

## § 1. Einleitung

Die Kristalloptik handelt von den „Taten und Leiden“ des Lichts in Kristallen. Kristalle sind Körper, deren Atome regelmäßig, in einem „Raumgitter“, angeordnet sind: das gibt dem Gebiete sein eigentümliches Gepräge. Das Licht aber, das wir bald im elektromagnetischen Wellen-, bald im Korpuskelbilde zu sehen uns gewöhnt haben, erscheint uns hier so rein wie sonst selten als Wellenbewegung; die Kristalloptik ist der feinste Prüfstein jeder Wellentheorie des Lichts.

Genau genommen hätten wir die Vorstellung durchzuführen, daß das einfallende Licht die Partikeln des Kristallgitters zum Mitschwingen erregt und daß die beobachtbaren Tatsachen sich als Überlagerung der einfallenden und aller sekundären „Elementarwellen“ deuten lassen. So werden wir tatsächlich im letzten Teile verfahren — aber dieser Teil wird kurz sein, einmal, weil die umständlichen Summationen und sonstigen mathematischen Hilfsmittel sich einer elementaren Darstellung größtenteils entziehen, hauptsächlich aber, weil in den meisten Fällen ein einfacheres Vorgehen zum Ziele führt. Denn ebenso wie die geometrische Optik von der Wellenoptik die Erlaubnis erhält, innerhalb gewisser Grenzen mit ihren „Lichtstrahlen“ und deren Spiegelungen, Brechungen und Schnittpunkten Geometrie zu treiben — und sie erzielt damit z. B. bei der Durchrechnung von Linsensystemen die erstaunlichsten Erfolge, obwohl doch jedermann weiß, daß es so etwas wie einzelne Lichtstrahlen gar nicht gibt! —, ebenso gestattet die Gitteroptik, gegebenenfalls von dem atomaren Feinbau des Kristalls völlig abzusehen.

Wann das geschehen darf, hängt von dem Größenverhältnis der Lichtwellenlängen zum gegenseitigen Abstände der Kristallpartikeln ab. Dieser liegt nach Aus-

sage der Atomtheorie in der Größenordnung der Ångströmeinheiten ( $1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ cm}$ ). Arbeitet man mit Röntgenlicht, dessen Wellenlängen gleichfalls um  $1 \text{ Å}$  liegen, so muß jedes Kristallatom als Einzelwesen behandelt werden; liegt eins im Wellenberg des Lichts, so sein Nachbar im gleichen Augenblick keineswegs mehr. Hier ist eine Verwischung der atomaren Unterschiede unzulässig, die gitteroptische Darstellung unvermeidbar. Das sichtbare Licht andererseits, um das es sich im folgenden allein handeln wird, hat Wellenlängen zwischen etwa  $4000 \text{ Å}$  im Violett und  $7200 \text{ Å}$  im Rot. Sie sind so viel größer als der mittlere Partikelabstand, daß man in der Kristalloptik des Sichtbaren, das ultraviolette und ultrarote Nachbargebiet einbegriffen, von den Einzelatomen absehen, die Atome sozusagen über den Raum verschmieren darf. Bei dieser Einebnung aber geht zunächst die Vorstellung der regelmäßigen Anordnung der Partikeln verloren, und man schafft summarisch und formal dadurch Ersatz, daß man den Kristall als zwar „homogenen“, d. h. in den kleinsten Bereichen gleichartigen, aber „anisotropen“ Körper auffaßt, d. h. ihn in den verschiedenen Richtungen mit verschiedenen physikalischen Eigenschaften begabt, insonderheit ihm verschiedene Werte der Lichtgeschwindigkeit in den einzelnen Richtungen zuschreibt<sup>1)</sup>.

Man könnte die leitenden Gedanken der Kristalloptik also darstellen, indem man von den Grundgleichungen der elektromagnetischen Lichttheorie, den Maxwell'schen Gleichungen, ausgeht und auf den Fall der anisotropen Körper spezialisiert. Was man hierbei an formaler Glätte gewinnt, verliert man an geschichtlichem Verständnis und an Anschaulichkeit. Die Kristalloptik, anschaulich, formenschön und farbenfreudig wie kaum

<sup>1)</sup> Isotrope Festkörper kann man durch einseitigen Druck anisotrop machen. Darauf beruht eine technisch wichtige Methode zur Messung innerer Spannungen, die viele Ähnlichkeiten mit der Kristalloptik aufweist. S. z. B. L. Föppl und H. Neuber, Festigkeitslehre mittels Spannungsoptik, München-Berlin 1935. — G. Mesmer, Spannungsoptik, Berlin 1939.

ein anderes Gebiet der Physik, wäre ein Musterbeispiel für den Unsegen solch rein deduktiver Behandlungsweise. Wir werden im Gegenteil mit einfachen Versuchen beginnen, denselben wie Olaf R ö m e r s Lehrer E r a s m u s B a r t h o l i n u s vor bald 300 Jahren (1669). Wir werden sie zuerst mit Hilfe der gleichen einfachen theoretischen Hilfsmittel deuten, wie H u y g e n s es bald darauf getan hat (1678), und wir werden diese Hilfsmittel weiterbilden wie F r e s n e l (1788 bis 1827), die bedeutendste Persönlichkeit der klassischen Wellentheorie. Dann erst, in § 12 und 13, werden wir die so gewonnene Übersicht in die elektromagnetische Gesamtheorie einbauen.

Vorausschicken aber wollen wir, um später nicht unterbrechen zu müssen, einen kurzen Überblick über die Kristallsysteme.

## § 2. Kristallsysteme<sup>1)</sup>

Durch die geordneten Partikeln des Kristalls kann man in sehr verschiedener Weise Ebenen hindurchlegen, sogen. „Netzebenen“, auf denen Partikeln liegen. Natürlich muß auch die Kristalloberfläche als eine partikelbesetzte Ebene zu diesen Netzebenen gehören, und wenn wir, wie in § 1 vorgeschlagen, von dem Feinbau zunächst ganz absehen, bleibt als einfachstes makroskopisches Kennzeichen der atomaren Regelmäßigkeit und der Ungleichwertigkeit der einzelnen Kristallrichtungen die Anordnung der natürlichen Begrenzungsflächen übrig. Diese Anordnung zeigt eine größere oder geringere Symmetrie, und man teilt nach ihr rein stereometrisch alle möglichen Kristallpolyeder in 32 „Klassen“ ein. Jeder Klasse ist ein bestimmtes Koordinatensystem („Achsen-system“, „Achsenkreuz“) angemessen (wie immer in der Physik; dem Plattenkondensator sind kartesische, dem Kugelkondensator sind Polarkoordinaten „ange-

<sup>1)</sup> Vgl. hierzu W. B r u h n s, Kristallographie, neubearb. v. P. R a m - d o h r Sammlung Göschel Bd. 210, Berlin 1944. Neuauflage in Vorbereitung.