Arbeitskreis Bayerischer Physikdidaktiker

Beiitrag aus der Reihe:

Werner B. Schneider (Hrsg.)

Wege in der Physikdidaktik

Band 1

Sammlung aktueller Beiträge aus der

physikdidaktischen Forschung

ISBN 3 - 7896 - 0090 - 3

Verlag Palm & Enke, Erlangen 1989

Anmerkung:

Die Bände 1 bis 5 sind (Ausnahme Band 5) im Buchhandel vergriffen.
Die einzelnen Beiträge stehen jedoch auf der Homepage

http://www.solstice.de

zum freien Herunterladen zur Verfügung.
Das Copyright liegt bei den Autoren und Herausgebern.
Zum privaten Gebrauch dürfen die Beiträge unter Angabe der Quelle genutzt werden. Auf der Homepage
www.solstice.de
werden noch weitere Materialien zur Verfügung gestellt.

Hermann Deger

Aus dem Fundus der Physikgeschichte:

Modelle zur Demonstration mechanischer Festkörpereigenschaften

1. PHYSIKGESCHICHTE, EINE VIELSCHICHTIGE FUNDGRUBE FÜR DEN UNTERRICHT

Neben den Komponenten "berühmte Entdecker, Jahreszahlen und Anekdoten" kann die Physik-Geschichte auch in physikinhaltlicher Sicht wertvolle Beiträge zur Weiterentwicklung des Unterrichts anbieten: In manchen Bereichen stellt sie eine wahre Fundgrube für schulrelevante Demonstrationsmodelle dar. Man kann dabei ausnützen, daß der forschende Physiker bei der Erschließung neuer Gebiete zunächst im eigenen Interesse versucht, einfache Modelle und Beschreibungsweisen zu erfinden, um sich so auf Neuland vorzutasten. Vieles davon geht leider bei Fortschreiten des Erkenntnisstandes verloren; viel später - bei der Aufbereitung für den Unterricht - entsteht das Bedürfnis nach einfachen Modellen und Beschreibungsweisen von neuem. Während historische Modellvorstellungen in Form von Beschreibungen oder Abbildungen recht häufig in Lehrbüchern zu finden sind, geraten reale Modellexperimente leichter in Vergessenheit und sind dann aufgrund fehlender Detailkenntnisse ungleich schwieriger zu rekonstruieren.

In diesem Artikel werden in einer vergleichenden Darstellung drei historische Demonstrationsmodelle zu mechanischen Festkörpereigenschaften beschrieben: Ein Stahlkugelmodell nach Juliard /1/, ein Magnetmodell nach Hilsch /2/ und ein Seifenblasenmodell nach Bragg /3/. Dabei stehen schulrelevante Gesichtspunkte wie Versuchsaufbau und -durchführung im Vordergrund; Hinweise zum fachwissenschaftlichen Hintergrund und historische Anmerkungen runden die Thematik im Sinne der einleitenden Bemerkung ab. Zum Stahlkugelmodell und zum Seifenblasenmodell existieren bereits einige didaktisch orientierte Arbeiten /4/ - /7/; den Zugang zu historischen Quellen verdanken wir J. Teichmann /8/.

2. DAS STAHLKUGELMODELL (nach Juliard)

2.1. Aufbau und praktische Hinweise

Ungefähr 3000 Stahlkugeln befinden sich zwischen zwei parallelen Plexiglasplatten (siehe Abb. 1a und 1b); deren Fläche (hier 20cm·20cm) ist auf die schulüblichen Tageslichtprojektoren abgestimmt. Aus Stabilitätsgründen soll die untere Platte ausreichend dick (hier 8 mm, obere Platte 4 mm) gewählt werden. Für die Projektion hat es sich bewährt; die Unterseite mit feinem Schmirgelpapier zu

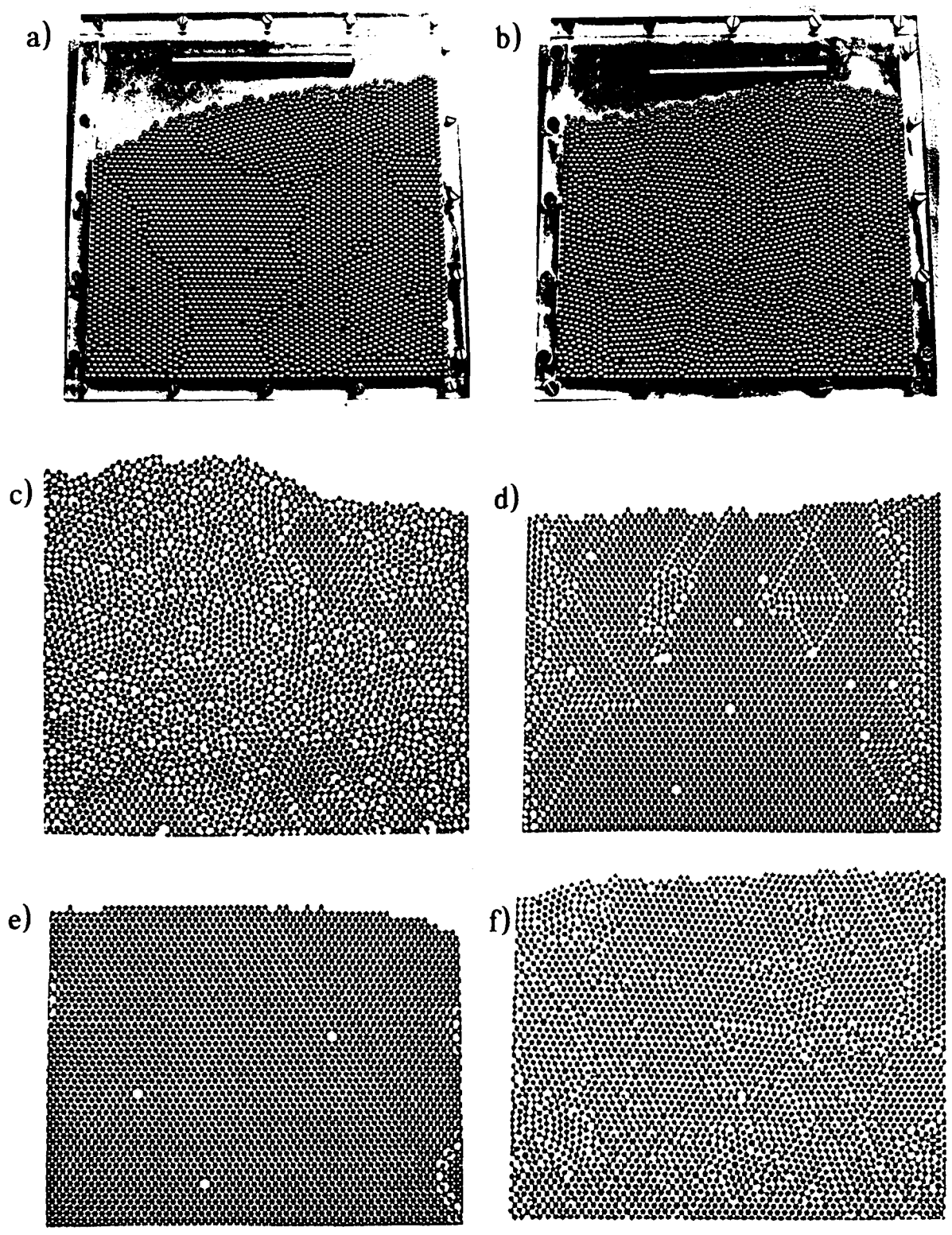

Abb. 1: Stahlkugelmodelle in verschiedenen Zuständen a),b) in normaler Aufsicht; c) bis f) auf Tageslichtprojektor):

a) Reinmetall-Modell (3000 Stahlkugeln mit Durchmesser 3mm), mit Punktdefekten und Korngrenzen, nach langsamer "Abkühlung" und geringen "Tempern".

b) Legierungs-Modell (zusätzlich 100 Kugeln mit Durchmesser 2,5mm und 50 mit 3,5mm); mit a) vergleichbare Behandlung.

c) Reinmetall nach einem "Abschrecken".

d) Reinmetall nach extrem langsamer Abkühlung, ohne Tempern.

e) "Wer schafft einen Einkristall ?"

f) Legierung: Start mit b) und anschließendem Tempern.

mattieren. Der Abstand der Platten wird durch einen Rahmen fixiert; er soll nur wenig dicker sein (z.B. 0,1 mm) als der Durchmesser der Kugeln. Zur Darstellung des reinen Metalls ("Reinmetall-Modell") wird nur eine Kugelsorte verwendet ($\varnothing$ = 3mm). Zur Darstellung einer Legierung fügt man zum Reinmetall-Modell ca. 100 kleinere ($\varnothing$ = 2,5 mm) und 50 größere Kugeln ($\varnothing$ = 3,5 mm) hinzu ("Legierungs-Modell"). Falls man "Stahl" darstellen möchte, mischt man zu den "Eisenatomen" ($\varnothing$ = 3 mm) bis 2 % "Kohlenstoffatome" ($\varnothing$ = 2 mm) bei.

Neben der Beobachtung mit dem Tageslichtprojektor (siehe Abb. 1c bis 1d) ist in manchen Fällen auch die direkte Betrachtung der Glanzlichter der polierten Kugelflächen unter einem flachen Blickwinkel interessant (Abb. 1a,b); minimal unterschiedliche Ordnungsstrukturen, bei kleinen Korngrößen, lassen sich auf diese Weise viel leichter erkennen. Einige Hinweise zum Selbstbau: Das Plexiglas dürfte pro Modell um DEM 30,- kosten, 1000 Stahlkugeln mit Durchmesser 2 bis 4 mm kosten ebenfalls ca. DEM 30,-. Der feinmechanische Aufwand ist gering.

2.2. Physikalischer Hintergrund

Mit diesen Stahlkugelmodellen entstehen bereichsweise die dichtest gepackten Ebenen einer hexagonalen (hcp) oder einer kubisch flächenzentrierten (fcc) Kristallstruktur. Wenn man bedenkt, wie wenig real die echten Bindungsverhältnisse durch die Stahlkugeln dargestellt werden, so ist es erstaunlich, wieviele Eigenschaften von realen Metallen sich mit dieser einfachen Anordnung simulieren lassen (siehe unten).

Bis auf eher störende Adhäsions- bzw. Magnetisierungseffekte erfahren die Stahlkugeln in waagrechter Lage keine anziehende Wechselwirkung (vgl. Abb. 17). Erst eine leichte Schrägstellung bewirkt Hangabtriebskomponenten, und dadurch wird für die im Rahmen eingesperrten Kugeln ein einseitiger "anziehender Effekt" simuliert. Die weiter unten liegenden Kugeln spüren außerdem den Schweredruck, der von den darüberliegenden herrührt. Die abstoßende Wechselwirkung der realen Atome wird durch die starren Kugeloberflächen ("hard sphere model") gut simuliert.

2.3. Darstellung möglicher Versuche

Man legt das Modell leicht geneigt auf den Tageslichtprojektor.

a) Mikroskopische Modellvorstellung von Metallen:
Die Tragfähigkeit mikroskopischer Modellvorstellungen zeigt sich im Vergleich mit den makroskopischen Erfahrungen, die sich damit beschreiben lassen. Während die schulüblichen Strukturmodelle (Holzkugeln, verbunden mit Stangen) eine gute Vorstellung nur zur räumlichen Struktur des idealen Kristalls vermit-

teln, liefert das Stahlkugelmodell eine gute Vorstellung zur realen Struktur und überdies noch zu deren Zustandekommen. Mit etwas Geschick und Übung, vielleicht unter Vorgabe einer spielerischen Aufgabenstellung ("Wer schafft ..."), entstehen mehr oder weniger geordnete Strukturen. Man errreicht verschiedene Bilder z. B. durch Schütteln, Klopfen an den Rand, langsames oder schnelles Kippen aus der Horizontale. Auf diese Weise entsteht zunächst ein Bewußtsein der Problematik "Kondensieren, dichteste Packung, Ordnung, Fehlordnung", welches mit den vorher genannten Strukturmodellen nicht erreichbar ist. Das Stahlkugelmodell enthält auch weiterführende Gesichtspunkte. Es stellt viele verschiedene Arten von Kristallfehlern dar. Wie in der Natur treten sie in großer Zahl von selbst auf. Am klarsten erkennbar sind Punktdefekte (unbesetzte Gitterplätze, z.B. Abb. 1e), Fremdatome (größerer Platzbedarf, Abb. 1b,f) und Korngrenzen (Grenzen der wohlgeordneten Bereiche, Abb.1a,d). Verschiedene Arten von Versetzungen dagegen können wegen der starren Randbedingungen kaum auftreten; lediglich schräge Versetzungslinien (Abb. 1d) könnten als Schnitt durch eine Schraubenversetzung gedeutet werden.

Zwischen dem Erfahrungsbereich des Schülers und den aus dem Modell gewonnenen Vorstellungen lassen sich nun folgende Bezüge herstellen:

- ♦ Die auffällig hohe Dichte der Metalle ist mitbedingt durch das Auftreten der dichtesten Packung.
- ♦ Selbst bei sehr langsamer Abkühlung einer Metallschmelze läßt sich ein idealer Einkristall kaum erreichen, sondern nur ineinander verzahnte Kristallite (Abb. 1d); man vergleiche damit die bekannten Schliffbilder von Metallflächen, oder verzinkte Oberflächen. Hieraus folgt das "quasiisotrope" Verhalten der Metalle.

b) Wärmebehandlung von Reinmetallen und Legierungen:

Die Wärmebehandlung von Metallen bietet einen faszinierenden Einstieg in das Studium von Materialeigenschaften. Man kann von folgenden möglichen Schülererfahrungen ausgehen:

- ♦ Wird ein Metall abgeschreckt, d.h. von Temperaturen nahe dem Schmelzpunkt sehr schnell auf Zimmertemperatur abgekühlt, so wird es hart und spröde wie Glas. Experiment: Abschrecken einer glühenden Stricknadel in Wasser.
- ♣ Durch Tempern, d.h. durch eine langzeitige Erwärmung mit anschließender langsamer Abkühlung wird ein Metall biegsam. Experiment: Tempern eines dicken Kupferdrahtes in einer Gasflamme bei einer Temperatur um 500°C.
- ♠ Legierungen sind schwerer verformbar als Reinmetalle. Vergleiche: Kupfer- und Messingdrähte.

Die entsprechenden Modellversuche sehen folgendermaßen aus:

- ♦ Schüttelt man eines der Modelle in horizontaler Lage so stark, daß sich die Kugeln regellos bewegen, aber in engem Kontakt zueinander stehen, so hat man die "Schmelze" (im Prinzip wäre bei geringer Flächenfüllung auch eine Darstellung der Gasphase möglich). Ein plötzliches Abkühlen der Schmelze simuliert man, indem man plötzlich mit den groben Schüttelbewegungen aufhört

und das Modell zur Stabilisation leicht neigt; es ergeben sich auffällig nur kleine Kristallite (siehe Abb. 1c). Weit schwieriger ist es, sehr große Kristallite zu erreichen. Hierzu muß man diesen Übergang sehr, sehr gefühlvoll durchführen (langsames Abkühlen aus der Schmelze). Dabei eine Einkristallstruktur zu erreichen, ist praktisch unmöglich (Abb. 1d).

- "Tempern", d.h. eine nachträgliche "Wärmebehandlung" simuliert man durch leichtes Schütteln und Klopfen in schon kondensierter Lage. Beim Reinmetall-Modell lassen sich auf diese Weise sogar "Einkristalle" (Abb. 1e) erzielen. Beeindruckend ist dabei, wie leicht sich linienförmige Fehlordnungen an den Rand des Korngefüges treiben lassen, wie hartnäckig jedoch Punktdefekte ihren Platz behaupten. Besonders deutlich wird dieses Verhalten beim Legierungsmodell. Hier sind die erzielbaren Korngrößen wesentlich kleiner (Abb. 1f). Dies kommt daher, daß die Fremdatome ein Wandern von Fehlordnungen blokkieren und sich damit bevorzugt an Korngrenzen ansammeln. In diesem Bereich lassen sich mit einem erweiterten Aufbau auch quantitative Versuche zur Abhängigkeit zwischen der Dauer der Wärmebehandlung und der Korngröße durchführen (siehe dazu /5/ und /9/).
- Bei Legierungen ergeben sich bei gleicher Behandlung vergleichsweise kleinere Kristallite als im Reinmetall.

Das Stahlkugelmodell ist jedoch nicht in der Lage aufzuzeigen, wie die Art des Korngefüges und die verschiedenen Fehlordnungen das plastische Verhalten von Metallen verursachen. Hier sei auf das Seifenblasenmodell verwiesen.

2.4. Historische Anmerkungen

Die Vorstellung vom Kristallaufbau aus harten Kugeln hat eine lange Tradition. Dazu möchten wir auf das Buch von J.G. Burke: "Origins of the Science of Crystals" /10/ hinweisen, in dem auch historische Originalarbeiten, u.a. "Mikrographia" von R. Hooke und "Traite de Mineralogie" von R. J. Häuy aufgegriffen werden. Auch J. Kepler ist zu erwähnen, der lange vor der Begründung der Kristallographie in seiner Schrift "Strena Seu De Nive Sexangula" /11/ die

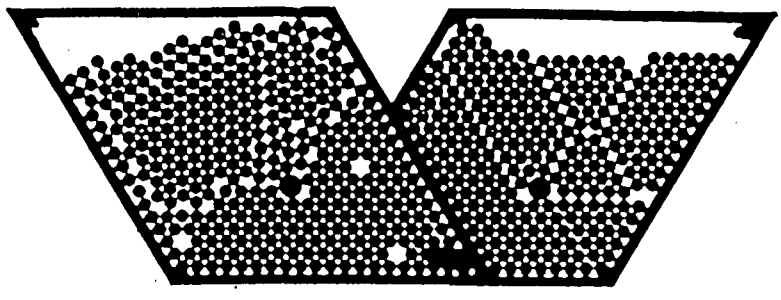

Abb. 2: Foto des vermutlich ersten Stahlkugelmodells von A.Juliard /1/.

Sechsersymmetrie der Schneekristalle mit der dichtesten Packung von Tautröpfchen erklärte. Die Bilder von Kugelanordnungen in Keplers Arbeit zeigen bereits deutlich die Idee zweidimensionaler Kugelmodelle.

Wer als erster das hier beschriebene Projektionsmodell verwendete, um Fehlordnungen in Kristallstrukturen zu demonstrieren, konnten wir nicht eindeutig feststellen; vielleicht war es A. Juliard /1/. 1949 illustrierte er seinen Beitrag zum Symposium "Crystal Growth" der Faraday Society mit einigen Bildern (siehe Abb. 2), die vermutlich Fotographien eines Demonstrationsversuches mit einem Kugelmodell darstellen. Eine erste sichere Angabe für ein real ausgeführtes Stahlkugel-Modell stammt aus dem Jahre 1952 von R.W. Pohl /12/.

3. DAS MAGNETMODELL (nach R. Hilsch)

3.1. Aufbau und praktische Hinweise

Das Magnetmodell besteht aus ca. 200 zylinderförmigen Magneten (Abb. 3), die antiparallel angeordnet werden. In einer Verfeinerung (J. Teichmann) stecken die Magnete (Alnico) in Plastikhülsen verschiedener Abmessung (Abb. 3); deren Anordnung zeigt Abb. 4. Tabelle I nennt die Innen- bzw. Außendurchmesser (d bzw. D) der Plastikhülsen für die verschiedenen Ionensorten. In 3.2 wird gezeigt, daß es für das Modell günstig ist, die Länge der Stabmagneten groß zu wählen. Dies ermöglicht die Verwendung preiswerter Alnico-Magnete.

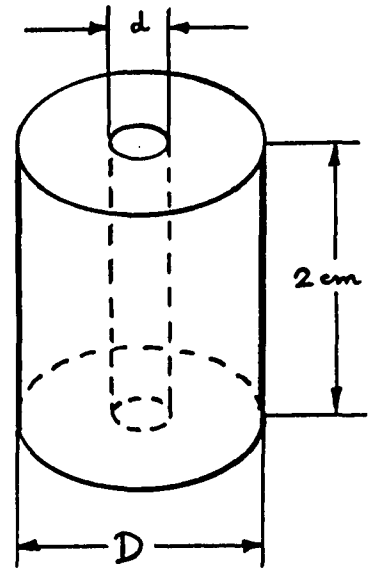

Abb. 3: Einzelnes Bauelement für das Magnetmodell: Zylinderförmiger Stabmagnet (Durchmesser d) in einer Plastikhülse.

Ion	(1) Anzahl	(2) d/cm	(3) D/cm	(4) Ionenradius/A
Na	95	0,6	1,0	1,17
Cl	95	0,6	1,5	1,64
Li	25	0,4	0,8	0,94
J	10	0,6	2,0	1.97

Tabelle I: Größenvergleich von Modellionen und Realdaten: (1) auf diese Stückzahlen beziehen sich die Preisangaben im Text, (2) und (3) siehe Abb.3, der Vergleich zwischen (3) und (4) zeigt, daß die mit den Hülsen versehenen Magnete den Platzbedarf gut simulieren.

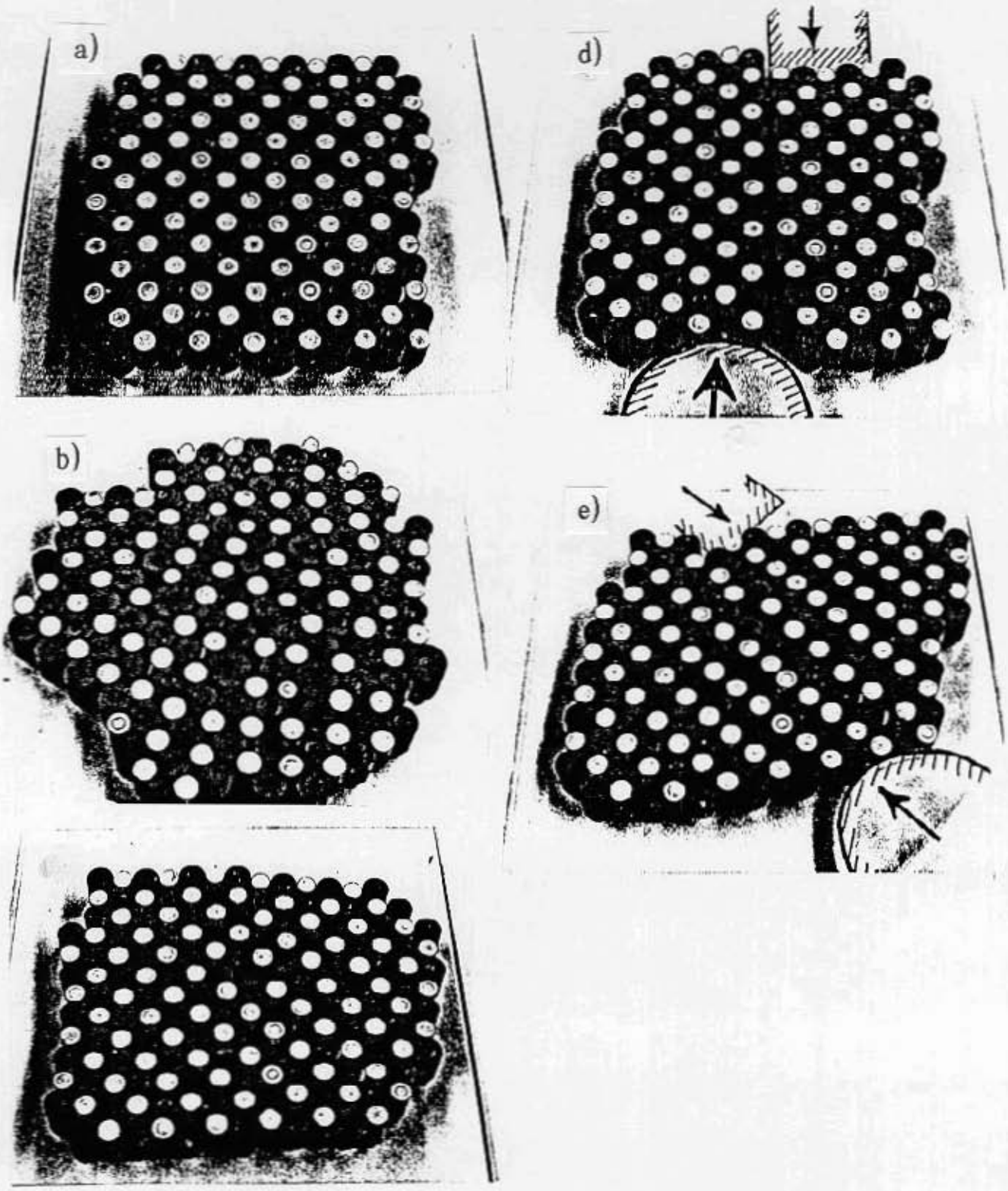

Abb. 4: Magnetmodell in verschiedenen Zuständen:
a) Ionenkristall (antiparallel angeordnete Stabmagnete mit zwei verschiedenen Hülsendurchmessern).
b) Realer Ionenkristall (zusätzlich einzelne Fremdionen mit abweichenden Hülsendurchmessern).
c) Eine eingeschobene Halbebene bewirkt eine sogenannte Stufenversetzung.
d) Zur Spaltbarkeit von Ionenkristallen
e) Zur plastischen Deformation (Scherungsrichtung gegenüber d) um 45° gedreht).

Die positiven und negativen Modellionen werden antiparallel angeordnet und die Konfiguration entweder direkt (farbliche Kennzeichnung) oder mittels eines Tageslichtprojektors betrachtet (verschieden große Kreisflächen). Der in der Tabelle I angegebene Größenvergleich zwischen Modell und Wirklichkeit entspricht den Möglichkeiten bei Verwendung handelsüblicher Stabmagnete und Plastikmaterialien. Das Verhältnis der Radien der Modellionen stimmt besonders gut für NaCL und LiCL.

Noch einige Hinweise zur Herstellung der Plastikhülsen: Von einer Plastikstange (kreisförmiger Querschnitt, Preis ca. DEM 3,- pro Meter) werden 2 cm lange Stücke abgeschnitten; die Bohrungen können mit einer Handbohrmaschine in einem Bohrständer mit justiertem Handschraubstock angefertigt werden. Der Bohrungsdurchmesser soll dabei 0,1 mm kleiner sein, als der Durchmesser des Stabmagneten (Preis ca. DEM 1,- bei 2 cm Länge).

3.2. Physikalischer Hintergrund

Wir betrachten jeden Stabmagneten als eine Anordnung zweier magnetischer "Monopole" unterschiedlicher Polarität im Abstand der Stablänge. Diese Annahme ist umso besser, je größer der Abstand der Magnete (Hülsendurchmesser) ist, wie die folgenden, leicht nachzuvollziehenden, Messungen zeigen: Legt man zwei der (2 cm langen und 0,6 cm dicken) Alnicozylindermagnete so nebeneinander, daß sich ihre Mantelflächen berühren und Stirnflächen gleicher Polarität gegenüberliegen, so stoßen sie sich mit einer Kraft von ca. 0,9 N ab. Dreht man einen Stab um, sodaß sich nun ungleiche Pole gegenüberliegen, so ziehen sich die Magnete mit ca. 2,5 N an. Dieser Unterschied ist auf die gegenseitige Magnetisierung zurückzuführen. Wiederholt man dieses Experiment mit größerem Abstand der Stabmagneten (also eingesteckt in die Plastikhülsen), so nähern sich die Werte der Anziehung und Abstoßung mit zunehmendem Hülsendurchmesser (ca. 0,22 N und 0,15 N bei D = 2,0 cm). Die nun folgenden Überlegungen basieren auf der oben angesprochenen idealisierenden Näherung einzelner von einander unbeeinflußter Monopole.

Die Ortsabhängigkeit der Kraft zwischen den magnetischen Monopolen entspricht der Coulomb-Wechselwirkung bei elektrischen Ladungen ($1/r^2$ Abhängigkeit). Die Anordnung von vielen antiparallelen Stabmagneten stellt aber nicht nur einfach eine (100)-Ebene des Kristalls dar (siehe Abb. 5), sondern beinhaltet stets eine doppelte Lage von Monopolen. Liegt die Länge der Stabmagnete in der Größenordnung der paarweisen Abstände der Mittelpunkte, so ist dadurch eine Ionen-Doppelschicht simuliert; verwendet man dagegen relativ lange Stabmagnete, so entspricht dies einer einzigen Schicht des Ionenkristalls bei verdoppelter Kraftwirkung.

Eine reizvolle Fragestellung bei der Konstruktion des Modells lautet nun: Ist es für die Modellierung günstiger, mit langen Magnetstäben eine einzige Ionen-

schicht darzustellen, oder mit kurzen Stäben eine Ionen-Doppelschicht? Einerseits könnte man vermuten, daß das Modell mit der Doppelschicht besser der Realität entspricht. Wie Abb. 5 zusammen mit Tabelle II verdeutlicht, beinhaltet eine einzige (zweidimensionale) Schicht des Ionenkristalls bereits 4 der insgesamt 6 nächsten Nachbarn (im Dreidimensionalen), aber nur 4 von insgesamt 12 übernächsten Nachbarn. Aus Tabelle II ist ersichtlich, wieviele der weiteren Nachbarn, die in einer einzigen Schicht nicht vorliegen, bereits in der zusätzlichen 2. Schicht vorkommen.

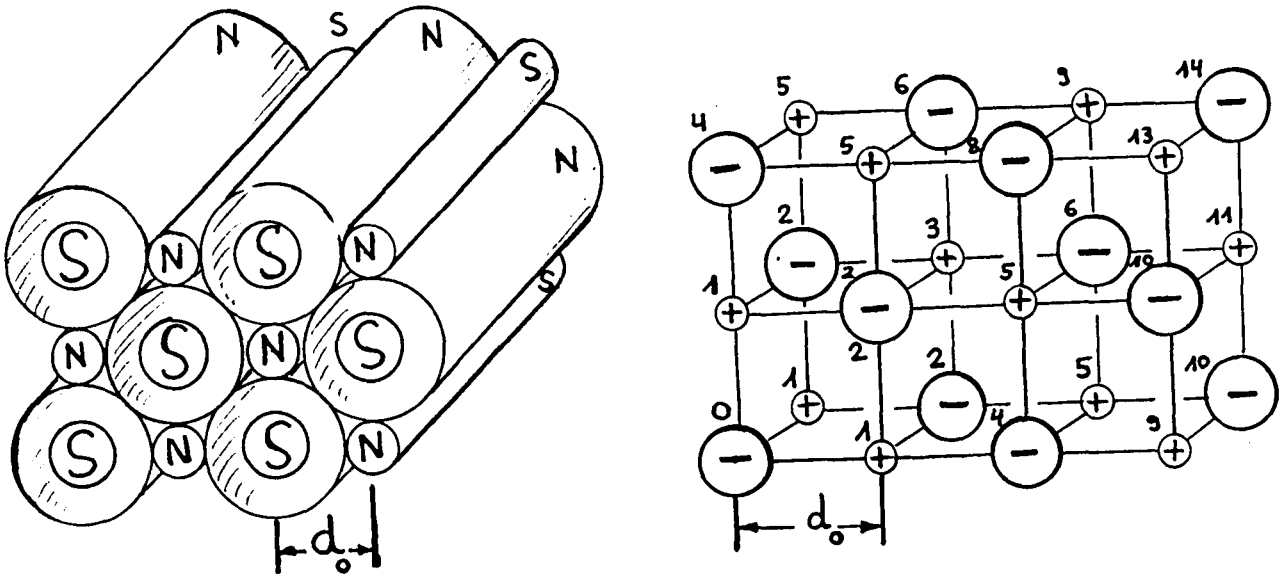

Abb. 5: Vergleich: Magnetmodell (links) - Ionenkristall (rechts); die Nummern beim Ionenkristall charakterisieren den Grad der Nachbarschaft zu Ion-Nr. 0 (siehe Tabelle II)

(1) Nr	(2)	(3) einzelne Schicht	(4) Doppelschicht	(5) Kristall
1	+	4	5	6
2	-	4	8	12
3	+	/	4	8
4	-	4	4	6
5	+	8	12	24
6	-	/	8	24
8	-	4	4	12

Tabelle II: Anzahl und Abstand nächster und weiterer Nachbarn eines Ions: (1) Die Nummerierung (Abb. 5) ist zugleich das Abstandsquadrat (Einheit d_o^2) bezüglich des Referenzions Nr.0, (2) Vorzeichen der Kraft, (3) Anzahl dieser Nachbarn in nur einer Schicht, (4) Anzahl in einer Doppelschicht, (5) im dreidimensionalen Kristall.

Bei einer NaCl-Struktur mit Ionen der Ladung q und einem paarweisen Abstand d_o nächster Nachbarn, errechnet sich die Coulombenergie E eines Ions als Summe der Wirkung der nächsten und weiteren Nachbarn :

$$E = (6/1 - 12/\sqrt{2} + 8/\sqrt{3} - ....).q^2/d_o = \alpha \cdot q^2/d_o$$

Die nur langsam abnehmenden alternierenden Beiträge bei größeren Abständen bewirken, daß die Reihe nur schlecht konvergiert, und deshalb zunächst selbst Nachbarn sehr hoher Ordnung nicht vernachlässigbar sind /13/. Mit der gut konvergierende Methode von Evjen /14/ wurde α für unsere beiden Modellvarianten berechnet. Für eine einzige Schicht eines Ionenkristalls (dies entspricht sehr langen Magnetstäben) erhält man $\alpha = 1{,}62$ (siehe auch /15/); Dies zeigt, daß die Gitterenergie des dreidimensionalen Ionenkristalls ($\alpha = 1{,}75$) bereits durch die 2-dimensionale Näherung einer einzelnen Schicht gut dargestellt ist. Der Zugewinn durch die zweite Schicht fällt schwächer aus als vermutet (α=1,69). Dabei ist ferner zu berücksichtigen, daß im Modell jeder Stabmagnet eine starre Verbindung zwischen zwei Monopolen darstellt, die beiden Einzelschichten also starr zu einer Doppelschicht verbunden sind. Aus didaktischen Gründen würden die Autoren daher eine 2-dimensionale Näherung, also lange Stäbe bevorzugen.

3.3 Die Möglichkeiten des Modells

a) Fehlordnungen und Temperatureinflüsse:
Auch in Ionenkristallen sind verschiedene Arten von Fehlordnungen die eigentliche Ursache vieler makroskopischer Phänomene. So entdeckte R.W. Pohl in den zwanziger Jahren, daß Anionen-Leerstellen mit eingefangenem Elektron (sog. Farbzentren) die Ursache für Farbeffekte bei Salzen sind /16/; Einzelne Fremdatome oder Leerstellen mit den dazu gehörigen Gitterverzerrungen lassen sich einfach im Magnetmodell darstellen (ohne Abb.); eine Stufenversetzung zeigt Abb. 4c. Das "Tempern" läßt sich bei diesem Modell mit Einschränkung durchführen, da stets die Gefahr besteht, daß die Stabmagneten am Rand des Gefüges umklappen. Am besten legt man die Hand leicht auf die Magnete und führt mäßige Rüttelbewegungen aus. Dabei kann, wie beim Stahlkugelmodell eine Vergrößerung der geordneten Bereiche beobachtet werden (Abb. 4b).

b) Kristallwachstum:
Unter einem Mikroskop betrachtet, zeigen Körner von Kochsalz bevorzugt eine kubische Oberfläche. Wie kann dies mit dem Modell erklärt werden? Ausgehend von kleinen Kristallkeimen werden abwechselnd weitere "Anionen und Kationen" an verschiedene Stellen gebracht und in einer Entfernung von 1-2 cm vom Kristallkern losgelassen. Wie in der Natur, "kristallisiert" das Modell bevorzugt an bestimmten Oberflächen (siehe Abb.6).

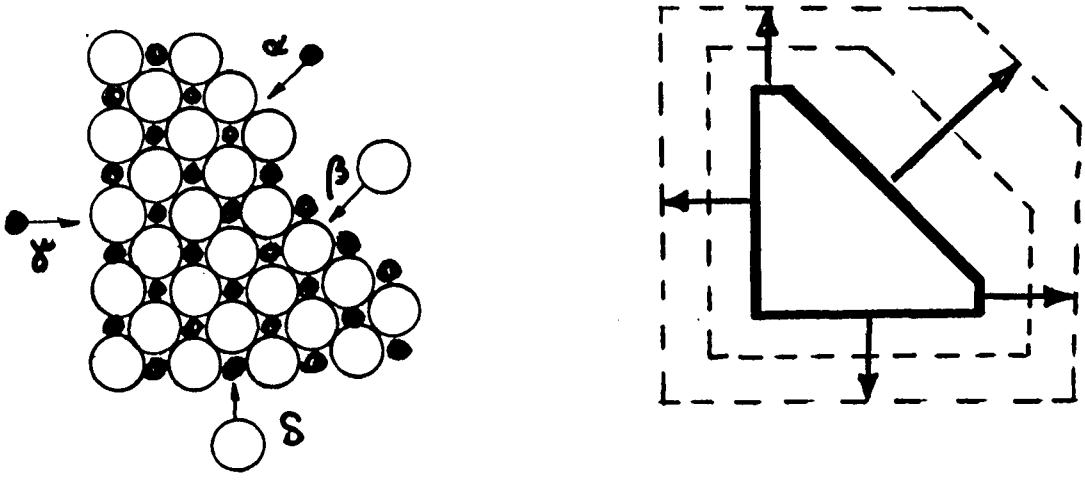

Abb. 6: Zum Kristallwachstum : Die Anlagerung an diagonalen Grenzlinien (α und β) ist energetisch wesentlich günstiger, als an vollständigen Würfelkanten (γ und δ). Damit ist die Wachstumsgeschwindigkeit senkrecht zu diagonalen Flächen am größten und der Kristallkeim nimmt zunehmend eine "kubische" Oberfläche an.

c) Elastische und plastische Deformationen:

Salzkristalle lassen sich bekanntlich leicht spalten, indem man eine Klinge parallel zu einer Würfelkante ansetzt und mit einem Hammer leicht darauf schlägt. Dieses verblüffende Verhalten kann auch mit dem Modell gezeigt werden. Zunächst drückt man die Magnetansammlung von den Seiten her nur leicht zusammen und läßt wieder los; es kehrt dann in die Ausgangslage zurück. Aus einer elastischen Verformung wird eine plastische, sobald man so stark drückt, daß Umlagerungsprozesse stattfinden. Bei einer geringen Scherung längs einer Würfelkante (Linien, in denen abwechselnd Kationen und Anionen nebeneinander liegen, siehe Abb. 4d), liegen in der Gleitgeraden zunächst noch abwechselnd Kationen und Anionen einander gegenüber; bei stärkerer Scherung wird eine Stellung erreicht, in der jeweils gleichnamige Ionen einander gegenüber liegen, und damit entsteht eine starke abstoßende Kraft: Mit einem Ruck zerteilt sich der Modellkristall in zwei Teile. So läßt sich die leichte Spaltbarkeit von Salzen erklären: Die Klinge (mikroskopisch als kleine stumpfe Fläche gesehen) übt auf wenige Ionen-Schichten einen großen Druck aus, welcher, wie oben, eine Verschiebung um einen Ionenabstand bewirkt. Völlig anders liegt der Fall bei Deformationen längs einer Würfeldiagonalen (Abb. 4e): Hier hängt die Anziehung zwischen den Gleitlinien kaum vom Grad der Deformation ab. Es kommt lediglich zu plastischen Verformungen, nicht aber zur Spaltung.

3.4 Historische Anmerkungen

Das hier beschriebene Magnetmodell basiert auf einem Aufsatz von R. Hilsch /2/ aus dem Jahre 1954 zum 70. Geburtstag von R.W. Pohl; als Erweiterung schlug J. Teichmann die verschieden großen Hülsen vor, und damit erscheinen in der Projektion die typischen Größenverhältnisse der verschiedenen Ionen.

Ein anderes Magnetmodell beschreibt R.W. Pohl: Viele Ringmagnete (magnetisiert in Richtung der Symmetrieachse) werden auf einer Fläche reibungsfrei gelagert; jeder Ringmagnet ist mit der gleichen Orientierung auf einen Becher (Trockeneis im Becher, Loch im Boden) aufgezogen, sodaß sich alle gegenseitig abstoßen. Die "bindende" Komponente wird durch eine magnetische Begrenzung der Fläche erzielt. Man erkennt in diesem Modell den Vorläufer zu den heute üblichen Luftkissentischen mit Magnetpucks /17/, /18/, /19/.

4. DAS SEIFENBLASENMODELL

Es gibt einige wissenschaftliche Filme /20/, die mit dem Seifenblasenmodell mögliche Demonstrationen zeigen. Diese sind aus mehreren Gründen sehr zu empfehlen: Man kann sie unmittelbar im Unterricht verwenden; sie geben aber auch dem Interessenten einen Einblick in die Möglichkeiten, die man sich durch Eigenbau der Apparatur verschaffen kann.

4.1.Aufbau und praktische Hinweise

Der in Abb. 8 skizzierte Aufbau zeigt eine Rekonstruktion des Originalaufbaus nach W.L. Bragg /3/, /21/. Die Versuchswanne ist mit Seifenlauge gefüllt. In diese werden unter konstantem Druck Luftbläschen eingebracht. Die so entstehenden Blasenanordnungen ("Blasenflöße") können in Projektion beobachtet werden (durchsichtige Platte im Wannenboden). Für die Qualität der Demonstrationen sind die Druckluftregulierung und die Rezeptur der Seifenlauge entscheidend.

a) Rezeptur der Seifenlauge:
15,2 cm^3 Ölsäure (reinst) werden mit 50,0 cm^3 Aqua dest. aufgeschüttelt, 3,0 cm^3 Trithanolamin wird zugefügt, das Ganze mit Aqua dest. auf 200,0 cm^3 aufgefüllt, dazu kommt 164,0 cm^3 Glycerin (reinst); evtl. weiteres Aqua dest. Diese Originalmischung nach W.L. Bragg liefert Seifenblasen mit einer genügend hohen Stabilität, die wegen der starken Wärmeentwicklung des Projektors dringend erforderlich ist. Das Glycerin gibt der Lauge Langzeitstabilität (etliche Monate), führt aber auch zu einer Braunfärbung. Es ist empfohlen, die Lauge unter Luftabschluß in einem Lichtschutzgefäß aufzubewahren.

b) Druckluftregulierung:
Um mit großer Gleichförmigkeit ca. 1 mm große Seifenblasen zu erzeugen, muß ein geringer Überdruck (etwa 30-80 hPa) mit hoher Konstanz aufrecht erhalten werden. In Abbildung 7 ist der historische Aufbau mit sogenannten "Winchesterflaschen" gezeigt. Eine wesentlich einfachere Möglichkeit ist die Verwendung eines möglichst großen Luftballons; hier läßt sich jedoch der Druck und damit die Blasengröße nicht allzu fein regulieren.

c) Glasdüsen, Versuchswanne:
Die Glasdüsen werden aus 6 mm dicken Glasröhren hergestellt (Wandstärke ca. 1,5 mm). Ein ca. 5 cm langes Stück wird nach unten abgewinkelt und dessen Ende zu einer konischen Spitze haarfein ausgezogen; dieses soll wieder nach oben zeigen (siehe Abb.7). Mit einer Pinzette bricht man nun vom abgeschmolzenen Ende vorsichtig kleine Stücke ab, bis sich eine möglichst kleine Öffnung ergibt. Die Versuchswanne ist horizontal justierbar. Sie kann mit einem Trennblech (siehe Abb. 14 und 15) unterteilt werden; dann werden zwei Glasdüsen mit verschiedenen Öffnungsgrößen in die becherförmigen Vertiefungen eingetaucht und am Wannenrand fixiert. Für erste Versuche genügt eine Glaswanne; als Düsen können feine Einwegspritzen aus dem medizinischen Bedarf dienen.

d) Hinweise zur Projektion:
Die vielfache Brechung und Reflexion an den Seifenblasen verschlechtert den Bildkontrast. Bei kleinen Blasengrößen und großen Projektionsentfernungen erkennt man nur noch helle Punkte, die durch dunkle Zonen getrennt werden. Man erreicht hier eine Verbesserung durch

- ♦ größere Blasendurchmesser (evtl. nicht sinnvoll, siehe unten) und
- ♦ Absenken der Projektionsoptik um ca. 1 bis 2 cm aus der Scharfstellung; (Verbesserung des Bildkontrastes)

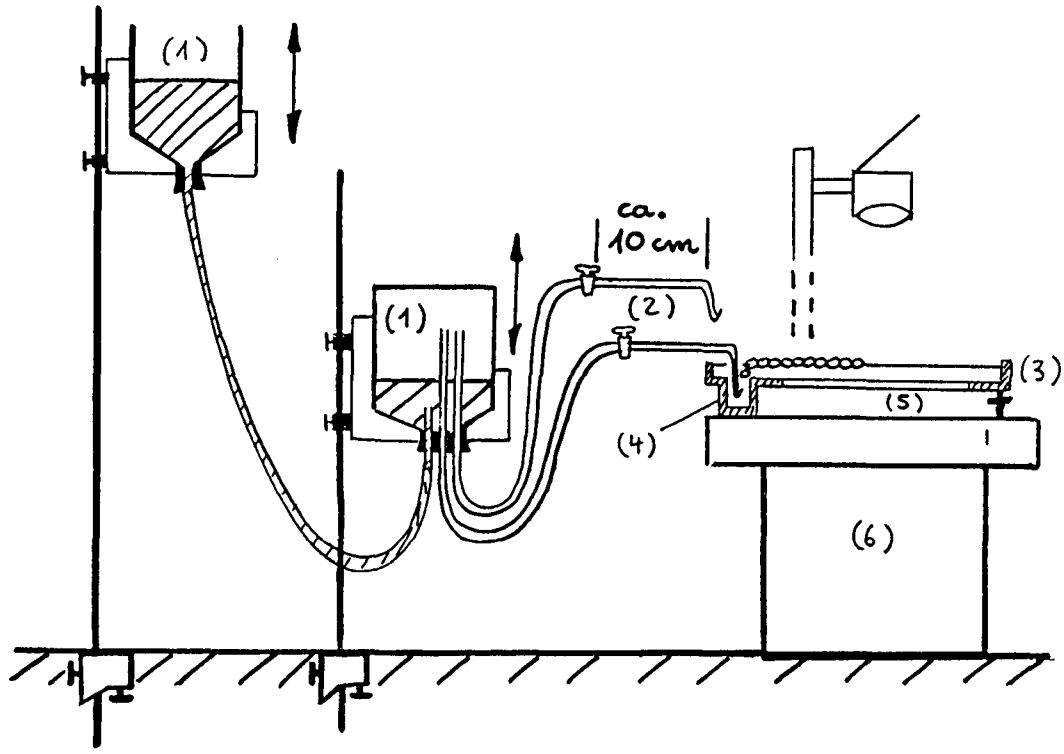

Abb. 7: Schulgerechter Aufbau des Bragg'schen Seifenblasen-Modells: (1) Druckregulierung mit sogenannten Winchester-Flaschen, (2) Zwei Glasdüsen zur gleichzeitigen Erzeugung verschieden großer Blasen, (3) horizontal justierbare Versuchswanne im Querschnitt, (4) darin zwei becherförmige Vertiefungen für die Düsen und (5) ein durchsichtiger Boden (Plexiglasscheibe) für die Projektion (6).

e) Hinweise zum Eigenbau:
Der einfachste Weg, die flache Wanne mit durchsichtigem Boden herzustellen, ist folgender: Mit Epoxy-Kleber verbindet man die becherförmigen Vertiefungen und Plastikstreifen als Berandung mit einer Plexiglasplatte; die Fugen dichtet man mit Silicon. Die Glasdüsen (siehe c) läßt man sich bei einem Glasbläser fertigen oder man versucht es z.B. mit einem Bunsen-Brenner selbst. Die Gesamtkosten dürften bei DEM 100,- bis 200,-liegen. 1 Liter (wiederverwendbare) Seifenlösung kommt auf ca. DEM 10,-.

4.2. Physikalischer Hintergrund

W.L. Bragg und J.F. Nye zeigten/3/, daß zwischen dem elastischen bzw. plastischen Verhalten von Seifenblasenflößen und dem von Metallen eine weitreichende Analogie besteht. Im Anschluß an erste qualitative Vergleiche /21/, folgte eine umfangreiche quantitative Untersuchung von W.L.Bragg und W.M.Lomer /22/. Hierbei wurden zunächst Messungen zu den elastischen Eigenschaften (u.a. Elastizitätsmodul und Poisson-Zahl) mit Berechnungen über die Wechselwirkung zwischen zwei Seifenblasen verglichen. Insbesondere konnte nachgewiesen werden, daß quantitative Analogien zu Metallen optimal durch einen relativ kleinen Blasendurchmesser realisiert werden (Kupfer : 1,2 mm, bei Verwendung einer Seifenlauge mit einer Oberflächenspannung T = 0,023 N/m). Ferner untersuchte Lomer Gesetzmäßigkeiten bei plastischen Verformungen mit Scherungsversuchen an großen, ideal geordneten Blasenflößen. In Abhängigkeit von der Blasengröße beobachtete er den Scherungswinkel, bei dem erstmalig Versetzungen entstehen; dieser kritische Winkel markiert den Übergang vom elastischen zum plastischen Verhalten. Hier fiel jedoch auf, daß der vom Seifenblasenmodell gelieferte kritische Winkel (z.B. 3° beim Kupfer-Modell) weit über den makroskopischen realen Metallwerten (wenige Winkelminuten) lag. Bragg folgerte nun daraus - und dies zeigt, wie sehr er von seinem Modell überzeugt war - daß in realen Metallen schon von vornherein eine merkliche Anzahl von Versetzungen vorhanden sind. Bei der plastischen Verformung von reinen Metallen müssen sie also nicht erst erzeugt werden, sondern es sind nur geringere Kräfte erforderlich, um sie zu verschieben.
Im folgenden wird beschrieben, auf welche Weise Lomer den optimalen Bläschendurchmesser (1,2 mm für Kupfer) gefunden hat; diese Betrachtung ist aber für ein erstes Studium der Möglichkeiten des Seifenblasenmodells unwichtig: Gesucht wird das abstoßende Potential in der näheren Umgebung des Gleichgewichtsabstandes. Abb.8 zeigt zwei gleich große Seifenblasen, die sich zu

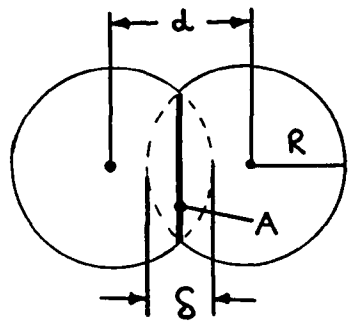

Abb. 8: Zwei Seifenblasen mit Radius R bilden eine Doppelblase. Die gemeinsame Berührungsfläche A ist eben und kreisförmig.

einer "Doppelblase" verbunden haben und dabei einen ebenen, kreisförmigen, gemeinsamen Flüssigkeitsfilm haben. Die anziehende Kraftwirkung kommt von der Oberflächenspannung T (Bestreben, eine minimale gemeinsame Oberfläche einzunehmen). Die abstoßende Kraft F zwischen zwei Blasen läßt sich elementar abschätzen: Bekanntlich beträgt der Überdruck in einer Seifenblase 2T/R; F ist das Produkt aus der kreisförmigen Berührungsfläche A zweier Blasen und diesem Überdruck. Nimmt man zunächst an, daß die Seifenblasen bis auf den Bereich der Überlappung ihre Kugelgestalt beibehalten, so ergibt sich für eine kleine relative Deformation $x = \delta/2R$ eine Berührungsfläche A(x) und damit eine abstoßende Kraft F(x):

$$A(x) = 2 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot x \qquad F(x) = 4 \cdot \pi \cdot R \cdot T \cdot x$$

Diese Abschätzung ergibt zu hohe Werte, denn die Kugelgestalt wird nahe der Berührungsfläche so deformiert, daß beide Blasen nahezu tangential in die Berührungsfläche münden. Die gegenüber A(x) verkleinerten Flächen wurden von Lomer gemessen und damit in Abhängigkeit vom Blasenradius R eine empirische Kraftkurve (Abb.9) für Blasenflöße erstellt. Der Vergleich zwischen Seifenblase und Kupferatom wird dann folgendermaßen gezogen: In der näheren Umgebung des Gleichgewichtsabstandes d_o werden jeweils die abstoßenden Komponenten verglichen; Abb. 10 zeigt schematisch allein das abstoßende Potential V(d) und

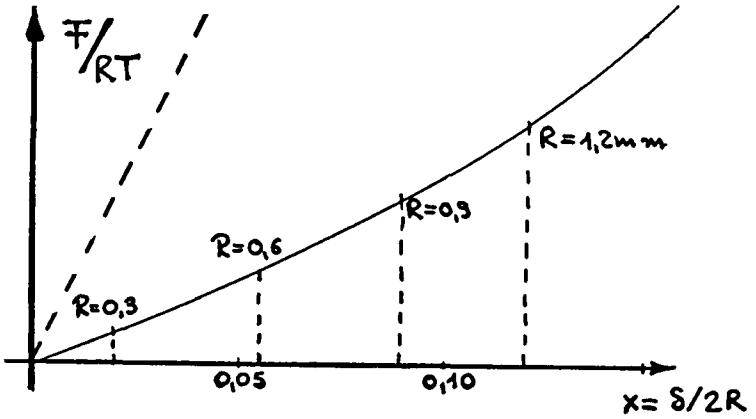

Abb. 9: Abstoßende Kraft zwischen zwei Seifenblasen (in einer von R und T unabhängigen Darstellung). Die durchgezogene Linie ist das von Lomer gefundene empirische Kraftgesetz. Man sieht, daß die empirischen Werte erheblich unter den Werten der elementaren Abschätzung liegen (gestrichelte Gerade).

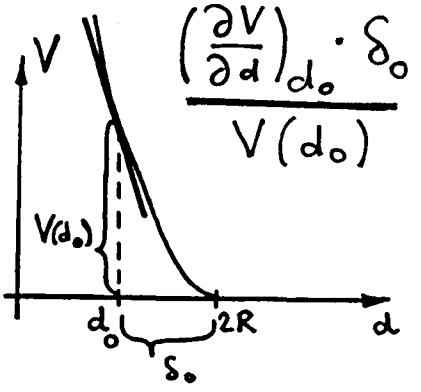

Abb.10: Diese schematische Darstellung des abstoßenden Potentials V(d) trifft für die paarweise Wechselwirkung sowohl für Kupferatome als auch für Seifenblasen zu (siehe Text).

den Gleichgewichtsabstand d_0; als Vergleichskriterium wählte Lomer das Verhältnis aus Steigung und Potential an der Stelle d_0, multipliziert mit der Gleichgewichtsdeformation δ_0 verwendet. Dieser Wert wird für Kupferatome aus quantenmechanischen Daten von K. Fuchs /23/ berechnet; der gleiche Wert ergibt sich für Seifenblasen mit R = 0,6 mm (bei T = 0,023 N/m). Die plastische Verformung von Metallen wird besser durch kleinere Blasen simuliert: Diese sind wegen des höheren Innendrucks weniger leicht verformbar, behalten deshalb im Floß nahezu ihre Kugelgestalt (vgl. Abb.9); damit wird die hohe Beweglichkeit der Versetzungen deutlicher dargestellt.

4.3. Darstellung möglicher Versuche

Vorbemerkung: Bevor man die ersten Modellstudien vollziehen kann, taucht erfahrungsgemäß folgendes Problem auf: Man möchte eine unerwünschte Anhäufung von Bläschen auflösen: Abhilfe schafft bei größeren Bereichen eine Gasbrennerpistole, deren Flamme man schnell über die Oberfläche streichen läßt. Bei einzelnen Blasen ist eine erhitzte Nadelspitze das richtige Instrument.

a) Fehlordnungen in Reinmetallen

Das Seifenblasenmodell bringt gegenüber dem Stahlkugelmodell mehrere Verbesserungen. Die in 2.3 angesprochenen Verknüpfungen zwischen den mechanischen Materialeigenschaften von Metallen und den entsprechenden mikroskopischen Modellvorstellungen lassen sich größtenteils auf das Seifenblasenmodell übertragen. Daher seien im folgenden bevorzugt die weiterreichenden Demonstrationen angesprochen:

- Keime und Korngrößen: Zunächst werden wie in Abb. 11 (z. B. durch Anblasen unter einem flachen Winkel oder mit einem Schieber) einzelne Flöße auf die freie Fläche getrieben. Durch gegenseitige Anlagerung kleiner Flöße bilden

Abb.11: Bild der Versuchswanne: Links zwei Glasdüsen, eingetaucht in die becherförmigen Vertiefungen. Zahlreiche Kristallkeime wachsen zu einem polykristallinen Gefüge zusammen.

sich größere Flöße (poly-kristallines Gefüge). Dagegen erreicht man große, perfekt geordnete Bereiche (Einkristallzüchtung) am besten dadurch, daß man eine kleine perfekte Blasenanordnung (Impfkeim) durch kontinuierliche Anlagerung neu entstehender Seifenblasen zunehmend vergrößert: Man ziehe ein kleines Floß an der Düse bei permanenter Blasenproduktion langsam weg.

- Versetzungen: Abb. 12 zeigt Beispiele für Punktdefekte und Korngrenzen. Es bedarf einiger Übung, um die auf Fotos schwer erkennbaren Stufenversetzungen zu entdecken; in der Projektion jedoch zeigen sich deutlich kurze, helle Streifen, die sich zudem bei Druck bewegen. Es wird nun klar, warum beim Stahlkugelmodell praktisch nie Stufenversetzungen auftreten: Die eingeschobene Halbebene (siehe Abb.13) bewirkt eine starke Verzerrung des Gitters, die nur durch anziehende Kräfte, wie im Seifenblasenmodell und im Magnetmodell, stabilisiert werden kann. Seifenblasen sind zudem elastisch verformbar und kommen damit der physikalischen Realität des Festkörpers noch näher.
- Kleinwinkelkorngrenzen: Sie liegen dort vor, wo sich die Orientierung zwischen zwei Kristallbereichen ohne eine erkennbare Korngrenze ändert (Abb. 13). Sie entsteht dadurch, daß in regelmäßigen Abständen zusätzlich Halbebenen eingefügt sind; diese wirken wie ein Keil, und so entsteht eine Winkelabweichung zwischen weit entfernten, vorher parallelen Schichten.
- Rekristallisation (ohne Abbildung): Durch die Deformierbarkeit und starke Bindung von Seifenblasen treten Versetzungen wesentlich häufiger auf, als bei den beiden anderen Modellen; aus dem gleichen Grund sind sie sehr beweglich. So kommt es auch ohne äußere Einflüsse (vgl. das "Tempern" beim Stahlkugelmodell) zu Rekristallisationsprozessen. Man kann diese Prozesse eindrucksvoll demonstrieren, indem man, mit einem Stift rührend, zunächst ein feines Korngefüge erzeugt. Die daraufhin einsetzenden Umordnungsprozesse zu größeren Kristalliten sind gut zu beobachten; nach einigen Minuten sind die geordneten Bereiche schon deutlich gewachsen.

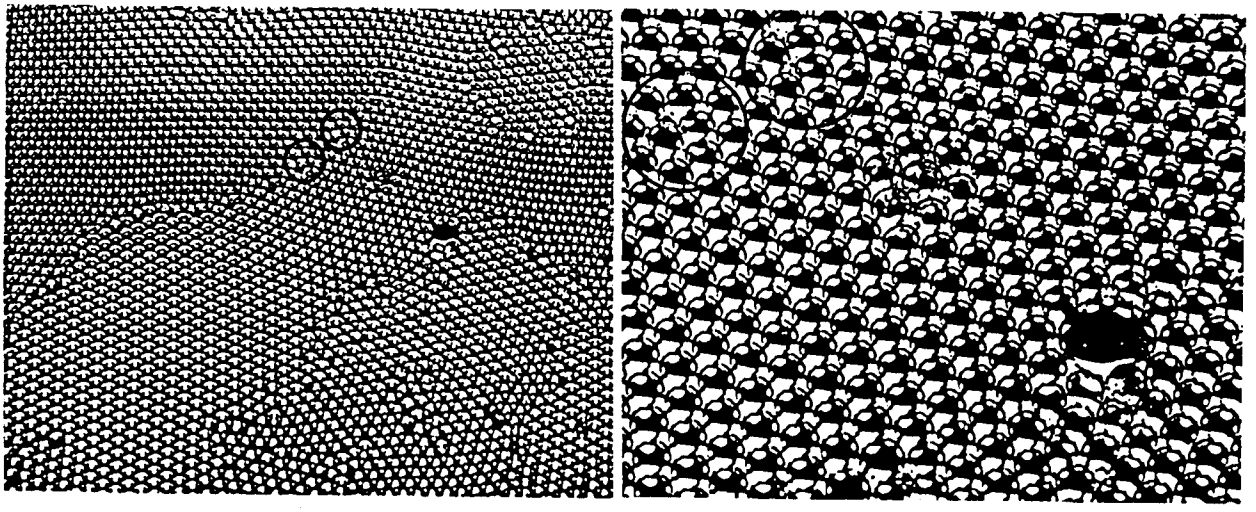

Abb.12: Fehlordnungen im Reinmetall. Rechts: Vergrößerter Ausschnitt. Man sieht Korngrenzen, Punktdefekte und Stufenversetzungen (markiert durch Kreise). Ein Tip: Stufenversetzungen entdeckt man am leichtesten, wenn man die Fotos unter einem flachen Winkel betrachtet und dabei die Richtung variiert.

b) Einfluß von Fremdatomen

Um "Fremdatome", d.h. Seifenblasen mit anderem Durchmesser zu erzeugen, kann man bei Verwendung nur einer Düse den Druck verändern; zwei Düsen mit verschiedenen Öffnungen sind jedoch praktischer. Dazu wird die Versuchswanne mit einem Blechstreifen unterteilt und es sind zwei Glasdüsen mit je einer Vertiefung in der Wanne vorgesehen (siehe Abb. 11 und 15). In beiden Hälften werden zunächst einheitliche Blasenflöße erzeugt (Abb. 14). Dann wird der Blechstreifen entfernt und die Blasenflöße im Grenzbereich mit verschiedenen Mengenanteilen durchmischt. Zum Vergleich läßt man je einen Teil der Flächen unberührt. Wie man in der Detailvergrößerung sieht, führen Fremdatome (auch nach Abwarten einer geeigneten Rekristallisationsphase) zu einer feineren Kornstruktur. In c) wird gezeigt, daß Fremdatome allgemein und Korngrenzen ganz besonders, das ungestörte Wandern von Versetzungen behindern. Die Folge davon ist, daß die plastische Deformierbarkeit stark herabgesetzt wird. Damit ist mit Hilfe von c) modellmäßig demonstrierbar, daß sich Metalle durch Legieren (Zugabe von Fremdatomen) härten lassen (vgl. Kupfer und Messing).

c) Elastische und plastische Verformung

Verformungen lassen sich mit einer ebenfalls von W.L. Bragg beschriebenen Anordnung (siehe Abb. 15) demonstrieren: An einen in die Wanne gelegten Blechstreifen wird eine lange Spiralfeder eingehakt. An der gegenüberliegenden Längsseite der Wanne wird eine zweite, kürzere Feder angebracht, die sich mittels zweier Rollen und Schnurverbindungen seitlich verschieben läßt. Nun wird ein etwa rechteckiges Blasenfloß zwischen den beiden Federn verankert;

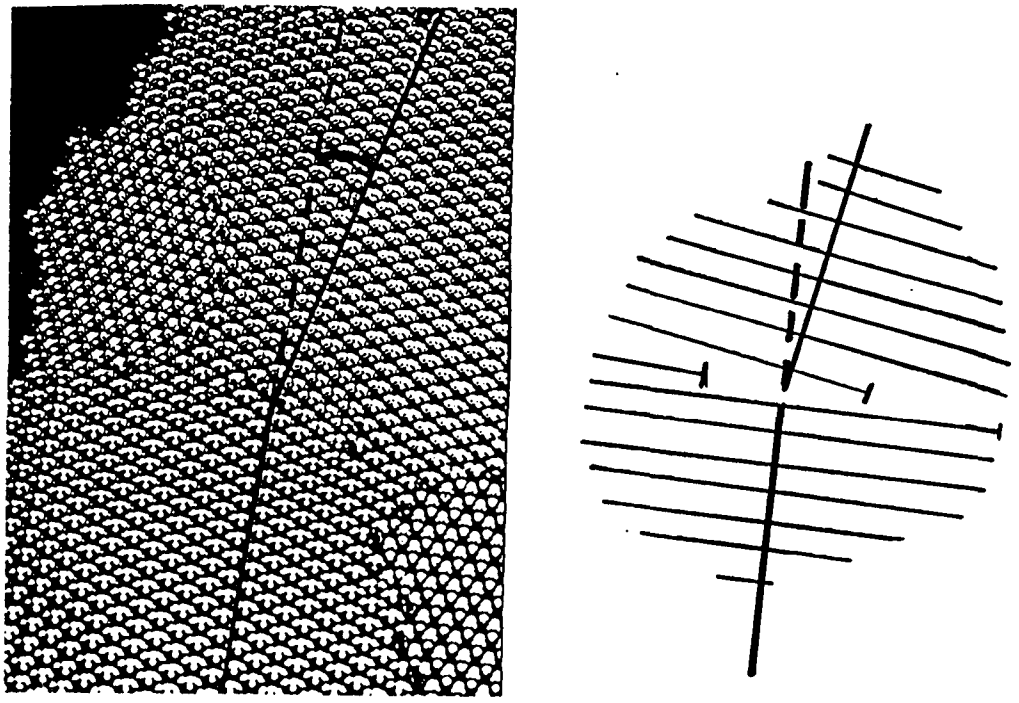

Abb.13: Kleinwinkelkorngrenze: Die schematische Darstellung verdeutlicht die eingeschobenen Halbebenen.

Die zwei restlichen Seiten liegen frei, und es sind bereits Versetzungen vorhanden (siehe Abb. 15 rechts). Sobald man die bewegliche Feder leicht verschiebt, bewegen sich auch einige Versetzungen; zunächst ist dieser Vorgang reversibel, d.h. alle Bewegungen lassen sich wieder rückgängig machen. Bei stärkeren Verformungen jedoch geschehen nicht reversible Änderungen: Versetzungen jagen kreuz und quer, löschen sich gegenseitig aus, verhaken sich an Fehlstellen, und entstehen paarweise neu. Damit wird unmittelbar plausibel, daß die Größenordnung der aufgeprägten Verformung dafür entscheidend ist, ob elastisches Verhalten vorliegt oder eine plastische (irreversible) Verformung.

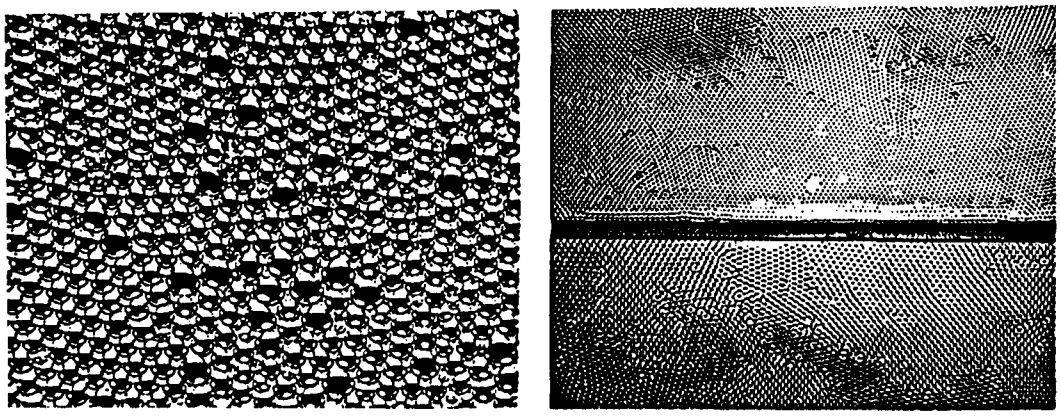

Abb.14: Legierung: Zwei Flöße mit verschiedenen Blasendurchmessern (2,0 bzw. 1,4mm) werden getrennt erzeugt (links), dann mit verschiedenen Mengenanteilen durchmischt. Rechts: Nach einer geeigneten "Rekristallisationszeit" haben sich gegenüber den verbliebenen einheitlichen Bereichen deutlich kleinere Kornstrukturen gebildet.

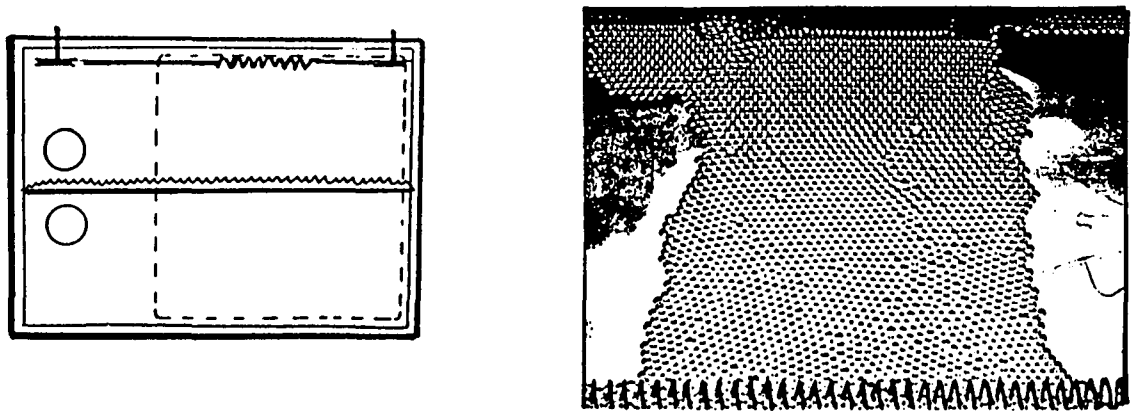

Abb.15: Zur Scherung eines Blasenfloßes. Links: In die Versuchswanne wird ein Blechstreifen eingelegt, daran eine lange Feder befestigt. Die obere kurze Feder kann mittels Schnüren und Rollen seitlich verschoben werden. Rechts: Das Blasenfloß ist in der unteren Feder fest verhakt. Wird die obere Feder nur ein wenig seitlich verschoben (Scherung), so läßt sich das faszinierende dynamische Verhalten von Versetzungen beobachten.

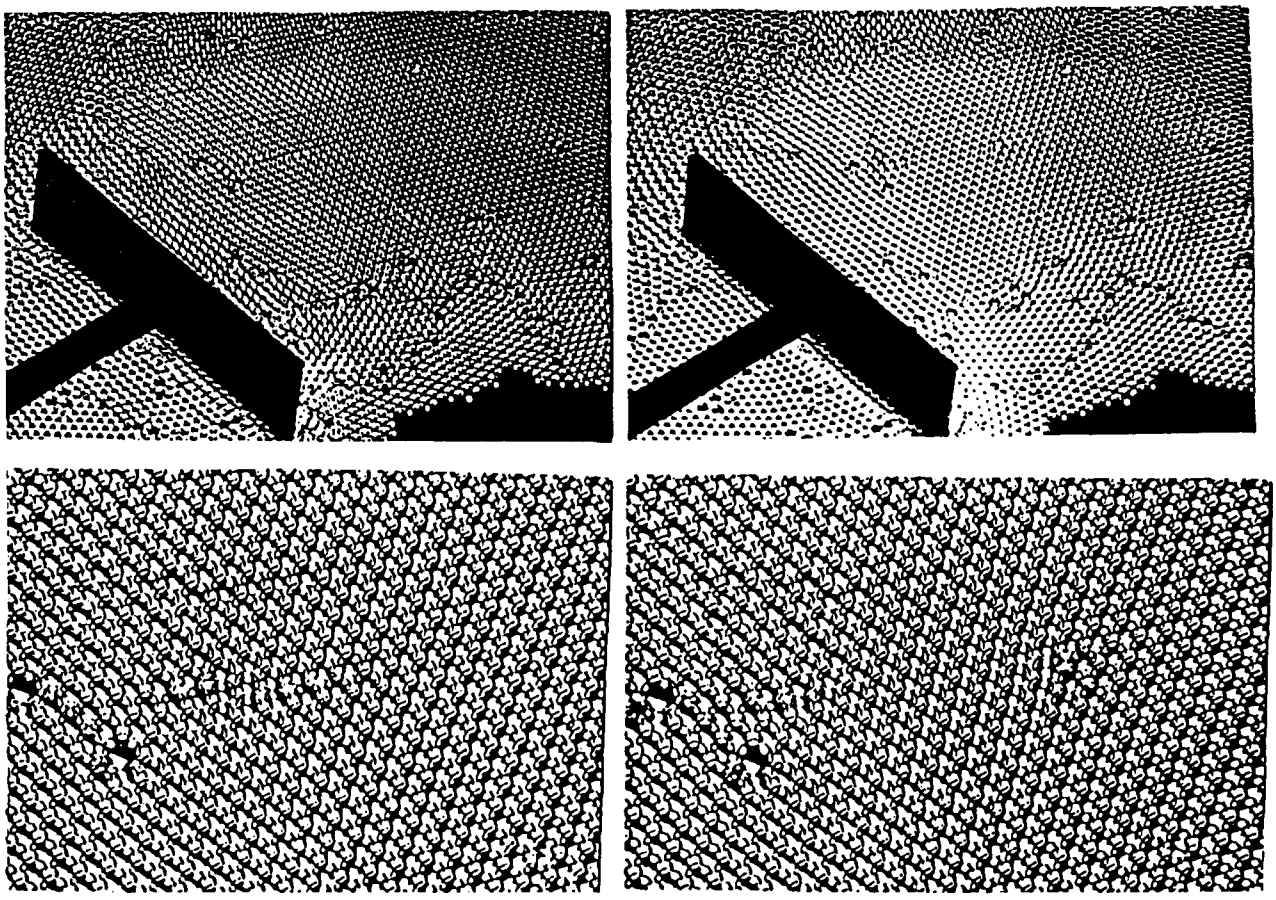

Abb.16: Entstehen und Wandern von Versetzungen. Oben: Mit einem Schieber wird ein Blasenfloß deformiert. Unten: Vergrößerte Ausschnitte. Links: Soeben ist ein Paar von Versetzungen erzeugt worden. Rechts: Eine der Versetzungen ist nach rechts gewandert; die andere wird in ihrer Wanderung von Fehlstellen blockiert.

Neben der Anordnung mit den beiden Federn kann man auch mit einem Schieber auf besonders einfache Weise elastische und plastische Verformungen herstellen und beeinflussen (Abb. 16). Wenn durch die Fotos der Eindruck entstehen mag, daß Versetzungen schwer erkennbar sind: Besonders durch die Dynamik der Versuche (Veränderungen an Feder oder Schieber) sind sie sehr leicht zu erkennen und zu verfolgen.

In den schon genannten wissenschaftlichen Filmen von Bragg und Nye /21/ werden von den dynamischen Eigenschaften der Versetzungen weitere Details demonstriert: Entstehen und Verschwinden an Korngrenzen, Beweglichkeit und deren Einschränkung durch Fremdatome, Anziehung und Abstoßung zwischen verschiedenen Versetzungen.

4.4 Historische Anmerkungen

W.L. Bragg berichtet /24/, daß ihm die Idee zu diesem Modell beim Einfüllen eines Benzin-Öl-Gemisches in einen Zweitaktrasenmäher kam. Dabei sah er wohl, wie sich der Schaum auf der Oberfläche zu Blasenflößen zusammenlagerte und

dabei geordnete Strukturen ausbildete. Nach der ersten Veröffentlichung hierzu im Jahre 1942 /3/ stellte er es 1948 mit großem Erfolg auf der "Conference on Strength of Solids" in Bristol vor. Wie auf einigen weiteren Konferenzen der vierziger Jahre ging es vornehmlich um die Frage, warum die experimentell gemessene Festigkeit von Metallen nur ca. 1/100 des aus den atomaren Bindungskräften abzuschätzenden theoretischen Werts beträgt. Die Erklärung lieferte der neu eingeführte Begriff "Versetzung". Das Seifenblasenmodell (Originalzitat: "dynamical model of a crystal structure") war hierfür eine bedeutende Hilfe. Die Bestätigung der hieraus gewonnenen Vorstellungen folgte in den Jahren bis 1956, als es erstmals gelang, mit einem Elektronenmikroskop das Wandern von Versetzungen in Metallfolien zu beobachten /25/, /26/.

5. ZUSAMMENFASSENDE UND VERGLEICHENDE HINWEISE

Zunächst seien die drei Modelle anhand einiger schulrelevanter Kriterien verglichen. Abkürzungen: (St) Stahlkugelmodell, (M) Magnetmodell, (S) Seifenblasenmodell, (*: Preislich dominierender Anteil).

a) Kosten- und Zeitaufwand bei Selbstbau:
Nach unserer Kenntnis wird im Augenblick keines der Modelle von einem Lehrmittelhersteller angeboten.
(St): Ca. 100 DEM (*: Stahlkugeln), Arbeitszeit ca. 10 Stunden
(M) : Ca. 300 DEM (*: Magnete), Arbeitszeit ca. 20 Stunden
(S) : Um 150 DEM (*: Glasdüse, Wanne), Arbeitszeit ca. 50 Stunden

b) Vorbereitungszeit für Demonstration:
(St), (M): "Schrankmodelle", d.h. sie sind ohne Vorbereitung jederzeit und unmittelbar verwendbar
(S): Ca. 30 Minuten; bei fertiger Seifenlösung ca. 15 Minuten.

c) Maximale Größe der Kristallbereiche im Modell
Jedes Modell ist bezogen auf die Projektionsfläche üblicher Tageslichtprojektoren (20 cm · 20 cm) ausgelegt.
(St): Ca. 10.000 Atome bei Kugeldurchmesser 3 mm
(M) : Ca. 500 Ionen bei Hülsendurchmesser 10 mm
(S) : Um 100.000 Atome

d) Mögliche Demonstrationen
Die Modelle (St), (M) und (S) nähern die Wechselwirkungspotentiale in Metallen bzw. im Ionenkristall in zunehmend verfeinerter Weise. Abb. 17 vergleicht schematisch die drei Modelle in dieser Hinsicht. Man kann daraus ableiten, daß das Seifenblasenmodell sich am besten eignet, das mechanische Verhalten von Kristallen zu simulieren. In der folgenden Zusammenstellung von Demonstrationen sind besonders attraktive Versuche mit (!) gekennzeichnet.

(St): Fehlstellen, Fremdatome, Korngrenzen, Verdampfen, Schmelzen, Abschrecken versus langsames Abkühlen (!), Tempern (!), Einfluß von Fremdatomen auf Korngrößen.

(M): Regelmäßiges Kristallwachstum (!), verschiedene Arten von Punktdefekten (Frenkel-Defekt, Schottky-Defekt, F-Zentrum), Versetzungen, Korngrenzen, elastische und plastische Deformation, Spaltbarkeit von Salzen (!).

(S): Kristallwachstum, Korngrenzen, Fehlstellen, Wandern von Versetzungen (!!), elastische und plastische Verformung (!), Rekristallisationsvorgänge, Einfluß von Fremdatomen auf Korngrenzen und Clusterbildung.

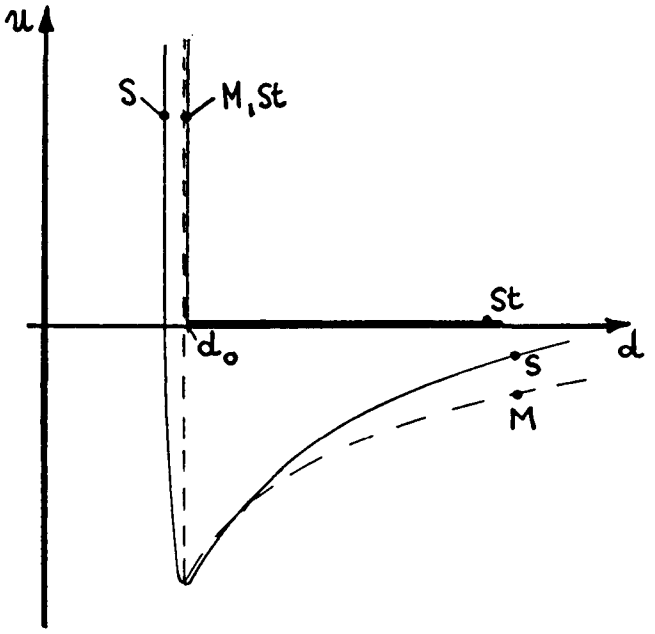

Abb.17: Schematischer Vergleich der Wechselwirkungspotentiale der drei verschiedenen Modelle: Während das Stahlkugelmodell (St) die Bindungsverhältnisse nur sehr grob darstellt, ist das Magnetmodell (M) im anziehenden Bereich für den Ionenkristall (große Reichweite) und das Seifenblasenmodell (S) im gesamten Bereich für Metalle eine gute Näherung.

e) Schlußbemerkungen:

Die beschriebenen Modelle bieten die Möglichkeit, mit z.T. sehr geringem Aufwand, viele attraktive Demonstrationen im Unterricht vorzunehmen: Sie sind Anschauungsmaterial zur Beschreibung strukturbedingter Festkörpereigenschaften, sie zielen auf die Anbahnung einer vertieften Vorstellung darüber, wie makroskopische Phänomene durch mikroskopische Vorgänge verursacht werden (Weiterführung des Teichenkonzepts), und sie sind auch eine Hilfe beim Bewußtmachen von bekannten Materialeigenschaften (Alltagsbezug). Natürlich wird nicht vorgeschlagen, daß alles hier Gezeigte auch im Unterricht vorkommen soll. Aus den dargestellten Experimenten kann der Lehrer für sein Unterrichtsziel auswählen.

Literatur

/ 1/ Juliard A.: Crystal Growth, Discussions of The Faraday Siciety, London, Vol. 5 (1949)

/ 2/ Hilsch R.: Ein Kristallgittermodell, Zeitschrift für Physik 138 (1954), 432

/ 3/ Bragg W.L.: A Model Illustrating Intercrystalline Boundaries and Plastic Flow in Metals, Journal of Scientific Instruments 19 (1942), 148

/ 4/ Brockmeyer H.: Veranschaulichung des Kristallaufbaus mit Hilfe des Arbeitsprojektors, Praxis der Naturwissenschaften - Physik 6/75, 160

/ 5/ Kedves FJ., Juhasz A.: Kugelmodelle der Festkörper, Physik und Didaktik 3/76, 198
/ 6/ Thiele W., Hinnerichs W.: Zum Einsatz des Seifenblasenmodells bei festkörperphysikalischen Betrachtungen, Physik in der Schule 1/73, 21 und 27
/ 7/ Wöhlecke M., Sohn G., Schlichting H.J.: Ein einfaches Simulationsmodell zur Demonstration von Kristallwachstum und Gitterfehlern, Praxis der Naturwissenschaften - Physik 1/79, 16
/ 8/ Teichmann J.: Geschichte der Festkörperphysik, Vorlesung an der LMU München, Wi.Sem. 1988, Skriptum Deger
Siehe ferner: Schriftliche Hausarbeit von Gleixner Ch.: Mechanisches Verhalten von Kristallen - Rekonstruktion historischer Modelle für den Physikunterricht. Sektion Physik, Universität München, 1986
/ 9/ Turnbull D., Cormia R.K.: A Dynamic Hard Sphere Model; Journal of Applied Physics, 31 (1960), 674
/10/ Burke J.G.: Origins of the Science of Crystals, Berkeley, Los Angeles 1966
/11/ Kepler J.: Strena Seu De Nive Sexangula, 1611, Neuausgabe von F. Rossmann, Berlin 1943
/12/ Pohl R.W.: Die Bedeutung von Kristallaufbaufehlern für die Physik fester Körper, Naturwissenschaften 39 (1952), 9
/13/ Kittel Ch.: Einführung in die Festkörperphysik, Oldenbourg 6. Auflage, 105
/14/ Evjen H.M.: On the Stability of Certain Heteropolar Crystals, Physical Review Vol. 39 (1932), 675
/15/ Born G., Wicke K.: Behandlung der Madelungkonstante im Unterricht, DPG Tagungsbericht, Münster 1984, 358
/16/ Kuhn W., Seibert J.: Die Behandlung von Farbzentren im Unterricht, Praxis der Naturwissenschaften - Physik 1/80, 3
/17/ Brunner G.O.: Simulation von zweidimensionalen Kristallstrukturen, von Störstellen und von Gitterschwingungen mit schwebenden Magneten, Zeitschrift für Kristallographie 142 (1975), 281
/18/ Herrmann E., Römelt E.: Simulation eines zweidimensionalen Kristalls auf einem Luftkissentisch, Praxis der Naturwissenschaften - Physik 26 (1977), 253
/19/ Schwarz G.: Handbuch Luftkissentisch, Phywe-Schriftenreihe, Göttingen
/20/ Institut für den wissenschaftlichen Film (IWF) Postfach 946, 3400 Göttingen
W006 Bubble Model of a Metal, Bragg u. Nye 1946
W0114 Exp. With the Bubble Model, Bragg u. Nye 1954
W0369 Dislocations in Bubble Rafts and Metal Foils 1957
/21/ Bragg W.L., Nye J.F.: Ein dynamisches Modell einer Kristallstruktur, Naturwissenschaften 34 (1947) 328 Abdruck auch in: Feynman, Vorlesung über Physik (deutsch-engl.), Band II, Teil 2, München 1974, 30-17
/22/ Bragg W.L., Lomer W.M.: A Dynamical Model of a Crystal Structure, Proc. Roy. Soc. London, Part II + III: A 196 (1949), 171 und 183
/23/ Mott N.F., Jones H.: The Theory of the Properties of Metals and Alloys, Oxford Press 1936, 143
/24/ Hoddeson L., Braun E., Teichmann J., Weart Sp.: History of Solid State Physics, Oxford Univ. Press (Vorläufiges Manuskript)
/25/ Heidenreich R.D., Shockley W.: Study of Slip in Aluminium Crystals by Electron Microscope and Electron Diffraction Methods, Rep. Conf. Strength Solids London 1948
/26/ Vogel F.L., Pfann W.G., Corey H.E., Thomas E.E.: Observation of Dislocations in Lineage Boundaries in Germanium, Phys. Rev. 90 (1953), 489