

Grundlegende Überlegungen zur Auslegung astronomischer Spektrographen

Daniel P. Sablowski

Erich-Weinert-Str. 19, 14478 Potsdam, Germany; E-Mail: danielsablowski@gmail.com

Zusammenfassung

Dieser Artikel beschäftigt sich mit allgemeinen Betrachtungen zur Auslegung eines Spektrographen für astronomische Beobachtungen. Zunächst wird dies aus Sicht eines direkt an das Teleskop gekoppelten Gerätes diskutiert. Dann wird der prinzipielle Einfluss einer Faserkopplung dargestellt. Eine allgemeine Betrachtung zur Effizienz erfolgt im letzten Abschnitt. Die Betrachtungen basieren auf geometrischen Überlegungen. Einflüsse der optischen Komponenten werden nicht im Detail untersucht.

Abstract

This article deals with some general aspects of designing spectrographs for astronomical observations. The directly linked spectrograph is discussed first. Then, the principal influences of a fiber-link between telescope and spectrograph are considered. A general discussion of efficiency is given within the last section. The descriptions are based on geometric considerations only. The influences of optical components are not discussed in detail.

Received: 2015-08-10, Revised: 2015-09-02, Accepted: 2015-09-09

1. Einleitung

Die Konstruktion eines Spektrographen ist in der Regel durch das wissenschaftliche Anforderungsprofil („Science-Case“) motiviert, also der wissenschaftlichen Notwendigkeit der Überprüfung von Vorhersagen und inkonsistenten Beobachtungen. Im Amateurbereich jedoch richtet sich die Realisierung eher an den relativ kleinen Teleskopen und den finanziellen Mitteln.

Ob man auf ein direkt- oder fasergekoppeltes System zurückgreifen sollte hängt von der geforderten Stabilität ab. Während direkt gekoppelte Systeme am Teleskop sich während der Beobachtung bewegen und sich daher die Hebelkräfte und damit die Durchbiegung ändert, sind fasergekoppelte Systeme frei von diesen mechanischen Einflüssen. Diese führen nämlich unweigerlich zu einer Verschiebung des Messsignals auf dem Detektor. Wir werden jedoch nicht im Detail auf Stabilisierungstechniken (durch Materialwahl, Temperatur- und Druckregelung, Beugungsstabilität am Gitter, usw.) eingehen.

Die Festlegung der Auflösung wird durch das Messziel und den Eigenschaften der Zielobjekte bestimmt. Handelt es sich um Sterne mit breiten Emissionslinien (z.B. heiße Sterne wie entwickelte O-Sterne), so ist meist keine hohe Auflösung erforderlich (Auflösungsvermögen um

10.000). Detaillierte Linienprofilanalysen und Messung von Radialgeschwindigkeiten (Exoplaneten) hingegen erfordern eine hohe bis sehr hohe Auflösung und, ebenso wichtig, eine hohe Stabilität. Hierfür sind eher fasergekoppelte Systeme anzustreben.

2. Grundlegende Beziehungen am Gitter (Kompendium ohne Herleitung)

Die folgenden Formeln sind Grundlage der weiteren Betrachtungen. Auf Herleitung aus der Transmissionsgittergleichung

$$n \cdot \lambda = g \cdot (\sin \alpha - \sin \beta) \quad (1)$$

mit n der Beugungsordnung, λ der Wellenlänge, g die Gitterkonstante, α und β als Einfallswinkel und Ausfallswinkel wird verzichtet und auf die einschlägige Literatur verwiesen [1].

Die Dispersion ist

$$D = \frac{p \cdot B \cdot g \cdot \cos \beta}{f_{\text{Obj}} \cdot n} \quad (2)$$

mit p als Pixelgröße, dem Binningfaktor B und f_{Obj} der Kamerabrennweite.

Die Auflösung ist

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = f_{koll} \cdot \frac{n \cdot \lambda \cdot a}{b \cdot g \cdot \cos \alpha} \quad (3)$$

mit dem Anamorphiefaktor $a = \cos \alpha / \cos \beta$, der Spaltbreite b und f_{koll} als Kollimatorbrennweite.

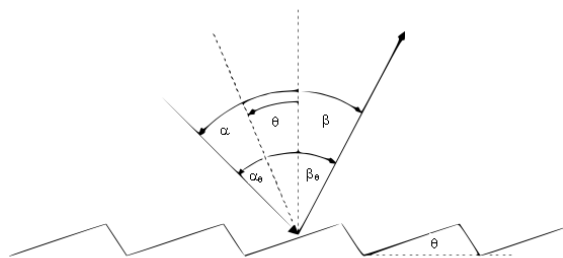


Abb. 1: Geometrische Beziehungen am Reflexionsgitter.

Der Einfallswinkel α ergibt sich mit dem totalen Winkel $\Psi = \alpha - \beta$ und $k = n\lambda/g$ zu

$$\alpha = \sin^{-1} \left(\frac{k}{2 \cdot \cos(\Psi/2)} \right) + \frac{\Psi}{2} \quad (4)$$

Der Beugungswinkel (Ausfallswinkel) ergibt sich zu

$$\beta = \sin^{-1} \left(\frac{k}{2 \cdot \cos(\Psi/2)} \right) - \frac{\Psi}{2} \quad (5)$$

3. Direkt gekoppelte Spektrographen

Bei Messsystemen, die direkt an das Teleskop gekoppelt werden, ist die Eigenmasse eine wichtige Designgröße. Um die Hebelkräfte durch das Instrument auf das Teleskop und damit auf die Befestigung zwischen Instrument und Teleskop, der Montierung und letztlich natürlich auf das Instrument selbst gering zu halten, sollte ein optisches Layout gewählt werden, welches nur kleine Auslenkungen (Hebel des mechanischen Gehäuses) aufweist. Die mechanische Stabilität beginnt mit der Wahl des Materials. Oft wird wegen des äquivalenten Verhältnisses zu Stahl von Dichte und Elastizitätsmodul Aluminium gewählt, was sicherlich eine gute Wahl ist. Neben der Materialwahl steht die strukturelle Auslegung des Gehäuses im Vordergrund.

2.1 Spaltbreite

Der Spalt erfüllt mehrere wichtige Aufgaben: Zunächst bestimmt er die Auflösung des Spektrographen ganz wesentlich. Er begrenzt letztlich allerdings auch, aufgefasst als Eingangsapertur, den Durchsatz des Instruments. Aus dem Blickwinkel der Auflösung soll der

Spalt möglichst schmal gewählt werden. Für hohen Durchsatz ist der Spalt möglichst breit eingestellt. Ein guter Kompromiss wird gefunden, indem das typische Seeing zur Auslegung verwendet wird, um die Größe einer Punktquelle (Stern) in der Fokalebene zu berechnen. Es gilt hier folgender Zusammenhang zwischen Brennweite f_{tel} des Teleskops, dem Seeingwinkel σ und der geometrischen Größe b des Bildes in der Teleskopfokalebene:

$$b = f_{tel} \cdot \tan(\sigma) \quad (6)$$

Den aus dieser Gleichung erhaltene Wert b ist ein guter Wert für die Spaltbreite des Spektrographen. Es ist hier anzumerken, dass b die FWHM des Bildes angibt und daher durch einen b -breiten Spalt nicht das gesamte Licht treten kann. Unterstellt man eine gaußförmige Intensitätsverteilung, erhält man nach numerischer Integration einen Durchsatz von ~75 % für einen unendlich langen Spalt, was als akzeptabler Kompromiss gelten mag.

2.2 Kollimatorbrennweite und Auflösung

Steht neben dem Teleskop schon ein Beugungsgitter mit der Höhe h (Abmessung parallel der Gitterfurchen) zur Verfügung, so bestimmt diese zusammen mit der F -Zahl des Teleskops die Brennweite des Kollimators durch $F_{tel} = F_{koll}$, wobei F_{tel} und F_{koll} die F -Zahlen des Teleskops und des Kollimators sind. Man erhält hieraus für die Brennweite des Kollimators:

$$f_{koll} = h \cdot F_{tel} \quad (7)$$

Man beachte: h ist die Höhe des Beugungsgitters und nicht dessen Breite. Es muss der Einstrahlwinkel auf das Gitter berücksichtigt werden, welcher die Breite des Gitters bestimmt. Dieser ist durch die Liniendichte des Gitters g , die Beugungsordnung n und die zu beobachtende Wellenlänge λ gegeben. Für einen Échellespektrographen ist in den meisten Fällen der Neigungswinkel zum Einfallsstrahl konstant.

Ist nun e die Abmessung der langen Achse der Strahlellipse projiziert auf die Gitterebene, so gilt

$$e = h / \cos(\alpha) \quad (8)$$

wobei α der Einfallswinkel auf das Gitter ist. Dieser ergibt sich aus Gl. 4, wenn für den totalen Winkel Ψ die Beobachtungswellenlänge festgelegt ist. Setzen wir dies in Gl. 7 ein, erhalten wir

$$f_{koll} = e \cos(\alpha) \cdot F_{tel} \quad (9)$$

Weiterhin setzen wir nun Gl. 4 für den Einfallswinkel ein

$$f_{koll} = e \cdot F_{tel} \cos \left(\sin^{-1} \left(\frac{k}{2 \cos(\Psi/2)} \right) + \frac{\Psi}{2} \right) \quad (10)$$

Wichtig ist anzumerken, dass e nunmehr die Breite des zur Verfügung stehenden Gitters ist und daher h jetzt den Mindestdurchmesser des Kollimators bestimmt. Der Kosinus-Term wird zu

$$\Lambda_{\pm} = \cos \left(\sin^{-1} \left(\frac{k}{2 \cos(\Psi/2)} \right) \pm \frac{\Psi}{2} \right) \quad (11)$$

umdefiniert. Setzt man nun Gln. 6, 7 und 9 in Gl. 3 ein, streicht die Wellenlänge, setzt den Anamorphosefaktor ein und substituiert β analog wie im Schritt von Gl. 9 zu Gl. 10, erhält man

$$d\lambda = g \cdot \tan(\sigma) \cdot \frac{D_{tel}}{e \cdot n} \cdot \frac{\Lambda_{-}}{\Lambda_{+}} \quad (12)$$

für die Auflösung des Spektralgerätes. Hieran sieht man, dass eine große Teleskopapertur D_{tel} mit einer großen Gitterapertur e kompensiert werden muss: An ein großes Teleskop gehört ein großer Spektrograph. Des Weiteren gibt diese Gleichung die minimale Auflösung (maximales $d\lambda$) an, solange für das Seeing σ realistische Werte angesetzt werden. Dies ist also die mindestens zu erreichende Auflösung einer gegebenen Teleskop-Spektrograph-Kombination. Ist die Auflösung merklich schlechter, so liegt dies an der Justage und/oder der optischen Qualität.

Nach geometrischen Überlegungen trifft man eine Entscheidung für den totalen Winkel Ψ am Beugungsgitter und kann hieraus den Einfallswinkel für die zu beobachtende Wellenlänge berechnen, Gl. 4. Mit den oben gerechneten Größen und der nun bestimmten Wellenlänge berechnet man die Auflösung nach Gl. 3. Liegt eine zu erreichende Auflösung vor, vergleicht man diese mit der berechneten und führt Korrekturen in den bisher bestimmten Größen durch. Ist man in dem eher seltenen Falle von zu hoher Auflösung, so kann man entscheiden ob die Spaltbreite grösser, die Kollimatorbrennweite kleiner oder die Liniendichte des Gitters geringer gesetzt wird. Hat man zur Berechnung ein holographisches Gitter mit 2400 l/mm angesetzt, so ist es sicherlich einen Versuch wert auf ein geritztes Gitter mit höherer Effizienz, jedoch geringerer Liniendichte zu gehen. Im Falle, dass bereits ein geritztes Gitter gewählt wurde, bleibt die Kollimatorbrennweite und die Spaltbreite. Die Spaltbreite kann grösser gesetzt

werden, um zugleich den Durchsatz zu erhöhen. Es ist hier jedoch ein Stabilitätsaspekt zu nennen: Die Intensitätsverteilung des Seeing-scheibchens tritt durch den Spalt und besitzt ein Maximum, welches durch Teleskoptracking über den Spalt räumlich variiert. Diese Variation wird sichtbar durch eine räumliche Instabilität der Spektrallinien im Spektrum und begrenzt daher die Stabilität in der Bestimmung relativer Wellenlängenverschiebungen (RV-Messungen). Diese Verschiebungen werden in der Regel gemittelt, solange die Spaltbreite in der Nähe der FWHM des Seeing-scheibchens liegt.

2.3 Objektivbrennweite und Dispersion

Die Objektivbrennweite f_{obj} ist nun die einzige verbleibende anpassbare Größe, wenn die Pixelgröße feststeht. Die Breite b' des Seeing-scheibchens in der Fokalebene des Spektrographen ist

$$b' = \frac{f_{obj}}{f_{koll}} \cdot \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \quad (13)$$

wobei der Quotient der Kosinus-Terme auch zu a definiert und Anamorphose am Beugungsgitter genannt wird. Nun ist zu entscheiden, auf wie viele Pixel n_{pix} der CCD dieses abgebildet werden soll. Allgemein gilt also

$$n_{pix} = d\lambda / D \quad (14)$$

wobei D die Dispersion in m/pixel angegeben ist. Sei p die Größe eines Pixels in Dispersionsrichtung, so ist $n_{pix} = b'/p$ und deshalb

$$D = d\lambda \cdot p / b'. \quad (15)$$

Wird also in Gl. 14 die Gln. 2 und 11 eingesetzt, erhält man

$$f_{obj} = \frac{p \cdot B \cdot n_{pix}}{\tan \sigma} \cdot \Lambda_{+} \cdot \frac{e}{D_{tel}} \quad (16)$$

für die Objektivbrennweite f_{obj} und B der Binningfaktor ist. Anzumerken ist, dass bei Großteleskopen $e/D_{tel} \ll 1$ gilt und daher die Brennweite des Objektivs stark reduziert wird bzw. ein hohes Sampling erreichbar wird.

4. Fasergekoppelte Spektrographen

4.1. Einfluss der Faserkopplung

Eine Faser erhält am Ausgang auf Grund der sogenannten Öffnungsverhältnisdegradierung (Focal-Ratio-Degradation, FRD) nicht die F-Zahl am Eingang, welches dem des Teleskops

entspricht. Füllen wir die Faser am Eingang mit ihrer numerischen Apertur, so erwarten wir, dass das Licht am Ausgang mit selbiger austritt. Es gilt also für den minimalen Reduktionsfaktor des Öffnungsverhältnisses am Teleskop

$$\frac{r_{min}^{Faser}}{r_{tel}} = r_{min}^{tel} \text{ und} \\ d_{min} = \tan(\sigma) \cdot f_{tel} \cdot r_{min}^{tel}$$

für die Größe des Seeingscheibchens nach Reduktion. Die mögliche Brennweite des Kollimators im Spektrographen wird dann um selbigen Faktor reduziert. Anzumerken ist, dass Fasern bei voller Ausleuchtung nicht mehr gekrümmt werden dürfen, da sonst Licht in den Mantel propagiert. Die FRD wird jedoch kleiner für schnellere Eingangsverhältnisse. Bei einem Eingang von $F/4$ kann man mit einem Degradationsfaktor von $FRD \sim 1,1$ rechnen. Es gilt also nun im Teleskopfokus

$$d = \tan(\sigma) \cdot f_{tel} \cdot \frac{F_{ein}}{F_{tel}}$$

Am Ausgang der Faser gilt dann

$$F_{aus} = \frac{F_{ein}}{FRD},$$

weswegen sich die Brennweite des Kollimators ebenfalls um $1/FRD$ reduziert. Letztlich ist die Focal-Ratio-Degradation als eine Minderung der spektralen Auflösung zu verstehen, was in diesem Beispiel ca. 10 % ausmacht. Damit wird Gl. (9) zu

$$d\lambda = g \cdot \tan(\sigma) \cdot \frac{D_{tel}}{e \cdot n} \cdot \frac{\Lambda_-}{\Lambda_+} \cdot FRD \quad (17)$$

und analog Gl. (13)

$$f_{obj} = \frac{p \cdot B \cdot n_{pix}}{\tan(\sigma)} \cdot \Lambda_+ \cdot \frac{e}{D_{tel}} \cdot \frac{1}{FRD} \quad (18)$$

für die Objektivbrennweite.

4.2. Einfluss des Image-Slicers

Hier ist zunächst zu untersuchen, ob der eingesetzte Image-Slicer das Öffnungsverhältnis beeinflusst. Ist dies nicht der Fall, so ist lediglich für die Spaltbreite b zugunsten des Slice-faktors S (Anzahl der durch den Slicer generierten Aperturen mit äquivalenten Breiten) zu substituieren:

$$b' = b/S$$

Andernfalls muss noch auf die durch den Slicer hervorgerufene Degradation des Öffnungsver-

hältnisses korrigiert werden. Unter Berücksichtigung des Slice-faktors ergibt sich für die Auflösung:

$$d\lambda = g \cdot \tan(\sigma) \cdot \frac{D_{tel}}{e \cdot n} \cdot \frac{\Lambda_-}{\Lambda_+} \cdot \frac{FRD}{S} \quad (19)$$

und für die Objektivbrennweite:

$$f_{obj} = \frac{p \cdot B \cdot n_{pix}}{\tan(\sigma)} \cdot \Lambda_+ \cdot \frac{e}{D_{tel}} \cdot \frac{S}{FRD} \quad (20)$$

5. Effizienzbetrachtung

5.1. Allgemeines

Bisher stützten sich die Berechnungen hauptsächlich auf geometrische Überlegungen. Insbesondere in der astrophysikalischen Instrumentierung ist zusätzlich mit maximaler Effizienz zu designen, da die Lichtmenge meist beschränkt ist. Die prinzipiellen Punkte sind hierbei:

- Eingangsapertur
- Teleskop-Spektrograph Interface (TSI)
- Anzahl optischer Komponenten
- Art der optischen Komponenten (refraktiv, reflektiv, Beschichtungen, Verklebungen)
- Detektorsystem
- Beobachtungsobjekt
- Beobachtungsstandort

Einige dieser Punkte sind abhängig voneinander, wie beispielsweise die Eingangsapertur mit dem Beobachtungsstandort. Das Seeing variiert stark von Beobachtungsort zu Beobachtungsort und ist ebenso zeitlichen Veränderungen (Wetterlage) unterworfen. Während das Objektlicht in „herkömmlichen“ Gebieten hohe Luftmassen mit meist großem Wasseranteil durchdringen muss und das Seeing daher entsprechend hoch ist (2" bis 5"), ist in höheren Lagen (2 bis 3 km) bereits eine wesentliche Verbesserung dieser Bedingungen festzustellen (Seeing um 1" und weniger).

Die Anzahl der optischen Komponenten möglichst gering zu halten ist intuitiv richtig. Allerdings ist eine gewisse Mindestzahl notwendig, die sich erhöht, je höher die Ansprüche an die Abbildungsqualität sind. Dies ist insbesondere beim abbildenden System der Fall, wenn auf Grund der geringen Brennweite f_{obj} eine schnelle Öffnung erforderlich wird.

5.2. Einfluss der Faserkopplung

Die Eingangsapertur richtet sich nach den Beobachtungsbedingungen und dem Objekt. Bei

stellaren Objekten orientiert man sich am Seeing am Beobachtungsort. Es unterliegt zeitlichen Variationen, weswegen der zeitliche Mittel $\langle \sigma \rangle$ zu nutzen ist. Bei Langspaltspektrographen und einer gaußförmigen Intensitätsverteilung des Seeingscheibchens ergibt sich ein Durchsatz am Spalt für eine Spaltbreite $b = \langle \sigma \rangle$ von ca. 75 %. Verwendet man eine Faser mit Kerndurchmesser $d = b$ als Eingangsapertur, so erhält man einen Durchsatz (rein geometrisch und ohne Verluste durch die Faser selbst) von nur noch 50 %. Hier muss also der Faserdurchmesser größer gewählt werden und liegt daher typischerweise im Intervall $[3b/2, 5b/2]$, wobei man bereits bei $d = 2b$ einen geometrischen Durchsatz von ca. 93 % erreicht. Neben der FRD muss also bei Verwendung einer Faserkopplung auch dieser Umstand berücksichtigt werden. Mit $d = b \cdot \varphi$ ergibt sich

$$d\lambda = g \cdot \tan(\sigma) \cdot \frac{D_{tel}}{e \cdot n} \cdot \frac{\Lambda_-}{\Lambda_+} \cdot \frac{FRD}{S} \cdot \varphi \quad (21)$$

und

$$f_{obj} = \frac{p \cdot B \cdot n_{pix}}{\tan(\sigma)} \cdot \Lambda_+ \cdot \frac{e}{D_{tel}} \cdot \frac{S}{FRD} \cdot \frac{1}{\varphi} \quad (22)$$

Um nun bei Verwendung einer Faser gleiche Ergebnisse wie mit einem direktgekoppelten Spaltspektrographen zu erzielen, muss ein Image-Slicer verwendet werden, welcher $S = \text{int}(FRD \cdot \varphi)$ erfüllt. Typischerweise ist $S = 2$ oder 3. Dies alles gilt jedoch nur dann, wenn auch wirklich eine Faser mit $d = b \cdot \varphi$ verfügbar ist und daher an das jeweilige Instrumentarium und den Beobachtungsort exakt angepasst werden muss.

5.3. Blazewinkel des Gitters

Beugungsgitter werden mit asymmetrischen Ritzprofilen versehen, sodass bei einer festen Wellenlänge maximale Intensität in eine Ordnung gebeugt wird. Solche Gitter nennt man Blazegitter (Blaze, Glanz) und werden dort eingesetzt, wenn hohe Effizienz über einen großen

Wellenlängenbereich erforderlich ist. Gitter, welche für das Infrarot in ersten Ordnung „geblazed“ sind, können auch in höherer Ordnung für niedrigere Wellenlängen verwendet werden. Solche Gitter müssen nahe ihres Blazewinkels Θ betrieben werden, damit sie maximal effizient arbeiten können. Es gilt dann $\alpha = \beta = \Theta$, wobei eine solche spezielle Anordnung Littrow-Konfiguration genannt wird und in der Praxis nur unter bestimmten Kompromissen zu erreichen ist. Für diesen Fall vereinfachen sich einige Gleichungen, z.B. Gl. 10:

$$d\lambda = g \cdot \tan(\sigma) \cdot \frac{D_{tel}}{e} \cdot n \quad (23)$$

und der Ausdruck Gl. 10 wird zu

$$\Lambda_{\pm} = \sqrt{1 - k^2/4}$$

Entfernt man sich von dieser Anordnungen, so sinkt der Effizienzpeak und verschiebt sich hin zu kleineren Wellenlängen.

6. Schlusswort

Die hier vorgestellten Betrachtungen sind zur Bestimmung der wichtigen Design-Parameter eines Spektrographen ganz allgemein notwendig. Für das optische Layout im Detail müssen letztlich noch weitere wichtige Entscheidungen getroffen werden. Diese beziehen sich zum einen auf das TSI und bei fasergebundenen Systemen auf die Anpassung von Faserausgang an Kollimator- und/oder Image Slicer Einheit. Ebenso wichtig ist die Entscheidung über die Kalibrationsprozeduren (Flatfield, Wellenlängenkalibration, Drift), welche weiter im Layout berücksichtigt werden müssen (Jod-Zelle, Fabry-Pérot, ...). Sehr wichtig und auch kritisch für die optische Qualität des Systems ist die Auswahl der optischen Komponenten.

Referenzen

- [1] Erwin G. Loewen und Evgeny Popov, Diffraction Gratings and Applications, Marcel Dekker Inc (Mai 1997)