2. *Ueber die Reststrahlen des Flussspathes;* *von H. Rubens.*

Nach Versuchen, welche ich im Jahre 1897 in Gemeinschaft mit Hrn. E. Nichols angestellt habe[1]), besitzt der Flussspath im Ultrarothen ein Gebiet metallischer Reflexion, welches leicht dadurch nachgewiesen werden kann, dass man die Strahlung einer beliebigen Wärmequelle mehrfach an Flussspathflächen reflectiren lässt. Die dann noch vorhandenen Strahlen (Reststrahlen) gehören nahezu ausschliesslich demjenigen Spectralgebiet an, in welchem die metallische Reflexion stattfindet. Ihre Wellenlänge ist daher nur wenig abhängig von der Temperatur und Beschaffenheit der benutzten Wärmequelle. Bei zwei verschiedenen Versuchsreihen, von denen die eine bei Anwendung eines mit Flussspathpulver überzogenen glühenden Platinbleches, dreier Flussspathflächen und eines Bolometers, die andere mit Benutzung von einem Zirkonbrenner, vier Flussspathflächen und einem Radiometer angestellt war, ergab sich die Wellenlänge des Energiemaximums im Gitterspectrum der Reststrahlen bei 24,4 μ bez. bei 23,7 μ. Dabei erwies sich die Form der Energiecurve in beiden Fällen als unsymmetrisch und zwar derart, dass der Anstieg zum Maximum von Seiten der kürzeren Wellen ein wesentlich steilerer war als von Seiten der längeren. Auch zeigte sich in beiden Fällen auf diesem letzteren Theile der Curve eine schwache Ausbuchtung, welche schon damals zu der Vermuthung Anlass gab, dass das beobachtete Energiemaximum möglicherweise aus zwei getrennten Erhebungen bestehen könne.[2]) Die damals benutzte Spectralanordnung in Verbindung mit den zur Strahlungsmessung dienenden Apparaten schien jedoch nicht ausreichend, um die vorstehende Frage zu entscheiden.

Nachdem nun im Laufe der Zeit sowohl die Spectralanordnung wesentlich verbessert als auch die Empfindlichkeit

1) H. Rubens u. E. F. Nichols, Wied. Ann. **60.** p. 418. 1897.
2) Vgl. l. c. p. 439.

und Genauigkeit der Strahlungsmessung durch Anwendung der Thermosäule[1]) an Stelle des Bolometers bez. Radiometers beträchtlich erhöht worden ist, habe ich von neuem die Reststrahlen des Flussspath einer eingehenden Untersuchung unterzogen.

Die Versuchsanordnung entsprach vollkommen derjenigen, welche früher zur Beobachtung der Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin gedient hatte[2]) und welche in Fig. 1 nochmals schematisch angedeutet ist. Die Abmessungen der einzelnen Theile des Spiegelspectrometers s_1, e_1, e_2, s_2 waren mit Rücksicht auf die Erzeugung eines möglichst intensiven Spectrums gewählt. Als Wärmequelle kam stets ein Auerbrenner A ohne Zugglas zur Anwendung. Die Spalten s_1 und s_2 waren bei den im Folgenden beschriebenen Versuchsreihen 40 mm hoch und 3 mm breit. Zur Erzeugung des Spectrums diente das oft benutzte Beugungsgitter g aus Silberdraht[3]) mit der Gitterconstanten 0,3716 mm. Ein Theil der reflectirenden Flussspathflächen P_1 bis P_n, ein Concentrationsspiegel S und die Thermosäule T befanden sich im Inneren eines gegen Luftströmung und fremde Strahlung schützenden Pappkastens. Bei den Spectralbeobachtungen wurde der Collimator s_1, e_1 nebst der hiermit starr verbundenen Wärmequelle A um gegebene Winkel φ gedreht und der beim Aufziehen des Klappschirmes K entstehende Ausschlag gemessen.

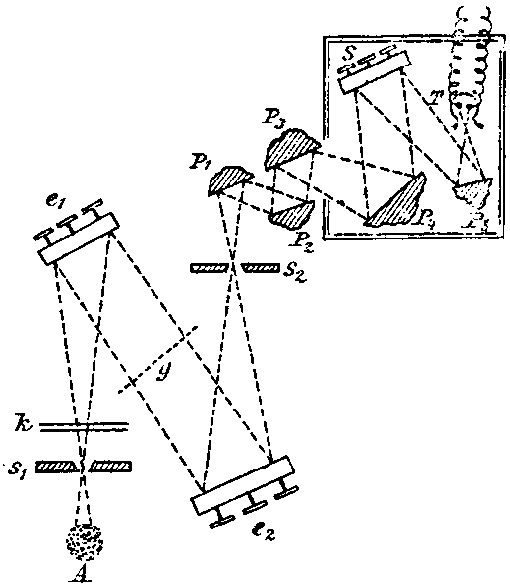

Fig. 1.

Mit Hülfe dieser Anordnung wurden fünf verschiedene Versuchsreihen ausgeführt, um die Energievertheilung der Reststrahlen in den Beugungsspectren erster Ordnung festzustellen und zwar betrug die Zahl der Flussspathreflexionen bei der mit I bezeichneten Versuchsreihe zwei, bei Versuchsreihe II drei etc., sodass bei der V. Versuchsreihe sechs Reflexionen in An-

1) H. Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenk. **18.** p. 65. 1898.
2) H. Rubens u. E. Aschkinass, Wied. Ann. **65.** p. 255. 1898.
3) Vgl. l. c. p. 425.

wendung kamen. Im übrigen wurden sämmtliche Beobachtungen unter gleichen Bedingungen ausgeführt.

Die Ergebnisse dieser fünf Reihen sind in der folgenden Fig. 2 graphisch dargestellt. Als Abscissen sind die Ablenkungswinkel, als Ordinaten die beobachteten Ausschläge eingetragen. Um ein Urtheil über den Grad der Unreinheit der Spectra zu ermöglichen, ist für die Reihe III auch das Centralbild mit auf die Hälfte verkleinerten Ordinaten eingezeichnet worden. Die Breite desselben beträgt ca. $1^0\,20'$, dennoch

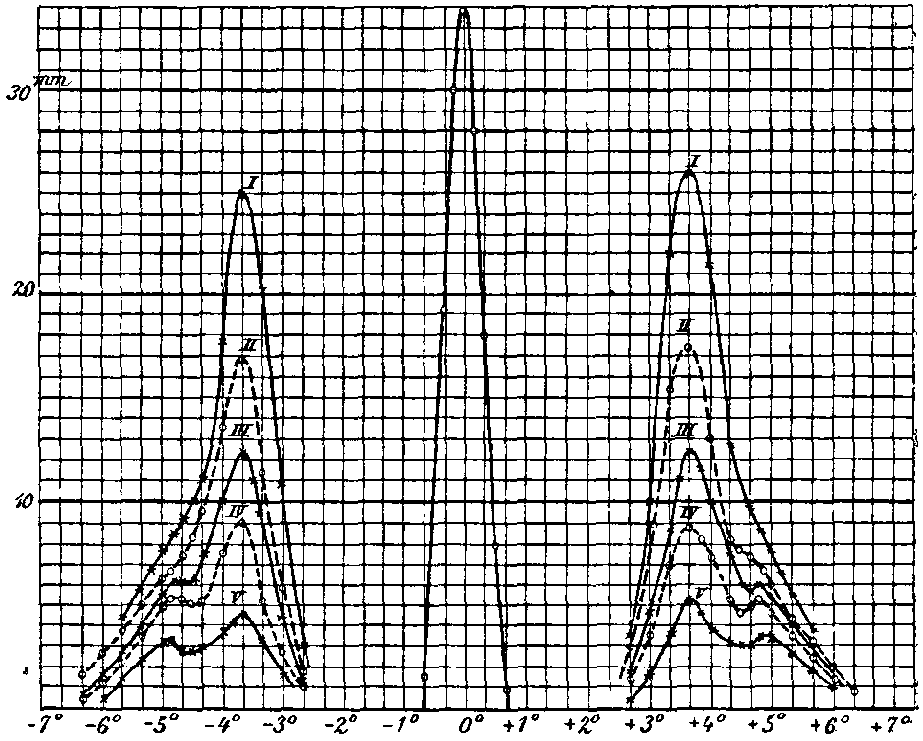

Fig. 2.

kommt die dispergirende Wirkung des Gitters in den Beugungsspectren genügend zum Ausdruck, um die oben gestellte Frage entscheiden zu können.

Man erkennt aus den Curven der Fig. 2 ohne weiteres, dass bei zwei und auch noch bei drei Flussspathreflexionen die Curven auf dem absteigenden Ast lediglich die bereits früher beobachtete Ausbuchtung zeigen, während bei Anwendung von 4, 5 und 6 reflectirenden Flächen an Stelle dieser Ausbuchtung sich ein zweites Maximum entwickelt, dessen Deutlichkeit mit der Zahl der Reflexionen rasch zunimmt. Dieser letztere Umstand deutet darauf hin, dass dieses zweite, bei $\lambda = 31{,}6\ \mu$ gelegene Energiemaximum nicht einer Eigenthümlichkeit der angewandten Strahlungsquelle seine Entstehung verdankt,

sondern durch selective Reflexion der Flussspathflächen hervorgebracht wird. Bildet man in jeder der Curven I bis V das Verhältniss α der Ordinaten p bei $\lambda_1 = 24{,}0\ \mu$ und q bei $\lambda_2 = 31{,}6\ \mu$, bei welchen Wellenlängen die beobachteten Maxima bez. Ausbuchtungen liegen, so gelangt man zu einer Reihe von Zahlen (α), von denen jede folgende, in die vorhergehenden dividirt, nahezu den gleichen Quotienten (β) ergiebt, wie dies aus der nachstehenden Tabelle zu ersehen ist.

Tabelle I.

Nr. der Versuchsreihe n	p_n	q_n	$\alpha_n = \frac{p_n}{q_n}$	$\beta = \frac{\alpha_n}{\alpha_{n+1}}$
I	25,5	8,5	3,00	1,19
II	17,1	6,8	2,52	1,25
III	12,3	6,1	2,02	1.20
IV	9,8	5,3	1,68	1,18
V	4,8	3,4	1,42	—
			Mittel:	1,21

Es ist leicht einzusehen, dass dieser Quotient β das Verhältniss der Reflexionsvermögen angiebt, welche eine Flussspathfläche bei den Wellenlängen $\lambda_2 = 31{,}6\ \mu$ und $\lambda_1 = 24{,}0\ \mu$ besitzt. Es seien nämlich u und v zwei Grössen, welche der Energie der Strahlungsquelle bei den Wellenlängen λ_1 und λ_2 proportional sind. Bezeichnen wir ferner die Reflexionsvermögen der Flussspathfläche für die beiden Wellenlängen mit ϱ_1 und ϱ_2, so sind die beobachteten Galvanometerausschläge bei der mit n bezeichneten Versuchsreihe, bei welcher nach dem vorstehenden die Zahl der reflectirenden Flussspathflächen $n+1$ beträgt, für die Wellenlängen λ_1 und λ_2 proportional mit $u \,.\, \varrho_1^{n+1}$ bez. mit $v\,\varrho_2^{n+1}$ und ihr Verhältniss

$$\alpha_n = \frac{u}{v} \cdot \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right)^{n+1}.$$

Die entsprechende Grösse der Versuchsreihe $n+1$ ist

$$\alpha_{n+1} = \frac{u}{v} \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_2}\right)^{n+2}$$

und das Verhältniss beider ergiebt sich, wie oben behauptet,

$$\beta = \frac{\alpha_n}{\alpha_{n+1}} = \frac{\varrho_2}{\varrho_1}.$$

Hiernach ist also das Reflexionsvermögen des Flussspath bei $\lambda_2 = 31{,}6\ \mu$ etwa 1,21 mal so gross, wie bei $\lambda_1 = 24{,}0\ \mu$. Dass trotzdem in sämmtlichen Curven das kurzwelligere Maximum bei weitem das stärkere ist, liegt lediglich an der Energievertheilung im Spectrum der Lichtquelle, welche die kürzeren Wellen in sehr viel höherem Maasse aussendet. Bei der hier benutzten Strahlungsquelle würde eine mindestens achtmalige Reflexion an Flussspathflächen erforderlich sein, um ein Ueberwiegen des langwelligen Maximums herbeizuführen.

Wären die sämmtlichen in Fig. 2 dargestellten Versuchsreihen bei genau gleicher Empfindlichkeit angestellt, und vor allen Dingen darauf Rücksicht genommen, dass bei Vermehrung der reflectirenden Flächen von n auf $n+1$ kein Theil des Strahlenkegels verloren geht, so könnte man die absoluten Werthe des Reflexionsvermögens ϱ_1 und ϱ_2 für die Wellenlängen λ_1 und λ_2 ohne weiteres den Zahlen der Tab. I entnehmen, indem man

$$\varrho_1 = \frac{p_n}{p_{n+1}} \quad \text{und} \quad \varrho_2 = \frac{q_n}{q_{n+1}}$$

setzt. Die letztere dieser beiden Bedingungen ist jedoch keineswegs erfüllt. Auch wachsen die Schwierigkeiten der Justirung wesentlich mit der Zahl der angewandten reflectirenden Flächen, sodass die Ausschläge schon aus diesem Grunde bei den letzten Reihen (insbesondere bei Reihe V) im Vergleich mit den ersten Reihen zu klein ausfallen.

Um dennoch eine exacte Bestimmung der Grössen ϱ_1 und ϱ_2 vorzunehmen, wäre es erforderlich, die Reflexionsmessungen in dem Gitterspectrum selbst anzustellen. Da indessen die in den Beugungsspectren vorhandene Energie zu genaueren Messungen nicht ausreicht, habe ich mich darauf beschränkt, das Reflexionsvermögen einer Flussspathfläche für die gesammten, unzerlegten Reststrahlen zu ermitteln. Dasselbe nimmt begreiflicherweise mit der Zahl der zur Erzeugung der Reststrahlen angewandten reflectirenden Flussspathflächen zu. Für einen Incidenzwinkel von angenähert 30° ergab sich das Reflexionsvermögen bei zweimaliger Reflexion zu 69,2 Proc. bei viermaliger Reflexion zu 74,9 Proc.[1]), bei sechsmaliger

1) In der zu Anfang citirten Abhandlung ist das Reflexionsvermögen einer Fluoritfläche für die durch viermalige Reflexion erzeugten Rest-

Reflexion zu 79,5 Proc. Man ist hiernach zu der Annahme berechtigt, dass das Reflexionsvermögen ϱ_1 bei $\lambda_1 = 24{,}0\ \mu$ und ϱ_2 bei $\lambda_2 = 31{,}6\ \mu$ höchst wahrscheinlich die Werthe 75 Proc. bez. 90 Proc. übersteigt.

Die Curven der Fig. 2 lassen wegen der Unreinheit der Spectren die Frage unbeantwortet, ob man es hier mit zwei völlig getrennten Streifen zu thun hat, oder ob das Reflexionsvermögen auch in dem Spectralgebiet zwischen den Wellenlängen $\lambda_1 = 24{,}0\ \mu$ und $\lambda_2 = 31{,}6\ \mu$ hohe Werthe besitzt. Um eine Entscheidung herbeizuführen, wurden die Versuchsreihen III und IV mit engeren Spalten wiederholt und zwar betrugen die Breiten von s_1 und s_2 hierbei nur 1,8 mm. Die so erhaltenen Energiecurven zeigten indessen vollkommen gleichen Charakter wie die früher beobachteten. Eine wesentlich deutlichere Trennung der beiden Maxima war auf diesem Wege nicht zu erzielen. Es ist hiernach anzunehmen, dass die Aenderung des Reflexionsvermögens in dem betrachteten Spectralgebiet continuirlich verläuft und zwar derart, dass auch zwischen den Wellenlängen λ_1 und λ_2 hohes Reflexionsvermögen vorhanden ist.

Es ist nach dem Vorstehenden leicht zu übersehen, weshalb bei den früheren, in Gemeinschaft mit Hrn. E. Nichols angestellten Versuchen das zweite Maximum in dem Gitterspectrum der Reststrahlen des Flussspath als solches nicht beobachtet werden konnte. Bei den bolometrischen Messungen wurde nur Reflexion an drei Fluoritflächen angewandt und hierbei tritt, wie oben festgestellt wurde, das zweite Maximum noch nicht hervor. Dagegen hätte sich dasselbe bei den radiometrischen Beobachtungen, bei welchen vier reflectirende Flussspathflächen zur Verwendung gelangten, bereits bemerkbar machen können. Der Grund, weshalb dies nicht geschah, liegt in der starken Absorption, welche die Strahlen von grösserer Wellenlänge in der als Radiometerfenster dienenden Chlor-

---

strahlen zu 71,5 Proc. angegeben. Es ist hierbei zu bemerken, dass diese Messung mit Hülfe des Radiometers vorgenommen wurde, dessen Fenster aus einer Chlorsilberplatte bestand und gerade diejenigen Strahlen vorzugsweise absorbirte, welche von Fluorit besonders stark reflectirt werden.

silberplatte erfahren und welche jenseits 30 μ nahezu vollständig ist. Durch Einschalten einer solchen Chlorsilberplatte in den Strahlengang werden daher die Reststrahlen des Flussspath auf einen ziemlich homogenen Strahlencomplex beschränkt, dessen Maximum bei Benutzung unserer Chlorsilberplatte bei $\lambda = 23{,}7\ \mu$ liegt.[1]) Die Folgerungen aus unseren früheren Beobachtungen, insbesondere unsere Untersuchungen über die Reflexion der Reststrahlen an Resonatorenplatten, bleiben daher durch die Auffindung des zweiten Maximums gänzlich unberührt.

Dagegen ist es von Interesse, hervorzuheben, dass nunmehr die Uebereinstimmung zwischen der beobachteten und der theoretisch, aus der Ketteler-Helmholtz'schen Dispersionsformel berechneten Lage des Gebietes metallischer Reflexion für Flussspath eine erheblich bessere geworden ist. Nach Hrn. Paschen's Dispersionsmessungen[2]) berechnet sich die Constante der genannten Formel, welche angenähert die Mitte des metallischen Absorptionsstreifens angeben soll, zu ca. 30 μ. Diese Grösse liegt zwischen den Wellenlängen λ_1 und λ_2 der beiden in dem Beugungsspectrum der Reststrahlen beobachteten Maxima und zwar erheblich näher an λ_2, wo auch die stärkere metallische Reflexion stattfindet.

Ferner ist es nothwendig, auf die kürzlich von Hrn. H. Beckmann[3]) veröffentlichte Dissertation etwas näher einzugehen. Dieselbe beschäftigt sich mit der Abhängigkeit der Intensität der von einem „schwarzen Körper" ausgesandten Reststrahlen von der Temperatur. Ein Theil der Gesammtstrahlung eines nach den Angaben der Herren Lummer und Wien[4]) hergestellten „schwarzen Körpers" wurde einer vierfachen Reflexion an Flussspathflächen unterworfen und dann mit Hülfe eines vorderseitig versilberten Hohlspiegels auf den temperaturempfindlichen Contactstellen einer Thermosäule vereinigt. Hr. Beckmann beobachtete auf diese Weise die Abhängigkeit der Reststrahlung von der Temperatur in dem Intervall von 193 bis 873° der absoluten Scala. An der Hand der hierbei er-

1) Vgl. l. c. p. 438.
2) F. Paschen, Wied. Ann. 53. p. 301. 1894.
3) H. Beckmann, Inaug.-Diss., Tübingen 1898.
4) O. Lummer u. W. Wien, Wied. Ann. 56. p. 451. 1896.

haltenen Resultate versuchte derselbe eine Prüfung des Wien'schen Gesetzes[1]) unter der Annahme, dass den erzeugten Reststrahlen eine mittlere Wellenlänge von 24,4 μ zukomme, indem er zugleich nachwies, dass eine selbst erhebliche Inhomogenität der Strahlung auf das Resultat nur von geringem Einfluss sein könne. Das Ergebniss der Prüfung lässt sich in die beiden Sätze zusammenfassen:

1. Das Wien'sche Gesetz, bez. die hieraus abgeleitete isochromatische Curve ist zur Darstellung der gewonnenen Beobachtungsresultate vollkommen geeignet.

2. Die Constante c_2 des Wien'schen Gesetzes muss, wenn den Beobachtungen genügt werden soll, gleich 24250 gesetzt werden, im Gegensatz zu den Resultaten der Untersuchungen des Hrn. Paschen[2]) sowie der Herren Lummer und Pringsheim[3]), welche, allerdings für erheblich kürzere Wellen, die Constante $c_2 = 14500$ ergeben.

Nach den in dem ersten Theil dieser Arbeit mitgetheilten und in Fig. 2 dargestellten Beobachtungen erscheint allerdings die Annahme, dass die nach viermaliger Reflexion an Flussspathflächen noch vorhandene Reststrahlung, insbesondere bei tiefen Temperaturen der Strahlungsquelle, eine mittlere Wellenlänge von 24,4 μ besitzt, keineswegs gerechtfertigt und es muss eine neue Berechnung vorgenommen werden, um eine Prüfung des Wien'schen Gesetzes mit Hülfe der Beckmann'schen Beobachtungen zu ermöglichen. Ich habe eine solche unter der Annahme durchgeführt, dass der Flussspath an zwei getrennten Stellen, nämlich bei den Wellenlängen $\lambda_1 = 24\,\mu$ und $\lambda_2 = 32\,\mu$, metallische Reflexion besitzt und dass bei der Wellenlänge λ_2 das Reflexionsvermögen ϱ_2 1,2 mal so gross ist wie dasjenige bei λ_1 (ϱ_1).[4]) Es ist dann die Intensität der Reststrahlen für den zweiten Streifen gegenüber derjenigen des ersten Streifens bei viermaliger Reflexion im Verhältniss $1:1{,}2^4$, das ist nahezu im Verhältniss 1:2, bevorzugt.

1) W. Wien, Wied. Ann. 58. p. 662. 1896.

2) F. Paschen, Wied. Ann. 58. p. 450. 1896; Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 22. p. 405. 1899.

3) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verhandl. d. Deutsch. Physikal. Gesellsch 1. 1899. In dieser Arbeit zeigt sich bereits eine Vermehrung der Grösse c_2 mit wachsender Wellenlänge.

4) Vgl. p. 580.

Setzt man in der Wien'schen Gleichung

$$\Phi = \frac{c_1}{\lambda^5}\left[e^{-\frac{c_2}{\lambda\vartheta_1}} - e^{-\frac{c_2}{\lambda\vartheta_2}}\right],$$

worin Φ den bei den Temperaturen ϑ_1 des „schwarzen Körpers" und ϑ_2 der Thermosäule für die Wellenlänge λ beobachteten Ausschlag bedeutet, $c_1 = 3085.10^6$, $c_2 = 26000$, so erhält man für die Wellenlängen λ_1 und λ_2 und die in der ersten Verticalreihe der nachfolgenden Tabelle aufgeführten Temperaturen ϑ_1 des schwarzen Körpers die in der zweiten und dritten Columne wiedergegebenen Φ_1 und Φ_2. Die Temperatur der Thermosäule (ϑ_2) ist hierbei constant gleich 291° absolut angenommen, wie dies bei den Beckmann'schen Beobachtungen der Fall war. In der vierten Columne ist die Summe der Grössen $\Phi_1 + 2\,\Phi_2$ gebildet, welche nach der obigen Annahme mit dem Ausschlag Φ_0 gleich sein soll, welcher von Hrn. Beckmann für die betreffenden Temperaturen des „schwarzen Körpers" und der Thermosäule beobachtet wurde. Die fünfte Columne enthält diese Φ_0, die sechste endlich giebt die Differenzen δ zwischen den beobachteten und berechneten Grössen.

Tabelle II.

ϑ_1	Φ_1	Φ_2	$\Phi_1 + 2\,\Phi_2$	Φ_0	δ
193	− 8,0	− 4,3	− 16,6	− 17,0	−0,4
291	—	—	—	—	0
373	+ 11,9	+ 4,8	+ 21,5	+ 21,5	—
573	+ 49,2	+16,7	+ 82,6	+ 82,0	−0,6
773	+ 86,0	+26,5	+139,0	+139,0	—
873	+102,6	+30,7	+164,0	+164,0	—

Bei der Beurtheilung dieser Uebereinstimmung ist zu berücksichtigen, dass die Gleichheit der Zahlen für die Temperaturen $\vartheta_1 = 291°$ und $\vartheta_1 = 773°$ eine erzwungene ist; aber auch für die übrigen ϑ_1 liegen die δ innerhalb der Grenze der Beobachtungsfehler. Ferner sind die Abweichungen, insbesondere für die tiefen Temperaturen, hier erheblich kleiner, als sie sich unter der von Hrn. Beckmann gemachten Voraussetzung ergaben, wie dies nach dem Vorausgehenden zu erwarten war. Dagegen ist es vollkommen unmöglich, den Verlauf der Beobachtungen durch die Wien'sche Formel auch

nur angenähert darzustellen, wenn man der Constanten c_2 den Werth 14500 beilegt, welchen sie für kurze Wellen besitzt. Setzt man die Constante $c_1 = 2230.10^6$, $c_2 = 14500$, so werden wiederum für die beiden Temperaturen $\vartheta_1 = 291^0$ und $\vartheta_1 = 773^0$ die beobachteten und berechneten Werthe zur Uebereinstimmung gebracht, dagegen liegen die Differenzen δ für alle anderen ϑ_1 weit ausserhalb der Fehlergrenze und betragen in einem Falle mehr als 100 Proc., wie dies aus Tab. III ersichtlich ist. Dieselbe ist vollständig nach dem Muster der Tab. II eingerichtet.

Tabelle III.

ϑ_1	Φ_1	Φ_2	$\Phi_1 + 2\,\Phi_2$	Φ_0	δ
193	− 22,9	− 7,7	− 38,3	− 17,0	+21,3
291	0	0	—	—	—
373	+ 20,4	+ 5,7	+ 31,8	+ 21,5	−10,3
573	+ 62,5	+16,1	+ 94,7	+ 82,0	−12,7
773	+ 93,2	+22,9	+139,0	+139,0	—
873	+105,0	+25,6	+156,2	+164,0	+ 7,8

Wie bereits oben festgestellt wurde, wird man nicht annehmen dürfen, dass lediglich in der unmittelbaren Umgebung von $\lambda_1 = 24{,}0\,\mu$ und $\lambda_2 = 31{,}6\,\mu$ metallische Reflexion stattfindet, sondern es ist im höchsten Grade wahrscheinlich, dass auch in dem dazwischen liegenden Spectralgebiet hohe Werthe des Reflexionsvermögens vorkommen. Es sind somit die der Rechnung zu Grunde liegenden Voraussetzungen auch hier nicht genau zutreffend und man könnte vermuthen, dass diese Thatsache auf die berechneten Werthe, insbesondere aber auf die Grösse der Constanten c_2, von erheblichem Einfluss wäre. Es ist dies jedoch keineswegs der Fall, wovon man sich durch Rechnung leicht überzeugen kann. Nimmt man z. B. an, dass das Reflexionsvermögen einer Flussspathfläche von $\lambda_1 = 24{,}0\,\mu$ bis $\lambda_2 = 31{,}6\mu$ continuirlich bis auf den 1,2 fachen Werth anwächst, und berechnet unter dieser Voraussetzung die Abhängigkeit der von dem „schwarzen Körper" ausgesandten Reststrahlen von der Temperatur mit Hülfe des Wien'schen Gesetzes, so lässt sich, unter Beibehaltung der Constanten $c_2 = 26000$, den Beckmann'schen Beobachtungen ebenso vollkommen genügen, wie dies unter der Annahme zweier getrennter Streifen der Fall ist. Wählt man dagegen $c_2 = 14500$,

so ist auch in diesem Falle eine Darstellung der Beobachtungen durch die Wien'sche Formel völlig ausgeschlossen.

Die Erklärung für die Thatsache, dass die Art der Energievertheilung zwischen den Wellenlängen λ_1 und λ_2 so geringen Einfluss auf die Abhängigkeit der Emission dieser Reststrahlen von der Temperatur des „schwarzen Körpers" ausübt, liegt in dem bereits von Hrn. Beckmann betonten Satz, dass die isochromatischen Curven für sehr grosse Wellenlängen, welche von der dem Maximum der Energiecurve zugehörigen Wellenlänge weit entfernt sind, sich ihrer Form nach wenig voneinander unterscheiden und innerhalb kleinerer Spectralgebiete mit genügender Annäherung als ähnliche Curven behandelt werden dürfen.

Aus der Thatsache, dass die Beckmann'schen Beobachtungen für die Grösse c_2 der Wien'schen Isochromatic einen Werth von 26 000 erfordern, während zweifellos der Werth $c_2 = 14500$ in dem kurzwelligeren Theil des Spectrums der richtige ist, könnte man versucht sein, den Schluss zu ziehen, dass das Wien'sche Vertheilungsgesetz unter der Annahme $c_2 = 14500$ im äussersten Ultraroth zu vollkommen falschen Ergebnissen führen müsste. Bei einer näherrn Betrachtung der Wien'schen Formel ergiebt sich indessen, dass dieselbe auch dann noch Werthe liefert, welche sich von den richtigen nicht sehr unterscheiden. Differentiirt man nämlich den Ausdruck

$$J = \frac{1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda \vartheta}}$$

nach c_2 und dividirt gleichzeitig durch J, so folgt

$$\frac{dJ}{J} = -\frac{1}{\lambda \vartheta} dc_2,$$

d. h. die relative Aenderung von J ist bei einer absoluten Aenderung von c_2 um so kleiner, je grösser die Wellenlänge und je höher die Temperatur ist. So würde z. B. bei einer Vergrösserung der Constanten c_2 von 14 500 auf 26 000 für $\vartheta = 1000^0$ die Ordinate für $1\,\mu$ auf ca. $^1/_{12}$ ihres früheren Betrages reducirt werden, während bei $\lambda = 32^\mu$ nur eine Verringerung der Intensität um 36 Proc. eintritt. Bedenkt man ferner, dass die Intensität mit wachsender Wellenlänge jenseits des Energiemaximums sehr rasch abnimmt, so ist ersichtlich,

dass ein allmähliches Anwachsen der Grösse c_2 mit λ bei Beobachtung der Energievertheilung eines schwarzen Körpers von hoher Temperatur sich wenig bemerkbar machen wird. Auf einer Zeichnung, welche J als Function von λ für einen schwarzen Körper von 2000° darstellt, und deren Maximalordinate 1 m hoch ist, würde ein Anwachsen der Grösse c_2 von 14 500 auf 26 000, welches in dem Spectralgebiet zwischen $\lambda = 6\,\mu$ und $\lambda = 25\,\mu$ allmählich erfolgt, an keiner Stelle eine Verschiebung der Curve um mehr als 1 mm zur Folge haben. Bei $25\,\mu$ würde die durch Aenderung der Grösse c_2 von 14 500 auf 26 000 herbeigeführte Verminderung der Ordinate 23 Proc. betragen. Dies würde aber in dem von uns gewählten Maassstab weniger als 0,02 mm bedeuten.

Ich möchte zum Schluss noch eine eigenthümliche Beobachtung erwähnen, welche allerdings mit dem Inhalt der vorstehenden Untersuchung nur in sehr losem Zusammenhang steht. Es war schon früher beobachtet worden, dass sich der von dem Zugglas befreite Auer'sche Brenner als Strahlungsquelle für langwellige Wärmestrahlen sehr gut eignet.[1]) Ausser der beträchtlichen Grösse seiner strahlenden Fläche und der für die meisten Zwecke ausreichenden Constanz ist hierbei besonders seine verhältnissmässig geringe Gesammtemission, bez. sein relativ grosser Reichthum an Strahlen von sehr grosser Wellenlänge von Vortheil. Nach zweimaliger Reflexion der von dem Auerbrenner ausgehenden Gesammtstrahlung an Fluoritflächen erhält man bereits nahezu reine Reststrahlen, welchen nur noch etwa 4 Proc. kurzwellige Strahlung beigemischt ist.[2]) Nach dreimaliger Reflexion sind die Reststrahlen vollkommen rein und betragen ca. 1,7 Proc. der Gesammtstrahlung, während nach dem Wien'schen Gesetz für einen „schwarzen Körper" von der Temperatur des Auer'schen Glühstrumpfes (etwa 2000° abs.) jenseits der Wellenlänge $22\,\mu$, bei welcher die Energie in den Beugungsbildern der Reststrahlen noch sehr gering ist, überhaupt nur noch 0,039 Proc., für die durch dreifache Reflexion erzeugten Rest-

1) H. Rubens u. E. Aschkinass, l. c. p. 243.

2) Diese Verunreinigung kann durch Benutzung eines Klappschirmes aus Flussspath praktisch unwirksam gemacht werden (vgl. Wied. Ann. 64. p. 597. 1898).

strahlen sicher weniger als 0,015 Proc. der Gesammtstrahlung zu erwarten wären. Es kommt noch hinzu, dass von der Gesammtstrahlung des von mir benutzten Auer'schen Brenners nur 32 Proc. von dem Glühstrumpf selbst, dagegen 68 Proc. von der Flamme und der zur Stütze des Glühkörpers dienenden, heissen Halterstange herrührten, andererseits aber gingen über 80 Proc. der beobachteten Reststrahlen von dem Glühstrumpf selbst und weniger als 20 Proc. von den übrigen strahlenden Massen aus. Hiernach sendet der Auer'sche Glühstrumpf im Verhältniss zu seiner Gesammtemission von den Reststrahlen des Flussspath über 280 mal mehr aus, als dies von einem schwarzen Körper von gleicher Temperatur nach dem Wien'schen Gesetze zu erwarten wäre. Hierbei ist die Constante c_2 der Wien'schen Formel $= 14500$ angenommen. Setzt man für das jenseits $22\,\mu$ gelegene Spectralgebiet $c_2 = 26000$, so wird die Diskrepanz noch um 25 Proc. grösser.

Um mich davon zu überzeugen, dass man es hier mit einer Eigenthümlichkeit der Strahlungsquelle und nicht mit einem Versagen der Wien'schen Gleichung zu thun hat, habe ich das Verhältniss der Reststrahlung zur Gesammtstrahlung auch für einen „schwarzen Körper" bestimmt. Derselbe wurde mir von den Herren Prof. Lummer und Prof. Kurlbaum freundlichst zur Verfügung gestellt und ich ergreife gern die Gelegenheit, beiden Herren, insbesondere aber auch dem Hrn. Präsidenten Kohlrausch, für das mir stets bewiesene Entgegenkommen meinen besten Dank auszusprechen. — Das beobachtete Verhältniss der Intensitäten der Gesammtstrahlung und der durch dreimalige Reflexion erzeugten Reststrahlung ergab sich bei einer Temperatur des „schwarzen Körpers" von $\vartheta_1 = 1035^0$ abs. zu $\sigma = 610$. Nach der Wien'schen Formel berechnet sich das Intensitätsverhältniss der Gesammtemission und des jenseits der Wellenlänge $\lambda = 22\,\mu$ gelegenen Theiles derselben zu angenähert 240, was mit dem Resultat der Beobachtung jedenfalls der Grössenordnung nach übereinstimmt. Eine genauere Prüfung des Wien'schen Gesetzes kann allerdings an der Hand dieser Zahlen nicht vorgenommen werden.

Charlottenburg, Physikal. Inst. d. Techn. Hochschule,
August 1899.

(Eingegangen 1. September 1899.)