

## Über die Interferenzerscheinungen an Platten optisch aktiver, isotroper, durchsichtiger Kristalle im konvergenten polarisierten Licht.

Von

Paul Kaemmerer in Dresden.

Mit 5 Textfiguren.

Im parallelen polarisierten Licht zeigt Natriumchlorat, der Hauptvertreter der optisch aktiven isotropen Kristalle<sup>1</sup>, qualitativ dasselbe Verhalten wie eine senkrecht zur optischen Achse geschnittene Quarzplatte.

Dagegen mißlingen die Versuche, im NÖRRENBURG'schen Apparat Interferenzerscheinungen im konvergenten polarisierten Licht an planparallelen Platten derselben Substanz festzustellen. Man sieht dabei vielmehr scheinbar das gleiche wie im parallelen Licht.

Da man als Grund dieses Mißerfolges zunächst die geringe Doppelbrechung zu vermuten hat, so käme eine Beobachtung der Kristallplatte im Achsenwinkelapparat in Betracht, wenn man die Erscheinungen genauer untersuchen wollte. Indessen ist auch hierbei wenig zu hoffen, wenn man nicht den Kristall mit einer stark brechenden Flüssigkeit umgibt.

Ich beabsichtige im folgenden, die Gründe dafür klarzulegen, da der Gegenstand noch nicht behandelt worden zu sein scheint.

In erster Annäherung würde man einen Überblick

---

<sup>1</sup> Über die Konstanten des Natriumchlorats vergl. z. B. TH. LIEBISCH, Grundriß der phys. Krist. p. 362 ff.

über die zu erwartenden Erscheinungen bekommen, wenn man annähme, daß in jeder Richtung zwei entgegengesetzt zirkular polarisierte Wellen mit dem von der durchlaufenen Plattendicke abhängigen Gangunterschied  $T$  und mit gleicher Amplitude aus dem Kristall austreten, die dann analysiert werden. Dabei würden alle Änderungen vernachlässigt sein, die an den beiden Plattengrenzen in der Intensität und dem Polarisationszustand eintreten müssen.

Will man nun auch die Intensitätsänderungen nicht berücksichtigen, so kann man doch immerhin der Änderung des Polarisationszustandes einigermaßen Rechnung tragen auf Grund der von mir aus der DRUDE'schen Theorie gewonnenen Ergebnisse.

Es fand sich<sup>1</sup>, daß, wenn linear polarisiertes Licht auf den Kristall fällt — wie es ja hier vorausgesetzt wird — durch die Brechung zwei Wellen im Kristall entstehen, die sehr nahe die gleiche Intensität haben. Nimmt man auch noch die Richtung der Wellen als gleich an, so verlassen an jeder Stelle der Austrittsfläche zwei Wellen den Kristall, die gleiche Intensität und als Schwingungsform zwei gleich große Ellipsen von gleicher Orientierung und entgegengesetztem Rotationssinn haben<sup>2</sup>. Außerdem besitzen sie eine von der durchlaufenen Plattendicke abhängige Phasendifferenz  $\delta$ .

Es läßt sich leicht feststellen, zu welcher Art von Welle sich diese beiden elliptischen Wellen zusammensetzen. Man kann jede von ihnen in zwei senkrecht zueinander schwingende Komponenten zerlegen, die für die links rotierende Form  $x_l$  und  $y_l$ , für die rechts rotierend  $x_r$  und  $y_r$  sein mögen. Die beiden Schwingungen können dann, wenn  $\nu$  das Achsenverhältnis der Ellipsen bezeichnet, so dargestellt werden<sup>3</sup>:

<sup>1</sup> P. KAEMMERER, Über d. Refl. u. Brech. d. Lichtes an ebenen Grenzflächen opt. akt. isotr. durchsichtiger Kristalle. Dies. Jahrb. Beil.-Bd. XXX. p. 529. 1910.

<sup>2</sup> Vergl. P. KAEMMERER, l. c. p. 529 f.

<sup>3</sup> Näheres hierüber z. B. bei H. JOACHIM, Inaug.-Diss. Göttingen. Dies. Jahrb. Beil.-Bd. XXI. p. 543 ff. 1906.

rechte Ellipse	linke Ellipse
$x_r = e^{i p t}$	$x_l = e^{i p t} \cdot e^{i \delta}$
$y_r = i \nu e^{i p t}$	$y_l = -i \nu \cdot e^{i p t} \cdot e^{i \delta}$

Hierbei ist  $p = 2\pi : T$ ,  $T$  die Schwingungsdauer,  $t$  die Zeit.  
Aus beiden Wellen entsteht durch Superposition eine Schwingung mit den Komponenten:

$$x = x_r + x_l = e^{i p t} (1 + e^{i \delta})$$

$$y = y_r + y_l = i \nu \cdot e^{i p t} (1 - e^{i \delta}).$$

Um hiervon die Schwingungsform festzustellen, hat man den Quotienten  $x : y$  zu bilden. Man erhält:

$$\frac{x}{y} = \frac{1 + e^{i \delta}}{i \nu (1 - e^{i \delta})},$$

was sich überführen läßt in:

$$\frac{x}{y} = \frac{\sin \delta}{\nu (1 - \cos \delta)}.$$

Da dieser Quotient reell ist, so muß die aus dem Kristall austretende Schwingung überall eine linear polarisierte sein, natürlich in den Grenzen der Annäherung.

In einer beliebigen Einfallsebene ändert sich dann nach obiger Formel das Azimut des den Kristall verlassenden Lichtes so, daß es sich mit wachsendem Austrittswinkel stetig dreht, und zwar wird wieder dasselbe Azimut erreicht, wenn die Phasendifferenz  $\delta$  der elliptischen Wellen um  $2\pi$ , der Gangunterschied  $T$  um eine Wellenlänge  $\lambda$  zugenommen hat.

Infolge der Isotropie der hier besprochenen Kristalle ist in konzentrischen Kreisen um das Einfallslot das Verhalten das gleiche. (Fig. 1 gibt einen Überblick über die Verteilung der Polarisationszustände an der Plattengrenze.) Wird nun das austretende Licht durch einen Nicol analysiert, so muß bei Beleuchtung mit einfarbigem Licht Dunkelheit eintreten in konzentrischen Kreisen überall, wo das Azimut des analysierten Lichtes senkrecht zum Nicolazimut ist.

Sind Polarisator und Analysator gekreuzt, so entsprechen die dunklen Kreise den Gangunterschieden von 1, 2, 3 ... Wellenlängen.

Diese Interferenzkurven sind sowohl Kurven gleichen Gangunterschiedes wie Kurven gleicher Polarisationsrichtung (Isogyren).

Wird der Analysator rechts herum gedreht, so erweitern sich die Kreise, wenn der Kristall rechtsdrehend

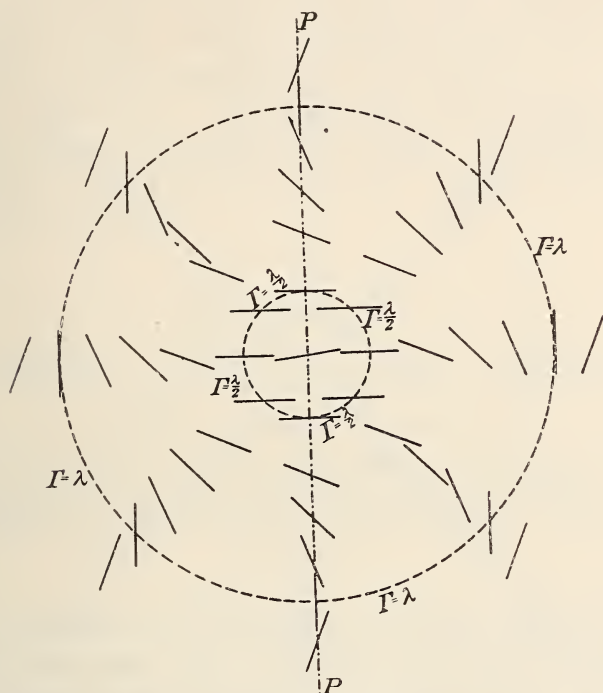


Fig. 1. Polarisationszustände an der oberen Grenze einer 25 mm dicken Platte von Rechts-Natriumchlorat, die von unten mit konvergentem, parallel  $PP$  polarisiertem Natriumlicht beleuchtet wird. —  $\Gamma$  Gangunterschied,  $\lambda$  Wellenlänge.

ist, und aus der Plattenmitte heraus bilden sich neue Kreise. Ist in demselben Falle der Kristall linksdrehend, so verengern sich die Ringe und verschwinden in der Plattenmitte. Für Linksdrehung des Analysators gilt für beide Kristallarten das Entgegengesetzte.

Wird mit weißem Licht beleuchtet, so treten die entsprechenden Farbenerscheinungen auf, wie sie durch die Auslöschung einzelner Lichtarten bedingt und beispielsweise

von den Interferenzfiguren beim Quarz bekannt sind. Gewöhnlich betrachtet man die Interferenzerscheinungen im konvergenten Licht auch noch unter Einfügung eines Viertelundulationsglimmerblättchens in der Diagonalstellung zwischen Kristallplatte und Analysator. Nimmt man an, was nur für die

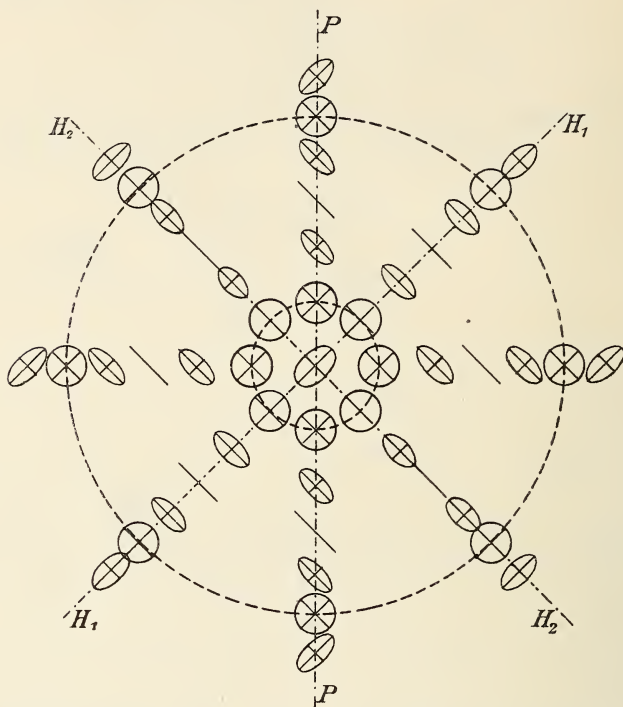


Fig. 2. Veränderung der in Fig. 1 dargestellten Polarisationszustände, wenn die Wellen noch ein Viertelundulationsglimmerblättchen durchlaufen haben, dessen Polarisationsrichtungen  $H_1 H_1$  und  $H_2 H_2$  sind.

Mitte des Gesichtsfeldes genau zutreffen kann, daß alle den Kristall verlassenden Wellen nach denselben beiden zueinander senkrechten Richtungen zerlegt werden und diese Komponenten mit einem Gangunterschied von einer Viertelwellenlänge aus dem Glimmer austreten, so würden die in Fig. 1 dargestellten Polarisationszustände in die in Fig. 2 gezeichneten übergehen. Sind dann Polarisator und Analysator gekreuzt, so wird überhaupt keine Welle vollständig ausgelöscht werden. Denn elliptische



und zirkulare Schwingungen werden z. T. durchgelassen und ebenso die vorhandenen linearen, da diese zur Analysatorrichtung nicht senkrecht liegen. Erst wenn der Analysator um  $45^\circ$  bezw.  $135^\circ$  gegen den Polarisator gedreht ist, werden die Wellen vernichtet, die beim Austritt aus dem Kristall  $\frac{3}{4}$ ,  $\frac{7}{4}$ ,  $\frac{11}{4}$  . . . bezw.  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{5}{4}$ ,  $\frac{9}{4}$  . . . Wellenlänge Gangunterschied besaßen. Im Interferenzbild müßten dann dunkle Kreise auftreten. Bei einer vollen Umdrehung des Analysators würden zweimal zwei Scharen solcher Kreise entstehen und wieder verschwinden. Diese Ringe würden nicht wandern. — Das bisher über die Interferenzfiguren Gesagte könnte man übrigens mit geringen Abweichungen in Einzelheiten auch schon bei der p. 20 f. erwähnten ersten Annäherung herleiten.

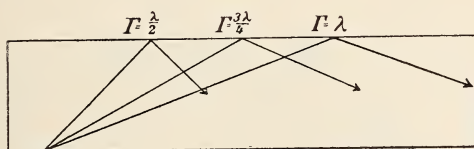


Fig. 3. 20 mm dicke Platte von Natriumchlorat in Luft. Innere Totalreflexion von Strahlen, deren Einfallswinkel größer als  $43^\circ$  ist. Gangunterschiede  $\Gamma$  an der oberen Plattengrenze eine halbe bis eine ganze Wellenlänge  $\lambda$ .

Im übrigen lehrt die Diskussion der Formeln für das aus dem Kristall austretende Licht<sup>1</sup>, daß außer den schon beschriebenen Erscheinungen noch eine allgemeine Abnahme der Intensität stattfindet sowohl mit wachsendem Austrittswinkel als auch, wenn die Einfallsebene sich der Polarisationssebene des Polarisators nähert. Doch kommen diese Verhältnisse neben den Hauptzügen des Interferenzbildes weniger in Betracht.

Um nun klarzustellen, unter welchen Umständen man die beschriebenen Interferenzerscheinungen etwa beobachten könnte, werde zunächst betrachtet, wie sich die Dinge bei einer 20 mm dicken Platte von Natriumchlorat gestalten, die mit konvergentem, linear polarisiertem Natriumlicht beleuchtet wird.

<sup>1</sup> P. KAEMMERER, l. c.

Da in diesem Falle die Drehung der Polarisations-ebene pro 1 mm Plattendicke  $3,2^\circ$  beträgt<sup>1</sup> und einer Drehung von  $180^\circ$  ein Gangunterschied  $T$  von einer Wellenlänge  $\lambda$  entspricht, so wird  $T = \lambda : 2$ , wenn der im Kristall durchlaufene Weg  $90 : 3,2 = 28,125$  mm lang ist,  $T = \lambda$  erst nach einem Wege von 56,25 mm. In einer Platte von 20 mm Dicke sind die Wege von dieser Länge um etwa  $45^\circ$  bzw.  $68^\circ$  gegen die Plattennormale geneigt (Fig. 3). Strahlen von solcher Schiefe können aber, wie man sich z. B. durch Konstruktion des Grenzwinkels der Totalreflexion überzeugt, aus dem Kristall in Luft gar nicht austreten, da dieser Grenzwinkel 42 bis  $43^\circ$  beträgt.

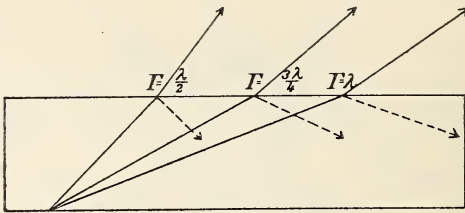


Fig. 4. 20 mm dicke Platte von Natriumchlorat in Methylenjodid. Die in Fig. 3 total reflektierten Strahlen treten ins Außenmedium.

Brächte man aber die Kristallplatte in eine stark brechende Flüssigkeit, wie Monobromnaphtalin oder Methylenjodid<sup>2</sup>, so würden alle im Kristall verlaufenden Strahlen auch durch Brechung ins Außenmedium fortgepflanzt werden (Fig. 4).

In einem Polarisationsapparat, dessen Linsensysteme eine numerische Apertur<sup>3</sup> 1,3 besäßen, würden dann die Wellen mit  $T = \lambda$  noch ins Gesichtsfeld aufgenommen werden; der erste dunkle Interferenzring müßte bei gekreuzten Nicols noch sichtbar sein. Nur würden jetzt die Dimensionen der Kristallplatte das Hindernis für die Möglichkeit der Beobachtung bilden.

<sup>1</sup> Vergl. TH. LIEBISCH, l. c.

<sup>2</sup> Ob diese Flüssigkeiten etwa auf Natriumchlorat chemisch einwirken, konnte ich nicht in Erfahrung bringen.

<sup>3</sup> Vergl. TH. LIEBISCH, l. c. p. 306.

Setzt man eine Platten dicke von nur 10 mm voraus so liegen die Dinge für die Beobachtung wieder aus anderen Gründen sehr ungünstig. Für diesen Fall habe ich die Änderungen im Interferenzbilde etwas genauer verfolgt, die bei der Drehung des Analysators eintreten. Ich habe einige wichtige Phasen durch graphische Darstellung zu verdeutlichen gesucht, indem ich mir auf der Ebene

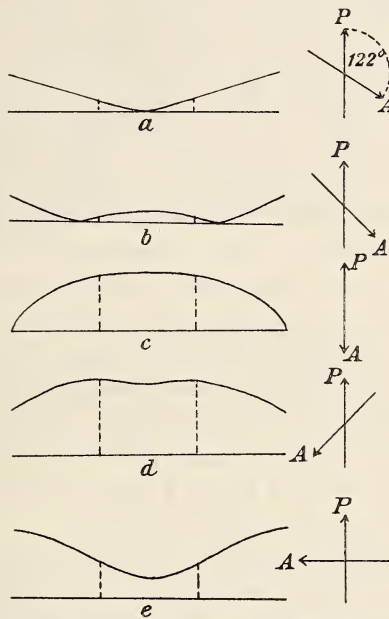


Fig. 5. 10 mm dicke Platte von Rechts-Natriumchlorat im konvergenten polarisierten Natriumlicht. — Änderung der Intensitätsverteilung im Querschnitt des Interferenzbildes bei Rechtsdrehung des Analysators  $A$  und unveränderter Polarisatorstellung  $P$ . — Bei Beobachtung in Luft ist nur der abgegrenzte Mittelbereich sichtbar.

der Interferenzfigur (der Brennebene des Okulars) Senkrechte errichtet dachte, deren Längen zu der im Fußpunkte herrschenden Intensität proportional sind. Diese Intensitäten wurden auf konstruktivem Wege annähernd bestimmt. Die Gesamtheit der Endpunkte dieser Senkrechten bildet dann eine Rotationsfläche, für die jedesmal die Meridianfigur charakteristisch ist. Unter der Voraussetzung, daß die Platte seitlich genügend ausgedehnt ist, um die Erreichung eines Gangunterschie-



des von einer halben Wellenlänge noch zu ermöglichen und daß die Wellen mit diesem Gangunterschied infolge genügender Apertur der Beobachtungsapparate noch im Interferenzbild mitwirken, habe ich die charakteristischen Intensitätskurven in den Figuren 5 a—e dargestellt. Die horizontalen Geraden sind die Schnitte der Okular-Brennebene.

Die Figurenreihe geht von dem Fall aus, daß der Mittelpunkt des Interferenzbildes bei einer bestimmten Analysatorstellung gerade völlig verdunkelt wird. Beim Weiterdrehen des Analysators wandert ein dunkler Ring (in der Fig. 5 b zwei Punkte der Intensität Null) nach außen, der bei Parallelstellung von Polarisator und Analysator gerade den Rand des Bildes erreicht (Fig. 5 c). Bei der zweiten Diagonalstellung des Analysators (Fig. 5 d) ist die Intensität des gesamten Bildes gegen vorhin erhöht, während sich endlich bei Kreuzung von Polarisator und Analysator das mittlere Gebiet wieder beträchtlich verdunkelt hat (Fig. 5 e).

Die Betrachtung der Figuren lehrt übrigens, daß die Intensitätsunterschiede im Bilde keine schroffen sind. Die dunklen Ringe werden sich auch keinesfalls als scharf abgegrenzte Kreise, sondern als breite, verwaschene Flächen zeigen. Der Charakter der Erscheinungen nähert sich damit schon dem der Interferenzphänomene im parallelen senkrecht einfallenden Licht.

Bedenkt man noch, daß bei Beobachtung der Platte in Luft nur etwa das mittlere Drittel der Intensitätskurven in Frage kommt, wie es die gestrichelten Senkrechten in den Figuren 5 begrenzen, so ist die eingangs erwähnte scheinbare Übereinstimmung der Interferenzerscheinungen im parallelen und konvergenten Licht bei Beobachtung mit den gewöhnlichen Hilfsmitteln leicht erklärlich. Und erst recht dann, wenn, wie üblich, noch viel dünnere Platten als die zuletzt hier vorausgesetzten gewählt werden.

### Ergebnisse.

I. Die optisch aktiven, isotropen Kristalle geben im konvergenten polarisierten Licht Interferenzbilder, deren Kurven gleichen Gangunterschiedes und gleicher Polarisationsrichtung Kreise sind. Es treten unter keinen Umständen dunkle Kreuze oder Spiralen auf. Rechts- und linksdrehende Kristalle kann man am Wandern

der Interferenzkurven und an den Farbenänderungen im weißen Licht unterscheiden, wie bei zur optischen Achse senkrechten Quarzplatten.

II. In den gewöhnlich benutzten Polarisationsapparaten für konvergentes Licht können — hauptsächlich infolge der geringen Doppelbrechung der natürlich aktiven isotropen Körper — charakteristische Abweichungen von den Erscheinungen im parallelen polarisierten Licht nicht festgestellt werden. —

Auch wenn man diese Körper nicht in Luft, sondern in einer Immersionsflüssigkeit beobachten wollte, hätte man, um eine für konvergentes Licht charakteristische Interferenzerscheinung hervorzubringen, Kristallplatten und Apparate von solchen Dimensionen nötig, die das übliche und praktisch erreichbare Maß bei weitem überschreiten.

---

# ZOBODAT - [www.zobodat.at](http://www.zobodat.at)

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Neues Jahrbuch für Mineralogie, Geologie und Paläontologie](#)

Jahr/Year: 1911

Band/Volume: [1911\\_2](#)

Autor(en)/Author(s): Kaemmerer Paul

Artikel/Article: [Über die Interferenzerscheinungen an Platten optisch aktiver, isotroper, durchsichtiger Kristalle im konvergenten polarisierten Licht. 20-29](#)