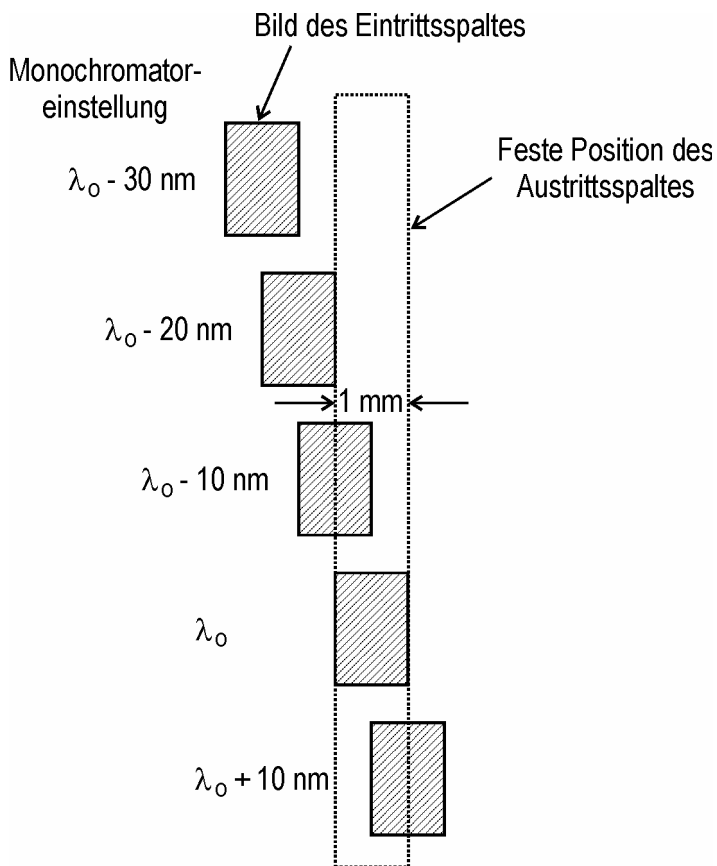


Czerny-Turner-Gittermonochromator ($\lambda_2 > \lambda_1$)

Einige Monochromator-Spezifikationen

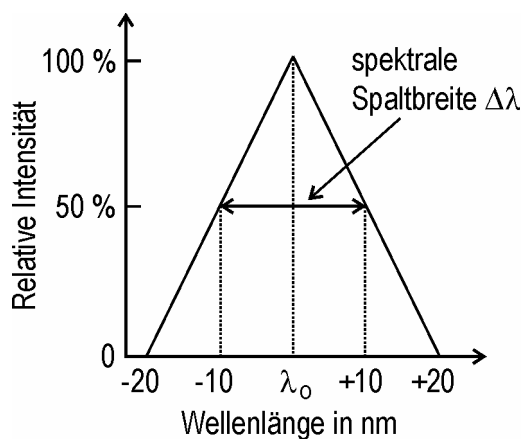
Begriff	Definition	Bezeichnung
Auflösungsvermögen	Fähigkeit, nahe beieinander liegende Wellenlängen als getrennt zu unterscheiden: gemessen als kleinste Differenz $\Delta\lambda$ der Wellenlängen eines Spektrums, die unterscheidbar sind	$R = \lambda/\Delta\lambda$ dimensionslos
Winkeldispersion	Winkelbereich $\Delta\vartheta$, über den der Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ gespreizt wird	$\Delta\vartheta/\Delta\lambda$ in rad/nm oder Grad/nm
Lineardispersion	Abstand Δx , über den der Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ in der Brennebene des Monochromators gespreizt wird	$\Delta x/\Delta\lambda$ in mm/nm $\Delta x/\Delta\lambda = f \cdot (\Delta\vartheta/\Delta\lambda)$ $f = \text{Kollektor-Brennweite}$
Reziproke Lineardispersion	Wellenlängenbereich, der über einen Einheitsabstand in der Brennebene des Monochromators gespreizt wird	$\Delta\lambda/\Delta x$ in nm/mm
Spektrale Spaltbreite oder Bandbreite	Wellenlängenbereich, der bei Bestrahlung des Monochromators mit einem Kontinuum am Austrittsspalt erscheint, gemessen bei der halben Maximalintensität	$\Delta\lambda$ in nm



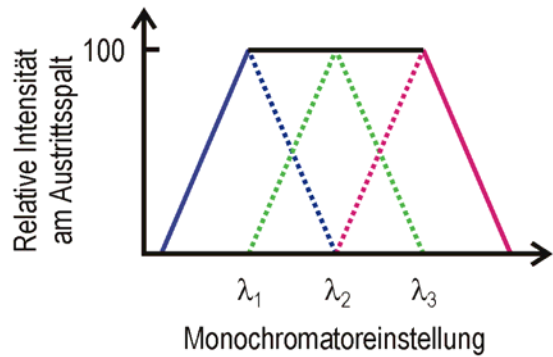
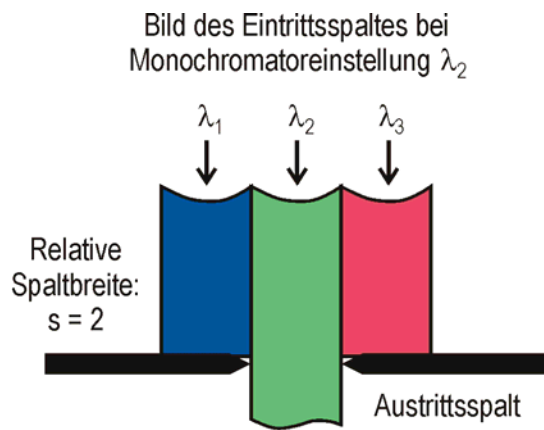
Position des Bildes des Eintrittspaltes relativ zum Austrittsspalt während eines Wellenlängen-Scans.

Das Bild des Eintrittspaltes hat die gleiche Breite wie der Austrittsspalt.

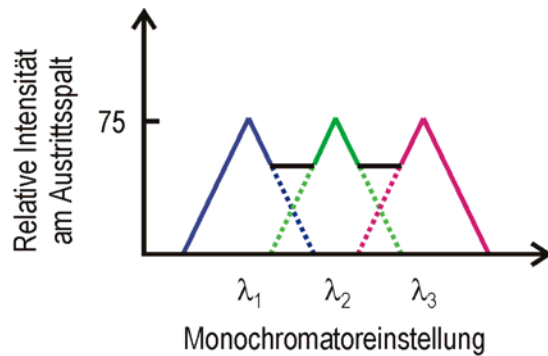
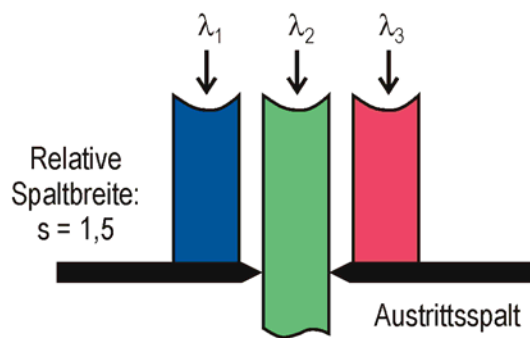
Es wird angenommen, daß monochromatisches Licht der Wellenlänge λ_0 einfällt. Bei der Wellenlängeneinstellung λ_0 ist der Austrittsspalt gleichmäßig ausgeleuchtet.



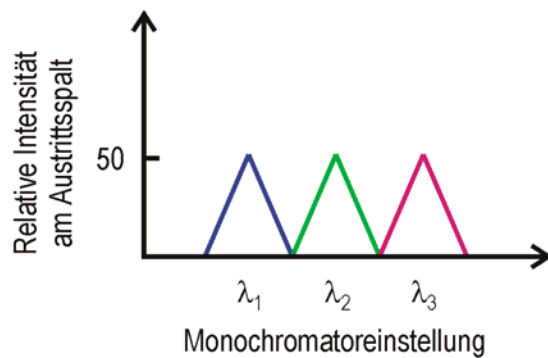
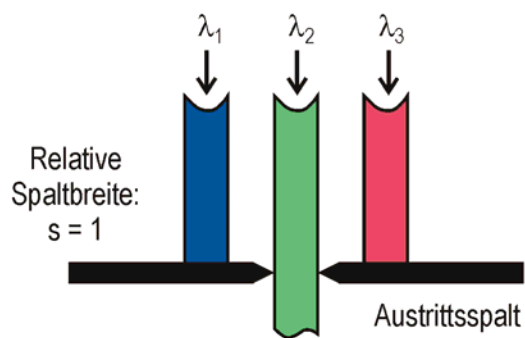
Dreieckige Intensitätsverteilung am Austrittsspalt als Funktion der Monochromatoreinstellung, wenn monochromatisches Licht einfällt („Spaltfunktion“).



a)



b)

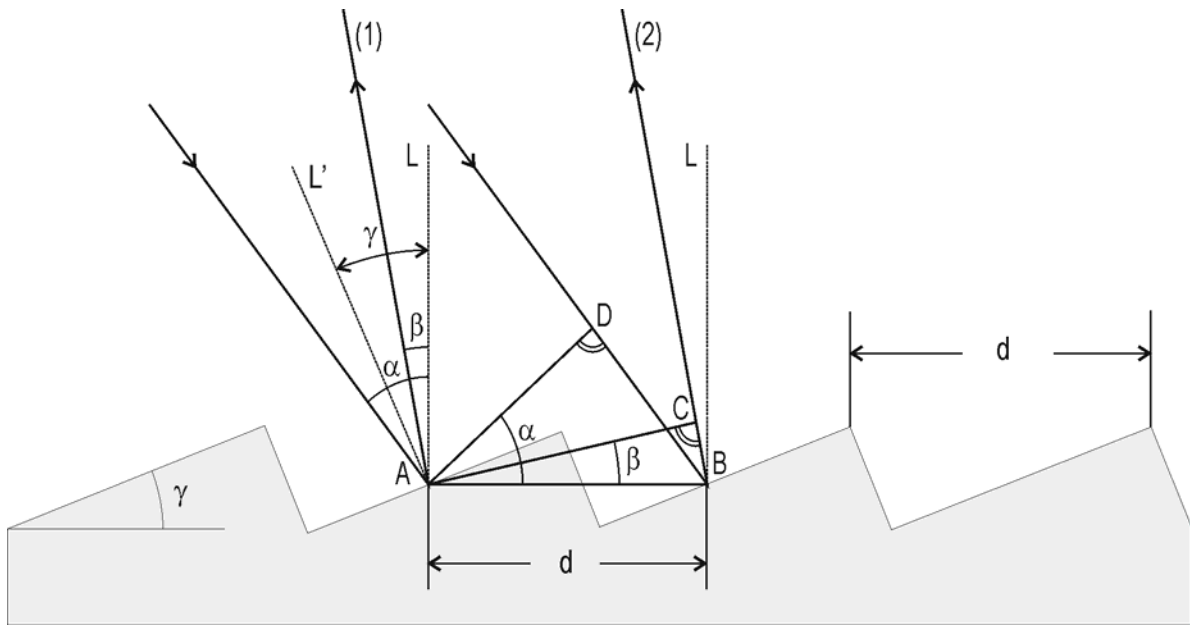


c)

Zusammenhang zwischen Spaltbreite und Intensität am Austrittsspalt als Funktion der Wellenlängeneinstellung eines Monochromators

Im Fall c) gilt mit $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$: Lineardispersion $L_D = \frac{2 \cdot s}{\Delta\lambda}$

Die Auflösung ist also: $\Delta\lambda = \frac{2 \cdot s}{L_D}$



Beugung an einem Echellette-Gitter

d = Gitterkonstante; γ = Blaze-Winkel; L = Lot auf die Gitterfläche; L' = Lot auf die aktive Flanke

Der Gangunterschied zwischen (1) und (2) beträgt: $\delta_{12} = \overline{DB} + \overline{BC} = d(\sin \alpha + \sin \beta)$

Verstärkung tritt auf für: $d(\sin \alpha + \sin \beta) = n \cdot \lambda$

Blaze-Bedingung:

Das Reflexionsgesetz an der aktiven Flanke ist erfüllt, wenn $\alpha - \gamma = \gamma - \beta$

$$\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}$$

mit $\alpha + \beta = 2\gamma$ und $\alpha - \beta = 2\gamma - 2\beta$ wird daraus: $\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \gamma \cos (\gamma - \beta)$

Echellette-Gitter werden im allgemeinen in „Littrow“-Anordnung betrieben:

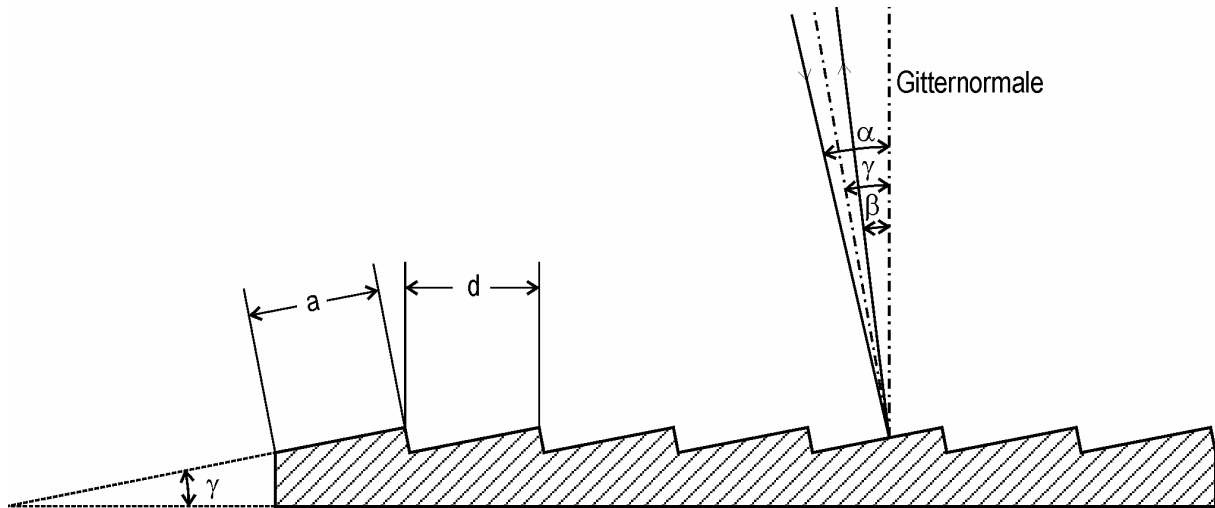
$\alpha - \gamma$ und $\gamma - \beta$ sind sehr klein, $\rightarrow \cos (\gamma - \beta) \approx 1$.

Die „Blaze-Wellenlänge“, für die Richtungen der n -ten Beugungsordnung und der Reflexion an der aktiven Flanke zusammenfallen, ist also: $\lambda_B = \frac{2d \sin \gamma}{n}$

Die Winkeldispersion errechnet sich wie folgt:

$$\frac{d\lambda}{d\beta} = \frac{d}{n} \cos \beta \approx \frac{d}{n} \cos \gamma \quad \text{unter Littrow-Bedingungen und mit } \alpha = \text{const.}$$

Damit wird die Winkeldispersion: $\left| \frac{d\beta}{d\lambda} \right| \approx \frac{n}{d \cos \gamma}$



Echелlette-Gitter mit Rechteck-Stufenprofil in Littrow-Anordnung

Typische Werte:

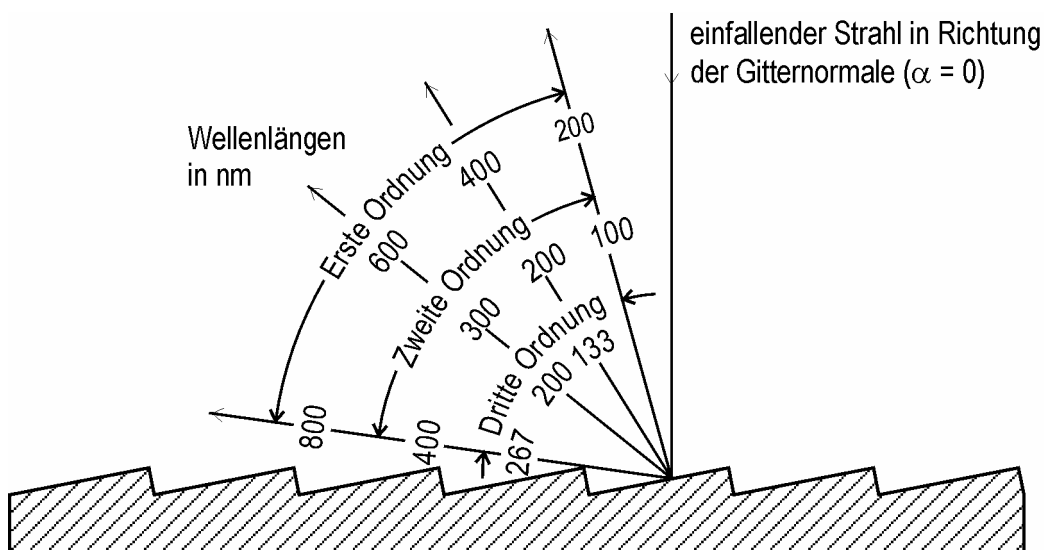
1200 Gitterlinien/mm, d.h. $d = 833,33 \text{ nm}$

Blaze-Wellenlänge 400 nm in 1. Ordnung, daraus folgt: $\gamma = 15^\circ 26'$

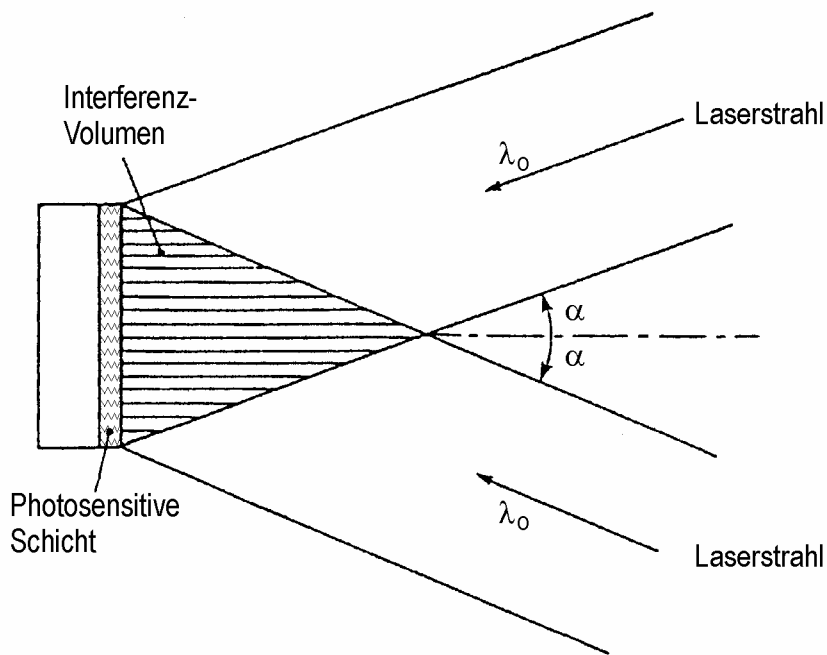
Die Winkeldispersion ist $\left| \frac{d\beta}{d\lambda} \right| \approx \frac{n}{d \cos \gamma} = 1,24 \cdot 10^{-3} \text{ nm}^{-1} = 0,0708 \frac{\text{Grad}}{\text{nm}}$

Solche Gitter sind kommerziell erhältlich bis zu einer Größe von 110 x 110 mm.

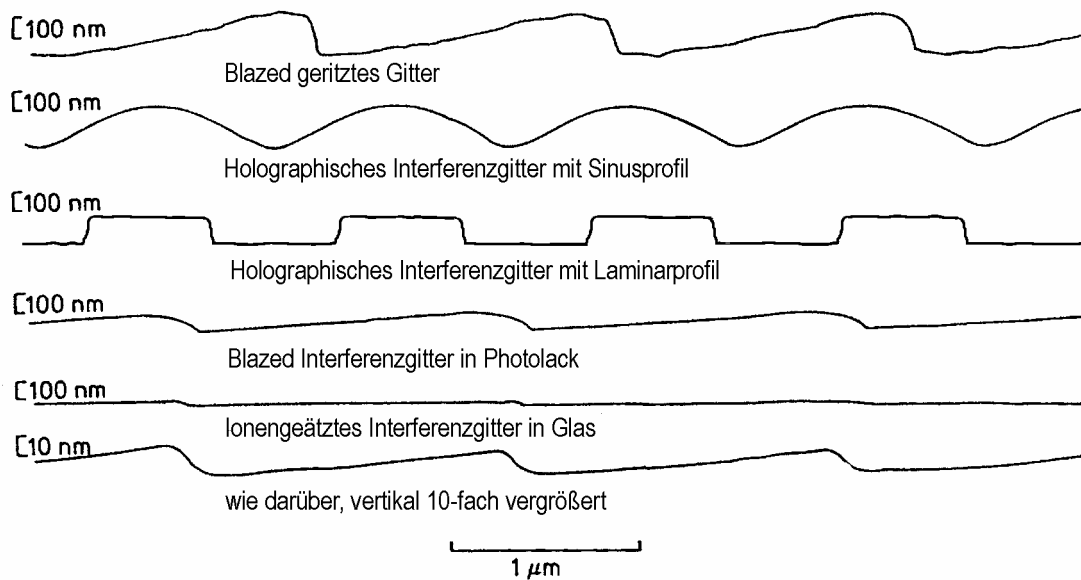
Das Auflösungsvermögen beträgt dann: $R = 1200 \cdot 110 = 1,32 \cdot 10^5$



Überlappende Beugungsordnungen am Beispiel eines Echелlette-Gitters mit den oben genannten Daten, wenn der einfallende Strahl in Richtung der Gitternormalen verläuft.

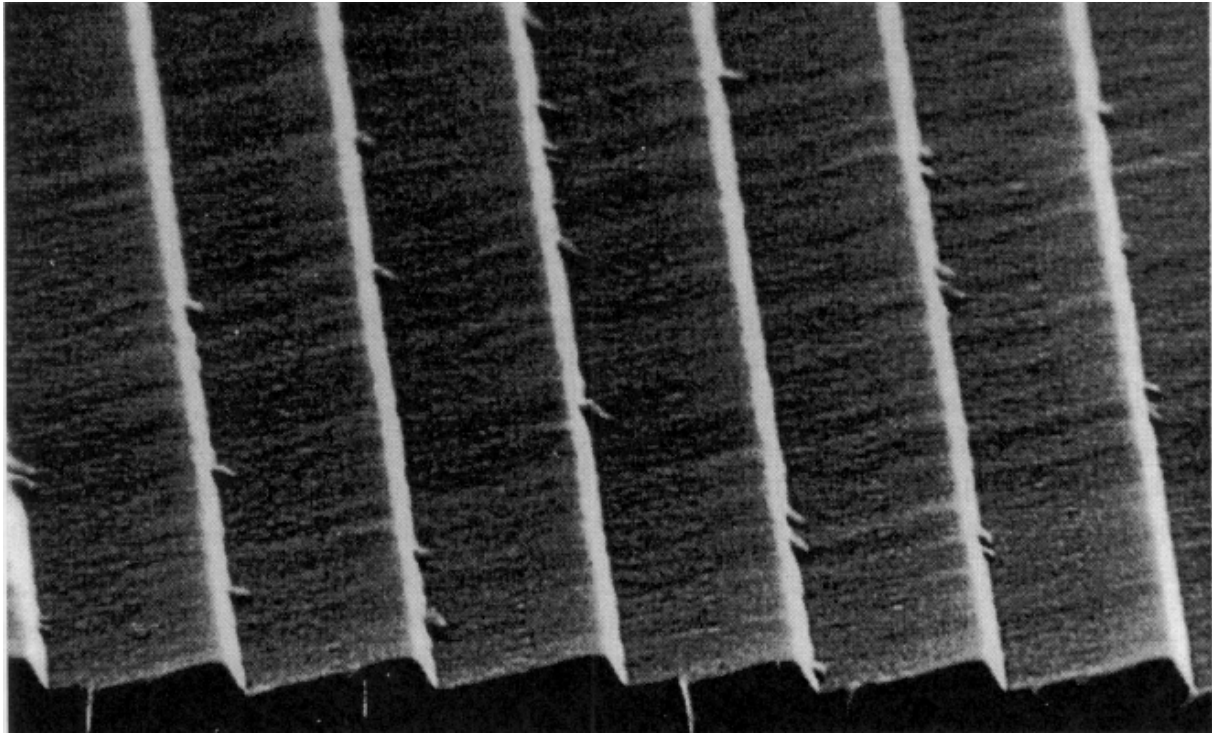


Herstellung eines holographischen Gitters mit geraden und äquidistanten Gitterlinien

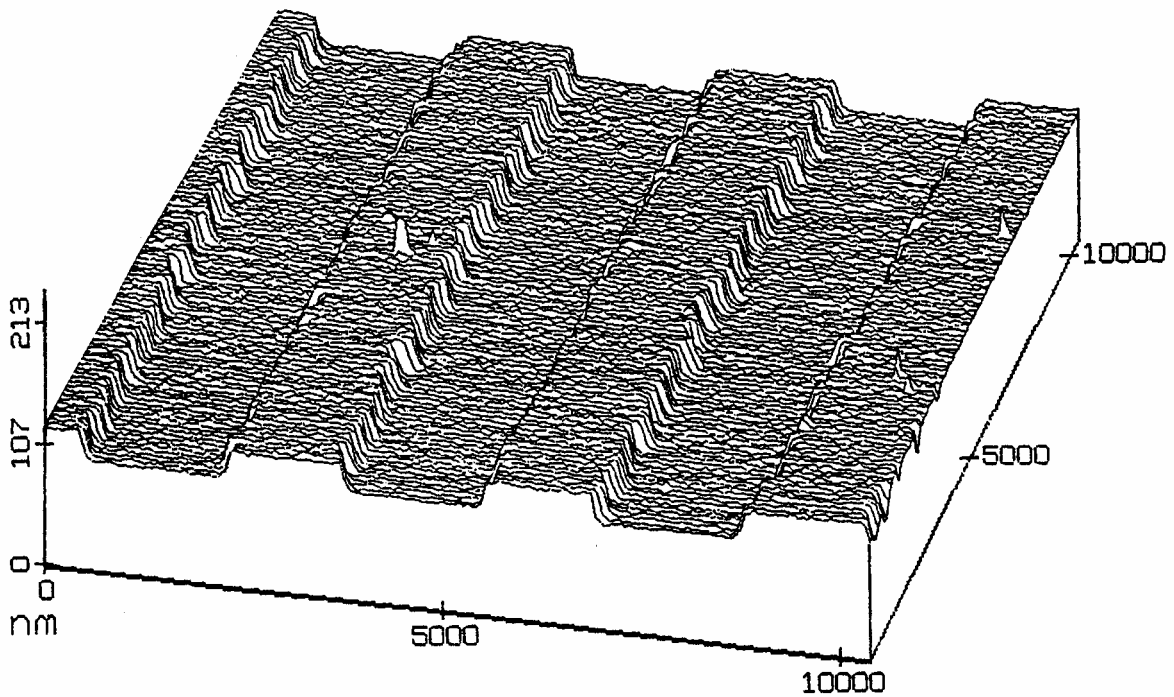


Verschiedene Typen holographisch erzeugter Interferenzgitter im Vergleich mit einem geritzten Gitter.

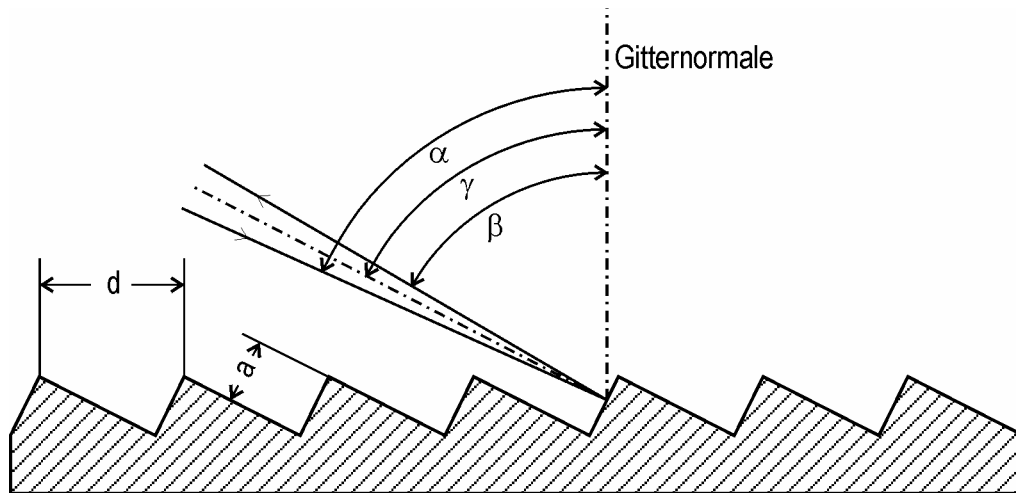
Durch Ionenätzen können aus einem Interferenzgitter mit Sinusprofil Gitter mit Rechteckstufenprofil und Blaze, Laminarprofil und andere hergestellt werden.



Aufnahme der Oberfläche eines mittels Lithographie und anschließendem Ionenstrahl-Ätzen hergestellten Sägezahngritters mit einem Raster-Elektronenmikroskop



Aufnahme der Oberfläche eines holographischen Laminargitters mit einem Raster-Tunnel-Mikroskop



Echelle-Gitter

Typische Werte:

80 Gitterlinien/mm, d.h. $d = 12,5 \mu\text{m}$

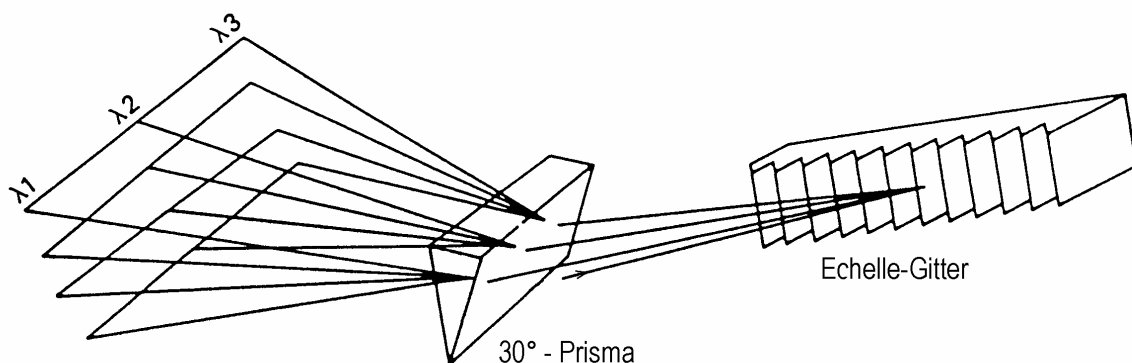
Der Blaze-Winkel ist hoch ($\gamma \approx 60^\circ$).

Für den Einsatz im UV (200 nm ... 400 nm) liegt die Ordnung, in der diese Gitter betrieben werden, bei ca. 80

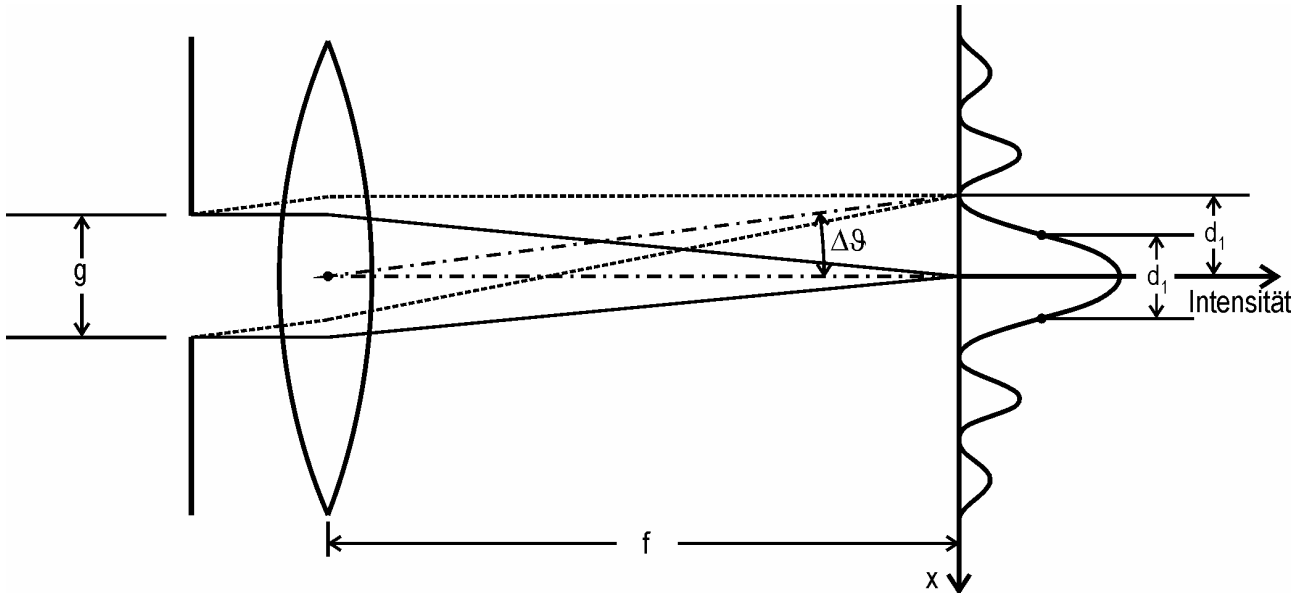
Die Winkeldispersion ist sehr hoch: $\left| \frac{d\beta}{d\lambda} \right| \approx \frac{n}{d \cos \gamma} = 1,09 \cdot 10^{-2} \text{ nm}^{-1} = 0,624 \frac{\text{Grad}}{\text{nm}}$

Das Auflösungsvermögen eines 100 x 100 mm großen Echelle-Gitters ist dann $R = 7,04 \cdot 10^5$

Allerdings tritt eine sehr starke Überlappung der Beugungsordnungen auf:

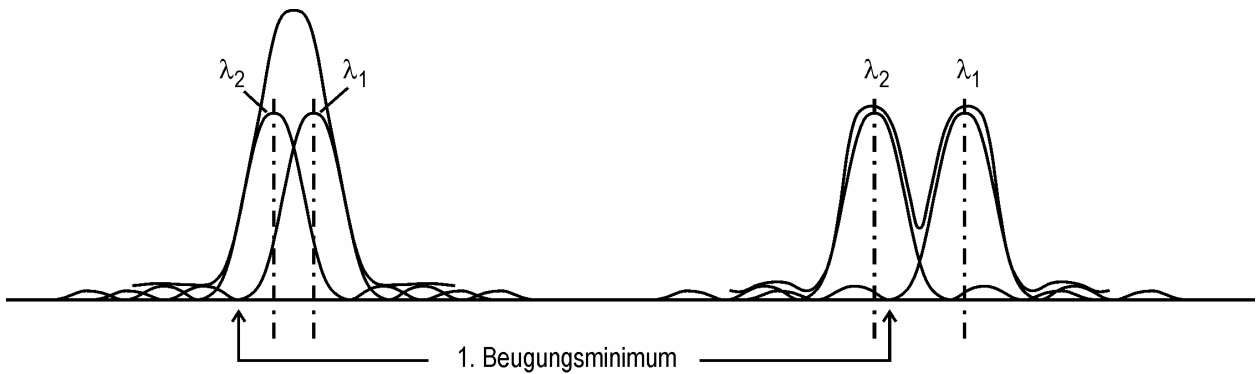


Zweidimensionale spektrale Trennung durch Echelle-Gitter und nachgeschaltetes Prisma



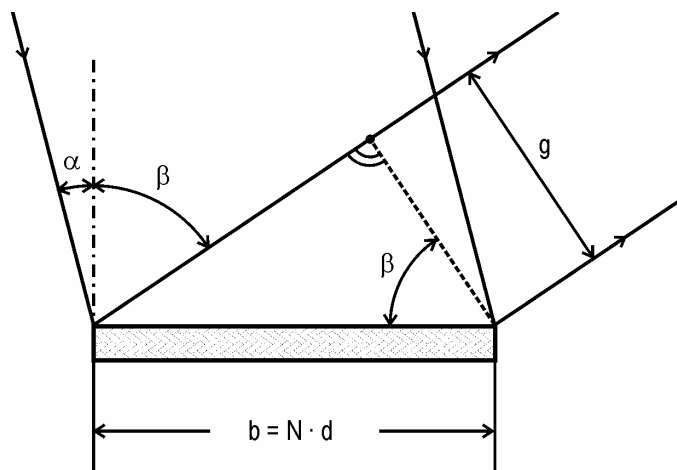
Das Auflösungsvermögen ist durch die Beugung an den strahlbegrenzenden Kanten bestimmt.

$$\text{Es gilt: } \Delta\theta \approx \frac{\lambda}{g} \text{ und } d_1 \approx f \cdot \frac{\lambda}{g}$$

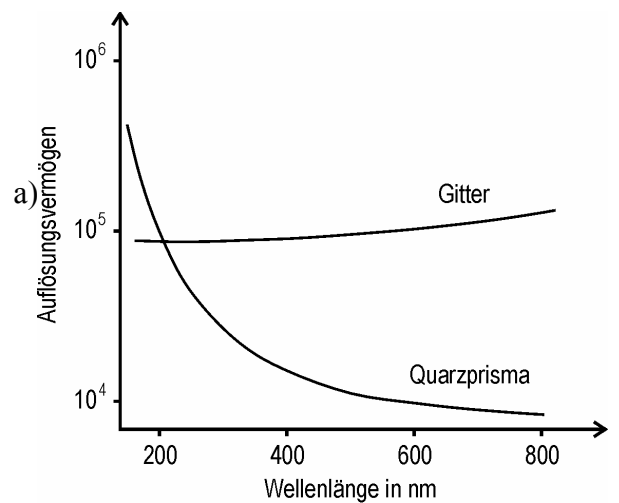


Bedingung für die Auflösung von überlappenden Spektrallinien:

Der Abstand der Maxima muss größer sein als die Halbwertsbreite, bzw. das 1. Beugungsminimum muss zwischen den Maxima liegen.



a)
b)



Abhängigkeit des Auflösungsvermögens des Gitters:

b = Breite des Gitters; N = Anzahl der Gitterlinien; d = Gitterkonstante; g = Strahlbreite

b) Abhängigkeit des Auflösungsvermögens eines Gitters von der Wellenlänge im Vergleich mit einem Quarzprisma

Einfluss der Spaltbreite auf das Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen R stellt den theoretischen Maximalwert dar, der nur bei Spaltbreite Null erreicht werden kann.

Endliche Spaltbreite verringert das effektive Auflösungsvermögen, das dann als Trennvermögen bezeichnet wird.

Verbreiterung des Spaltes erhöht die Helligkeit des Spektrums, vermindert aber das Trennvermögen.

Zur Beurteilung dieses Zusammenhang benutzt man die sogenannte „förderliche Spaltbreite“:

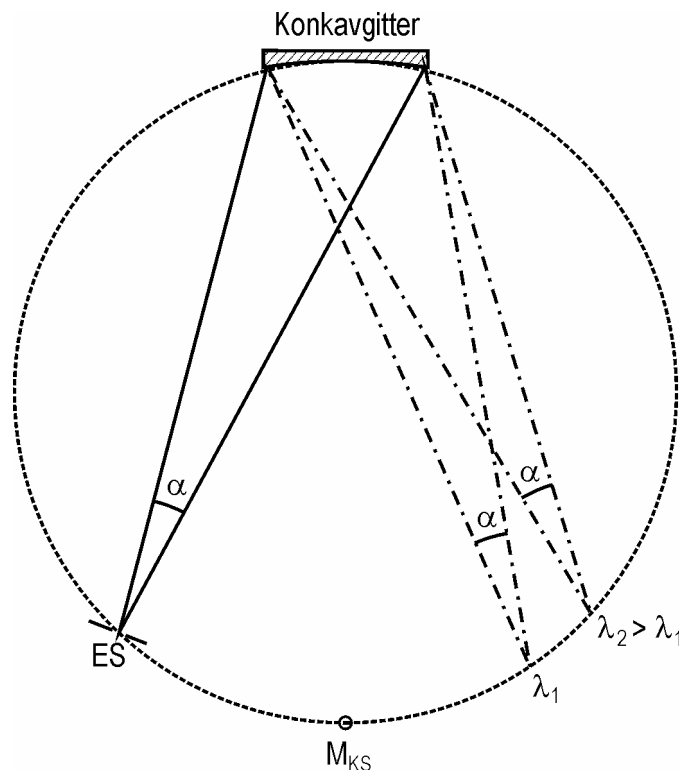
Sie ist gleich der Größe des Beugungsscheibchens, das durch die Strahlbegrenzung auf die Breite g am Ort des Austrittsspaltes entsteht. Sie ist damit gleich $d_1 \approx f \cdot \frac{\lambda}{g}$

Die folgende Tabelle enthält den Zusammenhang zwischen relativer Spaltbreite, relativer Helligkeit und Trennvermögen.

Als Bezugsgröße ist die förderliche Spaltbreite in der Tabelle gleich 1 gesetzt, ebenso ist die Helligkeit bei Vorliegen der förderlichen Spaltbreite gleich 1 gesetzt.

Relative Spaltbreite	Relative Helligkeit	Trennvermögen in % von R
0,0	0,00	100
0,5	0,51	99,7
1,0	1,00	98,6
1,5	1,47	96,8
2,0	1,90	94,3
2,5	2,33	91,1
3,0	2,62	87,2
4,0	3,15	78,0
5,0	3,45	67,5
7,0	3,67	50,7
9,0	3,73	39,5
12,0	3,79	31,1

Unterhalb der förderlichen Spaltbreite nimmt die Helligkeit des Spektrums rasch ab, ohne dass an Trennvermögen noch viel gewonnen werden kann.

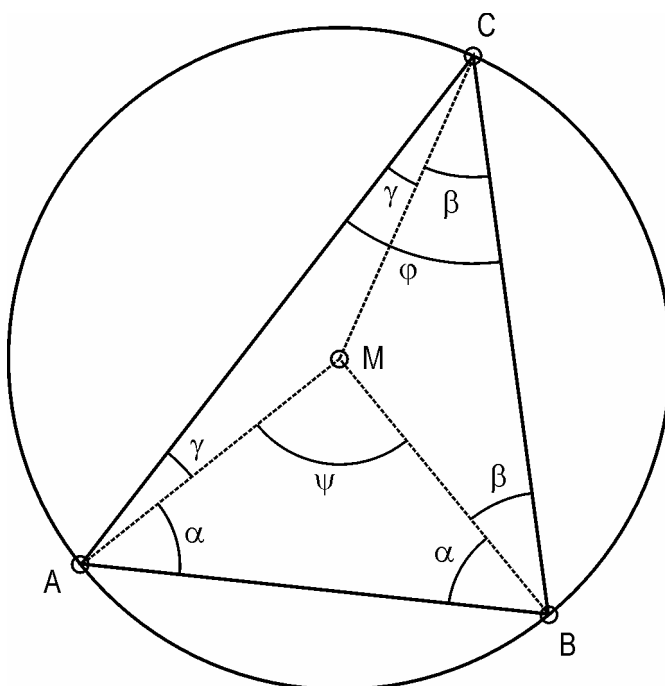


Anordnung im Rowlandkreis

Abbildungseigenschaften eines Konkavspiegels:

Vom Mittelpunkt M_{KS} des Krümmungskreises der Spiegeloberfläche ausgehende Strahlen (Strahlenbündel mit dem Öffnungswinkel α) werden wieder im Mittelpunkt fokussiert. Also werden auch Strahlenbündel mit dem Öffnungswinkel α aus anderen Richtungen ebenfalls mit dem Konvergenzwinkel α fokussiert.

Ein Konkavgitter wirkt beugend wie ein ebenes Reflexionsgitter und gleichzeitig abbildend wie ein Konkavspiegel. Der geometrische Ort aller Abbildungen des Eintrittspaltes ES für verschiedene Wellenlängen ist deshalb ein Kreis (Rowland-Kreis), dessen Durchmesser gleich dem Krümmungsradius der Gitteroberfläche ist. Der geometrische Grund dafür ist, daß der Winkel, unter dem die Sehne eines Kreises von allen Punkten des Kreises aus erscheint, konstant ist:



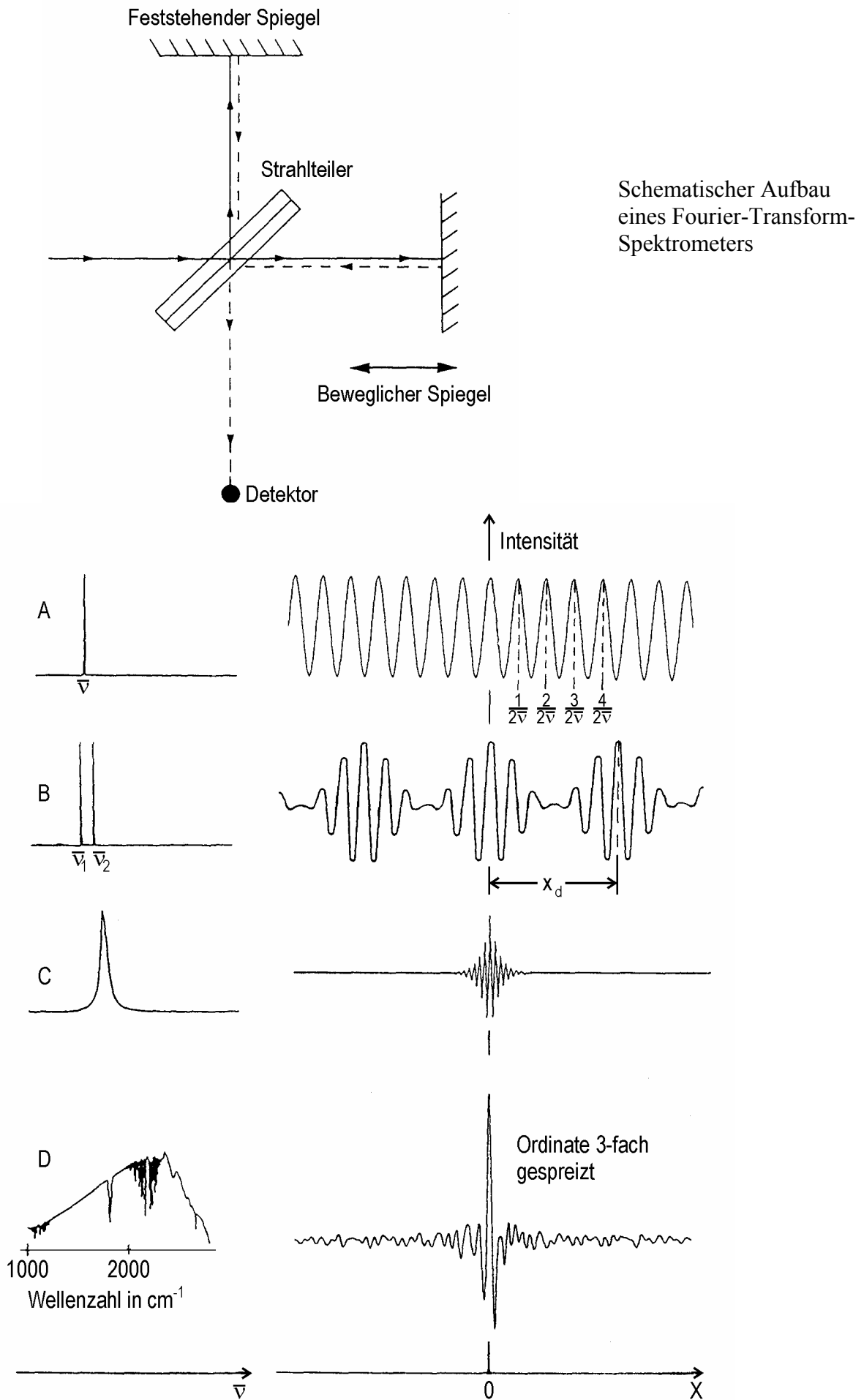
- 1) $\beta + \gamma = \varphi$
- 2) $\gamma + \alpha + \alpha + \beta + \varphi = 180^\circ$
- 3) $2\alpha + \psi = 180^\circ$

1) und 3) in 2):

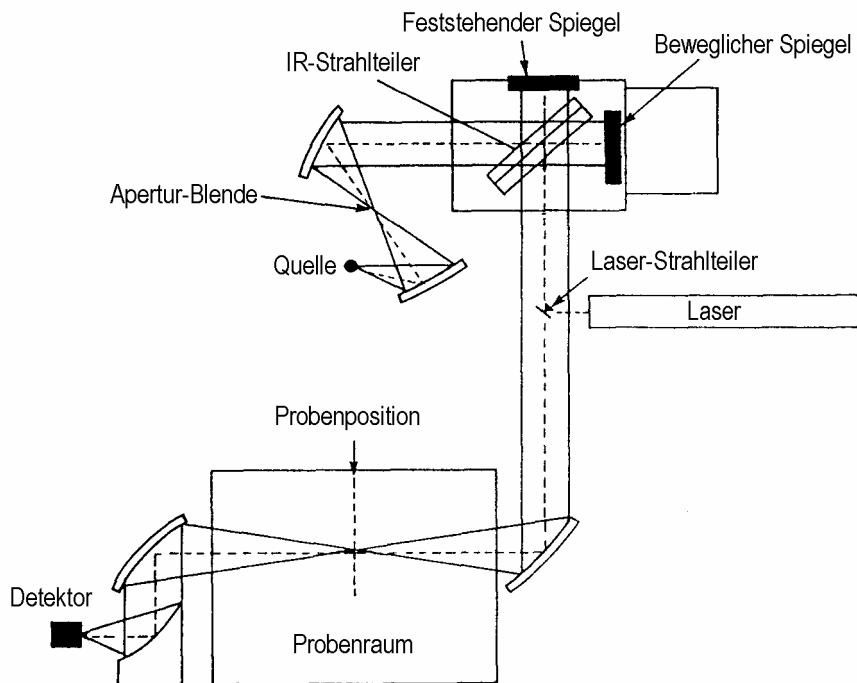
$$2\varphi + 180^\circ - \psi = 180^\circ$$

Daraus folgt:

$$\varphi = \frac{\psi}{2} = \text{const.}$$

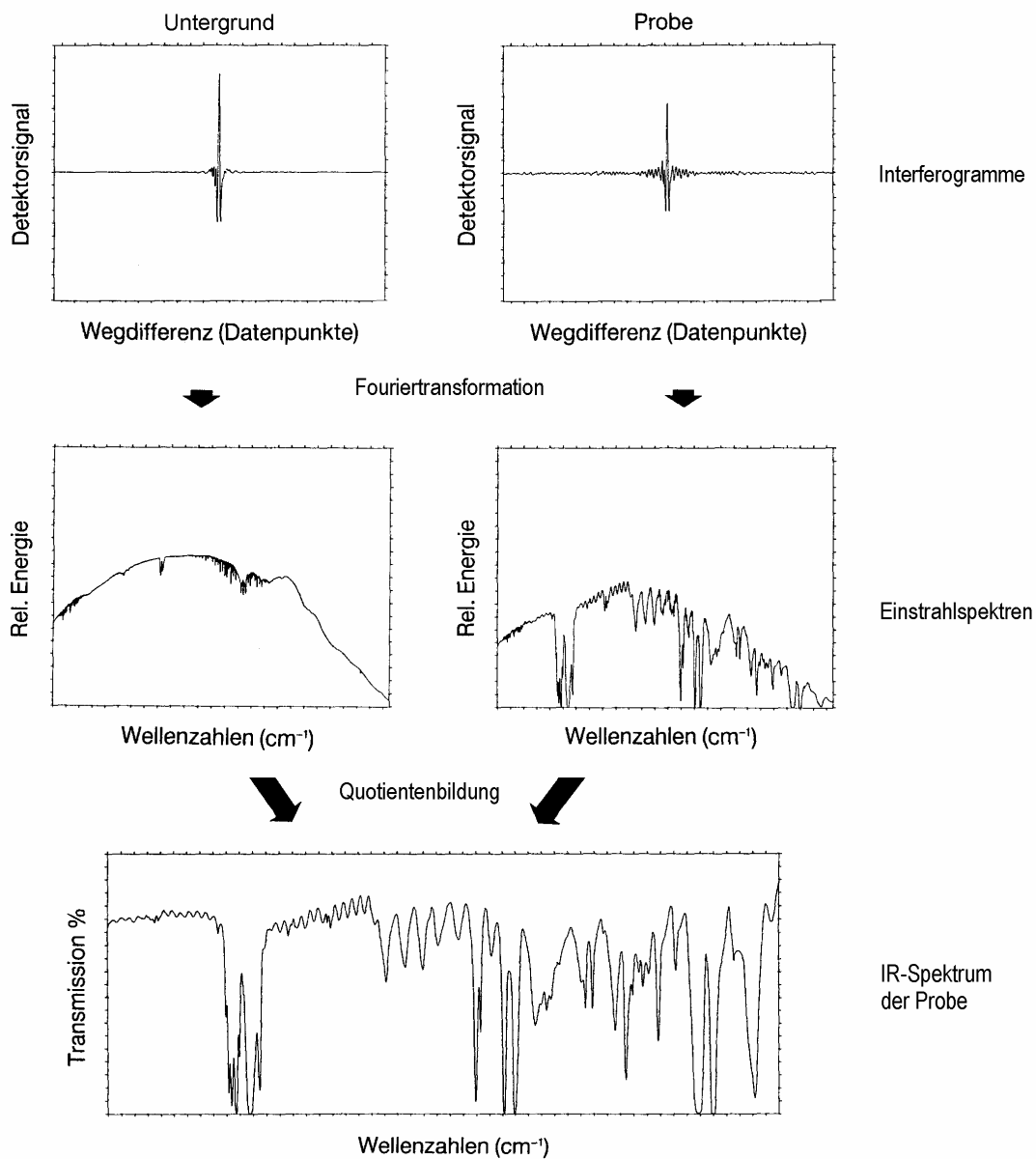


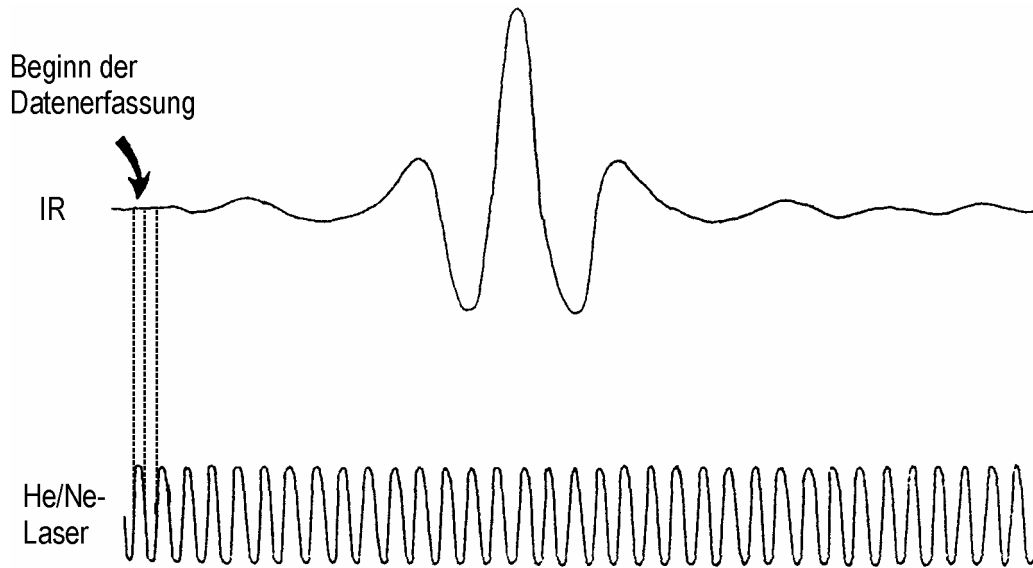
Detektorsignal in Abhängigkeit von der Spiegelstellung x für verschiedene Eingangsspektren



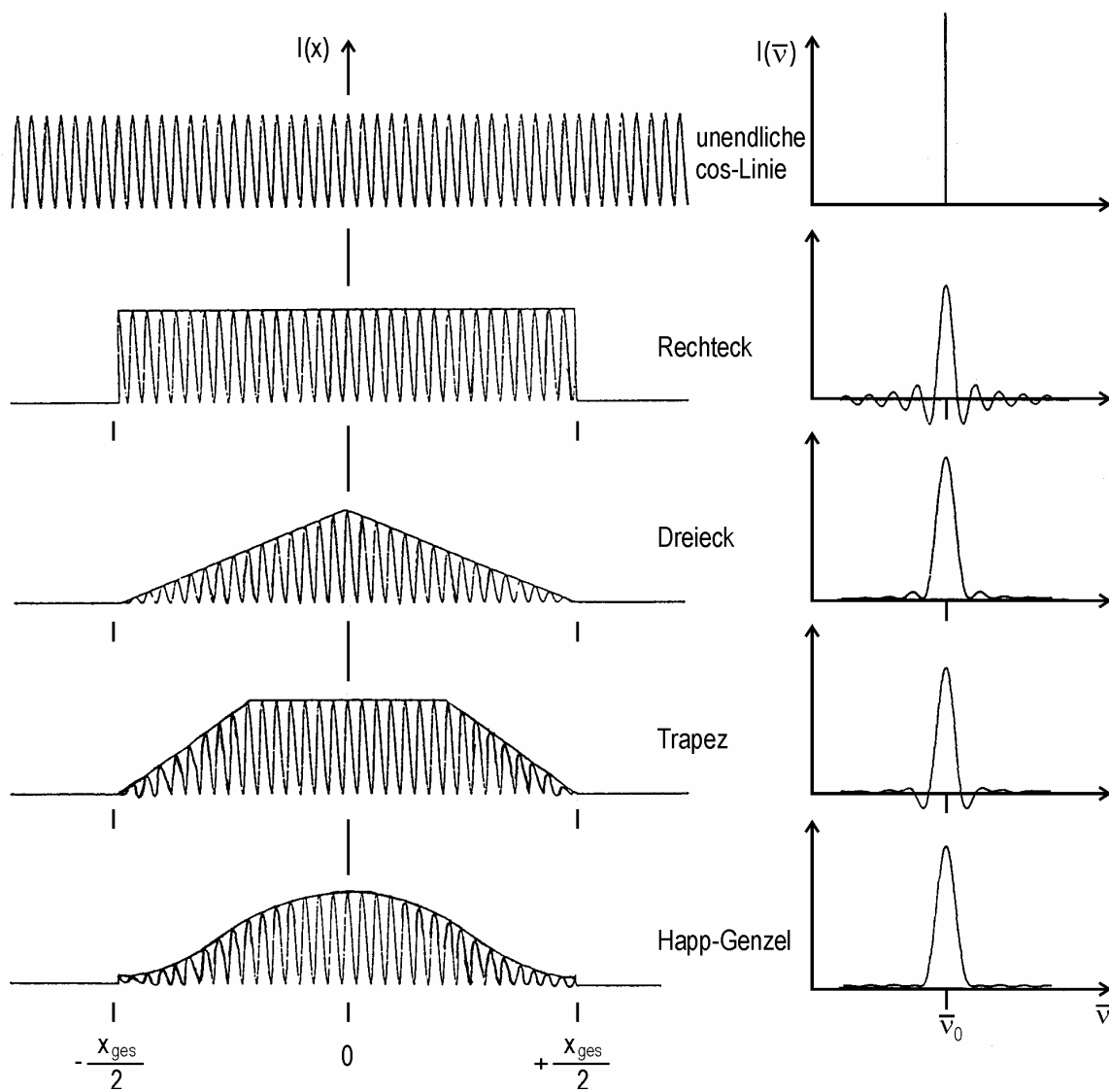
Schema eines Fourier-Transform-IR-Spektrometers

Entstehung des Probenspektrums

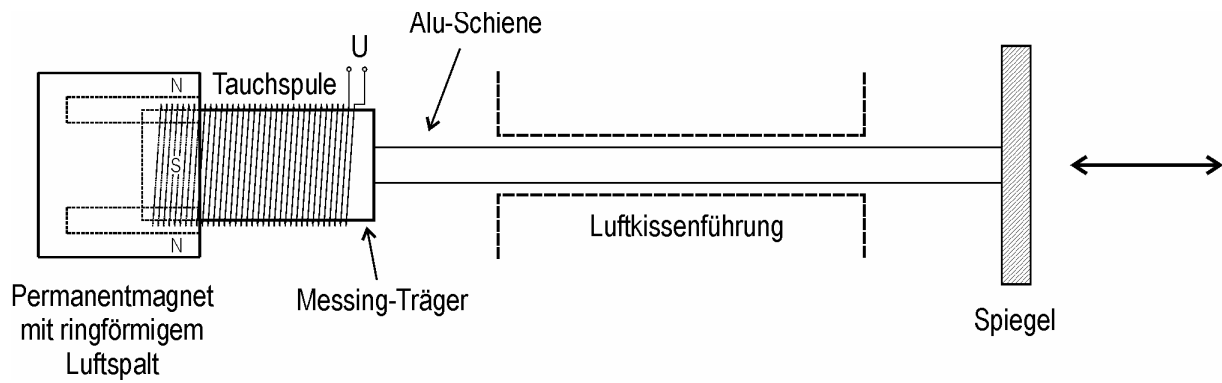




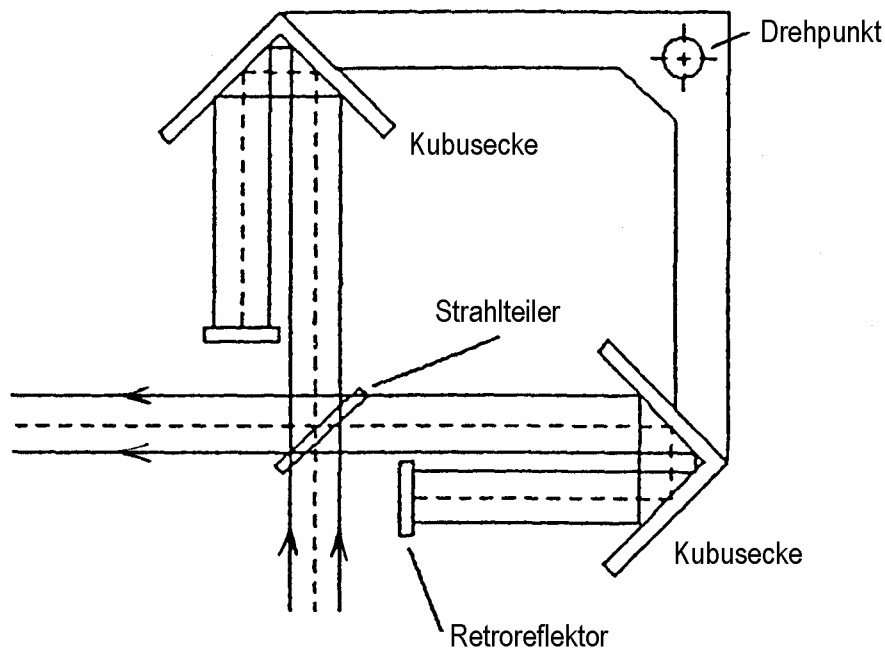
Bei jedem Nulldurchgang des Laserinterferogramms wird das IR-Interferogramm abgetastet



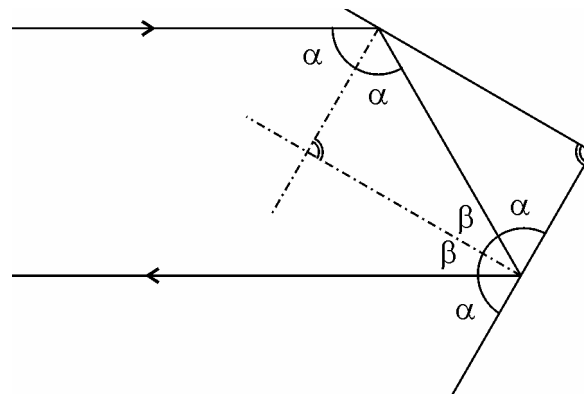
Wirkung verschiedener Apodisationsfunktionen



Schema eines Linearantriebs zur Spiegelbewegung in einem FTIR-Spektrometer



Die Veränderung der Lichtwege in den Interferometerarmen kann durch zwei „Kubusecken“, die auf einem starren Rahmen um einen gemeinsamen Drehpunkt drehbar sind, erfolgen.



Eine Kubusecke besteht aus zwei senkrecht aufeinander stehenden Spiegeln. Der gesamte Winkel der Strahlumlenkung beträgt unabhängig von der Winkelstellung der Kubusecke

$$2(\alpha + \beta) = 180^\circ$$