XVII. Translation und anomale Doppelbrechung bei Steinsalz und Sylvin.

Von

Albert Ritzel.

(Mit 24 Textfiguren.)

I. Die Ausführung der Versuche.

Nach den früheren Versuchen von Reusch¹⁾ hat O. Mügge²⁾ die Translationsfähigkeit des Steinsalzes untersucht und gezeigt, daß Gleitfläche die Rhombendodekaëderfläche ist und Gleitrichtung in ihr die lange Diagonale. Außerdem haben sich mehrere Forscher mit der Deformierbarkeit des Chlornatriums durch Druck — und zwar bei verschiedenen Temperaturen — beschäftigt, einer Eigenschaft, die, wie schon mehrmals betont wurde, aufs engste mit der Translationsfähigkeit verknüpft ist³⁾. Es sind also die hier in Frage kommenden Erscheinungen schon von verschiedenen Gesichtspunkten aus eingehend untersucht worden. Wenn ich mich trotzdem noch einmal mit diesem Gegenstand befaßt habe, so geschah es in der Absicht, über die bleibenden Verschiebungen, die in dem Steinsalz durch einseitigen Druck hervorgerufen werden, genaueren Aufschluß zu erhalten, als das bisher der Fall war. — Zu diesem Zweck benutzte ich eine etwa 40 cm lange und 3 cm breite Schraubenpresse der üblichen Construction, bei der die beiden Backen vollkommen eben waren und sich auch beim Anziehen der Schrauben streng parallel zueinander verschoben. Diese Presse war fest verbunden mit einem Objectschraubenmikrometer, das mir die Firma Zeiß freundlichst zur Verfügung stellte, und wofür ich ihr auch hier meinem besten Dank ausspreche. Es ist so gebaut, daß die Schraube eine Gesamtverschiebung von 1 cm zuläßt, und man an der mit

1) Monatsber. Berl. Akad. 44. April 1867, S. 222.

2) Neues Jahrb. f. Min. usw. 1898, 1, 91. Ausz. diese Zeitschr. 33, 469.

3) Vergl. die Literatur bei Ritzel, Krystallplasticität, Fortschritte für Mineralogie usw. 2, 62.

ihr verbundenen Trommel $\frac{1}{500}$ mm direct ablesen, $\frac{3}{5000}$ mm noch schätzen kann. Mikrometer und Presse wurden beide auf dem Tisch eines Mikroskopes aufgeschraubt, und zwar beide in horizontaler Lage, sodaß auch eine Fläche des in die Presse eingespannten Krystalls horizontal lag und so unter dem Mikroskop beobachtet werden konnte. Zur Untersuchung benutzte ich ausschließlich aus einem Krystall herausgeschnittene oder gespaltene rechteckige Prismen von meist 4 cm Länge, 0,5 cm Breite und 0,2 cm Dicke. Die Beobachtungsfläche war daher immer rechteckig begrenzt. Vor dem Versuche wurde sie abgeschliffen und dann mit Hilfe einer Stahlspitze mit Linien versehen, die parallel zu den beiden Kanten lagen, sich also selbst rechtwinklig durchkreuzten. Darauf brachte ich das Prisma in die Presse und maß nun, bevor also irgend welcher Druck auf die Platte ausgeübt war, die Lage der einzelnen Durchkreuzungspunkte auf der Beobachtungsfläche genau ab. Das geschah folgendermaßen. Zuerst stellte ich die Presse so ein — sie war um eine verticale Axe drehbar — daß die Druckrichtung parallel der Schraube, d. h. der Verschiebungsrichtung des Mikrometers verlief, brachte dann durch Drehen an der Mikrometertrommel nacheinander die schon genannten Flächenpunkte mit dem Fadenkreuz des Mikroskopes zur Deckung und las auf diese Weise direct deren Entfernung voneinander ab. (Diese Entfernung, parallel der Druckrichtung, nenne ich, wie ich gleich hier bemerken will, durchweg in meiner Arbeit die Ordinaten der betreffenden Punkte und bezeichne sie mit y .) Darauf drehte ich die Presse um 90° , sodaß die Druckrichtung senkrecht zur Mikrometerschraube stand und bestimmte in der gleichen Weise, wie weit in dieser Stellung die Punkte voneinander lagen. Die erhaltenen Werte bezeichne ich als die Abszissen der Punkte mit x . Nach dieser ersten Ausmessung preßte ich den Krystall zusammen und bestimmte nun genau wie vorher die neue Lage der Punkte. Die Differenz der beiden Bestimmungen lieferte mir die durch den Druck verursachten absoluten Verschiebungen — ich bezeichne sie mit dx und dy — und der Quotient $\frac{dy}{dx}$ gibt außerdem die Verschiebungsrichtung, natürlich in Projection auf die Würfelfläche, an. Die Verschiebungen sind, wohl gemerkt, dauernde, oder besser gesagt, sie sind plastischer und nicht elastischer Natur. Denn die Elasticitätsgrenze von Steinsalz und Sylvin ist so eng, daß ich bei Druckentlastung niemals eine nennenswerte Punktverrückung constatieren konnte.

II. Versuche am Steinsalz.

Bei meinen ersten Versuchen benutzte ich Prismen bei denen die Druck- und die Beobachtungsflächen Würfelflächen waren, d. h. also einfach Spaltungsstücke. Wenn ich die Druckfläche mit 400 resp. 700 bezeichne und die

Beobachtungsfläche mit 004, dann mußte man erwarten, daß die durch die Pressung verursachte Deformation vor allem durch Gleitung längs 104, 107, 110, 1170 zustande käme. Als ich nun zuerst ein Prisma anwandte, dessen lange Kante $c = 1$ cm, dessen mittlere $b = 0,6$ cm und dessen kurze $a = 0,2$ cm war und bei dem ferner der Druck auf ab ausgeübt und die Punktverschiebung auf bc beobachtet wurde, da stellte sich bei dem Versuche heraus, daß man durch Pressen c um 6% und noch mehr seines Wertes verkürzen kann, ohne daß b auch nur im mindesten zunimmt. Mit anderen Worten heißt das, daß bei der obigen Anordnung alle Punkte der Beobachtungsfläche sich streng parallel mit der Druckrichtung verschieben und daß infolgedessen der Wert $\frac{dy}{dx} = \infty$ ist. Ein weiterer Versuch, dessen Resultat in Tabelle 1 dargestellt ist, bestätigt das. Zu deren Erläuterung sei noch bemerkt, daß unter P die Bezeichnung der einzelnen Punkte angegeben ist. Wie man sieht, sind insgesamt 46 beobachtet und die parallel der Druckrichtung liegenden Punktreihen sind fortlaufend numeriert. Unter x und y sind die Koordinaten nicht in cm angegeben, sondern in der Einheit des Mikrometers die gleich $\frac{1}{10}$ cm ist. Es geschah das, um keine zu unbequemen Zahlen zu bekommen. Die Werte von x und y sind so genau wie möglich, d. h. bis auf die dritte Decimale ermittelt worden, denn zu einer guten Bestimmung von dx und dy , den Verschiebungen, ist das ja notwendig. Um Raum zu sparen sind aber bei y und x die beiden letzten Decimalen weggelassen. Denn erfahrungsgemäß verhalten sich bei all unseren Versuchen zwei Punkte, die um weniger als 0,1 voneinander entfernt liegen so ähnlich, daß Verschiedenheiten in ihren Bewegungen innerhalb der Fehlergrenze fallen. Die Verschiebungen dy und dx sind natürlich bis auf die dritte Decimale angegeben, und zwar bezogen auf den Punkt $P = 1$; dy und dx sind negativ gerechnet, wenn die Punkte sich durch die Verschiebung $P = 1$ nähern, und positiv, wenn sie sich von ihm entfernen. Ich habe meine Messungen deswegen nicht auf eine Krystallecke¹⁾ selbst bezogen, weil man sie im allgemeinen nicht genau genug einstellen kann. Wie man sieht, habe ich aber $P = 1$ sehr nahe an die Kante herangelegt. Die 46 beobachteten Punkte sind nun nicht gleichmäßig über die ganze Fläche verteilt, sondern sie sind in einer Ecke concentrirt. Das mußte ich deswegen so einrichten, weil ich nur Punkte gebrauchen konnte, die, einerlei ob die Presse parallel oder senkrecht zur Mikrometerschraube stand, ins Gesichtsfeld des Mikroskopes zu bringen waren. Obwohl ich nun eine sehr schwache Vergrößerung anwandte, so durfte doch die Entfernung von zwei gleichzeitig beobachteten Punkten nicht größer als etwa 17—18 sein. Andererseits wäre es nicht vorteilhaft

1) Unter der Rubrik P ist sie mit K bezeichnet und als Koordinatenanfangspunkt gewählt.

gewesen, die Prismen so klein zu wählen, daß ihre lange Kante c höchstens = 18 gewesen wäre, und zwar schon deswegen nicht, weil man so kleine Präparate sehr viel schwerer genau herstellen kann als größere. Aus diesen und noch aus anderen Gründen habe ich immer etwas größere Prismen benutzt. Ihre Dimensionen sind am Kopf der Tabelle angegeben, und die Druckverschiebungen jedesmal nur an Teilen der Oberfläche beobachtet. Es folgt nun die Tabelle:

Tabelle 1.

Dimension des Prismas: $c = 53$ $a = 20.$ $b = 43$ $bc = \text{Beob. Fl.}$ Dr.-R. ¹⁾ = c .

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
K	0	0	—	—	—
1	2,1	1,0	—	—	—
2	6,8	1,2	-0,133	+0,028	- 4,7
3	12,4	1,4	-0,411	+0,025	- 16
4	17,4	1,7	-0,515	+0,040	- 13
1 ¹	2,1	5,4	-0,046	-0,047	+ 1
2 ¹	6,8	5,6	-0,176	+0,040	- 18
3 ¹	12,4	5,7	-0,394	+0,045	- 9
4 ¹	17,5	6,0	-0,530	+0,099	- 5,3
1 ²	2,2	10,3	-0,078	-0,006	+ 13
2 ²	6,9	10,5	-0,205	+0,026	- 8
3 ²	12,5	10,7	-0,384	+0,032	- 12
4 ²	17,5	10,8	-0,530	+0,059	- 9
1 ³	2,2	14,7	-0,108	± 0	∞
2 ³	6,9	14,9	-0,205	-0,002	+102
3 ³	12,4	15,1	-0,437	+0,015	- 29
4 ³	17,5	15,3	-0,515	+0,006	- 86

Wie man sieht, beträgt $\frac{dy}{dx}$ für die Punkte 3, 3¹, 4, 4¹ usw., für die die Verschiebungen wirklich beträchtlich sind, im Durchschnitt etwa 10. Die Punkte bewegen sich also praktisch der Druckrichtung parallel. Daß $\frac{dy}{dx}$ eigentlich nie = ∞ ist, kommt nur daher, weil dx durch Inhomogenitäten der Platte und ähnliche Ursachen im allgemeinen nicht 0 ist. Diese kleinen dx -Werte müssen natürlich am meisten stören bei den nur wenig verschobenen Punkten 1¹, 2 usw. Infolgedessen ist bei diesen $\frac{dy}{dx}$ im Durch-

1) Dr.-R. = Druckrichtung.

schnitt nur etwa gleich 5. Daß es sich übrigens hier bei dem dx wirklich nur um Störungen handelt, geht auch daraus hervor, daß es fast immer positiv ist, daß also beim Pressen die Platte eher an Breite ab- als zunimmt. Wie ist nun das Resultat der Tabelle 1 zu erklären? Zuerst vermutete ich, daß Oberflächeneinflüsse bei der Punktbewegung eine bestimmende Rolle spielten, ähnlich wie das Vernadsky¹⁾ bei der Erklärung seiner Versuche angenommen hat. War die Vermutung richtig, dann mußte

Fig. 1.

man erwarten, daß die Fläche ac genau so oder wenigstens in ähnlicher Weise durch den Druck verändert werde als bc . Der Versuch an einem zweiten Prisma, bei dem nun ac beobachtet wurde, lehrte aber etwas ganz anderes, wie die Tabelle 3 auch zeigt. Sie ist wieder so wie 1 angelegt. Als Koordinatenanfangspunkt ist eine Krystallecke gewählt, als feststehender Bezugspunkt aber nicht $P = 1$, sondern $1'$, und zwar aus später noch zu erklärenden Gründen. Fig. 1 stellt endlich den Inhalt der Tabelle 2 insofern bildlich dar, als in ihr die relative Lage der einzelnen Punkte zueinander und durch die Pfeile ihre Bewegungsrichtung markiert sind.

Der Unterschied gegenüber der Tabelle 1 tritt an den $\frac{dy}{dx}$ -Werten sofort deutlich zutage. Sie sind hier sehr viel niedriger als dort. D. h. also, auf der ac -Fläche bewegen sich die Punkte nicht der Druckrichtung parallel, sondern weichen stark von ihr ab. Sie gehen, wie man an der Fig. 1 noch besser sieht, selbst auseinander. Beim Drücken nimmt also a im Gegensatz von b zu.

Tabelle 2.

Dimensionen: $c = 48$; $b = 33$; $a = 10,3$.

Beob. Fl.: $= ac$. Dr.-R. $= c$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
1	3,3	9,5	-0,074	+0,050	-1,4
2	7,3	9,6	-0,204	+0,182	-1,1
3	10,9	9,6	-0,404	+0,327	-1,2
4	14,2	9,7	-0,524	+0,443	-1,3
5	18,0	9,8	-0,695	+0,494	-1,4
1'	3,6	5,7	—	—	—
2'	7,5	5,8	-0,158	+0,070	-2,3
3'	11,4	6,0	-0,235	+0,135	-1,7
4'	14,3	6,1	-0,406	+0,218	-1,9

1) Trav. de l'Univ. de Moscou 1897, 13. Ausz. diese Zeitschr. 31, 519.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
5 ¹	18,2	6,2	-0,598	+0,367	-1,6
1 ²	4,0	1,2	-0,002	-0,034	—
2 ²	7,9	1,3	-0,064	-0,084	+0,8
3 ²	11,4	1,3	-0,123	-0,048	+2,5
4 ²	14,6	1,4	-0,208	-0,004	+ ∞
5 ²	18,5	1,4	-0,496	+0,104	-4,9

Aus dem ganz verschiedenen Verhalten der beiden Flächen ac und bc folgt zunächst, daß Oberflächeneinflüsse bei den Verschiebungen offenbar nicht maßgebend sind, daß wir vielmehr nach anderen Erklärungsgründen suchen müssen. Tabelle 1 und 2 lassen sich nun sehr gut miteinander in Einklang bringen, wenn wir annehmen, daß die Deformation beim Druck nicht längs der vier oben bezeichneten Rhombendodekaëderflächen von-statten geht, sondern daß nur die zwei von ihnen als Gleitflächen in Wirk-samkeit treten, die die Kante b gerade abstumpfen. Ich will sie künftighin als b -Flächen bezeichnen und ihnen die Indices 101 und 10 $\bar{1}$ geben. Aus dieser Annahme folgt ohne weiteres, daß im Einklang mit dem Experiment alle Punkte auf bc sich parallel mit der Druckrichtung bewegen müssen.

Auf der ac -Fläche sollte dagegen $\frac{dy}{dx}$ annähernd gleich 1 sein, d. h. die Ver-schiebungsrichtung sollte mit der Druckrichtung einen Winkel von 45° bilden, weil das gleiche ja auch die beiden b -Flächen tun. Für die Punkte 1—5 ist $\frac{dy}{dx}$ tatsächlich nur wenig größer als 1. Deren Bewegung ist also offen-bar ausschließlich durch Gleitung längs einer b -Fläche, etwa 101, zustande gekommen. Daß bei den übrigen Punkten $\frac{dy}{dx}$ meist größer als 1 ist, ist aber auch nicht erstaunlich. Bei ihnen sind nämlich beide Gleitflächen in Wirksamkeit getreten und während 101 die Punkte gewissermaßen nach links unten zu ziehen versucht, treibt sie 10 $\bar{1}$ nach rechts unten. Bald überwiegt nun der Einfluß der einen, bald der der anderen Gleitfläche, wie man beispielsweise beim Vergleich von 3¹ und 3² sehen kann. Auf alle Fälle muß aber als Resultat eine Bewegungsrichtung herauskommen, die mit der Druckrichtung einen kleineren Winkel als 45° einschließt.

Daß bei der obigen Versuchsanordnung tatsächlich nur Translation längs der b -Flächen und nicht auch längs der a -Flächen stattfindet, das kann man auch an dem optischen Verhalten der Prismen nach-weisen. Blickt man durch die bc -Fläche einer gepreßten Platte zwischen gekreuzten Nikols und in Parallelstellung hindurch, so erscheint sie voll-kommen dunkel und nur ganz untergeordnet und gelegentlich treten ein paar doppeltbrechende Flecken auf. Ein ganz anderes Bild zeigt aber in

diesem Falle die Durchsicht durch die ac -Fläche. Diese ist durchzogen von einer Unmenge doppeltbrechender schmaler und scharf begrenzter Streifen, die mit der Druckrichtung einen Winkel von 45° bilden und deren größerer Brechungsindex meist senkrecht, manchmal aber auch parallel zu ihrer Längserstreckung liegt.

Diese doppeltbrechenden Streifen sind schon Brewster und Reusch aufgefallen. Sie kommen dadurch zustande, daß bei der Pressung die aneinander vorbeigleitenden Teile des Krystalles sich reiben, dadurch comprimiert, mitunter auch dilatiert werden und infolgedessen dann Doppelbrechung zeigen. Da nun in unserem Fall doppeltbrechende Streifen nur längs der b - und nicht auch längs der a -Flächen auftreten, so ist das ein weiterer Beweis dafür, daß sich nur 101 und $10\bar{1}$ wirklich als Gleitflächen betätigen. Der Grund, warum keine Translation längs der a -Flächen eintritt, ist auch leicht einzusehen, wenn wir uns das Steinsalz, ähnlich wie man das schon beim Eis getan hat¹⁾, parallel mit den Rhombendodekaederflächen in schmale Platten zerschnitten denken, die selbst starr sind, sich gegeneinander aber verschieben können. Unser Prisma wird auf diese Weise in schmale Rechtecke zerlegt, die in den Schnitten längs den b -Flächen mit der breiten Kante in der Druckfläche liegen, in denen längs der a -Flächen mit der schmalen. Wenn wir nun eine rechteckige Platte mit den Kantenlängen α und β über eine ebene Unterlage hinwegziehen versuchen, so ist offenbar die Kraft K , die wir dazu brauchen gleich:

$$K = q \cdot \alpha \cdot \beta,$$

wo q der Reibungscoefficient ist. In unserem Falle greift nun der Druck die b -Flächen an der Breitseite an und sucht sie zu verschieben, die a -Flächen an der Schmalseite, und zwar wirkt er in jedem Punkt gleich stark, d. h. er ist selbst der Länge dieser Seiten proportional. Die pro Längeneinheit wirkende Kraft K_0 ist infolgedessen $= \frac{K}{\alpha}$, wenn wir mit α die in der Druckfläche liegende Kante des Rechteckes bezeichnen. Setzen wir K_0 in die obige Gleichung ein, so folgt

$$K_0 = q\beta,$$

d. h. es folgt, daß die zur Translation notwendige Kraft proportional ist der Rechteckskante, die mit der Druckrichtung einen Winkel von 45° bildet. Wie man sofort sieht, ist β bei den a -Flächen größer als bei den b -Flächen, und zwar um so größer, je kleiner a gegenüber von b ist. Infolgedessen wird Translation längs den b -Flächen schon bei einem geringeren Druck eintreten als längs den a -Flächen und, wenn man den Druck nur sehr

¹⁾ Vergl. O. Mügge, N. Jahrb. f. Min. usw. 1895, 2, 244. Ausz. diese Zeitschr. 28, 644.

langsam wirken läßt, d. h. ihn nie merklich über den Wert, bei dem die erste Verschiebung eintritt, steigert, dann wird überhaupt nur Gleitung parallel den b -Flächen stattfinden und keine parallel den a -Flächen. Hier will ich noch bemerken, daß ich die schon beschriebenen Versuche sehr oft wiederholt habe und immer zu dem gleichen Resultat gekommen bin. Nur dann traten gelegentlich Unregelmäßigkeiten ein, wenn die Druckflächen nicht ganz eben waren.

Es fand dann nach und nach auch Gleitung parallel zu allen vier Rhombendodekaederflächen statt, und zwar naturgemäß um so häufiger, je weniger a von b verschieden war.

Das optische Verhalten der Prismen.

Die oben gegebene Erklärung kann man auf optischem Gebiet noch einer Prüfung unterziehen. Sie besagte ja, daß, sowie der Druck P_0 erreicht ist, Gleitung eintritt und dadurch einem weiteren Steigen des Druckes entgegengewirkt wird. Einen höheren Druck als P_0 wird man zwar durch schnelles Anziehen der Schraube für kurze Zeit erreichen können, er wird aber bald wieder sinken, weil eben durch die eintretende Translation der Krystall dem Druck sozusagen ausweicht. Er wird erst dann aufhören zu gleiten, wenn der Druck wieder auf P_0 gesunken ist. Da nun die durch Spannung in einem Krystall hervorgerufene Doppelbrechung der Größe dieser Spannung proportional ist, so müssen wir folgendes Resultat erwarten, wenn wir ein Steinsalzprisma langsam zusammenpressen. Entsprechend dem zunächst stärker werdenden Druck bekommen wir eine stärker werdende Doppelbrechung bis zu dem Druck P_0 , dann steigt dieser und infolgedessen auch die Doppelbrechung nicht mehr. Sie bleibt constant, wenn wir die Schraube allmählich auch noch so weit anziehen. Diese Folgerung der obigen Theorie findet in der Tabelle 3 ihre Bestätigung. In ihr ist unter $\mu\mu$ der Gangunterschied der beiden Strahlen angegeben und unter d , um wie viel die Prismenlänge jedesmal durch den Druck verkürzt war. Die Doppelbrechung wurde nicht sofort nach dem Anziehen der Schraube bestimmt, sondern erst nach einer $\frac{1}{2}$ Stunde, um keinen zu hohen Wert zu erhalten.

Tabelle 3.

Prismendimensionen: $c = 50$.		$b = 28$.
Beob. Fl.: bc .		$a = 20$.
Dr.-R.: c .		
d	$\mu\mu$	
0,250	600	
0,500	600	
0,750	600	
1,000	700	

d	$\mu\mu$
1,250	700
1,500	700
1,750	700
2,000	700

Wie man sieht, bleibt die Doppelbrechung über das ganze Intervall von $d = 0,250 - 2,000$ tatsächlich constant. Der anfängliche Anstieg der Doppelbrechung von 0 auf 600 $\mu\mu$ tritt schon bei einem so kleinen d -Wert ein, daß er experimentell nur sehr ungenau feststellbar ist. Deswegen führe ich dafür keine Zahlen an.

Die Größe der Doppelbrechung hängt offenbar, so lange an dem gepreßten Prisma $b > a$ ist, d. h. die Gleitung ausschließlich längs der b -Flächen erfolgt, lediglich ab von der Größe von a und ist unabhängig von b . Mit anderen Worten: die Doppelbrechung ist abhängig von der Dicke des Krystalles, nicht aber von seiner Breite. Sinkt dagegen b unter a herab, dann erfolgt nunmehr die Gleitung nach den a -Flächen. Jetzt wird man infolgedessen einen geringeren Wert der Doppelbrechung durch Druck erreichen können, und zwar einen umso geringeren, je kleiner b wird¹⁾.

Drückt man die Länge von b so aus, daß man die von a als Maßeinheit wählt, dann heißt das: von $b = 1$ ab wird die maximal erreichbare Doppelbrechung mit b nicht wachsen, sondern constant bleiben. Sie sinkt dagegen mit b , wenn dieses kleiner als 1 wird. Auch diese Folgerungen haben sich bestätigen lassen, wie die Tabelle 4 zeigt. In den darin wiedergegebenen Versuchen habe ich Prismen verwandt, bei denen ausnahmslos $a = 26$ und $c = 45$ war. Nur die Länge von b wurde verschieden gewählt. Sie ist in der Tabelle unter der Rubrik b angegeben, wie gesagt, in a -Einheiten. Druckrichtung war c . Alle Prismen wurden gleich weit, und zwar um 1,000 zusammengepreßt. Beobachtet wurde durch bc und die Doppelberechnung wieder $\frac{1}{2}$ Stunde nach der Pressung gemessen.

Tabelle 4.

b	$\mu\mu$
0,38	600
0,70	800
1,0	900
1,2	1000
1,5	1000
1,8	900
2,2	1000
2,8	1000
3,1	1200

1) Angenommen ist dabei immer, daß man durch die gleiche Fläche bc beobachtet.

Unter den Wert von $b = 0,38$ konnte ich leider nicht heruntergehen, weil sich noch dünnere Prismen beim Druck zu leicht durchbogen. Aber auch so gibt die Tabelle ja die oben besprochenen Erscheinungen wieder.

Der Einfluß der Pressewand auf die Gleitung.

Alles bisherige gilt unter der Voraussetzung, daß die Gleitflächen, längs deren die Verschiebung geschieht, frei endigen. Anders ist es dagegen, wenn diese etwa an die Wand der Presse anstoßen. Denn wir hatten ja den Gleitplatten eine gewisse Starrheit zugeschrieben und infolgedessen müssen sie gestaut werden, wenn sie bei ihrer Bewegung gegen irgend ein Hemmnis stoßen. Daß dem tatsächlich so ist, kann man schon aus folgender Erscheinung schließen. Blickt man durch die ac -Fläche eines gepreßten Prismas zwischen gekreuzten Nikols hindurch, so bemerkt man, daß die oben besprochenen doppeltbrechenden Streifen besonders da breit und deutlich sind, wo sie gerade in die vier Ecken des Rechteckes laufen. In der Fig. 2 ist ihre Lage und Richtung durch die mit c bezeichneten Linien angegeben. Ihr Auftreten ist ohne weiteres verständlich, wenn wir uns vorstellen, daß die zwischen je $2c$ und der Druckfläche liegenden Gleitplatten durch die Presse so aufgehalten werden, daß sie beim Druck sich praktisch nicht bewegen können. Denn dann ist einleuchtend, daß an der Grenze zwischen den ruhenden und frei beweglichen Gleitplatten eine besonders starke Reibung und damit Doppelbrechung auftreten muß; d. h. die doppeltbrechenden Streifen müssen längs c besonders deutlich sein. Die Richtigkeit dieser Auffassung kann man noch auf andere Weise bekräftigen. Zieht man nämlich auf der ac -Fläche senkrecht zur Druckrichtung und in kurzen Abständen voneinander Linien und mißt deren Entfernung vor und nach der Pressung, dann stellt sich folgendes heraus:

Fig. 2.

Die Krystallmitte, d. h. der Teil, der in Fig. 2 zwischen den beiden mit P bezeichneten Durchkreuzungspunkten der c -Linie liegt, wird durch den Druck recht gleichmäßig verkürzt, die beiden Krystallenden dagegen nur sehr wenig. Tabelle 5 bringt hierfür den Beleg. Hierin ist unter 0 die Lage der einzelnen Linien vor dem Druck angegeben. KA und KE bezeichnen Krystallanfang resp. Ende, da aber auf sie nicht sehr scharf eingestellt werden konnte, sind sie in der weiteren Berechnung nicht berücksichtigt. 0 ist wiederum bis auf die dritte Dezimale bestimmt worden. In der Tabelle sind aber nur noch die ersten Dezimalen angeführt. Die Differenzen von 0 ergeben also die Entfernungen der Linien voneinander. Unter K stehen die Verkürzungen dieser Entfernungen durch den Druck und unter K_1 ebenfalls, nur diesmal ausgedrückt in Procenten der Gesamtverkürzung.

Tabelle 5.

Dimensionen: $c = 43$; $b = 27$; $a = 17$.Beob. Fl.: ac . Dr.-R.: c . $KA = 0$; $KE = 43,5$.

0	do	K	K_1
2,7	3,2	0,027	4
5,9	3,5	0,150	5
9,4	3,2	0,329	10
12,6	4,2	0,511	17
16,8	3,4	0,445	13
20,2	2,8	0,354	11
23,0	4,1	0,564	18
27,1	3,2	0,311	10
30,3	2,7	0,220	7
33,0	3,4	0,162	5
36,4	1,8	0,034	1
38,2	0,7	-0,018 ¹⁾	-1
38,9	1,8	0,052	2
40,7	1,3	0,011	1
42,0			

Trägt man 0 als Abscisse und K_1 als Ordinate auf, so erhält man das in Fig. 3 dargestellte Bild, d. h. eine Kurve, die am Anfang und Ende zwei Knickpunkte aufweist und sonst ziemlich geradlinig verläuft. Die Punkte P

Fig. 3.

Fig. 4.

der Fig. 2 liegen für die gewählten Dimensionen bei $0 = 8,5$ und 35 .

In ihrer Nähe müssen nach dem früheren die beiden Knickpunkte liegen. Wie man sieht ist das auch der Fall. Die Starrheit der Gleitplatten ist auch unter Umständen auf das optische Verhalten der Krystalle von großem Einfluß. Preßt man nämlich ein Prisma, bei dem c , die Druckrichtungskante, sehr klein, d. h. wesentlich kleiner als a ist, und bei dem ferner a

und b gleich groß sind, dessen ac -Fläche also die in Fig. 4 gezeichneten Größenverhältnisse zeigt, dann muß man in einem solchen Prisma die Doppelbrechung zu einem wesentlich höheren Betrag steigern können, als

¹⁾ Hier sind die Linien durch den Druck nicht näher aneinander gerückt, sondern haben sich sogar voneinander entfernt.

in einem bei dem c wie in den früheren Fällen größer als a und b ist. Denn jetzt enden ja die in der Fig. 4 durch die unter 45° verlaufenden Linien auch angedeuteten Gleitplatten in der Mehrzahl nicht frei, sondern stoßen gegen die Pressewand an. Sie können infolgedessen dem Druck nicht ausweichen. Dieser wird daher über den früheren Maximalwert P_0 hinauswachsen können und mit ihm erreicht auch die Doppelbrechung höhere Werte. Daß dem tatsächlich so ist, beweist die Tabelle 6, die im übrigen genau so angelegt ist wie 3, also ohne weiteres verständlich sein wird.

Tabelle 6.

Dimensionen: $a = 26$; $b = 28$. $c = 14$. Dr.-R. = c .

d	$\mu\mu$
0,250	900
0,500	1000
0,750	1300
1,000	1600
1,250	1800
1,500	2000

Im Einklang mit unserer Theorie und im Gegensatz zu Tabelle 3 steigt also hier die Doppelbrechung mit der Verkürzung stetig an. Ich konnte d leider nicht über 1,500 steigern, weil für den dazu nötigen Druck meine Presse zu schwach war. Aber auch so ist der Endwert der Doppelbrechung schon dreimal so hoch als bei Tabelle 3. Dabei unterscheiden sich, um das noch einmal zu betonen, die in beiden Fällen benutzten Prismen nur durch die Länge von c und sind sonst ganz gleich. Noch eine andere Eigentümlichkeit weisen Prismen, bei denen c etwa gleich der Hälfte von a und b ist, auf. Sie zerspringen schon bei geringem Druck außerordentlich leicht parallel der Spaltbarkeit, und zwar treten meist zwei Spaltrisse gleichzeitig auf, die aufeinander senkrecht stehen und mitten durch den Krystall gehen, sodaß sie ihn in vier gleiche Quadranten zerlegen. Die Erklärung dafür ist nicht schwer, denn nach dem vorigen wird ja beim Pressen der Druck gewissermaßen auf die Gleitplatten, die nicht frei endigen, concentrirt, weil sie ihm nicht ausweichen können. Die Presse wirkt infolgedessen ähnlich wie ein in der Mitte aufgesetztes Messer, d. h. sie spaltet das Krystall mitten durch. Wie man an der Fig. 4 unmittelbar ablesen kann, wird eine solche Spaltung dann am leichtesten eintreten, wenn c genau $= \frac{a}{2} = \frac{b}{2}$ ist; denn dann ist die dem Druck entgegenstehende Hemmung im wesentlichen beschränkt auf die beiden horizontal resp. vertical verlaufenden Halbierungslinien des Prismas. Solche Platten zerspringen tatsächlich am

leichtesten. Wird c nun noch kleiner als $\frac{a}{2}$ und $\frac{b}{2}$, dann verteilt sich der Druck wieder auf mehr Gleitplatten, und Prismen von derartigen Dimensionen, sind infolgedessen auch wieder druckbeständiger.

Druckfläche ist 001 und Beobachtungsfläche 110.

Um mich noch einmal zu vergewissern, daß die Druckdeformation in einer Steinsalzplatte tatsächlich nur längs der Rhombendodekaëderflächen erfolgt, habe ich ein Prisma untersucht, bei dem die Druckfläche 001 und die Beobachtungsfläche 110 war. Die Kanten der ersteren bezeichne ich wieder mit a und b , die der letzteren waren dann b und c , wobei außerdem die Bedingung erfüllt war, $c > b > a$. Nach den Ergebnissen des letzten Abschnittes kann man sofort sagen, daß bei einem solchen Prisma Verschiebungen längs der Rhombendodekaëderflächen ausgeschlossen sind, die parallel mit der Druckrichtung verlaufen; denn sie stoßen auf die Presse-

wand, enden also nicht frei. In Frage kommen für die Translation also nur 101 , $01\bar{1}$, 011 , $10\bar{1}$. In der Fig. 5 ist die Lage der Durchschnittslinien dieser vier Flächen mit der Beobachtungsfläche eingetragen. Da nach dem früheren die Translation immer in der Richtung von statten geht, in der das am leichtesten möglich ist, so wird sie auf der rechten Seite der Fig. 5 längs 101 und $01\bar{1}$ eintreten und auf der linken Seite längs 011 und $10\bar{1}$, wie auch die eingetragenen Pfeile andeuten sollen; denn auf der rechten Seite sind die nach 101 und $01\bar{1}$ geschnittenen Gleitplatten kürzer und deswegen leichter verschiebbar als die nach 011 und

$10\bar{1}$ geschnittenen und auf der linken Seite ist es natürlich umgekehrt. Rechts beteiligen sich im allgemeinen an der Gleitung 101 und $01\bar{1}$ ziemlich gleich stark. Das folgt schon daraus, weil parallel zu beiden auf der Beobachtungsfläche beim Druck Translationsstreifung auftritt. Bei meinen Versuchen war diese Streifung immer recht scharf und deutlich, sodaß man auch den Winkel, den die beiden Liniensysteme miteinander bilden, messen konnte. Er betrug 110° in guter Übereinstimmung mit der Berechnung, die zu $109^\circ 30'$ führt.

Es kam nun gelegentlich auch vor, daß bei dem obigen Versuch Gleitung ausschließlich nach 101 stattfand, wie man an dem Auftreten nur der einen Streifung sehen konnte. Der Grund dafür waren wahrscheinlich irgend welche Besonderheiten der Druckfläche, über die ich vorläufig nichts genaueres angeben kann, die auch hier ganz unwesentlich sind. Solche Prismen waren mir aber außerordentlich wertvoll zur Ermittlung der Punktverschiebung auf der Rhombendodekaëderfläche. Aus vielen Ver-

Tabelle 7.

Pr.-D.: $c = 35$; $b = 32$; $a = 7,5$.Dr.-R. = c von $P = 1$ nach $P = 4$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
1	2,0	1,7	-0,169	+0,166	-1
2	6,7	1,8	-0,291	+0,288	-1
3	12,3	2,0	-0,584	+0,448	-1,3
4	17,7	2,0	-0,661	+0,483	-1,4
1 ¹	1,8	6,5	-0,130	+0,165	-0,8
2 ¹	6,6	6,6	-0,193	+0,184	-1
3 ¹	12,1	6,7	-0,484	+0,356	-1,4
4 ¹	17,5	6,8	-0,630	+0,424	-1,5
1 ²	1,6	12,3	-0,010	+0,048	-0,2
2 ²	6,5	12,4	-0,123	+0,116	-1
3 ²	12,0	12,5	-0,290	+0,178	-1,6
4 ²	17,1	12,6	-0,618	+0,331	-1,8
1 ³	2,5	17,2	—	—	—
2 ³	6,3	17,4	-0,052	+0,038	-1,4
3 ³	11,7	17,5	-0,271	+0,053	-5
4 ³	17,1	17,6	-0,584	+0,032	-18

suchen mit ihnen, will ich hier nur das Resultat von einem in der Tabelle 7, die außerdem in der Fig. 6 noch graphisch dargestellt ist, mitteilen. Als Bezugspunkt hatte ich in diesem Falle $P = 1^3$ gewählt, weil dieser ungefähr in der Mitte der Druckfläche liegt, d. h. auf Gleitplatten, die besonders stark gehemmt sind ¹⁾.

Fig. 6.

Wie man sieht, haben alle dy negatives, alle dx positives Vorzeichen, d. h. alle Punkte bewegen sich beim Druck in bezug auf 1^3 nach vorwärts und nach außen. Die Plattenbreite nimmt also zu. Ferner sind dem absoluten Werte nach die dy bei 2—4 beträchtlich größer als bei 2³—4³. Das ist eine Bestätigung der früheren Resultate. Denn 2—4 liegen auf frei endigenden Gleitplatten, 2³—4³ dagegen nicht. Die ersteren müssen also beweglicher sein als die letzteren. Aus der Figur erkennt man sogleich, daß die acht Punkte 1—4¹ einander praktisch parallel laufen. Wenn wir

¹⁾ Aus dem gleichen Grunde habe ich bei Tabelle 2 $P = 1^1$ als Bezugspunkt gewählt.

annehmen, daß deren Verschiebung bedingt ist durch Gleitung längs $01\bar{1}$, und zwar wieder innerhalb dieser Fläche in Richtung der langen Diagonale, dann kann man $\frac{dy}{dx}$ auf 110 berechnen. Man kommt alsdann zu dem Ergebnis, daß $\frac{dy}{dx} = 1,4$ sein müßte. Für die obigen Punkte liefert das Experiment im Mittel 1,2. Es werden also die gemachten Annahmen recht gut durch den Versuch bestätigt. Dagegen scheinen die Bewegungen von 3^2 und 4^2 und erst recht nicht von 3^3 und 4^3 mit unserer Vorstellung zu stimmen, denn deren $\frac{dy}{dx}$ ist viel zu groß. Hier müssen wir aber bedenken, daß 3^2 und 4^2 schon nahe an, und 3^3 und 4^3 direct in der Krystallmitte liegen. Infolgedessen übt auf sie die Gleitfläche $10\bar{1}$, die für die Verschiebungen auf der linken Seite bestimmend ist, einen großen Einfluß aus. Die Folge davon muß sein, daß $\frac{dy}{dx}$ zu groß wird und speciell 3^3 und 4^3 müssen sich im Einklang mit dem Experiment parallel der Druckrichtung bewegen.

Druckfläche ist 210, Beobachtungsfläche 001.

Ich habe bisher damit gerechnet, daß Translation innerhalb der Rhombendodekaëderfläche nur in der Richtung der langen Diagonale stattfindet. Wie besonders der letzte Abschnitt gezeigt hat, erklärt diese Annahme die Versuchsergebnisse auch gut. Freilich habe ich den Druck bis jetzt immer nur auf die Würfelfläche ausgeübt. Wenn er in einer anderen Richtung wirkt, bleibt dann trotzdem die lange Diagonale Translationsrichtung?

Um diese Frage zu beantworten, habe ich ein so orientiertes Prisma geschnitten, daß Druckfläche 210, Beobachtungsfläche 001 und die Seitenflächen $\bar{1}20$ resp. $1\bar{2}0$ waren. Im übrigen war wieder $c > b > a$; c fiel mit der Druckrichtung zusammen und a und b waren Druckflächenkanten. Ich habe gerade diese Versuchsanordnung gewählt, weil in einem solchen Prisma die eintretenden Gleitungen sehr einfach und leicht zu überblicken sind. Denn wenn wir uns jetzt wieder den Krystall nach den Rhombendodekaëderflächen zerschnitten denken, dann sieht man sofort, daß die Gleitflächen parallel 101 und $\bar{1}01$ besonders kurz sind, sehr viel kürzer als alle übrigen. Daraus folgt, daß bei langsamem Anziehen der Schraube ausschließlich diese beiden Ebenen bei der Translation in Wirksamkeit treten werden. Den experimentellen Nachweis dafür bringt schon die Translationsstreifung. Da ja die Durchschnitte von 101 und $\bar{1}01$ mit 001 einander parallel laufen, so zeigt sich beim Pressen nur ein System paralleler Linien und nicht wie früher einmal zwei sich durchkreuzende. Die Linien bilden

ferner genau so wie das die Rechnung verlangt, mit c einen Winkel von $67^{\circ} 30'$. Die Translation kommt also nur durch 101 und $\bar{1}01$ zustande. Die eben erwähnte Streifung, deren Richtung übrigens in der Fig. 7 schematisch eingetragen ist, weist noch eine Eigentümlichkeit auf. Sie ist nämlich sehr stark und deutlich in der Krystallmitte, während die beiden mit b bezeichneten Ecken ziemlich frei davon sind. Man muß daraus schließen, daß in den b -Ecken nur sehr geringe Translation stattgefunden hat und das ist eigentlich auch von vornherein zu erwarten, denn die diese Ecken ausfüllenden Gleitplatten stoßen alle mehr oder weniger — umsomehr, je näher sie an b liegen — an die Pressewand an, werden also in ihrer Bewegung gehemmt. Um für diese Erscheinung auch den zahlenmäßigen Beleg zu bringen, habe ich, wie schon früher einmal, senkrecht zur Druckrichtung in kurzen Abständen auf der Beobachtungsfläche Striche gezogen

Fig. 7.

Fig. 8.

und deren Entfernung voneinander längs den mit L und L_1 bezeichneten Linien vor und nach dem Druck gemessen. Das Resultat davon ist in Tabelle 8 mitgeteilt. Die Bezeichnungen sind die gleichen wie in Tabelle 5,

Tabelle 8.

Pr.-D.: $c = 47$; $b = 23$; $a = 45$. $c =$ Dr.-R. $KA = 0$; $KE = 47$.

$o(L)$	$do(L)$	$K(L)$	$K_1(L)$	$o(L_1)$	$do(L_1)$	$K(L_1)$	$K_1(L_1)$
2,1	5,4	0,217	16	2,4	5,8	0,093	6
7,5	5,7	0,274	19	8,2	5,6	0,059	4
13,2	7,2	0,333	23	13,8	7,3	0,376	23
20,4	6,5	0,292	20	21,1	6,3	0,325	20
26,9	6,6	0,179	13	27,4	6,3	0,354	21
33,5	5,7	0,109	8	33,7	5,6	0,213	13
39,2	3,9	0,006	0	39,3	4,1	0,153	9
43,1	3,5	0,010	1	43,4	3,7	0,071	4
46,6				47,1			

nur ist diesmal in Klammern ein L resp. L_1 zugefügt, um anzugeben, auf welche der beiden Linien sich die betreffende Messung bezieht. Bemerkt sei noch, daß L_1 von 120 um $2,4$ entfernt war und L von 120 um $2,8$. In der zugehörigen Fig. 8 beziehen sich die $\odot$ auf L und die $\times$ auf L_1 . Im übrigen ist sie ebenso wie Fig. 3 erhalten.

Am deutlichsten sieht man wohl aus der Figur, daß L und L_1 in den entsprechenden b -Ecken nur eine sehr geringe Verkürzung durch den Druck erfahren haben. Denn die $\odot$ -Kurve läuft bei KE zuerst fast horizontal und biegt dann steil nach unten um, während es bei der $\times$ -Kurve gerade umgekehrt ist. Der Versuch bestätigt also den schon aus der Streifung gezogenen Schluß.

Ich gehe nun zur Entscheidung der Frage über, wie sich denn die einzelnen Punkte auf der Würfel Fläche gegeneinander verschieben. Wenn wir zunächst wieder annehmen, daß die Gleitung längs der langen Rhombendodekaëderdiagonale geschieht, dann müßten wir erwarten, daß die Punkte in der Projection auf die beobachtete Würfel Fläche sich senkrecht zum Verlauf

Fig. 9.

der Translationsstreifung bewegten, d. h., daß ihre Verschiebungsrichtung mit der Druckrichtung einen Winkel von $22^\circ 30'$ einschloße. Das Experiment, das ich genau so wie die früheren ausführte, bestätigte diese Erwartung nicht. Bei dem in Tabelle 9 wiedergegebenen Versuch lagen die beobachteten Punkte nicht in einer Krystallecke, sondern mehr in der Mitte des Krystalles. Als Koordinatenanfangspunkt wurde aber die Ecke beibehalten und als Bezugspunkt $P = 1$ gewählt. In der die Tabelle 9 erläuternden Fig. 9 ist auch die Translationsstreifung zur leichteren Orientierung noch eingetragen. Die Punkte 1 , 1^2 und 1^3 sind weggelassen, weil sie sich durch den Druck zu wenig verschieben.

Tabelle 9.

Pr.-D.: $a = 16$; $b = 28,5$; $c = 50 = \text{Dr.-R.}$

Dr.-R.: $4 \rightarrow 1$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
1	16,9	1,7	—	—	—
2	23,6	1,7	-0,221	-0,044	+ 5
3	29,4	1,7	-0,622	-0,044	+14
4	34,5	1,7	-0,857	-0,047	+18

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
2 ¹	23,7	5,4	-0,362	-0,067	+ 5,4
3 ¹	29,4	5,4	-0,752	-0,065	+12
4 ¹	34,6	5,4	-0,928	-0,030	+34
2 ²	23,9	9,3	-0,502	-0,093	+ 5,5
3 ²	29,6	9,2	-0,878	-0,086	+10
4 ²	34,6	9,4	-1,024	-0,055	+20
2 ³	24,4	15,2	-0,733	-0,072	+10
3 ³	29,7	15,4	-0,970	-0,073	+13
4 ³	34,7	15,0	-1,133	-0,052	+22

Wäre wirklich die lange Rhombendodekaëderdiagonale die einzige Translationsrichtung, dann müßte $\frac{dy}{dx} = 2$ sein. Tatsächlich ist es aber für alle Punkte sehr viel größer, diese bewegen sich der Druckrichtung praktisch parallel. Daraus muß man schließen, daß in der Rhombendodekaëderfläche außer der bisher angenommenen einen Gleitrichtung noch andere möglich sind. Die einfachste Annahme wäre nun die, daß auch in Richtung der kurzen Diagonale Verschiebungen eintreten können, man könnte aber auch annehmen, daß noch mehr Translationsrichtungen existieren. Welcher von den beiden Fällen hier zutrifft, das ist vorläufig nicht zu entscheiden, ist aber auch nebensächlich, denn sie laufen im Effecte auf das Gleiche hinaus, da ja ein Punkt, der auf einer Ebene in zwei zueinander senkrechten Richtungen gleitet, jede beliebige Bewegungsrichtung einschlagen kann, sich also genau so verhält, wie ein überhaupt frei beweglicher Punkt.

Nehmen wir nun einmal für einen Augenblick an, die Translation ginge in der Rhombendodekaëderfläche nach allen Richtungen gleich gut vonstatten, dann kann man berechnen, wie sich unter dieser Voraussetzung und bei der obigen Versuchsanordnung die Punkte gegeneinander bewegen müßten. Man kommt dann zu dem Schluß, daß sie sich verschieben im Sinne des in der Fig. 10 punctierten Pfeiles, der mit der Druckrichtung einen Winkel von $49^{\circ}25'$ und mit der Translationsstreifung einen von $45^{\circ}5'$, einschließt. Zugleich erkennt man aus der Figur, daß die wirklich beobachtete Translation sozusagen einen Mittelfall darstellt, zwischen der jetzt eben und der früher gemachten Annahme einer Bewegung nur längs der langen Diagonale, denn diese letztere bildet ja mit der Druckrichtung einen Winkel von $26^{\circ}30'$ und steht senkrecht auf der Streifung — sie ist in der Figur durch den gestrichelten Pfeil angegeben — während

Fig. 10.

die beobachtete Bewegung mit der Druckrichtung zusammenfällt, also den Winkel den die beiden Pfeile miteinander bilden fast halbiert. Daraus kann man den sicheren Schluß ziehen, daß beim Steinsalz Translation in verschiedenen Richtungen des Rhombendodekaëders möglich ist und daß sie besonders leicht längs der langen Diagonale eintritt.

Hier will ich nur nebenbei noch folgendes bemerken: Macht man die freilich durch nichts beweisbare Annahme, daß die Gleitbarkeit von dem maximalen Wert in Richtung der langen Diagonale geradlinig herabsinkt zu dem minimalen in Richtung der kurzen, dann kann man aus den obigen Daten, auch das Verhältnis der Gleitfähigkeit längs der langen und kurzen Diagonale berechnen. Ich will den Gang der Rechnung hier nicht wiedergeben, da sie ja, wie gesagt, auf unsicheren Füßen steht, sondern nur ihr Resultat. Es ergibt sich, daß die Gleitung längs der langen Diagonale etwa zweimal so leicht vonstatten geht, als längs der kurzen.

Ich habe nunmehr die Punktbewegungen nicht in der Mitte, sondern in der einen Ecke eines Prismas, und zwar in einer, die in Fig. 7 mit a bezeichnet ist, also von Translationsstreifung durchzogen war, ins Auge gefaßt. Die Platte selbst war genau so orientiert, wie die zuletzt beschriebene. Die Versuchsergebnisse sind in der Tabelle 10 und Fig. 11 angegeben. Bezugspunkt ist $P = 1^3$, weil der in diesem Falle am unbeweglichsten ist. $1, 1^1, 1^2$ sind aus den gleichen Gründen wie das letzte Mal weggelassen.

Tabelle 10.

Pr.-D.: $c = \text{Dr.-R.} = 45$; $b = 37$; $a = 12$. Dr.-R. $4 \rightarrow 1$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
2	5,7	1,8	-0,220	-0,132	+1,7
3	10,1	2,0	-0,432	-0,169	+2,5
4	15,5	2,2	-0,690	-0,204	+3,4
2 ¹	5,6	5,0	-0,153	-0,124	+1,3
3 ¹	10,0	5,2	-0,364	-0,111	+3,3
4 ¹	15,4	5,4	-0,603	-0,155	+4,0
2 ²	5,4	8,6	-0,072	-0,062	+1,2
3 ²	9,8	8,8	-0,283	-0,106	+2,8
4 ²	15,2	9,1	-0,513	-0,147	+3,6
1 ³	0,8	13,6	—	—	—
2 ³	5,2	13,8	-0,015	-0,027	+0,5
3 ³	9,6	14,1	-0,200	-0,090	+2,2
4 ³	15,0	14,3	-0,374	-0,138	+3,0

Daran anschließend teilte ich auch gleich Tabelle 11 mit — zu ihr gehört Fig. 12 — in der die b -Ecke (siehe Fig. 7) beobachtet ist. Bezugspunkt ist aus analogen Gründen wie früher $P = 1$.

Tabelle 11.

Pr.-D.: $c = 50$; $b = 29$; $a = 16$.Dr.-R. = $c = 4 \rightarrow 1$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
1	1,9	1,7	—	—	—
2	6,0	1,6	-0,014	-0,020	+0,7
3	9,8	1,6	-0,119	-0,041	+2,9
4	15,0	1,4	-0,293	-0,113	+2,6
2 ¹	6,0	5,3	-0,052	-0,015	+3,5
3 ¹	10,0	5,2	-0,168	-0,074	+2,3
4 ¹	15,1	5,0	-0,360	-0,132	+2,8
2 ²	6,1	10,1	-0,144	-0,055	+2,6
3 ²	10,1	10,0	-0,243	-0,155	+2,2
4 ²	15,2	9,7	-0,439	-0,169	+2,7
2 ³	6,2	14,5	-0,197	-0,102	+1,9
3 ³	10,2	14,3	-0,342	-0,171	+2,0
4 ³	15,3	14,2	-0,529	-0,230	+2,3

Fig. 11.

Fig. 12.

Bei Tabelle 10 und ebenso bei 11 ist also $\frac{dy}{dx}$ im Durchschnitt etwa gleich 3. D. h. die Punkte bewegen sich nicht mehr, wie man nach den Erfahrungen von Tabelle 9 hätte vermuten können, parallel zur Druckrichtung, sondern bilden einen Winkel mit ihr. Dieses Resultat ist aber nicht mehr überraschend, wenn wir bedenken, daß ein großer Teil der in den zwei obigen Fällen beobachteten Punkte auf Gleitplatten liegen, die

mit ihrem einen — nach der Ecke zu liegenden — Ende wider die Pressewand stoßen. Dort werden sie also gehemmt und infolgedessen aus ihrer Bewegungsrichtung herausgedrängt. Aus den beigegebenen Figuren kann man ohne weiteres ablesen, daß die auf diese Weise zustande kommende Ablenkung der Punkte sie in eine Richtung hineindrängt, die etwa senkrecht zur Translationsstreifung steht. Wie man an den Pfeilen, die die tatsächliche Bewegung angeben, sieht, ist das ja auch der Fall.

Die Ablenkung wird nun zwar nur durch die gehemmten Gleitplatten verursacht, die Bewegung der unmittelbar über ihnen liegenden freien wird aber natürlich auch noch durch sie beeinflußt. Infolgedessen ist auch bei diesen freien Gleitplatten der Wert von $\frac{dy}{dx}$ noch kleiner als in Tabelle 9. $\frac{dy}{dx}$ steigt eben allmählich um so mehr, je weiter wir uns vom Krystallende entfernen. Man kann das übrigens an Tabelle 10 und 11 auch schon erkennen.

Wenn wir uns jetzt — in stark übertriebener Form natürlich — noch einmal die Deformation, die das eben besprochene Prisma erfährt, auf-

zeichnen, so kommen wir zu einem Bild, wie es Fig. 13 zeigt. Die ausgezogenen Linien stellen das ungedrückte, die gestrichelten das gedrückte Prisma dar. An der a -Ecke findet also eine Einbuchtung, an der b -Ecke eine Ausbuchtung, statt. Da nun nach der Tabelle und Fig. 8 die Deformationen in der a -Ecke aus bekannten Gründen dem absoluten Betrage nach sehr viel stärker sind

als in der b -Ecke, so folgt daraus, daß das Prisma auf der einen Seite stärker eingebuchtet, als auf der anderen ausgebuchtet wird. Daraus muß man schließen, daß durch den Druck die Krystallplatte nicht nur nicht breiter, sondern vielmehr schmaler wird. Der Versuch bestätigt diese Erwartung vollkommen. Wenn man eine Platte mit quadratischer Beobachtungsfläche deformiert, dann verhält sich die Verkürzung parallel der Druckrichtung zu der senkrecht dazu wie 12:1. Die Verschmälerung ist also zwar klein, aber doch deutlich nachweisbar.

Druckfläche ist 110 und Beobachtungsfläche 001.

Für diesen Fall, in dem Druckfläche 110 und Beobachtungsfläche 001 ist, kann man a priori sagen, daß wirksame Gleitflächen 101, 011, 011,

$\bar{1}01$ sein werden. Ihr Durchschnitt mit 001 ist in Fig. 14 aufgezeichnet. Untereinander schließen sie Winkel von 90° ein. Dementsprechend treten auch, freilich meist nur schwach, auf 001 zwei Streifensysteme auf, die mit der Druckrichtung einen Winkel von 45° bilden und senkrecht zueinander stehen. Aus den bei Fig. 5 angegebenen Gründen, werden für die rechte Seite der Fig. 14 nur die zwei Gleitflächen 101 und $0\bar{1}1$ in Frage kommen und für die linke nur 011 und $\bar{1}01$. Ferner findet, wenn man den Druck im Sinne des Pfeiles, d. h. von $\bar{1}\bar{1}0$ auf 110 zu ausübt, fast ausschließlich Gleitung längs $0\bar{1}1$ und $\bar{1}01$ statt. Nur wenn der Druck sehr stark wird, macht sich in den KE -Ecken auch Translation nach 101 und 011 bemerkbar. Warum das so ist, dafür kann ich einen bestimmten Grund vorläufig noch nicht angeben, aber daß es so ist, das habe ich bei meinen vielen Versuchen immer wieder bestätigt gefunden.

Ich habe nun genau so wie im letzten Kapitel die Punktverschiebungen zunächst in der Krystallmitte beobachtet. Die erhaltenen Zahlen sind in Tabelle 12 angegeben. Hier will ich gleich bemerken, daß beim Druck auf die Rhombendodekaëderfläche Deformationen sehr viel schwerer hervorzubringen sind, als wenn der Pyramidenwürfel, oder gar der Würfel, Druckflächen sind. Denn gegenüber einer auf 110 ausgeübten Pressung verhält sich das Steinsalz fast wie ein spröder Körper. Schon nach ziemlich geringer Beanspruchung zerspringen die Prismen. Daher kommt es, daß die absoluten Beträge von dy und dx diesmal recht klein und die $\frac{dy}{dx}$ -Werte mit einem größeren Fehler behaftet sind, als früher. So viel kann man aber sicher aus den folgenden Versuchen schließen, daß die Randpunkte die Tendenz haben, sich mit der Druckrichtung, oder gar nach innen (negatives Vorzeichen) zu bewegen, die Punkte in der Mitte dagegen mehr nach außen streben.

Tabelle 12.

Pr.-D. $c = 64$; $b = 36$; $a = 10$; $c = \text{Dr.-R.} = 4 \rightarrow 1$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
1	20,1	1,3	—	—	—
3	30,0	1,2	—0,125	+0,020	— 6
4	35,2	1,1	—0,203	+0,017	—12
2 ¹	24,8	5,2	—0,015	—0,004	+ 4
3 ¹	30,0	5,2	—0,092	+0,018	— 5
4 ¹	35,2	5,1	—0,123	—0,034	+ 4
2 ²	25,0	8,8	—0,077	—0,019	+ 4
3 ²	30,1	8,8	—0,133	—0,027	+ 5
4 ²	35,3	8,7	—0,175	—0,061	+ 3
2 ³	25,1	13,0	—0,082	—0,059	+ 1,5

17*

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
3 ³	30,3	13,1	-0,197	-0,084	+ 2,3
4 ³	35,4	13,0	-0,215	-0,067	+ 3,2

Daran anschließend teile ich gleich Versuche mit, bei denen in einer Ecke von KA beobachtet ist. Bezugspunkt $P = 1^3$.

Tabelle 13.

Pr.-D. $c = 36$; $b = 46$; $a = 7,5$; $c = \text{Dr.-R. } 4 \rightarrow 1$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
2	6,7	4,5	-0,069	-0,200	+ 0,4
3	11,5	4,5	-0,195	-0,224	+ 0,9
4	17,1	4,5	-0,377	-0,252	+ 1,5
2 ¹	6,7	5,7	-0,100	-0,125	+ 0,8
3 ¹	11,7	5,7	-0,251	-0,168	+ 1,6
4 ¹	17,2	5,7	-0,432	-0,166	+ 2,5
2 ²	6,9	10,8	-0,138	-0,035	+ 4
3 ²	11,8	10,9	-0,264	-0,081	+ 3,3
4 ²	17,3	10,9	-0,459	-0,126	+ 3,7
1 ³	4,6	15,7	—	—	—
3 ³	12,0	15,7	-0,263	-0,018	+ 15
4 ³	17,4	15,7	-0,420	-0,084	+ 5

Der Unterschied zwischen den Ergebnissen der beiden letzten Tabellen ist auffallend groß. Während sich bei 12 die Bewegungsrichtung der Punkte meist nicht viel von der Druckrichtung unterscheidet, gehen sie bei 13 sehr stark nach innen, sie werden derart verschoben, daß das Prisma schmaler werden muß. Die beiden Resultate lassen sich aber sehr schön miteinander in Einklang bringen, wenn wir zunächst einmal das Prisma uns nur nach den beiden Gleitflächen zerschnitten denken, die die Translation wirklich bewirken. Nach dem früheren müssen wir dann die rechte Seite nach 011 in Platten zerlegen und die linken nach 101. Wir erhalten auf diese Weise Fig. 16. Die Zahlen der Tabelle 12 sind etwa an der mit m bezeichneten Stelle gewonnen, die von 13 an der Stelle a . Aus der Figur geht nun sofort hervor, warum sich die Punkte bei m anders verhalten wie bei a . Die die Krystallmitte durchziehenden Gleitplatten enden frei, sie können sich ungehindert bewegen und sie verursachen es, daß die auf ihr liegenden Punkte, die in Tabelle 12 angegebene Richtung einschlagen. Dagegen werden die Gleitplatten bei a durch die Pressewand aufgehalten und von ihr in ganz der gleichen Weise und in dem gleichen Sinne abgelenkt, wie in dem vorigen Abschnitt bei dem in Tabelle 10 behandelten Falle. Die Punkte müssen sich daher ebenso wie dort, nach

innen bewegen, und zwar in einer Richtung, die ungefähr senkrecht steht zur Durchschnittslinie von Gleitplatte und Beobachtungsfläche. Wie Fig. 15 zeigt, ist das ja ungefähr der Fall. Was ich hier für die α -Ecke ausgeführt habe, gilt natürlich in analoger Weise für α' . Auch an dieser Stelle muß daher eine starke Einbuchtung entstehen und die weitere Folge wird

Fig. 15.

Fig. 16.

sein, daß durch den Druck auf 110 die Prismenbreite verhältnismäßig viel mehr abnimmt als dann, wenn 120 Druckfläche ist. Einleuchtend ist auch, daß der absolute Betrag der Verschmälerung um so größer sein wird, je breiter das Prisma ist, denn um so mehr Gleitplatten werden ja dann abgelenkt; oder anders ausgedrückt: Das Verhältnis der procentualen Verschmälerung zur procentualen Verkürzung sollte constant sein, einerlei ob das Prisma nun breit oder schmal ist. Daß die Vermutung durch das Experiment bestätigt wird, beweist die folgende Tabelle. In ihr bezeichnet y die Plattenlänge ($\parallel$ Druckrichtung) x die Breite, beide sind in der Mitte gemessen, dy und dx geben die entsprechenden Verkürzungen an und durch die Berechnung von $\frac{dy}{y} : \frac{dx}{x}$, das ich $= v$ setzte, bekommt man das Verhältnis der procentualen Längen- zu der Breitenverminderung.

Tabelle 14.

y	x	dy	dx	v
21,0	43,7	0,362	0,344	2,4
29,9	30,9	0,648	0,230	2,9
29,6	24,3	1,042	0,234	3,1
43,2	26,2	0,544	0,129	2,5
45,2	20,8	0,776	0,138	2,6
44,0	16,4	0,919	0,121	3,0
42,2	13,2	0,843	0,076	3,4

Der recht constante Wert von v zeigt zudem, wie gleichartig die Punkt-bewegung in all den untersuchten Platten gewesen sein muß und wie wenig von Zufälligkeiten beeinflußt. Warum freilich für v gerade ungefähr 3 und keine andere Zahl herauskommt, das ist wohl sehr schwer abzuleiten, denn die Bewegungsrichtungen auf dem Prisma sind doch immerhin sehr mannigfaltige.

Druckfläche ist 011 und Beobachtungsfläche 01 $\bar{1}$.

Schließlich habe ich die durch einen Druck auf das Rhombendodekaëder verursachten Punktverschiebungen auf einer Rhombendodekaëderfläche beobachtet. Bezeichne ich die Druckfläche mit 011, dann ist 01 $\bar{1}$ Beobachtungsfläche und die vier in Betracht kommenden Gleitflächen tragen dann die Bezeichnung: 110, $\bar{1}10$, $10\bar{1}$ und $10\bar{1}$ (vergl. Fig. 17). Preßt man in der Richtung von 011 nach 0 $\bar{1}\bar{1}$, so wird nach den Erfahrungen des letzten Abschnittes die Gleitung auf der rechten Plattenseite nur durch $\bar{1}10$, auf der linken nur durch 110 bewirkt. Ich habe nun zwei Versuchsreihen aufgenommen, eine wo etwa an der Stelle m (Tabelle 15) und eine andere wo bei a (Tabelle 16) beobachtet wurde.

Tabelle 15.

Pr.-D. $c = 53$; $b = 32$; $a = 10$; $c = \text{Dr.-R.} = 4 \rightarrow 1$. Bez. $P = 1^3$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
2	24,0	1,7	-0,102	+0,250	-0,40
3	30,2	1,7	-0,133	+0,214	-0,60
4	34,7	1,6	-0,128	+0,202	-0,64
2 ¹	24,0	7,0	-0,077	+0,164	-0,48
3 ¹	30,2	7,0	-0,108	+0,201	-0,50
4 ¹	34,8	6,9	-0,160	+0,184	-0,89
2 ²	24,0	11,5	-0,070	+0,108	-0,70
3 ²	30,2	11,4	-0,114	+0,123	-0,95
4 ²	34,9	11,2	-0,160	+0,130	-1,2
1 ³	17,3	16,8	—	—	—
2 ³	24,0	16,5	-0,049	-0,004	+12
3 ³	30,2	16,4	-0,105	+0,018	— 6
4 ³	34,9	16,2	-0,158	+0,024	— 6

Tabelle 16.

Pr.-D. $c = 52$; $b = 42$; $a = 8$; $c = \text{Dr.-R.} = 4 \rightarrow 1$. Bez.: $P = 1^3$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
2	6,0	1,8	-0,106	+0,286	-0,37
3	10,9	1,7	-0,191	+0,386	-0,50
4	16,1	1,6	-0,216	+0,441	-0,50
2 ¹	6,0	7,1	-0,034	+0,217	-0,16

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
3 ¹	11,0	7,0	-0,136	+0,280	-0,50
4 ¹	16,1	6,9	-0,178	+0,335	-0,52
2 ²	6,1	13,1	-0,005	+0,120	-0,04
3 ²	11,0	13,0	-0,085	+0,150	-0,56
4 ²	16,2	12,8	-0,155	+0,188	-0,81
1 ³	1,5	19,2	—	—	—
2 ³	6,0	19,2	-0,025	+0,042	-0,60
3 ³	11,0	19,0	-0,085	+0,068	-1,3
4 ³	16,2	18,9	-0,108	+0,140	-0,72

Daß in Tabelle 15 $\frac{dy}{dx}$ für 2³—4³ verhältnismäßig groß ist, erklärt sich in der gleichen Weise wie früher bei Tabelle 7. Im übrigen sind gerade die kleinen $\frac{dy}{dx}$ -Zahlen bei den letzten Ergebnissen besonders auffallend, denn sie übersteigen meist nicht 0,5 und sind oft sogar noch niedriger. Doch auch das Resultat war eigentlich nach dem letzten Abschnitt zu erwarten. Denn nach dem letzten Abschnitt werden ja durch den Druck auf 011 die Seitenflächen unseres Prismas 100 und 100 schmaler, und da die Deformation keine Volumverminderung mit sich bringt, das spezifische Gewicht vielmehr constant bleibt¹⁾, so muß daher 011 beim Pressen sehr viel breiter werden. Mit anderen Worten, $\frac{dy}{dx}$ muß in unserem Falle klein sein, und zwar da um so kleiner, wo die Verkürzung der Seitenfläche 100 um so stärker ist. Diese tritt nun, wie wir vorhin gesehen haben, vornehmlich am Krystallende ein. Es steht damit im Einklang, daß in Tabelle 16 $\frac{dy}{dx}$ im allgemeinen noch tiefer als in 15 liegt und einmal sogar bis zu 0,04 herabsinkt. In Worten heißt das, daß an solchen Stellen, die Punkte sich direct senkrecht zur Druckrichtung nach außen bewegen. Daraus folgt ohne weiteres, daß beim Druck an die Festigkeit der eben betrachteten Prismen in der Querrichtung besonders hohe Anforderungen gestellt werden, und es ist verständlich, wenn sie sehr leicht parallel mit der Druckrichtung und Spaltbarkeit Sprünge bekommen. Diese Sprünge treten tatsächlich so leicht auf, daß es schwer war, die obigen Versuche durchzuführen. Sehr viele Platten sind mir, als ich kaum die Presse etwas angezogen hatte, schon zersprungen, und zwar besonders dann, wenn sie ziemlich lang waren.

1) Vergl. Rinne, diese Zeitschr. 1912, 50, 259.

Die optischen Erscheinungen an den gedrückten Prismen.

In einem gepreßten Steinsalzprisma, bei dem 210 Druckfläche ist, fällt bekanntlich die Druckrichtung mit der Auslöschungsrichtung nicht zusammen, sondern bildet mit ihr einen Winkel von mehreren Grad. Warum das so ist, wurde seinerzeit von Pockels¹⁾ näher untersucht und erklärt. Wenn man aber auch das Prisma nun so stellt, daß seine Mitte zwischen gekreuzten Nicols dunkel erscheint, so bleiben trotzdem seine Ecken hell. Besonders trifft das zu für die in Fig. 18 mit a bezeichneten Ecken. Unmittelbar von diesen geht deutlich ein doppeltbrechender Streifen aus, der etwa parallel mit der Translationsstreifung nach der Mitte des Krystalles zu verläuft und dort allmählich verblaßt. Aber auch die b -Ecken erscheinen hell, nur ist da die ganze Erscheinung etwas weniger ausge-

Fig. 17.

Fig. 18.

sprochen. Noch besser kann man diese Anomalien am Krystallende dann beobachten, wenn man ein Gypsblättchen einschaltet und nun das Prisma so stellt, daß die Druckrichtung streng parallel mit der Schwingungsrichtung des einen Nicols verläuft. Die Mitte des Krystalles erscheint dann noch, da die Auslöschungsrichtung immerhin nur einen sehr spitzen Winkel mit der Druckrichtung bildet, rot, die a -Ecken zeigen dagegen blau (zweiter Ordnung) und die b -Ecken gelb (erster Ordnung). Dreht man das Prisma, sodaß der größte Beobachtungsexponent des Gypses $\perp$ zur Druckrichtung und die Nicols unter 45° geneigt zu ihr stehen, dann erscheinen die a -Ecken grün (zweiter Ordnung), die b -Ecken rot (erster Ordnung), während die Krystallmitte blau (zweiter Ordnung) ist. Bemerken will ich hier noch, daß man diese ganze Erscheinung nur scharf und einwandfrei bekommt,

1) Pockels, Lehrbuch der Krystalloptik, Leipzig 1906.

wenn die Platten sehr sorgfältig geschliffen und die Druckflächen einander wirklich parallel sind. Vorteilhaft ist auch, wenn man möglichst breite Prismen verwendet, denn dann machen sich etwaige Fehler am wenigsten bemerkbar. Aus den obigen Angaben folgt nun, daß für die obigen Streifen der a -Ecken der größere Brechungsexponent parallel zu ihrem eigenen Verlauf und zur Translationsstreifung liegt. Bei den doppeltbrechenden Flecken in den b -Ecken ist es dagegen umgekehrt, bei ihnen liegt der größere Brechungsexponent senkrecht zur Translationsstreifung. Schematisch ist das Resultat in Fig. 18 dargestellt, wo die gestrichelten Linien die jeweilige Lage des größeren Brechungsexponenten angeben. Ohne weiteres ist einleuchtend, daß diese optischen Eigentümlichkeiten der gepreßten Platte in engem Zusammenhang stehen mit den durch den Druck verursachten mechanischen Deformationen. Zunächst die doppeltbrechenden Streifen der a -Ecken! Sie treten gerade da auf, wo nach den früheren Erfahrungen eine besondere starke Reibung in dem Prisma stattgefunden haben muß. Denn die zwischen den a -Linien der Fig. 18 und den Druckflächen am Anfang und Ende liegenden Gleitplatten sind ja gehemmt, die in der Mitte konnten sich dagegen frei bewegen. Daher werden die Gleitplatten sich relativ am stärksten da gegeneinander verschieben, wo die freien und die durch die Druckfläche aufgehaltenen Platten aneinander grenzen. In der Projection auf die Beobachtungsfläche heißt das längs der beiden a -Linien. Mit ihnen muß daher auch ein Streifen starker Doppelbrechung zusammenfallen. Es ist das hier ebenso wie bei Prismen, bei denen der Druck auf 100 ausgeübt wird, und bei denen die auf ac beobachteten Streifen gerade da besonders deutlich sind, wo sie in die Ecken laufen. Auch die Lage des größeren Brechungsexponenten wird jetzt verständlich; denn wenn ich eine Platte über eine feste Unterlage hinwegschiebe, dann ist klar, daß sie bei genügender Reibung in ihrer Bewegungsrichtung comprimiert wird. Nicht anders ist das in unserem Falle bei dem Steinsalz. Infolgedessen müssen in der Projection auf die Beobachtungsfläche 004 die Gleitplatten senkrecht zur Translationsstreifung comprimiert werden. Da nun das Steinsalz durch Druck negativ doppeltbrechend wird, d. h. der größere Brechungsexponent senkrecht zur Druckrichtung liegt, so muß bei den a -Streifen der größere Brechungsexponent parallel zur Translationsstreifung stehen. Bei den b -Ecken liegt der Fall gerade umgekehrt, denn hier wird die Doppelbrechung nicht durch die freien, sondern durch die gehemmten Platten erzeugt, d. h. nicht durch die verschobenen, sondern durch die Unterlage, über die hinweg die Verschiebung stattfand. Diese wird natürlich hierbei in der Bewegungsrichtung dilatiert und in der gleichen Weise wie oben folgt daraus, daß in den b -Ecken der größere Brechungsexponent senkrecht zur Translationsstreifung steht. Diese Überlegung führt uns also zu dem gleichen Resultat wie das Experiment.

Ich will nun noch den Fall, daß 110 Druckfläche und 001 Beobachtungsfläche ist, kurz behandeln. Ich habe schon hervorgehoben, daß durch Druck auf eine Rhombendodekaederfläche das Steinsalz viel schwerer deformiert wird, als wenn man den Krystall nach einer Würfelfläche zusammenpreßt. Der Grund dafür ist sehr einfach. Im ersten Falle werden die Gleitplatten unter einem für eine Verschiebung viel ungünstigeren Winkel getroffen, als in dem letzteren. Infolgedessen ist auch die erreichbare Doppelbrechung in dem Falle, daß 110 Druckfläche ist, sehr viel größer als in dem früheren, wo es 001 war. Ein Vergleich der folgenden Tabelle 17 mit 3 zeigt das deutlich.

Tabelle 17.

Pr.-D. $c = 42,5 = \text{Dr.-R.}$; $b = 32,2$; $a = 9,0$; Dr.-Fl. $ab = 110$.

d	$\mu\mu$
0,500	600
0,750	800
1,000	800
1,250	1000
1,500	1200
1,750	1200
2,000	1300

$\mu\mu$ steigt also in 17 zu ungefähr dem doppelten Wert wie in 3 an, obwohl a in 17 nur 9 in 3 dagegen 20 beträgt. Noch ein anderer charakteristischer Unterschied besteht zwischen den beiden Versuchsreihen. Der von einer weiteren Plattenverkürzung unabhängige Endwert wird in Tabelle 17 sehr viel langsamer erreicht als in 3. Es kommt darin offenbar die schon aus den Punktverschiebungen folgende Tatsache zum Ausdruck, daß beim Druck auf eine Rhombendodekaederfläche der ursprüngliche

Krystallbau viel stärker gestört und verändert wird, als wenn man auf die Würfelfläche preßt.

Ähnlich wie in dem Falle, wo 210 Druckfläche war, erscheint ein nach 110 gepreßtes Prisma an den Enden zwischen gekreuzten Nicols auch dann noch hell, wenn die Druckrichtung zu der Schwingungsrichtung parallel bzw. senkrecht steht, d. h. wenn die Krystallmitte dunkel ist. Die Art der Erscheinung ist in Fig. 19 schematisch angedeutet. Unter einem Winkel von 45° gehen besonders von den beiden KE-Ecken doppeltbrechende Streifen nach dem

Innern zu aus und verlaufen etwa — allmählich an Intensität ab-, an Breite aber zunehmend — bis in die Krystallmitte. Preßt man stark, dann zeigt sich das gleiche auch bei KA. Der größere

Brechungsexponent geht ihrer Längserstreckung parallel. Die gestrichelten Linien in der Figur sollen das andeuten. Die Erklärung für diese optischen Anomalien ist ganz die gleiche wie vorhin. Längs der vier Strichlinien grenzen ja die freien und die gehemmten Gleitplatten aneinander. Infolgedessen tritt an diesen Stellen starke Reibung und Doppelbrechung auf und, da die Bewegung der freien Gleitplatten im Sinne der Pfeile, d. h. senkrecht zu den Linien erfolgt, so muß der größere Brechungsexponent parallel zu ihnen liegen.

Ich habe schließlich auch noch Prismen, bei denen Druck- und Beobachtungsfläche Rhombendodekaëderflächen waren, optisch untersucht. Es zeigten sich natürlich auch hier wieder die optischen Anomalien, aber undeutlich. Ich will deshalb auf Einzelheiten nicht eingehen und nur von ihnen erwähnen, daß sie die obigen Resultate bestätigen.

III. Beobachtungen am Sylvin.

Da, wie Mügge nachgewiesen hat, bei dem Sylvin ebenfalls 110 Gleitfläche ist, so konnte ich erwarten, daß er sich bei meinen Versuchen ähnlich wie das Steinsalz verhalten werde. Das hat sich auch durchaus bestätigt. Trotzdem weichen aber die nun folgenden Resultate von denen beim *NaCl* erhaltenen in gewissen Punkten ab und beweisen, daß ungeachtet aller Ähnlichkeit Sylvin und Steinsalz in ihrer Translationsfähigkeit nicht ganz gleich zu setzen sind. Schon gleich aus dem ersten Versuch geht das hervor. Ich habe da ein Prisma zusammengepreßt, bei dem $c = 48$, $b = 39$, $a = 49$, $c = \text{Dr.-R.}$, $ab = \text{Dr.-Fl.} = 400$, $bc = \text{Beob.-Fl.} = 004$ waren. Bei einem Steinsalzprisma von diesen Dimensionen wäre trotz starker Verkürzung von c seine Breite b vollkommen constant geblieben. Bei dem Sylvin ist das anders, da nimmt b beim Pressen zu, und zwar wuchs es bei der oben beschriebenen Platte um 0,500, als ich c um 2,800 verkleinerte. An einem zweiten Prisma habe ich die Punktverschiebungen auf 004 beobachtet. Das Resultat ist in der nächsten Tabelle angegeben.

Tabelle 18.

Pr.-D. $c = \text{Dr.-R.} = 46$; $b = 43$; $a = 42$; $bc = 004 = \text{Beob.-Fl.}$ $ab = 400 = \text{Dr.-Fl.}$
Bez. $P = 43$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
1	4,6	4,6	-0,086	-0,025	+ 3,4
2	7,4	4,8	-0,128	-0,040	+ 4,3
3	13,3	4,7	-0,492	+0,048	-27
4	24,0	4,6	-0,947	-0,025	+38
4 ¹	4,6	6,5	-0,092	-0,034	+ 3
2 ¹	7,4	6,6	-0,165	-0,052	+ 3,2
3 ¹	13,2	6,6	-0,490	-0,052	+ 9,4

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
4 ¹	21,0	6,4	-1,033	-0,073	+14,1
2 ²	7,4	13,4	-0,180	-0,005	+36
3 ²	13,2	13,4	-0,525	-0,050	+10,5
4 ²	20,9	13,3	-0,986	-0,049	+20,1
4 ³	1,8	18,1	—	—	—
2 ³	7,4	18,3	-0,226	-0,010	+22,6
3 ³	13,2	18,3	-0,542	-0,010	+54,2
4 ³	20,8	18,3	-0,987	-0,036	+27,4

Wie man sieht, bewegen sich die Punkte der Druckrichtung praktisch parallel, also genau wie beim Steinsalz (Tabelle 1). Auch die folgende Tabelle bei der *ac* Beobachtungsfläche ist, stimmt in ihren Resultaten mit den beim *NaCl* erhaltenen (Tabelle 2) überein.

Tabelle 19.

Pr.-D. $c = \text{Dr.-R.} = 58$; $b = 32$; $a = 14$; $ac = \text{Beob.-Fl.}$ Bez. $P = \mu$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
1	1,8	1,9	-0,026	+0,002	-13
2	9,2	2,0	-0,048	+0,006	-8
3	15,7	2,1	-0,129	-0,068	+1,9
4	21,8	2,2	-0,257	-0,171	+1,5
1 ¹	1,8	8,0	—	—	—
2 ¹	9,4	8,2	-0,084	-0,033	+2,5
3 ¹	15,8	8,4	-0,240	-0,160	+1,5
4 ¹	21,9	8,6	-0,335	-0,210	+1,6
1 ²	1,8	11,4	-0,022	-0,033	+0,7
2 ²	9,4	11,6	-0,166	-0,133	+1,3
3 ²	15,8	12,0	-0,322	-0,210	+1,5
4 ²	21,9	12,2	-0,383	-0,255	+1,5

Hieraus muß man den Schluß ziehen, daß nach den Punktverschiebungen zu urteilen *NaCl* und *KCl* vollkommen gleich sind. Prüft man aber schärfer, indem man, wie ich das im Anfang erwähnte, den Einfluß des Druckes auf die Plattenbreite verfolgt, dann zeigen sich die schon hervorgehobenen Unterschiede. Man muß dadurch auf den Gedanken kommen, daß beim Sylvin nicht nur längs den *b*-, sondern auch den *a*-Flächen Translation stattfindet. Diese Vermutung wird durch den optischen Befund bestätigt. Denn wenn man durch die *bc*-Fläche einer gedrückten Sylvinplatte zwischen gekreuzten Nicols und in Parallelstellung hindurchsieht, dann erscheint sie nicht dunkel, wie beim Steinsalz, sondern ist von allerdings schwachen, doppeltbrechenden Streifen durchzogen, die mit der Druckrichtung 45° einschließen. Daraus

folgt, daß auch die α -Flächen sich bei der Translation beteiligt haben, allerdings so schwach, daß das in der Tabelle 18 nicht zum Ausdruck gekommen ist. Warum geht nun bei dem Sylvin die Gleitung längs aller vier Rhombendodekaëderflächen vor sich?

Wie wir später noch genauer sehen werden, hängt das damit zusammen, daß die Krystallmoleküle des Chlorkaliums sich nicht nur in Richtung der Rhombendodekaëderfläche aneinander vorbeischieben lassen, sondern daß es für sie, wenngleich untergeordnet, auch noch andere Gleitmöglichkeiten gibt. Im Vergleich zu dem Steinsalz steht gewissermaßen der Sylvin einem plastischen amorphen Körper um einen Schritt näher; denn bei diesem können ja die Moleküle in allen Richtungen — und in allen gleich gut — aneinander vorbeigleiten.

Für den Sylvin ist die Folge davon, daß wir die nach 110 geschnittenen Gleitplatten als nicht so starr annehmen dürfen, wie beim Steinsalz. Sie sind selbst plastisch. Dadurch kommt es, daß das Chlorkalium zwar wieder die gleichen Erscheinungen wie das $NaCl$ zeigt, jedoch immer viel undeutlicher und verwaschener. Das erste Beispiel dafür ist der oben betrachtete Fall, bei dem 100 Druckfläche ist. Die Translation geht da zunächst zwar längs der b -Flächen vor sich, aber diese werden hierbei selbst deformiert. Das stört die Gleitung, sie wird unregelmäßig und kann dadurch untergeordnet auch längs der α -Flächen stattfinden. Daß trotzdem die Plattentheorie auch bei dem Sylvin sich bewährt, daß soll die folgende Tabelle beweisen. In ihr ist die gegenseitige Entfernungsverkürzung angegeben, welche auf ac senkrecht zur Druckrichtung gezogene Linien beim Pressen erfahren. Man sieht, Tabelle 20 weist die gleiche Eigentümlichkeit wie Tabelle 5 auf, die denselben Versuch am Steinsalz wiedergibt. Hier wie dort wird das Prisma am Anfang und Ende kaum merklich verkürzt. Bei Tabelle 5 ist die Erklärung dafür gegeben, darum brauche ich hier nur darauf zu verweisen.

Tabelle 20.

Pr.-D. $c = 54$; $b = 34$; $a = 13$; Beob.-Fl.: ac . Dr.-R.: c . $KA = 0$. $KE = 54,4$.

o	do	k	k_1
1,7	3,7	—0,008	0
5,4	4,5	0,182	10
9,9	5,7	0,342	18
15,6	6,8	0,403	23
22,4	6,8	0,404	23
29,2	7,3	0,229	13
36,5	5,9	0,213	12
42,4	6,1	0,014	1
48,5			

Druckfläche ist 210, Beobachtungsfläche 001.

Wenn 210 Druck- und 001 Beobachtungsfläche ist, dann entsteht auch beim Sylvin, hervorgerufen durch Translation längs 101 und $\bar{1}01$, auf 001 eine Streifung, die mit c einen Winkel von $67^{\circ}30'$ bildet. Sie ist vor allem in der Krystallmitte, dagegen kaum in den b -Ecken (Fig. 7) zu sehen. Dementsprechend bekommen wir auch für die Druckverkürzung der beiden in Fig. 7 mit L und L_1 bezeichneten Linien das in Tabelle 24 wiedergegebene Resultat, das mit dem der Tabelle 8 übereinstimmt. Beidemale wird L am Krystallende und L_1 am Krystallanfang nicht verkleinert. Der Grund ist in beiden Fällen der gleiche und bei Tabelle 8 angegeben. L_1 ist von $\bar{1}20$ um 3,9 entfernt und L von $\bar{1}20$ um 3,6.

Tabelle 24.

Pr.-D. $c = 52$; $b = 30$; $a = 10$; $KA = 0$. $KE = 54,3$.							
$o(L)$	$do(L)$	$k(L)$	$k_1(L)$	$o(L_1)$	$do(L_1)$	$k(L_1)$	$k_1(L_1)$
1,8	5,4	0,148	8	1,5	5,2	-0,074	- 4
6,9	6,3	0,335	19	6,7	6,5	0,172	10
13,2	6,4	0,370	20	13,2	6,7	0,316	19
19,6	8,1	0,392	22	19,9	8,2	0,295	17
27,7	6,5	0,228	13	28,1	6,5	0,287	17
34,2	7,2	0,197	11	34,6	7,4	0,371	21
41,4	7,8	0,127	7	42,0	7,8	0,237	14
49,2	2,8	0,004	0	49,8	2,4	0,110	6
52,0				52,2			

Jetzt bin ich zur Beobachtung der Punktverschiebung in der Mitte von 001 übergegangen.

Tabelle 22.

Pr.-D. $c = 48$; $b = 32$; $a = 16$. Bez. $P = 13$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
1	21,2	1,1	-0,499	-0,040	+12,4
2	26,8	1,2	-0,766	-0,012	+64
3	31,4	1,4	-0,977	+0,078	-12,5
4	34,8	1,5	-1,122	+0,092	-12,2
1 ¹	21,1	5,3	-0,370	-0,078	+ 5
2 ¹	26,7	5,4	-0,579	+0,028	- 21
3 ¹	31,3	5,6	-0,834	+0,055	-15
4 ¹	34,9	5,7	-1,073	+0,066	-16
1 ²	20,9	12,0	-0,133	-0,024	+ 5
2 ²	26,5	12,1	-0,347	+0,036	- 9,7
3 ²	31,2	12,3	-0,650	+0,091	- 7,2

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
4^2	34,9	12,4	-0,844	+0,065	-13
1^3	20,7	16,9	—	—	—
2^3	26,5	17,0	-0,267	+0,030	- 8,9
3^3	31,2	17,0	-0,527	+0,048	-11
4^3	35,0	17,0	-0,748	+0,106	- 7

Die Punkte bewegen sich also parallel zur Druckrichtung. Man kann daraus, ebenso wie beim Steinsalz den Schluß ziehen, daß es außer der langen Rhombendodekaëderdiagonale noch andere Gleitrichtungen im Sylvin gibt. Macht man ferner die dort erwähnten Annahmen, dann muß natürlich auch beim Chlorkalium die Gleitbarkeit längs der langen zu der, längs der kurzen Diagonale sich verhalten wie 2:1. Diese Folgerung ist allerdings hier durch die Plasticität der Gleitplatten selbst unsicherer als beim Steinsalz.

Es folgen nun die Punktbeobachtungen in der α -Ecke der Fig. 7.

Tabelle 23.

Pr.-D. $c = 48$; $b = 28$; $a = 13$. Bez. $P = 1^3$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
2	5,8	1,3	-0,164	+0,011	-14,6
3	11,0	1,3	-0,349	-0,069	+ 5,1
4	16,2	1,3	-0,582	-0,127	+ 4,5
2^1	5,8	6,0	-0,079	-0,033	+ 2,4
3^1	11,0	6,0	-0,221	-0,074	+ 3,0
4^1	16,2	6,0	-0,487	-0,074	+ 6,6
2^2	5,9	11,6	-0,039	+0,003	-13
3^2	11,2	11,6	-0,177	+0,003	-59
4^2	16,2	11,6	-0,379	+0,039	- 9,7
1^3	1,5	15,0	—	—	—
3^3	11,2	15,0	-0,139	-0,002	+70
4^3	16,2	15,0	-0,284	-0,011	+26

Fig. 20 auf S. 273 stellt die Tabelle 23 graphisch dar und macht es noch deutlicher, daß sich der Sylvin anders, als das Steinsalz verhält. Denn bei diesem — man vergleiche dazu Tabelle 10 und Fig. 11 — gehen die Punkte ziemlich parallel zueinander, und durch die ablenkende Wirkung der in der α -Ecke gehemmten Gleitplatten ist $\frac{dy}{dx}$ im Durchschnitt ≈ 3 . Beim Sylvin macht sich diese Ablenkung durch die Plasticität der Gleitplatten nur noch bei den die α -Ecken unmittelbar umgebenden Punkten bemerkbar, dagegen nicht mehr bei 3^3 und 4^3 . Diese bewegen sich infolgedessen der Druck-

richtung parallel und ebenso verhalten sich die Punkte der b -Ecken, wie die folgende Tabelle beweist:

Tabelle 24.

Pr.-D. $c = 48$; $b = 39$; $a = 44$. Bez. $P = 4$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
1	1,0	0,9	—	—	—
3	12,6	1,0	-0,087	+0,084	- 1,4
4	18,8	1,1	-0,216	+0,039	- 5,5
3 ¹	12,4	5,5	-0,113	+0,027	- 8,2
4 ¹	18,5	5,6	-0,268	-0,036	+ 7,5
3 ²	12,3	10,6	-0,164	+0,009	- 18
4 ²	18,2	10,7	-0,332	-0,005	+66
3 ³	12,1	16,0	-0,188	+0,030	- 6,3
4 ³	18,0	16,0	-0,391	-0,015	+26

Infolgedessen tritt auch an der a -Ecke keine Einbuchtung und an der b -Ecke keine Ausbuchtung ein und daher wird ein Sylvinsprisma beim Druck auf 120 nicht schmaler.

Druckfläche ist 110 und Beobachtungsfläche 001.

Ich teile hier gleich die der Tabelle 12 und 13 entsprechenden Versuchsreihen mit. Tabelle 25 ist an der Stelle m und Tabelle 26 bei a der Fig. 14 aufgenommen.

Tabelle 25.

Pr.-D. $c = 57$; $b = 39$; $a = 44$. Dr.-R. $4 \rightarrow 1$. Bez. $P = 13$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
2	26,1	2,3	-0,132	+0,010	-13,2
3	29,6	2,2	-0,153	+0,037	- 4,1
4	34,8	2,3	-0,186	+0,046	- 4,0
2 ¹	26,2	5,9	-0,138	+0,007	-20
3 ¹	29,7	5,9	-0,161	+0,004	-40
4 ¹	34,8	6,0	-0,218	-0,007	+31
2 ²	26,4	11,4	-0,149	+0,016	- 9,3
3 ²	30,1	11,4	-0,193	+0,037	- 5,3
4 ²	35,0	11,4	-0,233	+0,016	-14,5
1 ³	20,6	16,5	—	—	—
2 ³	26,5	16,3	-0,151	+0,041	- 3,7
3 ³	30,2	16,3	-0,199	+0,055	- 3,6
4 ³	35,2	16,3	-0,275	+0,055	- 5,0

Tabelle 26.

Pr.-D. $c = \text{Dr.-R.} = 50$; $b = 40$; $a = 9$; Bez. $P = 43$; Dr.-R. $4 \rightarrow 1$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
2	6,3	2,3	-0,099	+0,121	-0,8
3	11,4	2,3	-0,303	+0,074	-4,1
4	16,1	2,3	-0,479	+0,129	-4,0
2 ¹	6,3	7,0	-0,063	+0,059	-1,0
3 ¹	11,5	7,0	-0,252	+0,087	-2,8
4 ¹	16,2	7,2	-0,367	+0,096	-3,7
2 ²	6,4	12,9	-0,018	+0,111	-0,2
3 ²	11,5	12,9	-0,215	+0,141	-1,5
4 ²	16,3	13,0	-0,384	+0,125	-3,2
1 ³	1,9	18,8	—	—	—
2 ³	6,4	18,8	-0,039	+0,041	-1,0
3 ³	11,5	18,8	-0,182	+0,086	-2,1
4 ³	16,3	18,8	-0,334	+0,109	-3,2

Zu Tabelle 26 gehört noch Fig. 24. Ein Vergleich mit Tabelle 12 und 13 lehrt sofort, daß sich diesmal der Sylvin ganz anders verhält als das Steinsalz.

Fig. 20.

Fig. 24.

Zwar gehen in der Krystallmitte auch beim Chlorkalium die Punkte noch der Druckrichtung parallel; während sie sich aber am Krystallende nach Tabelle 13 nach innen kehren sollten, tun sie gerade das Gegenteil. Sie bewegen sich nach außen. Da auch beim Sylvin hauptsächlich 101 und 011 wirksame Gleitflächen sind, falls der Druck in der Richtung von $\bar{1}\bar{1}0$ nach

110 ausgeübt wird, so muß man auch annehmen, daß diese beiden Gleitplatten durch die Pressewand am Krystallende in der gleichen Weise abgelenkt werden wie beim Steinsalz. Aber bei dieser Ablenkung werden sie selbst so stark in Anspruch genommen und deformiert, daß sie auf die Bewegung der Punkte keinen bestimmenden Einfluß mehr ausüben und diese — ähnlich wie bei einem amorphen Körper — seitlich ausweichen. Natürlich folgt daraus, daß eine Sylvinplatte, bei der das Rhombendodekaëder Druckfläche ist, beim Pressen nicht schmaler, sondern breiter wird. Tatsächlich ist diese Breitenzunahme, wie ich durch sehr viele Versuche bestimmt habe, recht beträchtlich, aber, und das ist nach dem Vorigen auch natürlich, von Fall zu Fall verschieden. Deswegen hat es keinen Sinn, dafür Zahlen anzuführen. Schließlich will ich noch die Versuche mitteilen, bei denen Druck- und Beobachtungsfläche Rhombendodekaëderflächen waren.

Druckfläche ist 011 und Beobachtungsfläche 01 $\bar{1}$.

Auch hier beginne ich gleich mit den Tabellen. Nr. 27 entspricht Nr. 15 und ist an der Stelle m der Fig. 17 aufgenommen und 28 stellt den gleichen Versuch wie 16 dar, d. h. hier ist bei a beobachtet.

Tabelle 27.

Pr.-D. $c = 67$; $b = 40$; $a = 13$. Bez. $P = 13$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
2	25,8	1,1	-0,182	+0,480	-0,38
3	32,1	1,1	-0,344	+0,354	-0,97
4	37,3	1,1	-0,506	+0,278	-1,8
2 ¹	25,9	6,5	-0,159	+0,332	-0,48
3 ¹	32,1	6,5	-0,360	+0,256	-1,4
4 ¹	37,4	6,5	-0,572	+0,134	-4,4
2 ²	25,9	12,2	-0,156	+0,133	-1,3
3 ²	32,2	12,2	-0,403	+0,154	-2,7
4 ²	37,5	12,2	-0,562	-0,042	+47
1 ³	20,4	18,5	—	—	—
2 ³	26,0	18,5	-0,168	-0,094	+1,9
3 ³	32,2	18,5	-0,403	-0,094	+3,3
4 ³	37,5	18,5	-0,534	-0,132	+4,0

Wie man sieht ist in 27 $\frac{dy}{dx}$ im Mittel etwas höher als in 15. Sonst stimmen aber die beiden Tabellen gut miteinander überein. Das war eigentlich auch zu erwarten, denn schon aus 25 konnten wir schließen, daß für die Punktbewegungen bei m die Verschiebung der Gleitplatten bestimmend ist, daß sich also da das Chlorkalium gleich verhält wie das Chlornatrium.

Tabelle 28.

Pr.-D. $c = 65$; $b = 44$; $a = 13$. Bez. $P = 43$.

P	y	x	dy	dx	$\frac{dy}{dx}$
2	8,3	1,8	-0,068	+0,244	-0,28
3	14,2	2,0	-0,121	+0,296	-0,40
4	20,3	2,2	-0,185	+0,355	-0,53
2 ¹	8,1	7,0	-0,025	+0,160	-0,16
3 ¹	14,1	7,2	-0,103	+0,232	-0,44
4 ¹	20,1	7,4	-0,183	+0,264	-0,69
2 ²	7,6	11,6	-0,003	+0,066	-0,05
3 ²	13,5	12,0	-0,070	+0,169	-0,41
4 ²	19,4	12,4	-0,135	+0,185	-0,74
4 ³	1,6	18,0	—	—	—
3 ³	13,4	18,6	-0,016	+0,041	-0,40
4 ³	19,2	19,0	-0,086	+0,043	-0,50

Auch Tabelle 28 stimmt mit 16 recht gut überein, obwohl nach den Beobachtungen auf der Würfelfläche die Deformationen vom Steinsalz und Sylvin am Krystallende sehr verschieden sind. Auf der Rhombendodekaederfläche ist das aber deswegen nicht zu bemerken, weil dort zufälligerweise die nicht durch Translation längs 110 erfolgende und die Punkte nach außen treibende Deformation ziemlich zusammenfällt mit der Gleitplattenverschiebung. Bemerken will ich noch, daß die beim Steinsalz erwähnten Sprünge || der Druckrichtung bei den Sylvinplatten viel seltener auftreten. Es ist das auch ein Beweis dafür, daß das Chlorkalium plastischer als das Chlornatrium ist.

Was die optischen Anomalien des Sylvins betrifft, so will ich hier auf Einzelheiten nicht eingehen. Denn sie sind bei ihm viel weniger deutlich als bei dem Steinsalz, was ja nach den oben betrachteten mechanischen Deformationen auch nicht anders zu erwarten war. Als erschwerender Umstand kommt ferner hinzu, daß der Sylvin durch Druck auf 100 negativ, auf 110 dagegen positiv doppelbrechend wird. Daher gebe ich nur das Resultat meiner Beobachtungen an: Auch optisch verhält sich der Sylvin ähnlich wie das Steinsalz, insbesondere lassen sich bei ihm ebenfalls alle Druckanomalien aus den mechanischen Verschiebungen ableiten.

IV. Verhalten von Jod- und Bromkalium.

Zum Schluß habe ich auch noch das Jod- und Bromkalium untersucht. Hier kann ich mich ganz kurz fassen: denn sie sind in bezug auf Translation dem Chlorkalium völlig gleich. Nur einen Versuch, der das schon sehr wahrscheinlich macht, will ich erwähnen. Preßt man ein Brom- oder

Jodkaliumprisma bei dem 004 Druck- und 400 Beobachtungsfläche ist, dann nimmt b mit kleiner werdendem c deutlich zu. Ferner treten auf bc unter 45° zur Druckrichtung verlaufende, doppeltbrechende Streifen auf. Beide Erfahrungen sind ein Beweis dafür, daß ebenso wie beim Sylvin in diesem Falle sich nicht nur die b -, sondern auch die a -Rhombendodekaëderflächen an der Translation¹⁾ beteiligen.

Das Ammoniumchlorid habe ich noch nicht untersucht, will das aber noch tun, da es sich wahrscheinlich wieder anders verhalten wird²⁾. Außerdem hoffe ich dann über die Temperaturabhängigkeit der Translation einige Angaben machen zu können.

Zusammenfassung.

Durch die vorhergehenden Versuche ist gezeigt worden, daß sich das Steinsalz einseitigem Druck gegenüber ebenso verhält, als ob es aufgebaut wäre aus dünnen, parallel den Rhombendodekaëderflächen verlaufenden Platten. Diese sind selbst ziemlich starr und nur schwer deformierbar, dagegen lassen sie sich leicht gegeneinander verschieben, und zwar besonders leicht in Richtung der langen Rhombendodekaëderdiagonalen. Jedoch sind außerdem auch noch andere Gleitrichtungen vorhanden. Den Beweis für die Richtigkeit dieser Auffassung liefern Versuche an Prismen, bei denen zunächst der Würfel, dann der Pyramidenwürfel und endlich das Rhombendodekaëder Druckfläche waren. Die Punktverschiebungen wurden beobachtet auf den Würfel- und Rhombendodekaëderflächen. Eine unmittelbare Folge der mechanischen Deformationen sind die optischen Anomalien der gepreßten Krystalle. Sie lassen sich infolgedessen ebenfalls von dem eben erwähnten Gesichtspunkt aus erklären. Der Sylvin — und ebenso das Brom- und Jodkalium — verhalten sich zwar sehr ähnlich wie das Steinsalz, trotzdem sind aber auch deutliche Unterschiede da. Zum Beispiel wird ein Steinsalzprisma, bei dem das Rhombendodekaëder Druck- und der Würfel Beobachtungsfläche ist, durch den Druck schmaler, ein Sylvinprisma dagegen breiter. Es kommt das daher, daß beim Sylvin nicht nur das Rhombendodekaëder Gleitfläche ist, sondern daß untergeordnet auch noch andere Gleitrichtungen auftreten.

Jena, Mineralogisches Institut der Universität. October 1912.

1) Dabei ist mir aufgefallen, daß die Bromkaliumkrystalle sehr leicht zerbrechen. Ich konnte die Schraube nur ganz langsam anziehen. Wahrscheinlich ist der Grund dafür der, daß diese Krystalle inhomogener als die der übrigen Substanzen waren.

2) Vergl. Johnsen, N. Jahrb. f. Min. usw. 1902, 2, 133. Ausz. diese Zeitschr. 39, 629.