

VERSUCH 701

Reichweite von Alpha-Strahlung

Lars Kolk

`lars.kolk@tu-dortmund.de`

Julia Sobolewski

`julia.sobolewski@tu-dortmund.de`

Durchführung: 12.06.2018

Abgabe: 19.06.2018

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Brechung und Dispersion	3
1.2	Die Dispersionsgleichung	3
1.3	Brechung am Prisma	4
1.4	Das Auflösungsvermögen eines Prismenspektralapparates	4

1 Theorie

1.1 Brechung und Dispersion

Ändert eine Lichtwelle am Grenzübergang zwischen zwei Medien ihre Richtung, wird dies als Brechung bezeichnet. Die Lichtwelle ändert ihre Richtung, da sie mit den Elektronen in der Materie in Wechselwirkung tritt und dadurch ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit geändert wird. Die Brechung wird über den Brechungsindex n beschrieben, welcher definiert ist als:

$$n := \frac{v_1}{v_2}. \quad (1)$$

v_1 und v_2 sind dabei die Geschwindigkeiten vor und nach der Brechung. Trifft die Lichtwelle also unter einem Winkel α auf die Grenzfläche, breitet sie sich darauf unter einem Winkel β aus. Die Winkel werden dabei zum Lot der Grenzfläche gemessen.

Mithilfe des Huygensschen Prinzips, welches besagt, dass jeder Punkt einer Welle als Ursprung einer Elementarwelle gesehen werden kann, deren Einhüllende die neue Wellenfront ergibt, kann mit (1) folgende Beziehung zwischen dem Brechungsindex und den Winkeln hergeleitet werden:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = n. \quad (2)$$

Dieser Zusammenhang wird als Snelliussches Brechungsgesetz bezeichnet.

Unter genauerer Betrachtung stellt sich heraus, dass der Brechungsindex von der Wellenlänge des Lichts abhängt. Dies wird als Dispersion bezeichnet und der Brechungsindex kann demnach geschrieben werden als:

$$n = n(\lambda).$$

$n(\lambda)$ wird Dispersionskurve genannt.

1.2 Die Dispersionsgleichung

Der Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex und der Wellenlänge wird durch die Dispersionsgleichung beschrieben. Um diese herzuleiten, werden die elektrisch geladenen Bestandteile der Materie betrachtet, welche durch die elektromagnetische Lichtwelle zu erzwungenen Schwingungen angeregt werden. Dieses Modell ist nicht für Wellenlängen unterhalb des sichtbaren Spektrums gültig, da hier Quantenmechanische Effekte auftreten. Zudem muss die Wellenlänge hinreichend weit entfernt von der Resonanzwellenlänge betrachtet werden, welche aufgrund der erzwungenen Schwingungen auftritt, da hier ein Großteil des Lichtes absorbiert wird. Diese Bedingungen sind für Gläser im sichtbaren Spektralbereich erfüllt.

Unter Betrachtung der schwingenden Teilchen als elektrischen Dipol bestimmt sich der Brechungsindex nach längerer Rechnung unter Berücksichtigung der Maxwellschen Relation $\epsilon = n^2$ und den obigen Annahmen zu:

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_h \frac{N_h q_h^2}{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_h} \frac{\lambda^2 \lambda_h^2}{\lambda^2 - \lambda_h^2}. \quad (3)$$

Dabei beschreiben N_h die Anzahl pro Volumeneinheit, q_h die Ladung, m_h die Masse und λ_h die Resonanzwellenlänge der Teilchenart h .

Wird Gleichung (3) mit nur einer Resonanzfrequenz λ_1 betrachtet, so lässt sie sich für $\lambda \gg \lambda_1$ schreiben als:

$$\begin{aligned} n^2(\lambda) &= 1 + \frac{N_1 q_1^2 \lambda_1^2}{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_1} \left(1 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda} \right)^4 + \dots \right) \\ &= A_0 + \frac{A_2}{\lambda^2} + \frac{A_4}{\lambda^4} + \dots \end{aligned} \quad (4)$$

und für $\lambda \ll \lambda_1$ als:

$$\begin{aligned} n^2(\lambda) &= 1 - \frac{N_1 q_1^2}{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_1} \left(\lambda^2 + \frac{\lambda^4}{\lambda_1^2} + \frac{\lambda^6}{\lambda_1^4} + \dots \right) \\ &= 1 - A'_2 \lambda^2 - A'_4 \lambda^4 - \dots \end{aligned} \quad (5)$$

Da bei beiden Gleichungen der Brechungsindex mit zunehmender Wellenlänge abnimmt, liegt normale Dispersion vor. Der umgekehrte Fall, wenn der Brechungsindex mit zunehmender Wellenlänge zunimmt, heißt anormale Dispersion. Sie tritt in der Nähe der Absorptionsstellen λ_i für $\lambda \ll \lambda_i$ auf.

1.3 Brechung am Prisma

Verläuft ein Lichtstrahl durch ein Glasprisma, so wird er zwei mal gebrochen, solange er nicht senkrecht auf das Prisma trifft (vergleiche Abbildung 1). Wird der symmetrische Strahlengang betrachtet, das heißt $\alpha = \alpha'$ und $\beta = \beta'$, ergeben sich für α und β :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\eta + \phi}{2}, \\ \beta &= \frac{\phi}{2}. \end{aligned}$$

Mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz (2) ergibt sich somit für den Brechungsindex:

$$n = \frac{\sin \frac{\eta + \phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (6)$$

1.4 Das Auflösungsvermögen eines Prismenspektralapparates

Unter der Auflösung A eines Prismenspektralapparates versteht man das Verhältnis von der gemittelten Wellenlänge λ zweier Spektrallinien zu dem minimalen Wellenlängenunterschied $\Delta\lambda$ dieser, sodass sie noch vom Gerät getrennt werden können:

$$A := \frac{\lambda}{\Delta\lambda}.$$

Das Auflösungsvermögen eines idealen Prismenspektralapparates ist durch Beugungerscheinungen am Prisma festgelegt, die aufgrund dessen endlicher Größe auftreten. Werden zwei verschiedene Wellenlängen λ und $\lambda + \Delta\lambda$ mit dem Prismenspektralapparat vermessen, so werden diese wie in Abbildung 2 zu sehen wegen der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex (3) unterschiedlich gebrochen, sodass zwei Beugungsfiguren entstehen. Bei kleinem Wellenlängenunterschied $\Delta\lambda$ sind die Hauptmaxima nur leicht gegeneinander verschoben. Es soll genau dann noch eine Trennung der Linien von dem Gerät möglich sein, wenn das Maximum der einen Linie mit dem ersten Minimum der anderen übereinstimmt. Nach einiger Rechnung ergibt sich bei symmetrischem Strahlengang unter Ausnutzung von Formel (6) für das Auflösungsvermögen:

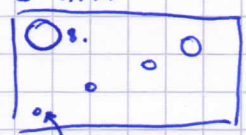
$$A = b \frac{dn}{d\lambda} \quad (7)$$

Dabei stellt b die Basisbreite des Prismas dar (vergleiche Abbildung 2).

US2 - Scanverfahren in der Ultraschalltechnik

... 3. 2. 1. oben

Breite: 8cm
Tiefe: 4cm
Höhe: 15cm
d (Hand)



Numerisierung
(anders als in Anleitung)

	oben $\Delta t / \mu s$	unten $\Delta t / \mu s$
1. 0,6cm	11	46,34
2. 0,5cm	17,14	40,63
3. 0,4cm	23,91	35,23
4. 0,3cm	29,73	29,84
5. 0,2cm	35,55	23,70
6. 0,2cm	41,58	18,09
7. "	47,19	12,17
8. 0,9cm	12,49	42,22
9. 0,2cm	53,33	6,35

Herz: $\Delta t = 47,51 \mu s$ Diastole
 $\Delta t = 34,49 \mu s$ Systole
Durchmesser Herz: 0,5cm

richt

1701 - Reichweite von α -Strahlung

d = 2,3 cm

p / mbar	0	50	100	150	200	250	300	350	400
Counts	92.567	58.947	57.532	57.965	56.132	56.827	56.955	53.724	54.801
Channel	1127	1088	1045	1022	970	934	932	857	858

450	500	550	600	650	700	750	800	850	900	950
53.282	47.913	43.768	39.368	35.751	32.637					
819	747	699	666	625	614					

d = 1,5 cm

p / mbar	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450
Counts	113.475	109.025	111.614	111.548	108.798	109.419	106.614	108.277	107.038	105.803
Channel	1131	1094	1086	1056	1022	1000	964	953	929	893

500	550	600	650	700	750	800	850	900	950
105.266	103.554	102.169	101.256	99.909	98.402	95.224	95.745	93.222	91.206
871	933	807	786	761	718	683	666	642	614

d = 20,5 cm

51|44|42|53|63|48|52|40|29|44|44|34|53|58|49|37|82|61|57|40|38|50|23|49|51|39|57|41|57|56|
57|44|53|44|37|47|44|45|46|44|47|60|48|36|50|60|50|51|42|49|37|51|56|40|51|46|32|53|49|54|
37|45|47|45|45|59|33|46|57|46|50|57|49|45|51|52|37|45|44|50|50|47|35|53|26|47|51|43|49|42|
37|42|65|50|47|29|39|51|40|39|

g.d.

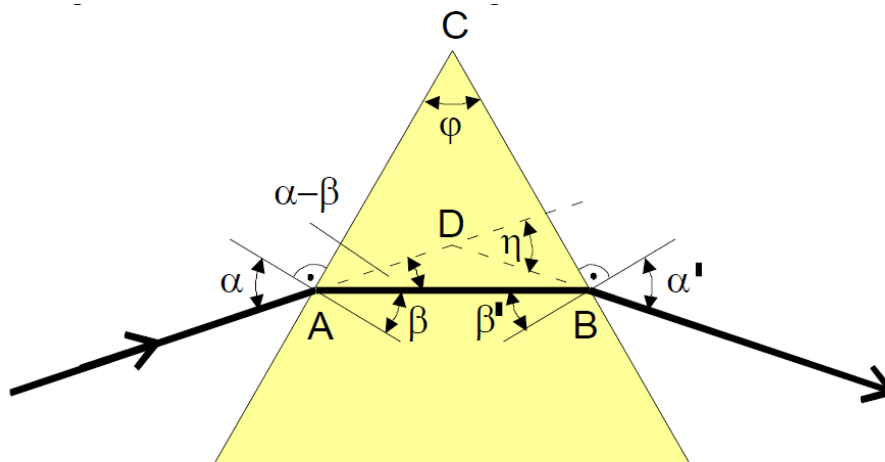


Abbildung 1: Skizze des symmetrischen Strahlenganges durch das Glasprisma [V402].

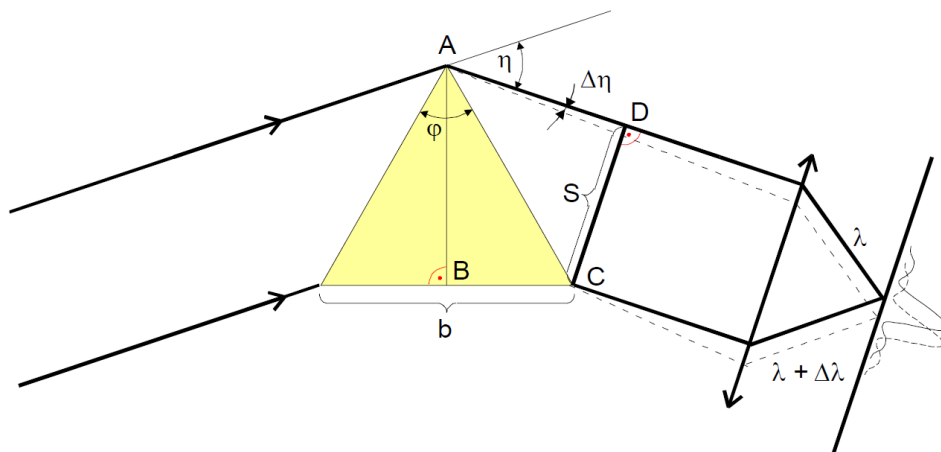


Abbildung 2: Skizze für die Brechung zweier Wellenlängen λ und $\lambda + \Delta\lambda$ beim idealen Prismenspektralapparat [V402].