

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 7 (1934)
Heft: VIII

Artikel: Zum elastischen Verhalten von Zinn- Ein- und -Vielkristallen
Autor: Boas, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110406>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 23.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Zum elastischen Verhalten von Zinn- Ein- und -Vielkristallen

von W. Boas.

(3. XI. 34.)

Zusammenfassung: Die Orientierungsabhängigkeit des Elastizitäts- und Torsionsmoduls des Zinnkristalls wird angegeben. Durch Mittelwertbildung über den gesamten Orientierungsbereich werden die Moduln des quasiisotropen Vielkristalls berechnet und mit der Erfahrung verglichen.

Vor einiger Zeit haben HUBER und SCHMID ein Mittelungsverfahren angegeben¹⁾ zur Bestimmung von Elastizitäts- und Torsionsmodul aus den elastischen Parametern des Einkristalls, das sich auch in der Anwendung auf thermische Ausdehnung und spezifischen elektrischen Widerstand bewährt hat²⁾. Es wurde dabei der von der Theorie gegebene Ausdruck der Orientierungsabhängigkeit der betreffenden Eigenschaft über die gesamte Orientierungsmannigfaltigkeit integriert, wobei die in den einzelnen Kristalliten sich abspielenden Vorgänge völlig unabhängig voneinander verlaufen sollten. Bei den elastischen Eigenschaften bildeten speziell die Formeln den Ausgang, die die Orientierungsabhängigkeit längs der Achse gleichförmig gespannter Zylinder bei Kraftwirkung lediglich auf die Grundflächen geben. Während nun der *E*-Modul von der Form des Zylinderquerschnitts unabhängig ist, hängt der *G*-Modul hiervon ab, und der Berechnung wurde die für einen Kreiszylinder geltende Orientierungsabhängigkeit zugrunde gelegt. Auch wurden die mit der Drillung eines Kristalls im allgemeinen verbundenen Biegungen nicht berücksichtigt. Wie gering aber offenbar der Einfluss aller dieser Vereinfachungen ist, zeigt sich aus der guten Übereinstimmung zwischen den berechneten und den beobachteten Werten.

Um unter denselben Voraussetzungen die Mittelung für das tetragonale Zinn durchführen zu können, hat man von der Orientierungsabhängigkeit des *E*- und *G*-Moduls auszugehen. Man erhält sie aus den VOIGT'schen allgemeinen Formeln für s'_{33} und

¹⁾ A. HUBER und E. SCHMID, Helv. Phys. Acta 7, 620, 1934. Im folgenden als I zitiert.

²⁾ W. BOAS und E. SCHMID, Helv. Phys. Acta 7, 628, 1934.

$\frac{1}{2} (s'_{44} + s'_{55})^1)$ durch Berücksichtigung des für die Kristallklasse des Zinns D_{4h} geltenden Koeffizientenschemas²⁾. Mit dem Richtungscos zur tetragonalen z -Achse γ_3 und denen zu den gleichwertigen digonalen Achsen (x - bzw. y -Achse) γ_1 und γ_2 ergibt sich dann:

$$\frac{1}{E} = s_{11} (\gamma_1^4 + \gamma_2^4) + s_{33} \gamma_3^4 + (2 s_{12} + s_{66}) \gamma_1^2 \gamma_2^2 + (2 s_{13} + s_{44}) \gamma_3^2 (1 - \gamma_3^2). \quad (1)$$

$$\frac{1}{G} = \frac{1}{2} (s_{44} + s_{66}) (\gamma_1^4 + \gamma_2^4) + s_{44} \gamma_3^4 + [4 (s_{11} - s_{12}) + (s_{44} - s_{66})] \gamma_1^2 \gamma_2^2 + [2 (s_{11} + s_{33} - 2 s_{13}) + \frac{1}{2} (s_{66} - s_{44})] \gamma_3^2 (1 - \gamma_3^2). \quad (2)$$

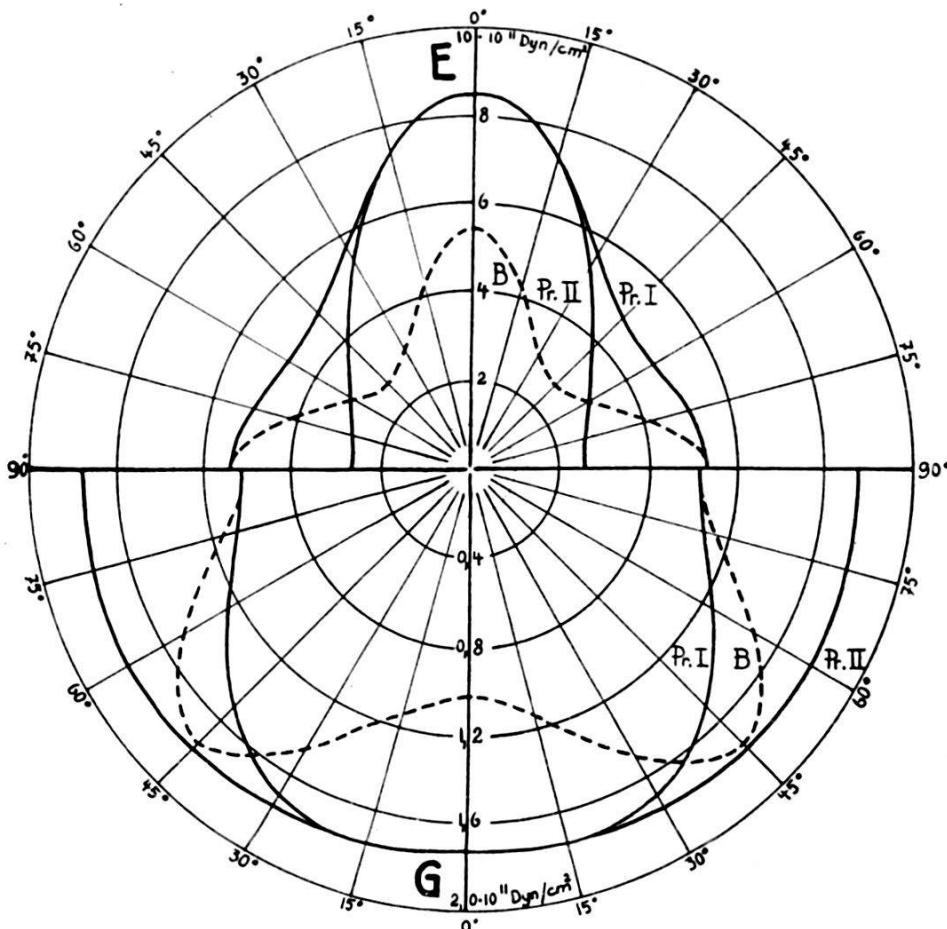


Fig. 1.

Schnitte des E - und G -Modulkörpers des Zinnkristalls mit den Prismenflächen I. und II. Art und der Basis. Die Winkel zählen in den Prismenflächen von der tetragonalen Achse, in der Basis von der digonalen Achse I. Art aus.

Diese Orientierungsabhängigkeit ist in Fig. 1 durch Schnitte des E - und G -Modulkörpers unter Verwendung der von BRIDGMAN³⁾

¹⁾ W. VOIGT, Lehrb. d. Kristallphysik, Teubner 1910. Formeln 428 und 430 in § 369.

²⁾ Ebenda, § 287.

³⁾ P. W. BRIDGMAN, Proc. Am. Acad. **60**, 305, 1925.

gemessenen Einkristallwerte veranschaulicht. Die elastische Anisotropie des Zinnkristalls ist recht gross. Das Maximum des E -Moduls beträgt $8,47 \cdot 10^{11}$ Dyn/cm² und liegt in der tetragonalen Achse, das Minimum beträgt $2,63 \cdot 10^{11}$ Dyn/cm² und liegt in der digonalen Achse II. Art. Die entsprechenden Werte für den G -Modul sind: $G_{\max} = 1,79 \cdot 10^{11}$ Dyn/cm² in der Prismenfläche II. Art unter einem Winkel von $45^\circ 40'$ gegen die tetragonale Achse, $G_{\min} = 1,04 \cdot 10^{11}$ Dyn/cm² in der digonalen Achse I. Art.

Zur Mittelung für den quasiisotropen Vielkristall führt man zweckmässig Polarkoordinaten ein:

$$\gamma_1^2 + \gamma_2^2 = \varrho, \quad \frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \operatorname{tg} \varphi.$$

Man erhält so die Orientierungsabhängigkeit in der Form

$$f(\varrho, \varphi) = A + B\varrho - C\varrho^2 + D\varrho^2 \sin^2 \varphi \cdot \cos^2 \varphi, \quad (3)$$

worin für den E -Modul: $A = s_{33}$, $B = 2s_{13} + s_{44} - 2s_{33}$,

$$C = -s_{11} - s_{33} + s_{44} + 2s_{13}, \quad D = 2s_{12} + s_{66} - 2s_{11};$$

für den G -Modul: $A = s_{44}$, $B = 2(s_{11} + s_{33} - 2s_{13}) + \frac{1}{2}(s_{66} - 5s_{44})$,

$$C = 2(s_{11} + s_{33} - s_{44} - 2s_{13}), \quad D = 2(-2s_{12} - s_{66} + 2s_{11}).$$

Beim E -Modul führt eine Rechnung, die der in I analog ist, auf eine sehr schlecht konvergierende Reihe, so dass hier ein anderer Weg beschritten wurde. Es wurde in

$$E = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \int_0^{\pi/2} \frac{d\varrho \cdot d\varphi}{\sqrt{1-\varrho^2} \cdot f(\varrho, \varphi)}$$

die Integration nach φ direkt und dann die Integration nach ϱ numerisch durchgeführt. Mit der Substitution $\operatorname{tg} 2\varphi = t$ wird

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{d\varrho}{\sqrt{1-\varrho^2}} \int_0^{\infty} \frac{dt}{(1+t^2)(A+B\varrho-C\varrho^2) + \frac{D}{4}\varrho^2 t^2} \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{d\varrho}{\sqrt{1-\varrho^2}} \cdot \frac{1}{A+B\varrho-C\varrho^2} \int_0^{\infty} \frac{dt}{1+t^2} \sqrt{1 + \frac{D/4 \cdot \varrho^2}{A+B\varrho-C\varrho^2}}. \end{aligned}$$

Die Integration nach t liefert:

$$\bar{E} = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{d\varrho}{\sqrt{1-\varrho} \cdot \sqrt{(A+B\varrho-C\varrho^2)(A+B\varrho-(C-\frac{D}{4})\varrho^2)}} \Big| * \Bigg|_0^\infty \\ * \arctg \left(t \cdot \sqrt{1 + \frac{D/4 \cdot \varrho^2}{A+B\varrho-C\varrho^2}} \right)$$

Nach Einsetzen der Grenzen erhält man schliesslich

$$\bar{E} = \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{d\varrho}{\sqrt{1-\varrho} \cdot \sqrt{(A+B\varrho-C\varrho^2)(A+B\varrho-(C-\frac{D}{4})\varrho^2)}}. \quad (4)$$

Dieses Integral wurde numerisch berechnet, und zwar im Gebiete $0 < \varrho < 0,80$ mit der Simpsonschen Regel. Da für $\varrho = 1$ der Integrand unendlich wird, wurde die Funktion

$$1 / \sqrt{(A+B\varrho-C\varrho^2)(A+B\varrho-(C-\frac{D}{4})\varrho^2)}$$

für $0,80 < \varrho < 1$ durch eine Parabel 2. Ordnung angenähert und dann die Integration durchgeführt. Man erhält so unter Benutzung der Bridgmanschen Einkristallkonstanten¹⁾ $\bar{E} = 4,40 \cdot 10^{11}$ Dyn/cm² = 4480 kg/mm².

Als Mittelwert aus den verschiedenen Beobachtungen²⁾ ergibt sich 4650 kg/mm², also ein Unterschied von weniger als 4%. Dies muss angesichts der Unsicherheit der angegebenen Beobachtungswerte und der grossen Anisotropie des E -Moduls, die bei Vorhandensein auch einer nur schwach ausgeprägten Textur grosse Wirkungen zur Folge haben kann, als befriedigende Übereinstimmung angesehen werden.

Die Mittelung für den G -Modul lehnt sich weitgehend an die von HUBER und SCHMID für kubische Kristalle durchgeföhrte Rechnung an. Es wird der Mittelwert

$$\bar{G} = \frac{1}{A\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^1 \frac{d\varphi d\varrho}{\sqrt{1-\varrho} \left(1 + \frac{B}{A} g(\varrho, \varphi) \right)} \\ \text{mit } g(\varrho, \varphi) = \varrho - \frac{C}{B} \varrho^2 \left(1 - \frac{D}{C} \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \right). \quad (5)$$

¹⁾ P. W. BRIDGMAN, loc. cit.

²⁾ Nach LANDOLT-BÖRNSTEIN-ROTH-SCHEEL, Phys.-Chem. Tabellen, 5. Aufl.

Da nun im Integrationsgebiet $\left| \frac{B}{A} \cdot g(\varrho, \varphi) \right| < 1$ bleibt, kann

$$\frac{1}{1 + \frac{B}{A} \cdot g(\varrho, \varphi)}$$

in eine unendliche Reihe entwickelt und integriert werden. Es wird dann:

$$\begin{aligned} \bar{G} &= \frac{1}{A \pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^1 \frac{d\varphi d\varrho}{\sqrt{1-\varrho}} \sum_{j=0}^{\infty} \left(-\frac{B}{A} \right)^j \cdot g^j \\ &= \frac{1}{A \cdot \pi} \sum_{j=0}^{\infty} \left(-\frac{B}{A} \right)^j \int_0^{\pi/2} \int_0^1 \frac{g^j d\varphi d\varrho}{\sqrt{1-\varrho}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Ferner wird

$$\begin{aligned} L_j &= \int_0^{\pi/2} \int_0^1 \frac{g^j d\varphi d\varrho}{\sqrt{1-\varrho}} \\ &= \sum_{k=0}^j \left(-\frac{C}{B} \right)^k \binom{j}{k} \int_0^1 \frac{\varrho^{j+k} d\varrho}{\sqrt{1-\varrho}} \int_0^{\pi/2} \left(1 - \frac{D}{C} \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \right)^k d\varphi. \end{aligned} \quad (7)$$

Hierin ist das erste Integral mit M_{j+k} in (I) identisch, es ist also

$$\int_0^1 \frac{\varrho^{j+k} d\varrho}{\sqrt{1-\varrho}} = 2 \cdot \frac{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots 2(j+k)}{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdots (2j+2k+1)}. \quad (8)$$

Das zweite Integral ist wie N_k in (I) zu behandeln:

$$\begin{aligned} N_k &= \int_0^{\pi/2} \left(1 - \frac{D}{C} \sin^2 \varphi \cdot \cos^2 \varphi \right)^k d\varphi \\ &= \sum_{l=0}^k \left(-\frac{D}{C} \right)^l \binom{k}{l} \int_0^{\pi/2} \sin^{2l} \varphi \cdot \cos^{2l} \varphi \cdot d\varphi \\ &= \frac{\pi}{2} \cdot \sum_{l=0}^k \left(-\frac{D}{C} \right)^l \binom{k}{l} \frac{1}{4^l} \cdot \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (2l-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots 2l}. \end{aligned} \quad (9)$$

Mit den nach (8) und (9) berechneten Integralen erhält man nach (7) L_j und schliesslich nach (6) den gesuchten Mittelwert \bar{G} . Dieser

ergibt sich zu $\bar{G} = 1,54 \cdot 10^{11}$ Dyn/cm² = 1570 kg/mm². Als Beobachtungsresultate werden für den Torsionsmodul 1700 und 1810 kg/mm² angegeben¹⁾. Der letzte Wert stimmt nahezu mit dem maximalen Modul des Einkristalls überein; auch der Wert 1700 kg/mm² ist ziemlich hoch. Wie weit diese Erhöhung durch eine Textur oder durch die der Theorie zugrunde liegenden Vereinfachungen (verhinderte Biegung führt zu kleinerer Drillung, also grösserem Torsionsmodul) bewirkt wird, kann nicht übersehen werden. Jedenfalls erkennt man auch hier wieder die Wichtigkeit der röntgenographischen Untersuchung der Kristallitanordnung von polykristallinem Material, an dem elastische Messungen ausgeführt sind.

Herrn Professor A. HUBER möchte ich für seine freundliche Hilfe auch hier herzlichst danken.

Physikal. Institut der Universität Freiburg.

¹⁾ Nach LANDOLT-BÖRNSTEIN-ROTH-SCHEEL, Phys.-Chem. Tabellen, 5. Aufl.