

# Über die Leistungsfähigkeit von Spektroheliographen.

Von

V. VON KEUSSLER.

Mit 2 Textabbildungen.

(Eingegangen 14. Sept. 1947.)

Es wird auf den Zusammenhang hingewiesen, der zwischen der optimalen Spaltbreite und dem Öffnungswinkel der Abbildung besteht. Die durch die Halbschattenwirkung auf der am Austrittsspalt vorbeigeführten photographischen Platte verursachte Unschärfe wird mit derjenigen bei optischer Abbildung verglichen. Der Vorgang bei der Aufnahme von Spektroheliogrammen wird durch allgemeine Formeln dargestellt und unter Zugrundelegung vereinfachender Annahmen der Intensitätskontrast zwischen eng benachbarten Teilen des monochromatischen Sonnenbildes in Abhängigkeit von den maßgebenden apparatuellen Größen und von dem Luftzustand diskutiert. Auf die Art der Beeinflussung der Qualität von Spektroheliogrammen durch die Luftunruhe wird hingewiesen. Wegen der zwischen der günstigsten Spaltbreite und den übrigen Apparatenkonstanten bestehenden Beziehungen hängt die Lichtstärke nur vom Öffnungswinkel ab, unter dem das monochromatische Bild entsteht.

Bei dem Zustandekommen einer mit Hilfe eines Spektroheliographen gewonnenen monochromatischen Sonnenaufnahme tritt infolge der Aussonderung eines schmalen Streifens aus dem primären Sonnenbilde, der Lichtzerlegung, der Aussonderung des gewünschten engen Spektralbereiches und der Wiederaussetzung der schmalen Bildelemente eine mehr oder weniger große Bildverschlechterung ein. Eine solche ließe sich nur durch Verwendung eines idealen Lichtfilters vermeiden, das von allen Teilen der Sonne ausschließlich den entsprechenden gleichen Wellenlängenbereich hindurchläßt. Das kristalloptische Interferenzfilter (B. LYOT, Y. ÖHMAN<sup>1</sup>) und das FABRY-PÉROT-Etalon-Interferenzfilter<sup>2</sup> stellen zwar einen erheblichen Fortschritt in dieser Richtung dar, doch ist es mit ihrer Hilfe bisher nicht gelungen, einen so engen Wellenbereich im Spektrum zu isolieren, wie das mit Hilfe von Spektroheliographen möglich ist. Daher ist der Spektroheliograph bei der Aufnahme monochromatischer Sonnenbilder vorerst unersetzbar.

<sup>1</sup> Neueste ausführliche Beschreibung nebst Entstehungsgeschichte in der Arbeit von LYOT, B.: *Ann. d'Astrophysique* 7, 31 (1944).

<sup>2</sup> Der Gedanke, das FABRY-PÉROT'sche Interferometer insbesondere in Verbindung mit einem Spektroheliographen als Lichtfilter mit engem Durchlässigkeitsbereich zu verwenden, geht auf eine nicht veröffentlichte Überlegung von Dr. G. HANSEN (C. Zeiß-Jena) zurück.

Um unter den gegebenen Verhältnissen die Verschlechterung des Bildes durch den Aufnahmevorgang auf ein Mindestmaß herabzusetzen und eine möglichst große Vollkommenheit der Spektroheliogramme zu erzielen, muß man sich über den Einfluß der verschiedenen Umstände und die passende Wahl der Apparatkonstanten genau Rechenschaft geben können.

Die tatsächlich vorliegende Leistungsfähigkeit eines spektroskopischen Apparates ist durch seine Dispersion und die sogenannte Apparatefunktion bestimmt, die die Form einer streng monochromatischen Linie bei gegebener Strahlenbegrenzung und Spaltbreite wiedergibt. Da die Apparatefunktion infolge von Fehlern der Optik und anderer Umstände gewöhnlich erheblich breiter ist, als der Spaltbreite und der Beugung an der Öffnung entspricht, kann dieselbe nur empirisch ermittelt werden. Bei ihrer annäherungsweise Darstellung kann dem Rechnung getragen werden, indem man die Wellenlänge mit einem konstanten Faktor multipliziert. Auch bei der Abbildung eines Spaltes ohne spektrale Zerlegung wird die Einführung einer die Spaltbreite enthaltenden Apparatefunktion im folgenden von Nutzen sein. Die Intensitätsverteilung in einem Bildpunkt wird im nachfolgenden als „Abbildungsfunktion“ bezeichnet.

Die richtige Einstellung der Spaltbreiten ist sowohl für die Deutlichkeit der Spektroheliogramme als auch für deren Lichtstärke von größter Wichtigkeit. Sie sind im Vergleich zu den auf der Sonnenscheibe hervortretenden Einzelheiten grundsätzlich möglichst klein zu halten. Eine Steigerung der Spaltbreite zur Erhöhung der Lichtstärke hat über eine bestimmte Grenze hinaus keinen Sinn, da oberhalb dieser Grenze die Intensität in der Mitte des der Spaltbreite entsprechenden Beugungsbildes sich nicht mehr wesentlich ändert, während die Breite der Intensitätsverteilung sehr schnell zunimmt.

Die günstigste Spaltbreite hängt ebenso wie der Intensitätsverlauf im Abbild des Spaltes, abgesehen von den bisher angeführten Umständen, von der Art der Spaltbeleuchtung ab. Die diesbezüglichen Rechnungen sind von VAN CITTERT<sup>1</sup> durchgeführt worden. Demnach wird im Falle inkohärenter Beleuchtung die Grenze erreicht, wenn die in Wellenlängen gemessene Spaltbreite der umgekehrten Kollimatoröffnung etwa gleich wird, bei vollständiger Kohärenz erst bei dem doppelten Betrag dieser Spaltbreite. Das durch Beugung an der als rechteckig vorausgesetzten Öffnung des Strahlenbündels verbreiterte Spaltbild ist bei kohärenter Beleuchtung bedeutend schmaler als bei Inkohärenz.

Die Beleuchtung des Eintrittsspalt bei Spektroheliographen durch das vom Objektiv entworfene Sonnenbild entspricht dem von VAN

<sup>1</sup> VAN CITTERT, P. H.: Z. Physik **65**, 547 (1930).

CITTERT in der gleichen Weise behandelten Fall der Abbildung einer ausgedehnten Lichtquelle auf den Spalt. Wenn der Kollimator von dem eintretenden Lichtbündel gerade ausgefüllt wird, beträgt der Grenzwert für die Spaltbreite ungefähr das  $1\frac{1}{3}$ -fache desjenigen bei inkohärenter Beleuchtung. Dabei ist die Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung nur um etwa ein Viertel größer als bei unendlich schmalen Spalt.

Der Grad der Kohärenz der Beleuchtung des Austrittsspalt durch Abbildung des in obiger Weise beleuchteten Eintrittsspalt ist ein wenig höher. Soll der Austrittsspalt noch weiter optisch abgebildet werden, so kann daher seine Breite im Vergleich zu der des Eintrittsspalt etwas größer sein.

Da, wie bereits erwähnt, durch Fehler der Optik Abweichungen im Verlauf der Apparatefunktion verursacht werden, können die günstigsten Spaltbreiten nur durch Versuch bestimmt werden. Die vorstehend angeführten Zusammenhänge können dabei zur Orientierung dienen.

Die bei spektroheliographischen Aufnahmen zu fordernde spektrale Dispersion ist seinerzeit von MICHELSON<sup>1</sup> geschätzt worden. Unter der Voraussetzung, daß die scheinbare Breite einer Absorptionslinie sich angenähert aus der Spaltbreite, der mit einem Faktor 1,5 bis 2,0 multiplizierten Halbwertsbreite des Beugungsbildes einer unendlich schmalen Linie und der wahren Linienbreite additiv zusammensetzt, betrachtet er die Abhängigkeit des Verhältnisses der Intensität des Sonnenkontinuums zur Restintensität der Absorptionslinie von der Dispersion. Er empfiehlt, die Dispersion so groß zu wählen, daß die wahre Linienbreite das Doppelte der erwähnten Summe beträgt, da bei weiterer Steigerung der Dispersion das Verhältnis der beiden Intensitäten nur wenig zunimmt. Die Beeinflussung der Qualität des monochromatischen Sonnenbildes durch die Breite des Austrittsspalt und dessen Abbildung auf die photographische Platte ist von MICHELSON nicht diskutiert worden.

Bei beinahe allen Spektroheliographen entsteht das Bild des Austrittsspalt auf der photographischen Platte, die sich unmittelbar vor ihm befindet und sich relativ zu ihm vorbeibewegt, durch Abschattung des Spektrums durch die Spaltbacken. Bei der Einfachheit dieser Art der Spaltabbildung kann grundsätzlich eine größere Schärfe des Spaltbildes als bei optischer Abbildung erzielt werden, weil die Beugung fortfällt, so daß die Apparatefunktion grundsätzlich durch ein Rechteck dargestellt wird. Da aber der Abstand zwischen dem Austrittsspalt und der photographischen Platte allenfalls ein vielfaches der Spaltbreite beträgt, läßt sich eine durch die Halbschattenwirkung bedingte Unschärfe nicht vermeiden, wobei das Rechteck in ein Trapez übergeht.

<sup>1</sup> MICHELSON, A.: *Astrophysic. J.* 1, 1 (1895).

Aus dem Vergleich der in Abb. 1 gegebenen Beispiele geht hervor, daß die Intensitätsverteilung bei Schattenabbildung sich qualitativ von derjenigen bei optischer Abbildung wenig unterscheidet. In beiden Fällen wird die Güte des vom Apparat erzeugten Sonnenbildes nicht nur infolge der endlichen Breite des Austrittsspalt, sondern auch durch die Unschärfe der Abbildung beeinträchtigt. Die der Art der Beleuchtung des Austrittsspalt entsprechende Intensitätsverteilungskurve bei optischer Abbildung liegt zwischen den beiden stetig verlaufenden Kurven. Die zugrunde gelegte Spaltbreite ist die bei dem angeführten Öffnungswinkel günstigste unter Voraussetzung der Abbildung der Lichtquelle auf den Spalt.

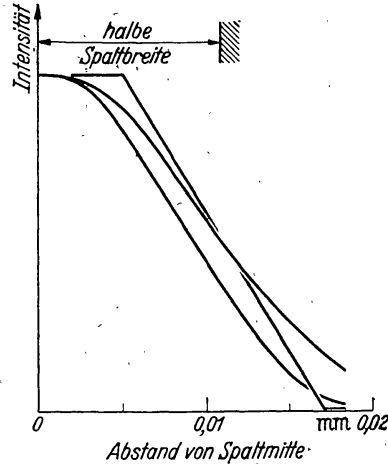


Abb. 1. Intensitätsverteilung im Spaltbild. Spaltbreite 0,022 mm; Öffnungswinkel 1 : 25. Die beiden stetigen Kurven entsprechen optischer Abbildung 1 : 1 in  $\lambda_{H\alpha} = 6563 \text{ \AA}$ : die obere bei inkohärenter, die untere bei kohärenter Spaltbeleuchtung (berechnet nach VAN CITTERT, l. c.). Die trapezförmige Verteilung entspricht der Schattenabbildung beim Plattenabstand 0,3 mm vom Spalt.

Eine viel exaktere Schätzung der erforderlichen Dispersion als die von MICHELSON läßt sich in Anschluß an die Theorie der Linienkonturen unter Mitberücksichtigung der durch die Abbildung durch das Objektiv und den Luftzustand verursachten Unschärfe des primären Sonnenbildes, des Einflusses der Breite des Austrittsspalt und der Unschärfe seiner Abbildung durchführen.

Der der Wellenlänge  $\lambda$  entsprechende Anteil der Intensität eines durch die zur Spaltrichtung senkrechte Koordinate  $x$  bestimmten, gerade auf dem Spalt befindlichen Flächenelementes des vom Objektiv in die Ebene des Eintrittsspalt entworfenen Sonnenbildes soll mit  $I(x, \lambda)$ , die („scheinbare“) Intensitätsverteilung in dem durch den Apparat erzeugten Spektrum in Abhängigkeit von der Längskoordinate  $y$  mit  $S(x, y)$  bezeichnet werden. Ferner sei  $X(y)$  die durch die Spaltbreite und die Abbildung bedingte Intensitätsverteilung in dem durch das Licht der Wellenlänge  $\lambda$  entstandenen Bild des Eintrittsspalt, desgleichen  $\Psi(x)$  für den auf die photographische Platte abgebildeten an der Stelle  $y$  des Spektrums befindlichen Austrittsspalt. Die Beleuchtung der Spalte möge einfachheitshalber als der Breite nach gleichmäßig angenommen werden. Das Sonnenbild des Spektroheliogramms und das primäre Sonnenbild werden von der gleichen Größe vorausgesetzt, so daß die Lage der einander entsprechenden Flächenelemente durch die gleiche Koordinate  $x$  gegeben ist. Die Intensität  $J(x, y)$  eines Flächenelementes des Spektroheliogramms ist dann durch die Gleichungen bestimmt:

$$\left. \begin{aligned} S(x, y) &= \int_{\lambda_k}^{\lambda_l} I(x, \lambda) \cdot X(y - \eta(\lambda)) d\lambda, \\ J(x, y) &= \int_x^{x_r} S(\xi, y) \cdot \Psi(x - \xi) d\xi. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Mit  $\eta(\lambda)$  ist die Koordinate eines der Wellenlänge  $\lambda$  entsprechenden Spaltbildes bezeichnet. Der, etwa durch ein Filter eingeeengte, wirksame Spektralbereich sei nach kurzen Wellenlängen hin durch  $\lambda_k$ , nach langen durch  $\lambda_l$ , der zur Spaltrichtung senkrechte schmale Streifen des Spektroheliogramms links durch  $x_l$ , rechts durch  $x_r$  begrenzt.

An Hand der Gleichungen (1) läßt sich unter Zugrundelegung bestimmter Annahmen der Einfluß verfolgen, den die verschiedenen Faktoren auf die Leistungsfähigkeit des Spektroheliographen ausüben. Fassen wir zunächst ein einziges Flächenelement der Sonnenscheibe mit der Koordinate  $x^i$  ins Auge, dessen spektrale Intensitätsverteilung  $I^i(\lambda)$  sich von derjenigen der übrigen Teile der Sonne unterscheidet. Die Abbildung in die Ebene des Austrittsspalt es sei durch eine sowohl die Unschärfe der Abbildung durch das Objektiv, als auch den Einfluß des Luftzustandes enthaltende Abbildungsfunktion charakterisiert, die so normiert sei, daß das über sämtliche Werte von  $x$  erstreckte Integral gleich 1 ist. Der Luftzustand wird bei den nächstfolgenden Betrachtungen als so schnellen Änderungen unterworfen (sog. Luftunruhe) vorausgesetzt, daß der Mittelwert der dadurch verursachten Unschärfe während des Überstreichens des Bildpunktes durch den Eintrittsspalt als konstant anzusehen ist.

Die wahre spektrale Intensitätsverteilung in der Umgebung der Absorptionslinie auf der ganzen Sonnenscheibe (von der Randverdunkelung wird abgesehen) soll angenähert durch eine vom Kontinuum konstanter Intensität  $I_K$  subtrahierte Fehlerkurve dargestellt werden<sup>1</sup>. Die in Wellenlängen gemessene Gesamtabsorption (Äquivalentbreite) der Linie von der halben Halbwertsbreite  $\Delta\lambda\sqrt{\ln 2}$  sei mit  $A_\lambda$  bezeichnet. Kompliziertere Linienkonturen lassen sich bekanntlich näherungsweise durch Überlagerung zweier oder mehrerer zum Kontinuum addierter bzw. vom Kontinuum subtrahierter Fehlerkurven (für die äußeren Linienteile sind oft Dispersionskurven zweckmäßig) wiedergeben. Innerhalb der Absorptionslinie soll sich bei  $x^i$  die in Gestalt einer Fehlerkurve vorausgesetzte spektrale Emission eines Flächenelementes überlagern. Ihre an der Intensität des Kontinuums gemessene Äquivalentbreite sei  $E_\lambda$ , ihre halbe Halbwertsbreite  $\Delta^i\lambda\sqrt{\ln 2}$ . Es könnte auch eine Absorption sein.

<sup>1</sup> Vgl. UNSÖLD, A.: Physik der Sternatmosphären, S. 213. Berlin 1938.

Wegen der Schmalheit des wirksamen Spektralbereiches kann die Abbildungsfunktion als wellenlängenunabhängig betrachtet werden. Sie läßt sich näherungsweise durch eine entsprechend normierte Fehlerkurve darstellen. Desgleichen sind die in (1) enthaltenen  $X(y)$  und  $\Psi^{\circ}(x)$  durch die ebenso normierte Fehlerkurve darstellbar<sup>1</sup>.

Der Einfluß des Luftzustandes kann abgetrennt und durch eine normierte Fehlerkurve mit der halben Halbwertsbreite  $\omega\sqrt{\ln 2}$ , der übrigbleibende Anteil der Abbildungsfunktion des Objektivs durch eine ebensolche mit der halben Halbwertsbreite  $\gamma\sqrt{\ln 2}$  wiedergegeben werden. Wenn die als konstant vorausgesetzte Lineardispersion  $\frac{dy}{d\lambda}$  mit  $D$  bezeichnet wird, erhält man auf Grund von (1) nach Ausführung der Integration über alle Werte von  $\eta(\lambda)$  und  $\xi$  von  $-\infty$  bis  $+\infty$  gemäß (1)

$$J(x, y) = J_K \cdot \left\{ 1 - \frac{\frac{A_\lambda}{\Delta \lambda \sqrt{\pi}}}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{D^2 \cdot (\Delta \lambda)^2}}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{(\Delta \lambda)^2 \left[1 + \frac{x^2}{D^2 \cdot (\Delta \lambda)^2}\right]}} + \frac{1}{\omega \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(x-x^i)^2}{\omega^2 \left(1 + \frac{\gamma^2 + \psi^2}{\omega^2}\right)}} \cdot \frac{\frac{E_\lambda^i}{\Delta^i \lambda \cdot \sqrt{\pi}}}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{D^2 \cdot (\Delta^i \lambda)^2}}} e^{-\frac{(y-y_0^i)^2}{(\Delta^i \lambda)^2 \left[1 + \frac{x^2}{D^2 \cdot (\Delta^i \lambda)^2}\right]}} \right\}. \quad (2)$$

$J_K$  ist durch  $J_K \cdot D = I_K$  bestimmt.

Aus (2) ist zu ersehen, daß bei dem durch  $\omega$  definierten Luftzustand die einem Flächenelement der Sonne entsprechende Intensitätsverteilung in dem im Lichte einer bestimmten Wellenlänge aufgenommenen Spektroheliogramm außer der gegenüber der wahren Tiefe verkleinerten Tiefe der Absorption und der Abflachung der Emission, wofür in beiden Fällen die Konstanten des Monochromators  $\chi$  und  $D$  maßgebend sind, abhängt von der Breite der aus der Abbildungsfunktion des Objektivs und derjenigen der Abbildung des Austrittsspalt resultierenden Breite der Abbildungsfunktion  $\sqrt{\gamma^2 + \psi^2}$  der ganzen Anordnung. Zur Erzielung des nötigen Kontrastes und der erforderlichen Schmalheit der Intensitätsverteilungskurve ist  $\sqrt{\gamma^2 + \psi^2}$  etwa gleich  $\omega$  oder  $\frac{1}{2}\omega$  zu wählen:

<sup>1</sup> Es wird optische Abbildung bzw. Trapezform der Abbildungsfunktion des Austrittsspalt (vgl. Abb. 1) vorausgesetzt. Bei trapezförmiger Abbildungsfunktion wird die Verteilung der Dichte der auf die vorbeigeführte Platte auffallenden Intensität beinahe ebenso stark verbreitert wie bei optischer Abbildung gleicher Unschärfe. Bei rechteckiger Abbildungsfunktion (zu vernachlässigende Halbschattenwirkung) ist die Verbreiterung etwas, aber nicht viel kleiner, wovon man sich leicht überzeugen kann.

eine größere Steigerung der Schärfe der Abbildung trägt, wie aus (2) zu entnehmen ist, zur Verbesserung der Spektroheliogramme wenig bei.  $\gamma$  und  $\psi$  dürfen einander etwa gleich sein, doch wird im allgemeinen, auch abgesehen davon, daß in  $\psi$  die Breite des monochromatisierenden Spaltes eingeht, die Schärfe der Abbildung durch das Objektiv verhältnismäßig größer sein.

Ändert sich die Intensität des Lichtes des Wellenlängenausschnittes des Spektroheliogramms und gleichzeitig die spektrale Intensitätsverteilung von Punkt zu Punkt, während die Form der Absorptionslinie nur wenig variiert, so kann dem Rechnung getragen werden, indem man die Konstanten  $A_\lambda$ ,  $\Delta\lambda$  und  $\lambda_0$  als von  $x$  abhängig betrachtet. Wird beispielsweise im Lichte von  $H_\alpha$  photographiert bzw. spektrohelioskopisch beobachtet, so können, abgesehen von Eruptionen, die unter allen Umständen leicht wahrnehmbar sind, die beobachteten Kontraste durch Änderung der bereits eingeführten in Gl. (2) enthaltenen Parameter  $A_\lambda$  (besonders bei Filamenten, d. h. ruhenden Protuberanzen) und  $\Delta\lambda$  (Fackelgebiete), außerdem durch Verschiebung der Absorptionslinie als ganzes (Protuberanzen auf der Sonnenscheibe mit großer Radialgeschwindigkeit), die wir mit  $\delta\lambda_0$  bezeichnen wollen, charakterisiert werden. Das für die Sichtbarkeit maßgebende Verhältnis des Intensitätsunterschiedes  $dJ$  zweier eng benachbarter Elemente des monochromatischen Sonnenbildes zur Intensität  $J$  ist dann infolge von Gl. (2)

$$\frac{dJ}{J} = \frac{J_0 - J}{J} \cdot \left\{ \frac{1}{1 + \frac{x^2}{D^2 \cdot (\Delta\lambda)^2}} \cdot \left[ \left( 1 - \frac{2}{1 + \frac{x^2}{D^2 \cdot (\Delta\lambda)^2}} \cdot \left( \frac{\delta\lambda_0}{\Delta\lambda} \right)^2 \right) \frac{d(\Delta\lambda)}{\Delta\lambda} + 2 \cdot \frac{\delta\lambda_0}{\Delta\lambda} \cdot \frac{d(\delta\lambda_0)}{\Delta\lambda} \right] - \frac{dA_\lambda}{A_\lambda} \right\}. \quad (3)$$

Bei geringer Änderung der Absorptionslinienform mit geringer Linienverschiebung ist die Leistung des Monochromators in erster Linie bestimmend.

Alle lediglich auf die Verschiedenheit der Gesamtabsorption zurückzuführenden Kontraste sind nur insofern abhängig von den Größen  $\chi$  und  $D$ , als diese in das Intensitätsverhältnis  $\frac{J_0 - J}{J}$  eingehen. Das Quadrat von  $\frac{\delta\lambda_0}{\Delta\lambda}$  ist meist sehr klein. Im übrigen kommt es darauf an, die in dem Kontrastfaktor

$$\frac{J_0 - J}{J} \cdot \frac{1}{1 + \frac{x^2}{D^2 \cdot (\Delta\lambda)^2}} \quad (4)$$

auch in  $J$  enthaltenen Konstanten  $\chi$  und  $D$  in geeigneter Weise gegeneinander abzustimmen. Da der wahre und der verzerrte Intensitätsverlauf der Absorptionskurve sich an deren Flügeln überschneiden, ist bei Aufnahmen, bei denen der monochromatisierende Spalt auf dem mittleren Teil eines der beiden Linienflügel eingestellt ist ( $H_{\alpha_2}$ -Aufnahmen),  $\frac{J_0 - J}{J}$  nahezu als von der Verzerrung der Linienkonturen unabhängig, dem wahren Verhältnis  $\frac{I_0 - I}{I}$  gleich zu betrachten. In diesem Falle ist der Nenner  $1 + \frac{\chi^2}{D^2 \cdot (\Delta\lambda)^2}$  allein abhängig von der Dispersion.

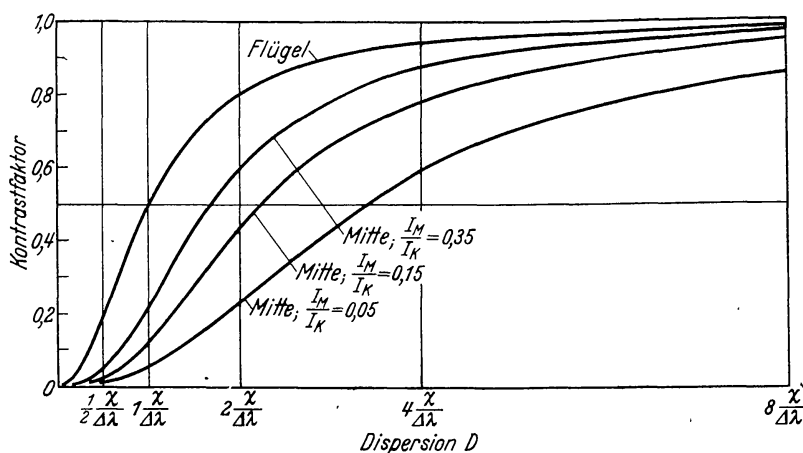


Abb. 2. Kontrastfaktor für die Linienmitte bei verschiedener Restintensität  $\frac{I_M}{I_K}$  und für die Linienflügel in Abhängigkeit von der Dispersion. Die Grenzwerte für  $D = \infty$  sind zu 1 normiert.

Befindet sich dagegen die Mitte der Linie auf dem Spalt ( $H_{\alpha_3}$ ,  $K_3$ -Aufnahmen, auch  $K_2$ -Aufnahmen mit einem der Maxima der Emission auf dem Spalt), so überwiegt bei entsprechend geringer Restintensität der Einfluß der Dispersionsabhängigkeit von  $\frac{J_0 - J}{J}$ .

Die verschiedene Abhängigkeit des Kontrastfaktors von der Dispersion ist in Abb. 2 aufgetragen. Demnach dürfte es für die Linienflügel genügen, die Dispersion so groß zu wählen, daß die in Längeneinheiten gemessene Breite der Absorptionslinie derjenigen der Apparatefunktion der ganzen Anordnung gleichkommt, wobei das Intensitätsverhältnis  $\frac{dJ}{J}$  etwa die Hälfte des bei wachsender Dispersion dem Grenzfall entsprechenden optimalen Wertes erreicht. Eine weitere Steigerung der Dispersion würde sich in diesem Falle nur bis zu etwa dem doppelten Betrage lohnen, wie aus dem Verlauf der Kurve ersichtlich ist. Für die Linienmitte dagegen kann eine Steigerung der Dispersion weit über den von MICHELSON empfohlenen Betrag hinaus von Vorteil sein.



Ist der Intensitätsunterschied zweier benachbarter Flächenelemente eines Spektroheliogramms auf die Verschiedenheit der Breiten der Absorptionslinie zurückzuführen, während keine Linienverschiebung vorliegt und die Gesamtabsorption nahezu die gleiche ist, so läßt sich die Abszisse jedes der zwei Schnittpunkte der verzerrten und der unverzerrten Kurve bestimmen. Ihr entspricht die Lage des Austrittsspalt, durch die beispielsweise der Bereich der Absorptionslinie, in dem die Fackelgebiete sich hell vom dunklen Hintergrunde abheben, von demjenigen dunkler Fackelgebiete getrennt wird. Die wahre Intensitätsverteilung ( $\chi \ll D \cdot \Delta \lambda$ ) ergibt die entsprechende Wellenlängendifferenz  $\lambda^\times - \lambda_0$ ; ebenso erhält man die in Wellenlängeneinheiten gemessene Abszissendifferenz  $\frac{y^\times - y_0}{D}$ , wenn die Linienbreite und die Breite der Apparatefunktion von der gleichen Größenordnung sind. Es ist

$$\lambda^\times - \lambda_0 = \sqrt{\frac{\ln(\Delta \lambda)_2 - \ln(\Delta \lambda)_1}{\frac{1}{(\Delta \lambda)_1^2} - \frac{1}{(\Delta \lambda)_2^2}}},$$

$$\frac{y^\times - y_0}{D} = \sqrt{\frac{\frac{1}{2} \cdot \frac{\ln \frac{1}{(\Delta \lambda)_1^2 + \left(\frac{x}{D}\right)^2} - \ln \frac{1}{(\Delta \lambda)_2^2 + \left(\frac{x}{D}\right)^2}}{\frac{1}{(\Delta \lambda)_1^2 + \left(\frac{x}{D}\right)^2} - \frac{1}{(\Delta \lambda)_2^2 + \left(\frac{x}{D}\right)^2}}}.$$

Der Unterschied der beiden Abstände ist nicht groß, muß aber bei der Beurteilung von Spektroheliogrammen in Betracht gezogen werden.

Die bisher angestellten Überlegungen bezogen sich auf die Verschlechterung der Qualität des Spektroheliogramms durch den Aufnahmevorgang, wobei die durch den schnell veränderlichen Luftzustand (Luftunruhe) verursachte Unschärfe im Mittel als konstant vorausgesetzt worden ist. Nun sind aber schon bei Aufnahmen im integralen Sonnenlicht die Bilder nur bei äußerst kurzen Belichtungszeiten leidlich scharf, da durch die vorzugsweise infolge ungleichmäßiger Erwärmung der Atmosphäre, des Erdbodens, der Gebäude und der Apparateile hervorgerufenen schnellen Schwankungen des Brechungsexponenten der Luft das Sonnenbild dauernd geringen Verschiebungen in verschiedenen Richtungen unterworfen ist. Das macht sich bei spektroheliographischen Aufnahmen wegen der sehr viel größeren Gesamtbelichtungszeiten in verstärktem Maße bemerkbar.

Die durch Aneinanderreihung der schmalen Spaltbilder entstehenden Spektroheliogramme sind hinsichtlich der „Belichtungszeit“ mit gewöhnlichen Kameraaufnahmen gar nicht zu vergleichen. Sie entsprechen in dieser Hinsicht Aufnahmen mit Schlitzverschluß, bei denen ein schmaler offengelassener Streifen sich in der Nähe der Platte an dieser vorbeibewegt. Bei nacheinanderfolgendem Erscheinen des Belichtungsstreifens an verschiedenen Stellen der Platte können nur Bildschwankungen einen Beitrag zur Unschärfe liefern, die während der kurzen Zeit erfolgen, in der sich der Belichtungsstreifen um etwa seine eigene Breite fortbewegt.

Langsamere Schwankungen rufen eine Verzerrung der Einzelheiten hervor. So kann infolge der Luftunruhe ein schmales langes Filament verbogen oder „gewellt“ erscheinen. Die Luftunruhe macht sich besonders durch die charakteristische Verzerrung des Sonnenrandes bemerkbar. Frei von solchen Verzerrungen, jedoch mit größerer Unschärfe behaftet sind naturgemäß Aufnahmen, bei denen die photographische Platte während der Belichtung etwa mit Hilfe eines rotierenden ANDERSON-Prismas viele Male hintereinander durch das Spaltbild überstrichen wird.

Durch den durch die Gleichungen (1) wiedergegebenen Bildentstehungsvorgang hervorgerufene Unschärfe erfolgt ausschließlich in zum Spalt senkrechter Richtung. Solch eine einseitige Unschärfe läßt sich jedoch bei Betrachtung von Spektroheliogrammen meist nicht feststellen. Daraus ist zu ersehen, daß die Bildunschärfe auch bei günstigen Bedingungen in überwiegendem Maße von der Luftunruhe herrührt. Durch passende Wahl des Beobachtungsgeländes, der Tageszeit und indem man den Strahlengang in Rohre einschließt oder auf andere Weise für günstigen Luftzustand in der Umgebung der Anlage Sorge trägt, können die Bedingungen zwar wesentlich verbessert werden, doch läßt sich der erfahrungsgemäß bedeutende Einfluß der höheren Atmosphärenschichten nicht beeinflussen. Die einzige Möglichkeit, gegen diesen mit Erfolg anzukämpfen, liegt in der Verminderung der Aufnahmezeit.

Der Zusammenhang zwischen dem durch Gl. (3) gegebenen Kontrast  $\frac{dJ}{J}$ , den Apparatkonstanten und der Aufnahmezeit ist leicht zu übersehen. Wird die Breite des zur Wirkung gelangenden Ausschnittes aus dem Spektrum mit  $\|\lambda$  bezeichnet, so kann das für den Kontrast maßgebende Verhältnis  $\frac{\chi}{D \cdot \Delta\lambda}$  in der Form

$$\frac{\|\lambda}{\Delta\lambda} \cdot \frac{\chi}{D \cdot \|\lambda} \quad (5)$$

geschrieben werden. Die auf die Platte auffallende Lichtmenge ist der Breite des Eintrittsspalt, die ein Maximum nicht überschreiten darf, dem Quadrat des Öffnungswinkels des Lichtbündels und der Breite des Ausschnittes aus dem Spektrum<sup>1</sup> proportional. An Hand der von VAN CITTERT<sup>2</sup> gegebenen Darstellung ist zu ersehen, daß bei Vergrößerung des Öffnungswinkels sowohl die Breite der Intensitätsverteilungskurve als auch der Grenzwert der Spaltbreite etwa im gleichen Verhältnis kleiner werden. Die Breite der Apparatefunktion kann der maximalen Spalt-

<sup>1</sup> Beiläufig sei darauf hingewiesen, daß bei jedem Spaltmonochromator infolge der endlichen Breite der Apparatefunktion der „Wellenlängenbereich“ genau wie bei Interferenzfiltern keineswegs scharf begrenzt ist. Die spektrale Zusammensetzung  $M(\lambda)$  des durch die beiderseitige Begrenzung durch den Austrittsspalt entsprechend der Differenz

## 30 V. von KEUSSLER: Über die Leistungsfähigkeit von Spektroheliographen.

breite an genähert proportional angenommen werden. Andererseits nimmt bei schmaler werdender Intensitätsverteilung der ihrem Maximum entsprechende Wert proportional der ersten Potenz des Öffnungswinkels zu, während das Produkt Spaltbreite mal Öffnungswinkel seinen Wert beibehält. Wird nun die Dispersion so weit herabgesetzt, daß die nunmehr kleinere Spaltbreite den gleichen Spektralbereich  $\|\lambda$  aussondert, so bleibt der Wert des Ausdruckes (5) konstant. Der Kontrastfaktor (4) ist also invariant, insofern die ihn bestimmenden Größen Spaltbreite, Öffnungswinkel und Dispersion in sinngemäßer Weise einander angepaßt bleiben. Die erforderliche Aufnahmezeit steht allenfalls im umgekehrten Verhältnis zum Quadrat des Öffnungswinkels.

Die Größe der Abmessungen eines Spektroheliographen ist nach unten hin im Prinzip durch die bei kleinen Spaltbreiten sich bemerkbar machende Beugung am Eintrittsspalt begrenzt, derzufolge eine Überausfüllung des Kollimators eintreten kann, so daß ein großer Teil des Lichtes nicht weiter in den Apparat gelangt. Die Beugung am Eintrittsspalt kann aber auch zu Hilfe genommen werden, falls kein genügend großes Objektiv zur Verfügung steht, um die Ausfüllung des Kollimators zu bewirken und auf diese Weise die spektroskopische Leistungsfähigkeit zu erhöhen.

Zwecks Erzielung kürzester Aufnahmezeiten kommt es bei Wahrung der entsprechenden Gesichtspunkte darauf an, daß das Sonnenbild auf der photographischen Platte möglichst klein ist. Dem primären Sonnenbild und dem durch den monochromatisierenden Spalt ausgesonderten schneckenförmigen Bildelement kann zur Vermeidung mechanischer Schwierigkeiten die nötige Größe belassen werden. Der Verkleinerung des Bildes auf der Platte ist durch die Körnigkeit der Emulsion eine Grenze gesetzt, außerdem nimmt die Härte mit zunehmender Empfindlichkeit der Plattensorten ab. Durch Hinzuziehung weiterer sowohl den Apparat (inhomogener durchlässiger Kristallbelag aller Glasoberflächen zur Vermeidung von Reflexionsverlusten) als auch den photographischen Prozeß (Vorbereitung) betreffender Maßnahmen lassen sich die Aufnahmezeiten zwar wesentlich, jedoch nicht der Größenordnung nach verkürzen.

*Freiburg i. Br., Fraunhofer-Institut, Juli 1947.*

der „effektiven“ Wellenlängen  $\lambda_2^{\text{eff}} - \lambda_1^{\text{eff}} = \frac{y_2 - y_1}{D}$  ausgesonderten Lichtes bei der spektralen Intensitätsverteilung in der Lichtquelle  $I(\lambda)$  und der Apparatefunktion  $X(\lambda^{\text{eff}})$  ist

$$M(\lambda) = \int_{\lambda_1^{\text{eff}}}^{\lambda_2^{\text{eff}}} I(\lambda) \cdot X(\lambda - \lambda^{\text{eff}}) d\lambda^{\text{eff}}.$$

<sup>2</sup> VAN CITTERT, P. H.: l. c.