

Ueber die Krystallform des Brombaryums,
 $\text{Ba Br}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ und verwandter Salze und über
 Deformationen derselben.

Von

O. Mügge in Münster i. W.

Mit Tafel II.

Die Krystalle des Brombaryums. $\text{Ba Br}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. sind bereits mehrfach Gegenstand der Untersuchung gewesen, indessen war es bisher nicht gelungen, den Symmetriegrad derselben unzweifelhaft festzustellen. Nach den Messungen von HANDL (Sitzgsber. Wien. Ak. Bd. 32. p. 244. 1858) wie nach den optischen Untersuchungen von V. v. LANG (dass. Bd. 31, p. 85. 1858) sind die Krystalle rhombisch. Nach RAMMELSBURG'S Aufstellung (Krystallogr.-physik. Chemie I. 1881. p. 295) ist das Axenverhältniss:

$$\overset{\vee}{a} : \overset{|}{b} : \overset{|}{c} = 0,3758 : 1 : 0,4348.$$

Die auftretenden Formen sind: $\infty P_2^{\vee} (120)$. $\infty P_{\infty} (010)$. $P (111)$. $P_{\infty} (011)$. $3P_{\infty} (031)$. $P_{\infty} (101)$. $3P_3^{\vee} (131)$; (vergl. Figuren u. Text bei RAMMELSBURG l. c.). Von den genannten Formen sind aber nur diejenigen aus der Zone der Verticalaxe vollfächig ausgebildet; die übrigen sind an manchen Krystallen so vertheilt, dass sie auf Hemimorphie nach der $\overset{|}{c}$ Axe hinweisen; an andern so, dass nur noch der Symmetrie des monoklinen Systems genügt wird. An Krystallen der ersten Art liegen an dem einen Ende der $\overset{|}{c}$ Axe die Flächen von $P (111)$ und $3P_{\infty} (031)$ (nach meinen Beobachtungen meist auch

$P\infty$ (011)); am andern Ende liegen $P\infty$ (011). $3P\check{3}$ (131) und $P\infty$ (101). (Eine der letzteren entsprechende Fläche ist von mir nicht beobachtet.) Die Krystalle zweiter Art erscheinen nur symmetrisch nach der (niemals beobachteten) Fläche $\infty P\infty$ (100); die vorher genannten Formen liegen gleichzeitig an beiden Enden der c -Axe. — In Folge dieser Ausbildungsweise hielt HANDL die Krystalle für wahrscheinlich hemimorph nach der c -Axe oder für hemiëdrisch mit hemiprismatischem Charakter.

Später hat WERTHER, anscheinend ohne die Angaben von v. LANG und HANDL zu kennen, die Krystalle nochmals untersucht (Journ. f. prakt. Chemie, Bd. 91, p. 167). Er beobachtete nur Krystalle der zweiten Art, hielt dieselben für monoklin und stellte ein dem unten aufgeführten, ganz ähnliches Axenverhältniss auf. Darauf hin machte RAMMELSBERG (POGG. ANN. 122, 1864, p. 616) auf die älteren Beobachtungen von v. LANG und HANDL aufmerksam, betonte von Neuem die rhombische Symmetrie der Krystalle und gab ihnen unter Benutzung seiner eigenen Beobachtungen über Habitus etc. die später in seiner krystallographisch-physikalischen Chemie angenommene Aufstellung. Dabei bemerkte er zugleich, dass sich die Krystalle ungezwungen auf ein ganz ähnliches Axenverhältniss beziehen lassen wie diejenigen des Chlorbaryums, welche man ebenfalls für rhombisch hielt.

Nun hat WYROUBOFF (Bull. soc. min. de France, t. 9, p. 269 ff.) gezeigt, dass die Krystalle des Chlorbaryums sich entschieden monoklin verhalten und ich fand, dass sie auffallend leicht Umlagerungen in Zwillingsstellung nach ihren Pseudosymmetrieebenen $\{100\}$ und $\{001\}$ eingehen. Diese Umstände veranlassten mich, auch das Brombaryum auf seine Symmetrieverhältnisse und eventuelle Fähigkeit, Deformationen einzugehen, zu prüfen. Die folgenden Mittheilungen werden zeigen, dass, hier wohl zum ersten Male, gerade aus den Deformationsverhältnissen mit Sicherheit auf eine bestimmte Symmetrie geschlossen werden kann; dass in der That das Brombaryum trotz seiner grossen Annäherung an rhombische Symmetrie, in geometrischer wie optischer Hinsicht, doch wegen seiner Deformationen leicht als monoklin zu erkennen

ist. Zugleich hat sich ergeben, dass das Brombaryum Deformationen in einem so hohen Grade zugänglich ist, wie es bisher an Krystallen, Kalkspath, Chlorbaryum, Diopsid etc. eingeschlossen, niemals beobachtet ist. — Im Anschluss an das Salz $\text{BaBr}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ sind auch die analogen Verbindungen des Ca, Sr und die analogen Jodverbindungen dieser Metalle untersucht worden. Wegen gewisser geometrischer Ähnlichkeiten einiger Doppelsalze des Cadmiums mit Chlor- und Brombaryum wurden endlich auch diese und die Cadmiumverbindungen selbst geprüft und auch in einigen Fällen die Fähigkeit, Deformationen durch Druck ähnlich wie bei $\text{BaCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ etc. einzugehen, gefunden. Über diese letzteren soll später berichtet werden.

I. Die Krystallform des Brombaryums, $\text{BaBr}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$.

Man erhält ziemlich leicht zur Messung wohl geeignete Krystalle durch langsames Abkühlenlassen der heiss gesättigten Lösung. Bei Anwendung von 1 ko. Salz werden die Krystalle bis ca. 15 mm. lang, bis 5 mm. dick; sie sind indessen, wie auch die kleineren Krystalle, meist hohl; namentlich zum Deformiren geeignete Krystalle finden sich stets nur wenige, man muss daher oft umkrystallisiren, bis man hinreichendes Material gewonnen hat. Die unter merklich gleichen Umständen, oft sogar in derselben Lösung gleichzeitig entstandenen Krystalle sind doch von sehr verschiedenem Habitus, wengleich die auftretenden Formen fast stets dieselben sind, und zwar fast alle identisch mit denjenigen, welche auch RAMMELSBERG, HANDL und WERTHER beobachtet haben. Sehr häufig ist der von RAMMELSBERG (Kryst.-physik. Chemie I, p. 296 u. 297), (POGG. Ann. 122, 1864, Taf. VI, Fig. 10) abgebildete Habitus, welcher durch Vorherrschen der Flächen aus der Zone der c-Axe bedingt ist (Taf. II, Fig. 1 u. 2), (Typus I). Fast ebenso oft findet sich eine früher nur von RAMMELSBERG (POGG. Ann. l. c. Fig. 15) beschriebene Ausbildungsweise, bei welcher zwei symmetrisch zu $\infty P \infty$ (100) liegende Flächenpaare von $o = P$ (111) sich langsäulenförmig ausdehnen, alle übrigen Formen stark zurücktreten; in diesem Falle sind zugleich c, r, r' und a meist nur auf einer Seite des Krystalls vorhanden, wie Taf. II, Fig. 3 zeigt (Typus II).

Seltener sind die Krystalle dick tafelig nach einem Flächenpaar von $P\infty$ (011) (Fig. 4), oder verzerrt (vergl. RAMMELSBURG, POGG. Ann. l. c., Fig. 12 u. 16). Durch langsames Verdunsten der Lösung bei gewöhnlicher Temperatur erhaltene Krystalle sind z. Th. noch erheblich grösser als die aus der Wärme erhaltenen; auch etwas homogener; meist säulenförmig nach p; c und r zumeist nur klein; s verhältnissmässig gross; zuweilen tafelig verzerrt nach der Fläche p, auf welcher sie aufliegen.

Da die Mehrzahl der Krystalle durchaus monoklinen Habitus besitzen, so wurde von vorn herein ein monoklines Axenverhältniss zu Grunde gelegt; und zwar lassen sich die Krystalle des Typus I am ungezwungensten folgendermassen deuten:

	RAMMELSBURG	WERTHER u. MÜGGE
2p	$\infty P\check{2}$ (120)	∞P (110) p
b	$\infty P\infty$ (010)	$\infty P\infty$ (100) a
$^3o^3$	$3P\check{3}$ (131)	$-P$ (111) u
o	P (111)	$+P$ (11 $\bar{1}$) o
q^3	$3P\infty$ (031)	$2P\infty$ (20 $\bar{1}$) r'
q	$P\infty$ (011)	OP (001) c
"	" "	$P\infty$ (10 $\bar{1}$) r

Eine Fläche $P\check{2}$ ($\bar{1}22$), welche der Lage von $P\infty$ (101) bei RAMMELSBURG entsprechen würde, ist von mir niemals beobachtet; dagegen tritt zuweilen eine Fläche $\frac{1}{2}P\infty$ (102) (RAMMELSBURG) = $\frac{1}{2}P$ (112) (s) unserer Stellung auf; in manchen aus der Kälte erhaltenen Krystallisationen fehlt sie keinem Krystall. Über andere, eventuell vorhandene Flächen vergl. p. 135.

Zu Fundamentalwinkeln mussten die Mittel aus Messungen an verschiedenen Krystallen genommen werden, da gleichwerthige Winkel auch gut ausgebildeter Krystalle erheblich schwanken. Es sind folgende:¹

$$\begin{aligned} o : o &= P : P = \bar{1}11 : \bar{1}\bar{1}1 = 93^\circ 40' \\ p : p &= \infty P : \infty P = 110 : 1\bar{1}0 = 106^\circ 5\frac{1}{2}' \\ p : c &= \infty P : OP = 110 : 001 = 76^\circ 8'. \end{aligned}$$

Daraus folgt das Axenverhältniss:

$$\begin{aligned} a : \bar{b} : c &= 1,44943 : 1 : 1,16559 \\ \beta &= 66^\circ 30\frac{1}{2}'. \end{aligned}$$

¹ Wo nichts anderes angegeben ist, sind Normalenwinkel aufgeführt.

Diese Aufstellungsweise, bei welcher die Annäherung der Krystalle an rhombische Symmetrie hinsichtlich der Winkelverhältnisse im Axenverhältniss durchaus nicht zum Ausdruck kommt, wurde in Rücksicht auf den unzweifelhaft monoklinen Habitus der Krystalle gewählt. Es ist übrigens dieselbe, welche sich auch WERTHER als naturgemäss aufgedrängt hat. Sein Axenverhältniss stimmt mit dem oben aufgeführten auffallend nahe überein, wenn man die verhältnissmässig grossen Winkelschwankungen in Rücksicht zieht. Besonders auf $c = OP (001)$ und $r = P\infty (\bar{1}01)$ erscheinen häufig je zwei Reflexe, von welchen die einen dem aus obigem Axenverhältniss folgenden nahe entsprechen, die andern sich solchen mehr nähern, wie sie in Zwillingsstellung nach $\infty P\infty (100)$ befindliche Flächen von $P\infty (\bar{1}01)$ bzw. $OP (001)$ liefern müssten. Es ist nämlich:

$$\begin{aligned} 001 : 100 &= 66^\circ 30\frac{1}{2}' \\ 10\bar{1} : 100 &= 66^\circ 9'. \end{aligned}$$

Würde man die (niemals beobachtete) Form $\frac{1}{2}P\infty (102)$ zur Basis wählen, so käme die grosse Annäherung an die Winkelverhältnisse rhombischer Krystalle auch im Axenverhältniss zum Ausdruck; es würde dann:

$$\begin{aligned} \hat{a} : \bar{b} : \hat{c} &= 1,32927 : 1 : 1,16559 \\ \beta &= 89^\circ 47'. \end{aligned}$$

Eine fast ebenso grosse Abweichung des Winkels β von 90° in demselben Sinne ergibt sich auch aus WERTHER's Daten; ferner stimmt dieselbe sehr gut mit der Neigung $\{\bar{1}02\} : \{100\}$, welche einige Male bei sehr guten Reflexen ermittelt werden konnte (vergl. Winkeltabelle I).

Die Isomorphie mit Chlorbaryum tritt in dem zuletzt angeführten pseudorhombischen Axenverhältniss hervor, wenn man dem Chlorbaryum eine solche Aufstellung giebt, dass:

$$\begin{aligned} \infty P\hat{2} (120) \text{ zu } P\hat{\infty} (011) \text{ wird, ferner} \\ 2P\hat{\infty} (021) \text{ „ } \infty P (110). \end{aligned}$$

Es wird dann das Axenverhältniss des Chlorbaryums:

$$\begin{aligned} \hat{a} : \bar{b} : \hat{c} &= 1,30983 : 1 : 1,23550 \\ \beta &= 88^\circ 55'. \end{aligned}$$

Die Krystalle des ersten Typus des Brombaryums, und zwar nur diese, sind häufig verzwillingt nach $\infty P\infty (100)$. Sie sind oft höchst symmetrisch ausgebildet und erscheinen

wie rhombisch-hemimorph (vergl. Fig. 51 u. 52 bei RAMMELSBURG, Kryst.-phys. Chemie p. 297, Pogg. Ann. I. c. Fig. 7. 8, ferner Taf. II, Fig. 5). Die Zwillingsgrenze ist häufig durch eine von den Flächen P ($\bar{1}11$) und \underline{P} ($\bar{1}11$) und den anliegenden Flächen der Säulenzone gebildete Rinne bezeichnet (Fig. 5). Zwischen P ($\bar{1}11$) und \underline{P} ($\bar{1}11$) liegen zuweilen Flächen mittlerer Lage, welche $P\infty$ (101) RAMMELSBURG'S sich nähern würden, indessen konnten sichere Reflexe von ihnen nicht erhalten werden. RAMMELSBURG, welcher die Rinnenbildung ebenfalls beobachtete (Pogg. Ann. I. c. p. 620), hält diese Verwachsung natürlich für blosse Parallelverwachsung. — Unsymmetrische Ausbildung der Zwillinge ist selten; Fig. 6 zeigt einen solchen, an welchem $\infty P\infty$ (100) als Verwachsungsebene noch deutlich ist; noch seltener sind Krystalle, welche nur kleinere Theile in Zwillingsstellung mit ziemlich unregelmässiger Verwachsungsfläche enthalten.

An den einfachen Krystallen wurde eine zu $-P$ (111) (nahezu) symmetrisch in Bezug auf $\infty P\infty$ (100) liegende Fläche, welcher das Zeichen $2P\bar{2}$ ($2\bar{1}\bar{1}$) zukommen würde, nur einmal beobachtet, noch dazu unter Umständen, welche Zwillingsstellung der fraglichen Flächentheile nach $\infty P\infty$ (100) und damit ihre Identität mit den gewöhnlichen Flächen $-P$ (111) nicht ausschlossen. Eine sichere Bestimmung ging wegen der ungenügenden Reflexe und der Unmöglichkeit, sich optisch zu orientiren, nicht an. Ferner wurde die zu $2P\infty$ ($\bar{2}01$) nahezu symmetrisch nach $\infty P\infty$ (100) liegende Fläche $-P\infty$ (101) trotz Durchmusterung sehr zahlreicher Krystalle niemals beobachtet; die Umrisse von $0P$ (001) und $P\infty$ ($\bar{1}01$) sind daher stets ganz verschieden. WERTHER (I. c.) giebt allerdings eine Fläche $-P\infty$ (101) als beobachtet an (zweimal unter hundert Krystallen), indessen hebt er nicht ausdrücklich hervor, es hätten keine Zwillinge vorgelegen (solche erwähnt er überhaupt nicht).

Mikroskopische Kryställchen, erhalten durch rasches Abdampfen der Lösung auf einem Objectgläschen, erscheinen ähnlich denen des Typus I, aber tafelig nach einer Fläche ∞P (110). Die Neigung der Kanten in der Tafelfläche von ∞P (110) wurde für folgende Flächen gemessen:

$$001 : 100 = 71^{\circ} 10' \text{ (ber. } 70^{\circ} 51')$$

$$20\bar{1} : 100 = 44^{\circ} 7' \text{ („ } 43^{\circ} 29\frac{1}{2}')$$

Da die Krystalle des zweiten Typus niemals verzwillingt sind, zeigt sich auch hier wieder wie bei Chlorbaryum (O. M. dies. Jahrb. 1888, I, p. 133) ein Einfluss der Zwillingsbildung auf das Wachstum.

Sehr selten kommen ausserdem Zwillinge nach OP (001) vor; unter vielen hunderten durch Krystallisation in der Wärme erhaltenen Krystallen fand sich nur ein einziger, sehr symmetrisch ausgebildeter Zwilling der Art (Fig. 7). An demselben ist charakteristischer Weise die Zwillingsfläche ebenfalls sehr gross entwickelt. Unter den durch langsames Verdunsten der Lösung in der Kälte erhaltenen Krystallen wurden noch 2 Zwillinge nach OP (001) beobachtet. sie sind nicht symmetrisch ausgebildet, sondern nur kleinere Stücke einem grösseren Krystalle in Zwillingsstellung angewachsen. Trotz ihres seltenen Vorkommens sind diese Zwillinge doch wegen der unten beschriebenen Deformationen β und δ sehr bemerkenswerth.

Eine Übersicht der an den einfachen Krystallen und den natürlichen Zwillingen gemessenen Winkel giebt Tabelle I. Die von WERTHER gemessenen Winkel sind zum Vergleich mit aufgeführt¹.

Die optische Untersuchung der Krystalle (Typus I) ergab zunächst in Übereinstimmung mit der von v. LANG angegebenen optischen Orientirung, dass $//c$ die grösste Elasticitätsaxe liegt; und zwar ist an den einfachen Krystallen auf den Flächen ∞P (110) keine Abweichung von der c -Axe zu bemerken. Da die grösseren Krystalle fast stets hohl und trüb sind, wurden die optischen Beobachtungen an sehr kleinen, fast wasserklaren Krystallen des Typus I angestellt. An natürlichen Zwillingen nach $\infty P\infty$ (100) der Art ist eine Auslöschungsdifferenz der beiden Theile auf ∞P (110) ebenfalls nicht mit Sicherheit nachzuweisen. Dünnschliffe parallel ∞P (110) und $\infty P\infty$ (010) sind nur schlecht gelungen, da die Substanz weich ist, und schon bei 50° anfängt, Wasser zu ver-

¹ Die nach $\infty P\infty$ (100) in Zwillingsstellung befindlichen Flächen sind durch einfaches, die nach OP (001) in Zwillingsstellung befindlichen durch doppeltes Unterstreichen kenntlich gemacht.

Tabelle I.

	Berechnet.	Gemessen.	WERTHER gemessen.
100 : 001	66° 30½'	66° 27'	66° 38'
100 : 10̄1	66 9	66 22	66 10
100 : 20̄1	37 10	37 18	37 10
100 : 111	49 30	49 27	—
100 : 11̄1	73 53½	73 56½	—
100 : 1̄12	90 11	90 11	—
001 : 20̄1	103 40½	103 46	—
— : 10̄1	132 39½	132 45	—
* — : 110	—	76 8	—
— : 111	44 31	44 26	—
— : 11̄1	62 17½	62 22	—
— : 11̄2	37 42½	37 38½	—
10̄1 : 110	75 55½	75 48	—
— : 111	100 58	100 53	—
20̄1 : 110	61 21½	61 26½	—
— : 11̄1	53 12	53 14½	—
* 110 : 1̄10	—	106 5½	106 7
— : 111	31 37	31 37	—
— : 11̄1	41 34½	41 31	—
— : 11̄2	66 9½	66 17½	—
— : 11̄̄1	115 33½	115 41	—
111 : 1̄11	70 30	70 23	70 29
111 : 1̄̄11	56 36½	56 32½	56 30
111 : 11̄1	73 11½	73 7½	—
* 11̄1 : 1̄̄11	—	93 40	93 34
Zwillinge nach ∞P∞ (100):			
001 : 001	46° 59'	47° 13'	—
10̄1 : 10̄1	47 42	—	—
20̄1 : 20̄1	105 40	105 34½	—
111 : 11̄1	80 59½	81 7	—
11̄1 : 1̄11	32 13½	32 12	—
Zwillinge nach 0P (001):			
001 : 001	180° 0'	180° 3'	—
100 : 100	46 59	46 57	—
1̄01 : 1̄01	85 19	85 52	—
201 : 201	27 21	27 0	—
110 : 110	27 44	27 59	—
111 : 111	90 58	91 9	—
11̄1 : 11̄1	55 25	55 18	—
11̄2 : 11̄2	104 35	104 33	—

lieren. Jedenfalls liegt die Auslöschungsdifferenz der verzwillingten Theile, wie auch Herr Prof. LIEBISCH fand, der die Güte hatte, einige Krystalle daraufhin zu prüfen, innerhalb der an Platten aus natürlichen Zwillingen beträchtlichen Beobachtungsfehler.

Dass aber die Auslöschungsschiefe dennoch nicht gleich Null ist, geht daraus hervor, dass an Zwillingen nach $\infty P \infty$ (100), welche man durch eine Fläche $\{110\}$ im parallelen weissen Licht zwischen gekreuzten Nicols betrachtet, und in welchen also die beiden Individuen von geringer optischer Orientierungsdifferenz sich z. Th. überlagern, nahe der Auslöschungslage farbige Interferenzstreifen sichtbar werden, welche stets $\parallel c$ verlaufen und welche örtlich an die Zwillingsgrenze gebunden sind. Dies wäre nicht möglich, wenn die optische Orientierung in den überlagernden Theilen genau die gleiche wäre¹. (Über weitere Ergebnisse der optischen Untersuchung vergl. p. 142.)

Versuche, in den Krystallen Pleochroismus durch Färben mit Campeche-Holz-Aufguss hervorzubringen, sind nicht gelungen. — Deutliche Aetzfiguren (durch Wasser, verdünnte Lösung des Salzes, wässrige Sulfatlösung und Alkohol) wurden nicht erhalten; Verwitterungsfiguren ebenso wenig. Wärmeleitungscurven auf ∞P (110) nach der SENARMONT'schen Methode dargestellt, waren wenig deutlich; nahezu kreisförmig; die grössere Axe der Ellipsen scheint $\parallel c$ zu liegen.

Deutliche Spaltungsflächen wurden nicht beobachtet, auch Schlagfiguren herzustellen gelang nicht.

Endlich waren auch Versuche, aus gemischten Lösungen von $BaCl_2$ und $BaBr_2$ Mischkrystalle zu erhalten, ganz erfolglos; die erhaltenen Producte stimmten geometrisch und optisch mit $BaCl_2 \cdot 2H_2O$ oder $BaBr_2 \cdot 2H_2O$ überein; ersteres krystallisirt zunächst aus.

¹ Derartige Interferenzstreifen (wie man sie bei petrographischen Untersuchungen häufig am Angit und Titanit beobachten kann), könnten allerdings auch dadurch bewirkt werden, dass diejenige Säulenfläche, auf welcher der Krystall aufliegt, der oben liegenden nicht ganz parallel wäre. Dann wäre es aber auffallend, dass, wie aus der Lage der Streifen $\parallel c$ hervorgeht, beide Flächen doch stets in der Zone der c-Axe lägen. Ausserdem fehlen derartige Streifen an den geometrisch einfach erscheinenden Krystallen.

II. Deformationen am $\text{Ba Br}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$.

Die Krystalle gehen durch Druck leicht Veränderungen der Form ein, welche bis auf einen Fall mit Veränderungen des physikalischen Verhaltens verbunden sind. Dieselben sind hier nach dem Vorgange von LIEBISCH¹, welchem Verf. auch sonst manche belehrende Aufklärung über die in Frage kommenden Verhältnisse verdankt, als Deformationen α , β , γ und δ unterschieden werden. Durch Vorsetzen derselben Buchstaben vor die Indices mögen die Lagen der Flächen nach der Deformation bezeichnet werden. — Diese Deformationen stehen zwar anscheinend ebenfalls mit der pseudorhombischen Symmetrie der Krystalle in Zusammenhang, lassen aber doch noch am leichtesten die wahre Symmetrie erkennen.

Deformation α .

Diese Deformation ist eine homogene, und zwar besteht dieselbe in einer „einfachen Schiebung“ in der von LIEBISCH (l. c. p. 437) nach THOMSON und TAIT eingeführten Bedeutung. Die Gleitfläche ist $\{100\}$, die Ebene der Schiebung ist $\{010\}$, die Bewegung erfolgt also parallel der c-Axe, und zwar so weit, dass $\{001\}$ in die zu $\{100\}$ symmetrische Lage übergeführt wird; die Schiebung bewirkt Zwillingsbildung nach $z_1 = \{100\}$, mit $z_2 = \{001\}$.

Die Flächen aus der Zone der a-Axe ändern ihre Indices nicht (sie bilden den früher vom Verf. als „Grundzone“ bezeichneten Flächencomplex), alle anderen gehen aus $\{hkl\}$ über in $\{h'k'l\}$; es ist also $\alpha \{hkl\} = \{h'k'l\}$. Die Prismenflächen erhalten also die Bedeutung der ihnen gleichwerthigen, zu $\{010\}$ symmetrisch liegenden Flächen. Ursprüngliche und verschobene Flächen liegen stets in einer Zone mit $\{100\}$ (vergl. Fig. 10 u. 11).

Eine Übersicht der für diese Deformation beobachteten und berechneten Winkel giebt Tabelle II; das Schema der Winkelverhältnisse in $\{010\}$, welche hauptsächlich in Betracht kommen, giebt Fig. 8. Besonders bemerkenswerth ist, dass $\{001\}$ nahezu zusammenfällt mit $\{101\}$, $\{101\}$ nahezu mit $\{001\}$,

¹ Nachricht v. d. k. Ges. d. Wiss. zu Göttingen. 1887. p. 435.

ferner $\alpha \{10\bar{1}\} = \{\bar{1}01\}$ sehr nahezu mit $\{201\}$. (Der Winkel der beiderlei Flächen beträgt im ersten Falle $21\frac{1}{2}'$, im zweiten Falle $9\frac{1}{2}'$. In Fig. 8 konnten diese kleinen Winkel nicht mehr sichtbar gemacht werden.)

Tabelle II (Deformation α).

1. $\bar{1}11 : \underline{111} = 24^\circ 23'$ (ber.)	$24^\circ 30'$ (gem.)
2. $111 : \bar{1}\bar{1}\bar{1} = 24 \quad 23$ „	$24 \quad 29\frac{1}{2}$ „
3. $001 : \underline{001} = 46 \quad 59$ „	$47 \quad 23$ „
4. $\underline{100} : \underline{001} = 66 \quad 30\frac{1}{2}$ „	$66 \quad 21$ „
5. $\underline{100} : \underline{11\bar{1}} = 73 \quad 53\frac{1}{2}$ „	$74 \quad 1\frac{1}{2}$ „
6. $\underline{100} : \underline{111} = 49 \quad 30$ „	$49 \quad 25$ „
7. $10\bar{1} : \underline{101} = 28 \quad 49\frac{1}{2}$ „	$28 \quad 51$ „
8. $001 : \underline{101} = 76 \quad 10$ „	$75 \quad 53$ „
9. $001 : \underline{201} = 88 \quad 56$ „	$88 \quad 56$ „

Die Grösse der Schiebung berechnet sich nach LIEBISCH l. c. zu

$$\sigma - \frac{1}{\sigma} = 0,86959,$$

das Verhältniss der Schiebung wird:

$$\sigma = 1,52509;$$

die Schiebung bewirkt eine Drehung der grössten und kleinsten Haupttaxen des Deformationsellipsoides um

$$\delta = 90^\circ - \beta = 23^\circ 29\frac{1}{2}'$$

Die Grösse der Schiebung ist also beträchtlicher als in irgend einem der bisher bekannten Fälle.

Man kann diese Deformation ausserordentlich leicht hervorbringen. Bei Krystallen des Typus I genügt es, sie so gegen die Tischplatte sanft zu drücken, dass der Druck (für den vorderen Theil des Krystalls in der üblichen Aufstellung) vom negativen zum positiven Ende der c -Axe geht, der spitze Winkel β also in den stumpfen übergeführt wird. Ebenso geht diese Deformation stets vor sich, wenn man die Messerklinge $// \bar{b}$ senkrecht auf $\{100\}$ aufsetzt und langsam eindrückt. Das Messer dringt dann nicht $\perp \{100\}$ (also etwa $// \{102\}$) ein, sondern $// \{001\}$, und schiebt daher den oberen Theil des Krystalls vor sich her, gerade so wie bei dem bekannten BAUMHAUER'schen Versuch am Kalkspath.

Die Krystalle des zweiten Typus sind für die erste Her-

stellungsart besonders bequem zwischen den Fingern zu halten, und es gelingt leicht, grosse Theile in Zwillingstellung überzuführen; sonst entstehen auch Lamellen, bald breit, bald mikroskopisch schmal (Fig. 11). Zahlreiche Lamellen entstehen meist durch Drücken der Krystalle des zweiten Typus in der Krystallpresse, wenn die Backen derselben auf die grossen Flächen von $+P$ ($11\bar{1}$) wirken; hier sind die Umlagerungen unter dem Mikroskop mit schwachem Objectiv (nicht zwischen gekreuzten Nicols) bequem zu beobachten, wenn man die Krystalle so dreht, dass die entstehenden Flächen $\alpha P = -P$ reflectiren.

Im Übrigen gelingt die Umlagerung um so leichter, je kleiner die Krystalle sind; am besten sind solche, welche sich noch eben zwischen den Fingern halten lassen¹; an grösseren Krystallen tritt leicht Zertrümmerung der dem Druck zunächst ausgesetzten Theile ein. Sehr gut sind in den grossen deformirten Krystallen aber hohle, // \bar{b} verlaufende Kanäle zu erkennen, welche denen des Kalkspathes analog sind und aller Wahrscheinlichkeit nach von zwei Flächenpaaren $\{001\}$ und $\{00\bar{1}\}$ begrenzt sein werden.

An den natürlichen Zwillingen nach $\{100\}$ muss der Druck für beide Zwillingshälften entgegengesetzt gerichtet sein, um dieselbe Deformation α zu bewirken; setzt man das Messer // \bar{b} auf die beiden gegenüberliegenden Flächen $\{100\}$ und $\{100\}$ eines solchen Zwillings, so erfolgt die Umlagerung stets nach entgegengesetzten Seiten in ganz gleicher Weise, so dass über die Zwillingnatur jener scheinbar rhombischen, hemimorphen Krystalle gar kein Zweifel sein kann.

Durch rasches Erhitzen Zwillinglamellen hervorzurufen, gelang nicht.

Die deformirten Theile lassen sich leicht in die ursprüngliche Stellung zurückschieben.

Benützt man zu den Versuchen kleine wasserklare Kryställchen des Typus I, oder dünne Blättchen, welche aus

¹ Da die Krystalle durch Anfassen mit den Fingern und Anhauchen ihren Glanz sehr rasch verlieren, empfiehlt es sich, sie während des Pressens zwischen Fliess-Papier zu halten und sie bei der genaueren Untersuchung der Flächen in Glasröhrchen einzuschliessen.

grösseren hohlen Krystallen desselben Typus (Durchschnitt $\perp c$ Fig. 9) durch Losbrechen der dünnen Wände $// \infty P$ (110) gewonnen sind, im letzteren Falle etwa unter Anwendung der bei Chlorbaryum von mir beschriebenen Druckvorrichtung (l. c. p. 134, Taf. IV, Fig. 7), so kann man die stattgehabte Deformation auch optisch nachweisen. Es erscheinen, wie in den natürlichen Zwillingen nach $\infty P \infty$ (100), parallel c verlaufende Interferenzstreifen, welche an die Grenze der deformirten Theile gebunden sind. Diese Grenzen markiren sich bei den losgebrochenen Blättchen namentlich auch durch die nach der Deformation treppenartig verlaufenden Wände der Mutterlaugen-Einschlüsse, deren Umrisse vor der Deformation nur schwach und ziemlich gleichmässig gekrümmt erscheinen. An etwas dünner geschliffenen Plättchen der Art ist auch zu erkennen, dass die verzwilligten Theile nicht ganz gleichzeitig auslöschen, eine Bestimmung der Auslöschungsschiefe gelang indessen nicht wegen der zwischenliegenden einander überlagernden Theile. Dagegen wurde aus einem nach α deformirten Krystall ein brauchbarer Schliif parallel $\{010\}$ (annähernd) erhalten. An demselben konnte festgestellt werden, dass die Elasticitätsaxe α im stumpfen Winkel β liegt und mit der Axe c einen Winkel von $\frac{1}{2}-1^\circ$ einschliesst; dass die deformirten Theile, äusserlich noch an den wohl erhaltenen verschobenen Umrisslinien erkennbar, auslöschen nach Drehung der Richtung c um $\frac{1}{2}-1^\circ$ nach der entgegengesetzten Seite wie der Haupttheil, alle gleichzeitig unter sich.

Die durch die Deformation α erhaltenen Zwillinge sind geometrisch unsymmetrisch, während die natürlichen wenigstens insofern fast stets symmetrisch sind, als an beiden Individuen dieselben Formen auftreten. Formen $-P \infty$ (101) und $-2P \infty$ (201), welche durch die Deformation α entstehen, wurden an den natürlichen Zwillingen niemals beobachtet; ebenso keine polysynthetische Zwillingstreifung, auch vereinzelte Lamellen nur ganz selten. Es ist das bemerkenswerth gegenüber den Krystallen von Chlorbaryum, wo Zwillingstreifung gewöhnlich, und die Begrenzung der Lamellen vielfach derjenigen der künstlich erzeugten durchaus gleich war. Vielleicht ist die gegenüber Chlorbaryum sehr grosse Ver-

schiebung und daraus folgende grosse Lagenverschiedenheit der Flächen vor und nach der Deformation die Ursache, dass hier derartige nicht stattfindet.

Lässt man nach α deformirte Krystalle des Brombaryum weiter wachsen, so verlieren sich die Spuren der Deformation, soweit sie in dem Auftreten ungewöhnlicher Flächen bestehen, sehr rasch. Die durch die Deformation entstandenen Flächen $\alpha - P = +P$, $\alpha + P = -P$ und $\alpha OP = OP$ wachsen unverändert weiter, die Flächen $\alpha P\infty = -P\infty$ und $\alpha 2P\infty = -2P\infty$ dagegen verschwinden alsbald; an ihrer Stelle liegt nach kurzer Zeit eine grosse, meist vielfach unterbrochene Fläche OP . An der Kante $\{11\bar{1}\} : \{1\bar{1}\bar{1}\}$ tritt meist nach kurzem Wachsthum schon eine Fläche $\{10\bar{1}\}$ abstumpfend auf, und die deformirten Krystalle des zweiten Habitus nähern sich durch besonders starkes Wachsthum der Flächen $\{100\}$, $\{110\}$ und $\{1\bar{1}0\}$ dem Habitus der natürlichen Zwillinge. Auch daraus geht hervor, dass die deformirten Theile thatsächlich eine zu den ursprünglichen symmetrische Orientirung nach $\infty P\infty (100)$ haben. Von zahlreichen Lamellen $// \infty P\infty (100)$ durchsetzte Krystalle des Typus II bedecken sich nach längerem Wachsthum mit zahlreichen, z. Th. in Zwillingstellung nach $\infty P\infty (100)$ befindlichen ziemlich grossen Krystallen des ersten Habitus, welche alle aber nur die gewöhnlichen Formen zeigen. Auf den Flächen $\infty P (110)$ tritt zuweilen eine feine Streifung $// \bar{c}$ auf, welche anscheinend durch das Herauwachsen feiner Zwillinglamellen bewirkt wird¹. Legt man durch Aufsetzen des Messers $// \bar{b}$ auf $\infty P\infty (100)$ und starkes

¹ Vollkommen analog verhalten sich auch die durch Druck entstandenen Lamellen des Kalkspathes $// -\frac{1}{2}Rz (01\bar{1}2)$ beim Weiterwachsen, wie man namentlich an nach $ORz (0001)$ tafeligen Krystallen beobachten kann, welche mit Asbest, Quarz und Adular zusammen im Maderaner Thal vorkommen. Diese z. Th. stark verbogenen Tafeln sind von vielen Zwillinglamellen durchsetzt, die Fläche $ORz (0001)$ (ursprünglich Absonderungsfläche?) ist meist matt. An den Rändern der Tafeln sind meist zahlreiche Kryställchen der Form $Rz (10\bar{1}1)$ in Parallelstellung mit dem Haupttheil aus denselben herausgewachsen, ebenso sind solche kleine Rhomboëder Reihenweis längs der Zwillinglamellen und zwar meist in Zwillingstellung nach $-\frac{1}{2}Rz (01\bar{1}2)$ aus dem Haupttheil herausgewachsen. Von den Flächen $-2Rz (02\bar{2}1)$, wie sie zunächst durch Deformation aus $ORz (0001)$ ent-

Einschieben desselben die Gleitfläche $\infty P \infty (100)$ ganz frei, so wächst sowohl diese, wie die anfänglich ganz matten Flächen OP und $OP (001)$, parallel welchen das Messer eingedrungen ist, zu glänzenden Flächen aus. Bei Ausführung dieser Versuche wurde der Krystall entweder in die warm gesättigte, langsam abkühlende Lösung gehängt oder in einer durch starken Luftstrom rasch verdunstenden kalt gesättigten Lösung im Schweben gehalten, im letzteren Falle wurde er meist bis auf die deformirten Theile, welche weiter wachsen sollten, ganz mit Wachs überzogen.

Da die Säulenzone des Brombaryums geometrisch der Klinodomenzone des Chlorbaryums entspricht, also die Gleitfläche $\infty P \infty (100)$ des ersteren der Gleitfläche $OP (001)$ des letzteren, beide überhaupt, wie oben gezeigt, geometrisch ohne viel Zwang als isomorph betrachtet werden können, so ist es sehr auffallend, dass die Flächen z_2 (zweite Kreisschnittsebene des Deformationsellipsoides) bei beiden ganz verschiedene sind, und zwar in beiden Fällen solche, dass sie auf eine Beziehung zu dem entschieden monoklinen bzw. pseudorhombischen Habitus der Krystalle hinweisen. Es scheint danach, dass die im Habitus der Krystalle angezeigte Pseudo-Symmetrie nicht etwas unwesentliches ist, sondern dass wesentliche Verschiedenheiten des inneren Baues darin zum Ausdruck kommen. Es würde daher hier, ebenso wenig wie bei Diopsid, wo $OP (001)$ (der gewöhnlichen Aufstellung), nicht das zu c fast senkrechte $\frac{1}{2} P \infty (10\bar{2})$ Gleitfläche ist, angebracht sein, aus Rücksicht auf die Isomorphie ein pseudorhombisches Axenverhältniss zu wählen, in unserem Falle um so weniger, als eine zweite Gleitfläche nicht parallel dem nahezu horizontalen Doma $\frac{1}{2} P \infty (10\bar{2})$, sondern parallel $OP (001)$ liegt.

Da es leider nicht gelungen ist, Mischkrystalle von Chlor- und Brombaryum zu erhalten, liess sich die Abhängigkeit der

stehen, sind nur noch Spuren in Form feiner, parallel den Nebenaxen verlaufender Streifen auf den glänzenden Theilen der Basis erhalten geblieben. Ihre Reflexe sind unter $0-3^\circ$ zum Reflex von $ORz (0001)$ geneigt und zwar in demselben Sinne, in welchem auch die Fläche $\underline{-2R}$ neigen müssten; es sind also diese Lamellen schon fast vernarbt. (Wenn $\underline{-2Rz (0221)}$ selbst noch vorhanden wäre, müsste diese unter $10^\circ 37'$ gegen $ORz (0001)$ geneigt sein.) (Vergl. dies. Jahrb. 1883. I. p. 43.)

Lage der Gleitfläche und der zweiten Kreisschnittsebene z_2 von der Zusammensetzung nicht weiter verfolgen. Es würde sich aber empfehlen, am Kalkspath und den ihm nahe stehenden Mischungsmitgliedern zum Magnesit, Eisenspath etc. hin einmal zu untersuchen, bei welchem Gehalt an Mg, Fe etc. die Umlagerungsfähigkeit nach $-\frac{1}{2}Rz$ (01 $\bar{1}$ 2) aufhört. Dabei wäre zugleich zu berücksichtigen, dass am Dolomit und den verwandten Magnesia-reichen Mischungen anscheinend $-2Rz$ (02 $\bar{2}$ 1) die Rolle von $-\frac{1}{2}Rz$ (01 $\bar{1}$ 2) des Kalkspathes übernimmt; polysynthetische Zwillingsstreifung nach $-2Rz$ (02 $\bar{2}$ 1) ist nur an eingewachsenen Massen von Dolomit und Magnesit bekannt.

Deformation γ .

Wenn man die Krystalle (es eignen sich dazu am besten solche des zweiten Typus) so vorsichtig gegen die Tischplatte presst, dass die Druckrichtung (für den vorderen Theil des Krystalls in der üblichen Aufstellung) von der positiven zur negativen Richtung der \bar{c} -Axe geht, so findet ebenfalls ein Gleiten längs der Fläche $\infty P \infty$ (100) statt, und auch $// \bar{c}$, aber der Sinn der Bewegung ist entgegengesetzt dem bei der Deformation α . Auch wechselt in diesem Falle die Grösse der Bewegung mit der Grösse (auch vielleicht Dauer) des Druckes; die der Druckstelle zunächst liegenden Theile des Krystalls werden um einen grösseren Betrag $// \bar{c}$ verschoben als die weiter davon liegenden, und von letzteren bildet sich ein ganz allmählicher Übergang bis zu solchen Krystalltheilen, welche gar keine Verschiebung erlitten haben. Die Flächen {111}, {1 $\bar{1}$ 1} und eventuell {001} erscheinen daher nach der Deformation stetig gekrümmt, und zwar im allgemeinen convex nach aussen; die Flächen {11 $\bar{1}$ }, {1 $\bar{1}\bar{1}$ } und eventuell {10 $\bar{1}$ } und {20 $\bar{1}$ } erscheinen ebenfalls gekrümmt, aber im allgemeinen concav nach aussen. Die Tangentialebene an die gekrümmte Fläche liegt stets in der Zone der ursprünglichen Fläche zur Gleitfläche {100}, sie weicht im allgemeinen um so mehr von der Lage der ursprünglichen Fläche ab, je mehr man sich der Druckstelle, d. i. der von {111}, {1 $\bar{1}$ 1} und {100} gebildeten Ecke nähert (vergl. Fig. 12), indessen kommt es auch vor, dass mehr und weniger stark verschobene Theile als breitere

und schmalere Lamellen // $\infty P \infty$ (100) mit einander abwechseln, so dass die Kante $\{111\} : \{1\bar{1}1\}$ etwas wellig verläuft. Besonders häufig findet sich letzteres an sehr kleinen Krystallen, welche dadurch deformirt sind, dass man ihre Kante $\{111\} : \{1\bar{1}1\}$ gegen eine // \bar{b} liegende Kante von Kork gepresst hat. Es entstehen dann allerdings meist auch nach α deformirte Lamellen.

Die Flächen $\gamma - P$ und $\gamma + P$, an welchen hauptsächlich Messungen vorgenommen werden konnten, gehören also stets der Zone $-P : \infty P \infty$, bezw. $+P : \infty P \infty$ an, sie liegen wie Flächen $-mP\bar{m}$ ($m > 1$) bezw. Pn ($n > 1$), wobei der Werth von m und n von Stelle zu Stelle schwankt. Die Flächen $\gamma 2P \infty$ und $\gamma P \infty$ liegen nachher wie flachere positive, oder bei hinreichend starker Verschiebung wie negative Orthodomen, stets aber bleiben sie Orthodomen; die Flächen der Säulenzone $\{100\}$, $\{110\}$ und $\{1\bar{1}0\}$ dagegen werden nur parallel mit sich selbst verschoben, bleiben vollkommen eben, ändern weder ihre Neigung gegen die nicht verschobenen Krystalltheile noch gegen einander.

Die geometrischen Veränderungen, welche der Krystall durch diese Deformation erleidet, sind also nicht unähnlich denjenigen, welche auch die Deformation α bewirkt, und bei der Pseudosymmetrie der Krystalle nach $\infty P \infty$ (100) wurde anfangs auch vermuthet, dass beide Deformationen ähnliche seien. Indessen zeigten dann weitere Versuche bald, dass diese äussere Ähnlichkeit eben nur durch die gleiche Lage der Gleitfläche und die entgegengesetzt gleiche Bewegungsrichtung bewirkt wird, dass im übrigen aber beiderlei Deformationen von einander grundverschieden seien und zwar γ von einer Art, wie sie bisher noch an keinem Krystall nachgewiesen ist.

Der Unterschied der Deformationen α und γ zeigt sich zunächst in einigen Verhältnissen bei der Darstellung beider. Die Deformation α geht sehr viel leichter, d. h. bei Anwendung eines viel geringeren Druckes vor sich als γ ; Lamellen der Art α bilden sich fast bei jedem irgend stärkeren Druck, welcher nicht gerade $\perp c$ wirkt; γ tritt nur bei erheblichem Druck in der bezeichneten Richtung ein. Versucht man einen

nach γ deformirten Theil wieder in die ursprüngliche Lage zu bringen, so entstehen stets Lamellen α in dem nicht deformirten Theil (zugleich auch solche in dem nach γ Deformirten, welche weiter unten besprochen werden), die Deformation γ aber bleibt erhalten (vergl. Fig. 13). Setzt man das Messer so auf $\infty P\infty (100) // \bar{b}$ auf, dass die Ebene der Schneide etwa $// P\infty (10\bar{1})$ liegt, und presst es ein, nachdem der Krystall auf weiches Wachs gebettet ist, so dass der Druck nicht sehr gross werden kann, so gleitet das Messer gleichwohl nicht $// P\infty (10\bar{1})$ ca ein, und bewirkt Verschiebung im Sinne der Deformation γ , sondern es dringt wie früher $// OP (001)$ ein und es entstehen nur Lamellen α , deren Begrenzungsflächen auf $P (11\bar{1})$ und $-P (111)$ zu den ursprünglichen Flächentheilen unter dem geforderten Winkel von $24^{\circ} 23'$ neigen, nicht etwa unter einem kleineren. Reflexe von mittlerer Lage zwischen $\{hkl\}$ und $\alpha \{hkl\}$, Flächentheilen entsprechend zwischen der normalen und der Zwillingslage nach $\infty P\infty (100)$ wurden niemals beobachtet; wohl aber findet man Theile, für welche die Deformation γ eine (scheinbare) Drehung der Kante $\{11\bar{1}\} : \{1\bar{1}1\}$ nur um Bruchtheile eines Grades bewirkt hat, bis zu solchen, für welche die Drehung derselben Kante ca. 74° beträgt.

Die folgende Tabelle III giebt eine Übersicht der Winkel, welche an den besten Präparaten für die Deformation γ gemessen wurden. Es ist dazu folgendes zu bemerken:

$\{hkl\}$ und $\gamma \{hkl\}$ liegen stets recht gut in der Zone zur Gleitfläche $\{100\}$, falls nicht eine Abweichung ausdrücklich als dz angegeben ist. $\gamma \{100\}$ ist meist nur recht klein (die Präparate sind fast alle aus Krystallen des Typus II angefertigt!) und giebt daher wenig gute Reflexe, aus diesem Grunde ist die Differenz zwischen beobachtetem und berechnetem Werthe $\gamma \{hkl\} : \gamma \{100\}$ meist ziemlich gross. Dagegen lässt sich an den Säulenflächen mit meist recht guten Reflexen sicher feststellen, dass auch bei weit gehenden Deformationen γ die Zone der c -Axe und die Winkel innerhalb derselben durchaus unverändert bleiben. In keinem Falle gelang es, auf $\gamma \{110\}$ und $\gamma \{1\bar{1}0\}$ Reflexe zu entdecken, welche von denjenigen der nicht deformirten Flächentheile $\{110\}$ und $\{1\bar{1}0\}$ irgend erheblich abweichen.

Die Reflexe derjenigen Flächen $\gamma \{hkl\}$, welche eine Lageänderung erleiden, erscheinen meist zu mehreren Gruppen geordnet, da die stärker und schwächer verschobenen Theile meist als ziemlich breite Lamellen // $\langle 100 \rangle$ einander folgen (oder seltener auch mit einander abwechseln), ein ganz gleichmässig fortlaufender Bilderstreif erscheint nicht häufig. Wo es anging, sind daher die Hauptreflexe auf den symmetrisch liegenden Flächen $\gamma \{hkl\}$ und $\gamma \{h\bar{k}l\}$ gemessen, oder die Mitten der Reflexgruppen bestimmt; ausserdem ist meist das äusserste Ende der Reflexe ermittelt. Auf diese verschiedenen Bildergruppen etc. beziehen sie die in der Tabelle unter derselben Nummer aufgeführten Winkelwerthe. Es ist daraus namentlich zu ersehen, dass die Deformation symmetrisch zu $\infty P \infty$ (010) liegender Theile recht gleichmässig erfolgt; scheinbare Störungen treten dadurch ein, dass (Kryst. r, 5—6, Kryst. t, 6—9) von einigen Flächen Theile weggebrochen sind, namentlich begreiflicher Weise die am stärksten Deformirten. Eine genaue Übereinstimmung, namentlich auch hinsichtlich der Maxima der Winkel $\{hkl\} : \gamma \{hkl\}$ und $\{h\bar{k}l\} : \gamma \{h\bar{k}l\}$ ist selbstverständlich schon deshalb ausgeschlossen, weil die äussersten Bilder sehr dunkel sind, und in den symmetrisch liegenden Reflexreihen die einander entsprechenden Bilder bei der grossen Anzahl derselben nicht immer herauszufinden sind.

Am Krystall c mit recht scharf getrennten Reflexgruppen liess sich auch feststellen, dass die Hauptreflexe solcher Flächen, welche vorher in einer Zone lagen, auch nachher wieder in einer Zone erscheinen. Z. B. betragen die Winkel in der Zone $\gamma 001 : \gamma 11\bar{1}$ und der symmetrisch gelegenen:

$$\begin{array}{ll} \gamma 111 : \gamma 110 = 31^{\circ}40' & \gamma 1\bar{1}1 : \gamma 1\bar{1}0 = 31^{\circ}59' \\ \gamma 110 : \gamma 11\bar{1} = 55 \ 15 & \gamma 1\bar{1}0 : \gamma 1\bar{1}\bar{1} = 54 \ 53 \\ \gamma 001 : \gamma 110 = 65 \ 24 & \gamma 001 : \gamma 1\bar{1}0 = 65 \ 38. \end{array}$$

Ein Vergleich derjenigen Theile verschiedener Flächen $\gamma \{hkl\}$, welche derselben dünnen Lamelle // $\langle 100 \rangle$ zugehören, hinsichtlich der Grösse der Deformation, ist nicht möglich, da die letztere auch für sehr nahe gelegene Theile rasch wechselt. Namentlich sind auch die Maxima nicht vergleichbar; es würde das nicht nur vollkommene Erhaltung aller Flächen-theile voraussetzen, sondern auch gleiche Güte der Reflexe, während doch die convex nach aussen gerundeten Flächen

γ —P erheblich besser reflectiren als die concav nach aussen gerundeten Flächen γ +P. Ausserdem wird die von $\{100\}$, $\{11\bar{1}\}$ und $\{1\bar{1}\bar{1}\}$ gebildete Ecke häufig von einer kleinen (in den Figuren nicht gezeichneten) Fläche $\{20\bar{1}\}$ mit nicht messbaren Reflexen abgestumpft, so dass das Maximum der Deformation auf +P nicht so gross werden kann wie auf —P. So führt z. B. die stärkste überhaupt beobachtete Lagenänderung der Fläche $\{111\}$ (Krystall t, Nr. 6) auf eine (scheinbare) Drehung der Fläche $\{10\bar{1}\}$ von $74^{\circ} 18'$ (der Axe \bar{a} von $41^{\circ} 0'$); aus der stärksten beobachteten Lagenänderung der Fläche $\{11\bar{1}\}$ desselben Krystalls (t, Nr. 8) dagegen berechnet sich nur eine Drehung der Fläche $\{10\bar{1}\}$ von $59^{\circ} 24\frac{1}{2}'$.

Tabelle III (Deformation γ).

Krystall b.

1. $\gamma 110 : \gamma 100 = 53^{\circ} 23'$ (ber. $53^{\circ} 2\frac{3}{4}'$)
2. ——— : $\gamma 1\bar{1}0 = 106 \ 1$ („ $106 \ 5\frac{1}{2}'$)
3. $\gamma 100 : 111 = 49 \ 33$ („ $49 \ 30$)
4. ——— : $1\bar{1}\bar{1} = 49 \ 50$ („ $49 \ 30$)
5. ——— : $\bar{1}01 = 113 \ 56$ („ $113 \ 51$)
6. ——— : $001 = 66 \ 34$ („ $66 \ 30\frac{1}{2}'$)
- { 7. $111 : \gamma 111 = 6 \ 17$ (dz = $0^{\circ} 12'$)
- { 8. $1\bar{1}\bar{1} : \gamma 1\bar{1}\bar{1} = 7 \ 56$
- { 9. $11\bar{1} : \gamma 11\bar{1} = 11 \ 46$ und $14^{\circ} 14'$
- { 10. $1\bar{1}\bar{1} : \gamma 1\bar{1}\bar{1} = 11 \ 55$ und $14 \ 16$.

Krystall c.

1. $\gamma 100 : 001 = 66^{\circ} 12'$ (ber. $66^{\circ} 30\frac{1}{2}'$)
2. $\gamma 110 : \gamma 1\bar{1}0 = 106 \ 13$ („ $106 \ 5\frac{1}{2}'$)
3. $\gamma 110 : \gamma 100 = 52 \ 59$ („ $53 \ 2\frac{3}{4}'$)
4. $\gamma 100 : 1\bar{1}\bar{1} = 49 \ 32$ („ $49 \ 30$)
5. $\gamma 001 : 001 = 17 \ 37$ und $20^{\circ} 29'$
- { 6. $111 : \gamma 111 = 9 \ 32$
- { 7. $1\bar{1}\bar{1} : \gamma 1\bar{1}\bar{1} = 9 \ 34$
- { 8. $11\bar{1} : \gamma 11\bar{1} = 16 \ 30$ und $18^{\circ} 38'$
- { 9. $1\bar{1}\bar{1} : \gamma 1\bar{1}\bar{1} = 16 \ 31$ und $18 \ 37$.

Krystall q.

1. $\gamma 100 : 001 = 66^{\circ} 46'$ (ber. $66^{\circ} 30\frac{1}{2}'$)
2. $\gamma 100 : \gamma 1\bar{1}0 = 52 \ 58$ („ $53 \ 2\frac{3}{4}'$)
3. $\gamma 1\bar{1}0 : \gamma 110 = 106 \ 16$ („ $106 \ 5\frac{1}{2}'$)
- { 4. $\gamma 100 : 1\bar{1}\bar{1} = 105 \ 37$ („ $106 \ 6\frac{1}{2}'$)
- { 5. $\gamma 100 : \bar{1}\bar{1}\bar{1} = 105 \ 57$ („ $106 \ 6\frac{1}{2}'$)
- { 6. $111 : \gamma 111 = 3 \ 4$ und $8^{\circ} 30'$
- { 7. $1\bar{1}\bar{1} : \gamma 1\bar{1}\bar{1} = 3 \ 12$ und $8 \ 34$
- { 8. $11\bar{1} : \gamma 11\bar{1} = 9 \ 34$ und $14 \ 9$ und $17^{\circ} 9'$
- { 9. $1\bar{1}\bar{1} : \gamma 1\bar{1}\bar{1} = 5 \ 24$ und $13 \ 23$ und $17 \ 7$.

Krystall r.

1. $\gamma 110 : \gamma 100 = 53^\circ 9'$ (ber. $53^\circ 2\frac{3}{4}'$)
2. $\gamma 110 : \gamma 1\bar{1}0 = 106 9$ („ $106 5\frac{1}{2}$)
3. $\gamma 100 : 111 = 49 32$ („ $49 30$)
4. $\gamma 100 : 11\bar{1} = 106 0$ („ $106 6\frac{1}{2}$)
- { 5. $111 : \gamma 111 = 8 4$ und $9^\circ 13'*$
- { 6. $1\bar{1}1 : \gamma 1\bar{1}1 = 6 47$ und $7 52$ und $15^\circ 46'$
- { 7. $11\bar{1} : \gamma 11\bar{1} = 8 4$ und $14 26$ und $18 59$ und $22^\circ 3'$
- { 8. $1\bar{1}\bar{1} : \gamma 1\bar{1}\bar{1} = 7 52$ und $14 24$ und $18 55$ und $23 30$.

Krystall t.

1. $001 : \gamma 100 = 67^\circ 19'$ (ber. $66^\circ 30\frac{1}{2}'$) (dz = $0^\circ 10'$)
2. $\gamma 110 : \gamma 1\bar{1}0 = 106 8$ („ $106 5\frac{1}{2}$)
3. $111 : \gamma 100 = 49 42$ („ $49 30$)
4. $11\bar{1} : \text{---} = 105 43$ („ $106 6\frac{1}{2}$)
5. $001 : \gamma 001 = 33 57$
- { 6. $111 : \gamma 111 = 7 36$ und $19^\circ 58'$ und $22^\circ 11'$
- { 7. $1\bar{1}1 : \gamma 1\bar{1}1 = 5 18$ und $9 51$ und $16 34$ und $22^\circ 7'$
- { 8. $11\bar{1} : \gamma 11\bar{1} = 14 38$ und $39 33$ und $41 4$
- { 9. $1\bar{1}\bar{1} : \gamma 1\bar{1}\bar{1} = 30 59$ und $36 49$ und $37 59$.

Krystall v.

1. $\gamma 110 : \gamma 1\bar{1}0 = 105^\circ 57'$ (ber. $106^\circ 5\frac{1}{2}'$)
2. $001 : \gamma 001 = 32 18$
3. $111 : \gamma 111 = 22 28$
- { 4. $11\bar{1} : \gamma 11\bar{1} = 34 53$
- { 5. $1\bar{1}\bar{1} : \gamma 1\bar{1}\bar{1} = 35 55$.

Krystall 88.

1. $\gamma 100 : \gamma 20\bar{1} = 48^\circ 23' - 56^\circ 43'$ (also $20\bar{1} : \gamma 20\bar{1} = 11^\circ 13' - 19^\circ 33'$)
2. $\gamma 100 : \gamma 10\bar{1} = 79 33$ (also $10\bar{1} : \gamma 10\bar{1} = 13^\circ 24'$)
3. $11\bar{1} : \gamma 11\bar{1} = 23 13$.

Krystall 100.

1. $20\bar{1} : \gamma 20\bar{1} = 25^\circ 10'$.

Falls die Deformation α wirklich zur Zwillingstellung nach $\infty P \infty$ (100) führt, die Anordnung der Molekeln also symmetrisch gleich in Bezug auf $\infty P \infty$ (100) ist, muss es möglich sein, auch derartige in Zwillingstellung nach $\infty P \infty$ (100) übergeführte Theile weiter in der Art γ zu deformiren. Da nun durch die Umlagerung α der spitze Winkel β in den stumpfen übergeht und umgekehrt, so muss ein Druck vom negativen zum positiven Ende der Axe c (für den vorderen Theil des Krystalls), welcher noch andauert oder zunimmt, nachdem bereits die Zwillinglage erreicht ist, sogleich eine

* Darauf folgende Reflexe liegen bis 1° ausserhalb der Zone.

weitere Deformation γ der nach α deformirten Theile bewirken. Dies bestätigt denn auch der Versuch; bei hinreichend langem und starkem Druck krümmen sich die Flächentheile $\alpha \{hkl\}$ und werden zu Flächentheilen $\gamma\alpha \{hkl\}$, vergl. Fig. 14. Präparate dieser Art sind sehr geeignet, den Unterschied im geometrischen Effect beider Deformationen anschaulich zu machen. Ausnahmslos findet man, dass zwischen den Flächen $\{hkl\}$ und $\alpha \{hkl\}$ keine Spur von Reflex liegt; dass dann aber eine fortlaufende Reihe von Reflexen beginnt, den Theilen $\gamma\alpha \{hkl\}$ zugehörig. In der Tabelle IV sind einige der an solchen Präparaten gemessenen Winkel aufgeführt, sie ergänzt damit gleichzeitig die Tabellen II und III¹.

Tabelle IV (Deformation $\gamma\alpha$).

Krystall w.

1. $\gamma\alpha 110 : \gamma\alpha 1\bar{1}0 = 105^{\circ}58'$ (ber. $106^{\circ} 5\frac{1}{2}'$)
2. $\gamma\alpha 100 : \text{---} = 52 54$ („ $52 2\frac{3}{4}$)
3. $111 : \gamma\alpha 100 = 49 27$ („ $49 30$)
4. $11\bar{1} : \text{---} = 74 1\frac{1}{2}$ („ $73 53\frac{1}{2}$)
5. $\alpha 11\bar{1} : \gamma\alpha 11\bar{1} = 14 57$
6. $\alpha 1\bar{1}\bar{1} : \gamma\alpha 1\bar{1}\bar{1} = 9 23$ und $15^{\circ}7'$
7. $\alpha 111 : \gamma\alpha 111 = 19 36$
8. $\alpha 1\bar{1}1 : \gamma\alpha 1\bar{1}1 = 19 12$ und $24^{\circ}24'$.

Krystall y.

1. $001 : \gamma\alpha 100 = 66^{\circ}35\frac{1}{2}'$ (ber. $66^{\circ}30\frac{1}{2}'$)
2. $11\bar{1} : \gamma\alpha 100 = 73 15$ („ $73 53\frac{1}{2}$)
3. $\alpha 11\bar{1} : \gamma\alpha 11\bar{1} = 10 25$
4. $\alpha 111 : \gamma\alpha 111 = 19 4$ und $24^{\circ}27'$.

Krystall $\alpha\gamma.6$

1. $\bar{1}00 : \gamma\alpha 100 = 180^{\circ} 2'$ (ber. $180^{\circ} 0'$)
2. $111 : \gamma\alpha 100 = 49 19$ („ $49 30$)
3. $11\bar{1} : \text{---} = 74 14$ („ $73 53\frac{1}{2}$)
4. $\alpha 111 : \text{---} = 73 52$ („ $73 53\frac{1}{2}$)
5. $\alpha 11\bar{1} : \text{---} = 49 28$ („ $49 30$)
6. $\gamma\alpha 111 : 111 = 40 52$
7. $\gamma\alpha 11\bar{1} : 11\bar{1} = 33 3\frac{1}{2}'$.

Zieht man demnach nur die Änderungen in der Lage der Krystallflächen in Betracht, so ergibt sich, dass ein Gleiten

¹ In Übereinstimmung mit dem vorigen findet man, dass in der Tabelle II die Winkel $\{hkl\} : \alpha \{hkl\}$ alle (mit Ausnahme der Messung 8) ein wenig grösser sind als sie die Rechnung verlangt; es ist also anzunehmen, dass neben der Deformation α in der Regel noch eine geringe Deformation γ stattgefunden hat.

// $\infty P \infty$ (100) nach beiden Richtungen der $\overset{1}{c}$ -Axe stattfinden kann. Die Änderungen in der Lage der Reflexe können dabei ganz ausserordentlich gross werden; für die Fläche $\{10\bar{1}\}$ z. B. fast $122^{\circ 1}$.

Zur näheren Charakterisirung der Deformation γ ist zunächst in Rücksicht zu ziehen, dass keine Volumenänderung durch sie bewirkt wird. Denn da die Winkel in der Zone der $\overset{1}{c}$ -Axe unverändert bleiben, so könnte eine Compression oder Dilatation // \bar{b} und $\perp \infty P \infty$ (100) nur so vor sich gehen, dass der Compressions- (bezüglich Dilatationscoefficient) für die Richtung // \bar{b} und $\perp \infty P \infty$ (100) der gleiche wäre, was bei einem monoklinen Krystall nicht anzunehmen ist. Falls aber eine Compression (oder Dilatation) in der Richtung der Axe $\overset{1}{c}$ stattfände, müsste der Compressionscoefficient gleich sein für alle Richtungen // $\overset{1}{c}$, welche innerhalb derselben Ebene // $\infty P \infty$ (100) gelegen sind, da die Kanten $\gamma \{hkl\} : \gamma \{100\}$ geradlinig bleiben. Eine Verringerung des Abstandes aller Punkte in der Richtung der Axe $\overset{1}{c}$ würde dann eine Vergrösserung des Winkels der Kanten $\{111\} : \{100\}$ und $\{1\bar{1}1\} : \{100\}$ nach sich ziehen, eine Vergrösserung desselben Abstandes eine Verkleinerung jenes Winkels, und die Zone $111 : \gamma 111 : \gamma 100$ etc. könnte nicht mehr erfüllt sein, wie es doch die Beobachtungen alle zeigen. Directe Messungen auf $\infty P \infty$ (100) und ∞P (110) haben ebensowenig eine Veränderung der Abstände // $\overset{1}{c}$ ergeben². Es ist daher als sicher anzunehmen, dass die Deformation nicht von Volumenänderungen begleitet wird.

Aus den in Tabelle III und IV aufgeführten Messungen

¹ Bei zu Grundelegung der stärksten am Krystall t, Messung 6, für die Fläche $\{111\}$ beobachteten Deformation γ kann der Winkel $\{10\bar{1}\} : \gamma \{10\bar{1}\}$ den Werth von $74^{\circ}18'$ erreichen. Durch die Deformation α wird $\{10\bar{1}\}$ in $\{101\}$ übergeführt unter Drehung dieser Fläche um $28^{\circ}49\frac{1}{2}'$ im entgegengesetzten Sinne wie vorher; $\{101\}$ kann weiter nach γ deformirt werden, wobei die Reflexe noch wieder um $18^{\circ}44'$ in demselben Sinne wie vorher wandern. Es beträgt also der Winkel $\gamma \{10\bar{1}\} : \gamma \alpha \{10\bar{1}\}$ nicht weniger als $121^{\circ}51\frac{1}{2}'$.

² Bestimmungen des specifischen Gewichtes vor und nach der Deformation sind hier wie im folgenden wegen der Inhomogenität der Krystalle als aussichtslos unterlassen.

geht ferner hervor, dass keinerlei Gesetzmässigkeit hinsichtlich der Grösse der Gleitung längs $\infty P\infty$ (100) besteht; dass namentlich nicht, wie man nach dem Vorhandensein der Gleitfläche $P\infty$ ($10\bar{1}$) (vergl. unten) muthmassen könnte, die Lage der verschobenen Theile sich der Zwillingslage in Bezug auf $\infty P\infty$ (100) mit $P\infty$ ($10\bar{1}$) als zweiter Kreisschnittsebene z_2 nähern. Nach vielen Messungen bleibt der Maximalbetrag des Winkels $\langle 111 \rangle : \gamma \langle 111 \rangle$ unterhalb jenem Werth, welcher einer symmetrischen Lage von $P\infty$ ($10\bar{1}$) in Bezug auf $\infty P\infty$ (100) entsprechen würde; in manchen Fällen geht er aber auch beträchtlich darüber hinaus (z. B. beträgt die Maximaldrehung von $P\infty$ ($10\bar{1}$) um \bar{b} mehr als 74° , während die zu $\infty P\infty$ (100) symmetrische Lage nur Drehung um $47^\circ 42\frac{1}{2}'$ verlangt).

Die folgenden Beobachtungen über das physikalische Verhalten der nach γ deformirten Theile beweisen nun aber, dass eine Drehung der Molekeln wie bei der Deformation α überhaupt nicht stattfindet.

Zunächst zeigen Dünnschliffe von nach γ deformirten Krystallen nach $\infty P\infty$ (010), dass die Deformation γ merkliche optische Änderungen nicht nach sich zieht. An dem ersten $\infty P\infty$ (010) geschliffenen Krystall der Art betrug der Maximalwinkel $\langle 10\bar{1} \rangle : \gamma \langle 10\bar{1} \rangle$ ca. 38° ; in einem zweiten, welcher zunächst nach α , dann nach γ deformirt war, betrug der Winkel $\alpha \langle 001 \rangle : \gamma \alpha \langle 001 \rangle$ ca. 30° ; die Deformation γ war also in beiden Fällen recht erheblich. Trotzdem löschten die nach γ deformirten Theile gleichzeitig mit den übrigen aus; zum mindesten müssen die Änderungen im optischen Verhalten nur sehr gering sein, denn an dem zweiten Präparat war die geringe Auslöschungsdifferenz zwischen den ursprünglichen und den nach α deformirten Theilen sehr wohl sichtbar, es wurde eben daran die früher mitgetheilte Auslöschungsschiefe ermittelt (vergl. Fig. 15).

Dadurch wird die Vermuthung nahe gelegt, dass mit der Deformation α irgend welche physikalische Änderungen überhaupt nicht verbunden sind. Diese Ansicht würde sich nun in sehr einfacher Weise bestätigen lassen, falls die Krystalle deutliche Spaltbarkeit nach einer Fläche ausserhalb der Zone der Axe c zeigten. Die Spaltfläche müsste dann den nach γ deformirten Theil ganz so ebenflächig wie den Haupttheil

durchsetzen. Da aber deutliche Blätterdurchgänge nicht vorhanden sind, blieb nichts übrig, als die nach γ deformirten Theile darauf hin zu untersuchen, ob sie in derselben Weise wie der ursprüngliche Krystall im Stande wären, noch die Deformation α einzugehen. Da die Flächen $\gamma - P$ so liegen wie Flächen $-mP\bar{m}$ des Hauptkrystalls, also sich wie solche Begrenzungsflächen bei der weiteren Deformation verhalten müssen, falls die Krystalle noch homogen sind, so müssen die Flächen $\gamma - P = -mP\bar{m}$ durch weitere Deformation α übergehen in Flächen $\alpha\gamma - P = \alpha - mP\bar{m} = +\underline{mP\bar{m}}$. Ferner müssen dann die Theile $\alpha\gamma$ gegenüber den Theilen γ dieselbe optische Differenz zeigen wie die Theile α gegenüber den ursprünglichen.

Es wurde nun zunächst versucht, durch Druck in der Richtung vom negativen zum positiven Ende der Axe c den nach γ deformirten Theil in Zwillingstellung nach $\infty P\infty$ (100) überzuführen. Dies gelingt auch in der That, wenn auch schwieriger und erst bei Anwendung grösseren Druckes als am ursprünglichen Krystall¹. Zunächst wird nämlich fast stets der grössere Theil des nicht nach γ deformirten Krystallstückes nach α deformirt, dann tritt auch Deformation der vorher nach γ deformirten Theile nach α ein. Dünnschliffe $// \infty P\infty$ (010) aus derartigen Präparaten lassen in der That in dem zunächst nach γ deformirten Theil Zwillinglamellen nach $\infty P\infty$ (100) an der Auslöschungsdifferenz erkennen. Eine Bestimmung der Auslöschungsschiefe ist aber nicht möglich, da der Theil γ nicht einheitlich in $\alpha\gamma$ übergeführt ist, sondern nur zahlreiche, sehr feine Lamellen $// \infty P\infty$ (100) enthält; jedenfalls ist aber die Auslöschungsschiefe nur gering. Aus demselben Grunde ist es auch nicht möglich, deutliche Reflexe der Flächentheile $\alpha\gamma - P$, welche $// \infty P\infty$ (100) fein gestreift sind, zu erhalten, und es ist daher bei diesem Versuch nicht der Beweis zu bringen, dass wirklich nach γ und α deformirte

¹ Da die von $\{100\}$, $\{111\}$ und $\{1\bar{1}\bar{1}\}$ gebildete Ecke durch die Deformation γ sehr spitz wird, bricht sie bei dieser Operation sehr häufig ab, auch wenn man gegen Kork presst; die abgebrochenen Theile ruiniren dann auch den Haupttheil, und so kommt es, dass Präparate dieser Art nur schwierig herzustellen sind.

Theile vorliegen, dass nicht etwa erst eine Rückschiebung der nach γ deformirten Theile in die ursprüngliche Stellung vor sich gegangen ist, und dann erst die Deformation α .

Zu goniometrischen Messungen geeignete Präparate wurden dadurch erhalten, dass die Messerschneide // \bar{b} auf $\gamma \infty P \infty \gamma$ (100) aufgesetzt und eingedrückt wurde. Zunächst ist dabei zu bemerken, dass die Messerschneide wie an den nicht nach γ deformirten Krystallen parallel der ebenen Fläche OP (001) von der normalen Lage, nicht etwa parallel der gekrümmten Fläche γ OP γ (001) (oder der ihr nach der Lage von $\gamma - P$ etc. entsprechenden) eindringt. Es ist ganz deutlich zu sehen, dass, während z. B. die Kante $\gamma 111 : \gamma 110$ gebogen ist, die beim Eindringen des Messers von den (matten) Flächen $\{001\}$ und $\{001\}$ mit $\gamma \{110\}$ gebildeten Kanten durchaus geradlinig sind (vergl. Fig. 16). Der Winkel des von $\{001\}$ und $\{001\}$ bei diesem Versuch gebildeten Spaltes lässt sich unter dem Mikroskop zuweilen ganz gut bestimmen, wenn man ein schwaches Objectiv (HARTNACK 2 oder 1) anwendet und den Krystall mit Hilfe von Nadel und Wachs so justirt, dass beide Flächen sich zur Linie verkürzen; er wurde gefunden zu $48\frac{1}{2}^{\circ}$ (schwankend zwischen $46\frac{1}{2}^{\circ}$ und 50°) (ber. $46^{\circ} 59'$). In einem Falle entstanden beim Einschieben des Messers in den stark nach γ deformirten Theil des Krystalls (Nr. 88, Tabelle III) glänzende Flächen $\{001\}$ und $\{100\}$, und es zeigte sich, dass erstere auch da, wo sie dem nach γ deformirten Theil angehört, durchaus normale Lage hat. Es wurde für dieselben gemessen:

Absonderungsfläche	001 : $\bar{1}10$	=	$103^{\circ}38'$	(ber. $103^{\circ}52'$)
"	— : 100	=	66 26	(„ 66 30 $\frac{1}{2}$)
"	— : 001 (Krystallfl.)	=	$0^{\circ}2'$.	

Da bei diesem Versuche, zumal, wenn man den Krystall auf nachgiebiges weiches Wachs bettet, kein grosser Druck in der Richtung der Axe c ausgeübt wird, ist es von vorn herein wahrscheinlich, dass nicht erst Rückschiebung der nach γ deformirten Theile in die ursprüngliche Lage und dann erst Zwillingstellung nach $\infty P \infty$ (100) bewirkt wird. Das wird nun weiter durch die Messungen an Flächen $\alpha \gamma - P$ bestätigt.

Da es bei diesen Messungen nöthig war, die Grösse der Deformation γ , d. h. den Werth von m der Flächen $\gamma - P = -m\overline{Pm}$ möglichst genau gerade für diejenigen Theile von $\gamma - P$ zu kennen, welche nachher die Deformation α eingegangen waren, so wurde die Messerschneide nicht auf $\infty P \infty$ (100) // \bar{b} aufgesetzt, sondern auf die Kante $\gamma \{111\} : \gamma \{1\bar{1}1\}$ und zwar wurde die Messerschneide nur so weit eingepresst, dass neben den doppelt deformirten Flächentheilen $\alpha\gamma - P$ solche nur nach γ deformirte Theile von $-P$ übrig blieben, welche mit den doppelt deformirten derselben nach $\infty P \infty$ (100) schmalen Lamelle angehörten (vergl. Fig. 17, in welcher der nach $\alpha\gamma$ deformirte Theil der Deutlichkeit wegen verhältnissmässig erheblich grösser gezeichnet ist, als der Wirklichkeit entspricht). Die Reflexe der dieser schmalen Lamelle zugehörigen Flächen $\gamma - P$ bewirkten dann einen Reflexstreifen von $\frac{1}{2}-1^\circ$ Breite, und um ungefähr denselben Betrag musste natürlich auch die Lage von $\alpha\gamma - P$ unsicher werden. Da nun aber der Theil $\alpha\gamma - P$ meist nicht einheitlich ist, sondern ziemlich zahlreiche Lamellen der Stellung γ enthält, so wird dadurch der Reflex der Theile $\alpha\gamma - P$ meist noch erheblich verbreitert, und sehr viele von den fertig gestellten Präparaten (bei zahlreichen anderen bröckelte der nach $\alpha\gamma$ deformirte Theil ab) liessen keine Messungen zu. Die an den besseren Präparaten gefundenen Winkel sind in der Tabelle V aufgeführt¹. Es sind die aus der Neigung $-P : \gamma - P = -P : -m\overline{Pm}$ folgenden Werthe von $-P : \alpha\gamma - P = -P : +\overline{mPm}$ berechnet und mit den beobachteten Winkeln der letzten Art verglichen. Andere Flächen als $-P$ gelang es nicht, nach einander nach γ und α zu deformiren und zu messen. Die vorher hervorgehobenen Schwierigkeiten bei der Messung der Flächen $\alpha\gamma - P$ werden die z. Th. erheblichen Differenzen zwischen Rechnung und Beobachtung in der Tabelle V erklären. Jedenfalls geht aus der Tabelle unzweifelhaft hervor, dass nicht erst eine Rückschiebung der nach γ deformirten Theile vor der Deformation α stattfindet, denn sonst müsste eben der Winkel $-P : \alpha\gamma - P$ stets gleich dem

¹ Etwa die Hälfte der Messungen sind mit dem Fernrohr δ des FUESS'schen Goniometers, Modell II, ausgeführt.

Winkel $-\text{P} : \alpha - \text{P} = 24^{\circ} 23'$ sein, während sich eine zunehmende Verkleinerung dieses Winkels mit wachsendem Werthe von $-\text{P} : \gamma - \text{P}$ zeigt. Natürlich müssen $-\text{P}$, $\gamma - \text{P}$ und $\alpha\gamma - \text{P}$ in einer Zone zu $\gamma \infty \text{P} \infty$ liegen, was denn auch die Beobachtung durchgehends bestätigt. Zu optischen Untersuchungen waren diese Präparate nicht geeignet.

Tabelle V (Deformation $\alpha\gamma$)¹.

No. des Krystalls	1.		3.		Diff. zw. Col. 2 und 3
	$-\text{P} : \gamma - \text{P}$ Beobachtet	2. Ber. aus Col. 1	$-\text{P} : \alpha\gamma - \text{P}$ Beobachtet		
—	0° 0'	+ 24° 23'	—	—	—
—	— 3 0	+ 19 33	—	—	—
63	— 5 41	+ 15 2½	+ 15° 26'	+ 0° 23½'	+ 0° 23½'
63	— 5 52	+ 14 44	+ 14 44	0 0	0 0
70	— 6 38	+ 13 25	+ 13 52	+ 0 28	+ 0 28
70	— 6 38	+ 13 25	+ 14 58	+ 1 33	+ 1 33
60	— 7 40	+ 11 38½	+ 9 35	— 2 3½	— 2 3½
72	— 8 8	+ 10 50½	+ 10 7	— 0 43½	— 0 43½
73	— 8 31	+ 10 10½	+ 9 2	— 1 8½	— 1 8½
79	— 9 6	+ 9 4	+ 9 9	+ 0 5	+ 0 5
79	— 9 11	+ 9 1	+ 9 39	+ 0 38	+ 0 38
65	— 9 20	+ 8 45½	+ 8 38	— 0 7½	— 0 7½
84	— 10 17	+ 7 6½	+ 7 34	+ 0 27½	+ 0 27½
83	— 10 51½	+ 6 3½	+ 3° 5½' u. 5° 24½'	— 2° 58' u. — 1° 39'	— 2° 58' u. — 1° 39'
77	— 11 0	+ 5 51½	+ 6° 40'	+ 0 48½'	+ 0 48½'
84	— 11 6	+ 5 41	+ 5° 40' u. 7° 31'	— 0° 1' u. + 1° 50'	— 0° 1' u. + 1° 50'
83	— 11 34	+ 4 52	+ 2° 30'	— 2° 22'	— 2° 22'
62	— 12 17	+ 3 36½	+ 4 55	+ 1 18½	+ 1 18½
77	— 14 51	— 0 52	+ 3 53	+ 4 45	+ 4 45
—	— 15 0	— 1 8	—	—	—
—	— 18 0	— 6 19½	—	—	—

Ein weiteres Beweismoment dafür, dass durch die Deformation γ die Structur der Krystalle gar nicht geändert wird, ergibt sich dann schliesslich aus der Art, wie die deformirten Krystalle weiter wachsen. Verweilt der Krystall längere Zeit in warm gesättigter, sich abkühlender Lösung, so sind die Krystallflächen $\gamma - \text{P}$ und $\gamma + \text{P}$, ebenso eventuell

¹ Das Zeichen + bedeutet, dass die Flächen $\gamma - \text{P}$ und $\alpha\gamma - \text{P}$ in demselben Sinne zu $-\text{P}$ geneigt sind, wie $\alpha - \text{P} = \underline{+}\text{P}$; das Zeichen — bedeutet den entgegengesetzten Sinn der Neigung.

γ OP, γ P ∞ und γ 2P ∞ vollständig verschwunden, sie haben ganz ebenflächigen Theilen Platz gemacht, und zwar auch dann, wenn der Krystall bis auf die deformirten Theile ganz in Wachs eingebettet war, so dass nur diese weiter wachsen konnten. Nach längerem Wachsthum erhält der Krystall eine den nach γ deformirten Theil vollständig überdeckende Kappe; nimmt man ihn schon nach kurzer Zeit wieder aus der Lösung heraus, so erkennt man noch die krummen Flächen γ hkl, aber sie haben sich mit ebenflächigen kleinen Kryställchen bedeckt, welche mit dem nicht deformirten Haupttheil in Parallelstellung sind; es sind im Reflex der neu gebildeten Theile keine nennenswerthen und namentlich keine gesetzmässigen Abweichungen im Sinne der deformirten Flächen γ hkl zu bemerken.

Hängt man nach $\alpha\gamma$ deformirte Krystalle so in die Lösung, dass nur die deformirten Theile weiter wachsen können, so zeigt sich nachher ausser einem in Parallelstellung auch ein in Zwillingsstellung nach ∞ P ∞ (100) zum Haupttheil befindliches Stück, beide von ebenen Flächen begrenzt; und zwar ist das in Zwillingsstellung befindliche Stück charakteristischer Weise da von \perp P (11 $\bar{1}$) begrenzt, wo es an $-$ P (111) des Hauptkrystalls, von $-$ P (111) da, wo es an \perp P des Hauptstückes angrenzt; ebenso sind dünne, auf der Fläche $-$ P (111) austretende Lamellen von \perp P begrenzt; z. Th. zeigen sich auch Spuren von „Vernarbung“. Eine derartige Begrenzung ist um so bemerkenswerther, als sie bei natürlichen Zwillingen nicht beobachtet ist, es geht also daraus hervor, dass wirklich der nach $\alpha\gamma$ deformirte Theil weiter gewachsen ist, nicht etwa erst eine vollständige Auflösung dieses Theils und erst dann ein Weiterwachsen von den nicht deformirten Theilen aus stattgefunden hat.

Lässt man nach γ deformirte Krystalle weiter wachsen, an welchen durch starkes Einpressen des Messers \perp ∞ P ∞ (100) und Entfernen des nach $\alpha\gamma$ deformirten Theiles die Flächen OP (001) (meist matt) und ∞ P ∞ (100) (als Bruchfläche) frei gelegt sind, so wachsen OP (001) und ∞ P ∞ (100) ebenfalls zu glänzenden Flächen von der normalen Lage aus.

Es geht also aus dem optischen Verhalten, aus der weiteren Deformationsfähigkeit, wie aus dem Wachsthum der

nach γ deformirten Theile gleichzeitig hervor, dass physikalische Änderungen mit der Deformation nicht verbunden sind, dass letztere also nur eine Deformation der Figur ist. Die Flächen $\{hkl\}$ haben also nur die Bedeutung von Scheinflächen, man kann sie sich etwa entstanden denken durch oscillatorische Combination äusserst schmaler Flächenstreifen $\{hkl\}$ und $\{100\}$. Nun entspricht die Structur der monoklinen Krystalle nach L. SOHNCKE (Entwicklung einer Theorie der Krystallstructur, 1879, p. 184) derjenigen der Punktsysteme mit zweizähligen Axen von einer einzigen Richtung; zu den Deckbewegungen dieser Systeme gehören demnach (l. c. p. 104) unter anderem auch Deckschiebungen e in der Ebene \perp zur zweizähligen Axe, also in $\infty P\infty$ (010). Wir könnten daher annehmen, dass die Deformation γ nur in einer solchen Deckschiebung besteht, welche für die verschiedenen Lamellen $// \infty P\infty$ (100) verschiedene Werthe hat, stets aber ein vielfaches des Abstandes zweier nächster zweizähliger Axen ist. Dagegen spricht aber die erheblich grössere Schwierigkeit, mit welcher das Messer $// OP$ (001) eindringt und mit welcher die Krystalle überhaupt die Zwillingsbildung nach $\infty P\infty$ (100) eingehen, wenn sie vorher nach γ deformirt sind. Sie deutet vielleicht darauf hin, dass die Parallelschiebung wenigstens nicht für alle Lamellen $// \infty P\infty$ (100) gerade gleich einem Vielfachen des Abstandes zweier nächster zweizähligen Axen ist, also nicht für alle eine Deckschiebung ist. Es scheint daher besser, die Deformation γ vorläufig nur als eine „Translation $// c$ “ zu bezeichnen. Ich ziehe dabei den Ausdruck Translation (nach SOHNCKE, l. c. p. 29, § 4) desshalb der Benennung Parallelschiebung vor, weil die letztere leicht zu Verwechslungen mit der von LIEBISCH (l. c.) als „einfache Schiebung“ bezeichneten, ganz verschiedenen Deformation Anlass geben könnte.

Die Fähigkeit, eine derartige Translation einzugehen, war bis jetzt noch an keinem Krystall nachgewiesen. Am nächsten verwandt ist vielleicht das Verhalten des Steinsalzes beim Gleiten längs ∞O (110); hier sind aber Krümmungen der Flächen, so viel ich weiss, nicht beobachtet, und stets findet Trennung längs der Gleitflächen statt, während die Krystalle des Brombaryums fast stets vollkommen klar blei-

ben, nur zuweilen entstehen Sprünge // $P\infty$ ($10\bar{1}$) und $\infty P\infty$ (100). Ebenso gehört vielleicht in dieselbe Kategorie das Gleiten des Bleiglanzes längs ∞O (110) nach der Beschreibung von BAUER (dies. Jahrb. 1882, I, p. 138). Mir ist es nie gelungen, deutliche Präparate von Bleiglanz herzustellen; es würde sich jedenfalls empfehlen, zu untersuchen, ob die deformirten Theile noch ebenflächig spalten oder nicht.

Nicht blosse Translationen sind dagegen unzweifelhaft die durch Gleiten längs OP (001) am Antimonglanz und Auri-pigment, längs $\frac{1}{3}P\infty$ ($10\bar{3}$) am Gyps hervorgerufenen Deformationen. Die Spaltflächen $\infty P\infty$ (010) (bezw. $\infty P\infty$) der verbogenen Theile sind in allen Fällen gekrümmt, und am Gyps lässt sich auch nachweisen, dass die Auslöschungsrichtung nicht mehr die ursprüngliche ist, sondern in Schnitten // $\infty P\infty$ (100) der Trace der Tangentialebene an die gekrümmte Fläche $\infty P\infty$ (010) folgt (vergl. dies. Jahrb. 1886, I, p. 144, Taf. III, Fig. 8).

Deformation β und δ .

Presst man Krystalle des nach c säulenförmigen Typus I mit der von $\{111\}$, $\{1\bar{1}1\}$, $\{11\bar{1}\}$, $\{1\bar{1}\bar{1}\}$ etc. gebildeten Ecke so gegen weichen Kork, dass der Druck vom negativen zum positiven Ende der Klinoaxe geht (für den oberen Theil des Krystalls), so findet ebenfalls ein Gleiten statt, und zwar längs der Fläche $\{001\}$ und parallel der Klinoaxe im Sinne des Druckes. Die dabei vor sich gehende Deformation soll im Folgenden als Deformation β bezeichnet werden.

Ihr geometrischer Effect besteht darin, dass alle Ebenen // $\{001\}$ sich selbst parallel bleiben (mindestens sehr annähernd), (ausser diesen würden nur noch diejenigen // $\{okl\}$ und $\{o\bar{k}l\}$ parallel sich selbst verschoben werden, solche sind aber nicht beobachtet); ferner kommt $\infty P\infty$ (100) in die Lage eines positiven Orthodomas, $P\infty$ ($10\bar{1}$) und $2P\infty$ ($20\bar{1}$) werden in flachere Orthodomen übergeführt, die Flächen der negativen Hemipyramide gehen in solche steilerer negativer (und eventuell auch positiver) Hemipyramiden über, diejenigen der positiven Hemipyramide in solche flacherer positiver Hemipyramiden (vergl. Fig. 18 und den linken Theil der Fig. 19). Im Allgemeinen liegen also $\{hkl\}$ und $\beta \{hkl\}$ in einer Zone mit der

Gleitfläche $\{001\}$. Der Winkel zwischen beiden wechselt aber mit der Grösse oder Dauer des angewendeten Druckes. Die in der Nähe der Krystallspitze und Druckstelle gelegenen Theile sind daher auch öfter etwas stärker verschoben als die übrigen, indessen zeigen sich stärkere Krümmungen der deformirten Flächen doch nur in der Nähe der Druckstelle auf $\gamma \{1\bar{1}1\}$ und $\gamma \{\bar{1}11\}$, während $\gamma \{111\}$ und $\gamma \{1\bar{1}\bar{1}\}$ in der Regel noch ziemlich einheitlich reflectiren (abgesehen von der unten erwähnten Verzerrung ihrer Reflexe durch Zwillingsstreifung).

Gute Präparate für diese Deformation erhält man nicht leicht; die besten wurden von möglichst kleinen und homogenen Krystallen gewonnen, und die Messungen an ihnen weisen darauf hin, dass die Deformation wenigstens nahezu eine homogene ist, und zwar eine einfache Schiebung von in jedem einzelnen Falle wechselnder Grösse. (Vergl. Tabelle VI und Bemerkungen dazu.) An manchen Krystallen nähert sich $\beta \{100\}$ der in Bezug auf $\{001\}$ symmetrischen Lage zu $\{100\}$ (z. B. 4^a $\beta 5$, $\beta 6$), indessen kommen unzweifelhaft auch sowohl kleinere wie grössere Schiebungen vor. Weniger grosse Schiebungen gehen z. B. stets vor sich, wenn man die Messerschneide $\perp \{001\}$, $// \bar{b}$ aufsetzt und einpresst; das Messer dringt $// \{100\}$ ein und schiebt diejenigen Krystalltheile zur Seite, welche vor dem stumpfen Winkel liegen, der von der Messerschneide und der Ebene $\{100\}$ gebildet wird. Schiebungen, welche die Zwillingslage nicht ganz erreichen, finden aber auch bei dem oben beschriebenen Versuch statt, (Kryst. 4, 6, 8, $\beta 7$, $\beta 9$ u. a.), sie sind sogar die häufigeren, während Schiebungen, welche über die Zwillingslage von $\beta \{100\}$ in Bezug auf $\{001\}$ hinausgehen, seltner bei demselben Versuch vorkommen (z. B. Kryst. 58, 59).

Tabelle VI (Deformation β).

Krystall 4.

1. $001 : \beta 111 = 60^{\circ}59'$ (ber. $62^{\circ}17'$) ($dz = 15'$)
2. $001 : \beta \bar{1}11 = 49\ 12\frac{1}{2}$ („ 44 31) ($dz = 20$).

Krystall 4a.

- | | | |
|---|----|---|
| { | 1. | $001 : \beta 111 = 63^{\circ}11'$ (ber. $62^{\circ}17'$) * |
| } | 2. | $— : \beta \bar{1}\bar{1}1 = 62\ 28$ („ 62 17) * |
| } | 3. | $— : \beta \bar{1}11 = 42\ 24$ („ 44 31) * |
| } | 4. | $100 : \beta 001 = 66\ 8$ („ 66 30 $\frac{1}{2}$) * |

Krystall 6.

1. 001: β 111 = $61^{\circ} 8'$ und $60^{\circ} 27'$ (ber. $62^{\circ} 17'$)*
2. —: β $\bar{1}\bar{1}1$ = $59 23$ (ber. $62^{\circ} 17'$)*
3. —: β $\bar{1}\bar{1}1$ = $48 48$ („ $44 31$) $dz = 2^{\circ} 17'$.

Krystall 8.

1. 001: β 111 = $60^{\circ} 17'$ (ber. $62^{\circ} 17'$)
2. 110: β 110 = $22 37$ („ $27 44$) $dz = 1^{\circ} 52'$
3. 100: β 100 = $38 39$ („ $46 49\frac{1}{2}$).

Krystall β . δ .

1. 100: β 100 = $45^{\circ} 16'$ und $53'$ (ber. $46^{\circ} 59\frac{1}{2}'$)*
2. 110: β 110 = $26 53$ („ $27 44$)*
3. $\bar{1}\bar{1}0$: β $\bar{1}\bar{1}0$ = $27 3$ („ $27 44$) $dz = \delta'$
4. β $\bar{1}\bar{1}0$: β $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$ = $31 28$ („ $31 37$).

Krystall β . 6.

1. 100: β 100 = $49^{\circ} 57'$ (ber. $46^{\circ} 59\frac{1}{2}'$)*
2. 100: β 001 = $63 58$ („ $66 30\frac{1}{2}$)*
3. 110: β 110 = $29 43$ („ $27 44$) $dz = 10'$
4. $\bar{1}\bar{1}0$: β $\bar{1}\bar{1}0$ = $28 53$ („ $27 44$) $dz = 25$
5. $\bar{1}\bar{1}0$: β $\bar{1}\bar{1}0$ = $29 10$ („ $27 44$) $dz = 15$
6. 110: β 001 = $74 1$ („ $76 8$) ($dz = 1^{\circ} 30'$)
7. $\bar{1}\bar{1}0$: — = $75 9$ („ $76 8$) ($dz = 1 30$)
8. 110: $\bar{1}\bar{1}0$ = $106 14$ und $7'$ (ber. $106^{\circ} 5\frac{1}{2}'$)
9. β 110: β $\bar{1}\bar{1}0$ = $105 34$ und 18 („ $106 5\frac{1}{2}$)
10. 110: 100 = $53 8$ und 1 („ $53 2\frac{3}{4}$)
11. β 110: β 100 = $53 10$ und $52^{\circ} 54'$ (ber. $53^{\circ} 2\frac{3}{4}'$)
12. β 110: β 111 = $41 28$ (ber. $41^{\circ} 34\frac{1}{2}'$) $dz = 45'$
13. β $\bar{1}\bar{1}0$: β $\bar{1}\bar{1}1$ = $41 37$ („ $41 34\frac{1}{2}$) $dz = 30$
14. β $\bar{1}\bar{1}0$: β $\bar{1}\bar{1}1$ = $148 9$ („ $148 23$) $dz = 1^{\circ} 15$
15. β 110: β $\bar{1}\bar{1}1$ = $148 16$ („ $148 23$)
16. β 111: β $\bar{1}\bar{1}1$ = $93 59$ („ $93 40$).

Krystall β . 7.

1. 100: β 100 = $41^{\circ} 2'$ * und $42^{\circ} 2'$ ($dz = 15'$) (ber. $46^{\circ} 59\frac{1}{2}'$)
2. 110: β 110 = $22^{\circ} 55'$ (ber. $27^{\circ} 44'$) $dz = 40'$
3. β 110: β 111 = $38 11$ („ $41 34\frac{1}{2}$).

Krystall β . 9.

1. 100: β 100 = $27^{\circ} 40' - 30^{\circ} 20'$ (ber. $46^{\circ} 59\frac{1}{2}'$)
2. β 110: $\bar{1}\bar{1}0$ = $104 44 - 106 42$ ($dz = 50' - 60'$) (ber. $106^{\circ} 5\frac{1}{2}'$)
3. β 110: β 100 = $51 55 - 53 23$ ($dz = 50 - 60$) (ber. $53 2\frac{3}{4}$)

Krystall δ 8.

1. $\bar{1}\bar{1}0$: β $\bar{1}\bar{1}0$ = $34^{\circ} 40'$ ca. (ber. $27^{\circ} 44'$) $dz = 50'$ ca.)
2. $\bar{1}\bar{1}0$: β 001 = $72 16$ ca. („ $76 8$)
3. 111: β 111 = $18 28$ und $19^{\circ} 45'$ ca. (ber. $17^{\circ} 46\frac{1}{2}'$)
4. β 111: β $\bar{1}\bar{1}1$ = $97 51$ ca. (ber. $93^{\circ} 40'$)
5. 100: β 001 = $63 9$ ca. („ $66 30\frac{1}{2}$)
6. β 111: β 001 = $63 33$ ca. („ $62 17\frac{1}{2}$)

Krystall δ 9.

1. 100: β 100 = $64^{\circ} 9'$ (ber. $46^{\circ} 59\frac{1}{2}'$) $dz = 10'$.

Bemerkungen zur Tabelle VI.

Die gemessenen Winkel sind mit denjenigen verglichen, welche einer einfachen Schiebung mit den Kreisschnittsebenen $z_1 = \{001\}$ und $z_2 = \{100\}$ entsprechen würden. Eine Übersicht der wichtigsten Winkel in $\infty P \infty (010)$ für diesen Fall giebt Fig. 26. Unter dieser Annahme ist $\beta \{hkl\} = \{\underline{h} \underline{k} \bar{l}\}$, also $\beta \{111\} = \{\underline{1} \underline{1} \bar{1}\}$, $\beta \{1\bar{1}\bar{1}\} = \{\underline{1} \bar{1} \bar{1}\}$; von den beobachteten Flächen würden nur $\{001\}$ und die Flächen der Säulenzone ihre Indices nicht wechseln. Der geforderte Zonenverband $\{hkl\} : \beta \{hkl\} : \{001\}$ und die Zonenverbände der verschobenen Flächen unter sich konnten in vielen Fällen nicht mehr controlirt werden; die Messungen wo sie bestätigt gefunden wurden, sind mit * bezeichnet, sonst ist die etwa beobachtete Abweichung als dz aufgeführt. Neben dem Hauptreflex erscheinen auf den deformirten Flächentheilen häufig noch zwischen ihm und dem der ursprünglichen Fläche liegende schwächere Reflexe, bis $1-3^\circ$ aus der Zone heraustretend, sie entsprechen weniger deformirten und meist gleichzeitig gekrümmten Theilen.

Die Abweichungen von der Zwillinglage nach $\{001\}$ erfolgen an allen Flächen $\beta \{hkl\}$ desselben Krystalls in demselben Sinne; ein rechnungsmässiger Vergleich ist wegen der geringen Güte der Reflexe als aussichtslos aufgegeben. — Der Krystall 4a, ursprünglich ein symmetrischer Zwillings nach $\infty P \infty (101)$ (Fig. 20), ist dadurch ausgezeichnet, dass eine breite Lamelle // OP (001) entstanden ist, was sonst nicht beobachtet ist; dieselbe befindet sich nach den Messungen sehr nahe in Zwillingstellung nach OP (001). An Zwillingen wie Fig. 5 mit stark ausgebildeter Rinne und zwei Spitzen tritt zuweilen Trennung der beiden Zwillingshälften längs der Zwillingfläche ein (Fig. 19). An den Krystallen $\beta 6$, 58 und 59 sind die deformirten Theile über die Zwillinglage hinausgeführt. Am erstgenannten Krystall ist die geringe Überschreitung der Zwillinglage ziemlich sicher auf Rechnung kleiner Knickungen zu setzen, da auch $\beta \{001\}$ um etwa $2\frac{1}{2}^\circ$ im Sinne eines negativen Orthodomas gegen seine ursprüngliche Lage neigt. Die sehr beträchtlichen Überschreitungen an den Krystallen 58 und 59 (beides ursprünglich Zwillinge nach $\infty P \infty (100)$), an welcher letzterem $\beta \{100\}$ nur $10'$ aus der Zone (h ol) abwich, sind dagegen kaum durch Knickungen zu erklären. Am Krystall 58 weist auch der, allerdings nur sehr schlecht messbare Winkel $\beta \{111\} : \beta \{1\bar{1}\bar{1}\}$ (Messung 4), welcher ebenfalls grösser ist als der Überführung von $-P(111)$ in $+P(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ entspricht, auf eine Überschreitung der Zwillinglage durch Gleitung längs OP (001) hin.

Die in der Tabelle VI aufgeführten Messungen sind alle nur annähernde, deshalb, weil es nicht gelungen ist, die Deformation β hervorzurufen, ohne dass gleichzeitig Umlagerungen α stattgefunden hätten. In allen Präparaten entstehen, sowohl bei Druck // \bar{a} , wie beim Einschieben des Messers // \bar{b} auf $\{001\}$, auch sofort Lamellen α , und zwar meist so zahlreich und so fein, dass die dadurch auf $\{001\}$,

$\{111\}$ etc. gebildeten ein- und ausspringenden Winkel nur noch als feinste Streifen $\parallel \{100\}$ sichtbar sind, die Flächen daher meist keinen einheitlichen Reflex mehr geben, sondern ein breites farbiges Band (auf einer Fläche $\{111\}$ von 1.5 mm. Breite wurden u. d. M. z. B. ca. 150 Lamellen gezählt). Maassgebend für die Grösse der Schiebung β sind daher eigentlich nur die Flächen der Säulenzzone, da diese durch die Deformation α nur parallel sich selbst verschoben werden. Da nun die Deformation α auch die Lage der Gleitfläche OP (001) selbst ändert, nämlich annähernd in die Lage $P\infty$ ($\bar{1}01$) des Hauptkrystalls bringt, so findet man an den meisten Präparaten, dass die Gleitung β nicht genau $\parallel OP$ (001) erfolgt ist, sondern parallel einer Fläche, welche unter etwas grösserem Winkel gegen c neigt, sich der Lage des fast horizontalen Orthodomas $\frac{1}{2}P\infty$ ($\bar{1}02$) etwas nähert. Die von $\{hkl\}$ und $\beta\{hkl\}$ gebildeten Kanten weichen daher auch etwas weniger von der horizontalen Lage ab, als sie es sollten. Wenn man aber die Menge der $\parallel \infty P\infty$ (100) entstehenden Lamellen der Art α berücksichtigt, muss es sogar Wunder nehmen, dass die Abweichung aus derjenigen Lage, welche für die nach β deformirten Theile als normal angesehen ist, nicht noch grösser ist; es rührt das vermuthlich daher, dass in den Krystallen gleichzeitig auch noch Deformation einer vierten Art, δ , nämlich Gleitung längs der Fläche $P\infty$ ($\bar{1}01$) stattfinden können, über welche daher zunächst zu berichten ist.

Die Schiebungsrichtung ist hier mindestens annähernd parallel der Kante $\{\bar{1}11\} : \{\bar{1}\bar{1}1\}$, die Grösse der Schiebung wechselt auch hier anscheinend mit der Grösse und Dauer des Druckes. Meist ist sie geringer als der in Bezug auf $\{\bar{1}01\}$ symmetrischen Lage von $\delta\{100\}$ zu $\{100\}$ entspricht, in einigen Fällen geht sie aber darüber hinaus (Kryst. δ . 9, Messg. 3, Kryst. 58) (vergl. Tabelle VII und Bemerkungen dazu). Dass $\infty P\infty$ (010) auch in diesem Falle keine Lagenänderung erfährt, ergiebt sich mit ziemlicher Sicherheit aus der annähernden Gleichheit der Deformation δ für symmetrisch zu $\infty P\infty$ (010) liegende Theile (Kryst. 4, Kryst. g, Kryst. δ . 9); ebenso aus der Erhaltung des Zonenverbandes der Flächen $mP\infty$ ($h0l$) (Kryst. 9, $\delta 12$, $\delta 2$, $\delta 4$). Dass auch die Gleitrichtung wenigstens annähernd die angegebene ist,

folgt daraus, dass $\{hkl\}$ und $\delta\{hkl\}$ annähernd in der Zone zu $\{\bar{1}01\}$ liegen (Kryst. δ . 1. Messg. 2. Kryst. δ . 9. Messg. 1 u. 2).

Gute Präparate für diese Deformation sind von einfachen Krystallen schwieriger als alle anderen herzustellen. Einige brauchbare Präparate wurden dadurch erhalten, dass Krystalle des Typus I mit der oberen Spitze so gegen Kork gepresst wurden, dass die Druckrichtung annähernd parallel der von $\{\bar{1}11\}$ und $\{\bar{1}\bar{1}1\}$ gebildeten Kante von vorn oben nach hinten unten ging. (Kryst. δ . 9 und Kryst. g. Vergl. Tabelle VII.) (Die Deformation des ersteren stellt, etwas übertrieben, Fig. 25 vor; die Spitze des Krystalls ist weggebrochen und eine stark $// \bar{b}$ gestreifte, zwischen $\{\bar{1}01\}$ und $\{001\}$ gelegene Fläche entstanden.) Meistens sind aber der Erfolg dieser Operation nur Bruchflächen parallel $\{100\}$, $\{\bar{1}01\}$ und $\{001\}$. Wenig bessere Präparate entstehen, wenn man (an Krystallen des Typus II) das Messer senkrecht $\{\bar{1}01\} // \bar{b}$ aufsetzt, es dringt dann $// \{100\}$ ein. Bei beiden Darstellungsarten entstehen übrigens gleichzeitig zahlreiche Lamellen α .

Tabelle VII (Deformation δ).

Krystall 4.

1. $111 : \delta 111 = 26^{\circ} 11'$
2. $1\bar{1}1 : \delta 1\bar{1}1 = 25\ 48.$

Krystall g.

1. $\bar{1}00 : \delta \bar{2}01 = 34^{\circ} 59'*$ und $28^{\circ} 53'*$
2. $111 : \delta 111 = 3\ 41$
3. $1\bar{1}1 : \delta 1\bar{1}1 = 3\ 32.$

Krystall δ . 1.

1. $100 : \delta 100 = 1^{\circ} 12'$ und $6^{\circ} 18'*$
2. $110 : \delta 110 = 1\ 18$ ($dz = 0^{\circ} 15'$) und $3^{\circ} 38'$ ($dz = 0^{\circ} 35'$).

Krystall δ . 2.

1. $100 : \delta 100 = 8^{\circ} 56'*$.

Krystall δ . 3.

1. $100 : \delta 100 = 9^{\circ} 3'*$.

Krystall δ . 4.

1. $100 : \delta 100 = 7^{\circ} 1'*$
2. $\bar{2}01 : \delta \bar{2}01 = 7\ 10$ und $14^{\circ} 16'*$.

Krystall δ . 9.

1. $111 : \delta 111 = 18^{\circ} 47'$ und $19^{\circ} 30'$ ($dz = 0^{\circ} 50'$)
2. $1\bar{1}1 : \delta 1\bar{1}1 = 19\ 20$
3. $\bar{2}01 : \delta \bar{2}01 = 5\ 15$ ($dz = 0^{\circ} 50'$) und $21^{\circ} 46'$ ($dz = 1^{\circ} 0'$).

Bemerkungen zu Tabelle VII.

Die Reflexe der Flächen $\delta \{hkl\}$ sind wegen der zahlreichen Lamellen α , welche sie durchsetzen, meist sehr lichtschwache, lang fortlaufende Streifen, die Neigungen sind daher nur annähernd zu ermitteln, der Zonenverband $\{hkl\} : \delta \{hkl\} : \{\bar{1}01\}$ meist nur schlecht zu controliren (abgesehen davon, dass $\{\bar{1}01\}$ meist zerstört war). Wo der Zonenverband erfüllt gefunden wurde, ist dies durch * bezeichnet, sonst die Abweichung als δz angegeben. Winkelverhältnisse, wie sie eine einfache Schiebung mit $z_1 = \{\bar{1}01\}$, $z_2 = \{100\}$ verlangen würde, sind an keinem Krystall beobachtet worden. Aus den Messungen an Krystall 4 berechnet sich unter der Annahme, dass eine einfache Schiebung vorliegt: $\delta 101 : \bar{1}01 = 47^\circ 4\frac{1}{2}'$, während dieser Winkel $41^\circ 39\frac{1}{2}'$ betragen müsste, falls die Zwillingstellung erreicht wäre; am Krystall $\delta.4$ ist beobachtet $\delta \{20\bar{1}\} : \{20\bar{1}\} = 14^\circ 16'$, die Zwillingstellung wie vorher erfordert $\delta \{20\bar{1}\} : \{20\bar{1}\} = 16^\circ 22'$. Eine Schiebung beträchtlich über die Zwillinglage hinaus wurde nur an Krystall $\delta.9$ (Messung 3) beobachtet, indessen ist der Zonenverband zur Gleitfläche nur schlecht gewahrt. Auch auf $+P$ ($11\bar{1}$) zeigten sich an manchen stärker deformirten Krystallen Nebenreflexe bis zu 3° vom ursprünglichen Hauptreflex entfernt, in verschiedenen Zonen liegend. Die Flächen $\delta \{hol\}$ liegen meist noch recht genau in der Orthozone, da die Deformation α sie auch nicht daraus entfernt; dagegen beeinflusst die Deformation α hier besonders stark die Neigung $\delta \{hol\} : \{hol\}$.

Da in den natürlichen Zwillingen nach $\infty P \infty (100)$ die Fläche $\{001\}$ sehr nahezu mit $\{\bar{1}01\}$ und ebenso die Gleitrichtungen für die Deformationen β und δ , und zwar gleichsinnig, zusammenfallen, so kann man an denselben die Deformationen β und δ gleichzeitig vornehmen¹, indem man sie entweder mit demjenigen Ende, an welchem $\{001\}$ und $\{001\}$ ausgebildet sind, oder mit dem entgegengesetzten gegen Holz oder Kork presst, und gleichzeitig etwas um die Axe \bar{b} dreht, und zwar im Sinne des gebogenen Pfeiles der Fig. 22, bez. der Fig. 23 (Durchschnitt // $\infty P \infty (010)$). Im ersteren Falle gelingt besonders die Deformation β gut, während die nach δ deformirten Theile, weil in der Nähe der Druckstelle gelegen, mehr oder weniger zertrümmert werden; im zweiten Falle müsste es umgekehrt sein, δ besser als β gerathen. Da indessen an den Zwillingen nach $\infty P \infty (100)$ meist nur das Ende, an welchem OP und \bar{OP} , und $-P$ und $-\bar{P}$ herrschen, gut ausgebildet ist, gelang es nicht, gute Präparate für die De-

¹ Deshalb stören offenbar die bei der Deformation β bez. δ in den einfachen Krystallen entstehenden Lamellen α jene Umlagerungen nicht so erheblich als man erwarten sollte.

formation δ zu erhalten. Dagegen sind die in Tabelle VI und VII aufgeführten Messungen an nach β deformirten Krystallen z. Th. auf diese Weise erhalten (Krystalle 4, 4a, 6, 8, β 5, 58, 59); an den Krystallen 4 und 58 sind auch die nach δ deformirten Partien z. Th. messbar geblieben.

Bei der Deformation der natürlichen Zwillinge nach $\infty P\infty (100)$ gleichzeitig nach β und δ ist übrigens auffallend, dass die Deformation nicht allmählich vor sich geht, sondern ruckweise erfolgt. Man fühlt und hört sogar das plötzliche Umknicken der Krystallspitze, welche bis dahin einen merklichen Druck ohne Deformationen einzugehen, ausgehalten hat. Besonders scharf pflegen die Knicke an jenen Flächentheilen zu sein, welche in der Nähe des einspringenden Winkels $\{101\} : \beta \{100\}$ und zugleich in der Nähe der scharfen Säulen- kante liegen; am ausspringenden Winkel der scharfen Säulen- kanten (welche hier aber meist verletzt sind) und in der Nähe der stumpfen Säulenkante pflegen beträchtlichere Rundungen der Flächen einzutreten. So ununterbrochen fortlaufende Reflexreihen wie auf den Flächen $\gamma \{kkl\}$ kommen hier aber niemals vor. Auch bei dem sehr stark deformirten Krystall 59 ist der Reflex von $\beta \{100\}$ ganz einheitlich, diejenigen von $\beta \{111\}$ und $\beta \{1\bar{1}1\}$ wesentlich nur durch die Zwillingstreifung $// \infty P\infty (100)$ stark gestört; $\delta \{111\}$ und $\delta \{1\bar{1}1\}$ sind aber bedeutend gekrümmt, auch in der Nähe der Druckstelle von Sprüngen durchsetzt (vergl. Fig. 21).

Gleitung parallel $OP (001)$ und $P\infty (\bar{1}01)$ mit entgegengesetzten Gleitrichtungen hervorzubringen, ist nicht gelungen. Bei Druck vom positiven zum negativen Ende der Klinoaxe entstehen stets Deformationen δ und α , ebenso bei Druck parallel der Kante $\{\bar{1}11\} : \{\bar{1}\bar{1}1\}$ von hinten unten nach vorn oben die Deformation β und α .

Für die optische Untersuchung der nach β und δ deformirten Theile geeignete Präparate herzustellen ist wegen der meist zahlreichen Sprünge und Lamellen $// \infty P\infty (100)$ nur in wenigen Fällen gelungen. Es sind drei Schlitze (annähernd) $// \infty P\infty (010)$ aus nach β und δ gleichzeitig deformirten natürlichen Zwillingen nach $\infty P\infty (100)$ dargestellt. In dem ersten war die Fläche $\beta \{100\}$ gekrümmt, die Deformation also keine homogene; der Winkel $\{100\} : \beta \{100\}$ be-

trug im Maximum 28° . Es zeigt sich, dass die Auslöschung annähernd der Tangentialebene an die gekrümmte Fläche $\beta\{100\}$ folgt; sie ist also undulös, ihr Winkel mit der Axe c steigt von ca. 0° für die den nichtdeformirten nächsten Theile bis zu 19° . (Die am stärksten deformirten Theile sind im Schliiff nicht erhalten.) Der Verlauf der Grenze zwischen den deformirten und ursprünglichen Theilen ist wegen Losbröckelns der letzteren nicht zu sehen. In dem zweiten, sehr viel besser gelungenen Präparat (Krystall $\beta. 5$) sind nur die nach δ deformirten Theile erhalten; die Auslöschung folgt ebenfalls der Trace der gekrümmten Fläche $\delta\{100\}$. Während der Winkel $\{100\} : \beta\{100\}$ zu ca. $45\frac{1}{2}^\circ$ ermittelt wurde, betrug die stärkste Abweichung der Auslöschungsrichtung der deformirten Theile von derjenigen der unveränderten ca. 43° . Auch die feinen Lamellen α , welche die deformirten Theile durchsetzen, machen sich optisch durch geringe Abweichung der Helligkeit in den der Auslöschungslage benachbarten Stellungen bemerklich, sie erscheinen als sehr feine, parallel $\delta\{100\}$ verlaufende krumme Streifen. Die Deformationsgrenze verläuft nicht $// \{101\}$, sondern neigt etwa unter 80° zu c , in demselben Sinne wie $\{101\}$. In dem dritten Schliiff $// \infty P \infty (010)$ weicht die Auslöschung im Maximum, nämlich für die Spitze des Krystalls, um 42° von der Trace von $\{100\}$ ab, nahezu dieselbe Grösse, nämlich 38° , hat sie auch für die den nicht deformirten Theilen zunächst gelegenen; die Deformation ist also annähernd eine homogene. Die Grenze verläuft annähernd geradlinig $// \{001\}$. Auch hier sind die Lamellen α zu erkennen. Der Umstand, dass letztere der (eventuell gekrümmten) Fläche $\beta\{100\}$ oder $\delta\{100\}$ folgen, weist schon, ebenso wie die Lage der optischen Elasticitätsaxen darauf hin, dass für die physikalische Orientirung der deformirten Theile die Lage von $\beta\{100\}$ bez. $\delta\{100\}$, nicht diejenige der Gleitfläche massgebend ist. Das bestätigen auch die Wachstumsverhältnisse der deformirten Krystalle.

Auf den, bis auf die umgelagerten Theile ganz von Wachs überzogenen Krystallen, lagern sich nämlich die neuen Schichten so ab, dass aus dem oberen Ende des Krystalls in der Regel sehr zahlreiche, in Zwillingstellung nach $\infty P \infty (100)$ zu

einander befindliche und nach derselben Fläche tafelförmige Kryställchen herauswachsen, deren Flächen $\{100\}$ den deformirten Flächen $\beta\{100\}$, bez. $\delta\{100\}$ parallel sind. Sie werden von den gewöhnlichen Flächen begrenzt, darunter sind $OP(001)$ und $\underline{OP}(001)$ neben den Flächen der Prismenzone vorherrschend, während $\{111\}$ und $\underline{\{111\}}$, $\{\bar{1}11\}$ und $\{\bar{1}\bar{1}1\}$ durch oscillatorische Combination Scheinflächen von der Lage $\{101\}$ und $\{\bar{1}01\}$ der Aufstellung RAMMELSBURG'S bilden. An derartigen Präparaten wurde z. B. gemessen:

100 : $\beta 100 = 16^{\circ} 11'$ (vor d. weiteren Wachstum betrug dieser Winkel $16^{\circ} 41'$)
 $\beta 001$: — = $16^{\circ} 34'$ u. $17'^1$
 $\beta 001$: $\beta \underline{001} = 47^{\circ} 19'$ u. $47'^1$

Die der Fläche $\beta\{100\}$ parallelen Ebenen des deformirten Theiles haben also anscheinend denselben physikalischen Charakter wie früher; die der Gleitfläche $\{001\}$ parallelen hätten dagegen einen von dem ursprünglichen verschiedenen Charakter je nach der Neigung derselben zur Fläche $\beta\{100\}$. Darin verhalten sich die nach β deformirten Theile anscheinend ähnlich den durch Gleiten längs $\frac{1}{3}P\infty(10\bar{3})$ deformirten des Gypses, den nach $\frac{1}{4}P\infty(014)$ umgelagerten (nach BÜCKING, Zeitschr. f. Kryst. 7. p. 502, nach dieser Fläche verzwillingten) Theilen des Bronzit.

Andererseits liegt nun aber die Vernauthung nahe, dass die Deformationen β und α analoge seien, d. h. auch β eine, allerdings durch das stets gleichzeitige Auftreten der Deformation α sehr gestörte „einfache Schiebung“ langs a , und zwar mit den beiden Kreisschnittsebenen $z_1 = \{001\}$ und $z_2 = \{100\}$. Denn erstens finden sich, wenn auch selten, natürliche Zwillinge nach $OP(001)$; zweitens nähert sich $\beta(100)$ an auffallend vielen Präparaten, namentlich auch an Krystall 4 a, an welchem nur eine Lamelle $// OP(001)$ entstanden war, der zu $\{100\}$ symmetrischen Lage in Bezug auf $\{001\}$; ferner weist das Eindringen des Messers gerade $// \{100\}$ beim Aufsetzen auf $\{001\}$, (sowie $// \{001\}$ beim Aufsetzen auf $\{100\}$) auf eine besondere Bedeutung der Fläche $\{100\}$ auch bei

¹ Dem zweiten Werthe entsprechen möglicherweise Reflexe von $P\infty$ und $\underline{P\infty}$, welche mit OP , bezw. \underline{OP} so nahe zusammenfallen, dass sie nicht davon zu trennen sind.

dieser Deformation hin; endlich würden bei dieser Annahme zwischen den Zwillings- und Gleitflächen des Brombaryums ganz ähnliche Beziehungen bestehen, wie sie für die gleichnamigen Zwillings- und Gleitflächen des Chlorbaryums nachgewiesen sind. In beiderlei Krystallen wäre nämlich das Verhältniss der beiden Deformationen dadurch charakterisirt, dass ihre Kreisschnittsebenen z_1 und z_2 vertauscht sind; Grösse und Verhältniss der Schiebung dagegen wären für beide Deformationen dieselbe. Die Aufeinanderfolge beider Deformationen an demselben Krystalle hätte zum Resultate nur eine Drehung desselben um die Schnittgerade von z_1 und z_2 um den Winkel $\varphi = 180^\circ - 2(z_1 z_2)$, welcher Winkel gleich ist der Summe der Winkel δ_1 und δ_2 , um welche die Axen der Deformations-Ellipsoide in beiden Fällen gedreht sind (vergl. Fig. 24; Deformation α führt $abcd$ über in $a'c'bd$; Deformation β führt $a'c'bd$ über in $a''c''bd''$; $aba' = \delta_1$; $a'ba'' = \delta_2$; $cbc' = \varphi$).

Gegen diese Auffassung der Deformation β spricht auch nicht die optische Orientirung der umgelagerten Theile, da diese auch dann sehr annähernd // $\beta\{100\}$ auslöschen müssten; auch aus der Begrenzung der Fortwachsungen der deformirten Theile lässt sich kein Argument dagegen entnehmen; denn wenn auch $\beta - P = \underline{+P}$ und $\beta + P = \underline{-P}$ würde, und diese also so weiter wachsen müssten, so hätte doch eine Unterscheidung der auf beiderlei Flächen fortgewachsenen Theile durch die gleichzeitige Bildung der zahlreichen Lamellen α verhindert werden müssen. Wohl aber bleibt unerklärt, weshalb $\beta\{100\}$ bald die Zwillingslage nicht erreicht, bald sie überschreitet. Das gleichzeitige Eintreten der Deformation α (und event. der nicht dabei beobachteten Deformation γ) könnte namentlich das letztere nicht erklären, da durch beide die Flächen der Zone der c -Axe nur parallel sich selbst verschoben werden, an letzteren aber gerade am sichersten die Überschreitung der Zwillingslage nachgewiesen werden konnte.

Zwillinge nach $P\infty$ (101) sind nicht beobachtet. Da gerade die nach δ deformirten Theile besonders stark von Lamellen α durchsetzt werden, so scheint es möglich, dass die hier mit δ bezeichnete Deformation nur scheinbar von β verschieden ist, — hervorgerufen nämlich durch die Deformation β

der in Zwillingsstellung nach $\infty P\infty (100)$ übergeführten Lamellen. Die Inhomogenität, welche gerade an den nach δ umgelagerten Theilen besonders auffallend ist, ist dann vielleicht zu erklären durch die vielfachen Knickungen und Zerbrechungen, welche die schmalen nicht nach $\{100\}$ verzwilligten Lamellen zwischen den übrigen die Deformation β eingehenden erleiden müssen. (Derartige Knickungen und Zerbrechungen sind möglicherweise auch namentlich da im Spiele, wo $\beta\{100\}$ die Zwillingslage überschritten hat.) Gegen eine solche Auffassung spricht aber wieder der Umstand, dass gerade $P\infty (10\bar{1})$ wie $\infty P\infty (100)$ und $OP (001)$ als Absonderungsfläche ausgezeichnet ist.

Eine bestimmte Methode zur Darstellung dieser Absonderungsflächen lässt sich nicht angeben; meist entstehen sie als Bruchflächen, mit muschligen neben eben gebrochenen Theilen, bei Versuchen, besonders starke Deformationen hervorzubringen. Ferner findet in der Regel Bruch nach diesen Flächen statt, wenn man versucht die Krystalle so zu deformiren, dass $\infty P\infty (010)$ sich selbst nicht parallel bleibt. Diese Bruchflächen haben wohl einen ähnlichen Charakter wie die Flächen $mR (m < 1)$ am Kalkspath aus der Zone der Gleitfläche (dies. Jahrb. 1883. I. 38 u. 82). Ausser $\infty P\infty (100)$, $OP (001)$ und $P\infty (10\bar{1})$ scheinen auch noch andere vorzukommen; eine solche ist als $\frac{5}{4}P\infty (50\bar{4})$ bestimmt, andere waren wegen starker Streifung // b nicht messbar. Durch Pressung // $\infty P\infty (010)$ gelingt es auch wie am Diopsid diese Fläche, wie $\infty P2 (11\bar{2}0)$ am Kalkspath frei zu legen. An den Trennungsflächen wurden folgende Winkel gemessen:

Tabelle VIII (Trennungsflächen).

Trennungsf.	100 : 001 =	66° 22'	(ber. 66° 30½')
"	— : 110 =	53 10	(„ 53 2¾)
"	— : — =	53 16	(„ 53 2¾)
"	— : $\bar{1}00$ =	180 0	(„ 180 0)
"	$\bar{1}0\bar{1}$: $\bar{1}00$ =	66 11	und 65° 26' (ber. 66° 9')
"	$10\bar{1}$: 100 =	66 22	(ber. 66° 9')
"	$\bar{1}0\bar{1}$: $\bar{1}11$ =	46 25	(„ 46 50)
"	$10\bar{1}$: 100 =	66 14	(„ 66 9)
"	$10\bar{1}$: $\bar{1}01$ =	0 5	(„ 0 0)
"	001 : 100 =	66 26	(„ 66 30½)

Trennungsf. 001 : $\bar{1}10$ =	103 38	(ber. 103 52)
" — : 00 $\bar{1}$ =	180 5	(„ 180 0)
" $\bar{5}04$: $\bar{1}00$ =	56 37	(„ 56 31)
" 010 : 110 —	37 9	(„ 36 $57\frac{1}{4}$)

III. Krystallform und Verhalten von dem Brombaryum verwandten Salzen.

Ba Br₂ . 6 H₂ O? Ausser dem Hydrat mit 2 H₂ O existirt nach v. HAUER und SÉNARMONT (GMELIN-KRAUT, Handbuch, II. 1. p. 297) noch ein zweites zerfliessliches Hydrat, welches wahrscheinlich mit Ca Cl₂ . 6 H₂ O isomorph ist. Ich habe keine Beobachtungen über dasselbe anstellen können.

Jodbaryum.

Das Jodbaryum, Ba J₂ . 2 H₂ O, ist nach RAMMELSBURG (Krystallogr.-Phys. Chemie, I. p. 306) isomorph dem entsprechenden Baryumsalze; indessen scheint sich diese Angabe nur auf zwei von WERTHER (Jahresber. Fortschritte der Chemie, 1864. p. 189) gemessene Winkel zu stützen, von welchen der eine von 106° 18' dem Winkel der Säule {110} : { $\bar{1}\bar{1}0$ } (unserer Aufstellung), der zweite von 53° 20' dem Winkel {110} : {100} des Brombaryums entspricht.

Ausser dem Hydrat mit 2 H₂ O existirt nach CRAFT (GMELIN-KRAUT, l. c. II. 1. p. 294) noch ein zweites, hexagonal krystallisirendes Hydrat mit 7 H₂ O. Ich habe zunächst über das letztere einige Mittheilungen zu machen, da es anscheinend nur wenig bekannt ist.

Das käufliche Jodbaryum (bezogen von KAHLBAUM) krystallisirt in hexagonalen Prismen mit Endfläche und flacher Pyramide erster Ordnung. Der Prismenwinkel wurde im Mittel von 5 Messungen zu 60° 5' gefunden; Basis und Pyramide waren nicht messbar. Die Krystalle sind optisch einaxig, negativ doppelbrechend. Das Salz wurde anfänglich für das Brombaryum entsprechende Hydrat Ba J₂ . 2 H₂ O gehalten und deshalb auch Druckversuchen, und zwar wegen der Kleinheit der Krystalle unter dem Microscop, unterworfen. Dabei zeigte sich, dass die Krystalle dem Druck ausserordentlich leicht nachgeben, sie zergehen, zwischen zwei Objectträgern mässig gepresst, wie Butter, werden wie flüssig und gleichzeitig scheiden sich anscheinend Kryställchen und Körner eines anderen

Hydrates aus, welche in der Flüssigkeit schwimmen. Dass nicht etwa die den Krystallen noch anhängende oder von ihnen eingeschlossene Flüssigkeit hier allein in Frage kommt, geht daraus hervor, dass auch gut getrocknete Kryställchen sich so verhalten und dass das gepresste Salz pulverig trocken erscheint, sobald der Druck aufhört. Die Körner des trockenen Pulvers erscheinen z. Th. ebenfalls mit hexagonalen Umrissen, dünntafelig nach der Basis¹ und optisch einaxig, negativ, sind also wohl identisch mit den ursprünglichen hexagonalen Krystallen.

Erhitzt man Kryställchen des käuflichen Salzes oder des daraus durch Pressen erhaltenen trockenen Pulvers auf etwa 50°, so schmilzt es in seinem Krystallwasser; beim Abkühlen bilden sich zunächst Kryställchen von monoklinem Habitus ganz ähnlich den nach c gestreckten und nach $\{110\}$ tafeligen mikroskopischen Kryställchen des $\text{BaBr}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Der Winkel der als Combinationskanten der Tafelfläche mit $\{1\bar{1}0\}$ und $\{001\}$ gedeuteten Kanten wurde zu 70° 51' gemessen (ber. für $\text{BaBr}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ zu 71° 20'). Die Auslöschung erfolgt merklich // c , und zwar liegt parallel dieser Richtung die Axe a , wie bei $\text{BaBr}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Beim weiteren Abkühlen schießen dann aus der Mutterlauge, in welcher die monoklinen Kryställchen

¹ Da in sehr dünnen Tafeln die Interferenzringe oft sehr breit werden, tritt dann bei der Bestimmung des Zeichens der Doppelbrechung mit dem $\frac{1}{4}$ Undul.-Glimmerblättchen meist der Übelstand ein, dass die breiten schwarzen Flecke, in welche der Mittelpunkt des schwarzen Kreuzes nach dem Einschalten des Blättchens zerlegt wird, nicht mehr im Gesichtsfelde zu sehen sind. Es empfiehlt sich dann das Glimmerblättchen, nachdem es wie gewöhnlich eingeschaltet ist, um seine Elasticitätsaxe b als horizontale Axe zunächst soweit zu drehen, dass eine seiner optischen Axen // der Axe des Instruments ist. Das Kreuz erscheint dann wieder ungestört. Dreht man nun langsam wieder bis zur gewöhnlichen Lage zurück, so öffnet sich jetzt das Kreuz in der Richtung der Axe c des Glimmerblättchens falls der Krystall negativ ist, es öffnet sich in der Richtung der Axe b des Glimmerblättchens, falls der Krystall positiv ist. Dreht man das Glimmerblättchen um b noch mehr als 35° (dem halben Winkel der optischen Axen entsprechend), so öffnet sich das Kreuz bei negativen Krystallen // b , bei positiven // c . Drehung um die Axe c des Glimmers hat natürlich keinen Erfolg, da dann der Gang-Unterschied der beiden Strahlen im Glimmer noch vergrößert wird.

schwimmen, bald die hexagonalen Kryställchen an, unter Aufzehrung der Mutterlauge und der monoklinen Kryställchen.

Nach starkem Eindampfen der Lösung und Abkühlen bis auf etwa 50° bilden sich auch makroskopische, messbare, allerdings an der Luft wenig haltbare Kryställchen, welche im Habitus durchaus den nach \bar{c} säulenförmigen des $\text{BaBr}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ gleichen und mit ihnen isomorph sind. Die beobachteten Formen sind dieselben wie dort, auch kommen Zwillinge nach $\infty P\infty$ (100) vor. Aus den Messungen:

$$001 : 100 = 67^{\circ} 2'$$

$$110 : \bar{1}\bar{1}0 = 106 38$$

$$110 : 111 = 31 59\frac{1}{2}$$

berechnet sich das Axenverhältniss:

$$\bar{a} : \bar{b} : \bar{c} = 1,4580 : 1 : 1,1528 \quad \beta = 67^{\circ} 2'$$

Als Controlwinkel wurden gemessen:

$$\bar{1}\bar{1}0 : 001 = 103^{\circ} 26' \text{ (ber. } 103^{\circ} 29')$$

$$111 : \bar{1}\bar{1}1 = 56 34 \text{ („ } 55 57).$$

Längere Messungen lassen die Kryställchen nicht zu, da sie an feuchter Luft zerfliessen oder sich mit einem trüben Filz anscheinend der wasserreicheren Kryställchen bedecken: letztere halten sich ziemlich gut.

In den wasserärmeren Krystallen liegt die Mittellinie anscheinend $\perp \infty P\infty$ (100), die Axenebene $\parallel \infty P\infty$ (010): Auslöschung auf ∞P (110) auch hier merklich $\parallel \bar{c}$.

Umlagerungen durch Druck konnten an den mikroskopischen Kryställchen nicht wahrgenommen werden; die makroskopischen zeigen nach dem Drücken $\parallel \bar{c}$ ca. auf $-P$ (111) und $+P$ (11 $\bar{1}$) feine $\parallel \infty P\infty$ (100) verlaufende Streifen: beim Einschieben des $\parallel \bar{b}$ auf $\infty P\infty$ (100) aufgesetzten Messers erhält man deutliche Zwillinge nach $\infty P\infty$ (100). Es wurde gemessen:

$$111 : a 111 = \bar{1}\bar{1}1 = 24^{\circ} 42' \text{ (ber. } 24^{\circ} 8')$$

$$\bar{1}\bar{1}1 : \bar{1}\bar{1}1 = \quad = 31 52 \text{ („ } 31 49)$$

Es ist also, wie bei $\text{BaBr}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $z_1 = \{100\}$, $z_2 = \{001\}$. Weitere Deformationsversuche konnten nicht angestellt werden.

Das Verhalten des wasserreicheren Hydrates von Jodbaryum, welches vermuthlich in Zusammensetzung und Form

dem hexagonalen $\text{SrCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ analog ist, verdient wohl nähere Untersuchung, da bis jetzt, so viel ich weiss, ein solches Verhalten gegen Druck nicht beobachtet ist.

Chlorstrontium, Bromstrontium und Jodstrontium¹.

Von Chlorstrontium sind ebenfalls zwei Hydrate bekannt. Das bei gewöhnlicher Temperatur auskrystallisierende Salz enthält $6\text{H}_2\text{O}$ und ist hexagonal ($c = 0,5084$ MARIGNAC), optisch einaxig, negativ. Es schmilzt in seinem Krystallwasser. Aus der Schmelze krystallisiren beim Abkühlen (nach KREMERS zwischen 60° und 100°) zunächst Krystalle mit $2\text{H}_2\text{O}$, welche nach LEHMANN (Zeitschr. f. Kryst. 8. p. 451) mit den „wasserreicheren“ (LEHMANN'S) des Chlorbaryums isomorph sind. Ich beobachtete das wasserärmere Salz in mikroskopischen, anscheinend rhombischen Tafeln von ca. 87° Kantwinkel; die stumpfen Ecken sind öfter abgestumpft durch Flächen parallel der längeren Diagonale des Rhombus; parallel derselben Richtung liegt die kleinere Elasticitätsaxe des Blättchens. Von Zwillingbildung ist nichts wahrzunehmen; Druckversuche konnten nicht angestellt werden.

Bromstrontium.

Aus der eingedampften Lösung erhält man beim Abkühlen bis zur gewöhnlichen Temperatur lange Nadeln, welche (nach GMELIN-KRAUT, Handbuch) $6\text{H}_2\text{O}$ enthalten. Dieselben sind hexagonal; das Mittel von 6 Messungen (bei welchen die Reflexe ca. $1^\circ - 1\frac{1}{2}^\circ$ breit waren) ergab einen Prismenwinkel von $60^\circ 0'$. Mikroskopische Kryställchen erscheinen z. Th. als hexagonale Tafeln; sie sind wie die grösseren Krystalle optisch einaxig, negativ.

Das Salz schmilzt ebenfalls leicht in seinem Krystallwasser. Beim Abkühlen der (mit einem Deckgläschen bedeckten) Schmelze bis auf 80° ² krystallisiren mikroskopische

¹ Für die gefällige Darstellung der im folgenden beschriebenen Verbindungen bin ich Herrn Prof. SALKOWSKY zu Dank verpflichtet.

² Die Objectgläschen lagen bei diesem und den folgenden Versuchen auf einem den FUESS'schen Microscopen beigegebenen Thermometer; in Wirklichkeit werden also die hier und im folgenden angegebenen Temperaturen der Lösung erheblich niedriger gewesen sein als das Thermometer anzeigte.

Kryställchen eines wasserärmeren Salzes, welche den nach c säulenförmigen des $\text{Ba Br}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ durchaus ähnlich, von monoklinem Habitus sind und wie diese merklich parallel der Längsrichtung auslöschten. Bei 82° werden dieselben wieder gelöst. Sie sind um so schärfer ausgebildet, je niedriger die Temperatur der Mutterlauge ist (bei vorsichtiger Behandlung kann man die Präparate bis auf 50° abkühlen, ohne dass die wasserreicheren Krystalle sich bilden). Zwillingsbildung und Umlagerungen durch Druck wurden an den wasserärmeren Krystallen nicht beobachtet.

Jodstrontium. Das gewöhnliche Salz bildet nach GME-LIN-KRAUT (Handbuch, II. 1. p. 332) sechseckige Tafeln und enthält $6\text{H}_2\text{O}$. Ich erhielt durch langsames Abkühlen der heiss gesättigten Lösung ebenfalls nur hexagonale Wachstumsformen, welche optisch einaxig, negativ sind. Sie schmelzen anscheinend erst bei 190° ca. in ihrem Krystallwasser; aus der Schmelze krystallisirten unter dem Mikroskop bei 80° sofort wieder hexagonale Wachstumsformen von demselben optischen Charakter, nicht erst ein wasserärmeres Salz.

Chlor-, Brom- und Jodcalcium.

Chlorcalcium. Ausser dem hexagonalen Salze mit $6\text{H}_2\text{O}$ ist auch hier ein wasserärmeres mit $2\text{H}_2\text{O}$ bekannt. Letzteres erscheint auch beim Abkühlen der aus dem ersten Salze erhaltenen Schmelze in mikroskopischen Blättchen von ca. 103° Kantenwinkel, deren kleinere Elasticitätsaxe der längeren Diagonale parallel liegt. Von Zwillingsbildung und Umlagerung ist an denselben nichts zu bemerken.

Bromcalcium. Kocht man einige Tropfen der Lösung ein, bis auf der Oberfläche eine Haut entsteht, so bilden sich beim Abkühlen zunächst anscheinend rhombische Täfelchen von 75° Kantenwinkel, deren viele in der Richtung der längeren Diagonale sich aneinander reihen und parallel dieser Richtung auslöschten. Bei 45° erstarrt der Mutterlaugenrest unter Bildung säulenförmiger, von zwei Flächen zugespitzter Kryställchen, in welchen die kleinere Elasticitätsaxe parallel der Längsrichtung liegt. Bei 55° — 60° findet Wiederauflösung des wasserreicheren Salzes statt.

Jodcalcium. Aus der stark eingedampften Lösung scheiden sich beim Abkühlen auf 40° feine Fasern aus, in welchen die grössere Elasticitätsaxe parallel der Längsrichtung liegt und welche zweiaxig sind. Damit vielleicht identische, anscheinend rhombische Wachstumsformen erhält man u. d. M. beim Abkühlen der gesättigten Lösung auf 70° — 80° . Bei 65° — 67° bildet sich anscheinend ein wasserreicheres Salz, welches bei 75° wieder schmilzt.

Erklärung der Figuren.

Die Figuren beziehen sich sämmtlich auf $\text{Ba Br}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$.

1. I. Typus, ∞P (p). $\infty\text{P}\infty$ (a) — P (u) + P (o) OP (c).
2. „ „ , ausser den Formen von Fig. 1 noch $\text{P}\infty$ (r). $2\text{P}\infty$ (r').
3. II. Typus, dieselben Formen wie Fig. 2. $\langle 201 \rangle$. $\langle 10\bar{1} \rangle$ sind meist nur klein oder fehlen.
4. Wie Fig. 1 tafelig nach der Basis.
5. Symmetrischer Zwillings nach $\infty\text{P}\infty$, mit Rinnenbildung.
6. Unsymmetrischer Zwillings nach $\infty\text{P}\infty$; die Kante $\langle 111 \rangle : \langle 1\bar{1}1 \rangle$ fällt fast in $\langle 201 \rangle$ hinein.
7. Zwillings nach OP; Formen wie Fig. 2; tafelig nach der Basis.
8. Deformation α ; Winkelverhältnisse in $\infty\text{P}\infty$.
9. Querschnitt eines hohlen Krystals $\perp c$.
10. Deformation α ; die ursprünglichen Umrisse des verschobenen Theils sind durch feine ausgezogene Linien angedeutet.
11. Def. α . Typus II. Dünne Lamellen $//\infty\text{P}\infty$ sind durch feine ausgezogene Linien angedeutet.
12. Def. γ . (Krystal t. Tabelle III.) Die ursprünglichen Umrisse des verschobenen Theils sind durch feine ausgezogene Linien angedeutet.
13. Def. γ und Def. α .
14. Def. γ eines zuvor nach α deformirten Theiles.
15. Def. $\gamma\alpha$ und α ; Schliff $//\infty\text{P}\infty$; die Pfeile deuten die Auslöschungsrichtungen an.
16. Def. α eines zuvor nach γ deformirten Stückes, durch Einschieben des Messers längs OP bewirkt.
17. Def. $\alpha\gamma$, durch Einschieben des Messers in die von γ $\langle 111 \rangle : \gamma \langle 1\bar{1}1 \rangle$ gebildete Kante bewirkt.
18. Def. β . Die Rückseite des Krystals ist durch feine punctirte, die Umrisse des verschobenen Theiles vor der Deformation sind durch feine ausgezogene Linien bezeichnet.
19. Def. β eines Zwillings nach $\infty\text{P}\infty$. Trennung des deformirten Theils des Hauptkrystals von dem in Zwillingsstellung nach $\infty\text{P}\infty$ befindlichen längs $\infty\text{P}\infty$. Bedeutung der Linien wie Fig. 18.

20. Def. β und δ an einem Zwilling nach $\infty P\infty$; es ist eine Lamelle $//OP$ bzw. $\underline{P\infty}$ entstanden. (Krystall 4 a. Tabelle VI.) Die Umrisse des verschobenen Theils vor der Deformation sind durch feine ausgezogene Linien angedeutet.

21. Def. β und δ eines Zwillings nach $\infty P\infty$. Bedeutung der Linien wie Fig 18. Die Zeichnung ist combinirt nach den Beobachtungen von Krystall 58 und 59 (Tabelle VI); es ist $\beta \langle 100 \rangle : \langle 100 \rangle = 64^{\circ}9'$. In Folge der Krümmung der Fläche $\delta \langle 111 \rangle$ gehört nur ein Theil derselben der Vorderseite der Figur an. Die Lamellen α sind nicht gezeichnet (wie auch in Fig. 18—20). In der Nähe der sehr gerundeten Kante $\delta \langle 1\bar{1}1 \rangle$ zu $\langle 1\bar{1}1 \rangle$ sind mehrere, nicht gezeichnete Spalten vorhanden. Die Rundung von $\delta \langle 1\bar{1}1 \rangle$ und $\delta \langle 111 \rangle$ scheint einmal veranlasst durch die geringere Grösse der Schiebung für die der Deformationsgrenze näher liegenden Theile, ausserdem vielleicht durch die Entstehung feiner hohler Kanäle $//\bar{b}$ (in Folge Auskeilens der Lamellen α), hauptsächlich in der nach $\infty P\infty$ in Zwillingsstellung befindlichen Hälfte.

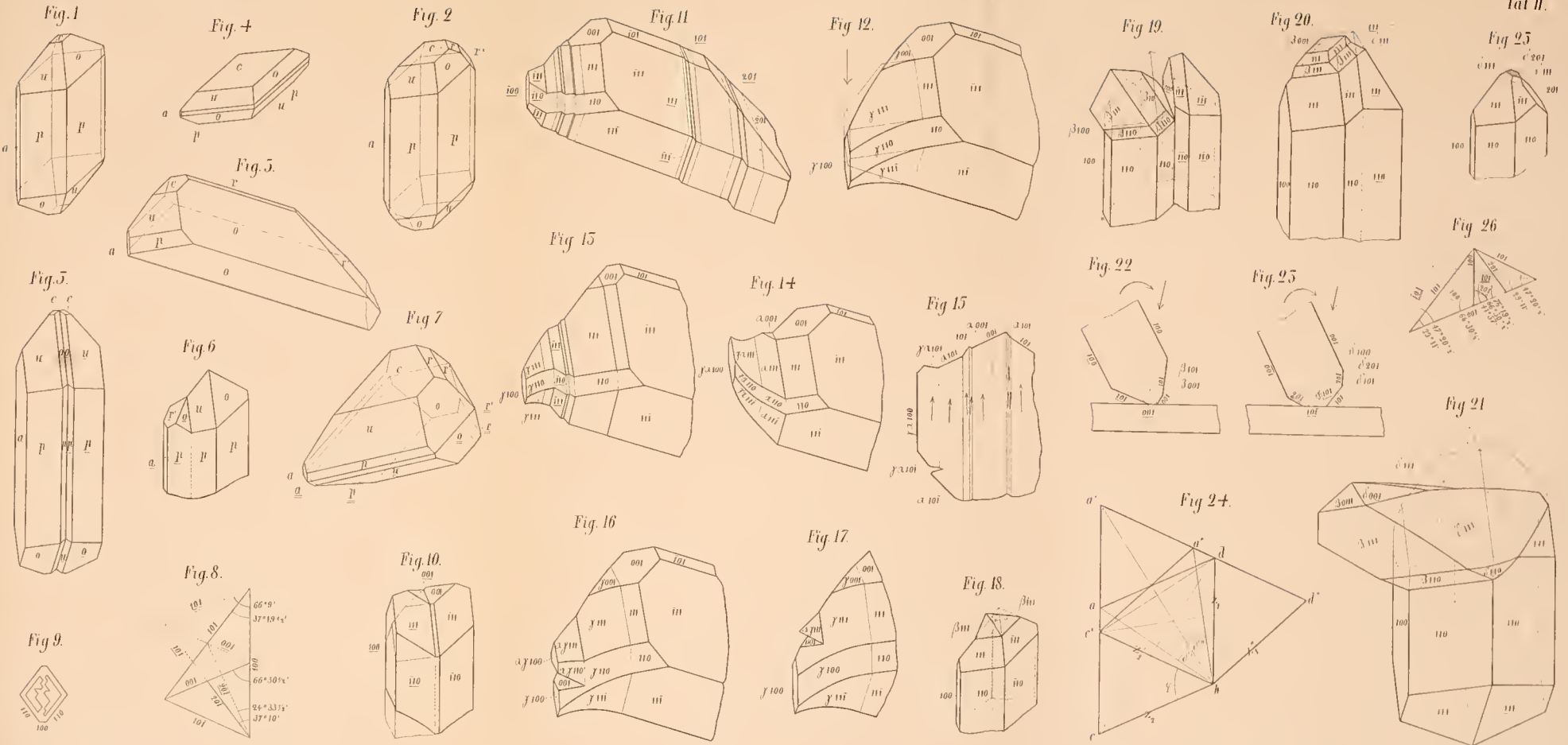
22. und 23. Def. β und δ an Zwillingen nach $\infty P\infty$; Durchschnitt $//\infty P\infty$. Fig. 22. Def. β und δ der oberen, von $-P$, $\underline{-P}$, OP und \underline{OP} begrenzten Seite des Krystalls. Fig. 23. Def. β und δ der unteren von $P\infty$, $\underline{P\infty}$, $2P\infty$ und $\underline{2P\infty}$ begrenzten Seite.

24. Aufeinanderfolge der Def. α und β an demselben Krystall mit Vertauschung der Kreisschnittsebenen. Durchschnitt $//\infty P\infty$.

25. Def. δ an einem einfachen Krystall. (g, Tabelle VII.)

26. Def. β ; Schema der Winkelverhältnisse in $\infty P\infty$.

Münster i. W., Mineralog. Museum d. Akademie. April 1888.



O. Mügge del.

Lith. Just v. J. Henry Bonn

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: 1889

Band/Volume: [1889](#)

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

Artikel/Article: [Ueber die Krystallform des Brombaryums, und verwandter Salze und über Deformationen derselben 130-178](#)