den von Neumann selbst gegebenen Ausdrücken der gewöhnlichen und totalen Reflexion der durchsichtigen Medien hinführt, so ist jede andere Annahme, (z. B. $\sigma = n_1^2/v^2$, $\sigma = n_1^2/(v^2 + q^2)$) bezüglich dieses Quotienten der beiden Aetherconstanten ausgeschlossen.

Bonn, im Mai 1884.

**XII. Experimentelle Bestimmung der Wellenlängen
im unsichtbaren prismatischen Spectrum;
von S. P. Langley.**

(Hierzu Taf. IX.)

Bei meinen Versuchen auf Mt. Whitney war ich auf eine bis dahin unbekannte dunkle Bande (Ω) gestossen, deren Ablenkung eine sehr grosse Wellenlänge andeutete. Es bot sich mir damals zur Bestimmung derselben eine der mehr oder weniger zuverlässige Extrapolationsformel dar. Die Cauchy'sche Formel ergab nun das unmögliche Resultat, dass ein Brechungsexponent, wie ich ihn gefunden hatte, bei diesem Prisma nicht möglich sei. Ich wurde dabei auf die grossen Fehler aufmerksam, zu denen die übliche Formel führt.

Jedes Prisma gibt eine verschiedene Darstellung des Spectrums, und wir können die Lage der einzelnen Linien mittelst des „normalen Spectrums“, d. h. der die Wellenlängen direct wiedergebenden Zeichnung bestimmen. Aus praktischen Gründen empfiehlt es sich, für den vorliegenden Zweck dieses normale Spectrum zu benutzen, während es sich z. B. für die Darstellung der Energie an den einzelnen Stellen des Spectrums empfehlen kann, dieselbe als Function der Schwingungszahl, oder des reciproken Werthes der Quadrate der Wellenlänge oder irgend einer anderen Function derselben darzustellen. Obgleich es scheinen könnte, dass wir des prismatischen Spectrums nicht mehr bedürfen, seitdem Rowland seine concaven Gitter construirt hat, so ist dies doch

nicht der Fall, einmal wegen des Uebereinandergreifens der Spectra und dann wegen der so geringen Wärmewirkungen bei Anwendung des Gitters. Könnten wir die Sonnenwärme statt zur Erwärmung zu chemischen Processen verwenden, so wäre ein grosser Vortheil gewonnen, indess erstrecken sich die photographischen Aufnahmen noch nicht über den oberen Theil des grossen infrarothten Gebietes. Das Bolometer kann, wenn es auch weniger empfindlich ist als die Camera, doch dazu dienen, die bestimmten Brechungsexponenten entsprechenden Wellenlängen zu ermitteln und so sichere experimentelle Daten zum Uebergang vom prismatischen Spectrum zum normalen zu gewinnen. Dass man diese so wünschenswerthen Daten bisher noch nicht erhalten hat, liegt an zwei Umständen. 1) Während die Messungen am besten durch vereinte Benutzung von Prisma und Gitter angestellt werden, so wird die Wärme, die schon an sich in den unteren Theilen des prismatischen Spectrums sehr gering ist, fast verschwindend (nur $\frac{1}{10}$), wenn sie auch noch das Gitter passiert ist. Ferner muss ein enger Spalt benutzt werden, um die Wärme zu bestimmen, denn ein breiter würde infolge der Compression des Infraroth durch das Prisma das ganze Gebiet umfassen, welches untersucht werden soll. 2) Wir müssen nicht nur ein Instrument haben, das empfindlicher als die gewöhnliche Thermosäule ist, sondern wir müssen auch eine Methode suchen, um den Punkt zu bestimmen, an dem die Messung vorgenommen wird, selbst wenn dieser Punkt unsichtbar ist.

Die mit dem im Folgenden beschriebenen Apparate erhaltenen Resultate können dazu dienen, für weit ausserhalb der sichtbaren Theile des Spectrums gelegene Regionen entweder eine empirische Formel aufzustellen und die ihr entsprechenden Constanten aufzusuchen, so dass sie innerhalb eines weiten Bereiches gültig ist, oder aber die Genauigkeit der Formeln von Cauchy und Redtenbacher u. a. zu prüfen. Diese, obgleich sie von theoretischer Basis auszugehen behaupten, stimmen doch in ihren Resultaten nur innerhalb der Grenzen des sichtbaren Spectrums, aus dem ihre Constanten ja abgeleitet sind, mit der Erfahrung über-

ein. Sie widersprechen einander, wie das Folgende zeigen wird, sobald sie auch noch für andere Gebiete gelten sollen.

Die erste Aufgabe war, das gegebene Spectrum, das nur für ein bestimmtes Prisma gilt, auf das Normalspectrum zu reduciren.

Die allgemeinen in der vorliegenden Abhandlung gewonnenen Resultate gelten nur für ein einzelnes Prisma. Dass sie nicht auch an anderen geprüft wurden, liegt an der grossen Schwierigkeit der Messungen, sie erforderten mehrere Monate für das eine Prisma, das von Adam Hilger in London hergestellt war.

Die erste Aufgabe war, die Ablenkungen der Strahlen durch das Prisma zu bestimmen, die bestimmten Wellenlängen zukommen, eine Aufgabe, die im sichtbaren Spectrum leicht, im Ultraroth äusserst schwierig ist.

Apparat zur Messung dunkler Wellenlängen.

Nach Vorversuchen mit dem Rutherford'schen Gitter benutzte ich ein Rowland'sches concaves mit einem Radius von 1,63 m Krümmung und einer wirkenden Oberfläche von 129 cm. Auf dem Millimeter enthält es 142 Linien, im ganzen 18050. Bei dieser grossen Oberfläche war das Spectrum selbst in den niedrigeren Wellenlängen heiss genug, um den Bolometerstreifen auch nach den verschiedenen Reflexionen mit Absorptionen noch zu afficiren.

Die Anordnung war im allgemeinen so, dass der Strahl zunächst auf das Gitter fiel und dann erst auf das Prisma, dass also die Wellenlänge als die bekannte, die Ablenkung als die unbekannte Grösse betrachtet wurde.

Fig. 1 stellt den endgültig angewandten Apparat schematisch dar und den Verlauf der Lichtstrahlen innerhalb desselben. Die von dem 300 mm grossen ebenen Spiegel des grossen Siderostaten kommenden Lichtstrahlen durchsetzen den Apparat und fallen auf einen Hohlspiegel von 180 mm Oeffnung bei *M*, um dann in einem Abstände von etwa 1,5 m in *S*₁ zu convergiren. In diesem Punkte befindet sich ein verticaler Schlitz, dessen Breite durch eine Schraube verändert werden kann; dabei bewegen sich beide Backen

gleichzeitig, sodass der Mittelpunkt stets an derselben Stelle bleibt. Dieser Schlitz ist gegen die grosse Hitze durch eine Eisenplatte geschützt, in die eine Oeffnung gebohrt ist,

Fig. 1.

welche nur wenig grösser als der Schlitz selbst bei seiner gewöhnlichen Breite ist. Jenseits S_1 divergiren die Strahlen und fallen auf das concave Gitter G . Gerade gegenüber diesem Gitter befindet sich ein zweiter Schlitz S_2 , ebenfalls doppeltwirkend, und der Apparat ist so angeordnet, dass die beiden Schlitze $S_1 S_2$ und das Gitter G stets auf der Peripherie eines Kreises vom Durchmesser von 1,63 m liegen. Wie daher auch die Schlitze gestellt sein mögen, stets entwirft das durch S_1 gehende Licht ein scharfes Spectrum auf S_2 . Ein sehr massiver Arm, der das Gitter, den Schlitz und das schwere Spectrometer trägt, bewegt sich um den Mittelpunkt des Kreises, sodass die relative Lage dieser Theile ungeändert bleibt. Der Schlitz S_2 wird automatisch dem Gitter diametral gegenüber und auf der Normale zu dessen Mittelpunkt erhalten. Der Schlitz S_2 ist der Schlitz des Spectrobolometers, das mit denselben Nebenvorrichtungen versehen ist, wie wenn man das sichtbare Spectrum zeichnen will, nur dass jetzt einfache Collimator- und Objectivlinsen angewendet werden, die aus demselben diathermanen Glase wie das Prisma angefertigt sind. Ocular und Bolometer kann man vertauschen.¹⁾

Mittelst des Oculars und des getheilten Kreises kann man die Ablenkung und daher auch den Brechungsexponenten der Strahlen, die durch den Schlitz hindurgehen, bestimmen, wenn sie sichtbar sind. Sind sie unsichtbar, so erhält man ihre Wellenlängen aus den superponirten sichtbaren Strahlen, während ihre Ablenkung sich mittelst des in B aufgestellten Bolometers bestimmen lässt, vorausgesetzt, dass sie eine hinlängliche Energie besitzen. Bei dieser Methode müssen alle unsichtbaren Strahlen, deren Wellenlängen n mal so gross sind, wie die eines sichtbaren Strahles, zugleich durch den Schlitz und das Prisma gehen, welches letzteres dann die Strahlen der verschiedenen Spectra auseinander legt; man kann dann den Brechungsexponenten durch die Beobachtung bestimmen, für die sichtbaren mit dem Auge, für die unsichtbaren mit dem Bolometer.

1) Der Apparat ist stets automatisch im Minimum der Ablenkung. Wied. Ann. 19. p. 930.

Als bei einem Versuche am 18. Juni 1882 die Fraunhofer'sche Linie *D* des dritten Spectrums auf den Spalt fiel, traten durch denselben auch noch Strahlen der in Fig. 2 angegebenen Wellenlängen.

$\lambda = 0,589\mu$ (3. Spectrum sichtbar), $\lambda = 1,178$ (2. Spectrum unsichtbar),
 $\lambda = 1,767$ (1. Spectrum unsichtbar).

Nach Entfernung des Prismas und Aufstellung des Teleskopes wurde ein Bild des Spaltes von S_2 in dem Focus der Objectivlinse entworfen und mit dem Bolometer geprüft, dessen Vorderfläche von einem Schirm mit einem Schlitz von 2 mm Durchmesser bedeckt war.

Fig. 2.

Die Wärme dieses Bildes bewirkte eine Ablenkung des Galvanometers um 30 Theilstriche. Das Prisma wurde darauf wieder an seine Stelle gebracht und auf das Minimum der Ablenkung eingestellt; das Bild des Schlitzes zerfiel dann in drei einfache Bilder. Von diesen drei Bildern war nur das erste sichtbar, die Lage der anderen musste mit dem Bolometer bestimmt werden. Nach der Briot'schen Formel hätte die Ablenkung des äussersten $45^\circ 21'$ sein müssen. Genauere Versuche in dieser Gegend ergaben bei den Ablenkungen *A* der Galvanometerausschläge *B*.

λ	α	n	λ	α	n
$1,010\mu \pm 0,0053$	$46^\circ 12'$	1,5654	$1,767\mu \pm 0,0094$	$45^\circ 08'$	1,5549
$1,200 \pm 0,0069$	45 54	1,5625	$2,090 \pm 0,0104$	44 45	1,5511
$1,658 \pm 0,0091$	45 16	1,5562	$2,356 \pm 0,0110$	44 25	1,5478

Hiernach entspricht die maximale Erwärmung einer Ablenkung von $A = 45^\circ 10'$ und einer Wellenlänge von $1,767\mu$. Aus einer Reihe von weiteren Messungen ergab sich als Mittel $A = 45^\circ 08'$ entsprechend einem Brechungsindex von 1,5549. In analoger Weise werden die folgenden zusammengestellten Werthe von λ und n gewonnen. Schon oben haben wir angeführt, dass diese Arbeit infolge der geringen

Wärmemengen eine höchst mühevoll war und drei Monate in Anspruch nahm.

Trägt man die oben erhaltenen Resultate graphisch auf und führt eine Curve durch dieselben, so erhält man die „beobachtete“ Curve, die n als Function von λ darstellt. (Die untere Curve in Taf. IX.)

An der Hand dieser Resultate können wir die Genauigkeit der verschiedenen Formeln prüfen, welche die Brechungsexponenten mit der Wellenlänge verknüpfen.

Die folgende Tabelle enthält die beobachteten Brechungsexponenten und die zugehörigen Wellenlängen im sichtbaren Spectrum des Hilger'schen Prismas. Die Linie O wurde mit einem Soret'schen fluorescirenden Ocular gemessen; ihre Wellenlänge ist Cornu's Angaben entnommen.

Linie	λ	d	n
A	0,76009 μ	46° 49' 05''	1,5714
C	0,65618	47 15 45	1,5757
D_1	0,58890	47 41 15	1,5798
b_4	0,51667	48 21 05	1,5862
F	0,48606	48 44 15	1,5899
H_1	0,39679	50 34 05	1,6070
O	0,34400	53 43 00	1,6266

Die einfachste und am meisten benutzte Formel ist die von Cauchy:

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}.$$

Dieselbe enthält drei Unbekannte. Dieselben wurden aus den Werthen für A, D, H bestimmt und ergaben:

$$a = 1,5593, \quad b = 0,006\,775, \quad c = 0,000\,113\,7.$$

Mit diesen Constanten gibt sie die Beobachtungen in dem sichtbaren Theile des Spectrums befriedigend wieder. Dies ist nicht mehr der Fall in dem Infrarothe. Da b und c beide positiv sind, so ist der kleinste Werth, den n annehmen kann, $a = 1,5593$, entsprechend einer Ablenkung von 45° 35'. Die Bolometermessungen zeigen aber, dass sich in diesem Prisma das Sonnenspectrum auch noch nach der Absorption in den verschiedenen durchgesetzten Medien bis zu 45° erstreckt, und dass, wenn wir es nicht noch weiter verfolgen können,

dies daran liegt, dass die Wärme durch einen Bestandtheil der Atmosphäre absorbirt wird. Demnach gibt die Cauchy'sche Formel im Ultraroth irrige Resultate und darf nach derselben durchaus nicht extrapolirt werden.

Redtenbacher schlägt die Formel vor:

$$\frac{1}{n^2} = a + b\lambda^2 + \frac{c}{\lambda^2}.$$

Unter Zugrundelegung der Bestimmungen für die obigen Linien geht dieselbe über in:

$$\frac{1}{n^2} = 0,412\,297 - 0,000\,937\,11\lambda^2 - \frac{0,003\,922\,0}{\lambda^2}.$$

Die ihr entsprechende Curve enthält einen Minimumpunkt für $n = 1,5647$ oder für $\lambda = 1,430$. Für jeden Werth von n grösser als 1,5647 hätte man also zwei reelle Werthe von λ . Briot hat weiter eine von Mouton bestätigte Formel aufgestellt:

$$\frac{1}{n^2} = a + b\left(\frac{n^2}{\lambda^2}\right) + c\left(\frac{n^4}{\lambda^4}\right) + h\left(\frac{\lambda^2}{n^2}\right).$$

Aus den Beobachtungen für die Linien *A, C, F, H* hat Hr. Prof. M. B. Goff freundlichst für mich die folgenden Werthe abgeleitet:

$$a = 0,41028, \quad b = -0,001\,349\,5, \quad c = -0,000\,003\,379, \\ h = +0,002\,232\,9.$$

Eine hieraus abgeleitete Curve ist zusammen mit denen, welche die von Cauchy und Redtenbacher abgeleitete wiedergibt, auf Taf. IX gezeichnet. Aus den Zeichnungen lassen sich ohne weiteres die Abweichungen von diesen Formeln erkennen, welche in der folgenden Tabelle (p. 606) enthalten sind.

Von allen schliesst sich die Briot'sche am vollkommensten den Erfahrungen an, und sie diente dazu, um proviso-rische Zeichnungen des normalen Spectrums nach dem prismatischen zu entwerfen, ehe der eben besprochene Apparat zur Bestimmung der Wellenlängen der unsichtbaren Strahlen durch directe Messung vollendet war.

Offenbar müssen wir aus den Zahlen in der Tabelle p. 603 und aus der Curve auf Taf. IX, die sie wieder gibt, schliessen, dass wir in Wirklichkeit keine Grenze des infrarothern pris-

n beob.	beob. λ	Wellenlängen abgeleitet nach							
		Briot		Cauchy		Redtenbacher			
		Werth	Fehler	Werth	Fehler	Werth	Fehler	Werth	Fehler
1,5714	0,760	0,760	0,000	0,760	0,000	0,760	0,000	—	—
1,5697	0,815	0,815	0,000	0,818	0,003	0,820	0,005	—	—
1,5687	0,850	0,850	0,000	0,853	0,003	0,862	0,012	—	—
1,5678	0,890	0,891	0,001	0,900	0,010	0,915	0,025	2,230	1,340
1,5674	0,910	0,911	0,001	0,920	0,010	0,941	0,031	2,170	1,260
1,5668	0,940	0,942	0,002	0,960	0,020	0,990	0,050	2,060	1,120
1,5636	1,130	1,170	0,040	1,270	0,140	imaginär		imaginär	
1,5616	1,270	1,336	0,066	1,730	0,460	—	—	—	—
1,5604	1,360	1,450	0,090	2,460	1,100	—	—	—	—
1,5576	1,540	1,750	0,210	unmöglich		—	—	—	—
1,5572	1,580	1,800	0,220	—	—	—	—	—	—
1,5544	1,810	2,105	0,295	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,5535	1,870	2,260	0,390	—	—	—	—	—	—
1,5520	1,980	2,460	0,480	—	—	—	—	—	—
1,5515	2,030	2,524	0,494	—	—	—	—	—	—

matischen Spectrums angeben können. Die Curve nähert sich nicht nur nicht asymptotisch der Abscissenaxe, wie es die Cauchy'sche Theorie verlangt, sondern scheint vielmehr, soweit wir es verfolgen können, mit einer geraden Linie zusammenzufallen, welche die Axe unter einem bestimmten endlichen Winkel schneidet, und zwar, wenn wir den Coordinatenanfangspunkt nach $n = 1$ legen, in einem grossen Abstand von diesem.

Da wir die grosse Gefahr von Extrapolationen in den obigen Beispielen kennen gelernt haben, so wollen wir nur noch die Bemerkung machen, dass bei unserem Prisma die Ablenkungen innerhalb der Beobachtungsgrenzen mit abnehmender Ablenkung mehr und mehr den Wellenlängen proportional werden.

Die angenäherte Grenze des Sonnenspectrums des Hilger'schen Prismas liegt bei $n = 1,5435$; es entspricht dies nach Briot's Formel nahezu $3,4\mu$; aber nach unseren bolometrischen Messungen einer Wellenlänge von $2,8\mu$.

Für diesen Punkt ergibt aber die Cauchy'sche Formel unmögliche, die Redtenbacher'sche imaginäre Werthe.

Wellenlängen der kalten Linien im ultrarothern Spectrum.

Von meinen Vorgängern und von mir sind folgende Werthe von kalten Banden im Infraroth beobachtet worden:

(0,815) nahe an der äussersten Grenze des Sichtbaren scheint mit Abney's Z und Draper's α zu coincidiren.

(0,85) stimmt offenbar mit Abney's 0,8540.

(0,89) eine unansehnliche Linie. Abney hat hier eine dicke Linie, entspricht möglicherweise Draper's β .

(0,91) unansehnlich, vielleicht ein Theil von Draper's β .

(0,94) sehr dicke Linie, gibt die äusserste Grenze von Draper's Untersuchungen an und scheint mit der letzten bestimmten Lücke in Lamansky's Curve zusammenzufallen. Nach den Beobachtungen in Allegheny scheint sie tellurischen Ursprungs zu sein.

(1,26) unansehnliche Linie.

(1,35—1,37) sehr hervorragende Bande, fast absolut kalt und schwarz. Sie ist so breit und diffus, dass es schwer hält, ihre Grenzen zu bestimmen. Der kälteste Theil scheint aber eine Wellenlänge von 1,36—1,37 zu haben, (die Beobachtungen Allegheny machen es wahrscheinlich, dass sie tellurischen Ursprungs sei), vielleicht das ψ auf Abney's Zeichnungen. Es scheint die äusserste Grenze früherer Untersuchungen zu bilden.

Neu entdeckte Linien und kalte Banden.

(1,55 und 1,59) unansehnliche Linien. (1,81 bis 1,87) grosse kalte Bande. Zuerst auf Mount Whitney entdeckt, wahrscheinlich tellurischen Ursprungs. Es ist dies nicht die äusserste Linie, ich habe sie aber mit Ω bezeichnet, weil sie die letzte sichtbare Unterbrechung in der Energiecurve darstellt. (1,98—2,04) schwache, aber bestimmte Linien. Die letzte entdeckt mit dem Bolometer. Das beobachtbare Sonnenspectrum dehnt sich aber sicher bis zu einer Wellenlänge 2,70 aus.

Vertheilung der Energie in dem normalen Spectrum.

Die Curve $n = \varphi(\lambda)$ auf der Taf. IX gestattet uns, eine Wellenlängenscala an der Zeichnung des prismatischen Spectrums ohne Extrapolation innerhalb des ganzen Bereiches unserer Beobachtungen anzubringen. Wir können ferner

eine Zeichnung construiren, bei der die Wellenlängen als Abscissen dienen.

Ausgehend von der Curve, welche die Energievertheilung in dem prismatischen Spectrum darstellt, und dem Satz, dass in dem Intervall zwischen zwei Wellenlängen offenbar in dem prismatischen und dem normalen Spectrum dieselbe Energiemenge enthalten sein muss, habe ich die Energiecurve für das normale Spectrum construirt. Die gesammte Energie zwischen den beiden Wellenlängen ist durch die Fläche gegeben, welche von den den beiden Grenzwellenlängen entsprechenden Ordinaten der Energiecurve, dem

Fig. 3.

Stücke der letzteren zwischen ihnen und der Abscissenaxe begrenzt wird.

Wir tragen auf einer Linie *AB* (Fig. 3) eine passende Länge ab und theilen sie in gleiche Theile, um die normale

Wellenlängenscala darzustellen. Auf einer zu *AB* senkrechten Linie tragen

wir dieselbe Länge ab und theilen sie in dieselbe Anzahl Theile, deren Länge aber dem Gesetz der Dispersion des Prismas entspricht. Dann errichten wir Ordinaten in den Theilungspunkten und bezeichnen sie mit den zugehörigen Wellenlängen, indem wir mit den beiden Linien an den Enden, wo sie am nächsten aneinander liegen, beginnen, wie in der Figur, wo fünf Ordinaten angegeben sind. Durch die Schnittpunkte der entsprechenden Ordinaten ziehen wir die Curve *EF* und über *CD* zeichnen wir die Curve, welche

die Vertheilung der Energie in dem prismatischen Spectrum angibt. Das geschieht in folgender Weise.

Es sei a Fig. 4 ein sehr kleines Wellenlängenintervall auf der prismatischen Scala, c dasselbe Intervall auf der normalen Scala, b und d seien die mittleren Höhen der Energiecurven über diesen beiden Intervallen, der schattirte Theil der Figur stellt daher den Theil der Gesamtfläche dar, welcher zwischen diesen Grenzen gelegt ist. ef ist ein Theil der Curve EF (Fig. 3). Dann ist nach der Bedingung für die Transformation:

$$cd = ab, \text{ also: } b:d = c:a.$$

Aus geometrischen Betrachtungen folgt:

$$c:a = 1:\operatorname{tg} \varphi.$$

Hier ist φ der Winkel, welchen die Sehne ef , die die Schnittpunkte zweier Ordinatenpaare verbindet, mit AB macht. Demnach ist:

$$bd = 1:\operatorname{tg} \varphi, \text{ also: } d = 1:\operatorname{tg} \varphi.$$

Sind nun a und c unendlich klein, so sind b und d die Ordinaten der prismatischen und normalen Energiecurve für eine bestimmte Wellenlänge, und φ ist der Winkel, welchen die Tangente an EF an ihrem Schnittpunkte, bildet. Wollen wir demnach die Höhe der normalen Curve für eine gegebene Wellenlänge finden, so müssen wir die entsprechende Ordinate der primatischen Curve mit $\operatorname{tg} \varphi$ multipliciren.

Eine solche Construction wurde auf die prismatische Energiecurve des Hilger'schen Prismas angewandt. Die wirkliche normale Energiecurve mit allen ihren Inflexionen, Maximis und Minimis lässt sich leicht nach dieser (punktirten) Grenzcurve der normalen¹⁾ Energie zeichnen, da die Theile der Ordinate der letzteren oberhalb und unterhalb

Fig. 4.

1) Wied. Ann. 19. p. 394. 1883. Wo indessen die Maximalordinate der normalen Curve infolge eines Irrthums in der Zeichnung nicht genau in ihrer richtigen Lage bei $\lambda = 0,55$ angegeben ist.

ihrer Schnittpunkte mit der ersteren unregelmässigen Curve sich zu einander verhalten, wie in dem prismatischen Spectrum.

Wollen wir die Vertheilung der Energie nach irgend einer anderen Scala auftragen, etwa so, dass die Abscissen proportional den Schwingungszeiten sind, so kann dies leicht geschehen.

Wir haben in diesem Falle nur $1/\lambda$ als Abscissen zu nehmen und (indem wir beachten, dass jetzt $y = 1/\lambda$, $dy/d\lambda = -1/\lambda^2$ ist) als multiplicirenden Factor $1/\lambda^2$ zu benutzen, um die Höhe der Ordinate in jedem Falle zu erhalten. Soll die Länge der neuen Energiecurve zwischen der Grenzverticalen, die jetzt die Reciproken der Wellenlängen darstellen, dieselbe sein wie die der alten, so müssen wir einen constanten Multiplicator einführen, indem wir die Gleichung der interpolirenden Curve $y = n/\lambda$ schreiben, sodass der multiplicirende Factor $-n/\lambda^2$ wird. In der Zeichnung bezeichnet Curve *A* (Fig. 5_A) die Vertheilung der Sonnenenergie nach der Absorption in unserer Atmosphäre nach der normalen Scala, Curve *B* (Fig. 5_B) gibt dieselbe Vertheilung entsprechend den Schwingungszeiten. Die Gleichung der interpolirenden Curve ist $x = 1/\lambda$. Curve *C* (Fig. 5_C) gibt die Vertheilung entsprechend $x = \log \lambda$.

Curve *D* ($y = C$) (Fig. 5_D) unterscheidet sich wesentlich von einer der vorhergehenden, und ist ihre Zugrundelegung bisher noch nicht vorgeschlagen worden. Hierbei ist die Grenzcurve eine gerade Linie parallel zur *X*-Axe.

Bei derselben treten die kalten Banden nicht gut hervor; wenn wir aber die allgemeine Vertheilung der Energie betrachten, so finden wir, dass die Curve *D* nicht nur dem conventionellen Charakter der Methoden, welche diese Vertheilung darstellen, erläutert, sondern sie hat auch noch einen praktischen Nutzen. Es ist ohne weiteres klar, dass bei ihr die Gesamtenergie zwischen irgend zwei Wellenlängen direct proportional ist dem Abstand zwischen ihren Ordinaten, gemessen auf der *X*-Axe. Wenn wir z. B. das Verhältniss von der unsichtbaren zu der sichtbaren Wärme bestimmen, so genügt dazu ein Blick auf die Curve *D*.

A. B. Schmitt D-I

Fig. 5A bis D.

Bei den obigen Untersuchungen bin ich aufs ausgiebigste von dem Hrn. J. E. Keeler unterstützt worden.¹⁾

Die Wellenlängen, welche Hr. H. Becquerel der Bande an den Grenzen seiner Untersuchung bei 1,460—1,480 ertheilt, scheint mir zu gross zu sein, da diese Grenze der Bande entspricht, deren Wellenlänge bei 1,36—1,37 meiner Zeichnung liegt, und die ich in dem Comptes rendus 11. Sept. 1882 veröffentlichte. Ich halte meine Bestimmungen gegenüber den seinen auch jetzt noch aufrecht.

**XIII. Vorlesungsversuche über die Beziehung
zwischen dem durch Reflexion und dem durch
Brechung erzeugten polarisirten Licht;
von G. Krebs.**

(Hierzu Taf. VII Fig. 13 -16.)

In den Lehrbüchern der Physik, selbst in den grösseren, findet man keinen einfachen Versuch, durch welchen nachgewiesen wird, dass wenn gewöhnliche Lichtstrahlen unter dem Polarisationswinkel auf einen durchsichtigen Körper fallen, der reflectirte Theil senkrecht zu dem gebrochenen polarisirt ist. Wohl lässt man bereits polarisirtes Licht auf eine Glasplattensäule fallen und zeigt, dass dasselbe in der einen Stellung der polarisirenden Vorrichtungen reflectirt und in der dazu senkrechten durchgelassen werde.

Es ist übrigens leicht, Versuche anzugeben, welche zeigen, dass, wenn gewöhnliches Licht auf einen durchsichtigen Körper, etwa auf eine Glasplattensäule fällt, der reflectirte Theil senkrecht zum durchgelassenen polarisirt sei.

1. Man legt unter eine Glasplattensäule, welcher man die bekannte geneigte Stellung gegeben (und etwa auf den Nörremberg'schen Polarisationsapparat gesetzt hat), einen Pappdeckelstreifen *ab* (Fig. 13 und 14); derselbe ist mit Papier überzogen, welches in der Mitte ein weisses Quadrat von 1—2 cm Seite hat, sonst aber mit Tusche geschwärzt ist. Sieht man von vorn in die Glasplattensäule hinein, so erblickt das Bild des weissen Quadrates, und ebenso sieht man

¹⁾ Während der obige Artikel gedruckt wurde, ist ein Artikel von Hrn. H. Becquerel in den Ann. de chim. et de phys. erschienen.