15. *Isolirung langwelliger Wärmestrahlen durch Quarzprismen; von H. Rubens und E. Aschkinass.*

Während Quarz in Schichtdicken von einigen Millimetern in dem Spectralgebiete von $4,5\ \mu$ bis jenseits $24,4\ \mu$ alle Wärmestrahlen absorbirt, werden, wie wir kürzlich gezeigt haben¹⁾, die Reststrahlen von Steinsalz ($\lambda = 51,2\ \mu$) und Sylvin ($\lambda = 61,1\ \mu$) wieder in erheblichem Maasse von jener Substanz hindurchgelassen. Es ergab sich u. a., dass durch eine 0,5 mm dicke Quarzplatte 61 Proc. von den Reststrahlen des Steinsalzes und 77 Proc. von denen des Sylvins hindurchgehen. Es wurden damals ferner aus der Intensität der von einer Quarzfläche reflectirten Strahlung unter Anwendung der Fresnel'schen Formel die Brechungsexponenten (n) berechnet, welche dieser Körper für jene beiden Strahlengattungen besitzt. Die hierbei erhaltenen Werthe waren $n = 2,46$ für $\lambda = 51,2\ \mu$ und $n = 2,12$ für $\lambda = 61,1\ \mu$.

Fig. 1.

Man ersieht hieraus, dass diese Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge ausserordentlich viel stärker gebrochen werden, als die sichtbaren und selbst als die gewöhnlichen ultravioletten Strahlen, soweit diese letzteren von Quarz nicht absorbirt werden, und man besitzt daher in der Anwendung spitzwinkliger Quarzprismen ein einfaches Mittel, diese langwellige Strahlung aus der Gesamtemission einer Energiequelle auszusondern.

1) H. Rubens u. E. Aschkinass, Wied. Ann. 65. p. 241. 1898.

Wir benutzten hierbei die folgende Versuchsanordnung. Auf dem Tischchen unseres Spiegelspectrometers s_1 e_1 e_2 s_2 (vgl. Fig. 1) befand sich das spitzwinkelige Quarzprisma P . Die Spalte s_1 und s_2 waren 4 cm hoch und 1 cm breit, die Hohlspiegel e_1 und e_2 hatten 6 cm Oeffnung und 30 cm Brennweite. Wie bei unseren früheren Versuchen befand sich die Lichtquelle A (Auerbrenner mit abgenommenem Zugglas) unmittelbar vor dem Spalt s_1 des drehbaren Armes s_1 e_1 . Die Thermosäule T empfing die aus dem feststehenden Spalt s_2 austretenden Strahlen durch Vermittelung des Hohlspiegels H (12 cm Oeffnung und 15 cm Brennweite) und war durch den Kasten K gegen äussere Wärmeeinflüsse geschützt. Im Strahlengang befand sich ferner ein aufziehbarer Klappschirm J und eine Vorrichtung m , um eine 4 mm dicke, planparallele Steinsalzplatte in den Strahlengang einzuschalten.

Durchsucht man mit einer solchen Spectralanordnung den zwischen den Brechungsexponenten 1,8 und 3,0 gelegenen Theil des Spectrums, so ergeben sich an allen Stellen erhebliche Ausschläge, deren Betrag indessen zum weitaus grössten Theil von diffuser kurzwelliger Strahlung herrührt. Es lässt sich dies ohne weiteres durch Einschaltung der 4 mm dicken Steinsalzplatte in den Strahlengang beweisen. Dieselbe lässt an den meisten Stellen des bezeichneten Spectralgebietes die beobachtete Intensität bis auf einen geringen, von der Reflexion herrührenden Bruchtheil, welcher 8 Proc. beträgt, hindurch. An solchen Punkten sind also Strahlen von grosser Wellenlänge, welche die eingeschaltete Steinsalzplatte vollkommen absorbiren müsste, nicht vorhanden. Nur an einigen Stellen des Spectrums beobachtet man eine erhebliche Absorption der Energie durch die Steinsalzplatte, durch deren Messung die Quantität der gesuchten langwelligen Strahlung angezeigt wird.¹⁾

1) Jenseits $51,2 \mu$ muss das Absorptionsvermögen von Steinsalz allerdings wieder geringer werden. Indessen kann eine merkliche Durchlässigkeit dieser Substanz in der benutzten Schichtdicke erst bei sehr viel grösseren Wellenlängen eintreten. Aus den weiteren Darlegungen wird aber zu ersehen sein, dass Strahlen solcher Spectralgebiete eine zu geringe Intensität besitzen, als dass ihre Existenz in der Emission unserer Energiequelle mit den angewandten Beobachtungsmitteln noch wahrzu-

Die folgende Tabelle enthält eine solche Versuchsreihe, welche mit einem Quarzprisma von $\varphi = 6^\circ 2'$ brechendem Winkel, 6 cm Höhe und 6 cm Breite angestellt wurde. Die Wiedergabe der Beobachtungen ist auf dasjenige Gebiet beschränkt, in welchem merkliche Absorption der Steinsalzplatte constatirt wurde.

Minimal- ablenkung α	J_1 Directe Strahlung	J_2 Strahlung durch Steinsalz	$J = J_1 - \frac{J_2}{0,92}$ Absorbirte Strahlung mit Berücksichtigung von 8% Reflexions- verlust.
$5^\circ 26'$	160	148	— 1
5 56	172	147	+ 12
6 26	174,5	135,5	+ 27
6 56	170	121,1	+ 38,5
7 26	155,5	112,3	+ 33,5
7 56	129,5	101,8	+ 19
8 26	103	85,5	+ 10
8 56	89,5	78	+ 4,5
9 26	85	76,5	+ 2

Eine graphische Darstellung
der Grösse

$$J = J_1 - \frac{J_2}{0,92}$$

als Function von α findet sich in Fig. 2. Die Curve zeigt bei $\alpha = 7^\circ 6'$ ein deutlich ausgeprägtes Maximum und nach beiden Seiten hiervon einen unsymmetrischen Abfall, derart, dass sie nach der Seite der kleinen α schneller absinkt als nach der

Fig. 2.

Seite der grossen. Diese Asymmetrie ist bedingt durch die spectrale Vertheilung der Absorption und Dispersion im Quarz

nehmen wäre. Wir sind daher völlig berechtigt, bei unseren Versuchen die von Steinsalz zurückgehaltenen Energiemengen abzüglich der Reflexion diffuser Strahlung den gesuchten Strahlungsintensitäten gleich zu setzen.

und durch die Abnahme der Intensität der ausgesandten Strahlen mit wachsender Wellenlänge. Aus $\alpha = 7^{\circ} 6'$ und $\varphi = 6^{\circ} 2'$ berechnet sich der Brechungsexponent des Intensitätsmaximums: $n = 2,18$.

Mit Hülfe eines zweiten Quarzprismas von $10^{\circ} 9'$ brechen dem Winkel und nur wenig kleineren Dimensionen haben wir eine zweite gleichartige Versuchsreihe angestellt. Das Absorptionsgebiet der Steinsalzplatte beschränkte sich hierbei auf die Minimalablenkungen $\alpha = 10^{\circ}$ bis $\alpha = 13,5^{\circ}$. Das Maximum fand sich bei $\alpha = 12^{\circ} 16'$. Es entspricht dies einem Brechungsexponenten $n = 2,19$.

Auf eine einfachere, wenn auch nicht ganz so correcte Weise erhält man eine der Fig. 2 entsprechende Versuchsreihe, wenn man die Steinsalzplatte direct an Stelle des Klappschirmes einführt. Die beim Aufziehen dieses Steinsalzschirmes sich ergebenden Ausschläge entsprechen den Intensitäten $J_1 - J_2$, sind also von J nur wenig verschieden.

Wir haben ferner, um volle Sicherheit darüber zu erlangen, dass die beobachteten, von Steinsalz absorbirten Strahlen dem Gebiete langer Wellen angehören, die Messung der Wellenlänge jener Strahlung mit Hülfe unseres bei früheren Untersuchungen benutzten Beugungsgitters vorgenommen. Es wurden zu diesem Zweck, wie üblich, zwei Spiegelspectrometer verwendet, von denen das erste das Quarzprisma, das zweite das Beugungsgitter enthielt. Bei Benutzung des Prismas I ($\varphi = 6^{\circ} 2'$) wurde der drehbare Arm des Prismenspectrometers dauernd auf $\alpha = 7^{\circ} 6'$, bei Anwendung des Prismas II ($\varphi = 10^{\circ} 9'$) permanent auf $\alpha = 12^{\circ} 16'$ eingestellt und durch allmähliche Drehung des beweglichen Armes des zweiten Spectrometers die Lage des Hauptbildes und der Beugungsbilder erster Ordnung im Gitterspectrum aufgesucht. Die sich hieraus ergebende Wellenlänge des Maximums betrug stets nahezu 56μ .

Man ersieht hieraus, dass die beobachteten Wärmestrahlen ihrer Wellenlänge nach zwischen den Reststrahlen des Steinsalzes und denen des Sylvins ziemlich genau in der Mitte liegen. Von dieser Thatsache können wir uns auch noch in anderer Weise leicht überzeugen: das Reflexionsvermögen einer polirten Steinsalzfläche für die Reststrahlen des Steinsalzes beträgt 81,5 Proc., für die Reststrahlen des Sylvins

52,6 Proc.¹⁾ Für die hier untersuchte Strahlung haben wir nun ebenfalls das Reflexionsvermögen einer Steinsalzfläche geprüft und dabei den Werth 64 Proc. erhalten.

Durch doppelte spectrale Zerlegung mit Hülfe zweier Spiegelspectrometer und der Quarzprismen I und II gelang es uns ohne Schwierigkeit die untersuchte langwellige Strahlung von der darübergelagerten diffusen Energie völlig zu trennen und rein darzustellen. Die so erhaltene Strahlung zeigte hinsichtlich ihrer Absorption in einer Reihe untersuchter Substanzen qualitativ dieselben Eigenschaften wie die Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin, lieferte also nach dieser Richtung hin nichts Neues.

Es erschien uns schliesslich von Interesse, die für die Wellenlängen $51,2\mu$, 56μ , $61,1\mu$ erhaltenen Brechungsexponenten mit denjenigen Werthen zu vergleichen, welche die Ketteler-Helmholtz'sche Dispersionsformel hierfür erwarten lässt. Auf Grund der Dispersionsbeobachtungen für Quarz im ultravioletten, sichtbaren und ersten ultrarothern Spectrum ($\lambda = 0,1998\mu$ bis $\lambda = 4,20\mu$) und unter Berücksichtigung der beiden bei $\lambda_2 = 8,85\mu$ ²⁾ und $\lambda_3 = 20,75\mu$ beobachteten Streifen metallischer Absorption hat der eine von uns in Gemeinschaft mit Hrn. E. F. Nichols³⁾ früher für die Gleichung

$$n^2 = b^2 + \frac{M_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} - \frac{M_2}{\lambda_2^2 - \lambda^2} - \frac{M_3}{\lambda_3^2 - \lambda^2}$$

die fünf Constanten ausgerechnet:

$$\begin{aligned} b^2 &= 4,57877, & M_1 &= 0,010654, \\ \lambda_1^2 &= 0,010627, & M_2 &= 44,224, \\ & & M_3 &= 713,55. \end{aligned}$$

Hieraus ergeben sich für die drei genannten Wellenlängen die folgenden Brechungsexponenten n :

λ	$n_{\text{beob.}}$	$n_{\text{ber.}}$
51,2 μ	2,46	2,22
56,0	2,18	2,20
61,1	2,12	2,19

1) H. Rubens u. E. Aschkinass, l. c.

2) Die Wellenlänge $\lambda_2 = 8,85\mu$ entspricht strenggenommen dem Schwerpunkt der beiden dicht benachbarten Streifen bei $\lambda = 8,50\mu$ und $\lambda = 9,02\mu$.

3) H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. 60. p. 418. 1897.

Die Uebereinstimmung ist besonders für den zu der Wellenlänge $\lambda = 56 \mu$ gehörenden Brechungsindex eine recht gute, welcher im Gegensatz zu den beiden anderen nach einer directen und ziemlich genauen Methode bestimmt ist. Man erkennt hieraus, dass der Brechungsindex für unendlich lange Wellen, welcher sich nach der vorstehenden Formel zu **2,14** ergibt und mit der Wurzel aus der experimentell ermittelten Dielektricitätsconstanten des Quarzes genau übereinstimmt, sich von den hier beobachteten Brechungsexponenten nur noch wenig unterscheidet.

Man erhält infolge des asymptotischen Verlaufes der Dispersioncurve die gesammte Strahlungsenergie, welche in den jenseits dieser Wellenlängen gelegenen Spectralgebieten noch vorhanden ist, an derselben Stelle des Spectrums vereinigt. Man könnte hiernach vermuthen, dass es ohne grosse Schwierigkeiten gelingen müsste, durch Ausblendung dieses Energierestes und Zerlegung desselben mittels des Beugungsgitters die bisher erreichte Grenze der Wellenlängen erheblich zu überschreiten. Unsere diesbezüglichen Bemühungen haben indessen zu keinem positiven Ergebniss geführt.

Wir versuchten auch mittels eines spitzwinkeligen Flussspathprismas in derselben Weise wie durch Quarz einen Spectralbereich grosser Wellenlänge zu isoliren, da nach unseren früheren Erfahrungen auch Flussspath für Wellen von 50 und 60 μ wieder anfängt — wenn auch in geringerem Maasse als Quarz — etwas durchlässig zu werden. Es ergab sich jedoch in diesem Falle nicht das gewünschte Resultat. Ebensowenig führte die Anwendung eines Glasprismas (von 6°) zum Ziele.

Wir vermutheten zunächst, dass die Absorption der Strahlen durch den in der Zimmerluft vorhandenen Wasserdampf uns bei Benutzung eines Quarzprismas an der Auffindung noch längerer Wellen verhinderte. Wir umgaben daher die ganze zur Reindarstellung der Strahlen mittels doppelter spectraler Zerlegung dienende Versuchsanordnung mit Ausnahme der Wärmequelle *A* mit einem dichtschiessenden Kasten, in welchem ein Quarzfenster angebracht war, um den Strahlen des Auerbrenners Einlass zu gewähren. Im Innern des Kastens befanden sich ausser den oben genannten Instrumenten vier grosse flache Schalen mit concentrirter Schwefelsäure. Wir konnten

jedoch eine wesentliche Zunahme der Ausschläge selbst nach mehrtägiger Einwirkung der Schwefelsäure nicht constatiren.

Ausser dem Wasserdampf der Atmosphäre konnten nur die beiden Quarzprismen als absorbirende Körper in Betracht kommen. Es war indessen nach den mit den Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin gemachten Erfahrungen eher zu erwarten, dass Quarz die längeren Wellen dieses Spectralgebietes besser hindurchlassen würde als die kürzeren. Um diese Ansicht zu prüfen, schalteten wir eine ca. 5 mm dicke Quarzplatte in den Strahlengang und beobachteten dann ausser einer erheblichen Abnahme der Strahlungsintensität, dass das Energiemaximum in den Beugungsbildern um etwa 3μ nach der Seite der grösseren Wellen verschoben war.

Wir glauben daher, dass der Grund für die Schwierigkeit, die bereits erreichte Grenze der Wellenlängen wesentlich zu überschreiten, hauptsächlich in dem raschen Abfall der Strahlungsenergie mit zunehmender Wellenlänge zu suchen ist, welchen die Emission des schwarzen Körpers auch in diesen Spectralgebieten aufweist. Veranschlagt man die Temperatur des Glühkörpers im Auerbrenner, von welchem der bei weitem grösste Theil dieser Strahlen ausgeht, auf $\vartheta = 2000^{\circ}$ absolut, und legt man ihm die Eigenschaften eines „schwarzen“ Körpers bei, so erhält man nach dem Wien'schen Gesetz für das Spectralgebiet zwischen $\lambda = 40$ und $\lambda = 100\mu$ die in Fig. 3 angedeutete Energievertheilung.¹⁾ Man ersieht hieraus, dass

Fig. 3.

1) Bei dieser Berechnung wurde die Constante C_2 der Wien'schen Formel

$$\Phi = \frac{C_1}{\lambda^5} e^{-\frac{C_2}{\lambda \vartheta}}$$

gemäss den Beobachtungen des Hrn. Paschen und neueren Messungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gleich 15000 gesetzt. Das Energiemaximum liegt daher für die gewählte Temperatur $\vartheta = 2000$ bei $1,5\mu$. Die Ordinate (Φ) dieses Maximums ist 800000 mal so gross als diejenige bei 60μ .

die Strahlung bei $\lambda = 60 \mu$ 2,5 mal und bei $\lambda = 80 \mu$ 10 mal geringer ist als diejenige bei 50μ . Integriert man die Wien'sche Formel zwischen den Wellenlängen 50 und 60, 60 und 100, 100 und 1000μ , so erhält man die folgenden relativen Beträge der zwischen diesen Grenzen gelegenen Strahlungsintensitäten S :

$$\text{von } \lambda = 50 \mu \text{ bis } \lambda = 60 \mu : S = 4,7$$

$$,, \lambda = 60 \quad ,, \lambda = 100 : S = 3,3$$

$$,, \lambda = 100 \quad ,, \lambda = 1000 : S = 1.$$

Die Intensität des zwischen den Wellenlängen 50 und 60μ liegenden Spectralgebietes ist demnach grösser als die gesamte Energie des jenseits $\lambda = 60 \mu$ gelegenen Spectrums. Dabei beträgt die Intensität zwischen 50 und 60μ selbst nur noch $\frac{1}{100\,000}$ der Gesamtemission ($\lambda = 0$ bis $\lambda = \infty$) des „schwarzen“ Körpers.

Unter diesen Verhältnissen scheint ein weiteres Vordringen zu grösseren Wellenlängen mit den bisher angewandten Mitteln überaus schwierig zu sein.

Charlottenburg, Physik. Instit. der Techn. Hochsch.,
November 1898.

(Eingegangen 3. December 1898.)