

Il problema delle **INDICATRICI**
come INTRODUZIONE alla PETROGRAFIA
ed alla CONOSCOPIA¹

Le SUPERFICI D'ONDA

Un fascio di radiazione elettromagnetica, in particolare nel campo ottico, si propaga nello spazio come un'onda; un paragone con le onde sonore e con le onde alla superficie dell'acqua è possibile.

Supponendo per semplicità una sorgente ottica puntiforme in uno spazio omogeneo, da essa si irradia l'onda in forma di superficie sferica poiché la sua velocità di propagazione è la stessa in tutte le direzioni.

Secondo l'interpretazione di Huygens, sufficiente ancora oggi per spiegare molti fenomeni, ogni punto dello spazio raggiunto da un'onda diviene a sua volta sorgente puntiforme di un'onda sferica. Nella fig. 1, dopo un certo tempo dall'inizio dell'irraggiamento, la sorgente A ha creato attorno a sé un'onda sferica (O1). Ogni punto di questa superficie sferica diviene a sua volta il centro di un'onda elementare, sferica anch'essa; l'involuppo di tutte queste onde secondarie rappresenta una seconda superficie sferica (O2), concentrica colla prima. Così si forma una terza onda (O3), e così via.

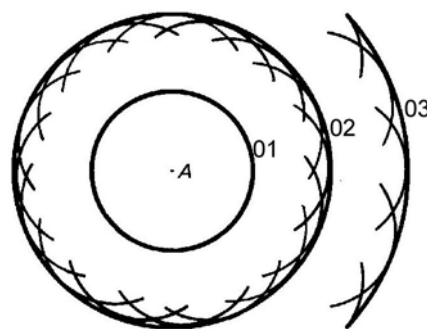


Fig. 1

La **superficie d'onda** è costituita da tutti i punti dello spazio in cui l'onda giunge nello stesso istante con la stessa fase.

In molti casi, invece dell'onda (della superficie dell'onda) conviene considerare la direzione di propagazione dell'energia, il classico "raggio" geometrico. Se il mezzo di propagazione è omogeneo ed isotropo, l'onda è sferica (S in fig. 2), i raggi sono rettilinei, e si configurano come raggi della superficie sferica dell'onda (OR, ad es.).

Se consideriamo una porzione infinitesima dell'onda, la si può assimilare ad un piano (un'onda sferica di raggio infinito si confonde con un piano [T in fig. 2]) che sarà tangente alla superficie sferica S. L'onda piana T, tangente alla superficie S, è perpendicolare al raggio R passante per il punto di tangenza.

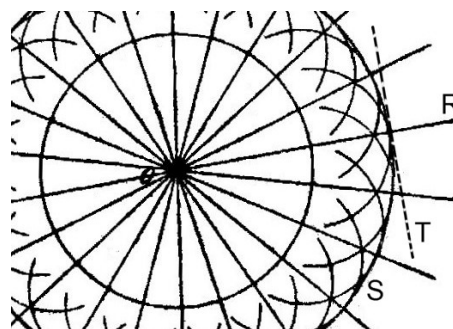


Fig. 2

In un mezzo omogeneo ma non **isotropo**², l'onda si propaga con velocità diversa a seconda della direzione e quindi la superficie d'onda non è sferica.

Consideriamo ora la velocità dell'onda in tutte le direzioni e la rappresentiamo con un

¹ Si dà per scontata una conoscenza preliminare dell'ottica e della polarizzazione in particolare. Si faccia riferimento agli articoli "Introduzione alla Microscopia in Radiazione Polarizzata" e "O 10 - La Polarizzazione della Luce", presenti in questo medesimo sito, nonché alla bibliografia citata alla fine di questo testo.

² Un corpo è non isotropo o **anisotropo** quando le sue proprietà possono anche essere le stesse in qualunque punto (il corpo allora è anche omogeneo), ma dipendono dalla direzione considerata.

Consideriamo una sorgente puntiforme A (fig. 3) in uno spazio **anisotropo** (o non isotropo, non isotropo otticamente). Disegniamo un “raggio”, che si propaga in una certa direzione AR. La lunghezza del vettore AO rappresenta il valore della velocità, o dello spazio percorso dopo un certo tempo, in direzione AR. Dopo il medesimo tempo, l’onda ha percorso in un’altra direzione, per es. AR_P, il raggio AP; in direzione AR_O il raggio AQ, e così via.

La direzione di quei raggi (AR_P o AR_Q) coincide con la “normale” alla superficie d’onda (AN_P o AN_Q). Invece, al di fuori di quei punti privilegiati, il piano tangente all’ellissoide (OF nel caso del raggio AO) **non** è perpendicolare al raggio (AO); la normale d’onda, vale a dire la retta perpendicolare alla superficie d’onda in O, ha un’altra direzione (AN nel caso nostro). Si noti anche che il segmento AF è minore di AO per cui la “normale” all’onda si propaga più lentamente del raggio.

Fig. 4 – Un’indicatrice uniasse positiva

Fig. 4 – Un'indicatrice uniasse positiva

The diagram shows a particle with spin $\vec{S}$ and magnetic moment $\vec{\mu}$ in a magnetic field $\vec{B}$. The spin vector $\vec{S}$ precesses around the z -axis with angular velocity ω_s . The magnetic moment vector $\vec{\mu}$ precesses around the z -axis with angular velocity ω . The angle between $\vec{\mu}$ and the z -axis is θ . The angle between $\vec{S}$ and the z -axis is α . The angle between $\vec{\mu}$ and $\vec{S}$ is β . The angle between the z -axis and the axis of precession of $\vec{\mu}$ is ϵ . The angle between the z -axis and the axis of precession of $\vec{S}$ is ϵ' . The angle between the z -axis and the axis of precession of $\vec{\mu}$ is ϵ . The angle between the z -axis and the axis of precession of $\vec{S}$ is ϵ' . The angle between the z -axis and the axis of precession of $\vec{\mu}$ is ϵ . The angle between the z -axis and the axis of precession of $\vec{S}$ is ϵ' .

Consideriamo un ellissoide di rotazione positivo, cioè una superficie ottenuta dalla rotazione di un'ellisse attorno al suo diametro maggiore ($\mathcal{E}$ in fig. 4³). Tracciamo un raggio di luce (una direzione di propagazione, come PP') che traversa l'ellissoide passando per il suo centro O .

2

Perpendicolarmente a PO immaginiamo un piano passante per O che taglia l'ellissoide in due metà uguali secondo un contorno ellittico.

Se ϵ ed ω rappresentano gli assi maggiore e minore dell'ellissoide, l'ellisse da noi creata (nel piano $x - y$) avrà come asse maggiore ϵ' (minore di ϵ) ed ω . Nel piano $x - y$ ogni raggio dell'ellisse rappresenta il valore dell'indice per un raggio ottico⁴ che viaggia in direzione PO e vibra in direzione di quel raggio dell'ellisse (di direzione di vibrazione parliamo subito dopo). Ogni raggio nell'ellisse o nell'ellissoide indica quindi **sia una direzione di propagazione** (per es. PO), **sia una direzione di vibrazione** (per es. OY). La lunghezza di quel raggio (geometrico) indica inoltre il **valore** dell'indice per un raggio (ottico) con quelle direzioni di propagazione e di vibrazione.

L'indicatrice degli indici consente quindi di conoscere, per ogni direzione di propagazione e di vibrazione all'interno di un corpo anisotropo, quale sarà l'indice e quindi la velocità di propagazione della luce.

Ma perché insistiamo nel definire “direzione di propagazione e di vibrazione”. Perché è necessario considerare sempre la direzione di vibrazione?

Sappiamo che la radiazione elettromagnetica in genere, e quindi quella “ottica”, è costituita da onde trasversali (o fotoni, in termini quantistici) che oscillano ognuna in un diverso “piano di vibrazione”. Ogni singola onda è dunque “polarizzata”, bisogna definirne il “piano o direzione di vibrazione”. La luce “naturale”, quella delle sorgenti naturali e di quasi tutte quelle artificiali, è costituita da un numero enorme di singole onde, ognuna polarizzata di per sé, ma globalmente non polarizzate poiché i loro piani di vibrazione sono orientati in modo casuale.

Traversando un corpo⁵ isotropo, un fascio di radiazione naturale rimane non polarizzato ed una singola onda rimane polarizzata com'era prima. Ma in un corpo anisotropo le cose cambiano.

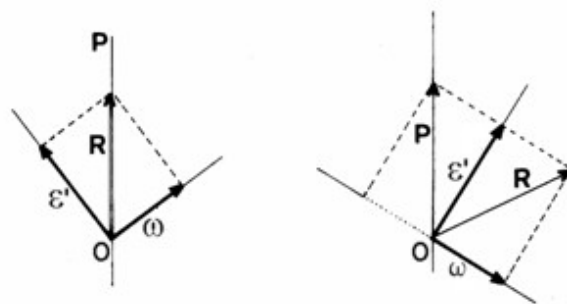
Torniamo alla fig. 4. Seguiamo il raggio P-P' (non polarizzato) che entra in un corpo anisotropo in cui l'indice varia come i raggi dell'ellissoide. Come già detto, un piano perpendicolare al raggio, come il piano $x - y$, taglia l'ellissoide disegnando un'ellisse; i raggi maggiore e minore di quest'ellisse (ϵ' ed ω) indicano che l'indice del raggio P - P' varia da ω ad ϵ' a seconda della sua direzione di vibrazione. Gli innumerevoli raggi che una normale sorgente invia in direzione P - P' possono dunque propagarsi nel corpo anisotropo con un indice, e quindi con una velocità, variabile fra due valori estremi, percorrendo quindi cammini variabili.

Qui entra in gioco il “principio di Fermat” il quale, semplificando, afferma che una radiazione che si propaga in un mezzo omogeneo può percorrere solo il cammino massimo e quello minimo possibile.

Fig. 5

Questo principio spiega le leggi della riflessione e della rifrazione ma, nel caso nostro, porta ad una strana conseguenza: i raggi emergenti dal corpo anisotropo possono vibrare solo nei due piani disegnati in basso a destra (fig. 4) attorno alla direzione di propagazione P - P', i quali piani passano per i raggi ω ed ϵ' . Sono i piani in cui l'indice assume i valori massimo e minimo e quindi il raggio viaggia con la velocità rispettivamente minima e massima. Proprio come indica il principio di Fermat.

Ed un singolo raggio che incide su un corpo anisotropo come si comporta? Dipende da quale è il suo piano di vibrazione.



⁴ Purtroppo, siamo costretti ad usare lo stesso termine “raggio” sia per indicare la direzione di propagazione dell'onda ottica (“raggio di luce”), sia per indicare il raggio geometrico dell'ellisse (segmento che collega il centro dell'ellisse con un punto sulla curva).

⁵ Si dice anche “mezzo” per indicare un materiale più o meno trasparente, un “mezzo di trasmissione”.

Immaginiamo di guardare in direzione $P - P'$ verso il piano $x - y$ della fig. 4. Riferiamoci alla fig. 5. Il piano di essa rappresenta il piano $x - y$ ed in esso i vettori ϵ' ed ω rappresentano i raggi (gli indici) massimo e minimo dell'ellisse disegnata nel piano $x - y$, quindi la proiezione dei due soli possibili piani di vibrazione dell'onda che viaggia.

In conclusione, se OP (fig. 5) è il piano di vibrazione del singolo raggio incidente (la cui proiezione è O), se ϵ' ed ω sono i raggi massimo e minimo dell'ellisse (sezione dell'ellissoide nel piano della figura), allora il raggio in O si sdoppia in due raggi che vibrano in direzione ϵ' ed ω , e solo in quelle.

È questa l'essenza della **birifrazione**: in un corpo anisotropo, qualunque onda si sdoppia in due onde che viaggiano con diverso indice e vibrano in due piani fra loro perpendicolari. Ma la direzione di questi piani non è casuale: essi devono contenere la direzioni degli indici massimo e minimo che il raggio incontra, in quella particolare direzione, attraversando il mezzo anisotropo.

Un banale fenomeno di rifrazione diviene allora birifrazione: un raggio che traversa una lamina trasparente a facce piane e parallele si sdoppia in due raggi che emergono sempre dalla lamina parallelamente al raggio incidente, ma con diverso percorso (Fig. 6). Essi inoltre, indipendentemente dallo stato del raggio incidente, emergono polarizzati in piani reciprocamente perpendicolari.

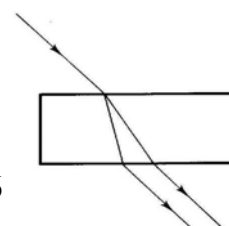


Fig. 6

Nella fig. 5 abbiamo considerato il caso generico di un raggio il cui piano di vibrazione è obliquo rispetto alle direzioni ϵ' ed ω del mezzo trasparente attraversato. Nella fig. 7 qui a destra invece il piano di vibrazione della (singola) onda incidente coincide con una delle direzioni ϵ' od ω . In questo caso, il vettore che rappresenta l'onda incidente (il suo piano di vibrazione, P in figura 7) non ammette componenti in una direzione ortogonale (ω) e quindi l'onda incidente prosegue indisturbata e non si birifrange. Vedremo che questa condizione corrisponde nell'osservazione dei cristalli alla "posizione di **estinzione**" in cui il cristallo appare otticamente inattivo e non avviene birifrazione.

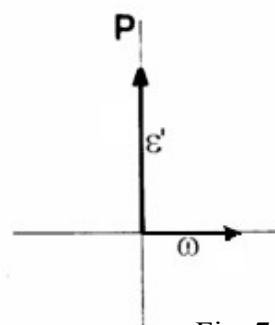
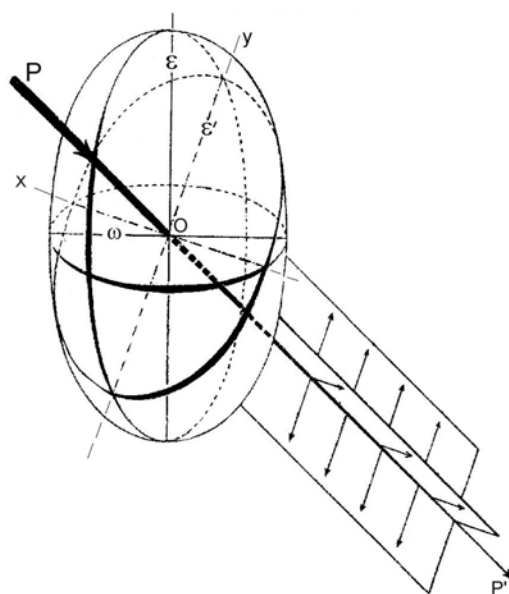


Fig. 7

Ora torniamo alla fig. 4. In essa abbiamo tacitamente supposto che l'ellissoide $\epsilon - \omega$ fosse "di rotazione" o "uniasse", nel senso che è formato dalla rotazione di un'ellisse attorno al suo asse maggiore.

Un raggio che si propagasse parallelamente alla retta x incontrerebbe in un piano ad esso perpendicolare i soliti due valori di indice ϵ' ed ω , ma con la differenza che ϵ' avrebbe il massimo valore possibile (ϵ). In questa direzione, perpendicolare ad ϵ , il raggio incontra allora la massima birifrazione possibile.

Se però il raggio viaggia parallelamente ad ϵ , in un piano perpendicolare ad esso l'ellissoide viene sezionata secondo un cerchio: ϵ' diviene pari ad ω , i due indici possibili si eguagliano e mancano così i presupposti per la birifrazione. Il raggio emerge indisturbato. La direzione di ϵ costituisce un'altra situazione di estinzione, dovuta però all'uguaglianza degli indici. Tale direzione privilegiata si chiama **asse ottico**.



I materiali che mostrano un'indicatrice degli indici come quella di fig. 4 si chiamano quindi **uniassi** (o uniassici) **positivi**. Il termine “positivo” indica che l'asse di rotazione dell'ellissoide corrisponde all'asse maggiore dell'ellisse generatrice (ϵ in figura 4). Se invece l'ellissoide nasce per rotazione di un'ellisse attorno all'asse minore (fig. 8), esso appare schiacciato, ma rimane tutto ciò che abbiamo detto per la fig. 4.

Un tale ellissoide si chiama perciò **negativo**⁶.

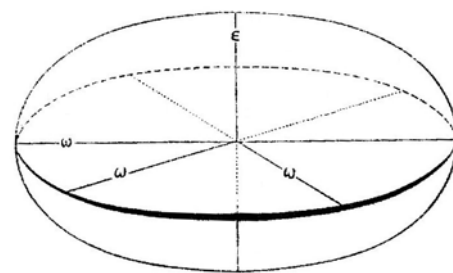


Fig. 8 – Un'indicatrice uniassiale negativa

Anche in questo caso, sezionando l'ellissoide con un piano perpendicolare all'asse di rotazione, si ottiene una figura circolare e tale asse è ancora un “asse ottico” in direzione del quale non si ha birifrazione, ma si presenta una situazione di estinzione.

Nei materiali uniassiali negativi si ha naturalmente $\epsilon < \omega$: l'indice minore è ora ϵ .

Un raggio che attraversi il materiale in una qualunque direzione ω (perpendicolare ad ϵ), incontra ancora la massima differenza di indici ($\Delta n = \omega - \epsilon$) e quindi la massima birifrazione.

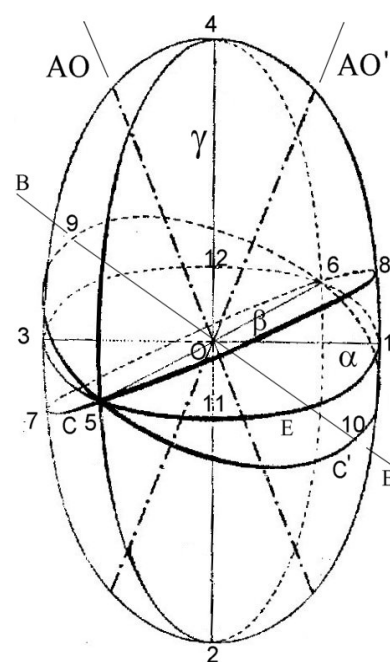
Ora consideriamo invece un ellissoide non di rotazione, ma un ellissoide “a tre assi” che, anche in direzione perpendicolare al suo asse maggiore (o minore), mostra una sezione ellittica (fig. 9).

Fig. 9- Un'indicatrice biassiale positiva

La fig. 9 è difficile da interpretare poiché rappresenta in piano una complessa struttura a tre dimensioni. Per es., il raggio α (O – 1) appare lungo quanto β (O – 6), ma è minore.

L'asse 2 – 4 (γ) rappresenta l'asse maggiore dell'ellissoide (il massimo indice); in un piano perpendicolare a γ passante per il centro O della figura l'ellissoide appare ancora come un'ellisse in cui α (segmento O–1) è il raggio (e l'indice) minore e β il maggiore. Ovviamente β ha valore intermedio fra α (il minore assoluto) e γ (il maggiore assoluto). Nel disegno, β giace sulla retta 5 – 6.

Sembra dunque che, in un mezzo dotato di una tale indicatrice, non esistano assi ottici, cioè direzioni senza birifrazione, perpendicolarmente alle quali la sezione dell'ellissoide appaia circolare. Ma non è così. Se ci si allontana dall'asse γ si può trovare una direzione (AO) in cui la sezione dell'ellissoide si allarga fino a diventare un cerchio. Allora tale direzione (di propagazione) assume le caratteristiche di un asse ottico poiché l'indice è costante per qualunque direzione di vibrazione.



Tale direzione (AO – O) forma con l'asse maggiore dell'ellissoide γ (2 – 4) un angolo V. Per ragioni di simmetria, dalla parte opposta di AO deve esistere un'altra direzione (AO'–O) con le stesse caratteristiche, che dista dall'asse γ dello stesso angolo V. Vi sono allora due assi ottici, che formano fra loro un angolo $2V$, giacenti nel piano $\alpha - \gamma$ (“angolo degli assi ottici”).

Se si considera un'altra direzione nel piano $\alpha - \gamma$ che formi con γ un angolo maggiore di V, la sezione dell'ellissoide si allunga di nuovo ma in direzione perpendicolare finché l'asse minore α diviene uguale a γ . Guardando in direzione 5 – 6 (β) l'ellisse assume il massimo allungamento ed i suoi raggi saranno α e γ . In questa direzione la differenza degli indici (Δn) e quindi la birifrazione sono massimi.

⁶ Il carattere positivo e negativo appartiene al “segno ottico” della birifrazione o del cristallo.

⁶ Le lettere ω ed ϵ corrispondono al raggio “ordinaire” ed “extraordinaire” (vedi oltre).

Nelle due direzioni degli assi ottici (AO ed AO'), si è detto, la sezione dell'ellissoide è un cerchio; questo significa che per quelle direzioni di propagazione l'indice è costante e non vi è birifrazione. Tale indice, intermedio fra quelli in direzione α e γ , è chiamato β .

Gli indici corrispondenti alle tre direzioni principali α , β e γ sono indicati coi simboli n_α , n_β ed n_γ .

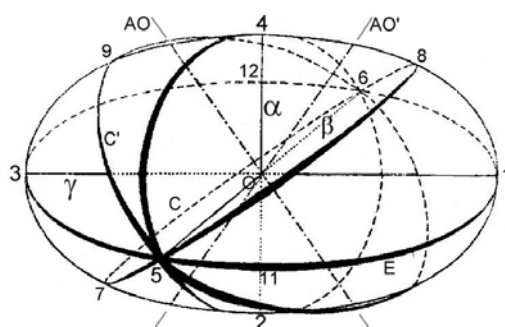
Dunque, un mezzo anisotropo può possedere uno o due assi ottici e la sua indicatrice sarà un ellissoide di rotazione o un ellissoide a tre assi. In quest'ultimo caso si parla di mezzi **biassici** dotati di tre indici principali, mentre gli uniassici possiedono un solo asse ottico e due indici principali (n_ω ed n_ϵ).

A loro volta, gli ellissoidi a tre assi possono essere **positivi** o **negativi**. Supposto di considerare gli angoli formati dagli assi ottici (2V), ve ne sarà uno acuto ed uno ottuso. Se la bisettrice dell'angolo acuto ("bisettrice acuta") corrisponde a γ , il materiale è biasse positivo; se corrisponde ad α , il materiale è negativo.

In quest'ultimo caso l'indicatrice prende la forma di fig. 10.

Fig. 10

Un'indicatrice biasse negativa



Il raggio ordinario e lo straordinario

Torniamo al caso della fig. 4 e dell'indicatrice di un mezzo trasparente, che sia uniassiale e positivo. Qualunque sia la direzione del raggio P, nel piano ad esso perpendicolare la sezione dell'ellissoide è un'ellisse con un raggio minore sempre pari ad ω , mentre l'asse maggiore varia fra ω ed ϵ . Dunque, in caso di birifrazione (direzione di propagazione diversa dall'asse ottico ϵ), uno dei due raggi biriffratti viaggerà sempre con indice costante pari ad ω . Tale raggio obbedisce alle normali leggi della rifrazione e pertanto si chiama "**ordinario**" (ecco perché si usa per indicarlo la lettera greca ω (òmega), una "o" minuscola). L'altro raggio invece, che vibra in direzione ϵ oppure ϵ' incontra un indice che dipende dalla direzione e , come vedremo, non rispetta le leggi della rifrazione, e pertanto si chiama "**straordinario**" (ϵ = epsilon minuscola).

Tutti conoscono il fenomeno dello sdoppiamento che si verifica osservando un oggetto attraverso un blocco limpido di calcite. Semplicemente poggiando il blocco (generalmente un romboedro di sfaldatura) su una carta stampata e ruotandolo attorno alla verticale, si osserva che una delle due immagini rimane ferma (stiamo osservando attraverso un corpo a facce piane e parallele e non c'è motivo perché avvenga diversamente); quest'immagine è dovuta al raggio ordinario. L'altra immagine invece si sposta ruotando attorno alla prima; essa è dunque formata da raggi che non obbediscono alle leggi della rifrazione, e pertanto si giustifica il nome di "straordinario".

Questa è la situazione in un corpo uniassiale. In un corpo biasse, invece, non esiste raggio ordinario. Nessuno dei due raggi biriffratti obbedisce alle leggi della rifrazione, e pertanto sono entrambi straordinari. Se si ripete l'esperimento del cristallo poggiato su una carta stampata con un materiale biasse, entrambe le immagini si spostano ruotando il cristallo.

Per inciso, mentre si osserva lo sdoppiamento d'immagine attraverso il cristallo, si può mettere un filtro polarizzatore davanti all'occhio e ruotarlo attorno alla direzione dello sguardo. Si constaterà che, per ogni giro completo, ognuna delle due immagini scompare due volte, alternandosi con l'altra ogni 90°. Ciò significa che ognuna delle due immagini è formata da luce

polarizzata ed ognuno dei due fasci vibra in un piano che è perpendicolare rispetto all'altro.

La PROPAGAZIONE nei CORPI ANISOTROPI

Prima ancora di parlare della struttura cristallina, cerchiamo di capire come l'orientamento dell'indicatrice all'interno di un cristallo influenzi in esso la propagazione dell'onda ottica.

Fin dall'inizio (fig. 1), abbiamo chiarito che un'onda, per l'esattezza il suo "fronte", è costituito dall'involuppo delle onde elementari originate da tutti i punti del fronte d'onda che la precede immediatamente⁷.

Pensiamo ora ad un'onda piana che incide, perpendicolarmente, sulla superficie piana di un corpo uniasse ($a' - a'' / B - B''$ in fig. 11). Sia A_3 l'asse ottico, evidentemente inclinato rispetto alla faccia superiore del corpo. Sono disegnati tre raggi paralleli ($A - B / A' - B' / A'' - B''$) cui corrisponde un'onda piana che si propaga nel tempo da $A - A' - A''$ a $B - B' - B''$. Qui, il fronte d'onda incontra l'oggetto anisotropo. Nei punti B, B', ecc. si creano, secondo il concetto di Huygens, delle onde elementari che si sdoppiano. Se l'oggetto è uniasse, si forma in ogni punto un'onda sferica (schematizzata da un semicerchio) ed un'onda ellissoidica (schematizzata da una mezza ellissi come BC, B'C', ecc.); quest'ultima però ha l'asse di rotazione (che corrisponde all'asse ottico) parallelo ad A_3 , quindi inclinato rispetto alla faccia $B - B''$.

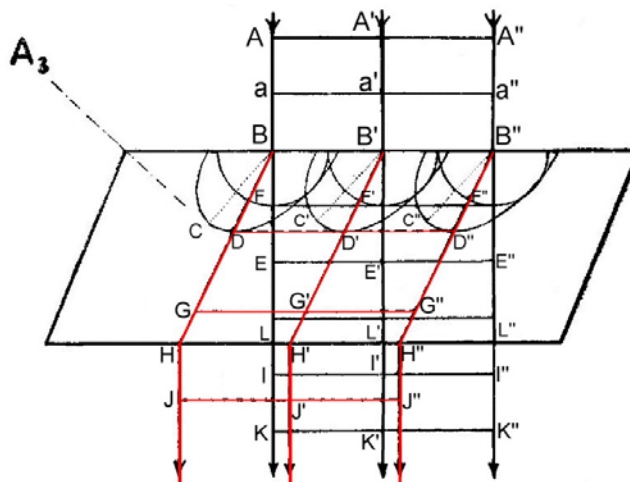
Considerando l'involuppo delle onde sferiche, cioè l'onda **ordinaria**, il fronte d'onda che si propaga nel cristallo sarà $F - F''$, poi $E - E''$ e poi $L - L''$. Giunta alla superficie inferiore dell'oggetto, che si suppone parallela a quella superiore, l'onda $L - L''$ obbedisce alle leggi della rifrazione e si propaga parallelamente a sé stessa ($I - I''$, $K - K''$ ecc.). Il raggio ordinario non è stato deviato dalla rifrazione.

Ma il fronte d'onda straordinario è costituito dal piano tangente alle onde ellissoidiche B-C, B'-C', ecc. Tale piano sarà allora $D - D' - D''$, parallelo a quello ordinario, ma spostato lateralmente. Anche il fascio straordinario (bordato di rosso in figura) dovrà emergere dalla lamina parallelo al fascio incidente, ma spostato lateralmente ($H - H'' / J - J''$, ecc.). All'interno dell'oggetto invece i due fasci seguono percorsi diversi, divergenti, come s'intuisce dalla figura.

Fig. 11 —Le linee bordate di rosso indicano i raggi straordinari ed i loro fronti d'onda.

Si noti che i fronti d'onda straordinari sono definiti dal piano tangente alle onde straordinarie, che sono quelle ellittiche (ellissoidiche).

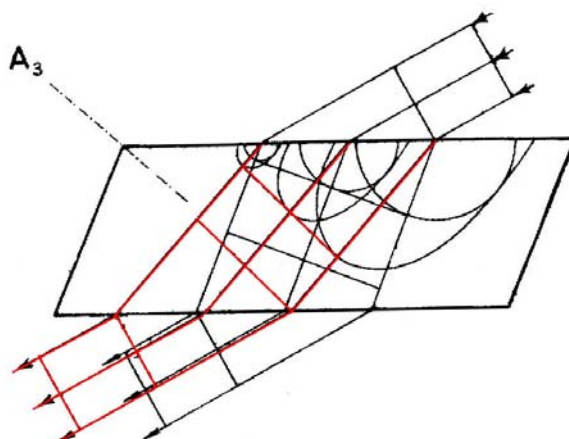
Si noti anche che il fronte d'onda straordinario ($D - D''$) non è perpendicolare ai raggi relativi (BD, B'D', ecc.). Si confronti questa figura con la fig. 3.



Possiamo esaminare rapidamente anche il caso di un fascio che incide, come prima, su una lamina anisotropa a facce piane e parallele, ma obliquamente (fig. 12). Avremo ancora due fasci emergenti paralleli fra loro ed al fascio incidente e spostati lateralmente fra loro. I due fronti d'onda all'interno dell'oggetto non sono però più paralleli.

⁷ La distanza reale, nel tempo o nello spazio, fra i successivi fronti considerati non ha importanza: si tratta di una schematizzazione geometrica.

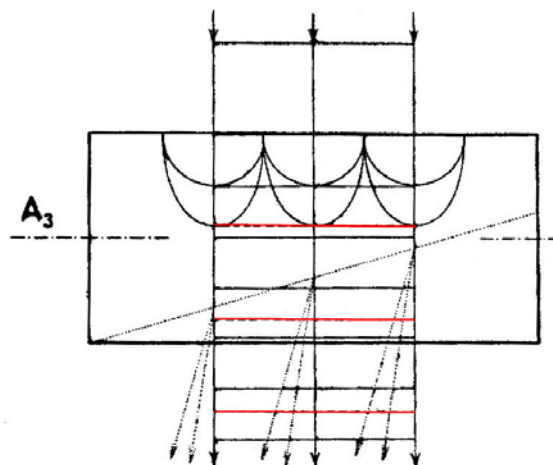
Fig. 12 – La figura appare inevitabilmente confusa, ma è sufficiente seguire le linee bordate in rosso e le corrispettive in nero per distinguere il diverso percorso dei raggi straordinari e dei loro fronti d'onda.



In entrambi i casi appena esaminati il fascio incidente viene sdoppiato: nell'osservazione attraverso un tale oggetto, come nel caso del blocco di calcite limpida sopra esaminato, si “vede doppio”.

Possiamo infine esaminare il caso di una lamina di materiale anisotropo tagliata parallelamente all'asse ottico (A_3 in fig. 13). Se un fascio incide perpendicolarmente su una lamina a facce piane e parallele come in fig. 13, si hanno i due raggi birifratti con diverso indice, anzi colla massima differenza di indice, ma essi viaggiano nella stessa direzione per cui “non si vede doppio”.

Fig. 13 – La linea punteggiata obliqua rappresenta il caso di un cristallo la cui faccia inferiore non è parallela a quella superiore. In questo caso, i due fasci birifratti (linee oblique dirette verso il basso ed a sinistra) sarebbero entrambi deviati, ma in misura diversa. Osservando il cristallo per trasparenza, si vedrebbe “doppio” ancora una volta.



Altri casi si potrebbero esaminare, ma è sufficiente aver capito il meccanismo di base: è l'orientamento dell'indicatrice all'interno del materiale isotropo a determinare la direzione dei raggi straordinari. Quelli ordinari, quando esistono (corpi uniassi), obbediscono alle leggi ordinarie della rifrazione e l'indicatrice non c'entra.

L'ESTINZIONE

Genericamente parlando, quando si osserva al microscopio polarizzatore si chiama “estinzione” quella situazione in cui il campo visuale oppure l'oggetto stesso appare nero o comunque otticamente inattivo. Ma occorre distinguere.

Un primo caso di estinzione si ha quando un fascio attraversa due filtri polarizzatori “incrociati”: come è noto, la radiazione viene polarizzata dal primo filtro ma non può attraversare il secondo, il cui piano di vibrazione è perpendicolare a quello del primo. Il campo visuale apparirà buio, cioè “estinto”.

Se uno strumento, un **polariscopio**, contiene due polarizzatori incrociati, appare quindi opaco.

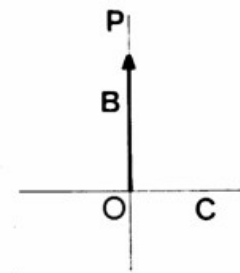
Abbiamo anche detto che, in direzione del o degli assi ottici non avviene birifrazione: se un oggetto anisotropo viene illuminato in quella direzione, si comporta come isotropo; se esso viene inserito in mezzo ai due polarizzatori incrociati, otticamente esso non esiste poiché la radiazione che l'attraversa non viene birifratta. Questa è una seconda modalità di estinzione: non viene estinto il campo illuminato, ma l'oggetto. Se l'oggetto ruota attorno al proprio asse ottico, rimane estinto.

Risulta anche chiaro da quanto detto finora che, in corpo anisotropo, qualunque onda ottica si sdoppia in due onde che vibrano in piani reciprocamente perpendicolari. Le direzioni di questi piani si possono chiamare “**direzioni privilegiate**” di quell'oggetto o “direzioni permesse”, nel senso che solo lungo di esse possono oscillare le onde. Naturalmente, questo vale all'infuori delle direzioni degli assi ottici, e le direzioni privilegiate corrispondono ai valori minimo/massimo dell'indice.

Ora, supponiamo che un oggetto anisotropo sia posto fra i due polarizzatori e che venga fatto ruotare attorno alla direzione del fascio illuminante. È ovvio che per ogni giro completo, quattro volte, ogni 90° , una delle direzioni privilegiate coincide con la direzione di vibrazione del fascio che ha attraversato il primo polarizzatore.

E qui c'è una complicazione. In fig. 14 indichiamo con O un raggio polarizzato che emerge perpendicolarmente dal piano della figura; sia OP il suo piano di vibrazione; siano OB ed OC le direzioni dell'indice massimo e minimo nell'oggetto attraversato, dunque le direzioni “permesse” di vibrazione. Il vettore incidente diretto secondo OP è perpendicolare alla direzione permessa OC. Ma allora il vettore OP non ammette componenti in direzione OC, per la buona ragione che la sua proiezione in questa direzione è nulla. Dunque il vettore OP, traversando un oggetto con le direzioni di vibrazione parallela/ortogonale alla propria non si sdoppia. In questo caso non vi è birifrazione.

Fig. 14 – Un vettore come OP non si può decomporre in direzioni parallele o perpendicolari alla propria.



Il fascio illuminante non viene quindi birifratto e siamo ancora in posizione di estinzione, ma questa volta solo in quattro precise posizioni mentre l'oggetto ruota attorno al fascio illuminante. Queste posizioni di estinzione sono anche chiamate “**posizioni normali**”.

In pratica, poggiando una lamina birifrangente, anisotropa, fra i due filtri di un polariscopio disposti “incrociati”, e quindi col campo visuale buio, estinto, e se ruotiamo la lamina attorno al proprio centro, vedremo che l'oggetto scompare ogni 90° .

Se invece l'oggetto è orientato con le sue direzioni di vibrazione a 45° da quelle dei polarizzatori (“**posizioni diagonali**”), la risultante dei due fasci birifratti avrà la massima ampiezza e l'oggetto apparirà con la massima luminosità.

Come si vede, anche i vari casi di estinzione sono legati alle direzioni significative dell'indicatrice: assi ottici ed indici massimo e minimo.

LA POLARIZZAZIONE CIRCOLARE

Accenniamo ora ad un aspetto matematico della birifrazione.

Si è detto che, emergendo da un corpo birifrangente, salvo che nelle posizioni di estinzione, qualunque fascio di radiazione viene birifratto, cioè sdoppiato in due fasci polarizzati in piani fra loro perpendicolari.

Sappiamo anche che i due raggi viaggiano con indice e con velocità diversa; emergendo dall'oggetto, essi saranno quindi sfasati fra loro, nel senso che l'uno sarà in ritardo di fase

rispetto l'altro. Riprendendo il loro percorso in aria, la direzione di vibrazione e lo sfasamento relativo si conservano, ma la loro velocità è la stessa (e la stessa di prima) poiché l'aria è isotropa.

Si può dire che, attraversando un oggetto trasparente, qualunque onda ottica cambia di velocità e quindi di lunghezza d'onda; se l'oggetto è birifrangente si hanno due onde con diversa velocità e diversa lunghezza d'onda. Al ritorno in aria, però, l'onda, o le due onde, riprendono la velocità e la lunghezza d'onda iniziale. Se c'è stata birifrazione, le due onde saranno polarizzate, ma la lunghezza d'onda sarà la stessa per entrambe.

In fig. 15 A è schematizzato un fascio che proviene dal basso, è appena emerso da un corpo anisotropo che lo ha birifratto, e si propaga in direzione OP. I due vettori n_γ ed n_α indicano i piani di vibrazione dei due fasci.

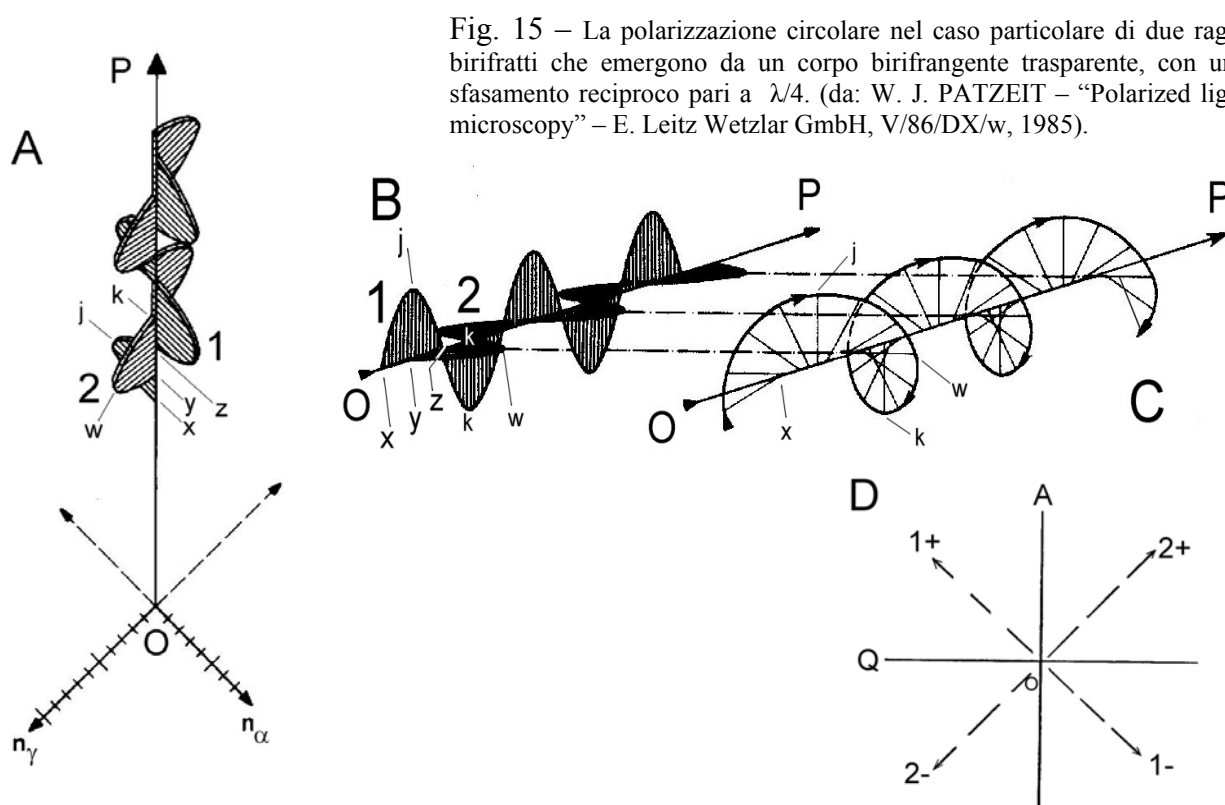


Fig. 15 – La polarizzazione circolare nel caso particolare di due raggi birifratti che emergono da un corpo birifrangente trasparente, con uno sfasamento reciproco pari a $\lambda/4$. (da: W. J. PATZEIT – “Polarized light microscopy” – E. Leitz Wetzlar GmbH, V/86/DX/w, 1985).

Ma qui abbiamo una condizione particolare: le due onde sono sfasate fra loro di $\lambda/4$. Se si osservano le due onde 1 e 2, ci si accorge che la 2 si trova in un punto di ampiezza 0 (punto y) mentre l'onda 1 ha già raggiunto l'ampiezza massima (punto j). Fra i punti x (punto 0 per l'onda 1) ed y (punto 0 per l'onda 2) lo sfasamento è di $\frac{1}{2}$ della semionda, quindi $\frac{1}{4}$ del ciclo completo ($\frac{1}{4}\lambda$).

Ebbene, se si calcola la risultante delle due onde, occorre comporre fra loro i due vettori e ci si accorge (fig. 15 B) che nel punto x l'onda 1 ha ampiezza 0 mentre il vettore 2 ha la massima ampiezza ed è diretto a sinistra; nel punto y-j l'onda 2 ha ampiezza 0 e la 1 la massima ampiezza verso l'alto; in z-w l'onda 1 è a 0 e l'onda 2 al massimo a destra, e così via. Il vettore risultante è dunque orientato a sinistra in x, in alto in y-j; a destra in z-w, ecc. Guardandolo da O verso P, lo si vedrà allora ruotare regolarmente in senso orario. Se il ritardo di fase fosse invertito, anche il senso di rotazione del vettore risultante sarebbe invertito.

Questa rotazione del vettore è solo un'astrazione matematica; nessun oggetto materiale ruota, ma piuttosto la direzione del campo associato all'onda.

Possiamo comunque affermare che un oggetto birifrangente che provochi uno sfasamento di $\frac{1}{4}\lambda$ fra i due raggi birifratti⁸ produce un'onda **polarizzata circolarmente**, nel senso che il

⁸ Un tale oggetto si definisce “ritardatore $\frac{1}{4}\lambda$ ” oppure “compensatore $\frac{1}{4}\lambda$ ” (“lambda quarti”).

vettore risultante del fascio emergente ruota attorno alla direzione di propagazione. Se i due raggi birifratti hanno la stessa intensità (l'oggetto non è pleocroico) e lo sfasamento è proprio $\frac{1}{4}\lambda$, la proiezione del vettore risultante è un cerchio.

Un'applicazione della polarizzazione circolare si ha proprio in microscopia, e precisamente nelle osservazioni conoscopiche: come è noto, fra polarizzatori incrociati si presentano delle bande nere (**isogire**) che incrociano le bande colorate da interferenza (vedi sotto), dette **isocrome** o linee **isocromatiche**. Per eliminare le isogire basta porre un ritardatore $\lambda/4$ sopra il polarizzatore ed un altro sotto l'analizzatore; i due ritardatori dovranno essere in posizione incrociata, con le loro direzioni principali a 45° dalle direzioni dei polarizzatori.

Il caso descritto della polarizzazione circolare si verifica quando i due raggi birifratti hanno la stessa ampiezza e cioè il corpo trasparente non è pleocroico e lo sfasamento è esattamente $\lambda/4$. All'infuori di queste condizioni, la proiezione del vettore risultante, in un piano perpendicolare alla propagazione, non è più un cerchio ma un'ellisse. Si parla di "polarizzazione ellittica". Se lo sfasamento decresce fino a 0 od aumenta fino a $\lambda/2$, l'ellisse si schiaccia fino a diventare un segmento e la sua direzione di allungamento ruota.

Ora consideriamo il caso che i due raggi birifratti mostrino uno sfasamento relativo di $\frac{1}{2}\lambda^9$ e vibrino sempre in piani a 45° dal piano principale del raggio incidente (OQ in fig. 15 D). Nella stessa figura, il punto O rappresenta la proiezione in pianta della direzione di propagazione OP; i vettori 1 e 2 rappresentano i piani di vibrazione delle onde 1 e 2. Sia Q il piano di vibrazione del polarizzatore; l'onda che incide sull'oggetto viene allora sdoppiata in due onde vibranti in piani indicati con 1 e 2. Se l'oggetto non introducesse alcun sfasamento fra le onde 1 e 2, nel punto di emergenza le onde 1+ e 2- sarebbero in fase e la risultante oscillerebbe ancora nel piano OQ. Se invece, come abbiamo supposto, le due onde sono sfasate di $\lambda/2$, ciò significa che sono in opposizione di fase e cioè il vettore 1+ (semionda positiva) si incontra nella direzione OQ con 2-, cioè con una semionda negativa. Il vettore risultante sarà composto allora dalle due semionde positive 1+ e 2+ e sarà diretto in direzione OA.

In conclusione, un ritardatore $\frac{1}{2}\lambda$ crea un'onda che vibra in un piano a 90° dal piano dell'onda incidente già polarizzata. In altre parole, il piano di vibrazione dell'onda che ha traversato un tale oggetto è ruotato di 90° .

Su questo principio si basano i display ad LCD in bianco e nero. La luce ambiente che incide sul display attraversa un polarizzatore, viene riflessa da uno specchio più o meno diffondente che c'è sotto e riattraversa il polarizzatore di prima. Fra il polarizzatore e lo specchio c'è però uno strato di "cristalli liquidi", un materiale che è isotropo in condizioni di riposo (il display appare chiaro) ma diventa birifrangente con sfasamento di $\lambda/2$ se è sottoposto ad un certo campo elettrico. Quando il display (od un elettrodo corrispondente ad un particolare carattere) viene "acceso", lo strato liquido introduce il ritardo $\lambda/2$, l'onda riflessa dallo specchio viene ruotata di 90° ed incide sul polarizzatore in posizione incrociata. In questo modo viene estinta ed il display, in quel punto, appare nero.

Una verifica di questo fenomeno si può ottenere ponendo i due filtri di un polariscopio in posizione incrociata. Si ha estinzione. Poniamo fra i due filtri il ritardatore $\lambda/2$, con le sue direzioni privilegiate a 45° dai piani di vibrazione dei due filtri (per evitare che si trovi anch'esso in estinzione); così è illustrato in fig. 15 D, dove OQ rappresenta il piano di vibrazione del polarizzatore ed OA quello dell'analizzatore. 1 e 2 indicano le direzioni di vibrazione nel ritardatore. Il suo colore apparirà bianco-giallastro, quello che si vede a metà del primo ordine nella tavola di Lévy (fig. 20), e corrisponde alla concordanza di fase per quasi tutto lo spettro visibile. Infatti, interferiscono e si sommano le semionde positive 1+ e 2+, e la risultante sarà parallela ad OA.

Se ora ruotiamo l'analizzatore di 90° e lo poniamo quindi "parallelo" al polarizzatore, il fondo immagine diventa chiaro poiché non si ha più estinzione, però le onde che interferiscono sono la 1+ con la 2- (se preferite, la 2+ con la 1-), si ha interferenza negativa su quasi tutto lo

⁹ "Ritardatore mezz'onda" o "compensatore lambda mezz'".

spettro ed il ritardatore appare bluastro scuro, il colore complementare del giallastro di cui sopra. Si potrebbe pensare ad una risultante delle onde 1 e 2 diretta in direzione OA ma, poiché l'analizzatore è stato posto parallelo al polarizzatore (direzione OQ) esso bloccherà tale risultante. Così il ritardatore appare quasi nero.

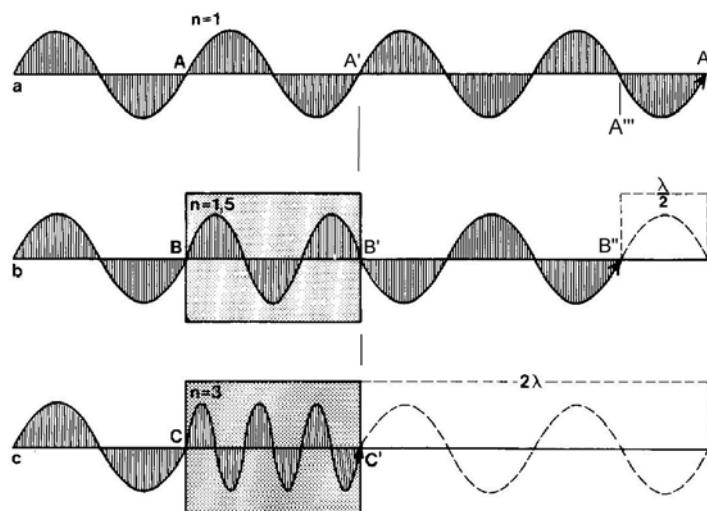
I COLORI di INTERFERENZA

In un corpo isotropo, dunque, non esiste la birifrazione, l'indice è costante, senza riferimento alla direzione, e le leggi della rifrazione sono rispettate.

In un corpo anisotropo, invece, salvo nella direzione dell'unico o dei due assi ottici, si ha birifrazione. Abbiamo anche detto che ogni raggio, od ogni fascio, formato dalla birifrazione, viaggia con indice diverso dall'altro e quindi con diversa velocità.

Per completare il concetto, consideriamo un'onda ottica trasversale, che si propaga in direzione A – A'' in un mezzo omogeneo come l'aria o, più precisamente il vuoto ((a), in fig. 16). Tali onde sono descritte da una curva caratteristica che i matematici conoscono bene, e che si chiama "sinusoide" in quanto rappresenta graficamente quella funzione trigonometrica chiamata "seno", utilizzata per esprimere il valore di un angolo.

Fig. 16 – Il ritardo di un'onda che attraversa oggetti di diverso indice.
(da: W. J. PATZEIT – "Polarized light microscopy" – E. Leitz Wetzlar GmbH, V/86/DX/w, 1985, modif.).



Nella curva (b) della fig. 16 è descritta la stessa onda che, nel punto B, incontra un mezzo trasparente diverso dall'aria (ma sempre privo di assorbimento). Nel tratto B – B' l'onda procede a velocità ridotta. Pertanto, mentre l'onda in (a) percorre lo spazio A-A', ed in esso descrive un ciclo completo (una semionda positiva ed una negativa: nei punti A ed A' la fase, la variazione dell'onda, è la stessa), la medesima onda, nello stesso tratto B – B', percorre un ciclo e mezzo (due semionde positive ed una negativa). Di conseguenza, nel momento in cui l'onda in (a) raggiunge il punto A'', l'onda in (b) raggiunge solo il punto B'' ed è in ritardo di mezzo ciclo, di "mezz'onda" ($\lambda/2$)¹⁰. Si noti che l'ultimo mezzo ciclo dell'onda in (b), che è negativo, corrisponde ad una semionda positiva dell'onda in (a). Fra le due onde in A'' e B'' vi è una differenza di fase di $\lambda/2$ o, in altre parole, esse si trovano in opposizione di fase.

Nella curva (c) lo stesso spessore C-C' è occupato da un mezzo con un indice ancora maggiore e l'onda rallenta ulteriormente. La differenza di fase finale fra l'onda in (a) e quella in (c) è ora di 2λ .

In sostanza, la differenza di indice¹¹ provoca differenze di velocità, quindi differenze di "cammino ottico", quindi un ritardo di fase di un'onda rispetto all'altra.

¹⁰ Come è noto, la lettera λ (lambda, elle minuscola dell'alfabeto greco) indica la lunghezza d'onda.

¹¹ Come già detto, la "birifrazione" in senso stretto si esprime numericamente come differenza fra gli indici ($\Delta n = n_\gamma - n_\alpha$).

Ora torniamo alla birifrazione. Abbiamo detto che, salvo che in direzione dell'asse ottico, un raggio che si propaga in un mezzo anisotropo incontra un indice diverso a seconda della direzione del suo piano di vibrazione. Poiché è consentito (principio di Fermat) il transito solo alle onde col percorso massimo o minimo, cioè con l'indice minimo o massimo, ogni singola onda si sdoppia in due onde che vibrano in piani rispettivamente perpendicolari, corrispondenti appunto ai valori estremi dell'indice (ϵ' ed ω , oppure α' e γ'). Uno sguardo all'indicatrice chiarisce la cosa.

I due raggi birifratti che emergono dall'oggetto anisotropo hanno percorso quindi due diversi “**cammini ottici**”¹² e sono l'uno in ritardo rispetto all'altro, sono “sfasati”. E dopo, cosa succede?

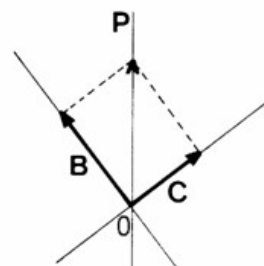
Due onde che camminano nella stessa direzione possono interferire? Per interferenza fra onde intendiamo la sovrapposizione degli effetti delle onde stesse.

Nel caso delle onde ottiche, si sa, sono coinvolti un campo magnetico ed uno elettrico che oscillano in fase in piani reciprocamente ortogonali. Ma per molti fenomeni dell'ottica si ottiene una sufficiente spiegazione considerando il solo campo elettrico e quando si parla di “piano o direzione di vibrazione” ci si riferisce al campo elettrico.

Ora, il campo esprime una forza, che è una grandezza “vettoriale”, vale a dire la si descrive con un numero (intensità della forza) ed una direzione, la direzione in cui si esercita la forza. Graficamente, questo si ottiene con un “**vettore**”, un segmento con un'estremità a freccia, la cui lunghezza è proporzionale all'intensità del campo e la cui direzione esprime la direzione ed il senso della forza esercitata dal campo.

Bene, è noto che le grandezze vettoriali si possono comporre e decomporre secondo il “principio del parallelogramma”. Supponiamo per semplicità di considerare forze meccaniche (fig. 17); sia O un oggetto poggiato su un piano. Applichiamo ad esso due corde, che lo trascinano in due direzioni diverse (nel caso dell'ottica le due direzioni sono perpendicolari fra loro, ma questo non è che un caso particolare).

Fig. 17 – Il “principio del parallelogramma”, costruito sui due vettori componenti B e C, consente di calcolare il vettore risultante OP, come diagonale del parallelogramma stesso.



Le direzioni delle due corde siano OB ed OC e la lunghezza dei due vettori B e C rappresenti l'intensità delle due forze applicate. L'oggetto si muoverà in direzione della diagonale OP e la forza ad esso realmente applicata, la “risultante”, avrà la lunghezza del vettore OP. Dunque, le due forze B e C interferiscono ed il risultato della loro interazione è espresso dalla diagonale del parallelogramma che ha per lati i due vettori “componenti” B e C.

Oltre alla composizione dei vettori, la fig. 17 può rappresentare il fenomeno opposto. Supponiamo che l'oggetto O si possa muovere solo in direzione B e C (per es. è montato su un carrello che può muoversi solo su due rotaie orientate come OB ed OC). Se tiriamo l'oggetto O con una corda in direzione OP e con una forza proporzionale alla lunghezza di OP, esso tenderà a muoversi in direzione OB ed OC, con forze proporzionali alla lunghezza dei vettori OB ed OC.

Applichiamo lo stesso concetto all'ottica. Nella fig. 17 un raggio si propaga perpendicolarmente al piano della figura e passa per O. La direzione di P rappresenti il piano di vibrazione del raggio. Se però il raggio si propaga in un mezzo anisotropo, a parte il caso dell'asse ottico, esso può vibrare solo in due direzioni fra loro perpendicolari, è vincolato ad esse. Allora il vettore OP, che esprime direzione ed intensità del campo elettro(magnetico) associato al raggio, si decompone immediatamente in due vettori (OB ed OC) che vibrano nelle direzioni consentite,

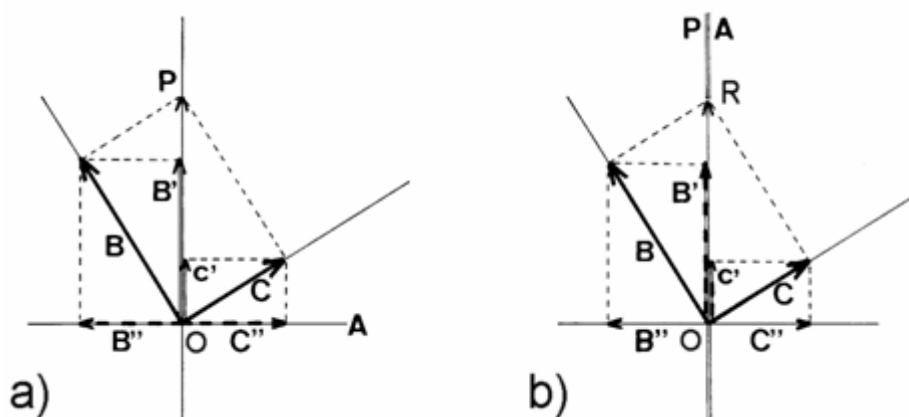
¹² Il “cammino ottico” (T) percorso da un'onda è il prodotto della distanza percorsa (d) moltiplicata per l'indice che l'onda ha incontrato in quel materiale, in quella direzione di propagazione e per quel piano di vibrazione. $T = d \cdot n$.

quelle del massimo e del minimo valore dell'indice. Questo è il significato fisico della birifrazione.

Nella figura 14 abbiamo esaminato il caso di un oggetto birfrangente posto sopra un polarizzatore in modo che una delle sue direzioni privilegiate (B) sia parallela al piano di vibrazione del polarizzatore stesso (OP). Il vettore di quest'ultimo si trova parallelo o ad angolo retto rispetto alle direzioni "permesse" dell'oggetto e quindi ammette componenti solo in direzione OP. Se un oggetto in questa posizione viene introdotto fra i due filtri di un polariscopio, l'onda polarizzata che incide sull'oggetto non si birifrange, si ha una posizione di estinzione, ecc.

Nel caso più generale però, in cui manca questo parallelismo (fig. 17 e 18), avviene birifrazione ma c'è un fatto in più: i due raggi, che vibrano in piani reciprocamente perpendicolari, hanno viaggiato attraverso lo stesso oggetto con diversa velocità, e ne emergono sfasati, uno in ritardo rispetto all'altro. Ma non possono interferire poiché vibrano in piani perpendicolari fra loro.

Fig. 18 – Schema di funzionamento di un polariscopio con filtri polarizzatori incrociati, fra i quali è stata introdotta una lamina birfrangente. Le direzioni privilegiate di questa sono oblique rispetto ai piani di vibrazione dei due filtri.



In fig. 18 è schematizzato un polariscopio; un fascio di radiazione ordinaria (non polarizzata) emerge perpendicolarmente dal piano della figura in O. Un primo filtro polarizza il fascio e la sua direzione di vibrazione (‘‘direzione principale’’, P) è OP. Il primo filtro di un polariscopio si chiama ‘‘polarizzatore’’ in senso stretto. Sappiamo che il secondo si chiama ‘‘analizzatore’’ poiché permette di analizzare, di rivelare, gli effetti della birifrazione.

Bene, sopra il polarizzatore si ponga una lamina birfrangente, le cui direzioni privilegiate siano OB ed OC. Il fascio emergente dal polarizzatore (OP) viene decomposto entro la lamina birfrangente in due vettori (B e C) secondo il principio del parallelogramma. Emergendo dalla lamina, questi due vettori si ignorano reciprocamente, non interferiscono. Gli effetti della birifrazione non sono visibili.

Poniamo ora sopra la lamina un secondo filtro, l'analizzatore.

In un primo caso (fig. 18 b) supponiamo che la direzione principale dell'analizzatore (A) sia parallela a P. I due vettori birifratti B e C si possono decomporre (sempre secondo la regola del parallelogramma) in due vettori B' e C', nella direzione ‘‘permessa’’ OA ed in due vettori B'' e C'', in direzione ortogonale rispetto alla prima (B'' - C''). Questi ultimi due vettori, essendo ‘‘normali’’ rispetto ad OA, non potranno passare, mentre i due B' e C' passeranno. La loro risultante sarà la diagonale del parallelogramma, OR ($OB' + OC' = OR$).

Nel caso più comune invece, dei due polarizzatori incrociati (fig. 18 a), la direzione principale dell'analizzatore (A) è ortogonale rispetto a P e questa volta saranno i vettori B' e C' ad essere bloccati, mentre passeranno gli altri, B'' e C'', che oscilleranno nello stesso piano (A) e potranno interferire.

Ecco la nuova situazione creata dall'analizzatore: B' e C' oppure B'' e C'' vibrano nello stesso piano, quindi possono interferire e l'onda risultante sarà la somma, punto per punto, delle due. I vettori B e C, invece, non possono interferire. L'analizzatore consente di rivelare gli effetti della birifrazione. In sua assenza, nulla rivelerebbe la presenza di birifrazione nell'oggetto.

Ma qui bisogna parlare di fase.

In fig. 18 b, se non fosse per la differenza di indice Δn , i vettori B' e C' sarebbero in fase ed i loro effetti si sommerebbero. In fig. 18a, invece, i vettori B'' e C'' avrebbero senso opposto, sarebbero in opposizione di fase ed i loro effetti si sottrarrebbero. Vogliamo dire che, fra i casi a) e b) della fig. 18, vi è una differenza di sfasamento fra i due vettori componenti finali [$B'' - C''$ nel caso a); $B' - C'$ nel caso b)] pari a $\lambda/2$, mezz'onda. Nel caso a) (sempre ignorando per ora la differenza di indice) interferiscono una semionda positiva con una negativa, mentre nel caso b) interferiscono due semionde di pari fase.

A questo punto bisogna aggiungere a questo sfasamento “d’ufficio” lo sfasamento introdotto dalla differenza di indice che i due vettori biriffratti incontrano nell’oggetto anisotropo.

Sia nel caso a) che nel caso b), il rapporto di fase fra i due vettori che interferiscono nell’analizzatore dipende, a parte la differenza di $\lambda/2$ che abbiamo chiamato “d’ufficio”, dalla differenza di **cammino ottico** subito delle due onde interferenti, differenza che è il prodotto dello spessore dell’oggetto per la differenza di indice Δn : $\Delta T = d \cdot \Delta n$.

Questa differenza di cammino ottico (ΔT) va poi divisa per la lunghezza d’onda λ in modo che un valore assoluto (il cammino ottico, appunto) sia espresso in frazioni o multipli di λ . Se questa differenza si indica con la lettera D maiuscola oppure con la lettera greca “gamma” maiuscola (Γ), avremo $\Gamma = d \cdot \Delta n / \lambda$, in cui d = spessore dell’oggetto e Δn = differenza fra gli indici. In altre parole, la differenza di cammino ottico ($d \cdot \Delta n$) diventa una differenza di fase (D o Γ).

Questa differenza di fase può andare da 0 all’infinito (oggetto di spessore infinito). Esaminiamo i vari casi possibili.

1) Se Γ è pari a 0 o ad un multiplo intero di λ (onde in fase), la risultante dell’interferenza è la somma delle due onde (interferenza costruttiva).

2) Se Γ è pari ad un multiplo dispari di $\lambda/2$, le due onde sono in opposizione di fase nel senso che la semionda positiva di un’onda si incontra con la semionda negativa dell’altra e la risultante è la differenza delle due onde (interferenza distruttiva). Se le due onde hanno la stessa ampiezza, la risultante è nulla.

3) Se Γ è diversa dai due casi citati, si hanno tutte le condizioni intermedie.

Immaginiamo di introdurre fra i filtri di un polariscopio una lamina birifrangente non in posizione di estinzione. Immaginiamo che la lamina abbia forma di cuneo, cioè spessore variabile, capace di produrre uno sfasamento da 0 ad un massimo di $3-4 \lambda$. Un tale oggetto viene normalmente venduto come accessorio dei microscopi polarizzatori.

Osserviamo il tutto con radiazione monocromatica.

Si deve vedere la lamina solcata da linee sfumate (“frange”) chiare e scure alternate, di pari larghezza. Le frange chiare sono dovute ad interferenza costruttiva (caso 1 sopra descritto). Le frange scure corrispondono ad interferenza distruttiva (caso 2). Le zone intermedie a sfasamento intermedio (caso 3).

Ora immaginiamo di ripetere l’osservazione con luce bianca. Poiché Γ è espresso in lunghezze d’onda (λ), avremo tanti sistemi di frange, di diversa larghezza, quanti sono i valori di λ contenuti nella radiazione della sorgente utilizzata, dunque infiniti.

In corrispondenza di spessore nullo, avremo Γ pari a $0 + \lambda/2$ ($\lambda/2$ rappresenta lo sfasamento dovuto alla posizione incrociata dei filtri, quello sfasamento che abbiamo chiamato “d’ufficio”). Presso lo spigolo del cuneo avremo quindi opposizione di fase ed una frangia scura per tutte le lunghezze d’onda interessate, dunque buio totale (fascia 0 in fig. 19). Con $\Gamma = \lambda/2 + \lambda/2$ avremo la prima frangia chiara, all’incirca per tutte le λ , quindi bianca (fascia bianca “ $\lambda/2$ ” in fig. 19, interferenza positiva). Proseguendo verso i maggiori spessori, avremo frangia scura prima per le minori λ (regione del viola nello spettro ottico) e quindi un residuo giallastro (è un colore di sottrazione, il “giallo di sottrazione”, un misto di verde-giallo-rosso, dunque un “bianco meno viola”, non un giallo spettrale puro). Subito dopo andranno in interferenza negativa il blu, ed avremo una risultante arancio, poi il verde, ed avremo una risultante magenta o porpora (“bianco meno verde”)(fascia “ λ ” in fig. 18), poi il giallo-rosso, ed avremo una risultante bluastra, il cyan (bianco meno rosso), ecc.

Andando verso la parte a maggior spessore del cuneo, e quindi a maggiore Γ , si avrà una ripetizione regolare di questi colori, ma i sistemi di frange relativi ai diversi valori di λ risulteranno sempre più sfalsati fra loro, i colori di sottrazione sempre più sbiaditi e, dopo un valore di Γ pari a $5-6 \lambda$, resterà solo un biancastro indefinito chiamato “bianco di ordine superiore”.

Ciò si vede nella fotografia di fig. 19 e nella figura teorica di fig. 20. Il primo “ordine” nella serie di colori d’interferenza termina a $\Gamma = \lambda = 550 \text{ nm}$.

Fig. 19 – Fotografia del cuneo di quarzo per circa 2,5 “ordini”. Ogni ordine corrisponde ad un valore di Γ pari a $\lambda = 550 \text{ nm}$ (regione del verde).

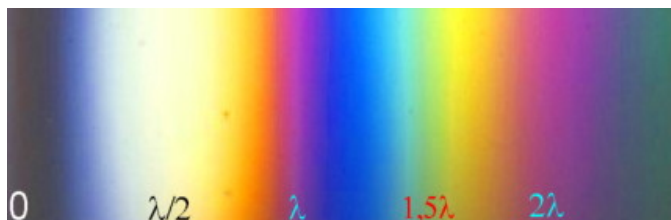
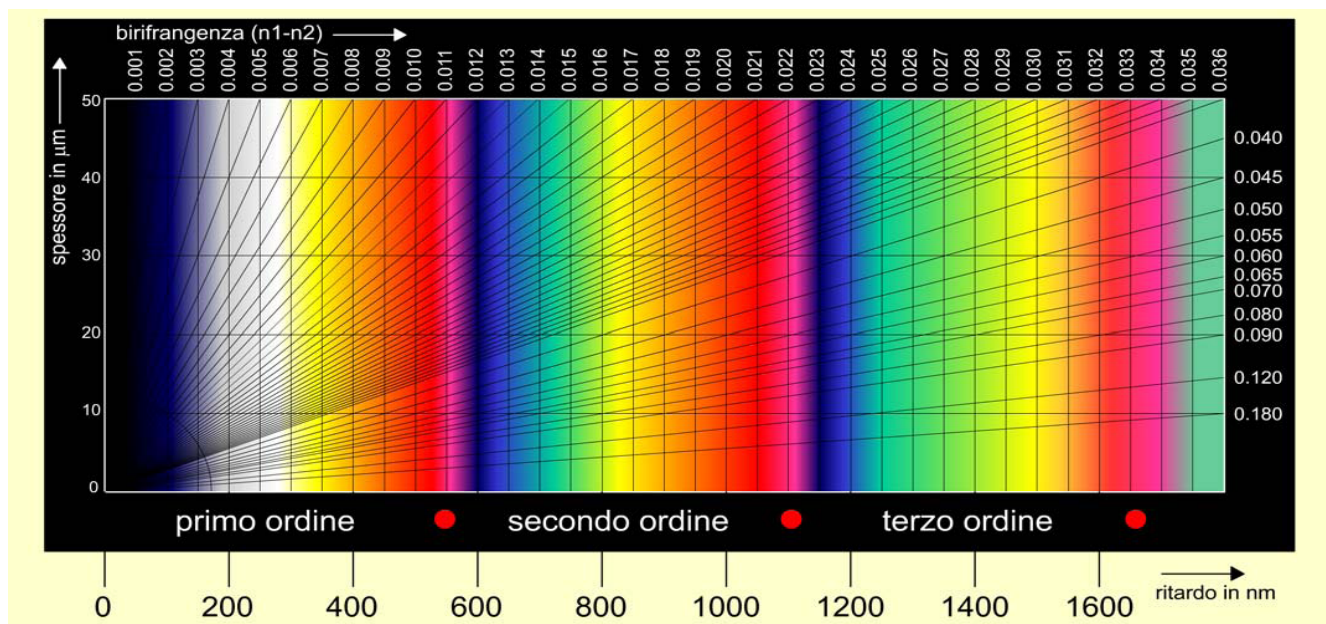


Fig. 20 – La classica “Tavola di Michel Lévy” che riporta i colori d’interferenza in corrispondenza ai differenti valori di sfasamento (“ritardo”, espresso in nanometri (nm)). Conoscendo lo spessore dell’oggetto (ordinate, espresso in micron (μm)), se ne ricava il valore della differenza di indice o “birifrangenza” (scala in alto).

I pallini rossi corrispondono a valori di ritardo (Γ) pari a 1λ , 2λ , 3λ , con $\lambda = 550 \text{ nm}$, che creano le fasce color magenta.



Se ora disponiamo l’analizzatore parallelo al polarizzatore, si elimina lo sfasamento “d’ufficio” di $\lambda/2$ e le condizioni d’interferenza s’invertono (la fascia iniziale nera corrisponde a $\Gamma = 0$ e diventa bianca; la fascia bianca corrisponde a $\Gamma = \lambda/2$ e diventa magenta, ecc.). In altre parole, i colori della tavola divengono complementari di quelli osservati a filtri incrociati.

Conclusione, l’osservazione dei colori di sottrazione da interferenza in radiazione polarizzata consente di misurare, o almeno valutare, a colpo d’occhio il ritardo di fase fra i due raggi birifratti. Sulla base della tabella di Michel Lévy, noto lo spessore dell’oggetto (nei preparati petrografici si usa in genere 30μ), se ne ricava il potere birifrattivo dell’oggetto, cioè la differenza fra gli indici massimo e minimo. Questa grandezza (il suo valor massimo) è caratteristica per ogni specie mineralogica e può rappresentare un mezzo di identificazione.

Anche nel caso dei colori d’interferenza, notiamo che tutti i fenomeni osservati sono legati alla direzione di propagazione della luce, posta in relazione alle direzioni significative dell’indicatrice del corpo in esame. Ruotando in qualunque direzione il cuneo, o qualunque corpo birifrangente posto fra polarizzatori incrociati, si osserverà che i colori cambiano e le frange si spostano, eventualmente cambiando “passo”.

In pratica: data una sezione sottile di roccia, o comunque di un aggregato di granuli eterogenei, si osservano numerosi granuli della stessa specie mineralogica, si misurano (per mezzo della tavola di cui sopra o con appositi “compensatori” variabili) i valori di birifrazione e si prende il massimo valore misurato come caratteristico della specie. È necessario prendere come riferimento il valore massimo poiché, sappiamo bene, il potere birifrattivo dipende dall’orientamento del granulo e quindi i valori che misureremo varieranno da 0 (granulo orientato con l’asse ottico parallelo alla direzione del fascio incidente) ad un massimo (granulo con asse ottico perpendicolare). A quel punto, si può presumere di aver misurato un valore di poco inferiore al valore caratteristico della specie.

Questa tecnica presuppone alcune condizioni:

- il numero di granuli della specie interessata deve essere elevato per essere sicuri che almeno uno presenti l’orientamento che dà il massimo valore;
- i granuli non devono presentare un orientamento preferenziale per evitare errori statistici;
- i granuli della stessa specie devono essere riconoscibili per qualche carattere come la forma, il colore, le microfratture interne, il “rilievo” (= contrasto ai bordi), ecc.

Abbiamo citato sopra i “compensatori”; se ne parla diffusamente altrove, ma qui vogliamo ricordare che si tratta di lamine birifrangenti poste prima o dopo l’oggetto, fra i due polarizzatori. Se essi sono posti come l’oggetto in posizione “diagonale”, i raggi birifratti emergenti dall’oggetto si propagano nel compensatore senza alterare il loro orientamento. Se l’indice massimo dell’oggetto è orientato come quello del compensatore, i due ritardi si sommano ed i due corpi si dicono “in posizione di addizione”. Se l’indice massimo di un corpo è orientato come il minimo dell’altro, i due ritardi si sottraggono e si parla di “posizione di sottrazione”.

Per completezza, ricordiamo che, come l’indice, anche la birifrazione varia al variare della lunghezza d’onda (“dispersione della birifrazione”). Ciò significa che, nel caso di certi minerali come il topazio, questa dispersione è così forte che il fenomeno dei colori d’interferenza subisce grandi alterazioni e lo schema ideale finora descritto non si applica più.

Ricordiamo anche che i colori d’interferenza sono legati allo sfasamento fra i raggi birifratti e quindi ANCHE allo spessore dell’oggetto. Se l’oggetto, come avviene di solito, è laminare, lo sfasamento dipende perciò anche dal percorso che ogni raggio compie all’interno della lamina e quindi dalla sua inclinazione. Ne consegue che, se eseguiamo l’osservazione delle interferenze con un fascio illuminante a piena apertura, a seconda dell’inclinazione dei raggi che formano quel fascio, il colore d’interferenza cambierà ed il colore risultante sarà la sovrapposizione di molti colori simili e perderà in saturazione. Queste osservazioni vanno quindi eseguite con ridotta apertura del fascio illuminante e quindi col diaframma d’apertura molto chiuso: si parla di “osservazioni **ortoscopiche**” o “in luce parallela”, proprio alludendo al semi-parallelismo del fascio illuminante.

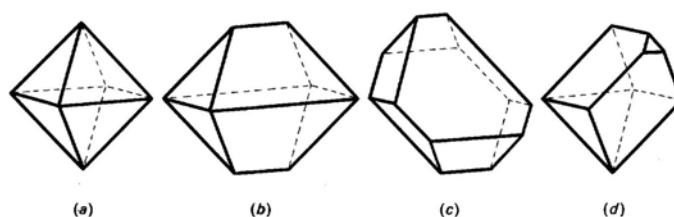
L’osservazione a forte apertura (**conoscopia**) produrrebbe colori d’interferenza sbiaditi. Se però si osserva non l’oggetto, ma la pupilla dell’obiettivo (con la “Lenti di Amici” o altro mezzo) si ottengono delle “figure d’interferenza” caratteristiche, sempre legate al comportamento dell’indicatrice e quindi rivelatrici delle proprietà e della natura dell’oggetto osservato. Si veda in bibliografia.

LA STRUTTURA CRISTALLINA

Da secoli, i mineralogisti si erano accorti che gli angoli diedri fra le facce dei cristalli della stessa specie mineralogica presentano spesso valori costanti, indipendentemente dalla forma esterna e dalle dimensioni. Anche in seguito alla fratturazione spontanea (“sfaldatura”), certi cristalli cambiano forma ma conservano il valore degli angoli fra le facce.

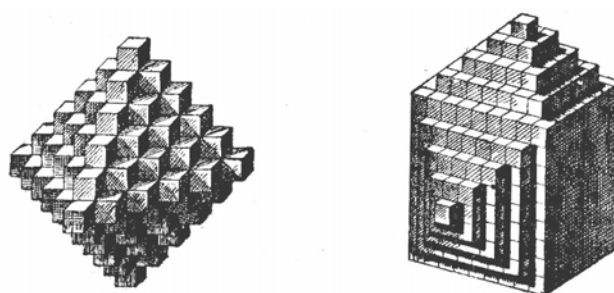
Nella fig. 21 sono schematizzati vari cristalli che hanno forma assai varia, ma rispettano il principio della costanza dei diedri.

Fig. 21 – Forme cristalline diverse possono presentare fra facce corrispondenti gli stessi angoli diedri, che diventano perciò caratteristici di una stessa specie mineralogica. In ognuna delle forme rappresentate si possono riconoscere le facce tipiche dell'ottaedro. (da: S. BONATTI e M. FRANZINI – “Cristallografia Mineralogica” - Boringhieri SpA, Torino, 1984).



Fin dal 1781, l'abate René Just Haüy spiegò questi fatti supponendo che i cristalli fossero costituiti da piccoli poliedri identici, con forma corrispondente al poliedro cristallino ideale, e che questi elementi (le “molecole integranti”), disponendosi per strati successivi, costruissero le facce del cristallo reale; supponendo un accrescimento progressivo del cristallo per apposizione di strati paralleli di elementi, ma con diversa velocità nelle varie direzioni, lo sviluppo delle facce avrebbe potuto essere assai variabile, pur conservando esse l'orientamento originale (fig. 22).

Fig. 22 – Sviluppo delle forme cristalline per aggiunta successiva di strati di “elementi” geometrici regolari secondo piani ordinati, formanti fra loro angoli costanti. Per es., gli elementi cubici produrrebbero forme diverse (ottaedro e cubo nella figura), solo per differenze di velocità d'accrescimento nelle diverse direzioni.

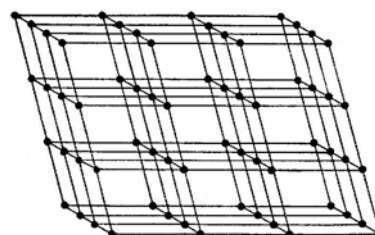


Oggi sappiamo che i cristalli sono costituiti da particelle elementari (atomi o ioni) disposti in file rettilinee, a distanze costanti; che le file sono disposte, parallele fra loro, in piani, sempre a distanze costanti; che i piani si susseguono paralleli, sempre a distanze costanti. Il tutto a formare una rete a tre dimensioni, come in fig. 23. È il cosiddetto **reticolo cristallino**.

Stabilito allora che le distanze fra le particelle di una fila sono costanti, e così le distanze fra le file di un piano e fra i piani, si osserva però che le tre distanze non sono in genere uguali; esse sono legate alle dimensioni degli ioni, ai loro legami (di natura elettrica od altro), alle possibili combinazioni di essi nello spazio. Può anche succedere che gli stessi atomi possano accostarsi l'un l'altro con rapporti geometrici diversi e costruire reticoli completamente diversi, facendo assumere al cristallo proprietà assai differenti. Basta pensare al diamante ed alla grafite, sempre formati da atomi di carbonio, ma diversamente disposti nello spazio. Si parla di “allotropi”.

Appurato comunque che le facce si formano per aggiunta di strati successivi di particelle, ne risulta che le facce si accrescono rimanendo parallele a sé stesse e così si spiega la legge della “costanza degli angoli diedri”. Una faccia cristallina conserva il suo valore, ovunque si trovi, visto che rimane parallela ad un piano caratteristico del reticolo.

Fig. 23 – Un ideale reticolo cristallino a tre dimensioni.

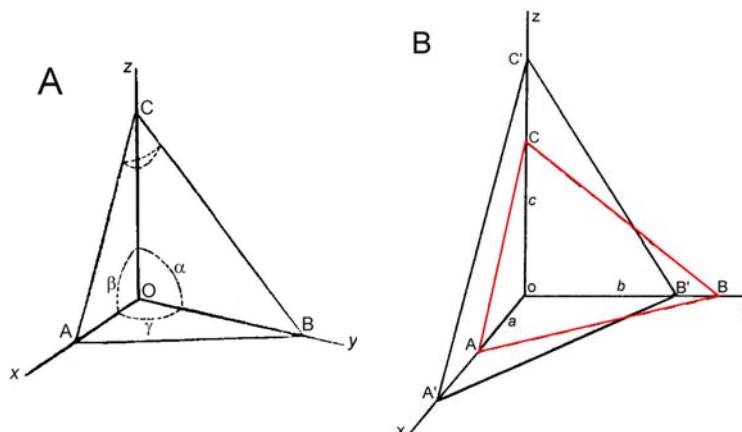


Dalla fig. 23 si potrebbe pensare che un reticolo sia definito quando si conoscono le distanze fra le particelle nelle tre direzioni dei filari e gli angoli fra i filari. In realtà la “cella elementare” del reticolo non è sempre un semplice parallelepipedo poiché può presentare all'interno del

poliedro o delle facce altre particelle. Specialmente quando la sostanza componente il cristallo non è un elemento semplice ma un composto, gli atomi dei diversi elementi componenti possono creare celle elementari assai complesse. In particolare, ognuna delle specie atomiche (o ioniche) presenti nel reticolo complessivo può costituire un reticolo a parte ed i vari reticoli si compenetrano in maniera regolare e periodica.

Consideriamo ora alcuni elementi geometrici di un reticolo tridimensionale. Possiamo identificare in un reticolo tre direzioni fondamentali in cui la densità delle particelle è massima; tali direzioni corrispondono anche a tre spigoli possibili del cristallo reale, non complanari, e si devono incontrare in un punto, l'origine degli assi (O in fig. 24). Esse diventano allora gli “assi cristallografici” che formano la “croce assiale”. Per ogni specie mineralogica, gli angoli fra gli assi (α , β e γ in fig. 24 A) assumono valori caratteristici, e spesso sono diversi da 90° .

Fig. 24 – La faccia fondamentale di un cristallo riferita ai tre assi fondamentali x, y e z. Nella sezione B, oltre alla faccia fondamentale segnata in rosso, è indicata un'altra faccia possibile di quella specie mineralogica, che taglia la croce assiale secondo parametri diversi.



In fig. 24 A e B si indica col triangolo ABC una delle facce più frequenti, che si possono sempre riconoscere in una data specie mineralogica; sarà la “faccia fondamentale”. Quando è possibile, tale faccia viene scelta in modo da tagliare tutti e tre gli assi. I segmenti che la faccia fondamentale taglia sui tre assi (**a**, **b** e **c**) si dicono “**parametri**” della faccia. Poiché qualunque piano parallelo ad una faccia, come si è detto, conserva il valore cristallografico della faccia stessa, il valore assoluto dei parametri non conta: conta il rapporto fra i parametri. Per identificare una faccia è sufficiente allora indicare non il valore assoluto di **a**, **b** e **c**, ma il rapporto **a:b:c**.

Consideriamo ora un'altra faccia possibile del cristallo, come la A' – B' – C' in fig. 24 B. Per definirla, anche qui, non occorre dare il valore dei suoi parametri, ma il rapporto fra i suoi parametri ($a' = A'O$ / $b' = B'O$ / $c' = C'O$) ed i parametri della faccia fondamentale. Tali rapporti, detti “**indici**”, saranno:

$$a/a' = h \quad b/b' = k \quad c/c' = l$$

L'insieme dei rapporti **h**, **k** ed **l** (**h:k:l**) si chiama “**simbolo**” di una faccia, e si racchiude fra parentesi tonde.

La legge della razionalità degli indici

Questa legge, stabilita empiricamente da Hauy, sostiene che gli “indici”, come sopra definiti, sono numeri razionali che stanno fra di loro come numeri interi semplici.

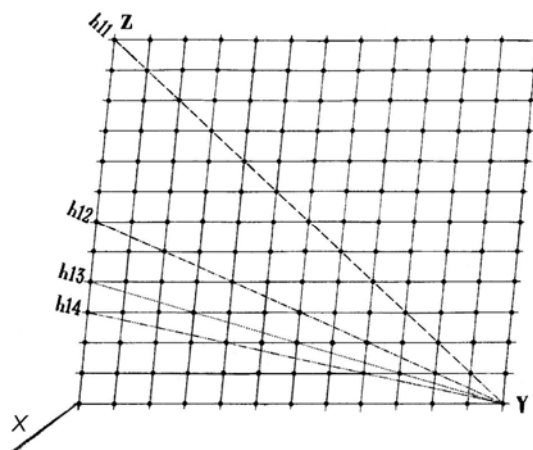
Dal punto di vista fisico, la spiegazione di questa affermazione è semplice.

Ogni faccia o spigolo di un cristallo deve corrispondere ad un piano od una direzione di elevata densità di particelle.

In fig. 25 si considera un singolo piano di un reticolo, ma lo stesso discorso si può fare negli altri piani.

Fig. 25 – Schema di rappresentazione dei parametri cristallini. È raffigurato un piano del reticolo, supposto semplice, che definisce gli assi Y e Z. Il terzo asse (X) è appena accennato.

Ogni punto nero rappresenta una particella del reticolo. Le linee tratteggiate oblique rappresentano la traccia di una faccia possibile del cristallo. Si vede che lo stesso reticolo può dare luogo a facce diversamente inclinate, ma sempre secondo angoli determinati.

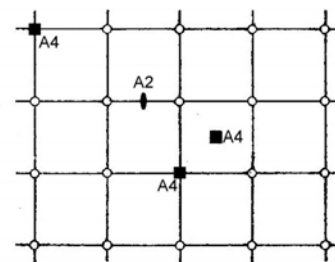


Le linee oblique h_{11} , h_{12} , h_{13} ed h_{14} costituiscono la traccia di possibili piani di particelle, quindi di possibili facce. La h_{11} attraversa in diagonale le celle elementari del reticolo: uno spazio elementare in direzione Y ed uno in direzione Z. La h_{12} incontra una particella ogni due celle in direzione Y ed una in Z. La h_{13} tre celle in Y ed una in Z, e così via. Guardando il lato sinistro del piano reticolare (asse Z) e quello inferiore (asse Y), si vede come i parametri della faccia siano sempre multipli interi di un lato della cella elementare. Ecco dunque che i rapporti fra i parametri, gli indici, devono rappresentare numeri razionali.

Al seguito di queste considerazioni, è chiaro che in un reticolo cristallino si possono riconoscere molti elementi di simmetria: assi girici, piani, centri, ecc. L'argomento non verrà affrontato in questa sede, se non altro perché esistono degli ottimi testi, fra cui qualcuno è citato in bibliografia. Ma una semplice figura può dare un'idea del problema (fig. 26).

Nel più semplice reticolo che si possa immaginare, quello a maglie quadrate, già si riconoscono un asse girico binario (A_2), secondo il quale la figura ricalca sé stessa ad ogni rotazione di 180° , un asse quaternario ad ogni vertice ed uno al centro di ogni maglia (A_4), secondo il quale la figura si ricalca ogni 90° , ecc.

Fig. 26 – Alcuni elementi di simmetria in un reticolo a maglie quadrate. Oltre a vari assi girici (A_2 ed A_4), si possono tracciare numerosi piani di simmetria passanti per i lati o le diagonali della cella elementare, un centro di simmetria, ecc.



Naturalmente, gli elementi di simmetria del reticolo cristallino si riflettono sulla simmetria delle forme cristalline ideali (quelle reali sono spesso deformate ed irregolari per l'influenza dei fattori fisico-chimici presenti durante l'accrescimento del cristallo), sulle proprietà ottiche e quindi sulla forma delle indicatrici.

Ma questo non è che l'aspetto geometrico del reticolo cristallino.

Se consideriamo le dimensioni degli atomi o degli ioni che costituiscono il reticolo cristallino, ci accorgiamo che esse sono da 100 a 1.000 volte più piccole della lunghezza d'onda della luce. Verrebbe quindi da pensare che nel campo ottico nessuno strumento possa darci informazioni sulla struttura intima dei cristalli. E invece questa struttura influenza la velocità e lo stato di polarizzazione della radiazione in modo apprezzabile, con possibilità di ricavarne misure precise. Il microscopio polarizzatore diviene perciò un vero strumento di misura capace di illustrare alcuni aspetti dell'oggetto a livello atomico o molecolare.

Una semplice considerazione ci consente di capire la relazione fra la struttura intima ed il

comportamento ottico dei cristalli.

Dal punto di vista ottico, ogni direzione di propagazione o di vibrazione all'interno del reticolo comporta una diversa densità di particelle, quindi una diversa interazione fra particelle ed onda, quindi un diverso indice ... : ecco spiegata la ragione della forma ellissoidica dell'indicatrice degli indici e la causa prima della birifrazione.

Un'occhiata alla fig. 25 dovrebbe bastare per intuire il concetto, a condizione che non si consideri la densità delle particelle lungo una semplice direzione ma in uno spazio più o meno cilindrico centrato sulla direzione che consideriamo, comprendente molte particelle per ogni sezione trasversale del cilindro. In altre parole, l'interazione onda-materia non si svolge lungo una semplice retta geometrica, ma nello spazio. Per capirci, se contiamo quante particelle si trovano nelle direzioni h_{12} ed h_{13} , troviamo una particella ogni due celle in h_{12} ed una ogni tre celle in h_{13} . Verrebbe da dire che gli indici nelle due direzioni considerate dovrebbero stare fra loro nel rapporto 2:3. Ma, se consideriamo la densità di particelle in un intorno delle due direzioni considerate, ci accorgiamo che il numero di particelle per unità di volume non è poi tanto diverso. Questo spiega perché le variazioni del raggio delle indicatrici sono gradualmente e non presentano discontinuità, come pure la superficie degli ellissoidi. Così sono continue le variazioni degli indici e la misura di essi si può mettere in relazione con la densità delle particelle in tutte le direzioni di propagazione.

Le direzioni di vibrazione nei corpi anisotropi ci indicano poi le direzioni in cui quei corpi presentano la minima e la massima densità di particelle, oppure in cui sono allungate od orientate di preferenza quelle particelle. Ecco perché si hanno indicazioni sulla struttura intima del corpo a livello di atomi o molecole. Basta pensare alla forte birifrazione delle fibre tessili, naturali ed artificiali, della cellulosa, della lignina, della cheratina, dell'amido, ecc.

BIBLIOGRAFIA

PETROGRAFIA E MINERALOGIA

- C. ANDREATTA – “Mineralogia” - Ist. Di Mineralogia e Petrografia, Univers. Di Bologna, 1943. 693 pagg., 522 figg.
- A. E. ADAMS, W. S. MACKENZIE, C. GUILFORD – “Atlante delle rocce sedimentarie al microscopio” – Zanichelli, Bologna, 1988, 101 pagg., 217 figg.
- E. ARTINI – “I minerali” – U. Hoepli, Milano, 1981. 577 pagg., 251 figg., 48 foto BN.
- E. ARTINI – “Le rocce” – U. Hoepli, Milano, 1979. 743 pagg., 145 figg., 32 foto BN.
- S. BONATTI e M. FRANZINI – “Cristallografia Mineralogica” - Boringhieri SpA, Torino, 1984 (361 pagg.).
- H. WILLIAMS, F. J. TURNER, C. M. GILBERT – “Petrography, an introduction to the study of rocks in thin sections” – W. H. Freeman & C., S; Francisco, 1954. 386 pagg., 133 figg.
- U. ZEZZA – “Petrografia microscopica” – La goliardica pavese, Pavia, 1976 – 295 pagg., 39 foto + numerosi disegni non quantizzati.

OTTICA IN RADIAZIONE POLARIZZATA

G: SINI -- “O 10 - “La Polarizzazione della luce” (Introduzione divulgativa) – www.funsci.com. 2007; 19 pagg., 28 figg.

Per un approccio generale all’ottica in polarizzazione è bene rivolgersi ad un buon trattato di ottica. Citiamo solo:

F.A. JENKINS e H.E. WHITE – “Ottica” - Istituto Editoriale Universitario - Milano, 1972 (791 pagg.).

MICROSCOPIA PETROGRAFICA

Una estesa bibliografia sul microscopio polarizzatore si può trovare alla sezione 6.1.4 nell’ottimo trattato di:

H. BEYER e H. RIESENBERG – “Handbuch der Mikroskopie” - Veb Verlag Technik, Berlin, 1988 . 455 pagg.

Raccomandiamo vivamente questo testo per il suo rigore, la sua completezza e la sua chiarezza. Non per niente i suoi autori sono fra i massimi esperti della casa ZEISS di Jena.

C. BURRI – “Das Polarisations-Mikroskop”, Verlag Birkhauser, Basel, 1950.

F. FALINI – “Il Riconoscimento Microscopico dei Minerali” - Ist. Poligrafico dello Stato, 1953 (589 pagg.).

A. F. HALLIMOND – “Universal stage methods” - Min. Mag. Nr. 7/8, 1950.

A. F. HALLIMOND – “Manual of the polarizing microscope”, sec. ediz., Cooke, Throughton e Simms, York, 1953.

P. F. KERR – “Optical Mineralogy” – McGraw-Hill, N. Y., 1959. 425 pagg., Figg. non quantizzate.

D. E. KILE -- “The Petrographic Microscope: Evolution of a Mineralogical Research Instrument” - Special Publication N°1, The Mineralogical Record, Inc., 2003, Tucson, Arizona. 96 pagg., 107 + 4 figg.

O. LEEDER und H. J. BLANKENBURG – “Polarisationsmikroskopie” - VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1989 (102 pagg.).

W. S. MACKENZIE, C. GUILFORD – “Atlante dei minerali costituenti le rocce in sezione sottile” - Zanichelli, Bologna, 1985, 97 pagg., circa 250 foto a colori.

W. J. PATZEIT – “Polarized light microscopy” – E. Leitz Wetzlar GmbH, V/86/DX/w, 1985. 99

pagg., 104 figg.

G: SINI -- “Introduzione alla microscopia in radiazione polarizzata” – www.Funsci.com. – nella serie “Approfondimenti di Microscopia Ottica”. 2006, 55 pagg, 25 figg.

A. N. WINCHELL – “Elements of optical Mineralogy” – J. Wiley, N. Y. – 1937. 254 pagg. 267 figg.

NB. Molti dei testi qui elencati contengono a loro volta una ricca bibliografia.

RIASSUNTO DEGLI ESAMI POSSIBILI AL MICROSCOPIO POLARIZZATORE

OGGETTO OPACO (Episcopia)

Potere riflettente (microfotometria)
Microdurezza
Fluorescenza
Forma, colore, pleocroismo
Biriflessione

OGGETTO TRASPARENTE (Diascopia)

- 1) Corpi isotropi (assenza di birifrangenza, da verificare fra Nicol incrociati e con vari orientamenti)
- 2) Corpi anisotropi

Con un solo polarizzatore

Pleocroismo (verificare in tutte le direzioni)
Indice di rifrazione (rilievo, linea di Becke, immersione colorata, ecc., sempre in tutte le direzioni)
Forma, clivaggio, inclusioni, microfossili, dendriti
Allungamento predominante dei singoli cristalli, segni di metamorfismo, alterazioni chimiche

Con Nicol incrociati

Misura della birifrazione Δn (in un aggregato, scegliere il valore massimo) a mezzo della tavola di Lévy o di compensatori, con il diaframma d'apertura semichiuso
Elongazione + e – nei materiali fibrosi, angolo di estinzione (direzioni di vibrazione rispetto al contorno del cristallo)
Dispersione della birifrazione (imperfetta estinzione)
Presenza di geminazioni (estinzione simmetrica nelle due metà di un cristallo)
Struttura degli aggregati e direzione prevalente di estinzione

In Conoscopia (diaframma d'apertura aperto)

Distinzione uniasse–biasse, dalla presenza di una o due direzioni di incrocio delle isogire
Distinzione del segno ottico positivo–negativo (con l'uso di compensatori)
Misura dell'angolo fra gli assi ottici (2V) e sua dispersione, eventualmente con tavolino universale
Orientamento degli assi ottici rispetto alla forma esterna, eventualmente con tavolino universale