polarisiert ist deshalb das Licht aus der Richtung 90° zur Sonne, also aus einem großen Kreis quer über den Himmel.

Dass der Himmel dabei **blau** ist, hat einen anderen Grund: Die Streuung an Teilchen, die viel kleiner als die Wellenlänge sind (**Rayleigh-Streuung**), ist proportional zu $\frac{1}{\lambda^4}$. Blaues Licht wird dadurch rund zehnmal stärker gestreut als rotes – der Himmel abseits der Sonne erscheint blau, die tiefstehende Sonne selbst rot, weil ihr auf dem langen Weg durch die Atmosphäre der blaue Anteil weggestreut wurde.

Alltagsphänomen: LCD-Bildschirme und 3D-Kino

Jeder Flüssigkristallbildschirm (LCD, in Handys, Fernsehern, Laptops) nutzt Polarisation zur Bilderzeugung: Das Licht der Hintergrundbeleuchtung durchläuft zunächst einen Polfilter und wird dann pixelweise durch Flüssigkristalle geleitet, die je nach angelegter Spannung die Schwingungsebene mehr oder weniger stark drehen – ein zweiter, gekreuzter Polfilter lässt je nach Drehwinkel mehr oder weniger Licht durch (im Prinzip pixelweise gesteuertes Malussches Gesetz). Im 3D-Kino tragen Zuschauer Brillen mit zwei unterschiedlich polarisierten Gläsern: Zwei leicht versetzte Bilder (eines pro Auge) werden mit zueinander senkrechter Polarisation auf dieselbe Leinwand projiziert – jedes Brillenglas lässt nur das für das jeweilige Auge bestimmte Bild durch, das Gehirn setzt daraus den räumlichen Eindruck zusammen.

Alltagsphänomen: Polarisationssehen in der Tierwelt

Sonnenlicht wird beim Streuen an den Luftmolekülen der Atmosphäre teilweise polarisiert – der Himmel trägt deshalb ein unsichtbares, aber sehr regelmäßiges Polarisationsmuster, das seinen Ursprung stets zur Sonne zeigt. Bienen und viele andere Insekten besitzen Facettenaugen, die diese Himmelspolarisation direkt wahrnehmen können, und nutzen sie zur Navigation – selbst wenn die Sonne hinter Wolken verborgen ist. Nach demselben Prinzip sollen schon die Wikinger auf ihren Fahrten navigiert haben: Der sagenumwobene **Sonnenstein** – vermutlich ein doppelbrechender Kristall wie Kalkspat – macht die Polarisationsrichtung des Himmelslichts durch einen Helligkeitsunterschied sichtbar und verrät so die Richtung zur (verdeckten) Sonne.

Zur Vertiefung: **Aufgabe 89** (Malussches Gesetz anwenden, im Aufgabenskript), **Aufgabe 90** (Kette vieler Polfilter, im Aufgabenskript), **Aufgabe 91** (Brewster-Winkel am See, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 92** (Polarisation und Farbe des Himmels, im Aufgabenskript).



7 Interferometrie

Gangunterschied, Kohärenz, konstruktive und destruktive Interferenz – mit diesen Begriffen aus den bisherigen Kapiteln lassen sich nicht nur Beugungsbilder verstehen, sondern auch Messgeräte bauen, die Längenänderungen weit unter einem Mikrometer erfassen. Das bekannteste ist das Michelson-Interferometer.

7.1 Aufbau des Michelson-Interferometers IQB-Pool

> Im Bildungsplan 2016 nicht verlangt, aber in den Bildungsstandards (erhöhtes Niveau: „Interferometer“). Über eine Poolaufgabe kann es im Abitur vorkommen. Aufbau, Gangunterschied $2\Delta d$ und das Zählen der Streifen sollte man erklären können; die Formel $2\Delta d = m\lambda$ steht **nicht** in der Formelsammlung.

Beim **Michelson-Interferometer** wird ein Laserstrahl an einem halbdurchlässigen Spiegel, dem **Strahlteiler**, in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Der eine läuft geradeaus zum festen Spiegel S_1, der andere wird zum verschiebbaren Spiegel S_2 abgelenkt. Beide werden an ihrem Spiegel zurückgeworfen, treffen wieder auf den Strahlteiler und laufen von dort gemeinsam zum Schirm. Weil beide Teilstrahlen aus **demselben** Laserstrahl stammen, sind sie kohärent und interferieren.

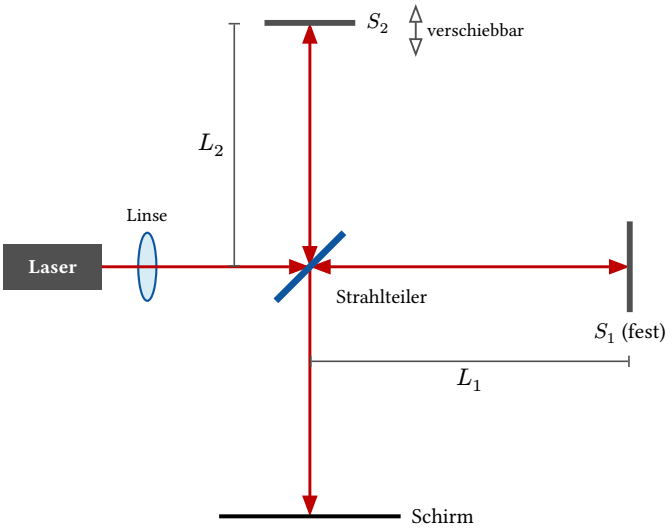


Abbildung 66: Aufbau eines Michelson-Interferometers (Draufsicht, nicht maßstabsgetreu). Jeder Teilstrahl läuft seinen Arm hin und zurück; in der Skizze liegen Hin- und Rückweg auf derselben Linie.

Da jeder Teilstrahl seinen Arm zweimal durchläuft, beträgt der Gangunterschied der beiden Teilstrahlen

$$\Delta s = 2(L_1 - L_2).$$

> Ausprobieren: **Michelson-Interferometer** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Interferometrie & Längenmessung** ↗ · **Kohärenz & Strahlausbreitung** ↗

7.2 Wie das Streifenbild entsteht IQB-Pool

Wären beide Teilstrahlen exakt parallel und stünden die Spiegel exakt senkrecht zueinander, hätte jeder Punkt des Schirms denselben Gangunterschied $2(L_1 - L_2)$. Der Lichtfleck auf dem Schirm wäre dann überall gleich hell – oder überall dunkel. **Streifen** entstehen erst, wenn der Gangunterschied von Ort zu Ort auf dem Schirm verschieden ist. Im Versuch erreicht man das auf eine von zwei Arten:

- **Ein Spiegel ist ganz leicht gekippt.** Dann ist der Arm an einem Rand des Strahls ein klein wenig länger als am anderen, und der Gangunterschied wächst quer über den Lichtfleck gleichmäßig an. Wo er ein ganzzahliges Vielfaches von λ ist, entsteht ein heller Streifen, dazwischen ein dunkler: ein Muster aus geraden, parallelen Streifen.
- **Der Laserstrahl wird vorher mit einer Linse aufgeweitet** (wie in der Abbildung oben). Dann laufen die Strahlen leicht schräg durch das Interferometer. Ein schräger Strahl legt in beiden Armen einen etwas anderen Weg zurück als einer entlang der Achse. Alle Strahlen mit derselben Neigung treffen den Schirm auf einem Kreis um die Mitte – es entstehen konzentrische helle und dunkle Ringe.

Auf dem Schirm steht also ein festes Streifen- oder Ringmuster, solange sich an den Armlängen nichts ändert.

Ausprobieren: **Michelson-Interferometer** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Kohärenz & Strahlausbreitung** ↗ · **Interferometrie & Längenmessung** ↗

7.3 Wandernde Streifen: Längen messen IQB-Pool

Verschiebt man nun den Spiegel S_2 um die Strecke Δd, wird der Weg in diesem Arm um $2\Delta d$ länger – und zwar für **alle** Strahlen gleichermaßen. An jeder Stelle des Schirms wächst der Gangunterschied um denselben Betrag. Das ganze Muster rückt deshalb seitlich weiter (bei Ringen: Die Ringe quellen aus der Mitte heraus oder verschwinden in ihr). Ist der Gangunterschied um genau eine Wellenlänge gewachsen, sieht das Muster wieder genauso aus wie vorher – es ist um genau einen Streifenabstand weitergerückt.

Man beobachtet deshalb einen **festen Punkt** auf dem Schirm, im Versuch oft eine Markierung oder einen Lichtsensor, und zählt, wie oft es dort hell wird:

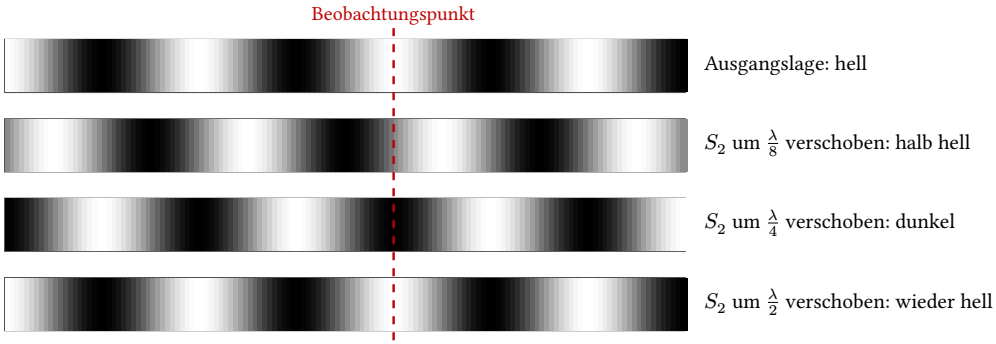


Abbildung 67: Streifenmuster bei leicht gekipptem Spiegel. Beim Verschieben von S_2 rückt das ganze Muster seitlich weiter. Am festen Beobachtungspunkt wird es dabei dunkel und wieder hell: Nach einer Verschiebung um $\frac{\lambda}{2}$ (Gangunterschied $+\lambda$) ist genau ein Streifen über den Punkt gelaufen.

Merksatz

Verschiebt man einen der beiden Spiegel um die Strecke Δd, ändert sich der Gangunterschied um $2\Delta d$. Für jede Wellenlänge, um die er wächst, läuft ein Streifen über den Beobachtungspunkt. Zählt man m Streifendurchgänge, so gilt

$$2\Delta d = m \cdot \lambda \quad \Leftrightarrow \quad \Delta d = m \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Ein einziger Streifendurchgang entspricht also einer Spiegelverschiebung von nur einer **halben** Wellenlänge – bei sichtbarem Licht rund 250 nm. Damit lassen sich Längenänderungen weit unterhalb dessen messen, was jedes mechanische Messmittel leisten könnte.

Umgekehrt lässt sich dieselbe Anordnung nutzen, um bei bekannter Spiegelverschiebung die **Wellenlänge** zu bestimmen, oder um die Brechzahl eines Gases zu messen: Bringt man eine evakuierbare Küvette der Länge ℓ in einen Arm und lässt langsam Gas einströmen, verlängert sich die optische Weglänge dort um $2(n-1)\ell$ – aus der Zahl der dabei durchlaufenden Streifen folgt n auf sechs Nachkommastellen genau.

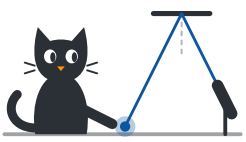
Beispiel 10

In einem Michelson-Interferometer mit einem Helium-Neon-Laser ($\lambda = 633$ nm) wird ein Spiegel langsam verschoben; dabei werden 250 Streifendurchgänge gezählt. Um welche Strecke wurde der Spiegel bewegt?

$$\Delta d = m \cdot \frac{\lambda}{2} = 250 \cdot \frac{633 \cdot 10^{-9}\ \text{m}}{2} \approx 7{,}9 \cdot 10^{-5}\ \text{m} \approx 79\ \mu\text{m}$$

Zur Vertiefung: **Aufgabe 93** (Michelson-Interferometer auswerten, im Aufgabenskript).

Ausprobieren: **Michelson-Interferometer** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Kohärenz & Strahlausbreitung** ↗ · **Interferometrie & Längenmessung** ↗

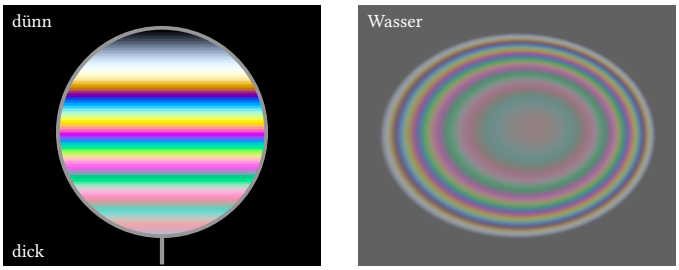


8 Interferenz an dünnen Schichten

8.1 Warum schillern Seifenblasen? Abi teilweise

> **Gilt für das ganze Kapitel 8 außer den Newtonschen Ringen.** Der Bildungsplan nennt dünne Schichten nur als **Beispiel** für Interferenz im Alltag (3.6.5 (6)). Verbindlich ist, ein solches Alltagsphänomen physikalisch beschreiben zu können: zwei Teilwellen, an beiden Grenzflächen reflektiert, Gangunterschied, Verstärkung oder Auslöschung. Eine Abituraufgabe zu dünnen Schichten müsste die Einzelheiten – etwa den Phasensprung – selbst mitliefern.

Nicht jede Interferenzerscheinung braucht einen Spalt oder ein Gitter: Seifenblasen, ein dünner Ölfilm auf einer Wasserpfütze oder das bunte Schillern mancher Käferpanzer entstehen alle durch Interferenz an **dünnen Schichten** – Schichtdicken im Bereich weniger hundert Nanometer bis weniger Mikrometer, also in der Größenordnung der Wellenlänge des sichtbaren Lichts.



(a) Seifenhaut im Drahtring (b) Ölfilm auf Wasser

Abbildung 68: Interferenzfarben dünner Schichten im weißen Licht, aus dem Reflexionsspektrum berechnet: (a) eine senkrecht hängende Seifenhaut ($n = 1{,}33$) läuft nach unten ab, ihre Dicke wächst von fast null (oben schwarz) bis etwa 1100 nm; (b) ein Ölfilm ($n = 1{,}47$) auf Wasser, in der Mitte rund 900 nm dick, nach außen dünner. Die wechselnden Farben verraten, dass die Schichtdicke nicht überall gleich ist.

Grundprinzip

Trifft Licht auf eine dünne, durchsichtige Schicht (z. B. eine Seifenhaut), wird es an **beiden** Grenzflächen der Schicht teilweise reflektiert: einmal an der oberen, einmal – nach Durchlaufen der Schicht – an der unteren Grenzfläche. Diese beiden reflektierten Teilwellen sind kohärent (sie stammen aus derselben einfallenden Welle) und interferieren miteinander.

Alltagsphänomen: Strukturfarben in der Natur

Nicht jede Farbe in der Natur stammt von einem Farbstoff (Pigment): Die leuchtenden Blautöne mancher Schmetterlingsflügel (z. B. des Morphofalters), das schillernde Grün-Blau von Pfauenfedern und der perlmuttartige Glanz von Muschelschalen entstehen durch **Strukturfarben** – mikroskopisch feine, regelmäßige Schichten oder Rillen, die Licht durch Interferenz und Beugung selektiv verstärken oder auslöschen, genau wie eine dünne Ölschicht oder eine CD. Der Vorteil solcher Strukturfarben: Sie verblassen nicht wie Pigmente, sondern bleiben praktisch unbegrenzt haltbar – weshalb die Flügelfarbe manch eines Jahrmillionen alten Schmetterlingsfossils teilweise noch heute erkennbar ist.

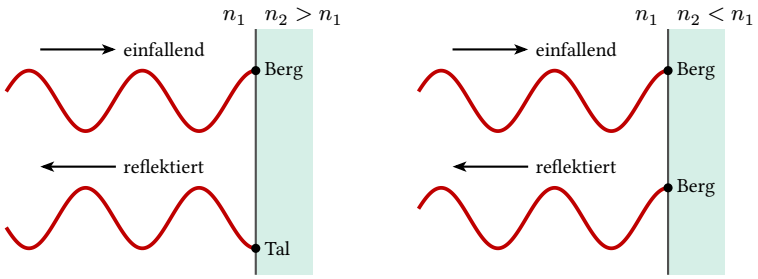
Ausprobieren: **Interferenz an dünnen Schichten ↗** · **Newtonsche Ringe ↗** Üben: **noctua ↗** Einordnen: **Dünnschichtinterferenz & Seifenfilme ↗**

8.2 Der Phasensprung bei Reflexion Abi teilweise

Für den Gangunterschied der beiden reflektierten Teilwellen reicht die Weglänge allein nicht aus – entscheidend ist zusätzlich ein subtiler Effekt:

Merksatz

Wird eine Welle an der Grenzfläche zu einem **optisch dichteren** Medium reflektiert ($n_{\text{dahinter}} > n_{\text{davor}}$), so erfährt die reflektierte Welle einen **Phasensprung** von $\frac{\lambda}{2}$ (halbe Schwingungsperiode). Beim Übergang zu einem optisch **dünneren** Medium ($n_{\text{dahinter}} < n_{\text{davor}}$) tritt dagegen **kein** Phasensprung auf.

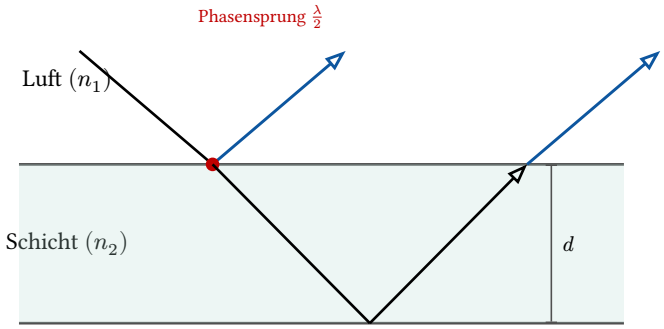


(a) optisch dichteres Medium: Phasensprung um $\frac{\lambda}{2}$

(b) optisch dünneres Medium: kein Phasensprung

Abbildung 69: (a) Die einfallende (obere) und die reflektierte (untere) Welle beim Übergang zu einem optisch dichteren Medium ($n_2 > n_1$): Die reflektierte Welle ist um eine halbe Wellenlänge phasenverschoben – aus einem Wellenberg wird ein Wellental. (b) Beim Übergang zu einem optisch dünneren Medium ($n_2 < n_1$) bleibt die Phase erhalten.

Für eine Schicht mit Brechzahl n_2 zwischen zwei Medien mit n_1 (oben) und n_3 (unten) ergeben sich je nach Anordnung der Brechzahlen zwei Fälle:



Merksatz

Für **senkrechten** Lichteinfall (Kleinwinkelnäherung des Einfallswinkels) beträgt der Gangunterschied zwischen den beiden reflektierten Teilwellen näherungsweise $\Delta s = 2 \cdot n_2 \cdot d$ (Hin- und Rückweg durch die Schicht der Dicke d, optische Weglänge also mit n_2 multipliziert). Dazu kommt gegebenenfalls ein zusätzlicher Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ durch den Phasensprung:

- **Genau ein** Phasensprung – die Schicht ist optisch dichter als **beide** Nachbarn ($n_1 < n_2 > n_3$) oder dünner als beide ($n_1 > n_2 < n_3$). Beispiele: Seifenhaut in Luft ($1{,}00 < 1{,}33 > 1{,}00$), Ölfilm auf Wasser ($1{,}00 < 1{,}46 > 1{,}33$), Luftspalt zwischen zwei Glasplatten ($1{,}52 > 1{,}00 < 1{,}52$):
$$\Delta s = 2n_2 d + \frac{\lambda}{2}$$
- **Kein oder zwei** Phasensprünge – die Brechzahl steigt an beiden Grenzflächen ($n_1 < n_2 < n_3$, z. B. Entspiegelungsschicht auf Glas: $1{,}00 < 1{,}38 < 1{,}52$) oder fällt an beiden ($n_1 > n_2 > n_3$). Die beiden $\frac{\lambda}{2}$ heben sich auf bzw. treten gar nicht erst auf:
$$\Delta s = 2n_2 d$$

Die Bedingungen für Verstärkung bzw. Auslöschung aus Kapitel 1 ($\Delta s = m\lambda$ bzw. $\Delta s = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$) gelten dann unverändert weiter.

Beispiel 11

Eine Seifenhaut ($n_2 = 1{,}33$) in Luft hat die Dicke $d = 280$ nm. Welche Wellenlänge des sichtbaren Lichts wird bei senkrechter Betrachtung im reflektierten Licht **ausgelöscht**, welche **verstärkt**?

Seifenhaut in Luft bedeutet $n_1 < n_2 > n_3$, also genau **ein** Phasensprung: $\Delta s = 2n_2 d + \frac{\lambda}{2}$, mit $2n_2 d = 2 \cdot 1{,}33 \cdot 280\ \text{nm} \approx 745$ nm.

Auslöschung verlangt $\Delta s = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$ – das $\frac{\lambda}{2}$ des Phasensprungs kürzt sich dabei gegen das $\frac{\lambda}{2}$ der Bedingung weg:

$$2n_2 d + \frac{\lambda}{2} = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad \Rightarrow \quad \lambda = \frac{2n_2 d}{m}$$

Für $m = 1$: $\lambda \approx 745$ nm (tiefrot, gerade noch sichtbar); für $m = 2$: $\lambda \approx 372$ nm (Ultraviolett, nicht mehr sichtbar).

Verstärkung verlangt $\Delta s = m\lambda$:

$$2n_2 d + \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad \Rightarrow \quad \lambda = \frac{2n_2 d}{m - \frac{1}{2}}$$

Für $m = 1$: $\lambda \approx 1490$ nm (Infrarot); für $m = 2$: $\lambda \approx 496$ nm (blaugrün).

Beide Rechnungen sagen dasselbe: Im reflektierten Licht fehlt Rot, Blaugrün ist verstärkt – die Seifenhaut erscheint an dieser Stelle **blaugrün**. Achtung vor der häufigsten Fehlerquelle dieses Kapitels: Steckt der Phasensprung bereits in Δs, gehört $\Delta s = m\lambda$ zur **Verstärkung** – auch wenn die Formel dann nach einer Auslöschungsbedingung aussieht.

Typischer Fehler

Falsch: An jeder reflektierenden Grenzfläche gibt es einen Phasensprung um $\frac{\lambda}{2}$.

Richtig: Nur bei Reflexion am **optisch dichteren** Medium (größeres n). Für jede Grenzfläche einzeln prüfen und die Sprünge zählen: Zwei Sprünge heben sich auf, einer verschiebt die Bedingungen um $\frac{\lambda}{2}$.

Außerdem zählt der Weg in der Schicht als optischer Weg $2nd$, nicht als $2d$.

Ausprobieren: **Interferenz an dünnen Schichten** ↗ · **Newtonsche Ringe** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Dünnschichtinterferenz & Seifenfilme** ↗

8.3 Technische Anwendung: Entspiegelung Abi teilweise

Der gleiche Effekt wird technisch genutzt, um störende Reflexionen an Linsen und Bildschirmen zu unterdrücken:

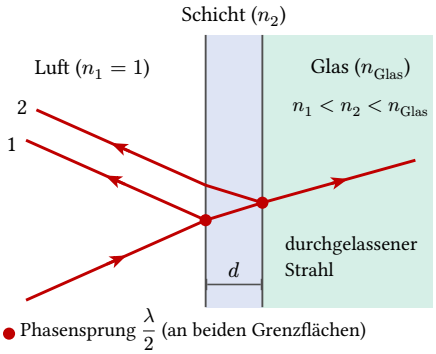


Abbildung 70: Eine dünne Schicht mit Brechzahl zwischen Luft und Glas ($1 < n_2 < n_{\text{Glas}}$) sorgt an **beiden** Grenzflächen für einen Phasensprung – die Fälle heben sich auf, es gilt $\Delta s = 2n_2 d$.

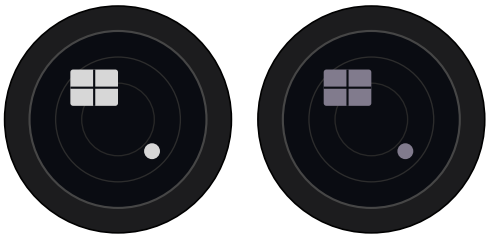


Abbildung 71: Reflex eines Fensters auf einer Kameralinse, Farbe und Helligkeit berechnet: (a) unbeschichtetes Glas ($n = 1{,}52$) reflektiert rund 4 % jeder Farbe, der Reflex ist weiß; (b) mit einer Schicht aus Magnesiumfluorid ($n = 1{,}38$, $d \approx 100$ nm, auf 550 nm abgestimmt) bleiben bei 550 nm nur 1,3 %, an den Rändern des Spektrums etwas mehr – der schwache Rest wirkt purpur.

Wählt man die Schichtdicke so, dass für eine mittlere Wellenlänge des sichtbaren Spektrums (meist grün-gelbes Licht, $\lambda \approx 550$ nm, wofür das Auge am empfindlichsten ist) destruktive Interferenz in der Reflexion auftritt, wird möglichst wenig Licht reflektiert – fast alles Licht wird durchgelassen. Da die Bedingung nur für **eine** Wellenlänge exakt erfüllt ist, bleibt bei anderen Farben ein schwacher Rest reflektiert: Grün wird fast ganz ausgelöscht, die Ränder des Spektrums (Rot und Violett) weniger – ihre Mischung ergibt den purpurnen Schimmer entspiegelter Linsen. Grünliche Reflexe entstehen erst bei Mehrfachschichten, die auf mehrere Wellenlängen abgestimmt sind.

Zur Vertiefung: **Aufgabe 94** (Dünnste Entspiegelungsschicht, im Aufgabenskript), **Aufgabe 95** (Ölfilm auf Wasser, im Aufgabenskript), **Aufgabe 96** (Farben einer Seifenhaut, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 99** (Grenzen der Entspiegelung, im Aufgabenskript).

Ausprobieren: **Interferenz an dünnen Schichten** ↗ Üben: **noctua** ↗ Einordnen: **Dünnschichtinterferenz & Seifenfilme** ↗

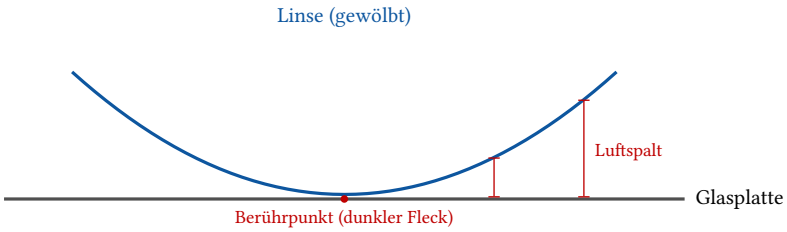
8.4 Newtonsche Ringe Zusatz · nicht Abi

Ein besonders klassischer Interferenzversuch an dünnen Schichten braucht nicht einmal eine echte „Schicht“ aus einem zweiten Material: Legt man eine schwach gewölbte Glaslinse mit der gekrümmten Seite auf eine ebene Glasplatte, entsteht dazwischen ein hauchdünner, keilförmiger Luftspalt, dessen Dicke von null (im Berührpunkt in der Mitte) nach

außen hin zunimmt. Beleuchtet man diese Anordnung von oben mit monochromatischem Licht, entstehen konzentrische helle und dunkle Ringe um den Berührpunkt – die **Newtonschen Ringe**, erstmals 1717 von Isaac Newton systematisch untersucht (obwohl Newton selbst zeitlebens von der Teilchentheorie des Lichts überzeugt blieb und die Ringe nur mit Zusatzannahmen erklären konnte).

Versuchsidee

Eine schwach gewölbte Linse wird mit der gewölbten Seite auf eine plane Glasplatte gelegt und von oben mit einem Laser beleuchtet. Mit bloßem Auge oder einer Lupe sind konzentrische Ringe um den Berührpunkt erkennbar, deren Abstand nach außen hin immer enger wird – der Luftspalt wächst dort ja pro Millimeter Radius zunehmend schneller.



Da im Berührpunkt selbst (Schichtdicke $d = 0$) genau **ein** Phasensprung auftritt (Reflexion an der Platte, dem optisch dichteren Medium), erscheint dort – entgegen der naiven Erwartung – kein heller, sondern ein **dunkler** Fleck: destruktive Interferenz bei verschwindendem Gangunterschied. Mit wachsendem Abstand von der Mitte nimmt die Luftspaltdicke zu, und Zonen konstruktiver und destruktiver Interferenz wechseln sich kreisringförmig ab – genau nach derselben Gangunterschied-Bedingung wie bei jeder anderen dünnen Schicht auch. Anders als beim ebenen Doppelspalt sind die Ringe dabei **nicht** gleichmäßig verteilt, sondern rücken nach außen hin immer enger zusammen, da der Luftspalt wegen der Linsenkrümmung nicht linear, sondern zunehmend schneller anwächst.

Dieselbe Anordnung mit einem **keilförmigen** statt gekrümmten Luftspalt – zwei plane Platten, an einem Ende leicht auseinandergehalten – ergibt gerade, äquidistante Streifen. Sie sind bis heute das Standardwerkzeug der Optikfertigung: Jede Abweichung von der Ebenheit verbiegt die Streifen sichtbar, und noch Höhenunterschiede von deutlich unter einem Mikrometer werden so mit bloßem Auge erkennbar.

Zur Vertiefung: **Aufgabe 97** (Newtonsche Ringe, im Aufgabenskript) und **Aufgabe 98** (Luftkeil zur Ebenheitsprüfung, im Aufgabenskript).

