

DER BRECHUNGSINDEX

MESSUNG

und

ANWENDUNG

in der

MIKROSKOPIE

und

POLARISATIONSMIKROSKOPIE

Dr.G.Rosenfeldt

2009

INHALT

1.	Das Brechungsgesetz von SNELLIUS	3
1.1.	Messung von Brechungsindizes	5
1.2.	Das Brechungsbild	7
1.3.	Die BECKE'sche Linie	8
1.4.	Dispersion	8
1.5.	Phasenkontrast	9
1.6.	Doppelbrechung	10
1.6.1.	Die Indikatrix	11
1.6.2.	Optisch isotrope Materialien	11
1.6.3.	Optisch anisotrope Materialien	12
1.6.3.1.	Optisch einachsige Kristalle	12
1.6.3.2.	Optisch zweiachsige Kristalle	12
1.7.	Polarisiertes Licht	13
1.8.	Untersuchung von Kristalldünnschliffen in polarisiertem Licht	14
1.8.1.	Polarisationsmodendispersion (PMD)	14
1.8.2.	Gekreuzte Polfilter	15
1.8.2.1.	Beobachtungen mit monochromatischem Licht	15
1.8.2.2.	Beobachtungen mit weißem Licht	17
1.9.	Untersuchung von Gesteinsdünnschliffen	21
1.9.1.	Das Polarisationsmikroskop	21
1.9.2.	Bestimmung der Doppelbrechung	21
1.9.3.	Konoskopische Untersuchungen	22
2.	Anfertigen von Gesteinsdünnschliffen	25

1. Das Brechungsgesetz von SNELLIUS

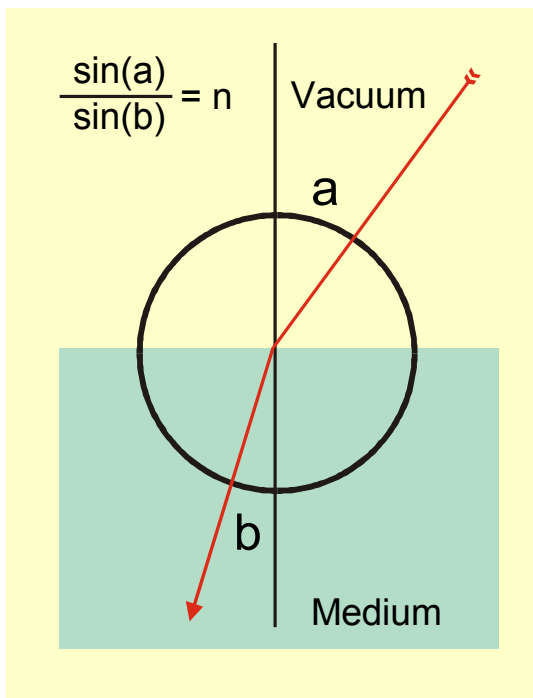


Abb.1 SNELLIUSSches Gesetz

Beim Übergang eines Lichtstrahles vom Vacuum in ein Medium wird der Lichtstrahl zum Lot hin gebrochen. Das Gesetz, das dieses Verhalten beschreibt, ist das SNELLIUSSche Gesetz, das in Abb.1 wiedergegeben ist.

Abb.2 gibt das Gesetz für den Fall, daß zwei unterschiedliche Medien aneinander grenzen. In diesem Fall verhalten sich stets die Sinus der Winkel umgekehrt wie die entsprechenden Brechungsindizes.

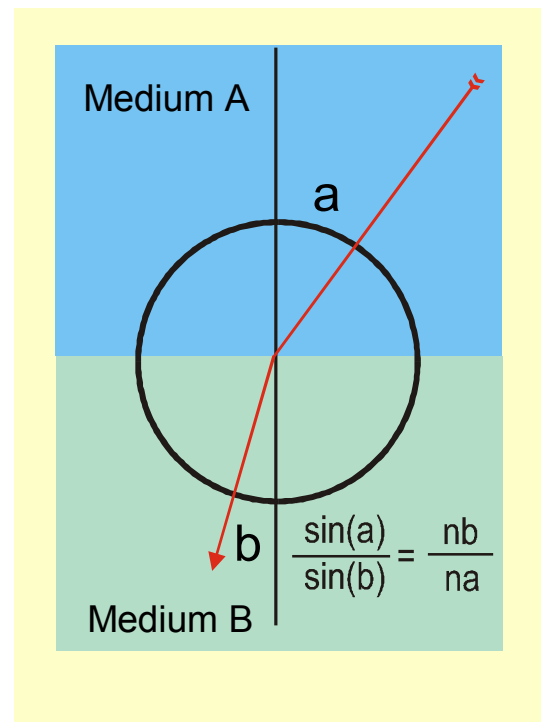


Abb.2 SNELLIUSSches Gesetz

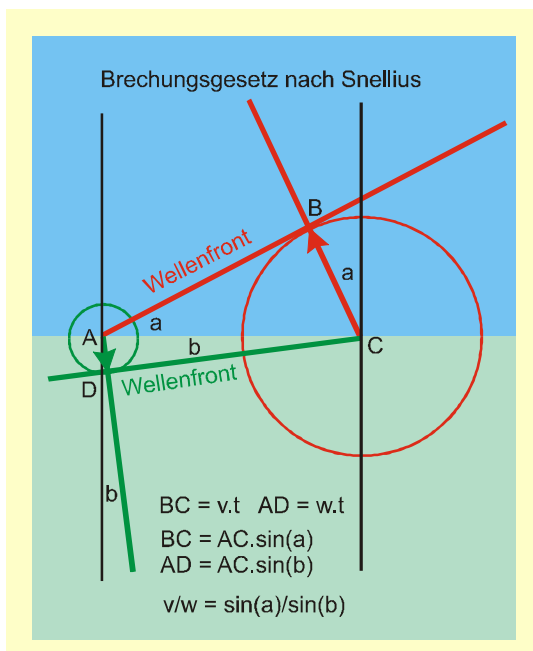


Abb.3 Herleitung

Die Herleitung des Gesetzes ist einfach (s.Abb.3): Während ein Punkt der „roten“ Wellenfront von B nach C wandert, ist ein anderer Punkt in derselben Zeit von A nach D gelangt („grüne“ Wellenfront. Da bei B und D jeweils rechte Winkel vorliegen, gilt:

$$BC / AC = \sin(a) \quad \text{und} \quad AD / AC = \sin(b)$$

Daraus folgt:

$$BC / AD = \sin(a) / \sin(b)$$

Sind nun v und w die Lichtgeschwindigkeiten in den jeweiligen Medien, so gilt:

$$BC = v \cdot t \quad \text{und} \quad AD = w \cdot t \rightarrow v / w = \sin(a) / \sin(b) = \text{const.}$$

Ist insbesondere das „blaue“ Medium ein Vacuum, so ist v die Lichtgeschwindigkeit im Vacuum (c), und es folgt:

$$\sin(a) / \sin(b) = c / v = n$$

Da Lichtstrahlen nichts anderes sind als gedachte Geraden senkrecht zur jeweiligen Wellenfront, erscheinen die Winkel a und b zusätzlich zwischen Lichtstrahl und dem Lot senkrecht zur Grenzfläche.

Damit ergeben sich für den Brechungsindex n drei ganz unterschiedliche Deutungsmöglichkeiten:

1. Der Brechungsindex n ist ein Maß für die Stärke der Abknickung eines Lichtstrahles beim Übergang von Vacuum in ein Medium gemäß der Gleichung

$$\sin(a) / \sin(b) = n$$

2. Der Brechungsindex n gibt an, wieviel mal größer die Vacuumlichtgeschwindigkeit c als die Lichtgeschwindigkeit v im Medium ist :

$$n \cdot v = c$$

Der Brechungsindex kann also auch als **Geschwindigkeitsindex** gedeutet werden.

3. Um ein Medium der Schichtdicke d zu durchlaufen wird die Zeit t benötigt. Es gilt daher:

$$t = d / v \quad \text{bzw.} \quad t = (n \cdot d) / c$$

Bei dieser Deutung wird n zum **Laufzeitindex**.

Während Lichtbrechungsphänomene allen Mikroskopikern wohlbekannt sind, wissen nur wenige, daß zum Verständnis der Phasenkontrast- und der Polarisationsmikroskopie n als Laufzeitindex gedeutet werden muß!

Hier noch eine Anmerkung: Da man exakte Messungen gewöhnlich mit dem Licht einer Na-Dampf-Lampe durchführt (D-Linie des Na-Spektrums), bezeichnet man die so gewonnenen Indizes als „nD-Werte“.

1.1. Messung von Brechungsindizes

Zur Messung von Brechungsindizes verwendet man Refraktometer. All diesen Meßgeräten sind zwei Eigenschaften gemein: Sie sind für den Mikroskopiker viel zu genau und viel zu teuer! Gewöhnlich will der Mikroskopiker entweder flüssige Beobachtungsmedien untersuchen oder aber ausgehärtete Einschlußmittel. Für beides gibt es natürlich keine tabellierten Brechungsindizes – andererseits genügt es aber auch, die Indizes nur auf zwei Dezimalstellen genau zu ermitteln.

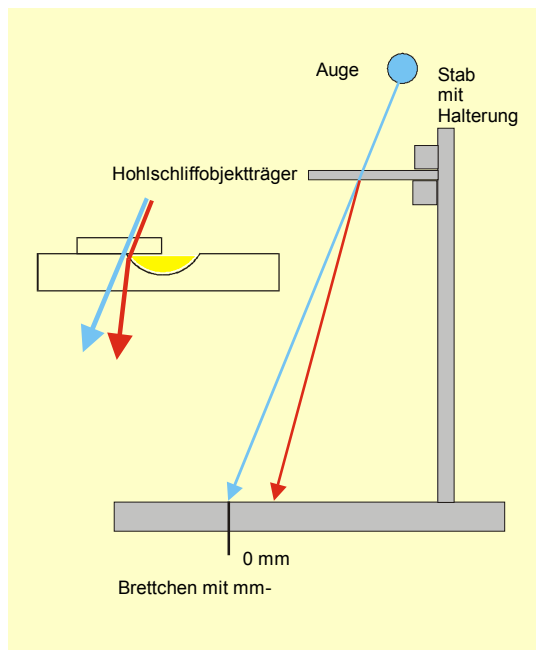


Abb.4 Methode 1

Methode 1

Man benötigt ein kleines aus Holz gefertigtes Stativ, dessen Grundplatte etwa 20x20 cm groß sein soll. Auf dieser Platte bringt man in der Mitte einen Streifen Millimeterpapier an, ferner befestigt man auf der Platte einen senkrechten Holzstab von etwa 30 cm Länge, an dem man waagrecht einen Hohlsliffobjektträger klemmt (Abb.4). Über den Hohlsliff kittet man ein Deckgläschen, so daß die Höhlung zu einem Viertel bedeckt ist. Unter das Deckglas gibt man das zu untersuchende Medium.

Zunächst blickt man derart durch den Objektträger, daß man die Nullmarke auf dem Millimeterpapierstreifen gerade außerhalb am Rande des Hohlsliffes sieht (blauer Strahl). Dann wandert man mit einer Bleistiftspitze

den Streifen entlang, bis die Spitze gerade durch den gefüllten Hohlsliff am inneren Rand sichtbar wird (roter Strahl). Diesen Wert liest man ab, er gibt unter Verwendung einer Eichkurve den Brechungsindex an. Man beachte, daß bei Medien mit einem Brechungsindex, der kleiner als der des Glases ist, der rote Strahl links vom blauen Strahl verläuft und die abgelesenen Werte negativ gerechnet werden müssen. Sind beide Brechungsindizes identisch, sind die beiden eingezeichneten Strahlen deckungsgleich. Um das Gerät nutzen zu können, muß es zunächst mit Medien bekannter Brechungsindizes geeicht werden. Hierzu trägt man auf der Abszisse den abgelesenen Wert in mm auf (Vorzeichen beachten!) und auf der Ordinate den dazugehörigen Brechungsindex. Man erhält in guter Näherung eine Eichgerade. Die Genauigkeit ist zufriedenstellend. Das Verfahren wurde im MIKROKOSMOS (Jahrgang?) beschrieben.

Medium	nD		
Wasser	1,333	Nelkenöl	1,544
Ethanol	1,361	a-Bromnaphthalin	1,656
Isopropanol	1,378	Methylenjodid	1,744
Chloroform	1,449		
Toluol	1,496		
Methylbenzoat	1,517		

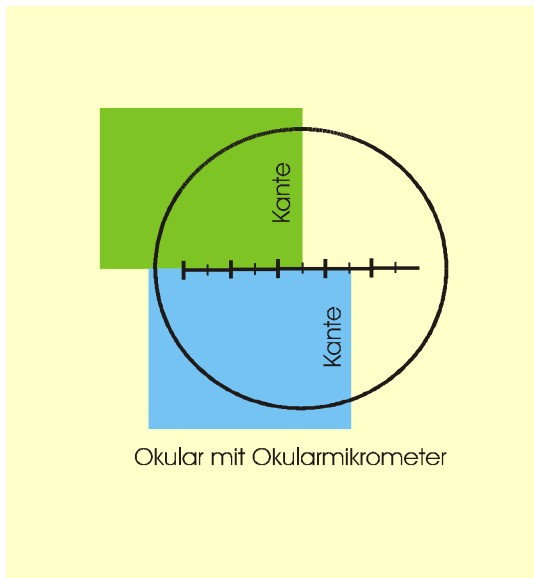


Abb.5 Methode 2

Methode 2

Man benötigt ein Mikroskop mit höhenverstellbarem dreilinsigen Kondensator, Objekttürer oder Kreuztisch und einem Meßokular, ferner einen Hohlschliffobjektträger, den man mit einem Deckgläschen teilweise bedeckt, wie unter 1 beschrieben. Auf ein Klarglasfilter klebt man eine halbierte Rasierklinge derart, daß die Schneide die Filterscheibe gerade halbiert. Dieses Filter legt man in den Filterhalter des Kondensators mit der aufgeklebten Klinge nach oben. Sehr empfehlenswert ist ein Gelbfilter in Kombination mit einer Natriumdampflampe, andernfalls ein Grünfilter. Beides dient dazu, störende Farbränder zu unterdrücken.

Die Messung wird mit einem 20x-Objektiv durchgeführt, wenn möglich mit einem 40x- oder 60x-Objektiv. Theoretisch liefern stärkere Objektive genauere Werte, allerdings machen sich dann Unschärfen oft störend bemerkbar - man muß das günstigste Objektiv empirisch ermitteln!

Der Kondensator wird bei vollständig geöffneter Blende bis zum Anschlag nach oben gedreht und der Objektträger soweit verschoben, daß die optische Achse am Hohlschliff vorbei führt. Dann fokussiert man auf die Schneide der Rasierklinge. Verschiebt man nun den Objektträger mit Hilfe des Kreuztisches soweit, daß man die Schneide gerade durch den Rand des Hohlschliffes sieht, so bemerkt man, daß die Schneide um einige Einheiten nach links (negative Werte) oder nach rechts (positive Werte) springt (Abb.5). Diese "Sprungweite" liest man ab, sie gibt unter Verwendung einer Eichkurve den Brechungsindex an (vgl. Methode 1). Auch hier besteht eine lineare Beziehung zwischen der "Sprungweite" und dem Brechungsindex. Die Methode liefert recht genaue Werte (mindestens zwei Stellen hinter dem Komma), auch sie wurde im MIKROKOSMOS (Jahrgang?) beschrieben.

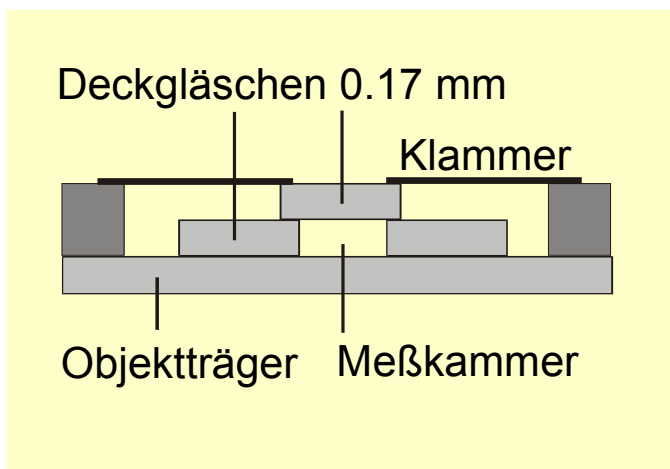


Abb.6 Methode 3

Methode 3

Man benötigt eine Meßzelle wie in Abb.6 dargestellt. Wichtig ist es, die Oberfläche des Objektträgers und die Unterseite des aufgelegten Deckgläschens mit einigen Kratzern zu versehen (feines Schmirgelpapier), in die man am besten noch etwas schwarze Tusche einreibt und eintrocknen läßt. Da man nur dann brauchbare Werte erhält, wenn das aufgelegte Deckgläschen nicht aufschwimmt, muß dieses entweder festgekittet oder festgeklammert werden. Die Verwendung von Klammern erleichtert natürlich das Reinigen.

Man bestimmt mit Hilfe der Mikrometerschraube den scheinbaren Abstand zwischen der Oberfläche des Objektträgers und der unteren Fläche des aufliegenden Deckgläschens (jeweils auf Kratzer fokussieren!). Dieser Wert liefert mit Hilfe einer Eichkurve den Brechungsindex n_D . Je höher der Brechungsindex, desto geringer der scheinbare Abstand. Zu beachten ist, daß man gewöhnlich die Mikrometerschraube um mehr als 360 Grad drehen muß - also die Nullpunktsüberschreitung mit einbeziehen!

Man überzeuge sich durch einen Vorversuch, daß die Graduierung der Mikrometerschraube wirklich linear ist (bei billigeren Mikroskopen nicht immer der Fall!). Hierzu führt man eine Dickenmessung mehrfach durch, wobei man die Höhe des Objektisches mit dem Grobtrieb(!) mehrfach verstellt und dann erst mit dem Feintrieb nachjustiert – es muß sich stets dieselbe Teilstrichzahl ergeben!

1.2. Das Brechungsbild

Bei ungefärbten Objekten liefert das Mikroskop ein „Brechungsbild“, man sieht also nur die Kanten der Objekte. Besitzt das Einschlußmittel denselben Brechungsindex wie die Objekte, verschwindet das Brechungsbild und die Objekte werden unsichtbar. Dies folgt unmittelbar aus dem Brechungsgesetz

$$\sin(a) / \sin(b) = n_b / n_a = 1$$

Wenn $n_a = n_b$, so erfolgt keinerlei Brechung, denn stets gilt: **$\sin(a) = \sin(b)$** .

Gewöhnlich ist dies natürlich unerwünscht, es gibt aber Fälle, in denen das Brechungsbild unterdrückt werden muß.

Betrachtet man einen gefärbten zoohistologischen Schnitt, so überlagern sich das „Brechungsbild“ und das „Farbbild“. Dies ist besonders dann störend, wenn man die Aperturblende schließt. Um das Brechungsbild zu unterdrücken, schließt man zunächst einige ungefärbte Schnitte in unterschiedliche Einschlußmittel ein und läßt diese im Trockenschrank aushärten. Dann sucht man dasjenige Einschlußmittel aus, in dem der ungefärbte Schnitt weitgehend unsichtbar ist.

Ganz anders liegen die Verhältnisse bei ungefärbten Objekten, insbesondere bei Foraminiferengehäusen, Radiolarienskeletten und Diatomeenschalen, alle mit einem n_D um 1,45.

Bei den recht groben Foraminiferenschalen verwendet man Einschlußmittel mit einem n_D nur wenig über 1,45 (optische Aufhellung), desgleichen bei Radiolarienskeletten: ein n_D von etwa 1,55 ist günstig.

Bei grob strukturierten Diatomeenschalen sind ebenfalls n_D -Werte um 1,55 empfehlenswert, will man jedoch sehr feine und zugleich schwache Strukturen erkennen, strebt man deutlich höhere n_D -Werte an – man verwendet als Beobachtungsmedien *a*-Bromnaphthalin oder Methoxinaphthalin, als Einschlußmittel NAPHRAX oder PLEURAX ($n_D > 1,7$).

1.3. Die BECKE'sche Linie

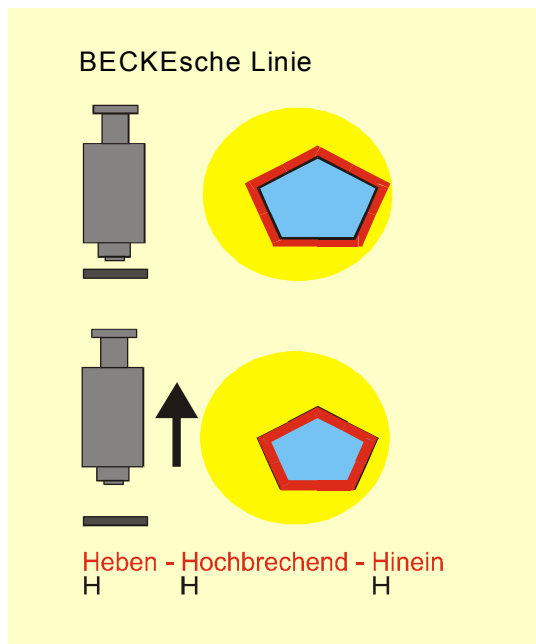


Abb.7 BECKE'sche Linie

Betrachtet man in Wasser aufgeschlämmte Sandkörnchen im Mikroskop, so erkennt man eine helle Begrenzungslinie. Diese Linie wird als BECKE'sche Linie bezeichnet. Hebt man nun den Tubus (bei den heutigen Mikroskopen muß dementsprechend der Objektisch gesenkt werden!), so wandert diese Linie in das höherbrechende Sandkorn hinein (HHH-Regel: Heben-Höherbrechend-Hinein). Verwendet man unterschiedliche Beobachtungsmedien mit bekannten n_D -Werte, so läßt sich der Brechungsindex des Objektes recht genau eingabeln. Dies ist bei der Bestimmung von Mineralkörnern von diagnostischem Wert (Abb.7).

1.4. Dispersion

Wir sind bislang davon ausgegangen, daß der Brechungsindex eine Materialkonstante ist. Tatsächlich ist n jedoch stets mehr oder weniger abhängig von der Wellenlänge des Lichtes, und zwar nimmt n mit abnehmender Wellenlänge stets zu, weshalb man gewöhnlich den Brechungsindex n_D angibt, gemessen mit gelbem Natriumlicht (D-Linie des Natriums). Diese Wellenlängenabhängigkeit wird als „Dispersion“ bezeichnet.

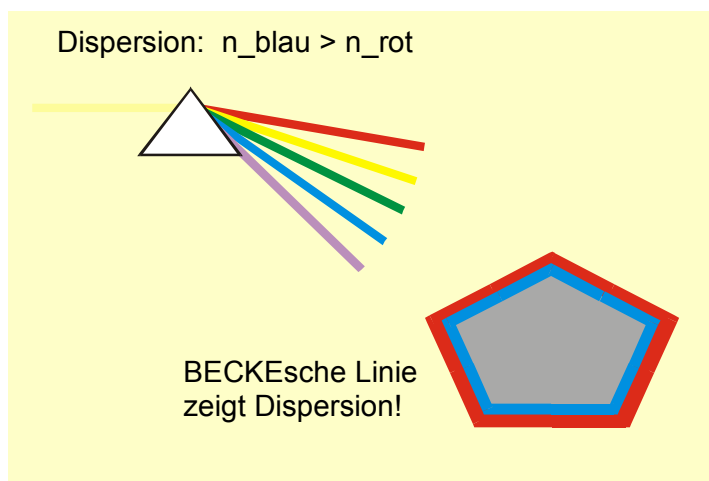


Abb.8 BECKE'sche Linie mit Dispersion

Auf die BECKE'sche Linie, die ja letztlich das Brechungsbild liefert, wirkt sich dies folgendermaßen aus, wobei wir davon ausgehen, daß das höherbrechende Objekt eine wesentlich stärkere Dispersion besitzt als das umgebende Beobachtungsmedium (Abb.8):

Angenommen, Beobachtungsmedium und Objekt besitzen denselben n_D -Wert; für gelbes Licht verschwindet dann die BECKE'sche Linie und das Objekt wird unsichtbar.

Da aber das Objekt Dispersion zeigt, hat das Objekt für blaues Licht einen höheren Brechungsindex als das umgebende Medium und es entsteht eine blaue Linie, die innerhalb der Begrenzungskante liegt. Für rotes Licht liegen die Verhältnisse umgekehrt – dies führt zu einer roten Linie außerhalb der Begrenzungskante – die BECKE'sche Linie erscheint nun als breiter Farbsaum, und das ist natürlich unerwünscht.

Foraminiferengehäuse, Radiolarienskelette und Diatomeenschalen zeigen nur geringe Dispersion, dagegen können hochbrechende Einschlußharze eine recht hohe Dispersion besitzen, so daß der Gewinn durch den hohen Brechungsindex ggf. durch die hohe Dispersion wieder zunichte gemacht wird. Hier hilft nur die eigene kritische Beobachtung, zumal die Messung der Dispersion für den Amateur nicht infrage kommt.

1.5. Phasenkontrast

Betrachtet man Stärkekörnchen, in Wasser suspendiert, unter dem Mikroskop, so erscheinen die Körnchen hell auf hellem Hintergrund – lediglich die Ränder sind zu erkennen, denn nur dort treten Brechungserscheinungen auf (Brechungsbild). Tatsächlich enthält das Licht jedoch noch mehr Information, denn beim Passieren der Körnchen bleibt das Licht gegenüber dem Licht, das das Wasser durchläuft, etwas zurück – es tritt eine Phasenverzögerung auf (Abb.9). Man erinnere sich: Brechungsindex = Verzögerungsindex!

Mit Hilfe einer „Phasenkontrast-Optik“ läßt sich diese Phasenverzögerung sichtbar machen: Die Stärkekörnchen erscheinen nun hell vor grauem Hintergrund. Zusätzlich zum Brechungsbild erhält man also ein „Phasenbild“, das mikroskopische Bild enthält somit mehr Information.

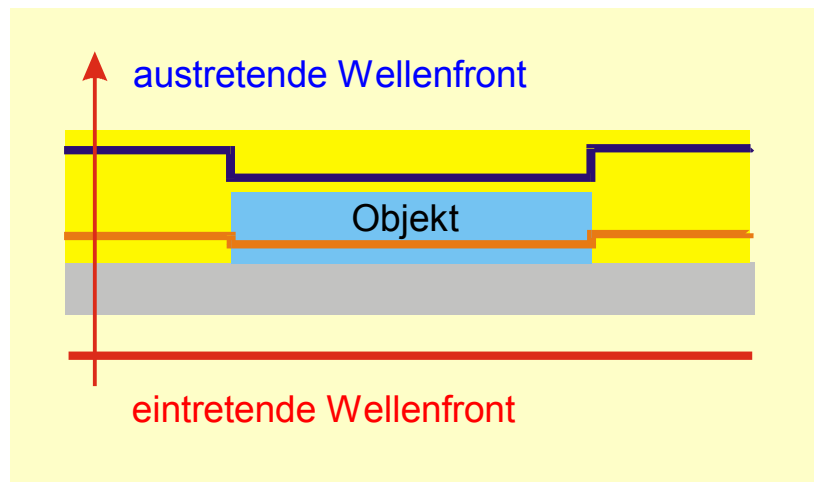


Abb.9 Phasenkontrast

Sind allerdings die Brechungsindizes von Beobachtungsmedium und Objekt identisch, so verschwindet nicht nur das Brechungsbild, sondern zugleich auch das Phasenbild, denn nun tritt keine Phasenverzögerung mehr auf.

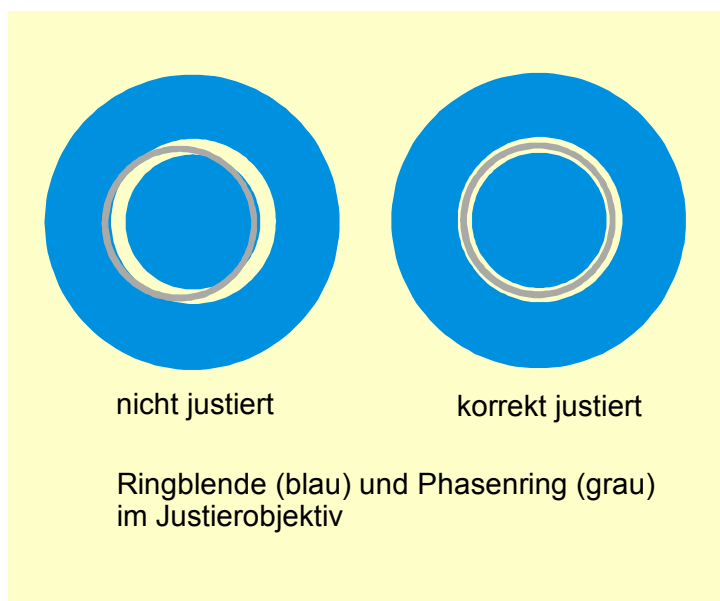


Abb.10 Phasenoptik

Die Konstruktion einer „Phasenkontrast-Einrichtung“ ist „im Prinzip“ sehr einfach: Man öffnet die Aperturblende maximal und legt dann in den Filterhalter eine Ringblende ein. Außerdem befestigt man in der hinteren Brennebene des Objektivs ein Glasplättchen, das einen grauen (also teilweise lichtdurchlässigen) Ring trägt („Phasenscheibe mit Phasenring“). Dieser Ring ist so bemessen, daß er das Bild der Ringblende gerade verdeckt (Abb.10). Das ist alles. Von einem Selbstbau sei allerdings

abgeraten: Schon die Herstellung der Phasenscheibe ist sehr schwierig, desgleichen der Einbau in das Objektiv. Außerdem muß die Ringblende zwecks Justierung verschiebbar angeordnet werden.

Eine Phasenkontrast-Einrichtung besteht aus einem Satz Phako-Objektiven, die auch für normales Durchlicht eingesetzt werden können, ferner aus einem Phasenkontrast-Kondensator. Dies ist optisch ein normaler Kondensator, in den man über eine drehbare Trägerscheibe entweder eine Aperturblende einschwenkt (normales Hellfeld) oder aber drei unterschiedliche Ringblenden, die zu den jeweiligen Objektiven passen. Man fokussiert zunächst unter Verwendung des Hellfeldes, wechselt dann das Okular gegen ein „Justierokular“ aus (auch „Justierfernrohr“ genannt), bringt das Bild der Ringblende mit dem Phasenring zur Deckung (Abb.10) – der Kondensator besitzt hierzu zwei Stellschrauben oder Stellhebel – danach setzt man das Okular ein und erhält nun zusätzlich zum Brechungsbild das kontrastreichere Phasenbild.

Leider wird die Phasenkontrast-Mikroskopie auch von Profis oft mißbraucht, gemäß dem Satz „was teuer ist muß auch gut sein“. Liefert ein unscharf begrenztes Objekt ein nur schwaches Brechungsbild, so ist die Beobachtung im Phasenkontrast von großem Vorteil (Plankton-Organismen, Zellorganellen); ist das Objekt dagegen stark strukturiert (Diatomeenschale), so steckt die Bildinformation im Brechungsbild – das Phasenbild liefert in diesem Fall kaum noch Zusatzinformationen, verschlechtert aber dann durch Lichthofbildungen das Brechungsbild; außerdem zeigen „Phasenbilder“ oft einen „Pseudo-3D-Effekt“, der zu Fehldeutungen führen kann.

1.6. Doppelbrechung

Schickt man einen Lichtstrahl durch einen Calcit-Kristall, so entstehen im Kristall zwei Lichtstrahlen – ein „ordentlicher“ und ein „außerordentlicher Strahl“. Da alle Lichtwege umkehrbar sind, hat dies noch eine weitere Folge: Legt man einen etwa 1 cm dicken Calcit-Kristall auf eine Zeitung, so erscheint die Schrift, durch den Kristall betrachtet, doppelt – daher auch die Bezeichnung „Doppelspat“.

Nun sind die meisten Minerale „doppelbrechend“, allerdings sind Doppelbrechungseffekte nur ausnahmsweise zu beobachten, nämlich bei sehr starker Doppelbrechung und großen Schichtdicken. Ein weiteres Beispiel für derartige Brechungseffekte sind geschliffene Zirkon-Schmucksteine: Betrachtet man diese durch eine starke Lupe, so erscheinen die hinteren Kanten, durch den Schmuckstein betrachtet, doppelt.

Bei mikroskopischen Untersuchungen von Gesteinsdünnschliffen sind Doppelbrechungseffekte niemals zu beobachten, dafür sind die Schichtdicken (ca. 20 µm) einfach zu gering; dasselbe gilt auch für doppelbrechende Mikrokristalle (mikrochemische Nachweise).

Ganz anders liegen die Dinge, wenn man doppelbrechende Mineralien mikroskopisch bei gekreuzten Polfiltern untersucht: In diesem Falle leuchten die Kristalle in bestimmten Stellungen des drehbaren Objektisches hell auf und zeigen zudem, je nach Schichtdicke und Lage des Schliffes zu den Kristallachsen, auffallende Farben. Diese Erscheinungen sind die Folge von Laufzeiteffekten in Kombination mit Interferenzeffekten – wir erinnern uns: Brechungsindex = Laufzeitindex!

Mikroskopiker erfreuen sich zwar oft an dem schönen Farbenspiel, das Gesteinsdünnschliffe bei gekreuzten Polfiltern bieten, machen jedoch um die Erklärung dieser Phänomene einen großen Bogen – die Erklärung sei für einen Amateur zu schwierig oder zu abstrakt, wird dann gesagt. Hat man aber erst einmal genau verstanden, was eine „Indikatrix“ ist, so folgen fast alle weiteren Erklärungen wie von selbst.

Natürlich ist ein volles Verständnis aller Erscheinungen, die auftreten, wenn Licht ein doppelbrechendes Material durchsetzt, nur möglich, wenn man das Problem mathematisch behandelt, so wie dies FRESNEL um 1800 getan hat. Die hier vorgestellte halbquantitative Theorie vermag dies natürlich nicht zu leisten, sie genügt jedoch, wenn man sich darauf beschränkt, die in der „Polarisations-Mikroskopie“ beobachtbaren Erscheinungen verständlich zu machen.

1.6.1. Die Indikatrix

Das optische Verhalten eines Materiales wird durch seine (optische) Indikatrix beschrieben, wobei wir hier nicht besprechen wollen, wie diese ausgemessen wird.

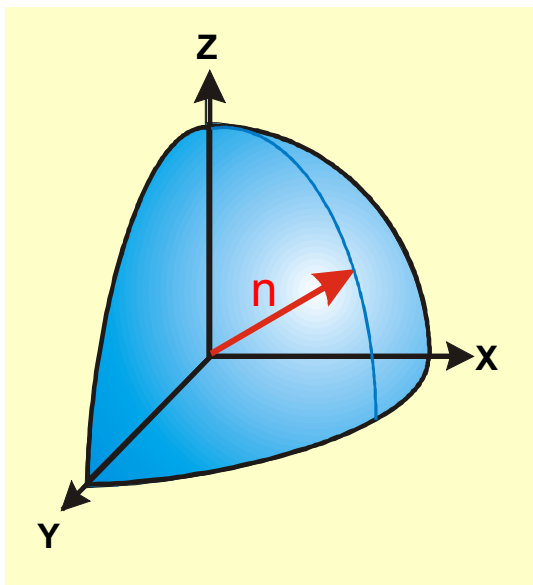


Abb.11 3D-Indikatrix

Die Indikatrix ist eine mehr oder weniger kugelförmige Fläche, die den Ursprung eines dreiachsigen Achsenkreuzes umschließt. Der Abstand eines Punktes der Fläche zum Ursprung steht für einen Brechungsindex (Abb.11, roter Pfeil). Um Mißverständnisse zu vermeiden, bezeichnen wir diese räumliche Indikatrix als „3D-Indikatrix“.

Jeder Schnitt, der durch den Ursprung geht, wird ebenfalls als „Indikatrix“ bezeichnet; wir werden einen solchen Schnitt als „2D-Indikatrix“ bezeichnen. Derartige 2D-Indikatrizes stellen mehr oder weniger kreisförmige Kurven dar; der Abstand eines Punktes der Kurve vom Ursprung repräsentiert einen Brechungsindex. Wie man diese 2D-Indikatrizes deuten muß, werden wir weiter unten sehen.

In der einschlägigen Literatur werden beide Indikatrix-Arten einfach als „Indikatrix“ bezeichnet; um aber Mißverständnisse zu vermeiden, unterscheiden wir in diesem Text konsequent zwischen 3D- und 2D-Indikatrizes.

1.6.2. Optisch isotrope Materialien

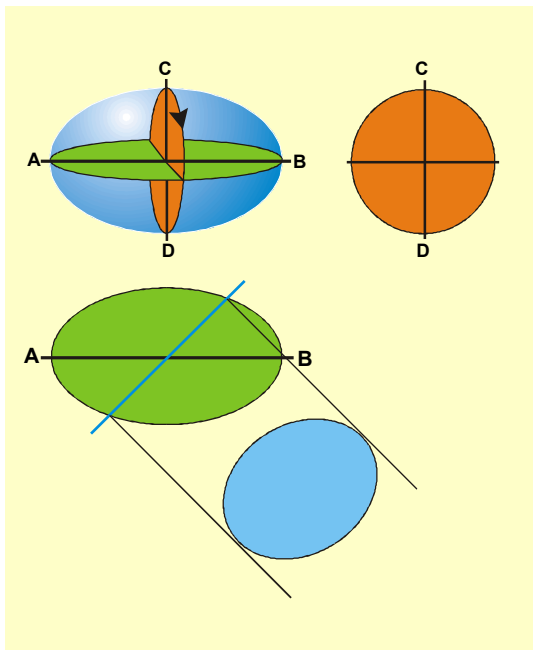
Untersucht man Flüssigkeiten, Lösungen, Kunststoffe, Glas oder Mineralien, die im kubischen System kristallisieren (z.B. Kochsalz), so sind die Brechungsindizes in allen Raumrichtungen gleich, die 3D-Indikatrix ist eine Kugel und alle 2D-Indikatrizes sind Kreise. Man bezeichnet solche Materialien als „optisch isotrop“; sie zeigen keinerlei Doppelbrechung, zwischen gekreuzten Polfiltern erscheinen sie bei jeder beliebigen Orientierung dunkel.

1.6.3. Optisch anisotrope Materialien

Die meisten Mineralien sind „optisch anisotrop“, die 3D-Indikatrix ist ein Ellipsoid. Schneidet man ein Ellipsoid, so ist jeder beliebige Schnitt eine Ellipse, Schnitte durch den Ursprung – also 2D-Indikatrizes - sind dann ebenfalls Ellipsen, und da die Abstände zwischen Ursprung und 3D- bzw. 2D-Indikatrix die Werte der jeweiligen Brechungsindizes repräsentieren, sind diese Werte in jeder Richtung anders: Das Material ist doppelbrechend. Zwischen gekreuzten Polfiltern untersucht, zeigt das Material alternierend alle 45° eine „Hellstellung“ und eine „Dunkelstellung“. Außerdem sind die an sich farblosen Kristalle bei Untersuchung mit polarisiertem Licht farbig.

1.6.3.1. Optisch einachsige Kristalle

Die 3D-Indikatrizes optisch einachsiger Kristalle sind Rotationsellipsoide („zweiachsige Ellipsoide“). Man erhält sie, indem man eine Ellipse um eine ihrer Hauptachsen rotieren lässt. Rotiert die erzeugende Ellipse um ihre große Achse, ist das Rotationsellipsoid zigarrenförmig (Abb.12, grüne Ellipse), rotiert die erzeugende Ellipse um ihre kurze Achse, hat das Rotationsellipsoid die Form eines Berliners.



Schneidet man das Ellipsoid rechtwinklig zu seiner Rotationsachse, ist die 2D-Indikatrix ein Kreis (brauner Schnitt). Blickt man also in Richtung dieser Achse (AB) durch das Material, so verhält es sich „optisch isotrop“, d.h., bei gekreuzten Polfiltern erscheint ein derartig orientierter Dünnschliff in allen Stellungen des drehbaren Objektisches dunkel.

Schneidet man schief zur optischen Achse, sind die 2D-Indikatrizes Ellipsen, wobei die Längendifferenz der beiden Hauptachsen die Größe der jeweiligen „effektiven Doppelbrechung“ angibt (blauer Schnitt).

Abb.12 Rotationsellipsoid

Schneidet man schließlich entlang der optischen Achse (AB), erhält man als 2D-Indikatrix eine Ellipse maximaler Streckung (grüne Ellipse = erzeugende Ellipse) – untersucht man also einen Dünnschliff, der zufällig parallel zur Richtung der optischen Achse orientiert ist, so ist die Doppelbrechung maximal.

1.6.3.2. Optisch zweiachsige Kristalle

Die 3D-Indikatrix optisch zweiachsiger Kristalle ist ein dreiachsiges Ellipsoid, dessen Gestalt an einen Brotlaib erinnert (Abb.13). Der Schnitt durch die Punkte ABCD ist eine Ellipse (blau), desgleichen liefern die Schnitte senkrecht zu dieser Ellipse wiederum Ellipsen (rot, grün) Alle anderen Schnitte (auch schiefe Schnitte!) durch ein derartiges Ellipsoid sind ebenfalls wiederum Ellipsen.

Da ein dreiachsiges Ellipsoid keinerlei Rotationssymmetrie aufweist, erwartet man auch keine optische Achsen, aber dies ist falsch – tatsächlich gibt es auch hier Blickrichtungen, bei denen sich das Material optisch isotrop verhält:

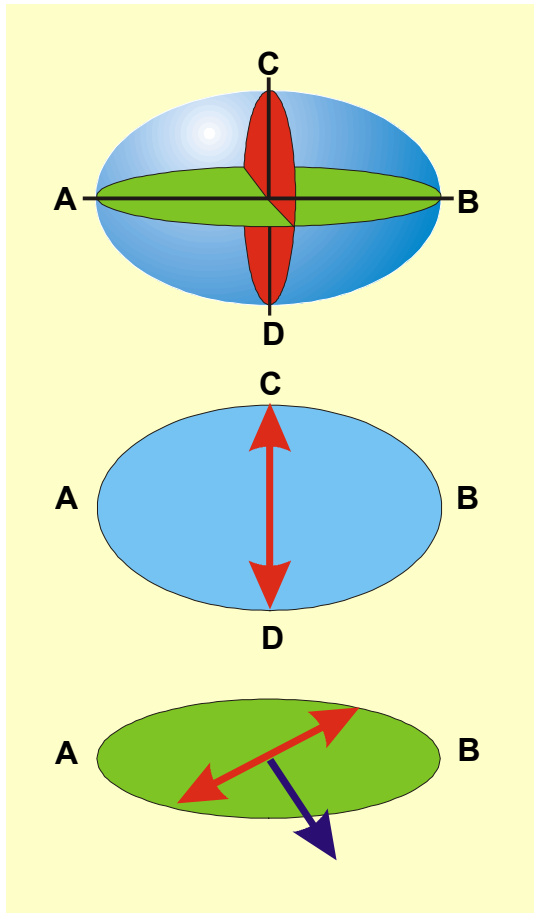


Abb.13 Dreiachsiges Ellipsoid

Betrachten wir hierzu die rote Ellipse: Ihre lange Achse ist die Gerade CD (mittleres Bild, roter Pfeil), ihre kurze Achse liegt senkrecht zur langen Achse. Dreht man nun die rote Ellipse im Uhrzeigersinn, so ändert sich an der langen Achse nichts, die kurze Achse, die in der Ebene der grünen Ellipse liegt, wird jedoch immer länger (Abb.13, unteres Bild). Bei einem bestimmten Drehwinkel ist dann die kurze Achse (roter Pfeil) genau so lang wie die lange Achse – die Ellipse ist zu einem Kreis entartet. Blickt man nun senkrecht zu dieser Kreisebene durch das Material, erscheint es optisch isotrop (blauer Pfeil). Diese Richtung repräsentiert eine optische Achse. Aus Symmetriegründen existiert noch eine weitere optische Achse spiegelbildlich zu der ersten – daher die Bezeichnung „optisch zweiachsiges Kristalle“.

Beide Achsen liegen in der Ebene der grünen Ellipse und sowohl die lange Achse AB des Ellipsoides als auch die kürzeste Achse (Schnitt rot/grün) halbieren die Winkel zwischen den beiden optischen Achsen – man bezeichnet diese Achsen auch als Bisektrizes.

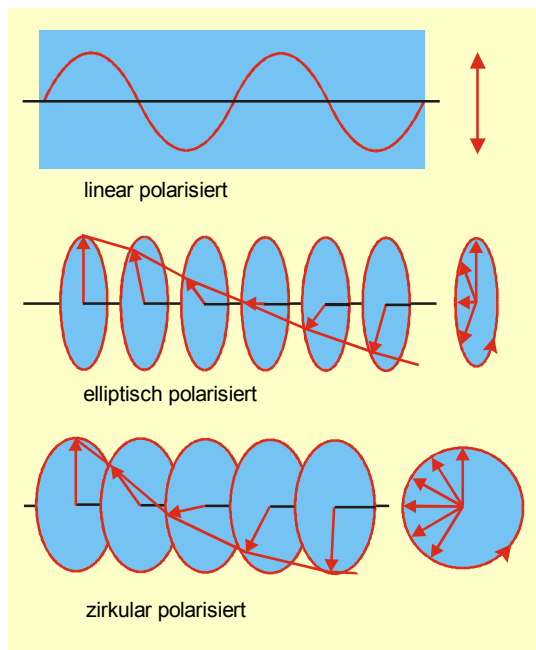
1.7. Polarisiertes Licht

Wirft man einen Korken auf eine sich fortbewegende Wasserwelle, so stellt man fest, daß der Korken auf und ab pendelt, während sich der Wellenzug waagerecht fortbewegt: Die Richtung der Schwingung des Mediums steht somit senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Derartige Wellen werden als „Transversalwellen“ bezeichnet.

Eine Eigenart derartiger Wellen ist ihre Polarisierbarkeit. Hierzu betrachten wir die Größe und Richtung der Auslenkung (Abb.14, rote Pfeile), wobei man bei Seilwellen oder Wasserwellen die Auslenkung in Metern mißt, während bei Lichtwellen die „Auslenkung“ durch Größe und Richtung des elektrischen Feldvektors definiert ist .

Im einfachsten Falle liegen alle „Auslenkungspfeile“ (Auslenkungsvektoren) in einer Ebene (Abb.14 oben), oder, was auf dasselbe hinausläuft, der örtliche Auslenkungspfeil schwingt entlang einer Geraden hin und her. Man bezeichnet eine solche Welle als „linear polarisiert“. Wasserwellen sind von Natur aus linear polarisiert, Seilwellen, wenn man das einseitig festgebundene Seil mit der Hand nur auf und ab schwingt; linear polarisiertes Licht erzeugt man mit Hilfe spezieller „Polarisationsfilter“. Laserlicht ist stets linear polarisiert.

Versetzt man ein Seil in Schwingung und bewegt die Hand dabei nicht nur auf und ab, sondern schwingt man die Hand erst senkrecht, dann schräg, dann waagrecht u.s.w., so resultiert eine sich fortbewegende „Spiralwelle“ (Abb.14 unten). Der örtliche



Auslenkungspfeil bleibt stets gleich lang, er bewegt sich mit seiner Spitze auf einem Kreis. Eine derartige Welle ist „zirkular polarisiert“.

Ändert der Auslenkungspfeil der zirkular polarisierten Welle während eines Umlaufes auch noch seine Länge, genauer, bewegt sich die Spitze entlang einer Ellipse, ist die Welle „elliptisch polarisiert“ (Abb.14, Mitte).

Da Licht eine Transversalwelle darstellt, ist auch Licht polarisierbar. Lineare und zirkulare Polarisation sind Grenzfälle. Insbesondere gilt: Durchsetzt linear polarisiertes Licht ein doppelbrechendes Medium, so ist das austretende Licht in der Regel mehr oder weniger elliptisch polarisiert, in speziellen Fällen auch linear oder zirkular.

Abb.14 Polarisation

1.8. Untersuchung von Kristalldünnschliffen in polarisiertem Licht

1.8.1. Polarisationsmodendispersion (PMD)

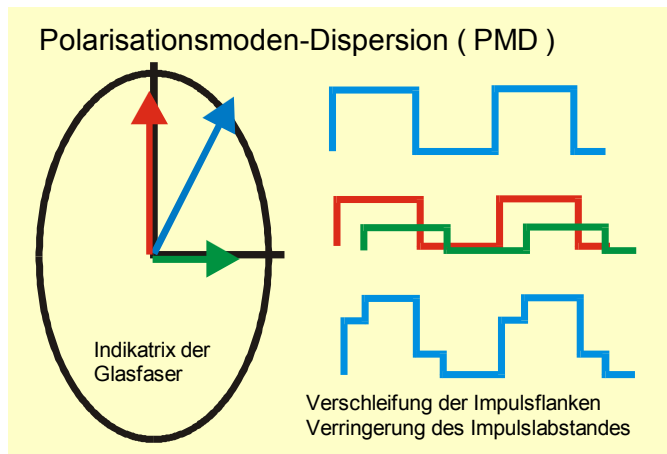


Abb.15 Polarisationsmodendispersion

Glasfasern bestehen aus Quarzglas und zeigen daher eigentlich keine Doppelbrechung. Spätestens nach dem Verlegen werden sie jedoch, bedingt durch mechanische Belastungen, schwach doppelbrechend, und man kann ihnen folglich eine 2D-Indikatrix zuordnen (Abb.15). Es gilt nun folgendes Gesetz:

Speist man in ein doppelbrechendes System linear polarisiertes Licht ein (Abb.15, blau), so entstehen im Medium zwei linear polarisierte Strahlen (Moden, Abb.15, rot und grün),

deren Schwingungsrichtungen den beiden Hauptachsenrichtungen der 2D-Indikatrix entsprechen und deren Amplituden sich aus der vektoriellen Aufspaltung ergeben.

Da nun ein höherer Brechungsindex eine geringere Ausbreitungsgeschwindigkeit bewirkt und somit eine größere Laufzeit, treten die Moden am Ende der Faser mit einem zeitlichen Versatz aus (Abb.15, die „rote“ Mode eilt der „grünen“ nach). Im nachgeschalteten Lichtdetektor überlagern sich diese Moden dann, wodurch es zu

einer Verformung der anfangs scharfen Impulsflanken kommt (Abb.15). Man bezeichnet diese Erscheinung als „Polarisationsmodendispersion“, abgekürzt „PMD“. Bei einer typischen Glasfaserlänge von 100 km beträgt der Zeitversatz zwar nur etwa 10 psec (10^{-11} sec), da aber heute der Impulsabstand bei 50 psec liegt und demnächst noch darunter, bewirkt PMD u.U. erhebliche Bitübertragungsfehler, insbesondere dann, wenn beide Moden gleich stark angeregt werden, also mit der Richtung des polarisierten Lichtes einen Winkel von 45° bilden.

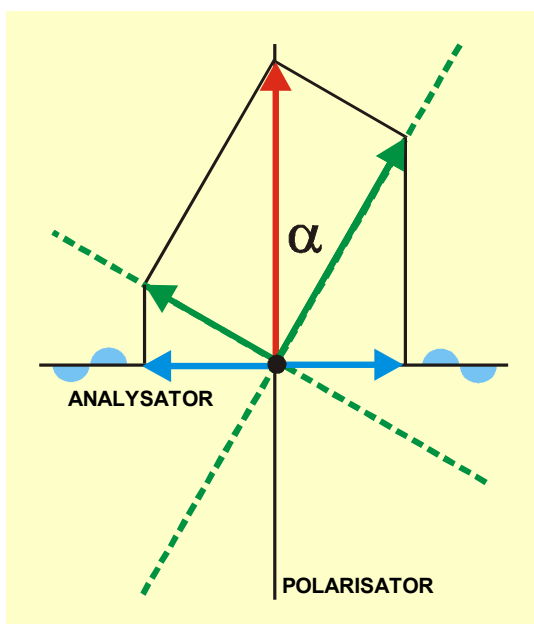
Man kann nun auf zwei Weisen Abhilfe schaffen: Entweder speist man das linear polarisierte Licht parallel zu einer der beiden Hauptachsen der 2D-Indikatrix ein, so daß die zweite Mode gar nicht angeregt wird, oder aber man schaltet hinter den Ausgang der Glasfaser ein doppelbrechendes System mit einer 2D-Indikatrix, deren Form und Lage die vorausseilende Mode gerade soweit verzögert, daß am Ausgang dieses Kompensationssystems beide Moden ohne Zeitversatz austreten. Auf die technischen Probleme derartiger Kompensationsverfahren, die sich daraus ergeben, daß sich die 2D-Indikatrix der Glasfaser ständig in Form und Lage verändert, soll hier nicht eingegangen werden.

Wir empfehlen den Leser, sich mit diesem kleinen Kapitel sehr gründlich zu befassen, denn alle Erscheinungen, die bei der Untersuchung von Gesteinsdünnschliffen zwischen „gekreuzten Polfiltern“ auftreten, beruhen auf PMD, auch wenn dieser Begriff erst in jüngster Zeit im Zusammenhang mit der Entwicklung der optischen Nachrichtentechnik geprägt wurde!

1.8.2. Gekreuzte Polfilter

Alle folgenden Überlegungen gehen davon aus, daß im Filterhalter des Mikroskopes ein Polfilter liegt, dessen Durchlaßrichtung N-S-orientiert ist, und im Okular ein Polfilter (Analysator), dessen Durchlaßrichtung O-W-orientiert ist. Es kann somit kein Licht durchtreten (Dunkelstellung der Polfilter).

1.8.2.1. Beobachtungen mit monochromatischem Licht



Wir beobachten nun das Verhalten einer doppelbrechenden Kristallscheibe, die mit linear polarisiertem Natriumlicht bestrahlt wird (Abb.16, roter Pfeil); die Wellenlänge nehmen wir zu 600 nm an (tatsächlich 589 nm).

Zunächst sei die Scheibe sehr dünn. Beim Eintreten des Lichtes entstehen zwei senkrecht zueinander polarisierte Moden (Abb.16, grüne Pfeile), die sich beim Austreten wieder zu linear polarisiertem Licht überlagern (Abb.16, roter Pfeil), da noch kein zeitlicher Versatz aufgetreten ist. Die Kristallscheibe erscheint bei gekreuzten Polfiltern in jeder Stellung dunkel.

Abb.16 Anregung der Moden

Wird nun die Scheibe dicker, tritt ein zeitlicher Versatz auf. Dies ist gleichbedeutend mit einem räumlichen Versatz der Wellen beider Moden bzw. einer Phasenverschiebung. Beim Austreten der Moden überlagern sich diese nun zu elliptisch polarisiertem Licht, wobei wir der Einfachheit halber annehmen, daß die Hauptachsen der 2D-Indikatrix um 45° gegenüber der N-S-Richtung verdreht sind, beide Moden also gleich stark angeregt werden (Hellstellung der Kristallscheibe, Abb.17):

1. Ohne Phasenverschiebung tritt linear polarisiertes Licht aus, das in N-S-Richtung polarisiert ist – der Kristall erscheint dunkel.
2. Bei geringer Phasenverschiebung überlagern sich die austretenden Moden zu elliptisch polarisiertem Licht, wobei die lange Achse der Ellipse N-S-orientiert ist – der Kristall leuchtet nun schwach braun auf, da auch etwas Licht O-W-polarisiert ist (kurze Achse der Ellipse).
3. Beträgt die Phasenverschiebung gerade 150 nm entsprechend einer Viertelwellenlänge, ist das Licht zirkular polarisiert und die Hälfte der Energie kann den Analysator passieren – die Kristallscheibe leuchtet nun gelb vor schwarzem Hintergrund.
4. beträgt die Phasenverschiebung nahezu 300 nm, erhält man abermals elliptisch polarisiertes Licht, nun aber zeigt die lange Achse der Ellipse in O-W-Richtung und die Kristallscheibe leuchtet immer stärker auf.
5. Bei einer Phasenverschiebung von 300 nm entsprechend der halben Wellenlänge ist das Licht linear polarisiert in O-W-Richtung und die Kristallscheibe zeigt maximale Helligkeit.

Vergleiche hierzu Abb.17 – die roten Nummern entsprechen der Numerierung der obigen Liste.

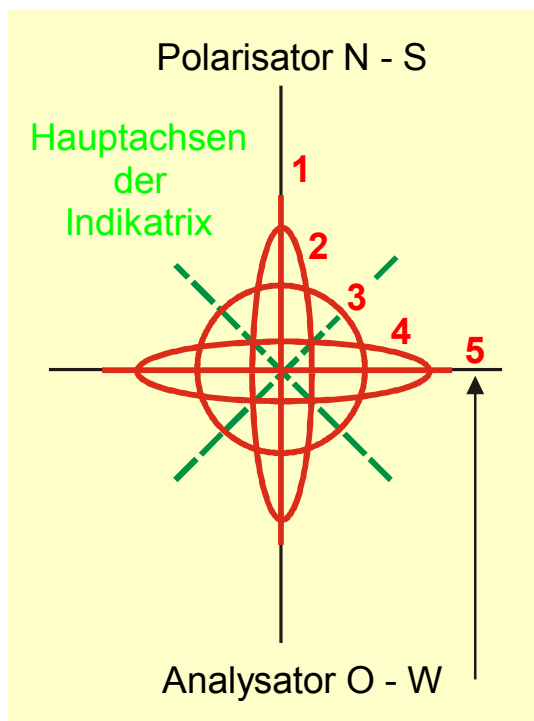


Abb.17 Kristall in Hellstellung

Verdicken wir die Scheibe nun immer weiter, so werden die Erscheinungen in umgekehrter Reihenfolge durchlaufen ($5 \rightarrow 1$), und wenn die Phasenverschiebung gerade 600 nm erreicht entsprechend 360° , ist der Kristall wieder dunkel, obwohl er sich nach wie vor in Hellstellung befindet!

Wir haben hier die zwar umständliche, aber physikalisch korrekte Erklärung gewählt, die von den Vorgängen vor Eintritt des Lichtes in den Analysator ausgeht. Einfacher ist die folgende Erklärung, die man oft lesen kann (vgl. hierzu Abb.16):

In Abb.16 treten in Analysatorrichtung zwei gegensinnig orientierte Pfeile auf (blaue Pfeile). Dies kann man so deuten, daß sich ohne Phasenverschiebung im Analysator zwei gegensinnig orientierte Wellen durch destruktive Interferenz auslöschen. Tatsächlich tritt jedoch stets eine mehr oder weniger große

Phasenverschiebung auf (s.o.), und wenn diese gerade der halben Wellenlänge entspricht, sind die beiden Wellen „in Phase“, es kommt zur konstruktiven Interferenz

und der Kristall leuchtet mit maximaler Helligkeit auf. So oder so – wichtig sind die folgenden Gesetzmäßigkeiten:

Bei Beobachtung mit monochromatischem linear polarisiertem Licht gilt für Kristallscheiben in Hellstellung:

1. Die Farbe der Kristalle ist stets identisch mit der des Anregerlichtes – es treten keine „Farbspiele“ auf, die man bei Verwendung von Weißlicht beobachtet.
2. In Hellstellung ist die maximale Intensität des Aufleuchtens je nach Phasenverschiebung unterschiedlich.
3. Bei einer Phasenverschiebung δ [gemessen in nm], die der n-fachen Wellenlänge l_{md} [gemessen in nm] entspricht, erscheint der Kristall dunkel, also

$$n \cdot l_{md} = \delta \quad \{ n = 0, 1, 2, 3 \dots \}$$
4. Bei einer Phasenverschiebung δ [gemessen in nm], die der m-fachen halben Wellenlänge entspricht, erscheint der Kristall hell, also

$$m \cdot 0,5 \cdot l_{md} = \delta \quad \{ m = 1, 3, 5 \dots \}$$

Hier mag sich der Leser fragen, welchen Sinn diese Überlegung hat, denn in einem Gesteinsdünnschliff sind ja alle Kristallscheiben gleich dick. Es ist jedoch zu bedenken, daß in einem Gestein alle Mineralkristalle derselben Art unterschiedlich orientiert sind, so daß im Dünnschliff Kristallscheiben mit stets unterschiedlichem Winkel zur optischen Achse vorliegen und dementsprechend auch alle eine andere 2D-Indikatrix besitzen, d.h. eine unterschiedlich starke Doppelbrechung, wodurch jede Kristallscheibe eine andere Phasenverschiebung zeigt.

Ganz besonders hervorgehoben sei die Tatsache, daß sich doppelbrechende Systeme bei Untersuchung mit monochromatischem Licht u.U. wie isotropes Material verhalten, also auch in Hellstellung dunkel bleiben! Der Satz „doppelbrechende Systeme erscheinen beim Drehen um 360° alle 90° hell“ gilt nicht für monochromatisches Licht! Dies zu verstehen ist die Voraussetzung für das Verständnis der Beobachtung mit weißem polarisiertem Licht!

1.8.2.2. Beobachtungen mit weißem Licht

Gewöhnlich untersucht man Gesteinsdünnschliffe unter Verwendung von Lampenlicht, das man näherungsweise als Weißlicht betrachten kann, da alle Spektralfarben vorhanden sind. Der Einfachheit halber gehen wir davon aus, daß das sichtbare Spektrum Wellenlängen von 400 nm (violett) bis 800 nm (rot) umfaßt (die tatsächlichen Grenzen weichen geringfügig ab). Wiederum betrachten wir den Fall gekreuzter Polfilter (Hintergrund schwarz) und einer Orientierung der 2D-Indikatrix in Hellstellung (Hauptachsen 45° gegen die Achsen der Polfilter verdreht).

Auch hier gelten dieselben Gesetze, die eben abgeleitet wurden, allerdings muß man diese Gesetze nun gleichzeitig auf alle Wellenlängen anwenden, wodurch die Überlegungen unübersichtlicher werden.

Betrachten wir zunächst den Fall einer Phasenverschiebung von $\delta = 200$ nm: Es werden alle Wellenlängen $l_{md} = 200$ nm : n { $n = 1, 2, 3 \dots$ } ausgelöscht, also 200 nm, 100 nm, 67 nm u.s.w., die alle im UV-Bereich liegen und nicht weiter interessieren. Für 400 nm entspricht die Phasenverschiebung gerade der halben Wellenlänge, und so wird dieses Licht vollständig durchgelassen. Für größere Wellenlängen ist die

Phasenverschiebung natürlich geringer, und Licht dieser Wellenlängen wird geschwächt, allerdings entspricht die Phasenverschiebung für Licht von 800 nm immer noch einer Viertelwellenlänge, so daß dieses Licht immer noch zu 50% durchgelassen wird. Die Verhältnisse sind in Abb.18 (oben) wiedergegeben.

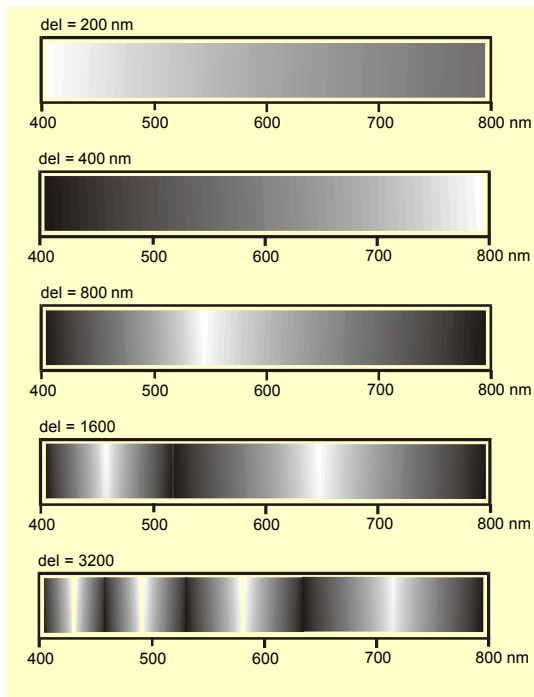


Abb.18 Weißlichtspektren

Da alle Wellenlängen mehr oder weniger durchgelassen werden, erscheint eine solche Kristallscheibe weiß.

Beträgt die Phasenverschiebung $\text{del} = 400$ nm, wird Licht der Wellenlänge 400 nm vollständig ausgelöscht, dagegen wird rotes Licht (800 nm) vollständig durchgelassen (Abb.18). Da blaues Licht fehlt, dominiert jetzt die Komplementärfarbe und der Schliff erscheint gelb.

Man bezeichnet diese Interferenzfarben als „Interferenzfarben 1.Ordnung“. Sie werden durch Phasenverschiebungen von 0 - ca. 600 nm definiert. Da weißes Licht dominiert, erscheinen diese Farben blaß, pastellfarben bzw. „kalt“.

Bei größeren Phasenverschiebungen treten die „Interferenzfarben 2. Ordnung“ in Erscheinung. Bei einer Phasenverschiebung

von $\text{del} = 800$ nm wird Licht der Wellenlängen 400 nm und 800 nm ausgelöscht, dagegen wird Licht der Wellenlänge $(2 \times 800) : 3 \text{ nm} = 530$ nm (grün) vollständig durchgelassen. Da in diesem Fall der größte Teil des weißen Lichtes unterdrückt wird, erscheinen die Interferenzfarben 2.Ordnung leuchtend hell.

Bei noch größeren Phasenverschiebungen treten im sichtbaren Bereich immer mehr helle Banden auf, die sich komplementär mehr oder weniger zu weißem Licht ergänzen. Die Interferenzfarben höherer Ordnung erscheinen daher wieder blasser, sie sind mehr oder weniger grauweiß mit einem Farbstich. Schließlich gehen sie in ein „Weiß höherer Ordnung“ über.

Der Zusammenhang zwischen Interferenzfarbe und Doppelbrechung, also der Differenz der Brechungsindizes der Hauptachsen der 2D-Indikatrix, gibt Abb. 19 wieder, die dem Werk von SCHNEIDERHÖHN (1914) entnommen wurde.

Zeigt ein Kristall die Interferenzfarbe „Gelb 1.Ordnung“, so ist die Phasenverschiebung ca. 350 nm. Beträgt die Schliffdicke 20 μm (Standard), so verfolgt man zunächst die Waagerechte, bis diese bei 20 μm die grüne Senkrechte schneidet; dann folgt man der roten Geraden und liest rechts die Doppelbrechung ab – in unserem Fall $\text{del}_n = 0,018$.

Diese Methode ist nicht sehr genau, liefert jedoch wichtige Hinweise für die Bestimmung von Mineralien in Gesteinsdünnschliffen.

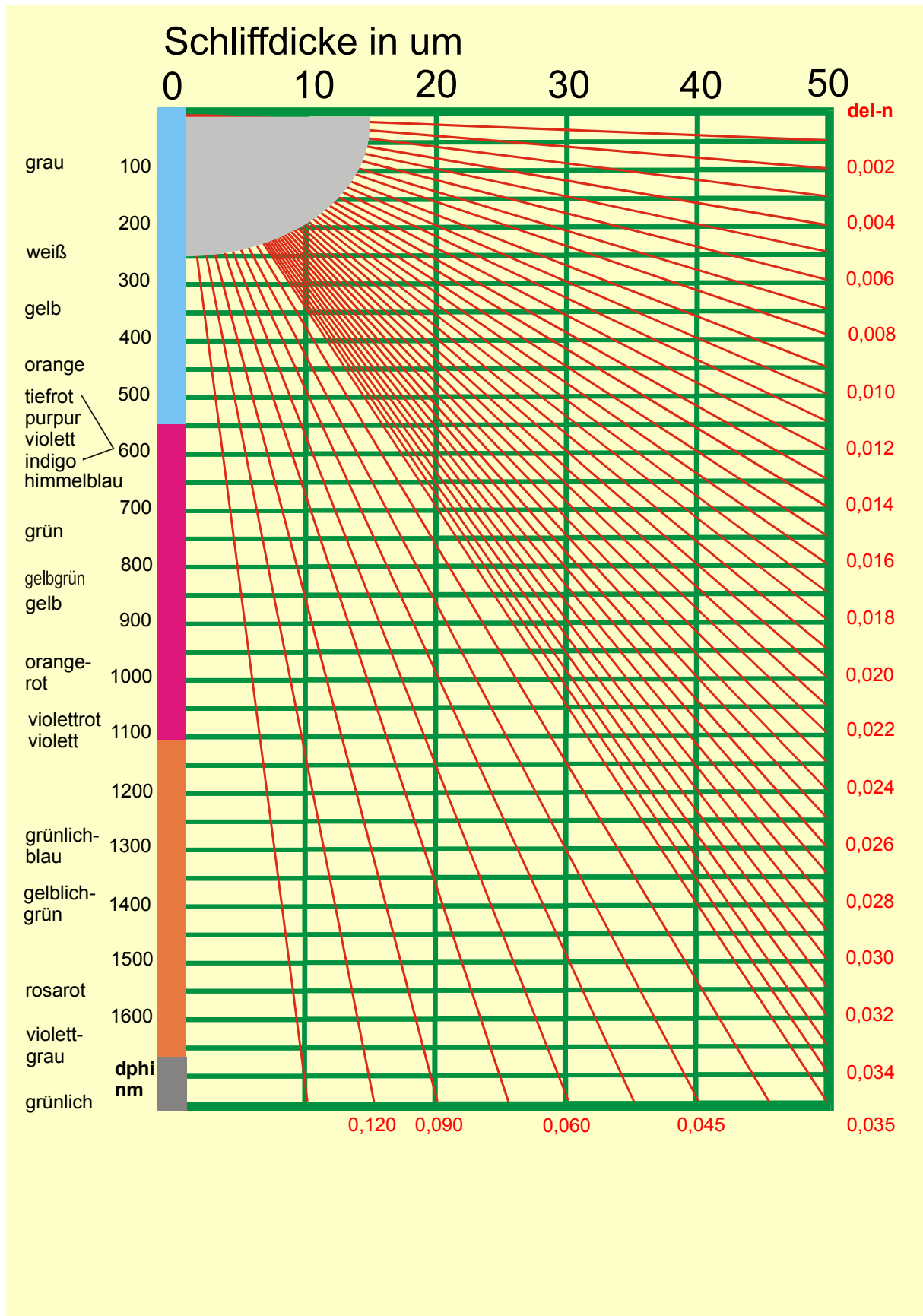


Abb.19 Interferenzfarben und Doppelbrechung (nach SCHNEIDERHÖHN)

INTERFERENZFARBEN

dphi [nm]	Polfilter gekreuzt	Polfilter parallel
0	schwarz	weiß
50	eisengrau	weiß
100	lavendelgrau	gelblichweiß
150	graublau	bläulichweiß
200	gräulichweiß	braungelb
250	weiß	hellrot
300	hellgelb	tiefviolett
350	lebhaft gelb	blau
430	orange gelb	graublau
450	orange	-
500	rotorange	bläulichgrün
530	rot	blassgrün
550	tiefrot	-
565	purpur	hellgrün
575	violett	grüngelb
590	indigo	goldgelb
665	himmelblau	orange
730	grünlichblau	bräunlichorange
750	grün	hellcarmin
800	hellgrün	purpur
850	gelblichgrün	violett
910	gelb	indigo
950	orange	dunkelblau
1000	orangerot	grünlichblau
1060	rot	grün
1100	violettrot	grün
1130	violett	gelblichgrün
1150	indigo	gelb

1.9. Untersuchung von Gesteinsdünnschliffen

1.9.1. Das Polarisationsmikroskop

Polarisationsmikroskope unterscheiden sich optisch nicht von normalen Durchlichtmikroskopen, sie verfügen aber über einige besondere mechanische Einrichtungen, die das Arbeiten erheblich erleichtern:

1. Die Polarisationsfilter sind solide drehbar gehalten, wobei der Polarisator arretiert werden kann und die Fassung des Analysators eine Gradeinteilung trägt.
2. Als Objektisch dient ein zentrierbarer Drehtisch, ebenfalls mit Gradeinteilung.
3. Im Tubus ist ein Schlitz für die Aufnahme eines „Kompensators“ vorhanden (s.u.).
4. Oft kann eine Hilfslinse in den Tubus eingeschwenkt werden, um „konoskopische Untersuchungen“ zu erleichtern (s.u.).

Hochwertige Polarisationsmikroskope verfügen zudem über „polarisationsfreie Objektive“. Die Linsen dieser Objektive sind frei von mechanischen Spannungen montiert, um spannungsbedingte (schwache) Eigenpolarisation zu vermeiden. Außerdem sind die Polfilter durch „Polarisationsprismen“ ersetzt, die bei gekreuzter Stellung exakt auf „schwarz“ schließen, während Polfilter gewöhnlich auch dann noch etwas Restlicht durchlassen.

Will man sich nur ein wenig mit Polarisationsmikroskopie beschäftigen, kann man durchaus ein „gewöhnliches“ Mikroskop verwenden. In den Filterhalter legt man das eine Polfilter (den Polarisator), auf das Okular das andere (den Analysator). Derartige Filtersätze, passend für normale Mikroskope, sind im Handel erhältlich.

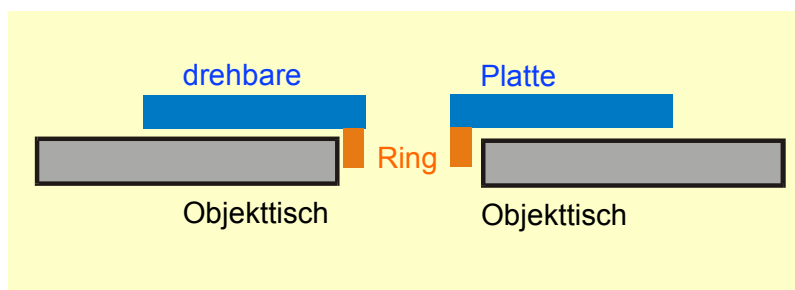


Abb.20 Primitiver Drehtisch

Ist kein zentrierbarer Drehtisch vorhanden, behilft man sich mit einer runden Scheibe, die dem Objektisch plan aufliegen muß. Man versieht die Scheibe mit einer kleinen zentrischen Bohrung und befestigt mit Sekundenkleber unterhalb dieser Bohrung

einen Ring oder eine große Unterlegscheibe, die genau in die Bohrung des Objektisches passen muß (ausprobieren!). Eine solche Konstruktion kann natürlich keinen zentrierbaren Drehtisch ersetzen, ist jedoch bei schwachen Vergrößerungen sehr hilfreich (20).

1.9.2 Bestimmung der Doppelbrechung

Ist die Schliffdicke bekannt, ermittelt man die Doppelbrechung der Mineralschliffe über die Interferenzfarben, wie bereits weiter oben erläutert (Abb.19, gekreuzte Polfilter, Kristall in Stellung maximaler Helligkeit). Man beachte aber, daß der so erhaltene Wert für $(n_{\max} - n_{\min})$ für jeden Kristall desselben Minerals einen anderen Wert besitzt, da ja alle Mineralkörnchen in einem anderen Winkel zur optischen Achse geschliffen wurden! Um den für die Bestimmung wichtigen Maximalwert zu erhalten,

bestimmt man für etwa zehn Kristalle die „effektive Doppelbrechung“ und multipliziert den Mittelwert mit 2.

Ist die Schliffdicke unbekannt, ermittelt man diese zunächst mit Hilfe angeschliffener Quarzkörnchen, die in den meisten Gesteinen vorkommen. Man erkennt sie an ihrer glasigen Struktur und ihrer geringen Doppelbrechung, ferner daran, daß Quarz, der gewöhnlich als letzte Komponente bei der Gesteinsverfestigung auskristallisiert, für die anderen Mineralkörner eine Art einbettende Matrix bildet.

Zunächst ermittelt man für etwa zehn Körnchen den Wert d_{phi} über die Interferenzfarbe (Abb.19), bildet den Mittelwert und multipliziert diesen mit 2. Angenommen, der so erhaltene Wert sei 300 nm: Man wandert dann entlang der entsprechenden Waagerechten, bis diese die rote Diagonale für $\Delta n = 0,009$ schneidet (Doppelbrechung von Quarz); dies ist bei etwa 34 um der Fall – der Schliff besitzt somit eine (mittlere) Dicke von 34 um.

Sehr genaue Werte für die effektive Doppelbrechung lassen sich mit Hilfe von „Kompensatoren“ ermitteln. Dies sind doppelbrechende Scheiben bekannter maximaler Verzögerung, die definiert gedreht und/oder gekippt werden können. Man schiebt das Plättchen zwischen Objekt und Analysator ein und dreht/kippt es dann solange, bis der zunächst helle Kristall vollständig dunkel erscheint. In dieser „Subtraktionsstellung“ hat man die Laufzeitdifferenz gerade wieder rückgängig gemacht – der Vorgang entspricht dem der PMD-Kompensation (vgl. 1.8.1.)! Der Wert für die effektive Doppelbrechung ergibt sich dann über eine Eichkurve aus dem Dreh- bzw. Kippwinkel. Derartige Kompensatoren sind sehr teuer, außerdem können sie nur zusammen mit dem dafür geeigneten Polarisationsmikroskop sinnvoll eingesetzt werden, wobei auf die korrekte Ausrichtung des Polarisators und ggf. der Einschuböffnung zu achten ist. Aber auch dann muß die maximale Doppelbrechung statistisch ermittelt werden!

1.9.3. Konoskopische Untersuchungen

Für die Bestimmung von Mineralien ist es wichtig zu wissen, ob diese „optisch positiv einachsig“, „optisch negativ einachsig“ oder „optisch zweiachsig“ sind. Bei günstig orientierten Schliffen läßt sich dies schon bei normaler Durchlichtuntersuchung feststellen (gekreuzte Polfilter, Weißlicht):

Erscheint ein spezieller Kristallschliff eines offensichtlich doppelbrechenden Mineralies bei gekreuzten Polfiltern bei allen Stellungen des Drehtisches (mehr oder weniger) dunkel, so ist die Blickrichtung offenbar (nahezu) identisch mit der Richtung der optischen Achse – das Mineral ist „optisch einachsig“, ob „positiv“ oder „negativ“ läßt sich nicht entscheiden (vgl. hierzu 1.6.3.1. Optisch einachsige Kristalle).

Erscheint ein spezieller Kristallschliff eines offensichtlich doppelbrechenden Mineralies bei gekreuzten Polfiltern bei allen Stellungen des Drehtisches (mehr oder weniger) hell, so ist die Blickrichtung (nahezu) identisch mit der Richtung einer der beiden optischen Achsen – das Mineral ist „optisch zweiachsig“ (vgl. hierzu 1.6.3.2. Optisch zweiachsige Kristalle). Wie mit der hier vorgestellten einfachen Theorie nicht erklärt werden kann, ist das austretende Licht in diesem Falle zirkular polarisiert, was dann natürlich dazu führt, daß die Kristallscheibe bei jeder Stellung des Drehtisches hell erscheint.

Leider findet man in kleinen Dünnschliffen derartig günstig orientierte Anschliffe nur selten, man benötigt also eine Methode, die es auch bei weniger günstig orientierten Kristallen möglich macht, die Achsenverhältnisse zu ermitteln. Diese Methode ist die „konoskopische Untersuchung“, die sich leicht durchführen läßt, den meisten Mikroskopikern jedoch sehr fremd erscheint, da diese Art der Beobachtung keine „Bilder“ liefert.

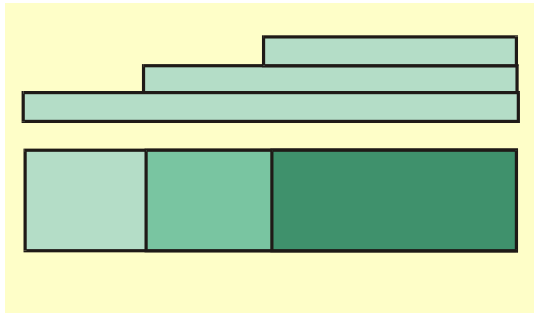


Abb.21 Glimmertreppe

Als Beobachtungsobjekt sollte man sich eine dünne Glimmerscheibe besorgen, die man in parallele Streifen von ca. 4 mm Breite zerlegt; diese Streifen klebt man in gleicher Orientierung (!) mit Kanadabalsam zu einer „Treppe“ übereinander, so daß nun mehrere kleine Quadrate unterschiedlicher Phasenverzögerung zur Verfügung stehen (Abb.21). Glimmerplättchen werden zur isolierenden Montage von Lasttransistoren verwendet; am einfachsten ist es daher, sich in einer Elektronik-

handlung ein „Montage-Set“ für Lasttransistoren zu kaufen; eventuell ist es sogar möglich, die Glimmerplättchen einzeln zu beziehen.

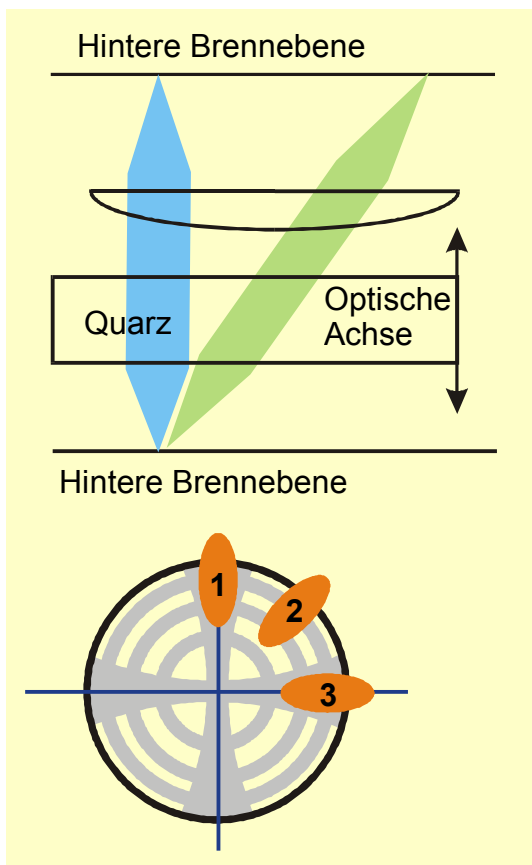


Abb.22 Konoskopie

Die konoskopische Untersuchung soll nun am Beispiel eines Quarzschliffes erläutert werden, der senkrecht zur optischen Achse orientiert ist (Abb.22, Polarisator N-S-orientiert, Analysator O-W-orientiert).

Zunächst stellt man scharf, dann entfernt man das Okular, setzt den Analysator in derselben Orientierung auf den nun leeren Tubus und blickt durch diesen auf die hintere Brennebene des Objektivs (bei Kurzsichtigkeit Brille benutzen!); steht ein Justierobjektiv zur Verfügung, wie man es für die Justierung bei Phasenkontrast verwendet, ersetzt man das Okular durch dieses Justierokular, sofern man auf oder in demselben den Analysator befestigen kann.

Bei schwachen Objektiven erkennt man ein dunkles „Malteserkreuz“, dessen Lage sich weder bei Verschiebung noch bei Drehung des Präparates verändert (allenfalls bewegt sich das Zentrum auf einem kleinen Kreis). Die Erklärung liefert Abb.22:

1. Der Strahl, der parallel zur optischen Achse durchtritt, verändert das N-S-polarisierte Licht nicht, so daß es nicht durch den Analysator hindurchtreten kann – das Zentrum des Bildes ist also schwarz.

2. Für Strahlen, welche die Kristallscheibe schräg durchsetzen, mit der Richtung der optischen Achse also einen Winkel bilden, ist die Kristallscheibe dagegen doppelbrechend. Die entsprechenden Indikatrices sind in Abb.22 als kleine Ellipsen dargestellt. Bei den Ellipsen 1 und 3 ist das N-S-polarisierte Licht parallel zu einer der beiden Hauptachsen, es wird nur die N-S-orientierte Mode angeregt und das austretende Licht kann ebenfalls nicht den Analysator passieren – dies führt zu den „Armen“ des Malteserkreuzes, die stets in die Richtung der beiden Polfilter zeigen.
3. Für Lichtstrahlen, welche die Platte z.B. in NO-Richtung durchsetzen, wird die Indikatrix durch Ellipse 2 wiedergegeben. Die beiden Hauptachsen bilden nun mit dem N-S-polarisierten Licht einen Winkel von 45° , beide Moden werden angeregt und das Licht kann den Analysator passieren (Hellstellung).

Geht man nun zu Objektiven mit höherer Apertur über (40x, besser 60x), so wird das konoskopische Bild zwar kleiner, zeigt aber neue Einzelheiten: Es kommen nun konzentrische Ringe hinzu (Abb.22). Dieses Phänomen läßt sich ebenfalls einfach erklären: Es werden nun auch Lichtstrahlen „eingefangen“, welche die Kristallscheibe ziemlich schräg durchsetzen, für welche die Kristallscheibe also immer dicker wird – und je dicker die Scheibe, desto größer die Phasenverschiebung (vgl. 1.8.2.1. Beobachtungen mit monochromatischem Licht). Immer dann, wenn die Phasenverschiebung gerade $n \times 360^{\circ}$ beträgt, wird das Licht ausgelöscht – bei Untersuchung mit monochromatischem Licht erhält man dann einen schwarzen Ring, bei Untersuchung mit weißem Licht erhält man farbige Ringe („Isochromen“), wobei sich die Farben aus der jeweiligen Phasenverschiebung ergeben (vgl. Abb.19).

Der Vorteil der konoskopischen Untersuchung liegt nun darin, daß auch für Kristalle, die schräg zur optischen Achse angeschliffen wurden, sofern nicht zu schräg, die optische Einachsigkeit leicht nachgewiesen werden kann: In diesem Falle liegt das Zentrum des „Malteserkreuzes“ außerhalb des konoskopischen Bildes und wandert dementsprechend beim Drehen des Objektstische außen um das Bild herum, wobei nacheinander alle vier Arme des Kreuzes einschließlich der konzentrischen Ringe durch das konoskopische Bild wandern.

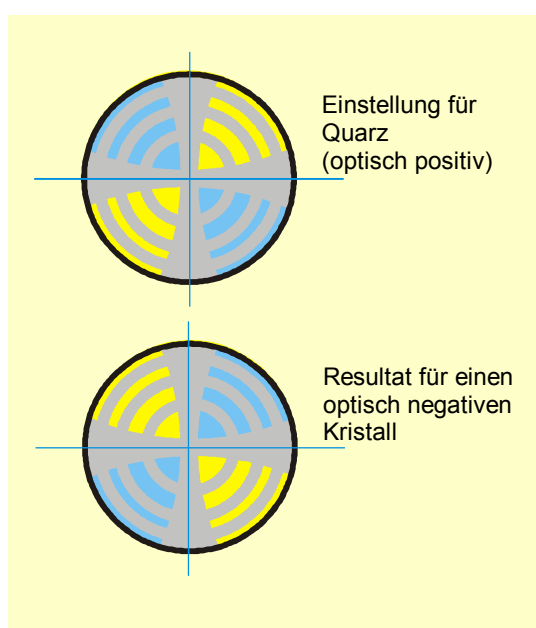


Abb.23 Optisch einachsige Kristalle

Auch zwischen positiver oder negativer optischer Einachsigkeit kann nun leicht unterschieden werden. Hierzu eicht man das Mikroskop mit Hilfe eines Quarzkristalles, der einigermaßen senkrecht zur optischen Achse angeschliffen wurde: Man legt in den Strahlengang zusätzlich ein Verzögerungsplättchen und orientiert dieses so, daß der NO-Quadrant eine niedrigere Interferenzfarbe zeigt (z.B. gelb, geringere Phasenverschiebung) als der SO-Quadrant (z.B. blau, höhere Phasenverschiebung). Diese Stellung des Verzögerungsplättchens wird markiert. Besitzt das Verzögerungsplättchen eine Phasenverschiebung von etwa 500 nm, so erscheint das Malteserkreuz nun rot (Rot 1.Ordnung). Alle optisch einachsigen Kristalle, die in gleicher Weise im NO-Quadranten die niedrigere Interferenzfarbe zeigen, sind dann, genau so

wie Quarz, optisch positiv einachsig. Kehren sich die Verhältnisse um (höhere Interferenzfarbe im NO-Quadranten), liegt ein optisch negativ einachsiger Kristall vor. Auch diese Beobachtungen lassen sich an Kristallen durchführen, die schief zur optischen Achse angeschliffen wurden.

Bei optisch zweiachsigen Kristallen sind die Verhältnisse wesentlich unübersichtlicher, insbesondere in dem leider sehr häufig vorkommenden Fall, daß die beiden Achsen einen Winkel von etwa 90° besitzen.

Schaut man genau in Richtung einer der beiden optischen Achse, so erscheint bei konoskopischer Untersuchung ein dunkler Querbalken, der sich beim Drehen des Tisches in entgegengesetzter (!) Richtung dreht.

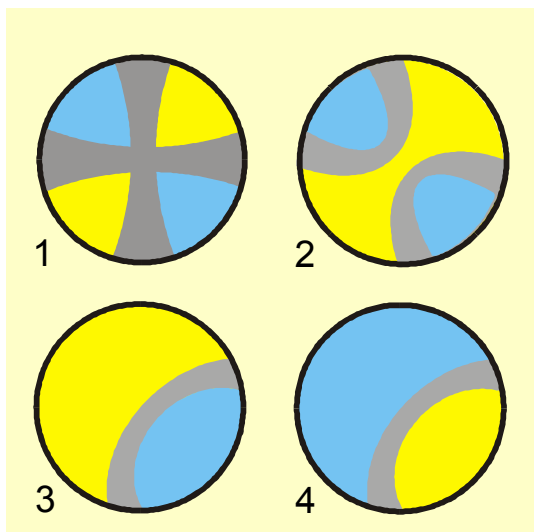


Abb.24 Ein- und zweiachsige Kristalle

Weichen die Achsenrichtungen nur wenig voneinander ab und schaut man in Richtung der spitzen Bisektrix, so verwandelt sich das Malteserkreuz in zwei fast rechtwinklige Hyperbeln und das Zentrum erscheint hell (Abb.24-2). In diesem Fall kann man gut zwischen optisch positiv zweiachsigen und optisch negativ zweiachsigen Kristallen unterscheiden: Man dreht den Kristall derart, daß die Hyperbeln nach NW und SO geöffnet sind und betrachtet die Farben innerhalb der Hyperbelbögen – sind sie so angeordnet, wie bei einem optisch positiv einachsigen Kristall (Abb.24-1), ist der Kristall optisch positiv zweiachsig und umgekehrt. Diese Unterscheidung ist auch noch möglich, wenn nur ein Hyperbelast zu sehen ist, vorausgesetzt,

dieser ist hinlänglich stark gekrümmt (Abb.24-3: positiv zweiachsig; Abb.24-4: negativ zweiachsig). Auch hier sind die grau dargestellten Arme tatsächlich gefärbt.

2. Das Anfertigen von Gesteinsdünnschliffen

Zum Anfertigen von Gesteinsdünnschliffen benötigt man weder eine teure Schleifvorrichtung noch übermäßig viel Geduld – vielmehr einige Glasplatten (ca. DIN A4, 5 mm stark, mit geglätteten Kanten; Glasverschnitt genügt), Schleifpulver der Körnungen 80, 220 und 500 (Siliziumcarbid, Qualität „schwarz“; erhältlich bei Steinmetzbetrieben oder Steinmetzbedarfshandlungen), ferner Hammer, Meißel und Schutzbrille(!).

Zunächst stellt man sich von dem zu untersuchenden Material Abschläge von doppelter Daumnagelgröße her, die nicht dicker als 5 mm sein sollten (unbedingt Schutzbrille verwenden!). Man gibt dann etwas Schleifpulver der Körnung 80 auf eine Glasplatte, setzt etwas Wasser zu und schleift den Abschlag von einer Seite plan, wobei man den Abschlag entlang einer liegenden Acht führt. Man glättet dann mit Schleifpulver 220, schließlich mit Schleifpulver 500, wobei man stets naß schleift.

Wichtig beim Schleifen ist peinliche Sauberkeit, denn man muß unbedingt vermeiden, grobes Schleifpulver (ein Körnchen genügt schon!) in das feinere Schleifpulver

zu verschleppen! Also für jede Körnung eine eigene Glasplatte verwenden,; beim Übergang zum nächsten Schleifpulver Abschlag und Hände(!) sehr gründlich mit Wasser abspülen!

Ist der Abschlag einseitig zugerichtet, trocknet man ihn sorgfältig mit einem Fön, benetzt ihn mit wenig(!) Xylol und klebt ihn mit heißem Canadabalsam auf einem Objektträger auf. Danach schleift man die andere Seite in gleicher Weise ab.

Wird der Schliff durchscheinend (bei ca. 1mm Dicke), geht man zu Schleifpulver 220 über und verfolgt den Schleifvorgang bei gekreuzten Polfiltern unter dem Mikroskop, wobei man den Schliff mit Wasser bedeckt (schwache Vergrößerung, kein Deckglas). Zunächst sieht man das „Weiß höherer Ordnung, dann erscheinen allmählich die Interferenzfarben höherer Ordnung, und wenn die Interferenzfarben 2g.Ordnung auftauchen, glättet man mit Schleifpulver 500, trocknet mit dem Fön, benetzt mit Xylol, bedeckt mit Canadabalsam und legt ein großes Deckglas auf. Die ganze Prozedur dauert nicht länger als eine Stunde.

Hat man etwas Übung, schleift man gegen Ende mit Schleifpulver 500 soweit herunter, daß die Interferenzfarben 1.Ordnung erscheinen – der Schliff besitzt dann eine Dicke von etwa 20 um – aber Vorsicht! Nach „dünn“ kommt „weg“!

Es empfiehlt sich, auch wenn dies paradox klingt, zunächst harte und zugleich feinkörnige Gesteine zu schleifen, da diese weniger zum Zerbröckeln neigen und deswegen problemloser zu schleifen sind. Will man konoskopisch untersuchen, sollte man dagegen grobkörnigen Granit schleifen. Sehr instruktiv sind auch keilförmige Schliffe von grobkörnigem Granit – man findet dann gelegentlich in einem Kristallschliff alle Interferenzfarben derselben Ordnung.

Will man sich eine Schlichsammlung anlegen, so sollte man zusätzlich auch zu jedem Schliff das Originalhandstück aufbewahren. Man versieht Schliff und Handstück mit derselben Nummer, wobei man die Nummern am besten mit rotem Siegelack auf den Handstücken anbringt, in den man, noch weich, die Nummer eingräbt.