

Original-Mitteilungen an die Redaktion.

Raummodelle zur Einführung in die physikalisch-chemische Eruptiv-Gesteinskunde¹.

Von **Paul Niggli**.

Mit 12 Textfiguren.

Eines der wesentlichsten Hilfsmittel physikalisch-chemischer Mineral- und Gesteinskunde ist die zeichnerische Veranschaulichung der Abhängigkeit gewisser Phasen und Phasengemeinschaften von Temperatur, Druck und chemischer Zusammensetzung. Infolge der komplexen Natur der in Betracht zu ziehenden Systeme werden aber an das rasche Erfassen der so zum Ausdruck gebrachten Verhältnisse nicht geringe Anforderungen gestellt. Die bildliche Darstellung der gleichzeitigen Beziehungen zwischen gasförmigen, flüssigen und festen Phasen in binären und ternären Systemen weist beispielsweise einige Eigenarten auf, die den uns längst vertrauten gewöhnlichen Schmelz- und Lösungsdiagrammen fehlen. Nach meinen Angaben hatte 1914 Herr Präparator DREYER in Zürich (Mineralogisches Institut der Technischen Hochschule) zwei Raummodelle eines einfachen ternären „magmatischen“ Typus konstruiert, die das Verständnis dieser petrogenetisch nicht bedeutungslosen Systeme erleichtern sollen. Ich möchte den Anlaß der Erläuterung dieser Modelle benutzen, um einige allgemeine Hinweise für das Studium derartiger Systeme zu geben.

Bei Berücksichtigung von Gas- oder Dampfphasen in binären Systemen ist vor allem daran zu denken, daß nun stets der Einfluß aller drei Parameter: Temperatur, Druck und Konzentration zu untersuchen ist, sofern Schlüsse von einigermaßen allgemeiner Geltung gezogen werden sollen. Schon binäre Systeme verlangen daher unbedingt eine räumliche Darstellung mit Temperatur, Druck und Konzentration als Ordinaten. Ich habe in meinen Vorlesungen mit Vorteil zur Einführung in diese, den Mineralogen vorerst etwas fremdartige, Darstellungsart das von ALLEN, CRENSHAW und JOHNSTON² untersuchte ausgezeichnete Beispiel der Pyrrhotinbildung benutzt. Nach den in der Zeitschrift für anorganische

¹ Siehe auch H. E. BOEKE, dies. Centralbl. 1912. p. 266.

² E. T. ALLEN, H. CRENSHAW, J. JOHNSTON, E. S. LARSEN. Zeitschr. f. anorg. Chemie. 76. 1912. p. 201—273.

Chemie sich vorfindenden Daten läßt sich das Raummodell auf sehr einfache Art konstruieren. Wir reproduzieren zum leichteren Verständnis die daselbst mitgeteilte Figur unter Weglassung des für höhere Temperaturen gültigen Abschnittes, wo Schmelzung eintritt (Fig. 1).

Pyrrhotin ist nach den Untersuchungen der Amerikaner eine feste Lösung von Schwefel in FeS. Die Menge des bei einer be-

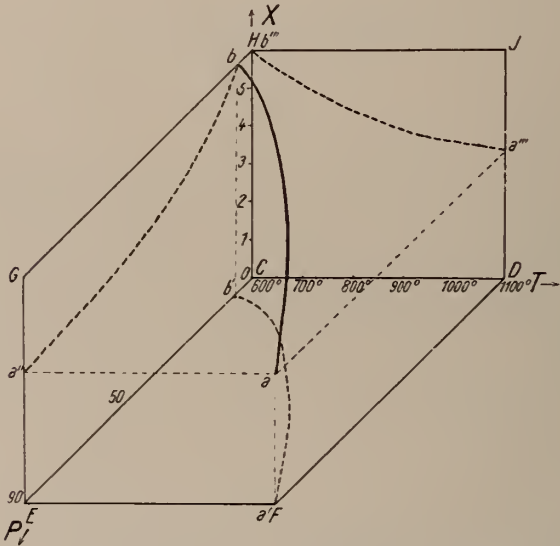


Fig. 1. Zusammensetzung des Pyrrhotins beim Erhitzen in H_2S von 1 Atmosphäre.

X = Konzentration des Schwefels.

P = Partialdruck des Schwefeldampfes in mm der Hg-Säule.

T = Temperatur in C° .

stimmten Temperatur im festen Zustande gelösten Schwefels ist noch abhängig vom Druck, im besonderen vom Partialdruck des anwesenden Schwefeldampfes. Will man daher die Abhängigkeit der Menge gelösten Schwefels in FeS von den äußeren Bedingungen, speziell der Temperatur, aufsuchen, so muß man entweder den Partialdruck des Schwefeldampfes konstant halten, oder aber für jede Temperatur einen bestimmten, meßbaren Partialdruck mitberücksichtigen. Der letztere Weg ist von den genannten Forschern beschritten worden. Um von bekannten Wertepaaren Temperatur und Druck ausgehen zu können, wurde Pyrrhotin in H_2S -Gas von 1 Atmosphäre Gesamtdruck erhitzt. Man kennt durch Unter-

suchungen von PREUNER und SCHUPP den Partialdruck von S in H_2S -Gas von 1 Atmosphäre über ein genügendes Temperaturintervall; die gegenseitige Abhängigkeit von Temperatur und Partialdruck ergibt in der Temperatur(Partial)-Druckebene eine Kurve. [Siehe Kurve $b'a'$ in der Ebene CDEF der Fig. 1].

Die durch Analyse gefundene Menge des gelösten Schwefels in FeS (im Gleichgewicht) wird auf den zugehörigen Punkten als Ordinate aufgetragen. So entsteht die Raumkurve ba , die über die Pyrrhotinbildung in H_2S -Gas eindeutigen Aufschluß gibt.

Die Projektion auf die P-T-Ebene ist, gemäß dem, was wir als Ausgang unserer Betrachtungen genommen haben, nur die Darstellung der Beziehungen zwischen Temperatur und Partialdruck des Schwefeldampfes in H_2S von 1 Atmosphäre. Die Projektion der Kurve ba auf die T-X-Ebene ($b''a''$ in Ebene CDHJ) gibt uns an, wie bei Anwesenheit von H_2S -Gas von einer Atmosphäre Gesamtdruck die Menge des S in FeS von der Temperatur (wobei sich also zugleich der Partialdruck ändert) abhängig ist. Die Projektion auf die P-X-Ebene gibt schließlich die Abhängigkeit der S-Konzentration in FeS vom Partialdruck des Schwefeldampfes bei gleichzeitiger (aus der Projektion nicht ersichtlicher) Temperaturänderung.

Die Raumkurve zeichnet sich von den in der Folge einzig zu behandelnden Kurven dadurch aus, daß die einander zugehörigen Werte der drei Koordinaten in Rücksicht auf das System FeS—S nicht als einzig mögliche aneinander gebunden sind. Je zwei sind, hinsichtlich der Art und Zahl der auftretenden Phasen, beliebig gewählt, und nur der dritte Wert ist dann eindeutig bestimmt. Die Kurve (ba) ist in bezug auf das ganze Raummodell des Systemes FeS—S nur eine „willkürliche“ Linie einer Gleichgewichtsfläche. Die Willkürlichkeit besteht in der Durchführung der Untersuchung im H_2S -Strome, wodurch ohne weiteres über die Abhängigkeit zweier Größen entschieden ist.

Ganz allgemein ergibt in binären Systemen die dreidimensionale Darstellung für Phasengemeinschaften ohne Freiheitsgrade Punkte, für Phasengemeinschaften mit einem Freiheitsgrad Linien, für Phasengemeinschaften mit zwei Freiheitsgraden Flächen. Zur Projektion auf die P-T-, X-T-, X-P-Ebenen eignen sich nur Punkte und Linien.

Wir betrachten nun im einzelnen nur noch Systeme, in denen, infolge verschiedener Flüchtigkeit der Komponenten, Gasphase, flüssige Phase und feste Phase über ein großes Temperatur-Druckintervall in wechselseitige Beziehung treten können. Stellen wir uns den durch die Temperaturachse, Druck- und Konzentrationsachse abgetrennten Raum eines binären Systemes vor. Die Trippelpunkte der Einzelkomponenten werden in einfachen binären Systemen durch zwei von entsprechenden Eutektika zweigeteilten

Ausführung die Raumfigur und die drei Projektionen. Folgendes sind die Standardwerte¹ des dargestellten Systemes:

B = schwerflüchtiger Stoff.

Trippelpunkt (b) $T = 1020^{\circ} \text{C}$; $P = 4$ Atmosph.

Kritischer Punkt (k_b) $T = 1500^{\circ} \text{C}$; $P = 240$ Atmosph.

A = leichtflüchtiger Stoff

Trippelpunkt (a) $T = 60^{\circ} \text{C}$; $P = 20$ Atmosph.

Kritischer Punkt (k_a) $T = 300^{\circ} \text{C}$; $P = 170$ Atmosph.

Binäre Punkte:

$p = 1.$ kritischer Endpunkt $T = 420^{\circ} \text{C}$; $P = 220$ Atmosph.

Konzentration 7,5 % B, 92,5 % A

$q = 2.$ kritischer Endpunkt $T = 600^{\circ} \text{C}$; $P = 280$ Atmosph.

Konzentration 15 % B, 85 % A

E und e = eutektische Punkte der Dreiphasengemeinschaft:

$T = 48^{\circ} \text{C}$, $P = 8$ Atmosphären. Konzentration der flüssigen

Phase = 5 % B, der Dampfphase = 2,5 % B.

Die Dreiphasenlinienschlinge höherer Temperatur ist $bmqn$. bmq ist der Dampfzweig; bnq der Flüssigkeitszweig. Zur Konzentrationsachse parallele Gerade verbinden koexistierende Phasen, so gehört neben festem [B] zu der Flüssigkeit von der Zusammensetzung n bei gleicher Temperatur und gleichem Druck der Dampf m . q ist der obere kritische Endpunkt, hier werden die Dreiphasenlinien von der kritischen Kurve $k_bq \dots pk_a$ geschnitten. Zwischen q und p ist das Gebiet der fluiden Phasen. Eine zweite Dreiphasenschlinge geht von p über die eutektischen Punkte E und e zu a hin. Von p bis E resp. e koexistiert neben Dampf und Flüssigkeit festes [B]; von E resp. e bis a festes [A]. Von dieser Raumfigur sind nun die Projektionen auf die XT- . XP- . PT- Ebenen gezeichnet. Entsprechende Punkte sind, soweit die Übersichtlichkeit es gestattete, mit den gleichen Buchstaben und beigefügten Strichen bezeichnet. Die drei so erhaltenen Projektionen sind die gleichen, von denen SMITS und ich in den Diskussionen derartiger Systeme ausgegangen sind². Es sei daraufhin verwiesen.

¹ Es ist dabei keine Rücksicht darauf genommen, ob ein genau solches System in der Natur existieren kann. Die kritischen Größen des schwerflüchtigen Stoffes sind vielleicht etwas unwahrscheinlich niedrig angenommen, um die Temperaturachse nicht zu lange zu machen. Auf die Behandlung ist dies ohne jeglichen Einfluß. Ebenso ist die starke Temperatur- und Druckerhöhung der kritischen Werte durch Zusatz von B zu A bloß aus zeichnerischen Gründen angenommen worden und für ein natürliches System wohl unwahrscheinlich. Die Temperaturunterschiede entsprechen aber ungefähr einem System Wasser—Silikat.

² Siehe z. B. A. SMITS, Zeitschr. f. phys. Chemie. 51. p. 193. 1905; 52. p. 587. 1905. — NIGGLI, Zeitschr. f. anorg. Chemie. 75. p. 161. 1912; 77, ebenda. Dies. Centralbl. f. Min. etc. 1912.

Man sieht hier aber den Zusammenhang aller drei Projektionen eines Systemes, beispielsweise die Notwendigkeit, daß in der P T-Ebene eine Dreiphasenschlinge zu einer Linie wird. Alle drei Projektionen ersetzen die gezeichnete Raumfigur vollständig.

Die dargestellten Kurven sind aber nicht die einzigen räumlich darstellbaren Elemente der Raumfigur A—B. Phasengemeinschaften mit zwei Freiheitsgraden (zwei koexistierende Phasen) ergeben Flächen, die sich ebenfalls zeichnen lassen. Dann entsteht ein körperliches Gebilde, wie es beispielsweise für ein System von unserem Typus A. Smits¹ ausgeführt und beschrieben hat. Alle diese Flächen sind in Fig. 2 nicht zur Darstellung gebracht, wir

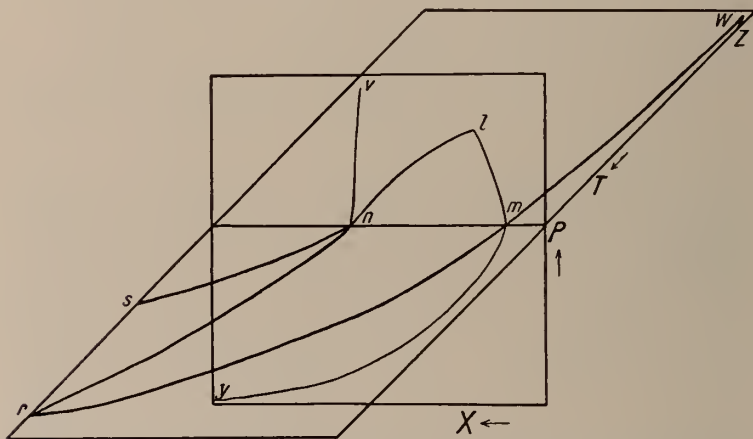


Fig. 3. Schnitte für konstanten Druck und konstante Temperatur durch das Raummodell der Fig. 2 mit nm als gemeinsamer Achse.

können aber auf folgende Weise den Charakter der Raumfigur hervortreten lassen. Wir denken uns durch eine Koexistenzgerade, beispielsweise durch nm der Fig. 2, zwei Ebenen gelegt, eine parallel der T-X-Ebene, eine parallel der P-X-Ebene. Die erstere liefert durch das körperliche Gebilde einen Durchschnitt für konstanten Druck, die zweite für konstante Temperatur. Diese Durchschnitte geben uns einen Einblick in die Gestalt der vollständigen Raumfigur (s. Fig. 3). Fig. 3 zeigt eine solche Konstruktion. n und m sind Punkte der Dreiphasenschlinge (entsprechend n und m der Fig. 2). l ist der senkrecht darüberliegende Punkt auf der kritischen Kurve $k_b q$.

r ist ein Punkt der Kurve $k_b b$, s ein Punkt der Kurve bd usw. nv und ns sind Schnittkurven durch die Fläche der Koexistenz:

¹ Zeitschr. f. phys. Chemie. LXXVI. p. 445. 1911.

Flüssigkeit + festes [B], my und mw sind Schnittkurven durch die Flächen Dampf + festes [B]. Zwischen p und q der Fig. 2 verschmelzen die beiden letztgenannten Flächen in eine einzige der Koexistenz: Fluid + festes [B].

wz ist Schnittkurve durch die Fläche: Dampf + festes [A]. nml und nmr endlich sind Schnittkurven durch die Flächen der Koexistenz von Dampf und Lösung, also Schnittkurven durch das körperliche Gebilde, das von den Kurven qk_b , $k_b b$, $bmqn$ der Fig. 2 begrenzt wird. Der Charakter der Schnittfiguren ändert sich natürlich mit Veränderung der konstant gehaltenen Parameter, weitere Komplikationen treten beispielsweise auf, wenn der Schnitt für konstanten Druck beide Dreiphasenschlingen schneidet. Unsere früheren Arbeiten enthalten entsprechende Figuren. Doch geben die Fig. 2 und 3 in ihrer gegenseitigen Ergänzung, bei einigermaßen entwickeltem Anschauungsvermögen, schon ein recht übersichtliches Bild des gesamten Raummodelles, somit auch der ineinandergreifenden Beziehungen zwischen den einzelnen Phasen eines derartigen Systemes.

Wesentlich komplexer sind bildliche Darstellungen physikalisch-chemischer Beziehungen in ternären Systemen schwer- und leichtflüchtiger Komponenten. Eine gewöhnliche Raumfigur kann nicht mehr direkt alle Relationen zwischen Temperatur, Druck und den zwei Konzentrationsverhältnissen veranschaulichen; dazu wäre ein vierdimensionaler Raum nötig. Doch lassen sich auch hier „Projektionen“ als Raumfiguren für Phasenkomplexe ohne Freiheitsgrad und mit einem Freiheitsgrad konstruieren. Das Maßgebende einer solchen dreidimensionalen „Projektionsfigur“ sind dann die Linien und Flächen, keinesfalls aber die durch die Flächen abgeteilten Teilräume. Wir haben in früheren Arbeiten jeweilen die Temperatur-Konzentrations-Projektionsfigur benutzt¹. Sie ist für das ternäre System, was die Projektion auf die T-X-Ebene im binären System der Fig. 2 ist. Vierphasenlinien und Dreiphasenflächen sind innerhalb des ternären Komplexes allein zeichenbar. Die zugehörigen Drucke kommen nicht zur Darstellung. Diese „Projektionsraumfiguren“ können somit nicht ohne weiteres zeigen, was bei beliebigen äußeren Verhältnissen vorgeht, wohl aber geben sie ein getreues Bild über den Gesamtcharakter des Systemes. In quantitativer Beziehung ließe sich dieses Bild noch vervollständigen durch Einzeichnung von Isobaren.

Erscheint der Druck für einen bestimmten Zweck von mehr nebensächlicher Bedeutung, so kann die Temperaturraumfigur selbst

¹ Siehe z. B. P. NIGGLI, Habilitationsschrift Universität Zürich (Fischer, Jena). 1914. (Probleme der magmatischen Differentiation.) Zeitschr. f. anorg. Chemie. 77. p. 321, 1912. A. SMITS, Konink Akad. Wetenschappen. Amsterdam 1912. p. 184 usw.

noch auf die Konzentrationsebene projiziert werden; das Temperaturgefälle kann durch Pfeile markiert werden¹, eventuell lassen sich die Isothermen ziehen.

Raumfiguren von gewöhnlichem Charakter müssen sich aber in ternären Systemen auf konstante Temperatur oder konstanten Druck, oder konstante Konzentration beziehen. Die Figuren, von denen ich Raummodelle bis jetzt habe anfertigen lassen, beziehen sich auf Vorgänge unter konstantem Druck. Unter diesen Voraussetzungen lassen sich räumlich alle wünschenswerten einzelnen Beziehungen in quantitativer Weise darstellen. Es wird ein System von drei Bestandteilen vorausgesetzt, die unter sich weder Verbindungen, noch Mischkristalle, noch mehrschichtige Flüssigkeiten bilden. Zwei Stoffe B und C sind schwerflüchtig, ein Stoff A ist sehr leichtflüchtig. Die binären Systeme A—B und A—C sind vom Charakter des durch Fig. 2 dargestellten Systemes. B und C bilden zusammen ein gewöhnliches eutektisches Gemisch. Der konstant gewählte Druck ist wenig unterhalb der Drucke der ersten kritischen Endpunkte in den Systemen A—B und A—C. Es wird das ein, in bezug auf die Zustände im Erdinnern, kleiner Druck (sagen wir ca. 100—200 Atmosphären) sein. Die Fälle geologischer Anwendbarkeit ergeben sich daraus von selbst.

Das Raummodell Fig. 10 ist aus Draht ausgeführt und zeigt eine Reihe von Isothermenflächen. Das Grunddreieck ist ein gewöhnliches Konzentrationsdreieck mit der Ecke für die leichtflüchtige Komponente nach links hin. Ordinate ist die Temperaturachse. Schnitte parallel zum Grunddreieck sind somit Schnitte konstanter Temperatur, bei allgemein konstant gehaltenem Druck. Wir wollen vorerst eine Reihe solcher Isothermenflächen kennen lernen.

Fig. 4 entspricht einer sehr hohen Temperatur wenig unterhalb des eutektischen Punktes im binären System B—C. Das schwarz gehaltene Dreieck Cc_6B umfaßt alle diejenigen Zusammensetzungen, denen bei der Temperatur T_6 die Koexistenz von festem [C] + festem [B] + Schmelze e_6 zukommt². e_6g_6 ist die Löslichkeitsisotherme von festem [B] in den ternären Schmelzen, e_6f_6 die entsprechende Kurve für festes [C]. $B e_6 g_6$ ist somit das Zustandsfeld für festes [B] und Lösung (bezw. Schmelze). Zwei Koexistenzverbindungslien sind gezeichnet worden. Im Felde $C e_6 f_6$ koexistieren festes [C] und Schmelzlösung. Innerhalb $f_6 e_6 g_6 n_6 m_6$ existieren nur ungesättigte Schmelzlösungen. In A-reicheren Ge-

¹ Siehe die Figuren der vorhin zitierten Arbeiten.

² Ganz allgemein gilt für die Fig. 4—9, daß Dreiphasenfelder schwarz gehalten sind, Zweiphasenfelder durch Koexistenzgerade geteilt und Einphasenfelder weiß gelassen sind. Diese Art der Darstellung wirkt sehr übersichtlich.

mischen wächst der Dampfdruck und wird schließlich dem konstanten Druck gleich. So entspricht jeder Zusammensetzung innerhalb von $m_6 n_6 k_6 l_6$ eine Schmelzlösung von der Zusammensetzung längs $m_6 n_6$ und ein Dampf längs $k_6 l_6$. Dieser Dampf ist natürlich sehr A-reich und enthält wenig von den schwerflüchtigen Bestandteilen B und C. Der Übersichtlichkeit halber sind die Verhältnisse in unseren Figuren nicht extrem gedacht. A selbst befindet

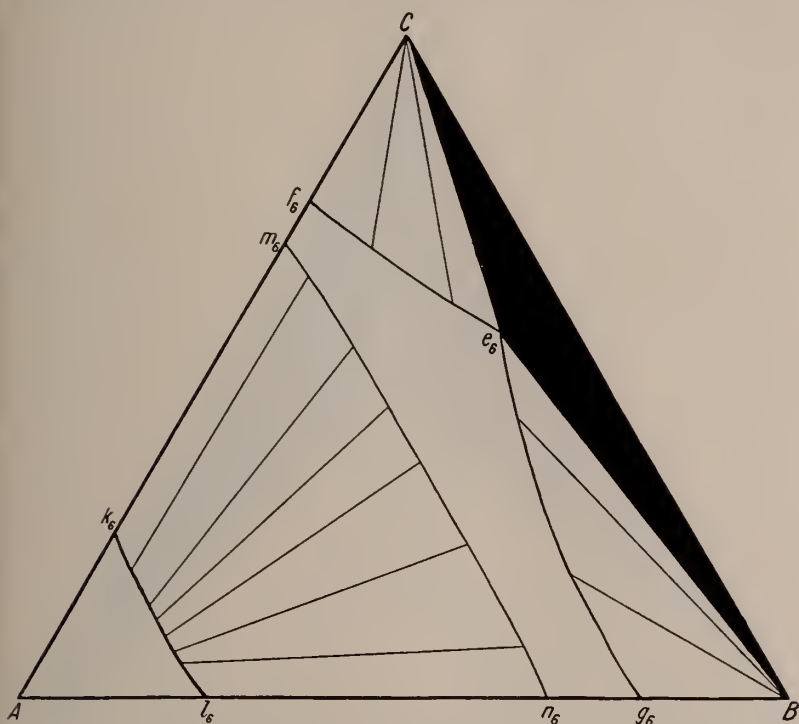
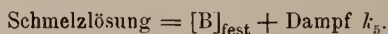


Fig. 4. Isothermendiagramm des ternären Raummodells (konstanter Druck P) für die konstante Temperatur T_6 .

sich bei einer Temperatur weit über der kritischen. In dem von A ausgehenden Zipfelchen $A k_6 l_6$ ist daher Gas die einzig mögliche Phase.

Bei einer tieferen Temperatur sind die Sättigungskurven ef und cg nach innen gewandert, d. h. die Löslichkeiten von B und C in den ternären Schmelzlösungen haben abgenommen. Den mit festem [B] oder festem [C] koexistierenden Schmelzlösungen kommt infolge der größeren Mengen von A ein höherer Dampfdruck zu. Der Dampfdruck einer der gesättigten Lösungen kann dem äußeren

Drucke gleich werden; diese Lösung muß dann zugleich auf der Kurve mn gelegen sein. In der Fig. 5 ist angenommen, daß dies zuerst für eine Schmelze des binären Systems A—B stattfindet. Punkt f_5 und Punkt m_5 fallen zusammen. Es bildet sich die Reaktion



In diesem binären System würde somit (unter dem einheitlich konstanten Druck) bei der Temperatur T_5 unter Abscheidung von

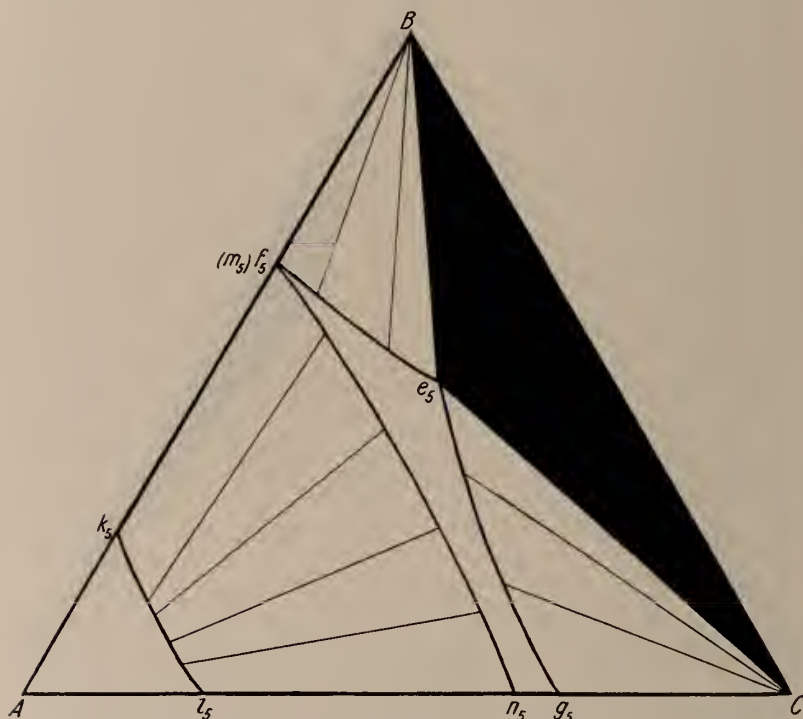


Fig. 5. Isothermendiagramm für das ternäre Raummodell (konstanter Druck P) für die konstante Temperatur T_5 .

festem [B] eine Dampfphase entstehen. Bei weiterer Abkühlung verschwindet dann die Schmelzlösung vollkommen, da die obige Reaktion ganz nach rechts verläuft, es bleibt zurück festes [B] und eine fluide Lösung von B und A.

Der Charakter der Felder in Fig. 5 ist im übrigen der gleiche wie in Fig. 4.

Betrachten wir nun, entsprechend einer noch tieferen Temperatur T_4 , die Isothermenfigur No. 6 (Fig. 6). Die Kurven ef und mn

schneiden sich bereits innerhalb des Dreieckes im Punkt d_4 . Es ist also der Dampfdruck einer ganzen Reihe von an B gesättigten Schmelzlösungen größer als der konstant gehaltene Druck. Für Zusammensetzungen dieser Art koexistiert neben festem [B] eine fluide Phase längs der Kurve $o_4 i_4$. Im Gebiet $B o_4 i_4$ ist dies der Fall. Bei der Temperatur T_4 ist der Dampfdruck der Lösung d_4 gerade gleich dem herrschenden Druck. Es scheidet sich dort so-

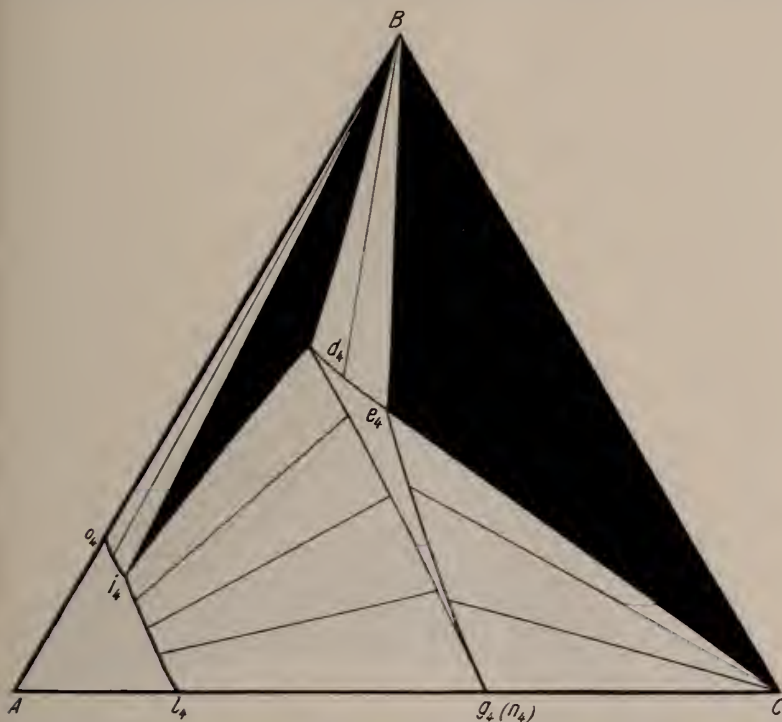


Fig. 6. Isothermendiagramm für das ternäre Raummodell (konstanter Druck P) für die konstante Temperatur T_4 .

mit unter Bildung von Dampf i_4 festes [B] ab. Die Koexistenz der drei Phasen festes [B] + Schmelzlösung d_4 + Dampf i_4 gilt für alle Zusammensetzungen innerhalb des schwarz gehaltenen Dreieckes $B d_4 i_4$. Zur gleichen Zeit weist auch im binären System A—C die gesättigte Lösung von [C] in A die Erscheinungen der Dampf- bildung,

$$\text{Schmelzlösung } g_4 = [c]_{\text{fest}} + \text{Dampf } l_4$$

auf. Das Gebiet einfacher ungesättigter Lösungen wird daher durch $g_4 c_4 d_4$ allein bezeichnet. $i_4 d_4 l_4 g_4$ gibt die Koexistenz von

Dampf + Schmelze an. Innerhalb $A o_4 i_4 l_4$ existiert nur eine gasförmige Phase. Wird noch weiter abgekühlt, so verschieben sich die Sättigungskurven de und eg noch mehr nach A hin, und zwar bedeutend rascher als die Kurve dg . Deshalb treten die Schnittpunkte mehr im Inneren des Konzentrationsdreieckes auf. Für eine Temperatur T_3 hat dann die Fig. 7 Geltung. Es gibt nun drei Dreiphasengebiete: Dreieck $B C e_3$ mit der Koexistenz $[B]_{\text{fest}} + [C]_{\text{fest}} +$

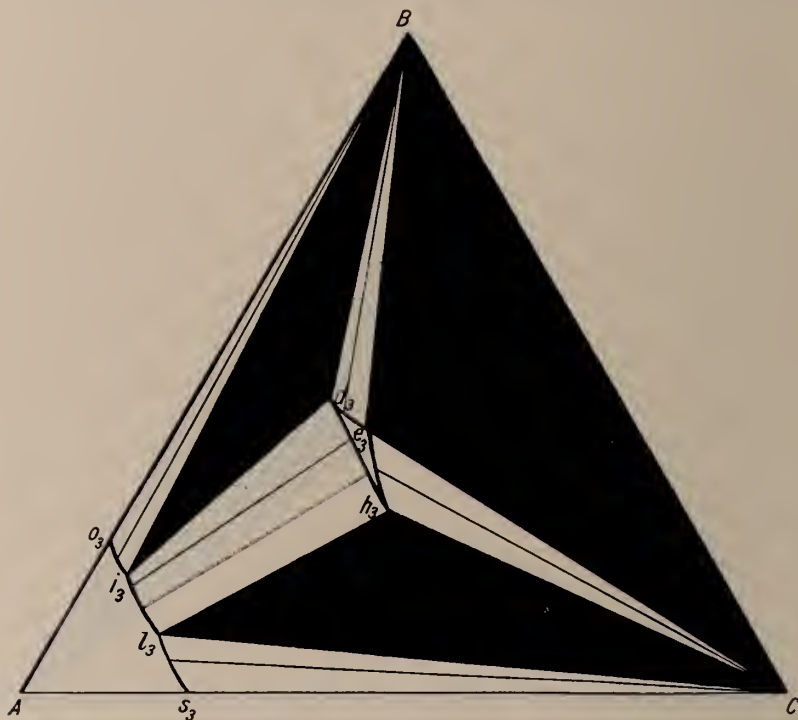


Fig. 7. Isothermendiagramm für das ternäre Raummodell (konstanter Druck P) für die konstante Temperatur T_3 .

Schmelzlösung e_3 ; Dreieck $B d_3 i_3$ mit der Koexistenz $[B]_{\text{fest}} +$ Schmelzlösung $d_3 +$ Dampf i_3 ; Dreieck $C h_3 r_3$ mit der Koexistenz $[C]_{\text{fest}} +$ Schmelzlösung $h_3 +$ Dampf r_3 . Fünf Zweiphasengebiete sind vorhanden, nämlich $B o_3 i_3$ mit der Koexistenz von $[B]_{\text{fest}} +$ fluide Phase; $B d_3 e_3$ mit der Koexistenz von $[B]_{\text{fest}} +$ Schmelzlösung; $d_3 h_3 i_3 l_3$ mit der Koexistenz von Schmelzlösung + Dampf; $C h_3 l_3$ mit der Koexistenz von $[C]_{\text{fest}} +$ Schmelzlösung; $C l_3 s_3$ mit der Koexistenz von $[C]_{\text{fest}} +$ fluide Phase.

Ungesättigte Schmelzlösung allein ist im Gebiet $e_3 d_3 h_3$ vorhanden, eine Gasphase für sich existiert im Zipfel $A s_3 l_3 i_3 o_3$.

Bei noch weiterer Abkühlung werden die inneren drei Zweiphasengebiete und das Gebiet einfacher ungesättigter Schmelzen immer kleiner, bis schließlich auch der Dampfdruck der eutektischen Schmelzlösung gleich und größer als der herrschende konstante Druck wird. Von nun an gibt es keine stabilen Schmelzlösungen mehr, sondern nur noch fluide Lösungen. Einen solchen Fall stellt Fig. 8 für die Temperatur T_2 dar. e_2 gibt die Zu-

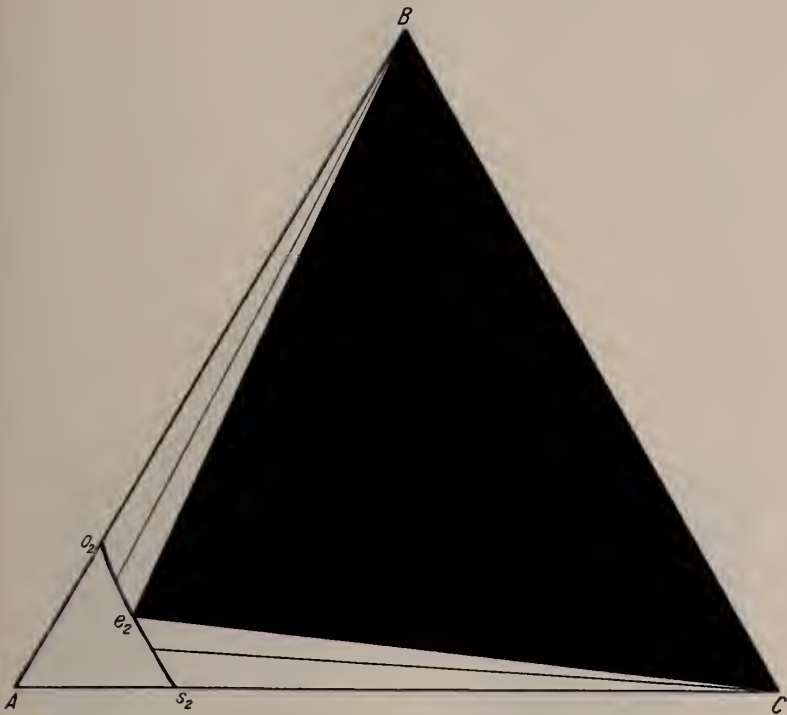


Fig. 8. Isothermendiagramm für das ternäre Raummodell (für konstanten Druck P) für die konstante Temperatur T_2 .

sammensetzung der eutektischen fluiden Lösung an; $e_2 o_2$ bzw. $e_2 s_2$ sind die Sättigungskurven für $[B]_{\text{fest}}$ bzw. $[C]_{\text{fest}}$ in der fluiden Phase.

Dieser Zustand wird bei weiterer Abkühlung lange andauern, indem sich unter Abscheidung von $[B]_{\text{fest}}$ oder $[C]_{\text{fest}}$, oder beiden, die Zusammensetzungen der fluiden Lösungen immer mehr nach A hin verschieben. Erst etwas unterhalb der ersten kritischen Endtemperaturen oder unterhalb der kritischen Temperatur von A treten wieder flüssige Lösungen auf. Die Reihenfolge der Phänomene

beginnt nun im umgekehrten Sinne. Zuerst zeigen die eutektischen Gemische die Erscheinungen der Bildung einer flüssigen A-reichen Lösung, indem sich unter teilweiser Resorption von $[B]_{\text{fest}}$ und $[C]_{\text{fest}}$ unter Mithilfe der fluiden Lösung eine flüssige Lösung bildet. Es tritt dann weiterhin wieder ein Gebiet der Koexistenz von Dampf und Lösung auf. Für eine Temperatur T_1 ist in Fig. 9 ein solcher Fall gezeichnet. Die auftretenden Felder sind denen von Fig. 7 analog.

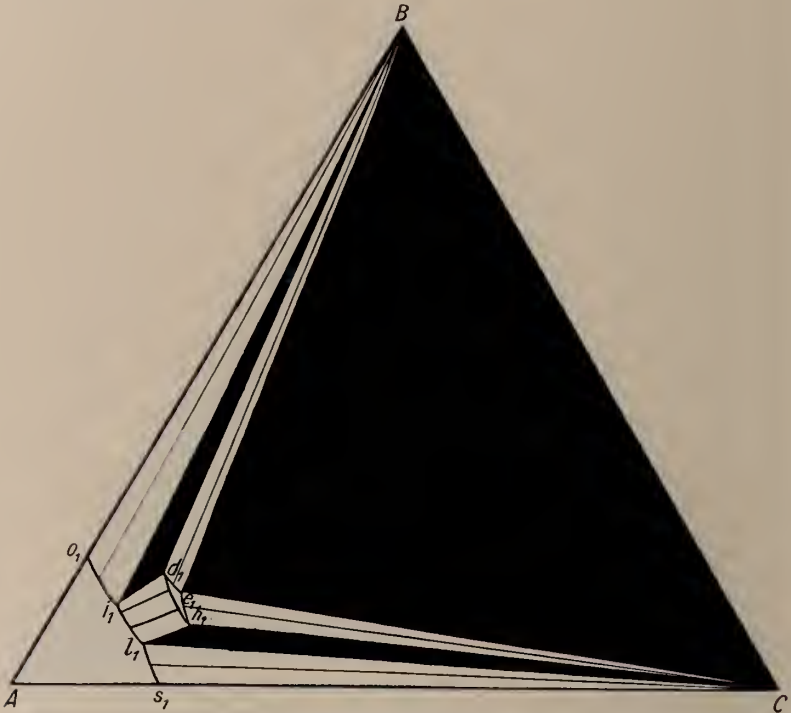


Fig. 9. Isothermendiagramm für das ternäre Raummodell (konstanter Druck P) für die konstante Temperatur T_1 .

Legt man alle diese (und dazwischenliegende) Isothermenfiguren in richtiger Reihenfolge und richtigem Abstand parallel übereinander, so entsteht das Raummodell der Fig. 10. Entsprechende Punkte sind ihrerseits verbunden worden. Aus der Summe entsprechender Sättigungskurven entstehen Sättigungsflächen usw. Um die körperlichen Eigenschaften des Raummodelles besser hervortreten zu lassen, wurde es auch in Gips ausgeführt. Fig. 11 stellt es dar. Diejenigen Gebilde, die die Koexistenz von Dampf und Schmelzlösung und von Dampf und gewöhnlicher (A-reicher) Lö-

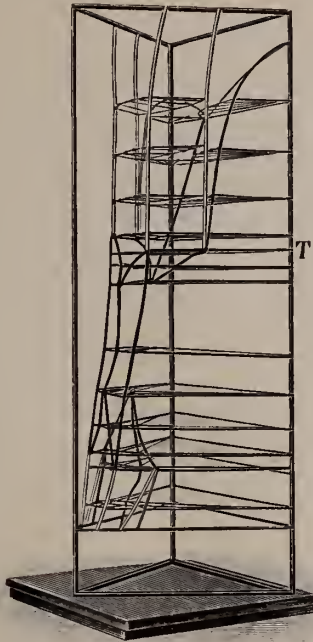


Fig. 10.

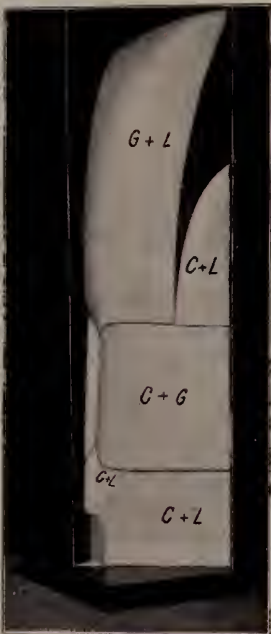


Fig. 11.

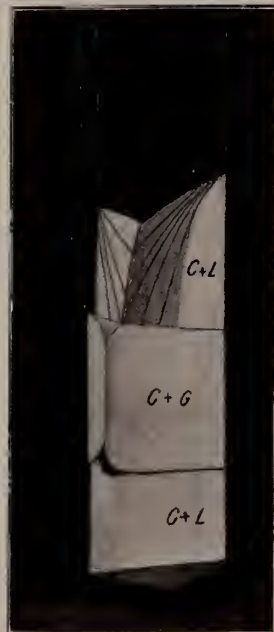


Fig. 12.

sung angeben, sind abnehmbar, um die Übersichtlichkeit zu erleichtern (siehe Fig. 12).

Ein solches Modell kann dazu dienen, um die prinzipiell wichtigen Eigenschaften magmatischer Systeme (ohne Komplikationen durch Verbindungen, Mischkristalle usw.) nach allen Seiten hin zu diskutieren. In erster Linie gibt es natürlich eine vollständige Beschreibung der Vorgänge unter dem, wie schon gesagt, nicht sehr hohen Druck, für den es angefertigt ist. Ein an leichtflüchtiger Substanz (A) nicht sehr reiches ternäres Magma weist bei der isobaren Abkühlung je nach der Zusammensetzung zuerst Ausscheidung von $[B]_{\text{fest}}$ oder $[C]_{\text{fest}}$ auf. Die Schmelzlösung, die zurückbleibt, wird immer A-reicher. Wird die eutektische Kurve vor Bildung einer Dampfphase erreicht, so scheiden sich aus der Schmelzlösung festes [B] und festes [C] gleichzeitig aus. Schließlich aber ist bei weiterer Abkühlung die Schmelzlösung an A so weit angereichert worden, daß ihr Dampfdruck dem äußeren Druck gleich wird. Dann erstarrt die Hauptmasse von [B] und [C] unter Bildung einer fluiden Phase, die selbst den Charakter einer eutektischen Lösung beibehält. Weitere Abkühlung hat langsame Ausscheidung von [B] und [C] aus dieser sehr A-reichen fluiden Phase zur Folge. Bei einer viel tieferen Temperatur können schließlich unter dem herrschenden Druck A-reiche Gemische auch wieder flüssig werden, wobei eine kleine Resorption von $[B]_{\text{fest}}$ und $[C]_{\text{fest}}$ stattfinden mag.

Aber auch das Verhalten eines solchen Systemes bei anderen Drucken läßt sich an Hand des Modelles leicht demonstrieren. Ist der Druck höher als die unteren kritischen Drucke, aber niedriger als der Maximaldampfdruck ternärer Schmelzlösungen, so fällt von den drei Teilen der Gipsfigur der untere Teil weg, d. h. die Möglichkeit der Zweiteilung in eine flüssige und gasförmige Phase bei tiefen Temperaturen ist nicht vorhanden. Ist der Druck sehr groß, größer als der Maximaldampfdruck (beispielsweise in der magmatischen Tiefenzone), so fallen in Fig. 12 die beiden unteren Teile vollständig fort und die steilen Sättigungsflächen von [B] und [C] setzen sich bis zum sehr tief gelegenen (in den Raummodellen nirgends berücksichtigten) ternären eutektischen Punkte fort. Man sieht daraus auch die große Temperaturniedrigung des Festwerdens infolge Beimischung eines leichtflüchtigen Bestandteiles. Die Lösungen werden dabei durch relative Anreicherung von A immer leichtviskoser (wenigstens bis zu einem maximalen Wert) und gleichzeitig von größerer Innenspannung. Ihnen mag es möglich sein, vorhandene schwache Stellen der Umwandlungen zu durchbrechen und die Erscheinungen der Injektion hervorzurufen.

Ist schließlich der Druck gering, so hat man durchwegs Erscheinungen, wie sie etwa der mittlere von den drei Teilen der Gipsfigur darstellt, d. h. es koexistiert eine an B und C wenig

reiche gasförmige Phase, die bei ganz kleinen Drucken reines A ist. Die Verwendbarkeit der verschiedenen Abschnitte des Raummodelles zur Erläuterung der Verhältnisse bei verschiedenen Drucken beruht natürlich darauf, daß die Dampfdrucke beim Übergang von einem „Abschnitt“ in den andern jeweilen größer oder kleiner als der herrschende Druck werden. Deshalb läßt sich auch noch die Art der Wirkung von Druckänderungen mittelst des Modelles verfolgen. So wird beim Übergang von hohem zu tieferem Druck (wie beim Übergang vom oberen zum mittleren Teil) unter starker Abscheidung von $[B]_{\text{fest}}$ und $[C]_{\text{fest}}$ Dampf oder Gas entstehen usw.

Wie man sieht, kann man mit Hilfe eines derartigen Modelles die physikalisch-chemische Bedeutung einer ganzen Reihe von wohlbekannten vulkanischen und magmatischen Erscheinungen prinzipiell darlegen.

Leipzig, Mineralogisch-petrogr. Institut der Universität.

Manganhaltiger Albit von Kalifornien.

Von E. H. Kraus und W. F. Hunt in Ann Arbor, Michigan, U. S. A.

Vor einiger Zeit erhielt das hiesige mineralogische Institut zwei Mineralien von WARD'S Natural Science Establishment in Rochester, N. Y., deren Zusammensetzung zu bestimmen war. Diese Mineralien stammten von der Caterinamine, Heriart Mountain, nahe bei Pala, Kalifornien. Das eine Mineral war schwarz, während das andere eine gelbliche Farbe besitzt. Beide Mineralien hatten eine blätterige Struktur, was an Feldspat erinnerte, aber die Farben waren für die Mineralien dieser Gruppe sehr abweichend. Eine chemisch-optische Untersuchung ist daher ausgeführt worden.

Die Zusammensetzung des schwarzen Materials wurde vollständig untersucht, während im gelben Mineral nur SiO_2 , Al_2O_3 , Fe_2O_3 und CaO bestimmt wurden.

	I.	II.	III.	IV.	V.
SiO_2 . . .	64,44	1,068657	66,50	66,32	64,12
Al_2O_3 . . .	20,28	0,198442	20,91	21,11	20,83
Fe_2O_3 . . .	0,98	0,006140	—	—	1,07
MnO . . .	1,71	0,024119	—	—	Spur
CaO . . .	1,76	0,031373	1,85	1,87	1,97
MgO . . .	0,11	0,002729	0,12	—	—
Na_2O . . .	9,83	0,158548	10,12	10,70	—
K_2O . . .	0,49	0,005202	0,50	—	—
H_2O . . .	0,96	0,053333	—	—	—
Summa . . .	100,56		100,00	100,00	

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

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

Jahr/Year: 1915

Band/Volume: [1915](#)

Autor(en)/Author(s): Niggli Paul

Artikel/Article: [Raummodelle zur Einführung in die physikalisch-chemische Eruptiv-Gesteinskunde. 449-465](#)