V. *Bolometrische Untersuchungen im Gitterspectrum; von F. Paschen.*

(Hierzu Taf. I Fig. 1–9.)

Das ursprüngliche Ziel meiner Arbeit war die bolometrische Ausmessung der normalen Spectra glühender fester Körper. Die Kenntniss der Spectra fester Körper ist von Langley sehr erweitert worden. Dieser Forscher hat mit dem Steinsalzprisma solche Spectren entworfen und die entsprechenden Energiecurven veröffentlicht.¹⁾ Aber seine Curven stellen keine normalen Spectren dar. Die Umrechnung mit Hülfe der Dispersionscurve des Steinsalzes ist mit grossen Unsicherheiten behaftet. Sie erscheint vielfach nicht lohnend, weil Langley's Angaben doch z. B. für 300° sehr untereinander differiren. Es kommt noch die Absorption durch die Substanz des Prisma und der Linsen und die Reflexion an deren Flächen hinzu, welche nicht immer gleich bleibt, da der Incidenzwinkel der Strahlung für das Prisma sich ändert. Ferner ist es nicht möglich, im Ultraroth eine Focusdifferenz zu vermeiden, wenn man mit Linsen das Spectrum entwirft. Die hierdurch entstehenden Fehler können viel ausmachen. Die Curven für 178°, 100° und 0° stellte Langley nach der normalen Scala dar, musste aber dazu die Dispersionscurve des Steinsalzes viel weiter extrapoliren, als es statthaft ist.²⁾ Neuere theoretische Abhandlungen über diesen Gegenstand zeigen, dass in der That die Langley'schen Messungen als Grundlage für theoretische Schlüsse nicht genügen, und dass es wünschenswerth ist, diesen wichtigen Gegenstand mit grösserer Genauigkeit zu behandeln. Mit dem Beugungsgitter hat Langley nur die Strahlung der Sonne und des electrischen Kohlebogens untersucht. Desains und Curie³⁾ haben mit einem Gitter die Strahlung berussten Kupfers von 300° und 150° C. und diejenige glühenden Platins untersucht. Aber ihre Dispersion

1) Langley, Ann. de chim. et de phys. VI. 9. p. 433. 1886.

2) H. Rubens u. B. W. Snow, Wied. Ann. 46. p. 536. 1892.

3) Desains u. Curie, Compt. rend. 90. p. 1506. 1880.

war viel zu gering ($\frac{1}{8}$ mm Gitterconstante) im Verhältniss zur Breite ihrer Thermosäule, als dass sie brauchbare Resultate hätten finden können.

Wesentlich bessere Resultate schienen in Aussicht, wenn es gelang, diese Messungen mit einem der vorzüglichen Rowland'schen Reflexionsgitter zu machen.

Mir stand ein Plangitter aus Spiegelmetall zur Verfügung. Es hält 568 Striche auf 1 mm und ist 42 mm breit. Mit einem ähnlichen Exemplar hat Langley das Sonnenspectrum durchforscht. Mit dem gleichen Gitter hat F. Kurlbaum¹⁾ absolute Wellenlängen gemessen. Ich habe ferner bolometrische Apparate, welche erheblich empfindlicher, als diejenigen Langley's sind. Mit diesen Hilfsmitteln wollte ich bei einer 20 bis 100 mal grösseren Dispersion, als unter Benutzung des Prisma das normale Spectrum glühender fester Körper festlegen.

Mein Ziel habe ich nicht erreichen können. Der Grund war unerwartet und liegt an einem eigenthümlichen Verhalten des Gitters.

Ich erhielt mit dem obigen Gitter eine mit merkwürdigen Discontinuitäten behaftete Energiecurve. Die Abweichungen vom continuirlichen Verlaufe waren so erheblich, dass ich grobe Versehen in der Anordnung vermuthete. Allein es hat sich herausgestellt, dass das Gitter die Ursache ist, dass andere Gitter andere Curven ergeben, jede mit anderen eigenthümlichen Discontinuitäten behaftet, und dass es unmöglich ist, mit dem Gitter den genannten Gegenstand zu behandeln. Trotzdem habe ich einige Messungen bei verschiedenen Temperaturen mit zwei Gittern gemacht und will zuletzt auch diese Resultate mittheilen, einmal, weil man an den Curven eine ganz anschauliche Veränderung der Intensitätsvertheilung im Spectrum mit wachsender Temperatur sieht, zweitens, weil meine Curven sich auf Temperaturen von 500 bis 1400° beziehen, während Langley's Zeichnungen die Temperaturen 0° bis 815° umfassen.

Ich beginne zunächst mit der Beschreibung meiner Apparate, und zwar in der Weise, wie ich sie zu der ursprünglich beabsichtigten Untersuchung verwandte.

1) F. Kurlbaum, Wied. Ann. **33**, p. 159. 1888.

Die Spectralanordnung

ist derjenigen ähnlich, welche Hr. E. Pringsheim¹⁾ beschrieben hat. Ein silberner Hohlspiegel S_1 (Fig. 1) von 20 cm Brennweite und 10 cm Oeffnung macht die den Spalt s durchsetzenden Strahlen möglichst parallel und sendet sie zum Gitter G . Ein zweiter gleicher Hohlspiegel S_2 vereinigt die zu ihm gelangenden Strahlen zu einem Stück scharfen Spectrums. In der Mitte des scharfen Theiles befindet sich der Streif des Bolometer B . Alles ist fest in einer Kiste aufgestellt, an deren einer Wand sich der Spalt befindet. Die Lichtquellen bleiben draussen. Die Kiste ist inwendig geschwärzt. Ausserdem verhüten geeignet angebrachte Blenden und Spiegel, dass diffuses Licht zum Bolometer gelangt. Die Kiste lässt sich ganz verhüllen. Der Winkel δ war so klein bemessen, wie möglich. Er betrug meistens ca. 29° . Die Anordnung ist am günstigsten zur Ausmessung desjenigen Spectrums, welches über den Bolometerstreif wandert, wenn das Gitter in der Pfeilrichtung gedreht wird.

Die Strahlung ist zwei Silberreflexionen und einer Reflexion vom Gittermetall unterworfen. Ausserdem wird sie durch die nicht bekannte selective Absorptionsfähigkeit des berussten Bolometerstreifs modificirt. Das Gitter steht auf dem drehbaren Tisch eines Spectralapparates von Schmidt & Häntsch. Die Drehungen lassen sich auf $5''$ genau an dem von Wanschaff verfertigten Theilkreis ablesen. Sie bewirken, dass immer neue Spectralpartien den Bolometerstreif bedecken, um ihre Energie kund zu thun. Die Zurückführung der Spectrometereinstellungen auf Wellenlängenmaass geschieht durch Linienspectra. Diese Spectra dienen zugleich zur Beurtheilung, ob das in der Ebene des Bolometerstreifs abgebildete Spectrum genügend scharf ist. Offenbar fällt bei dieser Anordnung ein mit der Neigung der Gitterebene variabler Strahlungsbetrag auf das Gitter. Ferner bedecken den Streif des Bolometers nicht immer eine gleiche Zahl Wellenlängen. Für beides werden an den Galvanometerablenkungen Correctionen angebracht.

1) E. Pringsheim, Wied. Ann. 18. p. 32. 1883.

Strahlungs-Messapparate.

Wegen der im Vergleich zum Prismenspectrum sehr geringen Intensität des Gitterspectrum war die Empfindlichkeit des Thermo-Apparates auf das Aeusserste zu treiben, welches möglich ist. Hr. C. V. Boys hat in neuerer Zeit das „Radiomikrometer erfunden.¹⁾ Es ist ein Kreis, gebildet aus zwei verschiedenen Metallen und in einem Magnetfelde aufgehängt. Die eine Löthstelle des Kreises wird bestrahlt und gibt zu einem Thermostrom Veranlassung, der den Kreis im Magnetfelde dreht. Das diesem Instrument von seinem Erfinder gespendete Lob veranlasste mich, es zu versuchen. Ich habe mich lange bemüht, es empfindlicher herzustellen, aber es ist mir nicht gelungen, die von Boys in seiner Arbeit über Mond- und Sternenstrahlung²⁾ mit seinem „besten“ Thermobügel erreichte Empfindlichkeit um mehr, als das dreifache zu übertreffen. Da diese Empfindlichkeit die der Langley'schen Bolometer immerhin übertrifft, und das Instrument äusserst bequem und sicher arbeitet, will ich Angaben über meine Erfahrungen mit ihm machen.

Als Metalle dienen am besten³⁾ 1. 10 Th. Bi + 1 Th Sb. 2. Sb und Cd in gleichen Aequivalenten. Diese Legirungen giesst man zu kleinen, recht leichten Stäbchen, etwa 0,3 mm dick, 0,5 mm breit und 4 bis 5 mm lang. Man löthet sie ohne jedes weitere Loth je an eine Fläche eines 0,5 mm breiten, 0,03 mm dicken und einige Millimeter langen Silberstreifs, sodass die Löthstellen einander gegenüberstehen. Zum Löthen erhitzt man das Silber und drückt das Metall sanft darauf. Bei einer gewissen Temperatur schmilzt das Metall und haftet beim Erkalten fest am Silber. Der unten herausragende Silberstreif *L* (Fig. 2) bildet das Loth. Als oberer Bügel dient ein leichter Silberdraht, den man beliebig löthen kann; doch legt man seine Löthstellen an die Innenseite der Metalle bei *a*, sodass sie einander möglichst nahe sind. Der fertige Kreis hat die Fig. 2 gezeichnete Form und trägt oben genau über dem Silberstreif ein Glasstäbchen *G* mit einem Spiegel *S*. An dem

1) C. V. Boys, Phil. Trans. **180**. p. 159—186. 1889.

2) C. V. Boys, Proc. Roy. Soc. London. **47**. p. 480—499. 1890.

3) E. Becquerel, Ann. de chem. et de phys. [4] **8**. p. 389. 1866.

Spiegel wird der Quarzfaden Q angekittet, sodass das Silberstreifchen genau in der Verlängerung des Fadens hängt und sich bei einer Drehung um seine Mittellinie dreht. Das Ganze hängt in der centralen Bohrung eines dicken Kupferblockes, der seitlich eine Oeffnung zum Eintritt der Strahlung hat. Hier sind Langley'sche Diaphragmen angebracht. Die Strahlung fällt auf die eine berusste Fläche des Silberstreifs, der hierzu geeignet gebogen und bis zur Löthstelle von den Oeffnungen aus sichtbar ist. Der Kupferblock setzt sich oben in eine Kupferröhre fort, die ein Fenster für den Spiegel hat. Der Quarzfaden ist oben an einen Torsionskopf gekittet. Das Ganze steht auf einem Horizont. Die Polschuhe eines horizontal gelegten Hufeisenmagnets werden zwei gegenüberliegenden Seitenflächen des Kupferblockes genähert. Entweder so, oder durch einen ähnlich angeordneten Electromagneten lässt sich die Intensität des magnetischen Feldes im Kupferblock verändern.

Im allgemeinen wird ein so hergestelltes Instrument zunächst noch eine sehr geringe Empfindlichkeit haben. Der Kreis hat eine geringe Schwingungsdauer, und seine Einstellung im magnetischen Felde ist nicht durch die Torsionslosigkeit des Fadens bedingt. Das paramagnetische oder diamagnetische Verhalten der Materialien, aus denen der Kreis besteht, bedingt die Ruhelage des Systems und gibt die Richtkraft. Man beweist dies leicht, indem man den Kreis durchschneidet, um einen Thermostrom auszuschliessen. Es gibt nun für jeden Kreis ein magnetisches Feld von bestimmter Stärke, in welchem er am empfindlichsten ist. Diejenigen Kreise, welche erst in starken magnetischen Feldern eine kleine Schwingungsdauer haben, sind offenbar die besseren. Genügend eisenfreie Metalle erhielt ich durch wiederholtes Umschmelzen der Legirungen und electrolytische Herstellung des Silbers. Aber weniger diamagnetische und daher bessere Kreise entstehen, wenn man als Bügel einen Silberdraht nimmt, der durch ein Zieheisen gegangen ist. Es ist mir trotz vieler Mühe nicht gelungen, und dürfte unmöglich sein, einen magnetisch indifferenten Kreis herzustellen. Hierin vor allem liegt das Hinderniss, das Instrument empfindlicher zu machen. Je geringer seine Masse, um so besser ist der Kreis. Man macht ihn schmal, damit er

mit allen seinen Theilen in einem gleichmässigen magnetischen Felde hängt. Unter etwa 50 Kreisen, die ich im Laufe der Versuche anfertigte, waren etwa zehn brauchbar und nur zwei, welche den besten der von Boys hergestellten um das dreifache¹⁾ an Empfindlichkeit überragte. Diese zwei waren in nahe demselben magnetischen Felde am empfindlichsten, hatten in ihm eine Schwingungsdauer von 40'' und gaben bei 2 m Scalenentfernung für die Strahlung einer 6 m entfernten Stearin-kerze einen Ausschlag von 60 bis 70 mm Scalentheilen.

Das Instrument hat folgende Nachtheile: 1. Ist es an einen festen Aufstellungsplatz gebunden. 2. Lässt man die Löthstelle bestrahlen, so nimmt diese wie bei der Thermosäule die Temperaturerhöhung nur langsam an, weil die zu erwärmende Masse viel zu gross im Verhältniss zur bestrahlten Oberfläche ist. Lässt man aber den Silberstreif allein bestrahlen, der das Loth zwischen den Metallen bildet, so erfolgt zwar der Ausschlag schneller und ist auch nach 40'' bis 1 Minute beendet; aber dann ist die Empfindlichkeit wegen der Wärmeableitung durch die am Silber liegenden Metallmassen geringer. In der letzten Anordnung habe ich das Instrument immer noch am brauchbarsten gefunden.

Ein anderes Thermoskop, welches einige Empfindlichkeit zulässt, ist das Joule'sche Convectionsthermometer. Ich habe auch ein solches Instrument gebaut und für spectrale Zwecke eingerichtet, habe damit aber nur eine viel geringere Empfindlichkeit erreicht, als die der Langley'schen Bolometer.

Die höchste Empfindlichkeit habe ich mit dem Bolometer erreichen können. Man kann erstens nach dem Vorgang der Hrn. O. Lummer und F. Kurlbaum die Bolometerwiderstände verbessern und zweitens das Galvanometer verfeinern. Ich habe beides gemacht und will meine Resultate angeben.

Zunächst die Widerstände: Das beste Material dazu ist nach meinen Erfahrungen für nicht sehr feine Streifen das Platin-Silberblech von O. Lummer und F. Kurlbaum. Durch die Freundlichkeit des Hrn. F. Kurlbaum und die Bereitwilligkeit der Firma Sy & Wagner habe ich solches von

1) Hierbei ist natürlich die Empfindlichkeit des Boys'schen Apparates ohne den grossen Hohlspiegel gemeint, der die Strahlung auf die Löthstelle concentrirte.

0,001 mm und von 0,0005 mm Platindicke benutzen können. Drei 0,5 mm breite und 1,5 cm lange Streifen werden so nahe, wie möglich, nebeneinander ausgespannt und bilden, hintereinandergeschaltet, einen der empfindlichen Widerstände. Die Gesamtbreite eines solchen Widerstandes beträgt 1,8 mm. Zwei solche Widerstände sind auf einem Hartgummirahmen mit zugeschärften Rändern nahe beieinander aufgekittet. Sie werden nur soweit von Silber befreit, wie sie bestrahlt werden sollen. Das Abätzen geschieht so, dass ein kleines Glasröhrchen mit warmer Salpetersäure gefüllt wird, bis eine hohe Flüssigkeitskuppe über dem Rande steht, und dann mit dieser Kuppe die Silberseite bestrichen wird, soweit sie abgeätzt werden soll. Durch geeignetes Aetzen kann man die Widerstände leicht gleich machen und hat, da die Streifen auf der Theilmaschine gleichen Querschnitt erhalten haben, so alles gethan, was für die gleiche Beschaffenheit der zwei Widerstände möglich ist. Es lassen sich so noch Streifen von 0,2 mm Breite abätzen, ohne zu reissen. In derselben Weise, wie das Aetzen, geschieht das Waschen mit Wasser. Hiernach erhalten alle mit Silber noch bedeckten Theile zweckmässig einen dünnen Lacküberzug. Die vom Silber befreite, matte Seite der dünnen Platinschicht wird über einer Petroleumlampe „kalt“ berusst, bis sie mattschwarz ist und keinen metallischen Schimmer mehr zeigt. Auf der anderen Seite sind die Streifen spiegelblank. In dem im Folgenden vorzugsweise benutzten Bolometer betragen die Widerstände je zwölf Ohm. Umgeben sind die Widerstände zunächst je von einem herum gekitteten Behälter, der vorn eine Oeffnung für die Strahlung und hinten ein Glasfenster hat. Möglichst senkrecht unter und über jedem Streif sind kleine Oeffnungen, damit die Luftströmungen möglichst parallel den Streifen geführt werden. Die Streifen sind durch berusste Kupferwände von einander getrennt. Diese Behälter mit den Streifen kommen so in einen dickwandigen Messingkasten, dass der eine Streif sich vor einer Röhre mit Langley'schen Diaphragmen befindet und von hinten durch eine Loupe anvisirt werden kann, der andere aber vor jeglicher Strahlung geschützt ist.

Dicke Manganindrähte bilden die Compensationswiderstände. Zum letzten Abgleichen dient ein dicker Platindraht

mit verschiebbarem Quecksilbercontact. Dies befindet sich zusammen in einem Holzkästchen; aber der Quecksilbercontact lässt sich von aussen roh oder mikrometrisch verschieben. Der Quecksilbercontact muss sehr sorgfältig gearbeitet sein, und die Mikrometerschraube gut functioniren; sonst ist es bei grösserer Empfindlichkeit unmöglich, die Galvanometernadel in ihre Ruhelage zu bringen. Beispielsweise dürfen die Wände des Quecksilberkästchens, welche der Platindraht durchsetzt, nicht von Hartgummi sein, sondern müssen aus einem Materiale bestehen, welches sich dem Draht so eng anschmiegt, dass kein Quecksilber in die Oeffnung mit hineingezogen wird. Erst mit Korkwänden gelang die Regulirung in der gewünschten Weise.

Dieses Bolometer hat vor den sonst üblichen nur den Vorzug einer grösseren Exactheit in seinen Angaben. Ich kann in dieser Beziehung die Angaben von Lummer und Kurlbaum nur bestätigen. Es mag auch infolge seiner günstigen Anordnung für die Erwärmung des Streifs unter dem Einfluss einer Strahlung etwas empfindlicher sein. Erheblich an Empfindlichkeit gewinnt der Thermoapparat aber erst durch Anwendung eines geeigneten Galvanometers. Mit den empfindlichsten käuflichen Galvanometern hätte ich trotz des verbesserten Bolometers wohl keine der folgenden Messungen machen können.

Es ist aber nicht schwer, nach dem Modell des Thomson'schen astatischen Instrumentes ein Galvanometer herzustellen, welches *cet. par.* ca. 10mal empfindlicher ist, als die besten käuflichen Instrumente. Hr. Snow¹⁾ hat dies jüngst durch Verbesserung des Magnet- und Rollensystems gezeigt. Vielleicht noch etwas mehr hatte ich für die Zwecke dieser Arbeit allein durch Verfeinerung des Magnetsystems erreicht. Nachdem mit einem solchen Galvanometer die meisten der Messungen gemacht waren, fand ich einen Weg, auf dem man ein Galvanometer erhält, welches noch erheblich mehr leistet. Dies Galvanometer will ich beschreiben²⁾, trotzdem nur die wenigsten der folgenden Messungen mit ihm gemacht sind.

1) Snow, Wied. Ann. 47. p. 214. 1892.

2) Vgl. zum Folgenden F. Paschen, Zeitschr. f. Instrumentenkunde. Januar 1893. p. 13—17.

Der Ausschlag, der im astatischen Galvanometer für einen bestimmten Strom erfolgt, ist abgesehen von der Rollenanordnung proportional dem magnetischen Moment jedes der Magnetcomplexe und umgekehrt proportional der Richtkraft, welche die Ruhelage des astatischen Systems bedingt. Der Ausschlag ist ferner bei gleicher Schwingungsdauer und verschiedenem Trägheitsmoment aber sonst gleicher Anordnung und Beschaffenheit des Magnetsystems umgekehrt proportional dem Trägheitsmoment, weil bei gleicher Schwingungsdauer die Directions-kraft proportional dem Trägheitsmomente ist.

Man muss also erstens die Directionskraft verkleinern, zweitens das magnetische Moment jedes der Magnetcomplexe recht gross und zugleich das Gesamtträgheitsmoment recht klein machen.

Bei den käuflichen Instrumenten entspricht das Magnetsystem diesen Bedingungen oft recht wenig, weil man hier immer zu grosses Gewicht auf Solidität legt, resp. die Haltbarkeit des Systems in unzweckmässiger Weise herstellt.

Die erste Bedingung: Kleinheit der Directionskraft ist erfüllbar durch möglichst gleichmässige Anordnung der Magnete und durch Anwendung recht feiner Suspensionen (Quarzfäden). Der Weg, auf dem der zweiten Bedingung am zweckmässigsten genügt wird, ergibt sich aus folgender Ueberlegung:

Als erste Annäherung kann man annehmen, dass das magnetische Moment kleiner und im Verhältniss zu ihrer Länge dünner Magnete proportional ihrem Volumen ist, d. h. bei gleichem Querschnitt ihrer Länge, bei gleicher Länge ihrem Querschnitt. Diese Annahme ergibt Folgendes:

Wenn das System nur Magnete und keinen Spiegel führt, und das Trägheitsmoment des Magnethalters nicht in Betracht kommt, so ist es bei Anwendung von je nur einem Magneten oben und unten gleichgültig, wie dick die Magnete sind, da sich das magnetische Moment in gleichem Maasse, wie das Trägheitsmoment ändert, wenn die Länge der Magnete immer dieselbe bleibt. Führt aber ein System n mal kürzere Magnete als ein anderes, so ist in dem ersten das magnetische Moment n mal kleiner, das Trägheitsmoment aber n^3 mal kleiner. Das System mit den kürzeren Nadeln gibt demnach $n^3/n = n^2$ mal grössere Ausschläge, als das mit längeren Nadeln.

Die volle Empfindlichkeit, welche ein System mit gewichtslosen Magnethaltern haben würde, erhält man nicht, weil das Trägheitsmoment der Halter und besonders das des Spiegels in Betracht kommt. Zwei so schwere Magnete anzuwenden, dass das Trägheitsmoment des Spiegels gegen das der Magnete verschwindet, ist unzweckmässig. Auf so schwere Magnete bezieht sich die obige Annahme nicht. Mit nur zwei Magneten erhält man weiter schwer eine genügende Astasirung. Nimmt man aber oben und unten mehr als einen Magneten, so schwächen diese sich gegenseitig etwas; das magnetische Moment wird also nicht in gleichem Maasse, wie das Trägheitsmoment vergrößert. Die Frage, wie viel und wie schwere Magnete bei gegebenem Spiegelgewicht anzuwenden sind, damit das System sich möglichst gut verhält, kann nur der Versuch beantworten. Die ziemlich langwierigen und mühevollen Versuche sind angestellt mit Spiegeln von 0,05 bis 0,03 mm Dicke und 2 bis 4 mm Durchmesser, ferner mit Magneten von 0,01 bis 0,2 mm Dicke. 0,1 bis 0,3 mm Breite und 1 bis 6 mm Länge. Die Spiegel sind durch dünne Versilberung von ausgesuchtem mikroskopischen Deckglas erhalten. • Die Magnete sind aus verschiedenen starken Spiralfedern geschnitten, die in der Taschenuhr die Unruhe bewegen. Sie sind gestreckt, gegläht, gehärtet und kräftig und constant magnetisirt, indem man sie abwechselnd an einem starken Electromagneten strich und längere Zeit auf 100° erhitze. Sie wurden mit möglichst wenig Schellack auf geeignet dünne Glasfäden geklebt. Den Spiegel klebte man mit ausserordentlich wenig Wachs auf eines der Magnetsysteme. Die Systeme hingen an einem so feinen Quarzfaden, dass dessen Torsion nicht in Betracht kam, in einer Multiplicatorrolle und wurden hier auf ihre Leistungen untersucht.

Es stellte sich zunächst heraus, dass Systeme mit verschiedenen starken, aber gleich langen und sonst analog angeordneten Magneten sich sehr wenig unterschieden. Bei einer Länge von 4 mm ergaben 0,2 mm dicke Stäbchen schon ein schlechteres System; 0,02 mm Dicke waren wiederum zu fein. Bei einem Gesamtgewicht von 8 bis 12 mg musste das der Magnete 6 bis 10 mg betragen, damit das System sich möglichst gut verhielt. Es war besser, diese 6 bis 10 mg durch

Anwendung vieler, dünner, als weniger, dicker Magnete herzustellen. Das beste dieser Systeme gab *cet. par.* einen zweimal so grossen Ausschlag, als die schlechtesten, verhielt sich aber in einer ganz gewöhnlichen Rollenanordnung schon so gut, oder besser, als das Snow'sche System in den von ihm verwendeten Rollen. Mit vieler Mühe war also wenig zu verbessern.

Dagegen machte die Anwendung kürzerer Magnete ganz Beträchtliches aus. Ein System mit sonst gleichen, nur 2 mm, statt 4 mm langen Nadeln gab *cet par.* etwa den dreifachen Ausschlag, und ein solches mit nur 1,5 mm langen Magneten schon den sechsfachen Ausschlag. Wurde nun aus so dünnen Stäbchen ein System mit 5 bis 6 mm langen Nadeln gemacht, dass dessen Trägheitsmoment ungefähr gleich demjenigen des Systems mit 1,5 mm langen war, so gab dies bei gleicher Schwingungsdauer zwölf- bis vierzehnmal kleinere Ausschläge. Nach obiger Voraussetzung muss die Masse der Magnete, welche n mal so lang sind, $1/n^2$ derjenigen der kurzen sein, damit das Trägheitsmoment beidemale das gleiche ist. Dann ist ihre Dicke $1/n^3$ der kurzen und ihr magnetisches Moment $1/n^2$ der kurzen.

Der Weg zur Verfeinerung des Thomson'schen Galvanometers ist hiernach in Uebereinstimmung mit den obigen Erörterungen der, die Länge der Magnete zu reduciren. Diesem Verfahren ist durch die Anforderung eine Grenze gesteckt, dass die beiden Magnetcomplexe möglichst gleich seien, und dass sämtliche Magnete möglichst parallele Axen haben, damit der resultirende Magnet ein möglichst kleines magnetisches Moment hat. Sonst kann das System mit den kürzeren Nadeln nicht zur gleichen Schwingungsdauer *astasirt* werden, wie das mit längeren. Diese Grenze ist durch die Geschicklichkeit des Verfertigers bedingt. Den Spiegel könnte man schliesslich ganz entbehren und die Drehungen mikroskopisch ablesen oder projiciren.

Ich habe mich zunächst mit dem Nachweis dessen begnügt, was oben angegeben ist, und mit dem besten System ein Galvanometer gebaut.

Das System besteht aus je dreizehn 1 bis 1,5 mm langen Magnetchen, die zu beiden Seiten des Glasfadens einander parallel und voneinander 0,3 mm entfernt auf eine Strecke von

4 mm aufgeklebt sind und so einen der Complexe bilden. Von je zwei gleich langen Magnetchen ist immer einer oben und einer unten befestigt. Der Spiegel hat 2 mm Durchmesser und ist 0,03 mm dick. Er gibt bei geeigneter Beleuchtung und Fernrohr noch bei 3 m Scalenentfernung ein gutes Bild. Das gesammte System wiegt 5 mg, der Spiegel allein weniger als 1 mg. Als Suspension genügt ein einige (5) Centimeter langer Quarzfaden, der aber so dünn, oder dünner als die feinsten Spinnefäden ist. Derselbe hat nur die Aufgabe, das System zu tragen, ohne durch seine Torsion die Directions-kraft zu vergrössern. Da die Tragkraft mit der zweiten, die Torsion mit der vierten Potenz der Dicke zunimmt, so ist diese Bedingung für die leichten Systeme erfüllbar. Denn Quarzfäden kann man immer fein genug ziehen. Nur diese Eigenschaft der Quarzfäden ist hier benutzt, die andere, das Fehlen einer elastischen Nachwirkung, kommt dem Galvanometer nicht zugute, da man am besten so dünne Fäden nimmt, dass ihre Torsion nicht merkbar wird. Für die Ruhelage entsteht somit kein wesentlicher Vortheil aus der Verwendung der Quarzfäden im Galvanometer.

Das beschriebene Magnetsystem stellte sich sofort ost-westlich ein. Ist dies nicht sofort der Fall, so kann man es leicht dadurch erreichen, dass man immer dem schwächeren Complex wiederholt einen Magneten nähert, bis genügende Astasirung vorhanden ist. Das System hängt dabei zweckmässig im Inneren einer Glasröhre, deren Wand die directe Berührung der Magnete hindert, bei welcher das System zerbrechen könnte. Die so erreichte Astasirung hält sich monatelang, wenn man niemals stärkere Ströme durch die Rollen schickt. Sie lässt sich übrigens beliebig oft in der beschriebenen Weise wieder herstellen.

Für dieses Magnetsystem habe ich nunmehr eine Rollen-anordnung gebaut, und zwar derartig, dass die beiden oberen Rollen ohne Zwischenraum über den unteren liegen. Die Rollen haben 4 cm Durchmesser. Sie sind nach dem günstigsten Axenschnitt construirt und mit Draht von variablem Durchmesser versehen. Sie führen nach Snow's Vorgang keinen Rahmen. Der Durchmesser der Höhlung beträgt 5 mm. Sie haben ca. zwei Drittel soviel Windungen, als bei Snow,

die Windung mittlerer magnetischer Wirkung liegt aber den Magneten näher.

In dieser Rollenanordnung gab das Instrument bei 60 Ohm Rollenwiderstand und einer ganzen Periode von 6 bis 7" bei 3 m Scalendistanz 1 mm Ausschlag für den Strom $2,3 \cdot 10^{-11}$ Amp. Die Schwingung hatte dann bei kurz geschlossenem Galvanometerkreis nur einen Umkehrpunkt. Unter ganzer Periode ist dabei die Zeit vom Beginne der Schwingung bis zum Stillstande der Nadel verstanden. Bei geöffnetem oder durch einen grossen Widerstand geschlossenem Kreise erfolgten aber mehr (4) und etwas schnellere Schwingungen. Es liess sich noch weiter astasiren und zwar sehr bequem bis zu einer aperiodischen Schwingung, die bei kurzgeschlossenem Galvanometerkreis 20" dauerte, bei geöffnetem, oder durch 5000 Ohm geschlossenem einen Umkehrpunkt und eine ganze Schwingungsperiode von 15" hatte. Dann war seine Constante ca. $3,3 \cdot 10^{-12}$ Amp. Das Galvanometer von Snow gibt cet. par. acht- bis zehnmal weniger.

Bei der geringen Directionskraft entsteht durch Luftreibung und Induction eine starke Dämpfung. Durch Anwendung von Rollen mit Rahmen aus electrolytischem Kupfer, deren Höhlungen ausgefüllt sind und nur einen kleinen kugelförmigen Raum zur freien Bewegung der Magnete haben, liess sich eine so starke Dämpfung erzielen, dass eine Schwingung von 3" Dauer aperiodisch verlief. Die oben beschriebenen Rollen liessen sich mit solchen austauschen. Die Empfindlichkeit war mit diesen ca. 2,5mal geringer, als mit denjenigen ohne Rahmen. Die untersten Windungen hatten aber auch einen Durchmesser von 10 statt 5 mm, und der Zwischenraum zwischen den Windungen der vorderen und hinteren Rollen musste 2 mm statt 1 mm genommen werden, damit Raum für den Rahmen und eine Nute blieb, durch welche der Glasstab resp. der Quarzfaden hindurchtrat. Wenn nicht auf höchste Empfindlichkeit, sondern auf schnelle Einstellung gesehen wird, verdient dies Rollensystem den Vorzug.

Die Proportionalität der Ausschläge mit den Stromstärken ist recht befriedigend. Die Präcision ist ebenso gut, wie in den besten käuflichen Galvanometern dieser Art, welche cet. par. hundert bis tausendmal kleinere Ausschläge geben.

Den Galvanometeraufbau mit den Kupferrollen hat die hiesige Firma Janssen & Fügner nach meinen Angaben in sehr correcter Weise ausgeführt.

Das Galvanometer, mit dem ich die meisten der nachstehend beschriebenen Versuche gemacht habe, war weniger empfindlich, da es 3—4 mm lange Magnete und noch nicht die günstigste Rollenordnung hatte. Es war aber dadurch ausgezeichnet, dass es sich durch einen ca. 0,5 m vertical über dem System geeignet gelegten kurzen Richtmagnet unbeschadet der Constanz der Ruhelage noch sehr viel weiter astasiren liess. Es ist mir möglich gewesen, mit einer Schwingungsdauer von 40" stundenlang zu arbeiten: allerdings nur in einigen Nächten, weil ich keinen erschütterungsfreien Platz für das Galvanometer habe. Es stand auf den Holzdielen des Zimmers. Bei einer Schwingungsdauer von 30" konnte ich tagsüber gewöhnlich arbeiten, wenn nicht gerade Eisen in der Nähe bewegt wurde. Mit 20" Schwingungsdauer hat es eine unveränderliche Ruhelage. Alle diese Schwingungen erfolgten aperiodisch.

Bei einem Scalenabstande von 2,7 m und einem Widerstande von 20 Ohm (hintereinandergeschaltete Rollen), ferner bei einer aperiodischen Schwingung von 30" Dauer gab es einen Ausschlag von 1 mm Scalentheil, wenn ein Strom $= 1,6 \cdot 10^{-11}$ Amp. die Rollen passirte. Es ist dann noch möglich, bei intensiver Scalenbeleuchtung Ausschläge von 0,1 mm zu bemerken und grössere zu messen.

Die Verbindung dieses letzten ¹⁾ Galvanometers mit dem Bolometer ergab das Folgende: Das Bolometer hielt einen Hauptstrom von 0,06 Amp. aus, ohne dass Schwankungen der Galvanometernadel störten. Der gewöhnlich benutzte Strom betrug aber nur 0,038-bis 0,04 Amp., wurde von einem Accumulator geliefert und an einer Tangentenbussole gemessen. Nach der Einschaltung des Stromes hob man allmählich alle

1) Das empfindlichere Galvanometer ergab natürlich wesentlich mehr, resp. steigerte die Präcision erheblich, wenn man bei gleicher Empfindlichkeit aber kleiner Schwingungsdauer arbeitete. Ich glaube, dass ich mit diesem Galvanometer in einem lichtschwachen und stark dispergirten Gitterspectrum ebensogut messen kann, wie andere mit weniger empfindlicheren Galvanometern im Prismenspectrum.

Nebenschlüsse vor dem Galvanometer auf. Es zeigte sich, dass nach einer einmaligen Justirung der Wheatstone'schen Brücke schon ein einziger Kurzschluss vor dem Galvanometer genügte. Eine geringe Drehung an der Mikrometerschraube des beweglichen Contactes brachte die Galvanometernadel in die Ruhelage zurück.

Ich habe nicht gemessen, um wieviel bei meiner Anordnung ein Bolometerzweig erwärmt werden muss, damit 1 mm Ausschlag erfolgt. Die von mir gewöhnlich benutzte Empfindlichkeit bei einer Schwingungsdauer der Galvanometernadel von 30'' berechnet sich als dreihundertmal so gross als die, welche O. Lummer und F. Kurlbaum für ihr Beispiel anwandten. Oder: da ich ein funfzigmal empfindlicheres Galvanometer habe als Langley, und den gleichen Hauptstrom anwende, so würde eine Temperaturänderung eines Bolometerzweiges um $1 / (50 \cdot 100\,000)^\circ \text{C}$. 1 mm Ausschlag ergeben.¹⁾ Bei einer Schwingungsdauer von 40'' und einem Hauptstrom von 0,06 Amp. würde es hiernach noch möglich gewesen sein, Temperaturänderungen eines Bolometerzweiges von der Grössenordnung ein zehn milliontel Celsiusgrad wahrzunehmen. Nimmt man dazu, dass, dank der Arbeit von O. Lummer und F. Kurlbaum, für eine möglichst starke Erwärmung des Streifs unter dem Einflusse einer Strahlung die Anordnung so günstig wie möglich ist, so wird es klar sein, dass die Strahlungsempfindlichkeit so hoch ist, wie sie sich mit den bisher vorliegenden Hilfsmitteln herstellen lässt. Dass diese Empfindlichkeit von einer grossen Präcision begleitet ist, wird weiter unten an einem Beispiele gezeigt.

Es wird auffallen, dass O. Lummer und F. Kurlbaum nur einen Hauptstrom von 0,006 Amp. benutzten und nur einen solchen von 0,004 Amp. benutzen konnten, trotzdem ihre Streifen bei gleicher Dicke doppelt so breit als meine waren. Ich kann dazu nur anführen, dass nach meinen Erfahrungen die vierfachen Bolometer lange nicht so starke Ströme aushalten, wie die einfachen Langley'schen. Für Linearbolometer dürften sie vollends unzweckmässig sein, weil es sehr schwer ist, zwei

1) Eine nachträgliche Bestimmung ergab für die gewöhnlich benutzte Empfindlichkeit ungefähr ein milliontel Celsiusgrad pro 1 mm Ausschlag.

Paare von zwei genügend gleichen einfachen Streifen herzustellen. Beim Flächenbolometer ist es natürlich leichter.

Ueber die Messung der Temperaturen.

Zur Messung der hohen Temperaturen habe ich das Thermoelement Platin-Platin-Rhodium verwendet. Der Platin-Rhodiumdraht, von Heräus bezogen, hielt 10 Proc. Rhodium und war 0,1 mm dick. Ein anderer Draht, 0,2 mm stark, den die Firma später sandte, verhielt sich thermoelectrisch dem ersten fast völlig gleich. Für meine Zwecke musste die Dicke des Drahtes so gering wie möglich sein. Die Aichung des Elementes geschah nach Hrn. Roberts-Austen¹⁾ durch die Schmelztemperaturen geeigneter Metalle: Platin, Palladium, Gold, Silber, Blei, alle chemisch rein, und schliesslich siedendes Wasser. Ich konnte nicht in der Weise verfahren, wie Roberts-Austen, weil dabei nur im Innern eines Tiegels die bekannte Schmelztemperatur herrscht, während die Löthstelle von der schmelzenden Masse durch eine Tiegelwand getrennt ist und also bei dem zur Aichung nöthigen Verfahren der Abkühlung bis zum Erstarren und der Erhitzung bis zum Schmelzen schwerlich die betreffende Temperatur hat. Um ferner mit möglichst geringen Mengen der theuern Metalle arbeiten zu können, habe ich mir ein besonderes Galvanometer gefertigt. Ein leichter runder Spiegel hat auf seiner Rückseite geeignete Magnete und hängt in einer ihn eng umschliessenden Büchse. Die hintere Wand der Büchse lässt sich dem Spiegel nähern, bis die Schwingung nur einen Umkehrpunkt hat und die Nadel in etwa 1" wieder *völlig* in Ruhe ist. Der Spiegel mit Magnet hängt an einem sehr kurzen Quarzfaden in der Mitte einer ihn nicht sehr eng umschliessenden Rolle.

Die Aichung mit einem Metalle, z. B. mit Gold, geschah dann in der Weise, dass die Enden des Thermoelementes in der Knallgasflamme zusammengeschmolzen wurden, sodass ein winziges Kügelchen sie verband. Diese Verbindungsstelle wurde in eine kleine Höhlung eines Kalkblockes gelegt und mit einem kleinen Stückchen Goldes bedeckt. Eine kleine, geeignet von oben dirigierte Knallgasflamme erhitzte das Gold zum Schmelzen

1) Roberts-Austen, Nature. 45. 7. April. 1892.

und darüber. Wenn das geschmolzene Gold die Löthstelle des Thermoelementes gut umgab, zog man die Flamme fort und sah sofort durch das Beobachtungsfernrohr, resp. gab einem dort bereit stehenden Beobachter ein Zeichen. Mit dem Erkalten ging die Galvanometernadel schnell zurück, blieb je nach der Masse des Goldes 5—30 Secunden an einer Stelle der Scala stehen, während das Erstarren eintrat, und fiel dann langsam weiter. Diese Scalenstelle lieferte den Ausschlag für die Differenz der Temperaturen des erstarrenden Goldes und der anderen Löthstellen. Diese befanden sich in einem Terpentinbad, dessen Temperatur immer bestimmt wurde. Ebenso konnte man bei einiger Uebung den Ausschlag für die Temperatur des schmelzenden Goldes festlegen. Beide Temperaturen sind identisch. Nach der Abkühlung wird das an den Drähten hängende Goldklümpchen in Dampf von siedendem Wasser gehängt und so für genau die gleiche Anordnung der Ausschlag gemessen, der einer Temperaturdifferenz von 100° weniger der der anderen Löthstelle entsprach. Die Controllbestimmung im Dampf von siedendem Wasser war nöthig, weil der Widerstand der dünnen Drähte nicht ganz gegenüber dem Widerstande des übrigen Kreises zu vernachlässigen war. Der Galvanometerwiderstand betrug 10 Ohm, ein Zusatzwiderstand im Kreise 50 Ohm. Danach wurden die Drähte abgeschnitten, neu zusammengeschmolzen und mit einer neuen Probe ungebrauchten Goldes oder einem anderen Metall dasselbe gemacht. Die einmal gebrauchten Proben können nicht wieder benutzt werden, weil sich beim Wiedererhitzen etwas Platin mit dem Golde legirt, sodass dann ein etwas anderer Schmelzpunkt vorhanden sein konnte. Dasselbe tritt ein, wenn man die Flamme auf die Eintrittsstelle der Drähte in das Metall hält. Alle nicht vorher gebrauchten Proben desselben Metalles gaben gut übereinstimmende Werthe. Als Stelle für die Schmelztemperatur des Platins nahm ich den Scalentheil, auf welchem das Galvanometer stand, wenn ein mit der Flamme flüssig gehaltenes Platinkügelchen an den Drähten hing. Dieser Punkt ist unsicher, weil sich dabei Platin mit Rhodium legirt. Meine bisherigen Spectralmessungen reichen auch nur bis zur Schmelztemperatur des Palladiums. Man erhält so je nach dem Platindraht, den man mit dem Platin-

Rhodiumdraht combinirt, sehr verschiedene Curven. Für die vorliegende Arbeit diente ein 0,14 mm dicker Platindraht. Als Schmelztemperaturen nahm ich die folgenden:

Pb	Ag ¹⁾	Au ¹⁾	Pd	Pt
326	945	1037	1500	1775° C.

Die Zahlen, welche aus den Aichungsbeobachtungen zunächst berechnet wurden, gaben in Scalentheilen den Ausschlag an, der zwischen der Temperatur der anderen Löthstellen und der Schmelztemperatur pro 1° C. Temperaturdifferenz eintreten würde, wenn zwischen der Temperatur der anderen Löthstellen und der Temperatur des siedenden Wassers pro 1° C. Temperaturdifferenz 1 mm Scalentheil Ausschlag erfolgte: Beidemal vorausgesetzt, dass der Ausschlag proportional der Temperaturdifferenz ist. Die so für schmelzendes Blei erhaltenen Zahlen x sind:

ΔT	307,0	306,9	302,5	303,0	303,0	302,0	304,4	300,6
x	1,399	1,351	1,375	1,352	1,374	1,397	1,376	1,375.

Im Mittel ergibt sich für eine Temperaturdifferenz $\Delta T = 303,8^\circ$, $x = 1,375$. Die Zahlen sind mit chemisch reinem Blei verschiedener Herkunft gewonnen. Die folgende Tabelle enthält die Mittelwerthe von x und die zu ΔT gehörigen mittleren Galvanometerausschläge unter n .

	ΔT	x	n	$\frac{x}{n^{\frac{1}{2}}}$
Sp. H ₂ O	75	1	17,58	—
Sm. Pb	303,8	1,375	97,92	0,4371
„ Ag	923	2,045	442,5	0,4459
„ Au	1015	2,140	509,1	0,4505
„ Pd	1473	2,327	803,5	0,4370
„ Pt	1750	2,377	975,0	0,4253

Die letzte Columnne enthält die Quotienten $x/n^{\frac{1}{2}}$, die graphisch aufgetragen und geradlinig verbunden wurden und so zur Ermittelung der Zwischenpunkte dienten. Bei den Spectralmessungen wurde dann später die Siedetemperatur des Wassers zur Controlle des Thermoelementes verwendet. Es tritt in der obigen Tabelle hervor, dass das Thermoelement für höhere Temperaturen mehr als zweimal so empfindlich ist, als für niedere.

1) Nach einer Messung von Callendar, Phil. Mag. (5) 33. p.220. 1892. Die Arbeit von Holborn und Wien erschien erst nach dem Abschluss meiner Berechnungen.

Messungen.

Meine bisherigen Messungen beschäftigen sich mit der Strahlung von platinirtem Platinblech. Ich verwandte anfangs nichtplatinirtes Blech; doch wurden die Ausschläge etwas grösser, als ich es platinirte. Nach dem Glühen hat es dann eine matte weisse Oberfläche. Die Form der Energiecurven fand ich nach dem Platiniren nicht merklich verändert. Alle unten gegebenen Messungen sind mit *ein und demselben* Platinstreifen gemacht. Ein 0,1 mm dickes, 8 cm langes und 1 cm breites¹⁾ Blech wird längs seiner Mittellinie gefaltet, zwischen zwei Klammern parallel und nahe vor dem Spalt ausgespannt und durch einen constanten Strom erhitzt. Die Vereinigungsstelle der Drähte des Thermoelementes wird plattgeschlagen, recht klein gemacht und zwischen die zwei Blechstreifen gesteckt. Durch Anpressen der Blechwände wird die Berührung so innig wie möglich gemacht. Wird das Blech nun durch einen Strom erhitzt; so tritt Folgendes ein: Der Ausschlag im Galvanometer des Thermoelementes entspricht 1) der Temperatur der Löthstelle. Dazu kommt 2) i. A. noch ein Strom, der daher rührt, dass die Drähte das Blech i. A. in Punkten berühren, zwischen denen infolge des Erhitzungsstromes eine Potentialdifferenz besteht. Commutirt man den Erhitzungsstrom, so ist ein anderer Ausschlag im Galvanometer vorhanden. So verschieden aber diese einzelnen Ausschläge auch sein konnten, ihr Mittel blieb immer gleich und ist also wohl anzusehen als der Ausschlag, welcher der Temperatur der Löthstelle des Thermoelementes entspricht. Man kann einwenden, dass die Masse der Schweissstelle des Thermoelementes zu gross sei, als dass sie dieselbe Temperatur, wie das sie umgebende Blech habe, und dass ferner durch die Wärmeableitung der zwei herausragenden Drähte der Ausschlag ein kleinerer sei, als der Temperatur des Bleches entsprechen würde. Dagegen spricht Folgendes: Ob die Schmelzstelle plattgeschlagen war oder nicht, war für den mittleren Ausschlag gleichgültig. Ferner war es gleich, ob die Schmelzstelle tiefer oder weniger tief in den Raum zwischen die Bleche eingeführt war, ob die Drähte dabei die inneren Blech-

1) Zur gleichmässigeren Temperaturvertheilung musste die Breite oben etwas mehr als unten betragen.

wände auch berührten oder nicht. Allerdings ist dies nicht sehr genau festgestellt, weil ich den Erhitzungsstrom nur auf etwa 2—3 Proc. genau maass. Die so gemessenen Temperaturen basiren auf den angeführten Schmelztemperaturen.

Das gefaltete Platinblech wurde so vor dem Spalte ausgespannt, dass das Thermoelement genau in der Mitte vor dem Spalte sass, und ferner so, dass das Gitter gerade ganz von der Strahlung bedeckt war, wenn es normal zu ihr stand. Wurde es dann aus dieser Stellung gedreht, so bedeckte offenbar ein kleinerer Strahlungsbetrag die getheilte Fläche. Sei S die Strahlung, welche diese Fläche erhält, wenn das ungebeugte Bild des Spaltes wieder auf den Spalt zurückfällt, und α der Winkel, um den das Gitter aus dieser Stellung herausgedreht ist, so fällt jetzt die Strahlung $S \cos \alpha$ auf das Gitter. Die Division der Galvanometerablenkungen durch $\cos \alpha$ reducirt auf eine gleiche auffallende Strahlung.

Während der Messung der Galvanometerablenkungen wurde der ganze Spectralkasten verhängt. Nur zur Ablesung der Spectrometertheilung musste der Beobachter seinen Kopf in die Kiste beugen. Es war durch geeignete Blenden möglichst dafür gesorgt, dass dadurch nur sehr geringe Perturbationen der Galvanometernadel eintraten. Die Beleuchtung der Theilung am Spectrometer geschah durch eine erbsengrosse Glühlampe und brachte keine Störung.

Zum Einlassen der Strahlung befanden sich zwei dicke metallene Schieber: der eine zwischen dem erhitzten Blech und dem Spalt. Er diente dazu, die Spaltwände vor stärkerer Erwärmung zu schützen. Ein zweiter zwischen dem Spalt und seinem Hohlspiegel. Beide liessen sich vom Fernrohr aus aufziehen. Geeignet angebrachte doppelwandige Zinkschirme schützten die Kiste vor einer Erwärmung vom Streif her. Wenn beide Schieber heruntergelassen waren, fiel die Strahlung des Gitters auf den Bolometerstreifen. Diese Strahlung bedeutet, abgesehen von der Eigenstrahlung des Gitters, solche Energie, welche von irgend einer Stelle der inneren Wände herkommt und direct vom Gitter reflectirt ist. Die Temperatur im Kasten änderte sich¹⁾ nur sehr langsam (um Bruchtheile eines

1) Vorzugsweise hierin lag es, wenn die Galvanometernadel anfangs nicht ganz ruhig war, sondern langsam wanderte. Nach erfolgtem Temperatureausgleich war fast kein „Drift“ mehr vorhanden.

Celsiusgrades in der Stunde). Wurde vor dem Gitter und parallel seiner Ebene ein die getheilte Fläche bedeckender Spiegel auf dem Gittertisch angebracht, so durfte bei heruntergelassenen Schiebern in keiner Stellung des Gittertisches ein Ausschlag erfolgen; bei offenen Schiebern und intensiv beleuchtetem Spalt auch nicht: mit Ausnahme derjenigen Stellung, bei welcher das direct vom Spiegel reflectirte Bild auf das Streifchen fiel. Wurde aber so z. B. die Strahlung einer vor dem Spalt befindlichen Kerzenflamme auf das Bolometerstreifchen gerichtet, so zuckte das Magnetsystem augenblicklich um 90° herum und verlor seine Astasirung. Das ungebeugte Bild des Spaltes erzeugte bei der gewöhnlich benutzten Galvanometerempfindlichkeit 100 mm Scalenausschlag, wenn ein Glas Wasser vor dem Spalt stand, dessen Temperatur 1°C . kälter war, als das Innere des Kastens.

Um das Platinblech auf constante Temperaturen zu erhitzen, diente der Strom von sechs grossen Accumulatoren von je 80 Amp.-Stunden Capacität, die je nach Bedarf theilweise parallel und hintereinander geschaltet wurden. Der Strom wurde regulirt durch Bügel aus 3 mm dickem Nickelindraht, die in Quecksilbernäpfe gesteckt wurden. Sehr kleine Nachregulirungen geschahen mit zwei nebeneinandergespannten Nickelinstangen, auf denen zwei Quecksilbertrommeln mit biegsamen, dicken Zuleitungen verschiebbar waren. Der Strom wurde mit einem Torsionsdynamometer gemessen. Die für den Zweck dieser Arbeit beschaffte Accumulatorenbatterie bewährte sich vorzüglich. Sie hatte für die hohen Temperaturen Ströme von 50—60 Amp. zu geben und leistete dies zur Zufriedenheit.

Die Messungen, die ich bisher anstellte, waren zweierlei Art: Erstens wurde der Platinstreif auf einer constanten Temperatur erhalten, und die Galvanometerausschläge für verschiedene Spectrometereinstellungen festgelegt. Dies ist für verschiedene Temperaturen wiederholt. Es ergeben sich so die verschiedenen Temperaturen entsprechenden Energiecurven. Zweitens wurden bei einer und derselben Spectrometereinstellung die verschiedenen Temperaturen des Streifs entsprechenden Ausschläge gemessen. Es ergibt sich so die Curve, nach der die Intensität eines eng begrenzten Spectralbezirkes (ca. 150 A. E. umfassend) mit der Temperatur zunimmt. Dies wird für verschiedene Spectralstellen wiederholt. Diese letzten Curven

sind auch aus den Energiecurven abzuleiten. Dass ich sie besonders beobachtete, hat ausser dem Interesse, das auch sie bieten, noch folgende Gründe: Erstens blieb bei der ersten Messungsart die Temperatur nicht völlig constant während der oft fünfstündigen Beobachtungsreihen. Die Curven zweiter Art ermöglichen die Correction der hierdurch entstehenden Fehler. Zweitens ist es unzweckmässig, die verschiedenen Temperaturen entsprechenden Energiecurven mit gleicher Bolometerempfindlichkeit zu durchmessen. Die Curven zweiter Art ergeben dann leicht und sicher die relativen Grössenverhältnisse der verschiedenen Energiecurven.

Die Aichung auf Wellenlängen.

Es werde das Gitter aus derjenigen Stellung, welche das direct reflectirte (ungebeugte) Spaltbild auf den Bolometerstreif fallen lässt, um den Winkel γ gedreht, bis die Wellenlänge λ des Spectrum I. Ordnung den Streif ganz bedeckt, so ist $\lambda = c \sin \gamma$. Eine Aichung mit den *D*-Linien der fünf ersten Ordnungen ergab z. B.:

Spectralstelle	Spectrom.-Abl.			Ablenkung	Wellenl.	Constante
Directes Bild				γ	A. E.	c
Mitte der <i>D</i> -Linien I. Ordn.	274° 16' 40"	20	0	9° 56' 40"	5893,2	34 125
" " " II.	254	3	55	20 12 45	11786,4	34 114
" " " III.	243	3	35	31 13 5	17679,5	34 111
" " " IV.	230	33	45	43 42 55	23572,7	34 110
" " " V.	214	32	5	59 44 35	29465,9	33 113
						Mittel 34 115

Da $d\lambda = c \cos \gamma d\gamma$ ist, wächst die Dispersion umgekehrt proportional $\cos \gamma$. Zur Reduction auf das normale Spectrum führt die Division der Galvanometerausschläge durch $\cos \gamma$. Das directe Spaltbild hatte eine Breite von 17', der Bolometerstreif von 18'. Ihn bedeckten bei einer Ablenkung von 6° 177 A. E., bei einer solchen von 75° 47 A. E. Die Division durch $\cos \gamma$ bedeutet die Umrechnung auf denjenigen Galvanometerausschlag, der vorhanden wäre, wenn bei jeder Gitterstellung 184 A. E. auf den Streif fielen: die Spectrometer-einstellung ergibt die mittlere dieser 184 A. E., also die in relativem Maasse gemessene Energie, die innerhalb dieser 184 A. E. vorhanden ist. Langley's Bolometerstreif wurde bei seinen analogen Versuchen von 4000—20 000 A. E. bedeckt.

Um einen Einblick in meine Messungen zu ermöglichen, schreibe ich als Beispiel eine vollständige Versuchsreihe aus dem Beobachtungsjournal ab mit den ersten dazugehörigen

Berechnungen: und zwar eine Reihe bei der tiefsten meinen Messungen noch bequem zugänglichen Temperatur, bei welcher nahezu die äusserst mögliche Empfindlichkeit meiner Apparate zur Geltung kam. Die Messungen bei geringeren Empfindlichkeiten verliefen viel exacter. Die Messung ist nachts zwischen 9 und 1 Uhr gemacht.

Spectrometereinstellung des ungebeugten Spaltbildes: ocular $274^{\circ} 17' 0''$; bolometrisch $274^{\circ} 16' 55''$; das Bild auf den Spalt zurück 260° ; der Bolometerstrom = $31,8^{\circ}$ Tangentenbussole = $0,0403$ Amp.; Schwingungsdauer des Galv. = $40''$; Stand der Nadel: ruhig; Erhitzungsstrom fürs Platinblech = 54° Torsionsdyn. = $2,6 \sqrt{54}$ Amp.; Thermoelement: Temperatur des Terpentins = $22,5^{\circ} \text{C.}$; Ablenkung durch den Erhitzungsstrom in der einen Richtung $231,1 \text{ mm}$, in der anderen Richtung $166,5 \text{ m}$, Mittel $198,8 \text{ mm}$; $198,8 \text{ mm}$ entspricht der Temperaturdifferenz 525° ; corrigirte Temperatur des Streifs: $547,5^{\circ} \text{C.}$; der Streif war eben mit dunkelrothem Licht sichtbar (im dunklen Zimmer).

Spectrometereinstellung	Wellenlänge in A. E.	Galvanometerauschläge einzelne	Mittel	Ausschlag corrig. nach α und const. Dispersion	Temp. d. Streifs in $^{\circ} \text{C.}$
245°	16 681	7,5 5,7 6,4 6,6	6,55	7,8	547,5
260°	8 414	2,3 2,5 1,2 2,2			
255°	11 262	1,6 2,0 1,9 2,8	2,08	2,21	547,0
253°	12 380	2,5 3,1 2,6			
252°	12 932	2,7 4,4 2,9	3,3	3,6	
251°	13 481	3,7 3,1 3,1			
250°	14 025	3,5 2,0 2,7 3,1	2,8	3,1	

Spectro- metereinstel- lung	Wellenlänge in A. E.	Galvano- meter- ausschläge einzelne	Mittel	Ausschlag corrig. nach α und const. Dispersion	Temp. d. Streifs in ° C.
249°	14 566	2,2 2,7 2,8	2,6	2,9	547,0
248°	15 102	3,9 4,9 4,9			
		5,9			
247°	15 633	7,4 6,8 6,1	6,55	7,54	
		4,7 7,1 6,1			
247° 30'	15 368	7,2 6,4 7,6	6,0	6,89	
246° 30'	15 896	7,2 6,4 7,6			
		7,2 6,6 7,5	7,10	8,25	
246°	16 159	7,5 7,5 5,8			
		7,2 7,0 6,7			
245° 30'	16 421	6,6 6,3 6,4	6,7	7,9	
245°	16 681	6,9 6,3 6,4			
		6,7 6,6 6,3	6,5	7,7	
244° 30'	16 940	5,9 6,8 6,4			
244"	17 198	5,4 5,4 6,0	6,4	7,7	
		6,8 6,4 5,4			
243°	17 709	5,4 5,4 6,0	5,6	6,9	
242°	18 215	5,0 6,4 5,3			
		6,0 4,5 5,6	5,7	7,1	
241°	18 715	5,2 5,1 5,2			
		5,0 5,1 4,9			
240°	19 210	5,3 4,1 4,5	5,1	6,83	
238"	20 182	6,9(?)			
		236°	21 128	4,9	

Spectro- metereinstel- lung	Wellenlänge in A. E.	Galvano- meter- ausschläge einzelne	Mittel	Ausschlag corrig. nach α und const. Dispersion	Temp. d. Streifs in ° C.
234°	22 050	5,1 } 4,8 } 4,7 }	4,9	7,5	546,3
232°	22 945	4,3 } 4,5 } 4,6 }	4,5	6,9	
230°	23 811	3,3 } 4,0 } 4,0 }	3,8	6,1	
225°	25 848	2,2 } 2,0 } 2,1 }	2,1	3,9	
220°	27 689	2,5 }	2,5	5,6	
215°	29 319	2,8 } 2,6 }	2,7	7,4	
210°	30 725	2,0 } 2,8 }	2,4	8,5	
205°	31 898	1,2 } 1,2 }	1,1	5,4	
245°	16 681	0,9 } 5,9 } 7,0 }	6,45	7,7	

Thermoelement: $\frac{229,0}{166,4}$ 197,7 mm = 521° C.; Temperatur des Terpentins — 25,3; Temperatur des Blechs 546,3° C.; Erhitzungsstrom: $2,6 \sqrt{53,2}$ Amp.; Bolometerstrom = 31,8° Tangentenbussole = 0,0403 Amp.; directes Bild bei 274° 17' 0" (bolometrisch); Galvanom. = 40" Schwingungsdauer. Der Stand der Nadel änderte sich in der ersten Stunde um etwa 100 mm Scalentheile. Nachher nicht mehr bedeutend.

Resultate.

Fig. 3 stellt das Spectrum einer Glühlampe dar, deren Kohlebügel eine Temperatur von ca. 1500° C.¹⁾ hatte, und deren Strahlung mittels eines dritten silbernen Hohlspiegels auf den Spalt concentrirt war. Curve 1 ist direct beobachtet. Durch die Correctionen wegen variabler Gitterneigung und variabler Dispersion entsteht aus ihr Curve 2, welche erst

1) Mit Rücksicht auf die für gemessene Temperaturen erhaltenen Energiecurven geschätzt.

von ca. 2μ an eine merklich andere Gestalt zeigt. Eine ähnliche Curve gab die Strahlung der Kohletheilchen in der leuchtenden Gasflamme, die Strahlung von Platin, welches entweder durch den electricischen Strom, oder durch ein Leuchtgasluftgebläse erhitzt wurde, und schliesslich der heissesten Kohlen-theile des electricischen Lichtbogens. Die sämtlichen Discontinuitäten finden sich in allen diesen Energiecurven. Sichtete man eine dieser Strahlungen durch eine $0,2\text{ mm}$ dicke Hartgummiplatte, die von etwa $0,8\mu$ an gut durchlässig war (Fig. 4, Curve 1), oder durch eine 1 cm dicke Schicht concentrirter Alaunlösung, die von etwa $1,4\mu$ an stark absorbirte (Fig. 4, Curve 2), so konnte man beweisen, dass das Spectrum I. Ordnung bis etwa 2μ nicht erheblich durch Uebergreifen der II. Ordnung getrübt war. Diese II. Ordnung wurde erst von etwa $1,7\mu$ an merkbar. Durch die Alaunabsorption verschwindet das zweite grössere Maximum bei $1,56\mu$, durch die Hartgummiplatte wird der Verlauf der Curve hier nicht geändert. Dies Maximum gehört daher zur I. Ordnung.

Der Grund dieser Discontinuitäten und vor allem das tiefe Minimum bei $1,47\mu$ kann liegen erstens an einer Discontinuität des selectiven Reflexionsvermögens der zwei benutzten Silber-spiegel. Die Messungen des Hrn. H. Rubens¹⁾ zeigen zwar nichts Derartiges; aber bei seinem im Verhältnisse zu seiner Dispersion sehr breiten Bolometerstreifen könnte es unbemerkt geblieben sein. Ich habe mir daher durchsichtige und möglichst gleichmässige Silberschichten hergestellt und ihr Absorptionsspectrum durchsucht, habe aber in der Nähe von $1,47\mu$ durchaus keinen anderen Verlauf der Curve finden können. Benutzte ich umgekehrt die Reflexion eines dritten silbernen Hohlspiegels, um den Spalt zu belichten, so ergab sich ebenfalls kein erheblich anderer Verlauf der Curven. Die Correction der gegebenen Curven wegen zwei- resp. dreimaliger Silberreflexion nach den Zahlen von Rubens ändert ihren Verlauf wenig.

Der Grund kann ferner liegen an einer Discontinuität im selectiven Reflexionsvermögens des Rowland'schen Spiegelmetalles. Ich habe daher die Strahlung mit einem zweiten

1) H. Rubens, Wied. Ann. **37**. p. 254. 1889.

grossen Rowland'schen Reflexionsconcavgitter auf den Spalt concentrirt¹⁾ und das Spectrum aufgenommen, aber trotz dieser zweiten Reflexion am Spiegelmetall keinen anderen Verlauf und besonders kein tieferes Minimum erhalten.

Als dritter Grund wäre möglich eine Discontinuität im selectiven Absorptionsvermögen des Bolometerstreifs. Ist dies schon unwahrscheinlich im Hinblick auf die vielen Untersuchungen, die schon mit Bolometern im prismatischen Spectrum gemacht sind, ohne hier etwas Auffälliges zutage gefördert zu haben, so kann ich noch anführen, dass ich einige der hier angeführten Spectra auch mit einem anderen 0,5 mm breiten und mit Kampherruss statt Petroleumruss geschwärzten Bolometer durchmessen habe. Diese Curven verliefen ganz analog den hier angeführten. Der Spalt hatte dabei 0,5 mm Breite, während er bei den hier ausführlich behandelten Versuchen 1,8 mm breit war. Das Minimum wurde dadurch nicht schmaler. Es wäre viertens möglich, wenn auch aus demselben Grunde, wie Möglichkeit 3 unwahrscheinlich, dass die Kohlensäure oder der Wasserdampf der Luft die Strahlung in der Nachbarschaft der Minima stark absorbirten. Wiederum konnte eine zu grosse Breite des Bolometerstreifs dies bei früheren Untersuchungen im prismatischen Spectrum verdeckt haben. Ich habe daher die Wellenlänge $1,467 \mu$ des Argandbrennerspectrum auf den Bolometerstreif eingestellt und den Ausschlag gemessen. Danach wurden möglichst viele Schalen mit Phosphorsäure in den Kasten gebracht, und dieser soweit es möglich war, verhängt. Es trat in vier Stunden durchaus keine nachweisbare Aenderung des Ausschlages ein. Darauf liess ich einen Strom von Kohlensäure in den verschlossenen Kasten; aber auch dies bewirkte keine erwähnenswerthe Aenderung des Ausschlages. Wenn also hierin die Ursache der Minima zu suchen wäre, so müssten bereits so geringe Mengen Wasserdampf oder Kohlensäure die volle beobachtete Intensitätsschwächung hervorbringen, dass ein Mehr oder Weniger davon nichts mehr ausmacht. Die von der Strahlung meistens durchsetzte Luftschicht war ca. 1 m lang, bei einigen Reihen

1) Das ungebeugte Bild der Lichtquelle verstärkt durch die Spiegelung an der nicht getheilten Fläche dieses Gitters.

aber auch, wenn ein Hohlspiegel zur Belichtung des Spaltes diene, 2 m lang, ohne dass dadurch Unterschiede auftraten.

Es wäre also entweder hierin der Grund zu suchen, oder endlich in einem eigenthümlichen Verhalten der Gitterfurchen, infolgedessen gewisse Spectralparthien lichtschwächer werden, als andere benachbarte.

Nachdem ich die obenerwähnten Messungen, von denen noch zuletzt die Rede sein soll, gemacht hatte, reinigte ich das Gitter, indem Ammoniak auf die geritzte Fläche gegossen und mit einem weichen Leinen durch Wischen längs der Furchen wieder entfernt wurde. Hierdurch werden die Gitter wieder blank und geben lichtstärkere Spectren. Die Schärfe von Linienspectren wird durch das Putzen nicht beeinträchtigt. Als ich es nunmehr aber untersuchte, erhielt ich eine erheblich veränderte Energiecurve, die ich in Fig. 3, Curve *a* wiedergebe.

Vor dem Putzen war immer nur das eine Spectrum des Gitters benutzt, welches sich durch grössere Lichtstärke auszeichnete, und an der Justirung der Anordnung nie etwas geändert.

Das andere Spectrum gelangt bei meiner Anordnung zur Messung, wenn man entweder das Gitter nach der anderen Seite herumdreht (entgegen der Pfeilrichtung Fig. 1), oder besser, indem man das Gitter auf den Kopf stellt und dann nach der gewöhnlichen Seite dreht. In der letzten Anordnung ist dann nichts geändert, nur erhalten die Furchen bei jeder Gitterstellung das Licht von einer Richtung, die symmetrisch ist zu derjenigen, von der es bei der ersten Anordnung auf das Gitter fällt.

Ich habe nach der Reinigung das andere Spectrum nach diesen beiden Anordnungen aufgenommen. Ich erhielt genau die gleiche Curve, ob das Gitter nach der anderen Seite gedreht ward, oder ob es umgekehrt und dann nach der gewöhnlichen Seite gedreht wurde. Nur die Intensitäten waren in beiden Fällen etwas verschieden; aber dies ist aus der stärkeren Gitterneigung gegen die einfallende Strahlung bei der ersten Anordnung zu erklären. Dies andere Spectrum zeigt ferner keine grossen Unterschiede von dem ersten Spectrum. Die Curve dieses anderen Spectrum Fig. 3, Curve *b* hat nur den

Unterschied, dass zwischen $0,5$ und $0,86 \mu$ eine kleinere und von $1,5 \mu$ an eine im Verhältniss zu den übrigen Spectralstellen grössere Energie vorhanden ist, als in dem ersten Spectrum (lichtschwächeres Spectrum I., lichtstärkeres II. Ordnung).

Das Resultat, dass sich das Rowland'sche Gitter durch die Reinigung geändert hat, wird nicht mehr wunderbar erscheinen, wenn man die Energiecurven betrachtet, welche andere Gitter ergeben. Durch die Freundlichkeit des Hrn. Geheimrath Quincke erhielt ich erstens ein Rowland'sches Plangitter von gleicher Dispersion, wie das obenerwähnte des Hannoverschen Institutes. Furchenabstand = $0,00176$ mm. Es hatte nur eine erheblich kleinere getheilte Fläche. Zweitens ein Nobert'sches Gitter, welches versilbert war und so als Reflexionsgitter diente. Es hielt 4501 Striche auf $20,3$ mm und ist das als Nobert V in Quincke's Arbeiten¹⁾ bezeichnete Gitter. Furchenabstand = $0,004519$ mm. Drittens ein eben-solches Nobert'sches Gitter, aber mit nur 901 Strichen auf $13,53$ mm: Quincke's Gitter Nobert IX. Furchenabstand $0,015013$ mm: ausgezeichnet nach Quincke durch aussergewöhnlich tiefe Furchen.

Die beiden Gitter eins und zwei wurden mit dem gleichen $1,8$ mm breiten Bolometer untersucht, das Gitter drei wegen seiner geringen Dispersion mit einem $0,2$ mm breiten Bolometerstreifen und entsprechend engem Spalt.

Die Strahlung war für alle diese Gitter die gleiche: nämlich eine kleine Glühlampe mit einem ca. 1000° C.²⁾ heissen Kohlebügel, die durch die Accumulatorenatterie gespeist ward, und von der mittels eines dritten silbernen Hohlspiegels ein Bild auf den Spalt geworfen wurde. Ich gebe hier nur die direct beobachteten Galvanometerablenkungen an, da die Correction wegen Gitterneigung und variabler Dispersion erstens nur bei dem Rowland'schen Gitter von 2μ an die Gestalt der Curve etwas ändert, zweitens geringfügig erscheint gegenüber den sonstigen grossen Verschiedenheiten in den Curven. Ebenso unterlasse ich absichtlich die Correction wegen der Silberreflexion, die sehr wenig ausmacht.

1) G. Quincke, Pogg. Ann. **146**. p. 14. 1872.

2) Vgl. p. 396. Anm. 1.

Fig. 5, Curve *a* stellt die Curve des einen Spectrum des Rowland'schen Gitters von Quincke dar. Das andere Spectrum war im sichtbaren Theil lichtstärker, im ultrarothem Gebiete aber gleich lichtstark. Es zeigte *jede Zacke genau in gleicher Weise*, wie das erste Spectrum. In Curve *b* ist nur der lichtstärkere Theil dieses Spectrum dargestellt. Der übrige Verlauf ist fortgelassen, da er fast ganz mit der Curve des ersten Spectrum zusammenfällt und die Uebersicht erschweren würde.

Fig. 6, Curve *b* stellt die Energiecurve derselben Strahlung dar, welche das eine Spectrum des Silbergitter Nobert V ergab, Curve *a* die Curve des anderen Spectrum dieses Gitters. Es war für dies und das vorhergehende Gitter wieder gleichgültig, ob man das andere Spectrum durch Drehen des Gitters nach der anderen Seite, oder so erzeugte, dass das Gitter auf den Kopf gestellt und nach der gewöhnlichen Richtung (Pfeilrichtung Fig. 1) gedreht wurde.

Fig. 7, Curve *a* ergab das eine Spectrum des Gitters Nobert IX, Curve *b* das andere, gleichgültig wie es erzeugt ward. Keine von den gezeichneten Zacken in den Spectren beruht auf Beobachtungsfehlern. Jede der Curven ist mehrfach beobachtet und gab stets an gleicher Stelle den gleichen Verlauf.

Abgesehen von den ganz verschiedenartigen Discontinuitäten in den Curven der verschiedenen Gitter liegt nicht einmal der Haupttheil der Energie auch nur annähernd immer an gleicher Stelle. Bei dem Rowland'schen Gitter des Hannoverschen Institutes liegt er zwischen $0,6$ resp. $0,8 \mu$ und $1,8 \mu$, bei dem Rowland'schen Gitter des Heidelberger Institutes zwischen $0,9$ und $2,7 \mu$, ungefähr ebenso bei dem einen Silbergitter. Dagegen ist bei dem anderen Silbergitter mit den tieferen Furchen und der kleineren Dispersion zwischen $0,8 \mu$ und $1,5 \mu$ nur wenig Energie im Verhältniss zu derjenigen zwischen $1,5$ und $2,6$ (Curve *a*) resp. $4,1 \mu$ (Curve *b*) vorhanden. Bei einigen Curven ist es wegen der starken Discontinuitäten schwer zu sagen, wo der Haupttheil der Energie liegt.

Die theoretischen Arbeiten über die Intensitätsverhältnisse im Gitterspectrum führen zu sehr complicirten Formeln. Die Quincke'sche Formel p. 31 seiner citirten Abhandlung ist

nicht nur einige Reihen der Annalenseite lang, sondern führt vor allem Grössen, die von der Form der Gitterfurchen abhängen und deren genauere Bestimmung der Beobachtung entgeht (Furchen-Tiefe und -Breite).

Ich weiss nicht, ob nach einer Theorie ein so gezackter Verlauf der Energiecurven zu erwarten war, wie ich ihn beobachtet habe. Wenn Langley Gitterspectra zu bolometrischen Messungen verwendete, und wenn W. H. Julius¹⁾ bedauerte, dass er für seine bolometrischen Arbeiten keine Rowland'sches Gitter habe erhalten können, so scheint unter den Physikern doch wohl bisher die Ansicht geherrscht zu haben, dass man mit einem guten Gitter auch ein brauchbares normales Energiespectrum erhält. Dass die Uebereinanderlagerung der Spectra und die geringe Intensität unbequem seien, ist eine häufig wiederkehrende Bemerkung, dass aber in einem verhältnissmässig kleinen Spectralbezirke solche Intensitätsschwankungen vorkommen können, wie meine Curven zeigen, dürfte nicht zu erwarten gewesen sein.

Wenn bisher bei photographischen Aufnahmen oder ocularen Messungen im Gitterspectrum derartige Erscheinungen nicht beobachtet sind, so muss man erstens berücksichtigen, wie klein der dem Auge und der gewöhnlich benutzten lichtempfindlichen Platte zugängliche Spectralbezirk gegenüber den hier durchmessenen Spectren ist. In kleineren Spectralbezirken kommen auch in meinen Curven nur selten sehr starke Discontinuitäten vor. An den gewöhnlich mit dem Gitter hergestellten Linienspectren wird man ferner überhaupt schwerlich diese Erscheinung wahrnehmen können, da man ja die Intensität nicht kennt, welche den Linien im normalen Energiespectrum zukommen würde, ganz abgesehen davon, dass es fraglich erscheint, ob man eine Intensitätsschwankung von ca. 20 Proc., die sich über 5000 AE. erstreckt, ocular oder auf dem Negativ bemerken würde. Es sind indessen schon Beobachtungen gemacht, die sich wohl an meine Erfahrungen anschliessen, nämlich, dass bei einem grösseren Rowland'schen

1) W. H. Julius, Licht- und Wärmestrahlung verbrannter Gase. Berlin, Leonh. Simion 1890.

Concavgitter alle Spectra von einer bestimmten Wellenlänge im Ultraviolett an plötzlich aufhörten.¹⁾

Meine Versuchsanordnung war nicht darauf angelegt, auf Grund einer Theorie diese Verhältnisse näher zu untersuchen. Ein naheliegender Gedanke ist der, dass die Gestalt der Energiecurven wesentlich durch den Furchenbau bedingt ist. Für einen complicirten Furchenquerschnitt, wie er für die verhältnissmässig tief in Glas geritzten Nobert'schen Gitter wohl anzunehmen ist, erhält man eine verwickeltere Curve, als für die weniger tief und wohl regelmässiger gefurchten Metallgitter.

Das Auftreten von Maximen und Minimen in rascher Folge in der Curve *eines* Spectrums würde darauf hindeuten, dass die Furche aus vielen gegeneinander geneigten Flächen besteht. Es werden dann bevorzugte Richtungen vorhanden sein, wohin gemäss der Lagerung der reflectirenden Flächen in der Furche und der Richtung des einfallenden Lichtes mehr Licht gelangt, als nach anderen, benachbarten Richtungen. Dann muss die Lage der Zacken auf der Wellenlängenscala von dem Einfallswinkel der Strahlung abhängen, wie es von Quincke für die Hauptmaxima der Intensität l. c. erörtert wird.

Der Einfallswinkel blieb bei meinen Versuchen nicht constant. Er war nun z. B. für gleiche Spectralstellen derjenigen zwei Spectren verschieden, welche durch Drehung des Gitters nach den zwei verschiedenen Seiten entstanden. Es ist gezeigt, dass die Energiecurven für die Nobert'schen Gitter dann auch sehr verschieden sind, nicht aber bei den Rowland'schen.

Weiter müssen bei meiner Versuchsanordnung die Maxima nach anderen Wellenlängen rücken, wenn man den Winkel zwischen dem einfallenden Licht und der Beobachtungsrichtung (Collimatorrohr und Fernrohr) $\neq \delta$ Fig. 1 der bei meiner Anordnung für ein Spectrum constant blieb, änderte. Ich habe dies, soweit es die Anordnung erlaubte, gemacht und allerdings eine Verschiebung der Maxima erhalten. Fig. 6, Curve *a* des Silbergitters Nobert V entspricht dem gewöhnlich benutzten Winkel $\delta = 29^\circ$. Durch Verstellen des Spiegels S_2 Fig. 1

1) Kayser u. Runge, Ueber die Spectren der Elemente. Abb. der Berl. Ak. der Wiss. 1888. Theil I. p. 17.

vergrösserte ich ihn zu $38\frac{1}{2}^{\circ}$. Weiter wurde nichts geändert. Die dann erhaltene Curve a_1 zeigt eine deutliche Verschiebung einiger Maxima. An den Zacken der zwei Curven sind die Spectrometerablenkungen aus derjenigen Gitterstellung angeschrieben, bei welcher das ungebeugte Bild des Spaltes den Bolometerstreif bedeckte. Die Zacken sind durch die Vergrösserung des Winkels δ für ca. 9° ($1,3 \mu$) nicht verschoben, für kleinere Spectrometerablenkungen nach kürzeren, für grössere mehr und mehr nach längeren Wellen verschoben. Dazu sei im Hinblick auf die Quincke'sche Theorie bemerkt, dass bis zu einer Spectrometerablenkung von $16^{\circ} 52'$ der Einfallswinkel der Strahlung für eine gleiche Spectrometerablenkung für die Curve a_1 grösser war, als für die Curve a . Bei $16^{\circ} 52'$ sind die Einfallswinkel gleich; für grössere Spectrometerablenkungen gehört der grössere Einfallswinkel für die gleiche Spectrometerablenkung zur Curve a . Die Vorzeichen dieser Einfallswinkel sind dabei bis $14\frac{1}{2}^{\circ}$ gleich, bis $19\frac{1}{4}^{\circ}$ verschieden, und für grössere Spectrometerablenkungen wieder gleich. Nach Quincke rückt ein Intensitätsmaximum bei Vergrösserung des Einfallswinkels nach kürzeren Wellenlängen. Der von mir beobachtete Effect steht somit angenähert im Einklange mit Quincke's Theorie.

Aus meinen Versuchen gehen folgende Eigenschaften der untersuchten Gitter hervor.

Die Rowland'schen Gitter geben sehr angenähert oder vollständig gleiche Energiecurven, ob das Gitter bei meiner Anordnung nach rechts oder links gedreht wird, wobei die Einfallswinkel der Strahlung erheblich variiren. Stellt man das Gitter auf den Kopf, so ändern sich diese Spectren nicht.

Die versilberten Glasgitter gaben verschiedene Spectren bei einer Links- und Rechtsdrehung des Gitters. Stellt man das Gitter auf den Kopf, so erscheint jetzt bei einer Gitterdrehung rechtsherum genau die gleiche Curve, welche bei der ersten Stellung des Gitters durch eine Linksdrehung erhalten wird.

Die von mir gezeichneten Curven sollten nach Langley continuirlich verlaufen. Ihre Gestalt sollte noch von der Temperatur des glühenden Körpers abhängen. Man sieht letzteres bestätigt an den Curven Fig. 8. Es sind die Energie-

curven für den auf verschiedene Temperaturen erhitzten Platinstreif, welche mit dem Rowland'schen Gitter des Hannoverschen Institutes vor seiner Reinigung erhalten sind. Sie sind also mit der Curve 2, Fig. 3 vergleichbar. Diese Curven entsprechen verschiedener Galvanometerempfindlichkeit und stehen bezüglich der Höhe ihrer Ordinaten in solchen Verhältnissen, wie die Beobachtung sie ergab. • Die angeschriebenen Zahlen bedeuten die Temperaturen des Platinstreifs in Celsiusgraden, wie sie beobachtet sind.

Die Form dieser Curven in der Umgebung des Minimum bei $1,467\ \mu$ ist sehr verschieden. Die Curve der Temperatur 547°C. hat ihren Gipfel bei $1,6\ \mu$, einen langsamen Abfall zum Minimum und für kürzere Wellen eine eben noch hervortretende neue Erhöhung. Mit wachsender Temperatur wird der Abfall von längeren Wellen zum Minimum steiler, und die Ordinaten links vom Minimum wachsen mehr und mehr. Bei 1120°C. erscheinen beide Gipfel zu beiden Seiten des Minimum fast gleich hoch. Bei 1340° ist der linke aber bereits der höhere.

Dies Verhalten beweist, erstens dass die Erhöhung rechts vom Minimum zur I. Ordnung gehört, wie schon durch die Absorption des Alauns oder der Hartgummiplatte gefunden wurde (p. 297), zweitens dass das Energiemaximum, bei niederen Temperaturen längeren Wellen angehörig, mit steigender Temperatur bis an das Minimum und darüber hinaus nach kürzeren Wellen rückt.

Mit dem Rowland'schen Gitter von Quincke habe ich ebenso drei verschiedene Temperaturen untersucht, die sich so auf Fig. 5 als Curve 1, 2, 3 finden, wie die Beobachtung sie ergab (ebenfalls verschiedener Galvanometerempfindlichkeit entsprechend). Auch an ihnen ist die mit der Temperatur wechselnde Energievertheilung im Spectrum deutlich zu sehen.

Die zweite Art von Curven, die ich beobachtete, und welche die Abhängigkeit der Lichtintensität der Strahlung eines engbegrenzten Spectralbezirkes (ca. 150 A. E.) von der Temperatur des Platinstreifs darstellen, findet sich auf Fig. 9, wie sie mit dem Gitter des Hannoverschen Institutes beobachtet wurden. Die angeschriebenen Zahlen bedeuten die Wellenlängen. Die Curve für 14562 A. E. hat so kleine Ordinaten,

weil an dieser Stelle das tiefe Minimum liegt. Diese Curven haben eine ähnliche Form, wie die von Nichols¹⁾ für sichtbare Wellenlängen photometrisch gefundenen „isochromatics“, mit welchen also meine Curve für 6083 A. E. vergleichbar ist.

Mit Hülfe dieser Curven kann man die Curven Fig. 8 in die richtigen Grössenverhältnisse zueinander setzen. Doch kann eine solche Darstellung hier nicht wiedergegeben werden, da die Curve für 547° C. nur dann deutlich würde, wenn die für 1410° eine für die Annalentafeln zu grosse Höhe erreichte. Die höchste Ordinate der ersten Curve würde etwa 3,8 betragen, wenn die der zweiten ca. 1180 wäre.

Hannover, December 1892.

1) E. L. Nichols, Am. Journ. of Sc. a. A. III. V. 18. p. 465. 1879.