

Die
Interferenzbilder der Kristalle.

Von
Dr. Michael Stark.

Vortrag, gehalten den 18. Dezember 1907.

(Mit Demonstrationen.)

Wiederholt können wir in der Natur Erscheinungen beobachten, die durch ihr lebhaftes Farbenspiel auffallen. Ich denke hiebei an die prächtigen Farben der Seifenblasen, die Sie wohl alle noch aus Ihren Jugendjahren in Erinnerung haben, oder an die wechselnden Farbentöne, die entstehen, wenn etwas Petroleum oder Terpentinöl auf Wasser gegossen werden.

Zum Verständnis dieser Erscheinung wollen wir, etwas weiter ausgreifend, an eine Theorie anknüpfen, derzufolge wir das Licht als eine Wellenbewegung mit transversalen Schwingungen von außerordentlich großer Fortpflanzungsgeschwindigkeit auffassen, den Träger derselben als einen alle Körper und den Weltraum durchdringenden hypothetischen Stoff, den Äther. Ein Beispiel derartiger Bewegung liefern uns schwingende Saiten oder Stäbe. Die Fortpflanzungsrichtung — auf das Beispiel der an zwei Punkten befestigten Saite angewendet, die Verbindungslinie dieser zwei Punkte — die Fortpflanzungsrichtung also im gleichen Medium ist eine gerade. Zu dieser geradlinigen Fortpflanzungsrichtung nun, die wir als Wellenstrahl oder Strahl kurzweg bezeichnen wollen, führen die Ätherteilchen ihre Schwingungen aus. Wie an einer wogenden Wasseroberfläche nennen wir die Strecke

der Wellenstrahlen, welche von einem Wellenberg und Wellental eingenommen sind, ein Wellenlänge. Die Wellenlängen sind nun aber verschiedene für verschiedene monochromatische Lichtsorten (Licht beispielsweise von in eine farblose Bunsenflamme gestreutem Steinsalz [gelb], oder aber von dem durch ein Glasprisma entworfenen Sonnenspektrum, aus dem wir vermittels eines schmalen Spaltes eine Farbe herausnehmen oder aber von manchen farbigen Gläsern). Die im gleichen Medium geradlinige Fortpflanzung eines Lichtbündels erleidet beim Eintritt in ein anderes Medium — etwa schief einfallend zu einer Wasser- oder Glasfläche — eine Ablenkung, und zwar beim Eintritt aus einem dünneren in ein dichteres Medium (Luft zu Wasser) zum Lot (der Normalen auf die Wasserfläche), umgekehrt vom Lot: das Lichtbündel wird gebrochen.

Beim Versuch mit dem Lichtbündel geht nun aber nicht alles Licht in die Flüssigkeit, ein Teil wird an der Wasserfläche zurückgeworfen (reflektiert), wobei der Winkel des einfallenden Bündels und der des reflektierten mit dem Lot gleich ist.

Zu unseren im Anfang besprochenen Farbenercheinungen dünner Häutchen zurückkehrend, Farbenercheinungen gleich denen dünner Blättchen — Glimmerblättchen beispielsweise — oder aber keilförmiger Luftschichten im Gips, Kalkspat, wollen wir unsere Beobachtung an den mehr oder weniger parallelen Farbenstreifen einer solchen keilförmigen Luftschichte mittels eines roten oder blauen Glases anstellen. Wir sehen jetzt dunkle und

helle Streifen. Beim einfacheren Falle des Blättchens oder Häutchens wird ein Teil der einfallenden Lichtstrahlen an der Oberfläche reflektiert, ein anderer Teil aber dringt in das Blättchen ein, wird teilweise auf der Unterseite des Blättchens reflektiert und tritt dann wieder zum Teile aus dem Blättchen aus, parallel den ersten reflektierten Strahlen, dabei naturgemäß verzögert zu diesen um so mehr, je dicker das Blättchen ist. Diese Wegdifferenzen bedingen nun eine gegenseitige Beeinflussung jener gleichlaufenden Strahlen; wir sagen, sie interferieren miteinander. Ist von zwei Strahlen der eine verzögert in bezug auf den anderen um $\frac{2}{2}$, $\frac{4}{2}$, $\frac{6}{2}$ Wellenlängen, so werden sich ihre Bewegungen addieren, ist er verzögert um $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$ etc. Wellenlängen, so heben sich die Bewegungen im Falle gleicher Intensität beider auf. Wir erhalten daher größere Helligkeit im ersten Falle, Dunkelheit im zweiten; daher also die dunklen Streifen mit rotem Glase. Mit blauem Glase bemerken wir die dunklen Streifen viel näher aneinander wegen der kürzeren Wellenlängen des blauen Lichtes. Infolge des verschiedenen Ortes der dunklen Streifen in verschiedenen Lichtsorten nehmen wir in dem aus allen Lichtsorten bestehenden weißen Licht Farbenercheinungen wahr, indem Dunkelheit immer nur an einer bestimmten Stelle des Keiles vorhanden ist für eine Farbe (oder auch, wenn dickere Stellen in Betracht kommen, für mehrere Farben), während die anderen nicht verlöschten Farben (bei dünnen Keilstellen alle Farben zusammen) eine Mischfarbe geben.

Beobachten wir das früher besagte einfallende Lichtbündel mit einer aus einem Turmalinkristall der längeren Achse des Kristalls // geschnittenen Platte, so finden wir beim Drehen der Platte keinen Unterschied in der Helligkeit des Lichtbündels, beim reflektierten Bündel finden wir aber eine Richtung, in der Verdunkelung eintritt, ebenso auch beim gebrochenen Teile des Lichtbündels, jedoch normal der Dunkelstellung des reflektierten Strahles. Beide Bündel haben also seitliche Eigenschaften, sie sind polarisiert. Solch polarisiertes Licht liefern mit Ausnahme der tesserale Kristalle (Steinsalz, Fluorit beispielsweise) alle übrigen Kristalle, indem die bei den ersteren in allen Richtungen gleich fortschreitende Lichtbewegung bei den letzteren abhängig ist von der Richtung. Sie brechen das Licht doppelt, manche: Kalkspat, Dolomit, sehr stark, manche schwach, wie Quarz. Lassen wir in ein Kalkspat-spaltungsstück ein Lichtbündel fallen, so treten für gewöhnlich aus denselben zwei Bündel aus, welche sich ähnlich verhalten wie gebrochenes und reflektiertes Lichtbündel. Steht die Hauptachse der Turmalinplatte senkrecht oder parallel dem Hauptschnitt des Rhomboederspaltstückes (einer durch die kristallographische Hauptachse des Kalkspates gelegten Ebene), so tritt abwechselnd für das eine oder andere der im Hauptschnitt liegenden Lichtbündel Dunkelheit ein, das eine enthält also Schwingungen im Hauptschnitt, das andere normal dazu. Drehen wir das Spaltungsstück im Hauptschnitt, so nähert sich das eine Bild dem anderen, bis sie zusammenfallen. Wir blicken jetzt in der Richtung der optischen Achse, hier

herrscht einfache Brechung, in jeder anderen Richtung Doppelbrechung, am stärksten normal zur optischen Achse. Ganz ähnlich wie Kalkspat verhalten sich Minerale mit einer bevorzugten Kristallachse, solche mit drei ungleichen Achsen haben, schlechtweg gesagt, zwei Richtungen einfacher Brechung, zwei optische Achsen.

Diese Doppelbrechung der Minerale hat nun an dünnen Splintern oder Blättchen ähnliche Erscheinungen zufolge bei einer gewissen Versuchsanordnung wie die Farben dünner Blättchen etc., die wir oben besprochen haben. Wenn wir, um noch etwas weiter auszuholen, von den beiden vom Kalkspat gelieferten Lichtbündeln das eine herausnehmen, so haben wir vollständig polarisiertes Licht, also solches, welches nur Ätherschwingungen einer Ebene enthält. Ein zu dem Zwecke entsprechend hergerichtete Kalkspatspaltungsstück heißt Nicol und liefert das im Hauptschnitt, dem Nicolhauptschnitt schwingende Lichtbündel. Zwei solche Nicole (mit normal zueinander stehenden Hauptschnitten) dienen uns zur Prüfung der Doppelbrechung der Minerale. Das durch den ersten Nicol fallende Licht schwingt in einer Ebene, infolgedessen wird es im oberen kreuzgestellten Nicol vernichtet. Wir erhalten Dunkelheit. — Bei Parallelstellung der Nicolhauptschnitte erhalten wir Helligkeit. Während zwischen die gekreuzten Nicole gelegte Platten einfach brechender Körper an der Dunkelheit nichts ändern, zeigen doppelbrechende nicht normal zu einer optischen Achse getroffene Körper — in der Ebene senkrecht der Verbindungslinie der beiden Nicole gedreht — abwechselnd

Helligkeit und Dunkelheit, und zwar viermal bei einer Umdrehung um 360° . Dies rührt davon her, daß das Licht im doppelbrechenden Kristall ganz wie im Kalkspat nur in zwei zueinander senkrechten Richtungen durchgeht. Bei Parallelstellung dieser Richtungen mit den Nicolhauptschnitten findet jedesmal Dunkelheit statt, weil das vom ersten Nicol kommende in einer Ebene schwingende Licht durch die parallele Schwingungsrichtung des Kristalls ungehindert durchgeht, an dem zweiten kreuzgestellten Nicol aber vernichtet wird; dagegen wird bei Nichtparallelstellung der Schwingungsrichtungen des Kristalls mit den Nicolhauptschnitten Helligkeit eintreten, weil das vom ersten Nicol kommende, in einer Ebene schwingende Licht eine Umpolarisation — wie man sich ausdrückt — für die Schwingungsrichtungen des Kristalls ähnlich wie beim Kräfteparallelogramm erfährt, dann nach dem Austritt aus dem Kristall durch den zweiten Nicol abermals umpolarisiert wird, so daß ein Teil des vom ersten Nicol kommenden Lichtes durch den zweiten hindurchgeht. Jene Richtungen, in welchen der Kristall dunkel erscheint, heißen Auslöschungsrichtungen, die in den verschiedenen Kristallsystemen bestimmte, durch die Symmetrieverhältnisse des Kristalls gegebene Lagen haben. Bei den Kristallen mit einer Hauptachse findet man für jede Kristallfläche die eine Auslöschungsrichtung durch eine Ebene, die man durch die optische Achse und die Flächennormale legt.

Wenn wir uns diese Auslöschungsrichtungen für den ganzen Kristall konstruieren und im Zusammenhange

auf einer Kugel darstellen, wie es die von Becke hergestellten Skiodromenmodelle zeigen, so erhält man ein Netz von Linien für die einachsigen Kristalle, welches aus Parallelkreisen und Meridianen besteht, wobei die Polpunkte die Austrittspunkte der optischen Achse angeben. Bei den in zwei Richtungen einfache Brechung zeigenden Körpern finden wir für jeden Punkt der Kugel die Auslöschungsrichtungen, indem wir von ihm aus kürzeste Bögen zu den beiden Achsenpunkten ziehen; die Winkelhalbierende gibt uns dann die eine Auslöschungsrichtung an. Die andere steht dazu senkrecht. Wir erhalten so ein Netz von Kugelellipsen, wo statt der Parallelkreise des vorigen Falles mehr runde Ellipsen um die beiden den kleineren Winkel einschließenden Achsen laufen, statt der Meridiane mehr flache Ellipsen um die den größeren Winkel einschließenden Achsen. Die beiden Ellipsenarten durchschneiden sich rechtwinkelig.

Nach diesen etwas vorbauenden Worten wenden wir uns zu den Farbenercheinungen dünner Splitter oder Blättchen doppelbrechender Minerale zwischen gekreuzten Nicols. Da den zwei verschieden stark gebrochenen Strahlen eines doppelbrechenden Körpers eine verschiedene Geschwindigkeit zukommt, so wird beim Gange eines Strahlenbündels durch ein keilförmiges Blättchen an verschiedenen Stellen des Keiles der eine Anteil der Strahlen mehr verzögert sein als der andere anders gebrochene, es wird ein Gangunterschied der Wellen zustande kommen, der um so größer sein wird, je dicker die Keilstelle ist. Es werden also, da die senkrecht zu-

einander schwingenden Strahlen durch den oberen Nicol auf eine Ebene gebracht werden, wieder ganz ähnliche Erscheinungen zustande kommen müssen wie bei den Häutchen oder Blättchen. Tatsächlich sehen wir bei Betrachtung eines Keiles, geschnitten aus einem doppelbrechenden Mineral, zwischen gekreuzten Nicols im roten und blauen Lichte die schwarzen und hellen Streifen auftreten, im weißen Lichte dieselben Farbenerscheinungen wie bei der keilförmigen Luftschichte, an der dünnsten Stelle des Keiles grau, dann weiß, gelb, orangerot, rot (I. Ordnung), blau, grün, gelb, orangerot (II. Ordnung) usw. Plättchen von gleicher Dicke in verschiedenen Richtungen aus dem Kristall geschnitten zeigen senkrecht zur optischen Achse Dunkelheit, schräg zur Achse Farben, beispielsweise der ersten Ordnung, und zwar eine um so höhere Farbe (vom Grau aus gerechnet), je mehr geneigt zur optischen Achse das Blättchen ist. Blättchen parallel der optischen Achse zeigen die höchste Interferenzfarbe. Dickere Blättchen würden höhere Interferenzfarben geben. So sehen wir an einem Spaltblättchen von Gips für gewöhnlich sehr wechselnde, bunte Interferenzfarben entsprechend der wechselnden Dicke. Für die Interferenzfarbe ist aber auch noch maßgebend die jedem Mineral eigentümliche Doppelbrechung. So würden immer Quarzplatten Farben niedrigerer Ordnung geben als gleich dicke und gleich orientierte Platten von Kalkspat. Für die Art der Interferenzfarbe ist also maßgebend erstens die Lage des Präparates im Kristall, zweitens die Dicke desselben, drittens die spezifische Doppelbrechung des Minerals.

Bei jedem doppelbrechenden Blättchen haben wir nun weiters die beiden Richtungen zu unterscheiden, in denen das Licht schwingt, die den schwachen gebrochenen Teil des Lichtbündels liefernde Richtung enthält die rascheren Ätherschwingungen, die andere die langsameren. Wir unterscheiden diese Richtungen durch eine Prüfplatte, von der wir die Richtung des rascher schwingenden Strahles kennen, einer Gipsplatte, welche für sich allein das Rot der ersten Ordnung zeigt. In dem Fall, als wir etwa zwei gleich dicke und gleich orientierte Gipsblättchen — jedes einzelne mit dem Rot erster Ordnung — übereinanderlegen, erhalten wir das Rot zweiter Ordnung, indem ja der Gangunterschied, den das erste Blättchen hervorruft, im zweiten Blättchen noch um gleichviel gesteigert wird. Dieser doppelt so große Gangunterschied liefert eben das Rot zweiter Ordnung. Wir nennen diese Anordnung Additionsstellung. Legen wir nun die Gipsblättchen gekreuzt zueinander, so muß offenbar jener Gangunterschied, den das erste Blättchen hervorgebracht, durch das zweite gleich dicke aufgehoben werden, wir erhalten Dunkelheit. Diese Stellung heißt Subtraktionsstellung. Ein Glimmerblättchen mit dem Weiß erster Ordnung gibt demnach in der Additionsstellung in Kombination mit einem solchen Gipsblättchen vom Rot der ersten Ordnung Grüngelb zweiter Ordnung, in Subtraktionsstellung wieder Weiß erster Ordnung.

Die bis jetzt kennen gelernten Erscheinungen im parallelen polarisierten Lichte lassen die gleich näher zu besprechenden Interferenzbilder leicht verstehen, die

durch doppelbrechende Platten im konvergenten Licht erzeugt werden. Zu dem Zwecke wird das Präparat zwischen zwei stark gekrümmte Linsen gelegt und das ganze System wieder zwischen zwei gekreuzte Nicols. Eine zur optischen Achse geschnittene Platte von Kalkspat liefert uns so ein Interferenzbild, in dem vor allem ein schwarzes Kreuz auffällt, weiters eine Zahl färbiger Ringe, die konzentrisch den Mittelpunkt des Kreuzes umgeben. Die durch den ersten Nicol einfallenden Lichtstrahlen werden durch die erste Linse konvergent gemacht, gehen so als ein Lichtkegel durch die Mineralplatte durch, werden von der zweiten Linse wieder gebrochen und vereinigen sich in einer Ebene, der sogenannten hinteren Brennebene. In dieser also kommt das Interferenzbild zustande, wenn die Strahlen den zweiten Nicol passiert haben. Wir sehen bei dieser Versuchsanordnung nicht mehr die Platte, sondern die Verhältnisse, wie sie auftreten müssen als Einfachbrechung, Doppelbrechung, Auslöschung, Interferenzfarben entsprechend der Parallelrichtung der Strahlen zur Plattennormale und der Schrägstellung der zur Plattennormale schiefen Strahlen, der Änderung der Doppelbrechung bei von der optischen Achse abweichenden Strahlen usw. Für die Erklärung des schwarzen Kreuzes leistet uns das Skiodromenmodell gute Dienste. Wir wollen das Modell von der Ferne in der Richtung der optischen Achse betrachten, dadurch erhalten wir einen gleichen Anblick, wie ihn uns eine Parallelprojektion liefert, also einen Kreis mit konzentrischen immer kleiner werdenden Parallelkreisen und den als Durch-

messer erscheinenden Meridianen. Alle jene Stellen dieser Linien, welche parallel sind den Nicolhauptschnitten, müssen im Interferenzbild Dunkelheit ergeben, da die vom unteren Nicol kommenden Strahlen, welche seiner Schwingungsrichtung parallel sind, ohne Umpolarisation durch die Platte gehen, sie kommen nachher an den oberen Nicol und werden dort ausgelöscht. Strahlen in der Richtung der Plattennormale selbst erfahren in der Platte naturgemäß nur einfache Brechung — dort erhalten wir also auch Dunkelheit. Ein Stab, den wir parallel mit sich selbst über unsere Parallelprojektion führen, zeigt uns alle jene zur Auslöschung kommenden Stellen und sagt uns zugleich, daß ein Kreuz zum Vorschein kommen muß. Drehen wir unsere Parallelprojektion, so sehen wir bei unveränderter Stellung unseres Stabes, daß neue Auslöschungsrichtungen an die Stelle der früheren wandern und parallel dem Stabe werden, daß also das schwarze Kreuz seine Stellung beibehalten muß bei ungeänderter Lage der Nicols. Man kann sich ohneweiters hievon durch Drehen der Kristallplatte überzeugen.

Wenden wir uns nun der Erklärung der farbigen Ringe zu und betrachten wir, der Anschaulichkeit halber, den Gang der Strahlen in einer Ebene, welche mit den Schenkeln des schwarzen Kreuzes 45° einschließt, so wissen wir aus dem Früheren, daß in der Richtung der optischen Achse einfache Brechung herrscht. Alle anderen Strahlen, welche die Kristallplatte schräg durchsetzen, erleiden Doppelbrechung, und zwar um so energischer, je mehr sie zur optischen Achse, also in unserem Falle

zur Plattennormale, geneigt sind, einerseits wegen der steigenden Doppelbrechungen in den Richtungen von der Achse weg, anderseits infolge der immer größer werdenden Wegstrecke innerhalb der Platte. Analog dem Früheren also erhalten wir irgendeinen Strahl, der in die Platte schräg eintritt, gespalten in zwei Teile, welche auch getrennt aus der Platte austreten. Dieselben haben ihre Schwingungsebenen normal zueinander: Bei einem zweiten etwas mehr geneigten Strahle wird Ähnliches eintreten und der nun schwächer gebrochene Anteil dieses Strahles wird gleichen Lauf nehmen mit dem stärker gebrochenen Anteil des ersten Strahles. Von diesen beiden gleichlaufenden Anteilen dieser Strahlen wird der eine in bezug auf den anderen wieder verzögert sein, dies wird um so mehr der Fall sein, je stärker die Doppelbrechung in dieser Richtung ist und je länger der Weg in der Platte. Es werden also ganz so wie wir früher besprochen, halbe und ganze Wellenlängen als Wegdifferenzen erscheinen, daher im roten Lichte dunkle und helle Streifen, im blauen Lichte diese enger aneinandergerückt, im weißen Lichte Farben, wie wir sie an keilförmigen Blättchen beobachten, sobald durch den zweiten Nicol die Schwingungsebenen parallel gemacht worden sind; und nachdem von den zahlreichen Strahlen, die die Platte durchsetzen, immer nur jene, welche gleich geneigt zur optischen Achse sind, gleiche Gangunterschiede aufweisen, so werden auch die schwarzen und die Farbstreifen als Ringe erscheinen müssen.

Wenn wir die beiden Nicole nun so stellen, daß ihre Schwingungsrichtungen parallel sind, so erscheint ein

weißes Kreuz und die Farbenerscheinungen von vorhin sind komplementär den früheren.

Nehmen wir jetzt zu unserem Versuch statt der Kalkspatplatte eine gleich orientierte Quarzplatte von ungefähr gleicher Dicke, so sehen wir wieder zwischen gekreuzten Nicols das schwarze Kreuz; die Ringe aber sind in viel kleinerer Zahl vorhanden. Das rührt her von der geringeren Doppelbrechung, die dem Quarz eigentümlich ist, wie wir schon früher gesehen. Untersuchen wir weiter dickere Quarz- und Kalkspatplatten, so sehen wir ebenfalls bei beiden zahlreichere Ringe auftreten. Wir finden daher so wie früher bei dem Versuch mit parallelem polarisiertem Lichte bei dickeren Blättchen und bei höherer Doppelbrechung immer höhere Interferenzfarben, hier also immer mehr Ringe auftreten. Wir sehen weiter auch, wenn wir das Interferenzbild der dickeren Platten betrachten, wie die Ringe von innen nach außen immer enger und enger aneinanderrücken nach den beiden früher entwickelten Gründen der Steigerung der Doppelbrechung und der zunehmenden Wegstrecken vornehmlich, bis sie undeutlich werden und ein Weiß erscheint, das nicht so leuchtend ist wie jenes in der ersten Ordnung. Dafür liegt der Grund darin, daß immer mehr einzelne monochromatische Farben im Interferenzbilde nach außen hin durch Interferenz vernichtet werden und die übrigen, da sie den verschiedensten Farbentönen angehören, die Mischfarbe, das ist Weiß, ergeben. In der ersten Ordnung entsteht aber das Weiß durch Mischung aller Farben des Spektrums,

keine ist vernichtet, weswegen seine Lichtintensität sehr stark ist.

Betrachten wir nun nochmals das Interferenzbild einer dünnen Quarzplatte und schalten jetzt zwischen dem zweiten Nicol und der zweiten Linse ein Gipsblättchen mit dem Rot der ersten Ordnung ein, derart, daß die Schwingungsrichtung des rascheren Strahles im Blättchen von links oben nach rechts unten im Interferenzbilde geht. Nun zeigt das vorher schwarze Kreuz rote Farbe infolge der Wirkung der Gipsplatte, die Interferenzfarben des rechten oberen und linken unteren Quadranten sind um eine Farbenordnung erhöht, jene der anderen zwei Quadranten um eine Farbenordnung erniedrigt. Das rührt, wenn wir unsere Skiodromenparallelprojektion betrachten, davon her, daß im Quarz die den Durchmessern parallel gehenden langsameren Schwingungsrichtungen im linken oberen und im rechten unteren Quadranten mit der entsprechenden Schwingungsrichtung des Gipsblättchens Kreuzstellung haben, in den anderen Quadranten Parallelstellung. Untersuchen wir nun in derselben Weise eine gleich orientierte Kalkspatplatte oder zweckmäßiger eine Beryllplatte von etwa gleicher Dicke wie die des Quarzes, so sehen wir die Farbenerscheinungen nicht wie beim Quarz auftreten, sondern in um 90° verwendeter Stellung. Bei diesen Mineralen entsprechen den Durchmessern die rascheren Schwingungsrichtungen. Wir haben also zwei Gruppen einachsiger Kristalle, die, welchen der Kalk, Beryll etc. angehört, die optisch negative, die andere die optisch positive Gruppe.

Untersuchen wir nun eine Platte eines zweiachsigen Minerals, beispielsweise Baryt, die senkrecht zur ersten Mittellinie, der Halbierenden des spitzen Winkels der beiden optischen Achsen, geschnitten ist, so sehen wir bei einer bestimmten Stellung wieder ein schwarzes Kreuz auftreten. Der eine Balken ist aber hier breit und verwaschen, der andere an zwei Stellen, an den Stellen der optischen Achsen, sehr verschmälert, der Balken der Achsenebene. Die Erscheinung wird uns gleich wieder klar mit der Parallelprojektion des zweiachsigen Skiodromenmodells normal zur ersten Mittellinie und einem parallel mit sich verschobenen Stabe. Drehen wir nun das Präparat, so öffnet sich das Kreuz und in der 45° -Stellung erscheinen zwei dunkle Hyperbeln um die bei der Kreuzstellung zwei engsten Stellen des einen Balkens, den optischen Achsen. Außer den dunklen Balken sehen wir ähnliche Farbenercheinungen wie bei den einachsigen, jedoch beobachten wir, daß nun um die optischen Achsen annähernd ovale Ringe laufen, die dann in weiterem Abstand von der Achse ineinander fließen und eigentümliche biskuitförmige Schleifen bilden. Die Entstehung dieser Erscheinungen beruht auf denselben Prinzipien wie bei den einachsigen. Die biskuitförmigen Kurven ergeben sich dadurch, daß stärker gegen die Achse geneigte Strahlen den erforderlichen Gangunterschied nicht in der Verbindungslinie der optischen Achsen, sondern erst seitwärts davon erlangen können. Betrachten wir die Symmetrieverhältnisse der Interferenzfigur, so lassen sich sowohl in der Kreuz- als

auch in der 45° -Stellung zwei zueinander senkrechte Spiegelebenen (Symmetrieebenen) durch das Bild legen. Dabei sehen wir in der 45° -Stellung an den Scheiteln der beiden Hyperbeln an der inneren Seite einen blauen, an der äußeren einen roten Farbensaum. Diese Farbenverteilung stört aber die besagte Zweisymmetrie nicht, welche dem rhombischen Kristallsystem, dem der Baryt angehört, entsprechend ist. Auch bei den zweiachsigen Kristallen gibt es wie bei den einachsigen positive und negative. So erkennen wir am Interferenzbild des Baryt, daß beim Einschalten des Gipsblättchens in gewohnter Weise die Farbe des rechten oberen und linken unteren Quadranten um eine Ordnung erhöht, die des linken oberen und rechten unteren um eine Ordnung erniedrigt werden. Der Baryt ist optisch (+).

Betrachten wir dagegen das Interferenzbild eines Sanidins, so finden wir den umgekehrten Fall. An dem Interferenzbilde des Sanidins beobachten wir weiter auch, daß die optischen Achsen viel näher aneinanderliegen, der Winkel der optischen Achsen also kleiner ist als am Baryt. Die Größe des Winkels der optischen Achsen bildet ein wichtiges Kennzeichen für viele Minerale. Besehen wir uns nun noch die Symmetrie dieses Interferenzbildes, so ergibt sich nur eine Symmetrieebene, und zwar in der Achsenebene. Dies sehen wir an der verschiedenen Färbung des Mittelbalkens beiderseits, wie auch in der 45° -Stellung beobachten wir an der Innenseite der Hyperbeln nicht gleiche, sondern verschiedene Farben, ebenso an der Außenseite. Manche andere Sanidine lassen im Interferenzbilde zwar auch nur eine Symmetrie-

ebene erkennen, diese liegt aber senkrecht zur Achsen-ebene, was sich in der verschiedenen Farbensäumung des Balkens der Achsenebene verrät, wie auch in der 45° -Stellung an der Farbenverteilung. Noch ein anderes interessantes Beispiel liefert uns der Borax; da sehen wir gleiche Farben im ersten Ringe links unten und rechts oben, ebenso links oben und rechts unten; das Interferenzbild läßt also eine Spiegelebene durchzulegen nicht zu, hat aber eine regelmäßige Anordnung, die wir als dimetrisch bezeichnen. Diese letzteren drei Beispiele, welche Mineralen des monoklinen Kristallsystems angehören, zeigen, wie sich die Kristallsymmetrie, ebenso wie beim Baryt in der Interferenzfigur zu erkennen gibt. Würden wir das Interferenzbild eines triklinen Kristalls entwerfen, so käme gar keine Symmetrie zum Vorschein entsprechend der Asymmetrie des Kristallsystems. Diese eigentümlichen Farbenverteilungen, welche ihren Grund in der verschiedenen Lage der optischen Achsen für verschiedene Farben haben, wobei aber die Symmetrieverhältnisse des Kristallsystems eingehalten werden, gestatten uns sonach, aus dem Interferenzbilde Rückschlüsse auf das Kristallsystem zu ziehen.

Bei der Betrachtung der besprochenen Interferenzbilder fiel uns noch auf, daß in dem einen Präparat mehr, bei dem anderen weniger Ringe um die optischen Achsen liefen, bei dem einen überhaupt nur solche auftraten, die beide Achsen umschlangen. Das hat seinen Grund größtenteils wieder in der verschiedenen Stärke der Doppelbrechung des untersuchten Minerals und zum Teile in der Dicke der verwendeten Platten. Dickere Platten würden

naturgemäß mehr Ringe um die Achsen liefern als dünnere. Die bis jetzt betrachteten Mineralplatten waren bei den einachsigen senkrecht zur optischen Achse, bei den zweiachsigen normal zur ersten Mittellinie geschnitten.

Nehmen wir nun ein einachsiges, etwas schief zur Achse geschnittenes Präparat, so erblicken wir die Mitte des Kreuzes samt den Ringen nahe am Rande des Gesichtsfeldes und beim Drehen des Präparates diese rings an dem Rande eine Wanderung ausführen. Die schwarzen Balken verschieben sich hierbei parallel mit sich selbst, und was von Wichtigkeit ist, wenn sie durch die Mitte des Gesichtsfeldes gehen, teilen sie dasselbe symmetrisch. Letzteres trifft auch dann zu, wenn das Präparat stark schief zur optischen Achse getroffen ist, etwa bei Verwendung eines dünnen Kalkspatpaltungsstückes, dann sehen wir nun abwechselnd nur einen Teil des Vertikalbalkens, dann des Horizontalbalkens beim Drehen des Präparates im Interferenzbilde erscheinen, dabei das Bild in der Mitte stets symmetrisch teilend. Eine Platte, die parallel der optischen Achse geschnitten ist, läßt nun von den scharfen Balken nichts mehr erkennen, sondern gibt wieder die Spur eines Kreuzes, das aber sehr undeutlich und verwaschen ist. Dieses öffnet sich beim Drehen des Präparates sofort und das Gesichtsfeld erscheint hell. Wir verstehen diese Eigentümlichkeit wieder leicht an einer Parallelprojektion, die wir uns von dem Skiodromenmodell parallel zur optischen Achse entwerfen. Wir finden beim Durchführen des Stabes in paralleler Richtung mit der optischen Achse auf ein weites Gebiet

parallele oder annähernd parallele Stellungen mit den Auslöschungsrichtungen, in der 45° -Stellung aber nirgends. Ein ähnliches Bild wie die einachsigen Minerale parallel der optischen Achse liefern auch die zweiachsigen parallel der Achsenebene, beispielsweise ein Spaltblättchen von Gips. Aus der Parallelprojektion des zugehörigen Skiodromenmodells sieht man leicht eine ähnliche Lage der Schwingungsrichtungen. In diesen zwei Fällen sind wir also nicht imstande zu sagen, ob das Bild von einem ein- oder zweiachsigen Mineral geliefert wird. In allen anderen Fällen aber — eine Platte normal zur zweiten Mittellinie liefert zwar auch ein etwas verwaschenes, aber doch deutliches Kreuz — gelingt dies, indem ein beliebig geführter Schnitt eines zweiachsigen Minerals einen schwarzen Balken im Interferenzbilde liefert, der in der Regel das Bild unsymmetrisch — zum Unterschied von den einachsigen — teilt. Auch in diesem wie in allen anderen Fällen lassen uns die Skiodromenmodellprojektionen die Erscheinungen sehr leicht verstehen.

Wir haben somit, wie wir im Verlauf unserer Beobachtungen gesehen haben, eine große Menge von Einzelerscheinungen, die uns die optischen Verhältnisse der Kristalle liefern, mit Hilfe deren wir imstande sind, nicht nur die Minerale auf Grund dieser Erscheinungen wieder zu erkennen, sondern auch viele andere Eigenschaften der Minerale, die man sonst infolge der Kleinheit der Präparate oder anderer Umstände nicht feststellen könnte, mit Sicherheit zu bestimmen, da diese stets im engsten Zusammenhang stehen mit den optischen Phänomenen.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Schriften des Vereins zur Verbreitung naturwissenschaftlicher Kenntnisse Wien](#)

Jahr/Year: 1908

Band/Volume: [48](#)

Autor(en)/Author(s): Stark Michael

Artikel/Article: [Die Interferenzbilder der Kristalle. 165-185](#)