

Kristallwachstum und Plastizität¹

Von W. KOSSEL

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Tübingen

(Z. Naturforschg. 8a, 815—823 [1953]; eingegangen am 7. Oktober 1953)

Die Einsicht, daß die plastischen Verlagerungen kristallinen Materials im Gegensatz zu den elastischen auf atomistische Umordnungen zurückgehen, führt zum weiteren Ausbau der Theorie des Kristallwachstums, indem man sie einer einheitlichen Klasse reaktionsartiger Gitter-Umlagerungen zurechnet, an deren Spitze als einfachster Fall die Bildung des Gitters aus einer ungeordneten Phase, — das primäre Kristallwachstum — steht. Über Sammelkristallisation von feinzerteiltem und Rekristallisation von vorgespanntem Material reichen die Erscheinungen des sekundären Kristallwachstums stetig bis zu den unter noch andauernder äußerer Spannung ablaufenden plastischen Umlagerungen. Die in der üblichen Weise rein nach der Elastizitätstheorie behandelte Versetzung erscheint dabei als ein Grenz-Begriff analog dem des idealen Gases, — bewußt in bestimmter Richtung idealisiert, ist sie für diese ausgezeichnet brauchbar, in anderen unzureichend. Eine vollständige Theorie wird die Feinbewegung der Gitterbausteine einzuführen haben. Es wird eine Aufnahmetechnik angegeben, die die Bahnspuren der Teilchen zweidimensionaler Gittermodelle aufzeichnet. Sie zeigt, mit welch großer Mannigfaltigkeit der Feinbewegungen in der Tat zu rechnen ist. Einige Haupttypen werden besprochen, insbesondere das kinematisch eingeleitete Wachstum vorgeführt, das neben die statistischen, von der Wärmebewegung bestimmten, und die elektrolytischen Wachstumserscheinungen tritt.

1. Nach den Erfahrungen der letzten Zeit geht die Gliederung der mechanischen Eigenschaften der Festkörper in die dem Grundmaterial eigentümlichen elastischen und die von Vorgeschichte und Beimengungen abhängigen plastischen Eigenschaften — der Unterschied von „Federn“ und „Fließen“ des Materials — auf einen Unterschied in der Struktur der molekularen Bewegungen zurück, die sich in den beiden Vorgängen abspielen. Wir bezeichnen ihre reinen Typen hier als „kohärente Bewegungen“ und als „Reaktionen“.

Damit soll fixiert werden, daß die Stetigkeitsvorstellungen der klassischen Festkörpertheorie nur in deren engstem Gebiet — unterhalb der Elastizitätsgrenze — in die molekulare Welt übertragen werden dürfen. Hier darf man die Verlagerung ganzer Raumteile als gleich behandeln, dies Bild auf Raumelemente übertragen, Differentialgleichungen bilden und damit die an homogenen Verhältnissen entwickelten Begriffe auch da anwenden, wo sich die Verrückungen im Material von Ort zu Ort ändern. Die atomistische Struktur wird erst nachträglich eingeführt. Die augenblicklichen Verrückungen der Bausteine sind dadurch zu beschreiben, daß man ihre Ausgangslagen in stetige Ortsfunktionen einsetzt, die man im klassischen Verfahren der Ste-

tigkeitstheorie, als Lösungen von Differentialgleichungen, ermittelt hat.

Demgegenüber sind sämtliche Vorgänge, bei denen eine dauernde Änderung im Zustande des Materials zurückbleibt, von vornherein atomistischer Natur, sie tragen den Charakter von *Reaktionen*. Hier spielen sich die entscheidenden Lagenänderungen jeweils in einem eng begrenzten Bereich von Atomen ab, und der Umlagerungsvorgang läuft fortzündend mit der Zeit durch das Material hindurch.

2. Zu den Vorgängen, mit denen die Situation im Inneren des Materials für die Dauer geändert wird, gehören im Einzelnen:

a) die bei bestimmter Temperatur eintretende „spontane“ Umwandlung in eine stabilere Kristallform, für die diese Auffassung als innere Reaktion im Festkörper selbstverständlich erscheint,

b) das beim Tempern eintretende Wachsen geordneter und größerer Bereiche auf Kosten ungeordneten Materials und kleinerer Kristallite, für dessen Auftreten man sich auf die bekannten Gleichgewichtsüberlegungen am Tropfen zu berufen pflegt, bei denen aber im *festen* Körper ebenfalls Teilchen um Teilchen in eine definierte neue Lage übergehen muß, der eine geringere potentielle Energie zu-

¹ Vortrag auf der Dürkheimer Tagung der Physikalischen Gesellschaft Württemberg - Baden - Pfalz,

24. April 1953. Vorl. Mitt.: W. Kossel, Z. Naturforschg. 8 a, 211 [1953].

kommt. Hier ist augenscheinlich nochmals zu unterscheiden:

- α) die höhere Energie der Ausgangslage mag in den Gitterkräften selbst begründet sein, indem das Material etwa in kleine Fetzen zerrissen ist, also viele Randlagen hoher potentieller Energie vorhanden sind. Hier heißt der Zusammenschluß zu großen Körnern passend „Sammelkristallisation“, β) sie mag von zusätzlichen inneren Spannungen herrühren, die von Kaltbearbeitung zurückblieben, dann heißt die mit deren Auslösung eintretende Neuordnung „Rekristallisation“.

c) An die letzteren schließen sich offenbar sinngemäß die Umbildungen des Kristallgebäudes an, in denen die Mitwirkung einer Spannung zu Tage liegt, weil sie noch von außen angewandt wird, vor allem das plastische Gleiten. Die Wirkungen äußeren Zwangs auf das Kristallgitter gehen von der einfachen linearen Verrückung eines Kristallteils über die Bildung einer spiegelbildlichen Lage des gleichen Gitters — mechanische Zwillingsbildung — bis zur Änderung des Gittertyps.

In allen diesen Fällen wird das Material durch molekulare Einzeltorgänge in ein neues Gitter umgeordnet. Dies wächst, indem neue Bausteine sich ihm anlagern. Diese stammen aber nicht, wie im gewohnten Kristallwachstum, aus einer ungeordneten Phase, in der sie beweglich sind, — aus Dampf, Schmelze oder Lösung —, sie werden vielmehr von bereits bestehenden — wenngleich zerkleinerten oder gespannten — Gittern herübergenommen. Wir nennen daher alle diese Vorgänge sekundäres Kristallwachstum — sie stehen gemeinsam dem primären Wachstum aus ungeordnetem Material gegenüber.

Während diese Zuordnung für die ersten der oben angeführten Vorgänge selbstverständlich zu sein scheint, ist die Einordnung des plastischen Gleitens nicht geläufig. Wir haben daher zunächst formal auf die Stetigkeit des Überganges Wert gelegt, der durch das Mitwirken der Spannung vermittelt wird. Das Eingreifen mechanischer Kräfte ist dem plastischen Gleiten mit der gewohnten unter Restspannungen ablaufenden Rekristallisation gemeinsam.

Da das Wachsen eines Kristallkörpers aus den herankommenden Bausteinen durchaus dem Gebiet der chemischen Reaktionen zugehört — völlig stetig führen z. B. bei den salzartigen Stoffen die Energie-

berechnungen für Anlagerung an Ionengruppen und Komplexe² zu denen für die ausgedehnten Kristallgitter derselben Ionen³ hinüber — wird die ursprünglich rein mechanisch anmutende Erscheinung der plastischen Deformation hiermit dem Gebiet der chemischen Reaktion verbunden.

3. Für das Gleiten schien durch lange Zeit die selbstverständliche „molekulare Deutung“ der makroskopischen Verschiebungen darin zu bestehen, daß der ganze verschobene Teil des Kristallklotzes zugleich über eine Netzebene fortgleite. Heute konzentriert sich die molekulare Auffassung des Gleitens in dem Bilde der das Material nach und nach durchschreitenden *Versetzung*, und man bemüht sich, diese Vorstellung auch für die unter mechanischem Zwang eintretende Zwillingsbildung nutzbar zu machen. Die Abb. 1 und 2* erinnern mittels maßgebend gewordener Darstellungen von Taylor und Kochendorfer an diese Vorstellung.

Wir stellen zunächst die Verknüpfung zum Wachstum her.

Für die molekulare Betrachtung des Kristallwachstums ist, da sie vom Einzelbaustein ausgeht, bezeichnend, daß sie von ihm über die gerade Kette zur Netzebene und zum ganzen Körper aufsteigt. Als das erste geordnete Gebilde gilt ihr also die Einzelkette. Sie findet in mancherlei Rechnungen, daß der Fortbau längs bestimmter Ketten energetisch ausgezeichnet sein muß. Sie rechnet also damit, daß diesen bei der Entwicklung der äußeren Gestalt des Kristallkörpers eine selbständige Rolle zukommt und findet dies bestätigt an der alten Erfahrung der Mineralogie, daß Zonenverbände, — also Flächengruppen, die eine Kette gemeinsam haben — für Fundstätten, also bestimmte Wachstumsbedingungen, kennzeichnend sein können. Ebenso entwickeln sich in Kugel-Wachstumversuchen vielfach zunächst Zonengürtel.

Abb. 3 erinnert links an den fundamentalen wiederholbaren Schritt des Kristallwachstums, das Fortsetzen einer Kette neben geschlossener Netzebenenkante und auf geschlossener Fläche, und vergleicht damit rechts das Wachsen des entspannten Teils einer Kette beim Fortschreiten einer Versetzung. Man erkennt den Parallelismus der Vorgänge: die Bausteine treten hier wie beim einfachsten primären Wachstum in einem längs der Kette abrollenden Vorgang in die neuen Lagen hinüber.

* Abb. 1—13, s. Tafel S. 822 a—c.

² W. Kossel, Ann. Physik 49, 229 [1916].

³ E. Madelung, Physik. Z. 19, 524 [1918].

Hier ist nun hervorzuheben, wie stark auch beim plastischen Verformen die *Kette* den Vorgang beherrscht. Zwar richtet sich die Aufmerksamkeit zunächst auf die Gleit-*Ebene* — Ebenenstücke treten blank aus der Oberfläche hervor, wenn erhebliche Translationen stattfinden; das Netz der auf einer polierten Oberfläche beim Verformen auftretenden Gleit-„linien“ entsteht daher durch die Schnitte von Gleitebenen mit der Oberfläche. Indes gleitet das Material längs der Ebene nur in bestimmten strukturell äquivalenten Richtungen, es zeigt sich, daß dieselben Richtungen in verschiedenen Netzebenen wirksam sind und ein einheitliches Prinzip tritt zu Tage: die wichtigen Gitter reiner Metalle, das flächenzentriert kubische und das hexagonale, das raumzentriert kubische, das rhomboedrische und das tetragonale, gleiten längs ihrer am dichtesten mit Atomen besetzten Gittergeraden. Welche der Ebenen, denen sie angehört, als Gleitebene fungiert, hängt von den Umständen ab, z. B. der Temperatur — auch schwach besetzte können ins Spiel kommen⁴. Ja mitunter scheint die Auszeichnung von Ebenen so gering, daß man daran gedacht hat, die Bewegungen im Gitter des α -Eisens mit dem Gleiten innerhalb eines Bündels von Bleistiften zu vergleichen⁵.

4. Indem unsere Figur den Kristallkörper längs der kritischen Strecke aufgeschnitten zeigt, macht sie nicht allein die Analogie mit dem primären Kristallwachstum anschaulich, in dem ja diese Strecke noch frei der ungeordneten Phase gegenüberliegt, — sie fixiert zugleich einen entscheidenden Zug der geläufigen theoretischen Betrachtungen über Versetzungen in Metallen: Man kümmert sich vielfach um die komplizierten Bindungs- und Energieverhältnisse, die quer über die Versetzungsstrecke stattfinden, überhaupt nicht. Das überrascht zunächst, weil die Fehlstellungen in diesem Gebiet vor allem ins Auge fallen und die Wiedereinrichtung des korrekten Gitterzusammenhangs auf beiden Seiten die Grenzen des Gebietes bezeichnet. Allein die Rechnung hat gezeigt, daß die Energie, die in einer sol-

chen Versetzung angehäuft ist, überwiegend in den Spannungsfeldern liegt, die sich in ihrer Umgebung ausbreiten. Hier darf man schon in großer Nähe rein elastisch rechnen und so sind die umfangreichen theoretischen Betrachtungen über das Phänomen der Versetzung, das doch auf atomistischen Fehlstellungen begründet ist, überraschender Weise beherrscht von Methoden, die der voratomistischen reinen Stetigkeitstheorie der Elastizität angehören. Um dies sauber durchzuführen, wird in strengeren Rechnungen geradezu die engste Nachbarschaft der Versetzung, in denen man sich nicht mehr auf die Gültigkeit der elastischen Gesetze verlassen kann, durch innere Grenzflächen von den Integrationen ausgeschlossen.

Alles dies zielt in die *Umgebung*: und es sind nicht allein die Energiebeträge, um die es geht, — diese Spannungsfelder lassen auch Kräfte zwischen verschiedenen Versetzungen auftreten, geben damit den Antrieb zu gegenseitiger Ordnung, zu Gruppenbildungen und in Allem, was so auf Grundlage der klassischen Elastizität gerechnet wird, vermag man dank der Bestimmtheit dieser Annahmen scharfe Folgerungen zu ziehen. Was herauskommt, ist vielfach so plausibel, daß mitunter geradezu gesagt wird, man beherrsche damit bereits das ganze Erscheinungsgebiet.

Trotzdem steht der Begriff der Versetzung heute im Zwielicht. Im Verhältnis zur Ausdehnung der theoretischen Bemühungen um das elastische Modell empfindet man⁶, wie begrenzt die sicheren experimentellen Nachweise sind, und auch bei der im Augenblick aktuellen Freude am Beobachten schraubenartiger Strukturen fehlt es vielfach am sichereren Anschluß an die von der Theorie angenommenen atomistischen Verhältnisse. Die beherrschende Rolle der Stetigkeitstheorie ist unbehaglich bei einem Phänomen, das, wie Dehlinger zuerst klargestellt hat, völlig auf der lokalen atomistischen Struktur und Wechselwirkung beruht: das *Fortbestehen* des verformten, spannungstragenden Zustandes im Kristall hängt, um seinen deutlichen Ausdruck wie-

⁴ Eine eindrucksvolle Figur hierüber findet sich im Masingschen Lehrbuch der Metallkunde, (1950, Abb. 284, S. 354): für das α -Eisen sind einige der möglichen Gleitebenen durch Drehen um die Gleitrichtung zusammengefaßt und die Figur erschöpft nicht einmal die Zahl der aktionsfähigen Ebenen dieses Büschels.

⁵ „pencil slipping“, G. J. Taylor u. C. F. Elam, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A 112, 337 [1926].

⁶ Vgl. etwa F. Seitz im Vorwort zu „Imperfections in Nearly Perfect Crystals“ New York u. London 1952,

S. VII.: „In keinem Fall verfügen wir über ein endgültig begründetes Bild für die Vorgänge, die sich abspielen, wenn ein Metall sich unter Spannung deformiert oder bricht. Alle Urteilsfähigkeiten sind überzeugt, daß Versetzungen in diesen Vorgängen eine wesentliche Rolle spielen, aber von keiner wirklichen Deformation, die sich ereignet hat, hat man bewiesen, daß sie auf einem bestimmten Zusammenspiel von Versetzungen beruhe.“

der aufzunehmen, an den „Verhakungen“ von Atomen auf Plätzen, die nicht einer korrekten Fortsetzung des Gitters entsprechen.

Diese Lücken des gewohnten Rechenverfahrens lassen immer wieder empfinden, daß es vorläufig ist, da es aus der Wirklichkeit nur einen Teil — wenngleich einen unentbehrlichen — erfaßt.

5. Eine klare Lage ergibt sich, wenn man von vornherein anerkennt, daß es die realen Verhältnisse nicht erschöpft, und umgekehrt die ihm zugrunde gelegten Verhältnisse bewußt zu einem durch Idealisierung geschaffenen Modell erhebt. Man sieht also von den Wechselwirkungen über die Grenze, die in den Rechnungen ohnehin nicht benutzt werden, von vornherein ab und behandelt die Atome der an der Grenze liegenden Reihen nur noch als Marken, die einander dynamisch so gleichgültig sind wie die Skalenstriche auf den beiden Partnern eines Nominus. Dieser macht überhaupt mit seiner Stetigkeit der Schritte von Koinzidenz zu Koinzidenz den Idealzustand anschaulich, von dem aus die verschiedene Verspannung der beiden rückwärts liegenden und anschließenden Kristallpartien in der Rechnung behandelt wird. Diese Situation stellt den Grenzfall dar, dem das Material bei Anwachsen der Abstoßungsexponenten zustrebt. Der Übergang von Koinzidenz zu Koinzidenz dehnt sich dann über eine große Zahl von Bausteinen aus und nähert sich mehr und mehr der Stetigkeit. (Man betrachte etwa das hübsche Beispiel der mit kleinerem Radius härter werdenden Blasen eines Bragg-Nyeschen Blasenfeldes⁷: die Versetzungsstrecke umfaßt bis zu 50 Blasen.) Je weiter damit das Spannungsfeld ausgreift, desto mehr tritt der individuelle Beitrag des Einzelpartners zum Gesamtinhalt an Spannungsenergie zurück — mehr und mehr entfernt man sich vom Bilde der atomistisch definierten Bindung über die Grenze hinweg. Der Grenzfall isoliert die in den erfolgreichen Rechnungen und Betrachtungen benutzten Züge.

Man wird also in der „idealen“ gleichförmigen Versetzung einen *Grenzbegriff* von der Art des idealen Gases sehen. Der Wert solcher Grenzbegriffe liegt in ihrer Deutlichkeit, die erlaubt, scharfe Aussagen über die Eigenschaften der in dieser Richtung idealisierten Materie zu machen. So geben sie für das Verhalten der realen Materie, das ihnen nahe kommen kann, klar gezeichnete Muster ab. So-

bald bewußt bleibt, in welcher Richtung idealisiert wurde, wird der Grenzbegriff zu einem einwandfreien Hilfsmittel.

Dem idealen Gas läßt sich das Gitter, in dem eine ideale Versetzung zu bestehen vermag, geradezu als Gegenspiel zuordnen. Während dort von Wechselwirkungskräften außerhalb der Stöße ganz abgesehen wird, beherrschen sie hier die Lage völlig. Sie haben zur Bildung des Gitters geführt und lenken die in ihm möglichen Umordnungen bei Deformationen. Während dort die Konstitution von der Wärmebewegung beherrscht wird, die mittels des Impuls-Austausches alle Wechselwirkungen innerhalb des Stoffes vermittelt, wird die Wärmebewegung in der idealen Versetzung überhaupt nicht beachtet. Nur in indirekter Form spielt sie mit, etwa indem die Wirkung des Bausteins nach außen bei wachsender Temperatur der Isotropie sich nähert. Während schließlich im idealen Gas die innere Reibung oder Zähigkeit schon mit den Grundannahmen gegeben ist und die wichtigsten Schlüsse über freie Weglänge, Wirkungsquerschnitte und Abmessungen der Moleküle zu ziehen erlaubt, fehlt sie der idealisierten Versetzung völlig: die in jedem Augenblick vom Gitter gehaltenen Teile verschieben sich bei Bewegung völlig zwangsläufig, der Vorgang ist reversibel, zum Weiterrücken der Versetzung ist kein Energieaufwand notwendig.

6. Hier liegt nun offenbar für das plastische Fließen die Grenze des idealen VersetzungsmodeLLs. Die schöne Symmetrie der Lagen, wie sie etwa Abb. 2 veranschaulicht, mag dem Fall der *ruhenden* Versetzung zukommen, falls nur noch innere Kräfte wirken und diese sich ins Gleichgewicht gesetzt haben. Dieser Fall ist wichtig, — wir erinnern etwa an die schöne zusammenfassende Darstellung Kochendörfers⁸ über Versetzungen als Gitter-Zustände — allein für das Interesse am Fließen selbst ist die ruhende Versetzung nur eine steckengebliebene Reaktionszone. Wie verläuft die Reaktion selbst — wie läuft die Bewegung der einzelnen Bausteine ab?

Offenbar reicht dies Interesse an der Feinstruktur der Bewegungen sehr weit — auch der Chemiker würde oft gern Näheres über die Wege der einzelnen Atome bei der Umlagerung — allein der Blick darauf ist ihm in der reinen — molekularstatistischen — Chemie meist verschlossen. Augenscheinlich bil-

⁷ W. L. Bragg u. I. F. Nye, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A 190, 474 [1947]. Vgl. auch Anm.⁹.

⁸ A. Kochendörfer, Physik. Bl. 4, 151, 252, 502 [1951].

det das Fortschreiten der idealen Versetzung auch für die chemischen Erscheinungen einen interessanten Grenzfall: der Begriff des reversiblen Vorgangs wird bis ins Atomistische vorgetrieben, Stück um Stück sollen die einzelnen Atome, sich gegenseitig dauernd abstützend, in stetiger Kette vom einen zum anderen Gitterteil herübergereicht werden, ein Grenzfall des Reaktionsgeschehens, der mit Statistik, mit Wärmebewegung überhaupt nichts mehr zu tun hat.

Der wirkliche Vorgang wird indes vielfach darin bestehen müssen, daß zwar der mechanische Zwang die Bausteine in eine Sattellage stetig hinaufzerrt, daß sie von da aus aber spontan der neuen Ruhelage zugleiten. Das Momentbild der Lagen kann nicht mehr symmetrisch sein, der Vorgang nicht mehr ideal, er zeigt Energiezerstreuung, Wärmeentwicklung und damit Reibung. In Analogie zum Sprachgebrauch beim Gas wird man fragen: wie sieht die *reale* Versetzungsbewegung aus?

7. Man ist ebenso auf Modellüberlegungen angewiesen wie im Fall der idealen Versetzung. Die Aufgabe liegt aber für die Theorie nicht so einfach wie dort, wo nach Ausschaltung des Schnittbereichs die Methoden der klassischen Elastizitätstheorie bereit stehen. Dort geht es nur um Anwendung bekannter mathematischer Methoden — hier aber heißt es, zunächst erst ein Bild von dem zu begründen, was an tatsächlichen Einzelbewegungen der Teilchen in Frage kommt. Von vornherein ist damit zu rechnen, daß diese Bewegungen mannigfaltig und verwickelt sein können. Man wird daher mit zweidimensionalen Gittern beginnen. Ferner ist erwünscht, den gegenüber anderen Reaktionen neuen Zug, das Eingreifen einer Kinematik, rein vor sich zu sehen — die sonst entscheidende Statistik, das Mitspielen der Wärmebewegung, sollte zurücktreten.

Die 1947 von Bragg und Nye angegebenen Blasenmodelle⁹ besitzen diese wichtige Eigenschaft. Bragg hat mehrfach bedauert, daß es nicht möglich sei, mit ihnen die Wärmebewegung nachzuahmen, — beim Versuch sie so stark zu erschüttern, daß die einzelnen einen selbständigen statistischen Platzwechsel zeigen, platzen die Bläschen. Für unsere Absichten ist es durchaus ein Vorzug, daß die Bilder der Bewegungen nicht durch Überlagerung einer Unruhe vom Stil der Brownschen Bewegung verschleiert werden.

⁹ W. L. Bragg u. I. F. Nye, I. c.⁷; übersetzt in Naturwiss. **34**, 328 [1947]. Weiteres, z. B. zur Mögliche-

Die Braggschen Blasenflosse sind als Demonstrationsmittel für statische Verhältnisse — für die Gitteranordnung in Monokristall, Vielkristall und an Korngrenzen, — und für die Herstellung der Ordnung nach Störungen ausgezeichnet bewährt. Man hat auch in Filmen eindrucksvoll das Einwandern von Fehlstellen am Rande, das Entlanghuschen von Versetzungen längs kristallographisch ausgezeichneter Richtungen vor Augen geführt. Die Notwendigkeit, den Ablauf der Platzwechsel genau zu kennen, fordert indes ein genaueres Zusehen und das ist am rasch vorgeführten Film nicht möglich. Auch aus den einzeln vorgenommenen Momentaufnahmen des normalen Films kann der Ablauf nur mühsam zusammenkonstruiert werden. Wir haben daher das Filmen bald zurückgestellt; es erschien zweckmäßig, die Teilchen ihre Bahnen selbst aufzzeichnen zu lassen. Dabei werden allerdings die Einzelheiten der Blasen und ihrer Konturen lästig. So interessant sie für sich sind, bei Bewegung geraten sie übereinander, ergeben verwischte Bilder, so daß man keinen klaren Eindruck von den Wegen der einzelnen Partner erhält.

8. Folgendes hat sich bewährt:

a) man beleuchtet homozentrisch, etwa parallel, — das virtuelle Bild der Lichtquelle in jeder Blase ist ein scharfer Punkt,

b) man schwärzt Flüssigkeit und Boden — aus der Tiefe kommt kein Licht zurück — die Einzelblase ist allein durch den unter a erhaltenen Lichtpunkt vertreten,

c) man exponiert während der Bewegung längere Zeit — etwa so lange, wie ein in der Bildmitte gelegenes Teilchen braucht, um den Abstand zwischen zwei Nachbarn zurückzulegen — die Lichtpunkte zeichnen Bahnspuren.

d) Obwohl Anfänge und Enden der Bahnen Lagenbilder vom Anfang und Ende der Expositionszeit ergeben, ist doch zur Übersicht bequem, einfache Punktnetze vor sich zu haben. — Es bewährt sich daher, zwischen den Bahnaufnahmen Standbilder aufzunehmen. Ketten bis zu zwanzig abwechselnder Stand- und Bewegungsbilder gewähren einen guten Einblick in die Entwicklung eines Zug- oder Scherversuches.

Zahlen von wenigen Hunderten bis 1200 Gitterpunkten sind angemessen. Man übersieht sie noch leicht, und das Bild des Gesamtfeldes im normalen

keit räumlicher Seifenblasenmodelle: W. L. Bragg, Physica **15**, 83 [1949].

Kinoformat ist noch groß genug, um trotz des Korns auch die Feinheiten rascher Bewegungen wiederzugeben — andererseits reicht diese Zahl bereits aus, um schon die Züge der Stetigkeit — die mittleren Abmessungen, die Deformationen, die Krümmungen — in größeren Teilen des Gesamtfeldes beobachten und ausmessen zu können. Man beginnt etwa einen Zugversuch mit einer Breite von 25 und einer Länge von 40 Punkten und steigert die Länge bis über 60 Zeilen hinaus. Die mit Synchronmotor und Getriebe eingeleiteten Bewegungen geschehen in dem Tempo, daß die unter c angegebene Expositionsduer, in der die Teilchen in der Mitte um einen Abstand vorwärtsschreiten, etwa fünf Sekunden erfordert. Die Blasen der nach dem Bragg-Nyeschen Rezept hergestellten Flüssigkeit sind so haltbar, daß nur selten eine aus den 1000 während der Versuchsdauer platzt. Mit Sicherheit kann man das Schicksal jedes Einzelteilchens durch eine Serie von 20 Aufnahmen verfolgen.

9. An den Bildern ist zunächst der einfach geometrische Zug hervorzuheben, daß man natürlich mit einer dichtesten Packung in der Ebene, d. h. mit einem Netz gleichseitiger Dreiecke zu tun hat. Es ist sehr angenehm, so zugleich die auch im Räumlichen wichtigste aller Anordnungen vor sich zu sehen. In der theoretischen Betrachtung von Versetzungen werden orthogonale Gitter bevorzugt. Allein diese übliche Behandlung einfach quadratischer und einfach kubischer Netze hat das Unbehagliche, daß fortwährend von Anordnungen gesprochen wird, die sich unter den einfachen Zentralkräften, die man andererseits bei den Rechnungen vielfach voraussetzt, nicht bilden werden — die auch nicht einmal in metastabilem Gleichgewicht möglich sind. Der Verzicht auf die üblichen einfachen orthogonalen Verhältnisse darf also nicht schwer fallen — im Gegenteil: es ist der erste der Vorzüge eines Modells, daß es sogleich zu besserer Annäherung an das in der Wirklichkeit wichtige zwingt.

Eindeutig sind die dichtesten Ketten alleinige Gleitrichtung, der in 3. genannten Regel gemäß.

Für die Bewegungen wird man zwei Hauptfälle der Zugrichtungen unterscheiden, diejenige, bei der die Zugrichtung mit einer Kettenrichtung übereinstimmt und diejenige, in der sie auf einer Kettenrichtung senkrecht steht. Da die letztere sich ergibt, wenn man den Zugversuch zwischen einfachen gradlinigen Querbalken ausführt, stellen wir sie voran und behandeln in dieser Mitteilung fast ausschließlich Beispiele dieser Art.

10. Mit diesen Hilfsmitteln aufgenommen, sieht zunächst eine einfache ruhende Versetzung so aus, wie Abb. 4 zeigt. Von den beiden durch verbindende Striche hervorgehobenen horizontalen Ketten enthält die obere einen Baustein mehr als die untere. Das Bild ist rechts-links-symmetrisch — man wird praktisch den in der Symmetrielinie liegenden Stein der oberen Kette formal als den zusätzlichen behandeln. In den beiden zur Horizontalen gleichwertigen Kettenrichtungen, denen er angehört, kann dann oben jeweils eine Kette mehr eingeschoben gedacht werden (mit Doppellinien bezeichnet) als unten — was gegenüber den gewohnten quadratischen Mustern der Versetzungstheorien, bei denen man eine senkrechte Kette einzuschließen pflegt, zunächst mitunter als überraschend empfunden wird, aber auch formelmäßig leicht begreiflich zu machen ist. Man bemerkt an den Horizontalen die leichte Krümmung, die das geometrische Anzeichen der um die Versetzung angehäuften elastischen Spannung ist.

Abb. 5 zeigt zwei Versetzungen entgegengesetzten Vorzeichens und ihre Kompensation nach außen. Außerhalb des durch hellere Farbe hervorgehobenen Rhombus besteht ein fehlerloses Dreiecksnetz. Im Inneren aber enthält er drei Horizontalreihen, die je einen Baustein weniger enthalten, als korrekter Fortsetzung des Gitters entspräche. Man verfolgt den Inhalt der Horizontalreihen an Hand der links angeschriebenen Ziffern für die im Rhombusfeld gelegenen Punkte. Die korrekte Änderung um je einen Punkt ist an zwei Stellen unterbrochen. Hier liegen also zwei Kantenversetzungen entgegengesetzten Vorzeichens mit horizontalen Burgers-Vektoren. Eingeschobene Ketten stehen oben und unten (— ein Paar ist durch ausgefüllte Doppellinien hervorgehoben — ein zweites durch leere — das letzte ist, um das Willkürliche der Wahl hervorzuheben — nicht symmetrisch zum ersten gewählt). In der Sprache der Kontinuität enthält das Gitter zwischen den am Rand angegebenen Marken einen horizontal gedehnten Bereich. Die starken lokalen Verlagerungen, die bei solcher Nähe der entgegengesetzten Versetzungen eintreten, kommen mit in struktiver Deutlichkeit heraus.

11. Wir gehen über zu Bewegungsbildern. Zunächst sei die Beanspruchung eine reine Dehnung. Das Blasenfeld liegt zwischen zwei — hier überall horizontal erscheinenden — Balken, von denen der jeweils untere ruht, der obere stetig hochgezogen wird. Die Punkte folgen in nach oben zunehmen-

dem Maß. Zunächst werden einheitliche Felder — Einkristalle — behandelt. Im ersten der Bilder (6 a) ist daher die Zunahme der Verkürzung nach oben über die ganze Breite des Bildes gleichförmig — dazu tritt eine einwärts gerichtete Querverkürzung.

Das zunächst strömungsartig anmutende Bild ist streng als rein elastische Verzerrung mit Längsdilatation und Querkontraktion aufzufassen.

An dieser Stelle fallen nämlich in der Atomistik und diesem ihr angepaßten Modell Vorgänge auseinander, die man in der klassischen Stetigkeitsphysik kontinuierlich ineinander übergehen läßt. Für sie könnte das vorliegende kohärente Bewegungsbild ebensogut Fließen bedeuten wie elastische Deformation. Für beides hat man Differentialgleichungen, die der Kontinuitätsforderung genügen und das Bild der Dehnung in einer, des Zusammenrückens in anderer Richtung zustande kommen lassen. Was in der Tat vorliegt, ob der Gegenspieler zur angreifenden Kraft eine quasielastische Gegenkraft oder eine Reibung ist oder ob beides zusammenwirkt, erfährt man erst, wenn man den Ablauf mit der Zeit verfolgt: dem bleibenden elastischen Gleichgewicht tritt das dauernde Weiterfließen gegenüber.

Im Modell tritt nun der scharfe Umschlag von den rein kohärenten Bildern zur lokalisierten Gleitbewegung längs einer Gittergeraden ein. Erst solche Bewegung bringt dauernde Umordnung. Abb. 6 b zeigt bereits mehrere Gleitvorgänge, die in typischer Weise zusammenwirken¹⁰, Abb. 6 c ein weit entwickeltes Stadium, in dem tiefe Einbuchtungen entstanden sind, die insbesondere links die glatten Konturstücke der typischen Gleitbilder an Kristalloberflächen zeigen und erkennen lassen, wo der mehr und mehr sich konzentrierende Vorgang zum Zerreissen führen wird. In der folgenden Mitteilung soll die Entwicklung an diesem selben Beispiel mehr im Einzelnen verfolgt werden, um das Einbrechen von Gleitlinien vom Rande her, dessen erste Phase wir schon¹¹ geschildert haben, eingehender zu betrachten und insbesondere Beispiele dafür zu geben, wie eine Gleitlinie, die die Mitte des Stückes erreicht hat, weitere aus den eingebuchten Stellen der Gegenseite hervorlockt — ein Vorgang, der wesentlich ist für die gerade in den letzten Jahren wieder als wesentliches Problem für die Theorie angesprochene Vergrößerung der Gleitstufen der Oberfläche.

12. Abb. 7 gibt an einem einfachen Beispiel die Dissymmetrie der Lagen, die mit dem sprunghaften Charakter verbunden ist, der die reale Versetzung kennzeichnet. Die Gleitbewegung hat, von oben kommend, etwa die Mitte des Bildes erreicht und die Endstellungen der Punkte, die im aufwärtssteigenden Teil rechts am oberen, im zurückslagenden Teil links am unteren Ende der Bahnbilder liegen, haben sich, wie die eingezeichneten Verbindungslien zeigen, oben bereits wieder zu der normalen horizontal liegenden Kette ausgeglättet, die nur in der Nähe der augenblicklichen Stellung der Versetzung noch ein wenig durchgebogen erscheint. Diese Stelle selbst ist gekennzeichnet durch die eingeschaltete Kette links, der gegenüber das Nachbar teilchen rechts noch einen Sprung aufwärts macht, während das darunter liegende von der Sprungbewegung noch nicht erreicht ist. Weiter abwärts folgt der Zustand, in dem die Teilchen allmählich in die kritische Sattellage heraufgerückt werden, also die Vorstadien des sprunghaften Umschlages. Man sieht, wie von unten herkommend die Deformation ganz allmählich zunimmt — der Bereich der Hebung ist weit ausgedehnter als der der Einrichtung nach dem Sprung, das Bild ist zwischen oben und unten durchaus nicht symmetrisch.

13. An den Stempeln haften die Blasen in unge störter Ordnung und Zahl. Die von hier aus diktierte Ausrichtung des dichtesten Netzes auf eine Lage mit horizontalen Zeilen wird stets nur vor übergehend gestört. Es geht vielmehr von diesen der Deformation nicht unterliegenden Stücken eine ordnende Wirkung aus, der man mit Hinsicht auf die Vorgänge in Metallen entschieden Aufmerksamkeit schenken muß.

Abb. 8 zeigt drei einander folgende Standbilder eines polykristallinen Feldes. Der geordnete Bereich, der sich an den unteren Stempel anlehnt, dehnt sich infolge der eingeschalteten Zugbewegungen zu immer größerer Höhe aus — im Schlußbild greift er bis zum oberen Stempel durch. Wie kommt das zustande? Abb. 9 zeigt das zweite Bewegungsbild (Übergang von 8 b zu 8 c), das z. B. dazu führt, daß links aus 16 horizontalen Zeilen 27 werden. 10 a zeigt die „Dreiländerecke“ der stärksten Bewegungsunterschiede. Wie kommt es zu dieser Umordnung? Im Effekt scheint sich das rechte Korn so gedreht zu haben, daß seine Zeilen horizontal liegen. Abb. 10 b zeigt den entscheidenden Vorgang:

¹⁰ vgl. 1. c.¹, Abb. 1.

¹¹ 1. c.¹, Erläuterung zu Abb. 2.

die vorher sich abwärts biegende Kette ist von unten her aufgerissen, ihre Stücke haben sich gedreht und mit anderen Nachbarn als bisher zu horizontalen Stücken zusammengeschlossen. 10 c zeigt, wie das durchgreift: eine Gruppe von Gleitlinien bricht von unten in das Korn ein und gibt ihm eine Endstellung mit horizontalen Zeilen.

Man bemerkt sofort, daß ein solcher Vorgang von allgemeinem Interesse ist.

Welche Bedeutung die Anwesenheit härterer Verbindungen wie Oxyde, Nitride, Carbide für das plastische Verhalten von Metallen hat, ist geläufig. Man wird nach dieser Erfahrung nicht allein daran denken dürfen, daß derartiges Fremdmaterial an den Kornrändern blockierend wirkt, wie das schon oft diskutiert wurde. Man muß vielmehr damit rechnen, daß auch von geeignet geformten Stücken ordnende Wirkungen auf die nächste Umgebung ausgehen.

14. Die Bewegungen im Modell haben so das Verdienst, mit Eindringlichkeit auf Umbildungsvorgänge aufmerksam zu machen, die in der Wirklichkeit mitspielen müssen, an die aber in den gebräuchlichen Betrachtungen nicht gedacht wird. Man pflegt die Auflockerung der Bausteine, die zu Neuordnung an einem Gitter, damit zu dessen Wachstum führen, ausschließlich auf die thermische Bewegung zurückzuführen, — man betrachtet im Boltzmannschen Sinn das Zusammenspiel zwischen der mittleren kinetischen Energie der Wärmebewegung mit einer „Aktivierungsenergie“. So ist man es von den Zuständen im ruhenden Material, der Parallele zu normalen chemischen Reaktionen her gewohnt. Das Eingreifen der willkürlich eingeleiteten Bewegung in die atomistischen Bereiche hingegen sieht man rein als zerstörend an — wiederum in Übereinstimmung mit ins Auge fallenden Erscheinungen, der Zerkleinerung der Kristallite bei der Kaltverformung, deren Folge die Aufhärting durch diese Behandlung ist.

Der Versuch zeigt, daß freilich die Kristalle durch hineinlaufende Gleitbahnen zerrissen werden, daß aber gerade die Auflockerung des Gitters an diesen Stellen, das Herausheben der Bausteine aus den bisherigen Verbindungen, dazu Gelegenheit gibt, neue stabile Lagen aufzusuchen. Kommt die Beanspruchung ganz regelmäßig aus einem großen und selbst von den Beanspruchungen nicht gestörten zusammenhängenden Bereich, wie in Abb. 8—10 aus dem an den festen Stempel sich anlehnenden Bezirk, so führt die Neuordnung, obwohl das Korn durchweg aufgerissen wird, zu gemeinsamer Orientie-

ierung an dem stabilen Nachbarn, also zum Wachstum, zu Vergrößerung, nicht Verkleinerung der geordneten Bereiche. In der Tat besteht ja nicht der mindeste Anlaß dazu, anzunehmen, daß nur thermische Auflockerung zur Aufsuchung stabilerer Lagen Anlaß geben könnte — wie man es von der Boltzmann-Statistik als gewohnt im Sinn hat — die Auflockerung durch plastisches Gleiten gibt ebenso dazu Gelegenheit.

Den Kern der Betrachtung muß also die Frage bilden, ob die Gleitvorgänge, die beim plastischen Beanspruchen in einem Korn eingeleitet werden, einheitlich oder ungeordnet sind. Dringen von verschiedenen Seiten her Umordnungen nach verschiedenen Nachbarn im Gemenge auf das einzelne Korn ein, so werden sich die umgeordneten Bereiche nicht wieder geordnet zusammenfinden, die Gleitbahnen werden einander vielmehr im Inneren begegnen, sich gegenseitig blockieren und stecken bleiben: das Material wird aufgehärtet, Spannungsenergie wird im Inneren aufgespeichert. Wenn indes der Einfluß von außen her einheitlich ist, kommt der Grundvorgang, das bei Gelegenheit des Auflockerns eintretende Hinabsinken in stabilere Lagen, rein zur Geltung: im ganzen Material herrscht *ein* Gitter, die Zahl der an Kornrändern liegenden Bausteine höherer potentieller Energie hat abgenommen.

Man wird so darauf hingewiesen, daß auch beim Gleiten die Mechanik des molekularen Wachstumsvorgangs zu beachten ist. Es ist überaus nützlich, ihn einmal ganz ohne Mitwirkung thermischer Vorgänge ablaufen zu sehen. Der Grundvorgang, das Aufsuchen stabilerer Lagen, kommt deutlich heraus. Zugleich wird damit auch die gewohnte Erscheinung, in der thermische Auflockerung die Gelegenheit dazu gibt, — ja das ganze Gebiet des „thermischen Gleichgewichts“ — durch das Heranholen der Plastizität in einen weiteren Rahmen gestellt, indem der darin spielende molekularmechanische Vorgang einmal auf rein mechanischem Wege hervorgerufen wird. Nicht in statistischem Wechsel, sondern planmäßig geführt rücken die Bausteine einer nach dem anderen in die neue stabile Verknüpfung hinüber. Wie in der Elektrolyse greifen Kräfte, die man makroskopisch anwendet, in die Atomumlagerungen ein.

15. Beim Einarbeiten entwickelt sich mehr und mehr der Wunsch, die Bewegung auf einen Bruchteil der Teilchenabstände genau zu machen. Über die Beobachtungen mit einer inzwischen hergestellten Apparatur, in der die Zugbalken bis auf Zehntel

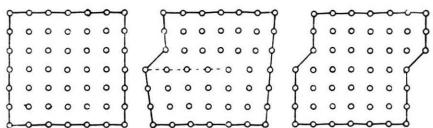


Abb. 1. Versetzungsschema nach Taylor.

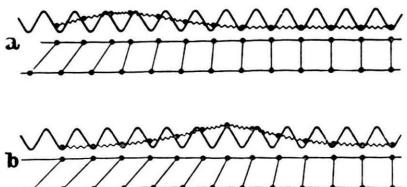


Abb. 2. Versetzungsschema mit Darstellung des Verlaufs der potentiellen Energie nach Kochendörfer.

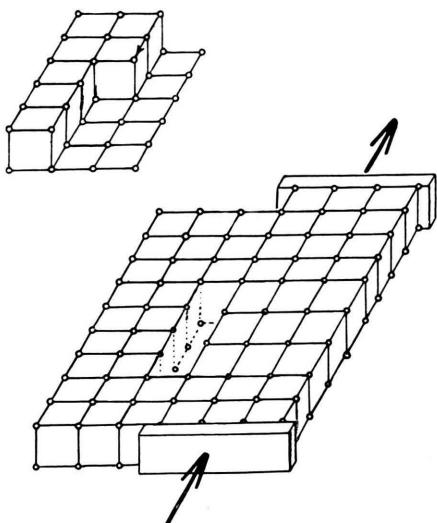


Abb. 3. Vergleich zwischen linearem Wachstum und dem Elementarvorgang des Gleitens, dem Fortschreiten einer Versetzung.

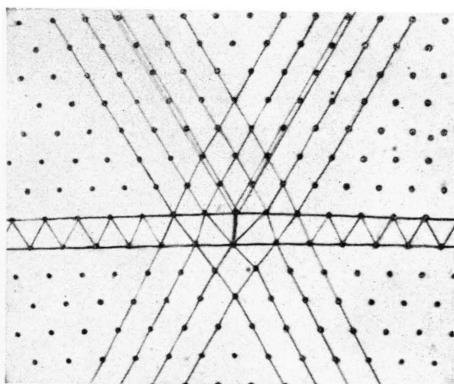


Abb. 4. Ruhende Versetzung.

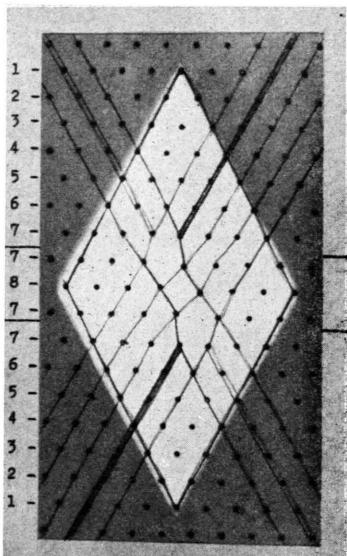


Abb. 5. Paar entgegengesetzter Versetzungen.

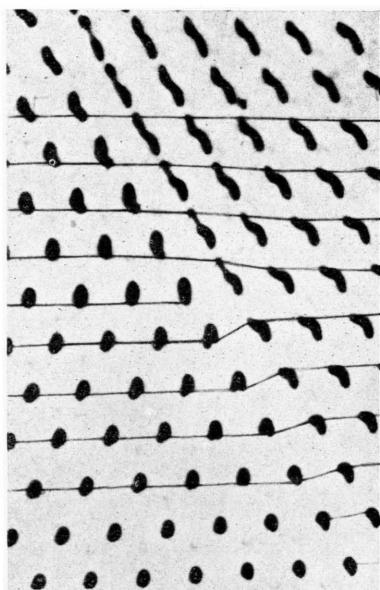
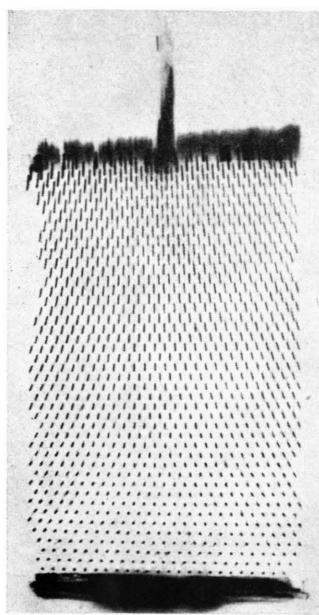
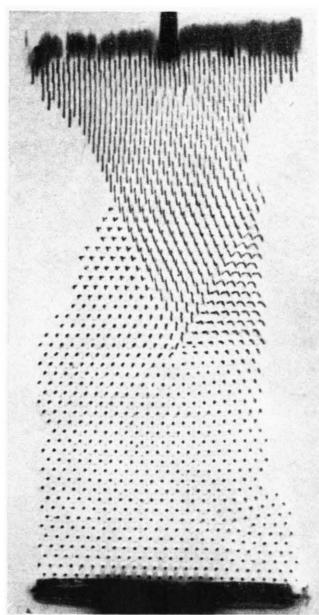


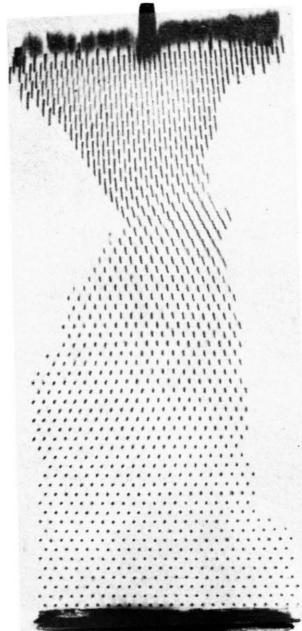
Abb. 7. Bewegung einer realen Versetzung.



a)



b)



c)

Abb. 6. Drei Bewegungsbilder aus einer Kette von 19 miteinander abwechselnden Stand- und Bewegungsaufnahmen: a) (Nr. 4 der Reihe) rein elastische Deformation, b) (Nr. 12) typischer Fall der plastischen Deformationsbewegung: zwei Gleitlinien bilden einen Keil, c) (Nr. 19) weit entwickeltes Stadium: in einander folgenden Einzelvorgängen sind links typische ausgedehnte Oberflächengleitspuren entstanden.

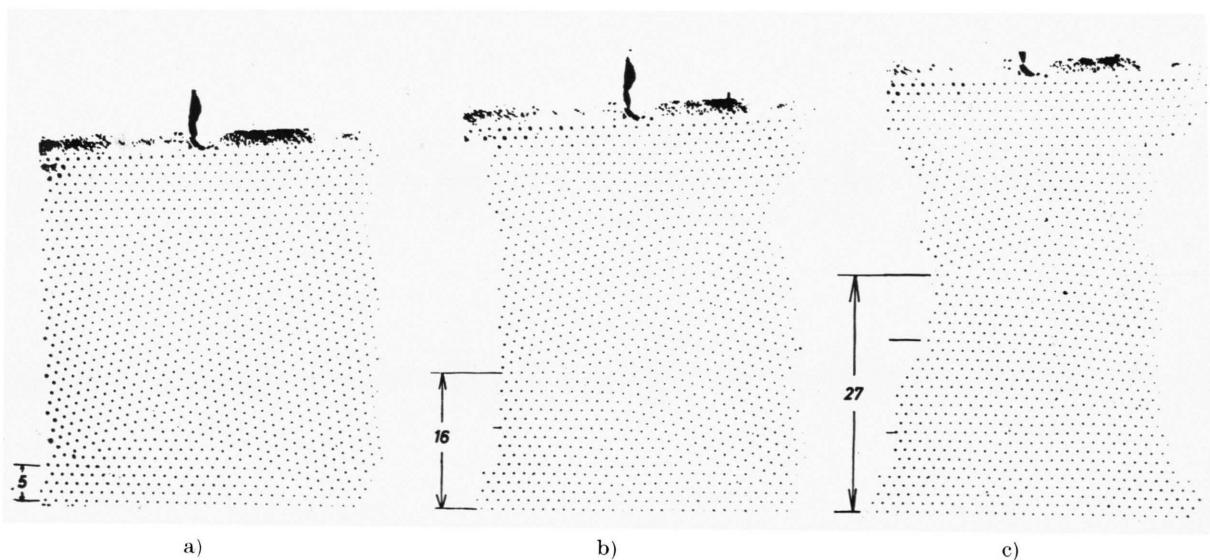


Abb. 8. a, b, c, drei einander folgende Standaufnahmen aus einem Zugversuch am Polykristall.

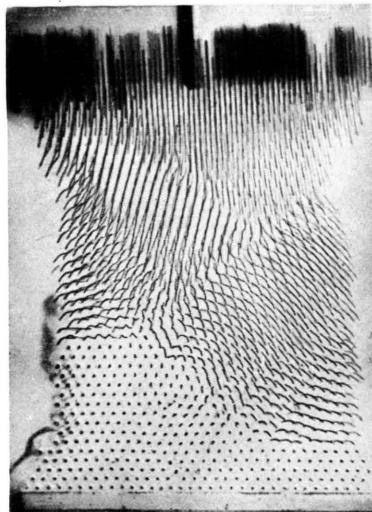


Abb. 9. Bewegungsbild zwischen 8 b und 8 c.

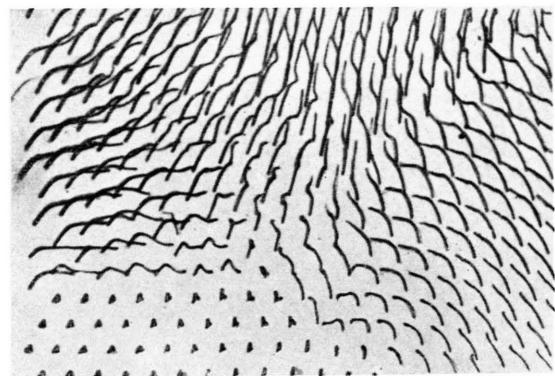


Abb. 10a. Einzelbewegungen an der Stoßstelle dreier Kristallkörner.

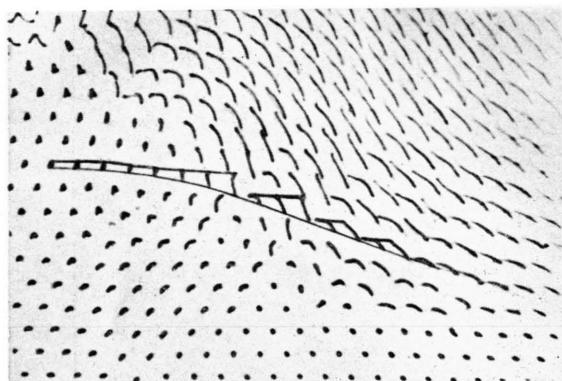


Abb. 10b. Umordnung einer Kette unter dem Einfluß eines nichtdeformierbaren Nachbarn.

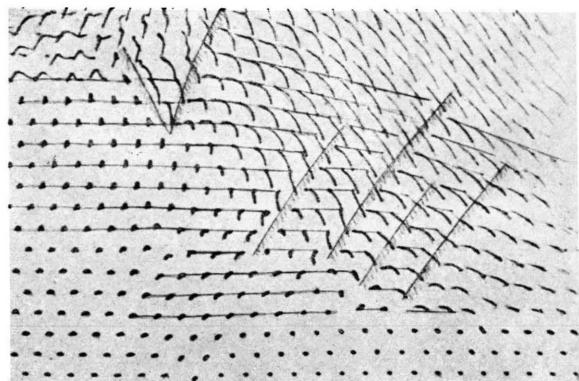


Abb. 10c. Einbruch in ein Korn und dessen Umordnung.

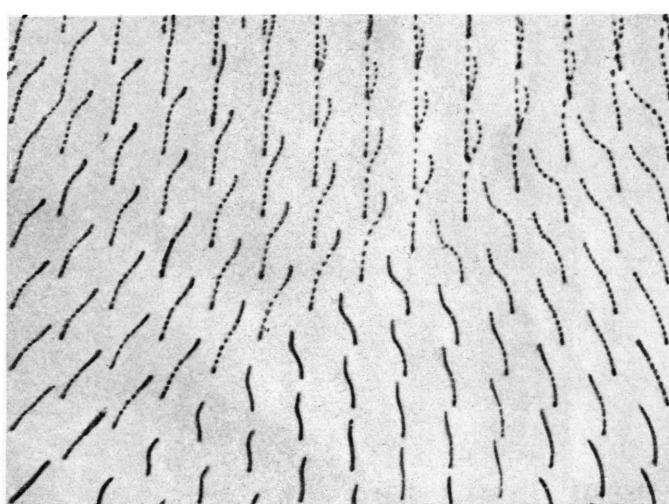


Abb. 11. Zug längs Dreieckskante. Beleuchtung zerhackt. Zeitliche Feinstruktur.