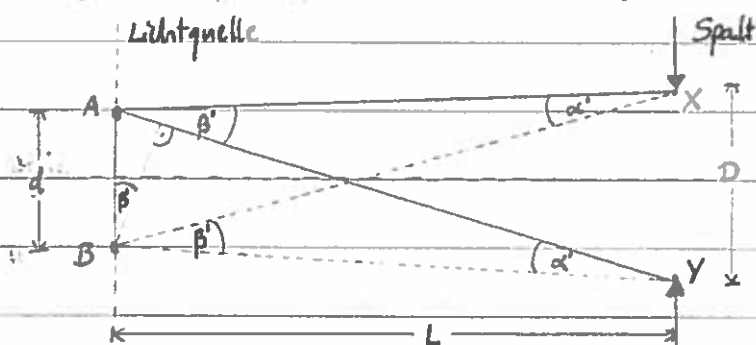


368 - Beugung und Interferenz

- 1.) Einleitung: Im ersten Teil des Versuchs 368 untersuchen wir die Beugung am Einzelspalt in der Fraunhofer-Näherung, d.h. im Fernfeld. Dabei lernen wir außerdem die verschiedenen Aspekte des Kohärenzbegriffs kennen.
- Im zweiten Versuchsteil beobachten wir die Interferenzphänomene an einem Transmissionsgitter, das von einer Hg-Lampe beleuchtet wird. Durch verschiedene Messungen soll die Gitterkonstante, das Auflösungsvermögen und die Wellenlänge einer Spektrallinie bestimmt werden. ✓

2.) V-aufgaben: 368.A

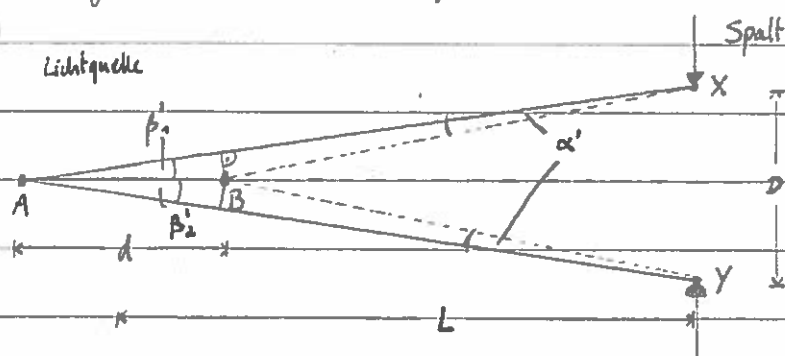
- Ausdehnung der Lichtquelle parallel zum Beugungsspalt (wie in der Praktikumsanleitung):



Weglängenunterschied:

$$\Delta = A_2 - A_1 = \overline{BX} - \overline{BY} - \overline{AX} + \overline{AY} \\ \approx 2d \sin \beta' \approx 2d \beta' \approx \frac{2dD}{L} \checkmark$$

- Ausdehnung der Lichtquelle entlang der optischen Achse:



Liegt die Lichtquelle näherungsweise auf der optischen Achse, dann gilt $\beta'_1 \approx \beta'_2$ und für den Weglängenunterschied:

$$\Delta = \overline{AX} - \overline{BX} + \overline{AY} - \overline{BY} \\ \approx 2d \cos \beta' \approx 2d \checkmark$$

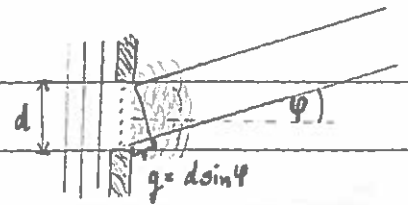
Welche Auswirkungen hat das?

368.B $\Lambda = c\tau$, $\tau = \frac{1}{2\pi \Delta \nu}$, Linienbreite Na-D-Linie: $\Delta \nu = 10 \text{ MHz}$

\Rightarrow Lebensdauer: $\tau = 1,59 \cdot 10^{-8} \text{ s}$

\Rightarrow Länge Wellenzug: $\Lambda = 4,77 \text{ m} \checkmark$

368.C Nach dem Huygensschen Prinzip stellen wir uns den Spalt als N gleichmäßig verteilte Oszillatoren vor, die in Phase schwingen und Kugelwellen emittieren. Mit der



Phasendifferenz $\Delta\theta = k \cdot q = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin\varphi$ zwischen zwei interferierenden Wellen unter dem Winkel φ ergibt sich für das Gesamtfeld:

$$E = \sum_{n=0}^{N-1} \frac{1}{N} E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \frac{n}{N} \Delta\theta)} = \frac{1}{N} E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i \frac{n}{N} \Delta\theta} = \frac{e^{i \Delta\theta} - 1}{e^{i \frac{\Delta\theta}{N}} - 1}$$

$$= \frac{1}{N} E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \frac{e^{i \frac{\Delta\theta}{2}}}{e^{i \frac{\Delta\theta}{2N}}} \frac{\sin \frac{\Delta\theta}{2}}{\sin \frac{\Delta\theta}{2N}}$$

Für die Intensität finden wir also:

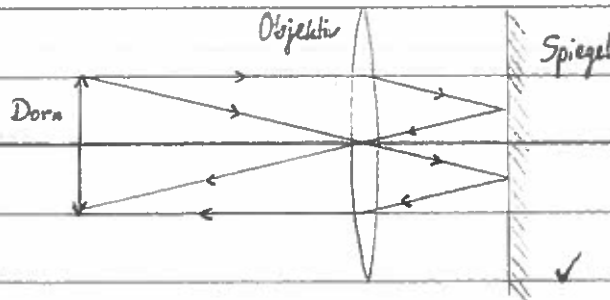
Kleinwinkelnäherung

$$I(\varphi) \propto \langle |E|^2 \rangle = I_0 \frac{1}{N} \left(\frac{\sin \frac{\Delta\theta}{2}}{\sin \frac{\Delta\theta}{2N}} \right)^2 \quad \text{für Grenzfalle } N \rightarrow \infty: \sin \frac{\Delta\theta}{2N} \rightarrow \frac{\Delta\theta}{2N}$$

$$\text{Also: } I(\varphi) = I_0 \left(\frac{\sin \frac{\Delta\theta}{2}}{\frac{\Delta\theta}{2}} \right)^2 = I_0 \left(\frac{\sin \left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \varphi \right)}{\frac{\pi}{\lambda} d \sin \varphi} \right)^2$$

Minima treten auf, wenn $\sin \frac{\Delta\theta}{2} = 0$ und $\frac{\Delta\theta}{2} \neq 0$. Daraus folgt für Minima $d \sin \varphi = m \lambda$, $m \in \mathbb{Z} \setminus \{0\}$. Das erste Minimum liegt also bei $\sin \varphi = \frac{\lambda}{2}$.
Schön, aber leichter Overkill

368.D Bei der Autokollimation befindet sich das Objektiv im Abstand seiner Brennweite hinter dem Dorn. Dadurch verlaufen die Strahlen vom Dorn hinter dem Objektiv parallel. Ein Spiegel reflektiert sie, sodass an der Stelle des Dorns wieder ein Bild desselben entsteht, allerdings verkehrt herum.

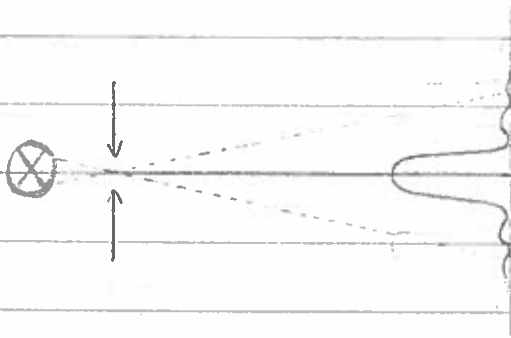


368.E Die Form der Beugungsbilder hängt von der Form des Beugungsspaltes ab. Wenn man statt gerader Spektrallinien gebogene sehen will, so muss auch ein gebogener Beugungsspa verwendet werden ok

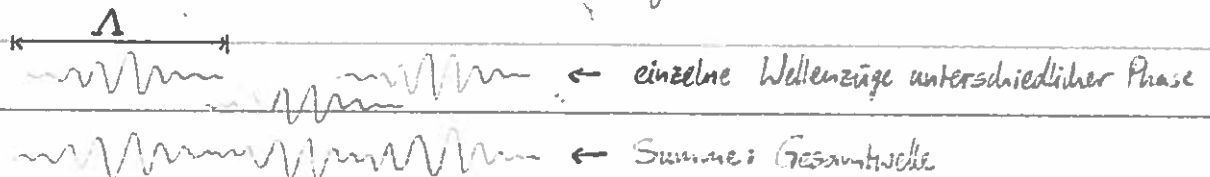
368.F Der Grund "dafür, dass Skala und Spektrallinien nicht gleichzeitig scharf abgebildet werden, liegt in der Restdivergenz des Lichtstrahls, der durch den Beleuchtungsspalt dringt. Diese Restdiver ließe sich reduzieren, indem man zwischen der Lichtquelle (Hg-Lampe) und dem Spalt einen Kollimator platziert. ok ym

3.) Theorie Voraussetzung für die Beobachtung von Beugung oder Interferenz ist kohärentes Licht. Das heißt, dass zwei miteinander interferierende Wellen dieselbe Frequenz und eine feste Phasenbeziehung zueinander haben müssen. Man unterscheidet räumliche und zeitliche Kohärenz:

Bedingung für die räumliche Kohärenz im Licht ist, dass die Ausdehnung der Lichtquelle relativ klein ist, da sonst Weglängendifferenzen je nach Ort der Emission innerhalb der Lichtquelle auftreten. Wenn diese Weglängendifferenzen zu groß werden, so können sie zur teilweisen Auslöschung (destruktive Interferenz) der Strahlen nach vor dem Beugungsspalt führen. Hinter dem Spalt kann es passieren, dass durch eine zu breite Lichtquelle viele Beugungsbilder nebeneinander entstehen und sich überlagern, sodass diese verschwimmen, bis schließlich nur noch eine gleichmäßig ausgeleuchtete Fläche zu sehen ist:



Bei der zeitlichen Kohärenz berücksichtigt man, dass Licht aus vielen endlichen Wellenzügen besteht, deren Überlagerung einen Strahl bildet. Auch wenn alle Wellenzüge dieselbe Frequenz haben (wie annähernd bei einer konkreten Spektrallinie einer Spektrallampe), ist das Licht nicht automatisch kohärent, da bei zeitlich unabhängigen Emissionsvorgängen der Photonen ihre Phasenbeziehung ständig wechselt:



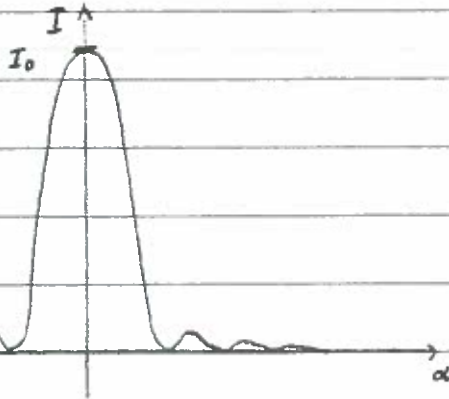
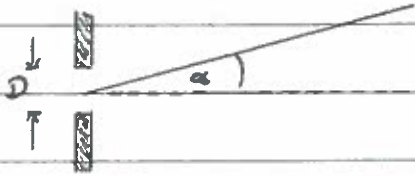
Die Kohärenzlänge l_c liegt in der Größenordnung der Wellenzuglänge λ .

Im Versuch werden wir Beugung am Spalt und Interferenz am Gitter beobachten. Die Intensitätsverteilungen für beide Fälle im Fernfeld (Fraunhofer-Näherung) lauten:

Einzelspalt

(Herleitung in 368.C)

$$I(\alpha) = I_0 \frac{\sin^2(q)}{q^2}, \quad q = \frac{\pi D \sin \alpha}{\lambda}$$



gut, Auflösungsvermögen des Gitters wäre noch schön gewesen

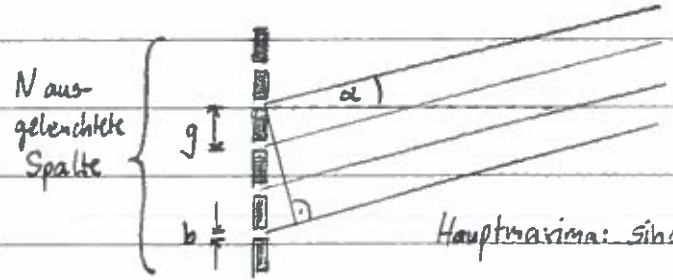
Gitter

Biegung am Einzelspalt

Interferenz am Gitter

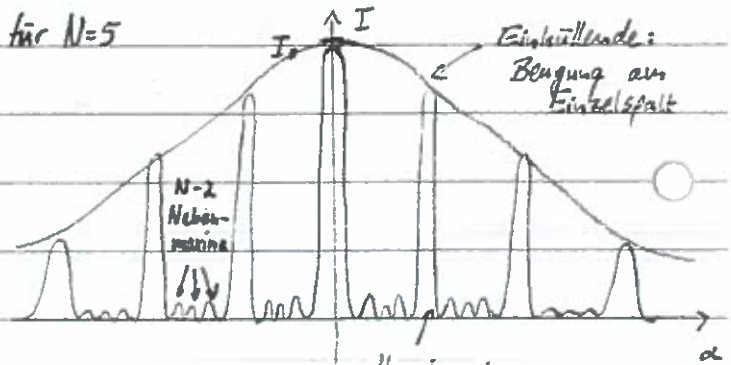
$$I(\alpha) = I_0 \frac{\sin^2(q_0)}{q_0^2} \cdot \frac{\sin^2(Nq_2)}{\sin^2(q_2)}$$

$$q_1 = \frac{\pi b \sin \alpha}{\lambda}, \quad q_2 = \frac{\pi g \sin \alpha}{\lambda}$$



$$\text{Hauptmaxima: } \sin \alpha = \frac{m}{g}$$

für $N=5$



Hauptmaximierung

1. Ordnung

4.) Messwerte

368.b

$$D = (0,1 \pm 0,001) \text{ mm}$$

$$f = (16 \pm 1) \text{ cm}$$

Ordnung m	1	2	3	4	5	6
Entfernung x_m [mm]	27,33	27,84	28,35	28,81	29,31	29,73

Schöner wäre es gewesen, wenn ihr 0. Minima auf der anderen Seite des Hauptmaximums auch vermessen hätten

$$\Delta x_m = 0,05 \text{ mm}$$

368.c Wir stellen die Tischlampe vor den

Spalt auf den Boden, und

bilden ihn mit einer Linse ($f=10\text{cm}$) auf die Wand ab.

$$g = (19 \pm 2) \text{ cm}$$

$$b = (19 \pm 2) \text{ cm}$$

$$B = (2 \pm 1) \text{ mm}$$

$$f = (10 \pm 1) \text{ cm}$$

$$d_0 = G = B \frac{g}{f}$$

Brennweite Kollimatorlinse: $f = (10 \pm 1) \text{ cm} = L$ (Abstand Beleuchtungsspalt zum Biegungsspalt)

368. d, e

$$\Delta a = 0,1 \text{ cm}$$

Ordnung m		1	2	3	4	5	6	7	8
grün	Ablenkung rechts a_r [cm]	44,5	39,0	33,5	28,1	22,6	17,0	11,5	
	Ablenkung links a_l [cm]	55,4	60,9	66,4	71,9	77,4	82,9	88,5	
	Ablenkung rechts a_r [cm]	45,6	41,2	36,9	32,5	28,1	23,7	19,3	14,9
	Ablenkung links a_l [cm]	54,3	58,7	63,1	67,5	71,8	76,2	80,6	85,1

368. f

2. Ordnung: $b = (39 \pm 1) \text{ cm}$ $g = (9,5 \pm 1) \text{ cm}$ $B = (4 \pm 1) \text{ mm}$

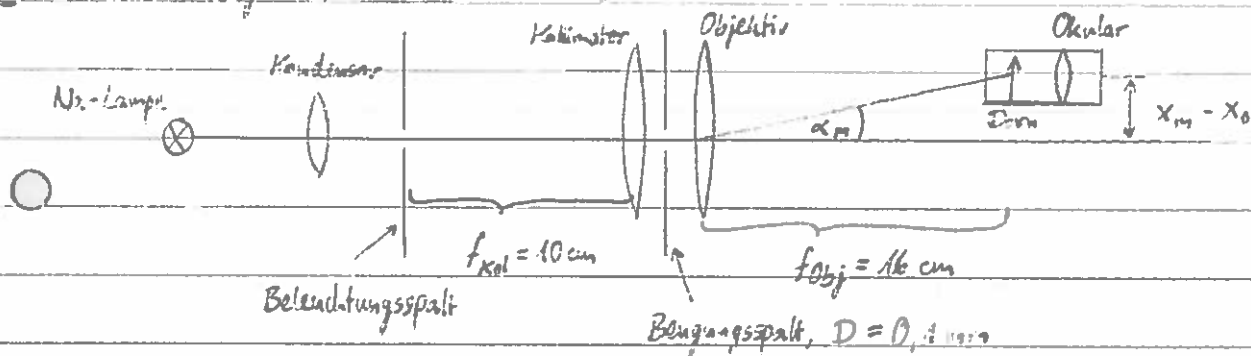
4. Ordnung: $b = (40 \pm 1) \text{ cm}$ $g = (15 \pm 1) \text{ cm}$ $B = (2 \pm 1) \text{ mm}$

5. Ordnung: $b = (36,5 \pm 1) \text{ cm}$ $g = (16,5 \pm 1) \text{ cm}$ $B = (1 \pm 1) \text{ mm}$

6. und 7. waren wegen zu geringer Helligkeit nach Einsetzen des Spaltes nicht mehr erkennbar.

5.) Durchführung und Auswertung

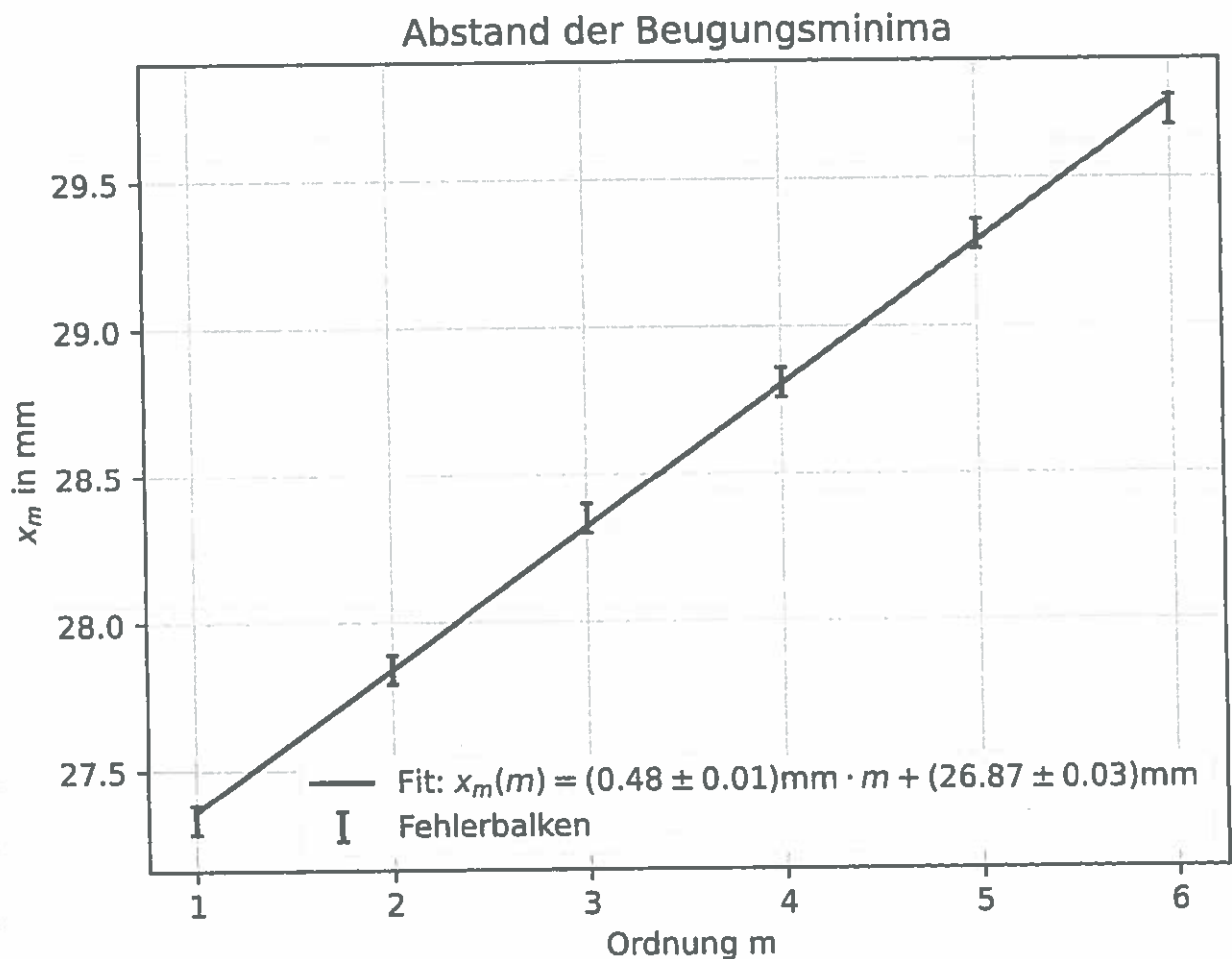
368. a Wir bauen folgenden Versuchsaufbau auf:



Die Kondensorlinse bündelt das Licht der Na-Lampe zu dem Beleuchtungsspalt, sodass dieser gut ausgeleuchtet ist. Der Kollimator sorgt dafür, dass paralleles Licht durch den Beugungsspalt dringt. Mit dem Fernrohr, das zuvor per Autokollimation auf unendlich fokussiert worden ist, wird das Beugungsmuster beobachtet.

368. b Beim Blick durch das Fernrohr sehen wir das Beugungsmuster bestehend aus hellen und dunklen Streifen. Das Okular mit Dorn lässt sich senkrecht zur optischen Achse verschieben. Indem wir das Okular so einstellen, dass der Dorn auf die dunklen Beugungsstreifen zeigt, messen wir die Position der Beugungsminima x_m . Mit dem

Feintrieb wäre diese Messung theoretisch auf 0,01 mm genau möglich, da unsere Abbildung des Beugungsmusters jedoch leicht unscharf war, wählen wir einen Messfehler von 0,05 mm. Aus der Intensitätsverteilung $I(\alpha)$ folgt als Bedingung für Minima $D \sin \alpha = m \lambda$ (368.C). Für kleine Winkel α bedeutet das, dass auch die Positionen x_m der Beugungsminima in der Beobachtungsebene linear von der Ordnung m abhängen und somit äquidistant sind. Da das 0. Maximum auf der Skala bei etwa $x_0 \approx 26,8 \text{ mm}$ lag, erwarten wir also bei der Auftragung von x_m gegen m eine Gerade mit y -Achsenabschnitt x_0 .
wo steht das in den Messwerten?



Dieser Graph entspricht ziemlich genau unseren Erwartungen: Man erkennt eindeutig den linearen Zusammenhang und der y -Achsenabschnitt von $x_0 = (26,87 \pm 0,03) \text{ mm}$ stimmt ebenfalls mit dem am Versuchsaufbau abgelesenen Wert von 26,8 mm überein. gut

Mithilfe der Steigung $a = (0,48 \pm 0,01) \text{ mm}$ können wir nun die Wellenlänge λ der Na-Lau bestimmen. Aus unserer Skizze in 368.a lesen wir ab: $\tan \alpha_m = \frac{x_m - x_0}{f} \approx \sin \alpha_m$

Mit der Bedingung für Beugungsminima gilt man:

$$\lambda = \frac{D \sin \alpha_m}{m} = \frac{D(x_m - x_0)}{f \cdot m} = \frac{D}{f} \cdot a$$

Die Breite $D = (0,1 \pm 0,001) \text{ mm}$ war am Beugungsspalt angegeben, die

Brennweite $f = (16 \pm 1) \text{ cm}$ an der Linse. Damit ergibt sich:

$$\lambda = (301 \pm 20) \text{ nm}$$

Schreib nächstes Mal dazu, dass der Fehler mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet

Dieses Ergebnis ist nicht plausibel, da Licht dieser Wellenlänge im ultravioletten

Bereich liegt und von uns Menschen nicht mehr gesehen werden kann. Laut der

in der Praktikumsanleitung abgedruckten Tabelle zu den Spektren der Spektallampen

(Versuch 366) müsste die gelbe Natrium-D-Linie bei $\lambda = 589 \text{ nm}$ liegen, also

oder die Hälfte/das Doppelte...

fast 300 nm entfernt von unserem Wert. Warum diese große Abweichung zustande

kommt, ist mir unklar. Vermutlich war der Aufbau nicht perfekt justiert. Beispiels-

weise war der Abstand vom Beugungsspalt zum Objektiv des Fernrohrs relativ groß.

Ein anderer möglicher Grund könnte sein, dass die Kleinwinkelnäherung $\tan \alpha \approx \sin \alpha \approx \alpha$

nicht genau genug war. Den Einfluss beider besagter Fehlerquellen würde ich jedoch eher

gering einschätzen. Minima zu jeweils ca. 1 mm gemessen und bekommen das richtige Ergebnis.

Habt ihr falsch abgelesen? Oder ist die Formel falsch?

↳ haltet ihr bemerken können/sollen

368.c Variiert man die Breite des Beleuchtungspaltes d , so stellt man fest, dass die

Beugungsstreifen für kleines d schärfer und schmaler erscheinen. Allerdings werden

sie auch dunkler, da weniger Licht durch den Spalt fällt. Für große Spaltbreiten

verschimmt das Beugungsmuster immer weiter, bis die räumliche Kohärenzbedingung

nicht mehr erfüllt ist, man die Ausdehnung der Lichtquelle (Beleuchtungspalt) also nicht

mehr vernachlässigen kann. Die genaue Spaltbreite d_c , bei der dies der Fall ist,

war schwierig zu ermitteln, da der Übergang fließend ist und speziell die beiden

ersten Minima noch relativ lange erkennbar waren, während das Muster in höherer

Ordnung schon beinahe vollkommen verschimmt war.

Die Breite d_c des Beleuchtungspaltes, bei der die Streifen verschwinden, messen

wir folgendermaßen: Wir nehmen den Spalt von der optischen Bank, stellen ihn

auf den Boden und beleuchten ihn mit der Tischlampe. Mit einer Linse der

Brennweite $f = 10 \text{ cm}$ bilden wir den Spalt scharf auf die Wand ab. Bei festem

Abstand zwischen Spalt und Wand gibt es dabei zwei Linsenpositionen, in denen eine scharfe Abbildung entsteht. Wir wählen diejenige Position, bei der die Linse näher am Spalt steht, da dann das Bild B größer als der Gegenstand G ist (Abbildungsmaßstab $\gamma = \frac{B}{G} = \frac{b}{g} > 1$). Durch Messung von Bild- und Gegenstandsweite sowie der Bildgröße B mit einem Lineal können wir über

$$d_o = G = B \cdot \frac{g}{b}$$

die gesuchte Spaltbreite d_o bestimmen.

Mit $g = (19 \pm 2) \text{ cm}$, $b = (19 \pm 2) \text{ cm}$ und $B = (2 \pm 1) \text{ mm}$ ergibt sich:

$$d_o = (2 \pm 1) \text{ mm}$$

Dummerweise isten wir den Spalt ungefähr im Abstand der viertfachen Brennweite vor der Wand platziert, was mir ^{leider} erst im Nachhinein auffiel. In diesem Spezialfall gibt es nämlich nur eine mögliche Linsenposition für eine scharfe Abbildung, und zwar wenn $b = g = 2f$. Der Abbildungsmaßstab ist hierbei offensichtlich 1, sodass das Bild des Spaltes genauso groß ist wie er selbst und der gewünschte Vergrößerungseffekt ausbliebt. ok

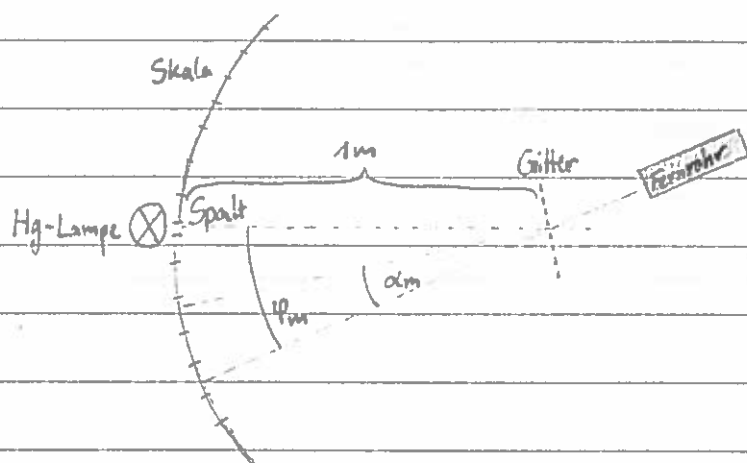
Wir wollen noch die Beziehung $d_o \cdot \beta = \lambda$ überprüfen. Dabei ist β die Hälfte des Winkels, unter dem der Beugungsspalt von einem beliebigen Punkt im Beleuchtungsspalt erscheint. Der Abstand L zwischen den Spalten entspricht etwa der Brennweite der Kollimatorlinse, da sich der Beleuchtungsspalt genau im Brennpunkt des Kollimators befindet. Mit der Breite D des Beleuchtungsspaltes gilt:

$$\beta \approx \frac{D}{2L} = \frac{(0,1 \pm 0,001) \text{ mm}}{2 \cdot (100 \pm 10) \text{ mm}} = (50 \pm 5) \cdot 10^{-5}$$

$$\Rightarrow d_o \cdot \beta = (1000 \pm 500) \text{ nm} \text{ also Kohärenz nicht erfüllt}$$

Die tatsächliche Wellenlänge von 589 nm liegt also noch im Fehlerbereich, der aber wegen der beschriebenen Ungenauigkeiten sehr groß ist. ok

368. d Für die Experimente am optischen Gitter bauen wir folgenden Aufbau auf:



Durch den Spalt in der Mitte der Skala dringt kohärentes Licht einer Hg-Lampe, das auf das Gitter trifft und dort gebeugt wird. Durch ein Fernrohr können sowohl die Skala, als auch die Interferenzmaxima scharf betrachtet werden, wenn das Gitter in das Minimum der Ablenkung gedreht wird. Da das Gitter genau im Mittelpunkt der kreisförmig gebogenen Skala liegt, entspricht die auf der Skala abgelesene Entfernung in Metern genau dem Winkel der Ablenkung im Bogenmaß. Weil aber der Spalt nicht exakt in der Mitte der Skala (auf der „50°“) liegt,² messen wir für jede Beugungsordnung den Winkel auf beiden Seiten, bilden die Differenz und halbieren diese, um den genauen Ablenkwinkel φ_m zu erhalten.

Zunächst nehmen wir die Messwerte für die grüne Linie im Hg-Spektrum ($\lambda = 546,07 \text{ nm}$) auf. Während dies für die ersten Ordnungen problemlos machbar ist, müssen wir bei höheren Ordnungen schon besser darauf achten, auch tatsächlich die richtige Linie auszumessen, da ihre Intensität abnimmt und sich hier Linien verschiedener Ordnungen überlagern. Wie wir im Theorie-Teil gesehen haben, gilt bei der Interferenz am Gitter für die Hauptmaxima: $\sin \alpha_m = \frac{m \cdot \lambda}{g}$. Das Minimum der Ablenkung wird erreicht, wenn das Gitter um $\alpha_m = \frac{\varphi_m}{2}$ gedreht wird. Somit gilt

$$\sin \frac{\varphi_m}{2} = \frac{m \lambda}{2g} \quad \Leftrightarrow \quad g = \frac{m \lambda}{2 \sin \frac{\varphi_m}{2}}$$

und wir können mit der Vermessung von φ_m die Gitterkonstante bestimmen.

Die folgende Tabelle zeigt unsere Werte für φ_m und die Gitterkonstanten, die sich

daraus ergeben:

φ/rad	$\Delta\varphi/\text{rad}$	$g/\mu\text{m}$	$\Delta g/\mu\text{m}$
0.0545	0.0007	10.02	0.13
0.1095	0.0007	9.98	0.06
0.1645	0.0007	9.97	0.04
0.2190	0.0007	9.99	0.03
0.2740	0.0007	10.00	0.03
0.3295	0.0007	9.99	0.02
0.3850	0.0007	9.99	0.02

Als Mittelwert berechnen wir: $g = (9.99 \pm 0.05) \mu\text{m}$

Dieser Wert ist durchaus realistisch: Beugungsgitter mit Gitterkonstanten von $10 \mu\text{m}$ liegen im Bereich des technisch Machbaren und sind typisch für Gitterspektrometer. ✓

immerhin (du misst die Winkel der Maxima)

368.e Nun vermessen wir die blaue Linie, dessen Wellenlänge wir bestimmen wollen. Es gilt:

$$\lambda = \frac{2g \sin \frac{\varphi_m}{2}}{m}$$

φ/rad	$\Delta\varphi/\text{rad}$	λ/nm	$\Delta\lambda/\text{nm}$
0.0435	0.0007	434.6	7.4
0.0875	0.0007	437.0	4.1
0.1310	0.0007	436.0	3.1
0.1750	0.0007	436.6	2.7
0.2185	0.0007	435.7	2.5
0.2625	0.0007	435.9	2.4
0.3065	0.0007	435.8	2.3
0.3510	0.0007	436.1	2.3

Als Mittelwert berechnen wir: $\lambda = (435.9 \pm 3.4) \text{nm}$

Aus dem letzten Versuch 366 wissen wir, dass die blaue Hg-Linie eine Wellenlänge von $\lambda = 435.83 \text{ nm}$ hat. Unser Ergebnis passt also hervorragend zum Literaturwert. stark

368.f Das Auflösungsvermögen A des Beugungsgitters hängt nur von der Anzahl der ausgeleuchteten Spalte N und der betrachteten Ordnung m ab:

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN$$

Diese Beziehung wollen wir am Beispiel des gelben Doublets im Hg-Spektrum verifizieren. Um es aufzulösen, ist ein Auflösungsvermögen von mindestens

$$A = \frac{578,01 \text{ nm}}{2,1 \text{ nm}} = 275,24$$

nötig. Ohne Modifizierung im Versuchsaufbau konnten wir die beiden gelben Linien in allen Beugungsordnungen getrennt sehen. Nun stellen wir unmittelbar vor das Gitter einen weiteren Spalt, mit dem wir die Anzahl N der ausgeleuchteten Gitterspaltbreite verkleinern. Das machen wir für verschiedene Ordnungen m solange, bis die beiden Linien miteinander verschmelzen. Die Spaltbreite d , bei der dies der Fall ist, bestimmen wir wieder mit der in Aufgabe 368.c beschriebenen Methode.

Für die Spaltbreite d_2 , bei der die Linien in zweiter Ordnung nicht mehr getrennt werden können, finden wir:

$$d_2 = (0,97 \pm 0,27) \text{ mm}$$

Für die vierte und fünfte Ordnung gehen wir analog vor:

$$d_4 = (0,8 \pm 0,4) \text{ mm}$$

$$d_5 = (0,5 \pm 0,5) \text{ mm}$$

Insgesamt sind die Fehler für die Spaltbreiten recht hoch. Das liegt daran, dass es sehr schwierig war genau zu sagen, wann der Spalt scharf auf der Leinwand abgebildet wurde. Kleine Änderungen der Linienposition änderten am Bild des Spaltes fast nichts, weshalb wir einen großzügigen Fehler von 1 cm auf Bild- und Gegenstandsweite gewählt haben.

Für eine genauere Bestimmung der Spaltbreite wäre es wohl sinnvoller gewesen, mehrere

Abstandsmessungen durchzuführen und schließlich den Mittelwert zu bilden.

Für die Anzahl N der ausgeleuchteten Striche gilt nun:

$$N = \frac{d}{g}$$

Damit finden wir:

$$A_2 = 200 \pm 50$$

$$A_4 = 300 \pm 150$$

$$A_5 = 230 \pm 230$$

Unsere Werte liegen also in der richtigen Größenordnung, weisen aber aus den bereits genannten Gründen einen großen Fehler auf, in Ordnung.

Das Auflösungsvermögen in der sechsten Ordnung (wie in der Praktikumsanleitung gefordert) konnte nicht mehr bestimmt werden, denn bevor die beiden gelben Linien miteinander verschmelzen konnten, waren sie trotz maximal geöffnetem Beleuchtungsspalt an der Skala schon zu dunkel, um sie wohl erkennen zu können. Dasselbe galt für die sechste

Ordnung, weshalb wir stattdessen das Auflösungsvermögen in der fünften Ordnung untersucht haben.

368.g Der Vorschlag, zwischen Lichtquelle und Spalt einen Kollimator zu platzieren, um die Restdivergenz zu reduzieren, konnte nicht umgesetzt werden, da zwischen der Ltg-Lampe und dem Spalt kein Platz für diese Konstruktion war. Was ist mit Zwischen Fernrohr Gitter und Spalt?

6.) Fazit Der Versuch 368 hat uns die Beugung am Spalt und am Gitter sprachwörtlich vor Augen geführt. Im ersten Versuchsteil haben wir die Beugung am Spalt vermessen und daraus die Wellenlänge der als Lichtquelle benutzten Natrium-Dampflampe berechnet. Dass dabei mit $\lambda = 300 \text{ nm}$ nur ^{etwa} die Hälfte der tatsächlichen Wellenlänge herauskam, ^{ich glaube nicht} muss wohl an der fehlerhaften Justierung unseres Versuchsaufbaus gelegen haben. Im zweiten Versuchsteil am Gitter konnten wir hingegen bessere Ergebnisse erzielen: Die Gitterkonstante des verwendeten Transmissionsgitters wurde zu etwa $10 \mu\text{m}$ bestimmt. Bei der Vermessung der blauen Quecksilber-Linie trafen wir mit $\lambda = (435,9 \pm 3,4) \text{ nm}$ fast exakt den Literaturwert. Nur die Bestimmung des Auflösungsvermögens war wieder von Ungenauigkeiten geprägt, die eventuell durch mehrere Messreihen hätten verkleinert werden können.

Sehr schönes Protokoll, beim Einzelspalt habt ihr aber irgendwo einen Faktor 2 bei der Bestimmung der Wellenlänge verloren, das hätte euch auffallen sollen.

Bestanden 11.03.22 ~~XXXXXXXXXX~~