Intensitätstabelle für eine geradlinig begrenzte
Lichtscheibe.

$$I(-z) = 1 - I(+z).$$

$$z = \left(\frac{2\pi}{\lambda} R \sin 1'' \right) \cdot \frac{1}{5''}.$$

z	$I(+z)$	z	$I(+z)$	z	$I(+z)$	z	$I(+z)$
0,0	0,5000	2,0	0,1073	4,0	0,0528	9,0	0,0222
0,1	0,4780	2,1	0,0993	4,2	0,0506	9,4	0,0213
0,2	0,4481	2,2	0,0923	4,4	0,0484	9,8	0,0206
0,3	0,4195	2,3	0,0862	4,6	0,0459	10,2	0,0200
0,4	0,3934	2,4	0,0810	4,8	0,0434	10,6	0,0194
0,5	0,3678	2,5	0,0765	5,0	0,0410	11,0	0,0186
0,6	0,3424	2,6	0,0728	5,2	0,0389	11,4	0,0178
0,7	0,3187	2,7	0,0696	5,4	0,0369	11,8	0,0170
0,8	0,2955	2,8	0,0670	5,6	0,0353	12,2	0,0164
0,9	0,2732	2,9	0,0648	5,8	0,0339	12,6	0,0160
1,0	0,2521	3,0	0,0630	6,0	0,0328	13,0	0,0156
1,1	0,2321	3,1	0,0615	6,2	0,0319	13,4	0,0152
1,2	0,2132	3,2	0,0602	6,4	0,0311	13,8	0,0148
1,3	0,1956	3,3	0,0591	6,6	0,0305	14,2	0,0143
1,4	0,1798	3,4	0,0581	6,8	0,0299	14,6	0,0139
1,5	0,1642	3,5	0,0572	7,0	0,0293	15,0	0,0135
1,6	0,1504	3,6	0,0564	7,4	0,0280		
1,7	0,1379	3,7	0,0556	7,8	0,0264		
1,8	0,1265	3,8	0,0547	8,2	0,0248		
1,9	0,1168	3,9	0,0538	8,6	0,0233		

Pulkowa, August 1882.

**XIX. Ueber die elliptische Polarisation
des reflectirt gebeugten Lichtes;
von Walter König.**

Die Untersuchungen, die im Folgenden besprochen werden sollen, schliessen sich unmittelbar an diejenigen Arbeiten über Polarisation des gebeugten Lichtes an, welche die Herren Fröhlich und Réthy einst in diesen Annalen veröffentlicht haben. Die früheren Versuche über diesen Gegenstand — ich erinnere an die Arbeiten von Stokes¹⁾, Holtz-

1) Stokes, Trans. of the Cambr. Phil. Soc. 9. p. 1. 1850.

mann¹⁾, Lorenz²⁾, Quincke³⁾ u. a. — waren zumeist in durchgehend gebeugtem Lichte angestellt worden und hatten zu keinem festen Ergebnisse geführt. Die Beobachtungen, die Hr. Fröhlich⁴⁾ an Glasgittern im reflectirt gebeugten Lichte anstellte, liessen zum ersten mal mit voller Sicherheit eine sehr starke und sehr regelmässige Drehung der Polarisationssebene bei wechselnder Beugungsrichtung erkennen, nur dass der Zusammenhang zwischen Polarisationsrichtung und Beugungswinkel, der sich hier ergab, nicht mehr dem bekannten Stokes'schen Cosinusgesetze entsprach. Vielmehr befolgten diese Zahlen ein anderes, allgemeineres Gesetz, das von Hrn. Réthy⁵⁾ aus der Theorie der Kugelwellen polarisirten Lichtes durch einfache Betrachtungen gewonnen wurde. Allein der Fall der geradlinigen Polarisation, der in diesen Arbeiten experimentell und theoretisch behandelt wurde, ist nur ein speciellerer Fall; im allgemeinen ist reflectirtes Licht elliptisch polarisirt, und wenn die Ellipticität bei Glasgittern noch so gering ist, dass sie vernachlässigt werden konnte, so tritt sie bei Gittern aus metallischem Material um so stärker hervor. Es entsteht daher die Frage, ob und wie diese elliptische Polarisation sich ändert mit dem Beugungswinkel, und ferner, wenn sich eine bestimmte Beziehung zwischen Beugungswinkel und Polarisationszustand ergeben sollte, ob für dieselbe aus der Theorie der Kugelwellen elliptisch polarisirten Lichtes eine Formel in ähnlicher Weise gewonnen werden kann, wie sie sich für die Fröhlich'schen Daten aus der Betrachtung geradlinig polarisirter Kugelwellen hat herleiten lassen. Auf die Lösung dieses Problems zielten die Arbeiten hin, die ich vornehmlich im Winter 1881/82 unter Leitung des Hrn. Geheimrath Helmholtz auf dem physikalischen Institute der hiesigen Universität unternommen habe.

Der Apparat, dessen ich mich zur Untersuchung des

1) Holtzmann, Pogg. Ann. **99**. p. 446. 1856.

2) Lorenz, Pogg. Ann. **111**. p. 315. 1860.

3) Quincke, Pogg. Ann. **149**. p. 273. 1873.

4) Fröhlich, Wied. Ann. **1**. p. 321. 1877.

5) Réthy, Wied. Ann. **11**. p. 504. 1880.

reflectirt gebeugten Lichtes bediente, bestand aus einem grossen, horizontalen Theilkreise, der ein Collimatorrohr mit polarisirendem Nicol und ein Beobachtungsfernrohr mit Babinet'schen Compensator und analysirendem Nicol trug. Die Lage des Beobachtungsfernrohrs konnte am Horizontalkreis bis auf Secunden abgelesen werden; die Theilkreise der beiden Nicols liessen deren Stellungen bis auf Minuten bestimmen, und die Verschiebungen der Compensatorplatte konnten durch Schätzung bis auf den 1000. Theil einer Schraubenumdrehung gemessen werden. Als Lichtquelle musste in den meisten Fällen aus Mangel an Sonnenlicht Drummond'sches Kalklicht benutzt werden. Um bei gläsernen und photographirten Gittern die Reflexion an der hinteren Fläche der Glasplatte zu vermeiden, wurden derartige Gitter mit eben dieser Rückseite auf die Kathetenflächen rechtwinkliger Glasprismen mittelst Canadabalsams aufgekittet.

Die Justirung des Apparates, die Bestimmung der Nullpunkte der beiden Nicols und des Compensators und die Einstellung der Gitter auf dem Tischchen des Apparates erfolgte nach bekannten Methoden. Der Theilungswerth des Compensators aber, d. h. die Grösse derjenigen Verschiebung des beweglichen Prismas, welche einen Gangunterschied von einer ganzen Wellenlänge zwischen den beiden Componenten des hindurchgehenden Lichtstrahls hervorrief, musste für jede Stelle in den Beugungsspectren, deren Phasendifferenz gemessen werden sollte, besonders bestimmt werden, da er für verschiedene Farben zu sehr differirte, als dass man etwa einen gemeinsamen Mittelwerth hätte benutzen können. Dies geschah nun, entweder indem die einer Wellenlänge Verzögerung entsprechende Verschiebung in jedem einzelnen Falle einfach ausgemessen wurde; oder der Theilungswerth wurde nur für eine Lichtgattung — und zwar in diesem Falle für Natronlicht — durch vielfach wiederholte Einstellungen mit möglichster Genauigkeit bestimmt, und aus diesem einer Werthe alle übrigen durch Rechnung abgeleitet, nach folgenden Formeln, die ich Billet's¹⁾ *Traité d'optique* entlehne. Bedeutet λ die Wellen-

1) Billet, *Traité d'opt.* 2. p. 32. 1859.

länge, α den Prismenwinkel, n_o und n_e die Brechungsquotienten des Quarzes, so ist der Theilungswerth, ausgedrückt in derjenigen Einheit, in der die Wellenlängen gegeben sind:

$$\gamma = \frac{\lambda}{(n_o - n_e) \operatorname{tg} \alpha}.$$

Wenn man den absoluten Werth der Theilung, welche die Verschiebungen misst, nicht kennt, so muss man $\gamma = m \cdot g$ einführen, wo g die Verschiebung bedeutet, ausgedrückt in der Einheit der Theilung, und m den Reductionsfactor. Bezeichnet man endlich $m \cdot \operatorname{tg} \alpha = c$ als die zu ermittelnde Constante des Compensators, so ist:

$$g = \frac{\lambda}{(n_o - n_e) c}.$$

Dabei sind n_o und n_e als Functionen von λ nach den Dispersionsformeln für den Quarz zu berechnen. Ich habe mich dabei stets derjenigen Formeln bedient, welche v. d. Willigen¹⁾ für den Quarz gefunden hat, wonach:

$$n_o - n_e = -0,008\,534 - 27145\lambda^{-2} + 356\,328(10)^6\lambda^{-4} - 2931(10)^{16}\lambda^{-6},$$

wenn als Einheit für die Wellenlänge der zehnmillionste Theil eines Millimeters genommen wird. Hat man nun zunächst für eine bestimmte Wellenlänge λ' den Theilungswerth g' gemessen, so berechnet man $n'_o - n'_e$ und daraus:

$$c = g' \frac{\lambda'}{(n'_o - n'_e)}.$$

Mit diesem Werthe von c lässt sich dann g für jede beliebige Wellenlänge berechnen, und andererseits findet man die Wellenlänge für eine beliebige zu untersuchende Stelle eines beliebigen Spectrums durch die bekannte Formel:

$$\lambda = \frac{\sin(i + \delta) - \sin i}{\pm \nu} b,$$

worin ν die Ordnungszahl des Spectrums, b die Gitterbreite, i den Einfallswinkel und δ den Beugungswinkel bedeutet.

Nach diesen einleitenden Schritten begannen die eigentlichen Messungen. Dabei wurde dem Collimatornicol stets das Azimuth 45° ertheilt; das Gitter wurde unter einen

1) v. d. Willigen, aus den „Fortschr. d. Phys.“ 25. p. 283. 1869.

geeigneten Winkel zum einfallenden Strahle gestellt und darauf die Verschiebungen der Interferenzstreifen im Compensator und die Lagen des analysirenden Nicols für mehrere Stellen in jedem der reflectirten Beugungsspectra gemessen. Für das direct reflectirte Licht geschahen diese Bestimmungen in Natronlicht. Jede Einstellung wurde zehnmal hintereinander wiederholt und dann das arithmetische Mittel aus diesen zehn gleichwerthigen Daten genommen. Eine Prüfung der Genauigkeit, die diesen so gewonnenen Zahlen beizulegen wäre, ergab für die Azimuthsbestimmungen kein günstiges Resultat. Die Unsicherheit dieser Messungen war vielmehr gross zu nennen im Vergleich zu den an sich geringfügigen Aenderungen, welche die Azimuthe gerade innerhalb desjenigen Bereichs des Beugungsfeldes, in welchem Phasenunterschiede der Componenten bemerkbar sind, zu erfahren scheinen. Aus diesem Grunde wurde das Hauptaugenmerk auf die Ermittlung der Phasenunterschiede gerichtet, die zu weit brauchbareren Resultaten führte. Hier betrug der mittlere Fehler bei der Messung der Verschiebung des Interferenzstreifens noch nicht 0,005 einer Wellenlänge, und von dem anderen, bedeutend grösseren Fehler, der dem bei der Berechnung des Phasenunterschiedes angewandten Theilungswerthe g anhaften konnte, ging immer nur ein Bruchtheil, und zwar höchstens die Hälfte, in die Rechnung ein, sodass der ganze mögliche Fehler in der Bestimmung der Phasendifferenz zwischen 0,005 und 0,016 einer Wellenlänge angenommen werden konnte. Zur richtigen Beurtheilung der Differenzen, die sich später zwischen Beobachtung und Berechnung ergeben werden, ist es nöthig, die Phasendifferenzen bis auf Tausendstel anzugeben, wenn auch nach dem eben Gesagten streng genommen nur die beiden ersten Stellen der Berücksichtigung werth sind.

Die Ergebnisse der Messungen sind nun, nach der Natur der reflectirenden Mittel geordnet, folgende:

I. Reflexion an Glas.

Die Versuche mit einem in Glas geritzten Gitter von Wanschaff, dessen Gitterbreite zu 0,01 mm angegeben war,

führten zu den gleichen Resultaten, wie sie Hr. Ditscheiner¹⁾ bei Behandlung desselben Gegenstandes an Glasgittern erhalten hatte. Besaßen die Componenten des direct reflectirten Strahles einen Phasenunterschied von ungefähr einer Viertelwellenlänge, so zeigten die positiven Beugungsbilder gar keinen, die negativen einen Phasenunterschied gleich einer halben Wellenlänge. Betrug andererseits die Phasendifferenz im ungebeugten Strahle 0, resp. $\frac{1}{2}\lambda$, so fand in einem Spectrum negativer, resp. positiver Ordnung scheinbar ein Sprung der Phasendifferenz von 0 auf $\frac{1}{2}\lambda$ statt. Ich sage „scheinbar“, weil das gebeugte Licht in der Nähe dieser Stelle von dem analysirenden Nicol so stark ausgelöscht wurde, dass es unmöglich war, zu entscheiden, ob thatsächlich der Uebergang von 0 auf $\frac{1}{2}\lambda$ sprungweise oder innerhalb einer sehr kleinen Strecke stetig erfolgte. Auch über den Verlauf der Intensitätsverhältnisse wurde dasjenige bestätigt gefunden, was Hr. Ditscheiner in dem citirten Aufsatze darüber festgestellt hat, ohne dass es möglich gewesen wäre, speciellere Resultate zu gewinnen.

Ausserdem wurden Untersuchungen an bestäubten Glasflächen angestellt. Um die Erscheinungen möglichst rein zu erhalten, wurde die Fläche eines Prismas als reflectirende Fläche benutzt und mit Lycopodiumsamen bestäubt. In dem weisslichen Lichtschein, der sich um das direct reflectirte Licht bildet, wurden folgende Messungen gemacht:

1) $i = 58^{\circ} 34' 34''$.					2) $i = 56^{\circ} 27' 4''$				
$\delta = +0^{\circ} 59' 20''$		$q = 4^{\circ} 13'$		$A = 0,175$	$\delta = +0^{\circ} 56' 27''$				$A = 0,300$
0 0 0		2 58		0,228	0 0 0				0,369
-1 0 0		6 54		0,287	-1 0 0				0,387

Die Phasendifferenzen A nehmen stetig zu, wenn man durch das direct reflectirte Licht hindurch von positiven zu negativen Beugungsrichtungen übergang, und wie bei der directen Reflexion an Glas in der Nähe des Polarisationswinkels sehr geringen Aenderungen des Einfallswinkels grosse Aenderungen der Phasendifferenzen entsprechen, so wuchs auch hier bei geringer Drehung der Beobachtungsrichtung der

1) Ditscheiner, Wien. Ber. 60. (2) p. 567. 1869.

Werth von Δ um Bedeutes. Nähme man an, dass er in gleichem Maasse weiter wüchse, so würde er für Beugungswinkel von 5 und 6°, wie sie bei dem Glasgitter vorkamen, auf der einen Seite gleich Null, auf der anderen schon nahe gleich $\frac{1}{2}\lambda$ sein, und es wäre erklärlich, warum bei dem Glasgitter von der elliptischen Polarisation des ungebeugten Strahles in den Beugungsspectren nichts zu spüren war — wenn anders für diese beiden, äusserlich so verschiedenartigen Erscheinungen das gleiche Princip als gültig angenommen werden darf.

II. Reflexion an einer Silber-Collodium-Fläche.

Die erfolgreichsten und darum auch die zahlreichsten Messungen wurden an einem photographirten Gitter angestellt (Copie eines Nobert'schen Gitters, verfertigt von Lord Rayleigh), welches 3001 Striche auf einem Pariser Zoll enthalten sollte; genauer wurde seine Gitterbreite zu 0,009 036 mm bestimmt. Die charakteristischsten und zuverlässigsten dieser Beobachtungsreihen werden weiter unten im Zusammenhange mit der Berechnung ausführlich mitgetheilt werden. Hier will ich über die an diesem Gitter gewonnenen Ergebnisse nur Folgendes im allgemeinen bemerken.

Die elliptische Polarisation machte sich in einem bestimmten, bei mittleren Einfallswinkeln etwa 50° umfassenden Theile des Beugungsfeldes bemerkbar. Innerhalb dieses Bereiches zeigten die Intensitätsverhältnisse keine sehr bedeutenden Unterschiede; die Zahlen gingen zum Theil unregelmässig durch einander, und nur soviel war im ganzen ersichtlich, dass die Azimuthe sanken bis in die Nähe derjenigen Richtung, für welche $\Delta = \frac{1}{2}\lambda$ war, und jenseits derselben wieder zunahmen. Ausserhalb des Bereichs der elliptischen Polarisation waren die Aenderungen der Azimuthe stärker, und hier führten die Messungen direct zu dem gleichen Resultate, welches Hr. Fröhlich an Glasgittern erhalten hat, dass nämlich die Azimuthe des gebeugten Lichtes annähernd so gross sind, als ob das Licht nach der betreffenden Richtung direct reflectirt worden wäre.

Dieser für die Aenderungen des Intensitätsverhältnisses

geltende Satz erfährt nun durch die genaue Ausmessung der Phasenunterschiede eine bemerkenswerthe Erweiterung. Denn es zeigt sich — wie eine Vergleichung der Tabellen¹⁾, besonders eine in graphischer Form deutlich erkennen lässt —, dass auch die Werthe der Δ annähernd so gross sind, wie sie in demjenigen direct reflectirten Strahle sein würden, der mit der Verlängerung des einfallenden Strahles denselben Winkel $k = \pi - (2i + \delta)$ bildet, wie der gebeugte Strahl.

Zur Vervollständigung der Tabellen muss ich noch hinzufügen, dass wenn man über die Grenzen, innerhalb deren sich die δ in den mitgetheilten Beobachtungen bewegen, hinausging, die Phasendifferenzen annähernd constant blieben, und zwar gleich 0 für grössere positive, gleich $\frac{1}{2}\lambda$ für grössere negative Beugungswinkel, und ferner, dass für ungefähr die gleichen Werthe von k die elliptische Polarisation sich stets auch unter anderen Einfallswinkeln zeigte, ganz unabhängig davon, ob das direct reflectirte Licht geradlinig oder elliptisch polarisirt war. Die Δ waren nur unter anderen Einfallswinkeln wegen der Uebereinanderlagerung verschiedener Farben nicht gut zu messen. Dies in Rechnung gesetzt, kann man also allgemein sagen: In der durch Reflexion vom Gitter ausgesandten Lichtbewegung findet unter jedem Einfallswinkel ein allmähliches Wachsen des Phasenunterschiedes von 0 auf $\frac{1}{2}\lambda$ statt, je mehr man sich von der Richtung der Verlängerung des einfallenden Strahles entfernt. Der Verlauf der Phasendifferenzen ist allerdings kein durchweg regelmässiger; es wird sogar das beständige Wachsen der Δ zuweilen durch ein locales Sinken unterbrochen. Allein derartige Unregelmässigkeiten werden offenbar zu erwarten sein, sobald die Messungen nicht in homogenem Lichte, sondern, wie die vorliegenden, an Strahlen der verschiedensten Wellenlängen angestellt worden sind. Denn die Phasendifferenzen des gebeugten Lichtes stehen, wie die Beobachtungen unzweideutig erweisen, mit den polarisirenden Eigenschaften der reflectirenden Fläche in engstem Zusammenhange; diese aber

1) vgl. p. 1033—1035.

sind verschieden für Licht von verschiedener Wellenlänge. Dieser Umstand wäre in Verbindung mit den möglichen Beobachtungsfehlern ausreichend, um die in dem Verlauf der Δ auftretenden Unregelmässigkeiten zu erklären. Im ganzen sind die Abweichungen doch nur geringfügig, und das Wachsen der Phasendifferenzen von 0 bis $\frac{1}{2}\lambda$ ist zum mindesten für jede einzelne Farbe klar und deutlich in den unten mitgetheilten Resultaten ausgesprochen.

III. Reflexion an einer Metallfläche.

Ausser dem gläsernen und dem photographirten Gitter stand mir noch ein in Spiegelmetall geritztes Gitter zu Gebote (getheilt von Chapman mittelst der Theilmaschine von Rutherford), welches 17296 Intervalle auf 1 Zoll enthalten sollte; doch ergab eine genauere Messung eine etwas geringere Gitterbreite, als sie hieraus folgen würde, nämlich $b = 0,001\,470$ mm. Diese Kleinheit der Oeffnung machte das Gitter für die Zwecke der vorliegenden Untersuchung wenig geeignet. Denn es beugte das Licht zu stark, und infolgedessen konnte eine Farbe immer nur an wenigen, weit voneinander entfernten Stellen des Beugungsfeldes ausgemessen werden. Sobald man aber weisses Licht anwandte und die Untersuchung auf verschiedene Theile der Beugungsspectra ausdehnte, so trat jene oben besprochene Abhängigkeit der Reflexionsconstanten der Gitterfläche von der Wellenlänge hier bei der reinen Metallfläche noch weit stärker und störender hervor, als oben bei dem photographirten Gitter. Dies werden folgende Messungen beweisen:

δ	$k = \pi - (2i + \delta)$	λ	φ	Δ
1) $i = 80^\circ$.				
$-43^\circ\ 17'\ 26''$	$76^\circ\ 42'\ 84''$	672,9	$50^\circ\ 56'$	0,306
41 17 26	78 42 84	657,3	49 25	0,311
39 0 0	81 0 0	637,4	47 58	0,315
37 — —	83 — —	618,1	44 17	0,317
35 — —	85 — —	597,3	41 5	0,322
33 — —	87 — —	574,8	36 54	0,333
31 — —	89 — —	550,7	32 44	0,363
29 — —	91 — —	525,0	29 55	0,396
0 — —	120 — —	589,7	48 17	0,500

δ			$k = \pi - (2i + \delta)$			λ	φ	Δ
2). $i = 80$								
0	0	0''	20 ^o	0'	0''	589,7	36 ^o 50	0,126
-36	13	46	56	13	46	480,8	41 36	0,324
39	10	2	59	10	2	486,5	46 14	0,322
40	48	6	60	48	6	518,6	53 21	0,315
44	17	2	64	17	2	589,5	55 43	0,304
46	3	44	66	3	44	627,0	58 42	0,310
61	9	36	81	9	36	486,5	46 28	0,370
63	46	56	83	46	56	518,6	49 1	0,365
69	28	14	89	28	14	589,5	56 24	0,357
72	25	49	92	25	49	627,0	56 59	0,359

Die erste dieser Tabellen zeigt ein stetiges Zunehmen der Phasendifferenz, je grösser der Winkel k wird, d. h. je mehr man sich von der Richtung der Verlängerung des einfallenden Strahles entfernt; in der zweiten dagegen sinken die Phasendifferenzen mit wachsendem k innerhalb jedes Spectrums, wachsen aber für jede einzelne Farbe vom ersten Spectrum zum zweiten. Zur Erklärung dieser Erscheinung genügte die Annahme, dass die Aenderung der Phasendifferenzen mit wachsendem k um so schneller vor sich gehe, je kleiner die Wellenlänge des angewandten Lichtes ist. Dann ist leicht einzusehen, dass die Werthe der Δ innerhalb eines Spectrums sinken können, wenn man, wie bei den negativen Spectren unter 2), mit wachsendem k von dem violetten Ende zum rothen wandert, während bei umgekehrter Farbenfolge, wie sie bei dem positiven Spectrum unter 1) statt hat, eine regelmässige Zunahme der Δ zu erwarten wäre.

Um nun aber den Verlauf der Phasendifferenzen im allgemeinen noch genauer festzustellen, abgesehen von den feineren Modificationen, welche durch die Verschiedenheit der Wellenlängen bedingt sind, wurden noch einige Versuche mit Natronlicht ausgeführt, das bei weiter Oeffnung des Spaltes hinreichend starke Beugungsbilder gab, um die Interferenzstreifen im Compensator deutlich hervortreten zu lassen.

δ	k	φ	Δ
$i = 20^{\circ}$			
$+28^{\circ} 0' 15''$	$111^{\circ} 59' 45''$	$33^{\circ} 11'$	0,444
0 0 0	140 0 0	53 32	0,500

δ	k	φ	Δ
$i = 35^\circ$			
+42° 5' 40"	67° 54' 20"	44° 18'	0,280
0 0 0	110 0 0	46 8	0,478
-25 4 18	135 4 18	45 14	0,480
$i = 55^\circ$			
0° 0' 0"	70° 0' 0"	32° 33'	0,397
-30 17 33	100 17 33	44 53	0,393
54 2 11	124 2 11	46 8	0,436
77 36 13	147 36 13	46 47	0,454
$i = 70^\circ$			
0° 0' 0"	40° 0' 0"	29° 8'	0,226
-37 25 0	77 25 0	51 25	0,343
62 6 20	102 6 20	53 10	0,400
85 17 47	125 17 47	54 51	0,427
$i = 85^\circ$			
0° 0' 0"	10° 0' 0"	41° 47'	0,062
-48 29 11	58 29 11	57 25	0,282

Mit Ausnahme einer einzigen kleinen Abweichung zeigen diese Zahlen für steigende Werthe von k ein beständiges Wachsen der Δ zwischen 0 und $\frac{1}{2}\lambda$, und wie sich im direct reflectirten Lichte die Phasendifferenzen nur wenig mit dem Einfallswinkel ändern, so geschieht auch hier die Zunahme des Phasenunterschiedes mit ausserordentlicher Langsamkeit. Aber für dieses Gitter bei so grossen Beugungswinkeln gilt jener Satz nicht mehr, welcher am photographirten Gitter die Werthe der Δ angenähert ausgedrückt hatte; die Phasendifferenzen des gebeugten Lichtes sind hier nicht mehr eben so gross, sondern durchweg kleiner, als sie sein würden, wenn das Licht nach der betreffenden Richtung direct reflectirt worden wäre. Auch die Azimuthe φ wachsen mit k ; doch lässt sich aus den wenigen zerstreuten Messungen nicht ersehen, ob ihr Verlauf ein ähnlicher ist, wie bei dem photographirten Gitter, ob sie z. B. in der Nähe der Richtung, für die $\Delta = \lambda/4$ ist, auf ein Minimum herabsinken. Aber ein anderes muss ich noch hierbei bemerken: Die Azimuthe zeigen zum grossen Theil eben jene Eigenschaft, welche schon Hr. Fröhlich¹⁾ an einem Gitter von gleicher Beschaffenheit im direct reflectirten Lichte beobachtet hat; bei

1) Fröhlich. Wied. Ann. 13. p. 133. 1881.

kleinen Einfallswinkeln hat er nämlich die Azimuthe des reflectirten Lichtes grösser gefunden als die des einfallenden Lichtes. Die obigen Tabellen zeigen, dass diese Erscheinungen auch im gebeugten Lichte wiederkehren, ja, dass es unter jedem Einfallswinkel Beugungsrichtungen gibt, für welche die φ solche ungewöhnlichen Werthe besitzen, selbst dann, wenn im direct reflectirten Lichte, wie für $i = 70^\circ$, das Intensitätsverhältniss weit geringere Werthe hat. Auch hierin spricht sich also wieder aus, wie verwandt die Polarisationserscheinungen, die man für einen beliebigen, constanten Einfallswinkel im reflectirt gebeugten Lichte beobachtet, denjenigen sind, die für veränderliche Einfallswinkel im direct reflectirten Lichte bereits bekannt sind.

In diesem Zusammenhange wäre endlich noch einiger Versuche mit einer bestäubten Metallfläche zu gedenken. Die Resultate, die ich an der mit Lycopodiumsamen fein bestreuten Oberfläche eines Silberspiegels erhielt, unterscheiden sich von denen an der bestäubten Glasfläche nur nach Maassgabe der verschiedenen Polarisationsfähigkeit der reflectirenden Flächen:

$i = 70^\circ$			$i = 73^\circ 11' 34''$		
$\delta = +3^\circ 24' 4''$	$\varphi = 43^\circ 51'$	$\Delta = 0,238$	$\delta = +2^\circ 37' 49''$	$\varphi = 43^\circ 13'$	$\Delta = 0,218$
0 0 0	43 46	0,284	0 0 0	43 45	0,257
-4 5 30	44 28	0,295	-2 57 50	45 39	0,261

Dies die Beobachtungen. Die gemeinsamen Resultate, zu denen sie führen, lassen sich nun folgendermassen zusammenfassen:

1) Unter jedem Einfallswinkel findet im reflectirt gebeugten Lichte eine Zunahme der Phasendifferenz von 0 auf $\frac{1}{2}\lambda$ statt, wenn man in der Richtung von den positiven zu den negativen Beugungsspectren in der Beugungsebene entlang wandert.

2) Zwischen direct reflectirtem und reflectirt gebeugtem Lichte ist dabei kein Unterschied; die Phasendifferenz des ersteren fügt sich einfach als Durchgangswerth in die stetig von 0 bis $\frac{1}{2}\lambda$ aufsteigende Reihe der Δ ein.

3) Die Schnelligkeit der Aenderung der Phasenunterschiede, d. h. die Grösse des Bogens, den man durchlaufen

muss, um von Werthen der Δ nahe gleich 0 zu den Werthen nahe gleich $\frac{1}{2}\lambda$ zu gelangen, ist von der Natur der reflectirenden Fläche abhängig und annähernd ebenso gross, wie die Schnelligkeit, mit der für die betreffende Fläche die Phasenunterschiede im direct reflectirten Lichte bei variablem Einfallswinkel von 0 auf $\frac{1}{2}\lambda$ wachsen, z. B. fast sprunghaft für Glas-, sehr langsam für Metallreflexion.

4) Aehnliches gilt von dem Intensitätsverhältniss der Componenten; auch dieses steht in engstem Zusammenhange mit den Eigenschaften der reflectirenden Fläche und zeigt unter jedem Einfallswinkel einen ähnlichen Verlauf, wie bei variablem Einfallswinkel im direct reflectirten Lichte.

Es entsteht nun die Frage, ob die soeben beschriebenen Thatsachen sich mit Hülfe der Theorie der Kugelwellen elliptisch polarisirten Lichtes in gleicher Weise erklären lassen, wie die Fröhlich'schen Daten aus den Gesetzen geradlinig polarisirter Kugelwellen erklärt worden sind. In Kürze will ich die Ableitung der Formeln, um die es sich hier handelt, andeuten.

Versteht man unter u, v, w die Componenten der Verdrückung eines Aethertheilchens zur Zeit t , so lauten die Differenzialgleichungen der Lichtbewegung in homogenen, isotropen Mitteln:

$$(1) \quad \begin{cases} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \Delta u; & \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = a^2 \Delta v; & \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = a^2 \Delta w. \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \end{cases}$$

Die allgemeine Lösung dieser Gleichungen lässt sich in der Form ansetzen:

$$(2) \quad u = \frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z}; \quad v = \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial x}; \quad w = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y},$$

wo U, V, W Functionen sind, die den Gleichungen zu genügen haben:

$$(3) \quad \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = a^2 \Delta U; \quad \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = a^2 \Delta V; \quad \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = a^2 \Delta W,$$

und speciell für Kugelwellen nach dem Typus $1/r \cdot f(r - at)$ zu bilden sind. Hr. Réthy stellt nun in dem öfters citirten Aufsätze zwei Lösungen dieses Gleichungssystems auf, welche

beide Kugelwellen geradlinig polarisirten Lichtes darstellen. In ihrer allgemeinsten Form lauten diese Lösungen:

$$(4) \quad U = \frac{A}{r} \cos \vartheta; \quad V = \frac{B}{r} \cos \vartheta; \quad W = \frac{C}{r} \cos \vartheta;$$

und die zweite:

$$(5) \quad \begin{cases} U = \frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z}; & V = \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial x}; & W = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \\ U' = \frac{A}{r} \sin \vartheta; & V' = \frac{B}{r} \sin \vartheta; & W' = \frac{C}{r} \sin \vartheta, \end{cases}$$

wobei ϑ in beiden Fällen für $2\pi(r/\lambda - t/T + \delta)$ gesetzt ist. Bei der ersten Form stehen die Schwingungen selbst, bei der zweiten die Normalen der Schwingungsebenen senkrecht auf einer bestimmten Richtung, die Hr. Réthy die „Polaraxe“ nennt. Von beiden Formen aus gelangt man zu Kugelwellen elliptisch polarisirten Lichtes, indem man die Argumente ϑ in den verschiedenen Functionen der obigen Gleichungssysteme sich um gewisse constante Grössen voneinander unterscheiden lässt. Man erhält so als erste Form:

$$(6) \quad U = \frac{A}{r} \cos(\vartheta + \alpha); \quad V = \frac{B}{r} \cos(\vartheta + \beta); \quad W = \frac{C}{r} \cos(\vartheta + \gamma).$$

Jedes Aethertheilchen beschreibt hier eine Ellipse in der Tangentialebene der Kugelwelle. Um nun zu finden, wie sich die Schwingungen ändern innerhalb der Beugungsebene, d. h. innerhalb einer durch den Mittelpunkt der Kugelwellenfläche gelegten Ebene, denke ich mir für jeden Strahl, der in dieser Ebene liegt, die Schwingung in zwei Componenten zerlegt, von denen die eine (u') in der Beugungsebene schwingt, die andere (v') senkrecht zur Beugungsebene. Diese Componenten lassen sich darstellen in der Form:

$$(7) \quad u' = R \cos \omega \sin(\vartheta + \Delta'); \quad v' = R \sin \omega \sin(\vartheta + \Delta''),$$

und daraus ergeben sich dann die üblichen Bestimmungsstücke der Bahnellipse, nämlich das Intensitätsverhältniss $\tan^2 \omega$ und die Phasendifferenz $\Delta = \Delta'' - \Delta'$. Berechnet man nun diese Stücke, indem man das Gleichungssystem (6) in die Gleichungen (2) einführt, so ergeben sich folgende Werthe für dieselben:

1) Für das Intensitätsverhältniss:

$$\operatorname{tg}^2 \omega = \mathfrak{L}^2 \cos^2 \delta + \mathfrak{M}^2 \sin^2 \delta - 2 \mathfrak{N} \sin \delta \cos \delta,$$

wo:

$$(8) \quad \begin{cases} \mathfrak{L}^2 = \frac{A^2}{B^2} \cos^2 i + \frac{C^2}{B^2} \sin^2 i - 2 \frac{A}{B} \cos i \frac{C}{B} \sin i \cos (\gamma - \alpha) \\ \mathfrak{M}^2 = \frac{A^2}{B^2} \sin^2 i + \frac{C^2}{B^2} \cos^2 i + 2 \frac{A}{B} \sin i \frac{C}{B} \cos i \cos (\gamma - \alpha) \\ \mathfrak{N} = \frac{A^2 - C^2}{2 B^2} \sin 2i + \frac{A C}{B^2} \cos (\gamma - \alpha) \cos 2i; \end{cases}$$

bedeutet φ das durch Ausgleich der Phasendifferenz erhaltene Polarisationsazimuth, so ist, je nachdem das Licht in der Polarisationsebene schwingt oder senkrecht zu ihr,

$$\left. \begin{array}{l} \text{(I)} \quad \operatorname{tg}^2 \varphi \text{ oder} \\ \text{(II)} \quad \operatorname{ctg}^2 \varphi \end{array} \right\} = \mathfrak{L}^2 \cos^2 \delta + \mathfrak{M}^2 \sin^2 \delta - 2 \mathfrak{N} \sin \delta \cos \delta$$

2) Für die Phasendifferenz:

$$\text{(III)} \quad \operatorname{tg} \Delta = \frac{a - b \operatorname{tg} \delta}{c - d \operatorname{tg} \delta}$$

wo:

$$(9) \quad \begin{cases} a = A \sin (\alpha - \beta) \cos i + C \sin (\beta - \gamma) \sin i \\ b = -A \sin (\alpha - \beta) \sin i + C \sin (\beta - \gamma) \cos i \\ c = A \cos (\alpha - \beta) \cos i - C \cos (\beta - \gamma) \sin i \\ d = -A \cos (\alpha - \beta) \sin i - C \cos (\beta - \gamma) \cos i. \end{cases}$$

Zu entsprechenden Gleichungen führt die zweite Form der elliptisch polarisirten Kugelwellen:

$$(10) \quad \begin{cases} U = \frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z}; & V = \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial W}{\partial x}; & W = \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial y} \\ U' = \frac{A}{r} \sin (\vartheta + \alpha); & V' = \frac{B}{r} \sin (\vartheta + \beta); & W' = \frac{C}{r} \sin (\vartheta + \gamma). \end{cases}$$

Hier ist:

$$\operatorname{ctg}^2 \omega = \mathfrak{L}^2 \cos^2 \delta + \mathfrak{M}^2 \sin^2 \delta - 2 \mathfrak{N} \sin \delta \cos \delta \quad \text{und:}$$

$$\operatorname{tg} \Delta = - \frac{a - b \operatorname{tg} \delta}{c - d \operatorname{tg} \delta}.$$

Also ist in diesem Falle das Gesetz der Aenderung des Intensitätsverhältnisses durch die Gleichung (I) ausgedrückt für die Annahme, dass das Licht senkrecht zur Polarisationsebene schwinde, durch die Gleichung (II) für den entgegengesetzten Fall. Der Ausdruck für $\operatorname{tg} \Delta$ ist bis auf das Vorzeichen mit dem für die erste Form gefundenen identisch; die Aenderungen der Phasendifferenzen erfolgen hier also in

entgegengesetztem Sinne, sonst aber nach dem gleichen Gesetze wie bei der ersten Art von Kugelwellen. Da der Unterschied zwischen plus und minus rein conventioneller Natur ist, so kann man das Ergebniss dieser theoretischen Betrachtungen dahin zusammenfassen, dass die Formeln (I) und (III), resp. (II) und (III), eine Lichtbewegung als die einer elliptisch polarisirten Kugelwelle charakterisiren, und es bliebe nun zu erörtern, ob durch eines dieser Gleichungspaare die oben ausführlich beschriebenen Erscheinungen thatsächlich dargestellt werden. Von einer Prüfung der Intensitätsformeln (I) oder (II) kann freilich bei dem wenig charakteristischen Verhalten der Azimuthe und der Unsicherheit ihrer Bestimmung nicht die Rede sein, wenn auch nach dem, was Hr. Réthy für geradlinig polarisirtes Licht bewiesen hat, ein Schluss zu Gunsten der Formel (I) sehr nahe läge. Aber hinsichtlich der Phasendifferenzen ist eine genauere Vergleichung zwischen Theorie und Erfahrung möglich.

Zunächst will ich die Gleichung (III) auf eine andere Form bringen, welche den Verlauf der Phasendifferenzen leichter überblicken lässt. Ich führe ein:

$$\begin{aligned} a &= S' \sin \epsilon'; & b &= S' \cos \epsilon'; & \frac{S'}{S''} &= S. \\ c &= S'' \sin \epsilon''; & d &= S'' \cos \epsilon''; \end{aligned}$$

Dann ist:
$$\operatorname{tg} A = S \frac{\sin(\delta - \epsilon')}{\sin(\delta - \epsilon'')}.$$

Für eine gewisse Strahlenrichtung $\delta = \epsilon''$ ist die Phasendifferenz A gleich $\pm \frac{1}{2}\pi$ oder $\pm \frac{1}{2}\lambda$, und nimmt man z. B. $\epsilon'' > \epsilon'$, so kann man sagen, die Phasendifferenzen steigen von 0 über $\pm \frac{1}{2}\lambda$ auf $\pm \frac{3}{2}\lambda$, wenn δ von ϵ' über ϵ'' bis $\epsilon' + \pi$ wächst. Dieses Verhalten zeigt nun aber gerade das reflectirt gebeugte Licht; auch hier gibt es eine Richtung, für die $A = \frac{1}{2}\lambda$ ist — man könnte sie die Hauptbeugungsrichtung nennen —, und während die A von der einen Seite her bis zu diesem Werthe allmählich aufsteigen, gehen sie nach der anderen Richtung hin über ihn hinaus und wachsen bis $\frac{3}{2}\lambda$. Auch die Thatsache, dass die Aenderung der Phasenunterschiede bei verschiedenen Mitteln mit sehr verschiedener Schnelligkeit erfolgt, lässt sich mit der Theorie ohne Schwierigkeit vereinen. Denn die Constanten S , ϵ' und ϵ''

hängen von den Constanten A , B , C , α , β und γ ab, diese aber offenbar wiederum von der Art der elementaren Lichtbewegung in der Gitterfläche, also einerseits von dem Einfallswinkel und dem Azimuth des einfallenden Strahles, andererseits von der Natur des reflectirenden Mittels. Sind die Verhältnisse z. B. dergestalt, dass S unter allen Einfallswinkeln sehr kleine Werthe hat, so wird sich die Phasendifferenz fast sprungsweis von 0 auf $\frac{1}{2}\lambda$ ändern, indem diejenigen Strahlenrichtungen, die einen merklichen Phasenunterschied besitzen, an den Werth $\delta = \epsilon''$ von beiden Seiten sehr nahe heranrücken werden; dieser Fall entspräche dem, was sich bei der Beugung durch Reflexion an Glasflächen ergeben hat. Für das photographirte Gitter würde man grössere Werthe von S und noch grössere für die Reflexion an reinen Metallgittern annehmen müssen. So weit im allgemeinen; aber die angestellten Untersuchungen ermöglichen auch eine ganz specielle Prüfung der Formel (III). Zwar muss man dabei von den Beobachtungen am Glas- und am Metallgitter absehen; aber die an dem photographirten Gitter gewonnenen Zahlenreihen sind gerade lang und umfassend genug, um den Versuch zu gestatten, ob für jede Reihe die Constanten S , ϵ' und ϵ'' so bestimmt werden können, dass die Formel zu jedem δ das entsprechende A angenähert ergibt.

Die Berechnung der Constanten wurde auf mehreren, sehr verschiedenen Wegen versucht, von denen schliesslich folgender die besten Resultate ergab. Es wurde zuerst die Hauptbeugungsrichtung, d. h. der Werth $\delta = \epsilon''$, durch Interpolation aus den Beobachtungen bestimmt, was stets mit ziemlicher Genauigkeit ausführbar war. Dann wurden zwei Werthepaare A , δ ausgesucht, die, soweit man es aus einer graphischen Darstellung der Resultate erschen konnte, in die zu erwartende Curve möglichst hineinpassten, S eliminiert und ϵ' unter Benutzung des bereits gefundenen Werthes von ϵ'' berechnet. Mit Hülfe der so erhaltenen Werthe von ϵ' und ϵ'' wurden dann die Werthe von S für sämtliche Daten der betreffenden Reihe ermittelt und der geeignetste von ihnen durch Vergleichung herausgesucht. Dasselbe Verfahren konnte auf mehrere Werthepaare A , δ der-

selben Reihe angewandt werden, und durch vergleichende Nebeneinanderstellung aller so erhaltenen Curven gelang es meistens, ein Urtheil darüber zu gewinnen, wie S und ϵ' gewählt werden müssten, um eine an die gegebenen Punkte ungefähr sich anschliessende Curve zu ergeben.

Die so gewonnenen Zahlen sind in der vorletzten Spalte der nun folgenden Tabellen enthalten; die letzte gibt die Differenzen zwischen Beobachtung und Berechnung an.

$$1) \quad i = 50^{\circ}.$$

$$S = + 0,18540; \quad \epsilon' = - 95^{\circ} 36' 58''; \quad \epsilon'' = + 13^{\circ} 12' 27''.$$

δ	k	λ	Beob. Δ	Berech. Δ	Differenz
+ 26° 43' 9"	53° 16' 51"	624	0,094	0,094	0,000
21 24 58	58 35 2	548	0,127	0,187	+ 0,010
14 56 57	65 3 3	632	0,219	0,222	+ 0,008
13 26 58	66 33 2	580	0,247	0,246	- 0,001
11 50 22	68 9 38	522	0,267	0,271	+ 0,004
6 15 51	73 44 9	592	0,337	0,344	+ 0,007
5 5 2	74 54 58	488	0,355	0,355	0,000
0 0 0	80 0 0	590	0,433	0,392	- 0,041
- 5 4 54	85 4 54	542	0,389	0,415	+ 0,026
11 3 33	91 3 33	621	0,433	0,433	0,000

Zu einer richtigen Würdigung des Vergleiches zwischen Beobachtung und Berechnung muss man sich vergegenwärtigen, welchen Grad von Uebereinstimmung man überhaupt erwarten darf. Der mögliche Fehler in den beobachteten Werthen der Phasendifferenzen kann, wie schon oben bemerkt wurde, zwischen 0,005 und 0,016 je nach der Grösse von Δ angenommen werden. Ausserdem begeht man eine nicht gering anzuschlagende Vernachlässigung dadurch, dass man Beobachtungen, die sich auf Strahlen der verschiedensten Wellenlängen beziehen, auf eine gemeinsame Formel bringt, während doch die Constanten dieser Formel offenbar Functionen der Wellenlänge sind und für verschiedene Farben verschiedene Werthe haben müssen, ein Punkt, der auch schon oben erörtert worden ist. Dazu kommt endlich noch ein Drittes: Die entwickelte Formel ist aus der Betrachtung eines durchaus idealen Falles gewonnen, von dem der reale Vorgang, auf welchen die Formel hier angewandt worden ist, in mancher Beziehung erheblich abweicht. Während die

2) $i = 54^{\circ}$.

$$S = +0,14988; \quad s' = -88^{\circ} 30' 0''; \quad s'' = +6^{\circ} 58' 42''$$

δ	k	λ	Beob. Δ	Berech. Δ	Differenz
+26° 5' 56"	45° 54' 4"	530	0,057	0,063	+0,006
20 42 49	51 17 11	469	0,063	0,085	+0,022
17 9 32	54 50 28	621	0,120	0,109	-0,011
15 45 54	56 14 6	584	0,123	0,121	-0,002
14 15 54	57 44 6	542	0,130	0,136	+0,006
12 45 54	59 14 6	496	0,135	0,154	+0,019
7 29 51	64 30 9	630	0,251	0,240	-0,011
6 49 51	65 10 9	580	0,267	0,233	-0,014
6 9 51	65 50 9	528	0,254	0,265	+0,011
5 29 51	66 80 9	475	0,263	0,277	+0,014
0 0 0	72 0 0	590	0,377	0,358	-0,019
- 4 52 9	76 52 9	477	0,371	0,397	+0,026
5 32 9	77 32 9	547	0,351	0,404	+0,053
6 12 9	78 12 9	617	0,362	0,408	+0,046
9 57 2	81 57 2	514	0,407	0,426	+0,019
10 37 2	82 37 2	552	0,400	0,428	+0,028
11 17 2	83 17 2	590	0,404	0,431	+0,027
15 8 13	87 8 13	547	0,442	0,442	0,000
16 46 56	88 46 56	601	0,456	0,446	-0,010
19 11 21	91 11 21	538	0,458	0,451	-0,007

3) $i = 58^{\circ}$.

$$S = +0,20029; \quad s' = -63^{\circ} 56' 32''; \quad s'' = -2^{\circ} 48' 40''.$$

δ	k	λ	Beob. Δ	Berech. Δ	Differenz
+20° 12' 27"	43° 47' 33"	591	0,065	0,075	+0,010
16 39 81	47 20 29	525	0,071	0,085	+0,014
13 54 51	50 5 9	463	0,082	0,095	+0,013
8 38 9	55 21 51	632	0,133	0,122	-0,011
7 34 8	56 25 52	564	0,156	0,129	-0,027
6 12 14	57 47 46	472	0,158	0,140	-0,018
0 0 0	64 0 0	530	0,223	0,208	-0,015
- 5 36 8	69 36 8	504	0,284	0,294	+0,010
6 6 51	70 6 51	553	0,304	0,302	-0,002
6 47 59	70 47 59	621	0,305	0,312	+0,007
11 14 0	75 14 0	592	0,313	0,368	+0,055
12 42 34	76 42 34	621	0,351	0,343	+0,008
14 42 43	78 42 43	489	0,416	0,399	-0,017
16 49 43	80 49 43	571	0,431	0,413	-0,018
19 45 54	83 45 54	518	0,455	0,429	-0,026
22 20 50	86 20 50	599	0,450	0,440	-0,010

Theorie von der Annahme ausgeht, dass die elementare Lichtbewegung in einem homogenen Mittel stattfindet, geschieht sie in Wirklichkeit an der Grenze zweier verschiedenen Medien: und nicht ein Vibrationscentrum einer Kugelwelle

4) $i = 62^\circ$.

$S = +0,22049; \quad e' = -50^\circ 40' 23''; \quad e'' = -11^\circ 20' 3''.$

δ	k	λ	Beob. Δ	Berech. Δ	Differenz
+10° 14' 15''	45° 45' 45''	627	0,080	0,077	-0,003
8 50 24	47 9 36	557	0,094	0,080	-0,014
7 31 48	48 28 12	487	0,081	0,084	+0,003
0 0 0	56 0 0	590	0,104	0,114	+0,010
- 5 59 53	61 59 53	487	0,164	0,166	+0,002
6 47 7	62 47 7	557	0,184	0,174	-0,010
7 33 20	63 33 20	627	0,226	0,184	-0,042
11 10 49	67 10 49	487	0,248	0,247	-0,001
12 33 55	68 33 55	557	0,266	0,275	+0,009
13 54 44	69 54 44	627	0,290	0,302	+0,012
15 50 25	71 50 25	487	0,338	0,339	+0,001
17 48 51	73 48 51	557	0,366	0,369	+0,003
19 33 47	75 33 47	627	0,393	0,393	0,000
22 28 41	78 28 41	557	0,417	0,421	+0,004
24 44 38	80 44 38	627	0,435	0,437	+0,002

hat man, sondern das wahrgenommene Licht wird von unendlich vielen Elementartheilchen ausgesandt, die in ihrer Gesammtheit den beleuchteten Theil der reflectirenden Fläche ausmachen. Diese Fläche ist aber nicht in allen Theilen von gleicher Beschaffenheit; sie setzt sich abwechselnd aus je zwei Streifen von verschiedenen, reflectirenden Eigenschaften zusammen, entsprechend den bei der Herstellung des Gitters vom Lichte getroffenen und den nicht getroffenen Stellen; ja sie ist vielleicht nicht einmal eine Ebene, sondern ist durch die Einwirkung des Lichtes und das nachherige Waschen bei der Fixirung zu einem Relief von abwechselnden Erhöhungen und Vertiefungen geworden. Kurz die Bedingungen des theoretischen Falles sind durchaus nicht erfüllt, und wenn man auch über den Einfluss dieser Umstände nicht einmal Vermuthungen anstellen kann, so dürfen doch diese unbekannten Factoren bei Beurtheilung der vorstehenden Zahlen nicht ausser Acht gelassen werden. Ueberblickt man nach diesen Erwägungen die Differenzen zwischen Beobachtung und Berechnung, die in der letzten Spalte der obigen Tabellen enthalten sind, so kann es nicht befremden, Abweichungen darunter zu finden, welche die Grenze der Beobachtungsfehler überschreiten. Diese wären auch durch

feinere Berechnungsmethoden nicht zu vermeiden gewesen; denn die einzelnen Beobachtungsreihen haben nun einmal an manchen Stellen nicht auszugleichende Unregelmässigkeiten. Aber man sieht auch, dass die Mehrzahl der Differenzen den möglichen Beobachtungsfehler nur um wenig überschreitet, und man wird nicht verkennen können, dass soviel die Uebereinstimmung vielleicht in einzelnen Punkten zu wünschen übrig lässt, doch der allgemeine Charakter des Verlaufs der Phasendifferenzen in dem der Berechnung zu Grunde liegenden Gesetz einen angenäherten Ausdruck findet. Zweierlei aber wäre gewonnen, wenn man, von Einzelheiten absehend, die Uebereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung im allgemeinen als vollwerthig anerkennen wollte:

1) Es wäre bewiesen, dass die Gesetze, welche die theoretische Optik als Gesetze elliptisch polarisirter Kugelwellen aufstellt, wenigstens soweit sie die Aenderung der Phasendifferenzen betreffen, einer Anwendung auf wirkliche Vorgänge fähig sind, d. h. dass es Lichterscheinungen gibt, welche als elliptisch polarisirte Kugelwellen aufgefasst werden können.

2) Es wäre bewiesen, dass Beugung durch Reflexion an solchen Flächen, welche dem reflectirten Lichte elliptische Polarisation mitzutheilen im Stande sind, ein Vorgang der unter 1) bezeichneten Art ist, auf den sich die Gesetze elliptisch polarisirter Kugelwellen anwenden lassen.

Dadurch wäre ein weiterer Anhalt für jene Theorie gewonnen, welche den Polarisationszustand des gebeugten Lichtes nach den Gesetzen polarisirter Kugelwellen erklären will. Das gestellte Problem ist damit gelöst, soweit es wenigsten den Umständen nach möglich war.

Zum Schluss will ich nicht versäumen, Hrn. Geheimrath Helmholtz, sowie den Herren Assistenten am physikalischen Institute, Dr. Hagen und Dr. Kayser, meinen Dank für freundlich gewährten Rath und Beistand bei Abfassung dieser Arbeit auszusprechen.

Berlin, October 1882.