

LIEBFRAUENSCHULE OLDENBURG

STAATLICH ANERKANNTES KATH. GYMNASIUM FÜR MÄDCHEN UND JUNGEN

Auguststraße 31 26121 Oldenburg

Facharbeit
im Leistungskurs
Physik

„Spalt – Doppelspalt – Gitter“

Thema

Verfasser/in:	<u>Johannes Hallier</u>
Fachlehrer	<u>Prömpeler</u>
Ausgabe des Themas:	<u>31.01.2001</u>
Abgabetermin:	<u>14.03.2001</u>

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	Seite 1
1.1 Wellen	Seite 1
1.2 Kohärenz des Lichtes	Seite 1
1.3 Das Huygensche Prinzip	Seite 2
1.4 Zeigerdiagramme	Seite 2
2 Erläuterung der Interferenzfiguren	Seite 3
2.1 Doppelspalt	Seite 3
2.2 Optisches Gitter	Seite 5
2.3 Einzelspalt	Seite 6
3 Versuch zur Wellenlängenbestimmung	Seite 7
3.1 Versuchsaufbau	Seite 7
3.2 Versuchsdaten	Seite 7
3.3 Beobachtungen und Auswertung	Seite 8
4 Besonderheiten der einzelnen Spalte	Seite 9
4.1 Besonderheiten des Gitters	Seite 9
4.2 Intensitätsverlauf am Gitter – mathematisch betrachtet	Seite 10
4.3 Intensitätsverlauf am Einfachspalt – mathematisch betrachtet	Seite 12
4.4 Der Doppelspalt – Zwei Einfachspalte?	Seite 13

1 Einleitung

Lässt man ein Lichtbündel auf eine weite Öffnung fallen, hinter welcher Dunkelheit herrscht, so breitet sich das Licht dort geradlinig aus. Es entsteht ein von klaren Schatten begrenzter heller Bereich von der Größe der Öffnung. Verkleinert man jedoch den Öffnungsabstand auf wenige Millimeter, so tritt das Licht hinter der Öffnung in den geometrischen Schattenraum über. Dieses Phänomen, die Beugung des Lichtes, wird Thema meiner Facharbeit sein. Dabei werde ich speziell auf die Interferenz von Laserlicht hinter verschiedenen Spalten eingehen. Das Phänomen der Interferenz ist der Grund dafür, dass Licht als Welle betrachtet wird, da nur Wellen diese Eigenschaft aufweisen. Die Wellentheorie des Lichtes und insbesondere das Huygensche Prinzip des niederländischen Physikers Christiaan Huygens (1629-1695) wird dabei die Grundlage für die Erklärung der Interferenzfiguren.

1.1 Wellen

Allgemein sind Wellen Schwingungen einzelner Oszillatoren, die von einem Erreger ausgehen und sich im Raum fortpflanzen, wobei Energie zwischen den Oszillatoren übertragen wird. Zur Betrachtung einer Welle benutzt man eine Sinusfunktion, welche man aus der harmonischen Schwingung der einzelnen Oszillatoren erhält. Wichtige Größen zur Betrachtung von Wellen sind die Amplitude \hat{s} , die die Maximalauslenkung in y-Richtung einer Schwingung darstellt, die Wellenlänge λ , die den Abstand zweier schwingender Teilchen in gleicher Phasenbeziehung darstellt (z.B. zweier Maximalstellen), also der Phasendifferenz 2π , da dies der Winkel für einen vollen Durchlauf der Sinusfunktion ist, die Wellengeschwindigkeit c , mit der sich die Welle im Raum fortpflanzt und die Frequenz f , die Anzahl der Schwingungen pro Sekunde bzw. dem Kehrwert aus der Zeit eines vollen Durchgangs bis zur gleichen Phasenbeziehung, also $f=1/T$. Daraus kann man die Wellengeschwindigkeit c herleiten, indem man den Quotienten $\Delta s/\Delta t$ bildet, mit $\Delta s = \lambda$ und $\Delta t = T$, der Zeit für einen vollen Durchlauf von λ . Mit $T = 1/f$ ergibt sich: $c = f * \lambda$, eine Formel, die bei der Fortbewegung elektromagnetischer Wellen wie dem Licht eine wichtige Rolle spielt.

1.2 Kohärenz des Lichtes

In meinem Versuch verwende ich zur Wellenlängenbestimmung Laserlicht, da es sowohl monochromatisches als auch kohärentes Licht aussendet. Monochromatisch bedeutet, dass das Licht nur eine bestimmte Wellenlänge besitzt. Im normalen

Glühlicht ist das gesamte Spektrum des sichtbaren Lichtes enthalten, also im Bereich von etwa 400 bis 780 nm. Laserlicht besitzt nur eine Wellenlänge, in diesem Versuch mit dem Helium-Neon-Laser 632,8 nm. Somit lassen sich die Maxima einfacher bestimmen, als wenn ein gesamtes Spektrum untersucht werden muss. Kohärentes Licht bedeutet phasengleiches Licht, d.h. dass die vom Laser ausgesendeten Wellen mit der gleichen Phasenbeziehung am Spalt ankommen. Falls sich die Phasenbeziehung ständig ändert, so wie bei normalem Glühlicht, so entstehen viele verschiedene Spektren, die sich ständig ändern und überlagern. Bei kohärentem Licht entsteht nur ein einziges Interferenzbild, welches ständig erhalten wird. Dies liegt an der besonderen Emission des Lichtes: die einzelnen Atome werden angeregt, behalten ihre Energie aber länger bei und senden diese alle „zeitgleich“ aus. Die Atome des normalen Lichtes werden angeregt und senden ihre Energie unkoordiniert aus. Dadurch, dass die Atome zu unterschiedlichen Zeiten die Energie erhalten und angeregt werden, wird das ausgesendete Licht inkohärent und kommt am Spalt mit ständig wechselnden Phasenbeziehungen untereinander an.

1.3 Das Huygensche Prinzip

Grundlage der Beschreibung von Wellen ist das Huygensche Prinzip. Es lautet: „Jeder Punkt einer Wellenfront kann als Ausgangspunkt von Elementarwellen angesehen werden, die sich mit gleicher Geschwindigkeit und Wellenlänge wie die ursprüngliche Welle ausbreiten. –Die Einhüllende aller Elementarwellen stellt die neue Wellenfront dar.“ Dies ist in meinen Versuchen wichtig, da jede Öffnung bzw. auch jeder Punkt eines Spaltes als Ausgangspunkt einer neuen Elementarwelle gesehen werden muss.

1.4 Zeigerdiagramme

Mit der Projektion einer Kreisbewegung auf die y-Achse erhält man das Diagramm einer harmonischen Schwingung, bei welcher sich die Amplitude somit ständig ändert. Dabei ist der Phasenwinkel, den die Schwingung zu einer bestimmten Zeit besitzt, in der Drehbewegung der Kreisbewegung enthalten. Man kann also die Kreisbewegung als Betrachtung einer harmonischen Schwingung benutzen, wobei die Amplitude während eines kompletten Durchlaufs einmal die komplette Phasendifferenz 2π durchläuft. Diese Amplitude wird als Zeiger bezeichnet, das aus der Drehung entstehende Diagramm als Zeigerdiagramm. Für eine Welle entspricht dieser Zeiger einem bestimmten Punkt, welcher sich im Raum

fortbewegt. Jeder Punkt einer Welle startet also etwas später als sein vorhergehender und besitzt eine bestimmte Phasendifferenz δ zu diesem.

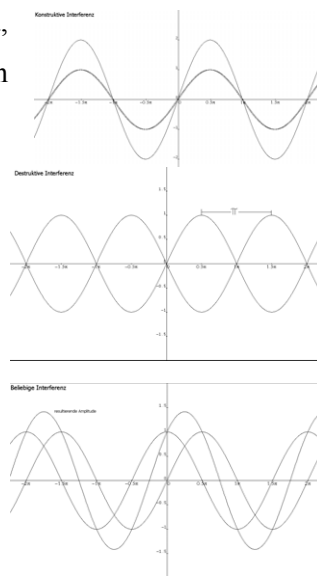
2 Erläuterung der Interferenzfiguren

Interferenzen sind „Kreuzungen“ von Wellen, die von verschiedenen Erregern ausgehen. Zwar laufen die Wellen ungestört weiter, wenn sie sich kreuzen, jedoch gibt es je nach Art der Schwingung der einzelnen Wellen in diesen Kreuzungspunkten Phänomene, die man Interferenzen nennt. Sie entstehen durch Addition der einzelnen Schwingungszustände und werden dementsprechend bezeichnet: die Verstärkung zweier Wellen, die in gleicher Phase schwingen, also nur um Vielfachen von 2π bzw. λ verschoben sind,

nennt man konstruktive Interferenz. Hierbei addieren sich beide Amplituden maximal, es gilt: $\hat{s} = \hat{s}_1 + \hat{s}_2$;

eine Verschiebung von π bzw. $\lambda/2$ führt zu einer Auslöschung der Amplitude, insbesondere wenn $\hat{s}_1 = \hat{s}_2$ ist, da sich hier beide Wellen völlig auslöschen; sie wird destruktive Interferenz genannt

Allgemein entsteht eine Welle mit einer resultierenden Amplitude, für welche gilt: $0 \leq \hat{s}_{res} \leq \hat{s}_1 + \hat{s}_2$ (Grafiken vergrößert im Anhang).



Die Interferenzfiguren, die man bei Bestrahlung eines engen Spaltes oder eines Mehrfachspaltes beobachten kann, sind die Erklärung für die Wellentheorie des Lichtes. Heute wird Licht als elektromagnetische Welle bezeichnet, deren elektrisches und magnetisches Feld für die Ausbreitung verantwortlich ist. Im folgenden werde ich die Interferenzfiguren der einzelnen Versuchsanordnungen erläutern.

2.1 Doppelspalt

Ausgehend vom Huygenschen Prinzip werden am Doppelspalt die beiden Spalte als Erregerpunkte zweier Elementarwellen betrachtet. Wählt man die Spalte eng genug, kann man auf einem Beobachtungsschirm Interferenzen in Form von Minima und Maxima bzw. „Licht und Dunkelheit“ beobachten. Anhand diesen Versuchs gelingt es nun, die Wellenlänge des verwendeten Lichtes zu bestimmen. In Höhe der optischen Achse entsteht auf dem Schirm ein Maximum, d.h. eine Verstärkung beider Maximalamplituden. Hierbei legen die beiden Strahlen der Spalte den gleichen Weg zurück; sie haben den Gangunterschied $\Delta s = s_1 - s_2 = 0$.

Daher nennt man es Maximum 0. Ordnung. Direkt neben dem Maximum entstehen auf beiden Seiten Minima, die auf eine destruktive Interferenz hindeuten. Das Licht muss hier also einen Gangunterschied $\Delta s = s_1 - s_2 = \lambda/2$ oder π haben, da ein Wellenberg auf ein Wellental treffen muss und sich die beiden Amplituden auslöschen, der Grund für die Dunkelheit. Ebenso entsteht ein Stück weiter außen ein weiteres Maximum. Dies kann nur bedeuten, dass das Licht nun einen Gangunterschied von λ oder 2π hat, da dies der nächste Gangunterschied oder Phasenwinkel für zwei in Phase schwingende Erreger ist. Analog wird dies als Maximum 1. Ordnung bezeichnet. Allgemein folgt nun:

Ein Maximum k-ter Ordnung entsteht bei einem Gangunterschied von einem Vielfachen einer Wellenlänge, also:

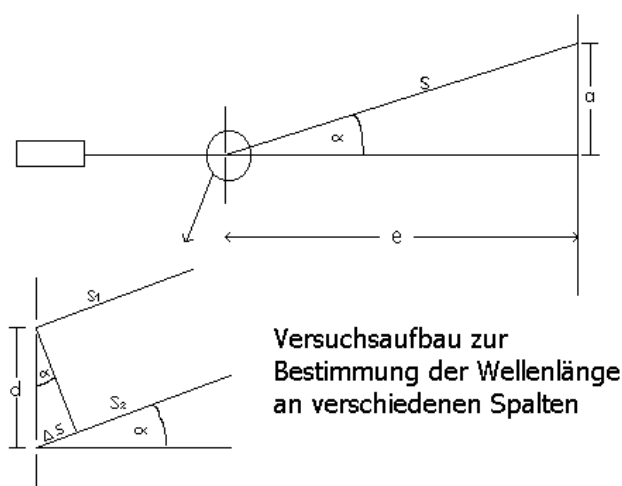
$$\Delta s = k \cdot \lambda \quad , \quad k \in \mathbb{N}^*$$

Ein Minimum k-ter Ordnung entsteht bei einem Gangunterschied von einem ungeraden Vielfachen einer halben Wellenlänge, also:

$$\Delta s = (k + \frac{1}{2}) \cdot \lambda \quad , \quad k \in \mathbb{N}^*$$

Mit diesen Überlegungen kann man nun auch die Höchstwerte an Maxima bestimmen, welche auftreten können, da die Wellenlänge ja stets kleiner sein muss als der Abstand beider Erregerzentren. Falls nun der Abstand sehr klein gegen die Wellenlänge gerät, werden nur noch wenige Maxima ausgebildet, allgemein in einem Bereich von $q-1 < n_{\max} < q$, wobei $q = d / \lambda$ ist. Dies ist insbesondere bei optischen Gittern wichtig ($\Rightarrow 2.2$), bei denen der Abstand d sehr klein ist und entsprechend wenige Maxima mit einem großen Abstand entstehen.

Die Wellenlängenbestimmung soll nun an folgendem Versuch erfolgen:



Hierbei ist a der Abstand von der optischen Mitte bzw. vom Maximum 0. Ordnung zum Maximum k-ter Ordnung. Der Abstand des Schirmes vom Spalt ist e , d

bezeichnet den Anstand der beiden Spalte. Dieser kann ggf. durch Projektion ermittelt werden (\Rightarrow Anhang), ist aber normalerweise angegeben. Δs bezeichnet den Gangunterschied, den beide Wellen zum Punkt P besitzen. Der Winkel α ist nun in beiden Dreiecken gleich. Damit können zwei Bedingungen für α aufgestellt werden:

$$\text{Im kleinen Dreieck gilt: } \sin \alpha = \frac{\Delta s}{d}$$

$$\text{Im großen Dreieck gilt: } \sin \alpha = \frac{a_k}{s} = \frac{a_k}{\sqrt{e^2 + a_k^2}}$$

Das Problem, was sich hieraus ergibt ist, dass mit diesem Versuchsaufbau beide Strahlen parallel sein müssten, da sie von verschiedenen Startpunkten aus zum gleichen Ziel, dem Punkt P, führen und somit nicht den gleichen Weg s zurücklegen. Da jedoch s deutlich größer ist als g ist dies eine sehr gute Näherung. Eine ausführliche Fehlerberechnung befindet sich im Anhang.

Somit kann man die beiden Gleichungen zusammenfassen:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta s}{d} &= \frac{a_k}{\sqrt{e^2 + a_k^2}} \Leftrightarrow \Delta s = \frac{a_k \cdot d}{\sqrt{e^2 + a_k^2}} \Rightarrow k \cdot \lambda = \frac{a_k \cdot d}{\sqrt{e^2 + a_k^2}} \\ \Rightarrow \lambda &= \frac{a_k \cdot d}{k \cdot \sqrt{e^2 + a_k^2}} \end{aligned}$$

Mit der experimentellen Bestimmung von e , a_k , d und k kann man so die Wellenlänge des verwendeten Lichtes bestimmen.

2.2 Optisches Gitter

Ein optisches Gitter besitzt im Vergleich zum Doppelspalt deutlich mehr Öffnungen, die dadurch erzeugt werden, dass Stellen mittels Belichtung oder durch Einritzen von Rillen lichtundurchlässig gemacht werden und die restlichen Öffnungen das Licht durchlassen und dabei beugen. Voraussetzung dafür ist ein gleichlanger Abstand der einzelnen Öffnungen sowie eine einheitliche Breite. Die Anzahl der Spalte pro Längeneinheit nennt man Gitterkonstante g . Der Kehrwert von g entspricht dem Abstand d beim Doppelspalt. Analog zum Doppelspalt entsteht konstruktive Interferenz beim Gangunterschied von λ bzw. einem Phasenunterschied von 2π zweier benachbarter Wellen, also entstehen Maxima für $\Delta s = k \cdot \lambda$, $k \in \mathbb{N}^*$. Der Unterschied ist jedoch, dass sich nun bei N beleuchteten Spalten N Wellen überlagern. Entsprechend folgen die Minima für $\Delta s = \left(k + \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda$, $k \in \mathbb{N}^*$. Ebenso analog zum Doppelspalt ergibt sich für die Wellenlänge

$$\lambda = \frac{a_k \cdot g^{-1}}{k \cdot \sqrt{e^2 + a_k^2}}$$

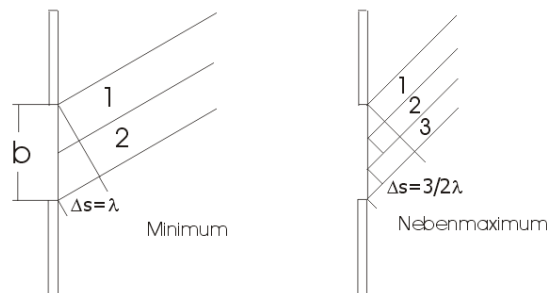
wobei d nur durch den Abstand zweier Striche oder durch den Kehrwert der Gitterkonstanten ersetzt wurde.

2.3 Einzelspalt

Bei der Beugung am Einfachspalt muss das Huygensche Prinzip als Grundlage benutzt werden. So kann man sich den gesamten Bereich der Spaltbreite als Zentrum von vielen Elementarwellen vorstellen, die phasengleich Wellen aussenden. Die Anzahl an Zentren ist natürlich durch die Spaltbreite begrenzt. Auf Höhe der optischen Achse ist der Gangunterschied aller Strahlen gleich Null, alle Strahlen verstärken sich maximal, es entsteht ein Maximum. Vom Rest der Strahlen betrachtet man nur die jeweils zueinander parallelen Bündel. Das erste relevante Bündel hat einen Gangunterschied von $\Delta s = \lambda$. Dieses Bündel kann nun in 2 gleichgroße Bündel unterteilt werden, bei denen der jeweils 1., 2., 3., ... Strahl jedes Bündels mit dem gleichen

Strahl des anderen Bündels

den Gangunterschied von $\lambda/2$ hat und somit destruktiv interferiert. Auf diese Weise löschen sich alle Strahlen des Bündels aus, es entsteht ein Minimum. Das nächste Bündel, dessen Randstrahlen den



Gangunterschied $3/2 \lambda$ besitzen, kann man in drei gleichgroße Bündel unterteilen. Von diesen 3 Bündeln löschen sich 2 jeweils aus, da sie den Gangunterschied von λ ihrer Randstrahlen besitzen. Das 3. Bündel sorgt auf dem Schirm für eine Resthelligkeit. Da es in diesem Fall aber nur $1/3$ aller Strahlen sind, ist die Intensität deutlich geringer; man spricht von einem Nebenmaximum im Vergleich zum Hauptmaximum in Höhe der optischen Achse. Das nächste Bündel beim Gangunterschied von 2λ der Randstrahlen kann man ebenso in 4 Teilbündel zerlegen, von denen jeweils 2 destruktiv interferieren; das nächste Minimum entsteht. Beim folgenden Nebenmaximum, bei dem die Randstrahlen $5/2 \lambda$ Unterschied besitzen, bleibt nur noch $1/5$ aller Strahlen für die Helligkeit über. Die nächsten Maxima werden entsprechend intensitätsschwächer und schließlich überhaupt nicht mehr sichtbar. Allgemein ergibt sich ein Maximum beim Gangunterschied der Randstrahlen von

$$\Delta s = \left(k + \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda, \quad k \in \mathbb{N}^*$$

Für die Minima ergibt sich ein Gangunterschied von

$$\Delta s = k \cdot \lambda, \quad k \in \mathbb{N}^*$$

Somit kann die Wellenlänge mit folgender Formel bestimmt werden:

$$\lambda = \frac{a_k \cdot d}{\sqrt{e^2 + a_k^2} \cdot \left(k + \frac{1}{2}\right)}$$

3 Versuch zur Wellenlängenbestimmung

Anhand der theoretischen Überlegungen habe ich Versuche mit verschiedenen Spalten durchgeführt, um dabei die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts zu bestimmen. Obwohl die Genauigkeit der Anordnung zweifelhaft ist, so kamen doch anschauliche Ergebnisse zustande, welche dem angegebenen Wert teilweise sehr nahe kamen. Dennoch sind diese Ergebnisse auch mit einer Fehlerberechnung mit Vorsicht zu betrachten. Für eine genaue Bestimmung waren die verwendeten Mittel nicht ausreichend.

3.1 Versuchsaufbau

Als Lichtquelle habe ich einen Helium-Neon-Laser verwendet, der sowohl kohärentes als auch monochromatisches Licht der Wellenlänge $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ aussendet. Für die Längenbestimmung habe ich den Schirm sowie die Spalte auf einer optischen Bank montiert, um den Fehler bei der Längenmessung möglichst zu minimieren. Für den Spaltabstand sowie die Spaltbreite habe ich die Herstellerangabe verwendet. Mittels eines Geodreiecks habe ich den Abstand zweier Maxima a_k bestimmt und davon die Hälfte als Abstand vom 0. Maximum zum gemessenen k-ten Maximum benutzt. Mit den gemessenen Daten sowie den in Punkt 2 hergeleiteten Formeln habe ich dann die Wellenlänge bestimmt. Schematisch sieht der Aufbau wie in 2.1 beschrieben aus.

3.2 Versuchsdaten

Art des Spalts	e in m	Max. k=	a in cm	d(b) in mm	λ in nm
Einfachspalt	0,70	4	2,0	0,1	635
Einfachspalt	1,20	3	2,65	0,1	631
Einfachspalt	0,80	10	2,65	0,2	631
Einfachspalt	0,70	9	1,05	0,4	632
Doppelspalt b=0,2	2,39	10	2,5	0,6	628

Art des Spalts	e in m	Max. k=	a in cm	d in mm	λ in nm
Doppelspalt b=0,2	2,00	4	2,1	0,25	656
Doppelspalt b=0,1	0,70	6	1,05	0,25	625
Doppelspalt b=0,1	2,00	12	3,05	0,5	635
Doppelspalt b=0,1	2,00	8	1,05	1,0	656
Doppelspalt b=0,1	0,80	9	1,85	0,25	642
Gitter g=10/mm	0,80	10	5,05	0,1	630
Gitter g=80/mm	0,80	2	8,15	0,0125	633
Gitter g=600/mm	0,30	1	12,35	0,001666	634

3.3 Beobachtungen und Auswertung

Das Interferenzbild am Einzelspalt zeigt langgezogene Maxima, an denen der Abstand schwer abzulesen ist. Das Hauptmaximum 0. Ordnung ist deutlich größer als die Nebenmaxima. Außerdem sind diese nach außen hin sehr lichtschwach und verschwinden schon bei einem kleinen Winkel gegen die optische Achse. Am Doppelspalt ist das Interferenzbild deutlicher, allerdings liegen die Maxima sehr nah beieinander und die Intensität nimmt ebenfalls nach außen hin deutlich ab. In regelmäßigen Abständen „verschwinden“ die Maxima; die Intensität ist dort zu gering, was eine Zählung der Maxima erschwert. Am optischen Gitter jedoch sind die Maxima weit voneinander entfernt und außerdem sehr intensiv; sie sind für eine Wellenlängenmessung am besten geeignet, was auch die Messwerte zeigen, die beim optischen Gitter sehr nahe an den Referenzwert herankommen. Eine Fehlerberechnung muss mindestens mit folgenden Werten veranschlagt werden.

$a \pm 0,25mm$ bei Doppelspalt und Gitter $a \pm 0,5mm$ beim Einfachspalt

$e \pm 1mm$ bei beiden Anordnungen.

Für eine Fehlerberechnung kann man nun die Formel vereinfachen, da die Wurzel im Nenner für eine grobe Abschätzung nicht nötig ist. Man kann also z.B. für ein Gitter die Formel $\lambda = \frac{a_k \cdot d}{e}$ benutzen. Damit erhält man für das im Versuch genaueste Gitter die relativen Fehler $e : (0,80 \pm 0,001)m = 0,125\%$ sowie $a : (8,15 \pm 0,025)cm = 0,307\%$. Damit ergibt sich ein Gesamtfehler von ca. 0,43% bzw. ein relativ sicheres Intervall von $630 \text{ nm} < \lambda < 636 \text{ nm}$. Dabei ist zu beachten, dass die Abstände der Maxima bei den Doppelspalten noch kleiner waren. Solch große Fehler wie der Doppelspalt mit $\lambda = 656nm$ sind damit allerdings auch nicht zu erklären; hier vermute ich einen Messfehler.

4 Besonderheiten der einzelnen Spalte

Anhand der Versuchsauswertung wird deutlich, dass die einzelnen verschiedenen (Mehrfach-)Spalte spezifische Eigenschaften aufweisen, die das Interferenzbild verändern. Dies kann eine Messung deutlich beeinflussen. Im folgenden werde ich insbesondere auf die Intensitätsverteilung eingehen, die der wichtigste Faktor bei der Bestimmung der Wellenlänge ist.

4.1 Besonderheiten des Gitters

Ein optisches Gitter weist wie im Versuch gesehen einige Eigenschaften auf, die die Wellenlängenbestimmung erleichtern und verbessern. Doch wie sind diese zu erklären? Für den erhöhten Abstand zweier Maxima ist natürlich der deutlich geringere Öffnungsabstand verantwortlich, bei welcher der Winkel zwischen zwei Maxima erhöht wird ($a \sim g$ bzw. $a \sim 1/d$). Das schärfere und engere Bild muss anders erklärt werden. Gab es beim Doppelspalt noch ein Minimum zwischen zwei Maxima, zwischen denen die Intensität nur langsam abgenommen hatte und dadurch die Maxima entsprechend breit und ungeeignet für eine Messung waren, so gibt es beim Gitter Besonderheiten. Dies kann am Beispiel eines Gitters mit 10 beleuchteten Strichen erläutert werden. Für einen Gangunterschied von $\Delta s = k \cdot \lambda + \lambda/10$, also ein um ein Zehntel der Strecke zwischen zwei Maxima verschobenen Punkt, beträgt der Gangunterschied zwischen dem 1. und 6., 2. und 7.,..., 5. und 10. Strahl jeweils $5\Delta s = 5k \cdot \lambda + 5\lambda/10$ bzw. $\lambda/2$, eine destruktive Interferenz ist die Folge und ein Minimum entsteht. Dies kann man auf N Spalte übertragen; das erste Minimum nach einem Maximum entsteht bei einem Gangunterschied von

$$\Delta s = k \cdot \lambda + \lambda / N$$

Je größer nun die Anzahl der Spalte ist, desto näher rückt das erste Minimum an das Maximum heran, welches nun enger und schärfer wird.

Mit einem Zeigerdiagramm kann man die resultierende Amplitude mehrerer Schwingungen in einem bestimmten Punkt darstellen. Dort genügt es die einzelnen Zeiger der interferierenden Wellen per Vektoraddition, also Addition der Einzelamplituden, zu addieren. Dabei muss bei jeder Welle der Phasenunterschied zur vorhergehenden Welle berücksichtigt werden. Der resultierende Zeiger bzw. die Vektorsumme von Beginn der ersten zum Schluss der letzten Amplitude stellt nun die resultierende Amplitude dar. Ein Minimum ergibt sich also bei einem geschlossenen Vektorzug, z.B. bei 4 Spalten und einem Phasenunterschied von $\pi/2$ bzw. 90° ein Quadrat; die resultierende Amplitude ist also gleich Null. Dies ist auch nicht weiter verwunderlich, da sich der 1. und 3. sowie der 2. und 4. Strahl jeweils mit einem Gangunterschied von π auslöschen. Allgemein ergibt sich also

das erste Minimum bei einem Phasenunterschied von $\delta = 2\pi/N$, da hier alle Winkel von N Spalten zusammen 2π oder einen geschlossenen Vektorzug ergeben. Alle ganzzahligen Vielfachen von δ ergeben nun ebenfalls Minima, da sich für den Gesamtunterschied ein ganzzahliges Vielfaches von 2π ergibt, also ebenfalls ein geschlossener Vektorzug. Dies geschieht solange, bis $k \cdot \delta$ gleich 360° bzw. 2π ist, da hier bereits das nächste Maximum entsteht. Es entstehen also $k = N-1$ Minima zwischen zwei Maxima, da für $k=N$ das nächste Maximum entsteht mit $\delta=2\pi$. Es ergeben sich also Minima zwischen zwei Maxima für den Gangunterschied

$$\Delta s = k \cdot \lambda + \sum_{i=1}^{N-1} i \left(\frac{\lambda}{N} \right)$$

Analog kann auch der Raum zwischen zwei Minima betrachtet werden. Für einen Phasenunterschied, der zwischen $\Delta s_1 = k \cdot \lambda + \lambda/N$ und $\Delta s_2 = k \cdot \lambda + 2\lambda/N$ liegt, ergibt sich ein Phasenwinkel von δ , der zwischen $2\pi/N$ und $4\pi/N$ liegt. Es ergibt sich also kein geschlossener Vektorzug, es bleibt ein Zeiger übrig, der im Punkt P für eine Restintensität sorgt. Da diese jedoch deutlich geringer ist, als die der in Phase schwingenden Wellen im Hauptmaximum k-ter Ordnung, werden diese als Nebenmaxima bezeichnet. Zwischen zwei Minima entsteht nun also ein Nebenmaximum, insgesamt entsprechend $N-2$.

4.2 Intensitätsverlauf am Gitter – mathematisch betrachtet

Prinzipiell kann man durch die in 4.1 beschriebene Methode der Vektoraddition für jeden beliebigen Punkt die resultierende Amplitude erhalten. Doch für den Gesamtverlauf ist diese Methode umständlich. Daher sollen diese Erkenntnisse der Zeigeraddition nun verallgemeinert werden.

Im „großen“ Dreieck gilt :

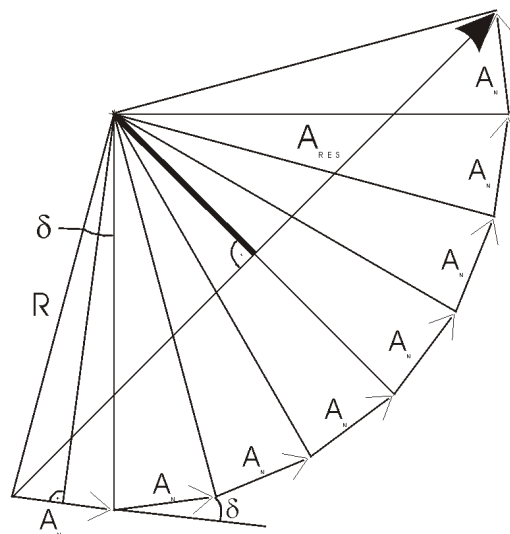
$$\sin\left(\frac{N \cdot \delta}{2}\right) = \frac{\hat{A}_{RES}}{2R}$$

Im „kleinen“ Dreieck gilt

$$\sin\left(\frac{\delta}{2}\right) = \frac{\hat{A}_N}{2R}$$

Auflösen nach $2R$ ergibt :

$$\frac{\sin\left(\frac{N \cdot \delta}{2}\right)}{\hat{A}_{RES}} = \frac{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}{\hat{A}_N}$$



Somit ergibt sich für die Gesamtamplitude:

$$\hat{A}_{RES} = \hat{A}_N \cdot \frac{\sin\left(\frac{N \cdot \delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)}$$

Mit $\frac{2\pi}{\delta} = \frac{\lambda}{\Delta s}$ und $\Delta s = d \cdot \sin \alpha$ ergibt sich

$$\delta = \frac{2\pi \cdot d \cdot \sin \alpha}{\lambda} \quad \text{und} \quad \hat{A}_{RES} = \hat{A}_N \cdot \frac{\sin\left(\frac{N \cdot \pi \cdot d \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right)}{\sin\left(\frac{\pi \cdot d \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right)}$$

In dieser Formel ist nun der Winkel α von der optischen Achse zum Punkt P des Schirmes enthalten. Man hat also eine Abhängigkeit der Amplitude vom Winkel, da der restliche Term für den jeweiligen Versuch konstant bleibt. Da die Intensität proportional zum Amplitudenquadrat ist, gilt:

$$I(\alpha) \propto \hat{A}_{RES}^2(\alpha) = \hat{A}_N^2 \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{N \cdot \delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}$$

Für die Intensität im Hauptmaximum 0. Ordnung muss nun der Grenzwert für $\alpha \rightarrow 0$ gebildet werden, da der Winkel 0° ist. Da mit $\alpha \rightarrow 0$ auch die abhängige Größe δ gegen 0 tendiert, kann N aus dem Sinus herausgezogen werden, da sich der Sinus dem Bogen annähert und somit weggelassen werden kann.

$$\begin{aligned} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \hat{A}_N^2 \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{N \cdot \delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} &= \hat{A}_N^2 \cdot \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{\sin\left(\frac{N \cdot \delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} \right)^2 = \hat{A}_N^2 \cdot \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{N \cdot \left(\frac{\delta}{2}\right)}{\left(\frac{\delta}{2}\right)} \right)^2 \\ &= \hat{A}_N^2 \cdot N^2 \end{aligned}$$

Für die relative Intensität gilt nun:

$$I_{rel} = \frac{I(\alpha)}{I_0} = \frac{\hat{A}_N^2 \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{N \cdot \delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}}{\hat{A}_N^2 \cdot N^2} = \frac{\sin^2\left(\frac{N \cdot \delta}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \cdot N^2} = \left[\frac{\sin\left(\frac{N \cdot \delta}{2}\right)}{N \cdot \sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} \right]^2$$

$$\text{mit } \delta = \frac{2\pi \cdot d \cdot \sin \alpha}{\lambda} \quad \text{bzw.} \quad \left(\frac{\sin(N \cdot x)}{N \cdot \sin x} \right)^2 \quad \text{mit } x = \frac{\pi \cdot d \cdot \sin \alpha}{\lambda}$$

Eine Nullstelle erhält man nun also, wenn der Gesamtterm gleich Null wird. Die obere Funktion ist eine Sinusfunktion mit der Periodenlänge $2\pi/N$. Nullstellen entstehen also bei $x = 0; \frac{1}{N} \cdot \pi; \frac{2}{N} \cdot \pi; \dots; \frac{N-1}{N} \cdot \pi; \pi; \frac{N+1}{N} \cdot \pi; \dots; 2\pi; \dots$

Die untere Funktion hat die Periodenlänge 2π . Nullstellen entstehen hier also bei $x = 0; \pi; 2\pi; \dots$. Da jedoch der Nenner nicht gleich Null sein darf, fallen diese Nullstellen weg. Also entstehen Minima bei $x = \frac{1}{N} \cdot \pi; \frac{2}{N} \cdot \pi; \dots; \frac{N-1}{N} \cdot \pi; \frac{N+1}{N} \cdot \pi; \dots$

Das erste Minimum nach einem Maximum entsteht also bei $\frac{1}{N} \cdot \pi = \frac{\pi \cdot d \cdot \sin \alpha}{\lambda}$

Anders geschrieben und gekürzt: $\sin \alpha \cdot d = \frac{\lambda}{N} \Rightarrow \Delta s = \frac{\lambda}{N}$, das zweite bei

$\Delta s = \frac{2\lambda}{N}$ usw., also entsprechend den physikalischen Überlegungen aus 4.1. Mit

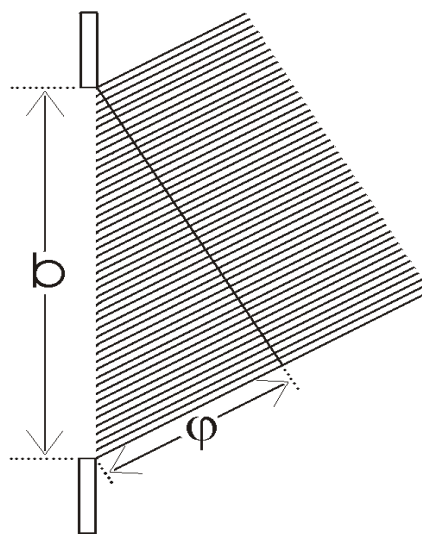
dieser Formel kann man nun den Intensitätsverlauf leicht mit einem Computerprogramm berechnen. Die veränderliche Größe ist der Winkel α , welcher nun also die Rechengröße x wird. Die Spaltanzahl N sowie die überbleibende Konstante $k = \frac{\pi \cdot d}{\lambda}$ müssen entsprechend der Versuchsanordnung geändert werden. Somit ergibt sich die in der Informatik übliche Schreibweise $y = (\sin(N \cdot k \cdot \sin(x)) / (N \cdot \sin(k \cdot x)))^2$. Diese Formel kann von einem Graphenprogramm skizziert werden und zeigt somit die Intensität verschiedener Anordnungen. Im Anhang befinden sich einige ausgewählte berechnete Verläufe mit ähnlichen Daten wie im Versuch. (vgl. z.B. 5 S.253)

4.3 Intensitätsverlauf am Einfachspalt – mathematisch betrachtet

Ähnlich den Überlegungen aus 4.2 kann der Intensitätsverlauf am Einzelspalt dargestellt werden. Mit dem Huygenschen Prinzip kann man sich im Spalt N Erreger von Elementarwellen vorstellen.

Insgesamt gibt es zwischen allen N Zentren $N-1$ gleiche Gangunterschiede jeweils für zwei nebeneinanderliegende Zentren, welcher somit $\delta = \frac{\varphi}{N-1}$ ist, wobei φ der Gangunterschied der Randstrahlen ist. Für große N gilt nun:

$\delta \approx \frac{\varphi}{N}$. Mit der in 4.2 hergeleiteten



Formel gilt nun: $A_{N_{res}} = A_N \cdot \frac{\sin\left(\frac{N \cdot \delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)} = A_N \cdot \frac{\sin\left(\frac{N \cdot \varphi}{2N}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2N}\right)}$.

Für jedes Wellenzentrum gilt: $A_N \cdot N = A_0$, da sich in dem Hauptmaximum alle Amplituden von N Wellenzentren ohne Phasendifferenz zur Gesamtamplitude überlagern. Da man keine bestimmte Anzahl von Wellenzentren hat, sondern eine unendliche Anzahl, wobei bedacht werden muss, dass jedes Zentrum damit gedanklich immer kleiner wird, kann man den Grenzwert für N gegen unendlich bilden.

$$A_{res} = \lim_{N \rightarrow \infty} A_N \cdot \frac{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2N}\right)}$$

Da der untere Term für N gegen unendlich gegen Null geht, geht der Sinus ebenfalls gegen Null, man kann ihn also weglassen. Somit steht der untere Term im Bogen und man kann das N zur Vereinfachung nach

vorziehen. $A_{res} = \lim_{N \rightarrow \infty} A_N \cdot \frac{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2N}\right)} = \lim_{N \rightarrow \infty} A_N \cdot \frac{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{\left(\frac{\varphi}{2N}\right)} = \lim_{N \rightarrow \infty} A_N \cdot N \cdot \frac{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$

Damit ist die resultierende Amplitude in Abhängigkeit von der im Hauptmaximum:

$$A_{res} = A_0 \cdot \frac{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Die Intensität ist proportional zur Amplitude, für sie folgt:

$$I = I_0 \cdot \left(\frac{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}{\left(\frac{\varphi}{2}\right)}\right)^2$$

Ebenso wie beim Gitter kann man nun mit einem Graphenprogramm die Intensität darstellen. Mit der Formel $y = (\sin(k \cdot \sin(x)) / (k \cdot \sin(x)))^2$ mit $k = \frac{\pi \cdot b}{\lambda}$ erhält man den Intensitätsverlauf für veränderliche k. Im Anhang befinden sich einige solcher berechneten Graphen. (vgl. z.B. 5 S.255)

4.4 Der Doppelspalt – Zwei Einfachspalte ?

Wenn man die Doppelspaltfigur auf dem Schirm betrachtet, so fällt auf, dass einige Maxima verschwunden sind bzw. stark an Intensität verloren haben. Mit den bisherigen Überlegungen entsteht das Interferenzbild des Doppelspaltes aus den einzelnen Interferenzfiguren der Einfachspalte. Die einzelnen Intensitäten sind also auch bei der Interferenz beider Spalte wichtig. Wenn z.B. beide Spalte in einem bestimmten Punkt ein Minimum haben, so kann dort nichts anderes als ein Minimum entstehen. So kann man diejenige Anzahl an Minima ausrechnen, welche vom Doppelspalt zwischen zwei Maxima des Einfachspaltes ausgebildet werden. Vom Einfachspalt weiß man, dass das erste Minimum bei $\Delta s = \lambda$ bzw. beim Winkel $\sin \alpha = \lambda / b$ entsteht. Das k-te Maximum des Doppelspaltes entsteht

bei $\Delta s = k \cdot \lambda$ bzw. bei $\sin \beta = \frac{k \cdot \lambda}{d}$. Falls nun das k -te Maximum ausfällt, muss es direkt auf ein Minimum des Einfachspaltes fallen. Somit müssen die beiden Winkel gleich sein, es gilt: $\frac{\lambda}{b} = k \cdot \frac{\lambda}{d}$. Somit bestimmt das Verhältnis von b zu d , welches Maximum der Doppelspaltinterferenz ausfällt. Es gilt: $d = k \cdot b$. Wenn also z.B. die Spaltbreite ein Fünftel des Spaltabstandes beträgt, so fallen die 5. Maxima zu beiden Seiten aus. Ebenso fallen die 10., 15., 20., ..., $n \cdot k$ -fachen Maxima aus, mit $n=1, 2, 3, \dots$. Hier ist nun der Winkel zum n -ten Maximum des Einfachspaltes $\sin \alpha = \frac{n \cdot \lambda}{b}$. Es entstehen also $k-1$ Maxima des Doppelspaltes innerhalb des Einfachspaltes bis zum 1. Minimum auf beiden Seiten sowie das Maximum 0. Ordnung, insgesamt also $2 \cdot (k-1) + 1$.

Bei der Intensität des Gitters hat man eine Formel relativ zum Hauptmaximum, d.h. in diesem herrscht so eine Intensität von 1. Man kann sie aber ebenso durch die Intensität I_{\max} ersetzen, falls man diesen Wert kennt. Beim Doppelspalt ist diese Intensität aber nichts anderes als diejenige der einzelnen Beugungsfiguren, also der Einfachspalte. Somit kann man diese Intensität einsetzen:

$$I = I_{\max} \cdot \left(\frac{\sin(N \cdot \frac{\phi}{2})}{N \cdot \sin(\frac{\phi}{2})} \right)^2 = I_0 \cdot \left(\frac{\sin(\frac{\phi}{2})}{\frac{\phi}{2}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin(N \cdot \frac{\phi}{2})}{N \cdot \sin(\frac{\phi}{2})} \right)^2$$

Für die relative Intensität kann wiederum I_0 weggelassen werden. Für eine Beziehung zwischen ϕ und δ zeigt die folgende Skizze einen wichtigen Zusammenhang.

Es gilt nach dem Strahlensatz das Verhältnis $\frac{\phi}{b} = \frac{\delta}{d}$. Somit ist $\phi = \frac{b}{d} \cdot \delta$.
Damit ergibt die Formel für den Spezialfall $N=2$ des Doppelspaltes:

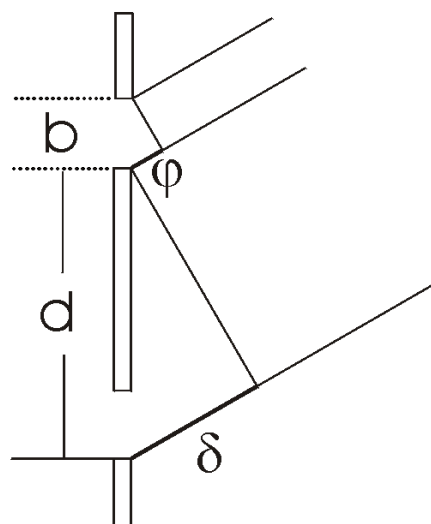
$$I_{rel} = \left(\frac{\sin(\frac{b \cdot \delta}{2d})}{\frac{b \cdot \delta}{2d}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin(\delta)}{2 \cdot \sin(\frac{\delta}{2})} \right)^2$$

mit $\delta = \frac{2\pi \cdot d \cdot \sin \alpha}{\lambda}$

Somit ergibt sich ausgeschrieben

$$I_{rel} = \left(\frac{\sin\left(\frac{b \cdot \pi \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right)}{\frac{b \cdot \pi \cdot \sin \alpha}{\lambda}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin\left(\frac{2\pi \cdot d \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right)}{2 \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot d \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right)} \right)^2$$

Damit wird auch klar, dass das optische Gitter an jeder Öffnung eine Einzelspaltinterferenz besitzt und dass die in 4.2 angestellte Rechnung eigentlich



idealisiert ist. Da aber das optische Gitter sehr nahe beieinander liegende Öffnungen hat und die Maxima sehr weit auseinander liegen und damit kaum ein Intensitätsverlust bemerkbar ist (zumindest nicht für den für die Bestimmung der Wellenlänge interessanten Bereich), halte ich die Formel zumindest für große Gitterkonstanten ebenso gut wie die in diesem Beispiel angeführte Formel. Einzig bei dem Doppelspalt mit $N=2$ sind die Unterschiede so groß, dass diese ausführliche Berechnung nötig ist.

Im Anhang befinden sich berechnete Intensitätsverläufe verschiedener Doppelspalte. Ebenso habe ich noch ein Diagramm für das nicht idealisierte Gitter

angefügt nach der Formel $I_{rel} = \left(\frac{\sin\left(\frac{b \cdot \pi \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right)}{\frac{b \cdot \pi \cdot \sin \alpha}{\lambda}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin\left(N \cdot \frac{\pi \cdot d \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right)}{N \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot d \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right)} \right)^2$. (vgl. 6 S.244)

Anhang

Inhaltsverzeichnis

1 Literaturverzeichnis	Seite 16
2 Fehlerberechnung zur Parallelität zweier Strahlen	Seite 17
3 Graphen zur Interferenz	Seite 18
4 Graphen zur Intensitätsverteilung	Seite 19
5 Bestimmung der Spaltbreite – optisch	Seite 24
6 Zeigerdiagramme	Seite 24

1 Literaturverzeichnis

- 1) Der Weg zur modernen Physik Band 2 – Sexl Raab Streeruwitz
- 2) Metzler Physik 2.Auflage – J.B. Metzler
- 3) Physik Band 2 Sekundarstufe 2 – Kuhn
- 4) Physik Gymnasium Sek II 12/13 2000 – Dorn Bader - Schroedel
- 5) Physik Leitungskurs 2.Semester - Müller Leitner Dilg Mráz – Ehrenwirth
- 6) Physik Oberstufe Gesamtband 12/13 – Dorn Bader – Schroedel
- 7) Schwingungen und Wellen – Gross Berhag –Klett

Die Graphen wurden erstellt mit:

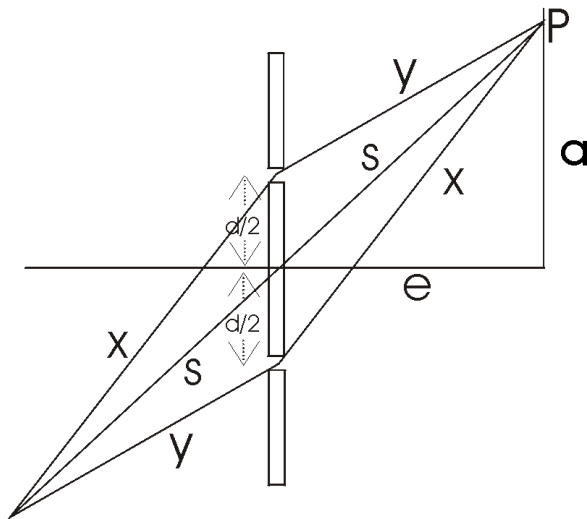
Graphmatica for Windows Version 1.30 b

Die Skizzen und Zeichnungen wurden erstellt mit:

Corel Draw 8.0

2 Fehlerberechnung zur Parallelität zweier Strahlen

Bei der Bestimmung der Wellenlänge in 2.1 habe ich die Voraussetzung verwendet, dass die beiden Strahlen des Doppelspaltes parallel seien. Da sie in Wirklichkeit jedoch unter minimal verschiedenen Winkeln die Spalte verlassen, um am Ende den selben Punkt P des Schirms zu erreichen, ist dies nur eine Näherung. Daher werde ich im folgenden eine Fehlerberechnung für diese Annahme durchführen.



Die beiden Strahlen sind laut dem Satz des Pythagoras:

$$x^2 = e^2 + (a - d/2)^2 \quad \text{und} \quad y^2 = e^2 + (a + d/2)^2$$

Damit folgt für ihren Unterschied

$$x^2 - y^2 = e^2 + (a - d/2)^2 - (e^2 + (a + d/2)^2) = 2ad$$

$$\text{bzw. als Binom } (x + y)(x - y) = 2ad \Rightarrow x - y = \frac{2ad}{x + y}$$

Der Gangunterschied beider Strahlen war laut Annahme $\Delta s' = d \cdot \sin \alpha$

Aus der Zeichnung sieht man: $\sin \alpha = a/s$

Damit ist der Gangunterschied $\Delta s' = \frac{d \cdot a}{s}$

$$\text{Der Fehler ist somit } \frac{\Delta s'}{\Delta s} = \frac{\frac{d \cdot a}{s}}{\frac{2ad}{x + y}} = \frac{x + y}{2s}$$

Da die zwei Seiten x und y des Dreiecks stets größer sind, als die dritte Seite, in diesem Fall 2s, muss der gerundete Wert stets größer sein als der exakte. Durch die Gleichung $x < s + d/2$ sowie ebenso $y < s + d/2$ gilt nun:

$$\frac{\Delta s'}{\Delta s} = \frac{x + y}{2s} < \frac{2 \cdot (s + d/2)}{2s} = \frac{2s}{2s} + \frac{d}{2s} = 1 + \frac{d}{2s} \quad \text{bzw. der relative Fehler ist nun}$$

kleiner als $\frac{d}{2s}$. Auf meine Messergebnisse bezogen wäre der größte Wert von d

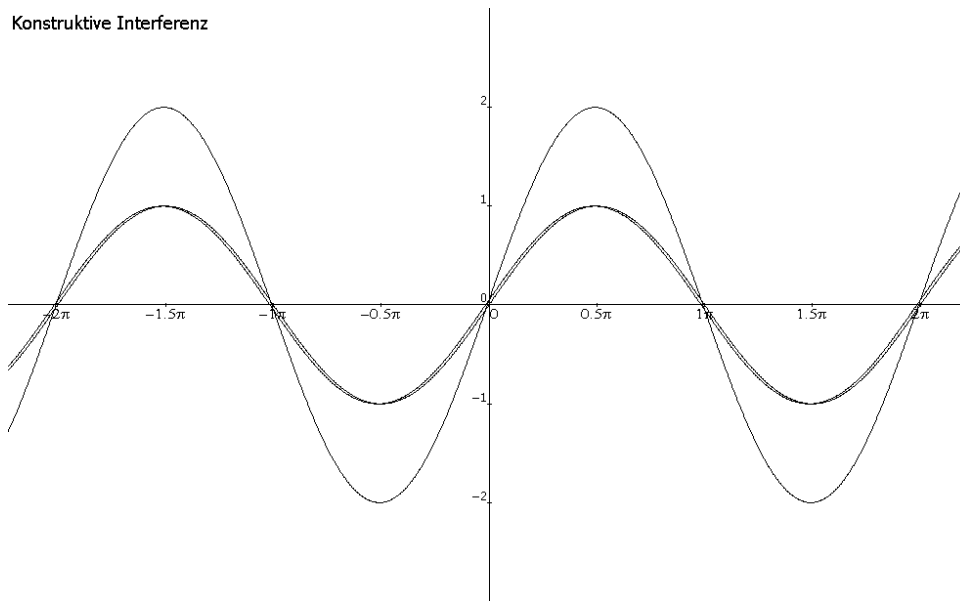
1mm sowie der zugehörige Wert s 2m. Der relative Fehler ist nun kleiner als

$$\frac{d}{2s} = \frac{10^{-3}m}{4m} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ bzw. } 0,025\% !$$

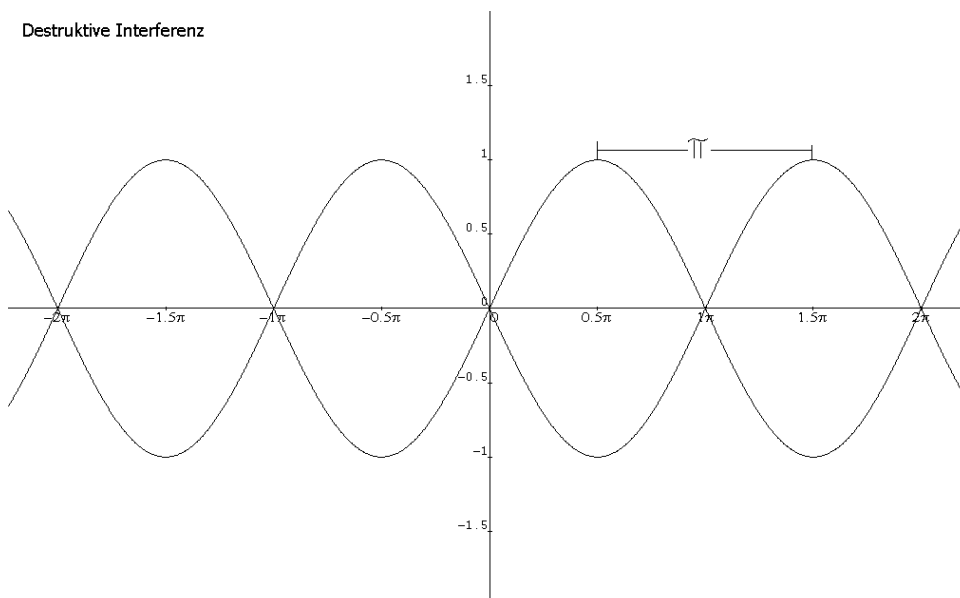
Da dies sogar noch der größte Fehler der Anordnung war, kann man diese Näherung ohne Verfälschung der Messergebnisse benutzen. (vgl. 6 S. 226)

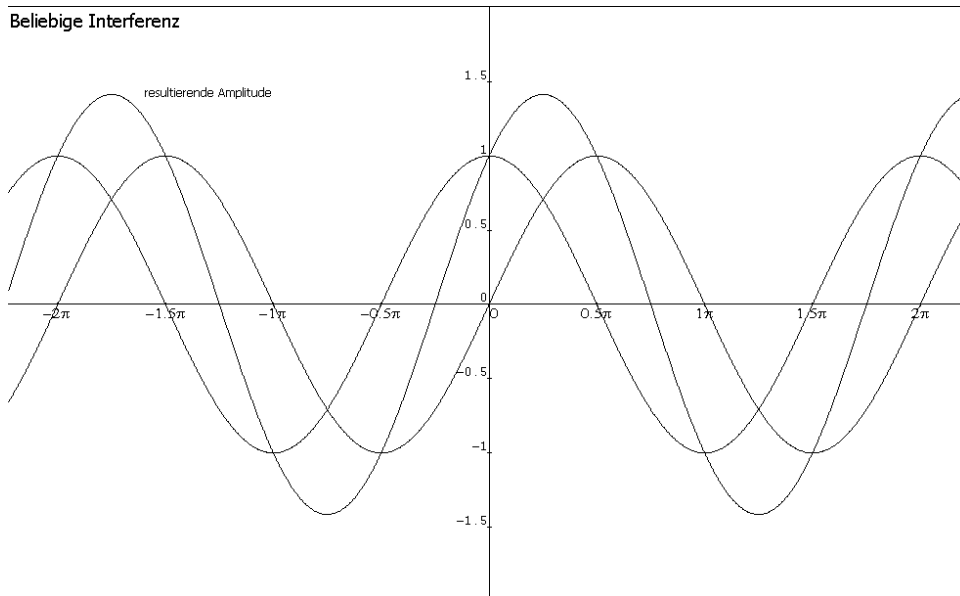
3 Graphen zur Interferenz

Konstruktive Interferenz



Destruktive Interferenz

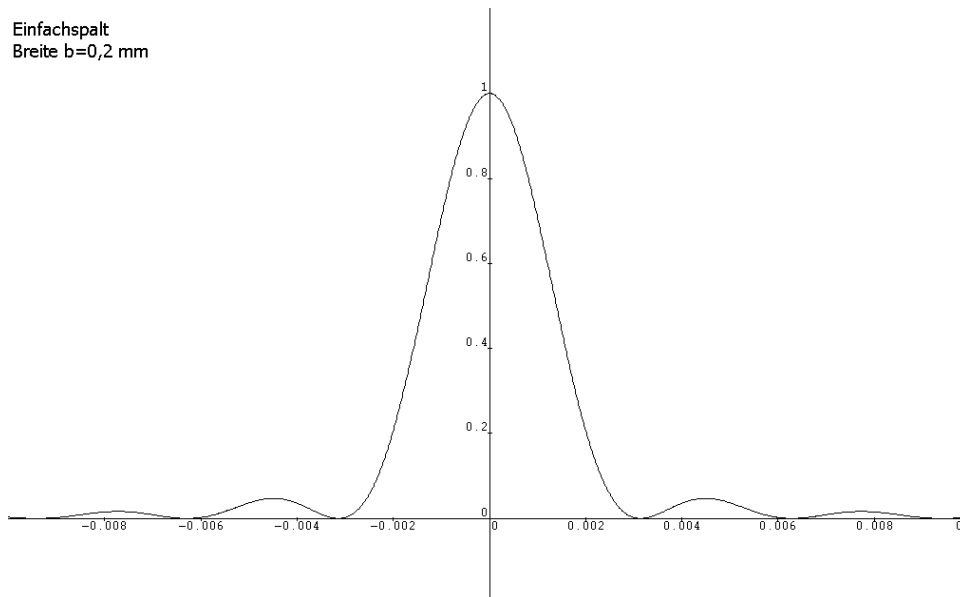




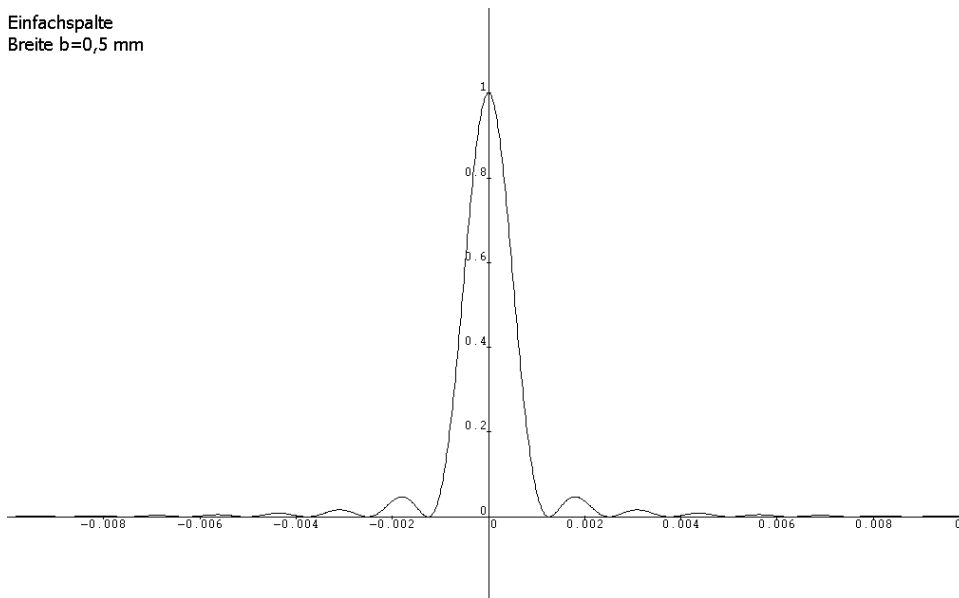
4 Graphen zur Intensitätsverteilung

Die folgenden Graphen sind mit „realen“ Werten von b und d erstellt worden. Die Periodenlänge stimmt also nicht, die Werte auf der x-Achse sind somit nur für Vergleiche zweier Graphen z.B. mit verschiedener Spaltanzahl sinnvoll.

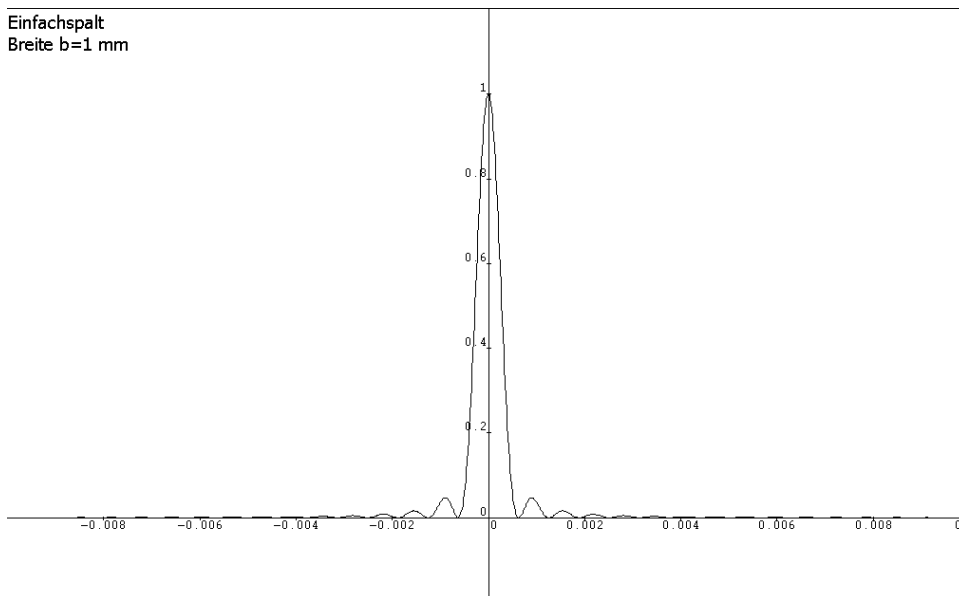
Sie zeigen alle die relative Intensitätsverteilung mit dem Maximalwert von 1.



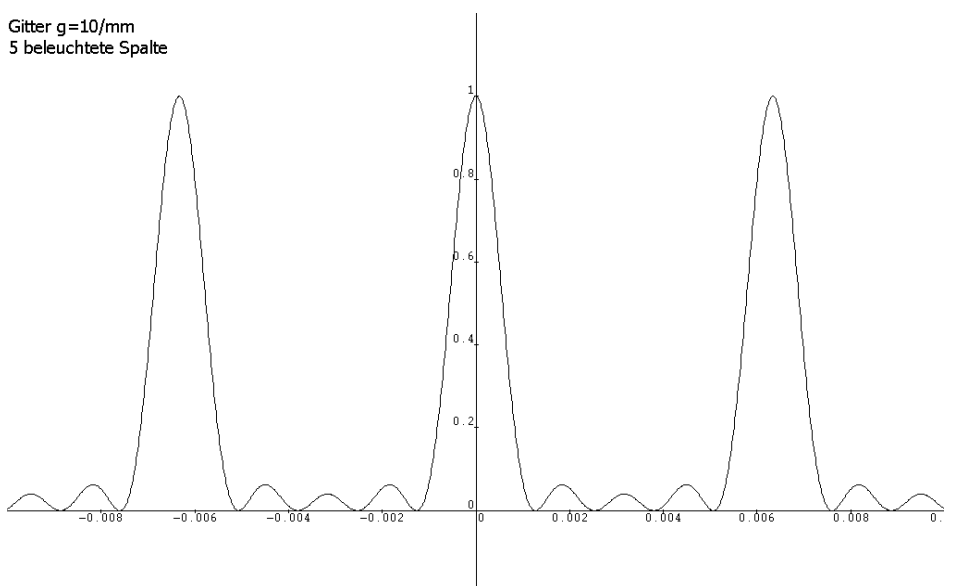
Einfachspalt
Breite $b=0,5$ mm



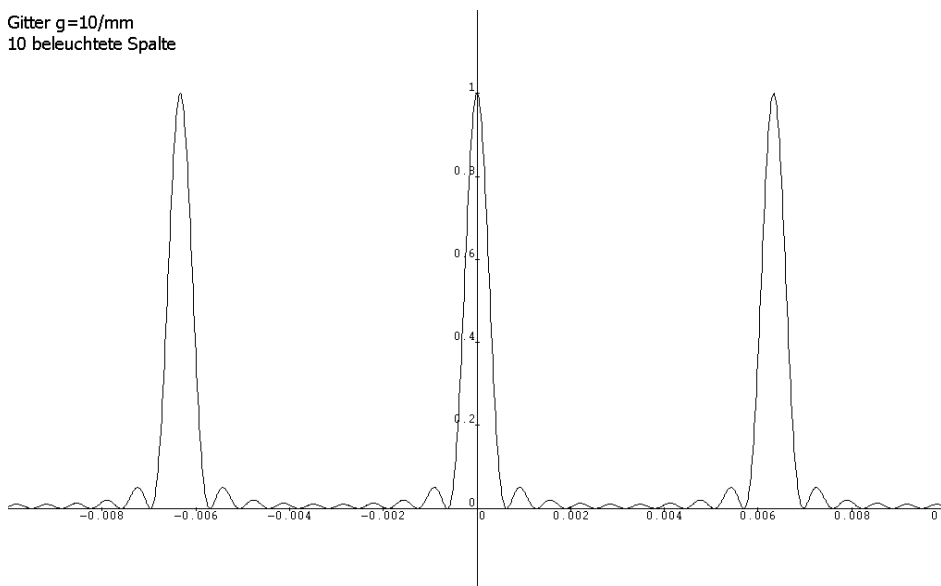
Einfachspalt
Breite $b=1$ mm



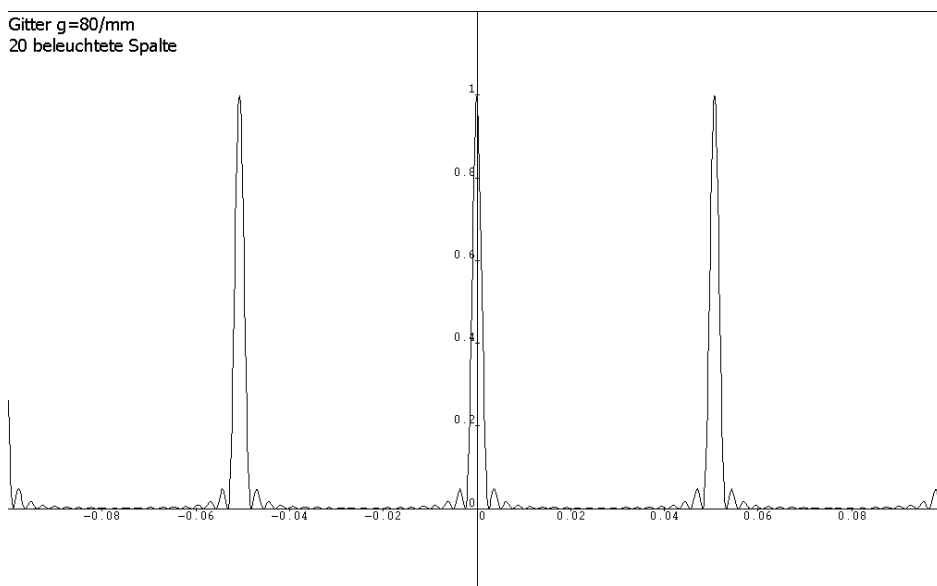
Gitter $g=10$ /mm
5 beleuchtete Spalte



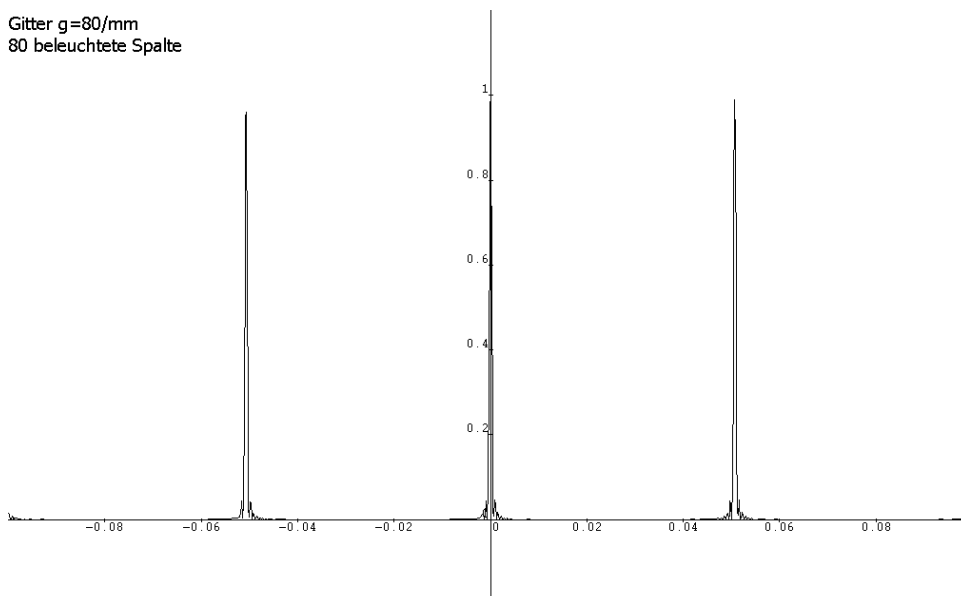
Gitter $g=10/\text{mm}$
10 beleuchtete Spalte



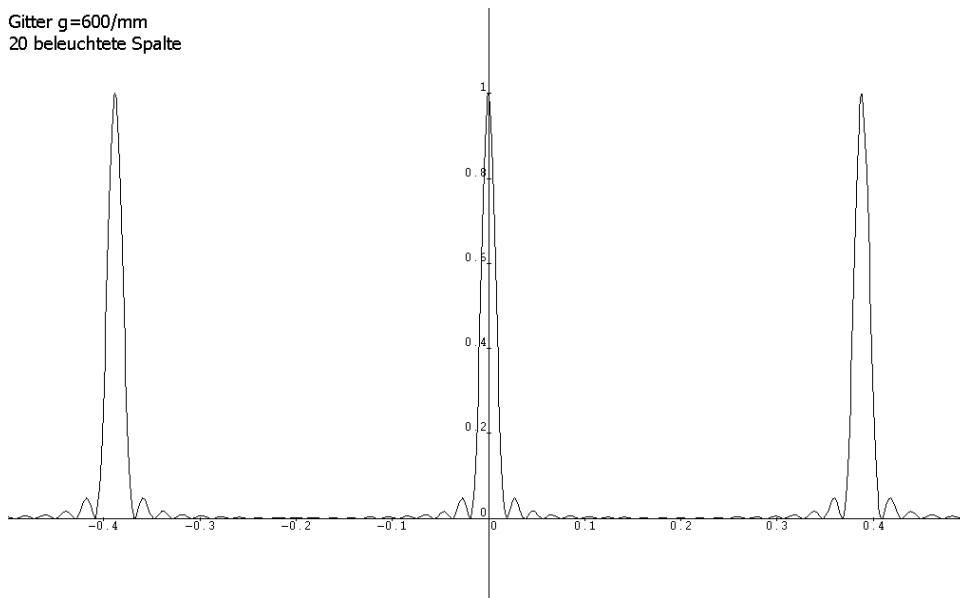
Gitter $g=80/\text{mm}$
20 beleuchtete Spalte



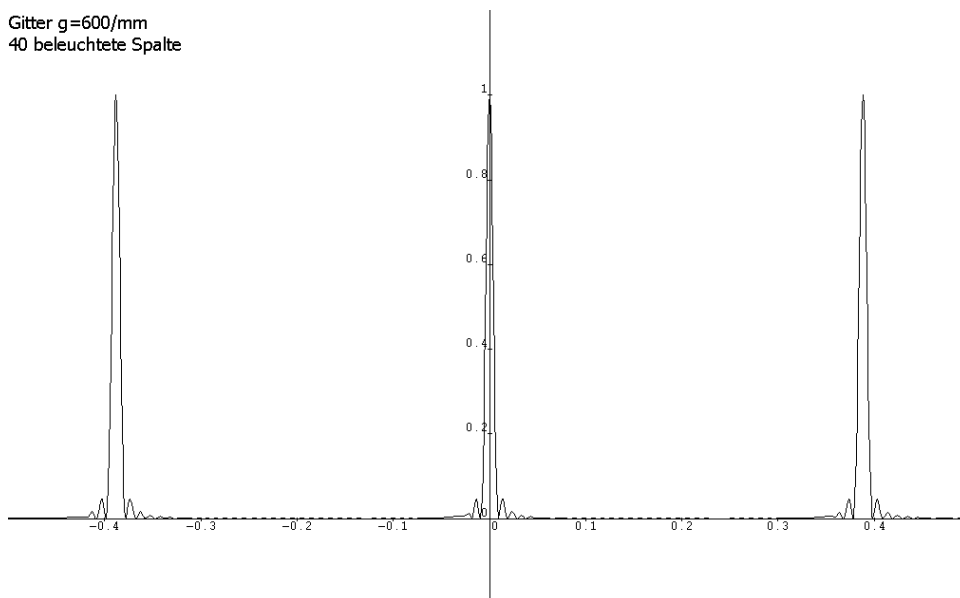
Gitter $g=80/\text{mm}$
80 beleuchtete Spalte



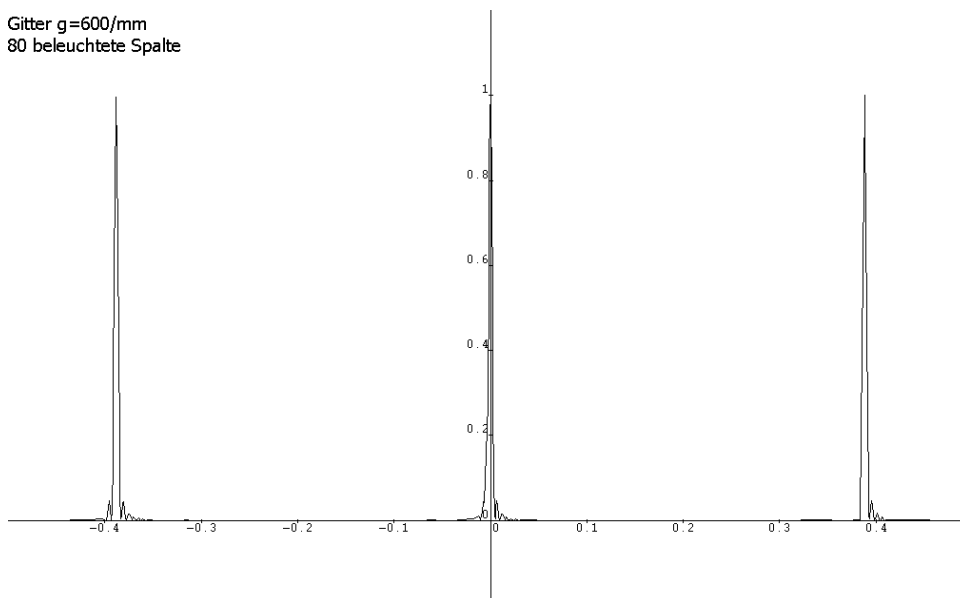
Gitter $g=600/\text{mm}$
20 beleuchtete Spalte



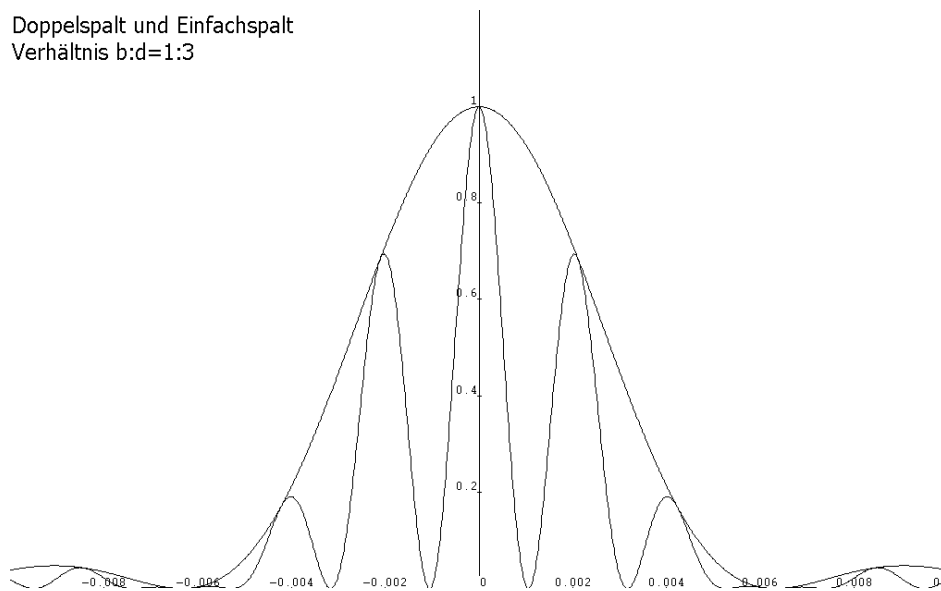
Gitter $g=600/\text{mm}$
40 beleuchtete Spalte



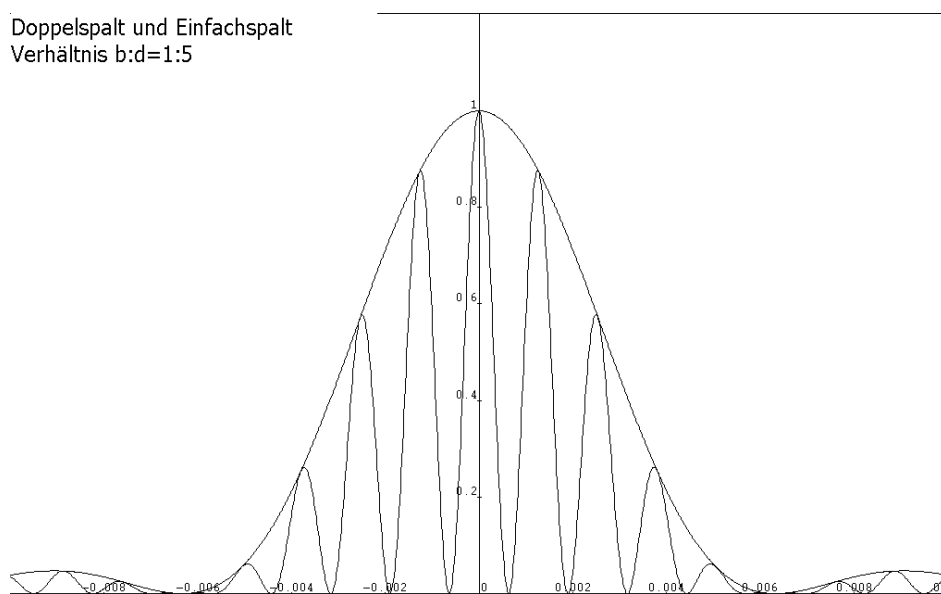
Gitter $g=600/\text{mm}$
80 beleuchtete Spalte



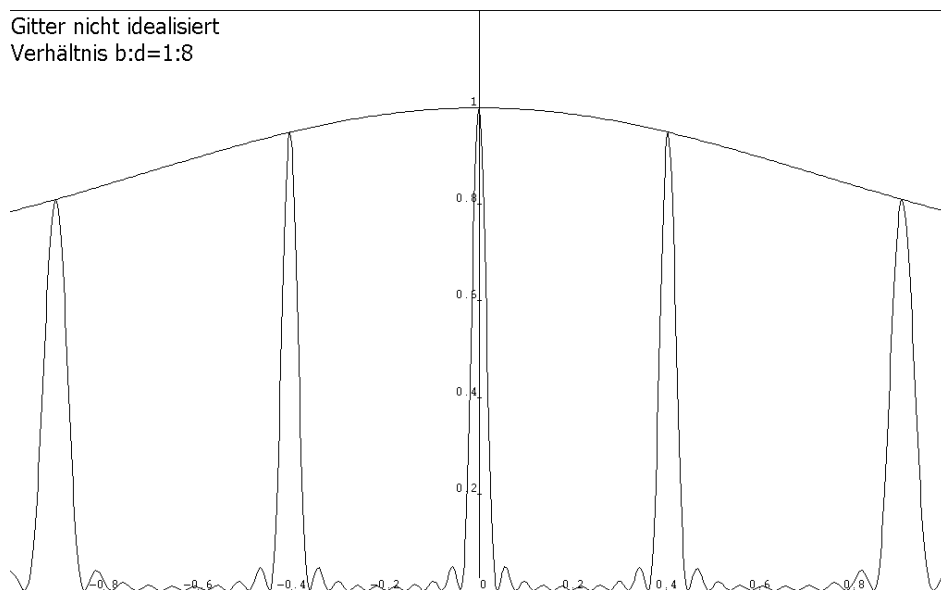
Doppelspalt und Einfachspalt
Verhältnis $b:d=1:3$



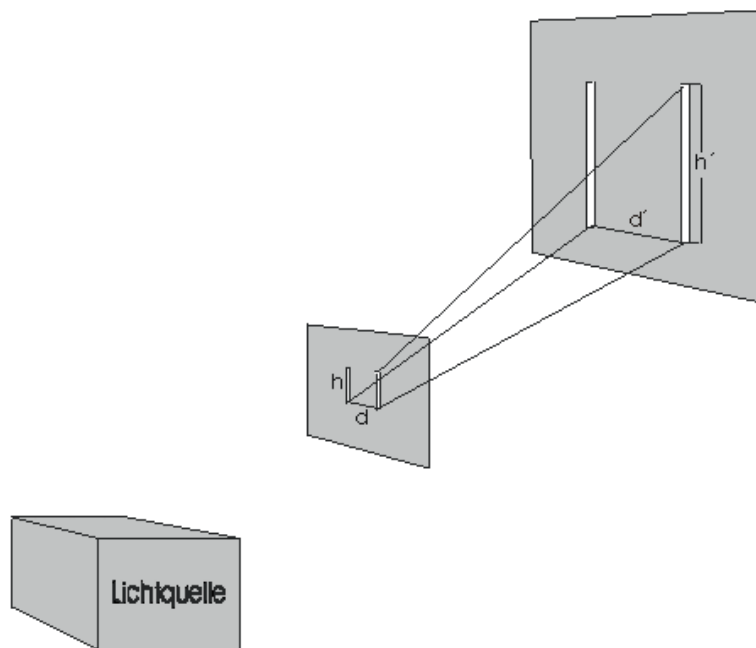
Doppelspalt und Einfachspalt
Verhältnis $b:d=1:5$



Gitter nicht idealisiert
Verhältnis $b:d=1:8$



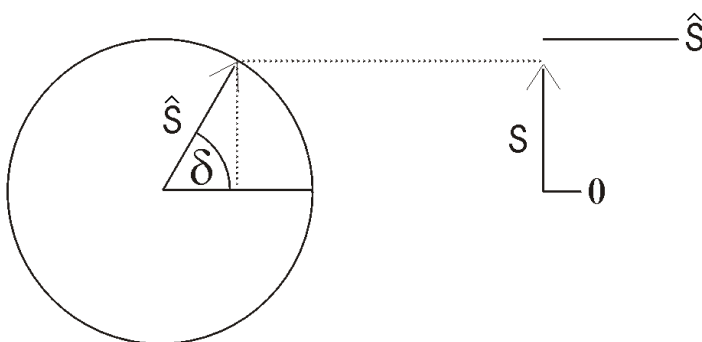
5 Bestimmung der Spaltbreite - optisch



Anhand dieser Anordnung kann man den Spaltabstand durch optische Abbildung erhalten, wenn man den Spalt mit normalem Licht bestrahlt und dabei das entstehende Bild ausmisst. Die Höhe h muss beim Spalt gemessen werden und man

erhält den Spaltabstand d aus dem Strahlensatz $\frac{d}{h} = \frac{d'}{h'} \Rightarrow d = h \cdot \frac{d'}{h'}$.

6 Zeigerdiagramme



Die Zeichnung verdeutlicht, wie die Schwingung aus der Projektion der Kreisbewegung dargestellt werden kann. Enthalten ist der Phasenwinkel δ , um welchen die Schwingung verschoben ist.