

Berechnung der Schubspannungsverteilung in Zweikugel-Sintermodellen

Dieter Joansson

1. Einleitung

Die pulvermetallurgische Technik bietet gegenüber der industriell vorherrschenden Schmelzmetallurgie die Vorteile einer abfallfreien Massenproduktion von Formteilen, der Erzeugung hochschmelzender Werkstoffe unter Umgehung des Schmelzzustandes, der Fertigung poriger Materialien mit variabler Porosität und der Herstellung von Verbundwerkstoffen, in denen beliebige Komponenten zu gemeinsamer oder neuer Wirkung gebracht werden können. Das als Ausgangsmaterial verwendete Pulver wird entweder als lose Schüttung verwendet oder zu Formteilen verpreßt und bei hohen homologen Temperaturen gesintert. Eine geschlossene physikalische Theorie des Sinterns existiert nicht. Unter realen Bedingungen können abhängig vom sinternden System und den Sinterparametern mehrere Vorgänge gleichzeitig ablaufen und sich gegenseitig beeinflussen. Um in den pulvermetallurgischen Fertigungsprozeß gezielt eingreifen zu können, besteht daher das Anliegen der sintertheoretischen Untersuchungen vorrangig in der Erforschung der elementaren Teilvorgänge und ihrer gegenseitigen Wechselwirkung.

Die Triebkraft des Sinterns ist wie bei allen selbständig ablaufenden Vorgängen die Differenz der freien Energie zwischen Anfangs- und Endzustand. Der Abbau dieser Energiedifferenz geschieht durch die weitgehende Reduzierung der äußeren und inneren Oberflächen sowie der Strukturdefekte und Ungleichgewichtszustände. Das führt zum Schwinden des porösen Pulverpreßlings und zur Entstehung eines festeren und dichteren Sinterkörpers. Der dazu notwendige Materialtransport erfolgt vorwiegend über Diffusionsvorgänge [1].

Beim „freiwilligen“ Sintern, d. h. ohne gleichzeitig einwirkenden äußeren Preßdruck, wird die zur Verdichtung des dispersen Körpers führende Schwindung von den durch die Oberflächenspannung der Pulverteilchen induzierten Kapillarkräften ausgelöst und über einen Leerstellenstrom von den als Leerstellenquellen fungierenden Poren zu den Leerstellenenken bzw. einen entgegengesetzt verlaufenden Atomstrom realisiert. Als effektive Leerstellenenken wurden bisher vorwiegend die Gefügegenzen angesehen. Vergleichende theoretische und experimentelle Untersuchungen zeigen aber, daß damit die große Geschwindigkeit und der Betrag der Formänderung des sinternden Körpers im Schwindungsstadium nicht befriedigend erklärt werden können [2], [3]. Sie werden jedoch verständlich, wenn durch entsprechende Vorbehandlung des Pulvers in den Sintervorgang eingebrachte oder während des Sinterns entstehende Versetzungen als effektive Leerstellenenken zusätzlich in Betracht gezogen werden [4], [5], [6].

Die Möglichkeit einer spontanen Versetzungsbildung während des Sinterns ist ein viel diskutiertes Forschungsobjekt der Sinterkinetik. Nach der experimentell fundierten Selbstaktivierungstheorie von Schatt und Friedrich [2], [3], [4], [7] entstehen im Gebiet der Teilchenkontakte unter der Wirkung von Kapillarspannungen Zonen hoher Versetzungsdichte. Die in diesen Versetzungszonen ablaufende Versetzungsvervielfachung setzt voraus, daß die sich nach der Teilchenkontaktformierung ausbildenden Kapillarspannungen eine genügende Höhe und Reichweite aufweisen, um die im Kontaktgebiet gelegenen Versetzungsquellen aktivieren zu können. Zum Nachweis dessen ist die Berechnung der räumlichen Verteilung der von den Kapillarkräften in den Gleitebenen der aneinander sinternden Teilchen hervorgerufenen Schubspannungen von besonderem Interesse.

2. Geometrie und Belastung des verwendeten Sintermodelles

Grundlagenuntersuchungen der Sinterkinetik werden häufig an geometrisch einfachen Zweiteilchen-Modellen vorgenommen. Für Experimente ist das Kugel-Platte-System vorteilhaft und bei theoretischen Untersuchungen das Zweikugelmodell, da es am besten den Verhältnissen an Pulverteilchen entspricht. Bild 1 zeigt das für

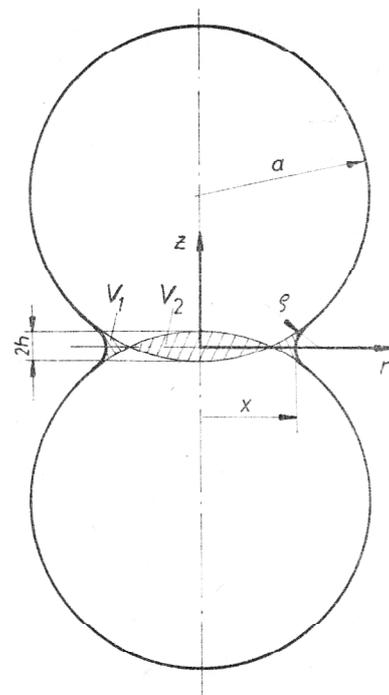


Bild 1
Zweikugel-Sintermodell mit a Teilchenradius, x Halsradius, ρ Halskrümmungsradius, 2h Zentrumsannäherung, V₁ und V₂ Volumenanteile in der Halszone

die Berechnung verwendete Sintermodell. Es handelt sich hierbei um ein idealisiertes Zweiteilchenmodell mit Rotationssymmetrie und Zentrumsannäherung.

Die wichtigsten Parameter zur Beschreibung des Sinterverlaufes sind die experimentell erfaßbaren Werte $2h$ für die Zentrumsannäherung als Schwindungsmaß und der Halsradius x .

Es besteht während des Sinterns Volumenkonstanz, wenn das Volumen V_1 der Abplattung dem Volumen V_2 an der Halsperipherie entspricht. Für den Halskrümmungsradius gilt dann [8]:

$$\rho = \frac{x^2 - 2ah + h^2}{2(a-x)} \quad (1)$$

Zur Vereinfachung der Sintergleichungen wird $a \gg x$ und $h \approx \rho$ gesetzt. Damit entsteht aus Gleichung (1):

$$\rho = x^2/4a = \frac{a}{4} \left(\frac{x}{a}\right)^2 \quad (2)$$

Diese Näherungsformel für den Halskrümmungsradius liefert für Sinterraten mit $x/a < 0.3$ bei Kugelmodellen nur geringe Fehler [8] und wurde zur Konstruktion der Geometrie nach Bild 1 verwendet.

Als Triebkraft des Materialtransportes beim freiwilligen Sintern wirkt die Oberflächenenergie, weil sie nur durch Umlagerung von Atomen herabgesetzt werden kann. Die Änderung der freien Energie dW des dispersen Systems lautet:

$$dW = \gamma \cdot dA \quad (3)$$

mit γ : spezifische Oberflächenenergie bzw. Oberflächenspannung und

dA : Änderung der gesamten Oberfläche A .

Wird ein Volumenelement dV von einem Punkt mit den beiden Hauptkrümmungsradien R_1 und R_2 abgetragen oder angelagert, so gilt nach [9]:

$$dW^* = \frac{dW}{dV} = \gamma \cdot \frac{dA}{dV} = \gamma \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \quad (4)$$

Diese Gleichung entspricht der aus der Hydromechanik bekannten Laplaceschen Gleichung für den Kapillardruck [10]:

$$p = \gamma \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \quad (5)$$

Für die Halskontur ergibt sich im engsten Querschnitt der maximale Laplace-Druck senkrecht zur Oberfläche:

$$p_{\max} = \gamma \cdot \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{\rho}\right) \quad (6)$$

Wegen $\rho < x$ ist p_{\max} eine Zugbelastung. Auf der Kugeloberfläche gilt die Druckbelastung:

$$p_a = 2\gamma/a \quad (7)$$

Als äußere Belastung wirkt der von der Krümmung abhängige Laplace-Druck auf der gesamten Körperoberfläche. Bei dem in Bild 1 dargestellten Modell wird die Meridiankontur durch zwei tangierende Kreise der Ra-

dien ρ und a realisiert. Am Berührungspunkt beider Kreise entsteht ein Krümmungssprung, der dazu führt, daß die als Zugspannung im konkaven Halsbereich wirkende Laplace-Spannung abrupt in eine wesentlich kleinere Druckspannung auf der konvexen Oberfläche übergeht. Dieser Krümmungssprung ist thermodynamisch nicht stabil [11], jeder Materialtransportmechanismus außer Korngrenzendiffusion würde eine derartige Unstetigkeitsstelle ausgleichen [8]. Im Realfall reagiert das Material durch ein Abtragen der Oberfläche, wodurch ein stetiger Krümmungswechsel erreicht wird. Damit entsteht eine „Hinterschneidung“ („Undercutting“), Bild 2. Hinterschneidungen wurden bei experimentellen Untersuchungen an Silberkugeln [12] sowie Kupfer- und Glaskugeln [8] beobachtet. Bisher konnten keine analytischen Be-

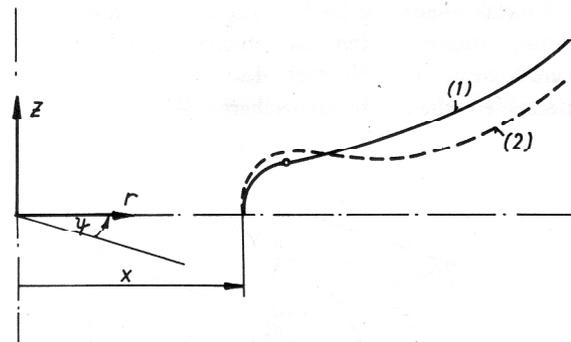


Bild 2

Schematische Darstellung der Kontur in der Umgebung der Halszone, (1) nach Bild 1, (2) mit Hinterschneidung

ziehungen für eine reale Darstellung der Oberflächenkontur gefunden werden. Als Lösungsmöglichkeit bietet sich die numerische Behandlung der Differentialgleichungen für den Materialtransport (z. B. Oberflächen- oder Volumendiffusion) durch schrittweise Berechnung der Halskontur in kleinen Zeitintervallen an. Derartige Computersimulationen unter Vorgabe konkreter Materialtransportmechanismen wurden von Nichols und Mullins [13], Bross und Exner [14] und von Ross [15] vorgenommen.

3. Die kritische Schubspannung

Experimente an monokristallinen Kugel-Platte- und Kugel-Kugel-Modellen aus Kupfer [2], [3], [7], [16] zeigten, daß offenbar allein durch die Wirkung von Kapillarkräften Spannungen entstehen können, die während des Sinterns zur Versetzungserzeugung ausreichend sind. Interpretiert man die Versetzungsvervielfachung nach dem Frank-Read-Mechanismus, so läßt sich die kritische Schubspannung als Quellenspannung nach der Linienspannungsannäherung [17] abschätzen:

$$\tau_{\text{krit}} = \tau_Q = G \cdot b/l \quad (8)$$

Eine Abschätzung über den Energiesatz [17] führt auf

$$\tau_{\text{krit}} = \frac{1}{3} \cdot G \cdot b/l \quad (9)$$

mit G : Schubmodul, b : Burgers-Vektor und l : mittlerer Versetzungsabstand. Für Reinstkupfer gilt: $G \approx 10000$

MPa bei 1000 °C [18], $b = 2,56 \cdot 10^{-7}$ mm und $l \approx 1/\sqrt{N} = 10^{-2}$ mm für eine beobachtete mittlere Ausgangsversetzungsdichte $N \approx 10^{-6}$ cm⁻² [16].

Verwendet man die ungünstigere Abschätzung nach Gleichung (8), so ergibt sich die kritische Schubspannung für 1000 °C:

$$\tau_{\text{krit}} \approx 0,25 \text{ MPa} \quad (10)$$

Um Versetzungen zu betätigen, muß die Spannung τ_{krit} über der gesamten Länge l der Versetzungsquellen wirken können. Die Verschiebung der Versetzungen kann dabei nur in den Gleitebenen erfolgen, d. h. die ihren Burgers-Vektor enthalten. Deshalb ist es nicht ausreichend, Schubspannungen in der r - und z -Richtung (Bild 1) zu bestimmen. Diese verschwinden aus Symmetriegründen ohnehin für die Rotationsachse und für die Kontaktebene der beiden Kugeln. Maßgebend ist die Schubspannung in den Gleitebenen. Das kubisch flächenzentrierte Kristallgitter des Kupfers enthält vier unterschiedliche Gleitebenenscharen, Bild 3.

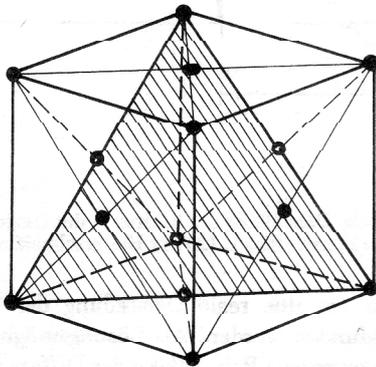


Bild 3
Elementarzelle des kubisch-flächenzentrierten Kupfers. Eine der vier Gleitebenen ist schraffiert dargestellt.

Um die Rotationssymmetrie des Sintermodelles nach Bild 1 beibehalten zu können, wird der idealisierte Fall betrachtet, daß sich die Gleitebenen symmetrisch zur Rotationsachse gruppieren. Sie bilden damit eine Schar paralleler Pyramiden mit sechseckförmiger Grundfläche, deren Hauptachse die Rotationsachse z ist, Bild 4 a. Wird ferner die sechseckförmige Grundfläche als Kreis idealisiert, so entsteht eine Schar paralleler Kegel, deren Mantelflächen um den Winkel φ gegen die Rotationsachse und um den Winkel $\vartheta = 90^\circ - \varphi$ gegen die Kontakthals-ebene geneigt sind, Bild 4 b.

Die Schubspannung τ_{uv} auf der Kegelmantelfläche ist aus dem Kräftegleichgewicht an einem differentiell kleinen Ringelement ermittelbar, Bild 5. Die Kräftegleichgewichtsbedingung in positiver τ_{uv} -Richtung lautet:

$$\begin{aligned} \tau_{uv} ds rd\psi - \sigma_r \cdot dz \cdot rd\psi \cdot \sin\varphi + \sigma_z \cdot dr \cdot rd\psi \cdot \cos\varphi \\ + \tau_{rz} dz rd\psi \cdot \cos\varphi - \tau_{zr} dr rd\psi \cdot \sin\varphi = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

Die durch die Tangentialspannung σ_t hervorgerufene Kraft $\frac{1}{2} \sigma_t dr dz d\varphi$ in r -Richtung kann wegen $r \gg dr$ vernachlässigt werden, d. h. nur für die unmittelbare Umgebung der Rotationsachse ist die Beziehung (11) ungenau. Mit $dr = ds \cdot \sin\varphi$, $dz = ds \cdot \cos\varphi$ und $\tau_{rz} = \tau_{zr}$ gilt:

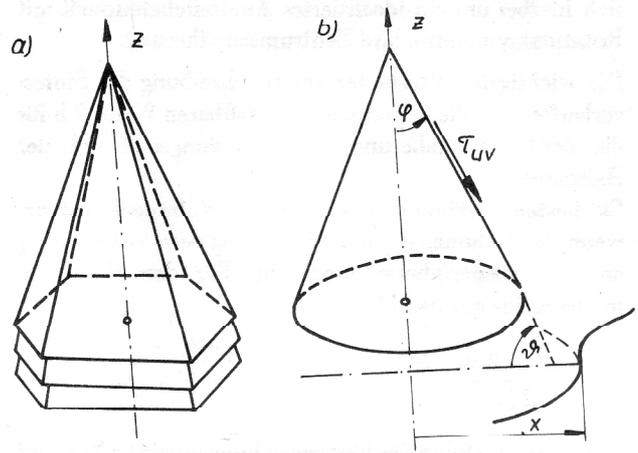


Bild 4
Idealisierung der Gleitebenen.
a) als Pyramiden, b) als Kegel

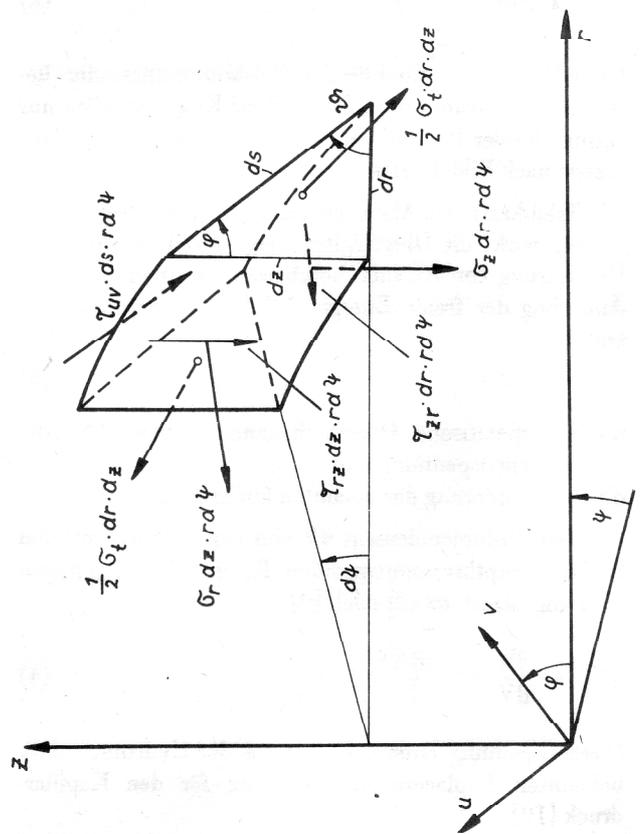


Bild 5
Kräfte an den Schnittflächen des differentiell kleinen Ringelementes

$$\tau_{uv} = (\sigma_r - \sigma_z) \sin\varphi \cdot \cos\varphi - \tau_{rz} \cdot \cos 2\varphi \quad (12)$$

Zur Berechnung von τ_{uv} , die die Schubspannung in den Gleitebenen repräsentiert, werden also außer der Tangentialspannung alle Komponenten des Spannungstensors benötigt.

4. Ermittlung der Spannungsverteilung mit finiten Elementen

Bisherige Angaben zur Spannungsverteilung gehen von vereinfachten Belastungsverhältnissen aus [19], [20] oder sind darüber hinaus auf die Kontakthals-ebene beschränkt [21], [22]. Für die Untersuchung bezüglich des Frank-

Read-Mechanismus werden jedoch räumliche Spannungsverteilungen benötigt. Da außerdem die durch die Kapillarkräfte erzeugte Belastungsverteilung von der sinterzeitbedingten Oberflächenform des Sintermodelles abhängt, liegt hier ein Kerbspannungsproblem mit komplizierten Randbedingungen vor. Eine analytische Behandlung kann deshalb nur auf Ergebnisse führen, die stark

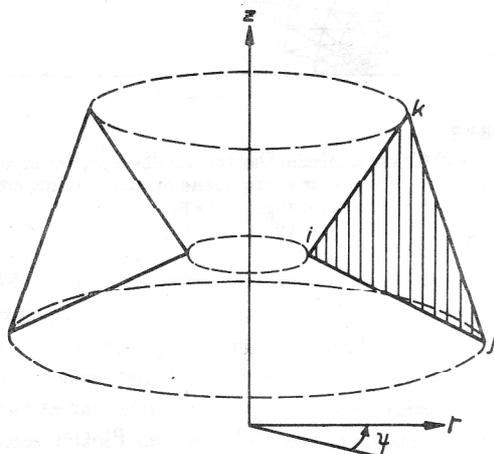


Bild 6
Verwendetes finites Element

von der für eine geschlossene Lösung erforderlichen Idealisierung abhängen. In diesem Fall ist die Anwendung numerischer Methoden günstiger. Die dargestellten Geometrie- und Belastungsprobleme lassen sich sehr gut mit der Methode der finiten Elemente bewältigen. Als finite Elemente wurden Dreiecksringelemente mit linearem Ver-

schiebungsansatz [23] verwendet, d. h. mit sechs Freiheitsgraden je Ringelement, Bild 6.

Infolge der Rotationssymmetrie sind in jedem Axialschnitt unabhängig von ψ die Spannungszustände identisch. Es liegt damit in jeder r-z-Ebene ein quasiebener Spannungszustand vor, dessen Tangentialkomponente eindeutig über die Cauchy-Beziehungen aus den in der r-z-Ebene wirkenden Dehnungskomponenten ermittelt werden kann. Außerdem besteht eine zusätzliche Symmetrie des Axialschnittes bezüglich der r-Achse. Deshalb genügt zur vollständigen Beschreibung der Zweikörper-Geometrie die Vernetzung eines Axialschnitt-Viertels in finite Elemente. Mit der kinematischen Randbedingung, daß die Verschiebungen senkrecht zu den Achsen verschwinden, sind die Symmetrieachsen simulierbar. Bei der Vernetzung in finite Elemente mußte beachtet werden, daß im Sinterhals stark inhomogene Spannungsverteilungen entstehen. Deshalb wurde speziell der Korbgrund sehr fein vernetzt. Dabei konnten Erfahrungen bei der Berechnung von Kerbspannungen mit finiten Elementen [24], [25] und ein entsprechendes Finite-Element-Programm [26] genutzt werden.

Zur Ermittlung des Einflusses der Sinterdauer wurden in Anlehnung an Experimente [2], [4] folgende vier Varianten des Zweikugel-Modelles nach Bild 1 untersucht: $x/a = 0,04, 0,08, 0,12$ und $0,16$. Dazu erfolgte die Zer-

Bild 7
Vernetzungen in finite Elemente. (1) Gesamtvernetzung Modell M3, (2) Ausschnitt der Halskontur Modell M1, (3) Ausschnitt der Halskontur Modell M4. Die Ausschnitte sind gegenüber der Gesamtvernetzung 75-fach vergrößert dargestellt.

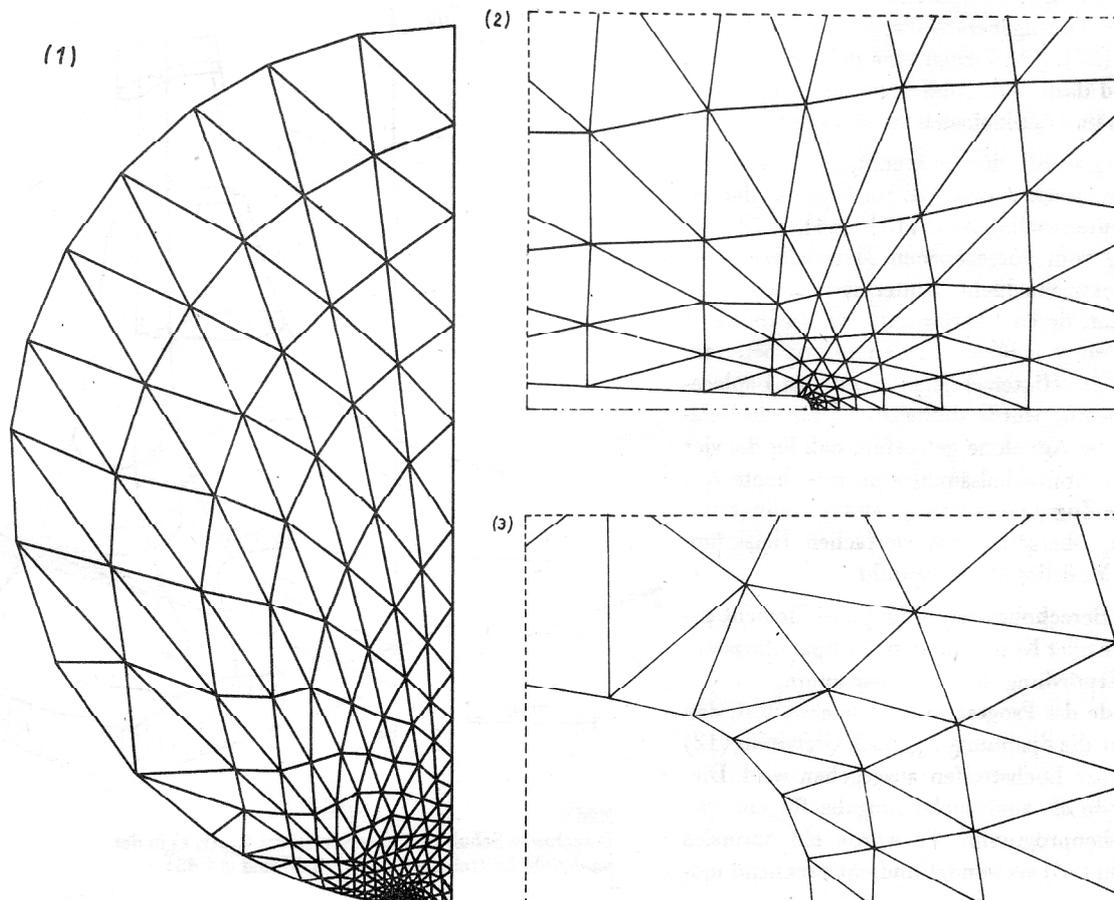


Tabelle 1
Berechnete Sintermodelle

Modell	x/a	x [μm]	ρ [μm]	Vernetzung in finite Element	
				Punkte	Elemente
M1	0,04	10,0	0,1	288	506
M2	0,08	20,0	0,4	240	418
M3	0,12	30,0	0,9	216	374
M4	0,16	40,0	1,6	216	374

legung in finite Elemente der in der Tabelle 1 angeführten Modelle M 1 bis M 4. Der Radius ρ ist gemäß Gleichung (2) vorgegeben.

Die Anwendung finiter Elemente auf Elastizitätsprobleme führt zur Lösung eines Gleichungssystems mit einer zur Hauptdiagonalen symmetrischen, positiv definiten Koeffizientenmatrix, die eine Bandmatrix darstellt. Infolge der durchgeführten Vernetzungen entstand für die vier Modelle einheitlich eine halbe Bandbreite von 25. Wegen der extremen Geometrieverhältnisse (z. B. Modell M 1 : $\rho/a = 1 : 2500$) wurden für jedes Modell mehrere Gebiete gesondert bei unterschiedlichen Maßstäben vernetzt und zum Gesamtnetz verknüpft. Bedingt durch die großen Geometrieunterschiede zwischen den Modellen M 1 bis M 4 mußte unterschiedlich fein im Halskonturbereich vernetzt werden. Dadurch erhielt das Modell M 3 und M 4 je 374 Elemente und das Modell M 1 aber 506 Elemente. Mit dem verwendeten einfachen Elementtyp konnte so die erforderliche Genauigkeit gewährleistet werden. Zur Automatisierung der Vernetzung diente ein Datengenerator-Programm für ebene finite Elemente [27]. Bild 7 zeigt eine der vier Gesamtvernetzungen und dazu zwei Ausschnitte von der Umgebung der größten und der kleinsten verwendeten Kerbe.

Für die Belastung wurde der senkrecht zur Oberfläche wirkende Laplace-Druck verwendet. Im Ergebnis der angeführten Computersimulationen [13], [14], [15] entstehen, abhängig vom vorgegebenen Materialtransportmechanismus, unterschiedliche Hinterschneidungen der Oberflächenkontur, deren Überlagerung im Realfall und analytische Erfassung jedoch Schwierigkeiten bereiten. Um die Wirkung der Hinterschneidung auf den Laplace-Druck zu simulieren, wurde deshalb hier für die Belastungsverteilung die Annahme getroffen, daß für die vier Modelle der vom Kontakthalsäquator an gerechnete Abstand, in dem die Zugspannung p_{max} stetig abklingt und in den Druck p_a übergeht, dem vierfachen Halskrümmungsradius des Modelles M 4 entspricht.

Im Ergebnis der Berechnung liegen für jedes Element die gemittelten Werte aller Komponenten des Spannungstensors vor. Zur Ermittlung der Schubspannung in den Gleitebenen wurde das Programm [26] so erweitert, daß für jedes Element die Spannung τ_{uv} nach Gleichung (12) berechnet und über Lochstreifen ausgegeben wird. Dieser Streifen diente als zusätzliche Eingabe für ein spezielles Netz-Zeichenprogramm. Es wurde ein normales Zeichenprogramm [28] verwendet und entsprechend mo-

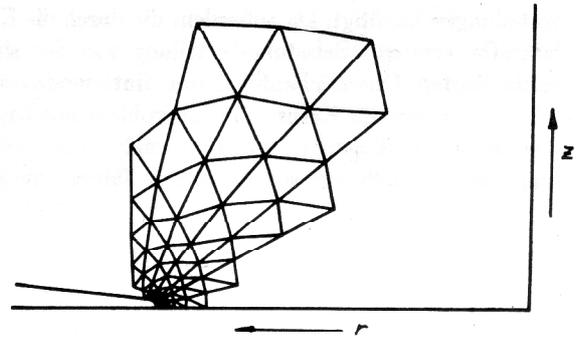


Bild 8
Beispiel für die grafische Darstellung des Gebietes in der r-z-Ebene, für das eine vorgegebene Schubspannung erreicht bzw. überschritten wird: $x/a = 0,08$, $\tau_{krit} = 0,25$ MPa, $\varphi = 19^\circ$.

difiziert, um Spannungen auswerten zu können. Für jedes Element erfolgt ein Test auf konkrete Spannungswerte. Bei Überschreiten einer vorgegebenen konstanten Spannung wird das Element gezeichnet, ansonsten bei der Zeichenroutine übersprungen. Damit war es auf einfache Weise möglich, die Gebiete vom Plotter zeichnen zu lassen, in denen eine nach Gleichung (8) vorgegebene kritische Schubspannung τ_{krit} vorliegt, Bild 8.

5. Ergebnisse

Die berechnete Schubspannungsverteilung $\tau_{uv}(r, z)$ zeigt, daß in der Umgebung des wie eine Kerbe wirkenden Sinterhalses hohe Schubspannungen vorhanden sind, die in Richtung zur Rotationsachse z nichtlinear abklingen und dabei ein ständig größer werdendes Volumen

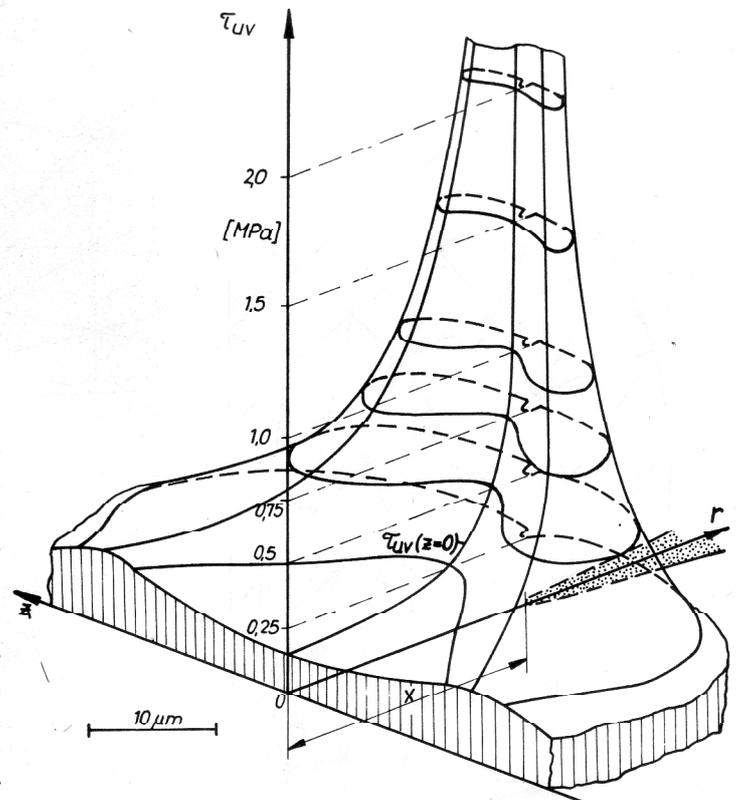


Bild 9
Berechnete Schubspannungsverteilung $\tau_{uv}(r, z)$ in der r-z-Axialschnittebene für $x/a = 0,08$ und $\varphi = 45^\circ$

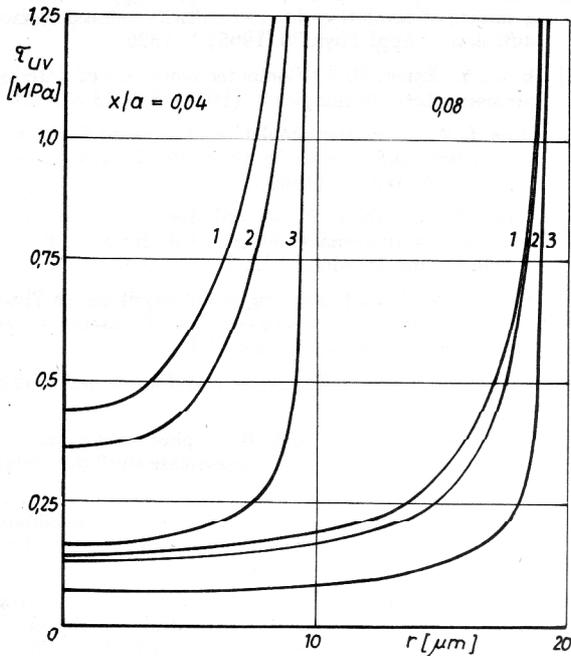


Bild 10
 $\tau_{UV}(r, z=0)$ für drei ausgewählte Winkel: (1) $\varphi = 45^\circ$,
 (2) $\varphi = 35^\circ$, (3) $\varphi = 19^\circ$ und zwei Modelle

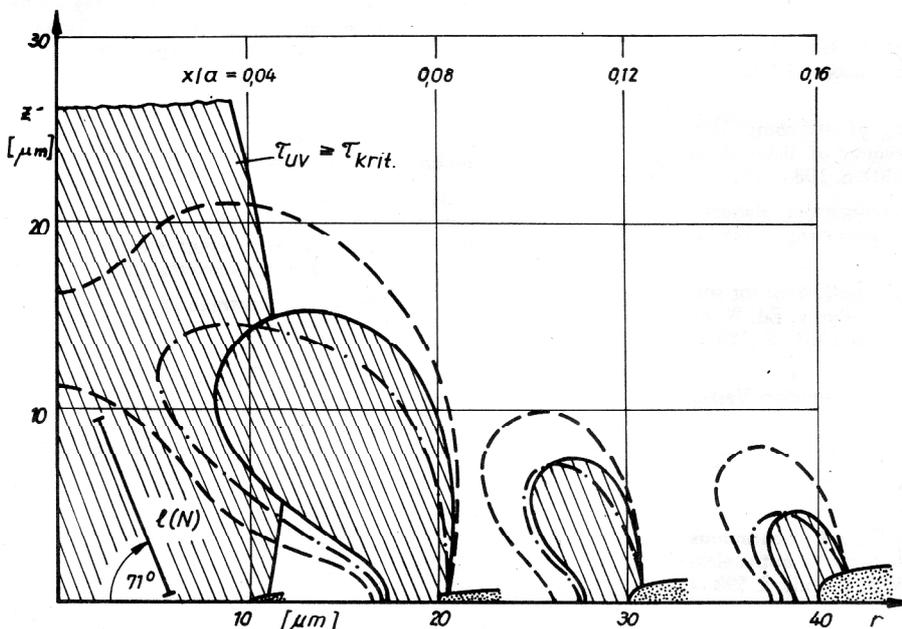
erfassen. In Bild 9 ist $\tau_{UV}(r, z)$ in der r - z -Ebene für $x/a = 0,08$ und $\varphi = 45^\circ$ und in Bild 10 der Verlauf dieser Spannung in der Kontakthalsebene für drei ausgewählte Gleitebenenwinkel und für zwei unterschiedliche x/a -Werte dargestellt. Der Winkel $\varphi = \vartheta = 45^\circ$ repräsentiert die hinsichtlich der Spannungshöhe theoretisch günstigste Gleitebenenlage, während $\varphi = 19^\circ$ den vorwiegend experimentell angewandten Bedingungen entspricht, für die die Plattenoberfläche bzw. die Kontakthalsebene einer Gleitebene parallel liegt und alle weiteren Gleitebenen zu dieser den Winkel $\vartheta = 71^\circ$ bilden. Eine Versetzungsvervielfachung kann nur entstehen, wenn die räumliche Ausdehnung des Gebietes, in dem $\tau_{UV} \geq \tau_{krit}$ ist (aktivierbares Volumen), die Einwirkung der Schubspannung über der gesamten Länge l der Verset-

zungsquellen und damit deren Ausbauchung bis auf $l/2$ gewährleistet.

Die x/a -Abhängigkeit bzw. die zeitliche Veränderung der aktivierbaren Volumina für $\tau_{krit} = 0,25$ MPa und drei Gleitebenenwinkel ist in Bild 11 ersichtlich. Zu Sinterbeginn liegt demnach im gesamten Sinterkontaktbereich ein geschlossenes aktivierbares Volumen vor, in dem $\tau_{UV} \geq \tau_{krit}$ ist und dessen Ausdehnung die Versetzungsquellenlänge l beträchtlich übertrifft. Mit wachsendem Kontaktquerschnitt, d. h. zunehmendem x/a -Verhältnis, verlagert sich das aktivierbare Volumen als eine ringwulstförmige Zone der Halsoberfläche folgend und in seiner Ausdehnung abnehmend immer mehr an die Kontaktperipherie.

Die berechneten Resultate korrelieren sehr gut mit experimentellen Ergebnissen. Die beobachtete Versetzungsmultiplikation kann einsetzen, sobald nach der Kontaktformierung das aktivierbare Volumen eine Ausdehnung etwa gleich l erreicht hat. Mit zunehmender Sinterdauer wird ρ größer, demzufolge verringert sich entsprechend Gleichung (6) die Kapillarspannung und damit τ_{UV} . Dagegen ist die Erhöhung der Versetzungsdichte, z. B. von N auf N_a , mit einem Anstieg von τ_{krit} auf $\tau_{krit}(N_a)$ verbunden. Dadurch wird schließlich ein Zustand erreicht, für den im zentralen Teil des Sinterkontaktes $\tau_{UV} < \tau_{krit}(N_a)$ ist und die Versetzungsbildung aufhört. Die Versetzungsmultiplikation erstreckt sich jetzt nur noch auf das periphere Gebiet, in dem sich das aktivierbare Volumen zwar stetig verkleinert, jedoch mit der ständigen Versetzungsdichtezunahme auch die Quellenlänge l . Die Versetzungsbildung endet, wenn infolge der weiteren Zunahme von ρ und dem Absinken von τ_{UV} die Wirkungsweite von $\tau_{UV} \geq \tau_{krit}(N_a)$ die Länge $l(N_a)$ unterschreitet [16], [29]. Messungen der Verteilungsdichte über dem Querschnitt der Versetzungszonen ergaben in Übereinstimmung mit diesen berechneten Ergebnissen

Bild 11
 Querschnitte der aktivierbaren ringförmigen Volumina in der r - z -Ebene der Sinterhalszone für $\tau_{krit} = 0,25$ MPa und verschiedene x/a -Werte bei $\vartheta = 71^\circ$ —, 55° - - und 45° —



eine ringwallförmige N_a -Verteilung [4], [6]. Das Ausmaß der Versetzungszonen-Bildung wird durch veränderte Geometrie-, Struktur- und Sinterparameter modifiziert, insbesondere durch die Höhe der kritischen Schubspannung der sinternden Teilchen [29].

6. Zusammenfassung

Mit der Methode der finiten Elemente wurde die von den Kapillarkräften herrührende räumliche Spannungsverteilung in Zweikugel-Sintermodellen in Abhängigkeit von ausgewählten Sinterparametern berechnet. Besonderer Wert wurde dabei auf die Ermittlung von Schubspannungen an zur Rotationsachse geneigten Kegelmantelflächen gelegt, die mögliche Gleitebenen repräsentieren. Die erhaltenen Ergebnisse weisen aus, daß die Schubspannung in der Sinterkontaktregion in ausreichend großen Gebieten die für eine Versetzungsvervielfachung notwendigen kritischen Werte überschreitet. Zwischen den berechneten aktivierbaren Gebieten und experimentell ermittelten Versetzungsdichteverteilungen besteht eine gute Übereinstimmung.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. W. Schatt und Herrn Prof. Dr. sc. techn. E. Friedrich für die wertvollen Anregungen und Diskussionen.

LITERATUR

- [1] Schatt, W. (Hrsg.): Pulvermetallurgie, Sinter- und Verbundwerkstoffe. VEB Dt. Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1979.
- [2] Schatt, W., Friedrich, E.: Versetzungsbildung während des Sinterns. Planseeberichte für Pulvermetallurgie 25 (1977), S. 145 – 156.
- [3] Schatt, W., Friedrich, E.: Self-activation of sintering processes in one-component systems. Powder Metallurgy Internat. 13 (1981), S. 15 – 20.
- [4] Schatt, W., Friedrich, E.: Versetzungsvervielfachung als Sinterreaktion. Z. Metallkunde 73 (1982), S. 56 – 62.
- [5] Schatt, W., Exner, H. E., Friedrich, E., Petzow, G.: Versetzungsaktivierte Schwindungsvorgänge beim Einkomponentensintern. Acta Metallurgica 30 (1982), S. 1367 – 1375.
- [6] Schatt, W., Friedrich, E.: Sintering as a result of defect structure. Crystal research and Technology 17 (1982), S. 1061 – 1070.
- [7] Friedrich, E., Schatt, W.: Sintering of one-component model systems nucleation and movement of dislocations in necks. Powder Metallurgy, 23 (1980), S. 193 – 197.
- [8] Exner, H. E.: Grundlagen von Sintervorgängen. Materialkundlich-Technische Reihe 4, Gebr. Borntraeger, Berlin, Stuttgart 1978.
- [9] Herring, C.: The surface tension as a motivation for sintering. In: The Physics of Powder Metallurgy, Ed. W. E. Kingston, New York, Toronto, London 1951, S. 143 – 179.
- [10] Budo, A.: Theoretische Mechanik. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1965, 3. Auflage.
- [11] Lenel, F. V.: Powder Metallurgy, Principles and Applications. Metal Powder Industries Federation, Princeton, New Jersey (1980), S. 253.
- [12] Gessinger, G. H., Lenel, F. V., Ansell, G. S.: Continuous observation of the sintering of silver particles in the electron microscope. Trans. Quart. ASM 61 (1968), S. 598 – 604.

- [13] Nichols, F. A., Mullins, W. W.: Morphological changes of a surface of revolution due to capillarity-induced surface diffusion. J. Appl. Phys. 36 (1965), S. 1826.
- [14] Bross, P., Exner, H. E.: Computer simulation of sintering processes. Acta Metallurgica 27 (1979), S. 1013 – 1020.
- [15] Ross, J. W.: Computer simulation of sintering kinetics in two-particle and powder systems. Ph. D. Dissertation, University of Toronto (1980).
- [16] Friedrich, E., Schatt, W.: Kinetik der Versetzungszonen beim selbstaktivierenden Sintern. VII Internat. Pulvermetall. Tagung, Dresden, 1981, S. 121 – 137.
- [17] Vladimirov, V. I.: Einführung in die physikalische Theorie der Plastizität und Festigkeit. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1976.
- [18] Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen IV/2 c, Springer-Verlag 1964.
- [19] Easterling, K. E., Thölen, A. R.: A photoelastic study of the stresses in sintering. Planseeberichte für Pulvermetallurgie 18 (1970), S. 81 – 83.
- [20] Lanyi, P.: Theoretische Analyse der Versetzungsbildung beim Sintern. VII. Internat. Pulvermetall. Tagung, Dresden, 1981, Bd. 2, S. 103 – 120.
- [21] Exner, H. E., Bross, P.: Material transport rate and stress distribution during grain boundary diffusion driven by surface tension. Acta Metallurgica 27 (1979), S. 1007 – 1012.
- [22] Ю. И. Бойко, Я. Е. Гегузин, Ю. И. Кличук: Моделирование напряжений в контактной зоне спекающихся крупинок методом фотоупругости. Порошковая металлургия, киев, № 3 (231) март 1982 г., с. 29 – 31.
- [23] Zienkiewicz, O. C.: Methode der finiten Elemente. VEB Fachbuchverlag Leipzig 1974.
- [24] Joensson, D.: Beitrag zum Einfluß des elastischen Spannungszustandes auf die Schwingfestigkeit. Dissertation TU Dresden 1981.
- [25] Joensson, D.: Anwendung finiter Elemente auf die Berechnung von Kerbspannungen. Maschinenbautechnik 31 (1982), S. 464 – 467.
- [26] Gabbert, U., Joensson, D.: Programmbeschreibung MH 214/75-0 (Scheibe 3) bzw. MSP 172. VEB Kombinat Pumpen und Verdichter Halle 1975.
- [27] Joensson, D.: Programmbeschreibung MH 218/75-0 (Datgen-2). VEB Kombinat Pumpen und Verdichter Halle 1976.
- [28] Berger, W.: Programmbeschreibung 247/77-0 (Diginetz-MD), VEB Kombinat Pumpen und Verdichter Halle 1977.
- [29] Schatt, W., Friedrich, E., Joensson, D.: Spannungsverteilung und Versetzungsvervielfachung in der Sinterkontaktregion. Acta Metallurgica 31 (1983), S. 121 – 128.

Anschrift des Verfassers:

Dr.-Ing. D. Joensson
 Technische Universität Dresden
 Sektion Grundlagen des Maschinenwesens
 Bereich Dynamik und Betriebsfestigkeit
 8027 Dresden, Mommsenstraße 13