

Aus den unter II angeführten Molekularprozenten (alles Eisen ist als FeO berechnet) ergibt sich:

s	A	C	F	a	c	f	n	m	k.
56,5	2,87	7,48	22,67	2	4,5	13,5	7,4	7,4	1,03.
58	3,38	6,39	22,34	2	4	14	7,7	8,6	1,05.

In der unteren Reihe sind die entsprechenden Werte für den erwähnten Diabas von Källsholm auf Föglö nach WAHL angeführt. Im ganzen sind die Zahlen für A, C und F sehr ähnlich. Der Kieselsäurekoeffizient von Föglö ist etwas höher als bei Launceston, das erstere Gestein enthält etwas Quarz. In Launceston ist der Kalknatronfeldspat neben sehr wenig basischem Andesin wesentlich Labrador mit Bytownit bis herab zu Anorthit, in Föglö Labrador mit nur vereinzelt Bytownitkörnern; das drückt sich aus in dem Verhältnis A : C und auch in den Werten a und c. Der Pyroxen von Föglö enthält nur 7% CaO, der von Launceston dagegen 15½%, daher liegt m bei ersterem bedeutend höher als bei letzterem. Das Alkalienverhältnis (n) ist bei beiden Gesteinen nahezu dasselbe, demnach sollte man auch bei Föglö etwas Orthoklas erwarten.

## Die thermodynamische Theorie der Kristalle.

Von P. Pawlow.

Odessa, August 1907.

Als im November 1906 der kritische Aufsatz<sup>1</sup> von F. PÖCKELS über die von mir vorgelegte thermodynamische Theorie der Kristalle erschien, wollte ich darauf im Zusammenhange mit einer experimentalen Prüfung dieser Frage erwidern. Allein die experimentale Bestätigung der Folgerungen aus der Theorie begegnete Schwierigkeiten in Umständen meines persönlichen Lebens. Indessen meinen mehrere Autoren, daß die vektorialen Erscheinungen in kristallinen Medien kein Gegenstand der Thermodynamik werden können<sup>2</sup>. Ohne daher das entscheidende Wort eines Experimentes abzuwarten, halte ich es für durchaus nötig, jetzt schon die Zweifel zu zerstreuen, welche durch F. PÖCKELS' Aufsatz hervorgerufen sein können.

F. PÖCKELS verwirft vor allem die Richtigkeit des Satzes, der von mir in nachstehende Worte formuliert worden ist<sup>3</sup>: „Das thermodynamische Potential bei konstantem Volum in einem kristallinen Stoffe besitzt die Eigenschaften eines Vektors.“ Ich er-

<sup>1</sup> Dies, Centralbl. f. Min. etc. No. 21, 664, 1906.

<sup>2</sup> Siehe LEHMANN, Phys. Zeitschr. No. 2, 49, 1907.

<sup>3</sup> Zeitschr. f. Kristall. 40, 190, 1905.

laube mir daher, auf die Ableitung dieser Schlußfolgerung ausführlicher einzugehen, als dies in dem von POCKELS kritisierten Aufsätze geschehen ist, indem ich alle Zwischenstadien des Gedankens angebe, deren Abwesenheit POCKELS die Veranlassung gab, die Richtigkeit des Satzes selbst zu bestreiten, jedoch ohne genügenden Grund, wie wir weiter sehen werden

Bezeichnen wir den thermischen Koeffizient des Druckes eines festen isotropen Körpers mit  $\alpha$ . Wenn  $\varphi$  das Potential der Einheit der Masse,  $p$  der Druck,  $T$  die Temperatur ist, so wird der Zusammenhang unter diesen Größen und  $\alpha$  so ausgedrückt:

$$\alpha = - \frac{1}{p} \frac{\frac{\partial^2 \varphi}{\partial p \partial T}}{\frac{\partial^2 \varphi}{\partial p^2}}$$

Bezeichnen wir jetzt mit  $\beta$  den thermischen Koeffizient des Druckes für den physikalischen Strahl, der in einem isotropen oder anisotropen Körper genommen ist. Es sei mit  $\varphi_1$  das Potential der Einheit der in diesem Strahle verteilten Masse bezeichnet; die Abhängigkeit zwischen  $\beta$ ,  $\varphi_1$ ,  $p$  und  $T$  für den physikalischen Strahl ist dieselbe, die für den isotropen Körper gilt, d. h.

$$\beta = - \frac{1}{p} \frac{\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial p \partial T}}{\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial p^2}}$$

Da die Funktionen  $\varphi$  und  $\varphi_1$  eine und dieselbe Gestalt sowohl für die isotropen als auch die anisotropen Körper haben (darin besteht die Lösung der Zweifel, die bei POCKELS entstanden sind), so können wir, indem wir unter  $\varphi$  das Potential der Einheit der Masse eines beliebigen Körpers und in einem beliebigen Zustande verstehen, den thermischen Koeffizienten des Druckes in der allgemeinen Gestalt

$$- \frac{1}{p} \frac{\frac{\partial^2 \varphi}{\partial p \partial T}}{\frac{\partial^2 \varphi}{\partial p^2}}$$

darstellen und für jeden speziellen Fall die Größe und andere Eigenschaften dieses Ausdruckes individualisieren. Wenn wir z. B. den thermischen Koeffizienten des Druckes für einen isotropen Körper im Auge behalten, so stellt  $\varphi$  im oben dargestellten Ausdrucke das Potential der Einheit der Masse dar, die ein gewisses Volumen einnimmt. Wenn wir in den Derivierten der Funktion  $\varphi$  den thermischen Koeffizienten des Druckes für den Strahl ausdrücken, so stellt  $\varphi$  das Potential der Einheit der Strahlenmasse dar. Wenn wir obengenannten Ausdruck für den thermischen

Koeffizienten der Schichte beibehalten, so stellt  $q$  das Potential der Einheit der Schichtmasse dar. Darin besteht die Bequemlichkeit der allgemeinen Formeln, die uns jedoch dazu zwingen, streng auf die Bedeutung der Größen zu achten, welche in die allgemeinen Bezeichnungen gelegt werden.

Es ist also

$$-\frac{1}{p} \frac{\frac{\partial^2 q}{\partial p \partial T}}{\frac{\partial^2 q}{\partial p^2}}$$

der allgemeine Ausdruck für den thermischen Koeffizienten des Druckes.

Wenn wir diesen Ausdruck für den physikalischen Strahl eines kristallinen Stoffes in Anwendung bringen, so müssen wir zugeben, daß die angenommene Derivierte  $q$  für die Kristalle mit der Richtung der Strahlen wechselt: da der thermische Koeffizient des Druckes für den Kristall ein Vektor ist. Wenn aber die Derivierten  $q$  vektorial sind, so erscheint als Vektor auch  $q$ .

Eine ganz eben solche Methode der Beweisführung und in eben solcher Gedankenfolge erbrachte Verf. auch in dem von POCKELS kritisierten Aufsatz mit jenem unwesentlichen Unterschiede, daß einige Zwischenglieder in der logischen Kette, die nach ihrer Augenscheinlichkeit elementar sind, ausgelassen worden waren. Hier ist diese Stelle (l. c. p. 189). „Nach den Eigenschaften der Funktion  $q$  haben wir:

$$a = -\frac{1}{p} \frac{\frac{\partial^2 q}{\partial p \partial T}}{\frac{\partial^2 q}{\partial p^2}}$$

Da der thermische Koeffizient des Druckes eines kristallinen Stoffes in seiner Größe mit der Richtung wechselt, so wechselt auch

$$\frac{\frac{\partial^2 q}{\partial p \partial T}}{\frac{\partial^2 q}{\partial p^2}}$$

seine Größe in Abhängigkeit von der gewählten Richtung im Kristall.“ F. POCKELS beanstandet diese Stelle in dem Sinne, daß ich allseitigen Druck mit einseitigem Drucke verwechselt habe.

POCKELS ist ohne Zweifel durch jenen Umstand in Irrtum geführt worden, daß ich, indem ich von dem thermischen Koeffizienten des Druckes für den Strahl sprach, ihn mit einer eben solchen Funktion ausgedrückt habe, wie auch den Koeffizienten des isotropen Körpers. Indem POCKELS eine und dieselbe Bezeichnung

für zwei verschiedene Koeffizienten erblickt und nicht berücksichtigt hatte, daß sie beide in der allgemeinen Gestalt so nämlich ausgedrückt werden, nahm er an, daß ich aus der Formel für den Koeffizienten eines isotropen Körpers den Schluß herleite für den linearen Koeffizienten. Er hätte recht in allen seinen Einwänden, wenn ich nicht klar darauf hingewiesen hätte, daß der von mir verzeichnete Ausdruck

$$-\frac{1}{p} \frac{\frac{\partial^2 \varphi}{\partial p \partial T}}{\frac{\partial^2 \varphi}{\partial p^2}}$$

„der thermische Koeffizient des Druckes eines kristallinischen Stoffes ist“ und „in seiner Größe mit der Richtung wechselt“, d. h. daß dieses der thermische Koeffizient des Strahles für das kristallinische Medium ist.

Noch mehr Anschaulichkeit gewinnt die Herleitung des zu beurteilenden Satzes, wenn man sich dabei nicht des thermischen Koeffizienten des Druckes, sondern des Koeffizienten der Ausdehnung bedient. Indem wir die früheren Bezeichnungen beibehalten, stellt die Größe

$$\frac{\frac{\partial^2 \varphi}{\partial p \partial T}}{\frac{\partial \varphi}{\partial p}}$$

den allgemeinen Ausdruck für den Koeffizienten der kubischen Ausdehnung, für den Koeffizienten der Ausdehnung der Schicht und für den Koeffizienten der Verlängerung des Strahles oder für den linearen Koeffizienten der Ausdehnung an sich dar. Freilich die Bedeutung von  $\varphi$  für die genannten Koeffizienten wechselt in entsprechendem Sinne. Aus der Vektorialität des linearen Koeffizienten der Ausdehnung für kristallinische Stoffe folgt auch in diesem Falle die Vektorialität des Potentials.

Hier muß ich zugestehen, daß die Worte meines Aufsatzes, welche sich auf die Koeffizienten der Ausdehnung beziehen, meinen Gedanken nicht glücklich formulieren und Veranlassung zu Mißverständnissen geben können. Nämlich (l. c. p. 190): „In der Funktion partieller Derivierten des thermodynamischen Potentials kommt auch ein anderer Koeffizient zum Ausdruck, dessen vektoriale Natur in der Kristallographie längst festgestellt ist, und zwar der Koeffizient der kubischen Ausdehnung bei konstantem Drucke

$$\beta = \frac{1}{v} \frac{\partial v}{\partial T} \quad (v = \text{volum}),^4$$

Aber nach dem eigentlichen Wesen der zu behandelnden Frage ist es ersichtlich, daß die Worte „dessen vektoriale Natur in der

Kristallographie längst festgestellt ist“ sich nicht auf den kubischen Koeffizienten beziehen können und in diesem Satze wegfallen müssen. Die ungünstige Satzkonstruktion, die ich seinerzeit übersehen habe, hatte zu seiner Grundlage den Wunsch, gleichzeitig aufmerksam zu machen auf die Eigenschaften zweier Koeffizienten der Ausdehnung, und sie gab PÖCKELS Veranlassung, von einer Verwechslung der kubischen Ausdehnung mit der linearen zu sprechen.

Zur Vervollständigung seiner Kritik sagt F. PÖCKELS: „Wie paradox es ist, hätte Verf. wohl daran bemerken können, daß danach auch

$$v = \frac{\partial q}{\partial p}$$

Vektornatur besitzen müßte!“

Freilich, der Gedanke, den PÖCKELS in die obenbezeichnete Gleichung hineingelegt hat, ist paradoxal. Aber wenn wir die Eigenschaften der Schicht und des Strahles im Kristalle in Betracht ziehen, so ist es klar, daß  $\frac{\partial q}{\partial p}$  bei zwei begrenzten Bedeutungen  $q$  mit der Richtung wechselt: erstens, wenn  $q$  das Potential der Einheit der Schichtmasse darstellt, und  $\frac{\partial q}{\partial p}$  die Fläche dieser Schicht ausdrückt; zweitens, wenn  $q$  das Potential der Einheit der Strahlenmasse ist. In diesem Falle bezeichnet  $\frac{\partial q}{\partial p}$  die Länge des Strahles und für den kristallinen Stoff ist es ein Vektor.

Die angedeuteten Eigenschaften  $\frac{\partial q}{\partial p}$  erklären es, weshalb man sich bei der Frage von dem einseitigen Drucke auf den Kristall des thermodynamischen Potentials bedienen kann im Gegensatz zu der Meinung, die PÖCKELS ausgesprochen hat.

Nachdem PÖCKELS mir eine Verwechslung der Koeffizienten zugeschrieben, schreibt er mir auch einen unrichtigen Gebrauch des Ausdruckes Vektor zu. Er schreibt: „Das Resultat, daß das thermodynamische Potential  $q$  einer Schicht kristallinen Substanz von deren Orientierung abhängt — oder, wie Verf. es kürzer, aber (selbst von seinem Standpunkt aus) inkorrekt ausdrückt, ein Vektor sei . . .“

Die letzte Behauptung findet keinen Grund in den Worten meines Aufsatzes, da von den Schichten ich spreche (l. c. p. 191): „Wenn die Einheit der Masse eines physikalischen Strahles im Kristall ein thermodynamisches Potential von verschiedener Größe in Abhängigkeit von der Richtung besitzt, so läßt sich dasselbe auch bezüglich der kristallinen Schicht sagen: „Kristallische

Schichten verschiedener kristallographischer Richtung weisen thermodynamische Potentiale der Einheit der Masse von nicht gleichartiger Größe auf.“

Warum doch schreibt POCKELS mir die Vektorialität der Schichten zu? Ich nehme an; daß nur das unaufmerksame Durchlesen des einigemal in Kursiv wiederholten Satzes: „Das thermodynamische Potential bei konstantem Volum in einem kristallinen Stoffe die Eigenschaften eines Vektors besitzt“ als Resultat zeitigen konnte, das Wort „Stoff“ mit dem Worte „Schicht“ zu vertauschen.

Also bleibt nach POCKELS' Kritik das Prinzip der thermodynamischen Theorie der Kristalle aufrecht. Eine Verteidigung der Folgen aber, die aus der Theorie fließen, erscheint überflüssig.

### Ueber Quarzinjektionen in der Umgebung der vogtländisch-westerzgebirgischen Granitmassive.

Von **Bruno Baumgärtel** in Clausthal.

Bereits seit längerer Zeit waren mir in dem großen der Aktiengesellschaft Theumaer Plattenbrüche gehörigen Steinbrüche unweit Theuma bei Plauen im Vogtlande eigentümliche Quarzvorkommnisse aufgefallen, die neuerdings besonders in dem in den letzten Jahren intensiver betriebenen hinteren Teile des Hauptbruchs zu beobachten sind.

Das Gestein, welches an der genannten Lokalität gewonnen wird, ist ein plattig brechender, ausgezeichnet schön entwickelter Fruchtschiefer. In einer lichtgrauen Grundmasse liegen schwärzliche Einsprenglinge von oft getreidekornähnlicher Form, mitunter an den Enden ausgefranst, dann wieder bisweilen scharfe rechteckige Längsschnitte und hexagonale Querschnitte aufweisend. Die mikroskopische Untersuchung lehrt, daß es sich um Cordierite handelt, deren dunkle Farbe hervorgebracht ist durch wolkig angeordnete opake Einschlüsse, die zum Teil kohlige Substanz, zum Teil Eisenerze sind. Die Größe der Cordieritkörner pflegt im normalen Gestein 5 mm nicht zu überschreiten. Nach Westen zu werden dieselben undeutlicher, spärlicher und verschwinden schließlich vollständig. Es stellen sich ganz allmählich gewöhnliche cambrische Tonschiefer ein, während sich nach Osten zu ein ebenso allmählicher Übergang in Andalusitglimmerfels und Andalusithornfels vollzieht, bis in einer Entfernung von 2,3 km das kleine Lauterbach-Bergener Granitmassiv erreicht ist, dessen kontaktmetamorphosierendem Einfluß die Heransbildung der eben erwähnten Gesteine zuzuschreiben ist.

An der rückwärtigen Wand des Fruchtschieferbruchs fällt

# ZOBODAT - [www.zobodat.at](http://www.zobodat.at)

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

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

Jahr/Year: 1907

Band/Volume: [1907](#)

Autor(en)/Author(s): Pawlow P.

Artikel/Article: [Die thermodynamische Theorie der Kristalle. 711-716](#)