©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Über den Gangunterschied und das Intensitätsverhältniß der bei der Reflexion an Glasgittern auftretenden parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen.

Von L. Ditscheiner.

(Vorgelegt in der Sitzung am 15. Juli 1869.)

Die verschiedenen Änderungen der Intensität, welche das parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Licht bei der Beugung durch ein Gitter erleiden, haben seit längerer Zeit die Aufmerksamkeit der Physiker auf sich gezogen, da man durch sie die so wichtige Frage über die Schwingungsrichtung des polarisirten Lichtes zu lösen hoffte. Die Messungen über die Drehung der Polarisationsebene bei der Beugung von Stokes[1]), Holtzmann[2]), Lorenz[3]) u. A. sind in eben dieser Absicht unternommen worden, ohne diese Frage jedoch endgiltig zu entscheiden. Sie beziehen sich sämmtlich auf die durchgehenden gebeugten Strahlen, bei welchen, wie die Erfahrung lehrt, der Intensitätsunterschied der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen ein so geringer ist, daß höchst wahrscheinlich schon deßhalb Stokes und Holtzmann zu ihren von einander abweichenden Resultaten gekommen sein können. Aber auch die theoretischen Betrachtungen, welche von Stokes, Eisenlohr[4]) und Lorenz herrühren, sind strenge genommen, so werthvoll sie auch sicherlich sind, weder der einen noch der anderen der beiden Versuchsreihen gerecht geworden.

Die Thatsache, daß bei dem durchgehenden, gebrochenen Lichte die parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen nicht nur einen weit geringeren, fast verschwindenden Phasenunter-

---

[1]) Phil. Trans. Vol. IX. P. 1—4. und Pogg. Ann. 101. 154.

[2]) Pogg. Ann. 99. 46.

[3]) Pogg. Ann. 111. 315.

[4]) Pogg. Ann. 104. 337 u. 346.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

schied, sondern auch einen ungleich weniger bedeutenden Intensitätsunterschied zeigen als dies bei den unter demselben Einfallswinkel reflectirten Strahlen der Fall ist, ließ erwarten, daß die bei der Reflexion des Lichtes an einer Glasgitterfläche auftretenden gebeugten Strahlen sowohl den Phasenunterschied, als auch den Intensitätsunterschied der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen besser erkennen lassen, als die bei dem Durchgange entstehenden gebeugten Strahlen.

Fällt nämlich auf eine Glasgitterfläche, welche so in der xz-Ebene gestellt ist, daß dessen Spalten parallel der verticalen z-Axe liegen, unter dem Winkel α eine ebene Welle ein, so werden nicht nur im Glase sondern auch im ersten Medium, der Luft, Elementarwellen angeregt, welche auf die bekannte Weise Anlaß zum Auftreten der Beugungsspectra geben. Nennen wir die Wellenlänge des Lichtes in Luft λ und im Glase λ', so treten in der Luft Intensitätsmaxima auf für alle jene Strahlen, für welche

$$\sin\alpha = \sin\alpha_1 \pm \frac{n\lambda}{b+c} \tag{1}$$

und im Glase für jene, für welche

$$\frac{\sin\alpha}{\mu} = \sin\alpha' \pm \frac{n\lambda'}{b+c}. \tag{2}$$ [1]

Dabei ist μ der Brechungsquotient für den Übergang von Luft in Glas, $b+c$ die Entfernung der Spalten von Mitte zu Mitte gerechnet, n irgend eine ganze Zahl, welche anzeigt dem wie vielsten Spectrum von der Mitte aus das entsprechende Maximum angehört. α_1 ist ferner der Winkel, welchen die in Luft gebeugten Strahlen, mit dem Einfallslothe bilden, während α' dieselbe Bedeutung für die Beugung im Glase hat. Wir nennen diese Winkel Beugungswinkel in Glas und Luft, in ähnlicher Weise wie man den Winkel, welchen die reflectirten Strahlen mit dem Einfallslothe bilden, den Reflexionswinkel nennt.

---

[1]) Diese Relationen ergeben sich unmittelbar aus den Gl. *Ia* und *Ib*, welche in meiner Abhandlung über die Theorie der Beugung in doppeltbrechenden Medien (Sitzb. 54. Bd. II. Abth.) gegeben sind, wenn man $\eta = 0$ setzt und β mit α verwechselt.

Da $\frac{\lambda}{\lambda_1} = \mu$ ist, so ergibt sich aus diesen Formeln

$$\sin \alpha_1 = \mu . \sin \alpha', \tag{3}$$

eine Relation, welche anzeigt, daß jedem bei der Reflexion in Luft auf Glas gebeugten Strahlen, der einem bestimmten n entspricht, ein solcher in das Glas übergehender gebeugter, denselben n entsprechender Strahl, sich so zuordnet, daß ihre Winkel mit dem Einfallslothe dem gewöhnlichen Brechungsgesetze genügen.

Es ist auch unmittelbar ersichtlich, daß die Anordnung der Beugungsspectra bei der Reflexion ganz genau dieselbe sein muß wie im durchgehenden Lichte, sobald das Gitter auf einer planparallelen Platte gearbeitet ist, mag nun die Gitterfläche dem einfallenden Strahle zu oder abgekehrt sein. Ein solches Gitter vorausgesetzt, tritt an der zweiten Fläche der an der ersten unter dem Winkel α' gebeugte Strahl unter demselben Winkel α_1 aus, welchen der reflectirte gebeugte Strahl mit dem Einfallslothe bildet, da die Gl. (3) in (2) eingeführt unmittelbar zu Gl. (1) führt. Ist hingegen die Gitterfläche dem unter dem Winkel α einfallenden Strahl abgekehrt, so fällt derselbe auf die Gitterfläche im Glase unter dem Winkel α'' ein, wobei $\mu . \sin \alpha'' = \sin \alpha$. Da der Übergang von Glas in Luft stattfindet, so gilt die Formel (2), wenn man statt α, μ und λ' respective α'', $\frac{1}{\mu}$ und λ setzt. Aus dieser so modificirten Formel ergibt sich, nach Einführung des obigen Werthes für α'', ein Werth für α', welcher jenem für α' in Formel (1) gleich ist.

Das Aussehen dieser reflectirten Beugungsspectra ist zum mindesten eben so schön wie jenes der durchgehenden, wenn nur das Beugungsgitter mit der nöthigen Sorgfalt gearbeitet ist. Es treten in ihnen die Fraunhofer'schen Linien mit außerordentlicher Schärfe auf und sie sind bei gleichen Einfallswinkel sogar intensiver wie im durchgegangenen Lichte, möglicherweise deßhalb, weil sie nur eine einmalige Reflexion erlitten haben, während bei den anderen das Licht durch die zweimalige Brechung eine stärkere Schwächung erfahren hat.

Das Gitter, dessen ich mich bei meinen Versuchen bediente, ist dasselbe, mit welchem ich die Wellenlängenbestimmungen [1]) vorge-

[1]) Sitzungsberichte der Wiener Akademie. Bd. 50, S. 296 und Bd. 52, S. 289.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

nommen hatte. Dasselbe ist Eigenthum des physikalischen Cabinets der Wiener Universität und ist mir von dessen Vorstande, meinem geehrten Freunde Prof. v. Lang freundlichst zur Verfügung gestellt worden. Da dieses Gitter eine Spaltenbreite (von Mitte zu Mitte gerechnet) $b + c = 0{\cdot}0046317$ Millimeter besitzt, so sind die Spectra nicht nur sehr ausgedehnt, so daß die Fraunhofer'schen Linien, selbst die feinsten und naheliegendsten, sehr deutlich getrennt erscheinen (bei senkrechter Incidenz sind im zweiten Spectrum die beiden *D*-linien um eine ganze Bogenminute verschieden), sondern auch den drei ersten Spectren rechts und links, in welchen überhaupt, wegen der schädlichen Deckung mehrerer Farben in den folgenden, nur eine derartige Beobachtung gemacht werden kann, kommen große, also auch sehr verschiedene Beugungswinkel zu, ein Umstand, welcher natürlicher Weise auch hier ganz besonders gewichtig in die Wagschale fällt.

Was nun die Beobachtung der Gangunterschiede und des Intensitätsverhältnisses der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten gebeugten Strahlen anbelangt, so ist sie im Wesentlichen mit derjenigen, welche ich zur Untersuchung des reflectirten Lichtes (Sitzungsberichte Bd. 58. II. Abth.) anwendete, identisch, jedoch mit dem Unterschiede, daß man hier das zerlegende Prisma nicht in Anwendung zu bringen braucht, da die Zerlegung des Lichtes in seine Farben bei der Beugung durch das Gitter selbst vorgenommen wird.

Die Anordnung des Apparates ist demnach folgende. Von einem Heliostaten kommen in das verfinsterte Zimmer die Sonnenstrahlen und gehen zunächst durch ein Nicol'sches Prisma, dessen Hauptschnitt unter 45° gegen die verticale Spalte eines Spectralapparates gestellt ist. Dieser Spectralapparat bestand aus Collimator und drehbarem Fernrohr, mit einer Kreistheilung zur Bestimmung der Einfallswinkel. Leider ließ dieser mir zur Verfügung stehende Kreis die Einfallswinkel nur bis auf höchstens 10—15 Bogenminuten genau bestimmen. Ich begnügte mich aber mit dieser geringen Genauigkeit, weil sich aus den Versuchen ergab, daß die übrigen Beobachtungsresultate, selbst bei größeren Änderungen des Einfallswinkels, keine die ihnen ohnehin anhaftenden Beobachtungsfehler übersteigenden Änderungen erleiden. Auf dem Tischchen des Spectralapparates war das Gitter vertical so aufgestellt, daß die Gitterlinien parallel

der Spalte sich befanden. Die Gitterfläche war selbstverständlich den aus dem Collimator parallel seiner Axe austretenden Strahlen zugekehrt und um die möglicherweise eintretende schädliche Reflexion an der Hinterfläche der Glasplatte zu vermeiden, war das Gitter mit Canadabalsam an ein 45° Flintglasprisma gekittet, wodurch auch die Aufstellung des Gitters selbst wesentlich bequemer wurde. Zwischen dem ersten Nicole und der Spalte befand sich senkrecht zu den durchgehenden Strahlen eine parallel der optischen Axe geschnittene Quarzplatte von 2 Mm. Dicke so aufgestellt, daß die optische Axe parallel der Spalte war. In manchen Fällen, namentlich dort, wo man weniger aber weiter von einander abstehende Interferenzstreifen zur Beobachtung wünschte, waren Gypsplatten, je nach Bedürfniß dünnere oder dickere, statt der Quarzplatte so eingeschoben, daß deren eine Elasticitätsaxe, parallel welcher die Schwingungen der sich langsamer fortpflanzenden Strahlen stattfinden, parallel der Collimatorspalte sich befanden. Zur Hervorrufung der Interferenzstreifen befand sich vor dem Oculare des Beobachtungsfernrohres ein drehbares Hartnack'sches Prisma. Die Drehung dieses Analyseurs konnte an einem verticalen, senkrecht zur optischen Axe des Fernrohres gestellten Kreis abgelesen werden. Derselbe war auf einem verticalen Stativ befestigt und wurde stets so vor das Fernrohr gestellt, daß man durch das Hartnack'sche Prisma das Spectrum und die in ihm auftretenden Interferenzstreifen beobachten konnte. Dieser Kreis ist in Viertelgrade getheilt und mit dem Index konnte bis auf fünf Minuten genau abgelesen werden. Für die im Folgenden angeführte Beobachtungsreihe war diese Genauigkeit mehr als hinreichend, da eine mehrmalige Einstellung unter sonst gleichen Umständen viel größere Beobachtungsfehler auswies. Die Intensität dieser Beugungsspectra, da man namentlich wegen dem Auftreten scharfer Interferenzstreifen und wegen dem nothwendigen Sehen der Fraunhofer'schen Linien enge Collimatorspalten brauchte, ist eine verhältnißmäßig geringe, so daß die Einstellung eine unsichere wird. Um diesem Übelstande abzuhelfen, habe ich vor der Spalte eine größere Sammellinse so aufgestellt, daß die Collimatorspalte sich in ihrem Brennpunkte befand. Es wurde so ungleich mehr Licht durch den Collimator gesandt. Diese Linse muß eine etwas größere Brennweite (15—60″) haben, damit die von ihr gesammelten Strahlen nicht zu divergirend durch den Nicol und die Quarzplatte gehen.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Aus dieser Anordnung des Beobachtungsapparates läßt sich erkennen, daß wenn aus dem ersten Nicole ein linear polarisirter Lichtstrahl von der Amplitude $2a$ aus- und in die Quarzplatte eintritt diese zwei Strahlen, welche parallel und senkrecht zur horizontalen Einfallsebene polarisirt sind, verlassen und durch folgende Relationen gegeben sind

$$\xi = a \sin \frac{2\pi}{\lambda} \quad vt$$

$$\zeta = a \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - \Delta),$$

wobei Δ derjenige Gangunterschied ist, welchen diese Strahlen bei ihrem Durchgange durch die Quarzplatte erlitten haben. Befindet sich das analysirende Hartnack'sche Prisma gegenüber dem Nicole in paralleler Stellung, so treten im Spectrum dunkle Interferenzstreifen auf für

$$\Delta = \frac{2n+1}{2} \lambda$$

ist dieser aber in gekreuzter Stellung, so muß für eben dieses Auftreten

$$\Delta = n\lambda$$

sein, wobei n irgend eine ganze Zahl bedeutet.

Erleiden die unter einem bestimmten Winkel gebeugten Strahlen, bei dieser Beugung am Gitter einen Gangunterschied δ und verschiedene Schwächungen, welchen die Schwächungscoëfficienten r und s zukommen sollen, so gehen die Gleichungen der beiden senkrecht zu einander polarisirten Strahlen über in

$$\xi' = ar \sin \frac{2\pi}{\lambda} \quad vt$$

$$\zeta' = as \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - \Delta - \delta).$$

Bei gekreuzter Stellung des Analyseurs treten dann dunkle Streifen auf für

$$\Delta + \delta = \frac{2n+1}{2} \lambda \tag{4}$$

und bei paralleler für

$$\Delta + \delta = n\lambda \tag{5}$$

Um aber diese Interferenzstreifen vollkommen schwarz zu sehen, muß man den Analyseur drehen, so zwar, daß dessen Hauptschnitt mit der horizontalen Einfallsebene einen Winkel β bildet, der durch folgende Relation gegeben ist:

$$k = \operatorname{tg}\beta = \frac{r}{s} \tag{6}$$

Diese Gleichungen 4., 5. und 6. erlauben nun auch hier bei der Beugung, sowohl den Gangunterschied δ als auch das durch k repräsentirte Intensitätsverhältniß der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen zu bestimmen. Hat man nämlich ohne eingeschaltetes Beugungsgitter unter Anwendung eines Prismas, für welches man annehmen kann, daß die parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen beim Durchgange keinen wesentlichen Gangunterschied erlitten haben, die Lage der dunklen Interferenzstreifen sowohl bei der einen als auch bei der anderen Stellung des Analyseurs festgestellt, so werden diese in den Beugungsspectren verschoben erscheinen, sobald diese Strahlen bei der Beugung einen Gangunterschied erlitten haben, und zwar wird bei der angenommenen Stellung der Quarz- oder Gypsplatten eine Verschiebung gegen Roth eine Verzögerung der parallel der Einfallsebene polarisirten Strahlen gegen jene senkrecht zu ihr polarisirten anzeigen, während eine Verschiebung gegen Violet eine Verzögerung des anderen Strahles andeutet. Beträgt diese Verzögerung 0 oder eine ganze Anzahl von Wellenlängen, so erscheinen die Streifen in derselben Weise angeordnet wie früher, während eine solche von einer halben oder überhaupt einer ungeraden Anzahl halber Wellenlängen durch eine Verschiebung um die halbe Streifendistanz angedeutet wird, so zwar, daß nun die Streifen bei der um 90° gedrehten Stellung des Analyseurs dieselbe Lage haben wie früher bei der ungedrehten.

Der Winkel β kann positiv und negativ sein. Das eine Zeichen gilt für das Auftreten vollkommen schwarzer Streifen bei paralleler, das andere bei gekreuzter Stellung des Analyseurs, so daß dieser Winkel durch doppelte Ablesung gefunden werden kann. Die Tan-

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

gente dieses Winkels gibt das Intensitätsverhältniß der senkrecht zu einander polarisirten Strahlen in der Weise, daß Winkel kleiner als 45° eine größere Schwächung der senkrecht zur Einfallsebene polarisirten, also parallel zu dieser schwingenden Strahlen, andeutet, als jene beträgt, welche die parallel zu ihr polarisirten erleiden.

Wichtig ist für diese Bestimmung von β, daß der Hauptschnitt des polarisirenden Nicols wirklich möglichst genau unter 45° gegen die Einfallsebene geneigt ist. Um diese Lage zu finden, wurde auf dem Kreise des Analyseurs diejenige Stellung des Zeigers festgestellt, bei welcher der Hauptschnitt des Hartnack'schen Prismas horizontal war. Auf die vordere Fläche eines Flintglasprismas ließ man zu diesem Behufe parallele Strahlen unter den Polarisationswinkel auffallen und stellte dann den Zeiger so, daß alles von dieser Fläche reflectirte Licht ausgelöscht war. Drehte man dann diesen Zeiger um 45° und gegenüber dieser fixen Stellung das vor demselben aufgestellte polarisirende Nicol'sche Prisma bis alles aus demselben kommende Licht ausgelöscht wurde, so war nicht nur dessen Hauptschnitt unter 45° gegen die horizontale Ebene gestellt, sondern man hatte zugleich auch die gekreuzte Stellung des Analyseurs gefunden.

Allerdings läßt sich diese Bestimmung des Intensitätsverhältnisses auch dann ausführen, wenn der Hauptschnitt des Polariseurs eine andere beliebige Lage hat, dann aber muß doch entweder diese Lage in ähnlicher Weise experimentell bestimmt werden, oder man muß mit bestimmten, a priori angenommenen oder durch die Theorie gegebenen Formeln dieselbe berechnen können. Da diese letzteren hier thatsächlich nicht zu Gebote stehen, so kann nur eine möglichst sorgfältige und genaue Aufstellung des Polariseurs genügende Resultate geben.

Was nun die Resultate der von mir angestellten Versuche anbelangt, so haben dieselben, so wenig sie auch auf die bei optischen Messungen gewohnte und mit Recht geforderte Exactheit Anspruch machen können, doch meine im Eingange ausgesprochenen Erwartungen vollkommen bestätigt. Es ergibt sich aus ihnen nicht nur mit Bestimmtheit, daß bei gleichen Einfallswinkeln der Intensitätsunterschied der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen in den verschiedenen Spectra und bei verschiedenen Einfallswinkeln in demselben Spectrum verschieden ist, sondern daß auch der

Gangunterschied derselben Strahlen unter eben diesen Umständen ein oft wesentlich verschiedener ist.

Der Kürze wegen wollen wir jene gebeugten Strahlen, deren Beugungswinkel kleiner als der Reflexions- respective Einfallswinkel ist, rechte nennen, während jene, deren Beugungswinkel größer ist, als linke bezeichnet werden sollen. Ein Strahl des zweiten rechten Beugungsspectrums bezeichnet also jenen, der in dem dem Einfallslothe näher liegenden zweiten Beugungsspectrum liegt.

Wenn man bei einem etwas größeren Einfallswinkel, etwa solchen, für welche das zweite linke Spectrum beinahe streifend austritt, ihm also Beugungswinkel nahe 90° zukommen, in unserem Falle geschieht dies bei einem nahe 60° gelegenen Einfallswinkel, die Beobachtungen in der oben erörterten Weise bei gekreuzter Stellung des Analyseurs ausführt, so findet man im dritten, zweiten und ersten rechten Spectrum die Interferenzstreifen alle nahezu so angeordnet, wie bei der directen Beobachtung durch das Prisma bei paralleler Stellung des Analyseurs, während man im ersten linken Spectrum die Streifen gegen jene in den anderen Spectren um eine halbe Streifendistanz verschoben findet, also eben so wie bei directer Beobachtung durch das Prisma bei derselben Stellung des Analyseurs. Die Streifen selbst scheinen, wenn man vom dritten rechten Spectrum gegen die Mitte der Erscheinung vorrückt, mehr gegen Roth zu verschoben. Allein diese Verschiebung ist in den sichtbaren Theilen so gering, daß sie wohl mit großer Wahrscheinlichkeit nicht aber mit absoluter Sicherheit beobachtet werden konnte. Um diese Verschiebung deutlicher wahrnehmen zu können, wurde statt der Quarzplatte, welche zwischen *B* und *H* ungefähr 22 Interferenzstreifen gab, eine $^1/_5$ Mm. dicke Gypsplatte eingeschoben. Bei dieser waren die Streifen so weit aus einander, daß bei paralleler Stellung des Analyseurs ein Streifen zwischen *C* und *D*, ein zweiter bei *b* und ein dritter zwischen *G* und *H* erschien. Bei gekreuzter Stellung fand sich je ein solcher Streifen zwischen *D* und *E* und etwas außer der Linie *F* gegen den violetten Theil des Spectrums. Es scheint hier auch eine ganz ähnliche, fast sprungweise Änderung des Gangunterschiedes bei einem bestimmten Beugungswinkel einzutreten, wie dies unter dem Polarisationswinkel bei der Reflexion an durchsichtigen Medien geschieht. In den rechten Spectra ist sonach hier der Gangunterschied der beiden senkrecht zu einander polarisirten gebeugten Strahlen

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

nahe eine halbe Wellenlänge, während er in den linken Spectrum eine ganze Anzahl Wellenlängen, wahrscheinlich Null, beträgt. Etwas ganz ähnliches geschieht, wenn das Licht unter dem Polarisationswinkel einfällt, nur ist dort mit Sicherheit der Reflexionswinkel als derjenige zu bezeichnen, bei welchem die sprungweise Änderung des Gangunterschiedes erfolgt. Auch hier ist der Gangunterschied für die rechten $= \frac{\lambda}{2}$, für die linken Spectra $= 0$.

In der folgenden tabellarischen Übersicht sind die Resultate bezüglich der Gangunterschiede, wie sie sich aus mehreren Beobachtungen ergaben, zusammengestellt. Die erste Columne enthält die Einfallswinkel. In den folgenden Columnen ist für jedes einzelne der Beobachtung zugängliche Spectrum, sowohl der Beugungswinkel α_1 als auch der Gangunterschied δ, der bei der Fraunhofer'schen Linie *b* liegenden gebeugten, senkrecht zu einander polarisirten Strahlen gegeben. α_1 ist nach Formel (1) für das Glasgitter berechnet. Die Spectra sind mit *Nl* oder *Nr* bezeichnet, und man versteht unter diesen das n^{te} linke oder n^{te} rechte Spectrum. Die mit *O* bezeichnete Columne betrifft den gewöhnlich reflectirten Strahl. Die Gangunterschiede wurden als 0 oder $\frac{\lambda}{2}$ eingetragen, je nachdem der bei *b* durch die Gypsplatte erzeugte Interferenzstreifen bei paralleler oder gekreuzter Stellung des Analyseurs auftrat, denn im ersten Falle sind die Streifen so angeordnet wie im Spectrum des einfallenden Strahles, im zweiten sind sie dagegen um ihre halbe Distanz verschoben.

Aus dieser Tabelle ist zu entnehmen, daß bei einem bestimmten Einfallswinkel in den mehr rechts gelegenen Spectren der Gangunterschied stets sehr nahe eine halbe Wellenlänge, während er in den mehr links liegenden nahe Null ist, daß ferner der gebeugte Strahl, bei welchem der besagte Sprung im Phasenunterschiede stattfindet, beim Wachsen des Einfallswinkels in immer mehr rechts gelegene Spectra rückt. Die genauere Bestimmung wo dieser Sprung eintritt, stößt hier auf größere Schwierigkeiten. Bei der gewöhnlichen Reflexion ist man leichter im Stande das Eintreten dieses Sprunges zu constatiren, weil man den Reflexionswinkel succesive ändern kann, während man bei der Beugung nur ganz bestimmte, vom Einfallswinkel abhängige Orte der Beobachtung hat. Man kann

I.

	IIIl		*IIl*		*Il*		*O*		*Ir*		*IIr*		*IIIr*	
α	α_1	δ	α_1	δ	α_1	δ	α	δ	α_1	δ	α_1	δ	α_1	δ
75	—	—	—	—	—	—	75	0	58° 39' 25"	0	48° 0' 23"	$\frac{\lambda}{2}$	39° 4' 39"	—
70	—	—	—	—	—	—	70	0	55 52 39	0	45 42 31	$\frac{\lambda}{2}$	37 10 10	$\frac{\lambda}{2}$
65	—	—	—	—	—	—	65	0	52 36 15	0	43 2 53	$\frac{\lambda}{2}$	34 48 13	$\frac{\lambda}{2}$
60	—	—	—	—	77° 55' 39"	0	60	0	48 57 13	$\frac{\lambda}{2}$	39 57 57	$\frac{\lambda}{2}$	32 10 23	$\frac{\lambda}{2}$
55	—	—	—	—	68 35 29	0	55	$\frac{\lambda}{2}$	45 0 56	$\frac{\lambda}{2}$	36 32 42	$\frac{\lambda}{2}$	28 55 15	$\frac{\lambda}{2}$
50	—	—	81° 47' 8"	—	61 23 20	$\frac{\lambda}{2}$	50	$\frac{\lambda}{2}$	40 51 30	$\frac{\lambda}{2}$	32 51 35	$\frac{\lambda}{2}$	25 29 55	$\frac{\lambda}{2}$
45	—	—	68 33 42	—	54 58 50	$\frac{\lambda}{2}$	45	$\frac{\lambda}{2}$	36 31 53	$\frac{\lambda}{2}$	28 54 30	$\frac{\lambda}{2}$	21 48 41	$\frac{\lambda}{2}$
40	78° 3' 12"	—	60 3 12	$\frac{\lambda}{2}$	48 58 8	$\frac{\lambda}{2}$	40	$\frac{\lambda}{2}$	32 4 8	$\frac{\lambda}{2}$	24 46 38	$\frac{\lambda}{2}$	17 53 34	$\frac{\lambda}{2}$
30	56 40 25	$\frac{\lambda}{2}$	46 21 29	$\frac{\lambda}{2}$	37 43 24	$\frac{\lambda}{2}$	30	$\frac{\lambda}{2}$	22 50 22	$\frac{\lambda}{2}$	16 2 22	$\frac{\lambda}{2}$	9 27 55	$\frac{\lambda}{2}$
20	42 39 29	$\frac{\lambda}{2}$	34 27 8	$\frac{\lambda}{2}$	26 59 32	$\frac{\lambda}{2}$	20	$\frac{\lambda}{2}$	13 18 25	$\frac{\lambda}{2}$	6 51 10	$\frac{\lambda}{2}$	—	—
10	30 36 10	$\frac{\lambda}{2}$	23 24 44	$\frac{\lambda}{2}$	16 35 19	$\frac{\lambda}{2}$	10	$\frac{\lambda}{2}$	3 32 35	$\frac{\lambda}{2}$	—	—	—	—
0	19 36 22	$\frac{\lambda}{2}$	12 55 35	$\frac{\lambda}{2}$	6 24 19	$\frac{\lambda}{2}$	0	$\frac{\lambda}{2}$	—	$\frac{\lambda}{2}$	—	—	—	—

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

da eben nur sagen zwischen welchen Spectren, oder nur höchst selten in welchem Spectrum diese Änderung im Gangunterschiede eintritt, um so mehr, da sich der betreffende Beugungswinkel, was seine Größe anbelangt, wie es scheint mit dem Einfallswinkel ändert.

Die Beobachtungen bezüglich des Intensitätsverhältnisses der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten gebeugten Strahlen, welche im Folgenden angeführt werden, haben mit Bestimmtheit ergeben, daß für die verschiedenen Beugungsspectra bei gleichen Einfallswinkeln dieses Verhältniß ein sehr verschiedenes ist. Wenn auch die gefundenen Werthe von β für denselben Einfallswinkel bei wiederholten Beobachtungen Abweichungen zeigen, welche möglicherweise nicht jenem Grade der Genauigkeit entsprechen, welcher nothwendig ist, sollen diese Zahlen für eine oder die andere später aufzustellende Theorie als genügend kräftige Beweise dienen, so ist doch wenigstens durch sie mit aller Evidenz die erwähnte Thatsache festgestellt. Diese Abweichungen erklären sich nicht nur leider durch die Unvollkommenheit des Apparates, der zufolge es vielleicht nicht immer möglich war den gewünschten Einfallswinkel eben so vollkommen genau wieder zu erhalten wie früher, sondern auch durch die Schwierigkeit genau diejenige Stellung des Zeigers des Analyseurs zu finden, bei welcher die dunklen Interferenzstreifen vollkommen schwarz und scharf erscheinen. Die bedeutende Lichtschwäche, welche die Beugungsspectra bei Gittern mit so engen Spalten besitzen, kann allerdings durch die vor der Spalte angebrachte Sammellinse theilweise, namentlich in den mittleren Spectren, gehoben werden, aber durch eben diese Anwendung der Linse, wenn sie nicht eine große Brennweite besitzt, können die Interferenzstreifen in ihrer Schärfe leiden, da die Strahlen, welche durch Polariseur und Quarzplatte gehen, nicht vollkommen parallel untereinander sind, wenngleich dieser Übelstand nicht in erster Linie als Ursache der Beobachtungsfehler angesehen werden kann. In den von der Mitte entfernteren Spectren ist aber selbst bei Anwendung der Linse die Intensität eine geringe, besonders bei eingestelltem Analyseur. Dazu kommt noch, daß bei ihnen das sich Decken der Farben verschiedener Spectra keinen die Beobachtung fördernden Einfluß übt, so zwar, daß die Beobachtungen in ihnen so ziemlich werthlos sind. Diese Übelstände hängen schon dem dritten Spectrum zum Theile an.

Die folgenden Beobachtungen sind sämmtlich im grünen Theile der Spectren, in der Nähe der Fraunhofer'schen Linie *b* gemacht, weil dort beinahe die größte Intensität herrscht und das Decken der nächstliegenden Spectren am spätesten eintritt.

Der Unterschied in den Intensitäten der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen ergibt sich am deutlichsten und sichersten für Einfallswinkel in der Nähe des Polarisationswinkels, der für unser Gitter ungefähr 56° beträgt. Für die folgende Zusammenstellung ist der Einfallswinkel $\alpha = 60°$ gewählt worden. Die erste Verticalreihe enthält die in ähnlicher Weise wie oben eingeführte Bezeichnung des Spectrums. Unter *O* ist die Mitte, also der gewöhnlich reflectirte Strahl zu verstehen. Die beiden folgenden Verticalreihen enthalten die nach Formel (1) gerechneten Beugungswinkel α_1 und den ihm entsprechenden Gangunterschied δ. In den mit *A*, *B*, *C*.. bezeichneten Reihen sind die Winkel β eingetragen, wie sie sich aus verschiedenen Versuchsreihen, die zu oft ganz verschiedenen Zeiten ausgeführt wurden, ergaben. Sie sind Mittel aus fünf und mehr Beobachtungen, deren Werthe jedoch Differenzen bis selbst zu drei Graden aufweisen.

II.

$\alpha = 60°$

	α_1	δ	*A*	*B*	*C*
Il	77° 55' 39"	0	19° 0'	17° 20'	18° 30'
O	60 0 0	0	4 35	—	—
Ir	48 57 13	$\frac{\lambda}{2}$	5 20	30	4 40
IIr	39 57 57	$\frac{\lambda}{2}$	17 20	15 10	16 0
IIIr	32 10 23	$\frac{\lambda}{2}$	22 25	21 0	20 0

Aus dieser Zusammenstellung ergibt sich, und dies wird auch durch alle folgenden Beobachtungen ebenfalls bestätigt, daß die senkrecht zur Einfallsebene polarisirten, bei der Reflexion gebeugten Strahlen eben so wie bei der gewöhnlichen Reflexion eine größere Schwächung als die senkrecht zu ihr polarisirten erleiden. Wenn man von den Beugungsspectren mit kleineren Beugungswinkeln gegen jene mit größeren vorrückt, so bemerkt man eine ziemlich bedeu-

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

tende Abnahme des Winkels β. Ungefähr außerhalb des ersten rechten Spectrums gegen die Mitte muß es solche gebeugte Strahlen geben, die uns wegen der eintretenden Interferenz allerdings nicht sichtbar sind, bei welchen die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente gleich Null ist, welche also nur parallel zur Einfallsebene polarisirtes Licht enthalten. Bei größeren Beugungswinkeln nimmt diese Componente wieder zu, so daß sie schon bei dem gewöhnlich reflectirten Strahle, noch mehr aber bei dem linken Spectrum eine erhebliche Größe hat. Höchst wahrscheinlich findet dieses Verschwinden der einen Componente in derselben Richtung statt, in welcher die Änderung des Gangunterschiedes stattfindet, da ja die obige Tabelle auch für die rechten Spectra einen anderen Gangunterschied ausweist wie für den gewöhnlich reflectirten Strahl und das erste linke Spectrum.

Fast noch ausgeprägter zeigen sich diese Verhältnisse in der folgenden Übersicht:

III.

$\alpha = 55^\circ$

	α_1	δ	A	B	C
Il	68° 35' 29"	0	11° 30'	10° 36'	10° 30'
O	55 0 0	$\frac{\lambda}{4}$	1 40	—	—
Ir	45 0 56	$\frac{\lambda}{2}$	10 48	10 30	10 22
IIr	36 32 42	$\frac{\lambda}{2}$	22 10	21 42	19 42
IIIr	28 55 15	$\frac{\lambda}{2}$	—	24 30	—

Die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente verschwindet hier fast vollständig im gewöhnlich reflectirten Strahle selbst. In der Nähe desselben findet auch die sprungweise Änderung des Gangunterschiedes statt. Die ersten Spectra rechts und links zeigen ein fast gleiches Intensitätsverhältniß der beiden Componenten, die auch ziemlich gleich weit von demjenigen Strahl abliegen, bei welchem sich nur parallel zur Einfallsebene polarisirtes Licht ergeben würde. Wesentlich sind diese Spectra jedoch verschieden durch ihren Gangunterschied.

Ich gebe hier noch einige andere der von mir ausgeführten Messungen, die wohl eines weiteren Commentars nicht bedürfen.

IV.

$\alpha = 50°$

	α_1	δ	A	B	C
Il	61° 23' 20"	$\frac{\lambda}{2}$	6° 50'	7° 47'	6° 30'
O	50 0 0	$\frac{\lambda}{2}$	10 48	—	—
Ir	40 51 30	$\frac{\lambda}{2}$	17 20	17 25	15 0
IIr	32 51 35	$\frac{\lambda}{2}$	26 8	26 50	26 30

V.

$\alpha = 40°$

		δ	A	B	C
IIl	60° 3' 12"	$\frac{\lambda}{2}$	17° 15'	17° 6'	16° 40'
Il	48 58 8	$\frac{\lambda}{2}$	18 38	19 6	18 54
O	40 0 0	$\frac{\lambda}{2}$	23 50	—	—
Ir	32 4 8	$\frac{\lambda}{2}$	27 8	26 0	26 0
IIr	24 46 38	$\frac{\lambda}{2}$	33 0	34 22	32 48

Die große Ähnlichlichkeit, welche die angegebenen Thatsachen mit den gewöhnlichen Reflexionserscheinungen haben, ließen es räthlich erscheinen zu versuchen, ob die Fresnel'schen, respective Cauchy'schen Reflexionsformeln nicht denselben entsprechende Resultate geben, wenn in ihnen statt des Reflexionswinkels, respective Einfallswinkels der Beugungswinkel α_1 gesetzt wird. Für diesen Fall ist bekanntlich

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{\cos(\alpha_1 - \alpha')}{\cos(\alpha_1 + \alpha')},$$

wobei, unter μ den Brechungsquotienten verstanden, $\sin\alpha' = \frac{\sin\alpha_1}{\mu}$ ist. Ist $\alpha_1 + \alpha'$ größer als 90, also β negativ, so entspricht dies einem

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

Gangunterschied 0, während ein kleinerer Werth dieser Summe einen Gangunterschied $= \frac{\lambda}{2}$ bezeichnet.

In der Nähe des Polarisationswinkels werden allerdings ähnliche Resultate erhalten, und dies gilt namentlich für den Gangunterschied, aber die aus obiger Formel erhaltenen Werthe von β sind viel größer als die aus der Beobachtung sich ergebenden, so daß die Differenzen zwischen Beobachtung und Rechnung die Beobachtungsfehler weit übersteigen. Für einen Einfallswinkel $\alpha = 60^\circ$ hat man

	α_1	β	δ
		Gerechnet aus Fresnel's Formel	
Il	77° 55' 39"	29° 56'	0
O	60 0 0	4 26	0
Ir	48 57 13	12 20	$\frac{\lambda}{2}$
IIr	39 57 57	24 8	$\frac{\lambda}{2}$
IIIr	32 10 23	32 2	$\frac{\lambda}{2}$

Bei diesen Rechnungen ist $\mu = 1{\cdot}55$ angenommen worden.

Bei kleineren Einfallswinkeln ist der Unterschied zwischen Beobachtung und Rechnung noch bedeutender. Selbst bezüglich des Gangunterschiedes, der im obigen noch ziemlich gut übereinstimmt, treten schon ganz erhebliche Differenzen auf. So ist für $\alpha = 50^\circ$

	β	δ
	Gerechnet nach Fresnel's Formel	
Il	61° 23' 20"	6° 33'	0
O	50 0 0	10 52	$\frac{\lambda}{2}$
Ir	40 51 30	23 3	$\frac{\lambda}{2}$
IIr	32 51 35	31 25	$\frac{\lambda}{2}$

Für das erste linke Spectrum gibt die Rechnung $\delta = 0$, während sie nach den obigen Beobachtungen gleich $\frac{\lambda}{2}$ ist. Noch auffallender ergeben sich die Differenzen zwischen Beobachtung und Rechnung für Einfallswinkel, welche kleiner als 45° sind.

Aus dem Gesagten ergibt sich, daß die Fresnel'schen und die ihnen ähnlichen Cauchy'schen Formeln für die hier gegebenen Thatsachen keine Anwendung finden können.

Wesentliche Unterschiede in den Intensitäten der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen ergeben sich bei gewöhnlich gebrochenem Lichte und bei großen Einfallswinkeln. Ob auch bei größeren Einfallswinkeln in den Beugungsspectren des durchgehenden Lichtes sich bedeutendere Unterschiede in den Intensitäten dieser Componenten zeigen, bin ich heute nicht zu sagen in der Lage. Die ungünstigen Witterungsverhältnisse, die in dem diesjährigen Frühlinge sich einstellten und andre Hindernisse ließen mich zu diesen Untersuchungen nicht kommen. Jedenfalls hat man es hier mit bedeutenderen Schwierigkeiten zu thun, als bei der Reflexion. Die verschiedenen Änderungen, welchen die Componenten des gebeugten oder des einfallenden Strahles, je nachdem die Gitterfläche dem einfallenden Strahle zu- oder abgekehrt ist, bei der gewöhnlichen Brechung an der zur Gitterfläche parallelen Glasfläche erleiden, machen die Erscheinung jedenfalls complicirter und bedingen, daß an den unmittelbaren Beobachtungsresultaten Correctionen vorgenommen werden müssen, deren Größe erst durch besondere Versuche zu ermitteln sind. Da ich die oben gegebenen Versuchsreihen wenigstens für mich nicht abgeschlossen betrachte, so wird sich sicherlich auch später einmal die Gelegenheit ergeben auf die angedeuteten Beobachtungen zurückkommen zu können.

Ich will hier nur eines Versuches Erwähnung thun, der allerdings nicht Besonderes lehrt, da er aus den Gleichungen (1) und (2) unmittelbar abgeleitet werden kann, der aber vielleicht diese Versuche zu vereinfachen gestattet. Ich ließ auf das Prisma, an welchem das Beugungsgitter mit Canadabalsam befestigt war, und zwar auf dessen freie Seite, die aus dem Collimator kommenden Strahlen auffallen. Da diese Strahlen an der ersten Prismenfläche in das Glas gebrochen wurde, so war es auf diese Weise möglich im Glase auf die Gitterfläche Licht unter fast beliebig großen oder kleinen Einfallswinkel fallen zu lassen. Bei kleineren Einfallswinkeln zeigten sich nun die Beugungsspectra wie im durchgehenden Lichte. Für Einfallswinkel nahe an der Grenze der totalen Reflexion hatte man, da der Prismenwinkel 45° betrug, den Vortheil, daß das Licht fast senkrecht auf die erste Prismenfläche fiel, so daß die beiden parallel und

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Componenten bei dieser Brechung sehr nahe gleiche Schwächung erleiden. Es zeigte sich nun, daß wenn der Einfallswinkel (im Glase an der Gitterfläche) größer als der Grenzwinkel der totalen Reflexion war, ohne daß der der Mitte der Erscheinung entsprechende gewöhnlich gebrochene Strahl austreten konnte, doch Beugungsspectra sich zeigten.

Modificirt man die Gleichung (2) in ähnlicher Weise wie dies schon oben geschehen, für den Übergang von Licht aus Glas in Luft, so erhält man, unter λ die Wellenlänge in Luft und unter μ den Brechungsquotienten für den Übergang von Licht aus Luft in Glas verstanden, folgende Relation

$$\mu \sin \alpha = \sin \alpha_1 \pm \frac{n\lambda}{b+c},$$

wo α der Einfallswinkel in Glas und α_1 der Beugungswinkel in Luft ist. Daraus folgt

$$\sin \alpha_1 = \mu \sin \alpha \mp \frac{n\lambda}{b+c}.$$

Ist $\mu \sin \alpha$ größer als 1, so kann, da für den gewöhnlich gebrochenen Strahl $n = 0$ ist, dieser nicht austreten. Aber auch alle linken Spectra, da für diese das positive Zeichen gilt, und alle jene rechten Spectra, für welche α_1 aus dieser Gleichung sich größer als 90° ergibt, fehlen in der Erscheinung im durchgehenden Lichte. Die übrigen rechten Spectra, da für alle rechten Spectra das negative Zeichen gilt, treten auf. Da man auf diese Weise im Stande ist, Beugungsspectra mit beliebig großen Beugungswinkeln zu erhalten, welche auch rein und nicht gar zu lichtschwach sind, so dürften die ausgesprochenen Erwartungen nicht getäuscht werden.

Wenn wir schließlich die durch obige Versuche gewonnenen Resultate übersichtlich zusammenstellen, so ergibt sich, daß bei der an einer Glasgitterfläche stattfindenden Reflexion eines einfallenden linear polarisirten Strahles, dessen Polarisationsebene gegen die Einfallsebene geneigt ist, in ähnlicher Weise wie im durchgehenden Lichte, Beugungsspectra von großer Schärfe und Reinheit auftreten. In den verschiedenen Beugungsspectren haben die parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Componenten nicht nur verschiedene Gang-

unterschiede, sondern auch ganz verschiedene Schwächungen erlitten. Wenn man bei bestimmten Einfallswinkeln, namentlich bei solchen in der Nähe des Polarisationswinkels von Spectra mit kleinen Beugungswinkeln zu solchen mit großen Beugungswinkeln vorrückt, so findet man in den ersteren Gangunterschiede von nahe einer halben Wellenlänge, während derselbe in den letzteren beinahe Null ist. Irgend wo zwischen jenen Beugungsspectren, welchen diese Grenzwerthe des Gangunterschiedes zukommen, muß es gebeugte Strahlen geben, bei welchen der Gangunterschied ähnlich wie unter dem Polarisationswinkel bei der gewöhnlichen Reflexion einen raschen Sprung macht. Wahrscheinlich ist es ferner, daß bei diesem Vorrücken von Spectrum zu Spectrum ein Wandern der dunklen Interferenzstreifen gegen Violett eingetreten ist, daß also die parallel zur Einfallsebene polarisirte Componente verzögert erscheint gegenüber der senkrecht zu ihr polarisirten. Die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente ist stets mehr geschwächt wie die parallel zu derselben polarisirte. Das Intensitätsverhältniß dieser beiden Componenten ist bei den oben angeführten Einfallswinkeln namentlich ein von Spectrum zu Spectrum rasch wechselndes. Die hiedurch bewirkte Drehung der Polarisationsebene ist eine ungleich bedeutendere wie in den bis nun beobachteten Fällen bei durchgehendem Lichte. In manchen Spectren sind die beiden Componenten nahe gleich intensiv, während in den nicht allzu weit von ihnen entfernten fast nur die parallel zur Einfallsebene polarisirte Componente zur Erscheinung beiträgt. Gangunterschied und Intensitätsverhältniß ändern sich auch oft nicht unwesentlich in einem und demselben Spectrum, wenn der Einfallswinkel sich ändert.

©Akademie d. Wissenschaften Wien; download unter www.biologiezentrum.at

XXI. SITZUNG VOM 14. OCTOBER 1869.

Herr Dr. A. Friedlowsky übersendet eine Abhandlung: „Über Hufeisenniere mit besonderer Rücksichtsnahme auf das Zustandekommen der Nierenverwachsung".

Herr Rud. Falb in Prag übermittelt ein versiegeltes Schreiben ohne nähere Angabe des Inhaltes mit dem Ersuchen um dessen Aufbewahrung zur Sicherung seiner Priorität.

Herr Director K. v. Littrow theilt die in Folge der betreffenden Preisausschreibung an die kaiserliche Akademie eingelangte Nachricht der am 12. October gelungenen Entdeckung eines teleskopischen Cometen durch Herrn W. Tempel in Marseille, und die constatirenden Beobachtungen des Herrn Prof. E. Weiß mit.

Herr Director G. Tschermak überreicht eine Abhandlung des Herrn Aristides Březina, betitelt: „Krystallographische Studien über rhombischen Schwefel".

An Druckschriften wurden vorgelegt:

Accademia delle Scienze dell' Istituto di Bologna: Memorie. Serie II. Tomo VIII, Fasc. 4. Bologna, 1869; 4°.

— Regia, di Scienze, Lettere ed Arti in Modena: Memorie. Tomo IX. Modena, 1868; 4°.

Akademie der Wissenschaften, königl. bayer. zu München: Abhandlungen der histor. Classe. XI. Band, 1. Abtheilung. München, 1848; 4°. — Sitzungsberichte. 1869. I. Heft 1—3. München, 1869; 8°. — C. F. Meissner, Denkschrift auf Carl Friedr. Phil. v. Martius. München, 1869; 4°. — Vogel, August, Über die Entwicklung der Agriculturchemie. Festrede. München, 1869; 4°. — Annalen der Sternwarte bei München. VI., VII. & VIII. Supplementband. München, 1868 & 1869; 8°.

American Journal of Science and Arts. Vol. XLVII, Nrs. 140—141. New Haven, 1869; 8°.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse

Jahr/Year: 1869

Band/Volume: 60_2

Autor(en)/Author(s): Ditscheiner Leander

Artikel/Article: Über den Gangunterschied und das Intensitätsverhältniß der bei der Reflexion an Glasgittern auftretenden parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen. 567-585