

Sintermechanismen für die Intensivschwindung in einphasigen Systemen

Werner Schatt*, Eduard Arzt**, Eckhardt Friedrich* und Andreas Scheibe*

(*Sektion Grundlagen des Maschinenwesens der Technischen Universität Dresden, Mommsenstr. 13, DDR-8027 Dresden und **Max-Planck-Institut für Metallforschung, Institut für Werkstoffwissenschaften, Seestr. 92, D-7000 Stuttgart 1)

Auf der Grundlage einer spontanen Versetzungsmultiplikation im Kontaktbereich während des Aufheizens auf isotherme Sintertemperatur werden Hochtemperaturdeformationsvorgänge erörtert, die den Materialtransport im Stadium intensiven Schwindens erklären können. Die Gegenüberstellung von Rechnung und Experiment legt nahe, daß ein durch Versetzungen beschleunigtes Abgleiten von Teilchen in den Porenraum die anfängliche Verdichtung herbeiführt. Gegen Ende des intensiven Schwindens, nach der Eliminierung großer Poren, beschleunigen die Versetzungen die Schwindung vorwiegend über Materialausbau aus der Kontaktzone bei gleichzeitiger Teilchenzentrennäherung.

Sintering Mechanisms During Intense Shrinkage in Single-Phase Systems

Based on the spontaneous dislocation multiplication in the contact regions during heating-up to isothermal sintering temperature, high-temperature deformation processes are discussed which can explain the material transport leading to intense shrinkage. The comparison between calculations and experiments suggests that sliding of particles into the pores, enhanced by the presence of dislocations, results in the initial densification. Towards the end of intense shrinkage and after the elimination of large pores, the dislocations accelerate the shrinkage occurring by material transport away from the contact zone and by concomitant approach of particle centres.

1 Einleitung

Es herrscht die Meinung vor¹⁾, daß das beim Sintern einphasiger Systeme der Kontaktbildung folgende rasche Schwinden (Schwindungsintensivstadium) einem Diffusionsmechanismus (ähnlich dem Nabarro-Herring- bzw. Coble-Kriechen) zuzuschreiben ist. Die unter Kapillarinne druck stehenden Poren emittieren in das umgebende Kristallgitter Leerstellen, die nach Korngrenzen- oder Volumendiffusion von Korngrenzen absorbiert werden. Ein äquivalenter, aber umgekehrt gerichteter Atomstrom füllt die Poren auf.

Die Leerstellensenkfunktion der Korngrenzen bei der Porenschrumpfung wurde wiederholt nachgewiesen²⁾³⁾⁴⁾. Jedoch reicht, wie Rechnungen⁵⁾ und Experimente⁶⁾⁷⁾ zeigten, der „Nabarro-Herring-Coble-Mechanismus“ allein nicht aus, um die an realen Objekten gemessenen Schwindungsgeschwindigkeiten zu erklären (Bild 1, links). Das gleiche trifft in vielen Fällen, wenn auch graduell unterschiedlich, für andere auf Diffusion basierende Schwindungsgleichungen⁸⁾⁹⁾ zu (Bild 1, rechts). Die Korngrenzendichte $1/L_G^2$ ist offenbar zu klein.

Die im Stadium starken Schwindens bestehende Diskrepanz zwischen herkömmlicher Theorie und praktischer Beobachtung kann überwunden werden, wenn eine Bewegung der Pulvertelchen als Ganzes angenommen wird⁵⁾. Solche Teilchenbewegungen sind von Pulverschüttungen her bekannt¹⁰⁾, deren Schwindungsintensivbereich vor allem durch eine Erhöhung der Zahl kontaktierender erstnächster Nachbartelchen und weniger durch eine Teilchenzentrumsannäherung gekennzeichnet ist¹¹⁾. Auch wenn im Preßling hinsichtlich Packungsdichte und Kontaktart völlig andere Verhältnisse als in einer Schüttung vorliegen¹²⁾, soll im weiteren schrittweise untersucht werden, auf welche Weise dennoch eine Teilchenabgleitung in den Porenraum möglich ist.

2 Teilchenabgleiten auf der Basis von Diffusion

Teilchenabgleitung kann im Innern eines Pulverkörpers nur durch lokale Schubspannung entstehen, die ein Ergebnis der komplizierten Spannungsverteilung zwischen den einzelnen, durch Kapillarkräfte in unterschiedlichen Richtungen beanspruchten Teilchen sind. In der Nähe von großen Poren (in der Größenordnung der Teilchen selbst), die bis zum isothermen Sinterstadium in hoher Dichte vorhanden sein können, führt derartige Abgleitung unmittelbar zur Verdichtung durch Auffüllen des Hohlrums. Als Treibkraft kommt beim drucklosen Sintern nur die Verkleinerung der inneren Oberfläche in Frage. Diese Treibkraft muß lokal im Gleitbereich zur Verfügung stehen, d. h. Abgleiten erfolgt nur dann, wenn es unmittelbar mit einem Abbau an Oberflächenenergie verbunden ist. Unter dieser Voraussetzung kann man die benötigte und tatsächlich aufgebrauchte Treibkraft abschätzen und damit den Beitrag der Teilchenabgleitung quantitativ erfassen.

Bild 2 zeigt die zweidimensionale „Einheitszelle“, die der Berechnung zugrundeliegt. Sie besteht aus vier Teilchen, die eine Pore in der Größenordnung eines Teilchens einschließen. Dieses Modell erfüllt die Bedingung, daß jede Gleitung in Richtung Pore sowohl zur Schwindung als auch zur Verminderung der inneren Oberfläche beiträgt, indem Oberfläche in Korngrenze verwandelt wird. Der Energiegewinn bei einer gleichzeitigen Gleitung aller vier Teilchen um den differentiellen Abstand dL beträgt:

$$dE = 8 (\gamma_s - \gamma_B) w dL \quad (1)$$

wobei γ_s und γ_B die spezifische Oberflächen- und (Kontakt-)Korngrenzenenergie und w die Breite der Gleitfläche senkrecht zur Gleitrichtung (normal zur Zeichenebene des Bildes 2) sind. Andererseits stellt sich die für das Gleiten erforderliche Energie als Produkt von (fiktiv wirkender) Kraft und Verschiebung dL dar:

Bild
eise
1 nac
Dem

Bild
eine
puni

Bild
fläch

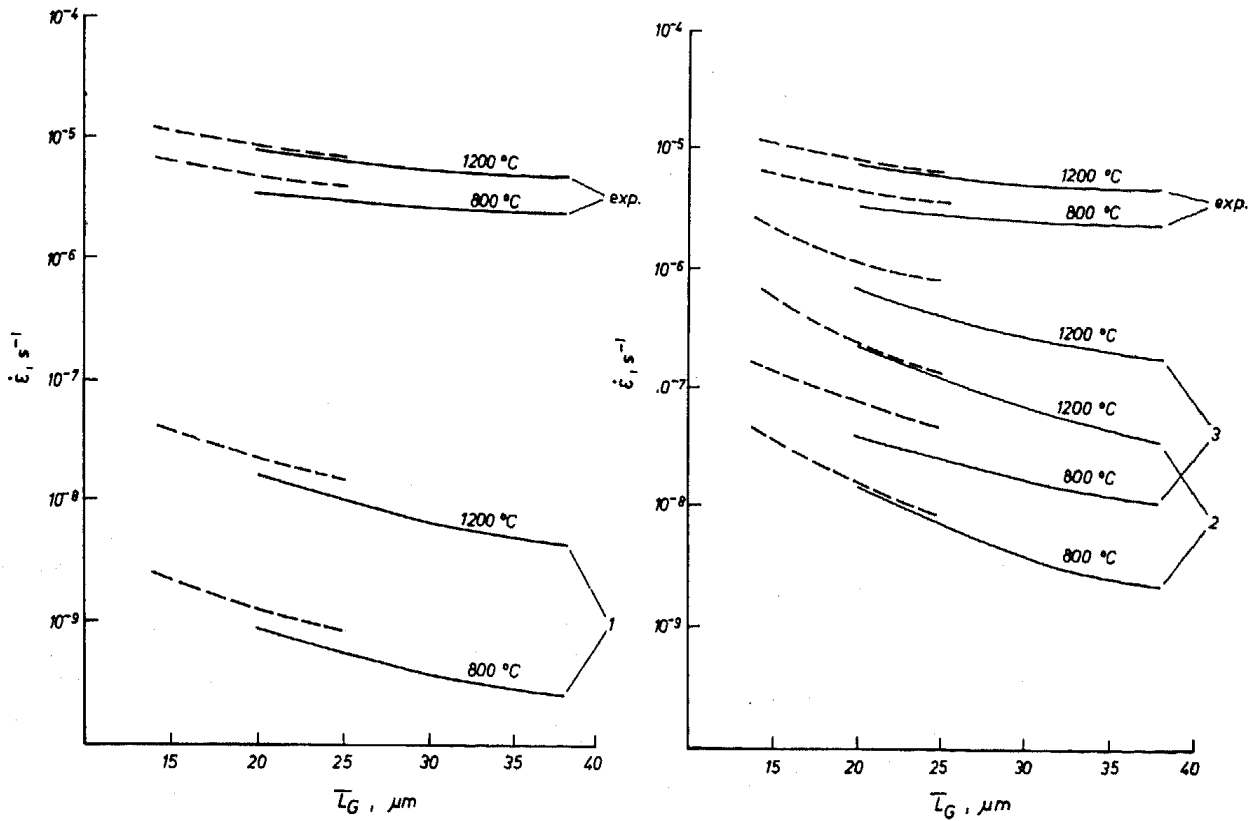


Bild 1. Schwindungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ als Funktion der Korngröße \bar{L}_G bei verschiedenen Temperaturen von Preßlingen aus Verdüsenpulver (---) (Gründichte $6,12 \text{ g cm}^{-3}$) und Elektrolytkupferpulver (—) (Gründichte $6,63 \text{ g cm}^{-3}$)¹⁹, exp. gemessene, 1 nach ⁷), 2 nach ⁸), 3 nach ⁹) berechnete Werte (s. auch ⁷). In die genannten Beziehungen geht die zeitliche Änderung von \bar{L}_G nicht ein. Dementsprechend ist auf der Abszisse die lineare Ausgangsmittelkorngröße angegeben.

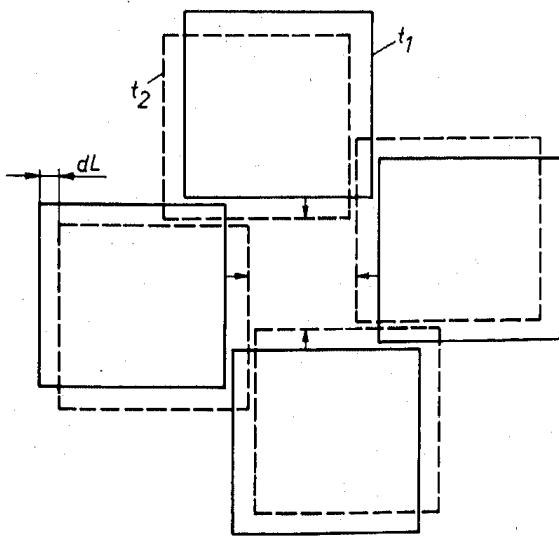


Bild 2. Zweidimensionale „Einheitszelle“ aus vier Teilchen und einer zentralen Pore; t_1 – Zeitpunkt der Ausgangslage, t_2 – Zeitpunkt der Lage nach Abgleiten um dL .

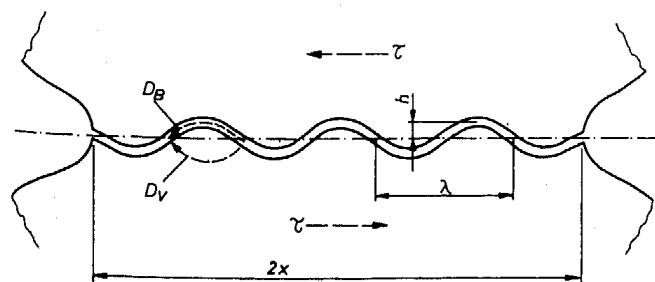


Bild 3. Modellierter Darstellung der Rauigkeit der Preßkontaktfläche (Symbole siehe Text).

$$dE = 4 \tau \cdot 2x \cdot w \cdot dL \quad (2)$$

wenn andere Möglichkeiten einer Energiedissipation (Reibung, Versetzungsbildung u. a.) vernachlässigt werden; τ ist die lokale durch Kapillarkräfte verursachte Schubspannung, die auf das Abgleiten eines Teilchenpaares wirkt, und $2x$ die Länge des Gleitbereiches, die dem Kontaktdurchmesser entspricht (Bild 3). Wird außerdem noch, um das Modell den realen Verhältnissen anzupassen, die Rauigkeit der Preßkontaktfläche in der in Bild 3 angedeuteten Weise berücksichtigt, dann erhält man für die allein durch Diffusion bestimmte Abgleitgeschwindigkeit an einer Kontaktkorngränze mit Unebenheiten der Höhe h und der „Wellenlänge“ λ den Ausdruck¹⁹:

$$\frac{dL}{dt} = K \frac{\lambda}{h^2} \tau \quad \text{mit } K = \frac{8\Omega}{\pi kT} \left(D_v + \frac{\pi \delta}{\lambda} D_B \right) \quad (3)$$

in dem D_v und D_B der Volumen- bzw. Korngrenzendiffusionskoeffizient, k die Boltzmannkonstante, T die absolute Temperatur und δ die Dicke der Kontaktkorngränzen-Diffusionszone sind. Mit Hilfe der Gl. (1) und (2) läßt sich die Beziehung (3) so umschreiben, daß alle darin vorkommenden Größen einer Berechnung zugänglich sind:

$$\frac{dL}{dt} = K \frac{\lambda (y_s - y_B)}{h^2 x} \quad (4)$$

Die durch rein diffusionsgesteuertes Teilchengleiten, d. h. ohne gegenseitige Behinderung der Teilchen, ermöglichte makroskopische Schwindungsgeschwindigkeit (Längenänderung der Probe pro Zeiteinheit d/l im Verhältnis zur Probenlänge l) ergibt sich schließlich als dL/dt bezogen auf den mittleren Abstand \bar{D} zwischen großen Poren:

$$\frac{1}{l} \cdot \frac{dl}{dt} = \frac{1}{\bar{D}} \cdot \frac{dL}{dt} = K \frac{\lambda}{h^2} \frac{y_s - y_B}{x \bar{D}} \quad (5)$$

Mit den Diffusionskoeffizienten¹⁴⁾ für Kupfer bei 900 °C ($D_V = 3 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, $\delta \cdot D_B = 10^{-19} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$) und $\Omega = 3 \cdot 10^{-29} \text{ m}^3$, $kT = 10^{-20} \text{ J}$, $\gamma_s - \gamma_B \approx 1 \text{ Jm}^{-2}$ sowie den realistischen Werten $h \approx 1 \mu\text{m}$, $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$, $2x \approx 20 \mu\text{m}$ und $\bar{D} \approx 100 \mu\text{m}$ folgt eine theoretische Schwindungsgeschwindigkeit von etwa 10^{-5} min^{-1} . Da die gemessenen Werte um 2 bis 3 Größenordnungen höher liegen (Bild 4), kann eine Teilchengleitung allein auf der Basis von Diffusion keine befriedigende Erklärung für das Intensivschwindungsstadium geben.

3 Teilchengleiten auf der Basis von versetzungsgesteuertem Fließen

An Sinterkörpern aus Elektrolytkupferpulver wurde, nachdem die durch das Pressen eingebrachte integrale Versetzungsdichte \bar{N} infolge Rekristallisation auf Werte um 10^8 cm^{-2} abgesunken war, noch in der Phase des Aufheizens eine spontane Versetzungsvervielfachung festgestellt, derzufolge \bar{N} wieder auf einige 10^{10} cm^{-2} ansteigt (Bild 4)¹⁵⁾¹⁶⁾. Dieser Befund steht mit der an Kupfer-Modellen beobachteten Bildung von Versetzungszonen (Volumina mit $N = 10^9$ bis 10^{10} cm^{-2}) im Sinterkontaktbereich im Einklang⁶⁾¹⁷⁾¹⁸⁾¹⁹⁾. Von besonderem Interesse an dem in Bild 4 wiedergegebenen \bar{N} -Verlauf ist, daß das Maximum der an identischen Proben gemessenen Schwindungsgeschwindigkeit mit Erholungsvorgängen (nichtkonservative Versetzungsbewegungen, Klettern) zusammenfällt, im Verlaufe derer \bar{N} zwischen \bar{N}_B und \bar{N}_E auf einige 10^9 cm^{-2} absinkt.

Die Viskosität infolge hoher Versetzungsdichte läßt sich mit Hilfe der Beziehung

$$\eta = \frac{kT}{D_V \Omega} \bar{L}_D^2 \quad (6)$$

beschreiben²⁰⁾: \bar{L}_D ist der mittlere lineare Abstand zwischen den Versetzungen ($\bar{L}_D^2 = 1/\bar{N}$). Bei 900 °C und $\bar{N} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ erhält man für Kupfer $\eta \approx 2 \cdot 10^8 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ ($2 \cdot 10^9$ Poise). Der Einfluß der hohen Versetzungsdichten darf als eine „Aufweichung“ der Sinterkontaktzone verstanden werden, durch die die Teilchen unter der Wirkung von Kapillarkräften in den Porenraum abgleiten können. Diejenigen Halbebenen (Versetzungen), deren Hauptkomponente parallel zur am Kontakt wirkenden Kapillarzugschpannung P liegen, werden abgebaut, diejenigen mit dazu senkrechter Lage hingegen aufgefüllt²⁴⁾.

Die Geschwindigkeit $\dot{\epsilon}_D$ von Fließvorgängen, die auf Versetzungsbewegung basieren

$$\dot{\epsilon}_D = N_V \bar{v} b \quad (7)$$

hängt von der Dichte beweglicher Versetzungen N_V und deren mittlerer Bewegungsgeschwindigkeit \bar{v} ab (b Burgersvektor). Das Versetzungsklettern ist an die Diffusion von Punktdefekten gebunden, wonach

$$\bar{v} = \frac{D_V \Omega}{b k T} P \quad (8)$$

beträgt²¹⁾²²⁾. Damit ergibt sich für die lokale Fließgeschwindigkeit im Kontaktvolumen

$$\dot{\epsilon}_D = \frac{D_V \Omega N_V}{k T} P \quad (9)$$

Verwendet man die schon genannten Werte für kT und D_V und schätzt $N_V \approx 1,0 \dots 1,7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ¹⁶⁾ sowie $P \approx 0,05 \text{ MPa}$, dann beläuft sich die Verformungsgeschwindigkeit

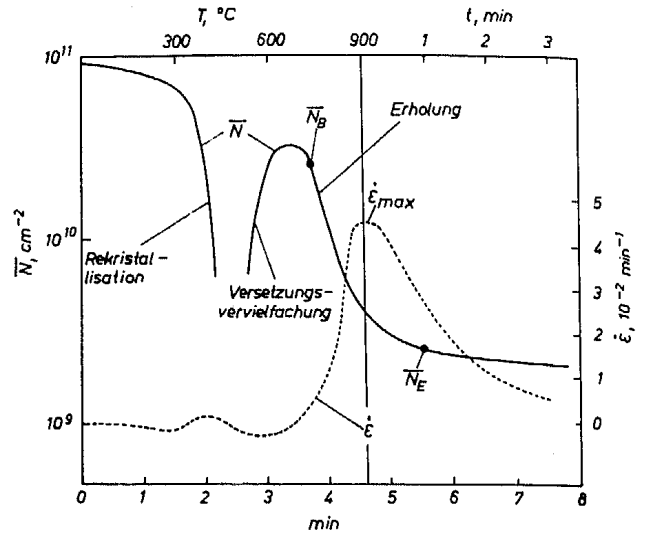


Bild 4. Mittels Positronenannihilation ermittelte integrale Versetzungsdichte \bar{N} sowie Schwindungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ von Elektrolytkupferpulverpreßlingen¹⁶⁾; Preßdruck 300 MPa, Sinter-temperatur 900 °C, Aufheizgeschwindigkeit 200 K min⁻¹; nach 4,5 min war die isotherme Sinter-temperatur erreicht.

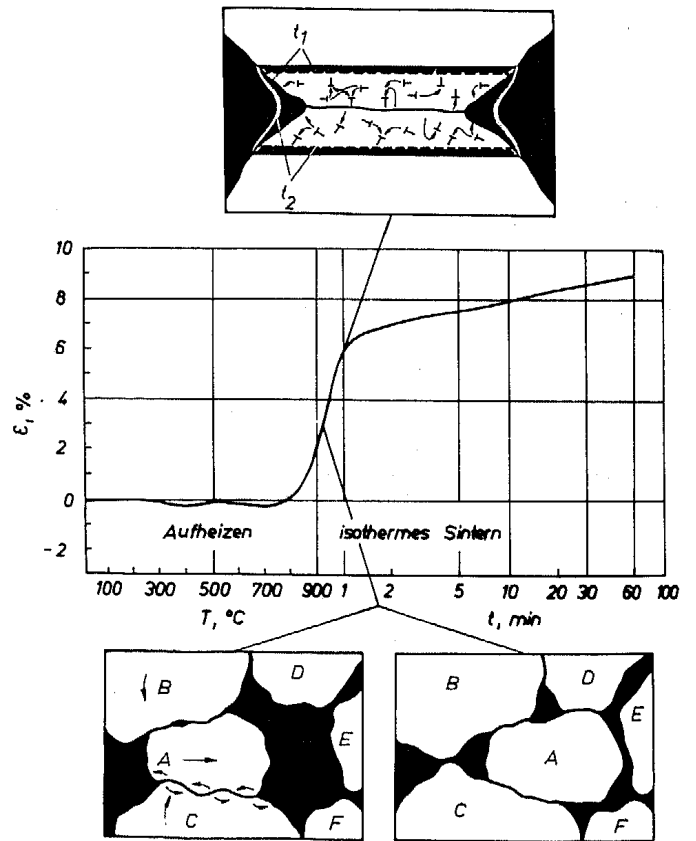


Bild 5. Temperatur- und Zeitverlauf der Schwindung ϵ desselben Probenmaterials, das zur Messung der in Bild 4 wiedergegebenen Daten diente, mit schematischer Darstellung und Zuordnung des jeweils dominanten Verdichtungsmechanismus.

keit in den versetzungsangereicherten Kontaktgebieten auf $\dot{\epsilon}_D \approx 3$ bis $5 \cdot 10^{-2} \text{ min}^{-1}$. Damit stimmen Rechnung und Messung (Bild 4) gut überein.

Die „Aufweichung“ der Kontaktzone hat nun zwei Konsequenzen: Einerseits wird das Abgleiten der Teilchen beschleunigt, da die Kontaktflächenrauigkeiten leichter verformt werden können. In diesem Fall entspricht die Schrumpfgeschwindigkeit genau der oben angegebenen

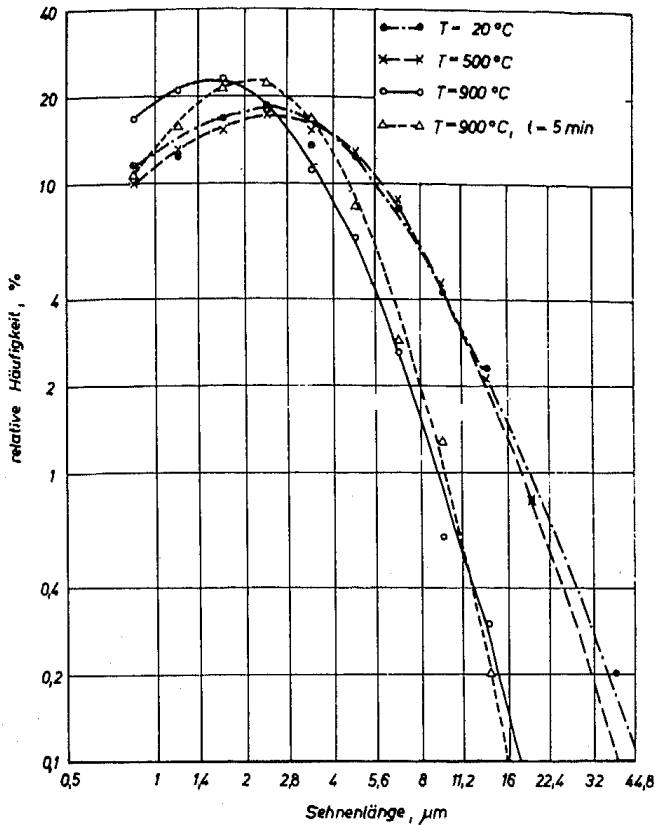


Bild 6. Sehnenlängenverteilung des Porenraums für unterschiedliche T und t der Preß- und Sinterkörper aus Elektrolytkupferpulver; Preßdruck 300 MPa, Aufheizgeschwindigkeit 200 K min^{-1} .

Verformungsgeschwindigkeit. Andererseits wird auch die Zentrumsannäherung der Teilchen durch die bessere Verformbarkeit des Kontaktbereichs erleichtert (Bild 5). Da die versetzungsangereicherte Zone aber nur einen Bruchteil des Teilchenvolumens ausmacht (typischerweise ein Zehntel), kann man eine Geschwindigkeit der Zentrumsannäherung von etwa $10^{-3}/\text{min}$ erwarten.

4 Intensivschwindung als Teilchenabgleiten und -zentrumsannäherung

Die Vergleiche von theoretischen Abschätzungen, die unter Zugrundelegung verschiedener Transportmechanismen gewonnen wurden, mit experimentellen Ergebnissen legen folgende Schlußfolgerungen nahe: Zu Beginn des Schwindungsintensivstadiums (Bild 5) während des Aufheizens existieren im Pulverkörper noch viele Poren, deren Durchmesser in der Größenordnung der Teilchendurchmesser liegt. Während der spontanen Multiplikation von Versetzungen, die nichtkonservative Bewegungen ausführen und die Kontaktzone zu einer niedrigviskosen Schicht „aufweichen“, können die Teilchen in die Poren abgleiten. Die Triebkraft dieses intensiven Materialtransports, der auf diffusionsversetzungsgesteuertem Fließen des der Preßkontaktfläche benachbarten Materials beruht, ist durch Streben nach Verringerung der Oberflächenenergie gegeben. Die dem entsprechende Proportionalität $\dot{\epsilon}_D \sim P$ gemäß Beziehung (9) konnte unter der Voraussetzung, daß $\dot{\epsilon}_D \approx \dot{\epsilon}_{\text{max}}$ ist, experimentell für den Bereich von Kräften kapillarer Größe (0,01 bis 0,1 MPa) bestätigt werden¹⁶⁾.

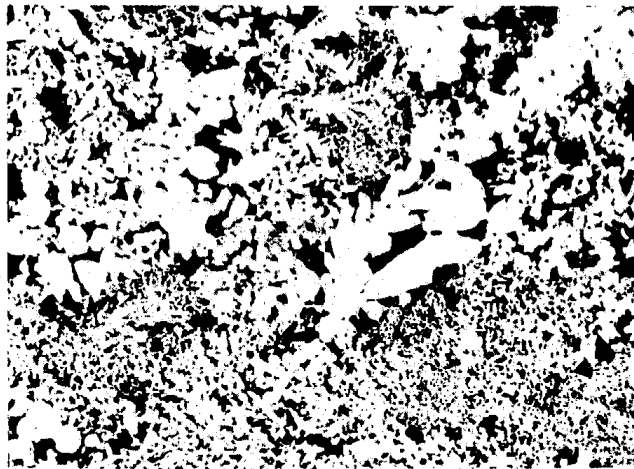


Bild 7a. $T = 20 \text{ °C}$.

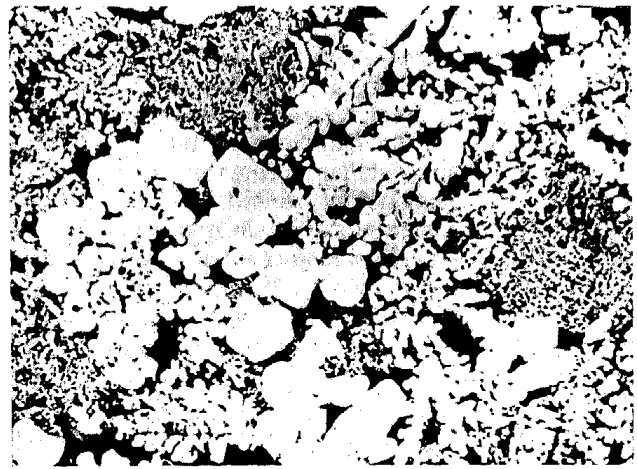


Bild 7b. $T = 500 \text{ °C}$.

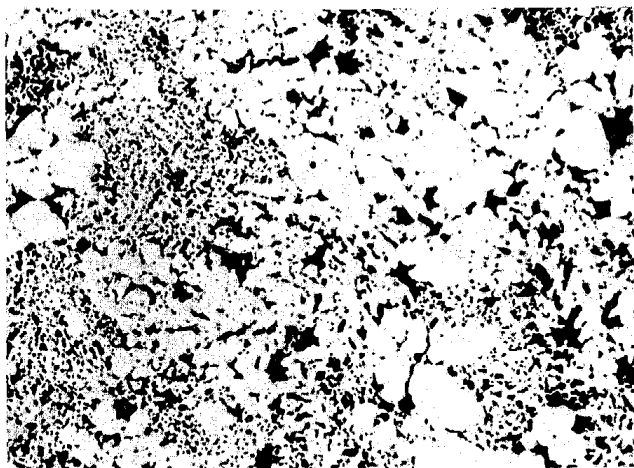


Bild 7c. $T = 900 \text{ °C}$.

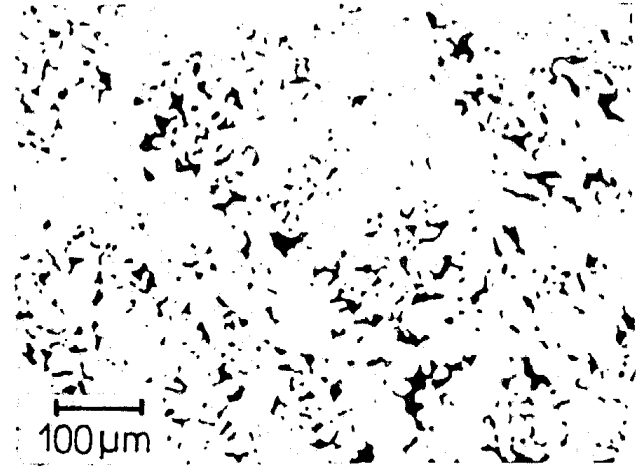


Bild 7d. $T = 900 \text{ °C}, t = 5 \text{ min}$.

Bild 7a bis d. Gefüge jener Proben, an denen die Sehnenlängenverteilung des Bildes 6 ermittelt wurde;

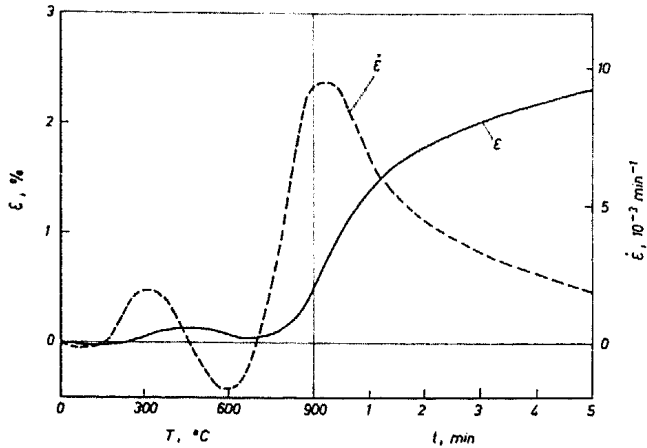


Bild 8. Schwindung ϵ und Schwindungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ eines Elektrolytkupferverpreßlings; Preßdruck 500 MPa, Aufheizgeschwindigkeit 200 K min^{-1} .

Im fortgeschrittenen Schwindungsintensivstadium sind die großen Poren soweit aufgefüllt, daß eine Bewegung der Teilchen als Ganzes kaum noch möglich ist. Die im Kontakt gebildeten Versetzungskonfigurationen sind jedoch relativ stabil. Auch nach mehreren Stunden Sinterdauer ist die Versetzungsdichte in den Versetzungszonen nicht unter 10^9 cm^{-2} abgesunken²⁹). In diesem Stadium ist die noch beschleunigte Schwindung auf einen Materialausbau aus der Kontaktregion bei gleichzeitiger Zentrumsannäherung der Teilchen zurückzuführen (Bild 5). In dem Maße wie die Versetzungsdichte jedoch abgebaut wird, verschwindet dieser Übergangseffekt und die weitere, isotherme Verdichtung wird nur noch durch die „klassischen“ Diffusionsmechanismen bewirkt. Wesentlich ist dabei, daß die Krümmung im Sinterhals während der Zentrumsannäherung durch Versetzungsmechanismen, und damit die Treibkraft für die Diffusion, bis zum Ende des Intensivschumpfungsstadiums erhalten bleibt. Einschränkend sollte allerdings betont werden, daß die angeführten Abschätzungen einige Näherungen und Annahmen enthalten, deren quantitativer Einfluß auf das Ergebnis schwer abzusehen ist. Der schlüssige Beweis für einen solchen Mechanismus kann daher nur schwer erbracht werden. Dennoch erscheint es nunmehr plausibel, daß die hohen Schumpfungsraten im Intensivschwindungsstadium auf die beschleunigende Wirkung der Versetzungen zurückgeführt werden kann.

In Bild 6 und 7 sind Sehnenlängenverteilung des Porenraumes und dementsprechende Gefügebildungen dargestellt, die an Proben vor dem Sintern, während der Aufheizphase ($T = 500 \text{ °C}$), gegen Ende des Aufheizens ($T = 900 \text{ °C}$) und nach 5 min isothermer Sinterung aufgenommen wurden. Sie zeigen, daß im Verlaufe des Aufheizens zwischen 500 bis 900 °C die großen Poren ausgefüllt werden, während beim isothermen Sintern hauptsächlich die kleinen Poren eliminiert werden. Das ist nach den geäußerten Vorstellungen auch zu erwarten: Durch Teilchenabgleitung werden die großen Poren aufgefüllt, Diffusion hingegen ist nur bei kleinen Poren wirksam. Ein Gefügestand, in dem eine Abgleitung der Teilchen weitgehend reduziert ist, kann über einen erhöhten Preßdruck und eine völlige Eliminierung des Teilchengleites durch Pressen und Sintern gleichgroßer Kupferkugeln simuliert werden; die gepreßte Kugelpackung schwindet auch im Intensivstadium nur über Zentrumsannäherung. Die im erstgenannten Fall (erhöhter Preßdruck) erhaltenen $\dot{\epsilon}$ -Werte liegen im angenommenen Bereich (Bild 8, vgl. a.

Bild 4). Für die gepreßten Kupferkugelhauptwerke (Kugeldurchmesser $0,25 \text{ mm}$, Preßdruck 400 MPa) betrug $\dot{\epsilon}_{\text{max}}$ nur noch $0,4 \text{ bis } 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ min}^{-1}$ ⁷⁾²⁵⁾.

Es könnte eingewendet werden, daß eine rasche Zentrumsannäherung beim Sintern unter Mitwirkung von Versetzungen auch über Core-Diffusion (Kurzschlußdiffusion), bei der die Versetzungen als schnelle Diffusionspfade dienen, denkbar ist. Mit Berücksichtigung dieses Mechanismus läßt sich ein effektiver Diffusionskoeffizient¹⁴⁾²⁶⁾²⁷⁾

$$D_{\text{eff}} = D_V + \frac{\delta}{x} D_B + N_V a_c D_C \quad (10)$$

formulieren, der alle möglichen Diffusionsanteile enthält (a_c Querschnittsfläche des Versetzungskerns, D_C Core-Diffusionskoeffizient, $a_c \cdot D_C = 6 \cdot 10^{-30} \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$ bei 900 °C nach¹⁴⁾). Danach erhält man bei Einsetzen der höchsten an Kupfersintersystemen gemessenen, durch spontane Versetzungsmultiplikation entstandenen Versetzungsdichte $N_V = 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ sowie eines für Kugel-Modelle realistischen Wertes $x = 5 \mu\text{m}$ ein Verhältnis der Beiträge von Volumen-, Korngrenzen- und Core-Diffusion zur Kugelteilchenzentrumsannäherung von rund $1 : 0,7 : 0,1$ ($D_{\text{eff}} \approx 2 D_V$). Der an entsprechenden Kupfer-Kugelmodellen ermittelte effektive Diffusionskoeffizient jedoch beträgt $D_{\text{eff}} \approx 10 D_V$ ⁷⁾²⁸⁾. Somit kann die in Verbindung mit der Bildung von Versetzungszonen beobachtete intensive Schwindung nicht einem Beitrag durch Core-Diffusion zugeschrieben werden.

Die Vorstellung von versetzungsaktivierter Hochtemperaturdeformation als Verdichtungsprozeß beim Sintern wird unterstützt durch Berichte zum „Übergangskriechen“ in verschiedenen Werkstoffen, die sich durch Diffusionskriechen (Nabarro-Herring-Mechanismus) verformen²⁹⁾. Zu Beginn des Kriechens (teils über mehrere Stunden) wurden nämlich häufig höhere Kriechgeschwindigkeiten gefunden, als die Nabarro-Herring-Theorie unter Zugrundelegung der Tracer-Diffusionskoeffizienten vorhersagt, während für lange Versuchszeiten gute Übereinstimmung herrschte. Von Burton³⁰⁾ wurde später in Anlehnung an Nabarro³¹⁾ theoretisch gezeigt, daß diese Kriechbeschleunigung durch einen vorübergehenden Beitrag kletternder Versetzungen erklärt werden kann.

Diese Arbeit ist anlässlich eines Gastaufenthaltes eines der Autoren (E. A.) an der Technischen Universität Dresden entstanden.

Literatur

- 1) F. V. LENEL, Powder Metallurgy, Principles and Applications, Metal Powder Industries Federation, Princeton, New Jersey (1980) 251.
- 2) B. H. ALEXANDER und R. W. BALUFFI, Acta Metall. 5 (1957) 666.
- 3) A. L. PRANATIS, L. S. CASTLEMAN und L. SEIGLE, Fundamentals of Sintering – III. Rep. SEP-250, AEC Contract AT (30 – 1), 2102 Sylvania Research Lab. Bayside (1957–58).
- 4) L. SEIGLE, in Kinetics of High-Temperature Processes, W. D. Kingery (ed.), John Wiley, New York, and Technology Press, Cambridge (1959), 172.
- 5) J. E. GEGUZIN und J. I. KLINCUK, Poroskov. Metall. (7) (1976) 17.
- 6) W. SCHATT und E. FRIEDRICH, Powder Metallurgy International 13 (1981) 15.

- 7) W. SCHATT, E. FRIEDRICH und K.-P. WIETERS, Versetzungsaktiviertes Festphasensintern, VEB Dt. Verl. f. Grundstoffindustrie, Leipzig (1985).
- 8) R. L. COBLE, J. Appl. Phys. **32** (1961) 787.
- 9) E. H. AIGELTINGER und J. P. DROLET, in Modern Developments in Powder Metallurgy, Vol. 6, H. Hausner und W. Smith (eds.), Metal Powder Industries Federation, New York (1974) 323.
- 10) H. E. EXNER, Grundlagen von Sintervorgängen, Gebrüder Bornträger, Berlin/Stuttgart (1978).
- 11) K. AKECHI und Z. HARA, in Sintering - New Developments, M. M. Ristic (ed.), Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam/Oxford/New York (1979) 67.
- 12) H. FISCHMEISTER, E. ARZT und L. R. OLSSON, Powder Metallurgy **21** (1978) 179.
- 13) R. RAJ und M. F. ASHBY, Metall. Trans. **2** (1971) 1113.
- 14) H. J. FROST und M. F. ASHBY, Deformation-Mechanism Maps, Pergamon Press, Oxford (1982).
- 15) W. SCHATT und E. FRIEDRICH, Z. Metallkde. **74** (1983) 489.
- 16) W. SCHATT, J. I. BOIKO, E. FRIEDRICH und A. SCHEIBE, Powder Metallurgy International **16** (1984) 9.
- 17) E. FRIEDRICH und W. SCHATT, Powder Metallurgy **23** (1980) 193.
- 18) W. SCHATT und W. FRIEDRICH, Z. Metallkde. **73** (1982) 56.
- 19) M. JOENSSON, Dissertation TU Dresden, Fak. f. Maschinenwesen (1985).
- 20) J. I. GEGUZIN, Physik des Sinterns, VEB Dt. Verl. f. Grundstoffindustrie, Leipzig (1973).
- 21) J. P. HIRTH und J. LOTHE, Theory of Dislocations, McGraw-Hill, New York (1968).
- 22) A. M. KOSEVIC, Uspechi fiziceskich nauk SSSR **114** (1974) 509.
- 23) W. SCHATT und E. FRIEDRICH, Crystal Res. Technol. **17** (1982) 1061.
- 24) W. SCHATT, H. E. EXNER, E. FRIEDRICH und G. PETZOW, Acta Metall. **30** (1982) 1367.
- 25) W. SCHATT, K.-P. WIETERS und M. ROLLE, Powder Metallurgy International **17** (1985) im Druck.
- 26) S. L. ROBINSON und D. D. SHERBY, Acta Metall. **17** (1969) 109.
- 27) M. F. ASHBY, Acta Metall. **22** (1974) 275.
- 28) G. C. KUCZYNSKI, J. Metals (AIME) **1** (1949) 169.
- 29) H. JONES, Mater. Sci. Eng. **4** (1969) 106.
- 30) B. BURTON, Mater. Sci. Eng. **18** (1975) 245.
- 31) F. R. N. NABARRO, Phil. Mag. **16** (1967) 231.

(Eingegangen am 22. Oktober 1985)