

| Herkunft des Sylvins | g K | mm ³ A | ⁴⁰ A/ ³⁶ A | mm ³ rad. ⁴⁰ A 100 g K |
|---|-----|-------------------|----------------------------------|---|
| a) Buggingen | 153 | 7,4 | 3400 ± 1000 | 4,4 ± 0,3 |
| b) Buggingen, grobkörnig, > 6 mm . | 243 | 17,3 | > 5000 | 7,1 ± 0,5 |
| c) wie b), feinkörnig, < 0,3 mm . | 276 | 12,25 | > 3200 | 4,5 ± 0,5 |
| d) Buggingen (4 verschiedene) . . . | 308 | 14,7 | 1000 ± 200 | 3,25 ± 0,5 |
| e) Friedrichshall (Sehnde) | 54 | 10,1 | 1720 ± 320 | 15,5 ± 1,3 |
| f) Luftargon (chemisch gleich behan- delt wie a—e) | | ca. 10 | 293 ± 9 | |

wurde mit einem, ursprünglich von Paul³ konstruierten Massenspektrometer untersucht, dessen Ionenquelle abgeändert war und etwa der von Coggeshall und Jordan⁴ beschriebenen entsprach. Aus Intensitätsgründen mußte ein Führungsmagnet für die Elektronen verwendet werden. Der Gasstrom floß aus dem Vorratsgefäß durch einen Strömungswiderstand (molekular) und anschließend durch eine Glasspirale, die mit flüssiger Luft gekühlt war, in die Ionenquelle. Der Eintrittsspalt am Spektrometerrohr hatte die Öffnung 1×0,2 mm² und diente zugleich als letzter Strömungswiderstand vor der Hg-Diffusionspumpe. Der Gasdruck in der Ionenquelle betrug etwa 10^{−4} Torr (gemessen mit Ionisationsmanometer). Die Ionenströme wurden mit einem Elektrometerröhrenverstärker und Galvanometer gemessen, die Ausschläge nach jeder Messung nachgeeicht. Der Gitterableitwiderstand am Eingang des Verstärkers war 1,3×10¹¹ Ω, der Gitterstrom der Meßröhre T 114 etwa 5×10^{−14} Amp. Die Nachweisgrenze lag bei 5×10^{−16} Amp. Die Einstellung der Linien erfolgte durch Ändern des Ablenk magnetfeldes.

Auf allen Massenzahlen von 36 bis 40 fanden sich schwache Störlinien, z. Tl. bis in die Größenordnung 2×10^{−14} Amp., auch wenn die Gaszufuhr durch flüssige Luft gekühlt wurde. Die Störlinie 36 nahm erst nach mehrwöchentlicher Betriebsdauer so weit ab, daß ihr Betrag unterhalb der Nachweisgrenze lag. Da anfangs die Störlinie 36 die gleiche Größenanordnung wie die ⁴⁰A-Linie bei den Proben aus Kalisalzen aufwies, wurde jeweils der Betrag der Störlinie vor und nach jeder Argonmessung ermittelt und als Korrektur in Abzug gebracht. Die Annahme, daß die Störintensität auch bei Änderung des Gesamtdruckes als additive Konstante betrachtet werden kann, erscheint uns durch das Verhalten anderer, schwacher Verunreinigungslinien gerechtfertigt; wir haben der hierin liegenden Unsicherheit jedoch durch Erhöhung der Fehlergrenze Rechnung getragen. Eine weitere Korrektur war wegen der laufenden Abnahme des Vorratsdrucks erforderlich (Halbwertszeit 126 min).

Bisher wurden folgende Ergebnisse erzielt, die in der Tabelle zusammengestellt sind. Die für jede Probe angegebenen g K entsprechen dem chemischen Analysenwert, der nach der Argonbestimmung gewonnen wurde.

Aus der letzten Spalte der Tabelle ist zu ersehen, daß das Argon-Kalium-Verhältnis nach Korrektur der Luftverunreinigung Schwankungen unterworfen ist, die über den Meßfehler hinausgehen. Für Altersbestimmungen ist

³ W. Paul, Z. Physik **124**, 244 [1948].
⁴ N. D. Coggeshall u. E. B. Jordan, Rev. sci. Instruments **14**, 125 [1943].

daher eine ausführliche Diskussion der geologischen Verhältnisse erforderlich¹. Vorläufig scheint es berechtigt, den höchsten Argongehalt mit 7,1 ± 0,5 mm³ ⁴⁰A/100 g K für Altersbestimmungen heranzuziehen. Diese Probe weist die kleinste Luftverunreinigung auf. Salze, in die kein Luftargon hereindiffundiert ist, weisen offenbar auch keinen Argonverlust durch Herausdiffundieren auf.

Aus energetischen Gründen wird die beobachtete γ-Strahlung dem K-Zerfall zugeordnet. Durch neue massenspektrographische Messungen von Roberts und Nier⁵ über die Massendifferenz ⁴⁰Ca-⁴⁰A findet diese Zuordnung eine weitere Bestätigung. Die ersten Argonbestimmungen von Aldrich und Nier⁶ an wesentlich älteren Mineralien zeigen, daß die Rate des K-Zerfalls in der gleichen Größenordnung liegt wie die der γ-Strahlen. Der beste Wert für die Zahl der γ-Quanten dürfte z. Zt. bei 3,0 Quanten/g K sec liegen⁷. Setzt man diesen Wert gleich der Zahl der K-Einfänge, so errechnet sich mit dem obigen Wert von 7,1 mm³ A/100 g K ein Alter von 20 Millionen Jahren für das Bugginger Lager. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den bisherigen geologischen Altersschätzungen. Es scheinen also beim Kalium keine K-Einfänge ohne begleitende γ-Strahlung aufzutreten.

Das Salz Friedrichshall I liefert ein wesentlich geringeres Alter, als dem Zechstein (200 Millionen Jahre) zugeordnet wird. Es ist dies wegen der mannigfachen Umlagerung dieser Salze leicht verständlich, doch ist es nicht ausgeschlossen, daß die beschriebene Methode gerade über die Tektonik des Zechsteins interessante Aufschlüsse bringen kann.

⁵ T. R. Roberts u. A. O. Nier, briefliche Mitteilung.
⁶ L. T. Aldrich u. A. O. Nier, Physic. Rev. **74**, 876 [1949].
⁷ F. W. Spiers, Nature [London] **165**, 356 [1950].

Zur Plastizität des monoklinen Schwefels
Von Wolfgang Lorenz

Physikalisches Institut der Universität Leipzig
(Z. Naturforschg. **5 a**, 405—407 [1950]; eingeg. am 26. April 1950)

Der zeitliche Verlauf des Fließens von monoklinem Schwefel wurde in Abhängigkeit von Temperatur und Belastung im Höppler-Konsistometer¹ untersucht. Bei dieser

¹ F. Höppler, Kolloid-Z. **97**, 61, 154 [1941]; W. Philipoff, Viskosität der Kolloide, Verlag Steinkopff, Dresden 1942, S. 91, 92.



Meßvorrichtung wird in einem Hohlzylinder (2,015 cm \varnothing) innerhalb der zu messenden Substanz ein Kugelstab (Kugel 1,270 cm \varnothing) unter konstanter Last koaxial bewegt und das Sinken des Kugelstabes an einer Meßuhr auf etwa $1 \cdot 10^{-4}$ cm genau festgestellt. Die monokline Schwefelmodifikation (S_β) wurde vor jeder Messung durch Umwandlung aus rhombischem Schwefel (S_α) gewonnen (Umwandlungstemp. $95,5^\circ\text{C}$).

In Abb. 1 ist die Temperaturabhängigkeit des Fließverlaufs bei 50 kg Belastung dargestellt. Es ist $\log v$ gegen \sqrt{t} aufgetragen; Einheit der Kugelsinkgeschwindigkeit v ist $1 \cdot 10^{-6}$ cm min^{-1} . Die 4 Kurven sind Mittelwerte von je 7 bis 19 Einzelmessungen, die in 4 Meßreihen mit jeweils neuer Schwefelfüllung durchgeführt wurden (Ausgangsmaterial Schwefelblume). Die

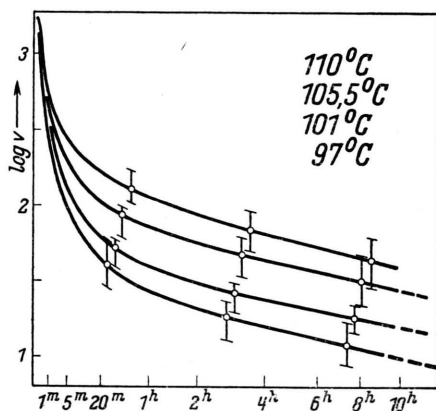


Abb. 1. Temperaturabhängigkeit des Fließverlaufs von monoklinem Schwefel bei 50 kg Belastung.

Meßgenauigkeit betrug $\sim 5\%$, bei Fließbeginn infolge der schnellen Änderung von $v \sim 15\%$. Die Einzelmessungen streuen etwa 30% um den Mittelwert. Ein Einfluß der Temperatur nach Beendigung der Umwandlung $S_\alpha \rightarrow S_\beta$ bis Belastungsbeginn ist dabei nicht zu erkennen (Temperzeit variiert zwischen 10 min und 8 h; bei 97° und 101° Umwandlung und Temperatur bis 2 h bei 110° , danach 10 min bis 2 h bei Meßtemperatur).

Eine konstante Endfließgeschwindigkeit wird erst nach 4–6 Tagen erreicht, sie beträgt bei $97^\circ\text{C} \sim 1 \cdot 10^{-6}$, bei $110^\circ \sim 4 \cdot 10^{-6}$ cm min^{-1} . Dem entspricht eine Aktivierungsenergie von der Größenordnung 30000 cal/Mol und nach einer von Höppler angegebenen Formel eine Viskosität von $\sim 1,5 \cdot 10^{13}$ bzw. $4 \cdot 10^{12}$ Poise ($\pm 30\%$).

Die Abhängigkeit des Fließens von der Belastung P ist durch die Existenz eines Fließpunktes F gekennzeichnet; $F = 3,5 \pm 0,5$ kg bzw. $2,8 \pm 0,4$ kg cm^{-2} . Bei Belastung oberhalb F nimmt die Anfangsfließgeschwindigkeit etwa linear mit P zu; diese Linearität bleibt auch im weiteren Verlauf des Fließens annähernd erhalten. Hieraus läßt sich ableiten, daß die Nichtthomogenität der Schubspannung bei unserem Meßverfahren keinen wesentlichen Einfluß auf den Kurvenverlauf in Abb. 1 haben kann. Wegen $F \ll 50$ kg und der annähernd linearen P -Abhängigkeit der Kugelsinkgeschwindigkeit ist die An-

nahme vernünftig, daß die Fließfunktion²

$$dv/dn = f(\tau)^3 \quad (1)$$

bei großem P durch

$$dv/dn = f \cdot \tau \quad (2)$$

approximiert werden kann, da aus (2) umgekehrt die gefundene Linearität folgt. (2) entspricht aber ganz dem Newtonschen Fließen, so daß auch bei räumlich inkonstantem τ die Zeit- und Temperaturabhängigkeit von f in (2) und die der Kugelsinkgeschwindigkeit einander proportional sind.

Fehlermöglichkeiten: a) Die Anwesenheit von Hohlräumen im Versuchsmaterial ist infolge der starken Volumenzunahme bei der Umwandlung $S_\alpha \rightarrow S_\beta$ unwahrscheinlich, dem widerspricht u. a. auch die Reproduzierbarkeit der Anfangsfließgeschwindigkeit.

b) Etwa vorhandener amorpher Schwefel (S_μ) wird bei der Temperatur vor Belastung restlos umgewandelt⁴, wie an Hand der CS_2 -Löslichkeit nachgeprüft wurde.

c) Thermische Ausdehnungseffekte und eine Nachwirkung der Apparateile bei Belastung liegen innerhalb der Meßfehler.

Zur Deutung der weitgehend temperaturunabhängigen Anfangsfließgeschwindigkeit wird ein Plastizitätsmechanismus vorgeschlagen, bei dem die Becker-Orowanische Formel⁵

$$u = \text{const} \cdot \exp \left\{ -\frac{A}{kT} \left(1 - \frac{q\tau}{\tau_G} \right)^2 \right\} \quad (3)$$

(u Abgleitgeschwindigkeit, q Kerbwirkungsfaktor, τ_G Gitterschubfestigkeit) nicht gilt. Wenn, wie oben, die Belastung größenordnungsmäßig oberhalb des Fließpunktes liegt, so ist sicherlich $q \cdot \tau \gg \tau_G$ und daher eine in (3) vorausgesetzte thermische Mitwirkung zur Versetzungsbildung nicht nötig. Geschwindigkeitsbestimmend dürfte in diesem Fall eine nicht näher bekannte Wechselwirkung zwischen den Versetzungen sein.

Die im Verlauf des Fließens sich ausbildende Temperaturabhängigkeit beruht wahrscheinlich auf Rekristallisation. Da der monokline Schwefel sicher weniger als fünf Gleitrichtungen besitzt, können die an den Korngrenzen auftretenden Spannungen 3. Art durch Translation nicht abgebaut werden⁶, so daß die Fließgeschwindigkeit steil $\rightarrow 0$ gehen müßte, wenn nicht die amorphe Korngrenzplastizität Einfluß gewinnen würde. Die fortgesetzte weitere Abnahme der Fließgeschwindigkeit ist im einzelnen ungeklärt, als Ursache kommen Texturänderungen und Kornvergrößerungen in Frage.

² Vgl. W. Braunbek, Festschrift T.H. Stuttgart 1929, S. 48; Z. Physik 57, 501 [1929].

³ dv/dn Geschwindigkeitsgradient normal zur Schubspannung τ . f enthält außer τ noch Temperatur, Zeit sowie gewisse Strukturparameter.

⁴ Vgl. Abegg-Auerbach-Koppel, Handb. anorg. Chem. 4, 1, 1, 177 [1927].

⁵ R. Becker, Physik. Z. 26, 919 [1925]; A. Kochendörfer, Plastische Eigenschaften von Kristallen und metallischen Werkstoffen, Verlag Springer, Berlin 1941.

⁶ U. Dehlinger u. A. Kochendörfer, Z. Elektrochem. angew. physik. Chem. 49, 228 [1943].

Daß die Messungen überhaupt reproduzierbar sind, dürfte daran liegen, daß bei der Umwandlung $S_\alpha \rightarrow S_\beta$ eine definierte Korngröße von S_β resultiert. Wird S_β aus der Schmelze gewonnen, so beträgt die Fließgeschwindigkeit außer im athermischen Anfangsteil nur etwa $\frac{1}{3}$ des

gewöhnlichen Wertes. Ebenso treten bei Belastung nach vorhergehender Deformation und abgeklungener Nachwirkung Änderungen auf, und zwar im Sinne des Czochralskischen Rekristallisationsdiagramms (Rekristallisationskeime um so größer, je höher Temperatur).

IN MEMORIAM

Stefan Meyer

Am 29. Dezember 1949 starb im 78. Lebensjahr Professor **Stefan Meyer**, der langjährige Direktor des Wiener Radiuminstituts und emeritierte Ordinarius für Physik an der Wiener Universität. Nur wenige Jahre vorher hatte der Unterzeichnete bei Gelegenheit des 75. Geburtstages des Entschlafenen an dieser Stelle eine kurze Würdigung der Verdienste Stefan Meyers gebracht¹. Er war ja einer der Pioniere aus der Anfangszeit der Radioaktivitätsforschung und dem Unterzeichneten seit Jahrzehnten in Freundschaft verbunden.

Der damalige Wunsch, daß dem Jubilar in Verbindung mit dem von ihm mit so viel Erfolg und Liebe betreuten Radiuminstitut noch eine Reihe Jahre geistiger und körperlicher Gesundheit vergönnt sein möchten, hat sich nicht lange mehr erfüllt. Aber diese Jahre hat er noch ausgenützt, wie kaum ein anderer es in seinen Jahren vermocht hätte.

Stefan Meyer wurde am 27. April 1872 in Wien geboren, promovierte 1896 mit dem Hauptfach Physik, war dann Assistent und Dozent an der Universität. 1908 wurde er a.o. Professor, 1915 erhielt er Titel und Charakter eines o.ö. Professors. Als 1910 das Institut für Radiumforschung der Wiener Akademie gegründet wurde, wurde er erster Assistent an diesem Institut unter F. Exner. Aber Stefan Meyer war von Beginn an der tatsächliche Leiter des Instituts, dessen nähere Planung und Einrichtung er übernommen hatte und dessen Direktor er nach Exners Rücktritt wurde.

Auf die einzelnen Leistungen während dieser erfolgreichen Zeit braucht hier nicht mehr eingegangen zu werden. Als einen besonderen Zug wahrhaft kollegialer Treue seinen vielen Mitarbeitern gegenüber habe ich es immer empfunden, daß er jedem Einzelnen weitgehende Freiheit in seiner Arbeit gewährte, ihn immer allein publizieren ließ, obgleich er ja doch bei sehr vielen Arbeiten der geistige Anreger war. Etwa 500 Mitteilungen des Instituts für Radiumforschung zeugen für die Fülle der geleisteten Arbeit.

Erinnert sei hier nur noch an das Lehrbuch der „Radioaktivität“, das er mit seinem langjährigen Freunde **Schweidler** 1917 in erster, 1927 in zweiter Auflage herausgab und das für jeden auf dem Gebiete Tätigen auch heute noch das unentbehrliche und umfassende Nachschlagewerk vorstellt.

Bezeichnend für Stefan Meyers hervorragende geistige Regsamkeit und Aufnahmefähigkeit auch im vorgeschrittenen Alter ist die Tatsache, daß er — 70-jährig —, als

er während des Nationalsozialismus von der physikalischen Literatur abgeschnitten war, sich dem Studium der schwedischen Sprache widmete und sie noch so erlernte, daß er nicht nur Romane vollständig fließend mit Genuß lesen konnte, sondern auch **Hans Petterssons** Buch „Atlantik und Atlantis“ aus dem Schwedischen ins Deutsche übertrug.

Ein weiteres Produkt seiner erzwungenen Abwesenheit vom Radiuminstitut während des Dritten Reiches ist sein hübsches Buch „Richtig Schauen“ über die verschiedenen Probleme des Sehens, der optischen Täuschung usw., und dazu kommt als jüngstes Werk ein Buch über „Instrumentenkunde“, das er mit dem Philharmoniker **Wunderer** geschrieben hat und das gerade erschienen ist². Erleichtert wurde ihm die Arbeit über dieses Thema durch die Erfahrungen, die er neben seiner Universitätstätigkeit 1902—1911 als Dozent für Akustik am Wiener Konservatorium gesammelt hatte.

In den letzten Jahren beschäftigte Stefan Meyer sich auch noch lebhaft mit den Problemen des Aufbaus der Atomkerne und ihrer Systematik (z. Tl. in Gemeinschaft mit seiner Tochter **Dr. Agathe Meyer-Rosenquist**), und bis in die letzten Lebenstage nahm er regen Anteil an der Arbeit der „Joint Commission for Units in Radioactivity“, die ihm als bisherigem Vorsitzenden der in die „Joint Commission“ übergegangenen „Internationalen Radiumkommission“ besonders am Herzen lag.

Bei einer solchen ungebrochenen Arbeitsfähigkeit konnte niemand seinen nahen Tod ahnen. Aber ohne langes Siechtum, im Anblick seiner geliebten Ischler Berge, fiel er einem Herzanfall zum Opfer.

Ein gütiger, hilfsbereiter Mensch, ein anerkannter Forscher von umfassendem Wissen ist von uns gegangen. In der Geschichte der Radiumforschung wird sein Name nie vergessen werden.

Otto Hahn, Göttingen.

² vgl. Besprechung, dieses Heft, S. 408.

Das Spinharskopp und Ernst Mach

Von Stefan Meyer*

(Z. Naturforschg. 5a, 407—408 [1950]; eingeg. am 8. Juli 1950)

Im Jahre 1903 waren durch **Elster** und **Geitel** sowie durch **Crookes** Apparate angegeben worden, die

* Obige Zeilen fanden sich im Nachlaß meines Freundes, Prof. **Stefan Meyer**, des Vorstandes des Wiener Radium-Institutes, und schienen mir einer Veröffentlichung wert.

¹ Z. Naturforschg. 2a, 364 [1947].