2) Dr. *Luc. Buffet*, Direktor der Heilanstalt, Ettelbrück.
3) *Karl Fixmer*, Industrielle, Ettelbrück.
4) Dr. *Rob. Reuter*, prakt. Arzt, Diekirch.

Naturwissenschaftliche Mitteilungen.

Hr. Victor Ferrant ladet die anwesenden Mitglieder zur Teilnahme an den Ausflug ein, den die „Akademie von Poppelsdorf" am 12. 13. 14. Juli ins luxemburger Land unter Führung der alten Schüler unternimmt.

Hr. Karl Limpach bittet um Anschluss an den Ausflug der geologischen Gesellschaft von Arlon nach Mondorf am 28. Juni.

Auf Anregung des Hrn. Limpach und Ferrant wird beschlossen, in Zukunft die naturwissenschaftlichen Gesellschaften unserer Nachbarstädte von unsern Vereinsausflügen in Kenntniss zu setzen und sie offiziell zur Teilnahme an denselben einzuladen.

Hr. P. Wasman bespricht an der Hand eines Exemplars von Lucanus cervus die geometrischen Proportionen, die als „goldener Schnitt" in der äussern Morphologie dieses Käfers desto genauer hervortreten, je bedeutender die absolute Körpergrösse des betreffenden Männchens ist.*)

Hr. P. Weinachter redet über die Verbreitung durch den Wind der Samen vom Löwenzahn (Leontodon). Er zeigt nach wie bei Regenwetter, wo die der Verbreitung durch den Wind dienende Haarkrone oder „Pappus" der Achaenen durch Nässe versagt, auch das Lostrennen der Früchte vom Blütenboden, durch die Kohesion des Wassers unmöglich wird.

Hierauf Schluss der Versammlung.

Nächste Sitzung: Sonntag, den 19. Juli 1908.

Der Schriftführer: Dr. rer. nat. *P. Weinachter.*

*) E. Wasmann. „Die Erscheinungsformen des goldenen Schnittes und ihre Beziehung zur idealen Naturauffassung." (Stimmen aus Maria-Laach XXX. Bd. 1886, S. 401 ff. und 522ff.).

Dampfdruckkurve und Schmelzkurve.

I.

Jede Flüssigkeit besitzt bei einer gegebenen Temperatur einen bestimmten Dampfdruck; ändert man die Temperatur, so ändert auch der Dampfdruck. Wenn man die Temperatur erhöht oder erniedrigt, so wächst oder sinkt zugleich der Dampfdruck. Den zu einer jeden gegebenen Temperatur gehörigen Dampfdruck einer Flüssigkeit kann man experimentell feststellen, oder mit Hilfe der von Clausius auf

Grundlage der thermodynamischen Behandlung des Verdampfungsprozesses aufgestellten Gleichung

$$\frac{dp}{dT} = \frac{Q}{T\ (v\text{-}v')}$$

berechnen. In dieser Gleichung ist p der jeweilige Dampfdruck, Q die Verdampfungswärme, v das spezifische Volum des Dampfes, v' das spezifische Volum der Flüssigkeit.

Nur bei den zueinandergehörigen Werten des Druckes und der Temperatur sind der flüssige Körper und sein Dampf zugleich vorhanden, koexistent. Es handelt sich nämlich um einen Complex von einer Komponente (der chemisch wohl definierte Körper) in zwei Phasen (flüssiger Körper, Dampf des Körpers). Es besteht nach der Phasenregel eine Freiheit; man kann eine der Variabeln (Druck, Temperatur) frei wählen, muß aber dann den, dem gewählten Werte dieser Variabeln entsprechenden Wert der andern Variabeln realisieren, damit die beiden Phasen koexistent sind.

Wenn man die einander entsprechenden Werte des Druckes und der Temperatur in ein Koordinatensystem einträgt, in welchem die Ordinate die Linie der Drucke, die Abscisse die Linie der Temperaturen ist, so erhält man die Dampfdruckkurve der Flüssigkeit.

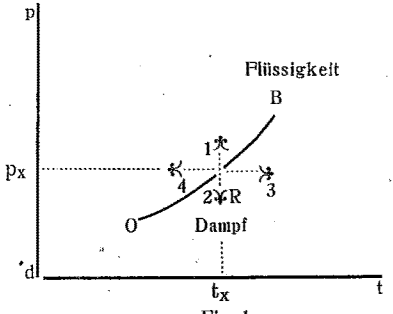


Fig. 1.

Diese Kurve begreift die zusammengehörigen Werte des Druckes und der Temperatur bei denen die beiden Phasen Flüssigkeit und Dampf koexistent sind.

Bei den Temperaturen und Drucken, die nicht auf der Kurve liegen, kann nur eine Phase bestehen. Oberhalb der Kurve besteht nur die Phase „Flüssigkeit", unterhalb der Kurve ist nur die Phase „Dampf" existenzfähig. Wenn wir von einem beliebigen Punkte, z. B. dem Punkte x, dem eine Temperatur t_x und ein Druck p_x entspricht, ausgehen, und,

indem wir zunächst die Temperatur konstant halten, den Druck kontinuierlich nur um ein Geringes vergrößern, so wird sich aller Dampf verdichten und die Phase „Flüssigkeit“ allein übrig bleiben (Pfeil 1 der Figur 1); verringern wir hingegen kontinuierlich den Druck nur um ein Geringes, so wird sich alle Flüssigkeit in Dampf verwandeln und nur die Phase „Dampf“ übrig bleiben (Pfeil 2 der Figur). Wenn wir den Druck p_x beibehalten und zunächst die Temperatur erhöhen, so wird die Phase „Flüssigkeit“ verschwinden (Pfeil 3); erniedrigen wir die Temperatur, so wird die Phase „Dampf„ vollständig verschwinden (Pfeil 4).

Grenzen der Dampfdruckkurve. Nach links ist die Kurve begrenzt durch den Erstarrungspunkt der Flüssigkeit (= Schmelzpunkt). Nach rechts hin ist sie begrenzt durch den kritischen Punkt B. J. W. Gibbs gibt in seinen Thermodynamischen Studien *) folgendermaßen die Definition eines kritischen Punktes: „Wir können im allgemeinen einen kritischen Punkt als einen solchen definieren, in welchem der Unterschied zwischen existierenden Phasen verschwindet.“

Im Punkte B werden die in anderen Punkten der Dampfdruckkurve differenten Phasen „Flüssigkeit“ und „Dampf“ identisch. Umgeht man diesen Endpunkt der Kurve durch entsprechende Einstellung von Temperatur und Druck, so gelingt es, die Flüssigkeit kontinuierlich in Dampf überzuführen, ohne daß durch teilweises Verdampfen Inhomogeneität eintritt.

Im Punkte O, dem Erstarrungspunkte der Flüssigkeit, tritt der Körper im festen Zustande auf. Derselbe sendet wie die Flüssigkeit Dampf aus, und nach der Phasenregel und der Erfahrung entspricht einer gegebenen Temperatur ein bestimmter Dampfdruck. Nur bei den korrespondierenden p—t-Werten sind der feste Körper und sein Dampf koexistent, mit einander im Gleichgewicht.

Die Gleichgewichte zwischen einem festen Körper und seinem Dampfe sind viel später untersucht worden als die zwischen einer Flüssigkeit und ihrem Dampfe, und zwar aus dem Grunde, weil der Dampfdruck fester Körper meistens sehr klein ist, und dessen Existenz oft bezweifelt wurde. Erst durch die Arbeiten der letzten Jahre ist man zur Gewißheit gelangt, daß feste Körper, selbst die schwer schmelzbarsten, einen, wenn auch noch so kleinen Dampfdruck be-

*) Gibbs, Thermodynamische Studien, deutsch von Ostwald p. 154.

sitzen, der bei einer bestimmten Temperatur einen ganz bestimmten Wert hat. Mit Hilfe der Formel

$$\frac{dp}{dT} = \frac{Q}{T\ (v\text{-}v')}$$

die man erhält, wenn man in gleicher Weise wie die Verdampfung den Sublimationsprozeß thermodynamisch behandelt*), kann man für jede Temperatur den dazu gehörigen Dampfdruck berechnen. Wenn man die gefundenen Werte in das gewählte Koordinatensystem einträgt, erhält man die Dampfdruckkurve des festen Körpers. (AO).

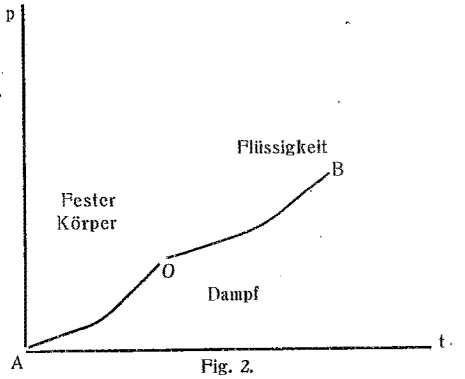


Fig. 2.

Grenzen der Dampfdruckkurve fester Körper. Die Dampfdruckkurve endet nach rechts in dem Erstarrungspunkt O, nach links im Punkte A, dem absoluten Nullpunkte (— 273°). In diesem Punkte haben die festen Körper wahrscheinlich keinen Dampfdruck mehr; praktisch ist dieser bei den meisten festen Stoffen bereits gleich Null geworden, lange bevor der absolute Nullpunkt erreicht ist.

Die beiden Dampfdruckkurven setzen gegen einander mit einem Knick ab; die Dampfdruckkurve des festen Körpers ist im Punkte O steiler als die Dampfdruckkurve des flüssigen Körpers.

Im Punkte O sind der feste Körper, der flüssige Körper und der gasförmige Körper koexistent. Drei Phasen einer Komponente sind hier mit einander im Gleichgewicht

*) In dieser Gleichung ist p der jeweilige Dampfdruck, Q die Sublimationswärme, v das spezifische Volum des Dampfes. v' das spezifische Volum des festen Körpers.

(Tripelpunkt). Das Gleichgewicht ist ein vollständiges; der Freiheitsgrad ist null. Wenn wir eine andere Temperatur oder einen andern Druck realisieren, als die dem Tripelpunkt entsprechenden, so verschwindet eine Phase.

II.

Außer den beiden Dampfdruckkurven können wir in das gewählte Koordinatensystem noch eine dritte Kurve einzeichnen, die *Schmelzkurve*, d. h. diejenige Kurve, welche die zusammengehörigen Temperatur- und Druckwerte umfaßt, bei denen der feste Körper mit seinem Schmelzflusse im Gleichgewichte ist. Wie ein bestimmter Stoff bei einer bestimmten Temperatur nur bei einem einzigen äusseren Drucke im festen und gasförmigen, oder im flüssigen und gasförmigen Zustande existieren kann, so kann auch ein fester Körper nur bei ganz bestimmten, zusammengehörigen pt-Werten mit seinem Schmelzflusse im Gleichgewichte sein, da es sich auch hier um einen Komplex von einer Komponente in zwei Phasen handelt.

Mit Hilfe der Formel

$$\frac{dT}{dp} = \frac{T\ (v \cdot v')}{Q}$$

die man erhält wenn man den Schmelzprozeß in gleicher Weise wie die Verdampfung und den Sublimationsprozeß thermodynamisch behandelt, kann man für jeden Druck die Schmelztemperatur berechnen. *)

Schon im Jahre 1849 hatte James Thomson, sich stützend auf die Ueberlegungen Sadi Carnots, die Vermutung ausgesprochen, daß die Schmelztemperatur des Eises durch Drucksteigerung erniedrigt würde. 1850 wies sein Bruder, Sir William Thomson, die Richtigkeit dieser Vermutung auf experimentellem Wege nach. Er fand, daß eine Drucksteigerung von 1000 Athm. die Schmelztemperatur des Eises um 7° erniedrigt.

Amagat untersuchte Tetrachlorkohlenstoff ($C\ Cl_4$) bis zu 1160 Athm. Er fand, daß mit zunehmendem Drucke die Schmelztemperatur stieg; das gleiche Resultat fand Barus beim Naphtalin.

---

*) In dieser Gleichung ist T die jeweilige Schmelztemperatur, Q die Schmelzwärme, v das spezifische Volum des flüssigen Körpers, der Schmelze, v' das spezifische Volum des festen Körpers.

Tetrachlorkohlenstoff* (Amagat)		Naphtalin* (Barus)	
t.	p.	t.	p.
— 24.7	1 Athm.	79.2	1 Athm.
— 19.5	210.	83.0	80.
0.0	620.	90.0	277.
10.0	900.	100.0	567.
19.5	1160.	130.0	1435.

Mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{dT}{dp} = \frac{T\ (v\text{-}v')}{Q}$$

bestimmt man leicht ob bei einem Körper durch Drucksteigerung die Schmelztemperatur sinkt oder steigt. Einer Erhöhung des Druckes entspricht ein positiver Wert von dT, d. h. ein Steigen der Schmelztemperatur wenn die Differenz (v-v') positif ist, somit wenn der Vörper sich beim Schmelzen ausdehnt; einer Erhöhung des Druckes entspricht dagegen ein Sinken der Schmelztemperatur wenn die Differenz (v-v') negativ ist, somit wenn der Körper beim Schmelzen sich zusammenzieht.

„*Körper, welche sich beim Schmelzen ausdehnen, er-*
„*höhen unter Druck ihre Schmelztemperatur. Körper, welche*
„*sich beim Schmelzen zusammemziehen, erniedrigen unter*
„*Druck ihre Schmelztemperatur.*"

Zu diesem Resultate gelangt man auch mit Hilfe des van't Hoff'schen Satzes: Drucksteigerung begünstigt das System mit dem kleineren Volum.

Die Richtung der Schmelzkurve wird verschieden sein, je nachdem durch Drucksteigerung die Schmelztemperatur erniedrigt oder erhöht wird. Im ersteren Falle wird die Kurve nach der Druckaxe hin geneigt sein (I), im zweiten Falle wird sie von der Druckaxe sich entfernen (II).

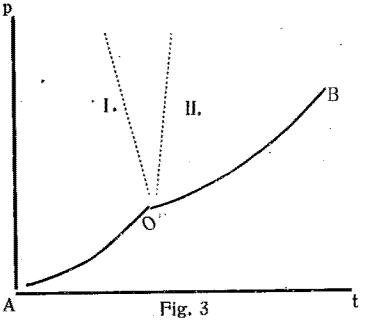


Fig. 3

*) Tamman, Kristallisieren und Schmelzen, p. 185 u. 186.

Mit Ausnahme des Wassers und des Wismuths kennen wir mit Sicherheit keinen Stoff der unter Volumvergrößerung erstarrt.*) *Für die meisten Stoffe hat also die Schmelzkurve die Richtung II.*

Im Allgemeinen wird die Neigung der Kurve nach der einen oder der andern Richtung eine geringe sein, die Kurve also sehr steil verlaufen; alle diesbezüglichen Bestimmungen weisen darauf hin (vergleiche die Daten von Amagat und Barus). Mit anderen Worten: Die Schmelztemperatur wird mit zunehmendem Drucke nur sehr langsam sich ändern.

Grenzen der Schmelzkurve. Die Schmelzkurve endigt einerseits im Schmelzpunkte O. Nach Poynting, Plank und Ostwald soll die anderseitige Grenze ein kritischer Punkt fest-flüssig sein, in dem der feste Körper und der flüssige Körper identisch wären.

Durch Umgehen dieses Endpunktes soll es möglich sein, den festen Körper kontinuierlich in seine Schmelze überzuführen, gerade wie durch Umgehen des kritischen Punktes fest-dampfförmig die Flüssigkeit kontinuierlich in Dampf übergeführt werden kann.

Es sei zunächst bemerkt, daß beim Erstarren einer Schmelze der Körper in den allermeisten Fällen in den kristallisierten (kristallinischen) Zustand übergeht. Nun ist ein kontinuierlicher Uebergang von einem flüssigen Körper in einen amorphen festen Körper wohl möglich, weil beide isotrope Zustände sind, während ein kontinuierlicher Uebergang von einem flüssigen Körper in einen festen kristallisierten nicht denkbar ist, weil letzterer den anisotropen Zuständen angehört. **) Die Erfahrung lehrt vielmehr daß bei dem Uebergang eines flüssigen Körpers in den kristallisierten Zustand oder beim Schmelzen von Kristallen alle Eigenschaften diskontinuierliche Aenderungen erfahren. Dieser Unterschied der Eigenschaften findet seine Erklärung in der kinetischen Theorie der Molekule, nach welcher in den isotropen Zuständen die Molekule in vollkommener Un-

*) Wie die neuesten Untersuchungen Moissons ergeben (Comptes rendus 140. 185 (1905), dehnt nur mit Kohlenstoff gesättigtes Eisen sich beim Erstarren aus, nicht aber reines Eisen. Es handelt sich aber hier nur um reine Körper.

**) Nach Tammans Vorschlag unterscheidet man folgende Zustände:

isotrope	anisotrope
1) gasförmiger Zustand	1) Kristallzustand
2) flüssiger Zustand	2) verschiedene polymorphe Kristallarten.
3) amorpher fester Zustand.	

ordnung sich durcheinander bewegen, in den anisotropen Zuständen (Kristallen) aber sich um Punkte bewegen, die nach regelmäßigen Raumgittern angeordnet sind. Die Kristallographie kennt nur eine begrenzte Anzahl von solchen Raumgittern. Uebergänge aus einem Raumgitter in ein anderes (= Uebergänge aus einem Kristallsystem in ein anderes) sind nicht möglich, umso weniger aber der Uebergang in den Zustand der vollkommen ungeordneten Bewegung.

Beim Erstarren einer Flüssigkeit zur Kristallmasse ändern sich demnach alle Eigenschaften diskontinuierlich. Das Vorhandensein eines kritischen Punktes auf der Schmelzkurve ist ausgeschlossen.

Trotz der ihnen bekannten Analogien zwischen der Verdampfung und der Kristallisation sind Clausius, W. Thomson, Maxwell, Gibbs, van der Waals, nie für den kontinuierlichen Uebergang flüssig-kristallisiert eingetreten, obwohl ihnen ein solcher für den Abschluß ihrer Arbeiten wünschenswert schien. (Tamman p. 6.). Poynting und Ostwald namentlich aber sind für die Existenz eines kritischen Punktes auf der Schmelzkurve des Eises; sie haben die Koordinaten desselben berechnet: die kritische Temperatur geben sie zu — 120° an, den kritischen Druck zu 17000 Athm.. In diesem Punkte müssen die spezifischen Volumina des Eises und des Schmelzwassers gleich sein. $v-v' = 0$. Ferner muß der Energiegehalt beider Phasen gleich sein, demnach die Schmelzwärme gleich Null sein. $Q = 0$. Ostwald ist der Ansicht, daß ein kritischer Punkt nicht nur auf der Schmelzkurve des Eises, sondern auf den Schmelzkurven aller andern Körper existiert. Einer seiner Hauptgründe, die er als Beweise für die Richtigkeit seiner Ansicht anführt, ist folgender: Die flüssigen Kristalle haben keine bestimmte äußere Form, besitzen aber noch Doppelbrechung, sind also noch als feste kristallisierte Körper anzusprechen. Für diese flüssigen Kristalle ist die Differenz der spezifischen Volumina „flüssig" und „fest" gering. Zugleich ist die Schmelzwärme sehr klein. Zwei Eigenschaften sind also auf dem Punkte identisch zu werden. Ostwald glaubt, daß für diese flüssigen Kristalle der kritische Punkt sehr nahe liegt dem Schmelzpunkte unter Atmosphärendruck. Unter höherem Drucke müßte nach ihm der kritische Punkt sehr bald erreicht werden.

Diese Erwartung hat sich indes nicht bestätigt, auch nicht die Erwartung, daß beim Fortschreiten auf der Schmelzkurve z u g l e i c h die Differenz der spezifischen Volumina und die Differenz der Energieinhalte den Nullwert erreichen.

Im allgemeinen wird einer Gleichheit der spez. Volumina nicht eine Gleichheit der Energieinhalte entsprechen, und wenn auch zufällig eine solche eintreten sollte, so werden dennoch die übrigen Eigenschaften nicht übereinstimmen. Tamman *) konnte zeigen, daß während die Volumänderungen auf den von ihm untersuchten Stücken der Schmelzkurven erheblich abnehmen (siehe hierüber die weiter unten angegebenen Daten), die Schmelzwärmen unverändert bleiben oder gar etwas zunehmen. Im speziellen Falle ergaben Tammans Untersuchungen, daß auf der Schmelzkurve des Glaubersalzes die Volumänderung beim Schmelzen durch den Nullwert geht, während die Schmelzwärme erhebliche positive Werte beibehält.

Dieser Grund Ostwalds für die Existenz eines kritischen Punktes auf der Schmelzkurve ist also nicht stichhaltig. **)

Die Schmelzkurve weist keinen Endpunkt auf.

Die bisherigen Bestimmungen über den Verlauf der Schmelzkurven ergeben, daß die Erhöhung der Schmelztemperatur mit steigendem Drucke immer kleiner wird (sodaß die Schmelzkurve sich immer mehr der Vertikalen nähert), und sogar (beim Glaubersalz) mit steigendem Drucke wieder abnimmt. Von den Ergebnissen Tammans seien hier einige angegeben.

Trimethylkarbinol (p. 243).

Schmelzdruck in kg.	Aenderung der Schmelztemp. pro 1 kg.
158	
469	0.0338
811	0.0307
1180	0.0281
1600	0.0253
2144	0.0207
2758	0.0173

Glaubersalz (p. 260).

Schmelzdruck in kg.	Aenderung der Schmelztemp. (berechnet).
100	+0.045
200	+0.079
460	+0.122
1000	—0.043
2000	—1.190
3000	—3.430

*) Tamman, Kristallisieren und Schmelzen, pag. 2. 80.

**) Weitere Unzuträglichkeiten aus der Annahme eines kritischen Punktes auf der Schmelzkurve siehe Tamman p. 11 u. folg.

Aus diesen letzten Daten sehen wir, daß die Aenderung der Schmelztemperatur mit steigendem Druck durch den Nullwert geht, daß also die Schmelzkurve eine Umschwenkung erleidet (Maximaler Schmelzpunkt).

Es ergab sich auch, daß auf dem weiteren Verlauf der Schmelzkurve die Volumvergrößerung beim Schmelzen mit steigendem Druck immer kleiner wird und einem Nullwert zustrebt; beim Glaubersalz konnte dieser Nullwert erreicht werden. Es seien auch einige von den Ergebnissen Tammans in dieser Beziehung mitgeteilt:

Trimethylkarbinol (p. 243).

Schmelztemperatur.	Schmelzdruck in kg.	Volumänderung in ccm.
30.0	270	0.0818
40.0	577	0.0707
50.0	882	0.0614
60.0	1275	0.0540
70.0	1775	0.0467

Dimethyläthylkarbinol (p. 245).

Schmelztemperatur.	Schmelzdruck in kg.	Volumänderung in ccm.
—5.00°	215	0.0403
0.00	435	0.0391
+5.00	695	0.0359
10.00	935	0.0307
15.00	1315	0.0243
20.00	1635	0.0211
25.00	2055	0.0182
30.00	2515	0.0144

Glaubersalz.

Erste Versuchsreihe (p. 257).		Zweite Versuchsreihe (p. 259).	
Schmelzdruck in kg.	Volumänderung in ccm für 1 g Glaubersalz.	Schmelzdruck in kg.	Volumänderung in ccm für 1 g Glaubersalz.
180	+0.0020	1	—
1060	—0.0039	180	+0.0020
2070	—0.0117	500	—0.0006
2820	—0.0102	1000	—0.0037
		1500	—0.0061
		2000	—0.0110

Die Volumänderung geht also beim Glaubersalz durch den Nullwert; sie wird bei höheren Drucken negativ. Es

wird demnach die Schmelzkurve immer steiler; alles zeigt darauf hin, daß sie bei hohen Drucken sich nach links, nach der Druckaxe hin neigt. Der Umkehrpunkt M ist der *maximale Schmelzpunkt* mit der maximalen Schmelztemperatur.

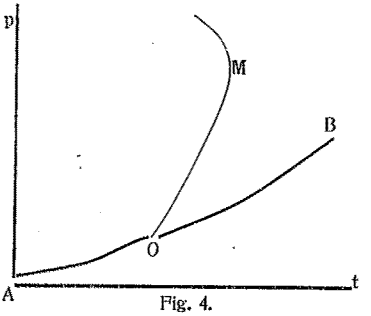


Fig. 4.

Tamman hat den maximalen Schmelzpunkt erreicht beim Dimethyläthylkarbinol; er entspricht einem Drucke von 4750 Athm. Für Naphtalin berechnet Tamman die Temperatur des maximalen Schmelzpunktes zu 261° und den Druck zu 11500 kg. (Tamman p. 218). Bei einem Drucke von 8000 kg. soll die Volumänderung beim maximalen Schmelzpunkt für Natrium Null sein, also der maximale Schmelzpunkt erreicht sein (Tam. p. 247). Für Glaubersalz ergibt sich (siehe die entsprechenden Daten), daß der maximale Schmelzpunkt bei 460 kg liegt; er ist um 0,1° höher als der Schmelzpunkt beim Drucke von 1 kg.

Die Existenz eines maximalen Schmelzpunktes auf allen Schmelzkurven kann wohl nicht bezweifelt werden. Der Verlauf aller bisher bekannten Schmelzkurven deutet auf die Existenz eines maximalen Schmelzpunktes hin.

„Wichtig ist, daß unterhalb des maximalen Schmelz-
„punktes die Körper unter Volumverminderung erstarren,
„oberhalb des maximalen Schmelzpunktes unter Volumver-
„größerung.

Es läßt sich beim derzeitigen Stande der Untersuchungen nichts weiteres über den Verlauf der Schmelzkurve oberhalb des maximalen Schmelzpunktes sagen als daß sie sich zur Druckkurve neigt. Da aber ein kritischer Punkt, ein Endpunkt, auf der Kurve nicht auftreten kann, muß die Kurve eine geschlossene sein. In der Tat spricht Tamman die Vermutung aus, daß die Schmelzkurve eine geschlossene Kurve ist, wie es die Figur 5 veranschaulicht.

Im Innern der Kurve wäre das Existenzgebiet der festen kristallisierten Phase. Um dieses Gebiet herum, be-

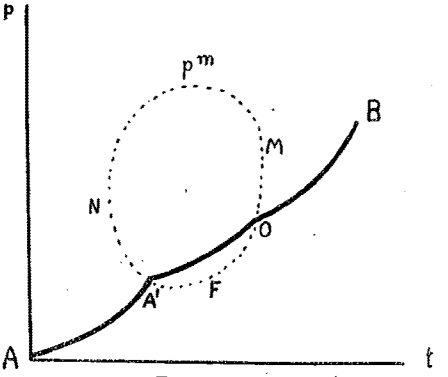


Fig. 5

grenzt durch die Linien AA' OB wäre das Existenzgebiet der flüssigen Phase. In dem Raum A' O F A' wäre die Existenz der festen Phase labil. Unterhalb AA'FOB wäre das Gebiet des Dampfes A' O ist die Dampfdruckkurve des festen Körpers; O B ist die Fortsetzung von AA', der Dampfdruckkurve des flüssigen Körpers.

Es würde demnach wie eine maximale Schmelztemperatur so auch ein maximaler Schmelzdruck bestehen, P^m. Von diesem Punkte an würde die Schmelzwärme negativ sein, Druck und Temperatur zugleich mit einander sinken (Kürventeil P^m N). Von N bis F würde die Temperatur wieder steigen, der Druck aber noch sinken; von F bis M würden Druck und Temperatur steigen.

Dr. Gustav Faber.

Ueber Vulkanismus.

Einiges aus dem Kursus über allgemeine Geologie, gehalten in den Sitzungen der geologischen Section,

von *M. Lucius.*

(Fortsetzung.)

Auf diese Weise lässt sich die oberste Temperaturgrenze also experimentel feststellen. Es sind nun bis heute zwar