

Bei der üblichen Walztemperatur (Rotglut) gewalztes Kupfer zeigt tatsächlich keine Streckung der Körner in der Walzrichtung; die Körner sind vollständig gleichachsigt.

Beim nachträglichen Glühen des warmgereckten Kupfers treten dieselben Erscheinungen auf, wie in 260 besprochen. Auch hier wird Vergrößerung der Körner abhängig von der angewandten Temperatur und Glühdauer erzielt. Die Grenztemperatur  $t_1$ , bei der sich die Wirkung bemerkbar zu machen beginnt, hängt ab von der durch das Warmrecken erzielten Korngröße. Ist diese z. B. größer als die, welche man durch genügend langes Glühen bei  $t_6$  (Abb. 206) erhalten wird, so hat Glühen unterhalb  $t_6$  keinen Einfluß. Liegt sie aber unterhalb dieses Grenzwertes, so wird bei  $t_6$  die Korngröße vermehrt. Je nach dem Grade des Warmreckens wird sonach die untere Grenztemperatur  $t_1$  verschoben.

Die Abkühlungsgeschwindigkeit nach dem Warmrecken kann bei Kupfer keinen erheblichen Einfluß auf die sich einstellende Korngröße ausüben. Es wäre ja denkbar, daß die oben geschilderte Wirkung 2 gegenüber der Wirkung 1 etwas verstärkt wird, wenn die Abkühlung von der Temperatur des Warmreckens sehr langsam geschieht. Dieser Einfluß könnte sich namentlich bei schweren Walzstücken bemerkbar machen, die wegen ihrer großen Masse zur Abkühlung sehr lange Zeit benötigen. Es wäre hier nicht ausgeschlossen, daß durch plötzliches Abschrecken in Wasser der fortgesetzte Einfluß der Wirkung 2 abgeschnitten wird, so daß zwischen langsam und schnell abgekühltem Material ein kleiner Unterschied in dem Verhältnis der beiden Wirkungen 1 und 2 bestehen bleibt. Bei kleinen Werkstücken habe ich bisher noch keinen Unterschied feststellen können. Den Einfluß bei großen Werkstücken zu beobachten, hatte ich bisher noch keine Gelegenheit. Jedenfalls wird der Hauptzweck, den man mit dem Abschrecken des gewalzten Kupfers in Wasser in der Praxis verfolgt, der sein, daß der Glühspan abgeschüttet und so bei weiter fortgesetztem Recken in der Wärme oder Kälte das Hineinarbeiten des Glühspans in das Material vermieden wird.

Bei Eisen- und Eisen-Kohlenstoff-Legierungen, wie überhaupt bei allen metallischen Stoffen, die unterhalb der Erstarrung Umwandlungen durchmachen, werden die soeben für Kupfer geschilderten Verhältnisse verschoben. Sobald das Warmrecken oberhalb der Umwandlungstemperatur bzw. des Umwandlungsbereiches  $t_u$  vor sich geht, bei der die Form  $A'$  stabil ist, so ergeben sich dieselben Gesetze wie beim Kupfer; sie beziehen sich aber alle auf die Kristallkörner der Form  $A'$ . Wird nun das Werkstück von der Temperatur des Warmreckens abgekühlt, so erfolgt bei  $t_u$  der Übergang von  $A'$  in  $A$ , und damit vollständige Umkristallisation. Diese ist nun unabhängig von dem vorausgehenden Warmrecken und wird nur beeinflußt durch die Geschwindigkeit der Abkühlung durch die Temperaturzone  $t_u$  entsprechend dem Gesetz in 259. Je schneller die Abkühlung durch  $t_u$  hindurch geschieht, um so kleiner werden die Kristallkörner  $A$ , während bei langsamer Abkühlung durch  $t_u$  die Körner entsprechend größer werden.

Wird unterhalb der Temperaturzone  $t_u$  warmgereckt, so spielen sich ähnliche Vorgänge wie beim Warmrecken des Kupfers ab. Die Abkühlungsgeschwindigkeit ist dann ohne Einfluß auf die Größe der erhaltenen Körner.

#### d) Betrachtungen über Gefügegleichgewichte und Oberflächenspannung.

281. Bei Betrachtung der Phasengleichgewichte (21—140) war der Einfachheit wegen die Wirkung der Kapillarkräfte ausgeschaltet worden. Wird diese aber mitberücksichtigt, so stellen sich noch zusätzliche Gleichgewichtsbedingungen ein, die die Größe und die Gestalt der einzelnen Phasen betreffen.

Gelingt es, zwischen dem u-förmig gebogenen Draht  $a'aa'$  und dem Draht  $bb$  in Abb. 248 ein Flüssigkeitshäutchen, z. B. von Seifenlösung, dadurch auszuspannen, daß man die Drähte in der Flüssigkeit einander nähert und sie dann auseinander zieht, so hält die Flüssigkeitshaut einem bestimmten Gewicht  $P$  das Gleichgewicht (Dupré und van der Mensbrugghe), wenn der Draht  $aa$  festgehalten wird. Die getragene Kraft  $P$  ist proportional der Länge  $l$  des Häutchens. Das Häutchen kann, auf die Einheit der Länge bezogen, das Gewicht  $P/l$  tragen. Da das Häutchen zwei Oberflächen hat, ergibt sich für eine Oberfläche der Betrag  $\sigma = \frac{P}{2l}$ , meist ausgedrückt in dyn/cm.

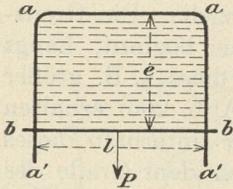


Abb. 248.

Diese Größe wird als die Oberflächenspannung an der Grenzfläche zwischen Flüssigkeit und Luft bezeichnet.

Zu bemerken ist, daß  $P$  unabhängig von  $e$  ist. Das Häutchen verhält sich nicht wie ein elastischer Körper, bei dem die Kraft zur Anspannung mit der Verlängerung wächst.

Die Arbeit, die erforderlich ist, um das Häutchen so weit auszudehnen, daß der Abstand zwischen den beiden Drähten gleich  $e$  wird, ist  $Pe$ . Führt man den Wert der Oberflächenspannung ein, so ergibt sich diese Arbeit für eine der beiden Grenzflächen des Häutchens zu  $\sigma \cdot l \cdot e = \sigma f$ , wenn mit  $f$  die eine der beiden Grenzflächen des Häutchens gegenüber der Luft bezeichnet wird. Die Größe  $\sigma f$  nennt man die Oberflächenenergie. Um die Grenzfläche des Flüssigkeitshäutchens von Null auf den Wert  $f$  zu bringen, ist die Arbeit  $\sigma f$  aufzuwenden. Die Oberflächenspannung der Grenzfläche ist abhängig von der Art der Flüssigkeit und dem Medium, das in der Grenzfläche an die Flüssigkeit angrenzt, in diesem Falle also die Luft.

Oberflächenspannung besteht in jedem Falle, wenn sich zwei Stoffe in bestimmten Grenzflächen berühren (vgl. hierüber Freundlich,  $L_3$  31).

Kann sich ein Flüssigkeitshäutchen z. B. als Grenzfläche einer Seifenblase bilden, und sehen wir von der geringen Wirkung der Schwerkraft ab, so nimmt die Seifenblase Kugelgestalt an. Sucht man die Gestalt der Blase künstlich zu ändern, so geht sie immer wieder in die Kugelgestalt zurück, wenn die äußere Einwirkung aufhört.

Dies folgt aus einem allgemeinen Gesetz, das zuerst von Gibbs ( $L_1$  8) thermodynamisch abgeleitet wurde. Es besagt, daß Gleichgewicht nur dann herrscht, wenn die Summe der Oberflächenenergien einen Mindestwert besitzt. Da nun bei einer Kugel die kleinste Oberfläche den verhältnismäßig größten Raum umspannt, so wird die Oberflächenenergie einen Mindestwert annehmen, wenn die Oberfläche am kleinsten ist, also wenn die Seifenblase Kugelform hat.

Aus gleichen Gründen nimmt ein in einer Flüssigkeit  $F_1$  schwebender Tropfen einer mit  $F_1$  nicht mischbaren zweiten Flüssigkeit  $F_2$  Kugelform an.

Man hat sich nun Oberflächenspannung nicht nur in der Grenzfläche von Flüssigkeiten, sondern auch an der Grenzfläche von festen Stoffen und Flüssigkeiten, ja sogar an den Grenzflächen zwischen festen Stoffen zu denken.

Steht ein Kristall in Berührung mit einer gesättigten Mutterlauge, so bildet sich an der Grenzfläche beider Spannung aus. Würde die Oberflächenspannung auf allen möglichen Grenzflächen, die sich etwa einstellen könnten, gleich sein, so müßte der Kristall auf Grund des obigen Gesetzes Kugelform annehmen. Aus der Erfahrung, daß die Kristalle von ebenen regelmäßigen Kristallflächen begrenzt zu werden pflegen, ist zu schließen, daß bei den kristallisierten Stoffen die Oberflächenspannung auf den verschiedenen denkbaren Flächen verschieden ist. Es werden sich dann die Flächen ausbilden, die die kleinste Oberflächen-

spannung besitzen, und das sind eben die Kristallflächen. Der Bedingung, daß  $\Sigma\sigma f$ , die Summe der Oberflächenenergien, den Kleinstwert haben muß, wenn Gleichgewicht bestehen soll, entspricht dann eine von der Kugelform abweichende Begrenzung durch ebene Flächen. Diese Betrachtungsweise ist von P. Curie (*L*<sub>3</sub> 32) entwickelt.

Nimmt man an, daß bei einem bestimmten Stoffe die kleinste Oberflächenspannung auf den Würfelflächen herrscht, so wird der Stoff in Würfelform kristallisieren. Auf allen Würfelflächen ist die Oberflächenspannung gleich. Wird der Würfel durch irgendeine äußere Kraft zu einem Prisma bleibend lang gestreckt (nicht elastisch, denn dann ist es selbstverständlich, daß er wieder seine ursprüngliche Form anzunehmen bestrebt ist), so ist er nicht mehr im Gleichgewichtszustand. Das Prisma hat gegenüber dem ursprünglichen Würfel größere Oberfläche, und damit ist bei dem Prisma  $\Sigma\sigma f$  größer als bei dem raumgleichen Würfel. Der gestreckte Kristall wird bestrebt sein, in die Gleichgewichtslage zurückzugehen, also wieder Würfelgestalt anzunehmen, vorausgesetzt, daß die Beweglichkeit seiner Teilchen unter den bestehenden Bedingungen dies zuläßt.

Damit haben wir aber das früher besprochene Gefügegenleichgewicht der Gestalt. Dies erklärt auch, warum in kaltgereckten metallischen Stoffen langgestreckte Körner bei genügender Erwärmung ihrem Bestreben, gleichachsige Körner zu bilden, nachkommen (277).

Stellen wir uns nun ein Haufwerk von Kristallkörnern vor, wie wir es bei metallischen Stoffen finden. Eine gegebene Masse des Stoffes ist in  $n$  Körner unterteilt. Längs jeder Grenzfläche zwischen den Körnern haben wir eine Oberflächenspannung anzunehmen. Die Summe der Oberflächenenergien  $\Sigma\sigma f$  hängt von der Anzahl der Grenzflächen  $f$  ab. Diese wird um so größer sein, je weiter die Masse in Körner unterteilt, je größer also  $n$  und damit je kleiner die durchschnittliche Korngröße ist. Die Größe der Grenzflächen wird dann den Mindestwert haben, wenn die ganze gegebene Masse des Stoffes nur aus einem Korn besteht. Dann ist auch  $\Sigma\sigma f$  am kleinsten. Solange dieser Zustand nicht erreicht ist, befindet sich das System nicht im Gleichgewicht; es wird dann suchen, sich diesem Gleichgewicht zu nähern, soweit es die Beweglichkeit der Teilchen zuläßt. Damit kommen wir auf das früher besprochene Gefügegenleichgewicht der Korngröße.

## 7. Das Gefüge als Mittel zur Feststellung der Vorbehandlung des Materials.

282. Wie in dem Vorausgegangenen gezeigt wurde, hinterläßt die Vorbehandlung, die ein metallischer Stoff durchgemacht hat, in einer ganzen Reihe von Fällen Kennzeichen im Gefüge. Dadurch wird auf der anderen Seite auch die Möglichkeit an die Hand gegeben, aus dem Gefüge Rückschlüsse auf die vorausgegangene Behandlung des Materials zu ziehen. Hierdurch ist die Forschung um ein wertvolles Hilfsmittel bereichert, das überraschende Aufschlüsse und vor allen Dingen einen tieferen Einblick in das Wesen der metallischen Stoffe gestattet.

Die Entwicklung der Gefügelehre und der Verfahren, das Gefüge der metallischen Stoffe sichtbar zu machen, ist zurückzuführen auf Männer wie Sorby, Martens, Osmond, Tschernoff, Roberts-Austen, Heycock und Neville, Charpy, Stead, Howe, Sauveur, Arnold, Wedding usw.<sup>1)</sup> Die Arbeiten Sorbys über das Kleingefüge sind die älteren, sie stammen bereits aus dem Jahre 1863. Sie blieben zunächst unbekannt, bis Martens unabhängig davon seit 1878 seine grundlegenden Arbeiten veröffentlichte, die mit dem bewußten

<sup>1)</sup> Über die geschichtliche Entwicklung der Metallographie vgl. O. Bauer (*L*<sub>3</sub> 34).