

Betreuer: Dr. Gottschalk

Fortgeschrittenen-Praktikum am
II. Physikalischen Institut

Versetzungen in LiF¹

Oliver Flimm
Oberstraße 74
51149 Köln

Uwe Münch
Schmittgasse 92
51143 Köln

Wintersemester 94/95²

e-mail: flimm@ph-cip.uni-koeln.de
muench@ph-cip.uni-koeln.de

¹Versuch 25

²Durchführung des Versuchs: 28.11.94

Inhaltsverzeichnis

1	Lineare Baufehler von Kristallen	1
1.1	Kristallgitter und deren Beschreibung	1
1.1.1	Bravaisgitter und Basis	1
1.1.2	Miller-Indices	2
1.2	Allgemeine Baufehler und Ursache linearer Störungen	3
1.3	Versetzungen	6
1.3.1	Verschiedene Formen von Versetzungen	6
1.3.2	Eigenschaften von Versetzungen	7
1.3.3	Effekte von und um Versetzungen	10
1.4	Unser Experiment-Kristall: LiF	11
1.5	Methodik des Versuchs: Ätzen	13
2	Auswertung	14
2.1	Bestimmung der effektiven Vergrößerungen	14
2.2	Bestimmung der EPD von Probe 1	14
2.3	Bestimmung der EPD von Probe 2	17
2.4	Kleinwinkelkorngrenzen bei Probe 2	18
2.5	Rosetten	19
	Literaturverzeichnis	24
	Index	25

Abbildungsverzeichnis

1.1	Dichteste Packungen	2
1.2	Miller-Indizierung von Ebenen und Richtungen	2
1.3	Modell zur Verschiebung von Atomebenen	4
1.4	Äußere Spannungen und Gleitebenen	5
1.5	Zur Veranschaulichung des Spannungstensors	6
1.11	Zur Energie einer Schraubenversetzung	7
1.6	Stufenversetzung im Kristall und atomar	8
1.7	Schraubenversetzung im Kristall	8
1.8	Beliebige Versetzungen	8
1.9	Burgers-Vektor einer Stufenversetzung	9
1.10	Burgers-Vektor einer Schraubenversetzung	9
1.12	Frank-Read-Quelle	10
1.13	Quergleiten von Schraubenversetzungen	10
1.14	Klettern und Kleinwinkelkorngrenzen	11
1.15	Zur Kleinwinkelkorngrenze	11
1.16	Gleitebenen in LiF	12
1.17	Beobachtbare Ätzgrübchen bei LiF	12
1.18	Sternform nach Nadeleindruck	12
1.19	Ätzgrübchen	13
2.1	Fotografie des Mikrometers bei der Einstellung 100	15
2.2	Fotografie des Mikrometers bei der Einstellung 200	15
2.3	Fotografie 1 der Probe 1 bei der Einstellung 200	16
2.4	Fotografie 2 der Probe 1 bei der Einstellung 200	16
2.5	Fotografie 1 der Probe 2 bei der Einstellung 200	17
2.6	Fotografie 2 der Probe 2 bei der Einstellung 200	18
2.7	Kleinwinkelkorngrenze bei Probe 2 bei der Einstellung 200	19
2.8	Rosette 1 bei Probe 2 bei der Einstellung 100	20
2.9	Rosette 1 der Probe 2 bei der Einstellung 100 nach Druck	20
2.10	Rosette 2 der Probe 2 bei der Einstellung 200 nach Druck	21

2.11 Rosette 1 der Probe 2 bei der Einstellung 200 nach Druck	22
2.12 Rosette 2 der Probe 2 bei der Einstellung 100 nach Druck	22
2.13 Rosette 1 der Probe 2 bei der Einstellung 100 nach Druck	23

1. Lineare Baufehler von Kristallen

In diesem Versuch wollen wir lineare Baufehler, die Versetzungen, in Kristallen untersuchen. Zunächst werden wir daher Kristall-Gitter allgemein und einige Hilfsmittel zur Beschreibung dieser Gitterstrukturen vorstellen. Daraufhin gehen wir genauer auf die linearen Baufehler und daraus resultierende Effekte ein. Bevor wir abschließend die Ergebnisse unseres Versuchs auswerten, stellen wir noch die Methodik unseres Versuchs, das Ätzen, vor.

1.1 Kristallgitter und deren Beschreibung

1.1.1 Bravaisgitter und Basis

Ein Kristall ist idealerweise eine unendliche periodische Anordnung von Struktureinheiten. Für diese periodische Anordnung wird insbesondere *Translationssymmetrie* gefordert. Diese Anordnung, die Periodizität und die Symmetrien können wir über Punktgitter beschreiben, die man *Bravaisgitter* nennt. Die Struktureinheiten, die aus Atomen, Ionen oder Molekülen bestehen können, nennt man *Basis*. Durch diese Trennung kann man die Struktur und Symmetrien eines Kristalls am Bravaisgitter studieren, während man Abstände von Atomen, dichteste Packungen, usw. anhand der Basis untersuchen kann.

Neben der geforderten Translationssymmetrie kann das Bravaisgitter symmetrisch bezüglich Drehungen um feste Winkel sein, bezüglich Spiegelungen und Inversionen (Punktspiegelungen), Drehspiegelungen und Drehinversionen. Auf Details gehen wir näher in Versuch [Fest-27] ein. Es ergibt sich, daß im dreidimensionalen Raum 14 verschiedene Bravaisgitter existieren können. Wir zählen die Klassifizierung dieser Bravaisgitter auf:

- 3 *kubische Gitter*: Bei diesen Gittern sind die drei Gitterkonstanten gleich, $|a| = |b| = |c|$, und die Winkel zwischen den Translationsrichtungen sind rechtwinklig: $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Neben dem kubisch-primitiven Gitter (sc=simple-cubic) gibt es noch ein Gitter, bei dem sich in der Mitte des Würfels ein weiterer Gitterplatz befindet (raumzentriert, bcc=body-centered-cubic), und ein Gitter, bei dem auf den Würfelflächen jeweils ein weiterer Gitterplatz vorhanden ist (flächenzentriert, fcc=face-centered-cubic).
- 2 *tetragonale Gitter*: Gegenüber der kubischen Geometrie ist nun eine Gitterkonstante verändert: $|c| \neq |a| = |b|$. Neben der einfachen tetragonalen Zelle gibt es hier noch eine raumzentrierte Version.
- 4 *orthorhombische Gitter*: Nun sind alle Gitterkonstanten voneinander verschieden, $|a| \neq |b| \neq |c|$, während die Winkel noch immer rechtwinklig sind: $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$. Neben der einfachen orthorhombischen Zelle existieren raumzentrierte und flächenzentrierte Versionen und ein Gitter, bei dem nur auf zwei gegenüberliegenden Flächen jeweils ein Gitterplatz zentriert ist.

- 2 *monokline Gitter*: Gegenüber dem orthorhombischen Gitter kann nun einer der Winkel beliebig sein: $\beta \neq 90^\circ$ (weiterhin $\alpha = \gamma = 90^\circ$). Neben dem einfachen Gitter gibt es eines, bei dem auf den Quadratflächen jeweils noch ein Gitterplatz zentriert ist.
- 1 *hexagonales Gitter*: Die Winkel müssen hierbei die Forderung $\alpha = \beta = 90^\circ$ und $\gamma = 120^\circ$ erfüllen. Das Verhältnis der Gitterkonstanten ergibt sich durch die Forderung einer dichtesten Packung als ein festes Verhältnis (hexagonal dichteste Packung, hcp=hexagonal-closed-packed).
- 1 *trigonales Gitter*: Hierbei sind alle Gitterkonstanten gleich, $|a| = |b| = |c|$, aber alle Winkel nicht rechtwinklig: $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$.
- 1 *triklines Gitter*: Dies ist nun der letzte Fall, bei dem keine zusätzlichen Symmetrien auftreten: $|a| \neq |b| \neq |c|$ und $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$.

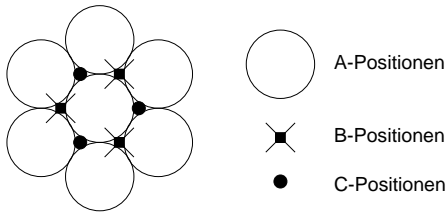


Abb. 1.1: Dichteste Packungen

Die größten Packungsdichten erreicht man mit dem hexagonalen hcp-Gitter und dem flächenzentrierten kubischen fcc-Gitter. Beim fcc-Gitter sind in der nächsthöheren Ebene über den A-Positionen die Atome in den B-Positionen angeordnet und darüber in den C-Positionen, man erhält also die Stapelstruktur ABCABCABCABC ... ; hingegen sind beim hcp-Gitter die Atome der nächsthöheren Ebene ebenfalls auf den B-Positionen, aber die darüber sind wieder bei den A-Positionen, die Stapelstruktur ist hier also ABABABAB ... (vgl. zu der Positionsbenennung mit der Abbildung 1.1).

1.1.2 Miller-Indices

Wenn man nun ein festes Bravaisgitter gegeben hat, so möchte man die verschiedenen Atomebenen, auch Netzebenen genannt, und die verschiedenen Richtungen im Kristall benennen können. Dies geschieht üblicherweise durch sogenannte *Miller-Indices*. Wir möchten hier kurz skizzieren, wie man diese Numerierung erhält. Bevor wir dies beschreiben, haben wir zur Veranschaulichung in der folgenden Abbildung beispielhafte Numerierungen in einem kubischen Gitter eingescannt.

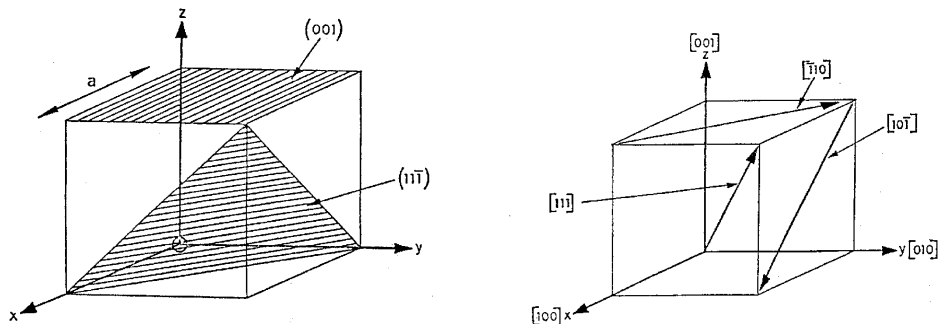


Abbildung 1.2: Miller-Indizierung von Ebenen (links) und Richtungen (rechts) in Kristallen (eingescannt aus [AnI])

Nun die Beschreibung: Zur Numerierung der Ebenen bestimme man zunächst deren drei Schnittpunkte mit den drei Achsen des Bravaisgitters und gebe die Länge der so erhaltenen Achsenabschnitte in Einheiten der Gitterkonstante an. Nun bilde man den Kehrwert dieser Zahlen und suche dann die

kleinsten ganzen Zahlen, die im gleichen Verhältnis stehen wie die Kehrwerte. Die so erhaltenen Zahlen schreibe man nun in Klammern (ohne Kommata); dies sind nun die *Miller-Indices*. Damit die Benennung ganz einwandfrei ist, müssen wir noch ein paar Konventionen angeben: Liegt eine (oder mehrere) Achse parallel zur Ebene, so existiert nur der Schnittpunkt ∞ . Der Kehrwert und somit der Miller-Index dieses Schnittpunkts ist natürlich 0. Weiterhin: Liegt der Schnittpunkt im Negativen, so schreibt man \bar{z} anstelle von $-z$. In Abbildung 1.2 sind die Ebenen (001) und (11 $\bar{1}$) eingezeichnet.

Zur Benennung von Richtungen: Im Koordinatensystem, das durch die Achsen des Bravaisgitters und deren Längeneinheit jeweils durch die Gitterkonstante gegeben ist, geben die Koordinaten des Richtungsvektors die Millerindizierung an. Diesmal werden die Miller-Indices in eckigen Klammern $[\]$ geschrieben, alle anderen Regeln wie oben. In Abbildung 1.2 sind u. a. die Richtungen [$\bar{1}$ 10] und [100] eingezeichnet. Bei kubischen Gittern (wie bei uns im Experiment) stimmen die Millerindices von Ebenen und zugehörigen Normalenrichtungen (bis auf die Klammern . . .) überein.

Wenn man nun Klassen von Ebenen angeben möchte (z. B. die Oberflächen eines Würfels), so benutzt man $\{ \}$ als Klammern. Damit sind alle Permutationen und Vorzeichenwechsel der Indices gemeint, also z. B.:

$$\{001\} := (001) + (00\bar{1}) + (010) + (0\bar{1}0) + (100) + (\bar{1}00) .$$

Entsprechend geht man bei Richtungen vor; man benutzt dann $\langle \rangle$ als Klammern, z. B.:

$$\langle 001 \rangle := [001] + [00\bar{1}] + [010] + [0\bar{1}0] + [100] + [\bar{1}00] .$$

1.2 Allgemeine Baufehler und Ursache linearer Störungen

Bisher haben wir nur Betrachtungen von Gittern durchgeführt, die ideale Eigenschaften hatten, insbesondere sind die Symmetrieeigenschaften immer (gegenüber jeder Gitter-Translation, -Rotation, etc.) erfüllt gewesen. Zum einen existieren natürlich keine unendlich ausgedehnten Kristalle, aber auch makroskopisch große Kristalle ohne Störungen sind extrem selten; daher sind Einkristalle (also solche große, ungestörte Kristalle) aus speziellen Materialien auch ziemlich teuer. Die periodischen Festkörper, die einem sonst im Alltag begegnen, sind also gar nicht so periodisch, sondern deren Kristalle besitzen Baufehler, deren Vorhandensein auch physikalische Eigenschaften beeinflusst. Es können drei Arten von Störungen auftreten:

- punktförmige, also 0-dimensionale Defekte,
- lineare, also 1-dimensionale Störungen und
- Grenzflächen zwischen zwei Kristallen, also 2-dimensionale Störungen.

Man beachte: Werden zwei Kristall-Volumina nicht von einer geschlossenen zweidimensionalen Fläche oder einer ganz durch das Kristall gehenden Fläche getrennt, so liegt die Störung des Kristalls am Rande der Fläche und ist somit eine lineare, 1-dimensionale Störung.

Wir wollen kurz die Namen einiger Punkt-Defekte in Ionen-Gittern vorstellen:

- *Frenkel-Fehler*: Hierbei fehlt an einer Gitterstelle ein dort hingehörendes Anion, welches sich an eine Zwischenstelle im Gitter gesetzt hat. Es befindet sich also an einem Ort des Gitters, an dem sich eigentlich überhaupt nichts befinden sollte, anstatt „an seinem Platz zu sein“.
- *Anti-Frenkel-Defekt*: Dies ist ein Frenkel-Defekt mit einem Kation anstelle des Anions.
- *Schottky-Defekt*: Hierbei fehlt ein Anion oder Kation vollständig im Gitter. Man hat einfach eine Leerstelle im Gitter, ohne daß sich das fehlende Ion irgendwo ins Gitter „quetschen“ muß.

- *Anti-Schottky-Defekt*: Bei diesem Defekt ist ein Anion oder Kation zuviel im Gitter. Es besetzt also einen Zwischengitterplatz, ohne daß irgendwo im Gitter eine Fehlstelle zurückgelassen wurde.

Nun ein paar kurze Anmerkungen zu zweidimensionalen Störungen: Zum einen können bei geeigneten Kristallstrukturen *Stapelfehler* auftreten: Bei hcp-Gittern ist dann die Schichtenfolge ABABABAB ... gestört, z.B. sieht die Schichtenfolge dann ABABABABCABAB ... (Ebene C eingeschoben) oder ABABABABACABABAB ... (Ebene B durch C ersetzt) aus; bei fcc-Gittern kann die Schichtenfolge ABCABCABCABC ... z.B. durch den Stapelfehler ABCABCABCBCABCABC ... gestört sein. Eine weitere 2-dimensionale Störung ist die *Zwillingsbildung*, bei der zwei Kristalle spiegelsymmetrisch aneinandergewachsen sind. Als letzte flächenhafte Störung möchten wir *Korngrenzen* erwähnen; diese entsprechen Knickstellen in einem Kristall. Bei Kleinwinkelkorngrenzen, auf die wir später eingehen, lassen sich die Flächen der Störung als Ansammlung von linearen Störungen in einer linear unabhängigen Richtung beschreiben.

Lineare Störungen allgemein

Da wir uns ja im Versuch mit linearen Störungen befassen wollen, gehen wir nun genauer auf diese Art der Störung ein. Zunächst fragen wir uns nach den wesentlichen Ursachen für die jeweiligen Baufehler. Während für punktförmige Störungen insbesondere nur thermodynamische Ursachen verantwortlich sind, die die Ionen von ihren Grundenergiepositionen (den ihnen zustehenden Gitterplätzen) vertreiben und zweidimensionale Störungen meist aus Wachstumsfehlern resultieren, sind lineare Baufehler im wesentlichen durch Kräfte auf den Kristall verursacht. Betrachten wir zunächst folgende Modellvorstellung, bei der keine linearen Störungen auftreten. Wir gehen davon aus, daß die Kraft auf eine Kristallfläche $\sigma := \frac{F}{A}$, die wir äußere Spannung nennen wollen, eine Verschiebung zweier Atomebenen gegeneinander auf einen Schlag erzeugt. Betrachten wir nun folgendes Bild:

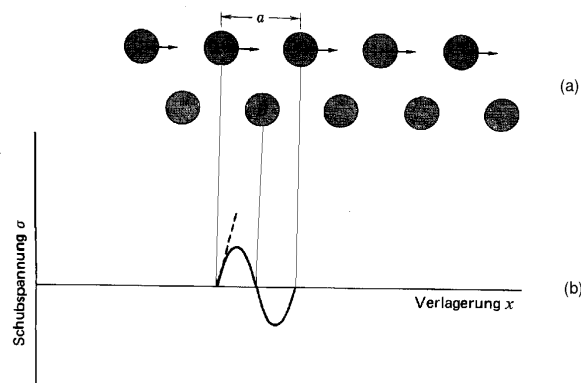


Abb. 1.3: Modell zur Verschiebung von Atomebenen (eingescannt aus [Kitt])

Man erkennt an der Abbildung, daß wir die Spannung σ durch

$$\sigma = \frac{Ga}{2\pi d} \cdot \sin\left(\frac{2\pi x}{a}\right) \quad (1.1)$$

ansetzen müssen, wobei G das sogenannte Schubmodul, d der Netzebenenabstand, a der Abstand der Atome in Krafrichtung und x die Auslenkung ist, wie auch in Teil (b) graphisch angedeutet. Die Faktoren sind so gewählt, daß die lineare Näherung für kleine elastische Verformungen die Form

$$\sigma \approx G \cdot \frac{x}{d}$$

annimmt.

An dieser Stelle erklären wir kurz die Begriffe *elastisch* und *plastisch*. Bei elastischer Verformung ist diese reversibel, d. h. sie verschwindet wieder, wenn man die belastende Kraft wegnimmt. Bei plastischer Verformung bleiben die Verformungen auch bei nachher unbelastetem Kristall bestehen.

Eine bleibende, also plastische Verschiebung der Atomebenen wird nun erreicht, wenn der Maximalwert der Spannung aus (1.1) überschritten wird:

$$\sigma_c = \frac{Ga}{2\pi d} \approx \frac{G}{6}.$$

Experimente zeigen nun, daß plastische Verformungen schon für bis zu 4 Größenordnungen kleinere Spannungen auftreten. Dies kann man nun zwanglos damit erklären, daß nicht die Energie für das Verrücken ganzer Ebenen benötigt wird, sondern lokale Störungen im Kristall erzeugt werden, die dann bei weiterer Kraftanwendung durch den Kristall wandern, bis eine ganze Ebene verschoben ist.

Wir führen nun noch ein paar allgemeine Betrachtungen durch und einige Begriffe ein.

Gleitebenen

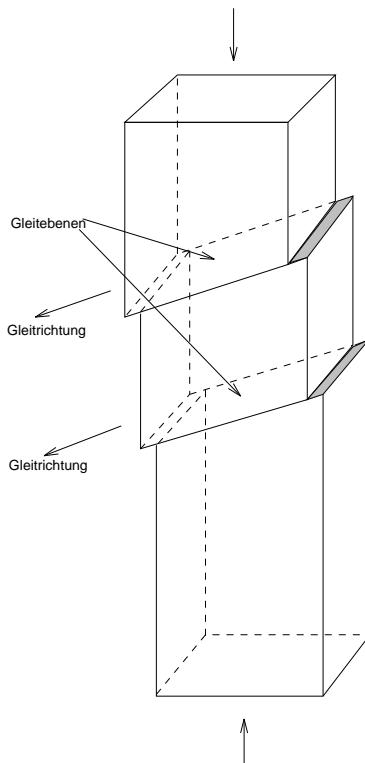


Abb. 1.4: Äußere Spannungen und Gleitebenen

Wir haben eben gesehen, daß nach Durchwandern der lokalen Störungen sich im Kristall eine ganze Ebene verschoben haben muß. Diese Ebene bezeichnet man als *Gleitebene*. Sie ist charakterisiert durch die Richtung einer linearen Störung und deren Ausbreitungsrichtung, auch *Gleitrichtung* genannt. Die Richtung der linearen Störung ist die Richtung, in der die Störung eine große Ausdehnung hat; in die anderen Richtungen fällt die Störung über wenige Atomabstände schnell ab. Die Gleitrichtung ist von der Richtung der linearen Störung natürlich linear unabhängig, denn eine Bewegung entlang der Störung selbst verändert den Kristall nicht; insbesondere würde die Störung nicht wandern und sich ausbreiten. Der bemerkbare Anteil der Ausbreitungsrichtung steht also sogar senkrecht auf der Richtung der linearen Störung. Also wird durch die beiden Richtungen in der Tat eine Ebene ausgezeichnet (insbesondere sehen wir, daß sich insgesamt keine Ebene verschoben würde, wenn die Störung nicht linear wäre).

Burgers-Vektoren

Die Lage der linearen Störung und die der Ausbreitungsrichtung haben zunächst nichts mit der Richtung zu tun, in der Atome gegeneinander verschoben werden. Diese Richtung und der Betrag der Verschiebung wird durch den sogenannten *Burgers-Vektor* beschrieben; seine Orientierung ist willkürlich (wenn man den Kristall „umdreht“, ändert sich nichts). Wir gehen später auf die praktische Bestimmung des Burgers-Vektors und seine Lage in bezug auf die anderen Richtungen ein, wenn ein Kristall mit bestimmten Versetzungen gegeben ist.

Spannungstensoren

Wir stellen uns jetzt zunächst die Frage, wodurch die Burgers-Vektor-Richtung ausgezeichnet ist. Offenbar ist es energetisch am günstigsten, wenn man den Kristall durch die Verschiebung am wenigsten verzerrt. Die Burgers-Richtung wird also entlang der Richtung des geringsten Atomabstands verlaufen, auch wenn die äußere Kraft zunächst in eine andere Richtung wirkt. Durch den geometrischen Aufbau eines Kristalls werden also äußere Kräfte im Inneren umgelenkt.

Um dies zu beschreiben, führt man einen Tensor zweiter Stufe – den sogenannten *Spannungstensor* – ein, der eine Eigenschaft des jeweiligen Kristalls ist und für jede Stelle im Kristall experimentell ermittelt werden muß. Der Spannungstensor hängt natürlich von den äußeren Spannungen ab; wir wollen aber der Vorstellung entgegenwirken, daß er *tensoriell* von den äußeren Kräften auf die inneren Kräfte umrechnet. Dies kann schon deshalb nicht der Fall sein, weil die äußeren Kräfte außen wirken und daher nicht lokal an den inneren Stellen, an denen die inneren Kräfte angreifen. Stattdessen hängen die *Tensorfelder* über eine Funktion von den äußeren Kräften ab. Auf was wirkt der Spannungstensor 2. Stufe nun tensoriell? Er gibt an einer Stelle $\sigma(p)$ an, welche lokalen inneren Kräfte auf eine vorgegebene Fläche im Kristall wirken. Diese lokalen Flächen werden (im dreidimensionalen Raum) durch die Normalenvektoren n beschrieben, wobei der Betrag dieses Vektors die Flächenmaßzahl der zu beschreibenden Fläche angibt. In beliebigen Koordinaten können wir (nach Ricci-Notation in Komponenten) also schreiben:

$$F^i = \sigma^i_j(p)n^j .$$

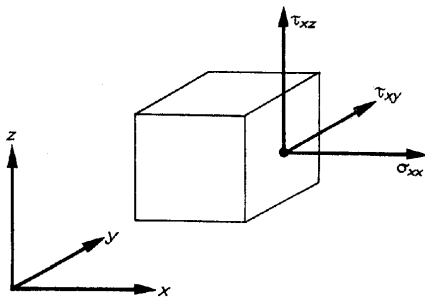


Abbildung 1.5: Zur Veranschaulichung des Spannungstensors (eingescannt aus [Enz])

In Abbildung 1.5 ist die Wirkung des Spannungstensors auf eine Einheitsfläche parallel zur yz -Ebene ($n = (1, 0, 0)$, $|n| = 1$) in kartesischen Koordinaten anschaulich gemacht. Eingezeichnet sind die Kräfte $F^i = \sigma^i_x(p)n^x = \sigma^i_x(p)$, wobei für $i = x$ die Bezeichnung $\sigma_{xx} := \sigma^x_x(p)$ und für $i = y$ und $i = z$ die Bezeichnung $\tau_{xi} := \sigma^y_x(p)$ gewählt wurde. Wir wollen noch erwähnen, daß der Spannungstensor symmetrisch sein muß, da man Drehmomente-Freiheit im Inneren fordert. Im weiteren Vorgehen werden wir (außer bei der beispielhaften Berechnung der Energie einer Versetzung) nur die anschauliche Interpretation benutzen, daß Versetzungen nur in Richtung dichtester Atompäckung erzeugt werden, ohne daß wir dies durch explizite Spannungstensoren berechnen wollen.

1.3 Versetzungen

In diesem Abschnitt wollen wir uns das Aussehen der linearen Störungen mit den bisher gefundenen Begriffen genauer anschauen. Die Richtung der Verschiebung, die ja durch den Burgers-Vektor beschrieben ist, liegt auf jeden Fall in der Gleitebene; Verzerrungen außerhalb dieser Ebene haben andere Ursachen als unsere wirkenden Spannungen. Wir betrachten nun zunächst zwei Spezialfälle.

1.3.1 Verschiedene Formen von Versetzungen

Stufenversetzungen

Zunächst betrachten wir den Fall, in dem der Burgers-Vektor parallel zur Ausbreitungsrichtung liegt. Dann liegt die Richtung der linearen Störung senkrecht zum Burgers-Vektor. Man nennt diese Form der Versetzung *Stufenversetzung*, da der Kristall auf der ganzen Breite senkrecht zur Ausbreitungsrichtung zusammengedrückt oder auseinandergezogen ist, was wie eine Stufe aussieht. Im zusammengedrückten Teil befindet sich eine zusätzliche (Halb-)Ebene, die am Rand eine Verzerrung bewirkt und durch \perp symbolisiert wird. Die im Kristall befindliche Randlinie der Ebene bewirkt also die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung liegende lineare Störung. In den zwei Zeichnungen in Abbildung 1.6 wird diese Beschreibung nochmal veranschaulicht. In [Anl, Seite 6, Fig. 3] befindet sich eine weitere Zeichnung zur Stufenversetzung, in der auch nochmal die Wanderung in Ausbreitungsrichtung verdeutlicht wird.

Schraubenversetzungen

Der zweite Fall ist der, in dem der Burgers-Vektor parallel zur Richtung der linearen Störung liegt. Die von außen wirkende Spannung bewirkt also eine Scherung des Kristalls, welche sich nun senkrecht zum Burgers-Vektor ausbreitet. Man nennt diese Form der Versetzung *Schraubenversetzung*, da sich der Kristall entlang der linearen Störung schraubenförmig verzerrt. Auch diese Versetzung veranschaulichen wir und zwar in Abbildung 1.7. In [Anl, Seite 8, Fig. 5] befindet sich auch hier eine weitere Zeichnung, in der wir per Hand die Ausbreitungsrichtung ergänzt haben.

Beliebige Versetzungen

Nun kann der Burgers-Vektor auch irgendwie in der Gleitebene liegen. Wir können ihn dann in die Richtung der linearen Störung und die der Ausbreitung zerlegen. Entsprechend hat auch eine beliebige Versetzung Anteile von Stufen- und Schraubenversetzung. Da alle Betrachtungen am einfachsten anhand der Stufen- und Schraubenversetzungen durchführbar sind, denken wir uns beliebige Versetzungen in diese Anteile zerlegt; wir werden also die folgenden Betrachtungen nur für die beiden Spezial- oder Extremfälle betrachten. Zuvor wollen wir aber noch auf unsere Abbildungen einer „beliebigen“ Versetzung in Bild 1.8 hinweisen.

1.3.2 Eigenschaften von Versetzungen

Ermittlung von Burgers-Vektoren

Wir haben also nun unter der Kenntnis des Burgers-Vektors verschiedene Versetzungen definiert. Außer dem anschaulichen Verständnis, daß dieser Vektor die Richtung und die Stärke der Verschiebung bzw. Verzerrung angibt, wissen wir aber noch nicht, wie wir nun konkret an den Burgers-Vektor herankommen, wenn wir einen Kristall mit einer Störung vorliegen haben. Wir wollen dies jetzt nachholen und ein Verfahren beschreiben, wie man den Burgers-Vektor bestimmen kann.

Den Burgers-Vektor kann man dadurch ermitteln, daß man einen geschlossenen Umlauf um den durch die Versetzung gestörten Kristallbereich vornimmt, wobei der Umlauf die Versetzungslinie enthalten muß (ansonsten aber beliebig ist). Parallel zu diesem Umlauf wird ein entsprechender Umlauf – beide werden *Burgers-Umläufe* genannt – in einem ungestörten, idealen Analog-Kristall durchgeführt, wobei die Zahl und Richtung der durchlaufenen Gitterabstände (nicht aber der Betrag der Abstände) in beiden Gittern gleich sein muß. Während der Umlauf im gestörten Bereich ja als geschlossen angesetzt ist, ist der im ungestörten Kristall i. a. nicht geschlossen. Der Vektor, der nötig ist, um auch im ungestörten Gitter den Umlauf zu schließen, ist nun der Burgers-Vektor. Da u. a. der Umlaufsinn unserer Umläufe willkürlich ist, ist bei einem Burgers-Vektor – wie bereits früher erwähnt – nur der Betrag und die Richtung festgelegt, nicht aber die Orientierung. In den zwei Abbildungen 1.9 und 1.10 ist die Bestimmung des Burgers-Vektors bei einer Stufen- und einer Schraubenversetzung veranschaulicht.

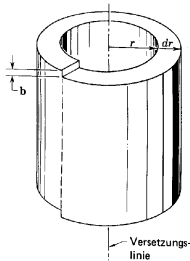


Abb. 1.11: Zur Energie einer Schraubenversetzung

Energie einer Versetzung

Da bei Versetzungen der Kristall verzerrt wird, also aus seiner idealen Struktur, seinem Grundzustand, herausgezogen wird, enthalten Verzerrungen Energie, die bei Entstehung aufgebracht werden muß und bei Auflösung frei wird. Eine Berechnung der Energie gestaltet sich schwierig (und ist in den meisten Fällen auch noch nie durchgeführt worden), da die genaue Struktur des Spannungstensors in die Berechnung eingeht und die Form der Verzerrungen genau beschrieben sein muß. Aus diesem Grund wollen wir hier nur beispielhaft die Berechnung der Energie einer Schraubenversetzung in einem isotropen Kristall skizzieren.

Wir beginnen damit, die Form der Verzerrung zu beschreiben. Wir geben die kartesische Deformation

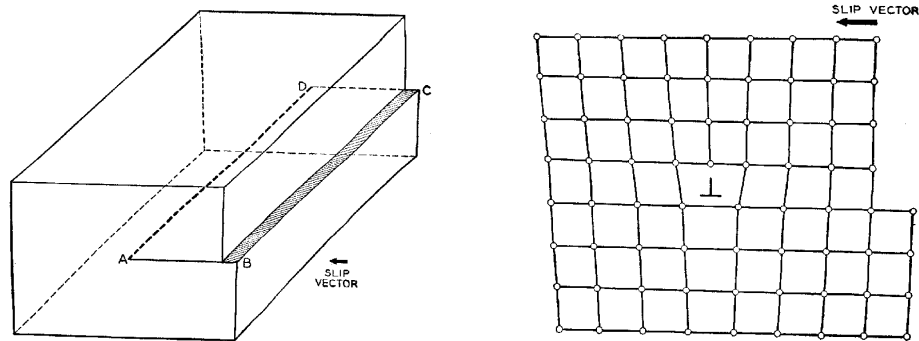


Abb. 1.6: Stufenversetzung im Kristall und atomar (eingesannt aus [Read])

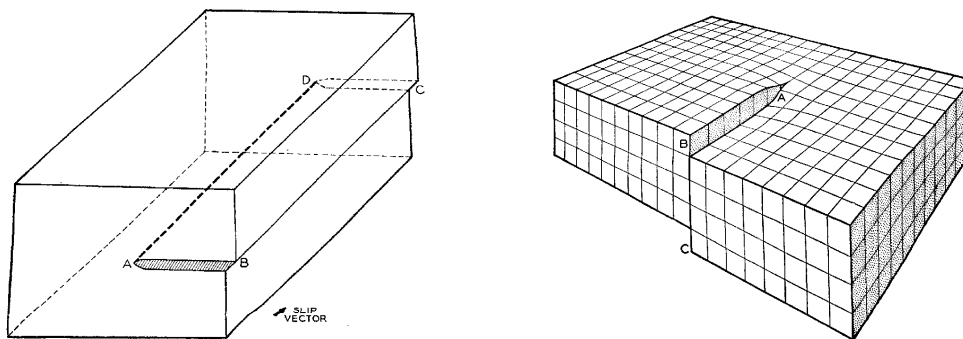


Abb. 1.7: Schraubenversetzung im Kristall (eingesannt aus [Read])

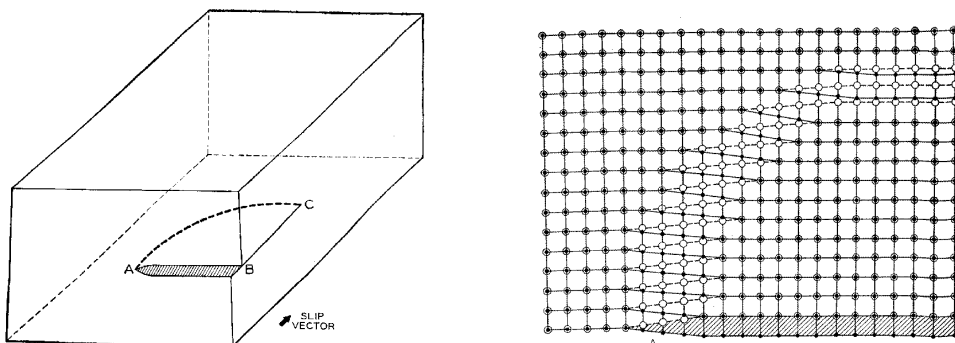


Abb. 1.8: Beliebige Versetzungen im Kristall und atomare Verzerrungen (eingesannt aus [Read])

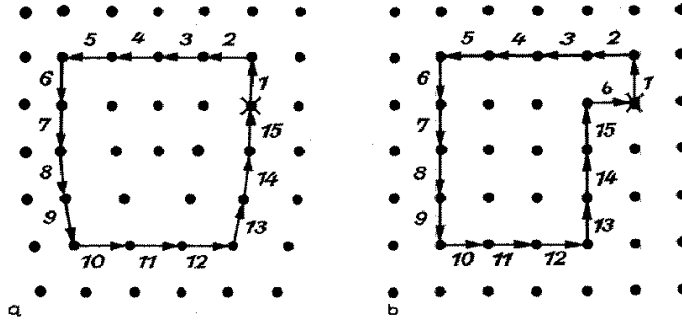


Abb. 1.9: Burgers-Vektor einer Stufenversetzung: links: Umlauf im gestörten Kristall, rechts: Umlauf im ungestörten Kristall (eingescannt aus [Enz])

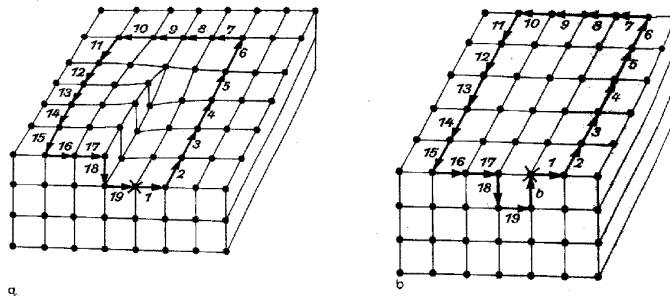


Abb. 1.10: Burgers-Vektor einer Schraubenversetzung: links: Umlauf im gestörten Kristall, rechts: Umlauf im ungestörten Kristall (eingescannt aus [Enz])

(u, v, w) an, wobei diese aber in Abhängigkeit von Zylinderkoordinaten steht: Es gilt:

$$(u, v, w) = (0, 0, \frac{b}{2\pi} \cdot \theta) ,$$

was die Abbildung 1.11 anschaulich bestätigt. Die interessanten Komponenten im Spannungstensor sind also nur diejenigen, die eine Verzerrung in z -Richtung erzeugen mit einer Kraft F^z (die anderen Kräfte müssen wegen $u = 0$ und $v = 0$ verschwinden), also die σ^z_i -Komponenten. Da nur eine θ -Abhängigkeit besteht, ist also nur eine Komponente des Spannungstensors ungleich Null und es gilt:

$$\sigma^z_\theta = G \cdot \frac{\partial w}{\partial (r\theta)} = \frac{G}{r} \cdot \frac{\partial w}{\partial \theta} = \frac{Gb}{2\pi r} .$$

Hiermit ergibt sich nun die Energie über

$$E = \int dW = \int_0^b F^z db = \int_0^b \int_{r\text{-z-Ebene}} \sigma^z_\theta db dn^\theta = \int_0^b \int_{r_0}^R \int_{\text{Länge}} \frac{Gb}{2\pi r} db dr dz = \text{Länge} \cdot \frac{Gb^2}{4\pi} \cdot \ln \frac{R}{r_0} ,$$

wobei W die aufzuwendende Arbeit ist, um die Verzerrung der Länge b zu erzeugen und die Integrationsgrenzen der r -Integration folgendermaßen gewählt wurden: Als untere Grenze nimmt man ein r_0 , das

ungefähr dem Betrag des Burgers-Vektors entspricht, da bei kleineren Abständen zur Versetzungslinie die Kräfte so groß werden, daß sie nicht mehr mit einer linearen Theorie beschrieben werden können; als obere Grenze R wird die Kristallausdehnung genommen.

Bereits bei Stufenversetzungen gestaltet sich die Berechnung der Energie schwierig. Im Ergebnis steht z. B. die Poisson-Zahl, also das Verhältnis der Querkontraktionen zur Längenänderung. Wir verweisen auf [Read] und weitergehende Literatur.

1.3.3 Effekte von und um Versetzungen

Weitere Entstehungsmöglichkeiten von Versetzungen

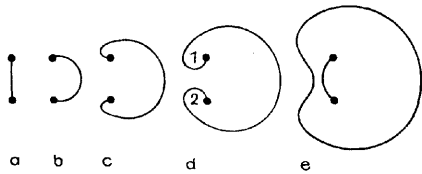


Abb. 1.12: Entstehung einer Versetzung an einer Frank-Read-Quelle (eingescannt aus [Enz])

Außer durch äußere Spannungen können Versetzungen auch durch einen anderen Mechanismus erzeugt werden, nämlich den der sogenannten *Frank-Read-Quellen*. Eine solche Quelle entsteht dann, wenn der Mittelteil eines Versetzungsstückes, das an beiden Enden z. B. durch starke Wechselwirkungen mit Punktdefekten fixiert ist, durch Kräfte bewegt wird. Das führt zu den in Abbildung 1.12 dargestellten typischen Etappen, die mit einem Ausbauchen beginnen. Im Stadium d ziehen sich die beiden entgegengesetzten Versetzungsstücke 1 und 2 an, da sie entgegengesetzte Ebenen repräsentieren, sich daher

auslöschen und somit Energie gewonnen wird. Daraus resultierend löst sich ein Versetzungsring von der Quelle ab, während zwischen den beiden Fixpunkten ein Versetzungsstück zurückbleibt (Stadium e), sodaß der Ausgangszustand wieder hergestellt ist und ein weiterer Ring erzeugt werden kann.

Quergleiten, Klettern und Erholung

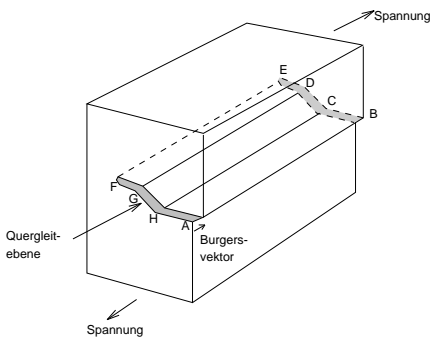


Abb. 1.13: Quergleiten von Schraubenversetzungen

Es kann nun passieren, daß eine Versetzung nicht an Punktdefekten festgehalten wird, sondern der Störung ausweicht, indem sie in eine benachbarte Atomebene *quergleitet*. Da dabei die Ausbreitungsrichtung geändert wird, muß diese senkrecht zur Versetzungslinie stehen, denn die Versetzungslinie kann natürlich nicht einfach geändert werden. Da dies nur bei Schraubenversetzungen der Fall ist, können nur diese quergleiten. Wir haben dieses Phänomen in nebenstehender Abbildung veranschaulicht.

Es kann nun aber auch bei Stufenversetzungen passieren, daß sie ihre Lage in benachbarte Atomebenen verlagern. Man bezeichnet diese Eigenschaft mit *Klettern*. Wie ist dies zu erklären? Die Ursache für ein solches Klettern liegt im Wandern von Defekten. Wenn man dem Kristall Energie zuführt, z. B. durch Wärmezufuhr in einem Ofen, so können durch thermodynamische Effekte die Störungen ihren Ort verlassen. Dabei wird ein benachbarter Gitterplatz aus seinem Grundzustand angeregt und der bisher gestörte Platz nutzt die Gelegenheit, in den Grundzustand überzugehen. Der benachbarte Platz hat „verloren“ und trägt nun die Energie der Verzerrung.

In Abbildung 1.14 erkennt man, daß sich hierdurch entgegengesetzte Ebenen auslöschen können, sodaß durch das Klettern Versetzungen verschwinden können. Man nennt diesen Effekt *Erholung*. Um gezielt möglichst versetzungsfreie Kristalle herzustellen, tempert man die Kristalle, sodaß sie sich durch die Erhitzung erholen.

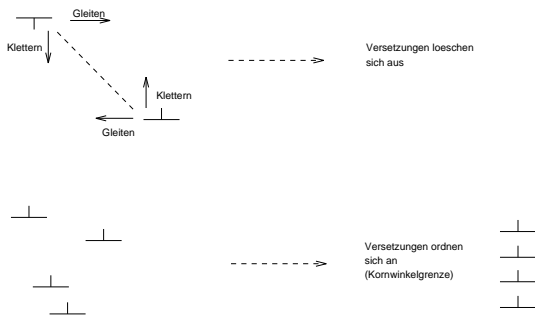


Abb. 1.14: Klettern von Stufenversetzungen und Entstehung von Kleinwinkelkorngrenzen

Kleinwinkelkorngrenzen

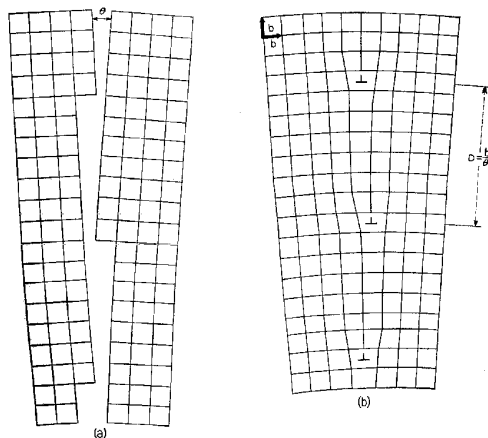


Abb. 1.15: Zur Kleinwinkelkorngrenze (eingesamt aus [Read])

richtig ist und andere Betrachtungen Anwendung finden müssen (vgl. hierzu Zitate aus [Read]). Da wir also nur kleine Winkel zulassen, nennen wir die Grenzen Kleinwinkelkorngrenzen.

Es kann nun vorkommen, daß in einem Kristall nur noch Ebenen in einer Richtung vorkommen. Diese können sich also nicht mehr gegenseitig auslöschen. Es ist energetisch am günstigsten, wenn sich diese in einer Reihe mit gleichen Abständen anordnen. Bei genügend großer Erhitzung stellen sich die Halbebenen in der Tat so ein und bilden eine *Kleinwinkelkorngrenze*. Nur Stufenversetzungen können zu solch unauslöschbaren Versetzungen beitragen, da alle anderen Versetzungen sich durch Quergleiten auslöschen können.

Wenn sich also zwei Kristalle in einem kleinen Winkel verbinden, so kann man sich die trennende Ebene als eine vorstellen, die aus aneinandergereihten Halbebenen besteht. Die Richtung der linearen Störung und die Richtung der Ebenen-Reihe bestimmen die Lage der Trennebene. Aus Abbildung 1.15 kann man folgenden Zusammenhang erkennen (b : Betrag des Burgers-Vektors, D : Abstand der Halbebenen, θ : Winkel zwischen den Gittern):

$$\frac{b}{D} = 2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \theta + \mathcal{O}(\theta^3),$$

wobei die letzte Näherung aus der Taylor-Entwicklung stammt. Diese Beschreibung ist natürlich nur für kleine Winkel zwischen den Kristallen sinnvoll, da für größere θ der Abstand D zwischen den Ebenen immer mehr sinkt, bis diese aneinanderstoßen. Spätestens dann sind die Verzerrungen so groß, daß unser Modell nicht mehr

1.4 Unser Experiment-Kristall: LiF

Wir wenden uns nun dem Kristall im Experiment zu, dem Lithiumfluorid, und wollen die bisherigen theoretischen Begriffe auf diesen Kristall anwenden. Lithiumfluorid hat die Natriumchlorid-Struktur, was nicht allzu sehr verwundert, da ja beide Atome von LiF jeweils eine Periode früher in den gleichen Gruppen stehen als die Atome des Kochsalzes. Falls einem gerade die Natriumchlorid-Struktur entfallen ist, so kann man die Bilder in [Anl, Seite 13, Fig. 10] und [Anl, Seite 28, Fig. 19] ansehen. Die einzelnen Ionensorten besetzen ein fcc-Gitter, was bedeutet, daß die nächsten gleichartigen Nachbarn eines Ions an den Positionen $\frac{1}{2} \cdot \langle 110 \rangle$ stehen. Wir hatten bereits festgestellt, daß Versetzungen nur in Richtung der kleinsten Abstände stattfinden, also sind unsere Burgersvektoren von der Form $\frac{a}{2} \cdot (1, 1, 0)$, d. h. der Betrag des Burgers-Vektors ist $\frac{a}{\sqrt{2}}$. Die Gleitebenen können nun natürlich nur kristallographische Ebenen sein, in denen Burgers-Vektoren liegen. In der Praxis treten nicht alle hierdurch möglichen Gleitebenen auf; man kann nur diejenigen Ebenen beobachten, bei denen entgegengesetzt geladene Ionen während

der ganzen Gleitbewegung (im Vergleich der möglichen Ebenen untereinander) den größtmöglichen Abstand einhalten können. Im Experiment stellt man fest, daß die $\{110\}$ -Ebenen die Gleitebenen des Lithiumfluorid-Kristalls sind:

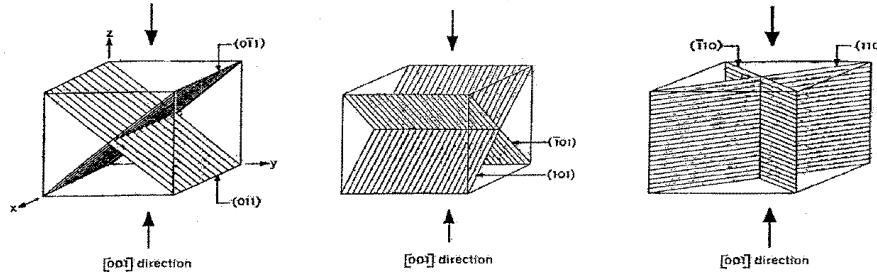


Abb. 1.16: Gleitebenen in LiF (eingescannt aus [AnI])

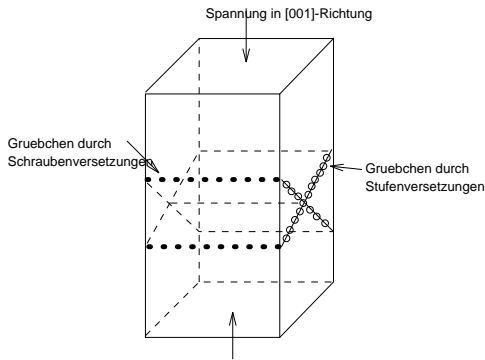


Abb. 1.17: Beobachtbare Ätzgrübchen bei LiF

Wenn man die anderen Doppelsebenen (Mitte in Abbildung 1.16) hinzunimmt, kann man gleichzeitig die achsenparallelen Schraubenversetzungen und die diagonalen Stufenversetzungen auf einer Oberfläche beobachten; im Bild wäre dies etwas unübersichtlich gewesen (deswegen die Beschränkung auf eine Doppelsebene).

Wenn wir nun eine Kraft in $[001]$ -Richtung ausüben, so wird die Schubspannung in den zu den $(\bar{1}10)$ - und (110) -Ebenen gehörenden Gleitsystemen Null. Anschaulich kann man auch sagen, daß Kräfte in $[001]$ -Richtung durch Verschiebungen entlang der $(\bar{1}10)$ - und (110) -Ebenen keine Verkürzungen des Kristalls, wie in Abbildung 1.4 (rechts) angedeutet, bewirken. Deswegen finden keine Versetzungen entlang dieser Gleitebenen statt. Alle anderen Ebenen in Abbildung 1.16 bewirken diese Verkürzung (die Schubspannung verschwindet also in diesen Gleitsystemen nicht) und daher laufen Versetzungen in diesen Ebenen entlang. Betrachten wir nur eine Doppelsebene (z. B. die linke in Abbildung 1.16), so kann man durch Ätzen der Kristalloberfläche die Versetzungen in Abbildung 1.17 sichtbar machen. Die schräg verlaufenden sind dabei Stufenversetzungen (Ausbreitung entlang der Verzerrung), die gerade verlaufenden sind Schraubenversetzungen.

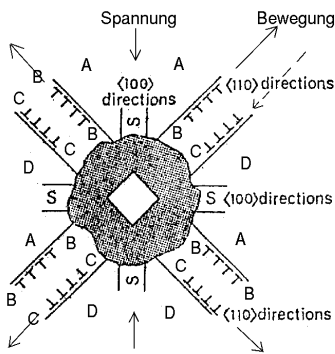


Abb. 1.18: Sternform nach Nadel-eindruck

Nur die Bereiche B und C haben Material, also

Entsprechende Strukturen beobachtet man nach einem Nadeleindruck. In den $\langle 100 \rangle$ -Richtungen bewegen sich die Schraubenversetzungen (in nebenstehendem Bild durch S angedeutet) und in den $\langle 110 \rangle$ -Richtungen entstehen Stufenversetzungen. Die zusätzlichen verzerrenden Halbebenen befinden sich natürlich in die entstehenden Arme hineingerichtet (siehe Abbildung), da ja die Nadel Kristallmaterial aus der Mitte weggedrückt hat.

Wenn man nun eine äußere, uniaxiale Spannung anlegt, so müßten sich die beiden Arme an der Nadel-Rosette in verschiedene Richtungen bewegen (sonst entstünde ja keine Verkürzung des Kristalls wie in Abbildung 1.4 angedeutet), also ein Arm zur Mitte hin und einer von der Mitte weg. Anhand der Abbildung 1.18 (mit Unterstützung von Abbildung 1.4) macht man sich klar, daß die Bereiche A und C in Abb. 1.18 jeweils diagonal nach unten wandern wollen, die Bereiche B und D diagonal nach oben.

eingeschobene Halbebenen, zur Verfügung, die wandern können, so daß jeweils die Arme, die direkt an der Achse liegen, bei Druck nach außen wandern und die Arme, die von der Achse der Spannungsrichtung entfernt liegen, nach innen wandern. Bei Zugspannung verhalten sich die Arme umgekehrt. Die Arme, die zur Mitte hinwandern möchten, können dies aber nicht tun, da dort bereits zuviel Material und zuviele Versetzungen vorhanden sind. Aus diesem Grunde wandert jeweils nur ein Arm der Stufenversetzungen aus der Mitte heraus, während der andere an seinem Ort bleibt. Also werden in unserem Versuch, bei dem wir Druck ausüben werden, nur die direkt bei der Spannungsachse liegenden Arme länger. Abschließend wollen wir uns die Frage stellen, wie wir Versetzungen und deren Wanderung sichtbar machen werden.

1.5 Methodik des Versuchs: Ätzen

Wir machen die Versetzungen in unserem Experiment – wie bereits angedeutet – durch eine Ätz-Technik sichtbar. Hierbei benutzt man ein eisenhaltiges Ätzmittel. Dieses greift nun vorzugsweise an Versetzungen an, da beim Wegätzen der Versetzungen zusätzlich die Versetzungsenergie frei wird (im Vergleich zum idealen Kristall). Die weggeätzten Stellen können nun bei Auflichtmikroskopie beobachtet werden. Hierbei wird die Oberfläche der Probe von oben beleuchtet und die Reflexionen vergrößert sichtbar gemacht. Wir möchten für die Details des Ätzens im wesentlichen auf [G-S] (eine Kopie befindet sich hinter der Auswertung) und [SSP] verweisen, da wir das Ätzen im Versuch nicht untersuchen, sondern nur nutzen werden. Wir möchten mit den nachfolgenden Bildern allerdings noch deutlich machen, inwiefern ein Wandern der Versetzungen sichtbar wird:

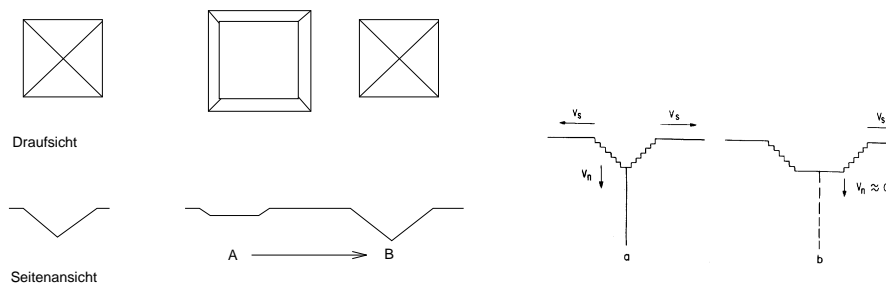


Abb. 1.19: Formen von Ätzgrübchen an Versetzungen und an weggewanderten Versetzungen (rechtes Bild aus [SSP])

Während nicht gewanderte Ätzgrübchen pyramidenförmig weggeätzt werden, verbreitern sich angeätzte Versetzungen nur noch, wenn sich später keine Versetzung mehr an dieser Stelle befindet. An der gewanderten Stelle entstehen kleine pyramidenförmige Ätzstellen. Schöne Fotos, wie solche Stellen idealerweise aussehen, finden sich in den Literaturstellen [G-S] (siehe hinten) und [SSP].

2. Auswertung

An dieser Stelle werden wir nun die von uns gemachten Fotografien auswerten. Dabei werden wir zunächst aus den Aufnahmen des Mikrometers, einer geeichten Skala, die jeweiligen ‚effektiven‘ Vergrößerungen für die Mikroskopeinstellungen 100 und 200 berechnen. Danach wird unsere Aufgabe im wesentlichen daraus bestehen, Ätzgrübchen zu zählen und damit jeweils die EPD (Etch Pits Density) zu bestimmen. Darüber hinaus werden wir schließlich Kleinwinkelkorngrenzen und Rosetten genauer untersuchen.

2.1 Bestimmung der effektiven Vergrößerungen

Wir werden nun also die effektiven Vergrößerungen für die Mikroskopeinstellungen 100 und 200 bestimmen.

Einstellung 100

In Abb. 2.1 entsprechen gemessene $(11,4 \pm 0,05)$ cm gerade 0,7 mm auf dem Mikrometer. Wir erhalten damit eine effektive Vergrößerung von

$$V_{100} = 162,9 \pm 0,7.$$

Damit entspricht 1 cm auf dem Papier also 0,061387 mm in der ‚Wirklichkeit‘.

Einstellung 200

In Abb. 2.2 entsprechen gemessene $(9,6 \pm 0,05)$ cm gerade 0,3 mm auf dem Mikrometer. Wir erhalten damit eine effektive Vergrößerung von

$$V_{200} = 320 \pm 1,7.$$

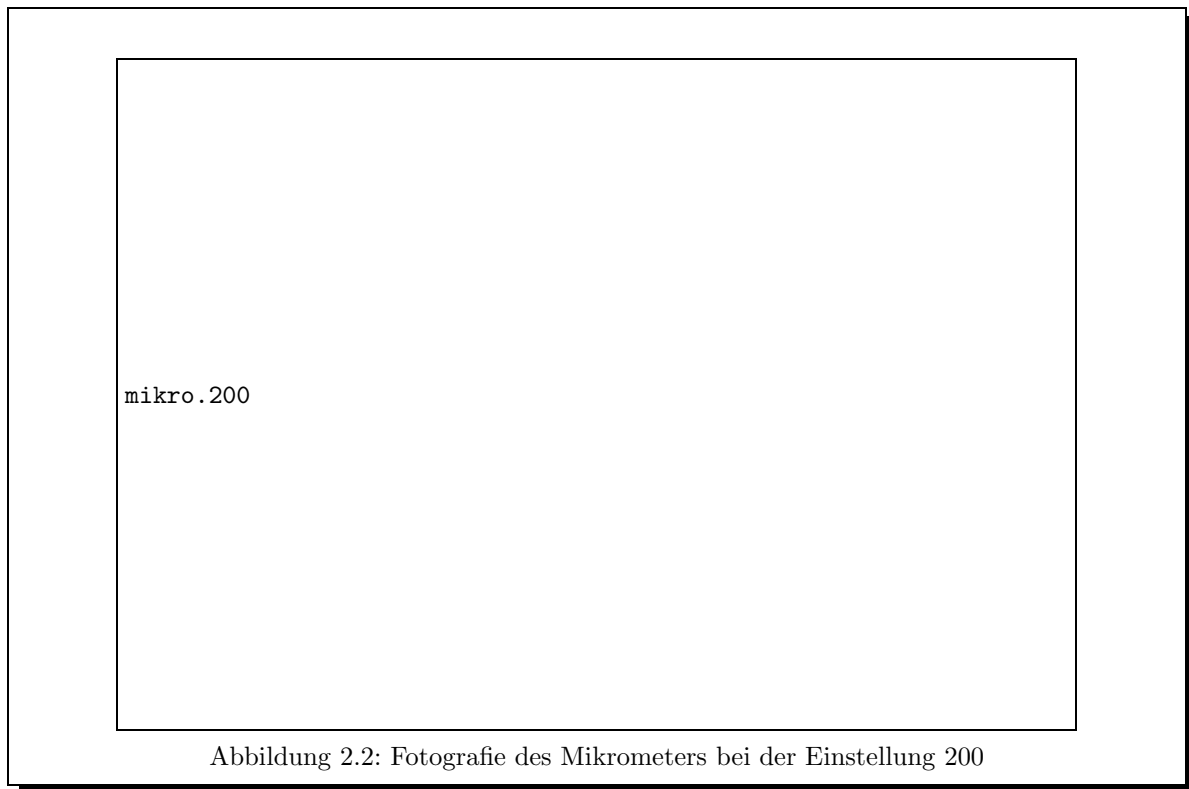
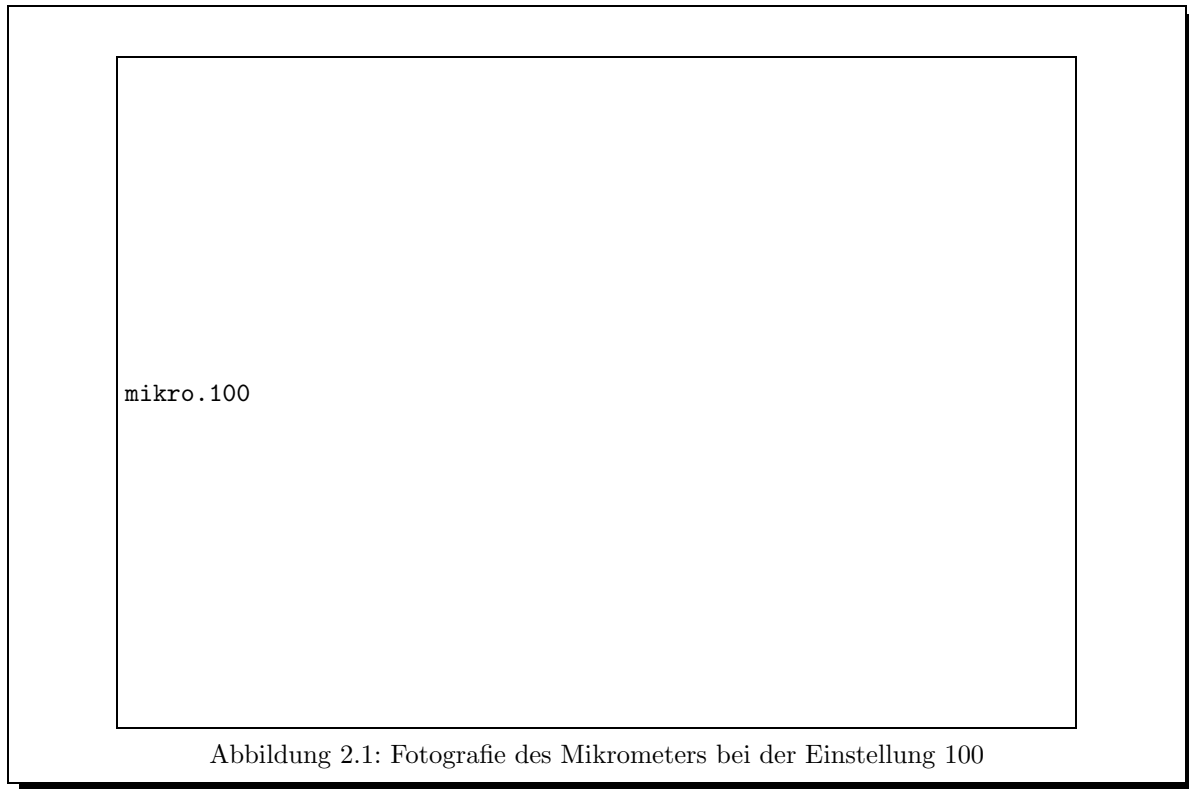
Damit entspricht 1 cm auf dem Papier also 0,03125 mm in der ‚Wirklichkeit‘.


2.2 Bestimmung der EPD von Probe 1

Nachdem wir Probe 1 zuerst poliert und dann geätzt haben, betrachten wir sie an zwei verschiedenen Stellen bei der Mikroskopeinstellung 200, also etwa bei 320-facher Vergrößerung.

In Abb. 2.3 sehen wir Probe 1 das erste Mal. Wir zählen dort 49 ± 5 Ätzgrübchen. Bei einer Fläche von $12,5 \text{ cm} \times 8,6 \text{ cm}$ erhalten wir eine EPD von $(467 \pm 48) \frac{1}{\text{mm}^2}$.


In Abb. 2.4 sehen wir Probe 1 das zweite Mal. Wir zählen dort 66 ± 10 Ätzgrübchen. Bei einer Fläche von $12,6 \text{ cm} \times 8,4 \text{ cm}$ erhalten wir eine EPD von $(639 \pm 97) \frac{1}{\text{mm}^2}$.





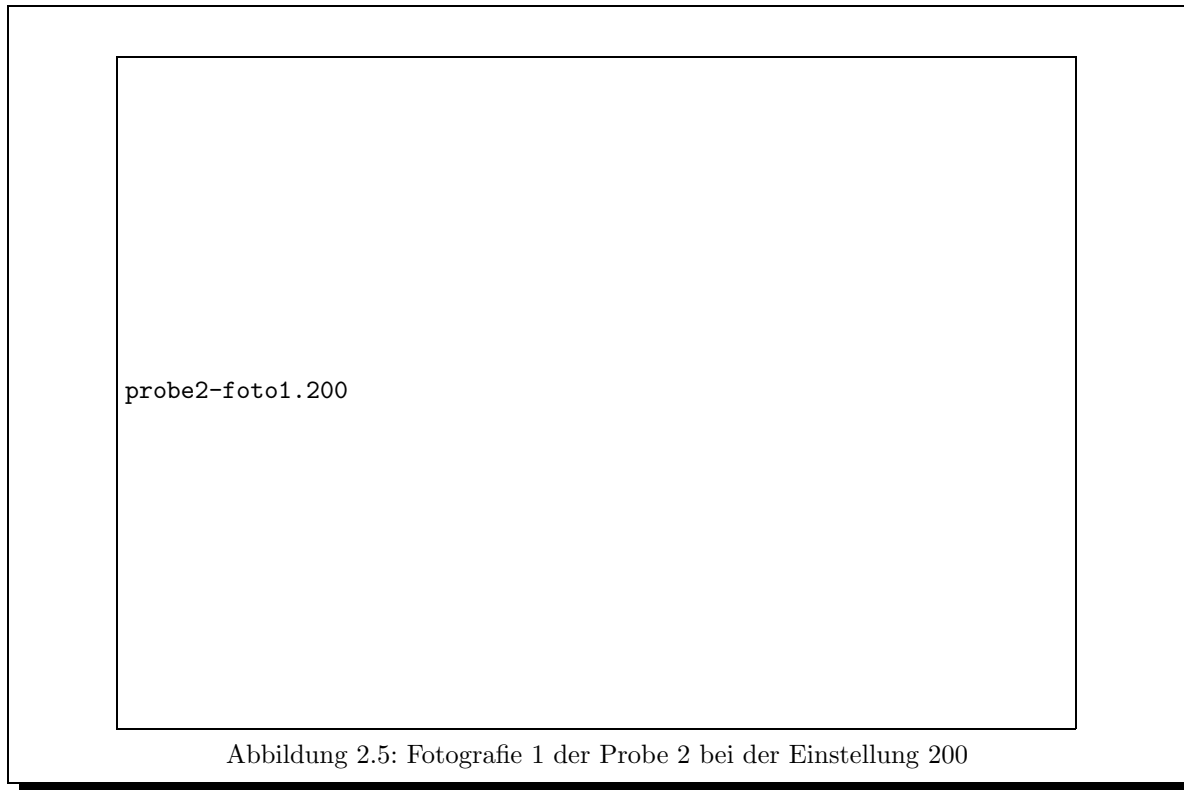
probe1-foto1.200

Abbildung 2.3: Fotografie 1 der Probe 1 bei der Einstellung 200



probe1-foto2.200

Abbildung 2.4: Fotografie 2 der Probe 1 bei der Einstellung 200



Als EPD der Probe 1 setzen wir den Mittelwert der beiden, an verschiedenen Stellen gemessenen, EPD's an. Wir erhalten damit als EPD der Probe 1:

$$EPD_1 = (553 \pm 122) \frac{1}{\text{mm}^2} .$$

2.3 Bestimmung der EPD von Probe 2

Im Gegensatz zu Probe 1 wurde Probe 2 getempert. Von uns wurde sie dann poliert, mit 2 Nadelein-drücken versehen, geätzt und dann mehrmals fotografiert. Aus den ersten beiden Fotografien in Abb. 2.5 und 2.6 werden wir nun wie schon bei Probe 1 die EPD der zweiten Probe bestimmen. Beide Fotografien wurden bei der Mikroskopeinstellung 200 aufgenommen.

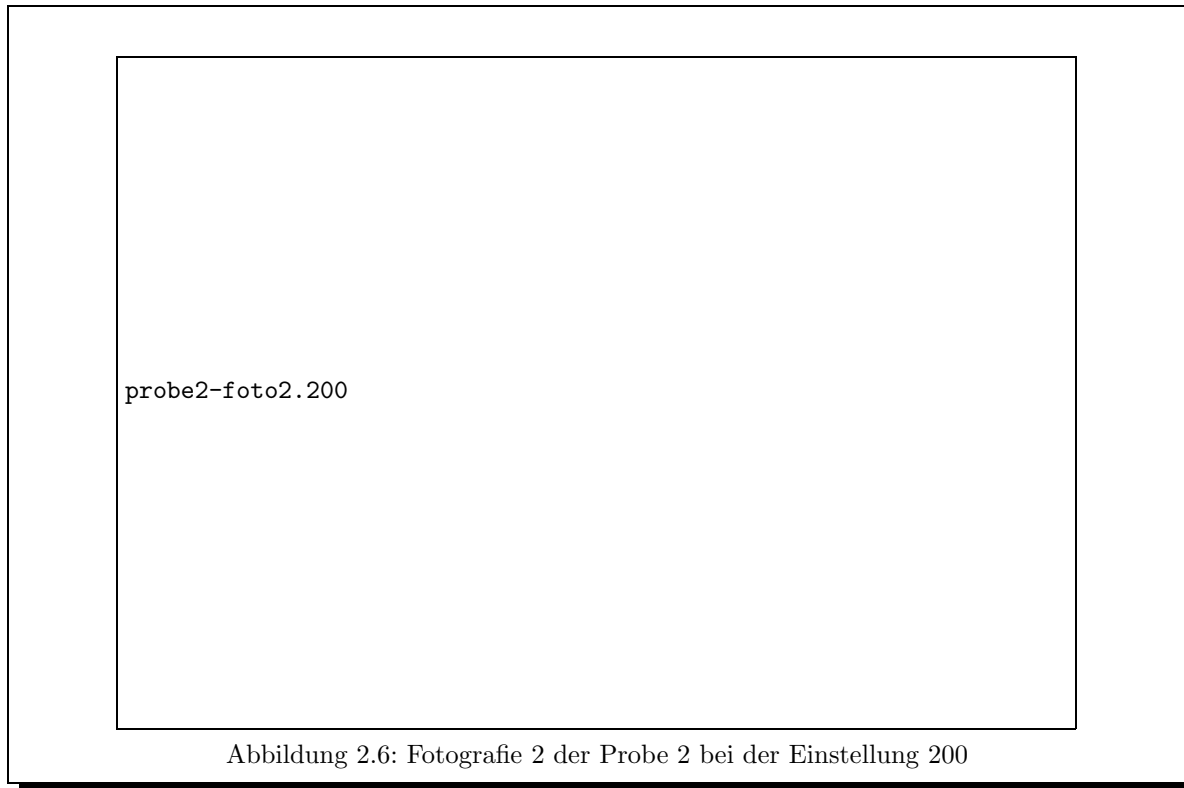
In Abb. 2.5 sehen wir Probe 2 das erste Mal. Wir zählen dort 101 ± 15 Ätzgrübchen. Bei einer Fläche von $12,6 \text{ cm} \times 8,6 \text{ cm}$ erhalten wir eine EPD von $(954 \pm 142) \frac{1}{\text{mm}^2}$.

In Abb. 2.6 sehen wir Probe 2 das zweite Mal. Wir zählen dort 42 ± 5 Ätzgrübchen. Bei einer Fläche von $12,6 \text{ cm} \times 8,4 \text{ cm}$ erhalten wir eine EPD von $(406 \pm 48) \frac{1}{\text{mm}^2}$.

Als EPD der Probe 2 setzen wir wieder den Mittelwert der beiden, an verschiedenen Stellen gemessenen, EPD's an. Wir erhalten damit als EPD der Probe 2:

$$EPD_2 = (680 \pm 387) \frac{1}{\text{mm}^2}$$

Wir sehen also bei unserer Messung, daß die EPD der getemperten Probe 2 größer ist, als die der ungetemperten Probe 1. Das ist schlecht, denn eigentlich sollte es genau umgekehrt sein. Denn wie



wir schon aus der Vorbereitung wissen, sollte durch das Tempern ja gerade das Erholen und Klettern der Versetzungen durch die Energiezufuhr stattgefunden haben. Ebenso sollten die Ätzgrübchen der ungetemperten Probe im Durchschnitt etwas größer sein, als die der getemperten. Bei uns sieht das auch wieder genau andersherum aus. Der einzig logische Schluß wäre daher, daß wir bereits zu Anfang die beiden Proben vertauscht haben. Dennoch sind wir uns absolut sicher, daß ein Vertauschen gerade nicht stattgefunden hat. Denn in Übereinstimmung mit unserer Erwartung war die uns als getempert übergebene Probe 2 *matt* im Vergleich zur ungetemperten Probe 1. Auch eine Vertauschung der beiden Proben im weiteren Versuchsverlauf können wir 100-prozentig ausschließen.

Wenn wir uns die beiden Aufnahmen der Probe 2 noch einmal genauer anschauen, so erkennen wir, daß sich die jeweiligen EPD's **sehr stark** unterscheiden. Daraus resultiert für uns unter anderem auch der sehr große Fehler der GESAMT-EPD von 387. Wir schließen daraus, daß wir mit dem Photo in Abb. 2.6 einen unrepräsentativen Bereich fotografiert haben, der unsere GESAMT-EPD stark verfälschte.

2.4 Kleinwinkelkorngrenzen bei Probe 2

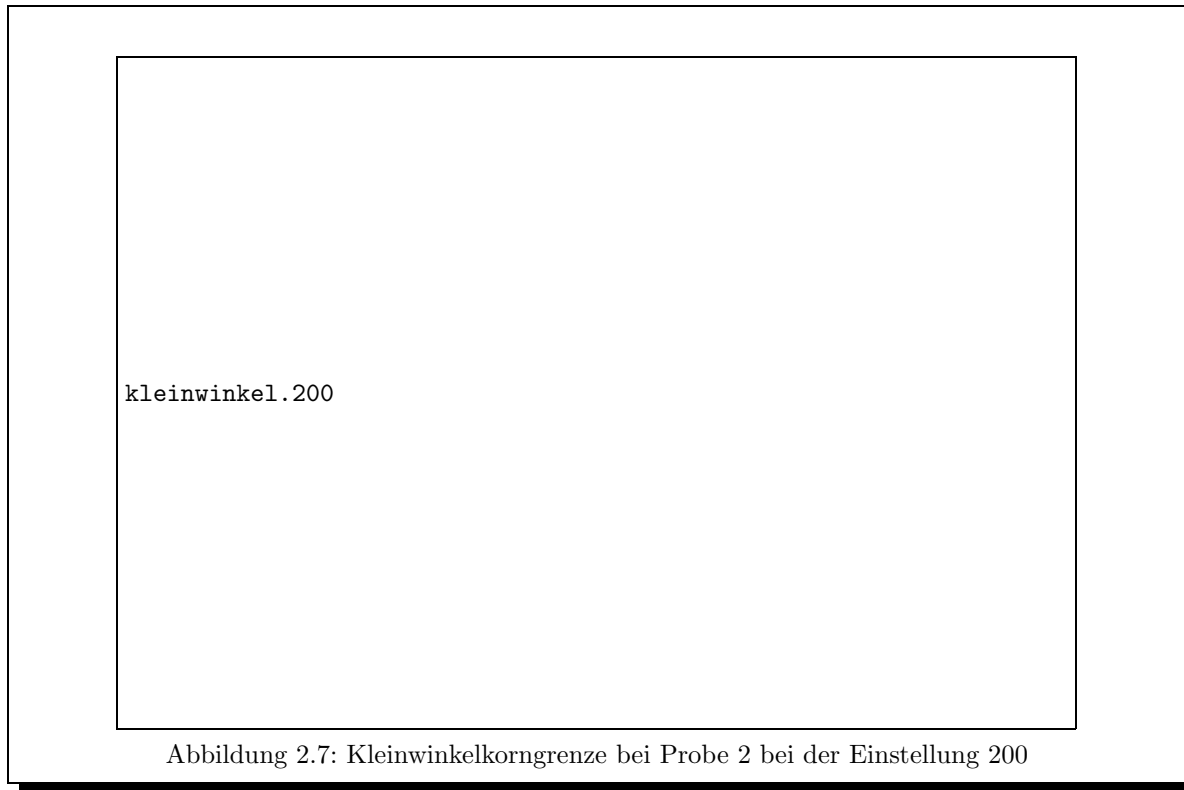
Wir betrachten nun die Kleinwinkelkorngrenze (KWKG) in Abb. 2.7. Dort zählen wir nun zunächst die Anzahl der Pits, die auf der KWKG liegen.

Wir kommen auf 56 ± 10 Ätzgrübchen auf einer Länge von 13 cm auf dem Foto. Damit erhalten wir als Abstand D zweier Ätzgrübchen

$$\frac{1}{D} = (138 \pm 25) \frac{1}{\text{mm}}$$

und damit

$$D = (7,2464 \pm 1,3127) \mu\text{m} .$$



Der Orientierungsunterschied ergibt sich, wie wir aus der Vorbereitung schon wissen, durch

$$\theta = \frac{|b|}{D} .$$

Mit der Gitterkonstante des LiF von 0,402 nm erhalten wir für den Betrag des Burgers-Vektors $|b| = \frac{0,402 \text{ nm}}{\sqrt{2}} = 0,284 \text{ nm}$ und daher schließlich

$$\theta = (3,919 \pm 0,71) \cdot 10^{-5} \text{ rad} = (0,00225 \pm 0,0004)^\circ .$$

2.5 Rosetten

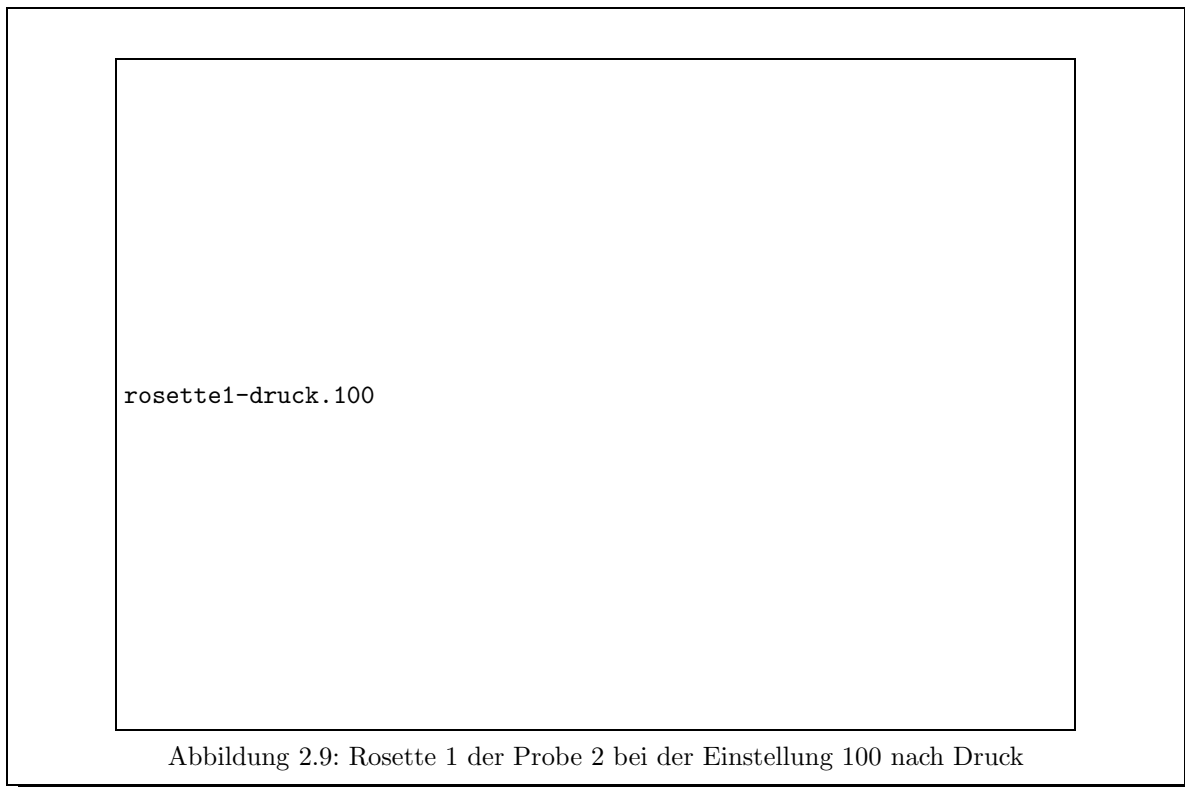
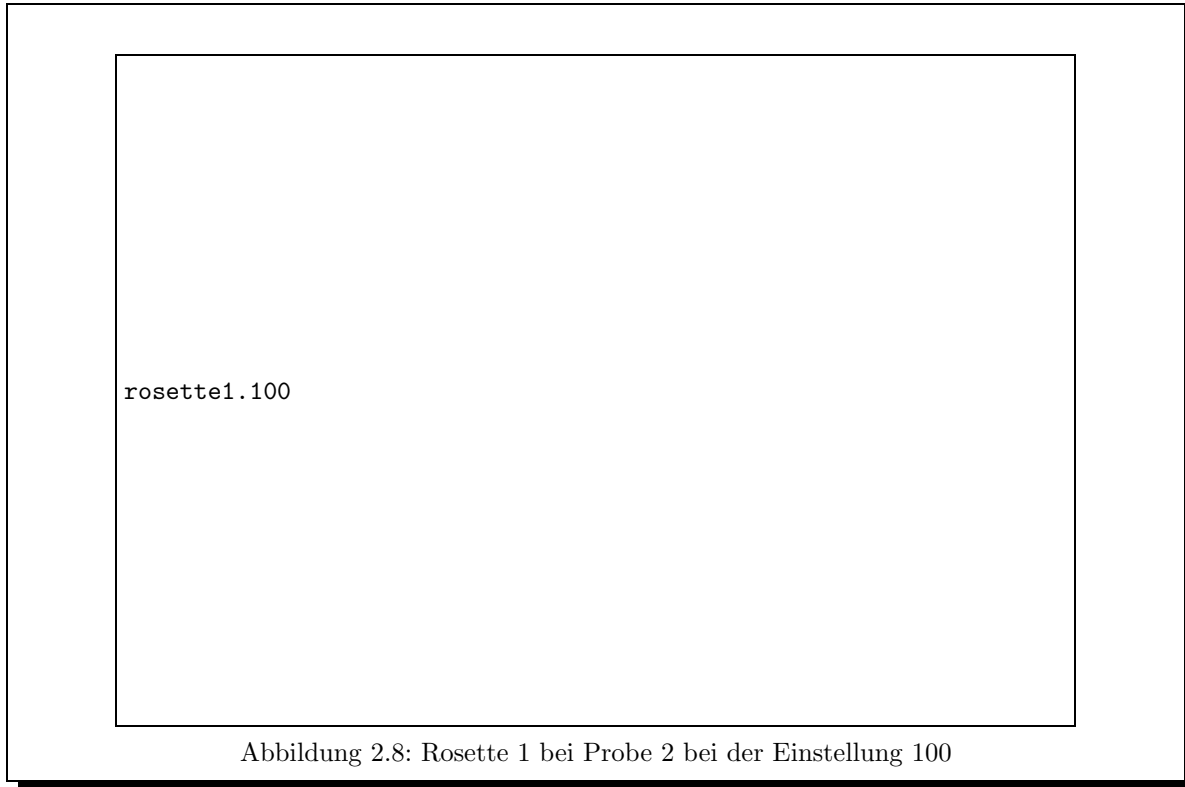
In Abb. 2.8 sehen wir Probe 2 bei Mikroskopeinstellung 100. Wir erkennen sehr schön, die wegen des Nadeleindrucks entstandene Rosette.

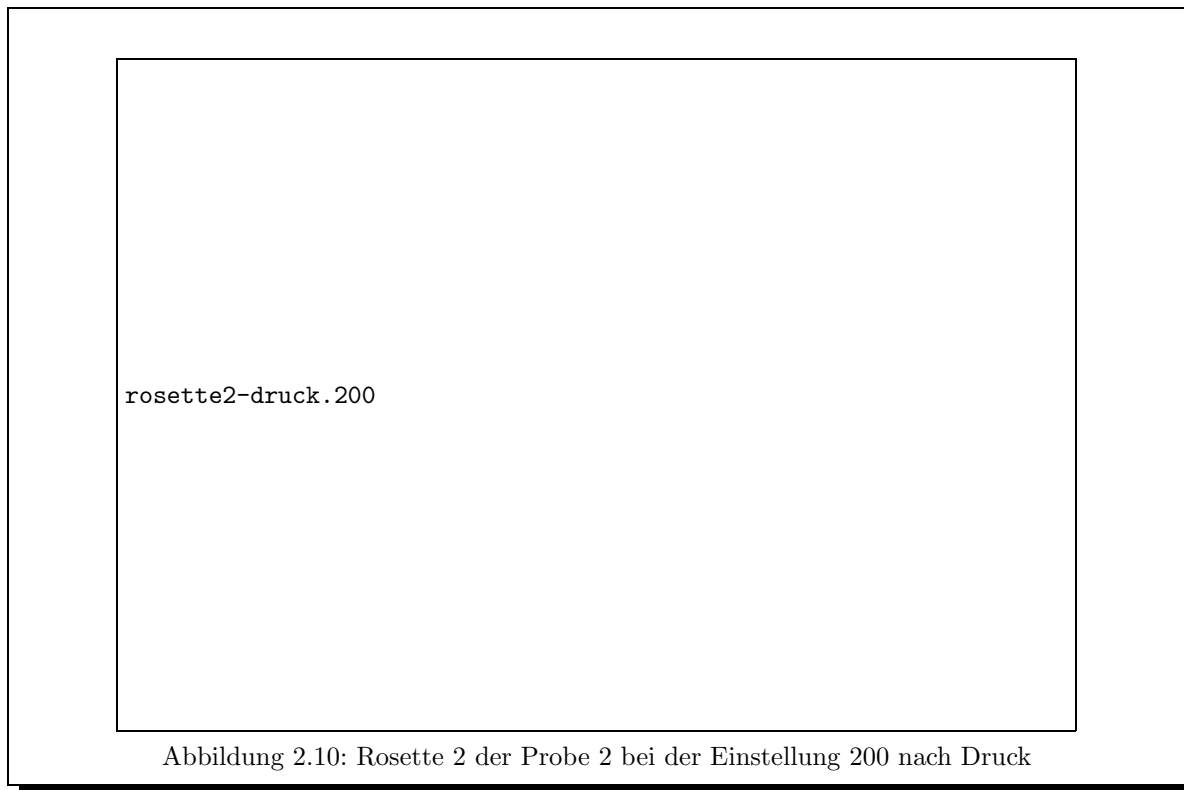
Nach Ausübung von Druck

Wir belasten nun Probe 2 etwa 3 Minuten mit 2798 p. Danach ätzen wir sie wieder. Dieselbe Rosette wie eben ist in Abb. 2.9 dargestellt.

Der Druck ist in dieser Abbildung horizontal ausgeübt worden. Eigentlich sollten wir jetzt eine Verschiebung von Teilen der Rosette gemäß Vorbereitung erkennen. Leider läßt sich dies mehr erahnen als erkennen (siehe zweiter Arm links oben).

Aus diesem Grund suchen wir nun bei der Mikroskopeinstellung 200 nach ‚gewachsenen Rosettenarmen‘. Wir betrachten dabei zunächst die zweite Rosette. Die entsprechende Fotografie ist in Abb. 2.10 gegeben.

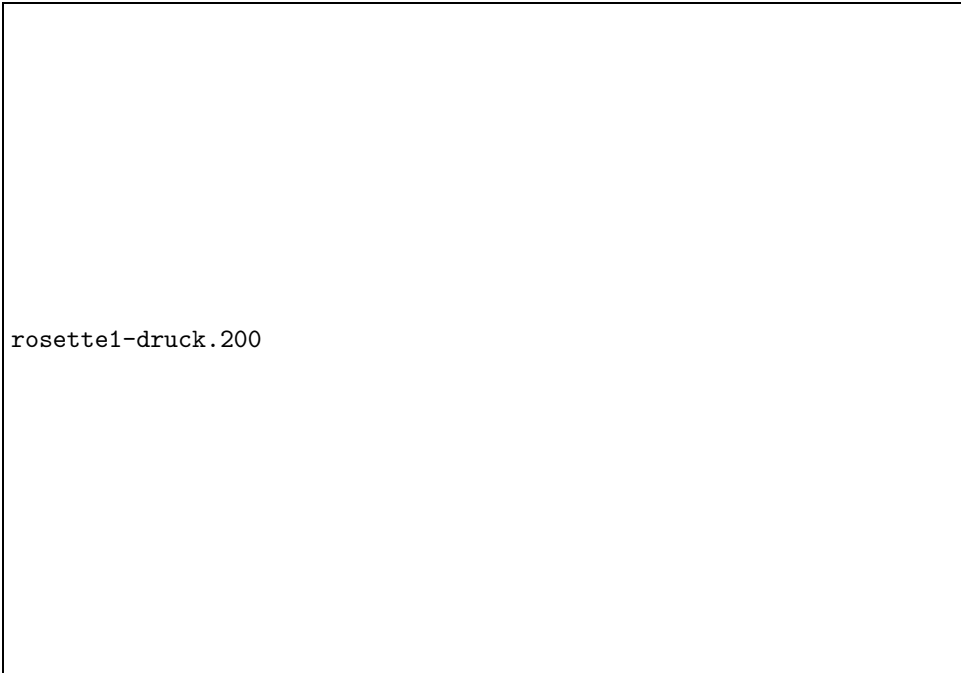




Leider können wir auch hier nicht das erwartete Wachsen eines Rosettenarmes erkennen. Wir kehren daher zu der ersten Rosette zurück. Doch auch bei dieser Rosette bestätigen sich unsere Erwartungen nicht (Abb. 2.11).

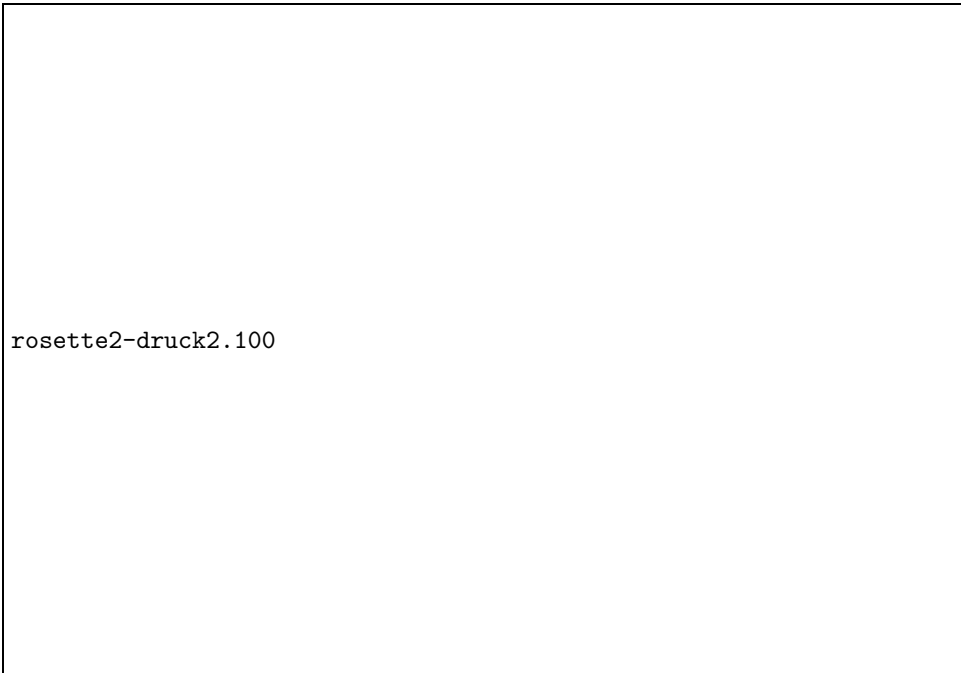
In der Hoffnung, doch noch das gewünschte Rosettenwachstum zu sehen, haben wir nun noch einmal die Probe mit allen uns zur Verfügung stehenden Gewichten (3159p) belastet und dann wieder geätzt. Die Ergebnisse sehen wir in Abb. 2.12 und Abb. 2.13.

Leider können wir trotz unserer zusätzlichen Mühen noch immer nicht unsere Erwartung bestätigen.



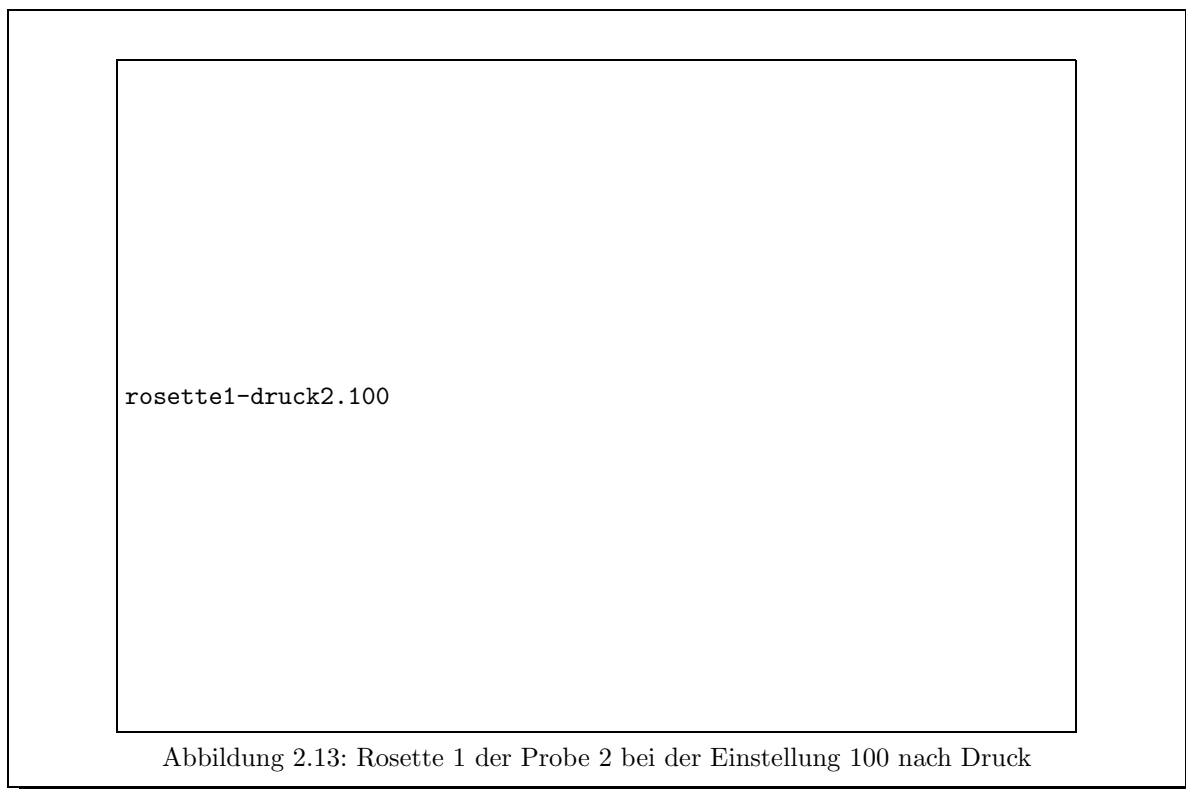
rosette1-druck.200

Abbildung 2.11: Rosette 1 der Probe 2 bei der Einstellung 200 nach Druck



rosette2-druck2.100

Abbildung 2.12: Rosette 2 der Probe 2 bei der Einstellung 100 nach Druck



Literaturverzeichnis

Im folgenden wollen wir auf die Versuchsprotokolle der anderen Experimente im Fortgeschrittenenpraktikum, die von uns durchgeführt wurden und das vorliegende Protokoll hinsichtlich der theoretischen Grundlagen ergänzen, verweisen¹. Außerdem stellen wir eine Liste der Literatur auf, die wir am stärksten (nicht als einzige) zur Vorbereitung und Auswertung nutzten.

- [Fest-27] O. Flimm, U. Münch: *Überstruktur von Cu₃Au*, Versuch 27 im Fortgeschrittenenpraktikum am II. Physikalischen Institut. Versuchsprotokoll. Köln, 1995
- [Anl] C. W. A. Newey, R. W. Davidge: *Dislocations in Lithiumfluoride*, 1965. Teil der Anleitung: II. Physikalisches Institut: *Versuch 25: Versetzungen in Lithiumfluorid*, Anleitung zum Versuch 25 im Fortgeschrittenen-Praktikum. Köln.
- [G-S] J. J. Gilman, W. G. Sears: *Dislocation Etch Pit Formation in Lithium Fluoride*. Journal of Applied Physics **29** (1958), p. 747
- [Enz] P. Rennert, et. al: *Kleine Enzyklopädie Physik*. 2. Auflage. Leipzig: VEB Bibliographisches Institut, 1988
- [Kitt] Ch. Kittel: *Einführung in die Festkörperphysik*. 9. verbesserte Auflage. München/Wien: Oldenbourg-Verlag, 1991
- [AsMe] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin: *Solid State Physics*. New York: Saunders College, 1976
- [Read] W. T. Read, Jr.: *Dislocations in Crystals*. New York, Toronto, London: McGraw-Hill Book Company, 1953
- [SSP] J. J. Gilman, W. G. Johnston: *Dislocations in Lithiumfluoride Crystals*. Solid State Physics **13** (1962), p. 147

¹Wir möchten darauf hinweisen, daß wir hier auch Quellen angeben, die nicht allgemein verfügbar sind, bzw. gar nicht veröffentlicht wurden. Dies geschieht *ausschließlich*, damit *wir*, die Praktikanten, später noch wissen, wo sich in unseren Materialien noch ergänzende Hinweise befinden. Wir bitten den Betreuer des Versuches über solche Literaturzitate hinwegzusehen; wir sind natürlich bereit, auch solche Stellen z.B. als Kopie zur Verfügung zu stellen, wenn dies gewünscht wird.

Index

- Ätzen, 13
- Anti-Frenkel-Defekt, 3
- Anti-Schottky-Defekt, 4
- Ausbreitungsrichtung, 5

- Basis, 1
- Bravaisgitter, 1
- Burgers-Umlauf, 7
- Burgers-Vektor, 5, 7

- Defekte
 - lineare, 4
 - Punkt-, 3

- elastisch, 5
- Energie einer Versetzung, 7
- Erholung, 10
- Etch pit density EPD, 14

- Frank-Read-Quelle, 10
- Frenkel-Fehler, 3

- Gitter
 - hexagonale, 2
 - kubische, 1
 - monokline, 2
 - orthorhombische, 1
 - tetragonale, 1
 - trigonales, 2
 - triklines, 2
- Gleitebene, 5
- Gleitrichtung, 5

- hexagonale Gitter, 2

- Kleinwinkelkorngrenze, 11, 18
- Klettern, 10
- kubische Gitter, 1

- lineare Störungen, 4
- Lithiumfluorid, 11

- Mikroskopie, 13
- Miller-Indices, 2
- monokline Gitter, 2

- Nadeleindruck, 12, 19

- orthorhombische Gitter, 1

- Packungsdichte, 2
 - plastisch, 5
- Punktdefekte, 3

- Quergleitung, 10

- Rosette, 12

- Schottky-Defekt, 3
- Schraubenversetzung, 7
 - Energie einer, 7
- Spannungstensor, 6
- Stapelfehler, 4
- Stapelstruktur, 2
- Stufenversetzung, 6

- tetragonale Gitter, 1
- trigonales Gitter, 2
- triklines Gitter, 2

- Vergrößerungen, 14
- Versetzung
 - Energie einer, 7
- Versetzungen, 6

- Zwillingsbildung, 4