

# Beiträge zur Kenntniss der Cohäsionsverhältnisse einiger Mineralien.

Von

**O. Mügge** in Hamburg.

Mit 5 Holzschnitten.

Nach den bisherigen Erfahrungen gehören die von der Cohäsion abhängigen Eigenschaften der Krystalle in die erste Gruppe der physikalischen Eigenschaften (nach SOHNCKE, Entwicklung einer Theorie der Krystallstructur. 1879. p. 211), das heisst, sie folgen denselben Symmetriegesetzen wie die geometrischen Verhältnisse und zwar zugleich so, dass die Cohäsions-Maxima und -Minima stets krystallographischen Richtungen entsprechen. Während dies für die Minima sehr leicht durch die Spaltflächen zu beweisen ist, gelingt dies für die Maxima schwerer; es entsprechen ihnen, wie ich schon früher (dies. Jahrbuch 1883. II. p. 20) gelegentlich hervorhob, anscheinend die Gleitflächen. Weit complicirter gestalten sich nach den wenigen bisher darüber angestellten Untersuchungen die Beziehungen zwischen Elasticität und Cohäsion der Krystalle. Die Maxima und Minima der Elasticität liegen nach den Untersuchungen von SAVART, ÅNGSTRÖM, BAUMGARTEN, VOIGT, GROTH und KOCH zwar ebenfalls in krystallographisch möglichen Richtungen\*, indessen lässt sich nicht er-

---

\* Wenigstens gilt dies für Quarz, Spatheisenstein, Kalkspath und Steinsalz; nach den Untersuchungen von COROMILAS (Inaug.-Diss. Tübingen 1877. p. 44 ff. u. Tafel III. Ref. Zeitschrift f. Kryst. I. p. 410 ff.) bleibt es dagegen zweifelhaft für die Maxima und Minima der Biegungs-Elasticität des Glimmers in der Spaltfläche; die Beobachtungsrichtungen liegen hier zu

kennen, ob und welche Beziehungen zwischen den Maximis und Minimis der Cohäsion und jenen der Elasticität vorhanden sind, wie das namentlich aus einem Vergleich der Elasticitäts-Curve am Gyps auf  $\infty P \infty$  (010) mit der Härte-Curve hervorgeht. (Vergl. COROMILAS l. c. Taf. III. Fig. 2 u. 3.)

Die orientirte Lage der Schlagfiguren am Steinsalz, Gyps und Glimmer ist nicht zu bezweifeln, wohl aber scheint es nach den Untersuchungen von EXNER (Härte an Krystallflächen, Wien 1873, p. 71) ungewiss, ob sie nur von den Minimis und Maximis der Cohäsion abhängen oder auch von der Elasticität. COROMILAS (l. c.) zeichnet in seiner, nach EXNER's Angaben construirten Curve allerdings ein Minimum zwischen  $160^{\circ}$  und  $170^{\circ}$  ein, welches dem Strahl  $\frac{5}{6} P \infty$  ( $50\bar{9}$ ) der Schlagfigur entsprechen soll (vergl. die punktirte Linie in Fig. 1); EXNER giebt indessen für jene Richtung keinen Werth an und in dem Verlauf der Curve ist ein Minimum an jener Stelle nicht angedeutet\*.

Die folgenden Mittheilungen werden zwar jene Frage, ob die Schlagfiguren lediglich von der Cohäsion oder auch von der Elasticität abhängen, nicht entscheiden können, sie werden aber weitere Belege dafür liefern, dass sowohl Cohäsions-Minima wie -Maxima und Schlagfiguren krystallographischen Richtungen entsprechen.

### G y p s.

Das erste Härte-Maximum des Gypses liegt nach EXNER (l. c.) ca.  $160^{\circ}$  geneigt gegen die Trace von P ( $11\bar{1}$ ). Interpolirt man

---

weit aus einander, um etwas sicheres sagen zu können; die Elasticitäts-Maxima und -Minima des Gypses in  $\infty P \infty$  (010), welche COROMILAS (l. c.) ebenfalls bestimmte, entsprechen aber anscheinend ebenso wenig krystallographischen Richtungen wie die Richtungen der optischen Elasticitätsaxen monosymmetrischer Krystalle. Die Rechnungen führen nämlich auf die wenig einfachen Indices  $6,86 Pn$  für das Minimum und  $-0,378 Pn$  für das Maximum; die auf den genannten senkrechten Richtungen ergaben  $-0,149 Pn$  ( $= \frac{3}{20} Pn$ ?) und  $4,48 Pn$  ( $= \frac{9}{2} Pn$ ?).

\* Bei der Herstellung der Schlagfigur an einer grösseren Anzahl von Gypsplatten bemerkt man leicht, dass jener Strahl in den harten Platten, wie sie die Zwillinge des Montmartre liefern, weit vollkommener entsteht als in weichem und biegsamen Gyps; vielleicht, dass in den letzteren die leichte Verschiebbarkeit der Theilchen nach der Gleitfläche die Entstehung desselben beeinflusst.

seine Werthe (Beobachtung Nro. 80), so findet man jenen Winkel etwas genauer zu  $157\frac{1}{2}^{\circ}$ , das ist nahezu  $92^{\circ}$  geneigt gegen  $c$ , und zwar in demselben Sinne wie die Gleitfläche  $\frac{1}{3}P_{\infty}^{\perp}(10\bar{3})$ , für welche jener Winkel zu  $92^{\circ}40'$  angegeben wird. Das zweite Cohäsions-Maximum neigt ca.  $30^{\circ}$  gegen die Trace von  $P(11\bar{1})$  im spitzen Winkel  $P:c(11\bar{1}:c)$ . Aus den Beobachtungen Nro. 79 und 80 findet man analog wie vorher den genaueren Werth  $33\frac{1}{2}^{\circ}$ . (Diesem entsprechend sind die beiden Maxima in die Härtecurve, Fig. 1, eingetragen.) Diese Richtung weicht von einer krystallographisch möglichen, nämlich der Trace der Formen  $3P_n$  (aus

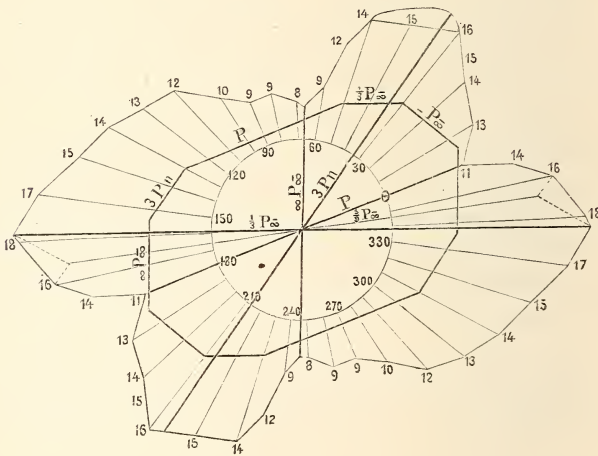


Fig. 1.

welcher Zone bisher allerdings keine Fläche beobachtet ist), nur um  $1\frac{1}{4}^{\circ}$  ab (berechnete Neigung  $34^{\circ}45'$ ), eine Differenz, welche sich durch die Schwierigkeit der Beobachtung der Härte-Maxima wohl hinlänglich erklärt. Es scheint aber, als wenn diesem Cohäsions-Maximum wie beim Glimmer, wo Gleitflächen nicht allein  $\parallel \bar{b}$ , sondern auch in der Zone  $oP:P_3^{\perp}(001:13\bar{3})$  liegen, eine derjenigen von  $\frac{1}{3}P_{\infty}^{\perp}(10\bar{3})$  allerdings ungleichwerthige Gleitfläche entspricht, wenigstens giebt COROMILAS (l. c. p. 20—21, Ref. l. c. p. 408, 409) an, dass an Zwillingen vom Montmartre und an Krystallen von Bologna eine Richtung, wahrscheinlich senk-

recht zu  $-P_{\infty}^{\perp}$  (101) (welche gegen  $P$  (11 $\bar{1}$ ) unter ca.  $28^{\circ}$  in demselben Sinne wie  $3P$  (33 $\bar{1}$ ) neigen würde), als Fältelungsrichtung zu beobachten ist. Auch entstehen nach demselben Autor Knickungslinien senkrecht zu  $c$  und senkrecht zu  $-P_{\infty}^{\perp}$  (101), wenn man eine Platte in der Nähe der Zwillingsgrenze, wo dieselbe besonders weich sein soll, mit einer Nadel sanft drückt. An dem mir vorliegenden Material habe ich diese Beobachtung nicht machen können, wohl aber bemerkt man, dass die Sprünge parallel  $P$  (11 $\bar{1}$ ) und  $c$  der Schlagfigur ganz gewöhnlich in eine im spitzen Winkel  $P : 3P$  (11 $\bar{1} : 33\bar{1}$ ) gelegene und gegen letztere  $0^{\circ}$ — $12^{\circ}$  geneigte Richtung umbiegen, so dass dieser letztere dem etwa in der Mitte zwischen  $P$  (11 $\bar{1}$ ) und  $\frac{1}{3}P_{\infty}^{\perp}$  (10 $\bar{3}$ ) gelegenen Strahl  $\frac{5}{9}P_{\infty}^{\perp}$  (50 $\bar{9}$ ) entsprechen könnte. LASPEYRES (TSCHERMAK's Min. Mitth. 1875. p. 123) nahm bekanntlich an, dass der Strahl parallel  $\frac{5}{9}P_{\infty}^{\perp}$  (50 $\bar{9}$ ) durch oscillatorische Combination desjenigen von  $P$  (11 $\bar{1}$ ) mit einem dazu unter  $90^{\circ}$ — $115^{\circ}$  geneigten gebildet sei, dies habe ich nie beobachtet; der letztere Strahl ist allerdings häufig vorhanden, indessen verläuft er selbst kaum so gradlinig und in so constanter Richtung wie derjenige parallel  $\frac{5}{9}P_{\infty}^{\perp}$  (50 $\bar{9}$ ) und ist also jedenfalls zur Erklärung desselben nicht heranzuziehen.

#### Kobaltblüthe und Vivianit.

An diesen Mineralien ist schon seit langem eine Biogsamkeit in dünnen Blättchen beobachtet. Die Biegung erfolgt bei der Kobaltblüthe wie beim Gyps senkrecht zu  $\infty P_{\infty}$  (010) in einer Ebene, welche nahezu rechtwinklig zur Säulenzone liegt; da indessen nur sehr kleine Blättchen so homogen sind, dass man sie auch künstlich verbiegen kann, liess sich nicht feststellen, ob dabei die ausserhalb der Biegungsstelle liegenden Theile einander parallel bleiben, zumal auch weit leichter als bei Gyps Knickung eintritt. Die mir vorliegenden Vivianite waren zu wenig homogen (nach dem optischen Verhalten auch wohl zersetzt, oxydirt), als dass man irgend eine Biegung hätte vornehmen können; an natürlichen Krystallen ist sie aber oft zu sehen. Es giebt sich diese annähernd horizontal liegende Gleitfläche bei beiden Mineralien auch durch die Schlagfigur zu erkennen, welche man erhält, wenn eine scharf zugefeilte Stricknadel durch Schlag oder

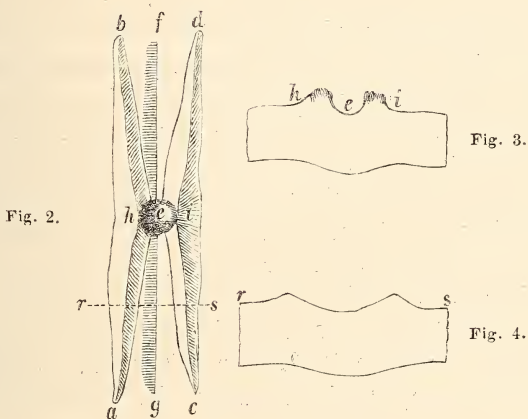
langsamen Druck in die Spaltblättchen eingetrieben wird. Es entstehen dann Sprünge, welche ca.  $90^\circ$  geneigt gegen die  $c$ -Axe ein wenig in demselben Sinne wie die Endfläche  $P_{\infty}^{\perp}$  (10 $\bar{1}$ ) der Krystalle gegen dieselbe einfallen; im übrigen ist ihre Lage nicht genau zu bestimmen; die Abweichung von der Normalen zu  $c$  (stets in dem angegebenen Sinne) schwankte nach Messungen an den schärfsten Sprüngen zwischen  $0^\circ$  und  $7^\circ$  bei der Kobaltblüthe (am häufigsten war  $6^\circ$ ), bei Vivianit in noch weiteren Grenzen. Nach dieser Richtung erfolgt auch der Bruch der Blättchen, wenn sie etwas unvorsichtig gebogen werden. Legt man für die Kobaltblüthe, für welche ein genaues Axenverhältniss bis jetzt nicht existirt, die Axen-Elemente des nach G. v. RATH (POGG. Annal. 136. 1869. p. 415) namentlich in der hier allein in Betracht kommenden Zone  $mP_{\infty}^{\perp}$  ( $h\ 0\ \bar{1}$ ) durchaus Winkel-ähnlichen Vivianit zu Grunde, so entsprechen diese Sprünge nahezu dem von DES-CLOIZEAUX am Vivianit auch als Krystallfläche beobachteten Orthodoma  $\frac{1}{3}P_{\infty}^{\perp}$  (10 $\bar{3}$ ), welches gegen  $c$  unter  $86^\circ 18'$  im stumpfen Winkel  $\beta$  neigt. Nimmt man das von BŘEZINA (TSCHERMAK's Min. Mitth. 1872. p. 22) aufgestellte annähernde Axenverhältniss der Kobaltblüthe an, so gelangt man zu ungefähr demselben Werthe\*. Härte-Untersuchungen liegen an Kobaltblüthe und Vivianit begreiflicherweise nicht vor; indessen bemerkt man leicht (vergl. auch QUENSTEDT, Handbuch d. Min. p. 580), dass die Spaltungsblättchen  $\parallel c$  leichter zu ritzen sind, als senkrecht dazu. Der Gleitfläche scheint also auch hier ein Cohäsionsmaximum zu entsprechen. Ob auch der Fläche  $P$  (11 $\bar{1}$ ) oder  $P_{\infty}^{\perp}$  (10 $\bar{1}$ ) eine ähnliche Bedeutung wie bei Gyps zukomme, liess sich nicht entscheiden. Vielfach erscheinen die Blättchen nach dieser Richtung gestreift, oder auch wie abgebrochen; da aber Sprünge in der Schlagfigur ihr parallel nicht entstehen, handelt es sich vielleicht nur um Wachsthumerscheinungen\*\*.

\* DANA (Handbuch) giebt beim Vivianit Spaltbarkeit in Spuren parallel  $\frac{1}{2}P_{\infty}^{\perp}$  (10 $\bar{2}$ ) an; diese würde gegen  $c$  unter  $77^\circ 17'$  neigen, ist also schwerlich mit der Gleitfläche identisch; QUENSTEDT (l. c. p. 574) führt dagegen richtig einen faserigen zu  $c$  etwa senkrechten Bruch an.

\*\* Nach DANA existirt an der Kobaltblüthe allerdings undeutliche Spaltbarkeit nach  $P_{\infty}^{\perp}$  (10 $\bar{1}$ ).

## Antimonglanz.

Derselbe verhält sich hinsichtlich der Lage der Schlagfigur ganz wie Kobaltblüthe und Vivianit; der Sprung geht auf  $\infty P \infty (010)$  parallel der Gleitfläche  $oP (001)$ , ist indessen ausgezeichnet durch seine Form, welche in Fig. 2 wiedergegeben ist. Von der Mitte der Schlagstelle  $e$  verläuft eine Knickungslinie  $feg$  geradlinig parallel  $oP (001)$ ; von den seitlichen Rändern  $h$  und  $i$  der entstandenen Vertiefung gehen dagegen zwei flach abfallende Auftreibungen  $ahb$  und  $cid$  ebenfalls nahezu parallel  $oP (001)$ . Ein Querschnitt in der Ebene  $\infty P \infty (100)$  durch  $he$  erscheint daher wie Fig. 3, ein solcher durch  $rs$  wie Fig. 4.



Die von  $e$  ausgehende Erschütterung hat also parallel der Gleitfläche auf eine sehr viel grössere Erstreckung hin Verschiebung der Theilchen hervorgebracht, als senkrecht zu derselben. Es erklärt sich dies offenbar dadurch, dass in der letzteren Richtung durch die hier mögliche starke Verschiebung die Spannung viel rascher ausgeglichen wird.

Zur Anwendung gelangen am besten Blättchen von 1—2 mm Dicke und eine spitze Stricknadel. Nimmt man dickere Blättchen und eine stumpfe Nadel, so entstehen bei heftigerem Schlagen oder starkem Druck die Flächen unvollkommener Spaltbarkeit  $P \infty (101)$  und  $\infty P (110)$  [vielleicht auch  $\infty P \infty (100)$ ]. Auch beim Antimonglanz ist, wie man sich durch Ritzen mit einer

Nadel bald überzeugt, die Härte parallel der Gleitfläche weit grösser als senkrecht dazu.

### Hydrargillit.

Es konnte nur das Vorkommen von Slatoust untersucht werden. Die bald sechs-, bald dreiseitigen, optisch positiven Spaltungsblättchen gestatten keine Orientirung nach der Lage der optischen Axenebene, da diese nach DES-CLOIZEAUX's Untersuchungen bald parallel, bald senkrecht zu  $\infty P \infty$  (010) liegt. Ich muss hinzufügen, dass bei den von mir untersuchten (verzwillingten?) Blättchen die Axenebene auch zwischen beiden Richtungen liegt und dass in demselben Blättchen daneben noch merklich einaxige Stellen anzutreffen sind. — Da die anzuwendenden Blättchen nur sehr klein sind (2—3 mm im Durchmesser), und man in Folge dessen die Schlagfigur bei etwa 50facher Vergrößerung betrachten muss, empfiehlt es sich, möglichst dünne Blättchen (etwa von  $\frac{1}{2}$  mm abwärts) anzuwenden, da nur diese bei jener Vergrößerung eine gute Beobachtung gestatten. Den Schlag führt man mit einer sehr spitz gefeilten Stricknadel. Die entstandenen Sprünge, oft auf der Unterseite des Blättchens deutlicher zu sehen als auf der oberen, sind durchaus ähnlich den Drucklinien des Glimmers, sie stehen senkrecht auf den Seiten der Blättchen. Da aber beim Glimmer der vordere Kantenwinkel der Säule  $120^\circ$ , hier  $60^\circ$  misst, so liegen diese Figuren des Hydrargillit bei Annahme der DES-CLOIZEAUX'schen Aufstellung der Symmetrieebene gegenüber gerade so wie die Schlagfiguren des Glimmers. Beim langsamen Eindrücken der Nadel entstehen übrigens dieselben Sprünge, nur meist undeutlicher; ebenso erfolgt nach diesen Richtungen das Knicken und Biegen der Blättchen, so dass man diese Linien trotz der abweichenden Orientirung wohl den Druckfiguren des Glimmers zu vergleichen hat. Die Sprünge entstehen meist in grosser Zahl mehr oder weniger parallel unter einander, oft auch in einander umbiegend, sie werden erst in einiger Entfernung von der Schlagstelle, welche von zahllosen, annähernd concentrisch verlaufenden Sprüngen umkreist wird, gut sichtbar. Ob alle drei Sprungsysteme gleichwerthig sind oder eines vorwaltet, liess sich bei dem Mangel optischer Controle nicht entscheiden. — Viel un-

deutlicher und seltener treten noch Sprünge parallel den Umgrenzungslinien der Blättchen auf, es gelang nicht, sie willkürlich deutlicher herzustellen.

Ganz ähnlich dem Hydrargillit verhält sich auch der

#### Brucit.

Die z. Th. einaxigen, z. Th. schwach zweiaxigen Blättchen mit wechselnder Lage der Axenebene lassen sich nach drei unter  $60^\circ$  zu einander geneigten Richtungen knicken und diesen Richtungen gehen die Hauptstrahlen der Schlagfigur parallel. Sie entstehen meist zu vielen neben einander, verlaufen aber streng geradlinig und sehr genau parallel unter einander, oder mit einem Neigungswinkel, welcher wiederholt zu genau  $60^\circ$  gemessen wurde. Die durch den Schlag entstehende Vertiefung ist vielfach regelmässig sechseckig und in nächster Nähe von zahlreichen, annähernd kreisförmig verlaufenden wirren Linien umgeben. Namentlich in dünnen Blättchen und bei wenig heftigem Schlage entstehen neben den vorigen noch unter  $30^\circ$  zu ihnen geneigte, den Schlaglinien des Glimmers entsprechende Strahlen; versucht man ein Blättchen nach dieser Richtung umzubiegen, so gelingt es nur schwer, meist wird die angestrebte Richtung in die der Knickungslinie abgelenkt. Eine Orientirung der Druck- und Schlaglinien gegenüber den krystallographischen Elementen gelang nicht, da die Blättchen stets nur durch Knickung entstandene seitliche Flächen erkennen lassen.

Erwägt man, dass neben den Glimmern auch Talk und Chlorit sich ganz ähnlich wie die letztbesprochenen Mineralien verhalten, ja dass auch die trianguläre Streifung der Graphitblättchen anscheinend solchen Richtungen leichtester Knickung entspricht (Schlagfiguren fallen, wohl wegen der Weichheit, sehr undeutlich aus), so kommt man zu der Vermuthung, dass die eminent vollkommene Spaltbarkeit dieser hexagonalen oder pseudo-hexagonalen Mineralien mit diesen secundären Minimis der Cohäsion in der Spaltungsfläche im Zusammenhang stehe. Es ist dies Verhalten um so merkwürdiger, als eine Reihe tetragonaler Substanzen mit ebenfalls sehr vollkommener Spaltbarkeit nach der Basis, dieselben Verhältnisse, aber der Symmetrie des quadratischen Systems gehorchend aufweisen.



Es sei gestattet, zunächst auch ein künstliches Salz zu besprechen, welches hinsichtlich seiner Härte von EXNER (l. c. p. 68 ff.) eingehend untersucht ist,

#### Ferrocyankalium.

Dieses Salz soll nach WYROUBOFF und MALLARD (Ref. Zeitschr. f. Kryst. I. p. 316) nicht quadratisch, sondern monoklin sein; die scheinbare tetragonale Combination  $oP(001) P(111) P_{\infty}(101)$  ist danach zu deuten als  $\infty P_{\infty}(010) \infty P(110) P_{\infty}(011) - P_{\infty}(101) \frac{1}{2} P_{\infty}(10\bar{2})$ . EXNER schliesst sich zwar jener Aufstellung an, muss aber doch zugeben, dass die Unterschiede der beiden Maxima und Minima in  $oP(001)$ , falls sie wirklich existiren, jedenfalls sehr klein seien. Die Ätzfiguren (vergl. QUENSTEDT, Handb. d. Min. p. 134) und Verwitterungscurven auf  $oP(001)$  (nach PAPE) entsprechen durchaus dem quadratischen System, ebenso ist es mit der Schlagfigur. Die Strahlen derselben, an Blättchen von 1—2 mm Dicke hervorgebracht, verlaufen parallel der Kante  $oP : \infty P_{\infty}(001 : 100)$ . Schlägt man recht fest, oder wendet man dünnere Blättchen an, so zerspringen dieselben nach dieser Richtung und man kann dann recht gut erkennen, dass die entstehenden Trennungsflächen den Ebenen  $\infty P_{\infty}(100)$  entsprechen. Diese Richtung ist nach EXNER ein Cohäsionsmaximum. Weniger deutliche und zahlreiche Strahlen der Schlagfigur verlaufen auch parallel der Kante  $oP : \infty P(001 : 110)$ , entsprechen also wie die Hauptschlaglinien des Gypses einem Cohäsionsminimum. Man erhält sie deutlicher, wenn man eine ziemlich stumpfe Nadel auf dünne Blättchen setzt und langsam drückt, sie sind namentlich auf der Unterseite des Blättchens gut zu erkennen, vielfach biegen sie auch in die Sprünge parallel  $\infty P_{\infty}(100)$  um. Die Blättchen lassen sich auch wie Gypsblättchen parallel diesen Minimis leicht durchbrechen; die Bruchfläche ist eine faserige, aber der Lage nach doch gut zu erkennende Fläche  $\infty P(110)$ . Bruch parallel  $\infty P_{\infty}(100)$ , welcher dann muschlig und glänzend erscheint, tritt schwieriger ein. Daneben erscheinen auch oft spiegelnde Theile, welche wie  $P(111)$  und  $P_{\infty}(101)$  (nach der ersteren giebt RAMMELSBURG (Kryst. Chemie) und nach ihm wohl EXNER Spaltbarkeit an) liegen, indessen selten die ganze Dicke des Blättchens durchsetzen und also wohl Absonderungsflächen in Folge zonarer Structur sind.

## Uran glimmer.

Eine Schlagfigur erhält man an dem Kupfersalz nur, wenn man sehr vorsichtig und mässig aufschlägt, sonst entsteht sogleich eine glatte und spiegelnde Fläche  $\infty P_{\infty}$  (100), welche man geradezu als Spaltfläche, und zwar recht vollkommene, betrachten muss, bisher aber, so viel mir bekannt, in keinem Handbuch aufgeführt wird\*. Die etwa entstehenden Schlagfiguren gehen vorwiegend  $\infty P_{\infty}$  (100) parallel, viel seltener und auch weniger scharf sind unter  $45^{\circ}$  dazu geneigte.

An dem weniger spröden Kalksalze entstehen, wenn man eine stumpfe Nadel auf das Blättchen setzt und mässig drückt, zahlreiche den vertikalen Pinakoiden entsprechende Sprünge, die auch an den natürlichen Blättchen schon vielfach vorhanden sind. Diese letzteren zeigen auch unter  $45^{\circ}$  zu den ersteren geneigte Streifen (z. Th. jedenfalls Zwillinglamellen nach  $\infty P$  (110) zugehörend), welche aber in den Schlagfiguren nicht entstehen. Eine Spaltbarkeit nach den vertikalen Pinakoiden wurde an den dünnen zur Verfügung stehenden Blättchen nicht beobachtet\*\*.

## A p o p h y l l i t.

Hr. Prof. ROSENBUSCH machte mich darauf aufmerksam, dass Schlagfiguren an härteren Mineralien, namentlich also Silicaten, vermuthlich nur deshalb nicht entstanden, weil eiserne Spitzen nur noch schwierig oder gar nicht mehr in die Krystallmasse eindringen. Derselbe liess daher in eine eiserne Schlagnadel eine Korundspitze einsetzen, indessen fiel das Instrument nicht nach Wunsch aus. Besser hat sich eine von Hrn. Diamanteur WINTER hieselbst angefertigte Nadel bewährt, in welche an einem Ende ein rund-spitz geschliffener Diamant eingelassen ist. Mit diesem Instrumente, welches trotz vielen Gebrauchs und z. Th. starkem Schlagen bisher wenig gelitten hat, wurden die Schlagfiguren an Apophyllit und Topas ausgeführt.

\* Die Spaltfläche ist so eben, dass man auch dünne Blättchen danach aufrecht stellen kann, sie ermöglichen eine bequeme Bestimmung des Pleochroismus: parallel  $c$  blassblau bis himmelblau, parallel  $oP$  tiefgrün.

\*\* BŘEZINA (Zeitschr. f. Kryst. III. 1879. p. 277) giebt noch Spaltbarkeit an nach  $\infty P_{\infty}$  (100) und  $\infty P_{\infty}$  (010) vollkommen; nach  $\infty P$  (110) deutlich.

Beim Apophyllit kann man die Schlagfigur auch noch mit recht spitz gefeilter eiserner Nadel hervorbringen, indessen weniger gut als mit Diamantspitze. Man benutzt am besten kleine Spaltungsblättchen (von der Spitze der Pyramide) von 1 mm Dicke und mehr und bringt durch einen wenig festen Schlag nur ganz kleine Schlagfiguren hervor; diese fallen am saubersten aus, da das Material für grössere zu wenig homogen ist. Die Schlagstrahlen verlaufen parallel  $mP_{\infty}(hol)$  und da bei heftigerem Schlagen  $\infty P_{\infty}(100)$  als Trennungsfläche auftritt, entsprechen sie jedenfalls dieser. Presst man die Nadel allmählich, aber fest gegen  $oP(001)$ , so entstehen dieselben Trennungsflächen, aber viel undeutlicher. Da dies Verhalten einigermassen dem des Steinsalzes analog ist, wurde versucht, die Trennung parallel  $\infty P_{\infty}(100)$  auch durch Pressen dickerer Stücke in der Richtung einer Nebenaxe hervorzubringen, dies gelang indessen nur unvollkommen. Es entsteht so leicht Absonderung in Folge zonaren Wachstums nach  $\infty P_{\infty}(100)$  und  $P(111)$  (welche durch glattmuschlige Oberfläche und Riefung parallel  $P(111)$  characterisirt sind), dass die Krystalle nur einen geringen Druck aushalten. Wird die Fläche durch heftigeres Schlagen frei gelegt, so ist sie stets, im Gegensatz zu jenen Absonderungsflächen, parallel  $oP(001)$  gestreift und etwas faserig. In der Schlagfigur finden sich zuweilen auch Strahlen parallel  $mP(hh1)$ , indessen doch so wenig regelmässig, dass man sie wohl ebenfalls als durch Absonderung nach  $P(111)$  bedingt ansehen muss. Ob die Strahlen einem Maximum oder Minimum der Cohäsion in  $oP(001)$  entsprechen, lässt sich nicht entscheiden. NAUMANN giebt zwar unvollkommene Spaltbarkeit nach  $\infty P_{\infty}(100)$  an, indessen handelt es sich auch da wahrscheinlich nur um Absonderung.

#### Topas.

Zur Herstellung der Schlagfiguren kann man hier nur die Diamantnadel benutzen; sie sind indessen selten so präcis wie bei den bisher besprochenen Mineralien. Es liegt dies z. Th. jedenfalls an der grossen Sprödigkeit des Materials, z. Th. vielleicht auch an besonders geringen Differenzen der Cohäsion in  $oP(001)$ . Es lassen sich aber doch fast in jeder Figur zwei Richtungen, nämlich parallel  $\check{a}$  und  $\bar{b}$  erkennen, welchen annähernd

parallel Sprünge verlaufen. Die ersteren erstrecken sich oft nur nach einer Richtung von der Schlagstelle aus, die letzteren scheinen zuweilen durch zwei wenig zu einander geneigte ersetzt. Sie entsprechen anscheinend den unvollkommenen Spaltflächen  $2P_{\infty}$  (201) und  $2P_{\infty}$  (021), da diese bei unvorsichtigem Behandeln etwas dünnerer Platten auch als Trennungsf lächen auftreten und vielfach ein schiefes Einfallen der Sprungebene zu  $oP$  (001) unter dem Mikroskop zu erkennen ist. Neben diesen gut zu orientirenden Strahlen entstehen nun aber in der Regel mindestens noch zwei andere, die, in Bezug auf  $\tilde{a}$  und  $\tilde{b}$  meist symmetrisch gelegen, unter einem Winkel von  $30^{\circ}$  bis nahe  $60^{\circ}$  gegen letztere Richtung geneigt sind. Trotzdem diese Sprünge die erstgenannten an Intensität fast stets übertreffen, auch meist ebenso geradlinig wie jene verlaufen, kann man sie doch wegen ihres in so weiten Grenzen schwankenden Neigungswinkels nicht als ebenso charakteristisch für den Topas ansehen. Von dem durch diese Strahlen bedingten schwankenden Habitus der Schlagfiguren werden die Figuren 5 a—d eine bessere Vorstellung geben als eine längere Beschreibung.

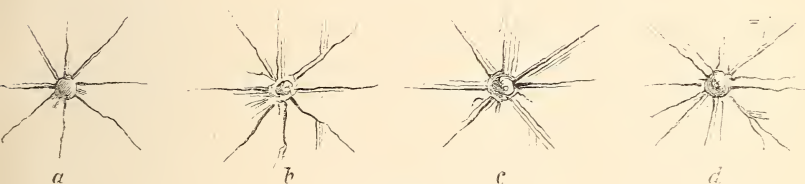


Fig. 5.

Fassen wir zum Schluss zusammen, in welcher Weise die Schlagfiguren von der Cohäsion abhängig erscheinen. Bei Kobaltblüthe, Vivianit und Antimonglanz verlaufen sie nur dem Maximum parallel; bei Steinsalz und Ferrocyankalium entsprechen die Hauptstrahlen ebenfalls den Maximis; untergeordnete aber auch den Minimis; am Gyps und vermuthlich auch am Glimmer ist dies Verhältniss umgekehrt, an den Uranglimmern und Topas entsprechen sie anscheinend nur den Minimis, während es endlich für Apophyllit, Hydrargillit und Brucit ganz zweifelhaft bleibt. Wäre die Entstehung dieser Strahlen lediglich von der Cohäsion

abhängig, so könnte man offenbar nur Sprünge parallel den Minimis erwarten; da dies nicht der Fall ist, auch die Art des Druckes, wie besonders Glimmer und Gyps zeigen, von Einfluss ist, so müssen bei ihrer Entstehung noch andere, uns unbekanntere Verhältnisse in Frage kommen, anscheinend namentlich die Elasticitätsgrösse für Biegung, da letztere der Trennung nach der Sprungfläche stets vorausgeht.

H a m b u r g, Naturhistorisches Museum. August 1883.

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

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

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

Jahr/Year: 1884

Band/Volume: [1884](#)

Autor(en)/Author(s): Mügge Johannes Otto Conrad

Artikel/Article: [Beiträge zur Kenntniss der Cohäsionsverhältnisse einiger Mineralien. 50-62](#)