

## Spektrographen und Monochromatoren für die Vakuumspektroskopie

Von E. LÜSCHER\*

### A. Materialeigenschaften

#### a) Transparente optische Materialien

Die Auswahl durchsichtiger fester Körper im Vakuumultraviolett ist sehr gering. Auch heute noch werden fast ausschließlich  $\text{CaF}_2$  und  $\text{LiF}$  zu Prismen, Linsen und Fenstern verarbeitet. Die Transmissionen von  $\text{LiF}^2$ ,  $\text{CaF}_2^1$  und  $\text{BaF}_2^3$  sind in Abb. 1 aufgezeichnet für das uns interessierende Wellenlängenintervall von 2000 Å bis 1150 Å.

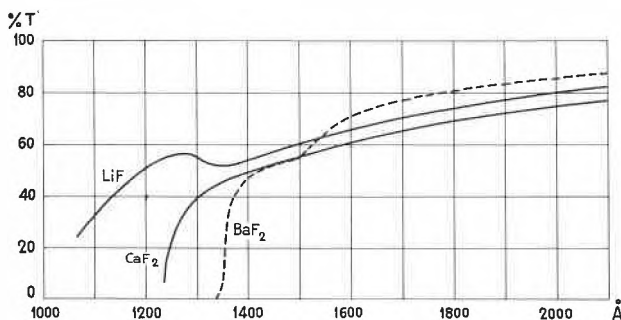


Abb. 1. Transmission im Schumann-Gebiet

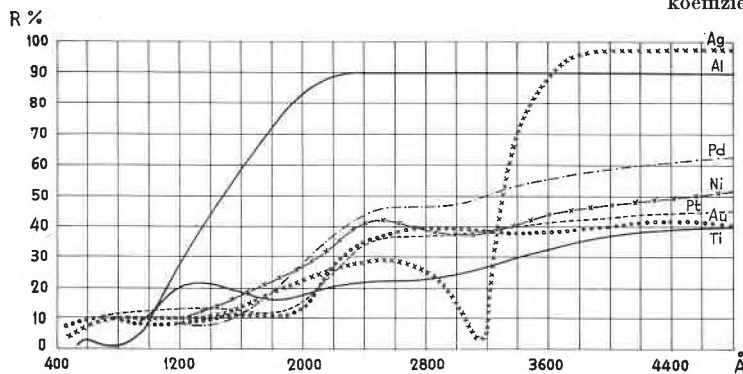


Abb. 2. Reflexionsvermögen im UV

In neuerer Zeit gelang es auch,  $\text{BaF}_2$ -Kristalle<sup>3</sup> synthetisch herzustellen. Als Grenze der Durchlässigkeit im Schumann-Gebiet gibt CHUBB 1345 Å an.  $\text{BaF}_2$ -Kristalle sind nicht hygroskopisch und nur wenig in Wasser löslich.

Ausschließlich zur Herstellung von Fenstern kann auch dünn ausgeblasener Quarz verwendet werden, der

\* Technische Hochschule, Lausanne.

<sup>1</sup> W. M. POWELL, *Physic. Rev.* 45 (1934) 154.

<sup>2</sup> E. G. SCHNEIDER, *Physic. Rev.* 49 (1936) 341.

<sup>3</sup> T. A. CHUBB, *J. Opt. Soc. Amer.* 46 (1956) 362.

je nach Qualität bis etwa 1650 Å noch transparent sein kann<sup>4</sup>.

Dank der heutigen Serienfabrikation von Saphir kann auch dieses Material als Fenster benutzt werden bis in die Gegend von 1550 Å, bei guter Qualität sogar bis zu 1450 Å bei Fensterdicken von 0,1 mm.

Der große Vorteil der Saphirfenster gegenüber den Fluoriten ist die höhere chemische Beständigkeit und geringere Löslichkeit in Wasser, was seine Verwendung als Absorptionsküvettenmaterial ermöglicht<sup>5</sup>. VODAR und seine Mitarbeiter<sup>6</sup> nahmen die Idee der Arbeiten von LAIRD<sup>7</sup> wieder auf und untersuchten Aluminium- und  $\text{SiO}$ -Filme.

Aluminiumfilme sind im Intervall 150 bis 400 Å und die Siliciumoxydfilme sogar in einem großen Bereich von 150 bis 1200 Å durchsichtig. Diese Filmtechnik wird in Zukunft noch wesentlich an Bedeutung gewinnen für spektroskopische Arbeiten im Lyman-Gebiet.

#### b) Reflexionsvermögen

Spiegel sind die meist verwendeten optischen Elemente in Vakuumspektrographen. Kenntnisse der Reflexionsvermögen der Oberflächen sind unerlässlich.

Aus den FRESNEL-Formeln erhält man für den Reflexionskoeffizienten:

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(2\varphi - \delta)}{1 + r_1^2r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(2\varphi - \delta)}$$

mit den Abkürzungen:

$$r_1 = \frac{n_1 - 1}{n_1 + 1},$$

$$r_2 = \left[ \frac{(n - n_1)^2 + k^2}{(n + n_1)^2 + k^2} \right]^{1/2},$$

$$\varphi = \frac{360 n_1 t}{\lambda_0},$$

$$\text{tg } \delta = \frac{2n_1 k}{n_1^2 - n^2 - k^2}.$$

$n$  und  $k$  sind die optischen Konstanten des Metallfilmes und  $n_1$  des Oxydfilmes, der sich bei den meisten Belägen (oft unerwünscht!) bildet, dabei sei die Dicke dieses Oxydfilmes  $t$ , und  $\delta$  ist die Phasendifferenz zwischen der Metall- und der Metalloxydschicht. Untersuchungen über die Abnahme des Reflexionsvermögens, verursacht durch diese Oxydschichten, wurden vor allem von HASS und Mitarbeiter<sup>8</sup> durchgeführt.

<sup>4</sup> W. GROTH und H. v. WEYSENHOFF, *Z. Naturforsch.* 11a (1956) 165.

<sup>5</sup> Als Dichtung zwischen zwei Saphirfenster verwenden wir flache Platinringe oder Goldringe.

<sup>6</sup> B. VODAR und N. ASTOINE, *J. Physic. Rad.* 14 (1953) 424.

<sup>7</sup> E. R. LAIRD, *Physic. Rev.* 15 (1920) 543, 29 (1927) 41.

<sup>8</sup> Aluminium: G. HASS, W. R. HUNTER und R. TOUSEY, *J. Opt. Soc. Amer.* 46 (1956) 1009. - Titan: G. HASS und P. BRADFORD, *J. Opt. Soc. Amer.* 47 (1957) 125.

In Abb. 2 sind die Reflexionsvermögen einiger aufgedampfter Metallschichten nach SABINE<sup>9</sup> aufgezeichnet.

Der Einfluß der Schichtdicke auf das Reflexionsvermögen einer 24 Stunden alten Aluminiumschicht bei einem Einfallswinkel von 6° ist von HASS und Mitarbeiter<sup>8</sup> gemessen worden und in Abb. 3 aufgezeichnet:

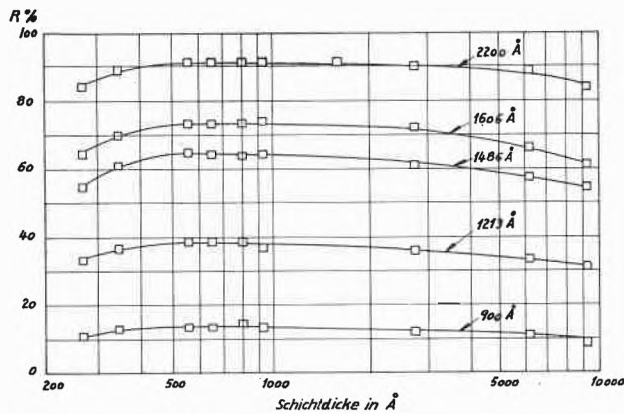


Abb. 3. Reflexionsvermögen in Abhängigkeit der Schichtdicke

Tab. 1

| Schicht  | Support | Gem. Intervall | R. % 1800 Å | R. % 1200 Å | Literatur-referenz |
|----------|---------|----------------|-------------|-------------|--------------------|
| Al       | Glas    | 400–2000       | 70          | 30          | 11,13              |
| Ag       | Glas    | 600–2000       | 18          | 10          | 9                  |
| Pb       | Glas    | 400–2000       | 16          | 11          | 9                  |
| Mn       | Glas    | 900–2000       | 16          | 7           | 9                  |
| Be       | Glas    | 400–2000       | 35          | 22          | 10                 |
| Fe       | Glas    | 400–2000       | 15          | 8           | 9                  |
| Pd       | Glas    | 400–2000       | 29          | 15          | 9                  |
| Pt       | Glas    | 400–2000       | 13          | 9           | 9                  |
| Ni       | Glas    | 400–2000       | 22          | 9           | 9                  |
| Ti       | Glas    | 400–2000       | 16          | 20          | 9,8                |
| Au       | Glas    | 400–2000       | 10          | 8           | 9,10               |
| Cd       | Cr      | 1300–2000      | 10          | –           | 9                  |
| Zn       | Cr      | 1300–2000      | 9           | –           | 9                  |
| Te       | Glas    | 400–2000       | 6           | 8           | 9,14               |
| Mo       | Glas    | 400–2000       | 23          | 10          | 9                  |
| Zr       | Glas    | 400–2000       | 15          | 18          | 9,15               |
| Bi       | Glas    | 900–2000       | 7           | 3           | 9                  |
| Mg       | Cr      | 400–2000       | 45          | 12          | 9                  |
| Cr       | Glas    | 400–2000       | 26          | 10          | 9                  |
| Sb       | Glas    | 400–2000       | 36          | 20          | 9                  |
| Cu       | Glas    | 600–2000       | 16          | 8           | 9                  |
| Rh       | Glas    | 1200–2000      | 21          | 10          | 11                 |
| Quarz    | –       | 1200–2000      | 8           | 22          | 12                 |
| Pyrex    | –       | 1200–2000      | 6           | 8           | 12                 |
| Diamant  | –       | 1400–2000      | 16          | –           | 12                 |
| Korund   | –       | 1200–2000      | 11          | 10          | 12                 |
| W-Carbid | –       | 1200–2000      | 26          | 18          | 12                 |

<sup>9</sup> G. B. SABINE, *Physic. Rev.* 55 (1939) 1064.

<sup>10</sup> P. R. GLEASON, *Proc. Nat. Acad. Sci.* 15 (1929) 551.

<sup>11</sup> S. ROBIN, *J. Physic. Rad.* 14 (1953) 427.

<sup>12</sup> S. ROBIN, Thèse de Doctorat, Nr. 2639/3511, Paris 1954.

<sup>13</sup> G. C. TWIDLE, *Brit. J. Appl. Physics* 8 (1957) 337.

<sup>14</sup> S. KANDARE, *C.R. Acad. Sci. (Paris)* 244 (1957) 2594.

<sup>15</sup> D. FABRE und J. ROMAND, *C.R. Acad. Sci. (Paris)* 242 (1956)

Wichtig ist die Feststellung von HASS, daß Titan auf die Dauer das bessere Reflexionsvermögen besitzt als Aluminium für Arbeiten in der Gegend von 1200 Å.

Das Reflexionsvermögen von Aluminium bei 1200 Å sinkt von ursprünglich 30 % nach einem Monat auf nur 15 % infolge Oxydation. Titan dagegen nimmt lediglich von 20 % auf 18 % ab.

In Tabelle 1 ist eine Übersicht der bis heute bekannten Reflexionswerte (R.) bei 1800 Å und 1200 Å gegeben.

Als Beispiel einer experimentellen Anordnung zur Messung des Reflexionsvermögens bei verschiedenen Einfallswinkeln sei die Abb. 4 betrachtet.

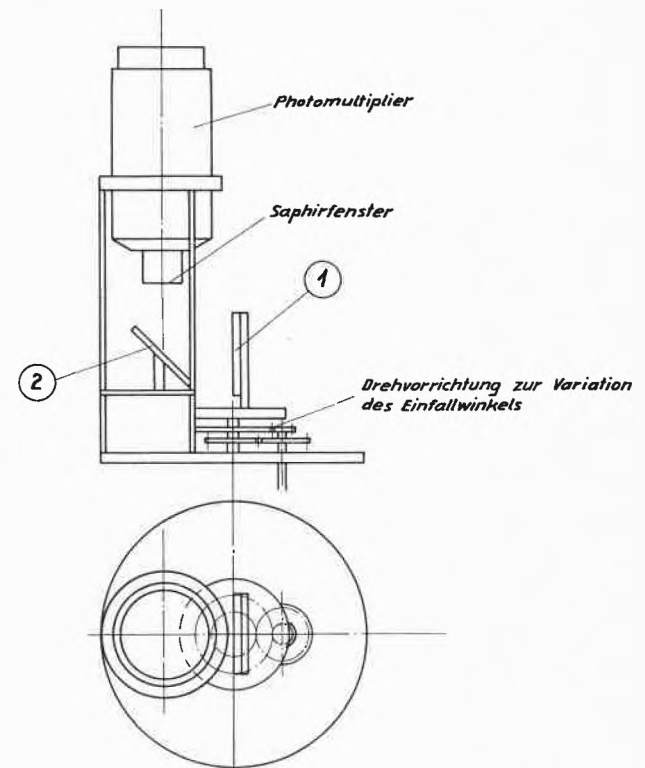


Abb. 4. Vorrichtung zur Messung des Reflexionsvermögens im Vakuum-UV

Die prüfende Schicht befindet sich auf dem Halter 1. Mittels des Spiegels 2, der fest steht, wird das Licht auf das Fenster des Photomultipliers geworfen. Der Einfallswinkel kann zwischen 0° und 85° kontinuierlich verändert werden. Zur Messung von  $I_0$  kann der Halter 1 aus dem Strahlengang herausgeklappt werden, und das Lichtbündel fällt direkt über den Spiegel 2 auf den Multiplier.

## B. Prismengeräte

Der Arbeitsbereich von Prismengeräten ist durch die Transparenz der optischen Materialien, aus denen Prismen und Linsen gefertigt sind, bestimmt. Daß auch heute noch Prismengeräte für das Schumann-Ultraviolett gebaut werden und auch kommerziell<sup>16</sup> erhältlich sind, liegt daran, daß Prismenspektrographen bei verhältnismäßig kleiner Ausführungsform die Vorteile großer Lichtstärke und hoher Dispersion zeigen.

<sup>16</sup> Fluorit-Prismenspektrograph von Hilger-Watts, London.

Für die Konstruktion eines Fluoritprismenspektrographen oder Monochromators gelten dieselben allgemeinen Gesichtspunkte wie für alle Arten von Prismenspektrographen des normalen Spektralbereiches; wir wollen deshalb nicht einmal mehr abschreiben, was in den diesbezüglichen Hand- und Lehrbüchern sehr gut und vollständig dargestellt ist<sup>17</sup>.

C. Gittergeräte

Für Untersuchungen unterhalb 1200 Å (Lyman-Gebiet) kommen allein Gitterspektrographen in Frage. Prinzipiell müssen wir zwei Hauptaufstellungsarten von Gittern unterscheiden:

1. Normaler (oder fast normaler) Strahleneinfall.
2. Streifender Einfall.

In der allgemeinen Praxis wird die erste Montierung vor allem im Schumann- und Lyman-Gebiet bis etwa 300 bis 400 Å angewandt, wogegen für kürzere Wellenlängen bis zu den Röntgenstrahlen mit streifender Inzidenz gearbeitet wird.

Um die Anzahl der abbildenden optischen Elemente möglichst klein zu halten, wegen der Energieverluste, werden vorwiegend konkave Gitter in Montierungen nach RUNGE und PASCHEN<sup>18</sup>, ROWLAND<sup>19</sup> und EAGLE<sup>20</sup> verwendet. Einige Ausnahmen sind jedoch auch bekannt, wo ebene Diffraktionsgitter mit entsprechend

Tab. 2

|  | Gitterkonstante       | Verantwortlicher Physiker |
|--|-----------------------|---------------------------|
| <b>1. Hochschulinstitute:</b>                            |                       |                           |
| John Hopkins University, Baltimore                       | 16,9 8,5              | Dr. STRONG                |
| Mt. Wilson und Mt. Palomar Observatory Pasadena (Calif.) | 8,0 16,7<br>25,0 50,0 | Dr. BABCOCK               |
| National Physical Laboratories, Teddington (GB)          | 17,4                  | Dr. SAYCE                 |
| Nobel Institute of Physics, Stockholm                    | 8,7 17,4<br>13,9 6,95 | Ing. LUNDIN               |
| MIT Cambridge (Mass.)                                    | 8,5 bis 50,0          | Dr. HARRISON              |
| <b>2. Industrielabors:</b>                               |                       |                           |
| Bausch & Lomb, Rochester                                 | 16,7 11,12<br>8,35    | Dr. RICHARDSON            |
| Applied Research Laboratories, Inc., Glendale (Calif.)   | 10,4 6,94             | Dr. HASLER                |
| Baird Association, Cambridge (Mass.)                     | 16,9                  | Dr. LENGTON               |
| Perkin Elmer Co. Glenbrook (Conn.)                       | 16,9 8,5              | Dr. STRONG (John Hopkins) |

<sup>17</sup> *Handbuch der Experimentalphysik*, Band 21, Leipzig 1927, S. 250 ff. – Originalliteratur über Fluoritprismengeräte: V. SCHUMANN, *Wiener Akad. Ber. II a* (1893) 625. J. C. McLENNAN *et al.*, *Proc. Roy. Soc. B* 95 (1919) 316. H. HESE *et al.*, *Z. Physik* 81 (1933) 745. H. SPONER und W. W. WATSON, *Z. Physik* 56 (1929) 184. H. CORDES und H. SPONER, *Z. Physik* 63 (1930) 334. G. CARIO, H. D. SCHMIDT, *Z. Physik* 69 (1931) 719. C. LEISS, *Z. Physik* 71 (1931) 161. H. LEY und B. ARENS, *Z. physik. Chem. (B)* 17 (1932) 177. H. CORDES und H. SPONER, *Z. Physik* 79 (1932) 170. H. CORDES, *Z. Physik* 97 (1935) 603. V. J. HAMMOND und W. C. PRICE, *J. Sci. Instr.* 31 (1954) 104. D. G. AVERY, *J. Sci. Instr.* 34 (1957) 16.

<sup>18</sup> C. RUNGE und F. PASCHEN, *Ann. Physik* 61 (1897) 641.

<sup>19</sup> H. A. ROWLAND, *Philos. Mag.* 13 (1882) 469.

<sup>20</sup> A. EAGLE, *Astrophysic. J.* 31 (1910) 120.

mehr Kollimatorsiegeln verwandt wurden. In neuerer Zeit baute z. B. SILVERNAIL<sup>21</sup> einen Plangitterspektrographen für einen sehr großen Wellenlängenbereich von 12000 Å bis 1500 Å für geophysikalische Messungen.

Plangitter haben vor allem den großen Vorteil, daß sie heute leicht und relativ billig als hochwertige Kopien<sup>22</sup> erhältlich sind. Bezugsquellen für Gitter sind in Tabelle 2 zusammengestellt<sup>23</sup>.

Die zurzeit vollständigsten theoretischen Grundlagen für die Anwendung von konkaven Gittern in der Spektroskopie hat BEUTLER<sup>24</sup> gegeben:

Legen wir ein kartesisches Koordinatensystem nach Abb. 5 so, daß sein Ursprung mit dem Zentrum der Gitteroberfläche zusammenfällt.

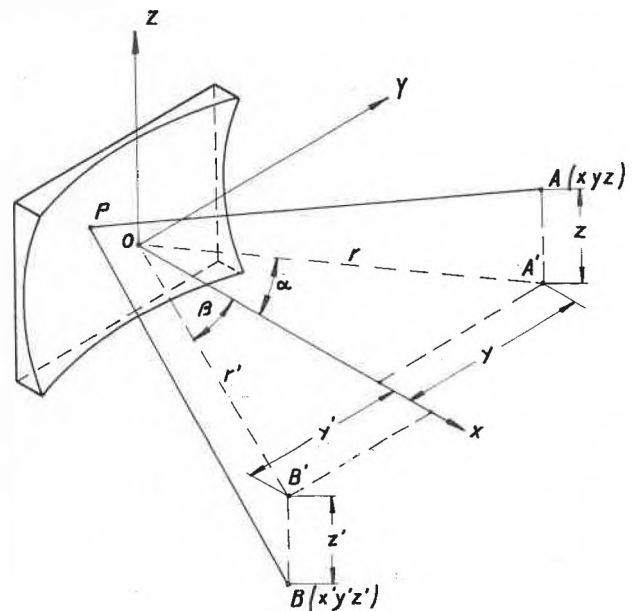


Abb. 5

Der Gitterpunkt P habe die Koordinaten  $P(\xi\omega\lambda)$ , und die Gitterkonstante sei  $d$ . Die Wegdifferenz von zwei beliebigen Furchen ist

$$\frac{\omega}{d} m \lambda, \tag{1}$$

wobei  $m$  die Ordnungszahl des betreffenden Spektrums darstellt. Für die Funktion des Lichtweges  $F$  kann man schreiben:

$$F = \overline{AP} + \overline{PB} + \frac{\omega}{d} m \lambda \pm \frac{\lambda}{4}. \tag{2}$$

Die gestreuten Strahlen der verschiedenen Gitterpunkte P müssen in B mit derselben Phase ankommen, damit die Amplituden addiert werden.

Nach dem Prinzip von FERMAT hat die Funktion  $F$  ein Extremum für jeden Gitterpunkt P. Die Fokalbedingung der Strahlen in B in Abhängigkeit der Ordinate  $\omega$  von P verlangt, daß die partielle Ableitung von  $F$  nach  $\omega$  verschwinden muß:

$$\frac{\partial F}{\partial \omega} = 0, \tag{3}$$

<sup>21</sup> C. J. SILVERNAIL, *J. Opt. Soc. Amer.* 47 (1957) 23.

<sup>22</sup> Bezugsquelle: Bausch & Lomb Optical Co., Rochester (USA).

<sup>23</sup> E. INGELSTAM, *Ark. Fysik* 2 (1950) 105.

<sup>24</sup> H. G. BEUTLER, *J. Opt. Soc. Amer.* 35 (1945) 311.

ebenfalls gilt für die  $l$ -Koordinate:

$$\frac{\partial F}{\partial l} = 0. \quad (4)$$

Die Teilstrecken  $AP$  und  $PB$  kann man zusammengesetzt denken als:

$$\overline{AP}^2 = (x - \xi)^2 + (y - \omega)^2 + (z - l)^2 \quad (5)$$

und

$$\overline{PB}^2 = (x' - \xi)^2 + (y' - \omega)^2 + (z' - l)^2. \quad (6)$$

Für  $x$  und  $y$  respektive  $x'$  und  $y'$  führen wir Polarkoordinaten ein:

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cdot \cos \alpha \\ y &= r \cdot \sin \alpha \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} x' &= r' \cdot \cos \beta \\ y' &= r' \cdot \sin \beta \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Für ein konkaves Gitter liegen alle Punkte  $P$  auf einer Kugeloberfläche, deren Krümmungsradius  $R$  sei. Die Koordinaten der Punkte  $P$  müssen daher folgende Beziehung erfüllen:

$$(R - \xi)^2 + \omega^2 + l^2 - R^2 = 0. \quad (9)$$

Daraus folgt für  $\xi$ :

$$\xi = R \pm [R^2 - (\omega^2 + l^2)]^{1/2}. \quad (10)$$

Dabei ist für ein konkaves Gitter allein das negative Vorzeichen sinnvoll.

Die Wurzel von (10) kann in eine Potenzreihe entwickelt werden:

$$\xi = \frac{\omega^2 + l^2}{2R} + \frac{(\omega^2 + l^2)^2}{8R^3} + \frac{(\omega^2 + l^2)^3}{16R^5} + \dots \quad (11)$$

Setzt man die Beziehungen (7), (8) und (11) in die Formel (5) bzw. (6) ein und entwickelt die Wurzel wieder in eine Reihe, so erhält man:

$$\overline{AP} = F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + \dots \quad (12)$$

beziehungsweise

$$\overline{PB} = F_1' + F_2' + F_3' + F_4' + \dots \quad (13)$$

Darin bedeuten:

$$F_1 = r - \omega \sin \alpha \quad (14)$$

$$F_1' = r' - \omega \sin \beta \quad (15)$$

$$F_2 = \frac{1}{2} \omega^2 \left( \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{1}{2} \omega^2 \frac{\sin \alpha}{r} \left( \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \dots \quad (16)$$

$$F_2' = \frac{1}{2} \omega^2 \left( \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) + \frac{1}{2} \omega^3 \frac{\sin \beta}{r'} \left( \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) + \frac{1}{2} \omega^4 \frac{\sin^2 \beta}{r'^2} \left( \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \dots \right) \quad (17)$$

$$F_3 = \frac{1}{2} l^2 \left( \frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) - \frac{lz}{r} + \frac{z^2}{2r} \quad (18)$$

$$F_3' = \frac{1}{2} l^2 \left( \frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) - \frac{lz'}{r'} + \frac{z'^2}{2r'} \quad (19)$$

$$F_4 = \frac{1}{2} l^2 \omega \frac{\sin \alpha}{r} \left( \frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \frac{\omega \sin \alpha}{2r^2} (+2lz + z^2) \quad (20)$$

$$F_4' = \frac{1}{2} l^2 \omega \frac{\sin \beta}{r'} \left( \frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) + \frac{\omega \sin \beta}{2r'^2} (-2lz' + z'^2) \quad (21)$$

$$F_5 = \frac{(\omega^2 + l^2)^2}{8R^2} \left( \frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \quad (22)$$

$$F_5' = \frac{(\omega^2 + l^2)^2}{8R^2} \left( \frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \quad (23)$$

$$F_6 = \frac{-\omega^4}{8r^2} \left( \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right)^2 - \frac{3\omega^5 \sin \alpha}{8r^3} \left( \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right)^2 \quad (24)$$

$$F_6' = \frac{-\omega^4}{8r'^2} \left( \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right)^2 - \frac{3\omega^5 \sin \beta}{8r'^3} \left( \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right)^2 \quad (25)$$

$$F_7 = \frac{(\omega^2 + l^2)^2}{8R^2} \cdot \frac{\omega \sin \alpha}{r} \left( \frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) \quad (26)$$

$$F_7' = \frac{(\omega^2 + l^2)^2}{8R^2} \cdot \frac{\omega \sin \beta}{r'} \left( \frac{1}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) \quad (27)$$

Diese aufgeteilte Schreibweise hat den Vorteil, daß die physikalische Bedeutung der einzelnen Terme evident wird:

Die Glieder

$$(F_1 + F_1') = \text{const} \quad (28) \quad \text{und} \quad (F_2 + F_2') = 0 \quad (28)$$

ergeben die Abbildungsbedingungen, und zwar sowohl für ebene als auch für konkave Gitter.

Der Betrag von

$$(F_3 + F_3') \quad (29)$$

ist ein Maß für den Astigmatismus.

Aus

$$(F_4 + F_4') \quad (30)$$

erhält man das Koma und die Krümmung der Spektrallinien.

Die sphärische Aberration ist gegeben durch den Term:

$$(F_5 + F_5') \quad (31)$$

und bestimmt die nutzbare Gittergeometrie bei gegebenen  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $R$ ,  $d$ . Für bestimmte Gittermontierungen ist es möglich, den Ausdruck

$$F_6 + F_6' \quad (32)$$

verschwinden zu lassen.

$$F_7 + F_7' \quad (33)$$

stellt die Aberrationen höherer Ordnung dar und kann in den meisten Fällen gegen die sphärische Aberration vernachlässigt werden.

Setzt man die Ausdrücke (14) bis (27) in die Beziehung (2) ein, so erhält man die charakteristische Gittergleichung.

Eine approximative Gleichung für das Gitter erhält man aus (2), wenn lediglich die Ausdrücke  $F_1$  und  $F_1'$  berücksichtigt

$$F^{(1)} = F_1 + F_1' + \frac{\omega}{d} m \lambda \quad (34)$$

und die Werte aus (14) und (15) substituiert werden.

Wendet man nun das Fermatsche Prinzip auf (34) an:

$$\frac{\partial F^{(1)}}{\partial \omega} = 0,$$

so erhält man die wohlbekannte Gleichung, wie sie in den Lehrbüchern der Optik zu finden ist:

$$m \lambda = d (\sin \alpha + \sin \beta). \quad (35)$$

Der Einfallswinkel  $\alpha$  ist immer positiv. Der Ausfallswinkel  $\beta$  ist positiv, wenn sich der gestreute Strahl auf derselben Seite des Lotes befindet wie der eintretende Strahl, im andern Falle ist  $\beta$  negativ.

Die Formel (35) gilt exakt für ein ebenes Gitter, da wir dort keine Fokussierung haben ( $R = \infty$ ); alle höheren Terme  $F_2 \dots$  sind exakt Null.

Auch für konkave Gitter gibt diese Beziehung einige wichtige, wenn auch approximative Informationen, allerdings nicht über die Abbildung selbst, da sie die Größen  $r$  und  $r'$  nicht enthält.

Wenden wir nun die Fermatsche Bedingung auf den Term  $F_2 + F_2'$  an:

$$\frac{\partial}{\partial \omega} (F_2 + F_2') = 0, \quad (36)$$

indem wir die Werte (16) und (17) einsetzen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (F_2 + F_2')}{\partial \omega} = & \omega \left( \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{\cos \beta}{R} \right) + \\ & + \frac{3}{2} \omega^2 \left[ \frac{\sin \alpha}{r} \left( \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\sin \beta}{r'} (\dots) \right] + \dots = 0. \end{aligned} \quad (37)$$

Damit das erste Glied von (37) verschwindet, muß der Ausdruck in der Klammer Null sein:

$$\cos \alpha \left( \frac{\cos \alpha}{r} - \frac{1}{R} \right) + \cos \beta \left( \frac{\cos \beta}{r'} - \frac{1}{R} \right) = 0. \quad (38)$$

Eine in  $\alpha$  und  $\beta$  symmetrische Lösung von (38) heißt z. B.:

$$\begin{aligned} r &= R \cdot \cos \alpha, \\ r' &= R \cdot \cos \beta. \end{aligned} \quad (39)$$

Dies ist die Polarkoordinatendarstellung des bekannten Rowland-Kreises vom Radius  $R/2$ .

Die meisten Gittermontierungen im Vakuumultraviolett basieren auf dieser einen Lösung (39) der Gleichung (37), d. h. Eintritts- und Austrittsspalt befinden sich exakt auf dem Rowland-Kreis. Die Aufstellung nach WADSWORTH<sup>25</sup>, die einer asymmetrischen Lösung von (38) entspricht, mit den Werten:

$$\begin{aligned} r &= \infty \quad (\text{paralleles Licht}) \text{ und} \\ \beta &= 0 \quad (\text{Bildpunkt auf der Normalen}) \end{aligned} \quad (40)$$

ist für die Vakuumspektroskopie weniger günstig, da sie neben dem Konkavgitter ein weiteres optisches Element, Fluoritlinse oder Kollimatorspiegel, erfordert.

Betrachten wir nun einige Montierungen, wie sie in modernen Geräten zur Anwendung kommen. Für die klassischen Vakuumspektrographen verweisen wir auf die schönen Darstellungen von BOMKE<sup>26</sup> und BOYCE<sup>27</sup>.

### Spektrographen

Vakuumtechnisch sehr vorteilhaft ist die Gitteraufstellung von EAGLE<sup>20</sup> ( $\alpha \approx \beta$ ), da sie eine sehr gedrungene Ausführung des Vakuumgefäßes erlaubt. Der 1-Meter-Gitterspektrograph von MIESCHER<sup>28</sup> befindet sich in einem Rohr von 30 cm Durchmesser und 1,2 m Länge.

<sup>25</sup> F. L. O. WADSWORTH, *Astrophysic. J.* 3 (1896) 54.

<sup>26</sup> H. BOMKE, *Vakuumspektroskopie*, Leipzig 1937.

<sup>27</sup> J. C. BOYCE, *Rev. Mod. Physics* 13 (1941) 1.

<sup>28</sup> Prof. Dr. E. MIESCHER, Physikalisches Institut der Universität Basel. Spektrograph beschrieben in: M. CHRETIEN, *Helv. Physica Acta* 23 (1950) 259.

Etwas nachteilig bei dieser Aufstellung ist die Notwendigkeit einer Gitterrotation und -translation bei einer Änderung der Wellenlängenintervalleinstellung. Das Vakuum von  $10^{-3}$  Torr wird beim MIESCHERSchen Apparat mit einer BBC-Molekularpumpe in etwa 15 min erreicht.

Kürzlich baute WILKINSON<sup>29</sup> einen hochauflösenden EAGLE-Vakuumspektrographen.

BILLS<sup>30</sup> konstruierte einen Spektrographen in RUNGE-PASCHEN-Anordnung mit einem 2-Meter-Gitter und zwei festen Eintrittsspalten für die Bereiche 1200 bis 3000 Å beziehungsweise 2800 bis 6500 Å. Der große Wellenlängenbereich außerhalb des Vakuumultraviolets wurde gewählt, um mit dem Gerät auch die klassischen Stahl- und Nickellegierungsanalysen durchzuführen.

Nach dem Vorbild von MIESCHER entwarf MILAZZO<sup>31</sup> einen Spektrographen mit einem 1-Meter-Bausch-&-Lomb-Gitter von 1200 Furchen/mm und einer gravierten Fläche von  $40 \times 80$  mm. Der Photokassettenraum kann vom Gitterraum licht- und vakuumdicht abgeschlossen werden, was ein rasches Auswechseln der Photoplatten ermöglicht, ohne daß das ganze Vakuum zerstört werden muß.

Ein Spektrograph<sup>32</sup> mit einem 1,5-Meter-ARL-Gitter von 960 Furchen/mm in RUNGE-PASCHEN-Montierung wurde vor allem nach dem Gesichtspunkt einer photoelektrischen Messung einzelner ausgewählter Spektrallinien gebaut.

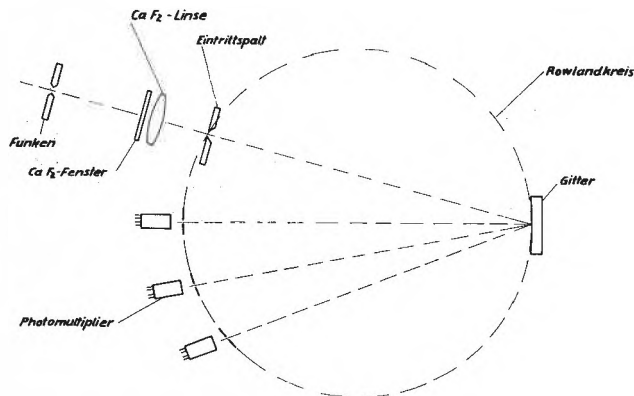


Abb. 6

Den prinzipiellen Aufbau erkennt man aus Abb. 6. Der Funkenkammerraum ist vom optischen Teil durch eine Fluoritlinse, die den Funken auf das Gitter abbildet, getrennt.

<sup>29</sup> P. G. WILKINSON, *J. Mol. Spectr.* 1 (1957) 288.

<sup>30</sup> K. M. BILLS, *Angew. Chem.* 66 (1954) 205.

<sup>31</sup> G. MILAZZO, *Proceedings of the Colloquium Spectroscopicum Internationale VI*, Amsterdam 1956, S. 474. Dieses Gerät wird heute kommerziell hergestellt von der Firma Optica, Milano.

<sup>32</sup> E. LÜSCHER, *Helv. Physica Acta* 28 (1955) 492. Dieses Gerät ist heute im Handel unter dem Namen Quantovac bekannt und wird von der Firma Applied Research Laboratories Inc., Clendale (Calif.), hergestellt.

Die Photomultiplier sind mit LiF-Fenstern abgetrennt und befinden sich in einer ersten Ausführung in einer reinen Stickstoffatmosphäre. In einer zweiten Anordnung wurden die Stirnfenster der Multiplier selbst mit «O»-Ring an das Vakuumgefäß angeschlossen. Die Photoströme sind den Linienintensitäten proportional. Da das Zeitintegral der Linienintensitäten interessiert, werden Polystyrenkondensatoren durch die Photoströme aufgeladen, die dann einzeln abgetastet und deren Ladungen auf einem Potentiometerschreiber registriert werden.

HERZBERG und DOUGLAS<sup>33</sup> beschrieben eine Methode zur Separierung der Spektren höherer Ordnung, indem sie eine Vorzerlegung des Spektrums mittels eines zweiten Gitters, das in streifendem Einfall arbeitet, vornehmen nach Abb. 7.

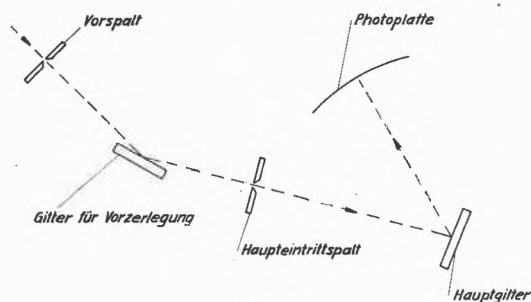


Abb. 7

Bei geeigneter Wahl der Gitterkonstanten des Vorzerlegungsgitters kann, wie die Autoren zeigten, der Astigmatismus des Gesamtsystems kompensiert werden.

### Spektrographen mit streifendem Einfall

Für Messungen im extremen Lyman-Gebiet (kleiner als 200 Å) gibt es keine Substanz, die bei normalem Lichteinfall ein noch merkliches Reflexionsvermögen aufweist. Auch hier wollen wir nicht oft Wiederholtes noch einmal wiedergeben sowohl in bezug auf die Theorie als auch in bezug auf die Ausführungsformen<sup>26, 27, 34</sup>.

Von den neueren Konstruktionen seien der 6,8-Meter-Vakuumspektrograph von BREHM und BENZIE<sup>35</sup> und der 1-Meter-Apparat von GREINER<sup>36</sup> erwähnt.

Spalt, Gitter und Photokassettenhalter sind beim GREINERschen Gerät auf einer Stangenführung befestigt. Die Plattenkassette kann mit einem Elektromagneten von außen verschoben werden. Dank einer beweglichen Blende können sechs Spektren auf einer Platte aufgenommen werden. Anstelle der Photoplatte kann ein Photomultiplier eingesetzt werden. Die Ortsablesung des Multipliers wird elektrisch nach außen übertragen.

<sup>33</sup> A. E. DOUGLAS und G. HERZBERG, *J. Opt. Soc. Amer.* 47 (1957) 625.

<sup>34</sup> E. EKEFORS, *Z. Physik* 71 (1931) 53. G. ARCIDSSON, *Ann. Physik* 12 (1932) 787. M. SIEGBAHN und T. MAGNUSON, *Z. Physik* 95 (1935) 133. G. RATHENAU und P. K. PEERLKAMP, *Physica* 2 (1935) 125. N. ASTOINE, B. VODAR und J. ROMAND, *J. Physic. Rad.* 16 (1955) 491.

<sup>35</sup> R. K. BREHM und G. BENZIE, *Rev. Sci. Instr.* 28 (1957) 552.

<sup>36</sup> H. GREINER, *Z. Instrumentenkde.* 65 (1957) 112.

### Monochromatoren

Zur Variation der Wellenlänge im Austrittsspalt sind verschiedene Verfahren beschrieben worden. Bei einer Reihe von Arbeiten wird der Austrittsspalt bei festem Eintrittsspalt auf dem Rowland-Kreis bewegt.

Nachteil dieser Anordnung ist das Wandern des Lichtbündels hinter dem Austrittsspalt, der jedoch weniger ins Gewicht fällt, wenn der Photomultiplier direkt mit dem beweglichen Spalt verbunden ist<sup>37</sup>. DOUZOU und GERSTENKORN<sup>38</sup> verschieben bei festem Gitter und Austrittsspalt den Eintrittsspalt samt Lichtquelle und verhindern dadurch das Wandern des Lichtbündels.

Andere Autoren<sup>39</sup> drehen das Gitter bei feststehenden Spalten um die z-Achse (vgl. Abb. 5). Solche Monochromatoren zeichnen sich durch kleine Vakuumgefäße aus. Bei einer derartigen Gitterrotation tritt allerdings im Austrittsspalt eine Defokussierung auf, die das nutzbare Wellenlängenintervall auf einige hundert Ångström beschränkt.

Fräulein ROBIN<sup>40</sup> führt zur Gitterrotation gleichzeitig eine Translation aus, um die Defokussierung zu korrigieren. Eine sehr interessante Montierung wurde von FUJIOKA und ITO<sup>41</sup> einerseits und fast gleichzeitig von TOUSEY *et al.*<sup>42</sup> andererseits vorgeschlagen und ausgeführt, indem diese beiden Gruppen bei fast senkrechter Inzidenz arbeiten und das Gitter auf Schienen längs des Rowland-Kreises gleiten lassen.

Der prinzipielle Aufbau eines solchen Spektrometers ist in Abb. 8 gegeben<sup>42 a</sup>.

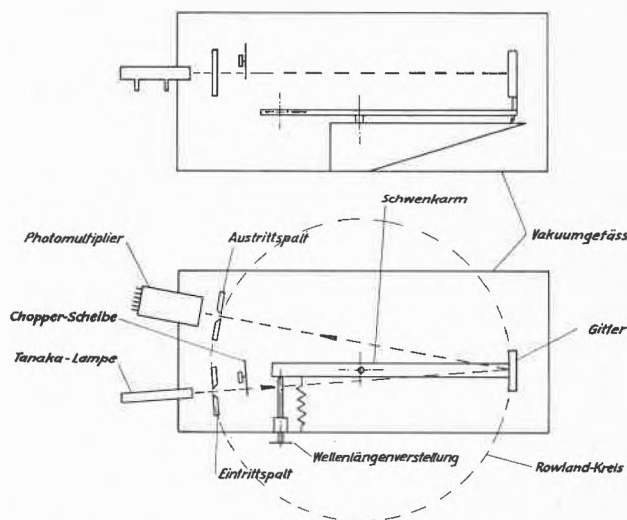


Abb. 8

<sup>37</sup> E. R. PIÖRE *et al.*, *Rev. Sci. Instr.* 23 (1952) 8. J. P. CURTIS, *Physic. Rev.* 94 (1954) 908.

<sup>38</sup> P. DOUZOU und S. GERSTENKORN, *C. R. Acad. Sci. (Paris)* 239 (1954) 49.

<sup>39</sup> E. P. LITTLE, *J. Opt. Soc. Amer.* 36 (1946) 168. J. M. FERGUSON, *Physic. Rev.* 66 (1944) 220. W. W. PARKINSON und F. E. WILLIAMS, *J. Opt. Soc. Amer.* 39 (1949) 705. J. H. BOLTON und F. E. WILLIAMS, *Brit. J. Appl. Physics* 4 (1953) 6.

<sup>40</sup> S. ROBIN und B. VODAR, *J. Physic. Rad.* 13 (1952) 492.

<sup>41</sup> Y. FUJIOKA und R. ITO, *Sci. Light (Tokyo)* 1 (1951) 1.

<sup>42</sup> R. TOUSEY und F. S. JOHNSON, *J. Opt. Soc. Amer.* 41 (1951) 696.

<sup>42 a</sup> E. LÜSCHER, *Helv. Physica Acta* 31 (1958) 551.

Der Gitterhalter ist auf einem Arm, der um den Mittelpunkt des Rowland-Kreises drehbar ist, montiert. Über eine Vakuumdrehdurchführung wird eine Schraube angetrieben, die die Bewegung dieses Armes vermittelt. Damit eine Durchbiegung des Armes vermieden wird, rollt dieser auf einer ebenen Platte, die justierbar ist. Der Gitterhalter ist so ausgebildet, daß er in den sechs Freiheitsgraden eingerichtet werden kann.

Die auf dem Rowland-Kreis fest montierten, in ihrer Breite kontinuierlich veränderbare Spalte (Ein- und Austritt) können zur Justierung um die Strahlenachsen rotiert werden. Der Spaltmechanismus ist in Abb. 9 aufgezeichnet.

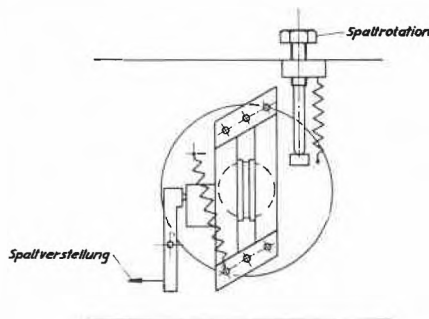


Abb. 9

Die Spaltbreite kann für beide Spalte unabhängig voneinander von außen zwischen 0,01 und 2 mm variiert werden. Die Lichtquelle kann mit einem Kugelschliff direkt vor dem Eintrittsspalt angeschlossen werden.

Ein Nachteil der oben beschriebenen Anordnung ist die Verschiebung des Strahlenbündels relativ zum Gitter, was verhindert werden kann, indem eine feste Blende vor das Gitter gebracht wird.

Eine völlig neuartige Monochromatoranordnung schlägt SEYA<sup>43</sup> vor, dessen Theorie von GREINER<sup>44</sup> noch vervollständigt wurde. Eine Monochromatoranordnung auf Grund der SEYA-Theorie wurde von NAMIOKA<sup>45</sup> ausgeführt.

SEYA faßt die Fokussierbedingung (37) von BEUTLER als eine Entwicklung nach Potenzen von  $\frac{\omega}{R}$  auf.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \omega} (F_2 + F_2') &= \frac{\omega}{R} (\varrho \cos^2 \alpha - \cos \alpha + \varrho' \cos^2 \beta - \cos \beta) + \\ &+ \frac{3}{2} \frac{\omega^2}{R^2} [\varrho \sin \alpha (\varrho \cos^2 \alpha - \cos \alpha) + \\ &+ \varrho' \sin \beta (\varrho' \cos^2 \beta - \cos \beta)] + \\ &+ \frac{4}{2} \frac{\omega^3}{R^3} [\varrho^2 \sin^2 \alpha (\varrho \cos^2 \alpha - \cos \alpha) + \\ &+ \varrho'^2 \sin^2 \beta (\varrho' \cos^2 \beta - \cos \beta)] + \dots 0, \end{aligned} \quad (41)$$

worin:

$$\varrho = \frac{R}{r} \quad \varrho' = \frac{R}{r'}$$

Wie wir bereits in (39) gesehen haben, wird diese Fokussierbedingung (37) bzw. (41) für beliebige  $\omega$  exakt erfüllt, wenn Eintritts- und Austrittsspalt auf dem Rowland-Kreis liegen. SEYA vernachlässigt in (41) die Glieder zweiter und höherer Ordnung und sucht für das erste Glied von (41) eine Näherungslösung unter der Bedingung, daß für ein festes  $r$  und einen kon-

stanten Winkel  $\alpha - \beta$  bei der Rotation des Gitters um eine z-Achse durch 0 die Abweichung  $\Delta r'$  der Bildweite  $r'$  vom Abstand Ursprung-Austrittsspalt ein Minimum wird.

Der Drehwinkel des Gitters ist durch den gewünschten Wellenlängenbereich bestimmt.

Bezeichnen wir den Winkel zwischen einfallendem und austretendem Strahl mit  $\alpha - \beta = \varphi$  und entwickeln das erste Glied von (41) in eine Taylor-Reihe, da wir  $\alpha = \alpha_0 + \Delta \alpha$  setzen können, weil die Variation von  $\alpha$  als klein vorausgesetzt werden darf, so erhält man:

$$\begin{aligned} &\left[ \frac{\cos^2 \alpha_0}{r} + \frac{\cos^2 (\alpha_0 - \varphi)}{r'} - \frac{\cos \alpha_0 + \cos (\alpha_0 - \varphi)}{R} \right] (\Delta \alpha)^0 + \\ &+ \left[ - \frac{\sin 2\alpha_0}{r} - \frac{\sin 2(\alpha_0 - \varphi)}{r'} - \frac{\sin \alpha_0 + \sin (\alpha_0 - \varphi)}{R} \right] \Delta \alpha + \\ &+ \left[ - \frac{2 \cos 2\alpha_0}{r} - \frac{2 \cos 2(\alpha_0 - \varphi)}{r'} + \frac{\cos \alpha_0 + \cos (\alpha_0 - \varphi)}{R} \right] \cdot \\ &\quad \cdot \frac{(\Delta \alpha)^2}{2} = 0. \end{aligned} \quad (42)$$

Damit diese Beziehung (42) für beliebige  $\Delta \alpha$  erfüllt wird, müssen die Koeffizienten von  $(\Delta \alpha)^0$ ,  $\Delta \alpha$  und  $(\Delta \alpha)^2$  einzeln verschwinden. Man erhält ein lineares, homogenes Gleichungssystem mit den unbekanntenen Größen:

$$\frac{1}{r}, \frac{1}{r'} \text{ und } \frac{1}{R},$$

d. h. die folgende Determinante muß verschwinden:

$$\begin{vmatrix} \cos^2 \alpha_0 & \cos^2 (\alpha_0 - \varphi) & -\cos \alpha_0 - \cos (\alpha_0 - \varphi) \\ -\sin 2\alpha_0 & -\sin 2(\alpha_0 - \varphi) & \sin \alpha_0 + \sin (\alpha_0 - \varphi) \\ -2 \cos 2\alpha_0 & -2 \cos 2(\alpha_0 - \varphi) & \cos \alpha_0 + \cos (\alpha_0 - \varphi) \end{vmatrix} \quad (43)$$

In seiner Arbeit schreibt SEYA: "As it is impossible to solve this complicated equation (43) analytically, we adopt a method of numerical calculation", und erhält die günstigsten Werte approximativ für den Bau eines Monochromators:

$$\begin{aligned} \varphi &= 70^\circ 15', \\ \varrho &= \frac{R}{r} = 1,2247. \end{aligned} \quad (44)$$

Entgegen der Ansicht von SEYA konnte GREINER zeigen, daß die Determinante (43) sich explizite lösen läßt, und zwar ergeben sich drei Lösungen, die mit den numerischen Resultaten von SEYA übereinstimmen:

$$\begin{aligned} \varphi_{(1)} &= \alpha_0 + \arctan \left[ \frac{\sqrt{3 + 3 \operatorname{tg}^2 \alpha_0} - 2 \operatorname{tg} \alpha_0}{\sqrt{3 + 3 \operatorname{tg}^2 \alpha_0} - 2 \operatorname{tg} \alpha_0} \right] \\ \varphi_{(2)} &= \alpha_0 + \arctan \left[ - \frac{\sqrt{3 + 3 \operatorname{tg}^2 \alpha_0} - 2 \operatorname{tg} \alpha_0}{\sqrt{3 + 3 \operatorname{tg}^2 \alpha_0} - 2 \operatorname{tg} \alpha_0} \right] \\ \varphi_{(3)} &= 0 \end{aligned} \quad (45)$$

Nach Berichtigung einiger kleinerer Unrichtigkeiten (Vorzeichenfehler, Vertauschung von  $\varrho$  und  $\varrho'$ ) erhält man für die optimalen Werte von  $\varphi$  und  $\varrho$  in einem Spektralbereich, der das Lyman- und Schumann-Gebiet umfaßt, für einen Rowland-Kreisdurchmesser von 1 m und einer Gitterkonstanten von

$$d = \frac{1}{600} \text{ mm}$$

folgende Werte:

$$\begin{aligned} \Delta \alpha &= + 6'' & \varphi &= 70^\circ 30' \\ \varrho &= 1,224531 & r &= 816,689 \text{ mm} \\ \langle \varrho' \rangle &= 1,224516 & \langle r' \rangle &= 816,649 \\ \Delta \varrho' &= \leq \pm 8 \cdot 10^{-6} & \Delta r' &= \leq \pm 0,006 \text{ mm} \end{aligned}$$

Der Nachteil dieser SEYA-Montierung sind die relativ großen Einfallswinkel und Austrittswinkel ( $\alpha - \beta = 70^\circ 30'$ )

<sup>43</sup> M. SEYA, *Sci. Light* 2 (1952) 8.

<sup>44</sup> H. GREINER und E. SCHÄFFER, *Optik* 14 (1957) 263.

<sup>45</sup> T. NAMIOKA, *Sci. Light* 3 (1954) 15.