

Bemerkung zu den Arbeiten von F. Zwicky über die Struktur der Realkristalle.

Von **E. Orowan** in Berlin-Charlottenburg.

Mit 2 Abbildungen. (Eingegangen am 28. Oktober 1932.)

Von den beiden Versuchen, die Zwicky zur theoretischen Begründung seiner „Sekundärstrukturhypothese“ unternommen hat, enthält der eine Rechenfehler, bei deren Richtigstellung der von ihm vermutete Effekt verschwindet; der zweite beruht dagegen auf Voraussetzungen, die bei der überwiegenden Mehrzahl der Kristalle nicht erfüllt sind.

Nachdem es sich gezeigt hat, daß es nicht möglich ist, die sogenannten „strukturempfindlichen“ Eigenschaften der Kristalle (z. B. die mechanische und elektrische Festigkeit, bei denen nicht der mittlere Beitrag aller Kristallbestandteile, sondern nur die schwächste bzw. meistbeanspruchte Stelle maßgebend ist) unter Annahme mathematisch regelmäßiger, von Wärmebewegung freier Gitter und streng homogener Formänderungen quantitativ zu beschreiben, fehlte es nicht an Versuchen, bestimmte Abweichungen vom idealisierten Modell hierfür verantwortlich zu machen. Am radikalsten ging Zwicky vor; er stellte die Behauptung auf, daß die aus röntgenographischen Daten konstruierten „idealen Gitter“ kein Minimum der potentiellen Energie repräsentieren; gegen unendlich kleine Verschiebungen sind sie zwar stabil, durch bestimmte endliche Verformungen sollen sie aber in eine energieärmere Konfiguration übergehen. Da nun die meisten Kristalle sicher stabil sind, gleichzeitig aber das Röntgendiagramm eines nach seiner Rechnung thermodynamisch nicht stabilen Gitters zeigen, so meint Zwicky, daß der Kristall nur streckenweise die Konsequenzen aus seiner Unstabilität zieht und in die stabile Lage umklappt; die große Masse bleibt unverändert und produziert weiter das bekannte Röntgenbild sowie die schon aus der klassischen Gittertheorie richtig hervorgehenden strukturempfindlichen Eigenschaften. Zugleich wird angenommen, daß die in die stabile Konfiguration umgeklappten Stellen nicht unregelmäßig verteilt sind, sondern ein zweites, das sogenannte „Sekundärgitter“ bilden. Über die Gitterkonstante des Sekundärgitters konnte allerdings in keinem Falle eine plausible Annahme gemacht werden.

Mit Rücksicht darauf, daß die Sekundärstruktur als mögliche Grundlage für die Erklärung der strukturempfindlichen Kristalleigenschaften erscheinen könnte, ist es nicht überflüssig, darauf hinzuweisen, daß von den

beiden Zwicky'schen Beweisversuchen, die die erwähnte Eigenschaft der idealen Gitter dartun sollten, der erste Rechenfehler enthält, bei deren Berichtigung die Energiebilanz der Umformung statt des geforderten Gewinns mit einem Verlust abschließt; der zweite Beweisversuch, dessen Ergebnis überhaupt nur auf einige wenige Kristalle angewendet werden kann, führt dagegen zu der Folgerung, daß die Sekundärstruktur hier mit ferromagnetismuserartigem Verlauf der dielektrischen Polarisation verknüpft sein müßte; ein solches Verhalten wurde aber bisher nur bei der Seignettesalzfamilie gefunden.

Wir wollen jetzt die beiden (voneinander ganz unabhängigen) Kristallumformungen, für die Zwicky die Energiebilanz berechnet hat, der Reihe nach ausführlicher betrachten.

I. Der erste (ursprüngliche) Zwicky'sche Beweisversuch der Sekundärstruktur¹⁾. Ausgangspunkt der Sekundärstrukturhypothese war die Bemerkung, daß eine freistehende (001)-Ebene des Steinsalzgitters im Gleichgewichtszustand etwas kleiner ist, als wenn sie im räumlichen Gitter eingebaut wäre. (Man kann diese Erscheinung als Wirkung einer Oberflächenspannung auffassen; vgl. den Anhang zu diesem Paragraphen.) Nimmt man

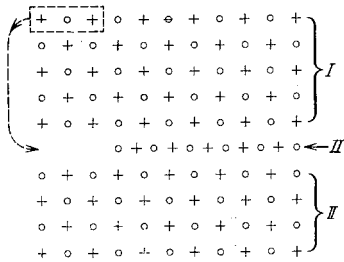


Fig. 1.

also eine solche, zunächst als starr eingespannt gedachte Netzebene aus dem Kristall heraus, so kann man sie unter Arbeitsleistung auf ihre Gleichgewichtsabmessungen zusammenschrumpfen lassen. Bei Steinsalz beträgt die lineare Kontraktion 6%; man gewinnt hierbei die Energie 82 erg/cm².

Das Bestreben von Zwicky geht nun dahin, die nach dem Herausnehmen der Netzebene aus dem Kristall verfügbare Energie zu erhalten, ohne die Ebene aus dem Kristall herauszunehmen. Er läßt also die Ebene II (Fig. 1) sich innerhalb des Kristalls auf die Größe zusammenschrumpfen, die sie als einsame Netzebene hätte, und will dann nachweisen, daß die Erhöhung der wechselseitigen Energie zwischen der Ebene II und dem übrigen Kristall kleiner ist als der Energiegewinn bei der Kontraktion der II-Ebene. Zur Aufstellung der Energiebilanz führt er die Umformung in folgenden Schritten aus:

¹⁾ F. Zwicky, Proc. Nat. Acad. Amer. **15**, 253, 816, 1929; Helv. Phys. Acta **3**, 269, 466, 1930; **4**, 49, 1931; Proc. Nat. Acad. Amer. **17**, 524, 1931.

a) Er kontrahiert die II -Ebene (Fig. 1); dabei erhält er die Kontraktionsarbeit $-E_k$ (die Energiegrößen E_k , E_w usw. sollen positiv gerechnet werden, wenn sie eine Energiezunahme des Kristalls darstellen); dagegen muß er den Zuwachs E_w der wechselseitigen Energie zwischen der Ebene II und den Kristallhälften I und II aufwenden. In E_w sei die Dipolenergie der polarisierbaren Ionen noch nicht enthalten; diese soll zum Schluß getrennt berechnet werden.

b) Bei der Kontraktion der Ebene II entsteht eine Lücke, die mit einem entsprechend großen, von der äußeren Kristalloberfläche abgetrennten Stück (001)-Ebene ausgefüllt wird. Zwicky errechnet hierfür einen Energiegewinn $-E_l$.

c) Die Energiebilanz der bisherigen Schritte ist unter allen Umständen stark passiv. Um sie aktiv zu machen, wird jetzt die Polarisierbarkeit der Ionen verwertet. Einem Ion von der Polarisierbarkeit α kommt im elektrischen Felde F die Energie

$$-\frac{1}{2} \alpha F^2$$

zu. Befinden sich also viele Ionen in starken Feldern, so wird durch ihre negative Dipolenergie die Gesamtenergie der ganzen Anordnung erheblich herabgesetzt. Um möglichst starke Felder zu erzeugen, kehrt Zwicky das Vorzeichen sämtlicher Ladungen der einen Kristallhälfte (z. B. II) um. (Das kann man etwa durch eine Translation um einen Ionenabstand erreichen.) Jetzt addieren sich in der Ebene II die von I und II herrührenden Felder. Über die Berechnung der Polarisationsenergie schreibt er folgendes¹⁾:

„Es wäre außerordentlich kompliziert, den genauen Wert dieser Energie zu berechnen. Es genügt indessen vollauf, einen Mittelwert für die Feldstärke zu finden, der offensichtlich von der Größenordnung $4 e/d^2$ sein wird, da die gegenseitigen Abstände der Teilchen etwa $d/2$ sind. In unserem speziellen Falle ist z. B. die Feldstärke F in einem Punkte der II -Ebene, der direkt über einem Ion von I oder II liegt, gleich

$$F = 2,56 e/d^2.$$

Die Energie, die einem Ion infolge seiner Polarisierbarkeit α in diesem Felde zukommt, ist

$$u_p = -\frac{\alpha}{2} F^2$$

oder

$$u_p = -3,27 \alpha e^2/d^4.$$

¹⁾ F. Zwicky, Helv. Phys. Acta **3**, 269 ff, 1930.

Berücksichtigen wir, daß alle Ionen von II sowie der beiden anliegenden Ebenen sich in ähnlichen Feldern befinden, so erhalten wir für die durch die Deformierbarkeit der Teilchen bedingte Energie:

$$\varepsilon_{\gamma}^{(2)} = 3 n u_p = - 9,81 n \alpha e^2 / d^4 \text{ } ^1).$$

Aus dieser Formel erhält Zwicky für Steinsalz die Polarisationsenergie

$$E_p = - 457 \text{ erg/cm}^2.$$

In seiner ersten ausführlicheren Arbeit²⁾ hat er die wechselseitige Energie E_w berechnet zu

$$E_w = 500 \text{ erg/cm}^2;$$

zusammen mit der beim Ausfüllen der Lücke als Gewinn verbuchten Energie

$$E_l = - 28 \text{ erg/cm}^2$$

und der Kontraktionsarbeit

$$E_k = - 82 \text{ erg/cm}^2$$

ergab sich damals eine Energieabnahme von 67 erg/cm^2 bei der ganzen Umformung. In E_w steckte aber noch ein Rechenfehler (die Abstoßungskräfte waren nicht richtig berücksichtigt), nach dessen Richtigstellung in der zweiten Arbeit in der *Helv. Phys. Acta* (Bd. 4) der Wert von E_w für Steinsalz auf 1140 erg/cm^2 stieg, womit die Möglichkeit einer solchen spontanen Umformung für diesen Kristall hinfällig wurde. Es blieben aber noch zwei Kristalle vom Steinsalztyp übrig, nämlich PbTe und PbS , bei denen sich infolge der hohen Polarisierbarkeiten immer noch ein Energiegewinn ergab. Es soll nun gezeigt werden, daß sich auch in diesen Fällen ein Energieaufwand ergibt, wenn man einen Fehler in der Berechnung der Polarisationsenergie E_p richtigstellt.

Schon bei der ersten, noch mit Energiegewinn abschließenden Rechnung von Zwicky war es höchst beunruhigend, daß er sich für E_p mit einer größenordnungsmäßigen Abschätzung begnügt, wo doch eine Abnahme von E_p um 15% das ganze Schlußergebnis der Rechnung umwerfen konnte. Bei der leicht auszuführenden genaueren Rechnung ergibt sich dann in der Tat, daß der richtige Wert für E_p nicht $- 457 \text{ erg/cm}^2$ ist, sondern nur ein Drittel davon. Man kann ja auf den ersten Blick sehen, daß Zwicky zur Berechnung der Polarisationsenergie nicht einen geeigneten Mittelwert

¹⁾ Wir werden statt $\varepsilon_{\gamma}^{(2)}$ fortan die Bezeichnung E_p gebrauchen.

²⁾ F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* **3**, 269, 1930.

der auf die Ionen wirkenden Feldstärke, sondern gerade ihren Maximalwert verwendet hat. Die Feldstärke in der Ebene *II* ist aus Symmetriegründen überall senkrecht zu dieser und wechselt das Vorzeichen von Ion zu Ion der Kristallhälfte I bzw. II. Sie kann also mit guter Annäherung dargestellt werden durch

$$F_{II} = F \cdot \cos \frac{2\pi x}{d} \cdot \cos \frac{2\pi y}{d}.$$

Der Mittelwert des Quadrats von F_{II} in der Ebene *II* ist

$$\overline{F_{II}^2} = \frac{1}{4} F^2 = 1,64 e^2/d^4;$$

die Polarisationsenergie der Ebene *II* ist also nur ein Viertel des von Zwicky berechneten Wertes.

Ähnlich ist es mit den Grenzebenen von I und II. Auf die Ionen dieser Ebenen wirken folgende Felder:

1. Das Feld \mathfrak{E}_0 der eigenen Kristallhälfte. Sein Betrag ist offenbar $F/2$; es steht senkrecht auf der Ebene.

2. Das Feld der fremden Kristallhälfte; wegen seiner relativen Kleinheit kann es vernachlässigt werden. Es wirkt übrigens \mathfrak{E}_0 entgegen, würde also die Polarisationsenergie weiter vermindern.

3. Das Feld der Ebene *II*. Wir zerlegen es in eine senkrechte, in eine zu *X* und in eine zu *Y* parallele Komponente; *X* und *Y* seien die zu den Seiten der Netzebenenquadrate parallelen Achsen eines kartesischen Koordinatensystems in der betrachteten Ebene.

Die senkrechte Komponente ist wiederum gegeben durch

$$\mathfrak{E}_0 \cos \frac{2\pi x}{d} \cdot \cos \frac{2\pi y}{d}.$$

(Strenggenommen stellt \mathfrak{E}_0 die Wirkung eines Halbkristalls, nicht nur einer Ebene dar; der Unterschied liegt aber außerhalb der hier benutzten Näherung.)

Die zu *X* parallele Komponente der Feldstärke hat über den Mittelpunkten der zur *X*-Achse parallelen Netzquadratseiten Maxima bzw. Minima; über den Ionen selbst und über den Mittelpunkten der Quadrate verschwindet sie. Sie wird also dargestellt durch

$$\mathfrak{E}_{(x)} \sin \frac{2\pi x}{d} \cdot \cos \frac{2\pi y}{d}.$$

Ebenso ist die zur *Y*-Achse parallele Komponente

$$\mathfrak{E}_{(y)} \cos \frac{2\pi x}{d} \cdot \sin \frac{2\pi y}{d}.$$

Die gesamte, auf ein Ion der Grenzebene von I oder II wirkende Feldstärke ist demnach

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0 + \mathfrak{E}_0 \cos \frac{2\pi x}{d} \cdot \cos \frac{2\pi y}{d} + \mathfrak{E}_{(x)} \sin \frac{2\pi x}{d} \cdot \cos \frac{2\pi y}{d} + \mathfrak{E}_{(y)} \cos \frac{2\pi x}{d} \cdot \sin \frac{2\pi y}{d}.$$

Quadriert man \mathfrak{E} , so fallen bei der Mittelung nach x und y alle gemischten Glieder fort, teils wegen des Senkrechtstehens der Vektoren, teils wegen

$$\overline{\sin} = 0, \quad \overline{\cos} = 0 \quad \text{und} \quad \overline{\sin \cdot \cos} = 0.$$

Es wird also

$$\overline{\mathfrak{E}^2} = \mathfrak{E}_0^2 + \frac{1}{4} \mathfrak{E}_0^2 + \frac{1}{4} \mathfrak{E}_{(x)}^2 + \frac{1}{4} \mathfrak{E}_{(y)}^2.$$

Nun ist

$$\mathfrak{E}_0^2 = \frac{F^2}{4} = 1,64 \frac{e^2}{d^4};$$

ferner ist

$$\mathfrak{E}_{(x)}^2 = \mathfrak{E}_{(y)}^2;$$

ihr gemeinsamer Wert beträgt $0,64 \frac{e^2}{d^4}$; es wird demnach

$$\overline{\mathfrak{E}^2} = 2,37 \frac{e^2}{d^4}.$$

Die gesamte Polarisationsenergie ist also

$$E_p = -3,19 \cdot n\alpha \frac{e^2}{d^4} = -152 \text{ erg/cm}^2.$$

Wie erwähnt, hat die Richtigstellung des ersten Zwickyschen E_w -Wertes den Energiegewinn bei der Umformung von Steinsalz selbst schon verschwinden lassen. Jetzt werde gezeigt, daß die Verwendung des eben gewonnenen Wertes der Polarisationsenergie den Energiegewinn auch bei der Umformung der beiden letzten noch übriggebliebenen Kristalle PbTe und PbS in einen Verlust verwandelt.

Wir wollen nach dem Vorgang von Zwicky die Energieänderung beim Ausfüllen der Lücke¹⁾, ja sogar die als Ausgangspunkt der ganzen Rechnung benutzte Arbeitsleistung bei der Kontraktion der Ebene II als klein gegen E_w und E_p vernachlässigen. Die Bedingung dafür, daß die potentielle Energie des Kristalls bei der Umformung abnimmt, ist dann:

$$|E_p| > |E_w|$$

¹⁾ Es sei übrigens bemerkt, daß das Vorzeichen dieses Energiepostens E_l in den Zwickyschen Rechnungen unrichtig ist: die Ausfüllung der Lücke ist nicht mit einem Energiegewinn, sondern mit einem ebenso großen Energieverlust verbunden.

oder
$$\left| \frac{E_w}{E_p} \right| < 1.$$

Wir setzen mit Zwicky

$$\begin{aligned} E_w &= \text{const. } e^2/d^4, \\ E_p &= \text{const. } e^2/d^4. \end{aligned}$$

Bei Einführung der Gitterkonstanten $a = d/2$ wird dann

$$\left| \frac{E_w}{E_p} \right| = C \cdot \frac{a^3}{2} = C \cdot \Gamma.$$

α ist die mittlere Polarisierbarkeit der beiden Ionenarten. Für Steinsalz ist $\frac{a^3}{2\alpha} = \Gamma = 6,81$; die für alle Kristalle vom Steinsalztyp gültige Konstante ergibt sich dann zu

$$C = \frac{1}{6,81} \left| \frac{E_w}{E_p} \right|,$$

wo E_w und E_p natürlich die entsprechenden Werte für Steinsalz bedeuten. Zwicky erhielt mit seinen letzten Werten $E_w = 1140$ und $E_p = 457$ als Bedingung dafür, daß seine Umformung bei einem Kristall Energiegewinn ergibt,

$$\Gamma = \frac{a^3}{2\alpha} < 2,7.$$

PbTe ($\Gamma = 2,51$) und PbS ($\Gamma = 2,54$) genügen in der Tat dieser Ungleichung; rechnet man aber mit dem richtigen Wert $E_p = 152$, so lautet die Bedingung

$$\Gamma = \frac{a^3}{2\alpha} < 0,9;$$

diese Forderung wird von keinem Kristall auch nur annähernd erfüllt. Daß hierdurch die Möglichkeit eines Energiegewinns nicht allgemein, sondern nur bis zu bestimmten Wertepaaren der Polarisierbarkeit und der Gitterkonstanten bestritten wird, ist nicht etwa so aufzufassen, als ob eine „Sekundärstruktur“ prinzipiell (bei noch nicht bekannten Stoffen) doch möglich wäre; genügt eine Verbindung der Bedingung $\Gamma < 0,9$, so wird sie eben in einem anderen Gitter kristallisieren.

Anhang zu I. Wie schon kurz erwähnt, kann man die Kontraktion der aus dem Kristall herausgenommenen Netzebene als Wirkung einer Oberflächenspannung deuten. Diese Oberflächenspannung ist aber keineswegs identisch mit der Oberflächenenergie, wie es bei Flüssigkeiten der Fall ist;

sie kann sogar entgegengesetztes Vorzeichen haben¹⁾. Zu dem Begriff der Oberflächenspannung eines Kristalls kann man folgenderweise gelangen. Man nehme einen Stab (z. B. von quadratischem Querschnitt) aus dem Kristall; sein Querschnitt sei F , seine Länge l . Man spalte ihn dann durch eine die Stabachse enthaltende Ebene in zwei gleiche Teile, deren Querschnitt also je $F/2$ ist. Dabei hat sich die Länge um den kleinen Betrag Δl geändert; Δl kann negativ oder positiv sein. Durch diese Längenänderung entsteht im Stabe die Spannung (bzw. die Spannungsänderung)

$$\sigma = E \frac{\Delta l}{l} \quad (E = \text{Elastizitätsmodul});$$

dazu muß auf den Stab nach dem Spalten eine zusätzliche Kraft $\sigma \cdot F$ wirken, die von den beiden neuentstandenen Spaltflächen herrührt. Ist s die Länge der Schnittlinie von Spaltfläche und Stabquerschnitt, so beträgt die auf 1 cm des Umfanges bezogene Kraft, die von den Seitenflächen her auf den Stab wirkt, d. h. die Oberflächenspannung,

$$\omega = \frac{\sigma \cdot F}{2s} = E \cdot \frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{F}{2s}.$$

Vom molekularen Standpunkt aus läßt sich die Oberflächenspannung folgendermaßen verstehen.

Die gesamte Kraft, die zwischen dem Halbkristall I (Fig. 2) und der im Kristallinnern an I angrenzenden Säule A wirkt, ist Null, wenn am

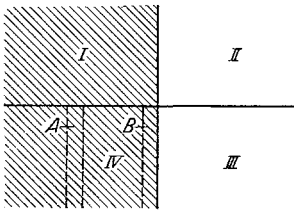


Fig. 2.

Kristall keine äußeren Kräfte angreifen; Anziehungs- und Abstoßungskräfte halten sich genau im Gleichgewicht. Anders bei einer Säule, die an einer Begrenzungsfläche des Kristalls liegt. Auf die Säule B wirken, mit A verglichen, diejenigen Kräfte nicht, die vom fehlenden Raumviertel II ausgehen würden. Handelt es sich um das übliche schematische Bild eines homöo-

polaren Kristalls, bei dem die Atome sich mit einer quasikugelsymmetrischen Kraft anziehen und mit einer ebensolchen, aber steiler abfallenden Kraft abstoßen sollen, so wird der Ausfall an der Anziehungskraft größer sein als an der Abstoßungskraft wegen der größeren Reichweite der ersteren (wären die Atome ganz starr, so wäre der Ausfall an Abstoßungs-

¹⁾ Vgl. J.W. Gibbs, Collected Works, New York 1928, I, 315; J. E. Lennard-Jones, ZS. f. Krist. 75, 215, 1930.

kraft Null, weil diese nur von *den* Atomen herrühren würde, die unmittelbar an der Grundfläche der Säule liegen). Als Resultierende der vom Viertelkristall I ausgehenden Kräfte wirkt also auf die Säule *B* eine Abstoßungskraft, d. h. in der Kristalloberfläche herrscht ein tangentialer Druck, entsprechend einer negativen Oberflächenspannung. (Die wesentliche, bei amorphen Körpern nicht erfüllte Voraussetzung zu dieser Folgerung ist die Tatsache, daß der tangentialer Atomabstand in einer unverletzten großen Kristalloberfläche dem Atomabstand im *Innern* gleich sein muß.) Umgekehrt ist es im allgemeinen bei einem heteropolaren Kristall. Handelt es sich z. B. um die Würfelebene von Steinsalz, so kann man leicht einsehen, daß die ausfallenden elektrostatischen Kräfte des leeren Raumviertels die Säule abstoßen würden (der nächstliegende ausfallende Gitterpunkt trägt die gleiche Ladung wie der Eckpunkt der Säule). Da hier die zum Gleichgewicht fehlenden Kräfte also Abstoßungskräfte sind, so wird die Säule vom Viertelkristall I angezogen: es herrscht eine positive Oberflächenspannung, so daß dünne Blättchen eine kleinere Gitterkonstante aufweisen als ein großer Kristall.

II. Die Zwicky'sche Sekundärstruktur zweiter Art. In seinen neueren Arbeiten¹⁾ beschäftigt sich Zwicky auch mit einer ganz anderen Art von Sekundärstruktur. Er kommt rechnerisch zum Ergebnis, daß ein Gitter vom Steinsalztyp unter Annahme des Abstoßungsgesetzes $K = A \cdot r^{-p}$ gegen homogene Verrückung z. B. des positiven Gitters in Richtung der Würfelkante nur dann stabil ist, wenn $p > 6$. (Diese Bedingung ist übrigens bis auf wenige zweifelhafte Ausnahmen bei den wirklichen Kristallen erfüllt.) Ist aber $p \leq 6$, so erfolgt eine Verschiebung des positiven und des negativen Gitters gegeneinander; das bedeutet eine spontane Polarisation („self-perpetuating polarization“) des Kristalls. Bei endlich ausgedehnten Kristallen kommt ein resultierendes Dipolmoment wegen des entpolarisierenden Feldes nicht zustande; die Richtung des Polarisationsvektors wird im Kristall von Ort zu Ort wechseln. Mit der Polarisation ist eine Elektrostriktion verbunden, so daß der Kristall damit innere Spannungen erhält; in diesen inneren Spannungen bzw. in den mit ihnen verbundenen Dehnungen erblickt Zwicky eine andere Art von Sekundärstruktur.

Wie man sieht, handelt es sich um das genaue elektrische Analogon zur spontanen Magnetisierung ferromagnetischer Stoffe nach der Weiss'schen Theorie; es ist nicht recht zu verstehen, warum Zwicky den doch viel

¹⁾ F. Zwicky, Proc. Nat. Acad. Amer. **17**, 524, 1931; Phys. Rev. **38**, 1772, 1931; ebenda **40**, 63, 1932.

näher liegenden magnetischen Fall nicht in den Kreis seiner Betrachtungen einbezieht.

Ist nun bei einem Kristall eine solche „Sekundärstruktur“ (also Striktionsspannungen infolge spontaner Polarisation) vorhanden, so muß er gleichzeitig ein ferromagnetismusartiges Verhalten der Dielektrizitätskonstanten zeigen, wie es bei den von Joffé und seinen Schülern untersuchten Kristallen der Seignettesalzfamilie der Fall ist. Ein solches Verhalten kommt aber bei den meisten Kristallen nicht vor, wenigstens bei den üblichen Temperaturen nicht; deshalb kann hierin nicht die Ursache derjenigen Erscheinungen liegen, die die Sekundärstrukturhypothese erklären wollte. Diese Erscheinungen, z. B. die Kluft zwischen theoretischer und technischer Festigkeit, Schubfestigkeit, Durchschlagsfestigkeit usw., sind ja allgemein und bei jeder Temperatur vorhanden.

Zusammenfassung. Von den beiden Effekten, aus denen Zwicky die Existenz einer „Sekundärstruktur“ der Kristalle und auf diesem Wege die Erklärung der strukturempfindlichen Kristalleigenschaften herleiten wollte, wird der erste durch Rechenfehler hervorgetäuscht; der zweite ist eine wohlbekannte Eigenschaft ferromagnetischer Stoffe, die mit der Existenz strukturempfindlicher Eigenschaften erfahrungsgemäß nichts zu tun hat. Damit werden beide theoretischen Begründungen der Sekundärstrukturhypothese hinfällig.

Berlin-Charlottenburg, Institut für theoretische Physik der Technischen Hochschule.
