

Finite-Element-Simulation des Kondensator-Impuls-Schweißens

W. Dreyer, F. Duderstadt, D. Hömberg

Die vorgestellte numerische Simulation des Kondensator-Impulsschweißens von Bauteilen mit Massivbuckeln an der Fügestelle berücksichtigt elektrische, thermische und mechanische Effekte, die in nichtlinearer Weise über die Bilanzgleichungen, die Materialmodelle und die Randbedingungen miteinander gekoppelt sind. Die Annahme des ebenen Verzerrungszustandes läßt zweidimensionale Finite-Element-Approximationen mit Simplexelementen zu, wodurch insbesondere das Verhalten von Bauteilen mit Längsbuckeln und dünnwandigen Ringen mit Ringbuckeln untersucht werden kann. Im Schmelzbereich wird das Material als isotroper elektrisch leitender maxwellartiger thermo-viskoelastischer Festkörper modelliert.

1 Einleitung

Das Kondensator-Impulsschweißen zeichnet sich von anderen elektrischen Widerstandsschweißverfahren durch extrem kurze Schweißzeiten aus und führt in seiner Ausführung als Buckelschweißen auf kleine Wärmeinflußzonen. Damit lassen sich unterschiedliche und beschichtete Materialien, insbesondere auch Metalle mit hoher elektrischer und thermischer Leitfähigkeit verschweißen. Durch die schnellere Abkühlung werden im allgemeinen feinkörnige Gefüge erzielt, denn für ein Kornwachstum bleibt in der kurzen Abkühlungsphase wenig Zeit (Meyer, 1967).

Während es für das elektrische Widerstandsschweißen mit Wechselstrom zahlreiche nationale und internationale Vorschriften und Richtlinien für dessen Anwendungsbereiche und technische Durchführungen gibt, fehlt für das Kondensator-Impulsschweißen vergleichbares Schrifttum. Da das Kondensator-Impulsschweißen von Massivbuckeln gegenüber anderen elektrischen Widerstandsschweißverfahren zahlreiche Vorteile bietet, ist man zur theoretischen Untermauerung experimenteller Befunde und zur weiteren Optimierung des Verfahrens an einer numerischen Prozeßsimulation und an numerisch ermittelten optimalen Prozeßparametern interessiert, um so die Anwendbarkeit des Verfahrens verbessern und erweitern zu können. Maschinenseitig läßt sich die Höhe der Schweißenergie durch die Kapazität der Kondensatorbatterie und die Höhe der Ladespannung einstellen. Der zeitliche Verlauf des Kondensatorentladungsstroms wird im wesentlichen durch die Parameter des Schweißtransformators festgelegt. Beim Buckelschweißen hängt die Güte der Schweißnaht neben der Höhe und Dauer des Schweißstroms hauptsächlich von der Steifigkeit und der Geometrie des Schweißbuckels, sowie von der aufgetragenen Elektrodenkraft ab (Gronwald, 1965; Eichhorn und Oppe, 1968).

2 Prinzip des Kondensatorimpuls-Buckelschweißens

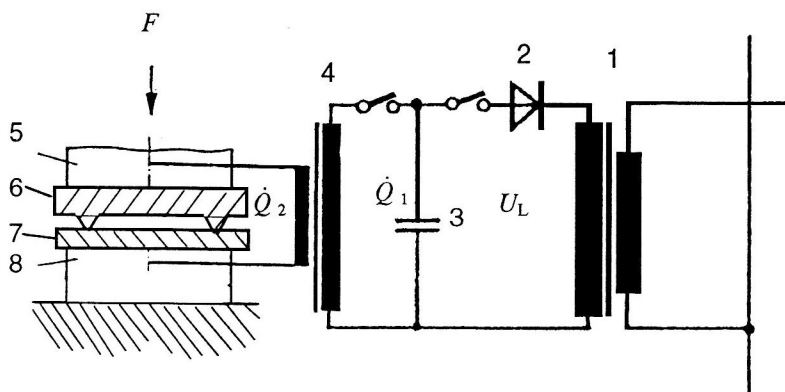


Bild 1. 1 Ladespannungstransformator; 2 Gleichrichter; 3 Kondensator; 4 Impulstransformator; 5 Elektroden; 6 und 7 Fügebauteile mit und ohne Buckel, F Elektrodenkraft, U_L Ladespannung, \dot{Q}_1 Primärstrom vom Kondensator zum Impulstransformator, \dot{Q}_2 Sekundärstrom vom Impulstransformator zum Widerstand der Fügebauteile

Vor dem Schweißen wird gemäß Bild 1 der Kondensator 3 über den Ladespannungstransformator 1 aufgeladen. Mit der Ladespannung U_L wird für eine vorgegebene Kapazität die für den Schweißprozeß zu speichernde Energie festgelegt. Der Impulstransformator 4 bleibt vorerst spannungsfrei. Nach dem Aufladen wird die Maschine vom Ladungstransformator elektrisch getrennt. Zu Beginn des Schweißens wird zunächst die Elektrodenkraft F aufgebracht. Deren erforderliche Höhe kann an Hand der im kalten Zustand resultierenden Verkürzung der Buckelhöhe h gemäß Bild 2 eingestellt werden. Für geprägte Buckeln gibt (Meyer, 1967) Verkürzungen zwischen 10 und 45% an. Für die hier beschriebenen Massivbuckel, die sich gegenüber geprägten Buckeln durch eine hohe geometrische Steifigkeit auszeichnen, reichen Vordeformationen unter 10% aus. Zu kleine Vordeformationen bewirken eine zu starke lokale Erhitzung an der Buckelspitze, so daß es zu schädlichen Spritzvorgängen kommt. Zu große Deformationen verringern die lokale Wirkung der Buckelspitze, so daß für das Aufschmelzen eine höhere Energie notwendig wird, die dann zu größeren Wärmeeinflußzonen führt. Wird nun der Primärstromkreis zwischen Kondensator 3 und Impulstransformator 4 geschlossen, fließt im Sekundärstromkreis durch die Kontaktfläche der Fügeteile der Strom \dot{Q}_2 , während die Elektrodenkraft F konstant bleibt.

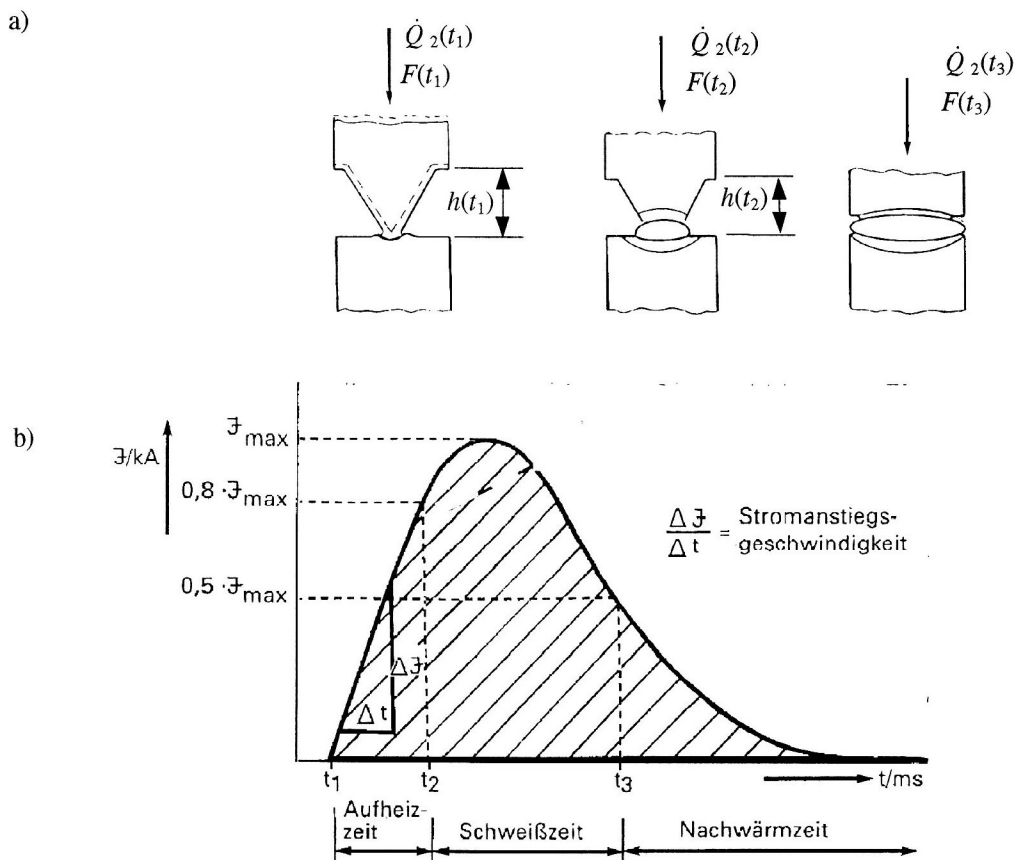


Bild 2. Schematische Darstellung des Impulsschweißens (nach *impuls* Schweißtechnik GmbH, 1998). a) Deformationsverlauf b) Verlauf des Schweißstrom $J \equiv \dot{Q}_2$

Es entsteht ein zweimaschiger gedämpfter elektrischer Schwingkreis, in dem in relativ kurzer Zeit die im Kondensator gespeicherte elektrische Energie vollständig in Wärme umgewandelt wird. Die größte Erwärmung findet in der Buckelspitze statt, da dort aus geometrischen Gründen der größte Engwiderstand vorliegt. Ein zusätzlicher Kontaktwiderstand, der den speziellen Oberflächenverhältnissen an der Fügestelle Rechnung trägt, wie z.B. beim Punktschweißen, braucht beim Buckelschweißen durch die entsprechende Wahl der Elektrodenkraft nicht berücksichtigt zu werden, da einerseits keine Effekte durch Oberflächenrauigkeiten auftreten und andererseits zusätzliche Hautwiderstände in Form von Öl, Fettschichten, Lack-, Oxyd- oder Anlaufschichten durch Aufreißen dieser Schichten beim Eindringen der Buckelspitze nicht in Erscheinung treten (Gössling, 1969; Eichhorn und Oppe, 1968).

Der Impulstransformator 4 wird so eingestellt, daß der Schweißstrom \dot{Q}_2 in kurzer Zeit auf sein Maximum ansteigt und schnell wieder abklingt. Ein solcher Verlauf ist in Bild 2b qualitativ angegeben. Das Schweißen mit einem impulsförmigen Stromverlauf hat einen höheren Wirkungsgrad als Schweißen mit mehrfach schwingen-

dem Schweißstrom, da es kaum zu Energieabfuhr durch Wärmeleitung kommt. Durch die geringe Wärmeleitung bleiben die Wärmeeinflußzonen auf ein Minimum beschränkt. Mit einer zusätzlichen Diode im Primärstromkreis wird verhindert, daß sich der Kondensator 3 wieder auflädt, da der Primärstrom \dot{Q}_1 negativ bleibt.

Die Nachgiebigkeit und die Viskosität nehmen mit steigender Temperatur zu, so daß die Buckeldeformationen zunächst ebenfalls zunehmen. Die Temperaturerhöhung wird dadurch verstärkt, daß der spezifische elektrische Widerstand des Schweißgutes mit der Temperatur größer wird. Erreicht die Kontaktfläche die Schmelztemperatur, kommt es zur Verschweißung. Einer Temperaturerhöhung wirkt entgegen, daß bei zunehmender Buckeldeformation die elektrische Kontaktfläche der Füge-teile zunimmt, so daß der Engewiderstand abnimmt. Diese Tendenz wird durch die Zunahme der spezifischen Wärmekapazität bei steigender Temperatur verstärkt. Die Wärmeleitung und der wieder abfallende Entladungsstrom bewirken, daß es nach einer gewissen Zeit zu keiner Temperaturerhöhung mehr kommt. Es folgt ein rasches Abkühlen der nun verschweißten Füge-teile.

3 Prozeßmodellierung

Das hier vorgestellte Modell des Widerstandsschweißens läßt elektrodynamische Effekte unberücksichtigt. Die mechanischen Trägheitseigenschaften der Steuereinrichtung zur Aufrechterhaltung der Elektrodenkraft werden ebenfalls nicht mit in die Betrachtung eingeschlossen. Die elektrischen Eigenschaften der Schweißmaschine werden durch räumlich dimensionslose elektrische Bauteile in einem Ersatzschaltbild gemäß Bild 1 zusammengefaßt. Der dimensionslose Ersatzwiderstand der Füge-teile führt zu zeitlich veränderlicher Dämpfung, da sich einerseits mit der Buckeldeformation der Engewiderstand ändert und da sich andererseits die spezifische elektrische Leitfähigkeit mit der Temperatur ändert. Im Unterschied dazu tritt beim Punktschweißen keine geometrisch bedingte Widerstandsänderung ein. Zusätzliche Widerstände, Kapazitäten und Induktivitäten, die durch die elektrischen Leitungen in der Maschine entstehen, werden vernachlässigt. In die Modellierung gehen nur die zu verschweißenden Bauteile als isotrope deformierbare elektrisch und thermisch leitfähige Kontinua ein, wobei die nicht aufgeschmolzenen Bereiche, einschließlich der Wärmeeinflußzonen, in ihrer Idealisierung einem thermo-elastischen und das Metall im Schmelzbereich einem maxwellartigen thermo-visko-elastischen Festkörper entsprechen. Alle Materialparameter sind temperaturabhängig.

Zur Gewinnung grundlegender Erkenntnisse über das Bauteilverhalten wurden für die Simulation noch weitere Vereinfachungen vorgenommen. Durch die Annahme kleiner Deformationen und der darauf aufbauenden Annahme, daß die Integration der Bilanzgleichungen statt über das momentan deformierte Gebiet auch mit ausreichender Genauigkeit über das undeformierte Anfangsgebiet erfolgen kann, lassen sich insbesondere für die Buckelspitze nur solange brauchbare Erkenntnisse aus der Simulation gewinnen, solange die Gesamtdeformationen im Buckel klein bleiben. Die plastische Vordeformation der Buckelspitze findet ebenfalls keine Berücksichtigung.

4 Lokale Bilanzgleichungen und Materialgesetze

Die Bestimmung des Verschiebungsfelds $\mathbf{u}(x,t)$ bzw. des Geschwindigkeitsfelds $\mathbf{v}(x,t)$ und des elektrischen Potentials $\phi(x,t)$ basiert auf den quasistatischen Bilanzen für den Impuls und die elektrische Ladung

$$\operatorname{div} \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0} \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = 0 \quad (2)$$

Als Grundlage zur Herleitung einer Differentialgleichung für das Temperaturfeld $T(x,t)$ dient die Bilanz der inneren Energie

$$\rho \dot{e} + \operatorname{div} \mathbf{q} = \operatorname{sp}(\boldsymbol{\sigma} \operatorname{grad} \mathbf{v}) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad (3)$$

Hier ist ρ die Massendichte, $\boldsymbol{\sigma}$ die mechanische Spannung, $\mathbf{E} := -\operatorname{grad} \phi$ die elektrische Feldstärke, \mathbf{J} die elektrische Stromdichte, \mathbf{q} die Wärmestromdichte und e die spezifische innere Energie. Die Materialgesetze für \mathbf{J} , \mathbf{q} und $\boldsymbol{\sigma}$ lauten

$$\mathbf{J} = \hat{\mathbf{J}}(T, \operatorname{grad} \phi) = -\gamma(T) \operatorname{grad} \phi \quad (4)$$

$$\mathbf{q} = \hat{\mathbf{q}}(T, \operatorname{grad} T) = -\lambda(T) \operatorname{grad} T \quad (5)$$

sowie

$$\boldsymbol{\sigma} = \hat{\boldsymbol{\sigma}}(T, \boldsymbol{\varepsilon}, \boldsymbol{\varepsilon}^k) = \overset{\langle 4 \rangle}{\mathbf{K}}(T) [\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^k - \alpha(T)(T-T_R) \mathbf{I}] \quad (6)$$

Die Gleichungen (4) und (5) beschreiben das Ohmsche Gesetz und das Fouriersche Gesetz der Wärmeleitung mit der temperaturabhängigen spezifischen elektrischen Leitfähigkeit γ und der Wärmeleitfähigkeit λ . In Gleichung (6) ist das Hookesche Gesetz für kleine Verzerrungen eines thermoelastischen Maxwell-Körpers dargestellt.

$\overset{\langle 4 \rangle}{\mathbf{K}}(T)$ ist der isotrope Steifigkeitstensor mit temperaturabhängigem Elastizitätsmodul und temperaturabhängiger Querkontraktionszahl. Die Verzerrung $\boldsymbol{\varepsilon}$ ist der Deformator von \mathbf{u} , d.h. $\boldsymbol{\varepsilon} := \mathbf{def} \mathbf{u} := \text{sym}(\mathbf{grad} \mathbf{u})$. Bei einem thermoelastischen Maxwell-Körper wird die Gesamtverzerrung $\boldsymbol{\varepsilon}$ durch additive Zerlegung in einen elastischen Anteil, einen isotropen thermischen Anteil $\alpha(T)(T-T_R)\mathbf{I}$ und einen deviatorischen Kriechanteil $\boldsymbol{\varepsilon}^k$ beschrieben. Die zusätzliche Größe $\boldsymbol{\varepsilon}^k$ stellt eine innere Variable dar. Zur Bestimmung ihrer zeitlichen Entwicklung wird der Nortonsche Kriechansatz verwendet. Mit $\text{dev} \boldsymbol{\sigma} := \boldsymbol{\sigma} - \text{sp} \boldsymbol{\sigma} / 3 \mathbf{I}$ lautet dieser

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^k = \mathbf{B}(T, \boldsymbol{\sigma}) = f(T, \text{dev} \boldsymbol{\sigma}) \text{dev} \boldsymbol{\sigma} \quad (7)$$

f ist eine skalarwertige isotrope Funktion. Speziell beim Nortonansatz gilt $f(T, \boldsymbol{\sigma}) = \sigma_v^m / \beta(T)$ für nichtnegative m , wobei $\sigma_v = [3/2 \text{sp}(\boldsymbol{\sigma}^2) - \text{sp}^2 \boldsymbol{\sigma} / 2]^{0.5}$ die Vergleichsspannung nach von Mises ist. Für $m > 0$ verschwindet f , wenn der Deviator der Spannung $\boldsymbol{\sigma}$ Null wird. Im Fall $m=0$ erhält man den linearen Maxwell-Körper, so daß sich $\beta(T)$ mit einer temperaturabhängigen Scherviskosität identifizieren läßt. Falls $m > 0$ ist, läßt sich eine solche Identifikation für $\nu(T) = [\sigma_s(T)]^m / \beta(T)$ durch Einführung einer temperaturabhängigen Schwellspannung σ_s vornehmen. Die Gleichungen (6) und (7) werden zusammengefaßt zu

$$\overset{\langle 4 \rangle}{\boldsymbol{\sigma}} + \overset{\langle 4 \rangle}{\mathbf{K}}(T) \mathbf{B}(\boldsymbol{\sigma}, T) - \dot{T} \overset{\langle 4 \rangle}{\mathbf{K}}_{,T} \overset{\langle 4 \rangle}{\mathbf{K}}^{-1} \boldsymbol{\sigma} = \overset{\langle 4 \rangle}{\mathbf{K}}(T) \{ \mathbf{def} \mathbf{v} - [\alpha(T) + \alpha_{,T} (T - T_R)] \dot{T} \mathbf{I} \} \quad (8)$$

Damit die Energiebilanz (3) zu einer Bestimmungsgleichung für die Temperatur wird, muß die spezifische innere Energie e in ihrer Abhängigkeit von $\boldsymbol{\varepsilon}$, $\boldsymbol{\varepsilon}^k$ und T bestimmt werden. Diese Abhängigkeit wird durch die Entropiegleichung

$$\rho \dot{s} + \text{div} \mathbf{h} \geq 0 \quad (9)$$

und die bereits getroffenen Materialannahmen festgelegt. Durch Einführung der Helmholtzschen freien Energie $\Psi = e - Ts$ mit der spezifischen Entropie s und der Annahme eines Entropieflusses \mathbf{h} der Gestalt $\mathbf{h} = \mathbf{q}/T$ ergeben sich aus der Entropiegleichung (9) unter Berücksichtigung der inneren Variablen $\boldsymbol{\varepsilon}^k$ die folgenden Beziehungen

$$\boldsymbol{\sigma} = \rho \Psi_{,\boldsymbol{\varepsilon}} \quad \text{dev} \boldsymbol{\sigma} = - \rho \Psi_{,\boldsymbol{\varepsilon}^k} \quad \text{und} \quad s = - \Psi_{,T} \quad (10)$$

Hieraus folgt

$$\rho \dot{e} = \rho c_v \dot{T} + \text{sp}[(\boldsymbol{\sigma} - T \boldsymbol{\sigma}_{,T}) \mathbf{grad} \mathbf{v}] - \text{sp}[(\boldsymbol{\sigma} - T \boldsymbol{\sigma}_{,T}) \mathbf{B}(T, \boldsymbol{\sigma})] \quad (11)$$

Die temperaturabhängige Größe $c_v := e_{,T}$ heißt volumenspezifische Wärmekapazität und es gilt

$$\boldsymbol{\sigma}_{,T} = \overset{\langle 4 \rangle}{\mathbf{K}}_{,T} \overset{\langle 4 \rangle}{\mathbf{K}}^{-1} \boldsymbol{\sigma} - [\alpha(T) + \alpha_{,T} (T - T_R)] \overset{\langle 4 \rangle}{\mathbf{K}}(T) \mathbf{I}$$

5 Anfangs- und Randbedingungen für ein symmetrisches Bauteil mit Längsbuckel

Der Körper befindet sich am Anfang in der Ruhelage und ist spannungsfrei. Zu Beginn liegt eine homogene Temperaturverteilung bei Raumtemperatur T_0 vor und das elektrische Potential ϕ ist überall Null. Im Längsbuckel gilt der ebene Verzerrungszustand. Gleichzeitig treten senkrecht zur Schnittebene keine Wärme- und elektrischen Stromflüsse auf.

Die Randbedingungen für die Impuls- und die Energiebilanz werden durch zeitlich konstante und zeitabhängige Funktionen beschrieben.

In Bild 3a sind die Fügeteile 6 und 7 aus Bild 1 als ein symmetrisches Bauteil mit Längsbuckeln, welches auf einer Platte liegt, dargestellt.

Es wird nur das Gebiet Ω rechts von der Symmetrieachse $x_1=0$ betrachtet, welches durch die Ränder Γ_1 , Γ_2 , Γ_3 und Γ_4 begrenzt wird.

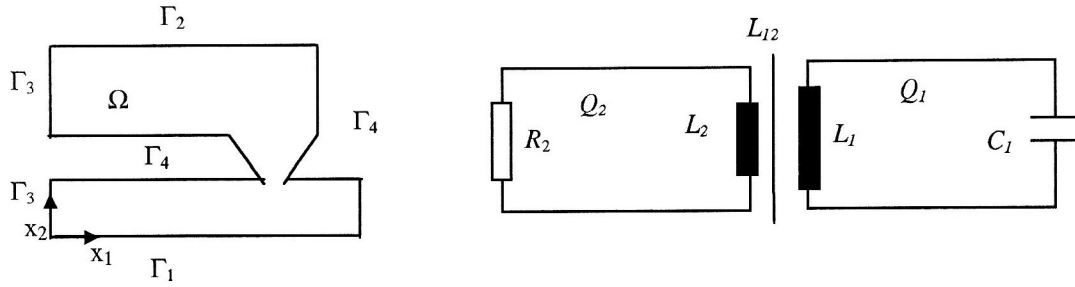


Bild 3. a) Numerierung der Randgebiete der Fügeile b) Schaltbild des elektrischen Schwingkreises während des Schweißens mit den Induktivitäten des Impulstransformators, der Kapazität der Kondensatorbatterie in der Schweißmaschine sowie dem Ersatzwiderstand der Fügeile

Die Ränder Γ_4 der Fügeile sind spannungsfrei, die übrigen Ränder sollen lediglich schubspannungsfrei sein. Da der Rand Γ_3 Symmetrierand ist, gilt dort $v_1=0$. Der Rand Γ_1 ist in x_2 -Richtung fest. Die Normalspannung auf dem Rand Γ_2 ergibt sich aus dem zeitlichen Verlauf der Elektrodenkraft F . Es gilt $\sigma_{22} = -F(t) / \int_{\Gamma_2} dA$,

wobei $F(t)$ explizit vorgegeben wird.

Während des elektrischen Stromflusses kann der Wärmefluß auf dem gesamten Rand gegenüber der produzierten Jouleschen Wärme vernachlässigt werden, d.h. der Wärmefluß \mathbf{q} ist normal zum Rand Null.

An den freien Rändern Γ_4 und dem Symmetrierand Γ_3 ist der elektrische Stromfluß \mathbf{j} normal zum Rand ebenfalls Null. Am Rand Γ_1 gilt $\varphi=0$. Die Bedingung für den Stromfluß auf dem Rand Γ_2 lautet

$$j_2 = -\dot{Q}_2 / \int_{\Gamma_2} dA \quad (12)$$

Dabei ist \dot{Q}_2 die elektrische Stromstärke des Sekundärstromkreises gemäß Bild 3b. Sie genügt gemäß dem zweiten Kirchhoffschen Satz dem folgenden gewöhnlichen Differentialgleichungssystem

$$\begin{pmatrix} L_1 & L_{12} \\ L_{12} & L_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{Q}_1 \\ \ddot{Q}_2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} C_1^{-1} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q_1 \\ Q_2 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & R_2(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{Q}_1 \\ \dot{Q}_2 \end{pmatrix} := - \begin{pmatrix} 0 \\ U_F \end{pmatrix} \quad (13a)$$

oder

$$\mathbf{L} \ddot{\mathbf{Q}} + \mathbf{G} \mathbf{Q} = - \mathbf{R}(t) \dot{\mathbf{Q}} \quad (13b)$$

Die Anfangsbedingungen sind $\dot{\mathbf{Q}}(t_0) = \mathbf{0}$ und $(Q_1(t_0), Q_2(t_0)) = (C_1 U_L, 0)$, wobei U_L die Ladespannung des Primärstromkreises entsprechend Bild 1 und Bild 3b ist.

Dem Impulstransformator 4 in Bild 1 werden die Induktivitäten L_1 , L_2 und L_{12} entsprechend Bild 3b zugeordnet. Der Kondensator 1 in Bild 1 wird hier mit C_1 bezeichnet. Es gilt $G_{11}=1/C_1$. Der elektrische Widerstand der Fügeile 6 und 7 aus Bild 1 läßt sich einerseits durch ein Kontinuum auf dem Gebiet Ω gemäß Bild 3a modellieren, andererseits kann auch ein diskreter Ersatzwiderstand R_2 gemäß Bild 3b angegeben werden. Der Spannungsabfall U_F über diesem Widerstand ergibt sich aus der Gleichheit der elektrischen Leistung in beiden Modellen

$$U_F \dot{Q}_2 = \int_{\Omega} \gamma(T) |\mathbf{grad} \varphi|^2 dV = \dot{Q}_2 \bar{\varphi} \quad (14)$$

so daß man $U_F = \bar{\varphi}$ erhält, wobei $\bar{\varphi}$ die mittlere elektrische Spannung auf dem Rand Γ_2 ist.

Die Gegeninduktivität $L_{12} = k \sqrt{L_1 L_2}$ des Impulstransformators mit $0 < k < 1$ würde für einen Koppelfaktor $k=1$, dem Wert für einen ideal koppelnden Transformator, auf $\det \mathbf{L} = 0$ führen. Damit wird neben \mathbf{R} und \mathbf{G} auch \mathbf{L} singulär. Das lineare gewöhnliche Differentialgleichungssystem (13) hat dann insbesondere für konstantes R_2 nur drei linear unabhängige homogene Lösungen, denn dann gilt $\dot{Q}_2 = Q_1 / (R_2 C_1 w)$. Dabei ist $w = N_1 / N_2$ das Übersetzungsverhältnis der Spulen L_1 mit den Windungszahlen N_i . Durch Auswertung der charakteristischen Gleichung des Systems (13) ergibt sich die Bedingung $L_2 > 4 R_2^2 w^2 C_1$ für einen Betrieb unterhalb des aperiodischen Grenzfalles mit einem zeitlich konstanten Widerstand bei idealer Kopplung. Die spezielle Koppelbedin-

gung $k=1$ bewirkt, daß die zum System (13) vorgegebenen und durch Messungen an der realen Maschine motivierten Anfangsbedingungen $\dot{Q}_2(t_0) = 0$ und $Q_1(t_0) = C_I U_L$ im allgemeinen nicht mit dem System (13) verträglich sind. Also muß die Bedingung $k < 1$ in der Modellierung unbedingt berücksichtigt werden.

6 Numerische Approximation

Die schwache Formulierung der Bilanzgleichungen (1), (2) und (3) wird mit Finite-Element-Simplex-Ansätzen bezüglich des Ortes diskretisiert. Eine Vernetzung mit N Knoten führt auf ein System von insgesamt $4(N+1)$ gekoppelten gewöhnlichen Differentialgleichungen 1. Ordnung. $2N$ Gleichungen liefert die Impulsbilanz und jeweils N Gleichungen kommen von der Energie- und der Ladungsbilanz. Weitere 4 Gleichungen resultieren aus der Schwingkreisgleichung (13), die man in ein System 1. Ordnung überführt. Um Stromverläufe gemäß Bild 2 zu realisieren muß mit einem Koppelfaktor $k < 1$ gerechnet werden, was den tatsächlichen Verhältnissen in realen Transformatoren auch näher kommt.

In der Zeitdiskretisierung wird das System unter Verwendung der Prädiktor-Korrektor-Technik inkrementweise entkoppelt, indem in der Ladungs- und Impulsbilanz die Temperatur und in der Energiebilanz die mechanische Spannung und Verzerrungsgeschwindigkeit parametrisiert wird. Hierzu wird das „Euler rückwärts“-Verfahren gewählt.

Zuerst ermittelt man in der Ladungsbilanz die Potentiale auf der Grundlage des Temperatur-Prädiktors, die zu Beginn der Iteration auf die Werte des letzten Inkrementes gesetzt werden. Aus Gleichung (2) erfolgt dann unter Verwendung von Beziehung (4)

$$\text{div}[\gamma(T^{(i-1)}) \mathbf{grad} \varphi^{(i)}] = 0 \quad (15)$$

Der Index i bezeichnet den Korrektorschritt. Anschließend werden die neuen Temperaturen gemäß (3) mit (4), (6) und (11) berechnet:

$$\begin{aligned} \rho c_v^{(i)} \Delta T^{(i)} / \Delta t - T^{(i)} \text{sp} \left\{ \left[\begin{array}{c} \langle 4 \rangle \\ \mathbf{K}_{,T}^{(i)} \mathbf{K}^{-1(i)} \boldsymbol{\sigma}^{(i-1)} - \mathbf{K}^{(i)} (\alpha^{(i-1)} + \alpha_{,T}^{(i)} (T^{(i)} - T_R)) \mathbf{I} \end{array} \right] \mathbf{grad} (\mathbf{v}^{(i-1)}) \right\} \\ - \text{sp} \left[\left(\begin{array}{c} \langle 4 \rangle \\ \mathbf{K} - T^{(i)} \mathbf{K}_{,T}^{(i)} \end{array} \right) \mathbf{K}^{-1(i)} \boldsymbol{\sigma}^{(i-1)} \mathbf{B}(T^{(i)}, \boldsymbol{\sigma}^{(i-1)}) \right] + \text{div}(\mathbf{q}^{(i)}) = \gamma^{(i-1)} |\mathbf{grad} (\varphi^{(i)})|^2 \end{aligned} \quad (16)$$

Mit diesen neuen Temperaturen lassen sich aus (1) und (8) die Geschwindigkeiten berechnen:

$$\begin{aligned} \text{div}(\Delta \boldsymbol{\sigma}^{(i)}) = \mathbf{0} \\ \Delta \boldsymbol{\sigma}^{(i)} / \Delta t + \mathbf{K}^{(i)} \mathbf{B}(T^{(i)}, \boldsymbol{\sigma}^{(i)}) - \Delta T^{(i)} / \Delta t \mathbf{K}_{,T}^{(i)} \mathbf{K}^{-1(i)} \boldsymbol{\sigma}^{(i)} = \mathbf{K}^{(i)} \{ \mathbf{def}(\mathbf{v}^{(i)}) - [\alpha^{(i)} + \alpha_{,T}^{(i)} (T^{(i)} - T_R)] \Delta T^{(i)} / \Delta t \mathbf{I} \}. \end{aligned} \quad (17)$$

Die Bestimmung der Lösung $\{\varphi^{(i)}, T^{(i)}, \mathbf{v}^{(i)}, \boldsymbol{\sigma}^{(i)}\}$ des nichtlinearen Gleichungssystems (15)-(17) erfolgt mit dem Newton-Verfahren. Zur Vermeidung von Sattelpunktproblemen im System (17₁) wird das Spannungskrement aus System (17₂) eliminiert. Das Gesamtsystem konvergiert nach wenigen Korrektorschritten. Eine Schrittweitensteuerung läßt sich über gewichtete Zuwachsnormen von $\varphi^{(i)}$, $T^{(i)}$ und $\mathbf{v}^{(i)}$ pro Inkrement realisieren. Zur Implementation wurde die am WIAS entwickelte Toolbox *pdelib* (Fuhrmann, Koprucki und Langmach, 1998), verwendet und um Komponenten für die Behandlung mehrdimensionaler Feldprobleme der Kontinuumsmechanik erweitert.

7 Ergebnisse

Eigentlich ist der zeitliche Verlauf des Schweißstroms $\dot{Q}_2(t)$ ein Resultat der Modellierung, aber grundlegende Erkenntnisse lassen sich auch schon mit vorgegebenen Schweißstromkurven $\dot{Q}_2(t)$ gewinnen. Diese liegen als Meßergebnisse für verschiedene Transformatoren und Kapazitäten vor. Außerdem können wichtige Phänomene der Wärmeentwicklung bereits ohne Berücksichtigung der Impulsbilanz studiert werden.

Die gerechneten Temperaturverteilungen (Bild 4) zeigen, daß die höchsten Temperaturen an den Rändern der Kontaktfläche auftreten. Dort bilden sich zunächst kleine Schweißlinsen aus, die innerhalb weniger hundert Mikrosekunden zur Mitte hin auf einen zusammenhängenden Schmelzbereich anwachsen.

Obwohl der in Bild 4b dargestellte maximale Schmelzbereich ohne Berücksichtigung der deformierten Buckelgeometrie berechnet wurde, konnte die für das Impulsschweißen typische Beschränktheit des aufgeschmolzenen Bereichs und der sich daran anschließenden Wärmeeinflußzone simuliert werden. Beachtenswert ist die geringe Wärmeeindringtiefe in der unterliegenden Platte. Gerade durch diesen Effekt wird es möglich, daß Bauteile mit Buckeln auf beschichtete Platten geschweißt werden können.

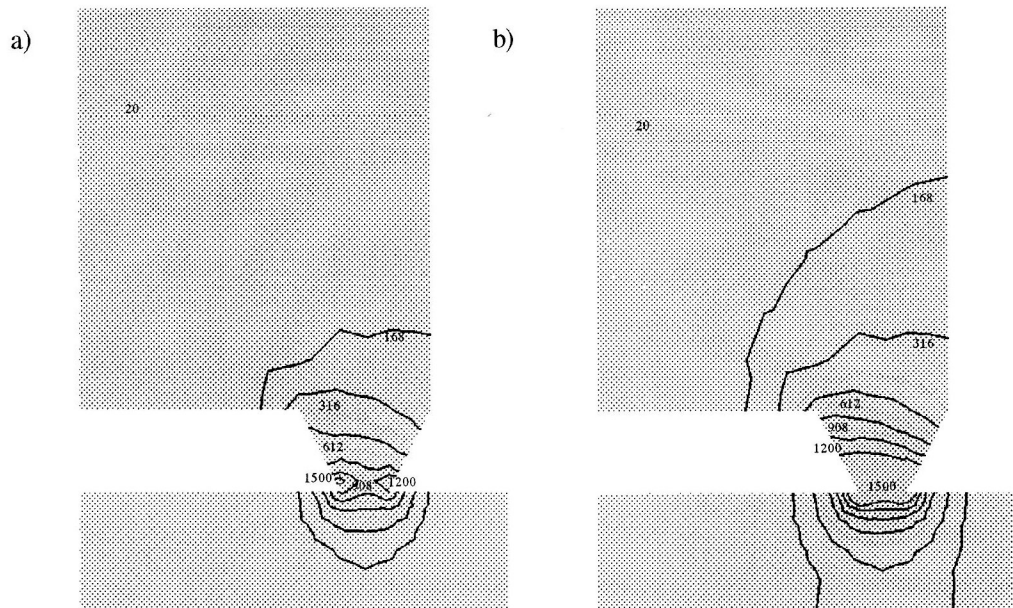


Bild 4. Temperaturverteilung in °C in einem Bauteil mit Massivbuckel aus Stahl beim Verschweißen mit einer dünnen Stahlplatte. a) Isothermen zu Beginn des Aufschmelzens, b) Isothermen mit maximalem Schmelzbereich

Die Tabellen 1 und 2 zeigen Parameterstudien zur Schweißzeit und zur Buckelgeometrie.

	Strommaximumzeit	maximaler Schmelzbereich
1	1.1 ms	25 %
2	2.1 ms	33 %
3	3.8 ms	37 %

Tabelle 1. Abhängigkeit des maximal aufgeschmolzenen Buckelbereiches von der Strommaximumzeit bei drei verschiedenen Strom-Zeit-Charakteristika bei gleicher zugeführter Energie

Tabelle 1 zeigt, daß die Größe des maximal aufgeschmolzenen Bereiches im Schweißbuckel bei gleicher Buckelgeometrie und gleicher zugeführter Energie vom zeitlichen Verlauf des Schweißstroms, wie in Bild 2 qualitativ dargestellt, abhängt. Als Randbedingung (12) für die Potentialgleichung (4) werden vorgegebene Stromverläufe verwendet. Diese wurden durch Messungen der Sekundärströme $\dot{Q}_2(t)$ für drei verschiedene Übersetzungen des Impulstransformators einer Schweißmaschine ermittelt, wobei der Widerstand der Fügeteile R_1 durch einen konstanten Meßwiderstand ersetzt wurde. Sie bestätigen experimentelle Befunde (Gronwald, 1965; Eichhorn und Oppe, 1968), nach denen es für kürzere Stromimpulse bei gleicher zugeführter Energie zu den gewünschten kleineren Schmelzbereichen und kleineren Wärmeeinflußzonen kommt. Ein zu steiler Impuls bewirkt jedoch lokal an der Buckelspitze extrem hohe Temperaturen, so daß es zum Spritzen oder zu Verdampfungen kommt (Gronwald, 1965).

Tabelle 2 zeigt den Einfluß der Größe der Kontaktfläche auf die Größe des maximalen Schmelzbereiches im Buckel. Alle Rechnungen wurden mit einer vorgegebenen Entladungsstromkurve gemäß Bild 2 durchgeführt. Sie unterscheiden sich nur in der Buckelgeometrie derart, daß unter Beibehaltung des Buckelvolumens die Kontaktfläche verändert wird. Eine Vergrößerung der Kontaktfläche geht einher mit einer Verringerung der Buckelhöhe und einer Verkleinerung des Buckelwinkels. Man erkennt, daß es eine optimale Kontaktfläche gibt, bei der ein möglichst großer Anteil des Buckelvolumens aufgeschmolzen wird. Je größer der aufgeschmolzene Bereich ist, desto größer wird die Schweißnaht. Ist die Kontaktfläche zu groß, reicht der resultie-

rende elektrische Widerstand nicht aus, um genügend elektrische Energie in Wärme umzuwandeln. Im Extremfall findet kein Aufschmelzen statt. Die realisierten Veränderungen in der Geometrie lassen sich auch als idealisierte plastische Vordeformationen interpretieren, die durch Aufbringen unterschiedlich hoher Elektrodenkräfte entstehen. Bei zu großen Elektrodenkräften wird aber die Kontaktfläche so sehr vergrößert, daß für eine Schweißung die Joulesche Wärme nicht mehr ausreicht.

Breite der Buckelspitze	Buckelhöhe	Buckelwinkel	Größte Breite des maximalen Schmelzbereichs im Buckel	Anteil des maximalen Schmelzbereichs am Buckelvolumen
0.3 mm	1.6 mm	60°	0.7 mm	25 %
0.7 mm	1.3 mm	55°	1.4 mm	29 %
1.2 mm	1.1 mm	43°	0.2 mm	1 %
1.6 mm	1.0 mm	28°	nicht geschmolzen	0 %

Tabelle 2. Abhängigkeit des maximal aufgeschmolzenen Buckelbereiches von der Kontaktfläche bei gleichem Buckelvolumen

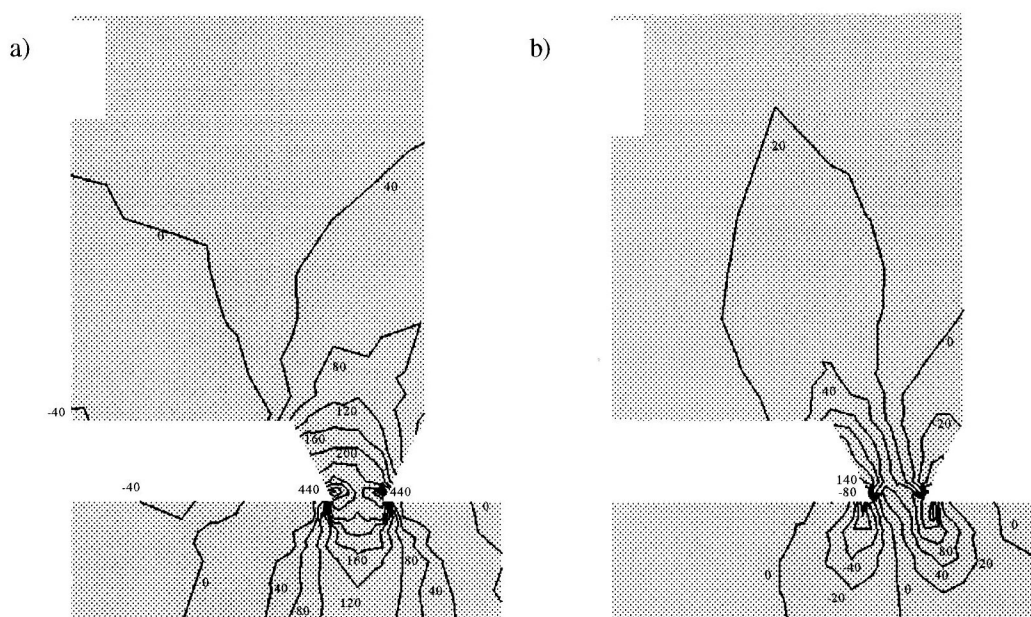


Bild 5. Spannungsverteilung vor der Stromzufuhr in MPa. a) Druckspannung in Beanspruchungsrichtung, b) Schubspannung

In Bild 5 sind die berechneten mechanischen Spannungsverteilungen vor der elektrischen Stromzufuhr dargestellt, was dem Prozeßzeitpunkt t_1 im Bild 2a entspricht. Es liegt eine rein elastische Deformation vor. Im oberen Bereich des Bauteils ist eine nahezu homogene Spannungsverteilung zu erkennen. In der Nähe des Buckels (Bild 5a) kommt es dann zu einem Anstieg der Druckspannungen. Im Buckel selbst nimmt die Druckspannung mit der Abnahme des Querschnitts zu. Aufgrund der singulären Effekte liegen die Druckspannungsmaxima nicht genau an der Kontaktstelle, sondern etwas darüber am Rand. Die Platte, die mit dem Bauteil zusammengefügt werden soll, wird im wesentlichen in einem kleinen Bereich, der nur wenig breiter als die größte Buckelbreite ist, auf Druck beansprucht. Die maximale Beanspruchung ergibt sich direkt unter der Kontaktfläche. Die größten Schubspannungen treten im Bauteil ebenfalls im Buckel auf. Der linke Buckelrand wird positiv und der rechte Rand negativ auf Schub beansprucht. Die neutrale Faser verläuft im oberen Teil des Buckels durch die Buckelmitte und verschiebt sich dann aufgrund der nichtsymmetrischen Geometrieverhältnisse in den Fügeteilen nach unten zum rechten Buckelrand. Die Maxima liegen wiederum etwas oberhalb der Kontaktstelle. Bei der Schubspannungsverteilung in der Unterlage fällt auf, daß unmittelbar neben den Enden der Kontaktfläche jeweils ein Schubspannungsmaximum auftritt. Der linke Plattenrand bleibt schubspannungsfrei. Da noch kein elektrischer Strom fließt, behalten alle Fügeteile Raumtemperatur und deformieren sich elastisch. Eine Verzerrungsrate tritt bei konstanter Beanspruchung eines elastischen Materials ebenfalls nicht auf.

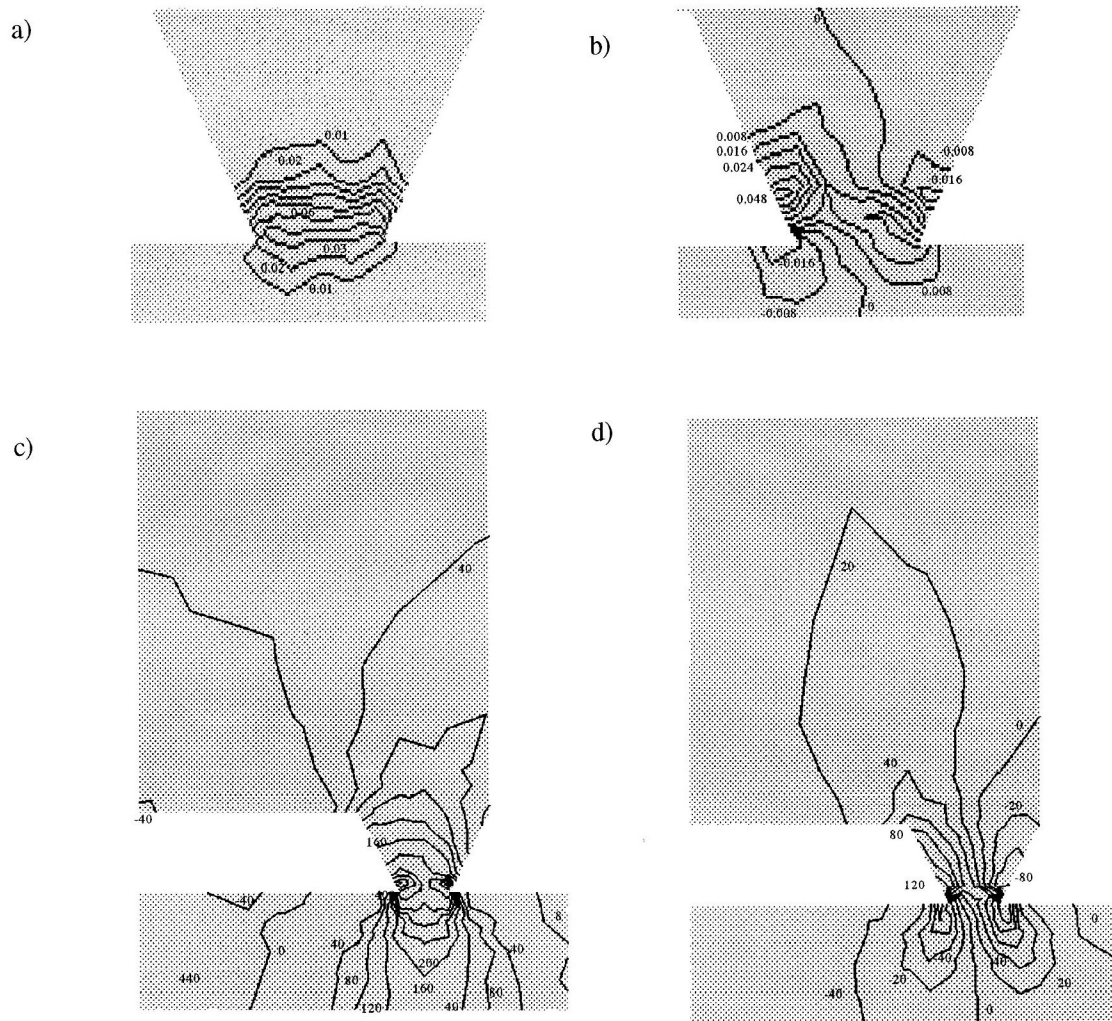


Bild 6. Verzerrungsraten- und Spannungsverteilung zu Beginn der vollständigen Aufschmelzung der Kontaktfläche in s^{-1} bzw. MPa. a) Dehnraten in Beanspruchungsrichtung, b) Gleitraten c) Druckspannungen in Beanspruchungsrichtung, d) Schubspannungen

Die Bilder 6a-d zeigen die Verteilung der Spannungen und der Verzerrungsraten in den Füge­teilen unmittelbar zu Beginn des vollständigen Durchschmelzens der Materialien (Vergleiche Zeitpunkt t_2 im Bild 2a).

Die Isothermen verlaufen zwischen denen von Bild 4a und Bild 4b. Aufgrund der hohen Temperaturen liegt, lokal auf die Umgebung der Kontaktfläche begrenzt, entsprechend des Materialmodells viskoelastisches Verhalten vor. Das Material beginnt bei den vorliegenden Spannungen mit hoher Geschwindigkeit zu kriechen. Die negative Dehnrate $\dot{\epsilon}_{22}$ nimmt mit der Verengung des Buckels zu und erreicht ihr Maximum etwas oberhalb der Kontaktfläche. Gleichzeitig findet in der Umgebung der Kontaktfläche eine Spannungsumverteilung statt. Insbesondere ist ein Abbau der Spannungsspitzen an den Buckelrändern oberhalb der Kontaktfläche zu beobachten. Die Gleitraten $\dot{\epsilon}_{12}$ nehmen an den Buckelrändern ihre größten Werte an und erreichen oberhalb der Kontaktstelle ihr lokales Maximum bzw. Minimum. Eine geringe Umverteilung der Schubspannungen läßt sich ebenfalls beobachten.

Eine Simulation des Schweißprozesses zum Zeitpunkt t_3 entsprechend Bild 2a erscheint unter der Annahme kleiner Deformationen und bei der Verwendung der Bilanzgleichungen für die undeformierte Geometrie aufgrund der nicht zu vernachlässigenden Gestaltänderung des Buckels wenig zweckmäßig.

8 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Studie ist die kontinuumsphysikalische Simulation des Kondensator-Impulsschweißens. Sie hat belegt, daß die verwendeten Materialmodelle unter den gegebenen Randbedingungen das elektrische, thermische und mechanische Verhalten zweier Fügeiteile während des Impulsschweißens über einen großen Zeitraum des Schweißprozesses qualitativ richtig beschreiben. Mit besonderem Augenmerk wurde der Einfluß des Stromverlaufs und der Buckelgeometrie auf die Temperaturentwicklung an der Kontaktstelle untersucht. Ein genaueres Studium der Daten hat gezeigt, daß für eine präzise Prozeßsimulation große Deformationen und eine Aktualisierung der Buckelgeometrie während des Prozesses betrachtet werden müssen. Dieses Problem wird zur Zeit bearbeitet.

Danksagung

Diese Arbeit wird im Rahmen des Programms "Mathematische Verfahren zur Lösung von Problemstellungen in Industrie und Wirtschaft" des Bundesministeriums für Bildung und Forschung gefördert. Wir danken der Firma *impuls* Schweisstechnik GmbH, Ellerbek für die gute Zusammenarbeit, insbesondere Herrn Sahling für hilfreiche Diskussionen über praxisrelevante Aspekte des Widerstandsimpulsschweißens. Für die Unterstützung bei der Handhabung der Toolbox *pdelib* danken wir unserem Kollegen Dr. Jürgen Fuhrmann.

Literatur

1. Eichorn, F., Oppe, H.-J.: Schweißen beschichteter Bleche nach dem Kondensator-Impulsschweißverfahren mit koaxialer Elektrodenanordnung. Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen, Westdeutscher Verlag, Köln und Opladen, (1968).
2. Fuhrmann J., Koprucki, T., Langmach, H.: *pdelib*: An Open Modular Tool Box for the Numerical Solution of Partial Differential Equations. Design Patterns. Proceedings of the 14th GAMM Seminar on Concepts of Numerical Software, Braunschweig, (1998), to appear.
3. Gössling, M.: Untersuchungen zur Anwendung der Kondensator-Impulsschweißung bei der Herstellung von Kreuzdrahtschweißverbindungen. Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Aachen, (1969).
4. Gronwald, R.: Das Kondensator-Impulsschweißen als neuartiges Verfahren zum Punktschweißen von Aluminium-Legierungen unter Verwendung verschiedener Einlegestücke. Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Aachen, (1965).
5. *impuls Schweisstechnik GmbH: Widerstands-Impulsschweißen. Broschüre der Firma impuls Schweisstechnik GmbH, Ellerbek*, (1998).
6. Meyer, A.: Grundlegende Untersuchungen zum Buckelschweißen von unlegiertem Stahlblech unter besonderer Berücksichtigung der Elektrodenbewegung. Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Aachen, (1967).

Anschrift: Frank Duderstadt, Dr. Wolfgang Dreyer, Dr. Dietmar Hömberg, Weierstraß-Institut für Angewandte Analysis und Stochastik (WIAS) im Forschungsverbund Berlin e. V., Mohrenstraße 39, D-10117 Berlin