

Ueber die Krystallform eines neuen triklinen Doppelsalzes, $\text{MnCl}_2 \cdot \text{KCl} \cdot 2\text{aq}$, und Deformationen desselben.

Von

O. Mügge in Münster.

Mit Tafel II.

Vor einiger Zeit wurden mir auf Veranlassung von Herrn Prof. G. H. WILLIAMS in Baltimore einige von Herrn C. E. SOUNDERS daselbst in Herrn Prof. REMSEN'S Laboratorium dargestellte Krystalle des oben genannten Doppelsalzes zur Untersuchung übersandt. Die Krystalle waren erhalten durch Auflösen von möglichst viel KCl in einer heissen, gesättigten, wässrigen Lösung von MnCl_2 und Abkühlenlassen. Sie sind nach Herrn SOUNDERS triklin, indessen ergaben verschiedene Krystalle für anscheinend identische Kanten ausserordentlich schwankende Winkel, was wahrscheinlich durch die unten beschriebenen Zwillingsbildungen und Deformationsfähigkeit veranlasst wurde. Ein besonderes Interesse gewährten die Krystalle noch dadurch, dass man durch Pressen mit einer Nadel sehr leicht, anscheinend in Zwillingsstellung befindliche Lamellen hervorrufen konnte.

Mischt man einige Kilogramm Manganchlorür und Chlorkalium in dem durch die Formel des Doppelsalzes angezeigten Verhältniss (ein kleiner Überschuss von Manganchlorür scheint vortheilhaft), so erhält man aus der heiss gesättigten Lösung beim langsamen Abkühlen ziemlich leicht bis zolllange, schön pfirsichblüthrothe Krystalle des Doppelsalzes; ebenso kleine,

schon beim langsamen Verdunsten der Lösung bei gewöhnlicher Temperatur, aber nur in sehr trockener Luft; in feuchter Luft zerfliessen die Krystalle sehr schnell unter Abscheidung von Chlorkalium, welches dann wahre Pseudomorphosen nach dem Doppelsalz bildet¹. Man muss daher mit den Krystallen in gut geheiztem Zimmer arbeiten und betrachtet sie auch da am besten stets in gut verschlossenen Röhren, da sie sich beim Anhauchen und Anfassen mit den Fingern leicht mit einer dünnen Schicht Chlorkalium überziehen. Ausser durch die Zerfliesslichkeit wird die Untersuchung der Krystalle und namentlich ihrer Deformationen auch noch durch die zahlreichen Flüssigkeitseinschlüsse und die leichte Deformirbarkeit sehr erschwert, sodass die im Folgenden mitgetheilten Daten nur mit grosser Mühe gewonnen werden konnten.

Die Krystalle sind in der That triklin; aus den in der Winkeltabelle mit * versehenen Winkeln wurde das folgende Axenverhältniss abgeleitet (bezogen auf den Octanten vorn, rechts, oben):

$$\begin{aligned} \overset{\vee}{a} : \overset{|}{b} : \overset{|}{c} &= 0,40012 : 1 : 0,37666 \\ \alpha &= 82^\circ 59'; \beta = 112^\circ 41'; \gamma = 90^\circ 53' \\ A &= 82^\circ 46'; B = 112^\circ 45'; C = 88^\circ 1' \end{aligned}$$

Beobachtet wurden folgende Formen:

$$\begin{array}{cccccccccccc} (010) \cdot (110) \cdot (\bar{1}\bar{1}0) \cdot (021) \cdot (0\bar{2}\bar{1}) \cdot (\bar{1}\bar{1}1) \cdot (\bar{1}\bar{1}\bar{1}) \cdot (130) \cdot (\beta \cdot \bar{1}\bar{0} \cdot 0) \cdot (\bar{1}\bar{3}1) \cdot (001) \\ b \quad p \quad q \quad r \quad s \quad m \quad n \quad p_1 \quad q_1 \quad m_1 \quad c \end{array}$$

Die Krystalle sind stets dicktafelig nach b , und erscheinen im Übrigen in zwei Ausbildungsweisen:

1. Säulenförmig nach c ; p und q herrschen, p_1 und q_1 treten seltener auf und sind stets sehr schmal, letzteres gibt meist breite Reflexe, sodass möglicherweise das Zeichen $(1\bar{3}0)$ den Vorzug verdient; s und r sind meist kleiner als n und m , oder fehlen ganz; m und r sind meist breiter als n und s ; Fig. 1. Symmetrisch erscheinende Krystalle wie Fig. 2 sind seltener.

2. Säulenförmig durch m und n , Fig. 3; die Endflächen

¹ Besonders schön werden die letzteren, wenn man grosse Krystalle in etwas feuchter Luft auf Löschpapier legt, welches das Manganchlorür aufsaugt, während Chlorkalium in kleinen weissen Würfelchen zurückbleibt.

p, q, r und s sind dann meist wenig deutlich, oft nur nahe den Kanten zu b ausgebildet, weil die Krystalle an den freien Enden vielfach hohl sind.

Fig. 4 gibt eine ideale Combination aller beobachteten Flächen, von welchen aber c nur drei-, m_1 nur einmal, beide allerdings gross entwickelt vorgekommen sind.

Unter den berechneten Winkeln weichen namentlich die zur Fläche b erheblich von den gemessenen ab; es liegt dies vermuthlich weniger an der mangelhaften Flächenbeschaffenheit als der leichten Verbiegbarkeit der Krystalle in der Richtung \perp b. (Vergl. weiter unten p. 98.)

		berechnet	beobachtet
*p : q	110 : $\bar{1}\bar{1}0$	—	139° 12'
*m : n	$\bar{1}\bar{1}1$: $\bar{1}\bar{1}1$	—	144 11
b : p	0 $\bar{1}0$: 110	71° 21'	70 53
b : q	$\bar{1}\bar{1}0$	67 51 $\frac{1}{2}$	68 19
b : n	1 $\bar{1}\bar{1}$	67 34	66 58
b : m	$\bar{1}\bar{1}1$	76 37 $\frac{1}{2}$	77 13
b : s	02 $\bar{1}$	50 31 $\frac{1}{2}$	50 15
b : r	021	60 9	60 26
b : p ₁	130	42 45	42 29
b : q ₁	$\bar{3} \cdot 10 \cdot 0$	38 6 $\frac{1}{2}$	38 16
c : p	00 $\bar{1}$: 110	71 12	71 11
c : q	1 $\bar{1}0$	66 18 $\frac{1}{2}$	66 25
*p : n	110 : 11 $\bar{1}$	—	125 1 $\frac{1}{2}$
*q : m	1 $\bar{1}0$: 1 $\bar{1}\bar{1}$	—	123 31
*p : m	110	—	113 41
q : n	1 $\bar{1}0$: 11 $\bar{1}$	107 20	107 17
s : q	02 $\bar{1}$: $\bar{1}\bar{1}0$	58 58	59 35
r : p	021 : $\bar{1}\bar{1}0$	61 34	61 33
r : q	021 : $\bar{1}\bar{1}0$	82 59	83 —
c : b	001 : 010	82 46	82 16
m : c	$\bar{1}\bar{1}1$: 001	57 13	57 7
m_1 : b	$\bar{1}\bar{3}1$: 010	48 24	48 55

Eine Pseudosymmetrie kommt, wie im Habitus, so auch in den optischen Verhältnissen nicht zum Ausdruck. In b liegt die Richtung der grössten Elasticität 6° 10' geneigt zur Kante b : r im spitzen Winkel β ; für Schwingungen parallel dieser Richtung erscheint der Krystall schwach röthlich, für Schwingungen senkrecht dazu dunkler pfirsichblüthroth. Auf p, bez. q neigt je eine Auslöschungsrichtung unter ca. 40°, bez. 41° zur Kante p : q in dem in Fig. 1 bezeichneten Sinne;

die Farbe ist durch p für Schwingungen parallel der eingezeichneten Richtung dunkler roth als senkrecht dazu, für q ist es umgekehrt; der Pleochroismus ist in allen Fällen gering. Im convergenten Licht erscheinen in hinreichend dünnen Blättchen durch b die Interferenzringe um eine etwas ausserhalb des Gesichtsfeldes (des Obj. 7, HARTNACK) liegende optische Axe, die zugehörige Barre zieht in der Auslöschungslage des Blättchens ungefähr 10° geneigt zur Kante $b : m$, vergl. Fig. 5. Die Doppelbrechung ist sehr stark; es war nicht möglich, die Brechungsexponenten auch nur annähernd zu messen. Spaltbarkeit ziemlich vollkommen // b , vielleicht auch parallel m oder n . Über die Härte vergl. unten p. 101.

Viel häufiger als einfache Krystalle sind Zwillinge, und zwar nach mindestens zwei Gesetzen:

1. Zwillingssebene b . Nach diesem Gesetz sind fast sämtliche Krystalle verzwillingt, charakteristisch ist für sie die Gemeinsamkeit aller Zonenaxen in b , die auch überall bestätigt gefunden wurde. Sie sind, falls nicht das zweite Gesetz hinzutritt, stets säulenförmig nach c . Die Ausbildung ist selten so symmetrisch wie Fig. 6, die Rinnenbildung durch die Flächen q , s u. s. w. auch dann oft unmerklich, meist sind sie unsymmetrisch wie Fig. 7. Im letzteren Falle sind stumpfe aus- und einspringende Winkel zwischen p und \bar{q} , r und \bar{s} , m und \bar{n} charakteristisch. Die Zusammensetzungsfläche ist stets b . Durch diese Fläche sieht man im convergenten Licht gekreuzte Interferenzcurven und zwei symmetrisch zum Mittelpunkt des Gesichtsfeldes liegende Barren zweier nicht zusammengehörender optischer Axen. Lamellare Zwillingsbildung nach b wurde nicht beobachtet.

2. Zwillingsaxe die Kante $b : m = [101]$. Zwillinge nach diesem Gesetz finden sich ebenfalls fast in allen Krystallisationen, in manchen waren sämtliche Krystalle so verwachsen; fast alle sind gleichzeitig auch verzwillingt nach dem ersten Gesetz. Charakteristisch ist für die Zwillinge nach der Kante $b : m$ die Gemeinsamkeit sämtlicher Flächen der Zone $b : m$, welche auch überall bestätigt gefunden wurde. Ihr Habitus ist z. Th. säulenförmig nach b , m und n , dann sind meistens ein oder mehrere kleinere Individuen mit einem

grösseren verwachsen, wie Fig. 8 zeigt, derart, dass die Endflächen beider Individuen nicht zum Schnitt kommen. Auch wenn letzteres der Fall ist, lässt sich die Lage der Zusammensetzungsfläche nicht deutlich erkennen, da die Krystalle an den Enden meist skelettartig ausgebildet sind; sie scheint ungefähr parallel b , oft auch unregelmässig zu verlaufen; für geradlinig sich abgrenzende Theile liegt sie, wie auch Schnitte parallel m und n lehren, jedenfalls in der Zone $b : m$. Daneben kommen vielfach dreistrahlige Bildungen vor, indem die beiden Individuen anfangs säulenförmig nach b , m , n , dann jedes einzelne säulenförmig nach b , p , q weiter wächst, vergl. Fig. 9. Fast sämtlichen Krystallen sind auch Lamellen nach diesem Gesetz eingelagert, sie sind aber so dünn und schmal, fast strichförmig, dass ihre Spur auf keiner andern Fläche als b beobachtet werden konnte (Fig. 9, bei γ). Sie entstehen auch sehr leicht durch Druck (vergl. weiter unten p. 102).

Vollständige Auslöschung findet für diese Zwillinge durch b nur soweit statt, als die Individuen sich nicht überlagern; dann erfolgt sie symmetrisch zu der in b liegenden Normale der Kante $b : m$. In Bezug auf dieselbe Richtung erscheint die Interferenzfigur symmetrisch; in den einander überlagernden Theilen mit gekreuzten Interferenzcurven, wie Fig. 9 (aber die Curven meist von ungleicher Breite).

An den Zwillingen wurden noch folgende Winkel gemessen:

$$p : m = 110 : \overline{111} = 123^\circ 20' \text{ ber. } 123^\circ 5' \text{ gem.}$$

$$p : \underline{q} = 110 : \overline{110} = 176^\circ 30' \quad \text{„} \quad 177^\circ 14' \quad \text{„}$$

$$q : \underline{q} = \overline{110} : \overline{110} = 105^\circ 1' \quad \text{„} \quad 105^\circ 31' \quad \text{„}$$

Deformationen.

Die Krystalle gehen sehr leicht 3 oder 4 verschiedene Deformationen ein, welche im Folgenden als α , β , γ und δ unterschieden sind.

Deformation α .

Presst man die Krystalle so, dass die Druckrichtung parallel $b : m$ geht, während sie auf b aufliegen, so entstehen auf den Flächen p , q , r und s zahlreiche // b verlaufende Streifen, meist so fein, dass die vorher genannten Flächen

jetzt sehr breite Reflexe geben und zu Messungen völlig untauglich werden. Die Flächen b , m und n bleiben dagegen völlig eben. Es hat also offenbar ein Gleiten längs der Kante $b : m : n$ stattgefunden, und der Verlauf der Streifen lässt keinen Zweifel, dass b die Gleitfläche ist.

Ähnlich wie in Fällen einfacher Schiebung kann man diese Deformation auch sehr schön auf folgende Weise bewirken: man setzt ein feines Messer (ich benutzte stets ein hohl geschliffenes Rasirmesser) auf die Fläche b , etwa in der Nähe des oberen Krystallendes parallel der in Fig. 10 (und ebensø stets im Folgenden) mit λ bezeichneten, zur Kante $b : m$ senkrechten Richtung auf und presst es langsam ein. Es entsteht ein von 2 Flächen f_1 und f_2 begrenzter Spalt von etwa 40° Öffnungswinkel. Trifft das Messer noch die Endflächen, so kann man erkennen, dass es ungefähr parallel der Kante $n : s$ einschneidet; f_2 scheint ungefähr symmetrisch zu f_1 in Bezug auf b zu liegen; irgend genauere Messungen gestatten die Schnittflächen nicht.

Die verschobenen Flächentheile von p , q und s sind wegen starker Streifung auch jetzt nicht messbar, zumal die entstehenden feinen Rinnen sich sehr leicht mit der aus dem Innern der Krystalle hervordringenden Mutterlauge oder durch Anziehen von Feuchtigkeit aus der Luft füllen; stets aber sind die (stumpfen) Winkel $b : q$ und $b : s$ spitzer, der stumpfe Winkel $b : p$ noch stumpfer geworden. Die erhaltenen Werthe schwanken in weiten Grenzen, die äussersten Reflexe liegen $50\text{--}60^\circ$ von den ursprünglichen entfernt, übrigens alle genau in der Zone zu b . Die Fläche n bleibt wie vorher ganz eben und in ihrer Neigung zu b unverändert.

Setzt man das Messer auf b , wieder parallel λ , aber in der Nähe des unteren Krystallendes auf, so erfolgt ebenso ein Gleiten längs b parallel der Kante zu \bar{m} , aber in entgegengesetzter Richtung wie vorher (Fig. 10). Ebenso auf die Gegenfläche von b in der Nähe des oberen Krystallendes aufgesetzt, bewirkt das Messer mit derselben Leichtigkeit wieder ein Gleiten im Sinne des oberen Pfeiles, sodass die verschobenen Flächentheile von p , q , s jetzt im entgegengesetzten Sinne aus der ursprünglichen Lage abweichen wie nach dem ersten Versuch. Der Betrag der Schiebung ist allerdings in keinem

Falle genau zu ermitteln; da aber der Winkel des Spaltes immer ungefähr gleich gross ist, seine beiden Flächen auch symmetrisch zu b geneigt erscheinen, und angesichts des Umstandes, dass fast sämtliche Krystalle von vorn herein nach b verzwillingt sind, ist man sehr geneigt anzunehmen, dass alle diese Gleitungen zur Zwillingsbildung nach b führen, also einfache Schiebungen längs b , aber mit entgegengesetzter Schiebungsrichtung, und dass dabei die Flächen der Spalte f_1 und f_3 die irrationalen zweiten Kreisschnittsebenen sind (vergl. dies. Jahrb. Beil.-Bd. VI. 291).

Dieser Auffassung steht indessen schon das theoretische Bedenken entgegen, dass dann sowohl die Gleitfläche b , wie die Schiebungsrichtungen $b : m = [101]$ und $[\bar{1}0\bar{1}]$ rational wären, was bei triklinen Krystallen für einfache Schiebungen, wie l. c. beschrieben, unmöglich ist. In der That ergibt auch die nähere Untersuchung, dass das Gleiten in beiden Richtungen der Kante $b : m$ keinerlei optische Änderungen nach sich zieht. Um dies zu beweisen, muss man von den, wie gesagt nach b fast stets verzwillingten Krystallen einen einfachen Theil längs b abspalten und wie vorher deformiren: alle deformirten Theile löschen (bis auf etwa entstandene Lamellen der Art γ , vergl. unten) nicht nur gleichzeitig mit dem Haupttheil aus, sondern zeigen auch das Interferenzbild durch b in ganz gleicher, nicht etwa um 180° gedrehter Lage.

Die Deformation α ist also von derselben Art wie die Deformation γ des Brombaryums, für welche ich die Bezeichnung Translation vorgeschlagen habe (dies. Jahrb. 1889. I. 159). Sie erfolgt hier parallel der Kante $b : m$ (Translationsrichtung) längs b (Gleitfläche); ein erheblicher Unterschied gegenüber Brombaryum liegt nur darin, dass dort die Translation (für den vorderen Theil der Krystalle) nur beim Druck in der Richtung von $+\hat{c}$ nach $-\hat{c}$ stattfand, sonst dagegen einfache Schiebung, während hier der Druck in beiden Richtungen der Kante $b : m$ nur zur Translation führt.

Sehr auffallend ist, dass der Winkel des beim Einschieben des Messers entstehenden Spaltes annähernd constant und stets erheblich grösser scheint als der Winkel des Messers an der Schneide (der bei den Versuchen höchstens 10° betrug). Es scheint danach, dass die Theilchen auch nach dem

Aufhören des vom Messer gegebenen Anstosses in Folge geringer Reibung längs b noch weiter gleiten, und dass diese Reibung für die Theile nahe der Oberfläche von b geringer ist als für die tiefer liegenden.

Ein völliges Abschieben eines Krystalltheiles längs b ist mir nicht gelungen; wohl aber kann man einen möglichst einschlussfreien Krystall schon zwischen den Fingern bis zu völlig linsenförmigem Querschnitt deformiren, ohne dass er an Durchsichtigkeit viel einbüsst (Fig. 11). Die deformirten Theile sondern sich allerdings leichter als sonst nach b ab. Dass die Grösse der Translation beliebig gesteigert werden kann, geht auch daraus hervor, dass von einem durch Aufsetzen des Messers verschobenen Krystalltheil sich durch nochmaliges Einpressen des Messers in der Nähe der äusseren verschobenen Kante ein kleines Stück nochmals in demselben Sinne verschieben lässt (Fig. 12).

Die Translation geht um so leichter vor sich, je näher den Randflächen der Krystalle das Messer eindringt; dabei scheint es gleichgültig, nach welcher Seite das Messer gegen b (unter etwa $10-20^\circ$) geneigt ist, oder ob es auf b genau senkrecht steht, die Schiebung erfolgt stets so, dass der verschobene Theil kleiner ist als der in Ruhe bleibende. — Ein parallel zur Kante $b : m$ auf b aufgesetztes Messer dringt erst nach starkem Druck und meist unter Zertrümmerung des Krystalls ein.

Deformation β .

Mit der Def. α hängt innig zusammen die Fähigkeit der Krystalle eine zweite nicht homogene Def. β einzugehen. Schon beim Losbrechen der Krystalle von den Stufen bemerkt man, dass sie sich ausserordentlich leicht krümmen, und zwar derart, dass die Fläche b sich in eine Cylinderfläche verwandelt, deren Mantellinien senkrecht $b : m$, also parallel λ verlaufen. Krystalle des zweiten Habitus von etwa 15 mm Länge lassen sich bequem um einen Glasstab aufrollen, dabei kann sowohl b wie die Gegenfläche von b auf der Innenseite des Ringes liegen. Auch das Zurückbiegen gelingt leicht, es bleibt dann meist nur ein kleiner Wulst $// \lambda$ an der Stelle der stärksten Biegung übrig. Ebenso kann man den in dies.

Jahrb. 1883 II. 13 am Gyps beschriebenen Versuch leicht anstellen. Für unsere Krystalle lässt sich aber nachweisen, dass unzweifelhaft kein Gleiten in einer zur Kante $b : m$ senkrechten Ebene in der Richtung senkrecht b stattfindet, und zwar schon aus der Formänderung der Krystalle.

Schon nach geringen Biegungen erscheinen nämlich auf den Flächen p , q , r und s dieselben feinen, parallel b verlaufenden Streifen wie bei der Def. α , während die Flächen m und n , wenn auch nicht eben, so doch frei von Streifung bleiben. Nach starken Krümmungen werden p , q , r und s durch die Streifung ganz unkenntlich, m und n dagegen erscheinen regelmässig gekrümmt wie die unter ca. $90^\circ - 77^\circ = 13^\circ$, bezw. $90^\circ - 67^\circ = 23^\circ$ zur Basis geneigten Mantelflächen eines geraden Kegels (von etwa kreisförmiger Basis) (Fig. 13). Während daher p , q , r und s schon nach schwacher Krümmung zu Messungen völlig unbrauchbar sind, geben m und n nach starker Krümmung mehr oder minder vollständige Lichtringe. Centriert und justirt man den gebogenen Krystall auf dem Goniometer so, dass die Kante $b : m$ in einer Ebene durch die Axe des Instruments liegt, (wobei man zugleich feststellen kann, dass die Kante in der That in der Ebene gebogen ist) und misst den Winkel zwischen den so justirten Tangentialebenen an die gekrümmten Flächen b und m (oder b und n) an verschiedenen Stellen der Kante $b : m$, so findet man ihn überall fast gleich und unverändert. So wurden an einem Krystall, dessen Fläche b um ca. 90° gekrümmt war, an 5 Stellen ermittelt:

$$\beta(b) : \beta(m) = 77^\circ 20', 77^\circ 16', 76^\circ 19', 77^\circ 10', 77^\circ 33' \text{ (ursprünglich } 77^\circ 13')$$

Die Def. β lässt sich durch die Def. α etwa so erklären, dass bei beginnender Krümmung der Krystalle sofort gewissermassen eine Auflockerung in dünne Schichten // b stattfindet, wie denn in der That ein Aufblättern nach b vielfach zu beobachten ist. Jede von diesen dünnen Schichten lässt sich leicht einzeln krümmen in beliebiger Richtung, wie dünne Blättchen eines amorphen oder krystallisirten Körpers (z. B. Trichite); aber auch der ganze Complex dünner Schichten lässt sich sehr leicht verbiegen, weil jede Schicht auf der andern längs b gleiten kann; indessen krümmt der ganze

Complex sich leicht nur um λ , weil das Gleiten längs b auf die Richtung $b:m$, senkrecht λ beschränkt ist.

Ein sehr anschauliches Bild dieses Verhaltens gibt der folgende einfache Versuch. Man lege 6—10 einfach zusammengefaltete Bogen Schreibpapier so in einander, dass die Rücken parallel liegen (also so wie das Schreibpapier gewöhnlich „Buch“-weise verkauft wird), und häufe mehrere solche „Buch“, ebenfalls mit parallelen Rücken, so aufeinander, dass der Packen ein gerades Parallelopipedon bildet. Wird der Packen jetzt nur längs zwei dem Rücken der „Buch“ parallelen Linien unterstützt, so biegt er sich durch, und die dem Rücken parallel verlaufenden Seitenflächen des Parallelopipedons stehen jetzt nicht mehr senkrecht zu den Tangentialebenen an die obere und untere cylindrisch durchgebogene Grundfläche, weil ein Gleiten der einzelnen Papierlagen in der Richtung senkrecht zur Rückenlinie stattgefunden hat. Wird der Packen dagegen längs zwei senkrecht zu den Rücken verlaufenden Richtungen unterstützt, so findet gar keine oder viel geringere Durchbiegung statt: da ein Gleiten der einzelnen Bogen längs der Rückenlinie durch die Ineinander-Legung verhindert oder sehr erschwert ist, kommt jetzt die Summe der Festigkeiten nicht der einzelnen Bogen für Durchbiegung in Frage, sondern die Summe der Festigkeiten der einzelnen „Buch“. Aus demselben Grunde lässt sich ein „Buch“ Papier um die Rückenlinie leicht aufrollen, nicht um die Linie senkrecht dazu.

Die Def. β besteht demnach eigentlich aus zwei Deformationen: einer Biegung um λ und der Translation α . Die stärkste Krümmung, gar keine Verzerrung, erfährt b ; die stärkste Verzerrung, keine Krümmung die Ebene senkrecht λ ; die Neigung aller Flächen der Zone $b:m$ bleibt unverändert; die Flächen der irrationalen Zone λ (darunter b) werden cylindrisch gekrümmt, die den Zonenaxen $\perp \lambda$ angehörenden (darunter m und n) kegelförmig, alle übrigen windschief.

Es fragt sich, ob die Richtung, um welche die Krümmung der Krystalle stattfindet, wirklich genau senkrecht $b:m$ in b liegt, also die irrationale Richtung λ ist, oder zusammenfällt mit einer benachbarten rationalen Richtung, etwa der Kante $[010 : 111] = [\bar{1}01]$, welche von der vorigen nur um

$3^\circ 45'$ abweicht, und wie wir nachher sehen werden, ebenfalls physikalisch ausgezeichnet ist. Wahrscheinlich ist das letztere nicht, da sich aus dem Fehlen aller Streifung auf m und n schliessen lässt, dass die Def. α ein Gleiten in der That genau längs $b : m$ ist. Ferner habe ich bei möglichst genauer Einstellung der gebogenen Kante $b : m$ in eine Ebene parallel dem Theilkreis wohl kleine Entfernungen der Bilderreihe der etwa im rechten Winkel gebogenen Fläche b aus der eingestellten Zone λ gefunden, in guten Präparaten etwa bis $\frac{1}{4}^\circ$, niemals aber Differenzen wie sie einer Krümmung um $[\text{I}01]$ entsprechen würden. Ferner spricht gegen Krümmung um $[\text{I}01]$, dass die natürlichen Zwillinge nach der Kante $b : m$ und Krystalle, welche, wie fast stets, durch Druck entstandene Lamellen nach $b : m$ enthalten, sich mit derselben Leichtigkeit krümmen wie einfache Krystalle.

In optischer Hinsicht verhalten sich die gekrümmten Krystalle wie ein Aggregat normaler, die die Richtung λ gemeinsam haben und um dieselbe verschieden stark gedreht sind. Die Auslöschung erfolgt auf m und n , soweit sich feststellen lässt, überall unter demselben Winkel zur Tangente an die gebogene Kante $b : m$; die optischen Erscheinungen durch b sind dieselben wie früher.

Das Gleitvermögen längs $b : m$ bedingt auch wohl in erster Linie die ungleiche Ritzbarkeit der Fläche b in den Richtungen $b : m$ und λ . Parallel λ dringt nämlich die Nadel ein wie in einen wachsartigen Körper oder ein geschmeidiges, sehr weiches Metall, ganz ohne Splittern und Geräusch; beim Ritzen parallel $b : m$ dagegen erhält man viel Pulver, unter erheblichem Geräusch, die Nadel dringt anscheinend auch tiefer ein. Im ersten Falle wird offenbar die Krystallmasse rechts und links der Nadel durch Gleitung längs $b : m$ einfach bei Seite geschoben, im zweiten Fall kann die Nadel nur unter Losreissen von Krystallstückchen eindringen; wahrscheinlich entstehen im letzteren Falle beim Fortbewegen der Nadel gleichzeitig vor der Spitze derselben Aufblätterungen längs b , und kleine Fältelungen parallel λ , deren Kuppen die Nadelspitze aufreisst und zerstört.

Da auch eine Reihe anderer Substanzen besonders leicht Biegungen eingehen um eine bestimmte, meist ebenfalls zu

einer physikalisch ausgezeichneten Richtung mindestens annähernd senkrechten Richtung, schien es von Interesse, auch diese auf ihre Fähigkeit zu prüfen, Translationen längs der stärkst gekrümmten Ebene und senkrecht zur Axe der Krümmung einzugehen. Die hier namentlich in Frage kommenden Substanzen sind Cyanit, Gyps, Glimmer, Kobaltblüthe, Vivianit, Antimonglanz und Auripigment (vergl. dies. Jahrb. 1883. II. 13; 1884. I. 52). Da es mir bis jetzt bei keiner dieser Substanzen gelungen ist, blosse Translationen in ähnlicher Weise wie bei unserem Salz zu bewirken oder nachzuweisen, dass solche bei der Biegung der Krystalle eintritt, so begnüge ich mich jetzt, darauf hinzuweisen, dass bei allen eine unserer Fläche b entsprechende Ebene der stärksten Biegung durch auffallende und ganz analoge Unterschiede der Ritzbarkeit ausgezeichnet ist. Ich werde nach näherer Untersuchung auf das Verhalten dieser Substanzen wie das ganz ähnliche des Brombaryums zurückkommen.

Deformation γ und δ .

Die erstere ist die bereits von WILLIAMS und SOUNDERS eingangs erwähnte Deformation. Um sie zu bewirken, genügt es mit einer Nadel auf die Fläche b zu drücken, während man das Blättchen u. d. M. in Dunkelstellung beobachtet. Es blitzen alsdann parallel der Kante $b : m$ verlaufende Lamellen auf, welche mit zunehmendem Druck bald breiter werden, bald, beim Pressen an einer benachbarten Stelle, wieder verschwinden; stets aber von nur mikroskopischen Verhältnissen sind (bis etwa $\frac{1}{3}$ mm Breite). Man bemerkt bald, dass stets eigentlich zwei Lamellen oder vielmehr Lamellensysteme entstehen, von denen das eine bei der Aufstellung wie in Fig. 5 rechts unterhalb, das andere links oberhalb der Nadelspitze liegt; die Grenzlinien beider gegen den Hauptkrystall sind parallel, ungefähr senkrecht zur Kante $b : m$. Das Ganze bildet eine Schlagfigur der des Kalkspaths auf der Spaltungsfläche vergleichbar.

Ganz gleiche Lamellen entstehen auch bei Vornahme der Def. α und β , zuweilen sehr zahlreich, stets aber sehr schmal. Etwas breitere Lamellen der Art γ habe ich erhalten, wenn ein Krystall des zweiten Habitus durch Aufsetzen des Messers auf m oder n längs b gespalten wurde. Dabei entstanden

aber wiederholt noch eine andere Art von Lamellen, allerdings viel weniger zahlreich und kürzer als die bisher beschriebenen, welche zu den ersteren unter ca. 86° (nach den besten Messungen unter $85^\circ 44\frac{1}{2}'$) in dem in Fig. 9 gezeichneten Sinne geneigt waren, wir wollen sie mit δ bezeichnen.

Die Lamellen γ sind ausserordentlich fein und löschen, weil stets von andern Krystalltheilen unterlagert, in keiner Stellung aus. Stellt man die Lamellen aber in einem durch Abspalten nach b gewonnenen, einfachen, möglichst dünnen Krystalltheil her, oder besser spaltet man nach Herstellung der Lamellen einen solchen ab, so lässt sich erkennen, dass im convergenten Licht dieselben zwei gekreuzten Systeme von Interferenzcurven auftreten, welche für die natürlichen Zwillinge nach der Kante $b : m$ charakteristisch und in Fig. 9 skizzirt sind. Der Druck der Nadel bewirkt also Zwillingsbildung nach $b : m$, die Def. γ ist demnach eine einfache Schiebung längs $b : m$ und zu ihrer vollständigen Bestimmung wäre nur noch die Lage der (rationalen) zweiten Kreisschnittsebene zu ermitteln. Das ist leider nur unvollständig gelungen.

Schon bei Herstellung der Schlagfigur auf b ist zu bemerken, dass die Lamellen bei tieferem Eindringen breiter werden, und dass dann, wenn sie die Kanten $b : p$ oder $b : q$ in merklicher Breite erreichen, diese nicht mehr ganz vertical bleiben, sondern in dem in Fig. 5 gezeichneten Sinne sich neigen. Der Winkel $\overset{!}{c} : \overset{!}{\gamma}(\overset{!}{c})$ konnte allerdings wegen der Kürze der Kante $\overset{!}{\gamma}(\overset{!}{c})$ nur wenig genau gemessen werden; an den besten Präparaten ergab sich $5^\circ 30'$. Mit Rücksicht auf die Zwillingslage der verschobenen Theile nach der Kante $b : m$ würde sich daraus ergeben, dass die Kante $b : p = [001]$ in die Kante $b : r = [\underline{100}]$ übergeführt wäre; für diese ergibt nämlich die Rechnung eine Neigung von $5^\circ 11\frac{1}{2}'$ in demselben Sinne.

Setzt man demnach in der in dies. Jahrb. Beil.-Bd. VI. 293 für einfache Schiebungen längs einer rationalen Kante abgeleiteten Formel (6 β) die Werthe ein:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= [\sigma_{11} \sigma_{12} \sigma_{13}] = [101] \\ h &= \langle h_1 h_2 h_3 \rangle = \langle \bar{1}10 \rangle \\ h' &= \langle h_1' h_2' h_3' \rangle = \langle 0 h_2' h_3' \rangle \end{aligned}$$

so erhält man für die zweite Kreisschnittsebene:

$$k_2 = \{k_{21} k_{22} k_{23}\} = \{h_3' : (h_2' - h_3') : h_3'\};$$

d. h. die zweite rationale Kreisschnittsebene k_2 liegt in der Zone $[101] = \{101\} : \{010\}$.

Diese Zonenaxe neigt gegen die Kante $b : m$ unter $86^\circ 15'$, und zwar in demselben Sinne wie die vorher mit δ bezeichneten Lamellen. Es ist demnach wohl wahrscheinlich, dass die Lamellen γ und δ in demselben Verhältniss stehen wie die Lamellen β und α des triklinen Baryum-Cadmium-Chlorids: die zweite Kreisschnittsebene der Lamellen γ ist die erste Kreisschnittsebene, also Zusammensetzungs- und Gleitfläche für die Lamellen δ .

Die Zusammensetzungs- und Zwillingsfläche der Lamellen δ direct oder aus ihrem optischen Verhalten zu ermitteln ist nun leider wegen ihrer Schmalheit unmöglich; es ist daher nicht einmal mit Sicherheit festzustellen, ob sie wirklich von γ verschieden sind oder sich nur anders abgrenzen. Da sie aber in langen, feinen, scharf abgegrenzten Streifen erscheinen, nicht allein mit γ zusammen, sondern auch örtlich davon getrennt, ist ersteres immerhin wahrscheinlich. Auch im andern Fall würde übrigens ihr Verlauf für die Lage der zweiten Kreisschnittsebene der Lamellen γ bezeichnend sein.

Nachdem eine Zone für die Kreisschnittsebene k_2 bekannt war, habe ich versucht, durch Aufsetzen des Messers auf die Kante $b : m$ derart, dass die Messerschneide auf b parallel der Zonenaxe $[101]$ einschneidet, grössere Theile in Zwillingsstellung überzuführen (Fig. 14). Das ist auch insoweit gelungen, dass die verschobenen Theile nach Abspalten eines dünnen Blättchens parallel b jetzt selbständig auslöschten und ein einfaches Interferenzbild lieferten, wodurch ihre Zwillingsstellung nach $b : m$ noch sicherer erkannt werden konnte. Die Lage der verschobenen Flächentheile von p , q , r und s waren indessen auch jetzt nur höchst unsicher zu bestimmen und zwar wesentlich deshalb, weil sie in Folge gleichzeitiger Entstehung der Def. α stets sehr fein // b gestreift waren.

An den beiden besten Präparaten wurde die Neigung $\gamma(q) : \gamma(b)$ gefunden zu $96^\circ 6'$ und $100^\circ 33'$, wobei aber zu bemerken ist, dass auch hier der ganze Reflex noch ca. 8° der hellste Theil immerhin noch 2° breit war. An andern Prä-

paraten wurde derselbe Winkel gemessen zu 84° , 87° , 86° , 89° u. s. w. Berücksichtigt man nur die beiden obigen Messungen, so wäre die Fläche $q = \{110\}$ wahrscheinlich verschoben in $\underline{c} = \{001\}$, welches gegen \underline{b} unter $97^\circ 14'$ neigen soll.

Dann wird die zweite Kreisschnittsebene

$$k_2 = \{1\bar{1}1\},$$

und die früher (l. c.) abgeleitete Formel (5 β) ergibt für unsern Fall

$$h_1' : h_2' : h_3' = -h_3 : (h_1 + h_2 + h_3) : -h_1.$$

Die beobachteten Flächen gingen demnach in folgende über:

$b = 010$	in $010 = b$
$m = \bar{1}11$	in $\bar{1}11 = m$
$n = \bar{1}\bar{1}1$	in $\bar{1}\bar{1}1 = n$
$m_1 = \bar{1}31$	in $\bar{1}31 = m_1$
$p = 110$	in $0\bar{2}1 = s$
$q = \bar{1}10$	in $001 = c$
$p_1 = 130$	in $04\bar{1}$
$q_1 = 3 \cdot 10 \cdot 0$	in 073
$r = 021$	in $\bar{1}30$
$s = 0\bar{2}1$	in $110 = p$
$c = 001$	in $\bar{1}10 = q$

Die Zusammensetzungsfläche der Lamellen γ kann nach Beobachtungen u. d. M. nicht viel gegen b geneigt sein, da man beide Grenzlinien der Lamellen bei schwacher Vergrößerung gleichzeitig fast gleich gut sieht. Auf den Flächen p und q zeigten die wie Fig. 14 hergestellten Präparate eine Neigung der Zusammensetzungsfläche gegen b von 10 — 20° im Sinne einer Fläche $\{hkh\}$ mit $k > 0$. Für genauere Messungen ist auch hier die Def. α hindernd. Die Rechnung ergibt bei Annahme von $k_2 = \{1\bar{1}1\}$ eine Neigung von $11^\circ 42'$ in demselben Sinne wie die Beobachtung.

Zur etwas genaueren Controle der gefundenen Flächen k_1 und k_2 wurde einmal noch der Winkel $\bar{q} : \gamma(\bar{q})$, und ausserdem u. d. M. der spitze Winkel φ in $\gamma(\bar{q})$ gemessen, welchen die Kante $\gamma(b) : \gamma(\bar{q})$ mit der Kante $\bar{q} : \gamma(\bar{q})$ einschliesst (Fig. 14). Der erste wurde auf den beiden oben erwähnten Präparaten gefunden zu $23^\circ 41'$ bez. $33^\circ 24'$, verlangt wird $29^\circ 49'$; für den zweiten wurde gefunden $10^\circ 32'$ bez. $7^\circ 6'$; die Rechnung verlangt $10^\circ 24'$.

Die Lamellen γ entstehen auch beim Ritzen der Flächen p und q quer zur Axe $\overset{!}{c}$. Sie erscheinen hier als sehr feine, den Nadelriss säumende Fransen (Fig. 1), welche, wenn man den Krystall durch p bez. q bei schwacher Vergrößerung betrachtet, anscheinend auf der Oberfläche unter ca. 45° nach rechts, bez. links unten zu $\overset{!}{c}$ geneigt verlaufen, in Wirklichkeit aber von der geritzten Stelle aus schräg in den Krystall // der Kante b : m eindringen, sie sind fadenförmig, sodass ihre wirkliche Trace auf p und q nicht ermittelt werden kann.

Die Lamellen γ geben in diesem Falle zugleich noch Veranlassung zur Entstehung ziemlich grober Sprünge, welche bei der in Fig. 1 gegebenen Orientirung von dem Nadelriss aus nur nach oben sich erstrecken und $7-16^\circ$ gegen $\overset{!}{c}$ geneigt scheinen, durch q gesehen im entgegengesetzten Sinne wie durch p. Aus dem letzten Umstande geht hervor, dass sie nicht die Trace von Absonderungsflächen sein können, welche etwa der Zusammensetzungsfläche k_1 parallel laufen; in Wirklichkeit liegen vielmehr auch hier nicht Sprünge bis zur Oberfläche vor, sondern man sieht nur die schräg in den Krystall einfallenden ungefähr parallel der Kante [101] verlaufenden Grenzlinien derselben. Eigenthümlich ist, dass sie nur erscheinen, wenn die Nadel im Sinne des einfachen Pfeiles über p und q geführt wird, nicht bei Führung im entgegengesetzten Sinne, obwohl auch dann Lamellen γ sehr reichlich entstehen.

Da die Kante b : m Schiebungsrichtung sowohl für die Def. α wie für die Def. γ ist, ebenso die Zone $\{111\} : \{010\}$ die zweite Kreisschnittsebene der Lamellen γ enthält, liegt es nahe, diese ausgezeichneten Richtungen zu krystallographischen Axen Z und X zu machen. Es ergibt sich dann, wenn man gleichzeitig die (nicht beobachtete) Fläche $\{0\bar{1}1\}$ zur neuen Einheitsfläche macht, das folgende Axenverhältniss:

$$\begin{aligned} \overset{\vee}{a} : \bar{b} : \overset{!}{c} &= 0,6467 : 1 : 0,4308 \\ \alpha &= 95^\circ 18'; \beta = 93^\circ 45'; \gamma = 94^\circ 38' \\ A &= 95^\circ 38'; B = 94^\circ 12'; C = 95^\circ 1' \end{aligned}$$

und die Indices der beobachteten Flächen werden folgende:

b(010), p(11 $\bar{1}$), q(1 $\bar{1}\bar{1}$), r, (13 $\bar{1}$), q₁(3 · 1 $\bar{0}$ · 3), m(2 $\bar{1}$ 0), n(210); m₁(2 $\bar{3}$ 0),
r(1 $\bar{2}$ 1), s(121), c(101)

Die Gleitung erfolgt jetzt längs der verticalen Axe, die Krümmung um eine horizontale Linie. Besonders bequem ist die Aufstellung sonst nur für die Krystalle des zweiten Habitus, welche jetzt vertical säulenförmig erscheinen (vergl. Fig. 8).

Bemerkungen zu den Figuren, Taf. II.

Zwillingstheile nach dem ersten Gesetz sind durch einfaches, solche nach dem zweiten Gesetz durch doppeltes Unterstreichen der Flächen-signatur kenntlich gemacht.

Fig. 5, 9 und 10 sind orthogonale Parallelprojectionen auf b.

Fig. 8. Das Individuum mit doppelt unterstrichenen Buchstaben steht in Zwillingstellung nach der Kante m : b zum Krystall ohne unterstrichene Signatur und in Zwillingstellung nach b zum Krystall mit einfach unterstrichener Signatur.

Fig. 11. Naturgetreuer Querschnitt senkrecht zu \bar{c} eines etwa 2 mm breiten und dicken Krystalls (Zwilling nach b) vor und nach starker Def. α .

Fig. 12. Querschnitt senkrecht zur Kante b : m; zweimalige gleichsinnige Translation // b : m längs b durch zweimaliges Einschieben des Messers.

Fig. 13. Orthogonale Parallelprojection eines Krystalls des zweiten Habitus auf eine Ebene $\perp \lambda$ vor und nach der Def. β ; die Fläche b ist cylindrisch gekrümmt, \bar{m} und \bar{n} wie die Mantelflächen gerader Kegel, deren Basis parallel der Zeichnungsebene über derselben liegt; p, q, \bar{r} und \bar{s} sind stark gestreift und windschief verbogen.

Fig. 14. Def. γ . Der Krystall ist, um die einfache Schiebung besser sichtbar zu machen, in einer gegenüber der gewöhnlichen um $180^\circ \perp b$ gedrehten Stellung, und die Deformation übertrieben gezeichnet.

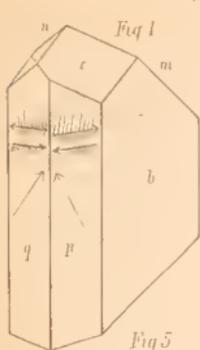


Fig 1

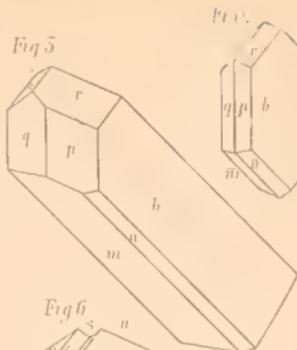


Fig 5



Fig 10

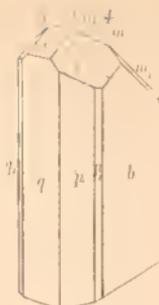


Fig 4

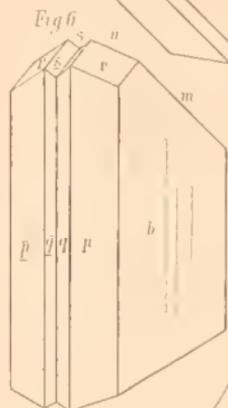
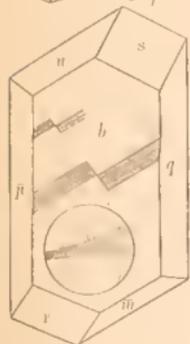


Fig 6



Fig 11

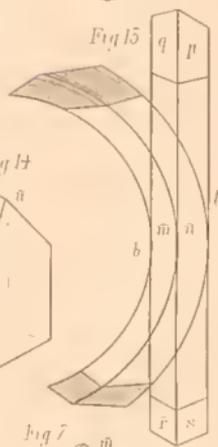


Fig 15

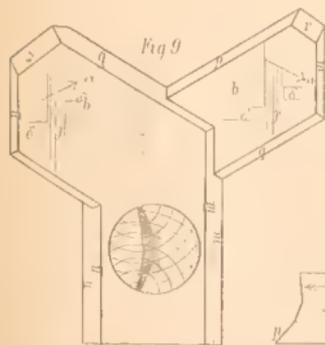


Fig 9



Fig 11



Fig 8

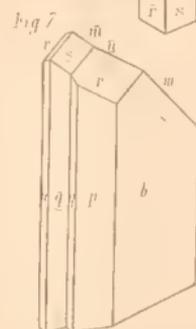


Fig 7

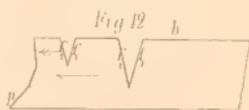


Fig 12

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

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

Jahr/Year: 1892

Band/Volume: [1892_2](#)

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

Artikel/Article: [Ueber die Krystallform eines neuen triklinen Doppelsalzes, \$MnCl_2 \cdot KCl \cdot 2 aq.\$ und Deformationen desselben. 91-107](#)