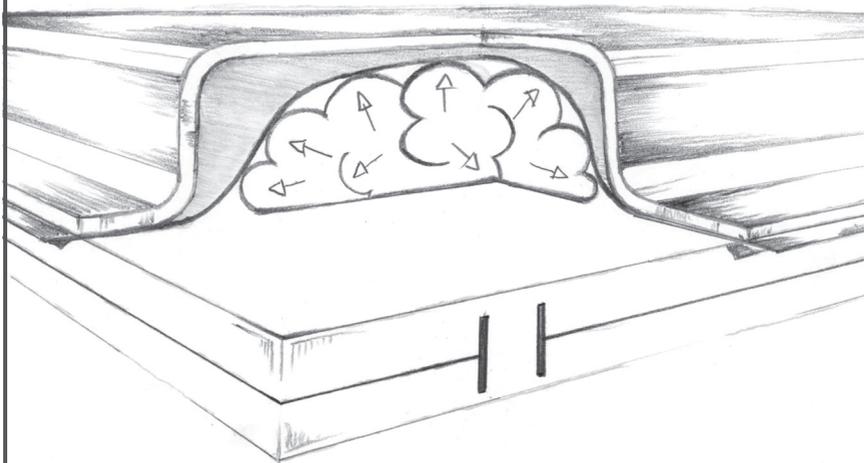


Marlon Hahn

Umformung mittels vaporisierender Aktuatoren: Experimente und Modellierung



Umformung mittels vaporisierender Aktuatoren: Experimente und Modellierung

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Dr.-Ing.

der Fakultät Maschinenbau
der Technischen Universität Dortmund

Dissertation

vorgelegt von

Marlon Hahn, M. Sc.

aus

Essen

Dortmund, 2023

Vorsitzender der Prüfungskommission: Prof. Dr.-Ing. Frank Walther
Berichter: Prof. Dr.-Ing. A. Erman Tekkaya
Mitberichterin: Prof. Dr.-Ing. Stefanie Reese
Prof. Dr.-Ing. Ulrich Handge
Tag der mündlichen Prüfung: 16. Februar 2023

Dortmunder Umformtechnik

Band 119

Marlon Hahn

**Umformung mittels vaporisierender Aktuatoren:
Experimente und Modellierung**

D 290 (Diss. Technische Universität Dortmund)

Shaker Verlag
Düren 2023

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Zugl.: Dortmund, Technische Univ., Diss., 2023

Copyright Shaker Verlag 2023

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen und der Übersetzung, vorbehalten.

Printed in Germany.

ISBN 978-3-8440-9106-9

ISSN 1619-6317

Shaker Verlag GmbH • Am Langen Graben 15a • 52353 Düren

Telefon: 02421 / 99 0 11 - 0 • Telefax: 02421 / 99 0 11 - 9

Internet: www.shaker.de • E-Mail: info@shaker.de

Vorwort und Danksagung

Diese Dissertation entstammt dem von der DFG (Deutsche Forschungsgemeinschaft) geförderten Projekt 391967465, das ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter und Abteilungsleiter der Sonderverfahren am Institut für Umformtechnik und Leichtbau (IUL) der TU Dortmund bearbeiten und vorantreiben durfte.

Mein erster Dank gilt Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. A. E. Tekkaya, der es mir ermöglicht hat, über ein spannendes, interdisziplinäres und auch innovatives Thema am IUL zu promovieren. Ohne seinen Anspruch, die Hochgeschwindigkeitsumformung am IUL weiterzuführen und auszubauen, wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Seine Gabe, umgehend klares, präzises und konstruktives Feedback zu verschiedenen und komplexen Zusammenhängen zu geben, hat mir sehr geholfen und meine Arbeit stetig verbessert. Durch ihn habe ich, auf nationalen und internationalen Veranstaltungen, ein wissenschaftliches Netzwerk aufbauen können, um u. a. Ergebnisse und Ideen auszutauschen. Hervorheben möchte ich den guten Kontakt zu Prof. G. S. Daehn und Dr. A. Vivek von The Ohio State University, USA. Danken möchte ich auch der Prüfungskommission, insbesondere auch der Mitberichterin, Prof. Dr.-Ing. S. Reese.

Der nächste Dank gilt (teils ehemaligen) Oberingenieuren des IUL während meiner Promotionszeit: Prof. Dr.-Ing. N. Ben Khalifa, Dr.-Ing. Soeren Gies und Dr.-Ing. Till Clausmeyer. Sie haben mich durchweg unterstützt und wertvolle Erfahrungen an mich weitergegeben. In diesem Zusammenhang danke ich auch herzlich den (ehemaligen) Mitarbeitern der Sonderverfahren, die sich auch mit der Hochgeschwindigkeitsumformung auseinandergesetzt haben: Christian Weddeling, Jörn Lueg-Althoff und (nochmals) Soeren Gies. Das Miteinander war – beruflich wie privat – stets sehr bereichernd. Außerdem gilt mein Dank allen aktuellen Mitarbeitenden der Abteilung Sonderverfahren sowie des IUL insgesamt. Durch deren Verständnis und Kollegialität war es möglich, den Fokus auf meine Arbeit nochmal zu verstärken.

Ein weiterer Dank gilt einigen Technikern des IUL: Dirk Hoffmann, Andreas Herdt, Werner Feurer und Frank Volk. Erst durch deren flexible Hilfsbereitschaft und Kompetenz konnten die experimentellen Arbeiten im gewünschten Umfang stattfinden. Auch dem IUL-Sekretariat, Nina Hänisch und Jeanette Brandt, möchte ich für die häufige organisatorische Hilfe danken.

Schließlich möchte ich mich insbesondere bei meiner Familie bedanken, ohne deren kontinuierliche und bedingungslose Unterstützung in jeglicher Hinsicht diese Arbeit auch nicht entstanden wäre. Dies sind meine Mutter Andrea Hahn, mein Vater und Vorbild Prof. Dr.-Ing. Helmut Hahn -dem ich diese Arbeit widme-, und meine Brüder Roman Hahn und Simon Hahn. Außerdem bin ich meiner lieben Partnerin Carola Bartzok, sowie auch anderen Freunden und Freundinnen, überaus dankbar für ihre Rücksichtnahme v. a. in der persönlich schwierigen Schlussphase der Erstellung dieser Arbeit.

Abstract

Dynamic sheet forming by means of vaporizing actuators attempts to utilize the violent expansion of a metallic foil, which occurs when a high capacitor discharge current heats it up to the gas phase within a very short time. Although some applications and basic experimental investigations are known for this quite flexible process, a general macroscopic modeling approach did not exist so far. Therefore, in this work, such approaches are elaborated to increase the physical process understanding and to allow a complete process design. For this purpose, two successive subprocesses are considered separately; first the electrical energy input or deposition into the foil actuator up to the so-called burst point, then the actual mechanical workpiece forming. To ultimately ensure a purely predictive calculation, experiments are first carried out which enable the establishment of an actuator material law that can reflect all process parameter influences on the specific energy deposition that can be achieved. After a corresponding numerical analysis, an analytical model for the prediction of the energy deposition is developed. This energy deposition determines the burst or vaporization pressure as the initial condition for the simulation of the second subprocess. The pressure is impulsively transferred to the sheet, whereby the inertia-triggered inhomogeneous and, among other things, strain rate-dependent forming process proceeds. The gaseously expanding actuator is modeled using a mesh-free particle method, while for the solid bodies interacting with it the finite element method suffices. Velocity and displacement curves of steel sheets previously measured with a special laser during free forming validate the chosen modeling approach, so that in total a consistent process model is now available. In addition, spatially flexible burst pressure distributions are evaluated with the aid of a further simplified forming model and optimized in a component-specific manner. In an exemplary experimental implementation, two different vaporization zones - i. e. aluminum foils -, with the help of the analytical model, are connected in parallel for the first time for the forming of different, connected component heights. Finally, concepts are indicated which could further increase the flexibility as well as the computational effectiveness of the still young manufacturing process.

Kurzzusammenfassung

Bei der dynamischen Blechumformung mittels vaporisierender Aktuatoren wird versucht die gewaltvolle Expansion einer metallischen Folie zu nutzen, die entsteht, wenn ein hoher Kondensatorentladestrom diese binnen kürzester Zeit bis in die Gasphase erhitzt. Zwar sind für diesen durchaus flexiblen Prozess einige Anwendungen und experimentelle Grundlagenuntersuchungen bekannt, einen allgemeinen makroskopischen Modellierungsansatz gab es bisher jedoch noch nicht. Deshalb werden in dieser Arbeit derartige Ansätze erarbeitet, die sowohl das physikalische Prozessverständnis erhöhen als auch eine vollständige Prozessauslegung ermöglichen. Dazu werden zwei aufeinanderfolgende Teilprozesse getrennt betrachtet; zuerst die elektrische Energieeinbringung in den Folienaktor bis zum sogenannten Berstpunkt, dann die eigentliche mechanische Werkstückumformung. Um letztlich eine rein prädiktive Berechnung zu gewährleisten, werden zunächst Experimente durchgeführt, die v. a. die Etablierung eines Aktuatorwerkstoffgesetzes ermöglichen, das jegliche Prozessparametereinflüsse auf die erreichbare Energieeinbringung widerspiegeln kann. Nach einer diesbezüglichen numerischen Analyse wird schließlich ein analytisches Modell für die Vorhersage der Energieeinbringung entwickelt. Jene Energieeinbringung bestimmt als Anfangsbedingung für die Simulation des zweiten Teilprozesses den Berst- bzw. Vaporisationsdruck. Dieser wird impulsartig auf das Blech übertragen, wodurch die u. a. dehnratenabhängige und aufgrund der Trägheit inhomogene Umformung voranschreitet. Der gasförmig expandierende Aktuator wird dabei mit einer netzfreien Partikelmethode modelliert, während die damit interagierenden Festkörper der Finite-Elemente-Methode genügen. Zuvor mittels speziellem Laser bei freier Umformung gemessene Geschwindigkeits- bzw. Verschiebungsverläufe von Stahlblechen validieren den gewählten Modellierungsansatz, womit nun ein durchgängiges Prozessmodell zur Verfügung steht. Zudem werden räumlich flexible Vaporisationsdruckverteilungen mithilfe eines weiter vereinfachten Umformmodells evaluiert und bauteilbezogen optimiert. Im Rahmen einer beispielhaften, experimentellen Umsetzung werden unter Zuhilfenahme der Analytik erstmals zwei unterschiedliche Vaporisationsbereiche – d. h. Aluminiumfolien – für die Ausformung unterschiedlicher, verbundener Bauteilhöhen parallel geschaltet. Abschließend werden noch Konzepte aufgezeigt, die zum einen die Flexibilität und zum anderen die Berechnungseffektivität des noch jungen Fertigungsverfahrens weiter steigern könnten.

Inhaltsverzeichnis

Veröffentlichung von Inhalten	xiii
Formelzeichen und Abkürzungen	xv
1 Einleitung	1
2 Stand der Technik	3
2.1 Verfahren der Hochgeschwindigkeitsumformung	3
2.1.1 Explosionsumformung	3
2.1.2 Elektromagnetische Umformung	5
2.1.3 Elektrohydraulische Umformung	7
2.1.4 Umformen mittels vaporisierender Aktuatoren	9
2.2 Bauteilspektrum	19
2.3 Fazit zum Stand der Technik	22
3 Motivation, Zielsetzung und Vorgehensweise	23
4 Experimente	25
4.1 Versuchsaufbauten	25
4.1.1 Vaporisation ohne Umformung	26
4.1.2 Vaporisation mit freier Umformung	27
4.1.3 Aktuatorgeometrien und Kondensatorbänke	28
4.2 Messmethoden	30
4.2.1 Elektrische Prozessgrößen	30
4.2.2 Werkstückgeschwindigkeiten, -verschiebungen und Dehnungen	32
4.3 Modellierungsrelevante Erkenntnisse	34
4.3.1 Werkstoffgesetz zur Energieeinbringung	35
4.3.2 Umformverhalten bei verschiedenen Blechhaltervarianten	38
4.3.3 Zielkonflikt Umformeffizienz	43
4.4 Fazit zu Experimenten	46
5 Prozessmodellierung	47
5.1 Modellierung der Energieeinbringung	48
5.1.1 Numerisches thermisch-elektrisches Modell	48
5.1.2 Kennwerte des thermisch-elektrischen Modells	50
5.1.3 Validierung und Analyse des thermisch-elektrischen Modells	53
5.1.4 Analytisches Modell zur Energieeinbringung	59
5.2 Bestimmung des Vaporisationsdruckes zur Modellkopplung	63
5.2.1 Wahl der Aktuator-Zustandsgleichung	63
5.2.2 Vaporisationsdruck bei heißer Aktuatorexpansion	65
5.2.3 Vaporisationsdruck bei kalter Aktuatorexpansion	68
5.2.4 Synthese zur Anfangswertbestimmung	73

5.3	Modellierung der Umformung	74
5.3.1	Numerisches hydrodynamisch-mechanisches Modell	74
5.3.2	Kennwerte des hydrodynamisch-mechanischen Modells	78
5.3.3	Validierung und Analyse des hydrodynamisch-mechanischen Modells	85
5.4	Fazit zur vollständigen Prozessmodellierung	99
6	Örtlich flexible Druckverteilungen	101
6.1	Reduzierte Modellierung.....	101
6.1.1	Einfluss der Druckverteilung auf die freie Umformung	104
6.1.2	Ableitung weiterer impulsbezogener Charakteristika	112
6.2	Prozessgestaltung anhand der Druckverteilung.....	115
6.2.1	Optimierung der Werkstückverschiebung.....	115
6.2.2	Umsetzung anhand eines Beispielbauteils mit Gesenk	117
6.3	Fazit zu örtlich flexiblen Druckverteilungen	134
7	Zusammenfassung und Ausblick	137
	Literaturverzeichnis	145
	Anhang A - Details Experimentaldaten	157
	Anhang B - Details Numerisch-resistives Modell	159
	Anhang C - Details Analytisch-resistives Modell	179
	Anhang D - Modellablauf Umformsimulationen	185
	Lebenslauf	CLXXXVII

Veröffentlichung von Inhalten

Nachfolgende Veröffentlichungen, welche dem von der DFG (Deutsche Forschungsgemeinschaft) geförderten Projekt 391967465 zuzuordnen sind, sind im Rahmen der Erstellung dieser Dissertation entstanden. Die Vorabveröffentlichung von zugehörigen Forschungsergebnissen erfolgte mit Zustimmung des Promotionsausschusses.

Hahn, M., Hansen, S. R., Gies, S., Vivek, A., Daehn, G. S., Tekkaya, A. E., 2018. Prediction of achievable energy deposition for vaporizing foil actuators. In: Proceedings of the 8th International Conference on High Speed Forming ICHSF, May 13-16, 2018, Columbus - Ohio, USA.

Hahn, M., Goyal, S., Gies, S., Tekkaya, A. E., 2019. Numerical modeling of energy deposition for vaporizing foil actuator forming. In: Proceedings of the 13th NUMIFORM Conference, June 23-27, 2019, Portsmouth - New Hampshire, USA.

Hahn, M., Tekkaya, A. E., 2020 a. Experimental and numerical analysis of the influence of burst pressure distribution on rapid free sheet forming by vaporizing foil actuators. *Metals* 10: 845 (Special Issue Numerical and Experimental Advances in Innovative Manufacturing Processes).

Hahn, M., Tekkaya, A. E., 2020 b. A quick model for demonstrating high speed forming capabilities. *Mechanics Research Communications* 108, 103579.

Hahn, M., Tekkaya, A. E., 2021. Part-optimized forming by spatially distributed vaporizing foil actuators. *International Journal of Material Forming* 14 (6), S. 1391-1401.

Zudem sind die nachfolgenden Veröffentlichungen (nur Nennung von Arbeiten mit Marlon Hahn als Erstautor) während der Erstellung dieser Dissertation entstanden. Da diese jedoch den wissenschaftlichen Diskurs und Neuigkeitswert der vorliegenden Arbeit inhaltlich lediglich indirekt betreffen, werden sie im Rahmen dieser Dissertation - sowie die Arbeiten anderer Autoren - nach den bekannten Leitlinien guter wissenschaftlicher Praxis zitiert.

Hahn, M., Gies, S., Tekkaya, A. E., 2019. Light enough or go lighter? *Materials & Design* 163 (5), 107545.

Hahn, M., Ben Khalifa, N., Shabaninejad, A., 2018. Prediction of process forces in fiber metal laminate stamping. *Journal of Manufacturing Science and Engineering* 140 (3), 031002.

Hahn, M., Weddeling, C., Ben Khalifa, N., Shabaninejad, A., 2016 a. Springback behavior of carbon-fiber-reinforced plastic laminates with metal cover layers in V-die bending. *Journal of Manufacturing Science and Engineering* 138 (12), 121016.

Hahn, M., Weddeling, C., Lueg-Althoff, J., Tekkaya, A. E., 2016 b. Analytical approach for magnetic pulse welding of sheet connections. *Journal of Materials Processing Technology* 230, S. 131–142.

Hahn, M., Weddeling, C., Taber, G., Vivek, A., Daehn, G. S., Tekkaya, A. E., 2016 c. Vaporizing foil actuator welding as a competing technology to magnetic pulse welding. *Journal of Materials Processing Technology* 230, S. 8–20.

Hahn, M., Rosenthal, S., Tekkaya, A. E., 2020. Verfahren und Vorrichtung zum Hochgeschwindigkeitsumformen von Blechen. DE 10 2020 006 753.0 (Anmeldung zum Patent am 04.11.2020).

Die gesamten Veröffentlichungen des Verfassers dieser Arbeit (inkl. Marlon Hahn als Nicht-Erstautor, hier ohne Liste) wurden bisher 472 bzw. 236 mal zitiert, mit einem h-Index von 12 bzw. 9 (Google Scholar bzw. Web of Science, Stand 08.03.2023).

Für alle hier aufgezählten Publikationen gilt, dass der Erstautor, Marlon Hahn, folgende Hauptbeiträge geleistet hat:

Recherche, Konzept, Methode, Modellierung und Berechnung, Validierung, Durchführung und Auswertung von Experimenten, Analyse und Interpretation, Visualisierung der Ergebnisse, sowie Schreiben und Editieren.

Formelzeichen und Abkürzungen

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
$(\dot{\dots})$	$(\dots)/s$	Ableitung von ... nach der Zeit
$\overline{(\dots)}$	verschieden	Durchschnittswert von ...
$(\dots)^*$	verschieden	Charakteristischer Wert von ...
$\dot{\varphi}_{ij}$	$[1/s]$	Formänderungsgeschwindigkeitstensor
$\dot{\varphi}_{jn}$	$1/s$	Vergleichsdehnrate für das Glied zwischen den Punkten j und n im Kettenmodell
$\dot{\varphi}_{\text{ref}}$	$1/s$	Zerilli-Armstrong Referenzdehnrate
Γ_0	-	Grüneisen Gamma
$R_a^{[i]}$	Ω	Widerstand des aktiven Aktuatorbereiches i
$k_{t,jn}$	MPa	Fließspannung für Glied zwischen Punkten j und n im Kettenmodell
\dot{q}_{Joule}	$J/(m^3 \cdot s)$	Joule'sche Erwärmungsleistung oder -rate
$v_{\text{max}}^{\text{Sim.}}$	m/s	Maximale (vertikale) Blechgeschwindigkeit in der Simulation / dem Experiment
$v_{\text{max}}^{\text{Exp.}}$		
\dot{w}	$J/(kg \cdot s)$	Heizrate oder Rate der spezifischen Energieeinbringung
w'_s	J/kg	Energiekonstante für den Gültigkeitsbereich der Tillotson Zustandsgleichung (manchmal auch $w'_{s,\text{neu}}$)
$\dot{\varepsilon}$	$1/s$	Technische Dehnrate (im viskoelastischen Werkstoffmodell, deviatorisch: $\dot{\varepsilon}'$)
ξ_{jn}	-	Fallunterscheidungsfaktor für Glied zwischen Punkten j und n im Kettenmodell
σ'	MPa	Deviatorische Spannung
$\dot{\varphi}$	$1/s$	Vergleichsformänderungsgeschwindigkeit oder Vergleichsdehnrate

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
$\partial(\dots)$	-	Partielles Differenzial von (...)
∇	-	Nabla-Operator
μ_{Reib}	-	Coulomb Reibwert
A	m^2	Aktive Aktuatorquerschnittsfläche (manchmal mit Nummernindex)
$a_1, a_2,$ α, β	-	Konstanten in der Tillotson Zustandsgleichung
A_p	m^2	Blech-Druckbeaufschlagungsfläche (entspricht aktiver Aktuatorfläche in der Folienebene, teils auch mit Nummernindex)
b	m	Breite (aktiver Folienbereich, manchmal mit Nummernindex)
B	verschieden	Konstante oder Funktion in Aktuatorenenergieeinbringungsmodellen
B_1, B_2	verschieden	Konstanten im Aktuatorenenergieeinbringungsmodell
C	F	Kapazität (eines Pulsgenerators)
c	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	Spezifische Wärmekapazität (manchmal auch isobar, c_p , oder isochor, c_v)
C_0	m/s	Schallgeschwindigkeit
C_1, C_5	MPa	Zerilli-Armstrong Spannungskonstanten
C_3, C_4	$1/\text{K}$	Thermische Zerilli-Armstrong Konstanten
C_f	MPa	Werkstoffkonstante in der Plastizität
c_{ZA}	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	Spezifische Zerilli-Armstrong Wärmekapazität
$d(\dots)$	-	Differenzial von (...)
$d_a, d_b, d_d,$ d_i, d_p	m	Abmaße und Abstände für die Beschreibung von Druckverteilungen in der Folienebene
f	verschieden	Allgemeine Funktionsbezeichnung

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
f	Hz	Stromentladefrequenz (Kehrwert der Periodendauer t_T)
f_0	Hz	Laserausgangsfrequenz
f_b	Hz	Laserschwebungsfrequenz
f_d	Hz	Laserbeugungsfrequenz
$\mathbf{f}_{j,\text{ext}}$	[N/kg]	In der SPH-Methode auf einen Partikel j wirkende Körperkraft (Kraftdichtevektor)
F_{theo}	N	Theoretisch-fiktiv an dem Blech angreifende Kraft
\mathbf{F}_{tot}	[N]	Insgesamt effektiv an dem Blech angreifender Kraftvektor
F_η	-	Ein bestimmtes Kräfteverhältnis
g	$\text{A}^2 \cdot \text{s}/\text{m}^4$	Action-Integral (manchmal mit Initialindex ini)
\mathbf{G}	[verschieden]	Designraum-Vektor in der Optimierung der Druckverteilung
G_0	MPa	Instantaner Scher- oder Schubmodul (im viskoelastischen Werkstoffmodell)
G_∞	MPa	Quasistatischer Scher- oder Schubmodul (im viskoelastischen Werkstoffmodell)
H	-	Ideale Gaskonstante
h	J/kg	Spezifische Enthalpie (wie w)
H_B	m	Globale Ausformhöhe eines Werkstückes
h_K	m	Glättungslänge in der SPH-Methode
H_m	A/m	Magnetische Feldstärke
h_v	J/m^3	Volumetrische Enthalpie (oder auch Energie)
I	A	Strom
I_{ij}	[-]	Einheitsmatrix

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
J_p	N·s	Impuls
j (= $ j $)	A/m ²	Stromdichte (aktiver Bereich, manchmal mit Nummernindex)
K	-	Kernel in der SPH-Methode
K_0	MPa	Kompressionsmodul
k_f	MPa	Fließspannung
$k_{f, \text{st}}$	MPa	Rein statischer Anteil von k_f
$k_{f, \text{ZA}}$	MPa	Zerilli-Armstrong Fließspannung
k_{f0}	MPa	Anfangsfließspannung
L	H	Induktivität
l	m	Aktuatorlänge (aktiver Bereich, manchmal mit Nummernindex)
L_0	H	Pulsgeneratorinduktivität
l_{jn}	m	Aktuelle Länge des Gliedes zwischen Punkten j und n im Kettenmodell
L_l	m	Ursprüngliche Gliedlänge im Kettenmodell
L_{Set}	H	Setup-Induktivität
m_a	kg	Aktive Aktuatormasse
m_{eff}	kg	Effektiver Massenanteil (eines Bleches)
m_{eG}	kg	m_G -Äquivalent im elektrischen Gurney Modell
m_G	kg	Gurney-Masse (Sprengstoff)
m_j	kg	Masse des Partikels j (in SPH-Methode)
m_{tot}	kg	Gesamtmasse (eines Aktuatorsystems)
m_W	kg	Gurney-Masse (Werkstück)
n	-	Verfestigungsexponent in der Plastizität
p	MPa	Druck (manchmal äquivalent zu Berstdruck p_b)

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
p_b	MPa	Berst- oder Vaporisationsdruck
p_{bi}	MPa	Berstdruck des i-ten diskreten Vaporisationsbereiches
$p_{bi,korr}$	MPa	Korrigierte Druckamplitude des i-ten aktiven Aktuatorbereiches (nach der Optimierung)
$p_c, p_h,$ p_{mix}	MPa	Drücke aus Bereichen der Tillotson Zustandsgleichung (zusammengefasst: p_{TEOS})
p_{crit}	MPa	Kritischer Druck (im Phasendiagramm)
p_d	MPa	Applizierter Impulsdruck
$p_{elementar}$	MPa	Hydrostatischer Druck in der elementaren Elastizitätstheorie
p_{EOS}	MPa	Druck in einer allgemeinen Zustandsgleichung
p_H	MPa	Hugoniot Druck
p_j	MPa	Hydrostatischer Druck des Partikels j (in SPH-Methode)
p_m	MPa	Magnetischer Druck (durch Lorentzkraft)
$p_{m,max}$	MPa	Magnetischer Maximaldruck (entspricht dem Mindestberstdruck bei „kalter“ Expansion, $p_{b,min}^{kalt}$)
p_{max}	MPa	Maximaler Druck
p_{min}	MPa	Minimaler Druck
p^O, p^U	MPa	Von oben (O) oder unten (U) wirkender Druck im Kettenmodell
p_{pl}	MPa	Plastischer Widerstand ausgedrückt als Druck
$p_{TEOS,min}$	MPa	Minimal möglicher hydrostatischer Druck in der Tillotson Zustandsgleichung
q	verschieden	Konstante(n) oder Funktion in einem Aktuator-energieeinbringungsmodell

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
R	Ω	Elektrischer Widerstand
R_0	Ω	Widerstand des Pulsgenerators
R_{RT}	Ω	Widerstand bei Raumtemperatur
R_S	m	Radius einer Blechkrümmung
R_{Set}	Ω	Setup-Widerstand
s	m	Dicke (einer Folie oder eines Blechs, teils mit Bezeichnungsindex wie b für Berstpunkt, Maximalwert s_{max})
S	-	Steigungskonstante der Schockgeschwindigkeit (in Grüneisen Zustandsgleichung)
S_i	verschieden	Nicht näher spezifizierte Positionsangabe eines Vaporisationsbereiches (z. B. Achsenabstand d_i)
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
t_a	s	Charakteristische Stromanstiegszeit
t_b	s	Berstpunkt
T_{crit}	K	Kritische Temperatur (im Phasendiagramm)
t_D	s	Relaxationszeit
t_d	s	Impulsabklingzeit
$t_{di,korr}$	s	Korrigierte Druckabklingzeit des i-ten aktiven Aktuatorbereiches (nach Optimierung)
t_{end}	s	Prozessende
T_{max}	K	Maximaltemperatur
T_S	K	Siedepunkt (korrespondiert mit der Energiedichte w_S)
t_{sim}	s	Zeit in einem Simulationsmodell

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
t_T	s	Periodendauer auf Basis der ersten Stromhalbwelle (Kehrwert der Entladefrequenz f)
U	V	Elektrische Spannung
u	m	Verschiebung (manchmal auch mit einem Nummern- oder Richtungsindex)
U_a	V	Spannung an aktiver Aktuatorlänge
U_C	V	Spannung des Pulsgeneratorcondensators
u_{fin}	m	Finale Verschiebung
\ddot{u}_j	m/s ²	Zweite Zeitableitung der Verschiebung des Punktes j (Beschleunigung im Kettenmodell)
u_{Tk}	m	Vertikale Zielverschiebung des Knotens k
v (= $ \mathbf{v} $)	m/s	Geschwindigkeit (manchmal z. B. mit einem Nummern- oder Richtungsindex)
V	m ³ /kg	Spezifisches Volumen (Dichtekehrwert, $\neq V_0$)
V_0	m ³	Initiales (aktives) Aktuatorvolumen (manchmal auch mit anderen Nummern indiziert)
V_{0b}	m ³	Aktives Aktuatorberstvolumen ($\neq V_b$)
V_b	m ³ /kg	Spezifisches Berst- oder Vaporisationsvolumen (Kehrwert von ρ_b)
V_{Blech}	m ³	Absolutes Blechvolumen
v_{eF}	m/s	v_F -Äquivalent im elektrischen Gurney Modell
v_{eG}	m/s	Charakteristische Gurney Geschwindigkeit, Äquivalent zu $\sqrt{2w_G}$ im klassischen Modell
v_F	m/s	Maximale / finale Gurney Geschwindigkeit
\mathbf{v}_j	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor von Partikel j (in der SPH-Methode)
v_{max}	m/s	Maximale Geschwindigkeit

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
v_p	m/s	Partikelgeschwindigkeit (in der Grüneisen Zustandsgleichung)
V_{ref}	m ³ /kg	Spezifisches / initiales Referenzvolumen
v_{Schock}	m/s	Schockgeschwindigkeit (in der Grüneisen Zustandsgleichung)
w	J/kg	Spezifische Energie (-einbringung, manchmal äquivalent zu w_b)
W	J	Energie (z. B. im Aktuator) oder Arbeit
W_0	J	Ladeenergie (eines Pulsgenerators)
w_0	J/kg	Energetische Konstante der Tillotson Zustandsgleichung
$w_{\text{ana}}, w_{\text{exp}}$	J/kg	Elektrische Energiedichte aus analytischem Modell bzw. Experiment
w_b	J/kg	Spezifische Aktuatorberstenergie
W_{ext}	J	Externe Arbeit
w_{ext}	J/m ³	Volumetrische externe Arbeit (theoretische Größe)
$W_{\text{ext,tot}}$	J	Gesamte externe Arbeit
$w_{\text{ext,tot}}$	J/m ³	Gesamte volumetrische externe Arbeit (über die Prozesszeit, theoretische Größe)
w_f	J/kg	Vollständige Verdampfungsenergie oder auch –enthalpie eines Werkstoffes
w_G	J/kg	Gurney-Energie
w_H	J/kg	Spezifische Hugoniot Energie
w_i	J/kg	Spezifische Energie im Vaporisationsbereich i
W_{ind}	J	Induktive Energie
w_j	J/kg	Spezifische Energie des Partikels j in der SPH-Methode

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
W_{kap}	J	Kapazitive Energie
W_{kin}	J	Kinetische Energie
w_{kin}	J/m ³	Volumetrische kinetische Blechenergie
$w_{\text{kin,av}\infty}$	J/kg	Spezifische kinetisch-stationäre Gesamtenergie in SPH-Methode (theoretischer Wert, $\neq w_{\text{kin}}$)
$W_{\text{kin,max}}$	J	Maximalwert der kinetischen Energie
$w_{\text{kin,max}}$	J/m ³	Maximalwert der volumetrischen kinetischen Blechenergie
w_{liq}	J/kg	Anteil spezifischer Schmelzenergie
w_{max}	J/kg	Maximale spezifische Energie / Energiedichte
W_{pl}	J	Plastische Arbeit
w_{pl}	J/m ³	Volumetrische plastische Arbeit oder Energie (\neq spezifischen Energien w etc. des Aktuators)
$W_{\text{pl,tot}}$	J	Gesamte / finale plastische Arbeit
W_{res}	J	Resistive Energie
w_{S}	J/kg	Sublimationsenergiedichte (korrespondiert mit der Temperatur T_{S})
$W_{\text{Simulation}}$	J	Eingebrachte / initiale Energie in der Umformsimulation
$w_{\text{Simulation}}$	J/kg	Eingebrachte spezifische bzw. innere Energie des Aktuators in der Umformsimulation
W_{st}	J	Statische plastische Arbeit
W_{theo}	J	Prognose der insgesamt eingebrachten Energie
W_{tot}	J	Gesamtenergie (eines Aktuatorsystems)
w_{tot}	J/kg	Spezifische Gesamtenergie eines Systems von Aktuatoren (theoretischer Wert)
x, y, z	[m]	Kartesische Koordinaten

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
\mathbf{x}_j	[m]	Ortsvektor von Partikel j
Y_0	MPa	Athermische Zerilli-Armstrong Anfangsfließspannung
α_V	1/K	Wärmeausdehnungskoeffizient (volumetrisch)
β_D	1/s	Abkling- oder Relaxationskonstante (im viskoelastischen Werkstoffmodell, Kehrwert von t_D)
δ	m	Skintiefe (mit Minimalwert δ_0 und Maximalwert - bei „kalter“ Expansion - $\delta_{\max}^{\text{kalt}}$)
$\Delta(\dots)$	-	Differenz (...)
ΔS_T	K	Temperaturversatz (im Phasendiagramm)
ΔT_{\max}	K	Maximaler Temperaturunterschied
η_{el}	%	Elektrische Effizienz
η_{gesamt}	%	Gesamteffizienz
η_{pl}	%	Umformeffizienz
η_{ref}	%	Referenzeffizienz
η_{SPH}	%	Isentrope Energieabgabeffizienz in der SPH-Methode
$\eta_{\text{st.}}$	%	Rein statischer Anteil von η_{pl}
θ	rad	Aufspannwinkel einer Blechkrümmung
λ	W/(m·K)	Wärmeleitungskoeffizient (entspricht bei Raumtemperatur $\lambda_0, \neq \lambda_L$)
μ	H/m	Magnetische Permeabilität (mit Index 0 für das Vakuum)
ζ	-	Elektrische Dämpfungskonstante
ρ	kg/m ³	Massendichte (mit Minimalwert ρ_{\min})
ρ_0	kg/m ³	Initiale oder Referenzdichte
ρ_b	kg/m ³	Berstdichte (entspricht auch $\rho_{b,\text{TEOS}}$ bzw. $\rho_{b,\text{SPH}}$)

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
ρ_{EOS}	kg/m ³	Dichte in allgemeiner Zustandsgleichung (= ρ)
ρ_j	kg/m ³	Dichte des Partikels j in der SPH-Methode
ρ_r	$\Omega \cdot m$	Spezifischer elektrischer Widerstand (Kehrwert der Leitfähigkeit, ρ_{r0} bei Raumtemperatur)
$\rho_{r,i}$	$\Omega \cdot m$	Spezifischer Aktuatorwiderstand des aktiven Bereichs i
$\rho_{r,tot}$	$\Omega \cdot m$	Spezifischer Gesamtwiderstand eines Systems von Aktuatoren (theoretischer Wert)
ρ_{rS}	$\Omega \cdot m$	Spezifischer Widerstand im Sublimationspunkt
ρ_s	kg/m ³	Dichte des Blechwerkstoffes
ρ_{ZA}	kg/m ³	Zerilli-Armstrong Dichte (entspricht ρ_s)
ρ_χ	kg/m ³	Dichte eines Phasenanteils χ (χ = fest, flüssig, gasförmig)
σ_{ij}	[MPa]	Spannungstensor (deviatorisch: σ'_{ij})
φ	-	Vergleichsumformgrad
ϕ	A	Magnetisches Potenzial
φ_1	-	1. (logarithmische) Hautformänderung
φ_2	-	2. (logarithmische) Hautformänderung
φ_3	-	3. (logarithmische) Hautformänderung
φ_B	-	Umformgrad aufgrund einer Biegung
φ_{fix}	-	Ein vorab bekannter Umformgrad
φ_{max}	-	Maximal (lokal) vorkommender Umformgrad
ω_0	Hz	Elektrische Kreisfrequenz
ε	-	Technische Dehnung (im viskoelastischen Werkstoffmodell)
ε_k	-	Kalibrierungsfaktor für den Gültigkeitsbereich der Tillotson Zustandsgleichung

Zeichen	Einheit (wenn nicht anders angegeben)	Beschreibung
λ_L	m	Laserausgangswellenlänge

Abkürzungen

Abkürzung	Beschreibung
ALE	Arbitrary-Lagrangian-Eulerian (Methode)
APDL	Ansys Parametric Design Language
BEM	Boundary Element Method (Randelemente-Methode)
CAD	Computer-Aided Design
CAE	Computer-Aided Engineering
CCD	Charge-Coupled Device (Kamera)
CEL	Coupled Eulerian-Lagrangian (Methode)
CPU	Central Processing Unit (Prozessor)
DEM	Discrete Element Method (Diskrete-Elemente-Methode)
DGL	Differenzialgleichung
DIC	Digital Image Correlation (Digitale Bildkorrelation)
DIN	Deutsches Institut für Normung
EHU	Elektrohydraulische Umformung
EMU	Elektromagnetische Umformung
EOS	Equation of State (Zustandsgleichung)
EXU	Explosionsumformung
FEM	Finite Element Method (Finite-Elemente-Methode), FEA für -Analyse
ICCD	Intensified Charge-Coupled Device (Kamera)

Abkürzung	Beschreibung
IUL	Institut für Umformtechnik und Leichtbau
JC	Johnson-Cook ...
JWL	Jones-Wilkins-Lee ...
LS (Fit)	Least Squares (Fit)
MHD	Magnetohydrodynamics
MM ALE	Multi-Material Arbitrary-Lagrangian-Eulerian (Methode)
NH	Niederhalter
NSGA	Nondominated Sorting Genetic Algorithm
OSU	(The) Ohio State University
PDV	Photon Doppler Velocimetry
PETN	Pentaerythrityltetranitrat
PLA	Polymilchsäure
PTi	Pressure Type i (Druckverteilungstyp i)
PU	Polyurethan
RDX	Research Department Explosive oder Hexogen
RLC	Resistance-Inductance-Capacitance (elektrischer Schwingkreis mit Widerstand, Induktivität und Kapazität)
SPH	Smoothed Particle Hydrodynamics
STF	Shear Thickening Fluid (scherverzähende Flüssigkeit)
TEOS	Tillotson Equation of State
TNT	Trinitrotoluene
UPEA	Uniform Pressure Electromagnetic Actuator
US(A)	United States (of America)

Abkürzung

VFAF

ZA

Beschreibung

Vaporizing Foil Actuator Forming (Vaporisierende Folien-Aktuatoren Formgebung / Vaporisationsumformung)

Zerilli-Armstrong ...

1 Einleitung

Die transportbezogene Industrie (v. a. Automotive) steht vor großen Umwälzungen, welche primär auf ökologische Anforderungen zurückzuführen sind. Unabhängig von der Antriebsart und Energiespeichertechnologie spielt der Leichtbau dabei eine tragende Rolle. Denn es gilt trotz teils widersprüchlicher Expertenmeinungen grundsätzlich: Je weniger Masse zu bewegen ist, desto weniger Ressourcenverbrauch ist auch dafür nötig (Lohbeck, 2019). Auf Komponentenebene existieren v. a. zwei Grundkonzepte, um Leichtbau zu realisieren: Materialleichtbau und Strukturleichtbau (vgl. Hahn et al., 2019). Bei Ersterem wird versucht bisher verwendete Werkstoffe durch solche mit besseren spezifischen Eigenschaften zu substituieren und ggf. konventionelle Fertigungsverfahren für die neuen Werkstoffe zu adaptieren. Dazu gehören auch hybride Ansätze, wie bspw. von Hahn et. al. (2016 a und 2018) untersucht. Beim Strukturleichtbau wird hingegen das Ziel verfolgt, Werkstoff nur dort im Bauraum vorzuhalten wo auch Kraftfluss im Betrieb herrscht. Mithilfe der Topologieoptimierung können so sehr anwendungsindividuelle Bauteilgeometrien generiert werden, welche schließlich sehr hohe Anforderungen an die Fertigungstechnik stellen. Die additiven Verfahren wären hier häufig von Nutzen, sind jedoch für eine Massenfertigung i. d. R. nicht ökonomisch vertretbar. Der Hauptvorteil additiver Verfahren ist die Gestaltungsfreiheit im Bauteildesign, sprich Flexibilität. Damit einher geht auch ein Flexibilitätsanspruch in Bezug auf Prozessgestaltungsmöglichkeiten. Zudem wird der Flexibilitätsanspruch durch immer kundenindividuellere Produktvarianten (teils bis Stückzahl 1) vorangetrieben, was ungünstig für konventionell massentaugliche Verfahren ist. Ein Charakteristikum künftiger, wettbewerbsfähiger Fertigungstechnologien sollte daher eine ausreichende Flexibilität sein.

Die Wichtigkeit flexibler Blechumformverfahren wird z. B. im Rahmen der FOREL Studie 2018 (Gude et al., 2018) betont, die sich mit der Mobilität der Zukunft beschäftigt. Wie im **Bild 1.1** ersichtlich, kann für konventionell massentaugliche Umformverfahren – wie z. B. dem Tiefziehen – eine Flexibilitätssteigerung etwa durch den Wegfall (mindestens) einer formgebenden Werkzeughälfte erfolgen, was u. a. zu der quasistatischen Hydro- oder auch Hochdruck-Blech-Umformung führte (z. B. Homberg, 2000).

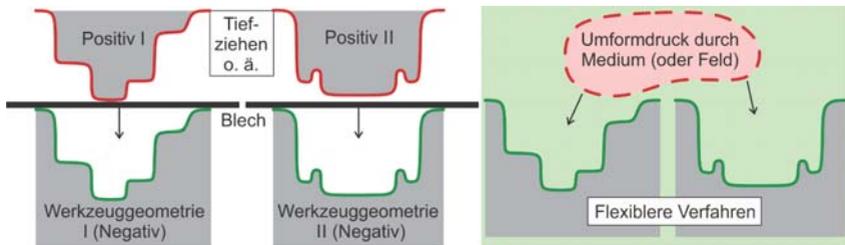


Bild 1.1: Prinzip konventioneller (links) und flexibler Blechumformverfahren (rechts).

Der „Werkzeugdruck“ wird dabei durch ein fluides Medium bereitgestellt, wobei zwischen Blech und Fluid - in verschiedenen Anordnungen – auch eine Elastomermembran platziert werden kann (Ramezani und Ripin, 2012). Da für die Ausformung feiner Radien relativ hohe Drücke nötig und diese zudem räumlich konstant sind, impliziert die Hydroumformung häufig teure, große, komplexe Maschinen- und Hydraulikaufbauten mit hohen statischen Schließkräften sowie verhältnismäßig lange Prozesszeiten.

Gar wesentlich längere Prozesszeiten ergeben sich bei einem weiteren flexiblen Blechumformverfahren, der inkrementellen Umformung. Dabei wird die finale Bauteilgeometrie durch das fortschreitende, lediglich lokale Einwirken eines geometrieunabhängigen Werkzeugstichels erzeugt, der eine zuvor entsprechend definierte Bahn abfährt (Martins et al., 2008). Dieses Verfahren ermöglicht durch die lokal begrenzte Umformung zwar geringe Prozesskräfte, ist jedoch eher für den Prototypenbau geeignet.

An dieser Stelle spielen Hochgeschwindigkeitsumformverfahren ihre Stärken aus, welche im Folgenden aufgelistet sind (International Impulse Forming Group - I²FG, 2020).

- Prozesszeiten geringer als 1 ms (Formänderungsgeschwindigkeiten $\sim 10^4 \text{ s}^{-1}$)
- Verringerte Werkzeugkosten durch den Verzicht auf eine Werkzeughälfte (wie bei Hydroumformung und inkrementeller Umformung)
- Durch die auftretenden Trägheitskräfte können relativ kleine Maschinengestelle / -rahmen verwendet werden (leichtes Equipment)
- Drücke teilweise bis in den GPa-Bereich (Umformung hochfester Werkstoffe bei Raumtemperatur möglich / Wärmebehandlung ggf. einsparbar)
- Ggf. erhöhte Umformbarkeit
- Ggf. reduzierte Faltenbildung und Rückfederung

Gemäß DIN 8584-3 (N. N., 2003) zählen sie zu den Tiefziehverfahren, wobei eine Zugdruckumformung über Wirkmedien (flüssig, formlos- / fest, oder gasförmig), Wirkenergie (energetische Feldgrößen), oder beschleunigte Massen (Werkstück in Kontakt mit quasistarren Werkzeugen) realisiert wird. Zhang et al. (2011) zeigen, dass diese impulsbasierten Verfahren derart flexibel sind, dass sie bspw. auch als integriertes Fügeverfahren für Bauteile unterschiedlichster Längenskalen eingesetzt werden können.

Für einen Anwendungserfolg bedarf jedes Umformverfahren möglichst einer prädiktiven Prozessgestaltung. In der oben erwähnten FOREL Studie wird festgestellt, dass sich dafür, auch durch die rapide Entwicklung im Bereich der Hardware, numerische Methoden als Industrie- und Forschungsstandard etabliert haben, insbesondere die Finite-Elemente-Methode (FEM). Da einige Hochgeschwindigkeitsumformverfahren verhältnismäßig junge Verfahren darstellen und zudem oft multiphysikalischer Natur sind, gibt es noch offene Fragen bzgl. einer adäquaten Prozessmodellierung und -simulation. Dies gilt insbesondere für die hochdynamische Blechumformung mittels vaporisierender Aktuatoren, die den inhaltlichen Kern der vorliegenden Arbeit bildet.

2 Stand der Technik

Im Rahmen dieses Kapitels werden bekannte Hochgeschwindigkeitsumformverfahren vorgestellt. Der Fokus liegt dabei auf der Technologie des Umformens mittels vaporisierender Metallfolien (auch VFAF genannt – Vaporizing Foil Actuator Forming / Vaporisierende Folien-Aktuatoren Formgebung, oder Vaporisationsumformung).

2.1 Verfahren der Hochgeschwindigkeitsumformung

Aus Werkstückperspektive unterscheidet sich die Hochgeschwindigkeits- oder auch Impulsformung v. a. durch eine gegenüber quasistatischen Verfahren veränderte Mechanik. Unabhängig davon wie der impulsartige Umformdruck aufgebracht wird, führen die sehr kurzen Prozesszeiten von weniger als 1 ms dazu, dass die Trägheitsterme in den klassischen Gleichgewichtsbeziehungen nicht mehr vernachlässigt werden können. Dies führt letztlich zu anderen kinematisch zulässigen Geschwindigkeitsfeldern im Vergleich zu statischen Problemstellungen. Wie von Youngdahl (1970) und Jones (1989) aufgezeigt, kann für einfache Grundbelastungsfälle und -geometrien, unter der vereinfachenden Annahme idealplastischen Fließens nach dem Tresca Kriterium, häufig eine analytisch geschlossene Näherungslösung für die Vorhersage einer resultierenden Werkstückverschiebung angegeben werden. Derartige mechanische Sonderfälle werden in diesem Kapitel jedoch nicht weiter betrachtet. Stattdessen wird im Folgenden v. a. prozessseitig näher darauf eingegangen, wie der Impuls in den unterschiedlichen Verfahren generiert wird. Neben der Prozessphysik werden dabei auch bestehende Modellierungs- und Simulationsansätze adressiert. Auf eine Diskussion von rein auf mechanischem Kontakt basierenden Impulsformverfahren, wie z. B. mit diversen Hochgeschwindigkeitspressen, wird hier verzichtet. Der Grund dafür ist vornehmlich, dass diese Verfahren den gleichen kritischen Nachteil wie konventionelle Verfahren aufweisen, sowohl eine Positiv- als auch eine Negativwerkzeugform der gewünschten Bauteilgeometrie zu benötigen. Damit genügen sie nicht dem eingangs formulierten Flexibilitätsanspruch. Für eine breitere Betrachtung von Impulsverfahren in der Fertigungstechnik sei auf Winkler (1973) und Prümmer (1987) verwiesen.

2.1.1 Explosionsumformung

Bei der Explosionsumformung (EXU) handelt es sich um ein Hochgeschwindigkeitsverfahren mit Wirkmedium, auf Basis einer chemischen Reaktion. Nach Schinnerling (1971) kann eine detonierende Sprengstoffladung (z. B. TNT, PETN, RDX, etc.) ein umzuformendes Werkstück entweder direkt (**Bild 2.1 a**) oder indirekt über ein Druckübertragungsmedium wie bspw. Sand oder Wasser (**Bild 2.1 b**) plastisch beschleunigen. Ein Alleinstellungsmerkmal der EXU ist, dass mehrere Meter große Bauteile hergestellt werden können, die maschinentechnisch nicht anderweitig mit konventionellen Um-

formverfahren realisierbar sind (Schroeder, 1983). Allerdings bedingt die Natur der Explosion auch hohe Sicherheitsanforderungen und Fertigungsorte mit ausreichend Platz und räumlichem Abstand zur zivilen Gesellschaft.

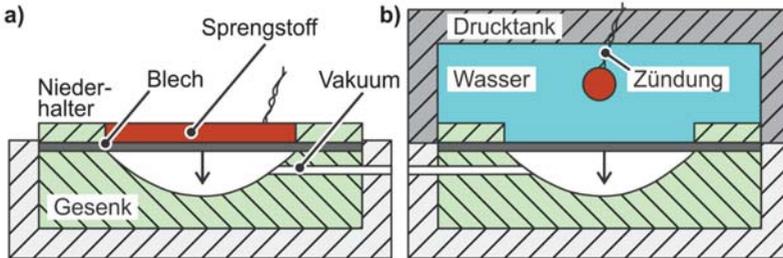


Bild 2.1: Prinzip der Explosionsumformung: a) direkt, b) indirekt (Schinnerling, 1971).

Da EXU-Versuche einen großen Aufwand bedeuten, sind Berechnungsmodelle zur Prozessauslegung von Interesse. Mousavi et al. (2007) haben numerische Simulationen des EXU-Prozesses durchgeführt. Der Umformdruck p wird durch die Zustandsgleichung (EOS – Equation of State) des Sprengstoffs beschrieben. Dafür hat sich die JWL Formulierung (Jones-Wilkins-Lee) als sinnvoll erwiesen, in der p als Funktion der momentanen Dichte ρ und spezifischen Energie w des Sprengstoffs mit 5 Werkstoffkennwerten angegeben wird, $p = f_{\text{EOS}}(\rho, w)$. Es wird ein expliziter Solver verwendet, um die zeitliche Dynamik des Prozesses korrekt abzubilden. Dazu gehört auch die Berücksichtigung dehnratenabhängiger Fließkurven. Im vorliegenden Fall haben die Autoren sowohl das empirische Johnson-Cook (JC) als auch das versetzungsmechanisch orientierte Zerilli-Armstrong (ZA) Modell benutzt. Ein einfacherer und häufig angewandter analytischer Berechnungsansatz ist das sogenannte Gurney Modell (Gurney, 1943). Es erlaubt zwar nicht die Bestimmung eines Druckes, jedoch einer maximalen Werkstückgeschwindigkeit v_F durch Umwandlung eines Anteils w_G der chemisch gebundenen Energie des Sprengstoffs der Masse m_G („Gurney Energie“) in kinetische Energie des Werkstücks der Masse m_W . Es gibt Formeln für verschiedene geometrische Konfigurationen. Gl. (2.1) gilt für die einseitige Beschleunigung eines Blechs, wobei der Sprengstoff auf der anderen Seite durch einen fixierten Starrkörper abgestützt wird.

$$v_F = \sqrt{\frac{2w_G}{m_W/m_G + 1/3}} \quad (2.1)$$

Die umformtechnischen Nachteile des Modells sind zum einen, dass hier eine Starrkörperbewegung angenommen wird, d. h. keine plastische Formänderung des Werkstücks. Zum anderen liegt keine Information über den Zeitverlauf der Geschwindigkeit vor, so dass auch keine Werkstückverschiebungen bzw. Umformwege prognostizierbar sind.

2.1.2 Elektromagnetische Umformung

In der elektromagnetischen Umformung (EMU; erstes Patent von Harvey und Brower, 1958) werden zeitlich veränderliche Magnetfelder genutzt, um metallische Werkstoffe berührungslos mithilfe der Lorentzkraft umzuformen. Wie im **Bild 2.2** illustriert, wird ein Kondensator (C) über eine Werkzeugspule in einem Reihenschwingkreis entladen. Dadurch entsteht ein exponentiell gedämpfter, sinusförmiger Primärstrom $I(t)$, welcher einen Sekundärstrom im Werkstück induziert. Dieser ruft schließlich in Verbindung mit dem resultierenden Gesamtmagnetfeld eine Lorentzkraft hervor, die auch in eine flächenbezogene Ersatzgröße – den sogenannten magnetischen Druck – umgerechnet werden kann (Beerwald, 2005). Erreicht der durch diesen Druck hervorgerufene Spannungszustand die Elastizitätsgrenze des Werkstückwerkstoffes, so beginnt dieser plastisch zu fließen, etwa in eine formgebende Matrize. Durch diese Geometrieänderung ergibt sich eine nichtlineare Systeminduktivität (L). Weitere EMU-Verfahrensvarianten bilden die Expansion oder Kompression profilartiger Werkstücke. Der magnetische Druck wirkt sowohl auf das Werkstück als auch auf den Spulenleiter, weshalb dieser armiert werden muss (Golovashchenko, 2007). Die dadurch dennoch verhältnismäßig kurze Spulenlebensdauer ist ein Grund dafür, dass die EMU noch nicht vollständig industriell etabliert ist. Ein weiterer Nachteil ist die Notwendigkeit ein Werkstück mit ausreichend hoher elektrischer Leitfähigkeit verwenden zu müssen (meistens Aluminium- oder Kupferlegierungen, aber auch teilweise Magnesium oder Stähle), da sich das Werkstück sonst eher resistiv erwärmt anstatt die notwendige Lorentzkraft auszubilden. Auch Prozesskombinationen der EMU mit konventionellen Umformverfahren existieren. So demonstrieren Kiliçlar et al. (2016), dass ein Tiefziehvorgang mit integrierter elektromagnetischer Kalibrierung Bauteile mit kleineren Radien ermöglicht.

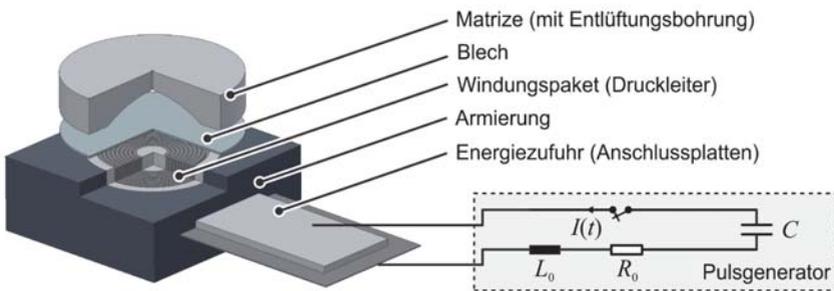


Bild 2.2: Prinzip der elektromagnetischen Umformung, in Anlehnung an Risch (2009).

Da es sich bei der EMU um eine Umformung mittels Wirkenergie handelt, ist das Energiegleichgewicht in Gl. (2.2) zu beachten, welches aus den Kirchhoff'schen Regeln für die Spannungen U und Ströme I der Ersatzelemente R , L und C hergeleitet werden kann.

$$W_0 = \frac{1}{2}CU_c^2 + \frac{1}{2}LI^2 + \int RI^2 dt = W_{\text{kap}} + W_{\text{ind}} + W_{\text{res}} \quad (2.2)$$

Die Anfangsladeenergie W_0 teilt sich zu jedem Zeitpunkt in kapazitive Energie des Kondensators (W_{kap}), induktive Energie in Luft und stromführenden Leitern (W_{ind}) sowie resistive Energie in eben diesen Leitern (W_{res}) auf. Wie beispielhaft für einen Rechteckspulenleiter von Hahn et al. (2016 b) analytisch gezeigt, ist der Umformdruck bei guter Schirmung ausschließlich eine Funktion der örtlichen Magnetfeldstärke. In der Konsequenz kann mechanische Umformenergie nur aus dem Term W_{ind} aus Gl. (2.2) stammen. Dies führt i. d. R. zu einer Gesamtprozesseffizienz von nicht mehr als 20 %, wobei die Effizienz als Verhältnis der ideellen Umformenergie zur anfänglichen Kondensatorenergie definiert wird (Risch, 2009). Mit Blick auf Gl. (2.2) sind Joule'sche Verluste W_{res} in der EMU demnach unerwünscht und somit zu minimieren. Gies (2018) liefert eine analytische Vorgehensweise dafür. Eine wichtige Rolle dabei spielen der Skin- und Proximity-Effekt. Während der Skin-Effekt eine Stromverdrängung durch transiente Magnetfelder im Leiter selbst beschreibt, erklärt der Proximity-Effekt eine Stromverdrängung durch Felder, die von externen Leitern stammen. Insbesondere bei Mehrwindungsspulen kommt es so zu lokal erhöhten Stromdichten in der Werkzeugspule, die zu einer entsprechenden Joule'schen Erwärmung führen können. Eine ausführliche Zusammenstellung der Charakteristika der EMU inkl. weiterer Prozessvarianten, wie z. B. dem Magnetimpulsschweißen, ist in Psyk et al. (2011) zu finden.

Für die Prozessmodellierung der EMU hat sich die von L'Eplattenier et al. (2009) beschriebene Kopplung der numerischen Methode der finiten Elemente (FEM) für Werkstück, Spule und Matrize mit der Randelement-Methode (BEM – Boundary Element Method) für die nötige Feldberechnung in der Luft durchgesetzt (implementiert im Code LS-Dyna). Darin werden für die aktuelle Geometrieconfiguration sämtliche elektromagnetische Größen für einen inkrementellen Zeitschritt berechnet und die resultierenden Lorentzkräfte als Last für den zugehörigen mechanischen Zeitschritt, in welchem ein Umforminkrement stattfindet, bereitgestellt. Die dadurch veränderte Geometrie stellt wiederum die Basis für die Feldberechnung im nächsten Zeitschritt dar, usw.. Außerdem kann noch eine thermische Kopplung mit einbezogen werden. Der Spulenstrom kann als bekannte transiente Last aufgeprägt werden, oder mittels integrierter *RLC*-Ersatzschaltbildmodellierung generiert werden. Der Vorteil des beschriebenen Ansatzes liegt in der Tatsache begründet, dass keine Vernetzung der Luft für das magnetische Feld berücksichtigt werden muss während der Umformung, wie z. B. noch in Unger et al. (2008). Allerdings ist die BEM etwas rechenintensiver als die FEM. Handelt es sich um einfache Geometrien mit kurzen Umformwegen, wie bspw. beim kompressiven Magnetimpulsschweißen von Rohren, so können auch wesentlich schneller lösbare, analytische Modelle für die Prozessauslegung verwendet werden (Lueg-Althoff, 2018).

2.1.3 Elektrohydraulische Umformung

Die elektrohydraulische Umformung (EHU) vereint gewissermaßen das Wirkprinzip der Explosionsumformung mit der Anlagentechnik der elektromagnetischen Umformung. Das Anwendungspotenzial der EHU wurde bereits von Yutkin (1955) erkannt und inzwischen auch bspw. für großflächige Autokarosserieteile aus DP600-Stahl demonstriert und automatisiert (Mamutov et al., 2016). Rohatgi et al. (2011) geben mittels Hochgeschwindigkeitskameras gemessene Dehnraten von knapp 800 s^{-1} für das elektrohydraulische Bulgen von 1 mm dicken AA5182-O Blechen mit einem Durchmesser von ca. 150 mm an. Der Widerstand des RLC -Reihenschwingkreises ist bei der EHU, im Gegensatz zur elektromagnetischen Umformung, deutlich nichtlinear, weil er durch einen Plasmakanal im Wasser gebildet wird, der über eine Funkenstrecke initiiert wird. Für diese Initiierung wird in manchen Fällen auch ein dünner Metalldraht genutzt. Die so entstehenden Schockwellen werden durch das Wasser bis zu dem umzuformenden Werkstück geleitet (Blech oder Rohr möglich). Eine Prinzipskizze der EHU ist im **Bild 2.3** zu sehen. Bei der Umformung in geschlossene Werkzeugkavitäten sollte eine Entlüftungsbohrung zwecks Vakuumherzeugung vorhanden sein.

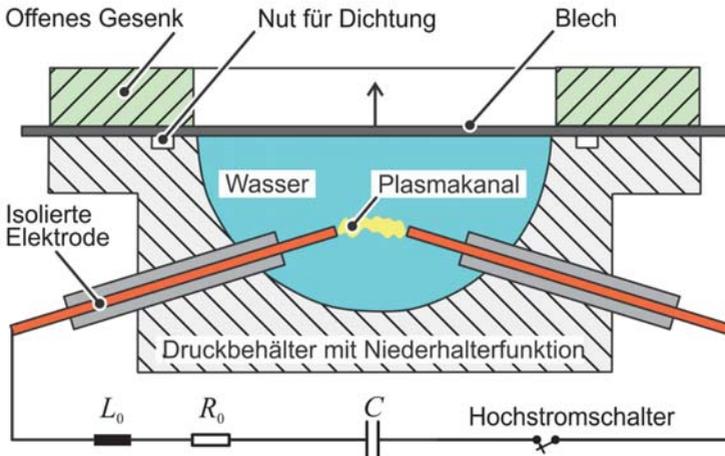


Bild 2.3: Prinzip des elektrohydraulischen Bulge-Versuchs nach Rohatgi et al. (2011).

Zwar haben Homberg et al. (2014) auch Medien mit anderen fluidmechanischen Eigenschaften untersucht. Dennoch birgt die Verwendung von Flüssigkeiten als Druckübertragungsmedium generelle Nachteile. Zum einen muss eine Abdichtung während des Prozesses gewährleistet sein. Zum anderen muss, insbesondere für eine industrielle Anwendung, ein Fluidmanagementsystem vorhanden sein, das immer eine ausreichende Medienqualität sicherstellt, trotz Elektrodenerosion (Golovashchenko, 2013).

Für die EHU-Prozessmodellierung bestehen zwei Ansätze. Hassannejadasl et al. (2014) nutzen eine gekoppelte Euler-Lagrange Analyse (CEL – Coupled Eulerian-Lagrangian Analysis, im Code Abaqus/Explicit). Dabei wird das Druckübertragungsfluid mit dem ortsfesten Netz beschrieben (Euler-Beschreibung), während das Werkstück mit deformierbaren, werkstoffgebundenen finiten Elementen abgebildet wird (Lagrange-Beschreibung). Wechselwirkungen werden über Kontaktalgorithmen berücksichtigt. Für die Druckgenerierung in dem Modell wird eine sphärische Gruppe ausgewählter Knoten des Fluids mit einem definierten, impulsartigen Beschleunigungs-Zeit-Verlauf beaufschlagt. Dies bedingt jedoch, dass diese Beschleunigungskurve vorab bekannt sein muss, etwa durch experimentelle Kalibrierungsversuche. Der zweite Modellierungsansatz, der sowohl von Mamutov et al. (2015) bzw. Golovashchenko et al. (2013) als auch von Woo et al. (2017) verfolgt wird, sieht hingegen die Verwendung der sogenannten MM ALE Methode (Multi-Material Arbitrary-Lagrangian-Eulerian, im Code LS-Dyna) vor. Diese beinhaltet je Berechnungsschritt, im Unterschied zur CEL-Methode, noch eine Neuvernetzung mit einem Advektionsschritt, um die Ergebnisse auf das neue Netz zu transferieren. Der Druck p in den Fluiden (Wasser, Luft, expandierendes Plasma) wird durch das ideale Gasgesetz nach Gl. (2.3) bestimmt, in der ρ für die Dichte steht und w für die massenbezogene Energie. Die Größe H nimmt für einatomige Gase den Wert 0,66 an. Der quantitative Verlauf von $w(t)$ wird durch Zeitintegration der elektrischen Leistung als Eingangsgröße für die Numerik aus der RLC -Ersatzschaltbildanalyse für den Plasmakanal bereitgestellt. Die Dehnratenabhängigkeit des Werkstücks wird mit Fließkurvenansätzen nach Cowper-Symonds sowie Johnson-Cook untersucht.

$$p = H\rho w \quad (2.3)$$

Die Ergebnisse zeigen u. a. den Einfluss des Reflektionsverhaltens der Druckwellen auf das Umformergebnis (**Bild 2.4**). Für eine effiziente Prozessauslegung ist somit die Druckbehältergeometrie und Elektrodenpositionierung von hoher Bedeutung.

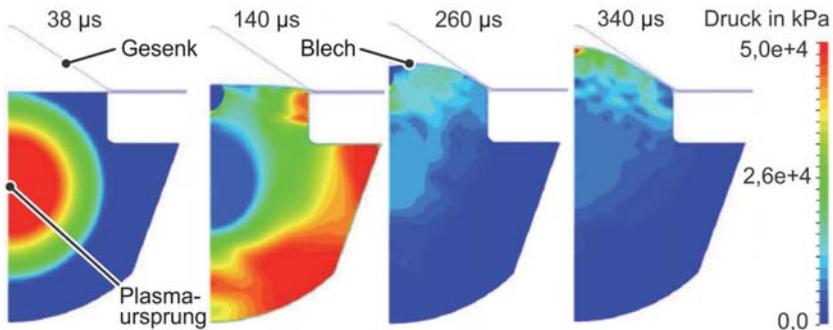


Bild 2.4: Zeitverlauf der Druckverteilung im Behälter (Golovashchenko et al., 2013).

2.1.4 Umformen mittels vaporisierender Aktuatoren

Die Nutzbarmachung schlagartig vaporisierender Aktuatoren für fertigungstechnische Zwecke geht auf eine US-Patenteinreichung der Gruppe um Prof. Daehn von der Ohio State University zurück (Vivek et al., 2013 a), die erste Dissertation stammt von Vivek (2012). Es wird auf die gleiche Anlagentechnik wie für die elektromagnetische und elektrohydraulische Umformung zurückgegriffen, d. h. es handelt sich um einen *RLC*-Reihenschwingkreis mit einem geladenen Kondensator als Energiequelle. Dieser wird über den Aktuator, eine metallische Folie oder Draht, schlagartig entladen (ohne Umgebungsflüssigkeit). Der damit einhergehende Joule'sche Energieeintrag kann hoch genug sein, um den Aktuator zu vaporisieren bzw. zum Bersten zu bringen. Befindet sich ein Werkstück in unmittelbarer Nähe, so kann dieses durch den impulsartigen Expansionsdruck plastifizieren und beschleunigt werden. Der Aktuator fungiert somit als eine Art Einwegwerkzeug. Vor Prozessbeginn muss dieses temperaturstabil elektrisch isoliert werden (i. d. R. mit Polyimid-Tape), um eventuellen Überschlägen zum metallischen Werkstück vorzubeugen. Nach Vivek et al. (2013 b) ergeben sich vier fertigungstechnische Anwendungsfelder (**Bild 2.5**): Blech- oder Rohrumformung, Fügen (für Schockschweißen nach DIN 1910-100, N. N., 2008), Prägen und Trennen. Die Autoren kommen zu dem Ergebnis, dass v. a. aus Kosten- und energetischen Gründen Aluminium (Al, 1000er Serie) als Aktuatorwerkstoff zu präferieren ist. Die theoretisch vollständige Verdampfungsenergie w_f ist bei ca. 13,5 MJ/kg erreicht (Osher et al., 1989). Der Wärmebehandlungszustand der Folie ist nicht relevant für den Prozess (Vivek et al., 2014 a).

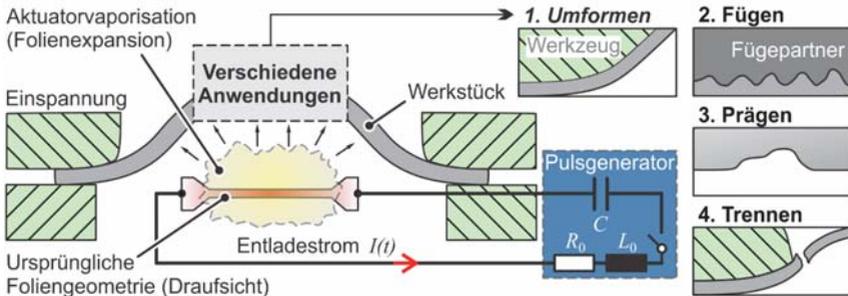


Bild 2.5: Grundprinzip und fertigungstechnische Anwendungsmöglichkeiten vaporisierender Aktuatoren (hier: Folie für Bleche, Draht für Rohre).

Wie durch Vivek und Daehn (2019) patentiert und in Thurston et al. (2019) zusammengefasst, wurden vaporisierende Aktuatoren in der Fertigungstechnik bisher primär für schweißtechnische Anwendungen erforscht. Außerdem werden vaporisierende metallische Leiter bereits seit einigen Jahrzehnten in anderen Zusammenhängen untersucht (Chace und Levin, 1960). Dazu gehören u. a. Schockwellenstudien von Weingart et al. (1976), die Produktion von Nanopulvern durch Zou et al. (2012 a) sowie die Nutzung

als Zündmechanismus in militärtechnischen Anwendungen (Scholtes et al., 2007). Da die Prozessphysik sich nicht grundlegend von der einer umformtechnischen Anwendung - der Vaporisationsumformung - unterscheidet, können Erkenntnisse aus den genannten Gebieten zur Beschreibung wichtiger Prozesscharakteristika herangezogen werden.

Physikalische Prozesscharakteristika

Die zur Umformung führende Aktuatorvaporisation lässt sich auf verschiedenen Detaillierungsebenen in mehrere Phasen unterteilen. Gemäß Wang et al. (2011) sind die übergeordneten Grundphasen die Aufheizphase des elektrischen Leiters bis zum Bersten und die darauffolgende expansive Vaporisation. Diese Einteilung wird im **Bild 2.6** anhand eines von Hahn et al. (2016 c) gemessenen Geschwindigkeit-Weg-Verlaufes für die Herstellung einer Schockschweißverbindung zweier Aluminiumbleche gezeigt. Dabei ist zunächst eine geringe Beschleunigung in der Aufheizphase v. a. aufgrund der Lorentzkraft zu beobachten. In dieser Phase agiert der Aktuator ähnlich einer Spule in der elektromagnetischen Umformung. Dieser Anteil ist noch wesentlich geringer, wenn ein Werkstückwerkstoff mit einer schlechteren elektrischen Leitfähigkeit verwendet wird, z. B. Stahl, sowie ein dickerer Zwischenisolator. Die eigentliche Umformung erfolgt schließlich mit der Vaporisation bzw. Expansion ab dem sogenannten Berstpunkt, in diesem Fall bis zum Aufprall auf den Fügepartner. Eine Berücksichtigung der Lorentzkraft bei der Umformung könnte aus Werkstücksicht folglich vernachlässigt werden.

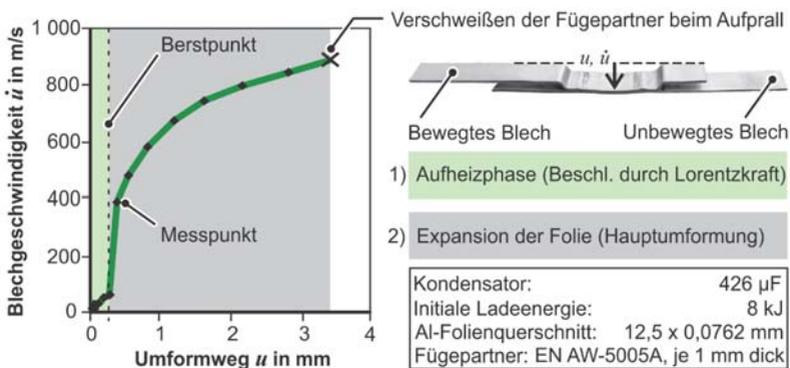


Bild 2.6: Werkstückbezogene Beschreibung der Prozessphasen vaporisierender Aktuatoren, am Beispiel des Schockschweißens (Hahn et al., 2016 c).

Auf den Aktuator bezogen sind wichtige Prozessgrößen die elektrische Spannung U und der Strom I entlang der Vaporisationsregion („aktiver“ Bereich genannt) sowie die Dichte ρ . Die Joule'sche Leistung \dot{W} (oder \dot{W}_{res}), deren Zeitintegration bis zum Berstpunkt t_b die Gesamtenergieeinbringung W in den Aktuator liefert, ist gegeben durch:

$$\dot{W} = U(t) \cdot I(t). \tag{2.4}$$

Wie im **Bild 2.7** zu erkennen ist, ähnelt der zeitliche Stromverlauf qualitativ der Sinusform bei der elektromagnetischen Umformung. Laut Winkler (1973) treten Anstiegssteilheiten von bis zu 10^{12} A/s auf bis zu 10^6 A auf, wobei der Werkstoff aufgrund stabilisierend wirkender Lorentz- und Trägheitskräfte bis weit über seine Siedetemperatur erhitzt werden kann. Die ursprüngliche Aktuatorgeometrie bleibt dabei weitestgehend erhalten (Zou et al., 2012 b). Bei Erreichen der gasförmigen Phase steigt der Widerstand rapide an, was sich gemäß Ohm'schen Gesetz auch im Auftreten einer signifikanten Spannungsspitze äußert. Anhand dieser Spannungsspitze kann der Berstpunkt identifiziert werden, während der Strom i. d. R. bereits wieder sinkt. Nach dem Berstpunkt kann die elektrische Leitfähigkeit nicht mehr aufrechterhalten werden und es kommt zu einem Stromabfall während der „gewaltvollen“ Expansion (Winkler, 1973). Laut Sinton (2011) kann bei genügend Restspannung nach einer gewissen Zeit durch Ionisation ein stabiles, sogenanntes Restrike-Plasma gebildet werden, so dass der Kondensator noch vollständig entladen wird. Allerdings dürfte dies eher selten oder nur in geringem Maße der Fall sein, da die 1. Ionisierungsenergie¹ von festem Aluminium bereits ca. 35 MJ/kg beträgt. Zudem ist der Aktuator schnell bis zu einer so geringen Dichte expandiert, dass dann nicht mehr von einem relevanten Druck in Werkstücknähe auszugehen ist (Wang et al., 2011). Somit kann geschlussfolgert werden, dass ab dem Berstpunkt quasi kein weiterer, für eine Umformung nützlicher, Energieeintrag mehr stattfindet. Die Umformung kann damit durchaus als eine isentrope Expansion bezeichnet werden (Bild 2.7).

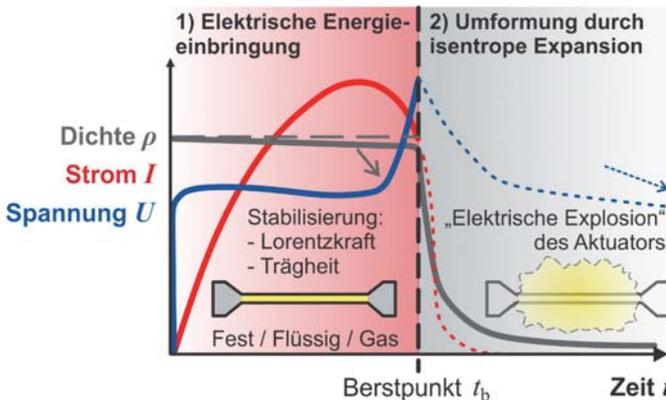


Bild 2.7: Qualitativer Zeitverlauf von Spannung, Strom und Dichte des Aktuators im „aktiven“ Bereich; Einteilung in Heiz- (1) und Umformphase (2).

¹ Folgt aus: 13,5 MJ/kg, oder 3,2 eV, für vollständige Verdampfung plus 580 kJ/mol (ca. 21,5 MJ/kg), oder 6 eV.

Die werkstoffspezifische Frage, wie viel Energie bis zum Bersten im Aktuator gespeichert werden kann, ist teils noch ein Diskussionsthema in der Literatur. Wie von Sedoi et al. (1999) zusammengestellt, behaupten einige Wissenschaftler noch, es handele sich um eine Konstante, während andere unabhängig voneinander experimentell zumindest eine Ratenabhängigkeit nachweisen, d. h. es kann umso mehr Energie eingebracht werden, desto schneller dies geschieht. Die erreichbare Energieeinbringungs- oder Heizrate hängt dabei insbesondere von den Eigenschaften des verfügbaren Pulsgenerators ab. Sarkisov et al. (2004), Hansen (2018) sowie Grigoriev und Pavlenko (2009) erreichen bei Stromanstiegszeiten zwischen 30 ns und 10 μ s Energien, die bis zu dreimal so hoch wie die vollständigen Verdampfungsenergien verschiedener Metalle sind. Dabei weisen letztere Autoren einen linearen Zusammenhang mit Berst- bzw. Vaporisationsdrücken p_b von bis zu 2,5 GPa nach. Zeitlich steigt der Druck schlagartig vor dem Bersten an und klingt dann ähnlich einer Detonationswelle ab. Hansen (2018) zeigt das Erscheinungsbild auf einer transparenten Kunststoffolie für den Fall, dass die insgesamt eingebrachte Energie nicht ausreicht, um den gesamten aktiven Aktuatorbereich zu verdampfen (**Bild 2.8**). Dunkle Ablagerungen deuten auf vaporisierte Bereiche hin, diskret verstreute Agglomerate belegen die Expansion erstarrter Aluminiumschmelzetropfen.



Bild 2.8: Niederenergetische Vaporisation mit 200 mm aktiver Länge (Hansen, 2018).

Sowohl Seydel et al. (1975) also auch Cho et al. (2004) weisen experimentell nach, dass die erreichbare resistive Energieeinbringung auch durch einen erhöhten Umgebungsdruck gesteigert werden kann. Gleiches gilt für Aktuatorbeschichtungen oder -isolierungen, die das Bersten verzögern (Sinars et al., 2000). Sedoi et al. (1999) betonen die Wichtigkeit einer möglichst homogenen Joule'schen Erwärmung in der Vaporisationsregion, da sonst magnetohydrodynamische (MHD) Instabilitäten auftreten können. Mit Blick auf die geforderte Homogenität sollte die Entladefrequenz demnach nicht so hoch sein, dass die resultierende Skintiefe geringer als die Aktuatordicke ist. Aus kombinierten Aufnahmen eines 4-ICCD Kamera-Hochgeschwindigkeitssystems und von 80 ps-Puls Röntgenstrahlen rekonstruieren Willey et al. (2016), in Zusammenarbeit mehrerer National Laboratories der USA, dreidimensionale Bilder einer quadratischen Mikro-Kupferfolienvaporisation, bei der ein dünner „Flyer“ aus Parylene-C (vorteilhaftes Polymer für die Computertomographie) beschleunigt wird. Im zugehörigen **Bild 2.9** ist klar der expansive Charakter anhand der räumlichen Werkstoffverteilung und zeitlichen Evolution zu erkennen. Weitere diesbezügliche Forschungsarbeiten dauern an.

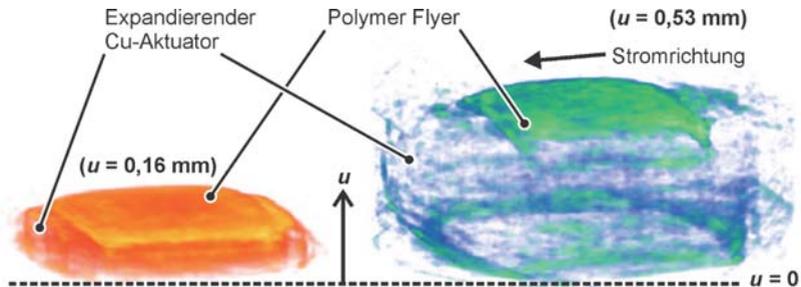


Bild 2.9: 3D Rendering einer vaporisierenden Kupferfolie mit Flyer $0,15 \mu\text{s}$ (links) und $0,3 \mu\text{s}$ (rechts) nach dem Berstpunkt (nach Willey et al., 2016).

Bei der Vaporisation können auch exotherme chemische Reaktionen der Metalle mit der Umgebung auftreten. Für Aluminium wurde dies von Lee und Ford (1988) in Wasser und von Sarathi et al. (2004) in Luft untersucht. In beiden Fällen beginnt die Oxidation jedoch erst mehrere $100 \mu\text{s}$ nach dem Berstpunkt, d. h. derartige Vorgänge müssen für eine umformtechnische Betrachtung aufgrund der verhältnismäßig trägen Reaktionskinetik nicht unbedingt berücksichtigt werden.

Einfluss von Prozessparametern und -konfigurationen auf das Umformergebnis

Die bisher einzige und primär experimentell geprägte Dissertation, die sich ausschließlich explizit mit der Blechumformung durch vaporisierende Aluminiumfolien auseinandersetzt, ist von Cai (2015). In der Arbeit werden u. a. grundlegende Prozessparameter anhand eines Bulge-Versuches für rechteckige Blechproben aus verschiedenen Aluminiumlegierungen betrachtet. Dabei weist er eine Korrelation zwischen der Druckamplitude, d. h. dem Berstdruck p_b , und der finalen Ausformhöhe nach, allerdings ohne eine dehnratenbedingte Werkstoffverfestigung zu adressieren. Die Bulge- oder Ausformhöhe H_B wird somit als Beurteilungsgrundlage für das Umformergebnis gewählt. Im Unterschied zu Fügeanwendungen mit verhältnismäßig kleinen, konzentrierten Vaporisationsregionen (wenige mm^2) wird für großflächigere Umformaufgaben eine Elastomerschicht (i. d. R. Polyurethan - PU) als zusätzlicher, wiederverwendbarer Schutz- und Druckübertragungskörper zwischen dem eigentlichen Metallwerkstück und dem Aktuator platziert. Cai (2015) definiert die optimale PU-Dicke als diejenige, bei der unter sonst gleichen Bedingungen H_B maximal ist. Im **Bild 2.10** ist ersichtlich, dass dies für eine PU-Dicke von 3 mm der Fall ist. Höhere Dicken sorgen für einen Energieverlust aufgrund von Dämpfung, eine zu geringe Dicke bzw. das Fehlen einer PU-Schicht bietet hingegen nicht genügend Schutz, so dass Überschläge zum Werkstück und Brandspuren auftreten können. Dabei gilt unter sonst gleichen Randbedingungen: Je weicher das Polyurethan, desto höher die mögliche Ausformhöhe, weil sonst ten-

denziell mehr der eingebrachten Energie für die elastische Formänderung des Polyurethans verloren geht (z. B. 55 vs. 90° Shore A). Für eine gegebene Kondensatorbankeinstellung kann die Energieeinbringung in die aktive Aktuatorregion durch die Wahl der Ladeenergie bzw. -spannung beeinflusst werden. Der daraus folgende Zusammenhang mit der Ausformhöhe ist im **Bild 2.11** dargestellt. Da bei sonst gleichen Bedingungen bei Erhöhung der Ladeenergie entsprechend mehr Energie des Systems für die Aktuatormasse zur Verfügung steht, ergeben sich höhere Berstenergiedichten, aus welchen wiederum höhere Druckamplituden und Ausformhöhen folgen.

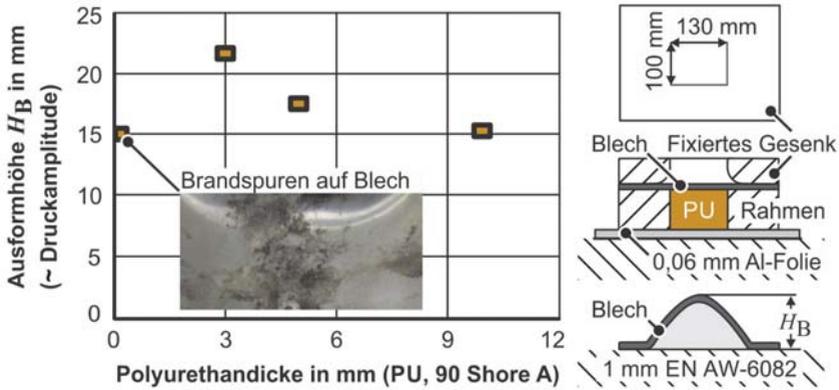


Bild 2.10: Einfluss der Polyurethandicke auf das Umformergebnis bei einer Energieeinbringung im aktiven Folienbereich von ca. 19 MJ/kg (nach Cai, 2015).

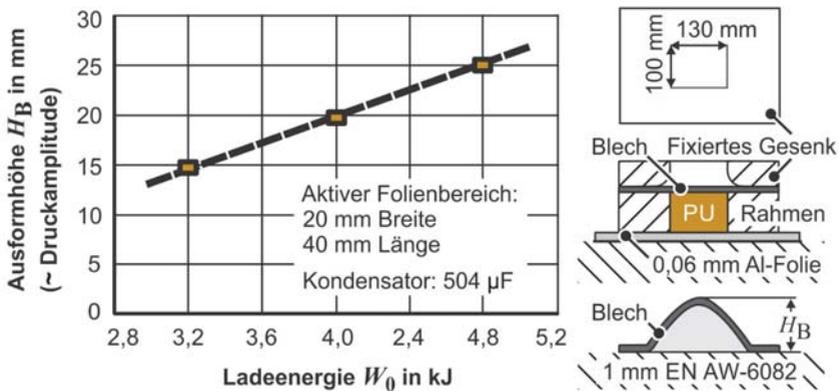


Bild 2.11: Einfluss der Ladeenergie auf das Umformergebnis bei einer Polyurethandicke von 3 mm wie im Bild 2.10 (nach Cai, 2015).

Zwar gibt Cai (2015) auch an, dass die Ausformhöhe mit Vergrößerung einer Aktuatordimension (Breite, Dicke, oder Länge) sinkt. Jedoch ändert sich dadurch auch die spezifische Energieeinbringung, da sich in diesem Fall die gleiche Ladeenergie auf eine größere Aktuatormasse bezieht. Um eventuelle Missverständnisse in diesem Kontext zu vermeiden, sollte stets die resultierende Energiedichte im Berstpunkt (i. d. R. in MJ/kg) für eine gegebene Ladeenergie eines Pulsgenerators und eine Aktuatormasse als vergleichender Prozessparameter angegeben werden werden. Weitere Untersuchungen von Cai (2015) beziehen sich auf zwei erweiterte VFAF-Versuchskonfigurationen: Die serielle Aneinanderreihung oder Nacheinanderschaltung mehrerer Vaporisationsbereiche (**Bild 2.12 a**), und die beidseitige Nutzung des Vaporisationsdruckes zur gleichzeitigen Umformung zweier Bauteile, um die Effizienz und Fertigungsrate zu steigern (**Bild 2.12 b**).

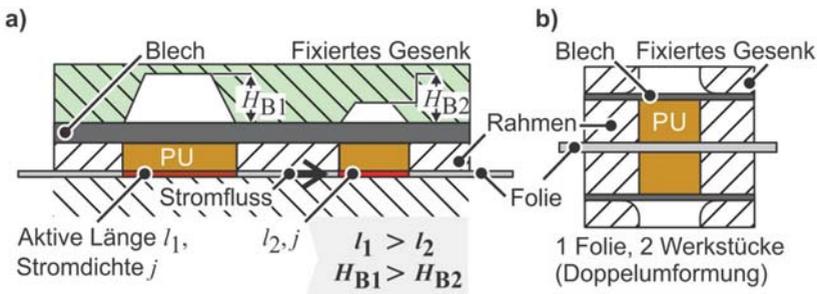


Bild 2.12: Seitenansichten erweiterter Vaporisationskonzepte nach Cai (2015): a) Reihenschaltung aktiver Bereiche, b) Doppelumformung bei einer Entladung.

Für ersteren Fall zeigt sich, dass eine Aufteilung der Vaporisationsregion in zwei aktive Bereiche gleicher Stromdichte j – d. h. lediglich unterschiedlicher Längen l_i – zu einer größeren Ausformhöhe für den längeren Aktuatorabschnitt führt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die gleichen Stromdichten wohl zu gleichen spezifischen Energien führen, so dass die Gesamtenergie für die Umformung durch Volumenintegration für den längeren Abschnitt vergleichsweise größer ist. Für den Fall der Doppelumformung sagt Cai (2015), dass die Prozesseffizienz um etwa das Anderthalbfache gesteigert wird, wenn mit der gleichen Energieeinbringung simultan zwei Werkstücke umgeformt werden statt, wie üblich, einen einseitigen Prozess zu betreiben. Die Effizienz wird dabei als Verhältnis der plastischen Umformarbeit zur anfänglichen Kondensatorladeenergie berechnet, allerdings unter drastischen Vereinfachungen. So nimmt Cai (2015) für die freie Umformung in einen Rechteckrahmen eine ebene Dehnungsverteilung an und berechnet, auf Basis geometrisch vermessener Werkstückprofile, eine Art repräsentative plastische Energiedichte für das gesamte Werkstückvolumen. Für die Fließspannung zur Berechnung dieser Energiedichte wird außerdem keine Dehnratenabhängigkeit berücksich-

sichtigt, sondern lediglich eine linearisierte Fließkurve aus dem quasistatischen Zugversuch. Unter diesen Voraussetzungen werden Effizienzen von bis 15 % für die einseitige Umformung von EN-AW 1050 Blechen angegeben. Auch der Ausfüllgrad in einem Gesenk wird von Cai (2015) in Abhängigkeit der Ladeenergie analysiert (ohne weiteres Bild). Bei zu geringer Ladeenergie wird die Gesenkkavität aus Bild 2.12 nicht vollständig ausgeformt, während zu viel Energie zu Rücksprungeffekten durch Aufprallen führt. Daher sollte es, je Bauteil und Versuchskonfiguration, ein optimales Energieniveau geben, bei dem die resultierende Ausformung am ehesten der gewünschten Geometrie entspricht. Dies ist insbesondere ein Unterschied zu Umformverfahren, bei denen die Endgeometrie weggebunden durch einen entsprechend konturierten Stempel erzeugt wird.

Vivek et al. (2014 *b*) haben ebenfalls Untersuchungen zur Formgebung mittels vaporisierender Folien unternommen. Dabei wurde insbesondere anhand zweier Beispielbauteile analysiert, inwieweit feine Features abgebildet werden können. Das erste Beispiel stellt die Ausformung eines 0,5 mm dicken Titanblechs in eine Werkzeugkavität zu einem Handygehäuse, unter Verwendung eines 12,7 mm dicken Polyurethankissens in einem Stahlrahmen dar. Die Blechprobe wurde mit diesem Rahmen verspannt, so dass kein Werkstoffnachfluss aus dem Flanschbereich möglich war. Die aktive, rechteckige Aktuatorfläche betrug 50,8 mm x 12,7 mm, während die darüber angeordnete Polyurethanfläche mit 76,2 mm x 63,5 mm den Werkstückabmessungen entsprechend größer war. Eine versagensfreie Umformung war so nicht möglich, siehe **Bild 2.13 a)**.

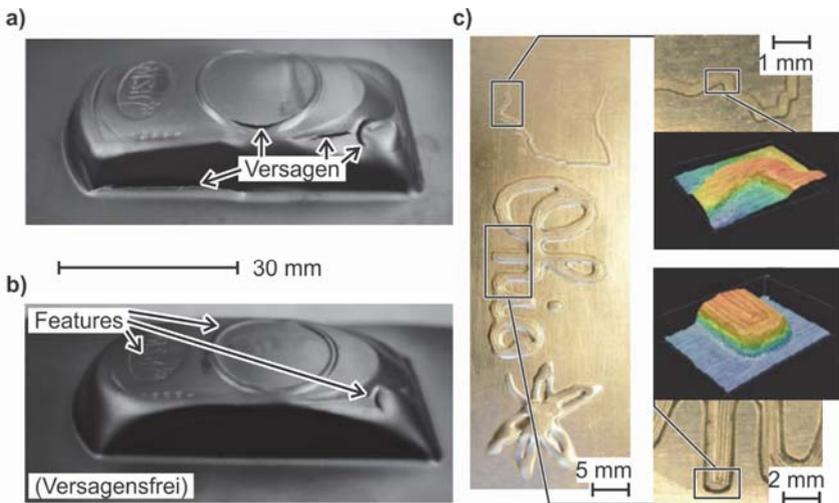


Bild 2.13: Beispiele von Vivek et al. (2014 *b*): a) Direkte VFAF von CP Ti, b) VFAF von CP Ti nach quasistatischer Vorformung, c) Prägen eines AA 2024-T3 Bleches mittels VFAF, mit lokaler 3D-Vermessung (Tiefen: 10-400 µm).

Abhilfe konnte eine quasistatische Vorformoperation mit einer hydraulischen Presse schaffen, bei der in Breitenrichtung ein Einzug von etwa 7 % entstand. Mit dem abschließenden Kalibrierungsschritt durch Vaporisationsumformung konnte schließlich auch die feine Geometrie ohne Versagen ausgeformt werden, siehe **Bild 2.13 b**. Das zweite Beispiel von Vivek et al. (2014 b) ist das Prägen eines feinen Schriftzuges inkl. eines Symbols in ein Aluminiumblech. Dabei konnten Features weniger Mikrometer abgebildet werden, siehe **Bild 2.13 c**. In diesem Zusammenhang untersuchen Vivek et al. (2014 b) auch die geometrische Ausgestaltung des Übergangs von dem aktiven Aktuatorbereich in den inaktiven Bereich, d. h. in die nicht verdampfende Anschlussregion. Bei Verwendung der „klassischen Hundeknochenform“ ohne Übergangsradius können in jenem Bereich lokale Druckmaxima entstehen. Bei einem kontinuierlichen Übergang mit einem entsprechenden Radius ist die Stromdichtekonzentration in diesem Bereich geringer und der Vaporisationsdruck ist homogener über den aktiven Bereich verteilt. Folglich sollten in der Anwendung keine sprunghaften, nicht abgerundete Übergänge zwischen Aktuatorbereichen unterschiedlicher Breite vermieden werden.

Modellierungsansätze

Eine Prozessmodellierung der gesamten Vaporisationsumformung ist noch nicht bekannt. Zum einen existieren in der Komplexität reduzierte, analytisch orientierte Ansätze zur Berechnung einzelner Prozessparameter, insbesondere für geometrisch einfache Anwendungen (Fügetechnik, Flyer bei Zündmechanismus). Zum anderen existieren magnetohydrodynamische (MHD), i. d. R. numerische, Berechnungsmodelle zur näheren Charakterisierung des Vaporisationsprozesses, häufig vor dem Hintergrund militärischer Anwendungen. Den analytisch geprägten Ansätzen, wie bspw. von Ebenhöch et al. (2015), ist gemeinsam, dass sie letztlich alle auf dem Gurney Modell (Kapitel 2.1.1) bzw. dessen elektrischer Version aus Gl. (2.5) von Tucker und Stanton (1975) basieren. Es gibt die mögliche Endgeschwindigkeit v_{eF} eines durch die Masse m_{eG} des vaporisierenden Aktuators einseitig beschleunigten Körpers (Flyer) der Masse m_W an.

$$v_{eF} = \frac{v_{eG}}{\sqrt{m_W/m_{eG} + 1/3}} \quad (2.5)$$

Die sogenannte Gurney Geschwindigkeit v_{eG} , welche im klassischen Gurney Modell aus der Sprengstoffwahl folgt, folgt hier aus der Joule'schen Erwärmung und beinhaltet bereits einen Effizienzfaktor. Von Gl. (2.5) ausgehend entwickeln Vivek et al. (2014 a) sowie Hahn et al. (2016 c) verschiedene Modelle zur Bestimmung der Blechaufprallgeschwindigkeit beim Schockschweißen, Cai (2015) nutzt Gl. (2.5) letztlich für die Approximation der Druckamplitude. Eine inhärente Schwäche des elektrischen Gurney Modells liegt jedoch, wie schon im Falle des ursprünglichen Gurney Modells in der Explosionsumformung, in der Grundannahme begründet, dass es sich um eine gerade Starrkörperbewegung handelt. Abermals wird also ein etwaiger plastischer Widerstand

durch das Werkstück vernachlässigt. Daher eignen sich diese Modelle ausschließlich für Umformaufgaben mit eher geringen Plastifizierungsdrücken und sehr kurzen Umformwegen, was bei Schockschweiß-Blech-Überlappverbindungen z. B. der Fall ist.

Numerische MHD-Berechnungen des Folienverdampfungsprozesses stammen etwa von Wang et al. (2011) für den eindimensionalen Vereinfachungsfall und von Neal und Garasi (2017) für eine dreidimensionale, umfangreichere Betrachtung. Letztgenannte Autoren verwenden den Code ALEGRA-MHD (Robinson et al., 2008), welcher von den Sandia National Laboratories entwickelt wird. Es ist allerdings zu beachten, dass dieser Multiphysik-Code nicht außerhalb der USA verfügbar ist. Der Code nutzt die ALE Finite-Elemente-Methode (vgl. Kapitel 2.1.3) zur Kontinuumsbeschreibung, welche auch der MHD-Theorie genügt. Der hydrostatische Druck wird durch Zustandsgleichungen gemäß SESAME Datenbank (Los Alamos National Laboratory, USA) determiniert, das weitere konstitutive Verhalten - etwa des Flyers - mittels Festkörpermechanik. Dabei werden auch Bruchmodelle einbezogen. Die Energieeinbringung wird über eine integrierte *RLC*-Ersatzschaltbildmodellierung abgebildet. Ausgewählte Simulationsbilder eines lediglich 1 x 1 mm-Ausschnitts werden im **Bild 2.14** mit Experimenten verglichen, wobei die kleinste Elementkantenlänge 1 μm betrug. Neal und Garasi (2017) erhalten eine gute Übereinstimmung mit punktuellen Geschwindigkeit-Zeit-Verläufen, die ebenfalls während des Versuchs mithilfe eines Photon Doppler Velocimetry (PDV) Systems aufgenommen wurden. Unter Ausnutzung einer Viertelsymmetrie dauerte die Simulation von lediglich 300 ns ca. 12 Stunden auf einem Supercomputer mit 80 CPUs.

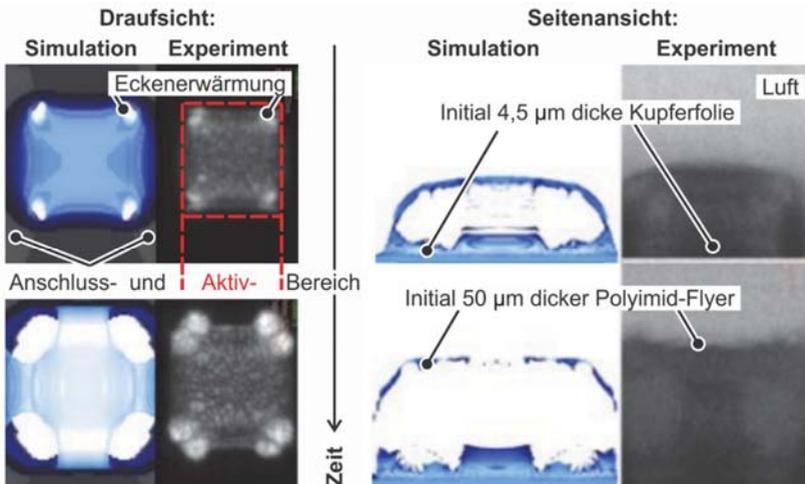


Bild 2.14: Ausschnitt räumlicher Validierung der ALEGRA-MHD Vaporisationssimulation (Numerik: Netz nicht angezeigt, Experiment: 2 Hochgeschwindigkeitskameras mit Laserbeleuchtung) von Neal und Garasi (2017).

Eine in der Komplexität etwas reduzierte Numerik zur Beschreibung des Vaporisationsprozesses präsentieren Wu et al. (2018). Es handelt sich um ein zweidimensionales Modell, mit dem die Autoren bis zu vier parallel geschaltete Folienstreifen aus Gold abbilden, die 0,5 mm lang und zwischen 0,1 und 0,4 mm breit sind. Elektromagnetische Effekte werden vernachlässigt, es handelt sich um eine rein hydrodynamische Berechnung mit einer idealen Gas-Zustandsgleichung, bei welcher der Ionisationsgrad über die Saha-Gleichung berücksichtigt wird. Die Energieeinbringung resultiert aus den transienten globalen Eingangsgrößen Strom und Spannung, welche experimentellen Messungen entnommen werden. Die Autoren validieren ihrer Ergebnisse anhand von Schlierenbildern, die mittels CCD-Kamera zu unterschiedlichen Prozesszeiten in Wiederholexperimenten aufgenommen wurden. Dabei wird das Fortschreiten der sichtbaren, aus komprimierter Luft bestehenden Schockwelle verglichen. Für 0,5 μ s nach dem Berstpunkt werden Maximaltemperaturen und -drücke von ca. 10 000 K und 0,5 GPa in dem sich ausbildenden Jet als Simulationsergebnis angegeben. Damit liegen die Werte in der gleichen Größenordnung wie in der fertigungstechnischen Literatur angegeben, z. B. von Vivek et al. (2014 a), wobei die Längs- und Breitenabmessungen der Aktuatoren in diesen Fällen i. d. R. mindestens um den Faktor 100 größer sind als bei Wu et al. (2018).

2.2 Bauteilspektrum

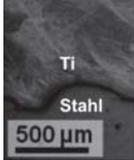
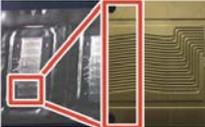
Innerhalb der flexiblen Umformverfahren können Bauteile, welche mittels Hochgeschwindigkeitsumformverfahren umgeformt werden, als potenzielle Konkurrenz zu der in Kapitel 1 erwähnten quasistatischen Hydroumformung angesehen werden. Folglich ergibt sich ein ähnliches Bauteilspektrum, welches in **Tabelle 2.1** anhand von Beispielanwendungen zusammengefasst ist. Die Sortierungskriterien entlang der zuvor vorgestellten Verfahren sind dabei die Halbzeugart (Blech oder Rohr / Profil) und die Ausprägung der Ausformhöhe bzw. maximale Verschiebung zur ursprünglichen Blechebene oder die Umformrichtung (Kompression, Expansion). Auf die in Tabelle 2.1 genannten Beispiele wird nachfolgend eingegangen.

Da die Explosionsumformung (EXU) v. a. für große Bauteile geeignet ist, kann z. B. eine ganze Cockpitstruktur eines Flugzeuges aus bis zu 3 x 6 m Aluminiumblechen im T4-Zustand mit Dicken bis zu 100 mm endkonturnah umgeformt werden, wodurch Fügeoperationen, Wärmebehandlungen, Gewicht und Kosten gespart werden können (N.N., 2019 a). Als Beispiel für kleine Ausformhöhen kann das Plattieren verschiedenartiger Metallbleche mittels EXU, wie für Stahl und Titan von Song (2011) gezeigt, genannt werden. Mit geringer Ausformhöhe sind hier die Amplituden der Wellenmorphologie der Verbindung im Mikrometerbereich gemeint, obgleich lokal signifikante Deformationen auftreten. Die Expansion von Rohren mittels EXU in rechteckige Kavitäten wird von N.N. (2019 b) industriell in Wärmetauschern angewandt. Ein Beispiel für die elektrohydraulische Umformung (EHU) von Blechroندن aus Niob mit einem Anfangsdurchmesser von 800 mm wird von Cantergiani et al. (2018) beschrieben. Diese

sogenannten Halbzellen dienen einer supraleitenden Hochfrequenzanwendung im CERN Teilchenbeschleuniger. Eine Ausformung in wesentlich kleineren Abmessungen demonstrieren Pegel et al. (2018), indem sie die EHU mit einer Ladespannung von nur 1,5 kV verwenden, um ein 200 µm dickes Aluminiumblech über einen handelsüblichen Gummibären zu ziehen. Cantergiani et al. (2018) nutzen die EHU außerdem für die Expansion eines einseitig geschlossenen Zylinders aus AA 5657 für eine dekorative Anwendung (Parfumkappe von „J’adore L’Or“ - Dior). Dabei werden sehr feine Prägungen großflächig elektrohydraulisch eingebracht. Mit einer Ausformhöhe von 0,27 m und einem Rondenanfangedurchmesser von 1,38 m zeigen Lai et al. (2018), dass die elektromagnetische Umformung (EMU) auch für ähnlich große Werkstücke wie in der EXU möglich ist, wobei Ladespannungen von ca. 25 kV sowohl für einen gepulsten Niederhalter als auch für die eigentliche Werkzeugspule benutzt werden. Für die automatisierte EMU lediglich 0,3 mm tiefer Kanäle einer Edelstahl-Bipolarplatte für Brennstoffzellen nutzen Shang et al. (2010) eine starre wiederverwendbare Treiberplatte mit zusätzlicher Elastomerschicht, welche schließlich die Umformung der elektrisch weniger gut leitfähigen Edelstahlfolie gewährleistet. Verhältnismäßig häufig wird die kompressive EMU für das stoffschlüssige Fügen verschiedenartiger Metallrohre im Leichtbau verwendet. Bspw. können so Schockschweißungen von Aluminiumhohlwellen und Stahlgelenken mit einer Verbindungsfestigkeit gefertigt werden, die über der des schwächeren Fügepartners liegt (N.N., 2015). Die elektromagnetische Formgebung profilartiger Werkstücke in ein Gesenk ist technisch einfacher für die Expansion zu realisieren, bspw. für Getränkedosen (N.N., 2019 c). Für die Blechumformung durch vaporisierende Folien (VFAF) mit vergleichsweise hohen und geringen Tiefen können die Beispiele aus Bild 2.13 herangezogen werden. Die Vaporisation von Drähten zwecks Expansion wird von Vivek et al. (2014 c) genutzt, um eine form- und kraftschlüssige Verbindung zwischen einem Kupferrohr und gelochten Stahlblechen herzustellen. Eine mögliche Anwendung stellt in diesem Fall abermals ein Wärmetauscher dar.

Gegenüber konventionellen Verfahren fällt neben der Vielfalt potenzieller Anwendungsmöglichkeiten insgesamt auf, dass sich insbesondere auch sehr feine Geometriedetails, aufgrund der lokal hohen und nicht an ein mechanisch verfahrenes Werkzeug gebundenen Drücke, überhaupt erst oder besser und flexibler sowie in weniger Stufen realisieren lassen. Bei tendenziell größeren (relativen) Ausformhöhen kann eine quasistatische Vorformoperation sinnvoll oder notwendig sein. Die Hochgeschwindigkeitsverfahren werden dann eingesetzt, um die finalen Geometrieanforderungen zu erfüllen. Damit ergibt sich nicht zwingend eine Konkurrenz zu konventionellen Fertigungsverfahren, sondern ggf. auch eine Ergänzung bzw. Erweiterung. Kompressionsartige Umformbeispiele rohr- oder profilartiger Werkstücke mittels Explosion, Vaporisation, oder elektrohydraulischem Impuls sind bisher nicht aus der Literatur bekannt. Dies erscheint zwar prinzipiell realisierbar, ist jedoch technisch nicht immer als sinnvoll zu erachten.

Tabelle 2.1: Beispiele für das Bauteilspektrum der Hochgeschwindigkeitsumformung.

Verfahren	Halbzeugart			
	Blech		Rohr / Profil	
	Absolute Ausformhöhe (eher) hoch	Absolute Ausformhöhe (eher) gering	Kompression	Expansion
EXU	N.N. (2019 <i>a</i>)  Leichtbau Strukturteil aus Aluminiumlegierung	Song (2011)  Schweißplattierten (Schliffbild)	- Keine Arbeit bekannt	N.N. (2019 <i>b</i>)  Cupronickel-Stahl Verbindung
EHU	Cantergiani et al. (2018)  Niob Halbzelle	Pegel et al. (2018)  „Gummibär“ aus Aluminiumfolie	- Keine Arbeit bekannt	Cantergiani et al. (2018)  Al Parfumkanpe
EMU	Lai et al. (2018)  Großes Ellipsoideil aus AA 2219 Blech	Shang et al. (2010)  Bipolarplatte (vom Coil, mit Gesenk)	N.N. (2015)  Al-Stahl Welle	N.N. (2019 <i>c</i>)  Cola Dose (Al)
VFAF	Vivek und Daehn (2014)  Titan Handygehäuse (hybrid)	Vivek und Daehn (2014)  Ohio Schriftprägung in Aluminium (Al)	- Keine Arbeit bekannt	Vivek et al. (2014 <i>c</i>)  Cu-Stahl Element

2.3 Fazit zum Stand der Technik

Im Stand der Technik wurden die grundlegende Prozessphysik und bisherige Modellierungsansätze bekannter Hochgeschwindigkeitsumformverfahren vorgestellt, mit Fokus auf der Formgebung durch vaporisierende Aktuatoren (VFAF). Dabei wurden auch das vielfältige Potenzial und die Flexibilität gegenüber konventionellen Umformverfahren aufgezeigt. Es ist allerdings anzumerken, dass die Community der Hochgeschwindigkeitsverfahren vergleichsweise klein ist und noch immer eher ein Nischendasein führt. Dies ist ein Grund dafür, dass sich diese Verfahren noch nicht vollständig industriell etabliert haben. Ein weiterer Grund ist, mit Blick auf die noch relativ junge Vaporisationsumformung, dass bisher vornehmlich experimentelle Arbeiten bekannt sind. Für die eventuelle industrielle Anwendung eines neuartigen Fertigungsprozesses muss dieser i. d. R. jedoch auch, unter vertretbarem Aufwand bei gleichzeitig ausreichender Prognosefähigkeit, virtuell abbildbar sein. Zwar werden die Vorgänge der Vaporisation verhältnismäßig kleiner Aktuatoren schon seit Jahrzehnten erforscht, jedoch thematisch isoliert und somit nicht in einem umformtechnischen Kontext. Die Verbindung eines für die Umformtechnik adäquaten Prozessmodellierungsansatzes mit dem experimentellen Wissen stellt somit einen noch fehlenden, notwendigen Schritt zur Etablierung und Weiterentwicklung der Vaporisationsumformung dar. Dann könnte der Versuchsaufwand künftig durch eine effiziente, prädiktive Prozessauslegung reduziert und zugleich das Prozessverständnis vergrößert werden.

3 Motivation, Zielsetzung und Vorgehensweise

Aus der Einführung (Kapitel 1) und dem Stand der Technik in Kapitel 2 sind bereits erste, primär experimentelle Arbeiten, welche einige Grundaspekte und Potenziale der Hochgeschwindigkeitsumformung mittels vaporisierender Aktuatoren adressieren, bekannt. Insgesamt dominieren fÜgetechnische Anwendungen, die lokal an der FÜgestelle stets mit lediglich mÜglichst kleinen Umformwegen bzw. Werkstückverschiebungen einhergehen, aktuell die fertigungstechnische Erforschung vaporisierender Aktuatoren. Die flächigere Blechumformung durch vaporisierende Folienaktuatoren kann mithin noch nicht als gänzlich verstanden und „fertig entwickelt“ angesehen werden. Aus umformtechnischer Perspektive motiviert dies noch Pionierarbeit zu leisten, insbesondere auf der Modellierungsseite.

Die Hauptziele dieser Arbeit in Bezug auf die Vaporisationsumformung werden daher folgendermaßen formuliert:

Erarbeitung, Validierung und Analyse einer für die Umformtechnik adäquaten Prozessmodellierung, um

- (1) ein tiefergreifendes Prozessverständnis zu erlangen,
- (2) sowie ein prädiktives Instrument zur Prozessauslegung bereitzustellen,
- (3) so dass auch bauteilindividuelle Druckverteilungen ermöglicht werden.

Grafisch sind diese Punkte im **Bild 3.1** veranschaulicht. Während die Teilziele (2) und (3) v. a. auf die Prozessentwicklung und flexible Anwendungsmöglichkeit abzielen, erfordert insbesondere Ziel (1) die Beantwortung der grundlagenwissenschaftlichen Fragestellung, wie und unter welchen Annahmen respektive Vereinfachungen die hochdynamische, multiphysikalische Natur der Vaporisationsumformung (VFAP) in der Berechnung hinreichend genau makroskopisch abgebildet werden kann. Dabei bedarf es eines durchgängigen Ansatzes, um letztlich auch das erforderliche Aktuatorkonzept und die Prozessparameter für die Punkte (2) und (3) ableiten zu können.

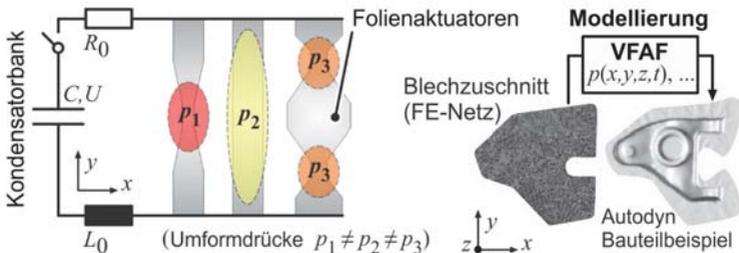


Bild 3.1: Skizzierte Vision zur Modellierung und Simulation bauteilindividueller Druckverteilungen (p_i) für den VFAP-Prozess (FE: Finite Elemente).

Für die Erreichung der beschriebenen Ziele werden in Kapitel 4² zunächst experimentelle Untersuchungen durchgeführt, welche in der späteren Modellvalidierung als Referenz fungieren. Außerdem dienen die Experimente, welche u. a. auch hochdynamische laserbasierte Blechgeschwindigkeitsmessungen beinhalten, der Herausstellung grundlegender Charakteristika, um bereits relevante Erkenntnisse für die Modellbildung abzuleiten. Dazu zählen auch die Findung eines phänomenologischen Werkstoffgesetzes zur realisierbaren resistiven Energieeinbringung in den Aluminiumaktuator sowie die Auswirkungen unterschiedlicher Versuchsrandbedingungen auf das Umformergebnis.

Anschließend wird in Kapitel 5³ ein durchgängiger Modellierungsansatz für die Vaporisationsumformung entwickelt und validiert, der aus unterschiedlichen numerischen sowie analytischen Konzepten besteht. So wird, nach Betrachtung der elektrischen Energieeinbringung bis zum Berstpunkt, die Finite-Elemente-Methode mit einer partikelbasierten Methode gekoppelt, um die Interaktion zwischen dem expandierenden Aktuatorbereich und dem sich plastisch umformenden Blech bzw. dem Zwischenmedium abzubilden. Die in Verbindung als vollständig zu bezeichnenden Berechnungsmodelle tragen maßgeblich zur Erweiterung des physikalischen Prozessverständnisses bei. Die Angabe dafür benötigter Werkstoffkennwerte für den Aktuator, die Elastomerzwichenschicht und das umzuformende Blech ist ebenfalls ein notwendiger Bestandteil von Kapitel 5.

In Kapitel 6⁴ werden örtlich variable – d. h. flexible – Vaporisationsdruckverteilungen adressiert. Zwecks Überblick und Eingrenzung wird zunächst der Einfluss verschiedener Druckverteilungstypen auf das Ergebnis einer freien Umformung numerisch untersucht. Um die Vaporisationsumformung für eine kompliziertere Bauteilgeometrie (mit Gegenwerkzeug) auslegen zu können, wird ein Optimierungsproblem formuliert, das als Lösung die theoretisch notwendige Druckverteilung liefert. Um dies zu ermöglichen, wird zuvor ein weiteres, reduziertes Umformmodell aufgebaut. Die Ableitung der für die optimierte Druckverteilung erforderlichen, einstellbaren Prozessparameter erfolgt mit Hilfe des analytischen Modells zur Energieeinbringung. Schließlich wird die experimentelle Erprobung dieser Strategie anhand eines Beispielbauteils durchgeführt.

Im letzten Abschnitt dieser Arbeit, Kapitel 7⁵, werden die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst sowie Konzepte zur weiteren Steigerung der Flexibilisierung der Vaporisationsumformung und seiner effektiven Berechnung in Aussicht gestellt.

² Ergebnisse aus diesem Kapitel dienen u. a. als Grundlage für Arbeiten in den darauffolgenden Kapiteln. Sie sind in Teilen in verschiedenen Veröffentlichungen enthalten: Hahn et al. (2018), Hahn et al. (2019), Hahn und Tekkaya (2020 a), Hahn und Tekkaya (2020 b), Hahn und Tekkaya (2021).

³ Ergebnisse aus diesem Kapitel sind ebenfalls in Hahn et al. (2018) sowie Hahn et al. (2019) veröffentlicht.

⁴ Ergebnisse aus diesem Kapitel sind ebenfalls in Hahn und Tekkaya (2020 a) sowie Hahn und Tekkaya (2021) veröffentlicht.

⁵ Ergebnisse aus diesem Kapitel sind ebenfalls in Hahn und Tekkaya (2020 b) veröffentlicht.

4 Experimente

Um das übergeordnete Ziel der Arbeit, die Etablierung eines für die Umformtechnik geeigneten Prozessmodellierungsansatzes, zu erreichen, sind begleitend auch grundlegende experimentelle Validierungsversuche vonnöten. Dazu werden verschiedene Grundversuchsaufbauten definiert. Nach jener Validierung kann das vorgeschlagene Modellierungskonzept auch auf andere Umformaufgaben übertragen werden.

Da es bei der Durchführung der Grundversuche⁶ v. a. um die Erlangung von Erkenntnissen zur Prozessbeschreibung geht, liegt werkstückseitig explizit kein werkstoffwissenschaftlicher Fokus vor. Deswegen wird für die Versuche ein möglichst verbreiteter Blechwerkstoff mit – im Sinne der Hochgeschwindigkeitsumformung - ausgeprägter Dehnratensensitivität verwendet: kaltgewalzter DC01 Stahl (1.0330) mit der Ausgangsdicke 1 mm (vgl. **Tabelle 4.1**). Als Aktuatorwerkstoff werden stets Folien aus möglichst reinem Aluminium verwendet (Al99,5). Die Herstellung der Aktuatorgeometrie geschieht mittels Wasserstrahlschneiden von mechanisch verspannten, geschichteten Folienabschnitten. Isoliert werden die Folienaktuatoren vor jedem Versuch doppelt mit 0,08 mm dickem Polyimid-Tape mit Acrylatkleber („Kapton“). Als Elastomerschicht zwischen Aktuator und Blech werden ggf. 3 mm dicke Platten aus Polyurethan (PU, 70° Shore A) benutzt. Diese Auswahl folgt aus den im Stand der Technik (Kapitel 2.1.4) genannten Ergebnissen von Cai (2015). Werkstoffcharakterisierungen werden an geeigneter Stelle im Rahmen der Modellierung in Kapitel 5 adressiert.

Tabelle 4.1: Chemische Zusammensetzung DC01 in Gewichtsprozent (N. N., 2019 d).

C	P	S	Mn
max. 0,1	max. 0,045	max. 0,045	max. 0,6

4.1 Versuchsaufbauten

Es werden zwei generelle Grundversuche definiert, die unterschiedlichen Zwecken dienen. Dies ist zum einen die Vaporisation ohne gleichzeitige Umformung, um einen eventuellen Einfluss einer Umformung auf die mögliche elektrische Energieeinbringung

⁶ Einige Versuche wurden teilweise im Rahmen einer freien internationalen Zusammenarbeit des IUL mit der OSU (The Ohio State University, USA), zu der auch Gastaufenthalte von Steven Hansen in 2018 und Angshuman Kapil in 2019 am IUL gehörten, durchgeführt. Die OSU-seitige Betreuung erfolgte durch Prof. Glenn S. Daehn und Dr. Anupam Vivek, die IUL-seitige Betreuung durch Prof. A. Erman Tekkaya und Marlon Hahn. Weiterhin wurde ein Teil der Versuche im Rahmen einer Masterthesis durchgeführt: „Analysis of achievable energy deposition and its spatial distribution in vaporizing foil actuators“ von Siddhant P. Goyal, TU Dortmund, 2018; Betreuung durch Prof. A. Erman Tekkaya und Marlon Hahn.

auszuschließen. Zum anderen wird eine Vaporisation mit freier Blechumformung, d. h. offen zugänglich ohne formgebendes Gegengesenk, gewählt. Da der Vaporisationsdruck nicht überall auf dem Blech appliziert wird, kann so mithilfe von Geschwindigkeitsmessungen an verschiedenen Blechpunkten etwa überprüft werden, ob der wechselwirkende Einfluss von dynamischer Last und Trägheit auf das Umformergebnis in der Modellierung zufriedenstellend wiedergegeben wird.

4.1.1 Vaporisation ohne Umformung

Es wurde ein mobiles Setup entwickelt, welches im **Bild 4.1** zu sehen ist. Aus Schutzgründen wird dieses Setup vor jedem Versuch in ein an der Kondensatorbank montiertes Stahlgehäuse gestellt (nicht abgebildet). Das Setup besteht aus einer isolierten Abstützplatte aus Stahl, auf der ein ebenfalls isolierter Aktuator platziert werden kann („Arbeitsbereich“). Massive Kupfer- und Stahlelemente, die wiederum durch glasfaserverstärkte Kunststoffelemente von dem Arbeitsbereich isoliert sind, ermöglichen die Kontaktierung der breiten Folienenden und führen zum Kondensatorbankanschluss. Mit einer zusätzlichen Isolationsschicht wird eine Stahlgegenplatte mit dem Arbeitsbereich über Schrauben verspannt, so dass verdampfende Partikel nur lateral austreten können.

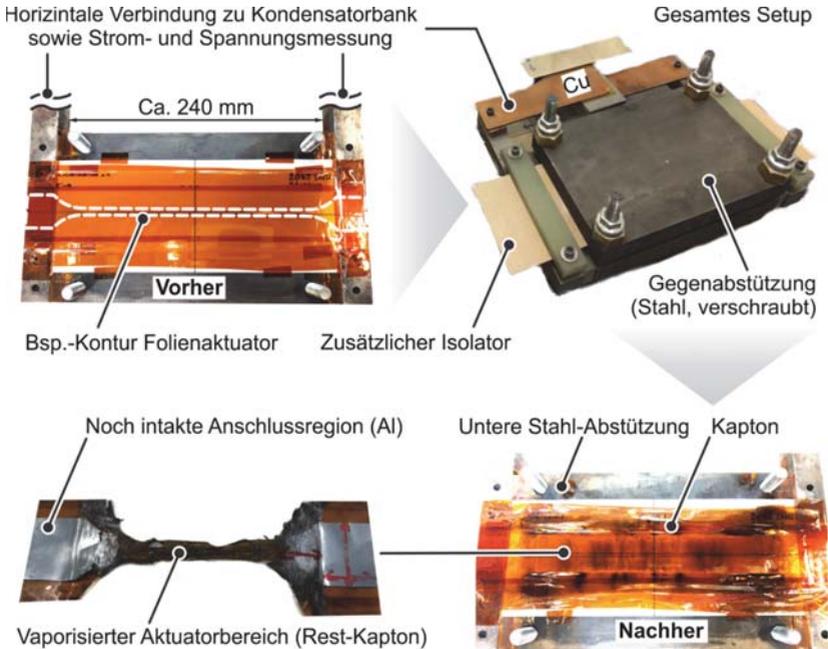


Bild 4.1: Experimenteller Aufbau für die Vaporisation ohne Umformung (mobil).

4.1.2 Vaporisation mit freier Umformung

Das Grundprinzip des entwickelten Setups aus **Bild 4.2** ähnelt dem aus Kapitel 4.1.1. Der Arbeits- und Aktuatorkontaktbereich ist jedoch größer gewählt, um für komplexere umzuformende Bauteile auch parallel geschaltete Aktuatoren vaporisieren zu können. Neben der in diesem Fall vertikalen statt horizontalen Kondensatorbankverbindung besteht ein weiterer Unterschied in der Gestaltung des Bereiches über den Aktuatoren, wo Werkzeuge für eine Umformung vorgehalten werden. In den Grund- oder Referenzversuchen wird ein rundes, offenes Stahlgesenk mit einem oberen Durchmesser von 140 mm sowie einem Ziehradius von 20 mm genutzt, unter dem ein Aktuator mittig platziert wird. Im Rahmen von Kapitel 6.2.2 wird dies durch ein nicht rundes, geschlossenes Gesenk ersetzt. Für die Grundversuche zur freien Umformung werden DC01 Ronden mit einem Anfangsdurchmesser von 220 mm verwendet. Auf der Rondenseite, die nicht dem Gesenk zugewandt ist, wird stets eine konventionelle Ziehfolie appliziert, um die Reibung gegenüber dem Druckübertragungsmedium zu minimieren sowie um eine zusätzliche Schutzschicht vor austretenden Verdampfungspartikeln bereitzustellen. Eine Schmierung zwischen Gesenk und der anderen Rondenseite wird nicht vorgesehen. Für die Gestaltung des Setups unter der Ziehfolie werden zwei Varianten untersucht, die

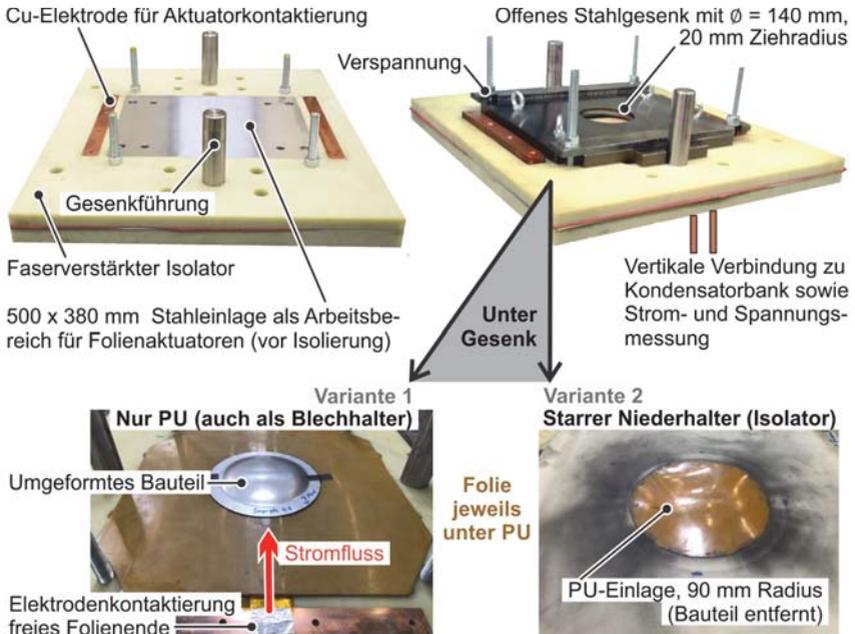


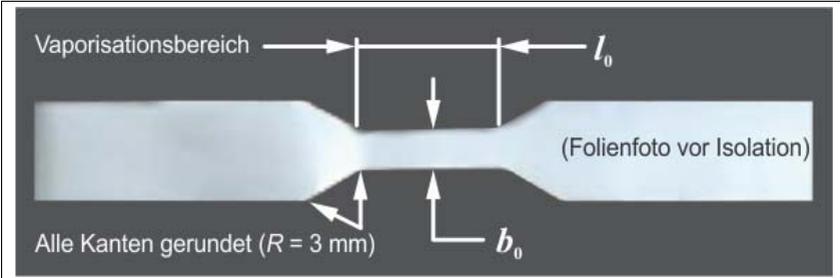
Bild 4.2: Experimentelle/r Aufbau/ten für die Vaporisation mit Umformung (nicht mobil, auf nicht gezeigtem Gerüst mit zusätzlichem Schutzgehäuse montiert).

sich in der Art unterschieden wie die Blechrunde während der Umformung gehalten wird (Bild 4.2 unten). Bei Variante 1 wird als Druckübertragungsmedium eine großflächige Polyurethanplatte (PU) benutzt, die durch die Verspannung mit dem Gesenk gleichzeitig als Blechhalter fungiert. Diese Variante bietet einen besseren Werkstückschutz, die Polyurethanplatte muss aufgrund der Verspannung allerdings verstärkt (elastisch) mitumgeformt werden. Dies ist bei Variante 2 anders. Dort wird eine quasistarre Isolatorplatte mit einem rundem Ausschnitt des Durchmessers 180 mm als Niederhalter unter der Blechrunde bzw. über dem Folienaktuator platziert. In den Ausschnitt wird eine entsprechende PU-Einlage gleicher Dicke gelegt. So kann sich das Druckübertragungsmedium ohne äußere Einspannung frei bewegen während der Blechumformung. Allerdings resultiert dadurch auch eine Entweichungsmöglichkeit für verdampfende Aluminiumpartikel, wie im Bild 4.2 (unten rechts) an den dunklen Ablagerungen zu erkennen ist. In beiden Varianten wird die Polyurethanplatte nach jedem Versuch mit Aceton gereinigt und kann ohne Zerstörung viele Male wiederverwendet werden.

4.1.3 Aktuatorgeometrien und Kondensatorbänke

Im Rahmen der Versuche werden zahlreiche Kombinationen der in **Tabelle 4.2** aufgelisteten, definiert rechteckigen Folienbereiche vaporisiert (nicht vollfaktoriell, s. u.). Komplexere Geometrien, die für eine konkrete Anwendung durchaus denkbar sind, würden in experimentellen Grundlagenversuchen messtechnisch nicht erfassbare und somit unerwünschte Inhomogenitäten mit sich bringen. Um lokale Stromkonzentrationen zu vermeiden / minimieren, enthält keine der Aktuatorkonturen spitze Kanten oder Ecken.

Tabelle 4.2: Genutzte Aluminiumfolie-Aktuatorgeometrien (verschiedene Volumina).



Längen l_0 in mm (in verschiedenen Abstufungen)	40 – 200
Breiten b_0 in mm (in verschiedenen Abstufungen)	4,5 – 24,0
Dicken s_0 in mm (in verschiedenen Abstufungen)	0,0254 – 0,1270

Für die zwei bzw. drei Versuchsanordnungen werden verschiedene Kondensatorbänke oder Kondensatorbankkonfigurationen verwendet, deren charakteristische Anlagen-

kennwerte in **Tabelle 4.3** aufgezeigt sind (Kapazität C , innere Induktivität L_0 , innerer Widerstand R_0 , Ladeenergie W_0). Konfiguration #1, #2 und #4 sind herstellerseitig so konstruiert, dass ein horizontaler Setupanschluss erfolgt, wohingegen Konfiguration #3 einen zusätzlichen Arbeitstisch bietet, auf dem ein Setup vertikal angeschlossen wird.

Tabelle 4.3: Verwendete Kondensatorbankkonfigurationen.

Konfig.#	Fabrikat	Ort	C in μF	L_0 in nH	R_0 in m Ω	W_0 in kJ (benutzt)
1	Poynting SMU 0612	IUL	40	67,1	7,8	1,0 bis 3,0
2	Poynting SMU 0612	IUL	80	40,0	4,2	2,4 bis 6,0
3	32 kJ-Maxwell Magneform	IUL	360	78,0	5,4	3,6 bis 10,0
4	16 kJ-Maxwell Magneform	OSU	426	100,0	10,0	2,6 bis 8,8

Die aus der Resonanzfrequenz einer Kondensatorbank abgeleitete Anstiegszeit t_a aus Gl. (4.1), welche die Zeit bis zum ersten Strommaximum im Kurzschlussfall abschätzt, kann allgemein als Maß für die anlagenspezifische „Entladegeschwindigkeit“ aufgefasst werden.

$$t_a = \frac{\pi\sqrt{L_0 C}}{2} \quad (4.1)$$

Damit stellt sich zunächst die Frage, ob eine in dieser Hinsicht schnellere Kondensatorbank grundsätzlich auch eine kürzere Berstzeit, also schnellere Vaporisation liefert. In den Untersuchungen (mit je einem Aktuator / Vaporisationsbereich) wurden insgesamt knapp 200 Versuche mit zahlreichen Kombinationen von Tabelle 4.2 und Tabelle 4.3 durchgeführt (genaue Aufschlüsselung in **Anhang A**). Die Berstpunkte der Versuche sind, ohne Ergebnisse vorweg zu nehmen, geordnet nach der jeweiligen Kondensatorbankanstiegszeit, im **Bild 4.3** aufgetragen (übereinander liegende Markierungen nicht gut sichtbar). Die großen Überlappungen der Berstpunktbereiche über die verschiedenen Bankkonfigurationen zeigen, dass nicht zwingend ein direkter Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit einer Kondensatorbank und dem Berstpunkt aufgestellt werden kann. Viel mehr wird der Wert des Berstpunktes von den verbleibenden Parametern, der Ladeenergie W_0 sowie der Aktuatorgeometrie und –masse, dominiert. So kann bspw., je nach Wahl der Prozessparameter, der gleiche Berstpunkt auf unterschiedlich schnellen Kondensatorbänken erreicht werden.

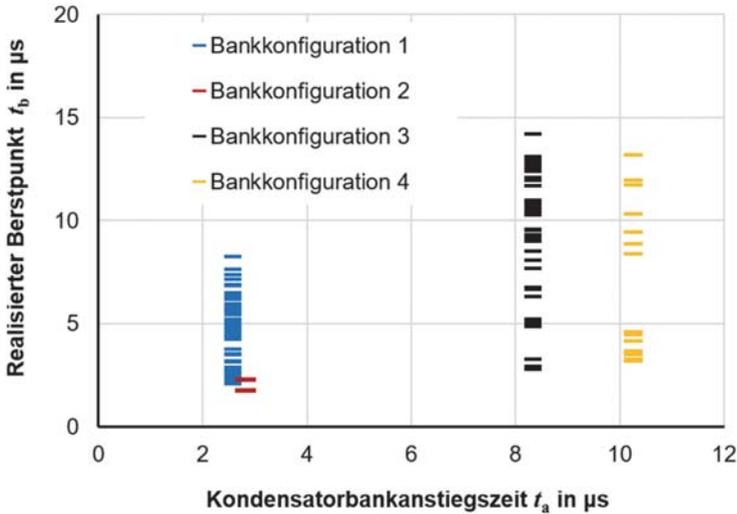


Bild 4.3: Gegenüberstellung von Berstpunkt und Anstiegszeit für verschiedenste Energie-Aktuator-Kombinationen (Bankkonfigurationen gemäß Tabelle 4.3).

4.2 Messmethoden

Im Folgenden werden die wichtigsten Messmethoden und -größen beschrieben, welche bei den Referenzversuchen von Relevanz sind. Das Wissen über den Verlauf dynamischer Prozessparameter ist von besonderer Bedeutung für das Prozessverständnis, da sie als Resultat der initialen Versuchskonfiguration während der Impulsumformung nicht mehr beeinflussbar sind.

4.2.1 Elektrische Prozessgrößen

Die elektrischen Größen, aus denen sich die absolute Leistung \dot{W} bzw. Energie W bis zum Berstpunkt t_b ergibt, sind die effektiv über den Aktuator abfallende Spannung U_a sowie der ihn durchfließende Strom I .

$$W = \int_0^{t_b} U_a(t)I(t) dt = \int_0^{t_b} U(t)I(t) dt - \frac{L_{\text{Set}}I^2(t_b)}{2} - R_{\text{Set}} \int_0^{t_b} I^2(t) dt \quad (4.2)$$

Dabei ist U die messbare, am Setup abfallende Spannung. Für die gesuchte Energie müssen noch induktive und resistive Anteile des Setups in Gl. (4.2) abgezogen werden. Durch den Verbau massiver Kupferelemente ist der Setup-Widerstand vernachlässigbar im Verhältnis zur Folienvaporisation ($R_{\text{Set}} \approx 0$). Die Setup-Induktivität L_{Set} variiert

leicht mit der gewählten Aktuatorgeometrie und kann anhand klassischer Schwingkreisanalysen aus Dummy-Messungen mit sehr geringer Ladeenergie – also möglichst bei Raumtemperaturwiderstand - ermittelt werden (hier nicht weiter ausgeführt). Für beide Versuchsanordnungen ergibt sich ca. $L_{\text{Set}} \approx 100 \text{ nH}$. Bei gängigen Energieeinbringungen entstände ein Fehler von wenigen Prozentpunkten bei Vernachlässigung dieser Anteile. Für die Spannungsmessung wird der Spannungsteilertyp PHV 4002-3 von PMK (1000 : 1) verwendet, für die Strommessung Rogowskispulen des Typs CWR 3000 (0,012 mV/A und 0,020 mV/A) der Fa. Power Electronic Measurements. Zur Triggerung und Datenverarbeitung werden digitale Speicheroszilloskope von Teledyne LeCroy mit 4 Kanälen und Abtastraten bis 10 GS/s genutzt. In den Referenzversuchen wird stets nur eine Folie mit einem definiertem Vaporisationsbereich einer Masse m_a eingesetzt. Streng genommen kann dann zwar nur eine durchschnittliche spezifische Energie angegeben werden, es ist allerdings gängige Literaturpraxis eine homogene Verteilung vorauszusetzen (siehe z. B. Grigoriev und Pavlenko, 2009, oder Hansen, 2018), so dass für die experimentelle spezifische Energieeinbringung w – ohne Kapitel 5.1 vorzugreifen - einfacherweise gelte:

$$w \cong \frac{W}{m_a}. \quad (4.3)$$

Ähnliches gilt für die Energieeinbringungsrate, deren Durchschnittswert aus Gl. (4.4) als charakteristische Heizrate \dot{w} bezeichnet wird. Beide Größen stellen wichtige werkstoffspezifische Prozessparameter für die Einstellung des Vaporisationsdruckes dar.

$$\dot{w} = \frac{w}{t_b} \quad (4.4)$$

Im **Bild 4.4** sind die elektrischen Prozessgrößen als repräsentatives Rohdatenbeispiel zur Veranschaulichung über der Zeit aufgetragen, wobei die fortlaufende Integration aus Gl. (4.2) bzw. Gl. (4.3) numerisch auf Basis der Messpunkte erfolgt. Wie in Kapitel 2 beschrieben, ist zunächst ein sinusähnlicher Stromverlauf erkennbar, der in diesem Fall maximal knapp 120 kA beträgt, was einer Stromdichte von 111 kA/mm² entspricht. Alleine ausgehend von dem Stromverlauf kann der Berstpunkt nicht identifiziert werden, dafür muss der Spannungsverlauf bekannt sein. Dieser bleibt zunächst quasikonstant bis zum Strommaximum und verdoppelt sich anschließend fast bis zum Erreichen der charakteristischen Spannungsspitze, hauptsächlich aufgrund der nun rapide abfallenden Leitfähigkeit, wodurch der Berstpunkt $t_b \cong 12 \mu\text{s}$ detektiert werden kann. Die spezifische Energie steigt währenddessen kontinuierlich bis auf $w \cong 12 \text{ MJ/kg}$ an, mit einer durchschnittlichen Heizrate von ca. 1 GJ/(s·g). Danach geschieht keine weitere nennenswerte Energieeinbringung mehr und die eigentliche Aktuatorexpansion und ggf. Umformung beginnt. Die elektrische Phase endet somit an dem Punkt t_b aus Sicht der Vaporisationsumformung, trotz verbleibender Spannung und abklingendem Reststrom.

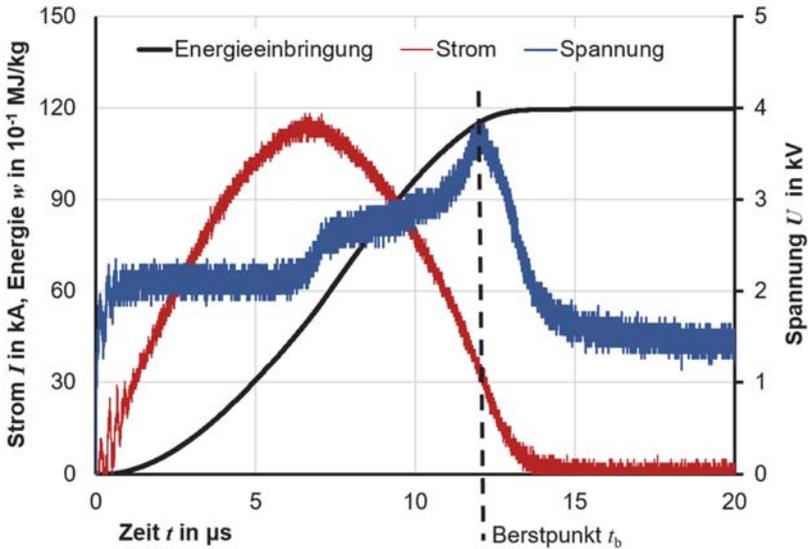


Bild 4.4: Rohdatenbeispiel elektrischer Prozessgrößen für: 67 mm Vaporisationslänge, 18 mm breit, 0,06 mm dick, 4,8 kJ Ladeenergie, $C = 360 \mu\text{F}$ („Konfig. #3“).

4.2.2 Werkstückgeschwindigkeiten, -verschiebungen und Dehnungen

Für den Vergleich mit einer Umformsimulation ist die Kenntnis über den zeitlichen Verlauf von Geschwindigkeiten bzw. Verschiebungen im Experiment wichtig, zumal (aktuell) keine andere umformtechnische Größe⁷ der Vaporisationsumformung in-situ erfasst werden kann. Für die dynamische Messung hoher Geschwindigkeiten hat sich die Nutzung sogenannter Photon Doppler Velocimetry (PDV) Systeme als zielführend erwiesen (Strand et al., 2004). Ein solches System ist auch am IUL verfügbar. Das PDV-Prinzip ist im **Bild 4.5 a** skizziert. Dabei emittiert ein Lasermodul Licht einer bekannten Wellenlänge λ_L (hier: 1550 nm) und Frequenz f_0 , welches über optische Fasern mit einem Splitter in mehrere Teilstrahlen zerlegt werden kann, um ggf. mehrere Messköpfe (hier: Fokussierer) gleichzeitig verwenden zu können. Dieses Licht wird teilweise ungebogen im Messkopf reflektiert und in den Zirkulator geleitet. Der aus dem Messkopf austretende Teil des Lichts wird von der Werkstückoberfläche reflektiert. Eine sich

⁷ Etwa eine in-situ Messung von Dehnungen mittels digitaler Bildkorrelation (DIC, z. B. Aramis von Fa. Gom) ist mit dem gegenwärtigen IUL-Equipment (keine entsprechende Hochgeschwindigkeitskamera vorhanden) für die hochdynamische Vaporisationsumformung technisch nicht möglich; hinzu kämen Probleme der Zugänglichkeit.

bewegende Oberfläche (Umformung) führt zu einer Veränderung der Frequenz gemäß des Doppler-Effekts, mit der gebeugten Frequenz f_d . Durch Überlagerung resultiert eine Schwebungsfrequenz f_b im Detektor (GHz-Bereich). Mithilfe einer Kurzzeit-Fourier-Transformation⁸ kann der zeitliche Verlauf der Schwebungsfrequenz analysiert werden, für die schließlich zur Bestimmung der gesuchten Geschwindigkeit v gilt:

$$v(t) = \frac{\lambda_L}{2} f_b(t) = \frac{\lambda_L}{2} \{f_d(t) - f_0(t)\}. \tag{4.5}$$

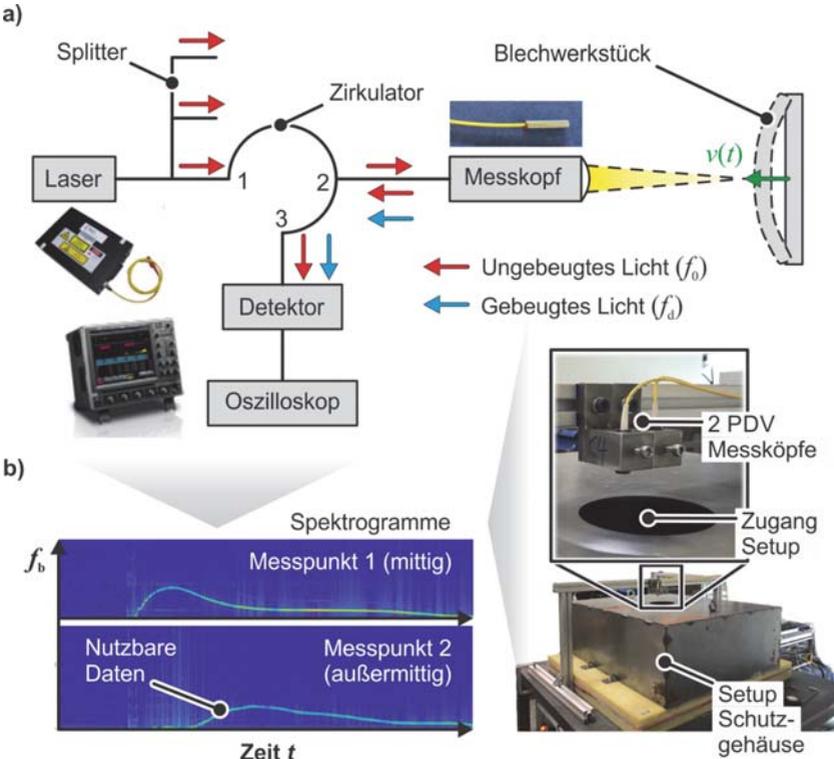


Bild 4.5: Werkstückgeschwindigkeitsmessung (nicht bei allen Umformexperimenten):
a) Prinzip PDV-Funktionsweise, b) Bild von experimenteller Umsetzung mit Spektrogrammbeispielen.

⁸ Die Implementierung (zuvor bereits in anderen Arbeiten genutzt) erfolgte in Matlab mit Standardfunktionalitäten.

Die experimentelle Realisierung dieses Prinzips ist im **Bild 4.5 b** dargestellt, wobei zeitgleich zwei Werkstückgeschwindigkeiten detektiert werden können. Mit dem Laserstrahl kann lediglich der Absolutbetrag einer Geschwindigkeit erfasst werden (hier vertikal), nicht jedoch die Richtung. Der Werkstückpunkt in der Blechmitte ändert seine Richtung nicht während der Umformung (keine Einschränkung). Der außermittige Werkstückpunkt hingegen erfährt auch kleine laterale bzw. radiale Verschiebungen. Der außermittige Laserstrahl erfasst folglich strenggenommen kontinuierlich unmittelbar benachbarte Werkstückpunkte während der Umformung, was zu einem Fehler weniger m/s mit Bezug auf den eigentlich anfangs erfassten Werkstückpunkt führt. Im Verhältnis zu der Größenordnung der auftretenden Geschwindigkeiten sowie der relativ geringen Werkstückkrümmung ist dieser Fehler jedoch als vernachlässigbar klein einzuschätzen in den Referenzversuchen. Eine derartige PDV-Messung zweier Werkstückpunkte während einer verhältnismäßig größerflächigen und tiefen Blechumformung ist bisher nicht aus der Literatur bekannt. Die resultierenden Verschiebungen u der betrachteten Werkstückpunkte werden durch (numerische) Zeitintegration bestimmt:

$$u = \int v \, dt. \quad (4.6)$$

Auf Grundlage relativer Verschiebungen von definierten Werkstückpunkten auf der Blechoberfläche können zudem Haupt- und Nebenformänderungen nach einem Umformversuch bestimmt werden. Für diese Formänderungsanalyse wird das Werkstück vor dem Versuch mit einer bekannten Geometrie berastert (i. d. R. mit einem Netz oder Kreisen). Danach werden anhand digitaler Fotos die Koordinaten der durch die Umformung verzerrten Raster dreidimensional erfasst. Durch Vergleich mit dem Ausgangszustand können so Formänderungen aus den relativen Rasterelementverschiebungen berechnet werden. Ein Nachteil dieser Methodik ist, dass keine Dehnpfadwechsel quantifiziert werden können, d. h. die Formänderungsanalyse könnte für ein Element z. B. fälschlicherweise einen Wert von Null ergeben, wenn sich Zug- und Druckdehnungen entlang einer Elementachse während des Umformprozesses ausgleichen. In dieser Arbeit wurde das Argus System der Fa. Gom benutzt. Des Weiteren wurden optische Bau- teilgeometrieermessungen mit dem Atos System durchgeführt (ebenfalls Fa. Gom).

4.3 Modellierungsrelevante Erkenntnisse

Neben der Erlangung experimenteller Grunderkenntnisse dienen die Referenzversuche v. a. auch der Validierung des im Rahmen dieser Arbeit zu erarbeitenden Prozessmodellierungsansatzes der Vaporisationsumformung. Dies beinhaltet auch die Identifikation potenzieller Modellvereinfachungsmöglichkeiten, da für die Umformung weniger relevante Phänomene nicht unbedingt mit abgebildet werden müssen. Dabei stehen sowohl elektrische als auch mechanische Merkmale im Fokus.

4.3.1 Werkstoffgesetz zur Energieeinbringung

Die Ladeenergie und Kondensatorbankeigenschaften, zusammen mit der Aktuatorgeometrie, ermöglichen ein breites Spektrum an Zeitverläufen für die Größen Spannung, Strom und somit auch Energieeinbringung bis zum Berstpunkt. Da die spezifische Energieeinbringung, wie in Kapitel 2.1.4 beschrieben, den Berst- bzw. Vaporisationsdruck beeinflusst, ist die Kenntnis über die erreichbare Energieeinbringung $w = w(t_b)$ und deren Abhängigkeiten sehr wichtig für die Prozessauslegung. Daher ist ein neues phänomenologisches Werkstoffgesetz $w = f(?)$ einzuführen, welches diese Abhängigkeiten eindeutig abbildet. Wie ebenfalls im Stand der Technik (Kapitel 2.1.4) adressiert, sind die Einflussfaktoren auf die erreichbare Energiedichte w jedoch noch ein Diskussions-thema in der Literatur. Während Sedoi et al. (1999) für Drähte, ohne die Länge zu variieren, ausschließlich eine Abhängigkeit von der (durchschnittlichen) Heizrate aus Gl. (4.4) nachweisen, d. h. $w = f(\dot{w})$ in Gl. (4.7) mit den Konstanten B und q und normiert auf die theoretische, vollständige Verdampfungsenergie w_f des Aktuatorwerkstoffs:

$$\frac{w}{w_f} = B \cdot \dot{w}^q, \quad (4.7)$$

beobachtet Hansen (2018) für Folien eine zusätzliche Abhängigkeit von dem Raumtemperaturwiderstand R_{RT} des Aktuators, d. h. $w = f(\dot{w}, R_{RT})$ durch

$$\frac{w}{w_f} = B \cdot \left(\frac{\dot{w}}{R_{RT}} \right)^q. \quad (4.8)$$

Da mit der aktiven Leiterquerschnittsfläche A und der zugehörigen Länge l_0 für den Widerstand $R_{RT} \propto l_0/A$ gilt, Sedoi et al. (1999) jedoch bereits die Unabhängigkeit des Berstpunktes von der Querschnittsform und -fläche des Leiters aufgezeigt haben, wird im Folgenden, als Erweiterung der ursprünglichen Gl. (4.7), eine Funktion $w = f(\dot{w}, l_0)$ der Form von Gl. (4.9) als Werkstoffgesetz zur spezifischen Energieeinbringung für Aluminium gesucht.

$$\frac{w}{w_f} = B(l_0) \cdot \dot{w}^{q(l_0)} \quad (4.9)$$

Dafür werden zahlreiche Ergebnisse der Referenzversuche herangezogen, so dass sowohl verschiedene Kondensatorbänke mit unterschiedlichen Ladeenergien, als auch viele Foliengeometrien und -massen als Datenbasis fungieren, um einen großen Heizratenbereich abzudecken. In einem ersten Schritt folgt daraus die ungeordnete, teils überlappende Punktwolke aus **Bild 4.6** (jeweils in doppelt logarithmischer Darstellung).

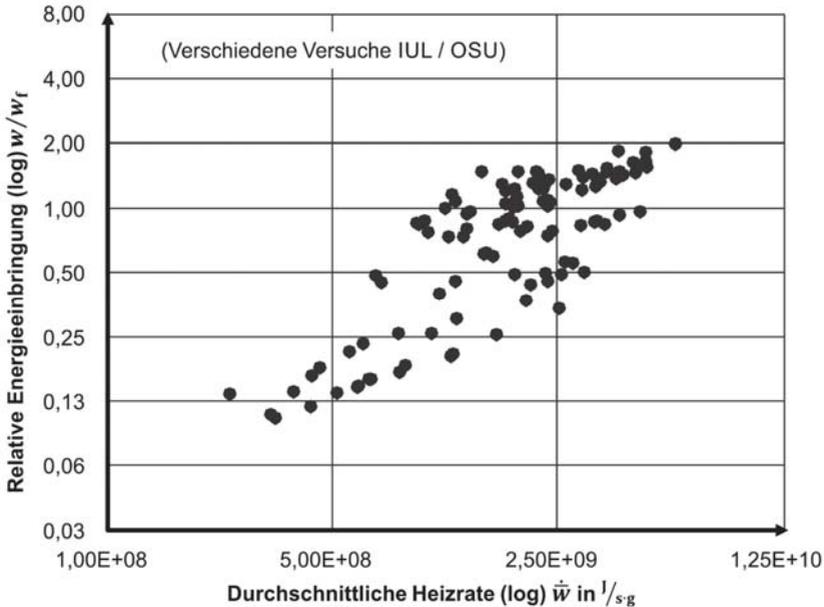


Bild 4.6: Abhängigkeit der Energieeinbringung von der Heizrate für Aluminium (ungeordnet, mit Mittelwerten aus Wiederholexperimenten); $w_f = 13,5 \text{ MJ/kg}$.

Dabei ist global der Trend einer moderaten Steigerung der Energieeinbringung bei signifikanter Erhöhung der Heizrate wiederzuerkennen. Es ist auch zu erkennen, dass für eine gegebene Heizrate ausgeprägt unterschiedliche Energieeinbringungen auftreten, was auf den zusätzlichen Einfluss der Länge des Vaporisationsbereiches hindeuten kann. Dies wird klar ersichtlich, wenn die Punkte aus Bild 4.6 nach der Anfangslänge l_0 des aktiven Bereiches geordnet werden (**Bild 4.7**). Dabei kann festgestellt werden: Je kürzer der Aktuator, desto höher die Energiedichte beim Bersten (bei gleicher Energieeinbringungsrate \dot{w}). Ein möglicher Erklärungsansatz für diese Beobachtung kann aus dem Ohm'schen Gesetz abgeleitet werden, wenn man gleichzeitig berücksichtigt, dass bis zum Bersten eine höhere Energieeinbringung auch mit einem höheren spezifischen Widerstand einhergeht (Tucker und Toth, 1975). Dazu werden in einem Gedankenexperiment zwei Aktuatoren verglichen. Durch beide fließe die gleiche Stromdichte j^* , womit die Querschnittsunabhängigkeit ausgedrückt wird. An beiden Aktuatoren liege dabei eine Spannung U^* an. Lediglich in der Länge l_0 , über welche U^* wirkt, unterscheiden sie sich. Dann ist der spezifische Widerstand, unter Verwendung des Ohm'schen Gesetzes, durch $\rho_f = U^*/(l_0 j^*)$ gegeben. Daraus ist direkt ersichtlich, dass der kürzere Aktuator den größeren spezifischen Widerstand liefert. Alternativ kann dies

wie folgt ausgedrückt werden: Für einen längeren Aktuator ist eine vergleichsweise höhere Energiedichte nötig, um eine bestimmte elektrische Feldstärke zu erreichen (vgl. auch Verwandtheit mit Durchschlagfestigkeiten, die in V/m angegeben werden).

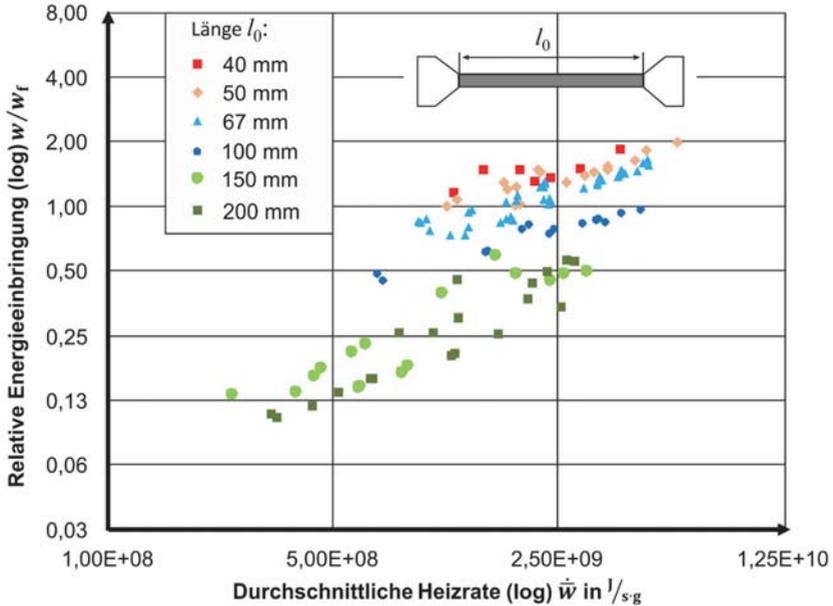


Bild 4.7: Abhängigkeit der Energieeinbringung von der Heizrate für Aluminium (experimentell, nun nach Anfangslänge des Aktuators geordnet); $w_f = 13,5$ MJ/kg.

Somit stellt sich die Frage nach der mathematischen Ausgestaltung des Werkstoffgesetzes für die spezifische Energieeinbringung wie in Gl. (4.9) formuliert. Da es sich um einen phänomenologischen Ansatz handelt, wurden zahlreiche unterschiedliche Funktionsansätze mithilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (Least Squares – LS Fit) geprüft. Das Resultat mit der größten Übereinstimmung mit der experimentellen Punktwolke ist

$$w(t_b) = w(\dot{w}, l_0) \cong w_f \cdot \exp(B_1 l_0 + B_2) \cdot \dot{w}^{(q_1 l_0 + q_2)}. \quad (4.10)$$

Die Veranschaulichung von Gl. (4.10) ist im **Bild 4.8** zu sehen („LS Fit“, linear in doppelt logarithmischer Darstellung). Dabei nehmen die zu bestimmenden Parameter folgende Werte an (mit l_0 in mm und \dot{w} in J/[s·g]):

$$B_1 = -0,0664 \text{ [mm}^{-1}\text{]} \quad B_2 = -3,8459 \text{ [-]} \quad q_1 = 0,0027 \text{ [mm}^{-1}\text{]} \quad q_2 = 0,2076 \text{ [-]}.$$

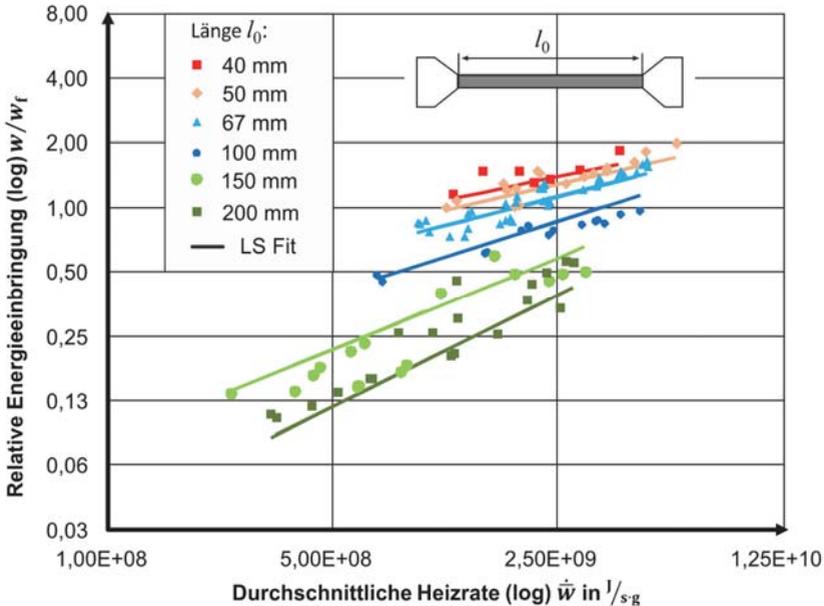


Bild 4.8: Abhängigkeit der Energieeinbringung von der Heizrate für Aluminium (experimentell, mit optimiertem Approximationsergebnis); $w_f = 13,5 \text{ MJ/kg}$.

Gl. (4.10) kann schließlich als Grundlage für eine prädiktive, modellierungsgestützte Prozessauslegung dienen. Allerdings wird auf den lediglich approximativen Charakter hingewiesen, was durch die verbleibenden Abweichungen im Bild 4.8 klar wird, die durchschnittlich noch knapp 15 % betragen. Dadurch kann es zu Überlappungen kommen. Zudem ist zu berücksichtigen, dass die zugrundeliegenden Versuche zwei bis fünfmal wiederholt wurden, wobei sich eine mittlere Streuung von etwa 4 % bzgl. der Energieeinbringung w nach Gl. (4.3) ergab.

4.3.2 Umformverhalten bei verschiedenen Blechhaltervarianten

Wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, werden zwei Versuchsanordnungen mit verschiedenen Blechhaltern untersucht (Variante 1 und 2), um etwaige Vor- / Nachteile für eine Prozessmodellierung und -gestaltung ableiten zu können. Es wird der Zeitverlauf der Geschwindigkeit der Probenmitte und eines um 30 mm dazu versetzten Punktes für ausgewählte, beispielhafte Experimente (30 Stück) analysiert. Begonnen wird mit Variante 1, also mit dem Druckübertragungsmedium (PU) ohne separaten Niederhalter (**Bild 4.9**). Für den Rondenmittelpunkt mit v_1 über dem rechteckigen Vaporisationsbereich zeigt sich, dass geradezu keine Geschwindigkeitsentwicklung bis zum Berstpunkt

$t_b \approx 10 \mu\text{s}$ stattfindet, diese jedoch in der Folge sprunghaft ansteigt auf fast 200 m/s für ca. 19 MJ/kg Energieeinbringung im **Bild 4.9 a** und auf 80 m/s für ca. 14 MJ/kg im **Bild 4.9 b**. Anschließend fällt die Geschwindigkeit wieder ähnlich schnell ab, bevor es ab $t \approx 200 \mu\text{s}$ zu einer temporären Stagnation kommt, um schließlich bis zum Prozessende nach etwa 600 μs mit einer deutlich geringeren Steigung - d. h. Bremsbeschleunigung - als anfangs zum Erliegen zu kommen. Nachfolgende kleine Ausschläge in den Kurven

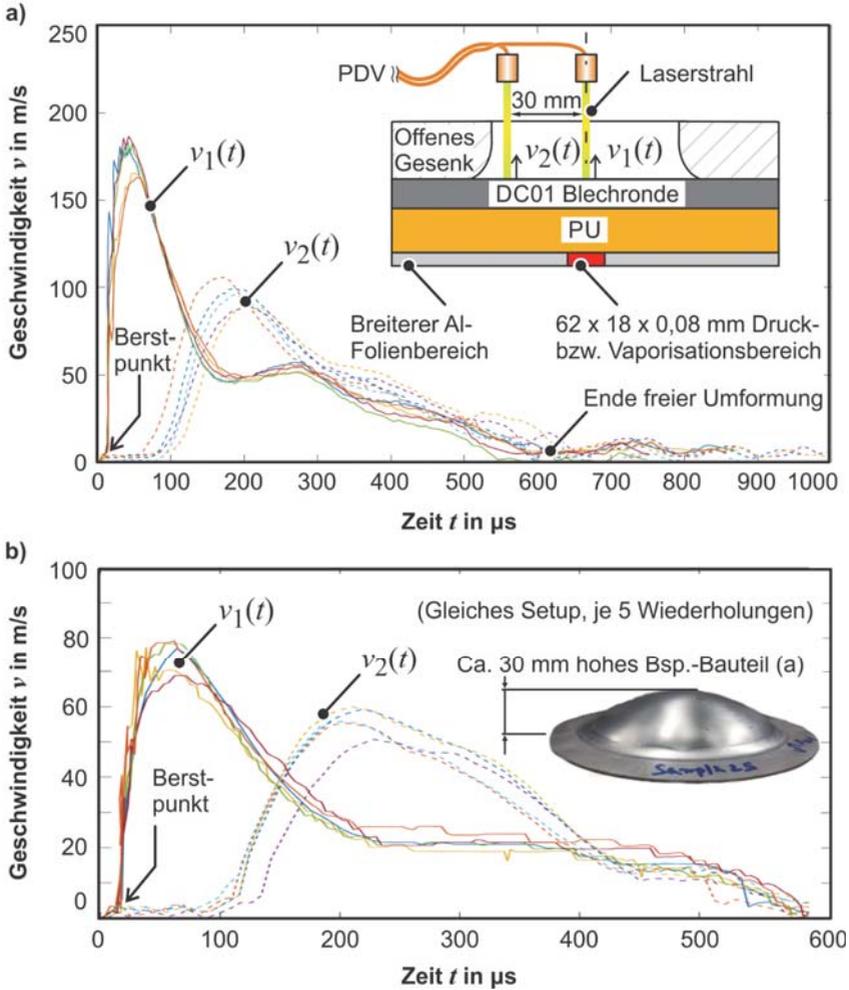


Bild 4.9: Ausgewählte experimentelle Geschwindigkeitsverläufe ohne Niederhalter für a) 10 kJ Ladeenergie (ca. 19 MJ/kg im Druckbereich), b) 6 kJ (ca. 14 MJ/kg).

sind auf Vibrationen und unerwünschte Oberflächenreflexionen des PDV-Lasers zurückzuführen. Im Intervall der geringen Geschwindigkeitsabflachung ab etwa $t \approx 300 \mu\text{s}$ ist der Aktuator bereits längst zu einer so geringen Dichte expandiert, dass wahrscheinlich keine relevanten Dampfdrücke mehr vorhanden sind und die verbliebene kinetische Energie verhältnismäßig langsam größtenteils in plastische Energie des Blechs umgewandelt wird bis die Plastizitätsgrenze unterschritten wird, so dass die Umformung endet. Für den außermittigen Probenpunkt mit Geschwindigkeit v_2 kann ein qualitativ ähnlicher Verlauf beobachtet werden, allerdings mit einem auffälligen zeitlichen Versatz von ca. $100 \mu\text{s}$. Bis zum Beschleunigungsbeginn dieses Probenpunktes, der nicht direkt über dem Vaporisationsbereich liegt, wird also zunächst lokal nur der druckbeaufschlagte Blechbereich umgeformt. Die mit eingespannte PU-Druckübertragungsschicht gibt den Vaporisationsdruck also offenbar ohne zu große Verwischungseffekte an die darüber liegende Blechrunde weiter. Bei einer quasistatischen Umformung mit einer dem Vaporisationsbereich entsprechenden Werkzeugstichelgeometrie würden sich die benachbarten, nicht durch ein Gesenk abgestützten Werkstückpunkte von Anfang an entsprechend mitverschieben. Dieser Unterschied liegt in dem Auftreten im Fall der Hochgeschwindigkeitsumformung nicht mehr zu vernachlässigender Trägheitskräfte begründet, so dass eine vergleichsweise komplizierte Ausformungsevolution resultiert. Durch die trägheitsbedingte dynamische Ausformung der nicht druckbeaufschlagten Bereiche kommt es im späteren Prozessverlauf zu geometrisch kompensatorischen Effekten, was im Ergebnis schließlich zu einer fast kugelartigen Ausformung für einen initial relativ kleinen mittigen Vaporisationsbereich führt (siehe Bauteilbeispiel im Bild 4.9 b, welches aus einem 10 kJ-Versuch stammt). Durch die umlaufende Blechhaltereinspannung der Elastomierzwischenschicht (Variante 1) steht diese während der Umformung, zusätzlich zur Druckbelastung in Dickenrichtung, teils unter biaxialem Zug und dünnt folglich kurzzeitig aus. Die vergleichsweise geringe Steifigkeit des Polyurethans führt dabei zu einem membranartigen Verhalten, d. h. Biegungen des Druckübertragungsmediums sollten aus umformtechnischer Sicht nicht sehr relevant sein. Weiterhin ist im Vergleich von Bild 4.9 a und Bild 4.9 b ersichtlich, dass eine um ca. 1/3 erhöhte Energiedichte (durch Erhöhung der Kondensatorladeenergie um 2/3) zu mehr als einer Verdopplung der Maximalgeschwindigkeit führt. Daraus kann geschlossen werden, dass der durch eine höhere Energiedichte gesteigerte Vaporisationsdruck den Verfestigungseinfluss der dadurch ebenfalls erhöhten Dehnrates dominiert.

Im **Bild 4.10 a** und **b** sind die Geschwindigkeitskurven für die gleichen Prozessparameter für Variante 2 aufgetragen, d. h. unter Verwendung eines fixen Niederhalters und einer nicht eingespannten PU-Einlage als Druckübertragungsmedium. Im Zeitverlauf sind dabei keine signifikanten Unterschiede ersichtlich, so dass prinzipiell die gleichen Charakteristika und Schlussfolgerungen wie für Variante 1 gelten, obwohl in diesem Fall keine überlagerte Zugbelastung der Elastomerschicht aufgrund der geänderten Randbedingungen vorliegt. Ein umformtechnischer Unterschied ergibt sich jedoch im

Randbereich der Blechranden (vgl. Bild 4.10 b). Wie bei dem konventionellen Tiefziehen ist dort eine Faltenbildung zu beobachten. Da der Randbereich in Variante 1 lediglich durch das wenig steife PU abgestützt wird, kann der durch umlaufende Druckspannungen hervorgerufenen Faltenbildung im Rand weniger Widerstand entgegengesetzt werden als durch den steiferen Niederhalter in Variante 2, welche weniger Falten liefert.

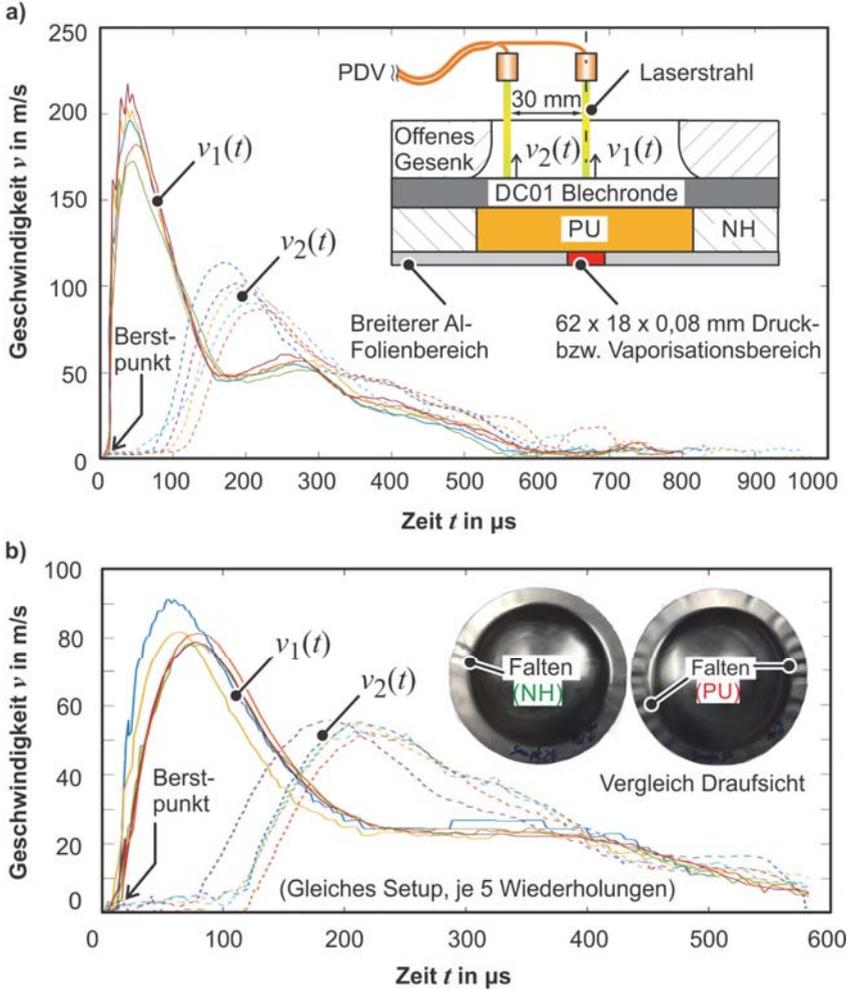


Bild 4.10: Ausgewählte experimentelle Geschwindigkeitsverläufe mit Niederhalter für a) 10 kJ Ladeenergie (ca. 19 MJ/kg im Druckbereich), b) 6 kJ (ca. 14 MJ/kg).

Nach diesen einzelnen Zeitverlaufsbetrachtungen ist ein Überblick über mehrere Versuchs konfigurierungen mit Bezug auf die resultierenden Ausformhöhen der Probenmitte, $u_{1,fin}$, sowie die zugehörigen Maximalgeschwindigkeiten $v_{1,max}$ im **Bild 4.11** gegeben.

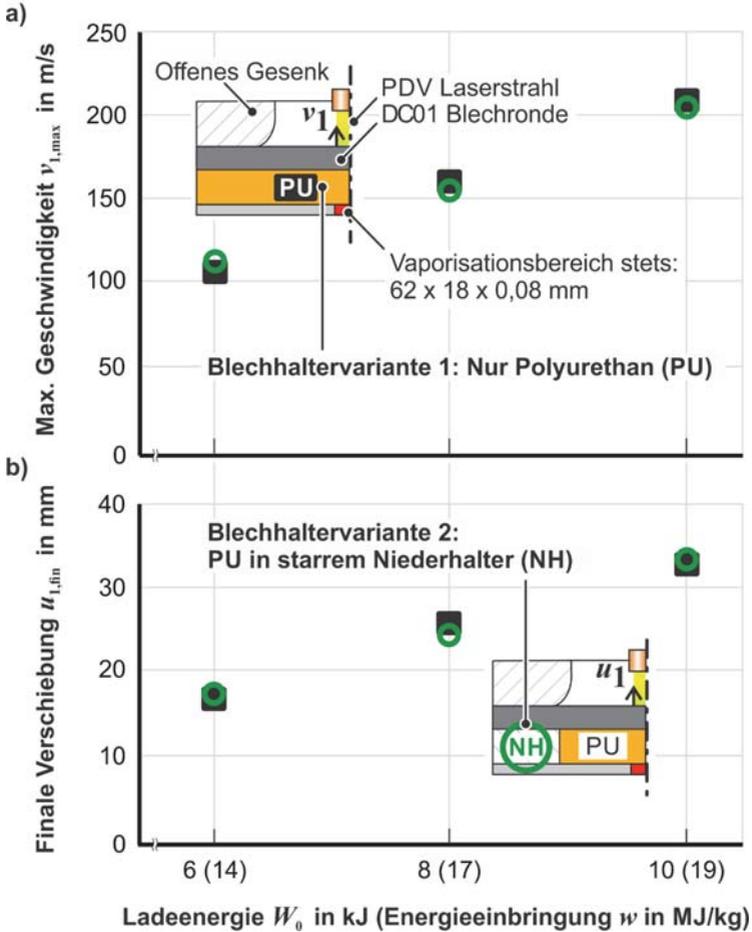


Bild 4.11: Ergebnisüberblick a) Geschwindigkeiten, b) Verschiebungen für 2 Blechhaltervarianten ($C = 360 \mu\text{F}$, gerundete Mittelwerte aus je 5 Wiederholungen).

Damit können die Ergebnisse aus den Einzelbetrachtungen über einen größeren Parameterbereich bestätigt werden, dass das Umformergebnis robust gegenüber der gewählten Blechhaltervariante ist. Dies liegt v. a. an dem generell großen Unterschied zwischen den Elastizitätsmodulen von Blechprobe und Elastomerplatte mit einem Faktor von ca.

150 000 (quasistatischer Vergleich). Dadurch bleiben veränderte Randbedingungen für das Elastomer mit Blick auf das Blechumformergebnis nahezu unbemerkt. Somit müssen Unterschiede im Zuge verschiedener Elastomerkonfigurationen in der umformtechnischen Modellierung nicht zwingend berücksichtigt werden. Zwar hat das Elastomer auch eine dämpfende Eigenschaft, die nahezu druckbereichskonformen Ausformungen im frühen Prozessstadium lassen jedoch den Schluss zu, dass die PU-Schicht die Druckverteilung in der Folien- oder Blechebene nicht maßgeblich verändert bzw. nur geringfügig verschmiert. Insgesamt ist für beide Blechhaltervarianten bei Steigerung der Ladeenergie bzw. Energieeinbringungsdichte der gleiche lineare Zusammenhang sowohl bzgl. der Maximalgeschwindigkeit im **Bild 4.11 a** als auch für die finale Ausformung im **Bild 4.11 b** identifizierbar. Im vorliegenden Fall wurde aus Sicherheitsgründen keine Ladeenergie über 10 kJ eingestellt, womit sich für den 1 mm dicken DC01-Werkstoff eine maximale Ausformung von etwa 35 mm ergibt. Für eine Einordnung dieser Ergebnisse in das Bauteilspektrum aus Tabelle 2.1 ist zu beachten, dass für noch tiefere Ausformungen ggf. ein vorgelagerter, quasistatischer Umformschritt zu empfehlen oder vonnöten wäre. Da die Variante 2 mit starrem Niederhalter weniger Falten produziert als Variante 1, wird für die Modellierung des Grundversuchs nur die Variante 2 gewählt.

4.3.3 Zielkonflikt Umformeffizienz

Eine Effizienzbetrachtung ist wichtig für jeden Umformprozess. Als Bewertungsgröße kann in diesem Zusammenhang die gesamte plastische oder ideelle Umformenergie W_{pl} zugrunde gelegt werden. Allerdings könnte ein identisches Bauteil des Umformgrades φ über das Volumen V_{Blech} ggf. auch alternativ in einem quasistatischen Verfahren hergestellt werden, wofür aufgrund der dann fehlenden Dehnratenabhängigkeit der Fließspannung k_f eine geringere, quasistatische Umformenergie $W_{st.}$ benötigt werden würde:

$$W_{pl} = \iint k_f d\varphi dV_{Blech} \geq \iint k_{f,st.} d\varphi dV_{Blech} := W_{st.} \quad (4.11)$$

Daher ist es hier vergleichend zweckmäßig, eine Referenzeffizienz η_{ref} nach Gl. (4.12) zu definieren, wobei die Systemeingangsennergie W_0 der anfänglichen Kondensatorladeenergie entspricht. Mit der elektrisch bis zum Berstpunkt eingebrachten Energie W kann außerdem die Zwischengröße der elektrischen Effizienz η_{el} eingeführt werden. η_{ref} stellt somit eine untere Schranke für die eigentliche Umformeffizienz η_{pl} bzgl. W_{pl} dar. Diese kann (nach aktuellem Stand) nicht experimentell ermittelt werden, weil dafür u. a. der Dehnratenverlauf des gesamten Werkstückvolumens in-situ erfasst werden müsste.

$$\eta_{ref} := \frac{W_{st.}}{W_0} = \frac{W_{st.}}{W} \frac{W}{W_0} := \eta_{st.} \cdot \eta_{el} \quad (4.12)$$

Die Fließspannung in Gl. (4.11) kann, ohne maßgeblich auf Kapitel 5.3.2 vorzugreifen, für den quasistatischen Fall bei Raumtemperatur durch $k_{f, \text{st.}} = k_{f0} + C_f \varphi^n$ angenähert werden. Mit Kenntnis der finalen 1. und 2. Hauptformänderungen (φ_1, φ_2) auf der Blechoberfläche kann, mithilfe der Volumenkonstanz und einer über die Blechdicke s vereinfachend als konstant angenommenen Ausdünnung, schließlich die statische Umformenergie $W_{\text{st.}}$ für das gesamte Bauteil gemäß der im **Bild 4.12** dargelegten Vorgehensweise abgeschätzt werden. Dabei sind allerdings lineare Dehnpfade vorzusetzen.

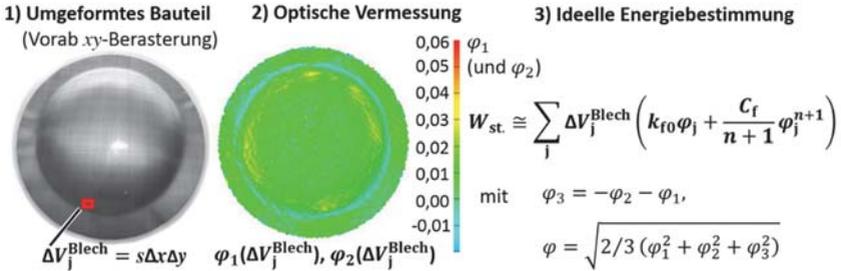


Bild 4.12: Methode zur experimentellen Abschätzung der VFAF-Referenzeffizienz η_{ref} .

Das Werkstück wird optisch vermessen (dann ist keine PDV-Messung wegen der Berasterung möglich), um die oberflächlichen logarithmischen Formänderungen zu bestimmen. Dann wird die gesuchte Energie mit dem jeweils resultierenden Vergleichsumformgrad φ letztlich mittels numerischer Integration über das unveränderliche Werkstückvolumen abgeschätzt. Für eine konventionelle Blechumformung mit Servopressen kann z. B. etwa $\eta_{\text{ref}} \approx 7\%$ abgeleitet werden (Kaiser et al., 2012). In einer ausgewählten Versuchsreihe mit Ladeenergien von 3,6 bis 6 kJ und verschiedenen Foliengeometrien wurden Energieeinbringungen von rund 2 bis 14 MJ/kg realisiert. Die damit verbundenen Effizienzen aus Gl. (4.12) bzw. Gl. (4.11) sind im **Bild 4.13** gegenübergestellt. Dort ist ein Zielkonflikt zwischen einer möglichst hohen elektrischen Energieeinbringung bis ca. 50 % und der jeweils damit erreichbaren Umformeffizienz mit schwach linearem Zusammenhang und Werten bis knapp 5 % zu erkennen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass η_{ref} die minimal nötige respektive bei quasistatischer Umformung benötigte Energie beinhaltet. Bei höherem η_{el} oder einer höheren spezifischen Energieeinbringung w resultiert ein höherer Vaporisationsdruck p_b , der tendenziell zu einer höheren Dehnrates $\dot{\varphi}$ führt. Dies hat wiederum eine höhere reale Fließspannung k_f und somit Energie W_{pl} zur Folge, um lediglich eine identische Umformung φ_{fix} wie bei quasistatischer Umformung zu erreichen (mit $k_{f, \text{st.}}$ und $W_{\text{st.}}$). Der beschriebene Zielkonflikt legt die Schlussfolgerung nahe, dass für die Umformung einer Verteilung φ_{fix} (bzw. Energie $W_{\text{st.}}$) stets eine optimale Ladeenergie W_0 existiert, sofern die betrachtete Bauteilgeometrie (φ_{fix}) durch Versuchskonfigurationen unterschiedlicher Aktuatorennergiedichten w herstellbar ist.

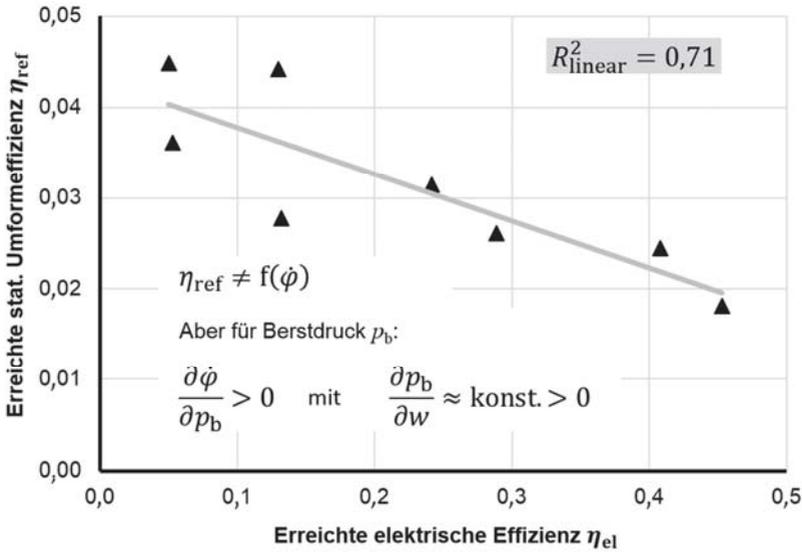


Bild 4.13: Effizienzgegenüberstellung einiger VFAF-Experimente (Markierungen repräsentieren Mittelwert von je drei Versuchswiederholungen).

Im Stand der Technik (Kapitel 2.1.4) werden für die einseitige Vaporisationsumformung zwar Effizienzen von bis zu 15 % von Cai (2015) angegeben, allerdings für einen als homogen angenommenen Dehnungszustand, der zudem nicht der Volumenkonstanz genügt. Würden für Bild 4.13 analog die maximalen oder im Probenpol gemessenen Dehnungen als homogen über das gesamte Volumen angenommen werden, ergäben sich hier rechnerisch Effizienzen zwischen 20 und 90 %. Es ist zu beachten, dass die eigentliche Umformeffizienz, unter Berücksichtigung einer dehnratenbedingt erhöhten Fließspannung in Gl. (4.11), höhere Werte als durch Gl. (4.12) annimmt. Dies hat allerdings keinen praktischen Nutzen, weil diese höhere Effizienz nicht zu einer höheren Ausformung als im quasistatischen Referenzprozess führt, es existieren im Prinzip zwei Effizienzwerte für ein Bauteil (η_{ref}, η_{pl}). Weiterhin können lokale Werkstückkrümmungen durch den transienten Trägheitseinfluss ihr Vorzeichen wechseln. Dies bedeutet, dass wechselnde Biegedehnungen sich im Prozessverlauf teilweise kompensieren können bzgl. φ und somit nicht mehr messtechnisch mit der Vorgehensweise aus Bild 4.12 nachvollzogen werden können (nur oberflächlicher vorher-nachher-Vergleich möglich). Dies führt dann ebenfalls zu einem Berechnungsfehler bei der Umformeffizienz. Die Ausführungen demonstrieren die Schwierigkeit einer einheitlichen, objektiven Effizienzbetrachtung für eine dynamische Umformung. Eine mögliche – wenn auch aufwendige – Abhilfe könnten messtechnische Erweiterungen bzw. Weiterentwicklungen

schaffen, wenn mittels Hochgeschwindigkeitskameras die Dehnungshistorie des gesamten Bauteils dokumentiert werden könnte (nicht weiter ausgeführt, eigenes Forschungsthema).

4.4 Fazit zu Experimenten

Die spezifische oder massenbezogene Energieeinbringung in den Aluminiumaktuator bis zum Berstpunkt ist der entscheidende Prozessparameter für die Determinierung des Umformdruckes in der Vaporisationsumformung. In der Praxis folgt diese Energiedichte mittelbar aus den direkt einstellbaren Prozessparametern der Kondensatorbankkonfiguration und Aktuatorgeometrie. Aus den grundlegenden Referenzversuchen, mit und ohne Umformung, konnte ein phänomenologisches Gesetz zur elektrischen Energieeinbringung identifiziert werden, das als Eingangsgröße für die weitere Modellierung nutzbar ist. Die Höhe der erreichbaren Energieeinbringung hängt demnach explizit von der (durchschnittlichen) Einbringungsgeschwindigkeit, Heizrate genannt, ab sowie von der Vaporisationslänge eines Aktuators. Während die Heizrate u. a. durch eine Erhöhung der Ladeenergie gesteigert werden kann, ist die genannte Länge i. d. R. weitestgehend durch die räumliche Ausgestaltung einer für eine Anwendung präferierten Druckverteilung vorgegeben.

Wird ein möglichst dünnes, membranartiges Elastomerdruckübertragungsmedium gewählt (hier: 3 mm), haben diesbezüglich veränderte mechanische Randbedingungen, etwa in Form verschiedener Einspannungen durch Blechhaltervarianten, keinen merklichen Einfluss auf das Umformergebnis. Die gemessenen Geschwindigkeitsverläufe, welche eine wichtige Grundlage für die umformtechnische Modellierungsvalidierung bilden, legen nahe, dass die anfänglichen Abmaße des Vaporisationsbereiches ungefähr erhalten bleiben bei der Druckübertragung durch das Elastomer. Diese Zwischenschicht hat somit hauptsächlich eine protektive Funktion für das Blechwerkstück, obgleich das Elastomer - welches etwa ein Drittel der Masse des Bleches besitzt - mechanisch mit dem Blech interagiert. Steigende Ladeenergien bzw. Energiedichten führen trotz einer Dehnratensensitivität der Fließspannung des verwendeten Blechwerkstoffes (DC01) zu einem linearen Anstieg der Ausformhöhe. Um den Dehnrateneinfluss quantifizieren zu können, insbesondere auch im Zusammenwirken mit den hochtransienten Trägheitskräften, muss dieser in der avisierten Modellierung berücksichtigt werden. Dann können auch weiterführende Aussagen zur Gesamtprozesseffizienz abgeleitet werden. Ohne Berücksichtigung der Dehnratensensitivität ergeben sich experimentell verinfacht abgeschätzte Umformeffizienzen in der Größenordnung konventioneller Blechumformverfahren für die Umformung mittels vaporisierender Folienaktuatoren.

5 Prozessmodellierung

Die Vaporisationsumformung stellt ein hochtransientes, multiphysikalisches Problem dar. Unter der Prämisse, dass der von der Kondensatorentladung stammende Stromverlauf bekannt ist (Teil des Problems), bedeutet dies auf makroskopischer Ebene eine permanente Kopplung zwischen der Magneto hydrodynamik (MHD) inkl. Joule'scher Erwärmung (resistive MHD) für den gasförmig stark expandierenden Aktuator mit der Mechanik des sich umformenden Werkstückes (sowie ggf. weiterer Festkörper, wie der Elastomerschicht). Die elastischen und / oder plastischen Verschiebungen der Festkörper verändern dabei dynamisch die Randbedingungen der Aktuator expansion. Eine strenge Berücksichtigung dieser Zusammenhänge im dreidimensionalen Raum würde den Aufwand für eine Modellierung mit umformtechnisch typischen Bauteilabmessungen (aktuell) ins Unermessliche steigen lassen. Zudem ist keine verfügbare Software bekannt, die dies modellierungstechnisch abbilden kann. Somit stellt sich die Frage nach zulässigen Vereinfachungen bzw. Komplexitätsreduktionen, wobei dennoch die wichtigsten Physikbestandteile und Parameter berücksichtigt werden, um ein adäquates Umformprozessmodell zu erhalten. Nachfolgend wird dafür ein Vorschlag erarbeitet.

Aus Kapitel 2 kann abgeleitet werden, dass die Vaporisationsumformung vereinfachend in zwei Phasen aufgeteilt werden kann. In der ersten Phase („Modell I“) dominiert die Joule'sche Erwärmung des Aktuators zwecks Energieeinbringung. Dabei geschieht nahezu noch keine Umformung des Werkstückes und die Dichte des Aktuators bleibt – zumindest im Verhältnis zur nachfolgenden Expansion – bis zum Berstpunkt t_b nahezu gleich. Mit dem Berstpunkt beginnt die zweite Phase („Modell II“), in der die eigentliche Werkstückumformung geschieht. Der Umformdruck resultiert aus der Freisetzung respektive Umwandlung der zuvor elektrisch in den Aktuator eingebrachten Energie. Zwar ist ein weiterer Energieeintrag nach t_b prinzipiell möglich (etwa bei genügend Plasma), es kann jedoch von einer isentropen Expansion ausgegangen werden. Die Gesamtenergie des Umformsystems ist damit durch die finale Energie aus Phase I determiniert, die gleichzeitig mit der Anfangsbedingung der Phase II übereinstimmen muss. Diese wird dann als fluiddynamisch-mechanisch dominiert angesehen. Daraus folgt eine einseitige Kopplung zweier separater, aufeinanderfolgender Modellierungsschritte, welche im **Bild 5.1** visualisiert sind. Mathematisch ist die Zustandsgleichung (Equation of State - EOS) des Aktuatorwerkstoffes dabei das Kopplungselement, da sie die Energieverteilung aus der ersten Phase mit dem Vaporisationsdruck des Aktuators in Verbindung bringt. Ein wichtiger Unterschied zwischen den zwei Modellierungsphasen ist, dass Verschiebungen lediglich in Modell II (mechanische Umformung) vorkommen, während Modell I (elektrische Energieeinbringung) die bis t_b erreichte spezifische Energieverteilung für einen „starrten“ Aktuator betrachtet. Ein Vereinfachungscharakteristikum des beschriebenen Modellierungsansatzes ist die Eliminierung der Notwendigkeit MHD-Berechnungen vornehmen zu müssen.

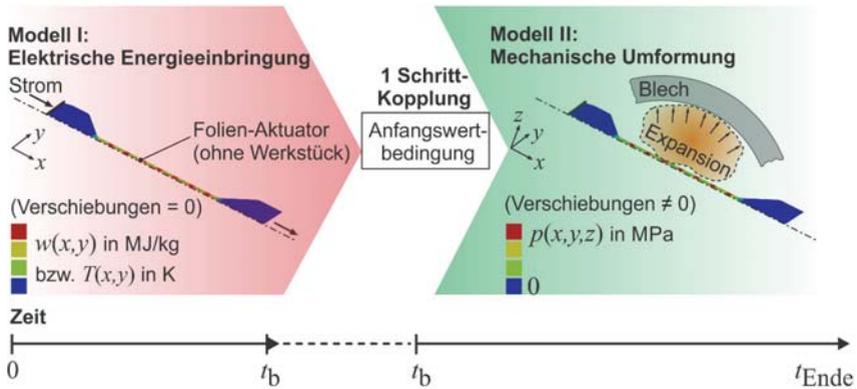


Bild 5.1: Schema des vorgeschlagenen zweistufigen VFAF-Modellierungsansatzes.

5.1 Modellierung der Energieeinbringung

Im Folgenden wird die numerische Modellentwicklung und –validierung für die Bestimmung der resistiven Energieeinbringung in den Aktuator bis zum Berstpunkt durchgeführt. Dies ist essenziell, weil nur so die Anfangsdrücke für die anschließende Umformsimulation determiniert werden können. Ein Blechwerkstück ist in dem ersten Modellierungsschritt⁹ noch nicht enthalten. Abschließend wird eine analytische Vorgehensweise bereitgestellt, die es ermöglicht, die Stromlast – und damit wiederum die Energieeinbringung – auch unabhängig von der Numerik a priori abzuschätzen, so dass künftig keine experimentellen Eingangsgrößen mehr nötig sind für die Prozessgestaltung.

5.1.1 Numerisches thermisch-elektrisches Modell

Vor allem Feldverteilungen bei komplexen Geometrien (hier: Aktuator) sowie werkstoffliche Nichtlinearitäten (hier z. B.: elektrische Leitfähigkeit) lassen eine analytisch geschlossene Lösung i. d. R. nicht zu. Dafür haben sich numerische Berechnungsmethoden etabliert, insbesondere die der finiten Elemente (FE). Die Grundlagen der FE-Methode und ihre Anwendung in verschiedensten physikalischen Problemen sind etwa in Zienkiewicz et al. (2013) zu finden. In der vorliegenden Arbeit wird die kommerzielle FE-Software Ansys mit implizitem Solver und der Skriptsprache APDL (Ansys Parametric Design Language) für die Modellerstellung, Simulation und Auswertung verwendet. Die grundlegenden Formulierungen der verwendeten transienten Thermoelektrizi-

⁹ Ein Teil der numerischen Untersuchung erfolgte im Rahmen der Masterthesis „Analysis of achievable energy deposition and its spatial distribution in vaporizing foil actuators“ von Siddhant P. Goyal, TU Dortmund, 2018; Betreuung durch Prof. A. Erman Tekkaya und Marlon Hahn.

tätsanalyse sind in Antonova und Looman (2005) dokumentiert, wobei für die Vaporisationsumformung nicht relevante Effekte vernachlässigt bzw. eliminiert werden (Peltier- und Seebeck-Effekt). Dazu wird das dreidimensionale Element „Solid5“ mit 8 Knoten und den gekoppelten Freiheitsgraden: Verschiebungen u_i , Temperatur T , elektrische Spannung U und magnetisches Potential ϕ benutzt (vgl. auch **Anhang B**).

Zwei wichtige Vereinfachungen für das hier zu entwickelnde „Modell I“ im Bild 5.1 sind die Vernachlässigung von Verschiebungen und magnetischer Felder. Ersteres kann direkt aus Kapitel 2 gefolgert werden, da die Form und Dichte ($\rho_0 \neq f(t)$) des Aktuators bis zum Berstpunkt, im Verhältnis zur nachfolgenden Expansion, lediglich relativ geringe Veränderungen erfährt und die eigentliche Umformung erst ab t_b beginnt. Das daraus resultierende Nichtvorhandensein einer mechanischen Komponente (theoretisches Fehlen eines Druckes) bedeutet, dass die spezifische Enthalpie h der inneren Energie w entspricht. Die zweite Vereinfachung (magnetisches Feld = 0) ergibt sich aus der Tatsache, dass sehr dünne elektrische Leiter (Folienaktuatoren) mit einer Stromdichte $j_0 = |j_0|$ homogen im Querschnitt erwärmt werden sollen, d. h. transiente magnetische Felder im Leiter beeinflussen nicht die Stromdichteverteilung. Dies ist nach Kazimierzuk (2011) erfüllt, wenn die Foliendicke s_0 kleiner als die minimale oder initiale Skintiefe δ_0 ist.

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{\rho_{r0}}{\mu\pi f}} > s_0 \quad (5.1)$$

Die Skintiefe stellt allgemein eine effektive Ersatzdicke bei Stromverdrängungen in einem Leiterquerschnitt dar. Darin ist f die Entladefrequenz der Periodendauer $t_T = 1/f$, μ die Permeabilität und ρ_r der spezifische Widerstand, welcher i. d. R. mit der Temperatur steigt. In Gl. (5.1) wird der Raumtemperaturwert ρ_{r0} gewählt, um von Prozessbeginn an ($t = 0$) bis t_b eine homogene Stromdichteverteilung annehmen zu können. Weiterhin kann bereits mittels einfacher Handberechnungen gezeigt werden, dass der Mechanismus der Wärmeleitung, mit $\lambda[\text{A}] \leq \lambda_0 \cong 237 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ wegen $\partial\lambda/\partial T < 0$, aufgrund der geringen Prozesszeiten von einigen Mikrosekunden ebenfalls vernachlässigbar ist, die Vaporisationsumformung ist also quasiadiabat. Mit den beschriebenen Vereinfachungen können die nötigen Hauptgleichungen des Modells (Joule'sche Erwärmung, elektrische Kontinuitätsbedingung) folgendermaßen formuliert werden:

$$w = h = \int_{T(t=0)}^{T(t=t_b)} c(T)dT \cong \int_0^{t_b} \frac{\rho_r(T)}{\rho_0} j_0^2(t) dt, \quad (5.2)$$

$$\text{div } j_0 = 0. \quad (5.3)$$

Darin ist $c = dh/dT = dw/dT$ die spezifische Wärmekapazität. Phasenübergänge werden lediglich geglättet über die Temperaturabhängigkeit der Enthalpie abgebildet, da unstetige Punkte mit $c \rightarrow \infty$ berechnungstechnisch nicht realisierbar sind. Die Rate der Energieeinbringung (Joule'sche Leistung je Masseneinheit, entspricht dem Momentanwert der Heizrate aus Gl. (4.4)) ergibt sich zu

$$\dot{w} = \frac{\rho_r j_0^2}{\rho_0}. \quad (5.4)$$

Der Modellaufbau ist schematisch im **Bild 5.2** für eine beliebige Aktuatorgeometrie dargestellt.

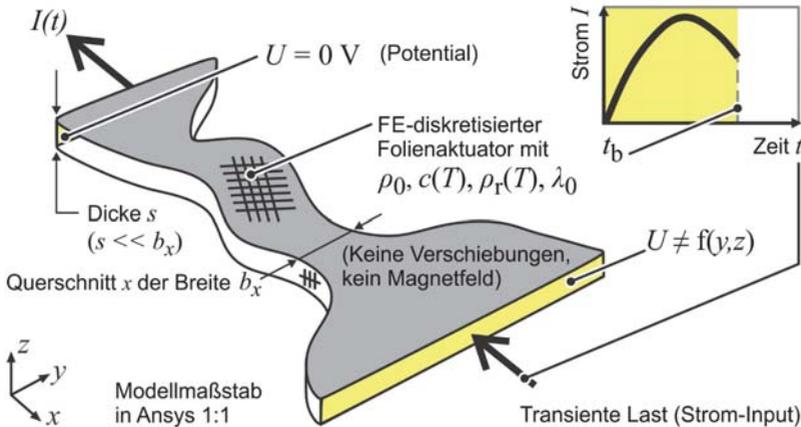


Bild 5.2: Schematischer Aufbau des numerischen Modells zur Energieeinbringung.

Über einen Folienquerschnitt wird gleichmäßig verteilt als Last ein bis zum Berstpunkt als bekannt vorausgesetzter Strom $I(t)$ aufgeprägt, der nach Gl. (5.3) wieder am Folienende austritt. Als Randbedingung sind auf diesen Ein- und Ausgangsflächen alle Knotenpunkte derart gekoppelt, dass sie jeweils die gleiche Spannung aufweisen. Es erfolgt keinerlei Wärmeaustausch mit der Umgebung, welche auch nicht vernetzt ist.

5.1.2 Kennwerte des thermisch-elektrischen Modells

Für die Simulationsdurchführung werden tabellierte Werkstoffkennwerte als Eingangsgröße genutzt, die ausschließlich temperaturabhängig sind. Sie entstammen unterschiedlicher Literaturquellen und weisen teilweise Inter- und Extrapolationsbereiche auf. So folgen die Werte für den spezifischen Widerstand und indirekt für die Wärmekapazität (**Bild 5.3**, **Bild 5.4**) aus Leitner et al. (2017), Gathers (1983) und Milchberg et al. (1988).

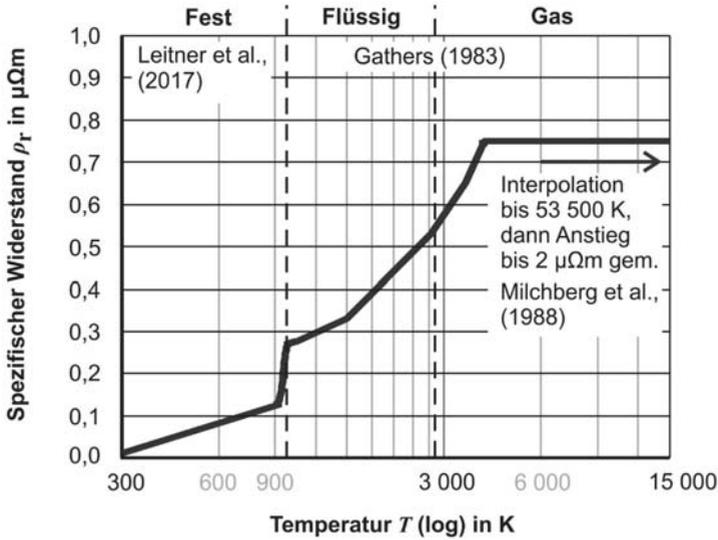


Bild 5.3: Werkstoffkennwerte für die numerische Simulation der Energieeinbringung: Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands von Aluminium (Al).

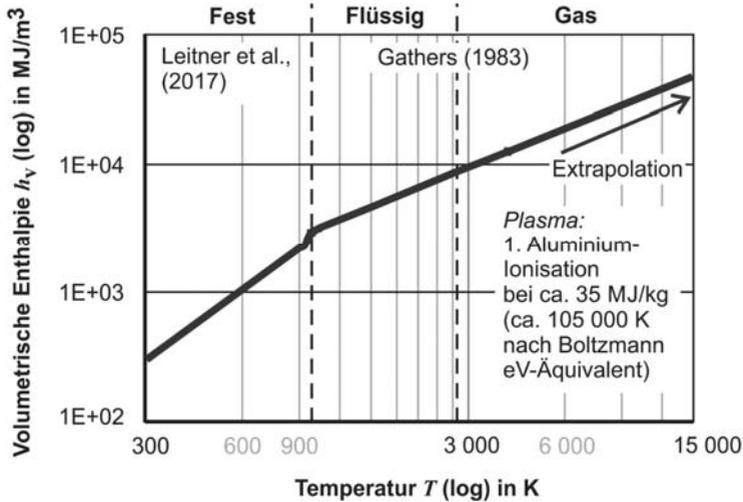


Bild 5.4: Werkstoffkennwerte für die numerische Simulation der Energieeinbringung: Temperaturabhängigkeit der volumetrischen Enthalpie ($\rho_0[\text{Al}] = 2700 \text{ kg/m}^3$).

Es ist auffällig, dass ein stationärer Bereich im Bild 5.3 auftritt, in dem der Widerstand etwa 27 Mal höher ist als bei Raumtemperatur. Erreicht die Temperatur den Bereich, in dem sich ausreichend Plasma bildet, könnte der Widerstand insgesamt sogar wieder fallen bzw. die Leitfähigkeit steigen (nicht abgebildet, da im VFAF-Prozess i. d. R nicht erreichbar). Die zugehörigen Enthalpie- respektive Energiewerte steigen kontinuierlich und sind als volumetrische Größe $h_V = h\rho_0$ im Bild 5.4 aufgetragen. Die bisher existierenden, in der Literatur zugrundeliegenden Versuchsaufbauten zur Enthalpie- oder Wärmekapazitätsbestimmung (nicht am IUL vorhanden) bedingen meistens das Aufbringen eines definierten Außendruckes ($c \rightarrow c_p$: isobar), der etwa in der Größenordnung der bei der Folienveraposition auftretenden Drücke liegt. Es verbleibt also eine gewisse Datenunsicherheit, da weder der Druck, noch das Volumen des Aktuators bei der eigentlichen Verapositionsumformung konstant sind bis zum Bersten ($c_p \neq c \neq c_V$: isochor).

Für die Simulation ist zur Berechnung der thermischen Steifigkeitsmatrix auch eine Wärmeleitfähigkeit anzugeben. Wie bereits erwähnt, hat diese jedoch quasi keinen Einfluss auf die Temperaturverteilung bei hochtransienten Vorgängen. Um Konvergenzprobleme wegen zu starker Steigungen der Enthalpiekurve z. B. im Phasenübergangsbereich zu vermeiden, hat sich das Einheitensystem für die Simulation aus **Tabelle 5.1** als geeignet erwiesen. Die nötigen Nichtlinearitätsoptionen wurden aktiviert. Um die maximal zulässige Elementkantenlänge in der Folienebene zu bestimmen, wurde eine Konvergenzstudie bzgl. der Maximaltemperatur durchgeführt, mit dem Ergebnis 0,25 mm. Erwartungsgemäß wurde keine Temperaturänderung über die Foliendicke festgestellt, unabhängig von der Elementanzahl entlang dieser Richtung (1-3 Stück).

Tabelle 5.1: Einheitensystem für die Simulation der Energieeinbringung in Ansys.

Größe	SI Einheit „normal“	SI Einheit in Simulation
Masse	kg	10^{12} kg [Pg]
Länge	m	m
Zeit	s	s
Elektrischer Strom	A	10^3 A [kA]
Temperatur	K	K
Dichte	kg/m^3	Pg/m^3
Energie bzw. Enthalpie	J	10^{12} J [TJ]
Volumetrische Enthalpie	J/m^3	TJ/m^3
Elektrische Spannung	V	10^9 V [GV]
Spezifischer Widerstand	$\Omega\cdot\text{m}$	$10^6 \Omega\cdot\text{m}$ [M Ωm]
Wärmeleitfähigkeit	$\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	$\text{TW}/(\text{m}\cdot\text{K})$
Relative Permeabilität	-	- (= 0)

5.1.3 Validierung und Analyse des thermisch-elektrischen Modells

Hier werden zunächst die Simulationsergebnisse und Experimente aus Kapitel 4 global bezogen auf die gesamte, bis t_b im Aktuator gespeicherte, Energie verglichen. Für eine größtmögliche Genauigkeit werden als Input experimentell gemessene Stromkurven für die Simulation herangezogen. Grafisch erfolgt die Validierung anhand einer elektrotechnisch repräsentativen Versuchsauswahl. Eine lokale hochdynamische Messung von Zustandsgrößen, bspw. der Temperatur, ist aufgrund mangelnder Zugänglichkeit und Messinstrumente (noch) nicht möglich. Daher werden lokale Größen anschließend virtuell in dem global validierten Modell analysiert.

Energetische Validierung

Als Standard-Output in APDL ist, mit Bezug auf Gl. (5.4), die volumetrische Joule'sche Leistung $\dot{q}_{\text{Joule}} = \rho_0 \dot{w}$ je finitem Element verfügbar. Die Bestimmung der im gesamten Aktuatorvolumen V_0 (oder mit anderem Nummernindex) resistiv eingebrachten Energie W erfolgt somit im Postprocessing über alle Elemente (ca. 154 000) gemäß

$$W = \int w \rho_0 dV_0 = \iint \dot{q}_{\text{Joule}} dt dV_0. \tag{5.5}$$

Der Wert aus Gl. (5.5) kann nun den experimentellen Werten von Gl. (4.2) gegenübergestellt werden. Dies ist für ausgewählte Aktuorgeometrien und Ladeenergien grafisch im **Bild 5.5** aufbereitet. Da es sich bei den Folienaktuatoren jeweils um die bekannte „Knochenform“ handelt, wurde die Symmetrieebene entlang der Mittelachse in Dickenrichtung genutzt, um den Rechenaufwand zu reduzieren. Als Randbedingung wurde dafür der Wärmefluss senkrecht zur Symmetrieffläche gleich Null gesetzt.

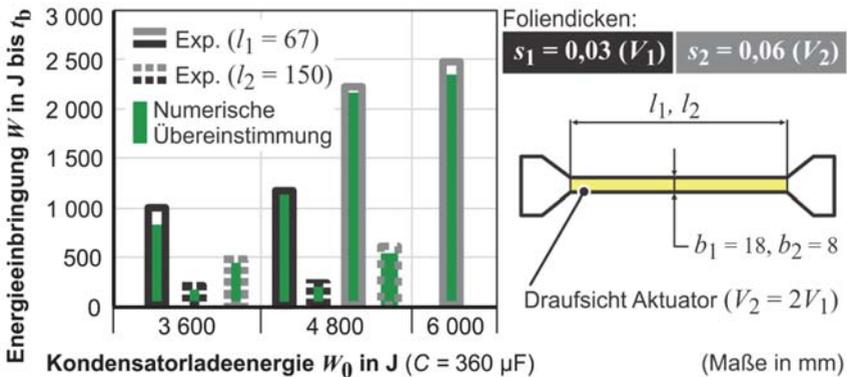


Bild 5.5: Abgleich gemessener Gesamtenergien mit zugehörigen Simulationsergebnissen für ausgewählte Aktuorgeometrien (zwei „aktive“ Volumina $V_i = l_i b_i s_i$).

Es ist ersichtlich, dass das Modell wichtige Charakteristika bzgl. der Energieeinbringung (vgl. auch Kapitel 4) gut abbildet. Dazu gehört:

- Eine höhere Ladeenergie liefert eine höhere (spezifische) Energieeinbringung bei gleichbleibender Aktuatorgeometrie.
- Je länger der aktive Aktuatorbereich ist, desto geringer ist die (spezifische) Energieeinbringung bei gleichem Volumen.
- Eine Vergrößerung des Aktuatorvolumens durch Erhöhung der Foliendicke (d. h. bei gleicher Breite und Länge) liefert eine höhere Gesamtenergieeinbringung (\neq spezifische Energie).

Insgesamt (d. h. über mehr Versuche als im Bild 5.5 zu sehen) beträgt die durchschnittliche Abweichung zwischen den Simulationsergebnissen und den Experimenten weniger als 6 %. Etwaige Unterschiede können mit der Qualität der Werkstoffkennwerte aus der Literatur erklärt werden. Damit kann das vorgestellte Modell zur Energieeinbringung insgesamt als validiert angesehen werden; eine weitere quantitative Validierungsmöglichkeit für ein thermisch-elektrisches Modell der ersten Phase der Vaporisationsumformung ist (aktuell) nicht bekannt.

Örtliche und zeitliche Energieverteilung

Unter den beschriebenen Modellierungsvereinfachungen kann auch mithilfe von Bild 5.4 aus der Temperatur auf die örtliche Energieverteilung geschlossen werden. **Bild 5.6** zeigt den Konturplot einer typischen Verteilung der Temperatur als knotenbezogene Ergebnisgröße der numerischen Simulation.

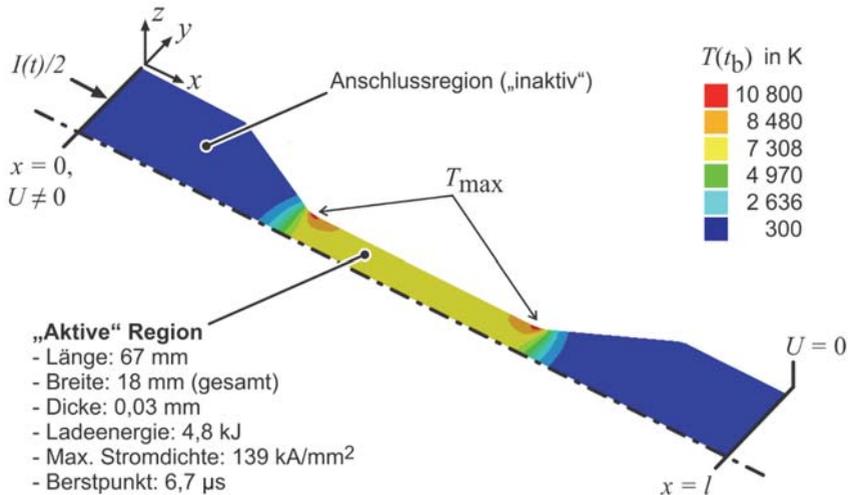


Bild 5.6: Exemplarische Temperaturverteilung aus Ansys für „breiteren“ Aktuator.

Es zeigt sich eine weitere Symmetrie zur yz -Ebene in der Folienmitte, die jedoch nicht für das Potential $U(x)$ gilt. Wie auch im Experiment beobachtbar, bleibt die Folie in der Anschlussregion etwa auf Raumtemperatur, während die aktive Region signifikant über dem Sublimationspunkt liegt (vgl. „heiße Vaporisation“ in Kapitel 5.2). Dies zeigt erneut die Irrelevanz der Wärmeleitung in der hochdynamischen Vaporisationsumformung. Aufgrund der Kontinuitätsgleichung Gl. (5.3) ist die Stromdichte dort am höchsten, wo der breitere Querschnitt aus der inaktiven Region in die aktive Region übergeht, weshalb dort auch Temperaturmaxima auftreten (vgl. auch Kapitel 2.1.4). Es kann angenommen werden, dass das zur Umformung führende Bersten der aktiven Region von diesen Punkten ($T_{\max} \approx 10\,800\text{ K}$ mit $w_{\max} \approx 12\text{ MJ/kg}$ hier) aus initiiert wird. Diese Aussage kann durch die Ausführungen von Grigoriev et al. (2015) gestützt werden. Die restliche aktive Region weist eine homogene Verteilung auf. Wird die aktive Region schmal genug ausgeführt, resultiert eine noch homogenere Temperaturverteilung, ohne ein lokales Maximum. In diesem Fall kann entsprechend von einem instantan einheitlichen Bersten ausgegangen werden. Dies ist, für die gleiche Ladeenergie und das identische aktive Volumen, im **Bild 5.7** aufgezeigt. Dort ist zudem ersichtlich, dass ein deutlich niedrigeres Temperaturniveau als im Bild 5.6 vorherrscht (vgl. „kalte“ Vaporisation in Kapitel 5.2). Dies liegt, trotz leicht höherer Stromdichte und früherem Berstpunkt, in der geringeren Heizrate aufgrund des erörterten Längeneinflusses begründet.

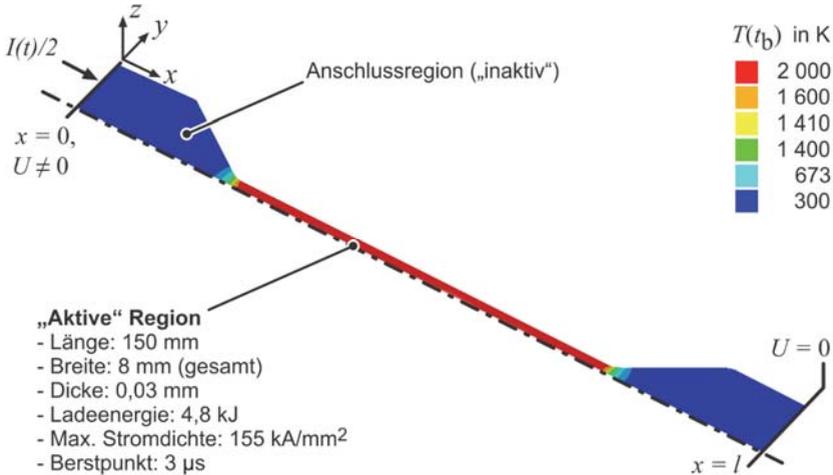


Bild 5.7: Exemplarische Temperaturverteilung aus Ansys für „schmaleren“ Aktuator.

Eine nähere Betrachtung der Energieverteilung sowie deren Zeitverhalten erfolgt mit einem weiteren Beispiel für einen relativ breiten Aktuator mit größerer Foliendicke und Ladeenergie im **Bild 5.8**. Die spezifische Energieeinbringung w wurde im Postproces-

sing durch Zeitintegration der Gl. (5.4) berechnet. **Bild 5.8 a** zeigt die örtliche Verteilung entlang der Symmetrielinie, während **Bild 5.8 b** die zeitliche Entwicklung im Punkt der Maximaltemperatur präsentiert (mit typischem Vergleichswert für Sublimation w_s).

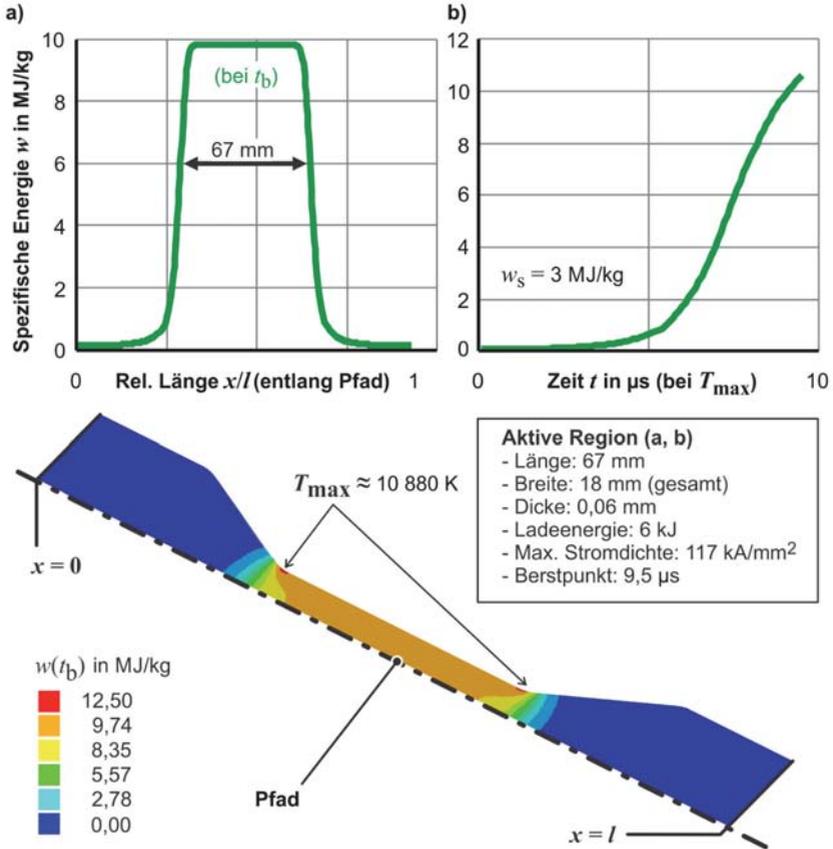


Bild 5.8: Exemplarische Energiedichteverteilung aus Ansys: a) örtlich, b) zeitlich.

Dabei wird insbesondere die Ausprägung des Gradienten im Übergang zum aktiven Bereich deutlich, wo die innere Energie oder Energiedichte innerhalb weniger Millimeter von quasi Null (normaler Folienfestkörper) auf ein Vielfaches der Sublimationsenergie w_s steigt (es existieren auch kleinere w_s -Literaturwerte als im Bild 5.8). Im zeitlichen Verlauf wird klar, dass nahezu keine Energie in der ersten Hälfte der Heizphase eingebracht wird und der zeitliche Gradient – die Heizrate - in der zweiten Hälfte fast sprunghaft ansteigt bis zum Berstpunkt. Das Stromdichtemaximum tritt näherungsweise bereits

am Ende der ersten Hälfte auf. Der Großteil der Energieeinbringung ist somit dem rapiden Anstieg des Widerstandes in der zweiten Hälfte zuzurechnen, der dem Ohm'schen Gesetz entsprechend mit einem Spannungsanstieg einhergeht (vgl. auch Bild 2.7). Weiterhin fällt im Vergleich von Bild 5.8 und Bild 5.6 auf, dass mit einer dickeren Folie, bei ansonsten gleicher Geometrie, mit einer höheren Ladeenergie nicht zwingend höhere Energiedichten bzw. Temperaturen erreicht werden als mit weniger Ladeenergie und einer dünneren Folie. Diese Erkenntnis ist wichtig mit Blick auf den assoziierten Berst- oder Umformdruck, der ab Kapitel 5.2 adressiert wird.

Einfluss von Fertigungstoleranzen

Die für die Aktuatoren zu verwendenden Folien weisen natürlicherweise Fertigungstoleranzen auf. Dies führt zu kleinen Veränderungen der theoretisch planaren Aktuatorgeometrie auf unterschiedlichen Detaillierungsebenen. Daher wird untersucht, welchen Einfluss derartige Modifikationen der Idealgeometrie, im Folgenden Imperfektionen genannt, auf den Prozess der Vaporisationsumformung haben könnten. Im **Bild 5.9** sind die Detaillierungsgrade aufgeführt.

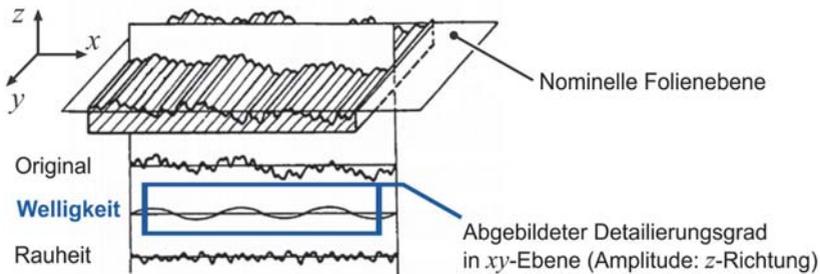


Bild 5.9: Geometrische Imperfektionen in Anlehnung an Raja et al. (2002).

Makroskopisch modellierungstechnisch abbildbar sind die Fertigungstoleranzen in Form der Welligkeit. Dazu wurde die Foliendicke vor den Experimenten flächig mit Mikrometerschrauben vermessen und sinusförmig als Funktion der x - und y -Koordinate approximiert. Die Gesamtamplitude betrug $2\text{--}4\ \mu\text{m}$ (ca. $1/10$ der Foliendicke), während die Wellenlänge in x - und y -Richtung je ca. $20\ \text{mm}$ betrug. Eine Alternative wäre die Verwendung statistischer Verteilungen. Die Sinus-Approximation wurde nach der Vernetzung an der Aktuatoroberfläche als Knotenmanipulationsalgorithmus im Preprocessing implementiert. Ein numerisches Beispielergebnis mit verhältnismäßig geringer Ladeenergie ist im **Bild 5.10** dargestellt. Dabei spiegelt sich die geometrische Sinus-Approximation, durch die damit veränderte Stromdichteverteilung, auch in der Temperatur- und Energiedichteverteilung wieder, so dass der Wellenlänge entsprechend viele (theoretisch) gleiche Maxima bei den dünneren Querschnitten auftreten. Obwohl die Abweichung von der idealen Geometrie lediglich ca. $1/10$ der Dicke beträgt, resultieren

Abweichungen in der Energieeinbringung vom Mittelwert des aktiven Bereiches von ca. 1/4. Eine experimentelle Überprüfungsmöglichkeit dieses quantitativen Merkmals ist (noch) nicht bekannt. Allerdings haben Burkhalter et al. (1977) mit Röntgenfilmen von frei elektrisch explodierenden Drähten (d. h. ohne mechanische Restriktion wie z. B. ein aufliegendes Werkstück) eine solch Imperfektionen ähnliche Fragmentierung bei der Vaporisation beobachtet. Imperfektionen beeinflussen das - in der Realität vorhandene - Magnetfeld um den Aktuator herum, so dass es zu MHD-Instabilitäten kommen kann (vom Typ „kink“ oder „sausage“, siehe Haines et al., 2000, für Details), die letztlich ein lokales Bersten und damit eine elektrische Explosion auslösen könnten.

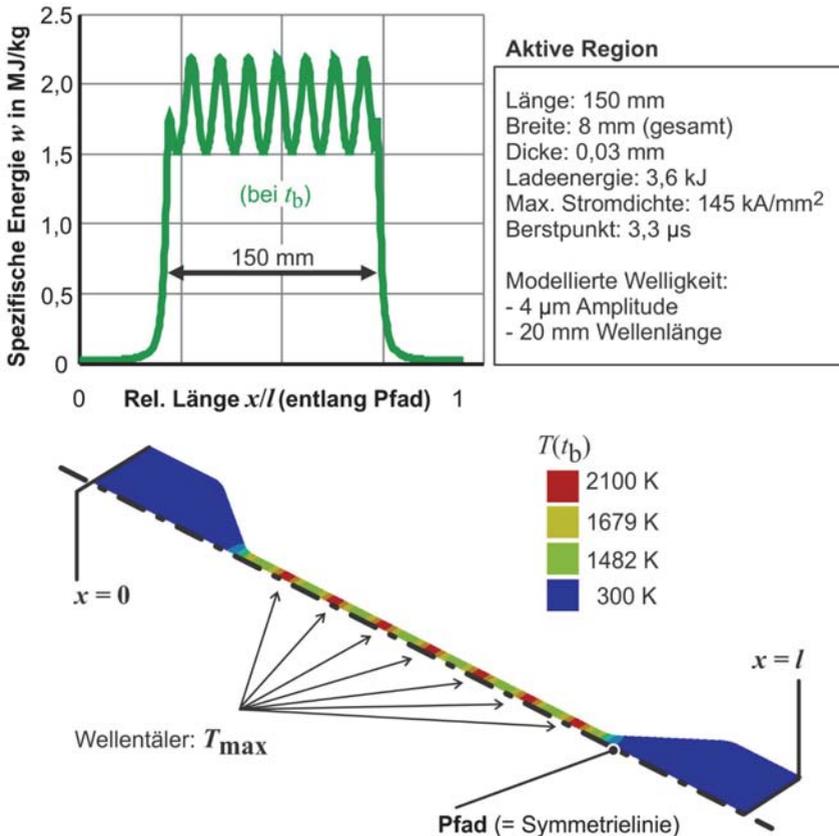


Bild 5.10: Exemplarische Darstellung des Einflusses geometrischer Folienimperfectionen auf die Energiedichteverteilung und Temperatur (aus Ansys).

Im Experiment zeigt sich, dass eine fragmentierte Verteilung der potenziellen Vaporisationsorte in umgeformten Bauteilen in keiner Weise wiedererkennbar ist, so dass dieses Phänomen für umformtechnische Anwendungen und somit auch für die Prozessmodellierung nicht weiter berücksichtigt werden muss, obgleich Hansen (2018) anhand optisch vermessener Indentationsversuche (ohne Elastomerschicht) teilweise Inhomogenitäten in der Druckverteilung detektiert hat. Auch bei Drähten können derartige Fragmentierungen beobachtet werden (Sinton, 2011). Mögliche Gründe für einen fehlenden Effekt von Imperfektionen bei der Umformung sind zum einen das Vorhandensein der eventuell ausgleichenden Polyurethanschicht zwischen Aktuator und Blechwerkstück, und zum anderen der geringe Abstand zwischen den Vaporisationsorten. In der elektromagnetischen Umformung gibt es das Konzept des „Uniform Pressure Electromagnetic Actuators - UPEA“ (Kamal, 2005), bei dem parallele Leiter einen homogenen Druck für eine Blechumformung erzeugen sollen. Obwohl die Druckleiter des UPEA einen ähnlichen Abstand zueinander haben wie die Wellenlänge der Imperfektionen hier, wird eine quasihomogene Druckverteilung von Thibaudeau und Kinsey (2015) angegeben, so dass eine derartige Näherung auch für die Vaporisationsumformung übernommen werden kann.

5.1.4 Analytisches Modell zur Energieeinbringung

Bisher wurde stets ein experimentell gemessener Strom $I(t)$ als Last in der numerischen Simulation der Energieeinbringung benutzt. Ein Bestreben im Kontext des gesamten Modellierungsansatzes ist jedoch, das Prozessergebnis prädiktiv, also letztlich ohne die Notwendigkeit realer Experimente, zu berechnen. Aus diesem Grund wird im Folgenden ein eigener iterativ-analytischer Ansatz für die Vorabbestimmung der Stromlast, und schließlich auch für die resultierende Energieeinbringung, vorgestellt. Eine wichtige Voraussetzung dabei ist die Kenntnis über das phänomenologische Werkstoffgesetz zur Energieeinbringung, welches in Kapitel 4.3.1 eingeführt wurde.

Durch Zusammenführen von Bild 5.3 und Bild 5.4 kann zunächst, wieder unter Berücksichtigung der Annahme $h = w$, der spezifische Widerstand als reine Funktion der inneren Energie angegeben werden, $\rho_r = \rho_r(w)$ (z. B. stückweise linear interpoliert). Mithilfe der Separation der Variablen kann Gl. (5.4) dann umgeschrieben werden zu

$$\rho_0 \int_0^w \frac{1}{\rho_r(w)} dw = \int_0^{t_b} j_0^2(t) dt := g, \quad (5.6)$$

wodurch effektiv die Temperatur als Zustandsgröße eliminiert und das sogenannte „Action-Integral“ $g = g(w)$ definiert wird (vgl. Anderson und Neilson, 1959). Mit dem spezifischen Durchschnittswiderstand $\bar{\rho}_r$ vereinfacht sich Gl. (5.6) zu

$$\frac{\rho_0 W}{g} = \bar{\rho}_r. \quad (5.7)$$

Wird nun angenommen, dass ein beliebiger Aktuator der Masse m_a durch einen energetisch äquivalenten Ersatzwiderstand der Länge l_0 mit Querschnitt A_0 und $m_a = \rho_0 l_0 A_0$ modelliert werden kann, gilt für den Durchschnittswiderstand \bar{R}_a des Aktuators:

$$\bar{R}_a = \frac{\bar{\rho}_r l_0}{A_0}. \quad (5.8)$$

Die allgemeine Differenzialgleichung (DGL) Gl. (5.9) für den Aktuatorstrom $I(t) = j_0(t)A_0$ des RLC -Reihenschwingkreises ist nach Al-Hassani et al. (1986)

$$L\ddot{I} + R\dot{I} + \left(\dot{R} + \frac{1}{C}\right)I = 0. \quad (5.9)$$

Darin sind L und R die Gesamtinduktivität und der Gesamtwiderstand des Systems, C die Kapazität des Pulsgenerators. Um eine analytisch geschlossene Lösung zu gewährleisten, geht der Durchschnittswiderstand aus Gl. (5.8) in Gl. (5.9) ein, so dass mit der Pulsgenerator- und Setup-Induktivität $L = L_0 + L_{\text{Setup}} = \text{konst.}$ (als bekannt vorausgesetzt) und dem Ersatzwiderstand $\bar{R} = R_0 + \bar{R}_a = \text{konst.}$

$$L\ddot{I} + \bar{R}\dot{I} + \frac{I}{C} = 0 \quad (5.10)$$

gilt, da $\dot{\bar{R}} = 0$ ist. Mit der Anfangsladeenergie W_0 und den bekannten Anfangswerten $I(t=0) = 0$ sowie $L\dot{I}(t=0) = \sqrt{2W_0/C}$ kann eine von drei möglichen Standardlösungen von Gl. (5.10) - und damit auch für die Stromdichte $j_0(t)$ - bestimmt werden:

unterdämpft ($\zeta < 1$)

$$I(t) = \sqrt{\frac{2W_0/L}{(1-\zeta^2)}} \cdot \exp(-\xi\omega_0 t) \cdot \sin\left(\omega_0 t \sqrt{1-\xi^2}\right), \quad (5.11)$$

kritisch gedämpft ($\zeta = 1$)

$$I(t) = \left(\frac{1}{L} \sqrt{\frac{2W_0}{C}}\right) \cdot t \cdot \exp(-\xi\omega_0 t), \quad (5.12)$$

überdämpft ($\zeta > 1$)

$$I(t) = I_0 \cdot (\exp\{-\omega_0 t[\xi + \sqrt{\xi^2 - 1}]\} - \exp\{-\omega_0 t[\xi - \sqrt{\xi^2 - 1}]\}), \tag{5.13}$$

mit

$$I_0 = \frac{-\sqrt{2W_0/L}}{2\sqrt{\xi^2 - 1}}, \tag{5.14}$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{5.15}$$

$$\xi = \frac{\bar{R}}{2} \sqrt{\frac{C}{L}}. \tag{5.16}$$

Problematisch ist nun, dass der Ersatzwiderstand \bar{R} bereits für die Lösung bekannt sein muss, was zunächst nicht der Fall ist. Für \bar{R} muss nach Gl. (5.8) bzw. (5.7) bereits das Action-Integral g oder die Energieeinbringung w bekannt sein, welche wiederum die Raten- und Längenabhängigkeit gemäß $w(\dot{w}, l_0)$ aus Kapitel 4.3.1 (Gl. (4.10)) erfüllen muss. Als mögliche Lösung dieser Problematik wird eine iterative Vorgehensweise gewählt, deren Blockdiagramm im **Bild 5.11** dargestellt ist.

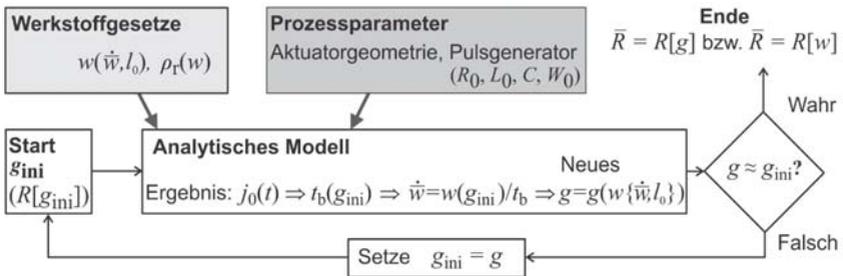


Bild 5.11: Schema der iterativen Analytik (Matlab-Implementierung siehe **Anhang C**).

Zum Start wird ein initialer Wert für das Action-Integral g_{ini} (oder eine initiale spezifische Energieeinbringung w_{ini}) geschätzt. Daraus kann, mithilfe einer gewählten Aktuatorgeometrie, ein Ersatzwiderstand des Systems bestimmt werden. Nun erfolgt die analytische Lösung von Gl. (5.10) wie oben beschrieben, woraus die Funktion $j_0(t)$ folgt. Der zugehörige Berstpunkt $t_b(g_{ini})$ ergibt sich aus der Evaluierung von

$$g_{\text{ini}} = \int_0^{t_b} j_0^2(t) dt. \quad (5.17)$$

Anschließend kann die zugehörige Heizrate $\dot{w}[g_{\text{ini}}, t_b]$ berechnet werden. Zu dieser Heizrate gehört laut Gl. (4.10) wiederum eine spezifische Energie $w(t_b) = w(\dot{w}, l_0)$ und ein Action-Integral $g(w)$. Stimmen diese Werte mit der initialen Schätzung überein, ist die Prozedur beendet und der benötigte Ersatzwiderstand $\bar{R} = R[g]$ bzw. $\bar{R} = R[w]$ bekannt. Ist dies nicht der Fall, so wird der initiale Schätzwert durch den gerade bestimmten Wert ersetzt und die Prozedur beginnt erneut. Die beschriebene Vorgehensweise (Bild 5.11) liefert Informationen, mit welchen Kondensatorbankeinstellungen für einen Aktuator bekannter Masse und Länge welcher Punkt oder Bereich des Werkstoffgesetzes $w(\dot{w}, l_0)$ erreicht wird. Der Analytik ist eine energetische Validierung durch die iterativ erzwungene Erfüllung der Beziehung $w(\dot{w}, l_0)$ bereits inhärent. Die Approximationsgüte des Modells entspricht daher der des Werkstoffgesetzes $w(\dot{w}, l_0)$. Folglich kann der Strom $I(t)$ als Eingangsgröße für das numerische Modell analytisch approximativ vorausberechnet werden. Etwaige Unterschiede zu experimentellen Strömen wirken teils kompensatorisch und sind durch die Substitution des nichtlinearen Widerstands durch eine energieäquivalente Konstante zwecks geschlossener DGL-Lösbarkeit bedingt. Kann für einfache Rechteckaktuatoren von einer quasihomogenen Erwärmung ausgegangen werden, liefert das analytische Modell auch die eigentlich gesuchte – dann im aktiven Bereich ortsunabhängige – Energiedichte $w(t_b)$, wodurch die Simulation in Ansys gänzlich eingespart werden könnte. Zwei zeitlich charakteristische Beispiele werden im **Bild 5.12** verglichen, wobei die insgesamt annehmbare Übereinstimmung gezeigt wird.

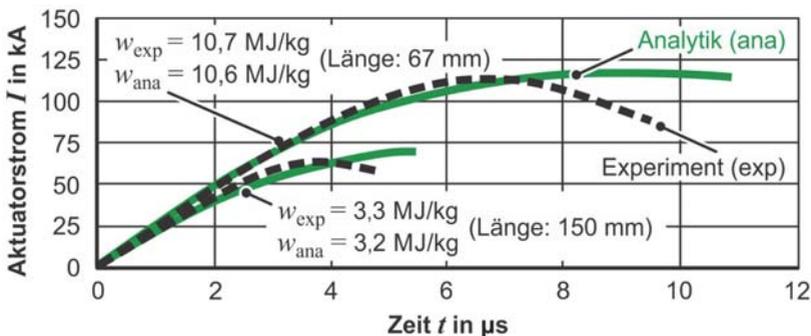


Bild 5.12: Beispielvergleiche von Experiment und Analytik bis zum Berstpunkt (jeweils 72 mm^3 Aktuatorvolumen mit Dicke $0,06 \text{ mm}$, für Ladeenergie $W_0 = 4,8 \text{ kJ}$ bei $C = 360 \text{ }\mu\text{F}$); iterative Analytik konvergiert nach fünf Durchläufen.

Die beschriebene Vorgehensweise des analytischen Modells kann als „fortwärtsgerichtet“ bezeichnet werden, da für gegebene Prozessparameter die Energieeinbringung prognostiziert wird. Dies trägt zwar zum Verständnis über das zugehörige Experiment bei, ist jedoch für eine konkrete praktische Anwendung unvorteilhaft. Denn in einem konkreten Auslegungsfall sind für eine gegebene oder gewünschte Energieeinbringung „rückwärtsgerichtet“ die nötigen Prozessparameter zu finden. Für eine derartige Vorgehensweise unter Nutzung des analytischen Modells wird auf Kapitel 6.2.2 verwiesen.

5.2 Bestimmung des Vaporisationsdruckes zur Modellkopplung

Der avisierte zweistufige Ansatz zur Prozessmodellierung bedarf eines Ergebnistransfers der elektrisch in den Folienaktuator eingebrachten Energie am Ende des ersten Modellierungsschrittes, zum Berstpunkt, hin zur initialen Energiedichte für eine Zustandsgleichung des Aktuators in der nachfolgenden Umformsimulation (vgl. Bild 5.1). Diese Einweg-Kopplung bedingt, für eine eindeutige Beschreibung, jedoch noch eine weitere Information zum Berstpunkt, entweder über die Dichte oder den Druck. In der Beschreibung wird von der sogenannten kalten Expansion gesprochen, wenn die spezifische bzw. innere Energie zum Berstpunkt geringer ist als die Sublimationsenergie des Werkstoffes, d. h. der Aktuator ist noch im flüssigen oder gar festen Zustand. Entsprechend wird von einer heißen Expansion bei höheren spezifischen Energien gesprochen (gasförmig). Die Expansions- oder Vaporisationsdrücke für beide genannten Bereiche werden nachfolgend thermodynamisch und elektromagnetisch hergeleitet, wobei stets eine homogene Joule'sche Erwärmung des betrachteten Aktuatorgebiets vorausgesetzt wird. Anschließend folgt ein Abgleich respektive eine Synthese mit gemessenen Vaporisationsdrücken aus der Literatur. Somit kann das resistive mit dem hydrodynamisch-mechanischen Modell verknüpft werden, in Form einer lediglich von der Energieeinbringung abhängigen Kenntnis über den Berst- bzw. Vaporisationsdruck. Damit wird das Umformmodell als eindeutiges Anfangswertproblem definiert (konkret für das Programm Autodyn von Ansys / ehemals Century Dynamics).

5.2.1 Wahl der Aktuator-Zustandsgleichung

Die Zustandsgleichung (Equation of State - EOS) des Aktuatorwerkstoffes beschreibt den hydrostatischen Aktuatordruck p als resultierenden Umformdruck, als Funktion der Dichte ρ und des Energiegehaltes w . Abhängig von der Höhe des Energiegehaltes (oder der Temperatur) befindet sich der betrachtete Werkstoff entweder im festen / flüssigen, oder gasförmigen Zustand. Neben tabellierten Werten aus der sogenannten SESAME Datenbank des Los Alamos National Laboratory (USA) bauen bekannte Zustandsgleichungen für Metalle, z. B. nach Tillotson (1962), Royce (1971, „GRAY“), oder Brodie und Hormuth (1966, „PUFF“), größtenteils auf den analytischen Untersuchungen von Grüneisen (1912) auf. Eine kompakte Erklärung der Grüneisen Theorie ist in Hiermaier (2007) zu finden. Für große Expansionen (ergo niedrige Dichten) und hohe Energien

konvergieren alle genannten Gleichungen gegen das allgemeine ideale Gasgesetz. Speziell für Aluminium hat sich historisch nahezu alternativlos die Tillotson Zustandsgleichung („TEOS“) für die Modellierung etabliert, mit Werten zusammengetragen von Gathers (1994), vgl. **Tabelle 5.2**. Für Expansionen, d. h. bei relativen Dichten $\rho/\rho_0 \leq 1$, gilt folgende TEOS-Druckdefinition (wie in Autodyn implementiert, mit $p \geq 0$):

Für $w < w_s$ (Sublimationsenergie w_s), eine als „kalt“ bezeichnete Expansion im Festkörper- bzw. Flüssigkeitsbereich, gilt

$$p_c\{\rho, w\} = K_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) + \left(a_1 + \frac{a_2}{1 + \frac{w\rho_0^2}{w_0\rho^2}} \right) \rho w, \quad (5.18)$$

für $w \geq w'_s = w_s + \varepsilon_k w_f$ (vollständige Verdampfungsenergie w_f , kalibriert mit einem Faktor ε_k), eine als „heiß“ bezeichnete Expansion im gasförmigen Zustand, gilt

$$p_h\{\rho, w\} = \left(K_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) e^{\beta \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right)} + \frac{a_2 \rho w}{1 + \frac{w\rho_0^2}{w_0\rho^2}} \right) e^{-\alpha \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right)^2} + a_1 \rho w, \quad (5.19)$$

sowie dazwischen, für $w_s < w < w'_s$, gilt

$$p_{\text{mix}}\{\rho, w\} = p_c + \frac{(p_h - p_c)(w - w_s)}{w'_s - w_s}. \quad (5.20)$$

Tabelle 5.2: Aluminium TEOS-Parameter (Gathers, 1994), in Autodyn-Einheiten.

ρ_0 [g/cm ³]	K_0 [kPa]	a_1 [-]	a_2 [-]	α [-]	β [-]	w_0 [J/kg]	w_s [J/kg]	w'_s [J/kg]
2,70	$7,52 \cdot 10^7$	0,50	1,63	5,00	5,00	$5,00 \cdot 10^6$	$2,76 \cdot 10^6$	$14,10 \cdot 10^6$

Auffällig ist, dass der linke energieunabhängige Teil von Gl. (5.18) dem aus der Elastizitätstheorie bekannten Kompressionsmodul entspricht (K_0). Um einen Überblick über die TEOS-Drücke über unterschiedliche Expansionsbereiche zu erhalten, sind im **Bild 5.13** ausgewählte Verläufe aufgetragen, wobei $V/V_{\text{ref}} = \rho_0/\rho$ das spezifische Volumen bezogen auf das Referenzvolumen ist. Zur allgemeinen Veranschaulichung ist die spezifische Energie w - und damit die Temperatur - während der Expansion im Bild 5.13 für jede Kurve konstant gehalten (isotherm). In der umformtechnischen Prozessphase sinkt diese jedoch, mathematisch gemäß dem isentropen Differential $dw = -pdV < 0$, wohingegen sie während der Kondensatorentladung bis zum Berstpunkt der Joule'schen

Erwärmung entsprechend steigt (vgl. zwei Phasen im Bild 5.1). Für am IUL technisch realisierbare Energieeinbringungen ist ersichtlich, mit Blick auf in der Literatur (Kapitel 2.1.4) dokumentierte Vaporisationsdrücke im niedrigen GPa-Bereich, dass bei der Vaporisationsumformung relative Expansionen von mindestens zehn vorherrschen müssen. Dies bedeutet gleichzeitig, dass (theoretisch) bei gleicher innerer Energie wesentlich größere Drücke möglich wären, wenn der Al-Folienaktuator bis zum Bersten - etwa durch mechanische Vorrichtungen wie eine Diamantstempelzelle - tatsächlich in seiner ursprünglichen Gestalt gehalten werden könnte, d. h. bei seiner Raumtemperaturreferenzdichte ρ_0 (also $V/V_{ref} = 1$). Der wahrscheinliche Prozessbereich im Bild 5.13 bezieht sich folglich auf eine freie Erdatmosphärendruckumgebung.

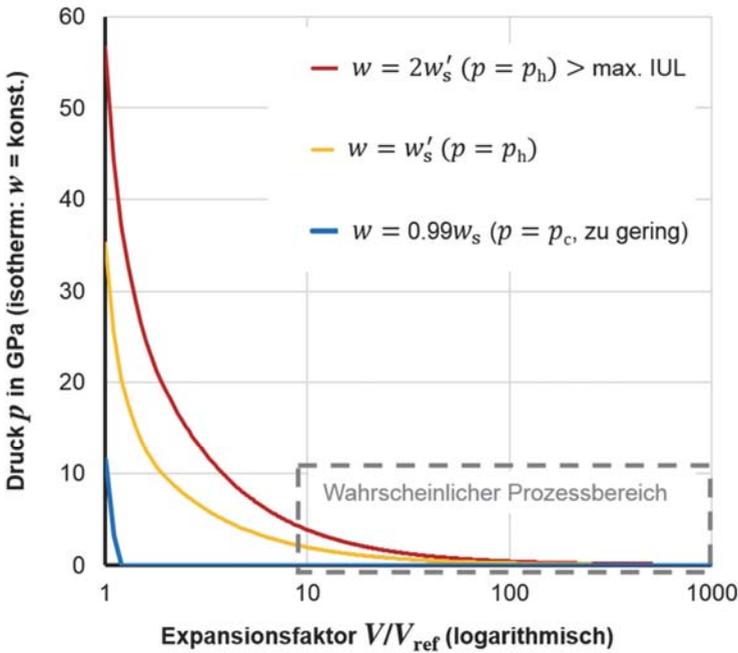


Bild 5.13: Veranschaulichung des TEOS-Druckes für Aluminium in Abhängigkeit der relativen Volumenexpansion für drei konstante Beispieleniveaus.

5.2.2 Vaporisationsdruck bei heißer Aktuatorexpansion

Durch die schnelle elektrische Energieeinbringung wird zum Berstpunkt ein bestimmter Wert der TEOS bzw. Tillotson Zustandsgleichung erreicht. Anschließend läuft dann, ohne weitere Energiezugabe, die isentrope Expansion und somit schließlich die Werkstückumformung ab. Quantitativ kann die Energieeinbringung entweder einfach gemessen (vgl. Kapitel 4.2.1) oder auch näherungsweise analytisch vorhergesagt werden (vgl.

Kapitel 5.1.4). Somit stellt sich zwangsläufig die Frage, wie hoch der zugehörige (Vaporisations-) Druck ist bzw. wie dieser berechnet werden kann, und zwar zunächst für die relevante heiße Expansion. Ein mögliches, thermodynamisches Erklärungsmodell namens „Phasenexplosion“ geht auf Martynyuk (1977) zurück. Da die vorgenannten Zustandsgleichungen - inkl. der gewählten TEOS - vereinfachender Natur sind und weder Flüssigphasen noch Mischphasen distinkt abbilden können, wird losgelöst von derartigen Gleichungen im **Bild 5.14** ein allgemeines Phasendiagramm betrachtet, in dem der Druck p über der Temperatur T aufgetragen ist, normiert auf den kritischen Punkt. Der kritische Punkt eines Stoffes (T_{crit} , p_{crit}) ist stets dadurch gekennzeichnet, dass flüssige und gasförmige Phasenanteile χ aufgrund sich angleichernder Dichten ρ_χ nicht mehr unterschieden werden können, so dass es sich um den Endpunkt des Gleichgewichtspfades beider koexistierender Aggratzustände handelt. Dieser Pfad beginnt im Tripelpunkt, in welchem flüssige, gasförmige sowie auch feste Phasenanteile koexistieren und wird auch Binode genannt. Ein schneller Heizprozess, nicht notwendigerweise aber z. B. durch elektrische Energieeinbringung wie im VFAP-Prozess hervorgerufen, ist nun dadurch gekennzeichnet, dass er dynamisch das Gleichgewicht verlässt und zur sogenannten Spinode strebt. Diese ist eine theoretische Gerade, die eine, ebenfalls im kritischen Punkt endende, thermodynamische Instabilität gemäß $\partial p / \partial V|_T \rightarrow 0$ (mit $V = 1/\rho_\chi$) repräsentiert. Da die Spinode praktisch nie exakt getroffen werden kann, setzt

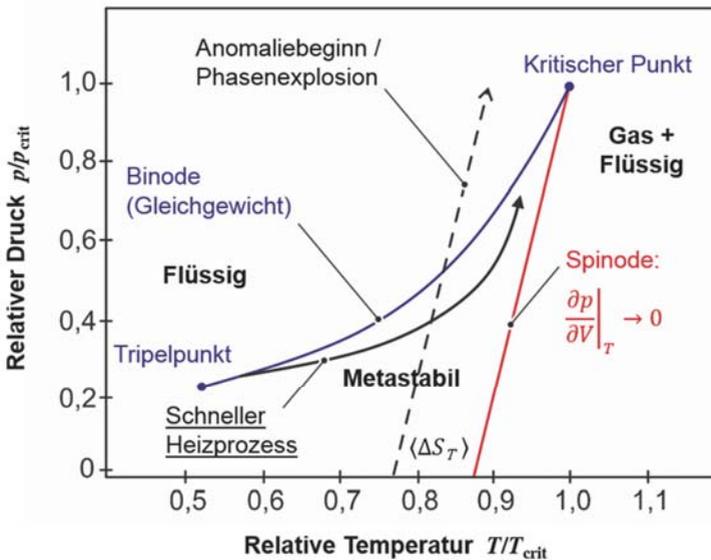


Bild 5.14: Einordnung „schneller“ Heizprozesse im allgemeinen p - T -Phasendiagramm in Anlehnung an Martynyuk (1977), sowie Shamsundar und Lienhard (1993).

ein Anomaliebeginn bzw. die Phasenexplosion bereits auf einer um eine Temperatur ΔS_T vorgezogenen Parallelen zur Spinode ein, es kommt zu einer quasiinstantanen gewaltvollen Expansion. Ausführlich wird dieser Vorgang auch von Bulgakova und Bulgakov (2001) betrachtet, allerdings für eine schnelle Energieeinbringung via Laserablation. Wie von Martynyuk (1977) gezeigt, kann das instabilitätsbezogene Kriterium unabhängig von dem Werkstoff wie folgt angegeben werden, wobei ΔS_T als eine Kalibriergröße aufgefasst werden kann (ohne ΔS_T handelt es sich um die Spinode):

$$\frac{p}{p_{\text{crit}}} \cong 10 \cdot \frac{T - \Delta S_T}{T_{\text{crit}}} - 9. \quad (5.21)$$

Für den kritischen Punkt von Aluminium werden in der Literatur verschiedene Werte angegeben, neuere Methoden von Bhatt et al. (2006) liefern ca. $T_{\text{crit}} = 6300 \text{ K}$ und $p_{\text{crit}} = 90 \text{ MPa}$. Wird nun, wie in Kapitel 5.1, vereinfachend angenommen, dass die Enthalpie der inneren Energie entspricht und außerdem eine näherungsweise konstante spezifische Wärmekapazität eingesetzt (hier mit dem Durchschnittswert aus Kapitel 5.1 von $\bar{c} \cong 1066 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ für $T \cong w/\bar{c}$), so folgt aus Gl. (5.21) direkt eine lineare Beziehung zwischen dem absoluten Berstdruck p (oder auch p_b genannt) und der bis zu der Instabilität eingebrachten spezifischen Energie w (oder auch w_b genannt), wobei nur die Ordinate noch von der unbekanntem Größe ΔS_T abhängt. Diese Herleitung gilt zunächst bis zum Erreichen der kritischen Temperatur bzw. Energie. Eine derart lineare Beziehung haben Grigoriev und Pavlenko (2009) rein experimentell-empirisch ebenfalls gefunden, ohne physikalische Herleitung. Es zeigen u. a. die Erfahrungen der vorliegenden Arbeit und Grigoriev und Pavlenko (2009), dass auch Energieeinbringungen bis weit über den kritischen Punkt hinaus möglich sind, was als superkritische Überhitzung bezeichnet wird. Wird für Gasanteile χ gedanklich die ideale einatomige Gasgleichung in der bekannten Form $p \cong 0,66\rho_\chi(w-w_s)$ zur Hilfe genommen, so muss eine konstante Dichte ρ_χ^* vorliegen, um die gleiche lineare Energieabhängigkeit zu erfüllen. Dies kann als isochore Aufheizung interpretiert werden, d. h. der Prozess läuft so schnell ab, dass keine Volumenänderung mehr bis zum Berstpunkt stattfinden kann. Unter dieser Prämisse kann Gl. (5.21) neu geschrieben werden und ist damit vollständig bestimmt:

$$p\{w\} \cong \frac{10p_{\text{crit}}}{T_{\text{crit}}\bar{c}} \cdot w - \frac{10p_{\text{crit}}w_s}{T_{\text{crit}}\bar{c}}. \quad (5.22)$$

Ohne die ideale Gasbetrachtung handelt es sich dabei gleichzeitig um eine energetisch lineare Extrapolation von Gl. (5.21) über den kritischen Wert hinaus, mit einer ΔS_T -Kalibrierung an den Daten von Grigoriev und Pavlenko (2009), so dass eine entsprechende Übereinstimmung vorliegt. Zusammenfassend folgt für die heißen Vaporisationsdrücke schließlich das **Bild 5.15**. Der Wertebereich auf der Abszisse ist dabei so

gewählt, dass die technisch am IUL maximal erreichbare Energieeinbringung gerade noch enthalten ist. Es fällt auf, dass die Streuung der Messpunkte von Grigoriev und Pavlenko (2009) deutlich größer ist als der Unterschied zwischen der zugehörigen Regressionsgeraden und der hergeleiteten Geraden, was bei der Interpretation späterer Ergebnisse zu berücksichtigen ist. Dies kann dadurch zu erklären sein, dass der Drift zur Spinode in dem realen Heizprozess mikroskopisch gewissen statistischen Schwankungen unterliegt, welche durch die hier getroffenen, makroskopischen Instabilitätsvereinfachungen nicht erfasst werden. Dennoch werden die Geraden aus Bild 5.15 verwendet.

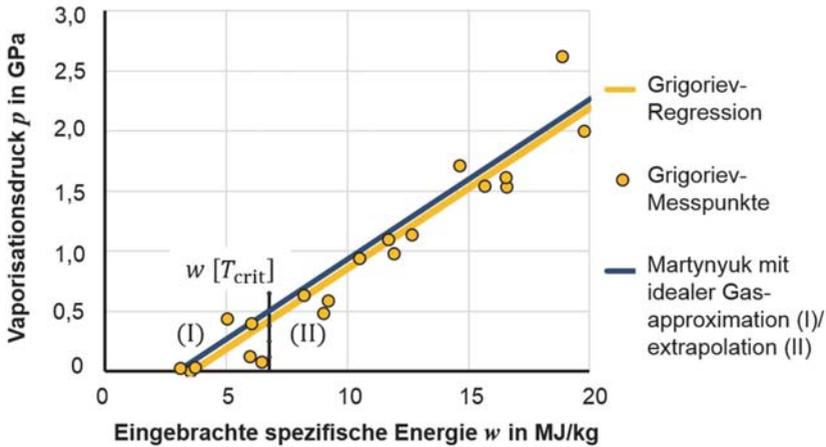


Bild 5.15: Vergleich „heißer“ Vaporisations- bzw. Berstdrücke für Aluminium.

Es sei angemerkt, dass in der Herleitung für Bild 5.15 rein thermodynamische Festlegungen getroffen wurden, es war keine elektromagnetische Komponente nötig. In der Konsequenz müssen, entgegen mancher Literaturausführungen aus Kapitel 2.1.4, keine magnetohydrodynamischen (MHD) Überlegungen berücksichtigt werden für die Berstinitiierung. Zudem ist die Beziehung im Bild 5.15 unabhängig von der in der Prozessmodellierung für den ganzen Aktuator zu nutzenden Zustandsgleichung (EOS bzw. TEOS). Sie legt lediglich einen Punkt fest, den diese Gleichung anfangs - d. h. im Berstpunkt - erfüllen muss, woraus dann zwangsläufig auch eine TEOS-Berstichte (ρ_b) folgt.

5.2.3 Vaporisationsdruck bei kalter Aktuatorexpansion

Aus Bild 5.15 für den heißen Bereich geht hervor, dass der Aktuatorberstdruck für $w \rightarrow w_s \cong 2,76 - 3,0$ MJ/kg (es gibt unterschiedliche Quellen) gegen Null strebt. Etwas über der Sublimation liefern Gl. (5.19) und (5.20) i. d. R. Drücke größer Null. Bei einer kalten Expansion (Gl. (5.18)) hingegen kann theoretisch eine freie Ausdehnung des

Festkörpers mit $p = p_{TEOS} = 0 = p_{\min}$ (druckloser Bereich im Bild 5.13) gemäß des Wärmeausdehnungskoeffizienten stattfinden, sofern keine diese behindernden Randbedingungen vorliegen. Eine solche Randbedingung stellt die Lorentzkraft während der Joule'schen Erwärmung dar, aus der ein an der Aktuatoroberfläche kompressiv wirkender magnetischer Ersatzdruck p_m berechnet werden kann. Damit kann, unter der Voraussetzung einer homogenen Stromdichte j , noch von einem positiven Aktuatorexpansionsdruck ausgegangen werden (ebenfalls als Vaporisationsdruck bezeichnet). Für diesen Bereich geben Grigoriev und Pavlenko (2009) keine Drücke an. Sedoi et al. (1999) zeigen mathematisch für runde Leiterquerschnitte (Drähte), dass der Vaporisationsdruck unter dieser Bedingung stets größer ist als der äußere magnetische Druck. Diese Aussage kann leicht auf rechteckige Leiterquerschnitte (Folien) übertragen werden. Auch eigene experimentelle Erfahrungen bestätigen dies, weil auch bei Energieeinbringungen $w < w_s$ bereits geringe plastische Bauteilumformungen erreicht wurden, d. h. es muss ein gewisser Druck geherrscht haben. Somit repräsentiert der magnetische Druck eine untere Grenze für den Vaporisationsdruck bei der kalten Expansion. Für einen Folienquerschnitt der Dicke s (Ausgangswert s_0) und Breite b ist dies im **Bild 5.16** skizziert. Der magnetische Druck wird durch die magnetische Feldstärke H_m erzeugt und die Foliendicke muss nach Kazimierczuk (2011) kleiner als die Skintiefe δ sein, um einen über die Fläche $A = bs$ homogen verteilten Strom I der Dichte $j = I/A$ zu gewährleisten.

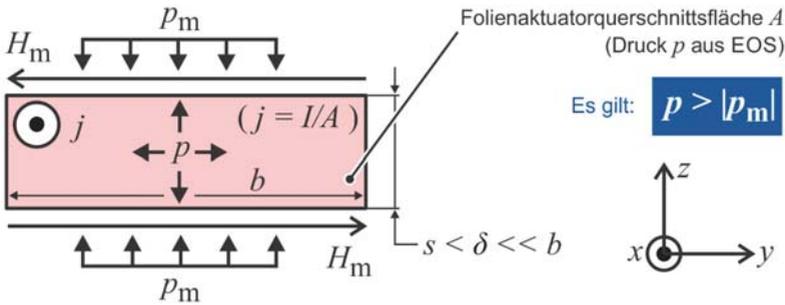


Bild 5.16: Veranschaulichung des Zusammenhangs von magnetischem Druck und Expansionsdruck bei Joule'scher Folien erwärmung (vor dem Berstpunkt).

Da der magnetische Druck mit der Luftpermeabilität μ_0 betraglich durch $p_m = \mu_0 H_m^2 / 2$ definiert ist und für Folien bzw. flache Rechteckquerschnitte ($b \gg s$) aus dem Ampère'schen Gesetz $I \approx 2bH_m$ folgt (Kazimierczuk, 2011), gilt

$$p_m = \frac{\mu_0}{8} (js)^2 = \frac{\mu_0}{8} \left(\frac{I}{bs} s\right)^2 = \frac{\mu_0}{8} \left(\frac{I}{bs_0} s_0\right)^2 = \frac{\mu_0}{8} \left(\frac{I}{b}\right)^2 \approx \frac{\mu_0}{8} (j_0 s_0)^2. \quad (5.23)$$

Unter der Prämisse, dass die Expansion primär eindimensional senkrecht zur Folie erfolgt (d. h. die Breite bleibt quasi unverändert: $b \approx b_0$), ist für die Bestimmung von p_m also unerheblich, ob der aktuelle oder initiale Folienquerschnitt (Index 0) angesetzt wird. Aufgrund der Tatsache, dass der Vaporisationsdruck immer größer als der magnetische Druck ist, muss dies auch für den maximal möglichen magnetischen Druck gelten, $p_{m,\max}$. Für eine gegebene Stromdichte wird Gl. (5.23) maximal, wenn eine maximale Foliendicke s_{\max} vorhanden ist:

$$p_{m,\max} = \frac{\mu_0}{8} (j s_{\max})^2. \quad (5.24)$$

Außerdem ist bekannt, dass die Foliendicke stets kleiner als die Skintiefe seien sollte, so dass auch

$$p_{m,\max} \leq \frac{\mu_0}{8} (j \delta)^2 \quad (5.25)$$

zu beachten ist. Die maximale Skintiefe bei kalter Expansion wird bei der Grenze w_s bzw. T_s erreicht, mit dem spezifischen Widerstand ρ_{rS} , so dass mit der Periodendauer t_T

$$\delta_{\max}^{\text{kalt}} = \sqrt{\frac{\rho_{rS} t_T}{\mu_0 \pi}} \cong 5 \cdot \sqrt{\frac{\rho_{r0} t_T}{\mu_0 \pi}} = 5 \delta_0 \quad (5.26)$$

für Aluminium gilt ($\rho_{r0} \cong 3e-8 \Omega \cdot m$). Nun ist die maximale Dickenänderung bis zum Berstpunkt näherungsweise zu bestimmen und mit Gl. (5.26) abzugleichen. Aus der Massenerhaltung folgt für eine Folie der Anfangslänge l_0

$$l_0 b_0 s_0 \rho_0 = l b s \rho. \quad (5.27)$$

In Längs- und Breitenrichtung herrscht - im Verhältnis zur Dickenrichtung - nahezu kein magnetischer Druck, so dass dort lediglich eine freie, hier vernachlässigte thermische Ausdehnung erfolgen kann. Es wird also eine primäre Expansion in Foliendickenrichtung vorausgesetzt. Um nun eine obere Grenze für den magnetischen Druck mit $p_{m,\max} \propto s_{\max}^2$ zu betrachten, wird in Gl. (5.28) eine durchschnittliche (...) minimale Berstdichte $\bar{\rho}_b$ angesetzt, die rechnerisch aus der benutzten Tillotson Zustandsgleichung aus dem heißen Bereich aus Bild 5.15 folgt (im kalten Bereich sind höhere Dichten und somit eigentlich geringere Dicken in Gl. (5.27) zu erwarten).

$$l_0 b_0 s_0 \rho_0 = l_0 b_0 s_{\max} \bar{\rho}_b \quad (5.28)$$

Dies führt näherungsweise zu

$$s_{\max} \approx 11,25 \cdot s_0. \quad (5.29)$$

Aus Gl. (5.29) resultiert dann wiederum die folgende Bedingung, um zu jedem Zeitpunkt eine homogene Folienerwärmung zu garantieren:

$$\frac{\delta_{\max}^{\text{kalt}}}{11,25} \geq s_{\max} = \frac{4}{9} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{r0} t_T}{\mu_0 \pi}}. \quad (5.30)$$

Durch Gl. (5.30) ist auch $\delta \geq \delta_0 > s_{\max}$ für Folien der initialen Maximaldicke s_{\max} sichergestellt und es gilt nach Einsetzen:

$$p_{m,\max} = \frac{2\mu_0 \rho_{r0} t_T}{81\mu_0 \pi} j_0^2. \quad (5.31)$$

Nach Gl (5.4) ist

$$j_0^2 = \frac{\rho_0 \dot{w}}{\rho_r} = \frac{\rho_0}{\rho_r} \frac{dw}{dt}, \quad (5.32)$$

womit schließlich der durchschnittliche, maximal mögliche, magnetische Druck bis zum Berstpunkt durch

$$\bar{p}_{m,\max} = \frac{1}{t_b} \int_0^{t_b} p_{m,\max} dt = \frac{2\mu_0 \rho_0 \rho_{r0} t_T}{81\mu_0 \pi t_b} \int_0^{t_b} \frac{\dot{w}}{\rho_r} dt = \frac{2\rho_0 \rho_{r0} t_T w}{81\pi t_b \bar{\rho}_r} \quad (5.33)$$

ausgedrückt werden kann (mit durchschnittlicher Leitfähigkeit $1/\bar{\rho}_r$). Auf Grundlage experimenteller Erfahrungswerte (Beobachtung ohne Herleitung) kann die Periodenlänge der ersten Halbwelle auch grob anhand des Berstpunktes t_b abgeschätzt werden:

$$t_T \approx \frac{8}{3} t_b. \quad (5.34)$$

Dies bedeutet, dass der Berstpunkt i. d. R. zwischen dem Strommaximum und dem (theoretischen) Nulldurchgang der ersten Halbwelle liegt. Die Berücksichtigung dieser empirischen Approximation erlaubt schließlich eine Abschätzung des magnetischen Maximaldruckes ohne die Frequenz oder den Berstpunkt aus Gl. (5.33) genau zu kennen:

$$\bar{p}_{m,\max} \cong \frac{\rho_0 \rho_{r0} w}{15\pi \bar{\rho}_r}. \quad (5.35)$$

Da Gl. (5.35) einen Durchschnittswert wiedergibt, ergibt sich für den gesuchten Vapourisationsdruck der kalten Expansion geometrieunabhängig die untere Grenze $p_{b,\min}^{kalt}$ zu

$$p > p_{m,\max} = \frac{d(w \cdot \bar{p}_{m,\max})}{dw} := p_{b,\min}^{kalt} \Leftrightarrow \frac{1}{w} \int p_{m,\max} dw = \bar{p}_{m,\max}, \quad (5.36)$$

wenn in Gl. (5.37) vereinfachend von einer ca. konstanten Heizrate $\dot{w} \cong \bar{\dot{w}} = w/t$ ausgegangen wird (vgl. Gl. (5.33)), d. h. der zeitliche entsprechende dem energetischen Mittelwert des magnetischen Druckes:

$$\frac{1}{w} \int p_{m,\max} dw \cong \frac{1}{w} \int p_{m,\max} \dot{w} dt = \frac{1}{t} \int p_{m,\max} dt = \bar{p}_{m,\max}. \quad (5.37)$$

Die resultierende gesuchte p_b - w -Beziehung zur Modellkopplung im kalten Expansionsbereich ist für Aluminium – analog und in Erweiterung zu Bild 5.15 – grafisch im **Bild 5.17** dargestellt, wobei Gl. (5.36) numerisch berechnet wurde. Bis auf den Anfangsbereich ist abermals eine lineare Beziehung zu beobachten. Es sei angemerkt, dass der magnetische Druck hier – im Unterschied zur Betrachtung der heißen Expansion – eine tragende Rolle bei der Bestimmung des (Mindest-) Vaporisationsdruckes spielt. Da dieser Druck verhältnismäßig gering ist (einige MPa vs. wenige GPa) und auch deutlich schwächer mit der resistiven Energieeinbringung steigt, kann die elektromagnetische Komponente im heißen Bereich tatsächlich vernachlässigt werden.

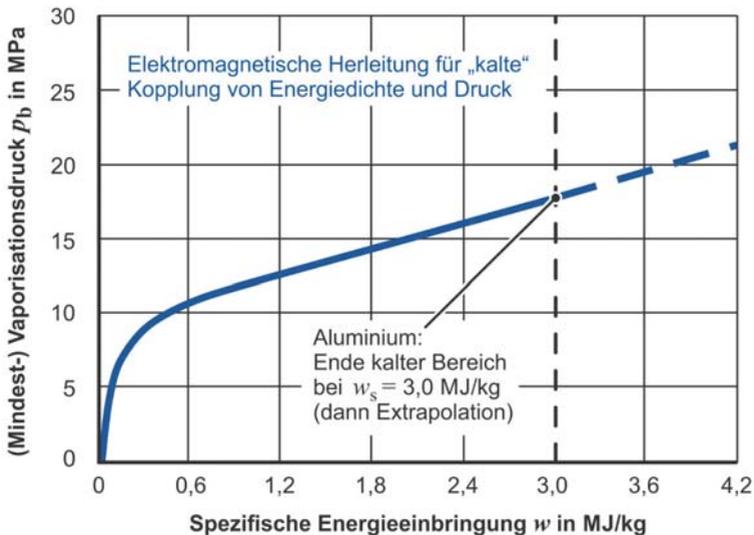


Bild 5.17: Allgemeine untere Berstdruckgrenze für die kalte Expansion von Aluminium.

Allerdings wird der Kurvenverlauf aus Bild 5.17 zunächst auch in einem Versuch zur heißen Expansion durchlaufen. Mit dem Wissen über den zeitlichen Verlauf der Energieeinbringung $w(t)$ aus könnte somit nun auch ein zeitlicher Verlauf des Druckes $p(t)$ bis zum Berstpunkt angegeben werden. Da der Großteil der Energieeinbringung ca. im letzten Viertel der Zeit bis zum Berstpunkt geschieht (vgl. Kapitel 5.1.3), bleibt auch der Expansionsdruck lange nahe Null und steigt dann schlagartig an bis $p_b(t_b)$ (ohne Bild). Dieser Verlauf kann qualitativ durch die MHD-Berechnungen von Wang et al. (2011) bestätigt werden, ist aber hier von eher untergeordneter Bedeutung.

5.2.4 Synthese zur Anfangswertbestimmung

Die theoretischen Berstdrücke aus Bild 5.15 und Bild 5.17 wurden thermodynamisch und elektromagnetisch hergeleitet. Zwecks einheitlicher Zusammenführung werden die Kurven im **Bild 5.18** über den gesamten Energiebereich sublimationsnormiert nochmals der Tendenz von Grigoriev und Pavlenko (2009) gegenübergestellt.

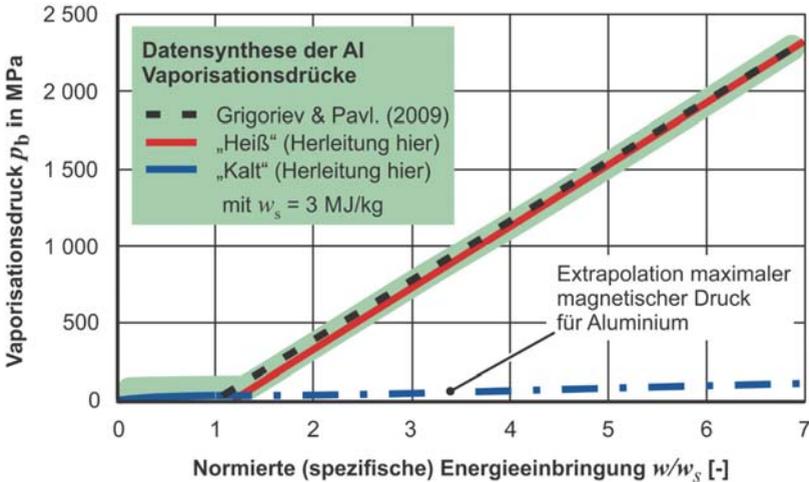


Bild 5.18: Gesamtenergieabhängigkeit des Vaporisationsdruckes (für Modellkopplung).

Für die Erfüllung der EOS-Anfangswertbedingung $p_{TEOS}(t_{sim} = 0 \mu s) \equiv p_b(\rho_b, w_b)$ für das aktive Aktuatorvolumen in der Umformsimulation (Modell II im Bild 5.1) werden nun die durchgezogenen Linien (farblich hinterlegter Bereich) aus Bild 5.18 zugrunde gelegt. Dabei ist zu beachten, dass die Natur der Tillotson Gleichungen (Gl. (5.18) - (5.20)), im Gegensatz zu der Herleitung in Kapitel 5.2.2 mit idealen Gasanteilen, für jede Energie eine andere Anfangs- bzw. Berstdichte liefert, obgleich diese sich nur wenig verändert für höhere Energien (z. B. $\rho_{b,TEOS} \cong 0,215 \text{ g/cm}^3 \Leftrightarrow$ initialer Expansionsfaktor $V_b/V_{ref} = \rho_0/\rho_b \cong 12,6$ im Bild 5.13). Da der Druck bei kalter Expansion – also

geringeren Energieeinbringungen - vergleichsweise schnell auf Null als Festkörper absinkt (blaue Linie im Bild 5.13), wird nachfolgend außerdem nur der heiße Bereich, der dem von Grigoriev und Pavlenko (2009) entspricht, als umformrelevant eingestuft. Unter Vernachlässigung der Werkstückplastizität könnten die angegebenen Drücke zudem auch mit Newton's Gleichung $p = \rho_s s dv/dt$ (Blechdicke und -dichte s und ρ_s) aus Diagrammen wie im Bild 4.9 näherungsweise verifiziert werden. Die Geschwindigkeitssteigerungen respektive Beschleunigungen dv/dt sind allerdings recht sensitiv und daher nicht immer eindeutig bestimmbar.

5.3 Modellierung der Umformung

Die Umformung stellt nach Bild 5.1 die zweite Phase im avisierten Gesamtmodellierungsansatz dar. Aus der ersten Prozessphase folgt die quasihomogen eingebrachte Aktuatorenenergiemenge, womit über die Modellkopplung gemäß Bild 5.18 die TEOS-Aktuatoranfangswerte für die numerische Umformsimulation bekannt sind. In der zweiten Modellierungsphase werden keine elektrischen Größen mehr benötigt, vielmehr wird die eingebrachte Energie teils in Umformenergie des Werkstücks umgewandelt.

Auf technischer Ebene wird ein geometrisch parametrisierter, automatischer APDL-Modellaufbau genutzt und im weiteren Verlauf in die Ansys Workbench Plattformkomponente Autodyn eingebunden (vgl. **Anhang D**).

5.3.1 Numerisches hydrodynamisch-mechanisches Modell

Während der Umformung interagiert der Aktuator dynamisch mit den Festkörpern Blech bzw. Elastomerzwichenschicht. Die damit verbundene Expansion des Aktuators führt binnen kürzester Zeit zu signifikanten Volumenvergrößerungen, was mit der Finite-Elemente-Methode (FEM) aufgrund zu großer Elementverzerrungen schnell zu Abbruchproblemen führen würde. Daher ist zumindest für die Modellierung der Aktuatorfolie eine netzfreie Methode wünschenswert. Diese sollte zum einen, wie auch in der FE-Festkörpermechanik präferiert, der Lagrange-Beschreibungsweise folgen, um ein werkstoffgebundenes Tracking von Zustandsgrößen zu erleichtern. Zum anderen beinhaltet die gewaltvolle gasartige Aktuatorexpansion dynamisch sehr veränderliche freie Fluidoberflächen, deren numerische Abbildung mittels Lagrange- (oder Euler-) Netzmethoden ebenfalls problematisch wäre. Eine aktuelle Methode, welche den genannten Anforderungen besonders gerecht wird, ist die Methode der Smoothed Particle Hydrodynamics¹⁰ (SPH). Diese kann auch direkt mit der klassischen FEM gekoppelt werden, etwa über Penalty-basierte Kontaktalgorithmen. Ein Beispiel dafür außerhalb der Fertigungstechnik mit guter experimenteller Übereinstimmung liefern Dooge et al. (2011),

¹⁰ Die erste diesbezügliche Veröffentlichung ist von Gingold und Monaghan (1977).

indem sie die strukturelle Sicherheit einer Schutzplatte (FEM) bei einer in unmittelbarer Nähe stattfindenden TNT-Explosion (SPH) simulieren. Die FEM gilt als Standardmethode für umformtechnische Prozesssimulationen (z. B. Banabic et al., 2000), weshalb die zugehörigen Grundgleichungen hier nicht wiederholt werden. Die SPH-Methode ist im Kontext konventioneller Blechumformsimulationen hingegen noch nicht zu finden. Im Folgenden werden daher zunächst einige SPH Grundprinzipien kurz vorgestellt, einen weiterführenden Überblick geben Hiermaier et al. (1997) für Festkörper und Filho (2019) in einem neueren Buch für die Fluidodynamik. Innerhalb der SPH wird allgemein eine Kontinuumsgröße f_i eines Partikels i der gleichbleibenden Masse m_i durch eine auf seine Umgebung bezogene Gewichtungverteilung¹¹ der gesuchten Größe, den sogenannten Kernel K , approximiert. Der Radius des Kerns, der vorgibt welche weiteren Partikel der Position \mathbf{x}_j einbezogen werden, wird als Glättungslänge $2h_K$ bezeichnet und kann fixiert oder während der Simulation dynamisch angepasst werden. Mithilfe der Glättungslänge müssen somit in jedem Schritt alle „Nachbarpartikel“ algorithmisch identifiziert werden, um die gesuchte Größe wie folgt zu berechnen (vgl. **Bild 5.19**):

$$f_i = \sum_j f_j \frac{m_j}{\rho_j} K\{\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h_K\} \quad \text{mit} \quad \int K\{\mathbf{x}, h_K\} d\mathbf{x} = 1. \quad (5.38)$$

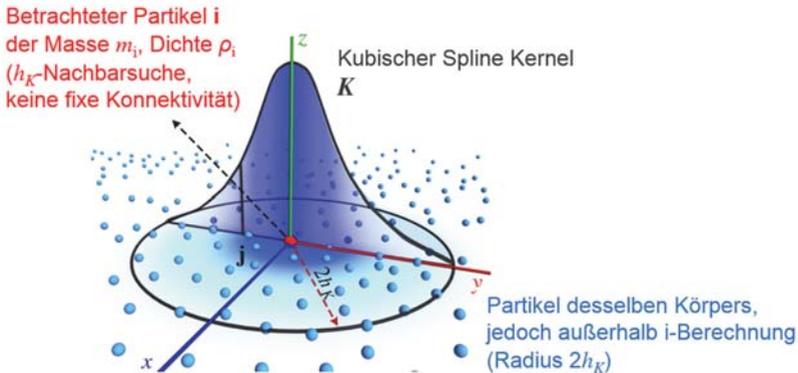


Bild 5.19: Veranschaulichung des SPH Kernels zur Kontinuumsapproximation, in Anlehnung an N. N. (2020). Für die vorliegende Arbeit ist die Option der variablen Glättungslänge essenziell, d. h. die Kernelbreite ist nicht konstant.

¹¹ Dies gilt für SPH und ist nicht mit der auch partikelbasierten Diskrete-Elemente-Methode (DEM) zu verwechseln. Bis auf die Hilfsviskositäten und Glättungslänge wurden die Autodyn Standard-SPH-Einstellungen benutzt.

Substitution von f durch die Dichte liefert die SPH Kontinuitäts- bzw. Massenerhaltung:

$$\rho_i = \sum_j m_j K\{\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h_K\}. \quad (5.39)$$

Man kann zeigen, dass für die Gradientenbildung lediglich der Gradient des Kerns zu bilden ist. Werden für eine gasartige Metallfolienexpansion externe Energiequellen, Viskositäten¹², deviatorische Spannungsanteile und Gravitation vernachlässigt, können die SPH Energie- und Impulserhaltung mit dem Geschwindigkeitsvektor \mathbf{v} durch

$$\frac{dw_i}{dt} = -\frac{p_i}{\rho_i^2} \sum_j m_j (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot \nabla K\{\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h_K\}, \quad (5.40)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \sum_j m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) \cdot \nabla K\{\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h_K\} + \mathbf{f}_{i,\text{ext}} \quad (5.41)$$

beschrieben werden, wobei mit $\mathbf{f}_{i,\text{ext}}$ externe Kraftdichten bspw. durch Kontaktrandbedingungen eingeführt werden. Der hydrostatische Druck p in Gl. (5.40) und (5.41) wird durch das konstitutive Werkstoffverhalten gemäß Zustandsgleichung bestimmt (vgl. Kapitel 5.2.1). Für die Zeitintegration kann z. B. das Leapfrog-Verfahren verwendet werden, um die Zustandsgrößen für einen Zeitpunkt $t + dt$ zu aktualisieren.

Komponenten des hydrodynamisch-mechanischen Modells

Für eine numerische Simulation der Vaporisationsumformung sind neben dem mittels SPH zu diskretisierenden Aktuator noch weitere Komponenten notwendig, die während des gesamten Prozesses im Festkörperzustand bleiben und somit mittels finiter Elemente (FE) abgebildet werden. Dazu zählen: Blechwerkstück, Elastomerzwichenschicht (ggf. mit Niederhalterrahmen), Werkzeugkavität und ein sogenanntes Folienbett. Letzteres stellt eine den Aktuator teils umgebende Kontaktwand als virtuellen Hilfskörper dar, der in dieser Form nicht im realen Versuch vorhanden ist. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass die Simulation ansatzgemäß vollständig in Ruhe beginnt, obwohl der Aktuator in Wirklichkeit zu diesem Zeitpunkt – dem Berstpunkt – schon bis zu einem gewissen Grad die Elastomerschicht komprimiert hat und somit als in ihr „eingeschlossen“ aufgefasst werden kann. Zusätzlich schränkt die Polyimid-Tape Folienisolierung anfangs

¹² Um ein zu großes Rauschen in der Lösung zu vermeiden, werden dennoch viskose Hilfst Terme in Autodyn (und anderen Programm-Codes) eingeführt. Für hochdynamische Gasströme wird in diesem Zusammenhang ein linearer Wichtungsfaktor von 1 und ein quadratischer Faktor von 2 verwendet (Jones und Belton, 2006).

noch eine möglicherweise seitliche Folienexpansion ein. Im realen Versuch ist auf der Folienrückseite eine quasistarre Abstützplatte plaziert. Das virtuelle Folienbett hingegen schließt bündig mit der oberen Folienseite ab und verhindert auf diese Weise eine anfänglich zu intensive laterale Expansion der eigentlich von dem Elastomer und der Isolierung umschlossenen Folie. In diesem Zusammenhang ist auch das aktive Aktuatorvolumen zum Berstpunkt (Simulationsbeginn) zu adressieren. Aus Kapitel 5.2 ist bekannt, dass die Dichte ρ_b des Aktuators zu diesem Zeitpunkt bereits wohl nur noch einem Bruchteil der Referenzdichte ρ_0 bei Raumtemperatur entspricht (obgleich dies in der ersten, elektrischen Modellierungsphase in Kapitel 5.1 vernachlässigt wurde). Bleibt die Aktuatormasse m_a insgesamt erhalten, muss das initiale absolute Vaporisationsvolumen V_{0b} um den Kehrwert vergrößert sein ($m_a = \text{konst.} \Leftrightarrow V_{0b}/V_0 = \rho_0/\rho_b$). Da davon auszugehen ist, dass die Verdampfung initial hauptsächlich normal zur Oberfläche geschieht und die seitlich begrenzenden Flächen wesentlich kleiner als die eigentliche Foliengrundfläche sind, wird die Volumenvergrößerung modellhaft ganz auf die Foliendickenrichtung (s) angewandt. Damit hat der Modellaktuator zwar anfangs dieselbe Grundfläche, er ist jedoch um den Faktor ρ_0/ρ_b höher (z. B. $s_b \cong 1 \text{ mm}$ für $s_0 = 0,08 \text{ mm}$).

Die Modellkomponenten sind schematisch im **Bild 5.20** skizziert. Die Geometrie des Aufbaus ist ansonsten identisch mit den Referenzversuchen aus Kapitel 4.1.2 (Variante mit Niederhalter). Jegliche Interaktion der Modellkomponenten ist mit einem Penalty-basierten Kontaktalgorithmus definiert (ausschließlich der „Gap Contact“ in Autodyn, der den stabilen Zeitschritt verkleinert, hat für alle Paarungen gut genug funktioniert; vgl. dazu Heckötter und Sievers, 2012). So wechselwirken die Aktuatorpartikel mecha-

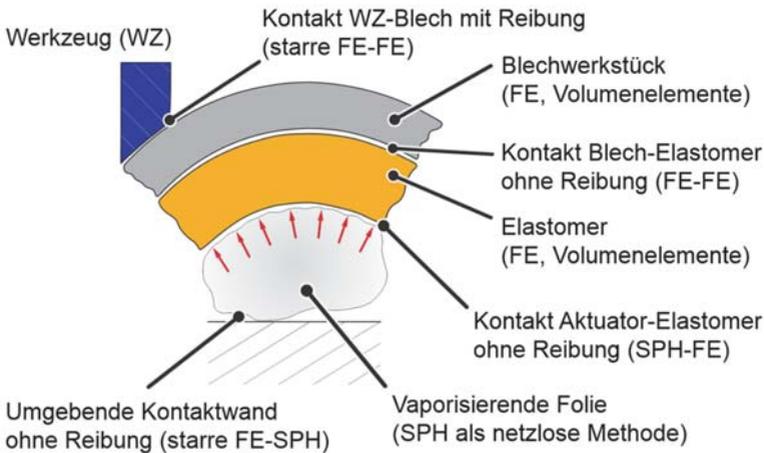


Bild 5.20: Skizze der Modellkomponenten der numerischen Umformsimulation.

nisch mit dem Folienbett und der Polyurethanschicht, das Blech mit der Polyurethanschicht und Werkzeugen sowie dem Niederhalter (nicht in Bild 5.20 dargestellt), in den die Polyurethanschicht eingelegt wird. Da die Elastomerschicht eine geringe Steifigkeit hat im Vergleich zu dem metallischen Blechwerkstück, können nahezu keine Schubkräfte auf das Blech übertragen werden, weshalb der zugehörige Kontakt als reibungsfrei angenommen wird. Auch der gasartig expandierende Folienaktuator kann naturgemäß nahezu keine Reibkräfte auf Festkörper übertragen (reibungslöse SPH). Für den Reibkontakt zwischen dem Stahlblech und den ebenfalls aus Stahl bestehenden Werkzeugelementen wird hingegen ein Coulomb Reibwert von $\mu_{\text{Reib}} \approx 0,15$ angesetzt (Trzepieckiński, 2019). Voruntersuchungen zeigten erwartungsgemäß, dass die Reibung im vorliegenden Versuchsaufbau vernachlässigbar ist, insbesondere wenn die Blechrunde nicht zwischen Gesenk und Niederhalter vorgespannt wird (v. a. freie Umformung). Damit sind die Grundzüge der vorgeschlagenen Umformsimulation erklärt.

Weitere wichtige Ausgestaltungsaspekte betreffen die Berechnungseffizienz des Modells. So kann zum einen eine zentrale Viertelsymmetrie ausgenutzt werden, weil der Aktuator rechteckig ist und die darüber liegenden Bestandteile rotationssymmetrisch sind. Zum anderen beeinflussen insbesondere die Element- und Partikelanzahl den Berechnungsaufwand. Voruntersuchungen zeigten, dass sich die Ausformung nur noch marginal ändert, wenn das Blech mehr als 3 Elemente und die Polyurethanschicht mehr als 5 Elemente über die Dicke mit reduzierter Integration aufweist. Diese Zahlen wurden daher nicht weiter variiert. Volumenelemente erlauben auch eine Analyse von Schockwellen über die Dicke der Werkstoffe. Dies ist hier jedoch von eher indirekter Bedeutung, da die Umformgeschwindigkeiten im Bereich ~ 100 m/s mindestens rund eine Größenordnung geringer sind als Schockwellengeschwindigkeiten in Festkörpern (> 1000 m/s). Für die Abbildung von in einer Dimension dünnen Körpern, wie etwa Folien, ist in der SPH-Literatur häufig zu finden, dass mindestens 10 Partikel in Dickenrichtung nötig sind (Schraml und Kimsey, 1998). Für den SPH-FE Kontakt sollten außerdem mindestens 5 Partikel entlang einer Elementkante platziert werden (Reese et al., 2016). Da dies im vorliegenden Fall mit 10 Partikeln erfüllt ist und 11 Partikel über die Foliendicke - trotz der Viertelsymmetrie - bereits zu einer Gesamtpartikelanzahl oberhalb der empfohlenen Grenze von Autodyn führen, wurden sämtliche Simulation mit 10 Dickenpartikeln durchgeführt. Ergänzende Voruntersuchungen haben gezeigt, dass auch 9 oder gar 8 Dickenpartikel durchaus eine gleichwertige Ausformung liefern.

5.3.2 Kennwerte des hydrodynamisch-mechanischen Modells

Das konstitutive Verhalten der Aluminiumaktuatorfolie wurde bereits in Kapitel 5.2 behandelt. Es ist von den restlichen Körpern des Modells zu unterscheiden, die während des Prozesses in fester Phase bleiben. Nachfolgend werden die mechanischen Kennwerte dieser deformierbaren Körper, welche stets eine von Null verschiedene deviatorische Spannung haben, unter der Annahme isotropen Werkstoffverhaltens beschrieben.

Konstitutives Verhalten des Werkstückwerkstoffes

Das in der vorliegenden Arbeit verwendete Halbzeug ist 1 mm dicker DC01 Stahl (vgl. Kapitel 4). Für eine adäquate Charakterisierung für Hochgeschwindigkeitsumformverfahren sind wahre Fließkurven k_f über einen sehr breiten Dehnratenbereich, von quasistatischen bis hin zu hochdynamischen Bedingungen, bei Raumtemperatur zu ermitteln. Für den quasistatischen Dehnratenbereich $\dot{\varphi} \approx 0,002$ 1/s wurden konventionelle Zugversuche 0° und 90° zur Walzrichtung (WR) sowie der ebene Torsionsversuch nach Traphoener et al. (2018) durchgeführt¹³. Die dynamischen Versuche beinhalten¹⁴: Zugversuche mit Rotationsschlagwerk ($\dot{\varphi} \approx 1 \cdot 10^2$ 1/s, 0° zur WR), Druckversuche mit Fallwerk ($\dot{\varphi} \approx 7 \cdot 10^2$ 1/s, 0° zur WR) und Split-Hopkinson Druckversuche ($\dot{\varphi} \approx 1,9 \cdot 10^4$ 1/s, 0° zur WR). Weitere dynamische Testmöglichekeiten werden z. B. von Mohr und Gary (2007) adressiert. Auf der genannten Datengrundlage wurden verschiedene Fließkurvenansätze analysiert. Die jeweils dafür benötigten Parameter wurden mithilfe der Optimierungsmethode der kleinsten Fehlerquadrate (Least Squares Fit - LS Fit) über die gesamte Datenmenge identifiziert. Der einzige Ansatz, der eine zufriedenstellende Übereinstimmung liefert, ist als kubisch raumzentrierte Zerilli-Armstrong (ZA) Variante gemäß Gl. (5.42)¹⁵ bekannt. Sie ist versetzungsmechanisch motiviert und keine rein phänomenologische Fließspannungsgleichung. Die Ergebnisse der Charakterisierung sind im **Bild 5.21** enthalten, die zugehörigen ZA-Parameter in **Tabelle 5.3**, wobei die Temperatur zunächst als konstante Raumtemperatur angenommen wurde.

$$k_{f,ZA} = Y_0 + C_1 \exp\left(-C_3 T + C_4 T \ln\left\{\frac{\dot{\varphi}}{\dot{\varphi}_{ref}}\right\}\right) + C_5 \varphi^n \tag{5.42}$$

Tabelle 5.3: Resultierende DC01 ZA-Parameter für $T = 300$ K = konst. bis $\varphi = 0,8$.

Y_0 [MPa]	C_1 [MPa]	C_3 [1/K]	C_4 [1/K]	C_5 [MPa]	n [-]	$\dot{\varphi}_{ref}$ [1/s]
165	656,48	0,0114	0,0006	359,11	0,3	0,002

Wird eine adiabate plastizitätsbedingte Temperaturänderung erlaubt, mit der Dichte $\rho_{ZA} = 7800$ kg/m³ und der bekannten Wärmekapazität $c_{ZA} = 490$ J/(kg·K), so dass numerisch $dT \cong k_{f,ZA} d\varphi / (\rho_{ZA} c_{ZA})$ folgt, liefert die gleiche Parameteridentifikation **Tabelle 5.4**. Um die Genauigkeit im für diese Arbeit prozessrelevanten Umformbereich zu steigern, wurden zudem lediglich Umformgrade bis 0,3 berücksichtigt. Dieses Ergebnis ist

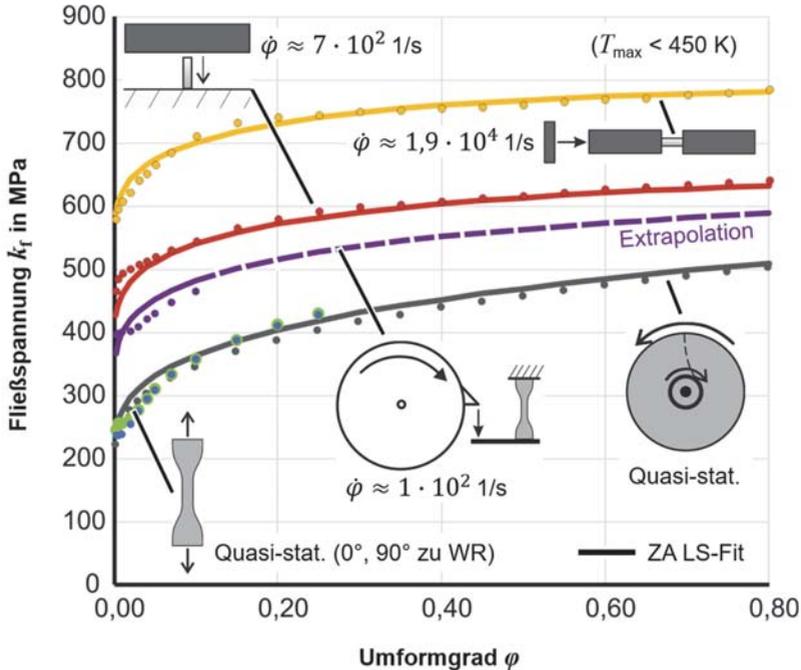
¹³ Quasistatische Fließkurven wurden experimentell am IUL ermittelt.

¹⁴ Die experimentelle Ermittlung sämtlicher dynamischer Fließkurven erfolgte, aufgrund der apparativen Ausstattung, als Dienstleistung durch die Fa. Nordmetall (Neukirchen, Deutschland) und stellt keinen wissenschaftlichen Fokus der vorliegenden Arbeit dar. Daher wird auf eine detaillierte Beschreibung dieser Versuche verzichtet.

¹⁵ Darstellung wie in Autodyn implementiert.

Tabelle 5.4: DC01 ZA-Parameter für $T \neq \text{konst.}$ bis $\phi = 0,3$ (für Autodyn).

Y_0 [MPa]	C_1 [MPa]	C_3 [1/K]	C_4 [1/K]	C_5 [MPa]	n [-]	ϕ_{ref} [1/s]
65	1062	0,00797	0,00033	421	0,4	0,002

**Bild 5.21:** Charakterisierungsergebnisse für 1 mm DC01 Blech bei Raumtemperatur (Punkte repräsentieren Mittelwerte aus drei Wiederholsexperimenten).

realistischer, da somit die Temperaturabhängigkeit der Anfangsfließspannung bis etwa zur halben Schmelztemperatur abgebildet werden kann (vgl. sehr ähnlichen Blechwerkstoff in Wernicke et al., 2020), was dem empfohlenen Gültigkeitsbereich des ZA-Modells entspricht (Mirzaie et al., 2016). Trotz anderer Parameter ändert sich die Fließkurvengenauigkeit dadurch effektiv nicht und entspricht der aus Bild 5.21 bis $\phi = 0,3$ (ohne erneutes Bild, max. Temperatur im Bild 5.21). Folglich werden die Parameter aus Tabelle 5.4 für die Autodyn Simulationen verwendet, wohingegen die Werte aus Tabelle 5.3 für einfachere Modelle ohne Temperaturabhängigkeit sind. Nichtsdestotrotz sind die umformbedingten Temperaturanstiege vergleichsweise klein. Es zeigt sich, dass die additiv zusammengesetzte ZA-Gl. (5.42) insgesamt sowohl die Druck- als auch die Zug- und Torsionsversuche ausreichend gut approximiert, Unterschiede in der Orientierung

zur Walzrichtung können ebenfalls als gering angesehen werden. Damit kann die isotrope Annahme hier hinreichend bestätigt werden. Der Stahlwerkstoff zeigt, neben verformungsinduzierter Verfestigung, eine ausgeprägte Dehnratenabhängigkeit der Fließspannung, deren Anfangswert sich von der quasistatischen Referenz bis zur Formänderungsgeschwindigkeit von fast $2 \cdot 10^4$ 1/s in etwa verdreifacht. Andere bekannte Fließspannungsgleichungen wie nach Johnson-Cook (JC), welche die Fließspannung als Produkt der statischen Fließspannung mit einem dehnratenabhängigen Term angeben, können diese Dehnratenabhängigkeit nicht ausreichend über den gesamten untersuchten Dehnratenbereich abbilden.

Konstitutives Verhalten des Zwischenmediums

Als Zwischen- oder Druckübertragungsmedium fungiert ausschließlich eine 3 mm dicke, wiederverwendbare Matte aus Polyurethan (PU, vgl. Kapitel 4). Diese Polyurethane gehören zu der Gruppe der Elastomere. Die molekulare Struktur unterscheidet sich von der von Metallen. Elastomere bestehen aus langen Polymerketten, die i. d. R. - wie auch in den Experimenten für die vorliegende Arbeit - ihre ursprüngliche Form nach einer finiten Deformation wiedererlangen aufgrund ihrer kovalenten Kettenverknüpfungen. Sie zeigen ein viskoelastisches Verhalten (Li et al., 2016). Für die hohen Dehnraten $\dot{\epsilon}$ der Vaporisationsumformung bedeutet dies, dass das Zwischenmedium größere Lasten aufnehmen kann als bei quasistatischer Beanspruchung, weshalb Polyurethan auch als Dämpfungswerkstoff eingesetzt wird. Ein häufig angewandtes mechanisches Ersatzmodell zur Darstellung der Viskoelastizität ist das verallgemeinerte Maxwell-Modell. Es besteht aus einer parallelen Anordnung einer Gleichgewichtsfeder (quasistatischer, rein elastischer Anteil mit Schermodul G_{∞}) und beliebig vielen Dämpferelementen, die je in Reihe mit einer weiteren Feder stehen, und kann mathematisch durch eine Prony-Serie dargestellt werden (Botz et al., 2018). Wird aufgrund der kurzen Prozesszeit eine Relaxationsfunktion mit lediglich einer Abklingkonstanten β_D und einem quasiinstantanen Schermodul G_0 benutzt, und eine numerische Approximation wie in Darvish et al. (1999) angewandt, so folgt eine rekursive Viskoelastizitätsformulierung für eine deviatorische Spannung σ' zu einem Zeitpunkt $t + dt$:

$$\sigma'[t + dt] = \sigma'[t]e^{-\beta_D dt} + 2(G_0 - G_{\infty}) \frac{(1 - e^{-\beta_D dt})}{\beta_D} \dot{\epsilon}'[t]. \quad (5.43)$$

Der lineare, rein elastische Anteil wird dazuaddiert¹⁶. Diese Formulierung haben auch Hazell et al. (2009) für Impakt-Simulationen von Polyurethan in Autodyn genutzt. Allerdings geben die Autoren keine Zeiteinheit für die Abklingkonstante an und validieren

¹⁶ Für große Dehnungen werden häufig auch nichtlineare Ansätze verwendet, z. B. nach Mooney-Rivlin. Da der viskose Anteil in der vorliegenden Arbeit dominiert, wird vereinfachend auf diese Nichtlinearität verzichtet.

ihre Kennwerte anhand des eigentlich zu modellierenden Versuchs. Stattdessen sollten die Kennwerte eigentlich in einem separaten Charakterisierungsversuch ermittelt werden. Für Polyurethan der Härte 70° Shore A, wie auch in dieser Arbeit verwendet, haben Doman et al. (2006) Druckversuche u. a. für zwei hohe Dehnraten durchgeführt und Kennwerte für ein ähnliches, nichtlineares hyperviskoelastisches Modell von Yang et al. (2000) bestimmt. Zwecks Vergleich wurden am IUL quasistatische Zugversuche nach DIN EN ISO 527 (N. N., 2012) durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass sich das Polyurethan bis zu einer technischen Dehnung von $\varepsilon \cong 25\%$ linearelastisch verhält. Daher wurde dieser - auch für den VFAP-Prozess als realistisch einzustufende - Dehnungsbereich (betraglich) übernommen, um die Ergebnisse von Doman et al. (2006) numerisch für die freien Parameter in Gl. (5.43) zu kalibrieren (die Abklingzeit $t_D = 1/\beta_D$ wurde übernommen, für die Schermodule wurde wieder auf einen Least Squares Fit zurückgegriffen). Das Resultat ist **Tabelle 5.5** zu entnehmen und im **Bild 5.22** veranschaulicht. Es ist ersichtlich, dass das lineare Modell aus Gl. (5.43) die aus der Literatur folgenden, deviatorischen Spannungen für hohe Dehnraten ab einer Dehnung von etwa 15 % leicht über- und vorher leicht unterschätzt, während die Übereinstimmung im quasistatischen Fall als sehr gut einzustufen ist. Sowohl die maximalen Spannungsabweichungen als auch die momentanen Steifigkeiten (Tangenten der Kurven im Bild 5.22) sind jedoch so gering im Verhältnis zu den jeweiligen Werten des Blechwerkstückes, dass diese Ungenauigkeiten lediglich einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die Umformung des Stahlblechs ausüben. Dennoch geht aus den Steigungen im Bild 5.22 her-

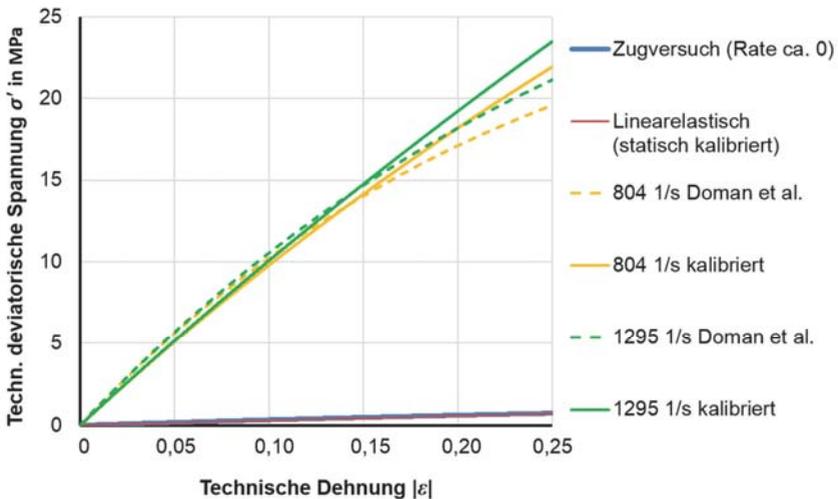


Bild 5.22: Kalibrierung des einachsigen PU-Verhaltens nach Gl. (5.43) (für Druck) im Vergleich zu Daten von Doman et al. (2006) sowie eigenen Versuchen (Zug).

vor, dass das PU-Zwischenmedium unter hochdynamischer Last rund 30 mal steifer ist als im quasistatischen Vergleichsversuch. In Probesimulationen völlig ohne viskosen Spannungsanteil wurden hingegen unphysikalische Elementverzerrungen beobachtet.

Tabelle 5.5: Zu Bild 5.22 bzw. Gl. (5.43) gehörende PU-Viskoelastizitätskennwerte.

Parameter	G_∞ [MPa]	G_0 [MPa]	$t_D = 1/\beta_D$ [μs]
Finaler Wert	1,40	52,70	792,40
Anmerkung	Übereinstimmung mit Hazell et al. (2009)	Eigene Bestimmung wie beschrieben	Wie in Doman et al. (2006)

Die gesamte Spannung ist tensoriell als $\sigma_{ij} = -p \cdot I_{ij} + \sigma'_{ij}$ definiert (mit Einheitsmatrix I_{ij}), so dass der hydrostatische Druck p als positiv interpretiert wird (Druckspannungen haben sonst ein negatives Vorzeichen). Ist eine Belastung etwa in der Größenordnung des Kompressionsmoduls des Werkstoffes (dies ist nicht gegeben für das Stahlblech), so folgt p häufig nicht direkt als Drittel der Spur des Spannungstensors, sondern wird separat durch eine Zustandsgleichung (Equation of State – EOS, ähnlich wie in Kapitel 5.2.1) berechnet. Im Unterschied zu dem expandierenden Aktuator wird die Polyurethanschicht als Druckübertragungsschicht v. a. komprimiert (relative Dichte $\rho/\rho_0 > 1$). Für derartige Zustände hat sich allgemein die Mie-Grüneisen Zustandsgleichung (oder Schock-EOS genannt, wie in Autodyn implementiert) etabliert:

$$p[\rho, w] = p_H[\rho] + \Gamma_0 \rho_0 (w - w_H[\rho]). \tag{5.44}$$

Dabei ist Γ_0 das Grüneisen Gamma, p_H gibt die sogenannten Hugoniot Drücke an, die den maximalen Drücken des Werkstoffes unter Schockbelastung entsprechen:

$$p_H[\rho] = \frac{\rho_0 C_0^2 (\rho/\rho_0 - 1)(\rho/\rho_0)}{(1 - (S - 1)(\rho/\rho_0 - 1))^2}. \tag{5.45}$$

Die zugehörigen spezifischen Hugoniot Energien w_H sind definiert durch

$$w_H[\rho] = \frac{1}{2} \frac{p_H}{\rho_0} \left(\frac{\rho/\rho_0 - 1}{\rho/\rho_0} \right). \tag{5.46}$$

Die Kennwerte für Gl. (5.44) - (5.46) für Polyurethan werden von Hazell et al. (2009) wie in **Tabelle 5.6** angegeben und sind auch so bereits in der Werkstoffdatenbank von Autodyn hinterlegt. Einige resultierende Hugoniot Werte sind im **Bild 5.23** aufgetragen. Wird für eine einseitige, einachsige Belastung durch Vaporisationsdrücke p_b wie aus Bild 5.18 etwa vereinfachend eine hydrostatische PU-Belastung von etwa $p_H \cong p_b/3$ an-

genommen, so ist zu erkennen, dass die PU-Druckübertragungsschicht in diesem Bereich relative Kompressionen von bis zu 1,4 (40 %) liefert (Bild 5.23), was theoretisch im eindimensionalen Fall eine Dickenreduktion von 3 mm auf ca. 2,14 mm bedeutet, so dass die Differenz in etwa der modellierten Folienanfängsdicke nahe kommt. Die zugehörigen Energien w_H sind naturgemäß, v. a. aufgrund der größeren Masse, wesentlich geringer als die der Aluminiumfolienvaporisation aus Bild 5.18. Während das umzuformende Blechwerkstück quasi keine Dichteänderung im Prozess erfährt (so dass der normale Kompressionsmodul für die DC01-EOS ausreicht), ist bei dem Polyurethan also eine nennenswerte Komprimierung um den Berstpunkt zu erwarten. Bei moderaten PU-Deformationen ist der Parameter mit dem größten Einfluss auf die effektive Druckübertragung auf das Blechwerkstück die (initiale) Festkörperschallgeschwindigkeit C_0 aus Tabelle 5.6. Dabei liegt der Schock-EOS eine lineare Beziehung zwischen der Schockwellengeschwindigkeit v_{Schock} und der Werkstoffpartikelgeschwindigkeit v_P gemäß $v_{\text{Schock}} = C_0 + S v_P$ zugrunde, was aber generell nicht für jeden Werkstoff zulässig ist. Die Verbindung zu den Dichtezuständen in Gl. (5.44) - (5.46) erfolgt durch die Beziehung $v_P/v_{\text{Schock}} = 1 - \rho_0/\rho$. Der normale Kompressionsmodul ist für Zustandsgleichungen dieser Art durch $K_0 = \rho_0 C_0^2$ definiert. Die Schock-EOS ist somit eine Erweiterung der einfachen Zustandsgleichung der elementaren Elastizitätstheorie, $p_{\text{elementar}} = K_0(\rho/\rho_0 - 1)$.

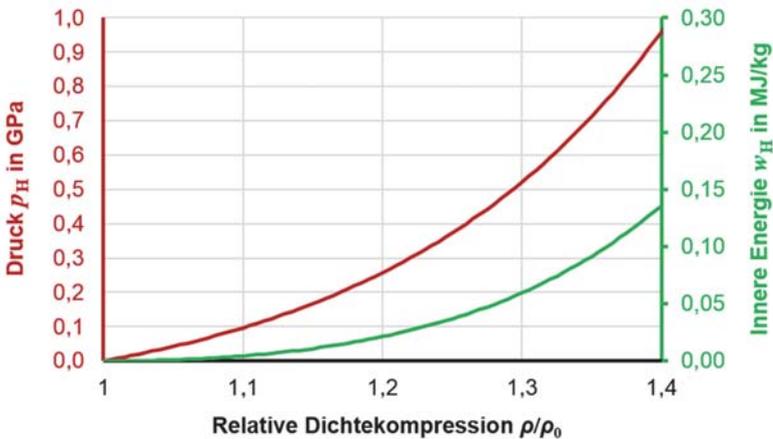


Bild 5.23: Ausgesuchte Hugoniot Werte für das PU auf Basis von Hazell et al. (2009).

Tabelle 5.6: Benutzte EOS-Kennwerte (Gl. (5.44) - (5.46)) für Polyurethan (PU, hier 70° Shore A), in Anlehnung an Hazell et al. (2009).

ρ_0 [g/cm³]	C_0 [m/s]	S [-]	Γ_0 [-]
1,010	852	1,865	1,5

5.3.3 Validierung und Analyse des hydrodynamisch-mechanischen Modells

Die Partikelsimulationen brauchten auf einem gängigen Desktopcomputer (4 Kerne-CPU, 4,2 GHz) bis zu mehrere Wochen Berechnungszeit, mit einem stabilen Zeitschritt im Nanosekundenbereich. Daher wurden bzgl. Foliengeometrie und Ladeenergielevel als umformtechnisch repräsentativ bezeichnbare, ausgewählte Experimente aus Kapitel 4.3.2 für die Validierung herangezogen. Dies betrifft die Variante 2 mit starrem Niederhalter, mit Mittelwerten aus je fünf Wiederholexperimenten für die spezifische Anfangsenergie w , bei 18 x 62 mm Foliengrundfläche der Masse 0,241 g (ursprünglich 0,08 mm Foliendicke). Diese Simulationen stehen im Fokus von Kapitel 5.3.3.

Charakteristische Prozesseindrücke aus der Simulation

Unabhängig von bestimmten quantitativen Größen sind visuell charakteristische Prozessphasen oder -punkte zu beobachten. Dies beginnt mit der Tatsache, das zu Simulationsbeginn – d. h. zum Berstzeitpunkt im realen Prozess – alle Geschwindigkeiten Null sind. Das Modell beginnt ansatzgemäß vollständig in Ruhe, mit einer homogenen Energieverteilung $w \neq f(x,y,z)$ in der gemäß Kapitel 5.3.1 erhöhten und unterhalb der FE-Elastomerschicht von Starkkörpern umgebenen SPH-Aluminiumfolie (**Bild 5.24 a**). Für die aus den angegebenen Energie- bzw. Drucklevels folgenden, ebenfalls homogenen Berst- bzw. Anfangsdichten ergeben sich somit stets rund 300 000 Partikel für das modellierte Viertel des Folienaktuator (500 000 ist die für Autodyn aktuell angegebene, technisch-praktische Grenze). Bereits mit dem ersten Berechnungsschritt ist der Aktuator bestrebt in alle drei Raumrichtungen isentrop zu expandieren, wobei eine entsprechende Geschwindigkeitsänderung (ausgehend von Null) der äußeren Kontaktpartikel nur durch Deformation der angrenzenden Elastomerschicht erfolgen kann. Wie im **Bild 5.24 b** zu sehen ist, erfolgt dadurch anfangs eine schockartige Stauchung der Elastomerschicht in Dickenrichtung (z), während das Blechwerkstück zunächst noch in Ruhe bleibt. Auf diese Weise wird die Aktuatorfläche in der Elastormerschicht abgebildet res-

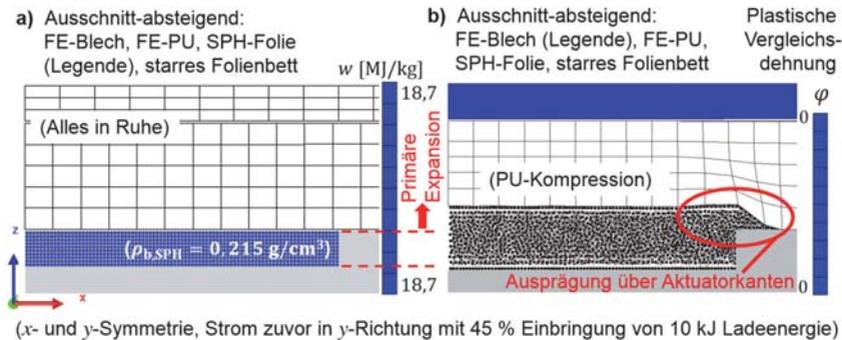


Bild 5.24: Ausgewählte Simulationseindrücke, a) Zeitpunkt $t_{sim} = 0 \mu\text{s}$, b) $t_{sim} = 1,3 \mu\text{s}$.

pektive in z -Richtung in sie eingedrückt. Dabei entstehen leichte Erhöhungen bzw. etwas stärkere Elastomerstauchungen über den initialen äußeren Aktuatoranten, weil dort früh auch eine teilweise laterale (x -, y -Richtung) Partikelexpansion entlang der unteren Elastomerseite beginnt. Die Partikel liegen zu diesem Zeitpunkt bereits nicht mehr geordnet wie im Anfangszustand vor. Es sei erwähnt, dass in Realität wahrscheinlich ein ähnlicher Zustand bereits zum Berstpunkt vorliegt, in dem das Simulationsmodell ansatzgemäß als noch in Ruhe befindlich angenommen wird, wobei das Aktuatorberst- bzw. Anfangsvolumen quasifiktiv unter dem Elastomer (PU, knapp 50 000 Elemente) eingeschlossen ist. Wird genügend Druck durch das Elastomer übertragen, so plastifiziert das Blech (knapp 30 000 Elemente) lokal über dem expandierenden Aktuator und hat seine vertikale (z) Maximalgeschwindigkeit schon nach wenigen Mikrosekunden erreicht. Dieser Zustand hält einige Mikrosekunden an und ist im **Bild 5.25 a** dargestellt, wobei eine quantitative Geschwindigkeitsanalyse später erfolgt. Im Bild 5.25 a ist weiterhin eine Intensivierung der SPH-Kantenausprägung aus Bild 5.24 b zu beobachten. Das Blechwerkstück hebt schließlich von dem Elastomer ab und tritt in eine Phase der freien, trägheitsgetriebenen Umformung ein. So zeigt **Bild 5.25 b**, wie das zuvor beschleunigte Blech direkt über dem Vaporisationsbereich nicht mehr in Kontakt mit der Elastomerzwischen-schicht ist. Währenddessen schreitet auch die laterale Partikelexpan-

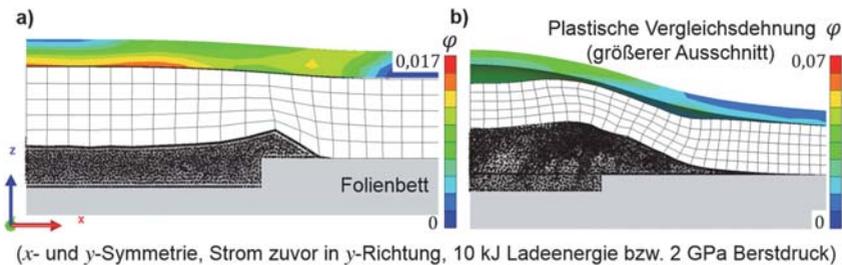


Bild 5.25: Ausgewählte Simulationseindrücke, Ausschnitt-absteigend: FE-Blech (Legende), FE-PU, SPH-Aktuator, starres Bett, a) $t_{\text{sim}} = 3,7 \mu\text{s}$, b) $t_{\text{sim}} = 18,0 \mu\text{s}$.

sion unter dem Elastomer weiter voran. Zwar wird dies ebenfalls weiterhin mit umgeformt, es dauert jedoch relativ lange bis es das Blech wieder erreicht in z -Richtung. Bspw. nach $100 \mu\text{s}$ ist dies noch nicht wieder geschehen (**Bild 5.26 a**), zum Prozessende nach etwa weiteren $500 \mu\text{s}$, d. h. wenn die kinetische Blechenergie auf Null gesunken ist und sich die plastische Arbeit nicht mehr ändert, hingegen schon (**Bild 5.26 b**). Neben der vertikalen Blechverschiebung propagiert die Umformung in dieser Zeit ebenfalls lateral nach außen, über ursprünglich nicht mit Vaporisationsdruck beaufschlagte Bereiche hinweg, bis eine fast sphärische Endform resultiert (**Bild 5.26 c**). Aufgrund der Prozessdynamik erfolgt die Umformung also nicht homogen, sondern führt letztlich zu der Umformgradverteilung aus Bild 5.26 c. Die Inhomogenität ist auch daran zu erken-

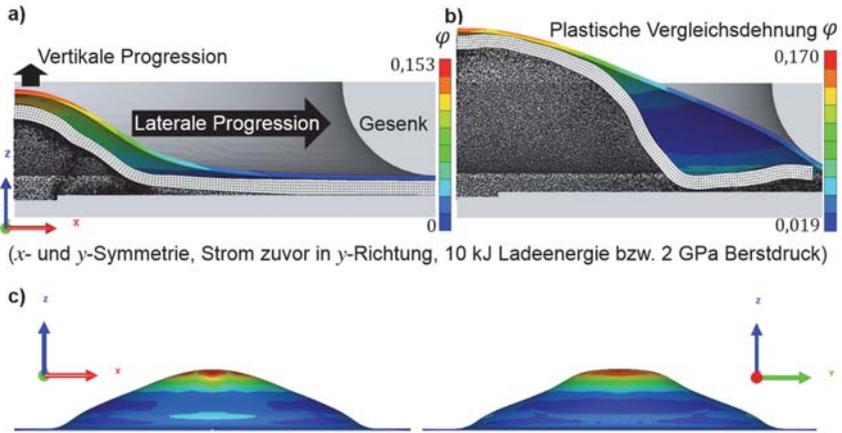


Bild 5.26: Ausgewählte Simulationseindrücke, a) $t_{sim} = 100 \mu s$, Ausschnitt-absteigend: Starres Gesenk, FE-Blech (Legende), FE-PU, SPH-Aktuator, starres Bett, b) $t_{sim} = 600 \mu s$, ca. Prozessende, c) Ganze finale xz - und yz -Bauteilansichten (kein Ausschnitt) mit Legende aus (b). Alle Bilder entstammen Autodyn.

nen, dass sich der maximale Umformgrad, in der Polregion, von Bild 5.26 a bis b nur noch geringfügig vergrößert, während die gesamten Vertikalverschiebungen des Blechwerkstücks noch ansteigen. Dabei bilden sich leicht unterschiedliche Konturen im Querschnitt entlang der kürzeren Folienseite (d. h. xz -Ebene, links im Bild 5.26 c) und entlang der ursprünglich längeren Folienseite (d. h. yz -Ebene, rechts im Bild 5.26 c) aus. Partikel, die das Setup bereits verlassen haben und sich mit konstanter kinetischer Restenergie im freien Raum weiter bewegen, wurden ausgeblendet. Ein weiterer Indikator für die inhomogene Umformevolution sind die Vergleichsdehnratenverteilungen im **Bild 5.27**, u. a. zu Zeitpunkten aus Bild 5.24 bis Bild 5.26. Diese Betrachtung liefert insofern detailliertere Erkenntnisse, als das für das Blech nur die gerade plastisch aktiven Bereiche aufgezeigt werden. So wird zu Beginn entsprechend der homogenen Aktuatordruckverteilung nur der Bereich über der initialen Aktuatorgrundfläche plastifiziert (**Bild 5.27 a**). Die dabei maximal auftretenden Dehnraten sind fast doppelt so hoch wie die höchste Testrate aus Bild 5.21. Insbesondere das trägheitsgetriebene Fortschreiten der angesprochenen lateralen Umformprogression in x - und y -Richtung ist in den Draufsichten anschließend zu erkennen, wobei die Dehnraten rasch in den Charakterisierungswertebereich von Bild 5.21 abfallen (**Bild 5.27 b - d**). Dabei verändert sich der Plastifizierungsbereich in der Form, dass komplexe, eher oval- bis kreisartige Plastifizierungszonen in Richtung der Gesenköffnung entstehen. Auffallend ist, dass es teils keine membranartigen Zonen sind, weil sich auch die Dehnraten auf der Ober- und Unterseite unterscheiden, sie sind also nicht stets konstant über der Blechdicke (Bild 5.27 oben vs.

unten). Dies spricht für das Vorhandensein lokaler Biegebeanspruchungen. Gegen Prozessende legt sich das Blechwerkstück an den Gesenkradius an und nur dort existieren noch merkliche Dehnraten (ohne weiteres Bild). Die relative Reibungsarbeit bleibt dabei vernachlässigbar klein. Zwar legt sich die PU-Schicht im Bild 5.26 b wieder an das Blechwerkstück an. Dies geschieht jedoch ohne eine weitere plastische Umformung induzieren zu können, die PU-Schicht springt sogar wieder leicht zurück in der Mitte.

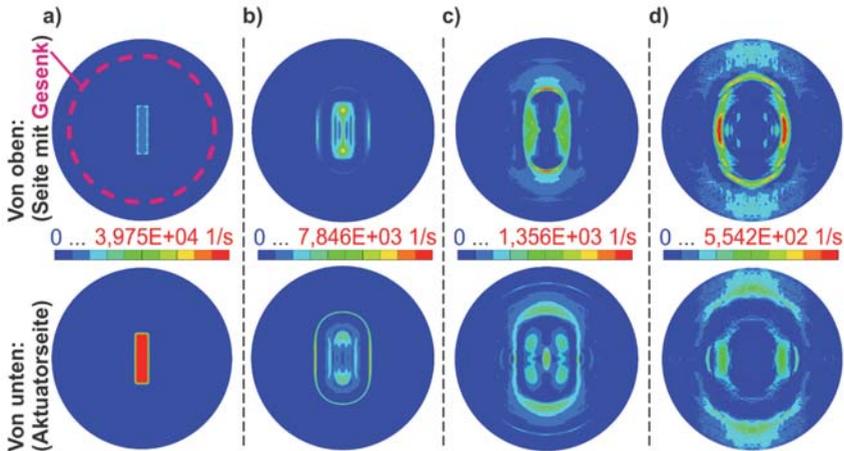


Bild 5.27: Plastische Vergleichsdehnraten $\dot{\phi}$ im ganzen Stahlblech zu ausgewählten Zeiten in Draufsichten (xy -Ebene) von oben und unten (vorheriges 10 kJ-Beispiel aus Autodyn), a) $t_{\text{sim}} = 1,7 \mu\text{s}$, b) $t_{\text{sim}} = 18 \mu\text{s}$, c) $t_{\text{sim}} = 100 \mu\text{s}$, d) $t_{\text{sim}} = 200 \mu\text{s}$.

Es kann festgestellt werden, dass die beschriebene Prozessevolution, bis hin zu der in den Experimenten ähnlich aussehenden finalen Bauteilform, qualitativ unabhängig von der gewählten Ladeenergie ist (hier: 6 kJ, 8 kJ, 10 kJ). Die Simulationen können durchaus als physikalisch valide interpretiert werden, da der ausgegebene Referenzenergiefehler stets unter 10 % lag (bis zu 10 % gilt als allgemein akzeptiert für explizite Berechnungen). Darin enthalten sind auch die sogenannten Hourglass Energien (auch dafür gilt 10 % als akzeptierter Grenzwert, von der inneren Energie des jeweiligen Modellbestandteils). Diese haben, durch den direkten SPH-Kontakt bei im Vergleich zum Blech recht geringer Steifigkeit, lediglich für das Elastomer eine nennenswerte Größe angenommen, die um den angegebenen Grenzwert von 10 % schwankte. Das anschließende, schwerkraftbedingte Herunterfallen des Elastomers zurück in die Ursprungsform wurde nicht berücksichtigt in der Simulation, da dies - bei freiem Fall - überschlägig bis zu 25 ms dauert, was ein Vielfaches der Umformprozesszeit wäre. Zudem wird nun bestätigt, dass die experimentell bestimmten Umformgrade aus Kapitel 4.3.3 (andere Versu-

che), die auf homogenen vorher-nachher-Verschiebungsdifferenzen beruhen, mit Vorsicht zu beurteilen sind, da die inhomogene Dehnratenentwicklung eine solche Vereinfachung womöglich nicht zulässt. Simulativ wird die plastische Vergleichsdehnrate mit den Koordinatenkomponenten als $\dot{\varphi} = (2/3 [\dot{\varphi}_{xx}^2 + \dot{\varphi}_{yy}^2 + \dot{\varphi}_{zz}^2 + 2(\dot{\varphi}_{xy}^2 + \dot{\varphi}_{yz}^2 + \dot{\varphi}_{zx}^2)])^{1/2}$ bestimmt und der Umformgrad φ stellt dann das Zeitintegral von $\dot{\varphi}$ dar. Nachfolgend wird vergleichend näher auf einige quantitative Aspekte der Modellergebnisse für die verschiedenen Ladeenergien - und somit spezifische Energieeinbringungen - eingegangen.

Vergleich von Blechverschiebungsverläufen

Wie in Kapitel 4.2.2 ausgeführt, stehen für die Simulationsvalidierung über der Zeit ausschließlich die vertikalen (Blechnormalenrichtung) Geschwindigkeits- bzw. die für einen Ausformungsvergleich relevanteren Verschiebungsverläufe an zwei ausgewählten Punkten zur Verfügung: einmal zentral über der Folienmitte (PDV1) und einmal 30 mm daneben (PDV2). Dies ist für die größte Ladeenergie im **Bild 5.28** aufbereitet. Insgesamt liegen die finalen z -Verschiebungen der zwei explizit betrachteten Messpunkte im Korridor der experimentellen Schwankungsbreite im Diagramm von Bild 5.28. Die Verschiebungsevolutionen hin zu diesen Endpunkten stimmen zwar qualitativ überein, es gibt jedoch leichte quantitative Unterschiede zwischen Simulation und Experimenten, welche v. a. aus anfänglichen Unterschieden in der Steigung – d. h. in den Geschwindigkeiten – resultieren. So wird die Mittelpunktsmaximalgeschwindigkeit, „PDV1“, in der Simulation eher erreicht als im Experiment und ist mit 280 m/s auch knapp 30 % höher. Der zweite, seitliche Messpunkt, „PDV2“, formt sich ebenfalls etwas zu früh aus, die simulative Maximalgeschwindigkeit ist mit 102 m/s allerdings rund 10 % geringer als im Experiment. Neben potenziellen Fehlern durch das gewählte konstitutive Werkstoffverhalten, ist diese leicht verfrühte bzw. zu schnelle Ausformung tendenziell durch die dem prinzipiellen Modellierungsansatz zugrunde liegenden Anfangsbedingungen zu erklären. Denn die im Aktuator gespeicherte Energie wird anfangs quasiinstantan auf die deformierbaren, modellierungstechnisch noch in Ruhe befindlichen, Festkörper sinnbildlich losgelassen, so dass sich ein Gleichgewicht im Rahmen der Kontaktinitiierung direkt abrupt etablieren muss. Im realen Prozess ist die Abfolge etwas kontinuierlicher und die beteiligten Komponenten sind zum Berstpunkt, d. h. zum Start der Umformmodellierung, bereits im dynamischen Gleichgewicht und schon bis zu einem gewissen Grad deformiert und expandiert. Sie haben zu diesem Zeitpunkt folglich längst eine niedrige Vertikalgeschwindigkeit (vgl. für das Blech Bild 4.9 und Bild 4.10). Zudem wird das den Aktuator im Experiment umgebende Isolations-Tape nicht mitmodelliert, welches ebenfalls – wenn auch begrenzt – anfangs noch Widerstand gegen die Expansion leistet. Der Einfluss des äußeren Luftdruckes, der auch nicht mit modelliert wird, auf die Aktuatorexpansion wird hingegen als gering eingeschätzt, da er signifikant kleiner ist im Vergleich zum Berstdruck. Dadurch können aber auch keine Schockwellen in der atmosphärischen Umgebung simulationsstechnisch erfasst werden.

In weiteren Simulationen wurde noch die Schwerkraft (in z-Richtung) berücksichtigt; auch dies hat keinen nennenswerten Einfluss auf das Ergebnis der Blechausformung.

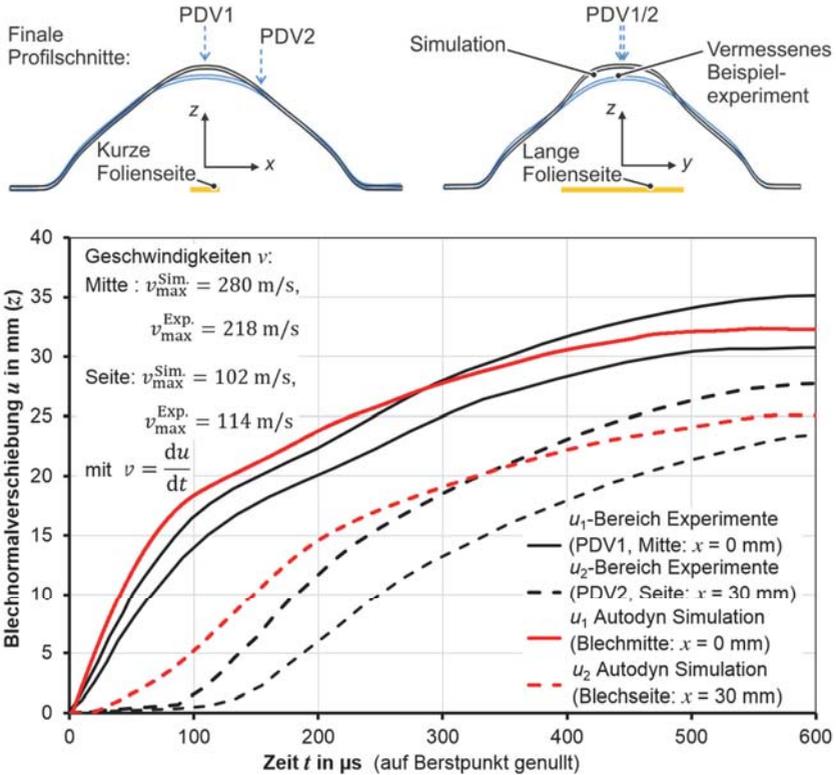


Bild 5.28: Verschiebungs- und Maximalgeschwindigkeitsvergleich ausgewählter Blechoberflächenpunkte / -profile zwischen Experimenten und vollständiger Simulation für 10 kJ Ladeenergie ($\cong 2,01$ GPa Berstdruck bei einer Aktuatorenergieeinbringung von insgesamt 4,54 kJ \Leftrightarrow 18,7 MJ/kg).

Da sich die berechneten finalen Blechverschiebungen, sowohl in den kompletten Schnitten im Bild 5.28 oben (jeweils vermessen mittels Gom Atos), als auch in den zwei expliziten PDV-Messpunkten im Bild 5.28 unten, nur geringfügig von den Experimenten unterscheiden und auch teilweise gar größer sind, kann geschlussfolgert werden, dass die Schockwellenausbreitung in der Umgebungsluft keinen relevanten Einfluss auf die Umformung hat. Nichtsdestotrotz bildet die Simulation die Endkontur quer zur Folienlängsachse (kurze Folienseite) leicht realitätsgetreuer ab als die Endkontur im Schnitt der längeren Folienseite (Bild 5.28 oben). Dies liegt eventuell an dem Fehlen der breiter

werdenden, nicht vaporisierenden Folienenden (reale „Hundeknochenform“ vs. starres Folienbett) im Simulationsmodell. Die genannten möglichen Gründe für Unterschiede zwischen den Experimenten und den Simulationen sind unabhängig von der gewählten Ladeenergie und daher auch für die nachfolgenden Verschiebungsvergleiche gültig.

Der nächste Verschiebungsvergleich bezieht sich auf die mittlere Kondensatorladeenergie von 8 kJ und wird im **Bild 5.29** gezeigt. Dort ist zu sehen, dass das vorgeschlagene Modell die Experimente auch in diesem Energiebereich gut abbildet, mit qualitativ übertragbaren, ähnlichen Verläufen wie im Bild 5.28. Durch die nun niedrigeren Geschwindigkeiten steigt insgesamt die Prozessdauer mit fallender Ladeenergie leicht an. Konkret liegen die zwei prognostizierten betrachteten Finalverschiebungen mit 24 mm (u_1) und 18,9 mm (u_2) wieder im experimentellen Korridor, während die zugehörigen Maximal-

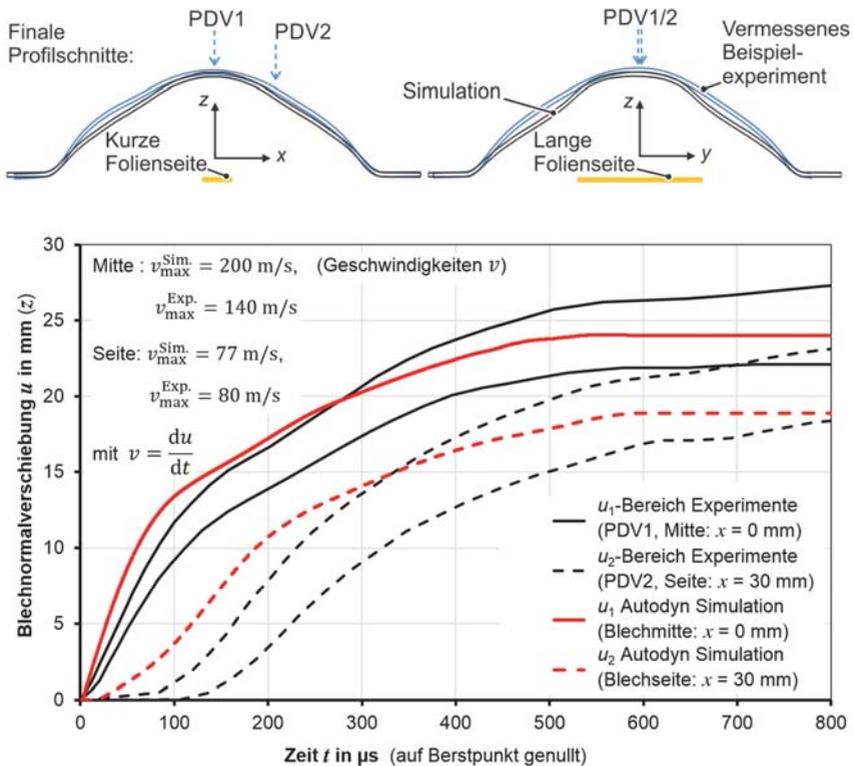


Bild 5.29: Verschiebungs- und Maximalgeschwindigkeitsvergleich ausgewählter Blechoberflächenpunkte / -profile zwischen Experimenten und vollständiger Simulation für 8 kJ Ladeenergie ($\approx 1,70$ GPa Berstdruck bei einer Aktuatorenenergieeinbringung von insgesamt 4,10 kJ \Leftrightarrow 16,9 MJ/kg).

geschwindigkeiten mit 200 m/s und 77 m/s simulativ sogar ca. 40 % über- bzw. gerade mal ca. 4 % unterschätzt werden (Bild 5.29 unten). Ähnliche Aussagen gelten für die relative Abbildungstreue der zwei betrachteten Profilschnitte (Bild 5.29 oben).

Eine Art Sonderfall ist bei der kleinsten Ladeenergie von 6 kJ gegeben, weil die initiale Aktuatorenenergiedichte unter dem Mindestwert für Gl. (5.19) liegt, so dass eigentlich Gl. (5.20) von Anfang an zum Einsatz käme. Dies hat jedoch numerisch wesentlich zu geringe Ausformungen hervorgebracht. Mit Blick auf mögliche Diskontinuitäten in der Tillotson Zustandsgleichung (zuvor TEOS genannt) schreibt Schonberg (1993), dass Gl. (5.19) für große Expansionen, was gemessen an der Raumtemperaturreferenzdichte bereits zu Modellierungsbeginn der Fall sein würde, auch unabhängig von der Energiedichte anwendbar ist. In Autodyn kann dies über die Anpassung des Parameters w'_s realisiert werden. Dieser Parameter stellt sowieso einen empirischen Kalibrierungswert dar, der u. U. an das konkrete Problem anzupassen ist (Gathers, 1994). Wird dieser Wert jedoch zu gering gewählt, so folgen im vorliegenden Fall simulativ viel zu große Blechgeschwindigkeiten und -verschiebungen (ohne Bild). Da das Aktuatorverhalten nach Schonberg (1993) für geringe Energiedichten dennoch „länger“ Gl. (5.19) genügen sollte und nach dieser Logik die Sublimationsenergie w_s nicht zwingend nötig ist in der zugehörigen Gültigkeitsbedingung $w'_s = w_s + \varepsilon_k w_f$, wird w_s hier schlicht durch die nächstniedrigere, bekannte Aggregatzustandsenergie ersetzt, die spezifische Schmelzenergie $w_{liq} \cong 0,646$ MJ/kg (Wert entnommen aus der Zusammenstellung für Aluminium von Leitner et al., 2017). Die restlichen Bestandteile der Gültigkeitsbedingung wurden nicht verändert, so dass die Simulationsergebnisse aus **Bild 5.30** mit dem neuen Wert $w'_{s,neu} = w_{liq} + \varepsilon_k w_f = 11,986$ MJ/kg zustande gekommen sind. Praktisch bedeutet dies, dass der modellierte Aktuator bei einer Ladeenergie von 6 kJ während der Expansion also auch zunächst Gl. (5.19) genügt und „später“ in den Gültigkeitsbereich von Gl. (5.20) fällt als in den vorherigen Fällen mit höheren Ladeenergien (8 kJ, 10 kJ). Mit dieser Anpassung liegen die finalen simulativ ermittelten Vertikalverschiebungen der zwei definierten Messpunkte mit 13,4 mm (u_1) und 10,3 mm (u_2) teils noch deutlich unter den experimentell gemessenen Werten. Dennoch kann die Tendenz bzw. der prinzipielle Verlauf der Prozessdynamik, wie in den 8 kJ- und 10 kJ-Validierungen, weiterhin als richtig erachtet werden (Bild 5.30 unten). Damit einhergehend ist auch die Übereinstimmung der vollständigen Profilschnitte schlechter als in den davor analysierten, höherenergetischen Fällen (Bild 5.30 oben). Eine weitere Verringerung von $w'_{s,neu}$ würde zwar noch besser passende Werte für die finalen Verschiebungen liefern, jedoch auf Kosten noch größerer Blechmittenmaximalgeschwindigkeiten. Denn mit dem oben hergeleiteten Wert $w'_{s,neu}$ liefern die assoziierten Geschwindigkeitsvergleiche relativ betrachtet bereits ein ähnliches Ergebnis wie bei den Analysen zu den höheren Ladeenergien, d. h. die simulierte Blechmittenmaximalgeschwindigkeit ist mit 118 m/s bereits knapp 30 % über den Werten der Experimente (PDV1). Die seitlich von dem Aktuator in den Experimenten gemessene Maximalgeschwindigkeit (PDV2) ist mit 55 m/s aber

noch immer gut 20 % höher als die Simulationsergebnisse, so dass die betrachteten Unterschiede zwischen Experiment und Modellierung in einem Zielkonflikt für eine weitere Kalibrierung stehen. Aus diesem Grund wurde von weiteren $w'_{s,neu}$ -Anpassungen abgesehen. Dieses Ergebnis belegt die generelle Notwendigkeit künftig noch präzisere, komplexere Zustandsgleichungen für Metalle in weit gefassten Energie- und Dichtebereichen zu entwickeln und erforschen, denn die TEOS-Verwendung kommt in dem beschriebenen 6 kJ-Beispiel an ihre Grenzen. In weiteren Vergleichssimulationen wurde beobachtet, dass die Ausgestaltung der Aktuatorzustandsgleichung einen überragenden Einfluss auf das Blechumformergebnis hat, eine Variation der Kennwerte des strukturellen PU-Verhaltens (Gl. (5.43)) verändert die Ausformung jedoch z. B. nur marginal.

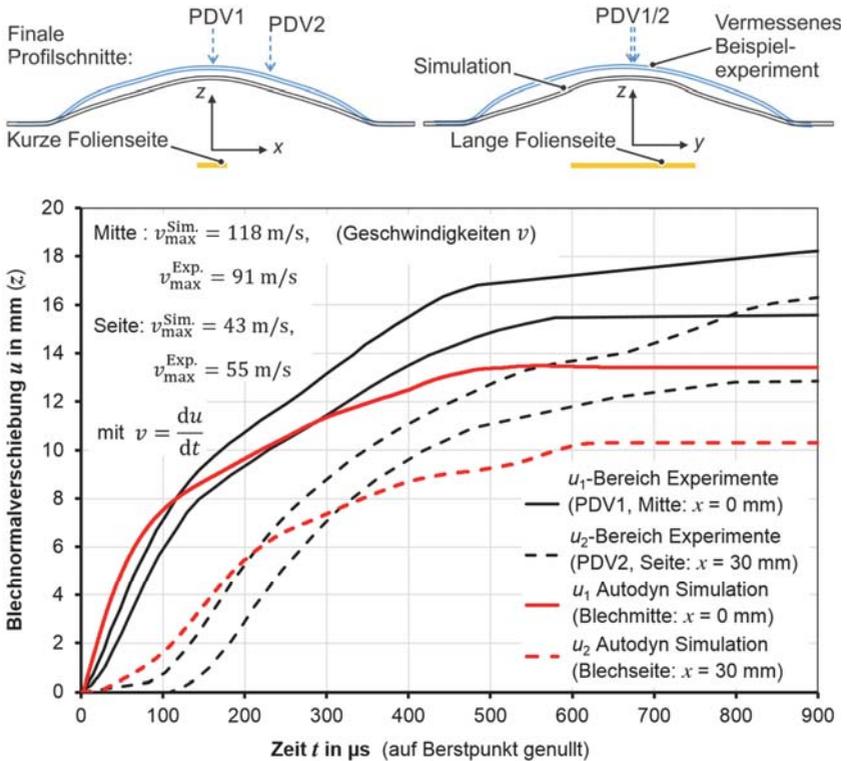


Bild 5.30: Verschiebungs- und Maximalgeschwindigkeitsvergleich ausgewählter Blechoberflächenpunkte / -profile zwischen Experimenten und vollständiger Simulation für 6 kJ Ladeenergie ($\cong 1,30$ GPa Berstdruck bei einer Aktuatorenenergieeinbringung von insgesamt 3,29 kJ $\Leftrightarrow 13,7$ MJ/kg).

Der eingeführte, vollständige Modellierungsansatz für die Blechumformsimulation mit vaporisierenden Folienaktuatoren kann in der Gesamtschau der Ergebnisse als überwiegend validiert angesehen werden.

Blech-Gesamtenergiebetrachtung

Eine energetische Effizienzbetrachtung wurde experimentell in Kapitel 4.3.3 begonnen. In Anlehnung daran werden einige Definitionen übernommen für eine genauere, numerische Effizienzanalyse des Prozesses mit Hilfe der Verläufe aus **Bild 5.31**. Dazu gehört zunächst die elektrische Effizienz η_{el} , welche die bis zum Berstpunkt t_b insgesamt elektrisch eingebrachte Energie (hier nun mit $W_{Simulation}$ bezeichnet, als initiale Aktuatorenergie in der Simulation) auf die Kondensatorladeenergie bezieht, $\eta_{el} = W_{Simulation}/W_0$. Ein Teil der Energie $W_{Simulation}$ wird aus der Perspektive des Bleches als externe Energie W_{ext} über kinetische Energie W_{kin} final in plastische Arbeit W_{pl} umgesetzt, so dass bei Prozessende t_{end} keine kinetische Energie mehr übrig ist, $W_{ext}(t_{end}) = W_{ext,tot} \cong W_{pl}(t_{end})$. Dabei wird $W_{ext,tot}$ bereits ca. zum Zeitpunkt der kinetischen Maximalenergie bzw. der maximal vorkommenden z -Geschwindigkeit v_{max} erreicht. Danach, für die längste Zeit des Prozesses, dominiert die Umwandlung von kinetischer in plastische Energie. Folglich kann die Umformeffizienz durch $\eta_{pl} = W_{ext,tot}/W_{Simulation}$ ausgedrückt werden und für die Gesamteffizienz gilt $\eta_{gesamt} = \eta_{el} \cdot \eta_{pl} = W_{ext,tot}/W_0$ (siehe **Tabelle 5.7**).

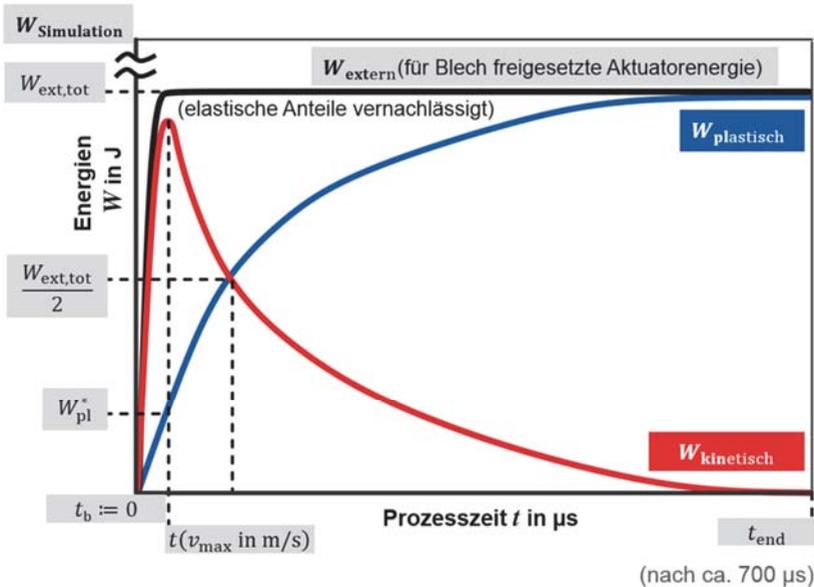


Bild 5.31: Qualitative Veranschaulichung typischer Energieverläufe (Kurven) und Werte (grau hinterlegt) des Blechwerkstückes auf Basis von Autodyn.

Tabelle 5.7: Resultierende Effizienzen für die analysierten Kondensatorladeenergien.

Ladeenergie W_0 62 x 18 x 0,08 mm Folie	η_{el} elektrisch, Experiment	η_{pl} mechanisch, Autodyn	η_{gesamt}
6 kJ	54,7 %	2,0 %	1,1 %
8 kJ	51,3 %	6,9 %	3,5 %
10 kJ	45,4 %	13,3 %	6,0 %

Die Tendenzen aus Kapitel 4.3.3 werden bestätigt. Zwar sinkt – bei sonst gleichen Parametern – die elektrische Effizienz bei Steigerung der Ladeenergie, die Gesamteffizienz (und damit auch die Ausformung) steigt jedoch. Zu beachten ist, dass z. B. die höhere Gesamteffizienz für 10 kJ die Dehnratenabhängigkeit der Fließspannung berücksichtigt, was zu vergleichsweise mehr plastischer Arbeit führt als im Bild 4.13. Zudem fällt auf, dass die kinetische Maximalenergie, $W_{kin,max} \cong 0,5 \cdot m_{eff} v_{max}^2$, die auch experimentell näherungsweise messbar ist sofern das Geschwindigkeitsfeld der nicht in Ruhe befindlichen Masse m_{eff} bekannt ist (ohne weitere Analyse), mit einem Aufschlag von nur ca. 15 % eine gute Schätzung für die Gesamtumformenergie ($W_{ext,tot}$, Bild 5.31) ist.

Impulsübertragung auf das Blech

Der berstende oder isentrop expandierende Aktuator überträgt nicht direkt mechanische Umformarbeit auf das Blech, sondern durch die Zwischeninteraktion mit der Elastomer- / PU-Schicht. Das dies in der Anfangsphase quasihomogen über die ursprüngliche Aktuatorgrundfläche erfolgt, kann aus Bild 5.27 a abgeleitet werden. Dennoch stellt sich die Frage, wie wichtig oder kritisch die PU-Zwischenschicht ist, bzw. mit welchem zur Umformung führenden Lastverlauf das Blechwerkstück effektiv beaufschlagt wird. Daher ist es nötig, die totalen, insgesamt auf das Blech wirkenden Kraftkomponenten zu analysieren, die auch nicht im Experiment gemessen werden können. Die lateralen Reaktionskräfte aus der numerischen Simulation ($F_{x,tot}, F_{y,tot}$) erweisen sich als vernachlässigbar klein (ohne Bild), so dass nur die vertikale oder Blechnormalkraft $F_{z,tot}$ zu betrachten ist (für eine komplette Betrachtung ist diese aufgrund der Symmetrie mit dem Faktor 4 zu versehen). Um ein Übertragungsverhältnis F_η auf das Blech quantitativ zu bestimmen, werden die maximalen Blechnormalkräfte $F_{z,max}$ mit jenen Kräften verglichen, welche sich direkt bei Multiplikation der gemäß Anfangsbedingung definierten Berstdrücke mit der aus der Numerik ermittelten, frühen PU-Blech-Druckkontaktfläche ergeben würden (F_{theo}). Aus Sicht des Blechwerkstücks bedeutet ein Wert kleiner 1 dann, dass die eigentliche Aktuatorlast bzw. dessen Amplitude durch das dazwischenliegende Elastomer abgeschwächt wird. Die Bestandteile dieses Verhältnisses sind im **Bild 5.32** aufgetragen. Dabei ist bei allen drei Kurven auffällig, dass nach einer drucklosen Periode, in der noch kein Druck durch die PU-Schicht an der Blechunterfläche

angekommen ist, zur ca. gleichen Zeit mit einem schockartigem Anstieg ein Kraftmaximum in der MN-Größenordnung folgt. Anschließend fällt die Kraft binnen weniger Mikrosekunden wieder auf vergleichsweise sehr niedrige Werte ab und konvergiert gegen Null (nicht mehr ganz im Bild 5.32). Trotz numerischer Schwankungen / Oszillationen ergeben sich Werte um 1 für das Verhältnis $F_{\eta} = F_{z,max}/F_{theo}$. Der auf das Blech übertragene Gesamtimpuls I_p für die Umformung entspricht als Integralwert der Fläche unter den jeweiligen kompletten Kraft-Zeit-Kurven. In anschaulichen Einheiten ergeben sich damit $I_p \cong 6,3 \text{ kN}\cdot\text{ms}$ für die Ladeenergie 10 kJ, $4,7 \text{ kN}\cdot\text{ms}$ für 8 kJ und $2,3 \text{ kN}\cdot\text{ms}$ für 6 kJ. Bis knapp $10 \mu\text{s}$ erscheint im Bild 5.32 ein kleiner zweiter Kraftpeak bei den zwei höheren Ladeenergien. Dort ist noch genügend SPH-Energie vorhanden, um die Elastomierzwischenschicht nochmals kurz auf das Blech zu drücken, jedoch nur seitlich über den ursprünglichen Aktuatorkanten, korrespondierend zu den oben genannten SPH-Erhöhungen bzw. ausgeprägteren Elastomerkompressionen in dieser Region (noch im Bild 5.25 b durch die PU-Elemente mit den höchsten z -Positionen erkennbar).

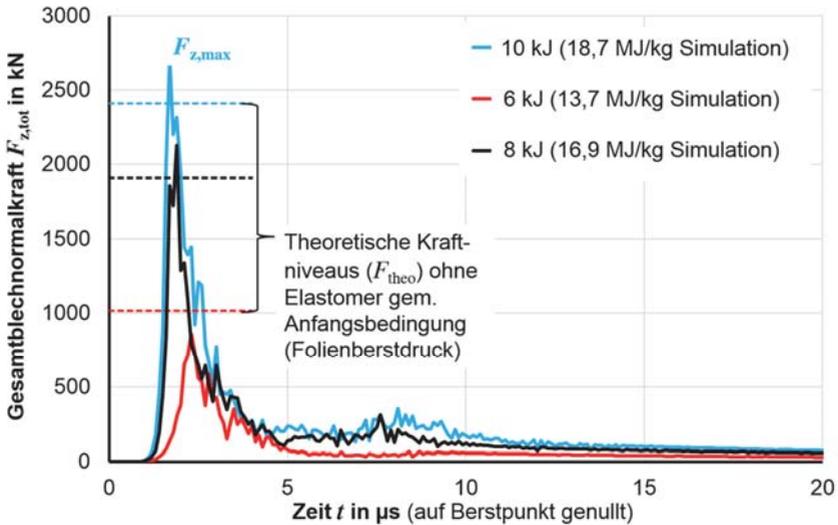


Bild 5.32: Effektiv auf das Blech wirkende Kraft-Zeit-Verlaufsausschnitte (Impulse) für die drei Ladeenergien bzw. Energieeinbringungen (w) aus Autodyn.

Schließlich kann gesagt werden, dass zumindest der anfangs definierte Aktuatorberstdruck (d. h. die Impulsamplitude) nicht unbedingt durch das Elastomer verändert wird, sondern in etwa über die anfängliche Aktuatorgrundfläche auf das Blech übertragen wird, mit einem quasiinstantanen Anstieg. Der weitere Zeitverlauf der vortan näherungsweise exponentiell fallenden, effektiven Blechnormalkraft kann jedoch durch die Energieabsorption der Elastomerdeformation beeinflusst sein, so dass die Elastomerschicht den Gesamtimpuls des expandierenden Aktuators durchaus dämpfen kann.

Vergleich mit freier AktuatorexpanSION

Sind die Aktuatorpartikel - wie in dem Umformmodell - durch Festkörper in ihrer unmittelbaren Umgebung beschränkt, so expandiert der Aktuator mit Partikelgeschwindigkeiten, die etwa in der Größenordnung der Geschwindigkeiten der Festkörper liegen, welche sich durch Kontakt letztlich mit den Partikeln bewegen (~ einige 100 m/s unter der PU-Schicht, ohne Bild). V. a. aus energetischer Sicht sowie zur Erweiterung des Verständnisses über das aus der Zustandsgleichung (TEOS) resultierende Aktuatorverhalten ist jedoch auch das theoretische Experiment einer völlig freien AktuatorexpanSION von Interesse. In der Simulation kann dies einfach getestet werden, indem alle Festkörper - sprich FE-Komponenten - aus dem Modell entfernt werden und lediglich der SPH-Aktuator mit der ansonsten selben Anfangsbedingung übrig bleibt. Das Ergebnis dieser veränderten Randbedingungen ist exemplarisch für den 10 kJ-Fall im **Bild 5.33** veranschaulicht. Es kann festgestellt werden, dass die so erreichten Partikelgeschwindigkeiten (~ 9000 m/s) um deutlich mehr als eine Größenordnung höher sind als in dem untersuchten Umformprozess. Diese Geschwindigkeiten werden früh erreicht und

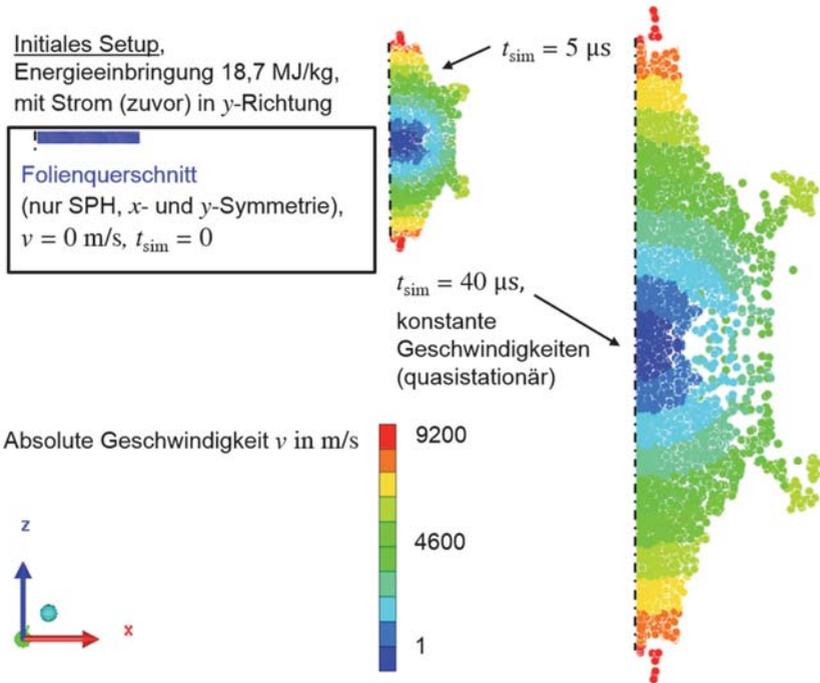


Bild 5.33: Geschwindigkeitsverteilung für eine freie PartikelexpanSION für das 10 kJ-Experiment zu ausgewählten Zeitpunkten t_{sim} aus Autodyn (die relativen Maßstäbe der Teilbilder zueinander sind nicht exakt, sondern nur angedeutet).

bilden ein „quasistationäres“ Feld aus, da bei der freien Expansion weder die Schwerkraft noch ein Luftwiderstand mitmodelliert wurde. Das Geschwindigkeitsfeld besteht zwar aus kreisförmigen Isolinien, wobei die Geschwindigkeit nach außen hin zunimmt (Farben im Bild 5.33). Die Partikel bewegen sich aber vornehmlich normal (z -Richtung) zur ursprünglichen Folienebene (xy), was auch mit der vorherigen Annahme über die Foliendickenerhöhung während der Energieeinbringungsphase, zur Initialisierung der Aktuatordicke am Start der Umformsimulation, korrespondiert. Im Vergleich zum Umformprozess wird der frei werdende Energieanteil ausschließlich in kinetische Partikelenergie umgewandelt und nicht auch in Blechumformenergie sowie Dissipation durch die Elastomerschicht. In dem stationären Zustand ist die minimal vorkommende spezifische Energie w noch immer über 10 MJ/kg, jedoch nahezu homogen drucklos ($p = p_{TEOS}(w[x,y,z,t], \rho[x,y,z,t]) \rightarrow p_{TEOS,min} = 0$) aufgrund der sich schneller einstellenden, geringeren Dichte ρ_{min} , so dass der Aktuator keine Energie mehr abgeben kann gemäß der Isentropiebedingung, $dw = -p_{TEOS,min}dV \cong 0$ (ohne weiteres Bild). Im **Bild 5.34** ist die stationäre kinetische Gesamtenergie fiktiv auf die Gesamtaktuatormasse bezogen ($w_{kin,avoz}$) und über initialen Berstenergien (spezifische Energie $w_{Simulation}$ in Autodyn) aufgetragen. Dadurch wird klar, dass die Effizienz der freien Partikelexpansion, $\eta_{SPH} := w_{kin,avoz}/w_{Simulation}$, linear mit einer Steigung nahe 3/4 steigt sobald die Energieeinbringung der vollen Verdampfungsenergie w_f entspricht. D. h. jede zusätzliche Energiemenge über w_f wird zu 72 % in kinetische Partikelenergie gewandelt, beginnend allerdings bei einem „Minimum“ von $\eta_{SPH} \cong 16\%$. Mit Blick auf die vorgenannten Umformeffizienzen wird interpretiert, dass die theoretisch maximal mögliche mechanische Effizienz (vgl. dritte Spalte in Tabelle 5.7) – losgelöst von dem umzuformenden Blechwerkstoff – durch η_{SPH} begrenzt sein muss, da der Aktuator nicht mehr Energie mittels (isentropischer) Expansion abgeben kann. Die restliche, quasi im Aktuator verbleibende Energie ist nicht weiter nutzbar und folglich prozessseitig als verloren anzusehen.

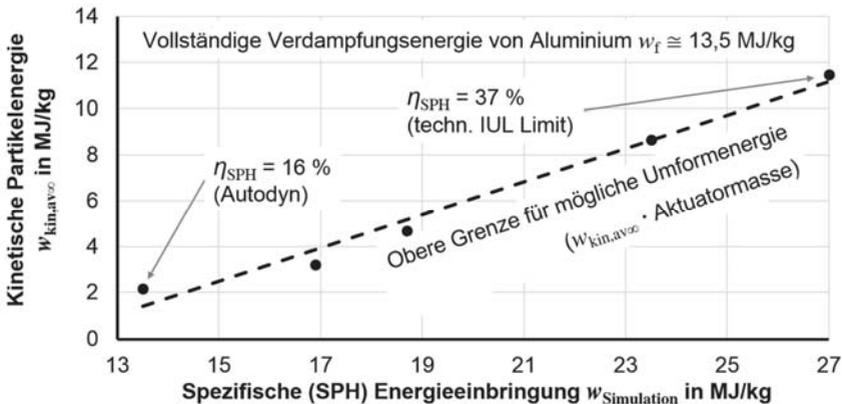


Bild 5.34: Energien bei freier Partikelexpansion (umformtechnisch relevanter Bereich).

5.4 Fazit zur vollständigen Prozessmodellierung

Erstmalig wurde ein Prozessmodell entwickelt, mit dem ein Umformprozess durch vaporisierende Folienaktuatoren (VFAF-Prozess) zeitlich vollständig, makroskopisch dreidimensional abgebildet wird. Letztendlich werden – neben zahlreichen Werkstoffkennwerten - als Prozesseingangsgrößen bzw. -parameter lediglich die Kondensatorbankeinstellung sowie die Aktuator- und Werkstückgeometrie (inkl. der Elastomerzwischen-schicht) für eine prediktive Berechnung benötigt. Dies gelingt durch den fundamentalen Ansatz, die Multiphysikalität des Prozesses in zwei aufeinanderfolgende Schritte oder Teilmodelle zu separieren:

Die geometrisch starre, elektrische Energieeinbringung bis zum Bersten des Aktuators (Schritt I – keine weiteren Komponenten beteiligt),

und die dynamische Umformung ab dem Berst- bzw. Vaporisationspunkt bedingt durch jene Energieeinbringung (Schritt II – mehrere Komponenten); vgl. auch Bild 5.1.

Für Schritt I hat sich eine Modellevolution ergeben. Zunächst wurde eine implizite, transiente, thermisch-elektrische Finite-Elemente-Analyse (FEA) des Aluminiumaktuators vorgenommen auf Basis experimentell gemessener Kondensatorentladungsstromkurven bis zum identifizierten Berstpunkt. Dies diente zum einen der energetischen Validierung mit Blick auf die verwendeten, nichtlinearen Werkstoffkennwerte (Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit und Wärmekapazität bis zur Gasphase). Zum anderen wurde so bestätigt, dass die Joule'sche Heizenergie in einem quaderförmigen aktiven Aktuatorbereich nahezu homogen verteilt ist. Mit diesem Wissen konnte ein schnelles, iterativ-analytisches Modell entwickelt werden, welches die Temperaturabhängigkeit eliminiert (nur noch energieabhängig) und schließlich die FEA ersetzen kann. Die geschlossene Analytik besteht aus einer modifizierten Schwingkreisbetrachtung (*RLC*-Analyse), die stets das in Kapitel 4.3.1 gefundene Werkstoffgesetz zur möglichen Energieeinbringung erfüllt. Damit wird nicht nur die Energieeinbringung abgeschätzt, sondern auch die – in der Numerik noch als Eingangsgröße benötigte – zugehörige Stromkurve bis zum Berstpunkt. Folglich funktioniert die Berechnung der Energieeinbringung in einen dünnen Aktuator auch ohne die kompliziertere Einbeziehung von - sonst in der Literatur häufiger bemühten - magnetohydrodynamischen (MHD) Instabilitäten.

Die wichtigste Eingangsgröße für das Modell in Schritt II ist die erreichte spezifische Energieeinbringung, die fortan nicht mehr eine elektrische Größe darstellt. Zusammen mit dem thermodynamisch herleitbaren, linearen Berst- bzw. Vaporisationsdruck ist über eine passende Zustandsgleichung (EOS) die Anfangsbedingung des Aktuators – und damit die Last des Umformmodells – festgeschrieben (einmalige Kopplung von Schritt I und II). Wegen der daraus folgenden, starken Volumenexpansion wird der Aktuator in Schritt II mithilfe einer netzfreien numerischen Methode abgebildet (Smoothed Particle Hydrodynamics – SPH). Attraktiv dabei ist, dass die umgebende Atmosphäre

nicht mitmodelliert werden muss. Beteiligte, über mechanischen Kontakt interagierende, Festkörper (hier: Polyurethanzwischenschicht und umzuformendes DC01 Blechwerkstück) werden kontinuumsmechanisch mittels FE-Methode mit expliziter Zeitintegration repräsentiert. Es sind mehrere Volumenelemente zu verwenden, um die schockartige Druckübertragung und -verteilung über die Halbzeugdicken wiederzugeben. In diesem Zusammenhang sind insbesondere auch die Dehnratenabhängigkeiten der konstitutiven Spannungs-Dehnungs-Beziehungen essentiell. Die Validierung der so in Schritt II erhaltenen Umformung erfolgte über einen Vergleich mit den zeitabhängigen Verschiebungen und Geschwindigkeiten der Blechbauteile aus dem experimentellen Kapitel 4. Etwaige Differenzen zwischen den Experimenten und dem eingeführten Modell werden hauptsächlich auf eine zu rapide Expansionsnatur der Tillotson EOS für Aluminium bei verhältnismäßig hohen Energiegehalten und gleichzeitig niedrigen Dichten (d. h. quasiidealer Gasbereich) zurückgeführt, so dass künftig noch Verbesserungspotenzial für die zu benutzende Aktuatorzustandsgleichung verbleibt.

Dennoch steht nun ein allgemeines Vorgehen respektive physikalisch durchgängiges Modell für die Simulation der Vaporisationsumformung zur Verfügung. Außer der Nutzbarmachung für eine prediktive Prozessauslegung ermöglicht es ein tieferes Prozessverständnis als bisher aus dem Stand der Technik bekannt (vgl. Kapitel 2.1.4). Dies betrifft v. a. die effektive Impulsübertragung auf das Blech, die resultierende inhomogene Umformhistorie inkl. des Einflusses der Trägheit und der elastomeren Druckübertragungsschicht sowie die Erkenntnis über physikalische Grenzen der energetischen Gesamteffizienz. Die Ableitung einiger Hauptcharakteristika der Ergebnisse des analytisch-numerischen Gesamtmodells kann zudem weitere Modellvereinfachungen motivieren, um den noch teils relativ hohen Berechnungsaufwand auf praktische Weise zu reduzieren.

6 Örtlich flexible Druckverteilungen

In der Erarbeitung des zweistufigen, vollständigen Prozessmodells in Kapitel 5 sind die Eingangsgrößen letztlich die wählbaren Kondensatorbankeinstellungen und die Aktuatorgeometrie, der Vaporisations- bzw. Umformdruck stellt ein (Zwischen-) Ergebnis dar. In der praktischen Prozessauslegung ergibt sich aus Bauteilsicht jedoch eine umgekehrte Abfolge: Für eine gewünschte Umformung sollte zunächst der notwendige Druckimpuls sowie dessen (initial) räumliche Verteilung bekannt sein, unabhängig davon wie dieser Druck konkret bereitgestellt wird. Die Modellierung aus Kapitel 5 wäre also in der Anwendung möglichst invers zu betreiben. Um dies zu vereinfachen oder erst zu ermöglichen, sind zunächst potenziell realisierbare Druckverteilungen zu identifizieren und deren Auswirkungen auf das Umformergebnis theoretisch zu evaluieren.

6.1 Reduzierte Modellierung

Wie in Kapitel 5 beschrieben, werden die Werkstückverschiebungen und damit auch die Umformung maßgeblich durch die hohe Vaporisationsdruckamplitude früh im Prozess bestimmt, wobei die ursprünglich flächige Aktuatorgeometrie näherungsweise den Druckbereich durch die Elastomerschicht hindurch abbildet. Durch die Umwandlung kinetischer Energie werden Schritt für Schritt auch benachbarte, nicht direkt mit Druck beaufschlagte Bereiche plastisch umgeformt. Spätere Aufprallvorgänge zwischen Blech und Elastomer tragen hingegen nur unwesentlich zur finalen Ausformung bei. Vor diesem Hintergrund, insbesondere für eine strukturiert vergleichende Untersuchung verschiedener Druckverteilungen, sind folglich in der Komplexität reduzierte Simulationen geeignet, bei denen lediglich das Werkstück ohne Aktuator und Zwischenmedium kontinuumsmechanisch mittels FEM abgebildet wird (hier in Abaqus/Explicit CAE). Als Last muss in diesem Fall allerdings – im Unterschied zu Kapitel 5 – ein a priori bekannter bzw. vorgegebener Druck-Zeit-Verlauf dienen, der im Folgenden adressiert wird.

Das konstitutive DC01-Werkstückverhalten wird aus Kapitel 5.3.2 übernommen (elastisch-plastisch mit tabellarischen k_T -Raumtemperaturwerten, die der Zerilli-Armstrong-Fließkurve genügen). Gleiches gilt für die Reibung zwischen als starr angenommenen Werkzeugflächen und dem Blechwerkstück. Die Modelle aus Kapitel 6 ersetzen nicht unbedingt die interdisziplinäre Gesamtprozessmodellierung aus Kapitel 5, sondern dienen v. a. der mechanischen Fokussierung auf die Analyse umformtechnischer Konsequenzen verschiedener Druckverteilungstypen. Die flexible Aktuatorgestaltung erlaubt zunächst unendliche viele diskrete Verteilungen, was gleichzeitig eine Herausforderung bei der Auswahl darstellt. Der schnelle Nutzen der reduzierten Modellierung ist auch prädiktiver Natur. Auf diese Weise als nicht zielführend einzustufende Druckverteilungen müssen in der Anwendung nicht mehr der wesentlich aufwendigeren, vollständigen Prozessmodellierung oder einer gar experimentellen Betrachtung unterzogen werden.

Für die Herleitung eines realitätsnahen Eingangsimpulses für die genannten FEM-Simulationen wird zunächst vereinfachend das im **Bild 6.1** gezeigte semi-infinitesimale Blechbogenelement der Dichte ρ_s , Dicke s_z , Länge dy und Breite $d\theta \cdot R_s$ betrachtet. Trägheitsterme werden lediglich in Lastrichtung berücksichtigt, mit durch die Elastomerschicht hindurch appliziertem Druck p_d , Geschwindigkeitskomponente v_z und Zeit t .

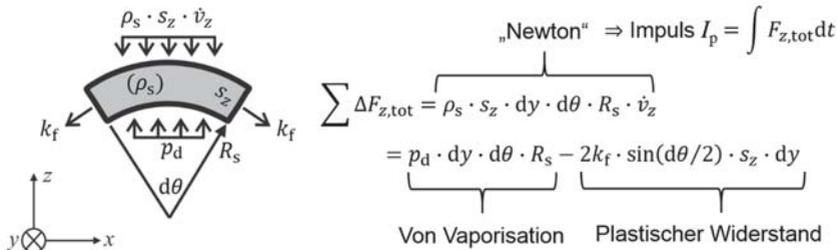


Bild 6.1: Vereinfachtes Blechelement bei „homogener“ dynamischer Umformung.

Dann folgt aus dem vertikalen dynamischen Kräftegleichgewicht der Membrantheorie

$$\rho_s s_z \dot{v}_z = \rho_s s_z \frac{dv_z}{dt} = p_d - \frac{k_f s_z}{R_s} := p_d - p_{pl}, \quad (6.1)$$

wobei p_{pl} als plastischer Widerstand definiert wird. Die erwähnten Simulationen gehen zwar über die Vereinfachungen der Membrantheorie hinaus (z. B. ist auch Biegung enthalten), jedoch kann auf diese Weise das einheitliche Grundprinzip zur verwendeten Lastdefinition in der Numerik veranschaulicht werden. Die Trägheit (linke Seite in Gl. (6.1)) drückt das Beharrungsvermögen des Körpers aus, die aktuelle Geschwindigkeit nicht zu ändern bzw. sich einer Beschleunigung zu widersetzen. Folglich kann die Trägheit – je nach resultierendem Vorzeichen – im Prozessverlauf sowohl gegen den Vaporisationsdruck wirken, als auch die dominierende Kraft der plastischen Umformung darstellen. Die Zeitintegration von Gl. (6.1), hier von einem angepassten Berstpunkt $t_b + \Delta t$ (mit Δt wegen der eigentlich vorhandenen Druckübertragungszeit durch die Elastomerschicht hindurch bis zu dem Blech), bis zum Zeitpunkt der Maximalgeschwindigkeit, $t\{v_{z,max}\}$, liefert die flächenbezogene Impulsbetrachtung

$$\rho_s s_z v_{z,max} = \int_{t_b + \Delta t}^{t\{v_{z,max}\}} p_d dt - \int_{t_b + \Delta t}^{t\{v_{z,max}\}} p_{pl} dt. \quad (6.2)$$

Des Weiteren gelte näherungsweise

$$\int_{t_b+\Delta t}^{t\{v_{z,\max}\}} p_d dt \approx \int_0^{t\{v_{z,\max}\}-t_b-\Delta t} p_b e^{-\frac{t}{t_d}} dt := \int_0^{t\{v_{z,\max}\}-t_b-\Delta t} p^* dt. \quad (6.3)$$

Der vereinfacht exponentielle Abklingcharakter des effektiv am Blech angreifenden Druckes und dessen Amplitude, $p_d(t_b + \Delta t) \approx p_b$, kann aus Kapitel 5.3.3 abgeleitet werden (hier ohne den abrupten Anstieg), so dass die folgende Beziehung aufgestellt wird:

$$\rho_s S_z v_{z,\max} < \int_0^{t\{v_{z,\max}\}-t_b-\Delta t} p^* dt \leq \int_0^\infty p_b e^{-\frac{t}{t_d}} dt = p_b t_d. \quad (6.4)$$

Bei bekannter Amplitude p_b (siehe Energieabhängigkeit von p_b in Kapitel 5.2.4) und z. B. gemessener Maximalgeschwindigkeit $v_{z,\max}$ liefert Gl. (6.5) somit eine untere Grenze für die Zeitkonstante t_d , so dass in den oben genannten Simulationen $p^*(t) = p_b \exp(-t/t_d)$ als definierte effektive Mindesteingangslast benutzt werden kann.

$$\frac{\rho_s S_z v_{z,\max}}{p_b} < t_d \quad (6.5)$$

Die Blechdurchdünnung wird dabei vernachlässigt. Auf diese Weise kann die untere t_d -Grenze schließlich - unabhängig von den Ergebnissen aus Kapitel 5.3.3 - für unterschiedliche äußere Randbedingungen, spezifische Energieeinbringungen, Werkstückwerkstoffe und -dicken berechnet werden, etwa für die Versuche aus Kapitel 4 mit Elastomerzwichenschicht sowie für die ebenfalls mittels PDV gemessenen Geschwindigkeiten von Vivek et al. (2014 a) ohne Elastomerzwichenschicht. Dabei zeigt sich, dass mit einer Streuung von unter 25 % stets eine Mindestabklingzeit von ca. $t_d \approx 0,6 \mu s$ resultiert. Im realen Versuch liegt diese Ähnlichkeit, unabhängig von der genauen Versuchskonfiguration, in der explosionsartigen Volumenexpansion respektive Verringerung der Dichte des Aktuators beim Bersten begründet, so dass bereits nach kurzer Zeit keine relevanten Drücke mehr vorherrschen (vgl. auch Zustandsgleichung in Kapitel 5.2 sowie Bild 2.7). Deshalb wird der Wert $t_d \approx 0,6 \mu s$ einheitlich in den numerischen Simulationen, die im Folgenden analysiert werden, angesetzt. So können bspw. Impulse mit unterschiedlichen Druckverteilungen auf der Blechprobe bei gleicher Druckamplitude wie eingangs erwähnt miteinander verglichen werden. Weiterhin können die Amplituden unterschiedlicher Druckverteilungstypen auf einfache Weise so gewählt werden, dass sie einen identischen Gesamtimpuls repräsentieren. Insbesondere können vorgegebene Impulse auch als Variable in eine Optimierung eingebunden werden. Diese

Simulationsmodelle¹⁷ bedeuten auch einen deutlich geringeren Rechenaufwand als die vollständigen Prozesssimulationen aus Kapitel 5, bei denen schließlich auch die Elastomerzwichenschicht sowie die Expansion des Aktuators mitmodelliert wird.

6.1.1 Einfluss der Druckverteilung auf die freie Umformung

Durch den Impulscharakter enthält das Blech nach Abklingen des Vaporisationsdruckes noch einen beträchtlichen Anteil an kinetischer Energie, so dass die Trägheit nach einer gewissen Zeit zur treibenden Umformkraft wird, indem die kinetische Energie v. a. in Form von Umformenergie abgebaut wird. In diesem Zusammenhang ist zunächst zu analysieren, inwieweit eine Druckverteilung mit örtlich variierenden Amplituden auch im Profil des umgeformten Bauteils wiedererkennbar ist, oder ob die Trägheit drucklose Bereiche stets derart nachformt, dass bei freier Umformung - d. h. ohne Gegengesenk – keine klar verschiedenen Geometrien ausgeformt werden können.

Für die numerische Abbildung potenziell auch experimentell realisierbarer Druckverteilungen werden diskrete Blechoberflächenbereiche gewählt, die jeweils mit einer Druckamplitude beaufschlagt werden und somit einen aktiven Bereich eines Folienaktuators repräsentieren. Das Hintereinanderschalten zweier ggf. unterschiedlich langer aktiver Bereiche innerhalb eines Aktuators ist bereits in Kapitel 2.1.4 beschrieben (vgl. Bild 2.12), wenn auch nicht für eine freie Umformung. Abhängig von der möglichen Foliengesamtlänge sind auch mehr als zwei Hintereinanderschaltungen denkbar (hier nicht weiter betrachtet). Ebenfalls im Stand der Technik (Kapitel 2.1.4), allerdings für sehr kleine Abmessungen und nicht mit umformtechnischer Anwendung, sind Versuche beschrieben, bei denen zwei (oder mehr) Aktuatorbereiche parallel geschaltet wurden. Mit diesem elektrotechnischen Grundkonzept der Serien- und Parallelschaltung können die Druckverteilungsgrundtypen *PTi* (Pressure Type *i* mit $i = 1, 2, 3, 4$) aus **Bild 6.2** definiert und kombiniert werden. Die Längen- und Breitenabmessungen, die Abstände der einzelnen Vaporisationsbereiche (d_i im Bild 6.2 mit $i = a, b, d, l, p$) sowie die Druckamplitude eines diskreten Bereiches (p_b) sind dabei prinzipiell variabel, so dass sich theoretisch unendlich viele Möglichkeiten ergeben. Für maximal zwei gleichzeitig verwendete Aktuatoren ergeben sich aus dieser Kategorisierung die 10 übergeordneten Kombinationsmöglichkeiten aus **Tabelle 6.1**. Die unterstrichenen Kombinationen werden ausgewählt und im Folgenden analysiert, um einen Überblick über charakteristische Merkmale herauszustellen.

¹⁷ Ein Teil der reduzierten numerischen Untersuchungen wurde im Rahmen der folgenden Projektarbeit durchgeführt: „Numerical study on the pressure distribution design in vaporizing foil actuator forming“ von Veerendra Kumar, TU Dortmund, 2020; Betreuung durch Prof. A. Erman Tekkaya und Marlon Hahn.

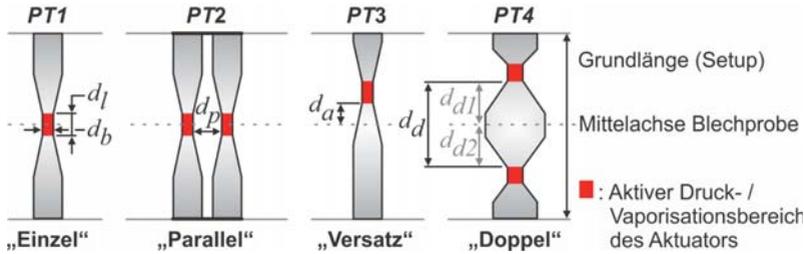


Bild 6.2: Draufsicht Druckverteilungsgrundtypen (PT_i) bei Nutzung von bis zu zwei Folien mit Abmessungen d_i (zugehörige Blechprobe nicht dargestellt).

Der Grundaufbau des dreidimensionalen FEM-Modells ist anhand eines Querschnittes im **Bild 6.3** dargestellt, wobei der einzig deformierbare Körper das Blechwerkstück ist. Eine konstante Niederhalterkraft (1,5 kN) wird über das lediglich in z -Richtung bewegbare Rechteckgesenk aufgeprägt, während der eigentliche Niederhalter räumlich fixiert bleibt. Alle Reibpaarungen werden mit einem konstanten Coulomb-Reibkoeffizienten (0,15) angenommen. Im Unterschied zu bekannten Anwendungen, bei denen die Trägheit nur eine untergeordnete Rolle spielt (quasistatische Fälle mit Einsatz expliziter Solver, z. B. für die Abbildung von Nichtlinearitäten), darf in der Hochgeschwindigkeitsumformung für eine korrekte Abbildung relevanter Trägheitseinflüsse keine Massenskalierung (Mass Scaling) verwendet werden. Um auch eine Spannungsbetrachtung in Dickenrichtung - etwa bei einem Werkzeugaufprall - und somit auch eine präzisere Dehnratenberechnung zu ermöglichen werden, wie auch in Kapitel 5.3.1, Volumen- statt Schalenelemente verwendet (wieder drei über die Dicke, insgesamt ca. 400 000). Eine Rückfederungsanalyse wird nicht durchgeführt. Die expliziten Simulationen werden wieder als beendet betrachtet wenn im Werkstück keine merklichen plastischen Deformationen mehr erfolgen, d. h. die plastische Dissipation und somit auch die Verteilung des Vergleichsumformgrades ändern sich nicht mehr (Ignorierung von nachfolgenden Vibrationen durch geringe elastische Schwingungen). Die kinetische Energie des Modells strebt dann gegen Null (ebenfalls wie in Kapitel 5.3.1, vgl. Bild 5.31). Dieser Zeitpunkt ist allerdings problemindividuell, a priori unbekannt und kann bei ausreichend simulierter Prozesszeit erst im Postprocessing festgestellt werden. Das stabile Zeitinkrement wurde automatisch bestimmt und lag immer bei ungefähr $4E-8$ s, die globale Modelldämpfung wurde nicht verändert. Bei der Energiebilanz des Modells betrug die „künstliche Energie“ stets lediglich einen sehr geringen Anteil der inneren Energie. Auch die Reibungsenergie war einspannungsunabhängig gering im Vergleich zur plastischen Energie. Die reduzierte Modellierung (aus Abaqus) ist demnach energetisch genauso valide wie die vollständige Modellierung in Kapitel 5.3.1 (aus Autodyn). Die Dauer einer reduzierten Simulation betrug nur wenige Stunden. Es sei angemerkt, dass Kurven in nachfolgenden Diagrammen innerhalb des Postprocessings geglättet wurden.

Tabelle 6.1: Übergeordnete Systematik aus Kombinationen diskreter Druckverteilungstypen für die reduzierte Modellierung (Abkürzungen aus Bild 6.2).

1 Folien- aktuator im Setup			
2 Folien- aktuatoren im Setup	$PT2$ bestehend aus $(PT1, PT1)$		
	$PT2$ bestehend aus $(PT1, PT3)$		
	mit: Blech	$PT2$ bestehend aus $(PT1, PT4)$	
		$PT2$ bestehend aus $(PT3, PT3)$	& $(PT3, PT3 -$ umgekehrt)
	Druck	$PT2$ bestehend aus $(PT3, PT4)$	
		$PT2$ bestehend aus $(PT4, PT4)$	

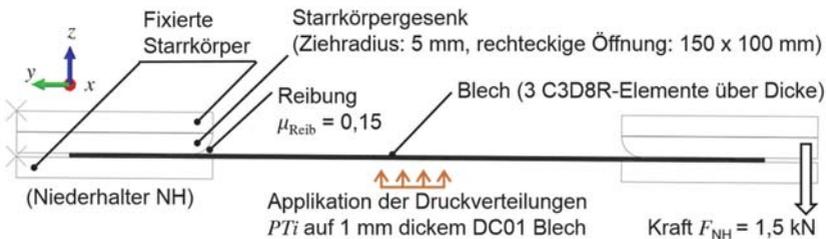


Bild 6.3: Modellquerschnitt aus Abaqus CAE für Simulationen aus Tabelle 6.1.

Zunächst wird der einfache Fall lediglich eines zentralen Vaporisationsbereiches betrachtet (**Bild 6.4**). Zwar handelt es sich hier um eine zeitlich vordefinierte Impuls-Minimallast (\neq Kapitel 5.3, sowie andere Randbedingungen), die zwei Geschwindigkeitsverläufe im **Bild 6.4 e** ähneln jedoch qualitativ den experimentellen Verläufen aus Kapitel 4.3.2, so dass die reduzierten Simulationen für einen konsistenten Vergleich bzgl. verschiedener Druckverteilungen genutzt werden können. Im Vergleich zu dem vollständigen Modell aus Kapitel 5.3 ist zudem kein verfrühtes Erreichen der Maximalgeschwindigkeit auszumachen - was sich auch relativ gesehen in niedrigeren Dehnraten zeigt -, so dass das reduzierte Modell sogar evtl. mechanisch vorteilhafter ist. Für die einfache Druckverteilung kann sowohl von der finalen Dehnungs- als auch Verschiebungsverteilung (**Bild 6.4 b** und **c-d**) noch grob auf die anfängliche Druckverteilung aus **Bild 6.4 a** rückgeschlossen werden. Durch die kurzzeitige Dehnrate von über 3000 1/s um das Geschwindigkeitsmaximum weist die Fließspannung dort auch ein Maximum

auf. Diese fällt im weiteren Prozessverlauf leicht, was bedeutet, dass die dehnungsbedingte Verfestigung den fallenden Dehnrateneinfluss nahezu kompensiert (Bild 6.4 e).

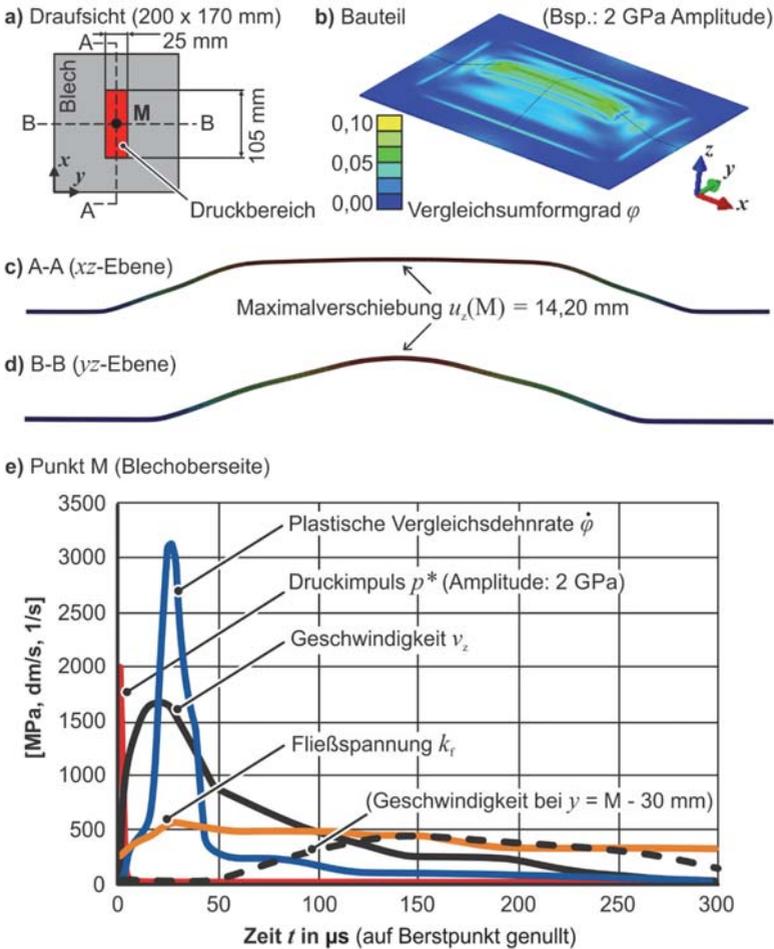


Bild 6.4: Simulationsergebnisse PTI: a) Anfangsskizze, b) Umgeformtes FE-Bauteil, c-d) Schnittbilder Prozessende, e) Knoten- / Integrationspunkt Betrachtung.

Die Auswirkungen eines versetzten, kleineren Druckbereiches sind im **Bild 6.5** dargestellt. Auch hier kann die Druckverteilung (**Bild 6.5 a**) qualitativ noch aus dem Umformergebnis (**Bild 6.5 b-d**) abgeleitet werden. Die Verläufe für Geschwindigkeit, Dehnrates und Fließspannung im Druckzentrum sind im **Bild 6.5 e** für zwei verschiedene Druckamplituden aufgetragen. Die Maximalgeschwindigkeit verdoppelt sich ungefähr

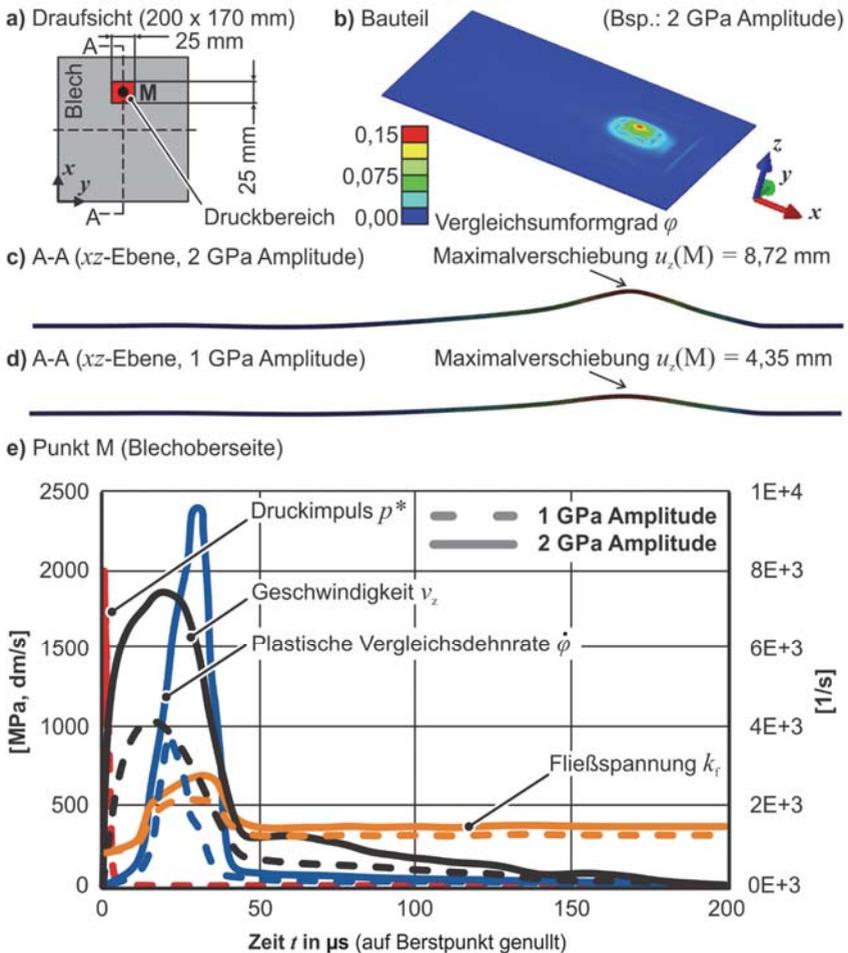


Bild 6.5: Simulationsergebnisse PT3: a) Anfangsskizze, b) Umgeformtes FE-Bauteil, c-d) Schnittbilder Prozessende, e) Knoten- / Integrationspunkt Betrachtung.

von 100 m/s auf knapp 200 m/s bei Verdopplung der Druckamplitude von 1 GPa auf 2 GPa, während die Vergleichsdehnrate etwas stärker auf nahezu 10 000 1/s steigt. Durch die mathematische Natur der verwendeten Zerilli-Armstrong Fließkurve wirkt sich dieser Dehnratenanstieg weniger intensiv aus. Nichtsdestotrotz verdreifacht sich die Anfangsfließspannung in etwa bis zum Dehnratenmaximum aufgrund der diesbezüglichen Sensitivität des genutzten Werkstückwerkstoffs. Trotz ähnlicher Maximalgeschwindigkeiten bei gleicher Druckamplitude fällt beim Vergleich von Bild 6.4 und Bild

6.5 auf, dass der kleinere Druckbereich zu höheren Dehnraten und somit auch zu höheren Umformgraden im Druckzentrum führt. Diese Beobachtung kann dadurch erklärt werden, dass der kleinere Druckbereich lokal zur Ausbildung eines vergleichsweise kleineren Radius R_S führt. Unter vereinfachender Zuhilfenahme eines Biegeumformgrades, $\varphi_B = \ln(0,5 \cdot s_z / R_S)$, wird der genannte Zusammenhang direkt ersichtlich. Dies führt wiederum zu einem höheren plastischen Widerstand im Falle des kleineren Radius. Bei identischer Druckbeaufschlagung führen eher kleine Druckbereiche somit zwar zu lokal höheren Umformgraden, gleichzeitig aber zu geringeren Ausformhöhen.

Im **Bild 6.6** wird nun eine Druckverteilung zugrunde gelegt (**Bild 6.6 a**), die alleine anhand des Umformergebnisses (**Bild 6.6 b** und **d**) trotz ihrer Einfachheit nicht mehr eindeutig rekonstruiert werden kann. Im frühen Prozessstadium kann noch abgeschätzt werden, wo sich die Druckbereiche befinden (**Bild 6.6 c**). Anschließend beschleunigt der mittige Blechbereich, welcher nicht druckbeaufschlagt ist, aufgrund des zu diesem Zeitpunkt vorliegenden Geschwindigkeitsfeldes, d. h. aufgrund von Trägheitskräften. Auf diese Weise gleicht die dadurch hervorgerufene Umformung die Wiedererkennbarkeit der Druckverteilung gewissermaßen aus, es entsteht eine eher kreisförmige Wölbung. Daraus kann geschlossen werden, dass eine Bauteilgeometrie bestehend aus zwei nahe beieinander liegenden Ausformungen, wobei im Zwischenbereich keine Verschiebungen in Ausformrichtung erwünscht sind, nicht zufriedenstellend mittels freier Vapourisationsumformung hergestellt werden kann. Des Weiteren zeigen **Bild 6.6 d-f**, dass dieses trägheitsbedingte Verhalten nicht sehr sensitiv gegenüber dem Abstand zwischen den Druckbereichen ist, weil die Ausformhöhe der Wölbung bzw. Maximalverschiebung sich nur unwesentlich ändert bei mehr als einer Verdreifachung des Abstandes von 10 auf 35 mm. Im **Bild 6.6 g** ist der zeitliche Verlauf der Dehnung und Verschiebung im drucklosen Mittelpunkt S sowie im Druckbereichszentrum M aufgetragen. Im Fall von Punkt M könnte ein monotoner Zusammenhang zwischen der vertikalen Verschiebung und der plastischen Vergleichsdehnung aufgestellt werden, zumindest bis zum Erreichen der Maximalverschiebung. Danach tritt gar ein leichtes plastisches Rückspringen auf, welches den Vergleichsumformgrad ein bisschen weiter ansteigen lässt. Eine eindeutige Korrelation zwischen Vertikalverschiebung und Vergleichsumformgrad kann nicht für Punkt S identifiziert werden. Obwohl dieser anfangs nicht aufwärts beschleunigt wird, findet bereits plastische Umformung aufgrund der seitlich ziehenden, druckbeaufschlagten Nachbarbereiche der Blechprobe statt. Die eigentliche z-Verschiebung beginnt erst sobald Trägheitskräfte auftreten, die groß genug sind, um eine merkliche Beschleunigung des Mittelbereiches zu bewirken. Diese Beschleunigung beinhaltet auch eine Starrkörperbewegungsphase, wenn der Vergleichsumformgrad stagniert ($t \approx 100-200 \mu\text{s}$), gefolgt von einer qualitativ dem Punkt M ähnlichen Phase zu Beginn. Insgesamt führt dies für den schlussendlich vertikal niedriger positionierten Druckpunkt M zu einem geringfügig größeren Umformgrad als für den „freien“ Punkt S.

Im **Bild 6.7** wird eine etwas kompliziertere, teils asymmetrische Druckverteilung vor-

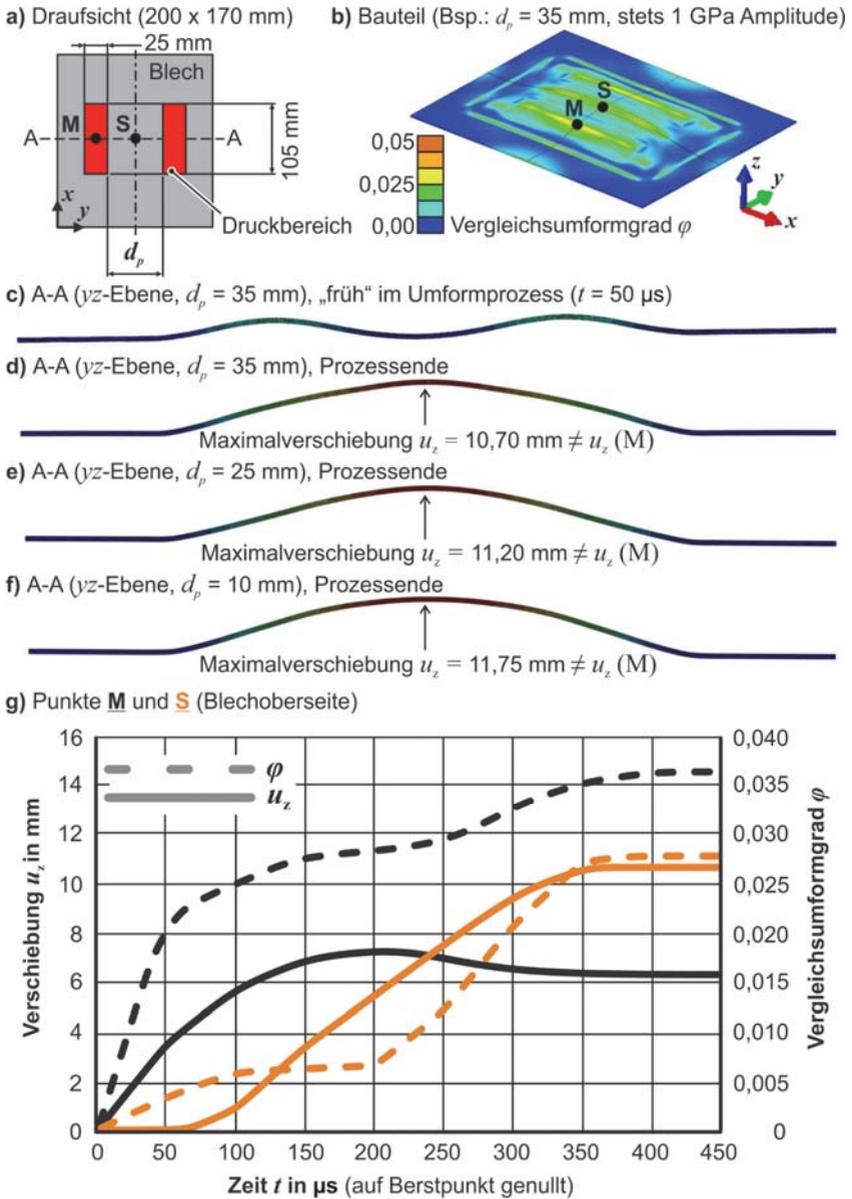


Bild 6.6: Simulationsergebnisse PT2 (2 x PT1): a) Anfangsskizze, b) Umgeformtes FE-Bauteil, c-d) Schnittbilder, e) Knoten- / Integrationspunkt betrachtungen.

gestellt (**Bild 6.7 a**), die nur sehr vage anhand des Umformergebnisses (**Bild 6.7 b** und **e**) abgeleitet werden kann. Wie zuvor sind die unter Druck stehenden Blechbereiche in der frühen Prozessphase durch die bis dahin aufgetretene Verschiebung wiedererkennbar, siehe **Bild 6.7 c**. In der Folge drücken Trägheitskräfte die drucklosen Blechbereiche nach oben, was zwischenzeitlich zu dem etwas gleichmäßigerem Verschiebungsfeld aus **Bild 6.7 d** führt, so dass in dieser Phase die Wiedererkennbarkeit ursprünglicher Druckbereiche verschwindet. Im Unterschied zu dem symmetrischen Belastungsfall aus

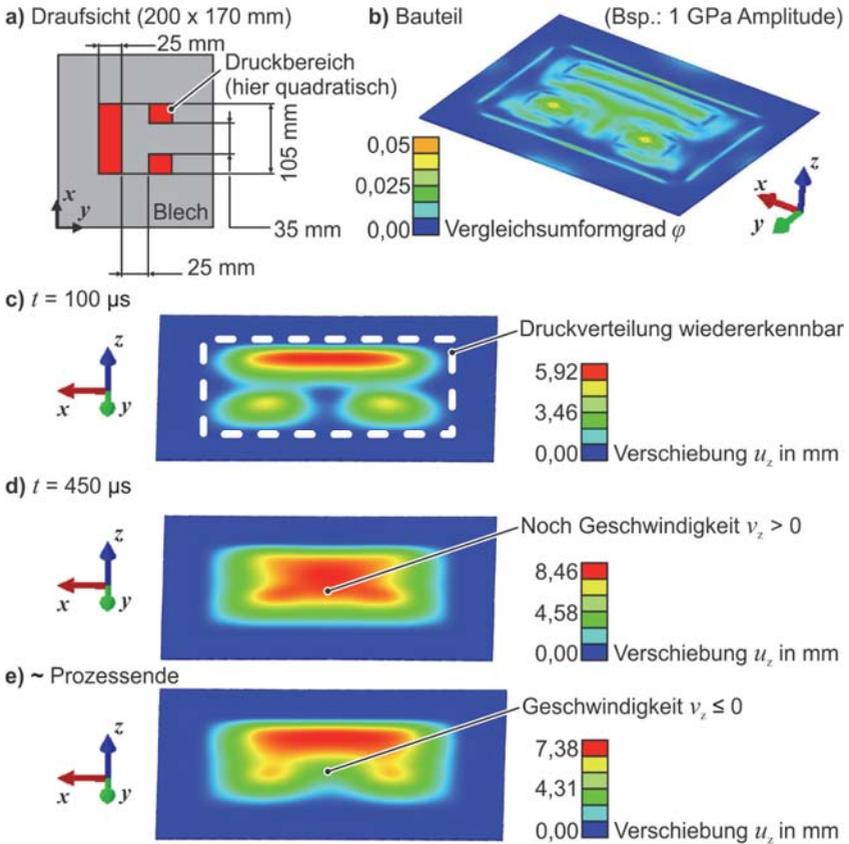


Bild 6.7: Simulationsergebnisse *PT2 (PT1, PT4)*: a) Anfangsskizze, b) Umgeformtes FE-Bauteil, c-e) Verschiebungsverteilung zu unterschiedlichen Zeitpunkten.

Bild 6.6 ist nun ein kleines plastisches Zurückspringen druckloser Bereiche gegen Prozessende zu beobachten (Bild 6.7 e). Dadurch wird die Druckverteilung, wenn auch

leicht verwischt, zumindest wieder qualitativ abschätzbar. Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen lautet wie folgt: Durch die Asymmetrie der Druckverteilung bzgl. der x -Achse entwickeln sich im Prozessverlauf der Umformung entsprechend asymmetrische „Randbedingungen“ für die drucklosen Bereiche, wodurch global auch ein Moment um die x -Achse in das Bauteil eingebracht wird. Da die Drehrichtung dieses Momentes tangential der Rückspringrichtung gleicht (letztlich negative z -Richtung), könnte so der Vorzeichenwechsel der z -Geschwindigkeitskomponente in dem markierten Bereich von Bild 6.7 d zu e entstehen.

6.1.2 Ableitung weiterer impulsbezogener Charakteristika

Die Entdeckung einer weiteren Charakteristik ist durch die (numerisch verifizierte) Beobachtung aus Bild 4.11 b motiviert, dass die Ausformung u_k eines Blechpunktes k offenbar linear mit der Energieeinbringung - und somit auch mit der Druckamplitude p_b - steigt und auch im Ursprung beginnen muss. Dies bedeutet, dass Korrelationen $u_k(p_b)$ existieren, die offensichtlich einem linearen System genügen (Gültigkeit von Additivität und Verstärkung). Wie für die aus den Drücken resultierenden Kräfte, elastische oder plastische Wellen, oder auch Licht, sollten also auch die Verschiebungsfelder unterschiedlicher Druckbereiche mittels Superposition beschrieben werden können. In weiterführenden numerischen Untersuchungen wurde diese Vermutung beispielhaft anhand des Druckverteilungstyps *PT2* aus Bild 6.6 überprüft, wie im **Bild 6.8** veranschaulicht.

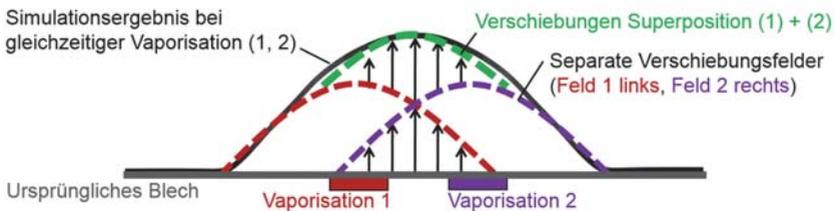


Bild 6.8.: Veranschaulichung der Untersuchung des Superpositionsprinzips im mittigen yz -Blechquerschnitt (in Anlehnung an Bild 6.6).

Dabei wurden, bei jeweils gleicher Druckamplitude, die Abstände zwischen den zwei Druckbereichen (1) und (2) derart variiert, dass sowohl gegenseitig enge Beeinflussungen (10 mm, 20 mm, 30 mm), als auch bereits unabhängig auseinanderliegende Ausformungen abgebildet wurden (40 mm). Die resultierenden Verschiebungsfelder wurden mit den per Superposition aus Simulationen der Einzelsuperpositionen ermittelten Felder verglichen. Dabei wurden durchschnittliche Abweichungen von unter 10 % für die Verschiebungen respektive Ausformhöhen sowie auch für die Umformgrade festgestellt, womit die Superpositionshypothese, zumindest für den betrachteten Parameterbereich,

als bestätigt angesehen werden kann. Es sei noch erwähnt, dass eine erhöhte Niederhalterkraft keinen signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse hatte.

Die Belastungsabklingzeit t_d ist eine Eingangsgröße der reduzierten Modellierung, jedoch ist sie nicht a priori bekannt. Für die vorangegangene Untersuchung wurde einheitlich eine untere Grenze für die Abklingzeit verwendet. Gemeinsam mit der Druckamplitude p_b ist, bezugnehmend auf Gl. (6.4) und mit der Druckbeaufschlagungsfläche A_p (Gesamtkraft F_{tot}), der durch die Vaporisation eingebrachte Impuls I_p durch

$$I_p = \int_0^{\infty} F_{tot} dt = A_p p_b t_d \tag{6.6}$$

festgelegt. Bereits Youngdahl (1970) hat für plastische Ausformungen gezeigt, dass unterschiedliche Impulsverläufe mit kurzzeitig sehr hohen Amplituden zum gleichen Ergebnis führen, sofern beide Impulse identisch sind, d. h. es gibt eine Impulsäquivalenz. Zwecks numerischer Verifikation wurden beispielhaft die Simulationen aus Bild 6.4 mit unterschiedlichen p_b - t_d -Kombinationen bei gleichem Impuls gemäß Gl. (6.6) wiederholt (Bild 6.9). Die Impulsäquivalenz kann also in den reduzierten Modellen genutzt werden.

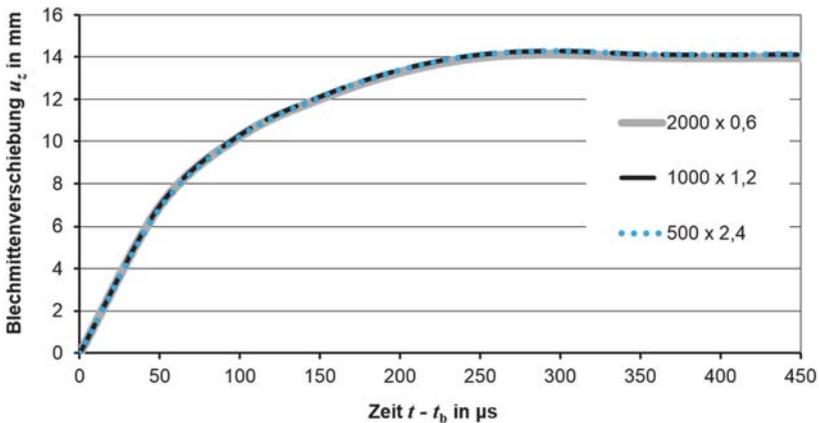


Bild 6.9: Wiederholung bzgl. Bild 6.4 bei gleichem Impuls (I_p -Legende: [MPa] x [μs]).

Weiter ist bereits aus Bild 5.31 bekannt, dass die maximale Blechgeschwindigkeit und der Großteil der Ausformung erst auftritt, wenn der Druck schon abgeklungen ist und kein externer Energieeintrag mehr geschieht. Die Gesamtenergiesumme besteht bei freier Umformung hauptsächlich aus plastischer und kinetischer Energie. Aufgrund der nötigen Konstanz dieser Summe, welche somit auch zum frühen Zeitpunkt der Maximalgeschwindigkeit (v_{max}) sowie am Prozessende ($v = 0$, Umformgrad φ_{end} zur Zeit t_{end}) gilt, kann die folgende Ungleichung für ein Blechvolumeninkrement aufgestellt werden:

$$w_{\text{kin,max}} = \frac{\rho_s}{2} v_{\text{max}}^2 < w_{\text{pl,tot}} = \int_0^{t_{\text{end}}} k_f \dot{\varphi} dt = \int_0^{\varphi_{\text{end}}} k_f d\varphi = \bar{k}_f \varphi_{\text{end}}. \quad (6.7)$$

Dies stellt zum einen eine untere Schranke für die volumenbezogene plastische Arbeit w_{pl} lediglich auf Basis der lokalen kinetischen Maximalenergie $w_{\text{kin,max}}$ dar, wobei \bar{k}_f die durchschnittliche Prozessfließspannung des Inkrements beschreibt. Zum anderen kann, sofern im Experiment die Geschwindigkeit mittels PDV und der Umformgrad etwa über eine Probenberasterung korrekt ermittelt werden können, ebenfalls eine untere Schranke direkt für \bar{k}_f angegeben werden, ohne die Notwendigkeit einer Kraftmessung. Dabei kann auch eine durchschnittliche Formänderungsgeschwindigkeit $\dot{\varphi} = \varphi_{\text{end}}/t_{\text{end}}$ berücksichtigt werden. Die volumetrische Gl. (6.7) gilt auch für absolute Energiewerte (Bild 5.31). Die gesamte plastische Blechenergie $W_{\text{pl,tot}}$ entspricht dann der extern zugeführten Gesamtenergie $W_{\text{ext,tot}}$. Wird diese über eine global resultierende Verschiebung u_{fin} durch die Kraft F_{tot} ausgedrückt, liefert der Mittelwertsatz der Integralrechnung

$$W_{\text{pl/ext,tot}} = \int_0^{u_{\text{fin}}} F_{\text{tot}} du = \bar{v} \int_0^{t_{\text{end}}} F_{\text{tot}} dt = \bar{v} I_p = \bar{F}_{\text{tot}} u_{\text{fin}} \Leftrightarrow \frac{\bar{v}}{\bar{F}_{\text{tot}}} I_p = u_{\text{fin}}. \quad (6.8)$$

Dies veranschaulicht energetisch die angesprochene Impulsäquivalenz, sprich die finale Bauteilverschiebung hängt nur von dem Gesamtimpuls I_p ab, nicht aber von seinem zeitlichen Verlauf, sofern eine gleiche charakteristische Durchschnittsgeschwindigkeit \bar{v} und -kraft \bar{F}_{tot} (nicht unbedingt tatsächliche Mittelwerte) vorausgesetzt werden kann.

Zusammenfassend kann für die Umformung mittels geometrisch definierter Vaporisationsbereiche geschlussfolgert werden, dass die Herstellungsmöglichkeiten bestimmter Bauteilformen im Rahmen einer freien Umformung begrenzt sind, weil unabdingbar auftretende Trägheitskräfte auch in Bauteilregionen für Ausformungen sorgen können, in denen ggf. gar keine Verschiebungen erwünscht sind. Die Nutzung formgebender Gesenke ist somit häufig nicht vermeidbar. Dies hängt jedoch von der konkreten Bauteilgeometrie ab und kann nicht als allgemeine Einschränkung oder Regel für die Vaporisationsumformung postuliert werden. Zudem konnte beobachtet werden, dass die freie Umformung bzw. Verschiebung verschiedener Vaporisationsbereiche dem Superpositionsprinzip gehorcht, so dass die Erstellung von Bauteilgeometrien ggf. auch „modular“ erfolgen kann. Die aus einem Druckbereich resultierende Ausformung ist dabei nahezu identisch trotz unterschiedlicher Druckamplituden und Abklingzeiten, sofern der zugehörige Impuls identisch ist (Impulsäquivalenz). Außerdem können bereits konsti-

tutive Informationen über die Werkstückfließspannung im Prozess der freien Vaporisationsumformung aus der maximalen Geschwindigkeit und Gesamtdehnung als Durchschnittswerte eingegrenzt werden. Daher ist prinzipiell auch eine Nutzung der freien Vaporisationsumformung in der dynamischen Werkstoffcharakterisierung von Blechwerkstoffen denkbar, was in dieser Arbeit jedoch nicht weiter ausgeführt wird.

6.2 Prozessgestaltung anhand der Druckverteilung

In der Vaporisationsumformung können aufgrund praktischer Restriktionen keine völlig beliebigen Druckverteilungen generiert werden, was in der Prozessauslegung entsprechend zu berücksichtigen ist. Zu diesen Restriktionen gehört, das für einen Aktuator die Foliendicke innerhalb eines Vaporisationsbereiches i. d. R. konstant ist, oder eine eventuelle gegenseitige Beeinflussung unterschiedlicher Vaporisationsbereiche im Falle unterschiedlicher Berstpunkte. Um die Druckverteilung bei gegebenem experimentellem Aufbau und definierter Kondensatorladeenergie zu variieren, bleibt im realen Versuch somit teilweise die Positionierung sowie die lokale Veränderung der Breite und Länge des jeweiligen Druckbereiches. Die Wahl der Foliendicke beeinflusst aus der Sicht des Bleches lediglich die Druckamplitude, nicht jedoch ihre räumliche Verteilung. Unter diesen Beschränkungen und Annahmen wird in der Folge eine Strategie zur nötigen Druckverteilungsbestimmung und -generierung bei Verwendung eines formgebenden, geschlossenen Gesenks erarbeitet und anhand eines Beispiels erprobt.

6.2.1 Optimierung der Werkstückverschiebung

Die Bestimmung der für ein komplexes Bauteil (theoretisch) notwendigen Druckverteilung stellt prinzipiell ein Optimierungsproblem dar. Die Nutzung der vollständigen numerischen Modellierung aus Kapitel 5 würde allerdings zu viele verschiedene Variablen für diesen Ansatz beinhalten, oder - sofern überhaupt möglich - einen (aktuell) nicht zu rechtfertigenden Aufwand für eine umformtechnische Vorab-Prozessauslegung bedeuten. Daher wird wieder auf die reduzierte Modellierung aus diesem Kapitel zurückgegriffen. Die a priori unbekannte Impulsabklingzeit t_a des reduzierten Modells, für die bisher eine untere Grenze u. a. zwecks Erhaltung einer Mindestausformung eingesetzt wurde, kann dabei als eine Art Kalibrierungsgröße für den realen Versuch interpretiert werden. Wird die Abklingzeit im Rahmen der Optimierung überschätzt, so kann der gleiche Impuls und damit das gleiche Umformergebnis mit einer höheren Druckamplitude, etwa durch Erhöhung der Ladeenergie, realisiert werden (vgl. Gl. (6.6)). Für eine konservative Prozessauslegung ist daher eine obere Grenze der Abklingzeit t_a wünschenswert. Für deren Findung wird gedanklich nochmals die (volumetrische) Energiebilanz bemüht (vgl. absolute Größen im Bild 5.31). Nun ist bekannt, dass der Impuls bis zum Erreichen der Maximalgeschwindigkeit v_{\max} quasi bereits abgeklungen ist, d. h. aus Sicht eines Blechinkrements ist die gesamte externe Energie $w_{\text{ext,tot}}$ dann bereits einge-

bracht und ändert sich nicht mehr. Ohne weitere Verluste muss die Summe aus kinetischer und plastischer Energie $w_{\text{ext,tot}}$ entsprechen. Die plastische Energie w_{pl} kann nur monoton steigen (oder ggf. stagnieren) und am Prozessende t_{end} muss $w_{\text{ext,tot}} = w_{\text{pl}}(t_{\text{end}})$ gelten. Da die kinetische Energie w_{kin} ab v_{max} monoton auf Null fällt bis zum Ende, muss es dazwischen einen Schnittpunkt t^* geben, für den $w_{\text{pl}}(t^*) = w_{\text{kin}}(t^*) = w_{\text{ext,tot}}/2$ gilt. Aufgrund dieser Verläufe muss demnach $t[v_{\text{max}}] < t^*$ mit $w_{\text{pl}}(t[v_{\text{max}}]) < w_{\text{ext,tot}}/2$ erfüllt sein, so dass im Punkt der kinetischen Maximalenergie mit der konstanten Dichte ρ_s

$$w_{\text{ext,tot}} = w_{\text{kin,max}} + w_{\text{pl}}(t[v_{\text{max}}]) < \frac{\rho_s v_{\text{max}}^2}{2} + \frac{w_{\text{ext,tot}}}{2} \quad (6.9)$$

sichergestellt ist (vgl. nochmals Gesamtenergien im Bild 5.31). Gleichzeitig kann, mit der als konstant angenommenen Blechdicke s_z , die von dem Druck p_d bis zur finalen Verschiebung u_{fin} verrichtete Arbeit je Einheitsvolumen definiert werden als

$$w_{\text{ext,tot}} = \frac{1}{s_z} \int_0^{u_{\text{fin}}} p_d \, du. \quad (6.10)$$

Mit dem Verschiebungsinkrement $du = v dt$, einer für den Mittelwertsatz der Integralrechnung vereinfacht angenommenen Durchschnittsgeschwindigkeit $\bar{v} = u_{\text{fin}}/t_{\text{end}}$ in Gl. (6.10) sowie der Impulsdefinition aus Kapitel 6.1 folgt

$$w_{\text{ext,tot}} = \frac{1}{s_z} \int_0^{t_{\text{end}}} p_d v \, dt \approx \frac{\bar{v}}{s_z} \int_0^{t_{\text{end}}} p_d \, dt = \frac{u_{\text{fin}} p_b t_d}{s_z t_{\text{end}}}. \quad (6.11)$$

Einsetzen von Gl. (6.11) in Gl. (6.9) liefert schließlich eine obere Grenze

$$t_d < \frac{\rho_s s_z v_{\text{max}}^2 t_{\text{end}}}{p_b u_{\text{fin}}}. \quad (6.12)$$

Dabei fällt auf, dass sich die obere Impulsabklingzeitgrenze lediglich um den Faktor des Geschwindigkeitsverhältnisses v_{max}/\bar{v} von der unteren Grenze gemäß Gl. (6.5) unterscheidet. Z. B. mit den Messdaten der Experimente aus Kapitel 4.3.2 kann festgestellt werden, dass nach Einsetzen in Gl. (6.12) durchschnittlich etwa $t_d < 2 \mu\text{s}$ gilt (also ca. $0,6 \mu\text{s} < t_d < 2 \mu\text{s}$), weshalb dieser Wert der oberen Grenze im Sinne einer konservativen Werkstückverschiebungsoptimierung angesetzt wird. Für ein Beispielbauteil wird nachfolgend das gleiche Blech wie für die vorgenannten Experimente benutzt (DC01, 1 mm).

Die veränderlichen oder wählbaren Eingangsgrößen im Rahmen der Optimierung („Designraum“) sind somit noch die Druckamplitude p_{bi} eines Vaporisationsbereiches i , sein

Ort S_i sowie seine Geometrie bzw. Fläche A_{pi} , woraus schließlich ein (lokaler) Impuls folgt. Als Zielgrößen werden ausgewählte vertikale Blechverschiebungen u_{Tk} definiert, die der gewünschten Bauteil- bzw. Gesenkgeometrie entsprechen. Ein möglicher Nachteil ist, dass so keine eventuellen Verschiebungen in der Blechebene berücksichtigt werden. Prinzipiell könnten auch Versagenskriterien als Nebenbedingung eingeführt werden, u. a. als maximal erlaubte Dehnungen. Die Umformbarkeit bzw. ein Versagen bei hohen Dehnraten ist jedoch ein eigenes Forschungsthema (vgl. Demir et al., 2020) und wird hier nicht weiter adressiert. Dann kann das Problem, bei einer global gegebenen Impulsabklingzeit für die Werkstückknotenverschiebungen u_k aufgrund von i diskret in der Folienebene verteilten Vaporisationsbereichen, multikriteriell allgemein wie folgt formuliert werden, wobei der Designraum G die gesamte Druckverteilung beinhaltet und Einschränkungen der experimentellen Realisierbarkeit („Exp“) unterworfen ist:

$$\min_{G \in Exp} \{ |u_{T1} - u_1(G)|, \dots, |u_{Tk} - u_k(G)| \}, \mathbf{G} = [p_{b1}, S_1, A_{p1}, \dots, p_{bi}, S_i, A_{pi}]. \quad (6.13)$$

Bei perfekter Übereinstimmung aller Soll- und Ist-Verschiebungen wäre Gl. (6.13) identisch mit dem Nullvektor. Die gewählten Methoden zur Minimierung sowie die Bewerksstellung der Realisierung des Optimierungsergebnisses auf der elektrotechnischen Seite werden im Folgenden anhand einer konkreten Beispielgeometrie adressiert, da ein jedes Umformbeispiel eigene Versuchsrestriktionen beinhaltet. Die grundsätzliche Vorgehensweise zum Erlangen der exemplarischen Lösung ist dennoch übertragbar.

6.2.2 Umsetzung anhand eines Beispielbauteils mit Gesenk

Für eine umformtechnische Umsetzung einer örtlich variablen, optimierten Druckverteilung wird die fiktive Bauteilgeometrie aus **Bild 6.10** betrachtet. Eine mögliche Anwendung könnte z. B. eine Abdeckung sein. Diese ist so gewählt, dass zwei über eine Stufe kontinuierlich verbundene, parallele Ausformhöhen vorherrschen (Ebene 1 und 2). Einige charakteristische Abmessungen sind ebenfalls Bild 6.10 zu entnehmen. Damit

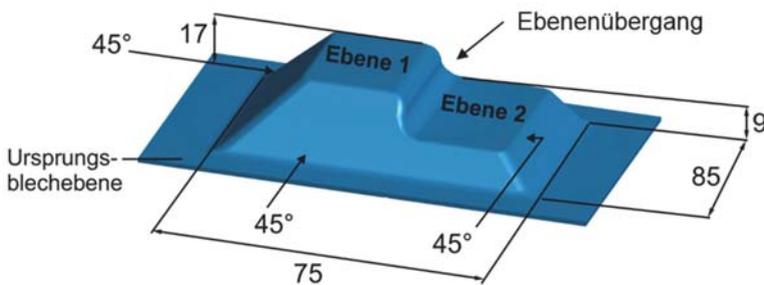


Bild 6.10: 3D CAD-Bild des umzuformenden Beispielbauteils aus DC01 (Maße in mm).

erfolgt insbesondere eine Abgrenzung und Erweiterung gegenüber bisher aus der Literatur bekannten Beispielen zur Vaporisationsumformung ohne Optimierung. Dies ist zum einen die Aluminium-Ausformung zwei getrennter Werkzeugkavitäten mit zwei entlang eines Aktuators liegenden Vaporisationsbereichen (Serienschaltung, vgl. Bild 2.12) von Cai (2015). Durch die Trennung der zwei Umformbereiche über eine Abstützung handelt es sich de facto allerdings um keine variable Druckverteilung zur Erzeugung unterschiedlicher Bauteilhöhen mit entsprechenden Übergängen. Zum anderen ist die Umformung einer Handyschale aus Titanblech mit einem einzigen Vaporisationsbereich von Vivek et al. (2014 *b*) bekannt. Dort liegt der Fokus auf der Ausformungsqualität feiner Features und weniger auf der Untersuchung räumlich verschiedener Drücke zur Ausformung verbundener, globalerer Bauteilhöhen (vgl. Bild 2.13).

Ableitung der nötigen Druckverteilung

Für die Ableitung der für eine Impulsformung des Beispielbauteils notwendigen Druckverteilung (Ergebnis von G in Gl. (6.13)) sind zunächst die spezifischen Restriktionen oder Eingrenzungen (Exp in Gl. (6.13)) zu nennen. So lassen die äußeren Bauteilabmessungen aus Bild 6.10, die Gesamtheit der bisherigen Ergebnisse bzw. Erkenntnisse sowie der zur Verfügung stehende Versuchsaufbau sinnvollerweise nur zwei Vaporisationsbereiche zu, mit den Druckamplituden p_{b1} vornehmlich zur Ausformung der Ebene 1 und parallel dazu p_{b2} für Ebene 2. Des Weiteren werden ausschließlich rechteckige Bereiche der Längen l_i und Breiten b_i erlaubt, die einen Abstand d_i vom inneren Rand zur Blechmitte aufweisen. Für die Positionierung in der anderen Raumrichtung der Folien- bzw. initialen Blechebene wird die Symmetrie ausgenutzt. Somit kann der Designraum mit $G = [p_{b1}, l_1, b_1, d_1, p_{b2}, l_2, b_2, d_2]$ angegeben werden (**Bild 6.11**). Da der De-

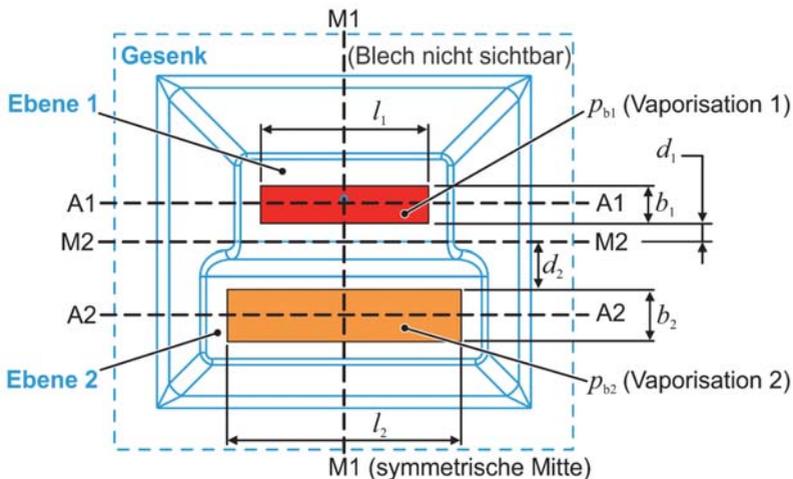


Bild 6.11: Veranschaulichung des Designraums mit Gesenkkavität in der Draufsicht.

signraum mit nun acht Variablen noch immer relativ unübersichtlich erscheint, wird für eine praktikable Optimierungsdurchführung und Vereinfachung die folgende dreischrittige Separationssystematik vorgenommen:

- 1) *Amplituden-basierte Optimierung*
 bei vorgegebner geometrischer Verteilung der Druckflächen (*), d. h.
 $G_1 = [p_{b1}, p_{b2}] \cup [l_1^*, b_1^*, d_1^*, l_2^*, b_2^*, d_2^*]$.
- 2) *Geometrie- bzw. Flächen-basierte Optimierung*
 bei vorgegebenen Druckamplituden (*), d. h. $G_2 = [l_1, b_1, d_1, l_2, b_2, d_2] \cup [p_{b1}^*, p_{b2}^*]$.
- 3) *Nutzung des Superpositionsprinzips*
 aus Kapitel 6.1.2, um eine möglichst vorteilhafte Kombination aus den Ergebnissen von 1) und 2) zu erhalten. Die Existenz weiterer, nicht entdeckter Lösungen G^* kann durch diese umfangsreduzierende, dreischrittige Vorgehensweise allerdings nicht ausgeschlossen werden. Dennoch wird die prinzipielle Idee deutlich, ohne sich zu detailliert dem eigenen mathematischen Thema der Optimierung zu widmen. Auch andere Ansätze sind denkbar.

Eine begrenzte Anzahl an Zielverschiebungen u_{Tk} und somit Zielfunktionen für die Optimierungen wird aus kritischen Gesenkquerschnitten entnommen. Kritisch meint in diesem Zusammenhang entweder Bauteilquerschnitte mit einer bestimmten Konturgenauigkeitsanforderung, oder auch solche, bei denen bei zu hohem Impuls am ehesten aufprallinduzierte Rücksprungeffekte oder andere Versagenserscheinungen zu erwarten sind. Ein kritischer Symmetriequerschnitt, welcher senkrecht zur (späteren) Stromrichtung der Aktuatoren verläuft, ist mit vertikalen Zielverschiebungen der Zielfunktionen für 10 ausgewählte Knotenpunkte auf der Blechoberfläche im **Bild 6.12** abgebildet.

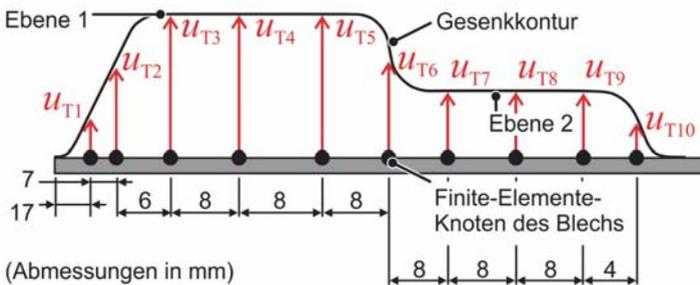


Bild 6.12: Vertikale Zielverschiebungen u_{Tk} für Schnitt M1-M1 aus Bild 6.11 für die Optimierungen (nicht maßstäblich, ohne Darstellung der Druckbereiche). Analoges gilt für die anderen Schnitte aus Bild 6.11.

Das Ablaufdiagramm für die Amplituden-basierte Verschiebungsoptimierung (erster Schritt in vorgeschlagener Separationssystematik) ist im **Bild 6.13** dargestellt. Die Festlegung der Positionen und Flächenabmessungen der Vaporisationsbereiche unterliegt dabei der Unsicherheit der Erfahrung und orientiert sich an der Gesenkgeometrie: $l_1^* = 52 \text{ mm}$, $b_1^* = 15 \text{ mm}$, $d_1^* = 4 \text{ mm}$, $l_2^* = 52 \text{ mm}$, $b_2^* = 15 \text{ mm}$, $d_2^* = 22 \text{ mm}$. Als Optimierungsalgorithmus für die Einstellung der Druckamplituden p_{b1} und p_{b2} wird der NSGA-II („Nondominated Sorting Genetic Algorithm II“) der Simulia Isight Software verwendet. Dies ist ein Quasistandard für die multikriterielle, gradientenfreie Designoptimierung. Da der Algorithmus hier lediglich als Hilfswerkzeug fungiert und kein Untersuchungsgegenstand an sich ist, wird für weiterführende Information sowie mögliche Alternativen auf Van der Velden und Koch (2010) verwiesen. Auch andere Vorgehensweisen sind möglich, ohne die Grundidee zu verletzen. Für die Druckamplituden wurde schließlich ein mit Blick auf die Vaporisationsumformung realitätsnaher Wertebereich von 1190 MPa bis 2100 MPa für p_{b1} und von 175 MPa bis 875 MPa für p_{b2} gewählt.

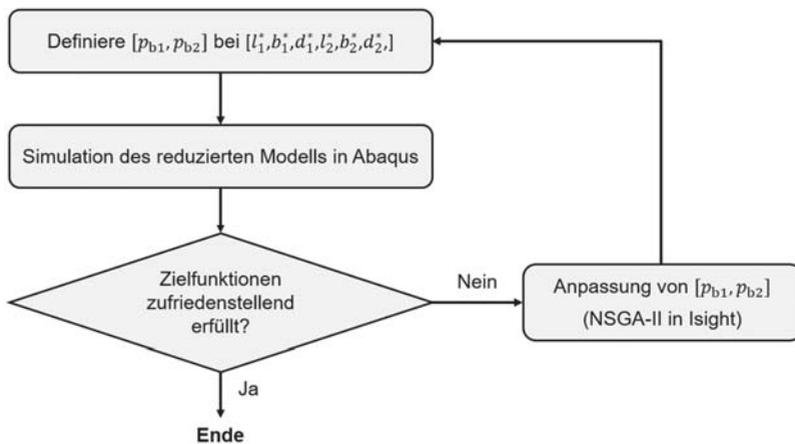


Bild 6.13: Ablaufdiagramm für Optimierungsschritt 1): Amplituden-basierte Werkstückverschiebungsoptimierung (vgl. auch Anmerkung in Anhang D).

Als bestes Ergebnis erweist sich die Kombination $p_{b1} = 1750 \text{ MPa}$, $p_{b2} = 700 \text{ MPa}$. Für geringere Druckamplituden war der Füllgrad der Gesenkkavität schlechter, während für Kombinationen mit höheren Druckamplituden respektive Impulsen bereits zu starke Rücksprungeffekte des Bleches von der Gesenkoberfläche sowie lokale Ausdünnungen zu beobachten waren (**Bild 6.14**). Die zugehörige Ergebnissimulation der Optimierung aus **Bild 6.15 a – d** zeigt, dass die Ebenen 1 und 2 durch die Bauteilausformung zwar erreicht werden, es verbleiben jedoch auch nicht ausgefüllte Bereiche in den betrachteten Querschnitten. Eine genaue Übereinstimmung, wie bspw. bei Verwendung konven-

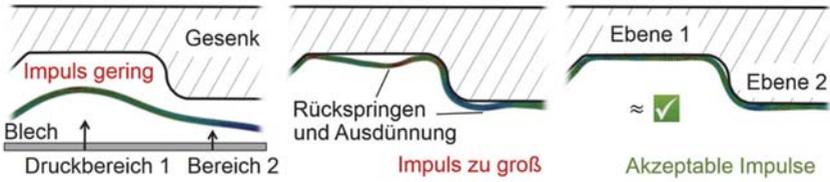


Bild 6.14: Ausgewählte Querschnittsauszüge aus Optimierungsdurchläufen, extrahiert aus Abaqus bzw. Isight.

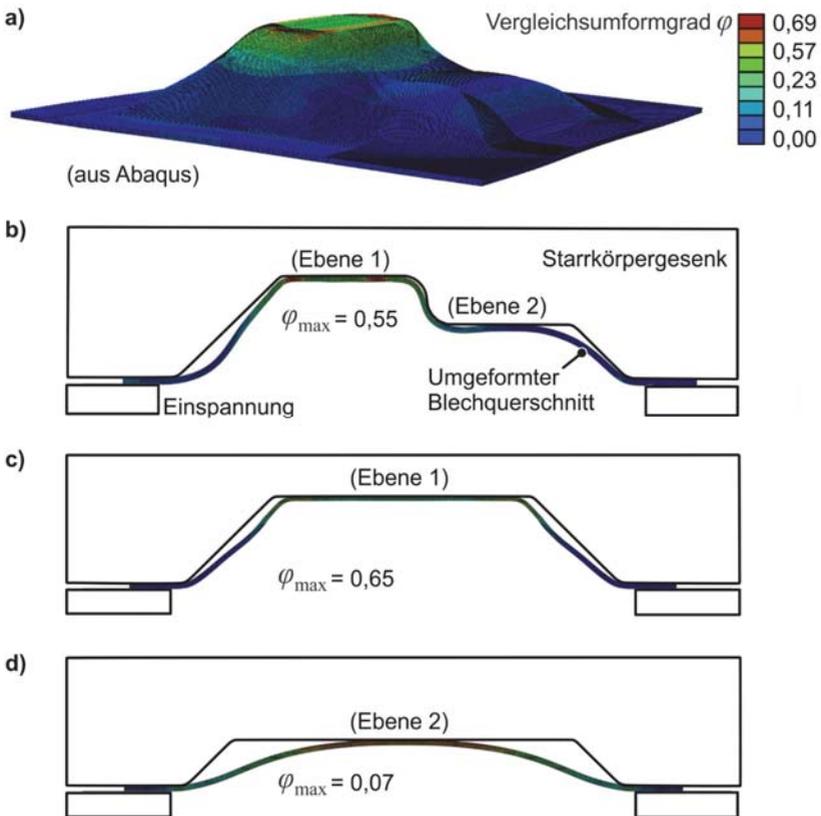


Bild 6.15: Umformergebnis der Amplituden-basierten Optimierung (in GPa: $p_{b1} = 1,75$, $p_{b2} = 0,70$ und in mm: $l_1 = l_2 = 52$, $b_1 = b_2 = 15$, $d_1 = 4$, $d_2 = 22$). a) 3D Bauteilansicht, b) M1-M1, c) A1-A1, d) A2-A2 (Bezeichnungen aus Bild 6.11).

tioneller weggebundener Werkzeugstempel, kann unter den hier gegebenen Designraumeinschränkungen leider nicht erreicht werden. Die höchsten lokalen Umformgrade, die im **Bild 6.15** zu erkennen sind, resultieren v. a. aus leichten Ausdünnungen, die dem Aufprall auf das Gesenk geschuldet sind. Außerdem steuern teilweise zusätzliche Biegeeffekte in den Gesenkradien (4 mm) einen plastischen Anteil bei.

Für den zweiten Schritt, die Flächen-basierte Optimierung, ist durch die Parametrisierung der Druckbeaufschlagungsbereiche eine Modifikation der Modellflächen in jedem Schleifendurchlauf nötig. Trotz einer wohl möglichen Automatisierung wurde daher an dieser Stelle nicht Isight verwendet, sondern in jedem Durchlauf eine manuelle Anpassung des Modells vorgenommen, die subjektiv sinnvoll erscheint. Die Überprüfung der Zielfunktionen (Gl. (6.13)) nach jedem Schleifendurchlauf erfolgte folglich ebenfalls iterativ manuell. Damit kann der zweite Optimierungsschritt als etwas „schwächer“ als der erste Schritt gesehen werden. Das zugehörige Ablaufdiagramm entspricht **Bild 6.16**.

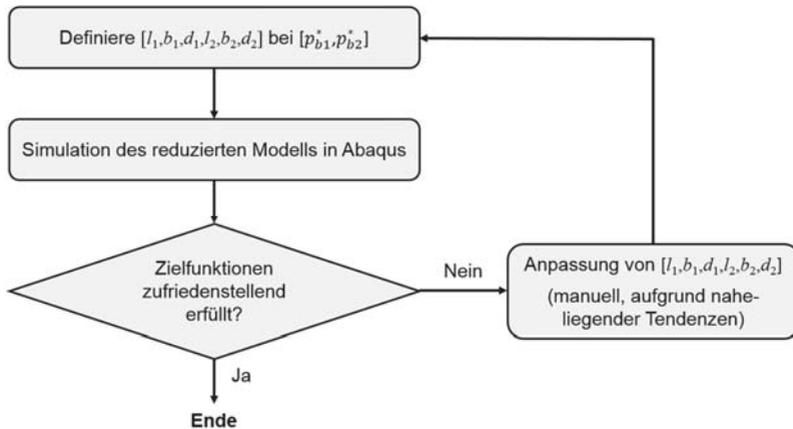


Bild 6.16: Ablaufdiagramm für Optimierungsschritt 2): Flächen-basierte Werkstückverschiebungsoptimierung.

Da insbesondere im Bild 6.15 d die seitlichen Wandbereiche der Gesenkkavität merklich nicht ausgefüllt sind, sind im Rahmen der zweiten, Flächen-basierten Optimierung tendenziell größere Druckbeaufschlagungsflächen zu erwarten. Aufgrund des bisher erlangten Wissens und der Impulsäquivalenz werden dafür als konstante Druckamplituden daher die Werte $p_{b1} = 1190$ MPa und $p_{b2} = 420$ MPa gewählt.

Unter den Bedingungen der Flächen-basierten Werkstückverschiebungsoptimierung erweist sich die Kombination $l_1 = l_2 = 80$ mm, $b_1 = b_2 = 22$ mm, $d_1 = 0$ mm, $d_2 = 15$ mm als bestes Ergebnis (**Bild 6.17**). Dabei fällt einerseits auf, dass der Vaporisationsbereich 1 (senkrecht zu Schnitt M1-M1 verlaufend) zwar auch eine Ausformung bis zur Ebene

1 ermöglicht, der Füllgrad an der linken Seitenwand im **Bild 6.17 b** jedoch vergleichsweise geringer ist. Andererseits ist im **Bild 6.17 d** eine leicht bessere Ausfüllung als im Bild 6.15 d erkennbar, was sich auch in dem leicht erhöhten Maximalumformgrad dieses Querschnitts (A2-A2) bemerkbar macht. Dies ist auf den vergleichsweise längeren Vaporisationsbereich 2 zurückzuführen, der entlang dieses Querschnitts verläuft. Dennoch kann keine vollständige Kavitätsfüllung erreicht werden. Der Querschnitt aus **Bild 6.17 c** weist insgesamt einen ähnlichen Füllgrad wie im Bild 6.15 c auf. Während im Bild 6.15 c eine etwas bessere Konformität im unteren Gesenkbereich zustande kommt, gilt Ähnliches im Bild 6.17 c weiter oben im Gesenk (Aufprallregion K). Daher kann nicht eindeutig gesagt werden, welcher der beiden A1-A1 Schnitte vorteilhafter ist.

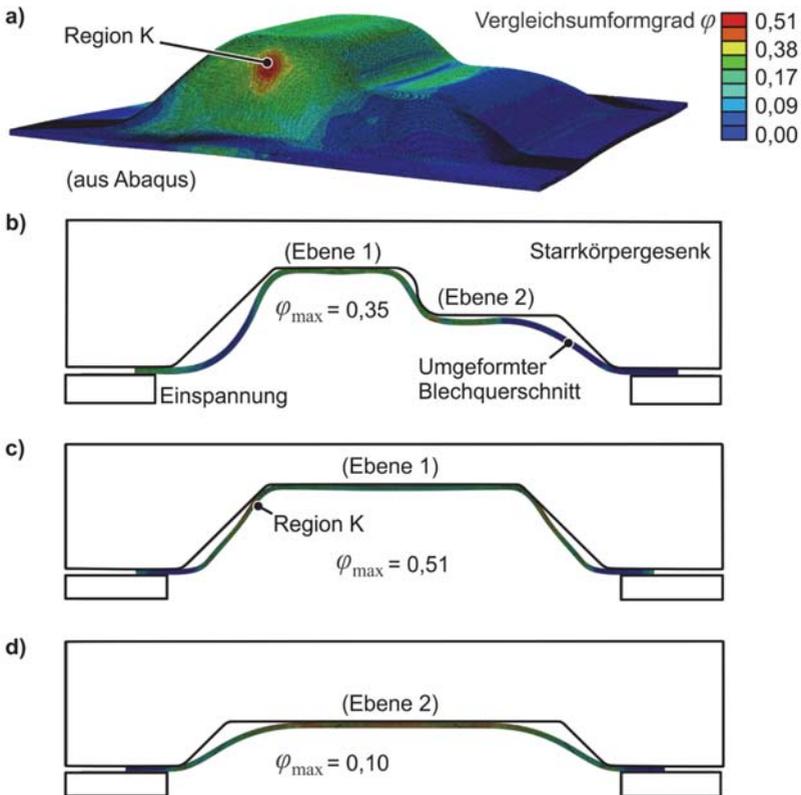


Bild 6.17: Umformergebnis der Flächen-basierten Optimierung (in GPa: $p_{b1} = 1,19$, $p_{b2} = 0,42$ und in mm: $l_1 = l_2 = 80$, $b_1 = b_2 = 22$, $d_1 = 0$, $d_2 = 15$). a) 3D Bau-teilansicht, b) M1-M1, c) A1-A1, d) A2-A2 (Bezeichnungen aus Bild 6.11).

Als dritter und letzter Schritt wird nun von dem zuvor beschriebenen Superpositionsprinzip Gebrauch gemacht. Aus der Analyse der bisherigen Optimierungsschritte kann gefolgert werden, dass eine Kombination aus Bild 6.15 b, Bild 6.15 c oder Bild 6.17 c (gleichwertig) und Bild 6.17 d - unter den vorhandenen Bedingungen - als optimal bezeichnet werden kann. Das sich daraus ergebende Resultat bildet **Bild 6.18** ab und entspricht der Erwartung. Die zugehörigen Druckverteilungsparameter sind auch in **Tabelle 6.2** zusammengefasst. Die so bestimmte Druckverteilung wird als Soll-Verteilung definiert. Es ist noch zu bedenken, dass in jener Bestimmung konservativ eine obere Abklingzeitgrenze (t_a) in den Simulationen verwendet wurde. Durch die Impulsäquivalenz müssen in der Realität daher ggf. höhere Druckamplituden (etwa über höhere Kondensatorladeenergien) bereitgestellt werden, um den das gleiche Ergebnis zu liefern.

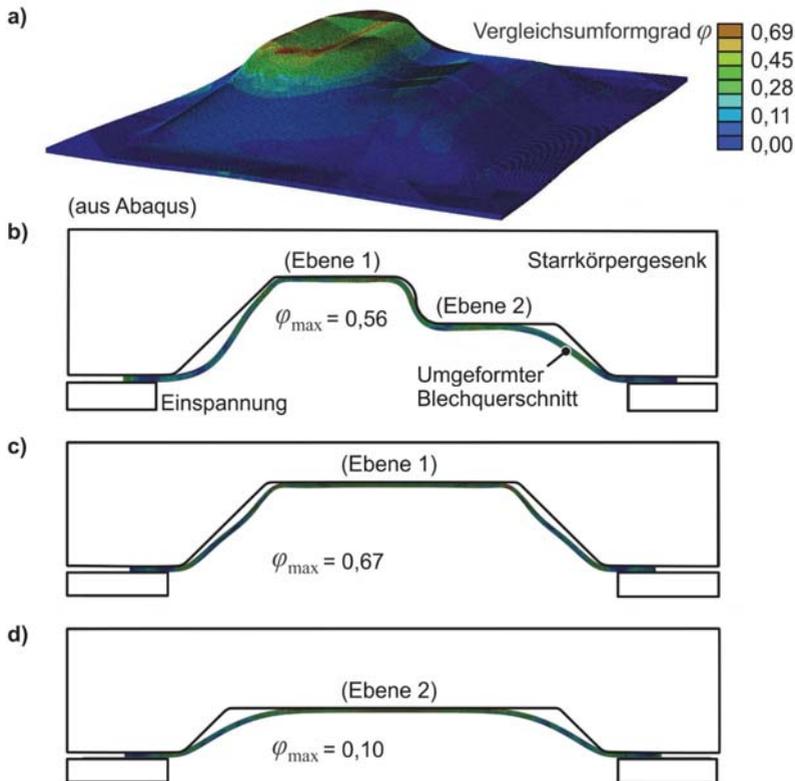


Bild 6.18: Umformergebnis der superpositionell kombinierten Optimierung (in GPa: $p_{b1} = 1,75$, $p_{b2} = 0,42$ und in mm: $l_1 = 52$, $l_2 = 80$, $b_1 = 15$, $b_2 = 22$, $d_1 = 4$, $d_2 = 15$). a) 3D Bauteilansicht, b) M1-M1, c) A1-A1, d) A2-A2 (Bezeichnungen aus Bild 6.11).

Tabelle 6.2: Final abgeleitete, theoretische Druckverteilung für das Beispielbauteil.

Innerer Folienrand minus Blechmitte : für Bereich 1) 4 mm für Bereich 2) 15 mm (insg. 19 mm Abstand)	Ergebnis aus den drei beschriebenen Optimierungsschritten (mit Impulsabklingzeit $t_d = 2 \mu\text{s}$ in reduzierter Modellierung)			
	Länge l	Breite b	Druckamplitude p_b	Dafür nötige Berstenergie $w[p_b]$
Vaporisationsbereich 1	52 mm	15 mm	1750 MPa	16,65 MJ/kg
Vaporisationsbereich 2	80 mm	22 mm	420 MPa	7,07 MJ/kg

Inverse Einstellung der Druckverteilung im Prozess

Mit der Kenntnis der benötigten Soll-Druckverteilung sind nun für die experimentelle Umsetzung die einzustellenden Kondensatorbankparameter und Folienaktuatoren zu finden. Es wird daran erinnert, dass die Prozessanalyse für vaporisierende Aktuatoren in nicht-umformtechnischen Anwendungen sowie auch in Kapitel 5 gemeinhin als „vorwärtsorientiert“ angesehen werden kann, d. h. für eine gegebene Aktuatorgeometrie werden vorab Kondensatorbankparameter festgelegt (z. B. Ladeenergie) und anschließend wird das Prozessergebnis betrachtet, bspw. die erreichbaren Energieeinbringungen, Drücke, Geschwindigkeiten und Verschiebungen. In der umformtechnischen Anwendung sind die Verschiebungen jedoch nun weitestgehend durch die gewünschte Bauteilgeometrie vorgegeben, wobei die dafür notwendige Druckverteilung - und somit ein Großteil des Aktuatordesigns - näherungsweise aus der Optimierung aus Kapitel 6.2.1 (bzw. 6.2.2) bekannt ist. Folglich ist die Kondensatorbankkonfiguration, welche die Einstellung jener Soll-Druckverteilung gewährleistet „rückwärtsorientiert“ oder invers vorherzusagen, um einen hohen iterativ-experimentellen Aufwand zur Bauteilfertigung zu vermeiden. In diesem Kontext kann das analytische Modell aus Kapitel 5.1.4, zusammen mit der Kopplung von elektrischer Energieeinbringung und Druckamplitude gemäß **Bild 5.18**, genutzt werden. Letztere Beziehung definiert nun die für die Umformung benötigte Berstenergie-dichte w_i eines diskreten Vaporisationsbereiches i (Tabelle 6.2), so dass unter Berücksichtigung der zur Druckverteilung gehörenden Abmessungen des Folienbereiches (Breiten b_i , Längen l_i) ein Teildurchschnittswiderstand $\bar{R}_a^{[i]}$ aus Gl. (5.7) und (5.8) berechenbar ist. Die Foliendicken bleiben dabei zunächst die einzigen unbestimmten Folienparameter. Somit kann für jede Druckverteilung bestehend aus homogen erwärmten Vaporisationsbereichen, mithilfe der aus der allgemeinen Elektrotechnik bekannten Regeln für Serien- und Parallelschaltungen, ein resultierender Gesamtersatzwiderstand \bar{R}_{tot} für die Ziellösung des analytischen Modells angegeben werden. Für zwei Aktuatorteilbereiche der (vorab noch unbekannt)en Querschnitte A_1 und A_2 , der spezifischen Durchschnittswiderstände $\bar{\rho}_{r,1}$ und $\bar{\rho}_{r,2}$ aufgrund von w_1 und w_2 sowie der Längen l_1 und l_2 ergibt sich z. B. für eine einfache Serienschaltung

$$\bar{R}_{\text{tot}} = \bar{R}_a^{[1]} + \bar{R}_a^{[2]} = \frac{\bar{\rho}_{r,1} l_1}{A_1} + \frac{\bar{\rho}_{r,2} l_2}{A_2}. \quad (6.14)$$

Für eine einfache Parallelschaltung gilt hingegen

$$\bar{R}_{\text{tot}} = \frac{\bar{R}_a^{[1]} \bar{R}_a^{[2]}}{\bar{R}_a^{[1]} + \bar{R}_a^{[2]}} = \frac{\bar{\rho}_{r,1} \bar{\rho}_{r,2} l_1 l_2}{\bar{\rho}_{r,1} l_1 A_2 + \bar{\rho}_{r,2} l_2 A_1}. \quad (6.15)$$

Weiterhin ist die Kenntnis einer resultierenden Ersatzlänge \bar{l}_0 des Widerstandes \bar{R}_{tot} nötig, da diese über Gl. (4.10) in die Analytik einfließt, wodurch auch eine Ersatzquerschnittsfläche \bar{A}_0 folgt, deren genaue geometrische Zusammensetzung zunächst irrelevant für die Berechnung ist. Dafür werden die Identitäten der absoluten Gesamtenergie und -masse, W_{tot} und m_{tot} , der Aktuatorbereiche (1, 2) berücksichtigt, mit der Dichte ρ_0 wie in Kapitel 5.1.4:

$$W_{\text{tot}} = w_1 m_1 + w_2 m_2 \equiv w_{\text{tot}} m_{\text{tot}} = w_{\text{tot}} \rho_0 (l_1 A_1 + l_2 A_2) = w_{\text{tot}} \rho_0 \bar{l}_0 \bar{A}_0. \quad (6.16)$$

Durch die Definition von w_{tot} in Gl. (6.16) kann zunächst ein spezifischer Ersatzwiderstand $\bar{\rho}_{r,\text{tot}}$ unter abermaliger Zuhilfenahme von Gl. (5.7) bestimmt werden. Dann kann der fiktive Wert \bar{l}_0 schließlich hergeleitet werden als

$$\bar{l}_0 = \sqrt{\frac{\bar{R}_{\text{tot}} (l_1 A_1 + l_2 A_2)}{\bar{\rho}_{r,\text{tot}}}}. \quad (6.17)$$

Für ein eindeutiges Aktuatordesign sind allerdings noch die Foliendicken s_i (und damit die einzelnen Querschnitte $A_i = s_i b_i$) so zu wählen, dass die benötigten Energiedichten w_i der vorangegangenen Gesamtersatzbetrachtung auch tatsächlich lokal realisiert werden können. Dies wird durch das Verhältnis der Stromdichten eingestellt, welches aus den bekannten Integralen $g_i(w_i)$ aus Gl. (5.6) sowie dem Werkstoffgesetz $w_i(w_i/t_{bi}, l_i)$ gemäß Gl. (4.10) - woraus jeweils ein Berstpunkt t_{bi} resultiert - folgt. Für die assoziierten Durchschnittsströmdichten \bar{j}_i gilt dann nämlich

$$\frac{\bar{j}_1}{\bar{j}_2} = \sqrt{\frac{g_1 t_{b2}}{g_2 t_{b1}}}. \quad (6.18)$$

Ein gleichzeitiges Bersten aller Vaporisationsbereiche kann demnach nicht garantiert werden. Aufgrund der zuvor gefundenen Superpositionsmöglichkeit der Werkstückverschiebungen sowie der Tatsache, dass wegen der Trägheit lediglich die lokal mit Druck beaufschlagten Blechbereiche innerhalb der ca. mindestens ersten 50 μs ausgeformt werden, stellt dies jedoch kein Problem dar. Für eine Serienschaltung ist das weitere Vorgehen dann trivial, da der Gesamtstrom I in diesem Fall in jedem Aktuatorbereich identisch ist ($I_1 = I_2 = I$), d. h. Gl. (6.18) kann direkt über die Wahl der Foliendicken gemäß $\bar{J}_1/\bar{J}_2 = (s_2 b_2)/(s_1 b_1)$ eingestellt werden, wobei eine der Dicken frei wählbar bleibt. Ggf. sind also unterschiedliche Foliendicken hintereinander zu schalten. Bei einer Parallelschaltung ist die Einstellung von \bar{J}_1/\bar{J}_2 etwas diffiziler bzw. indirekterer Natur, weil das zugehörige Gesamtstromverhältnis $I_1/I_2 = (\bar{J}_1 A_1)/(\bar{J}_2 A_2)$ vorab unbekannt ist. Da bei einer Parallelschaltung jedoch die gleiche Spannung an beiden Aktuatorrsten abfällt, wird anfangs lediglich fiktiv ein Ast mit einer frei gewählten Dicke s_1 mit dem analytischen Modell betrachtet bis diejenige Ladespannung (oder Ladeenergie) gefunden ist, die den gewünschten Wert w_1 liefert. Anschließend wird fiktiv der zweite Ast bei gleicher Ladeenergie (oder -spannung) betrachtet und nun die Dicke s_2 solange verändert bis w_2 resultiert. Die so abgeschätzten Foliendicken s_1 und s_2 können schließlich in der Folge berücksichtigt werden in Gl. (6.14) bzw. Gl. (6.15) bis Gl. (6.17).

Der oben beschriebene Ablauf kann auch durch ein Diagramm allgemeiner veranschaulicht werden. Anders als im Bild 5.11 kann nun, im **Bild 6.19**, für ein gegebenes Bauteil von bekannten Drücken bzw. Energieeinbringungen ausgegangen werden, die zu erreichen sind. Dadurch ändert sich der Modellablauf leicht bzw. wird quasi umgekehrt, jedoch ohne die zugrunde liegenden Gleichungen aus Kapitel 5.1.4 zu ändern (Bild 6.19).

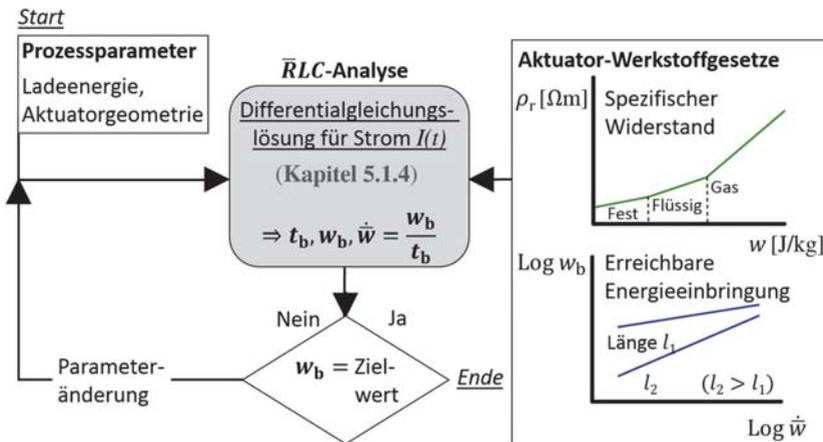


Bild 6.19: Nutzungsweise des analytischen Modells in der Prozessauslegung.

Damit kann nun das analytische Modell nochmals iterativ mit den aufgezeigten, nun eindeutig bestimmten Ersatzgrößen durchlaufen werden, bis die Kondensatorladeenergie denjenigen (globalen) Stromverlauf liefert, der zu der anfänglichen Druckverteilung bzw. zugehörigen Energieeinbringung (hier: $w_1, w_2 \Leftrightarrow w_{\text{tot}}$ bzw. w_b) führt. Nichtsdestotrotz stellt diese Prozessauslegung lediglich eine theoretische Approximation auf Grundlage der numerischen Druckverteilungsoptimierung sowie der vereinfachten elektrischen Analytik dar. Die Notwendigkeit v. a. von Anpassungen der Ladeenergie (i. d. R. Erhöhung) aufgrund der konservativ angesetzten Abklingzeit in der Ableitung der Druckverteilung ist daher für das reale Experiment wahrscheinlich. Dennoch ermöglicht die beschriebene Vorgehensweise eine drastische Reduktion des ansonsten fast auf „reinem Probieren“ beruhenden Versuchsaufwandes zur Findung des für eine konkrete Bauteilfertigung passenden Aktuatorkonzeptes, insbesondere samt der dazugehörigen Abmessungen. Weiterhin forciert diese Vorgehensweise das Finden einer minimalen Ladeenergie für das gewählte bzw. gefundene Aktuatordesign, so dass noch keine Rücksprüngeffekte des Bleches von dem Gesenk zu erwarten sind.

Wird diese Vorgehensweise vollständig für das Beispielbauteil durchgeführt, so ergeben sich, unter der Verwendung verfügbarer Foliendicken und der Kondensatorbankkonfiguration #3 aus Tabelle 4.3, die Aluminiumaktuatoren- und Anlagenparameter aus **Tabelle 6.3**.

Tabelle 6.3: Vaporisationsprozessparametervorhersage für das Beispielbauteil (entspricht einem Gesamtimpuls integriert über die Aktuatorbereiche 1 und 2 von rund 4,2 kN·ms).

Innerer Folienrand minus Blechmitte : für Bereich 1) 4 mm für Bereich 2) 15 mm (insg. 19 mm Abstand)	Aus numerischer Druckverteilungsoptimierung (mit $t_d = 2,0 \mu\text{s}$) \Rightarrow			Aus Analytik (Parallelschaltung von 1 und 2)	
	Länge l	Breite b	Energieeinbringung w [p _b]	Foliendicke s	Ladeenergie W_0
Vaporisationsbereich 1	52 mm	15 mm	16,65 MJ/kg [1750 MPa]	25 μm	6,3 kJ (bei $C = 360 \mu\text{F}$)
Vaporisationsbereich 2	80 mm	22 mm	7,07 MJ/kg [420 MPa]	50 μm	

Die resultierende Gesamtladeenergie W_0 stellt dabei - wie u. a. am Anfang von Kapitel 6.2.1 erwähnt - einen theoretisch-konservativen Startwert für die experimentelle Überprüfung dar. Es ist anzumerken, dass durchaus Druckverteilungen existieren, die mit einem real vorhandenen Versuchsaufbau nicht umsetzbar sind, etwa aufgrund zu extremer (theoretischer) Foliendicken oder Ladeenergien, was hier jedoch nicht der Fall ist.

Experimentelle Umsetzung

Zunächst wurde ein Stahlgesenk spanend gefertigt, welches der Negativform des Bauteils entspricht und in die Versuchsplattform aus Kapitel 4.1.2 integrierbar ist (**Bild 6.20**). Dabei ist eine kleine Bohrung zum Anschluss einer Vakuumpumpe vorgesehen, weil die ansonsten in der Gesenkkavität komprimierte Luft zu unerwünschten Umformungen in Form von Ausbeulungen führen kann (gilt für alle Hochgeschwindigkeitsumformverfahren). Eine umlaufende Nut für eine entsprechende Dichtschnur ist im Einspannbereich des Gesenks eingelassen.

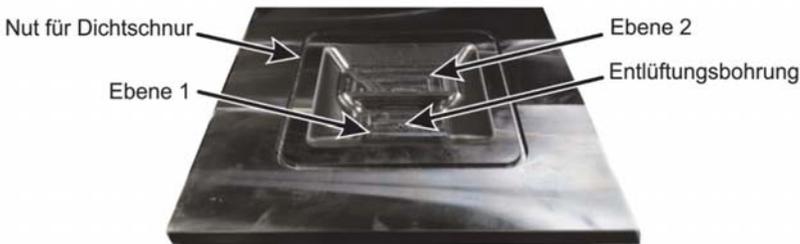


Bild 6.20: Innenansicht des für das Beispielbauteil gefertigten Gesenks, das im Experiment durch ein glasfaserverstärktes Kunststoffteil in Position gehalten wird.

Die Versuchsaufbau wurde in der Variante ohne festen Blechhalter verwendet, mit reiner Polyurethanmattenabstützung. Die breiter werdenden Anschlussbereiche der Folienaktuatoren wurden so gestaltet, dass der geforderte laterale Abstand der beiden Vaporisationsbereiche von 19 mm gewährleistet ist, wie im **Bild 6.21** zu sehen ist. Die Strom- und Spannungsmessung erfolgte ebenfalls wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben.

Vergleich von Vorhersage und Umsetzung

Zunächst wird der elektrische Prozessteil betrachtet. Durch die Integration der Energiedichten aus Tabelle 6.3 über den Vaporisationsvolumina im Anfangszustand kann letztlich die theoretisch absolute Energieeinbringung W_{theo} vorhergesagt und mit dem entsprechenden Messwert W gemäß Gl. (4.2) verglichen werden. Für das vorliegende Beispiel ergibt sich so der Wert $W_{\text{theo}} = 2,55 \text{ kJ}$, was etwa 40 % der vorgeschlagenen Ladeenergie W_0 entspricht. Im Experiment wird reproduzierbar der Wert $W \cong 2,60 \text{ kJ}$ festgestellt. Die Abweichung von lediglich 2 % bestätigt somit die Prognosequalität der beschriebenen analytischen Vorgehensweise auch für (in dieser Arbeit erstmalig durchgeführte) VFAF-Parallelschaltungen. Im Rahmen der analytischen Prognose konnte abgeschätzt werden, dass die parallelen Folienaktuatoren einen ähnlichen Berstpunkt von ca. $10 \mu\text{s}$ für $W_0 = 6,3 \text{ kJ}$ aufweisen. Dies kann insofern experimentell bestätigt werden, als dass die global gemessenen Strom- und Spannungsverläufe der parallelen Anordnung qualitativ den bekannten Verläufen von Einzelaktuatoren etwa aus Bild 4.4 gleichen, in

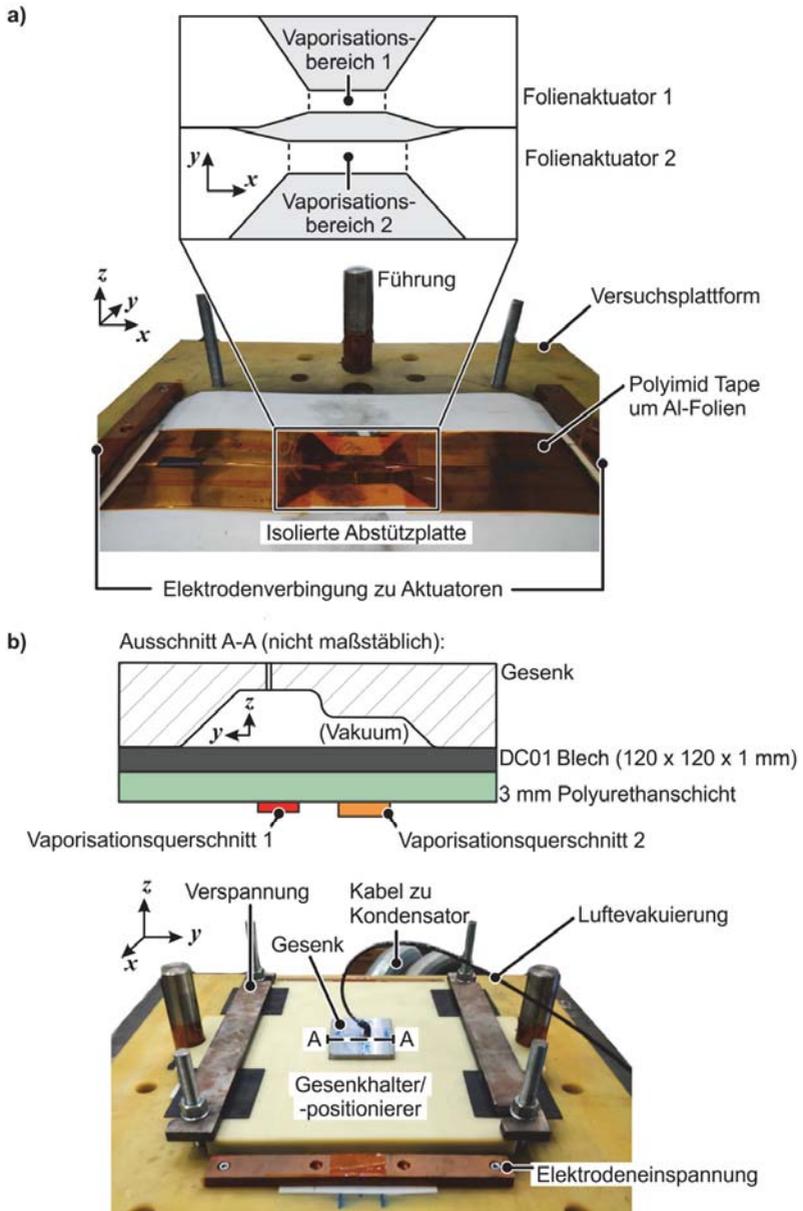


Bild 6.21: Versuchsaufbau für Beispielbauteil: a) Vor Montage (die Aktuatoren zeigend), b) Nach Montage (jeweils vor Entladung mit Strom in x -Richtung).

diesem Fall mit einer klaren „gemeinsamen“ Spannungsspitze nach ca. $10 \mu\text{s}$ (**Bild 6.22**). Eine individuelle Messung der einzelnen Aktuatoren und somit eine Bestimmung bzw. Überprüfung der verschiedenen lokalen Energiedichten war technisch in dieser Arbeit nicht realisierbar. Qualitativ ändert sich diese Charakteristik auch nicht bei Entladungen mit geänderten Energien. Bei jedem Experiment verdampfte bzw. expandierte der jeweilige Aktuatordruckbereich vollständig, während die breiter werdenden Anschlussbereiche der Folien unverändert blieben. Eine Erhöhung der Ladeenergie um 20 % ($1,2W_0 = 7,56 \text{ kJ}$) liefert eine um 27 % höhere Energieeinbringung (3,30 kJ), während eine um 30 % höhere Ladeenergie ($1,3W_0 = 8,19 \text{ kJ}$) bereits eine um ca. 44 % gesteigerte Energieeinbringung (3,75 kJ) bedeutet. Auf die Aktuatormasse bezogen verdeutlicht dies abermals die Sensitivität des lediglich indirekt über die Ladeenergie einstellbaren Prozessparameters der spezifischen Energieeinbringung (w_b). Die damit einhergehende relative Steigerung der elektrischen Effizienz wird ebenfalls durch das analytische Modell abgebildet. Allerdings sind die sich anschließenden Streuungen im Prozess zu nennen. Selbst wenn die gefundene Energieeinbringung genau getroffen wird, existiert noch eine mittlere Streuung von etwa 7 % in der Energie-Druck-Kopplungsbeziehung nach Grigoriev und Pavlenko (2009), die schließlich den elektrischen und mechanischen Modellierungsteil verbindet. Weiterhin zeigt das der analytischen Energievorhersage unterliegende Werkstoffgesetz aus Gl. (4.10) eine Standardabweichung von ca. 15 %. Allein durch die Verkettung dieser Streuungen kann der letztendlich experimentell realisierte Umformdruck um bis zu knapp $\pm 30 \%$ von der gewünschten Prognose abweichen, unter der Prämisse sonst unveränderter Bedingungen. Dieser Umstand ist daher generell bei Vergleichen zwischen Experiment und Modellierung zu bedenken.

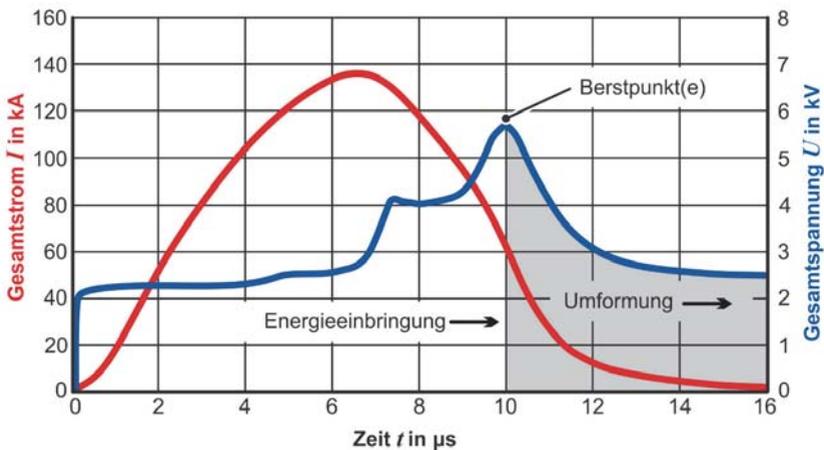


Bild 6.22: Ausschnitt global gemessener Strom- und Spannungsverläufe (geglättet) der parallelen Anordnung für die Versuchskonfiguration gemäß Tabelle 6.3.

Wie die elektrischen Ergebnisse sind auch die zugehörigen Umformungen reproduzierbar. Repräsentative Bauteile für die drei Ladeenergieschritte sind im **Bild 6.23** abgebildet. Links ist das Umformergebnis zu sehen, welches aus den Einstellungen gemäß Tabelle 6.3 folgt (Ladeenergie W_0). Die niedrigere Ebene des Gesenks (2) wird berührt, während die höher liegende Ebene (1) noch nicht erreicht wird, was die Konservativität der theoretischen Auslegung in Form einer unteren Ladeenergiegrenze bestätigt. Wird, wie in der Bildmitte, in einem nächsten Schritt die Kondensatorenergie um 20 % gesteigert ($1,2W_0$), so wird die Ebene 1 nahezu erreicht und die Ebene 2 ist etwas besser gefüllt. Wird die ursprüngliche Ladeenergie um 30 % erhöht ($1,3W_0$), so werden beide Ebenen gut gefüllt, jedoch tritt auch ein Riss im Übergangsbereich der beiden Ebenen auf. Reduzierte Simulationen mit größeren Impulsen zeigten deutliche Ausdünnungen in diesem Bereich, so dass davon auszugehen ist, dass diese Energie bereits einen Gesamtimpuls hervorruft, der größer ist als der Auslegungsimpuls aus Tabelle 6.3.

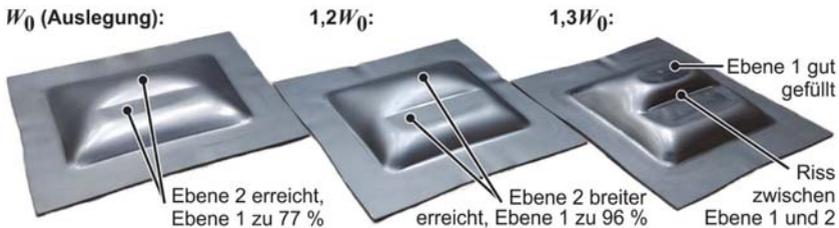


Bild 6.23: DC01 Bauteilbeispiele (initial 120 x 120 x 1 mm) für drei Ladeenergien xW_0 .

Die optimierte Vorhersage aus Tabelle 6.3 liefert einen Gesamtimpuls von 4,2 kN·ms, als Summe des Produkts der zwei resultierenden Kraftamplituden der beiden Vaporisationsbereiche und der Abklingzeit 2 μ s. Da die eigentlichen Abklingzeiten im Voraus unbekannt sind und der angegebene Wert eine obere Grenze ist, ist der gewünschte Impuls tatsächlich mit höheren Kraftamplituden, d. h. einer erhöhten Ladeenergie bei geringerer Abklingzeit, verbunden. Daher wird zu Vergleichszwecken diejenige Ladeenergie gewählt, bei der das Bauteil am ehesten der Ausformung aus der optimierten numerischen Umformsimulation gleicht (vgl. vorab **Bild 6.24**). Dies ist, nach wenigen Experimentiterationen, der Fall für $1,24W_0 = 7,81$ kJ, wobei die Energieeinbringung einen Wert von 3,34 kJ erreicht. Wird dafür der genannte Gesamtimpuls von 4,2 kN·ms vorausgesetzt und erneut das analytische Modell entsprechend durchlaufen, so können (rückwirkend) korrigierte Abklingzeiten berechnet werden. So liefert die Analytik für die Gesamtenergieeinbringung $1,24W_0 = 7,81$ kJ zunächst neue Druckamplituden (Index: korrr) von $p_{b1, \text{korrr}} = 2,51$ GPa und $p_{b2, \text{korrr}} = 0,79$ GPa für die parallelen Vaporisationsbereiche. Aus der Impulsäquivalenz folgen dann die korrigierten Abklingzeiten $t_{d1, \text{korrr}} = 1,40$ μ s sowie $t_{d2, \text{korrr}} = 1,06$ μ s. Diese Parameter können als die zur numerischen Impulsoptimierung gehörenden, effektiven Experimentalwerte interpretiert werden. Eine derartige Anpassung ist stets vonnöten, weil die Lastimpulse in der reduzierten Modellierung im Vorhi-

nein ja lediglich mit ungenauen Abklingzeiten initialisiert werden können.

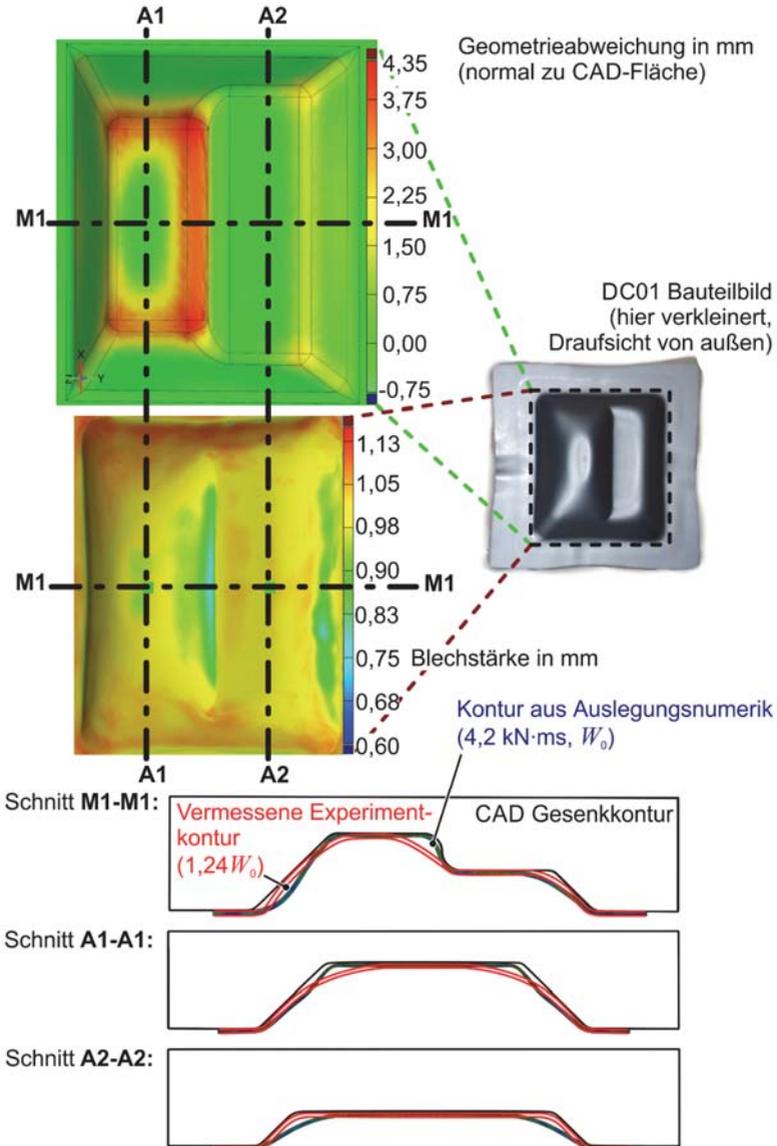


Bild 6.24: Geometrieabgleich für das Beispielbauteil (Prognose vs. „bestes“ rissfreies Experiment).

Der angesprochene Bauteilvergleich (Optimierungsergebnis vs. 1,24*W*₀-Experiment) bezieht sich auf eine optische Vermessung relevanter Schnittansichten im Bild 6.24 (Verwendung des Atos Systems, Fa. Gom). Rücksprungeffekte wurden in beiden Fällen nicht festgestellt. Außerdem ist bereits eine nennenswerte Ausdünnung in dem Bereich zu erkennen, in dem bei höheren Energien ein Riss auftritt. Wird ein ebener Formänderungszustand in der Mitte dieses Bereiches angenommen, so ergibt sich auf Basis der Ausdünnung aus Bild 6.24 ein Vergleichsumformgrad von knapp 0,35, was in etwa dem Wert aus der optimierten Prognose dort entspricht (vgl. Bild 6.18). Die dennoch vorhandenen Verschiebungsunterschiede zwischen Modell und Experiment im Bild 6.24, die vor allem in den Ecken des Gesenks auffallen, sind in der Größenordnung der Abweichungen der vollständigen Modellierung aus Kapitel 5.3.3, so dass diese Unterschiede nicht unbedingt auf die inhärenten Vereinfachungen der reduzierten Modellierung (sprich keine direkte Berücksichtigung des Aktuators und der Elastomerschicht) zurückzuführen sind. Vielmehr liegt beiden Modellierungsansätzen, neben möglichen Ungenauigkeiten in der Fließspannungsabbildung des Blechwerkstoffes, ansatzgemäß wahrscheinlich anfänglich eine zu instantane Belastungsentfaltung ab dem Berstpunkt zu Grunde, die eventuell einer besseren Abbildung der Umformevolution entgegenwirkt. Um diesem Problem zu begegnen, müsste ggf. ein grundsätzlich anderer, nochmals wesentlich komplexerer Modellierungsansatz verfolgt werden, bei dem bereits die beginnende Aktuatorexpansion während der kontinuierlichen elektrischen Energieeinbringungsphase mit berücksichtigt wird. Mit Blick auf Gl. (6.8) ist eine mögliche Erklärung für die festgestellten Modellabweichungen folglich, dass selbst bei erfüllter Impulsäquivalenz (und sogar auch potenziell gleicher Durchschnittskraft) zwischen Experiment und Modell jeweils nicht die identischen charakteristischen Durchschnittsgeschwindigkeiten getroffen werden, was dann zu abweichenden Endverschiebungen führen kann. Die reduzierte Modellierung liefert also, bezogen auf das Umformbauteil, einen ähnlichen Informationsgehalt wie die vollständige Modellierung aus Kapitel 5.3.3, bedingt aber überaus signifikant weniger Ressourcen.

6.3 Fazit zu örtlich flexiblen Druckverteilungen

Die flexiblen Positioniermöglichkeiten geometrisch verschiedener Folienaktuatoren erlauben prinzipiell entsprechend örtlich variable Druckverteilungen für die Vaporisationsumformung (VFAF). Mithilfe von reduzierten, rein mechanischen Umformsimulationen, bei denen sämtliche deformierbare Nicht-Blechbestandteile effizient durch einen wohldefinierten Impuls ersetzt werden, konnten grundsätzliche Bauteilgestaltungsmöglichkeiten variabler Druckverteilungen analysiert werden. Dabei hat sich gezeigt, dass eine wünschenswerte, lokal freie Umformung in Anlehnung an die Druckverteilung nur begrenzt möglich erscheint. Die Gründe dafür sind sowohl die Trägheit, durch welche auch nicht mit Druck beaufschlagte Blechflächen im Laufe des dynamischen Vaporisa-

tionsprozesses umgeformt werden, als auch das verschiebungsbezogene Superpositionsprinzip bei der Umformung mit nahe beieinander liegenden Vaporisationsbereichen. Nichtsdestotrotz konnte durch einen Transfer des insgesamt zuvor erlangten Wissens exemplarisch gezeigt werden, dass lokal variable Druckverteilungen prediktiv analytisch-numerisch optimiert und anschließend mit wenigen Anpassungsversuchen vorteilhaft angewandt werden können. Dazu wurden in einem geschlossenen Gesenk Bauteile mit unterschiedlichen Ausformungsbereichen in einem verhältnismäßig kleinen, einfachen Setup hergestellt. Die Verwendung von vaporisierenden Folien als günstige, schnell bereitstellbare und individuell anordbare Einwegwerkzeuge könnte folglich eine flexible Umformung in entsprechend individuellen Anwendungen ermöglichen, wie z. B. in der Medizintechnik, wenn auch teilweise (noch) auf Kosten der Bauteilgenauigkeit.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Nachfolgend werden die wichtigsten, in der vorliegenden Arbeit wissenschaftlich generierten, Kenntnisse als Überblick dargestellt. Dann werden noch weiterführende Konzepte der Vaporisationsumformung inkl. innovativer Prozessenerweiterung andiskutiert.

Zusammenfassung

Das Umformen mittels vaporisierender Aktuatoren (hier Aluminiumfolien für die Blechumformung) ist ein vergleichsweise junges Verfahren der Hochgeschwindigkeitsumformung (siehe Kapitel 2). Dementsprechend ist bisher nur eine geringe Anzahl diesbezüglicher Forschungsarbeiten verfügbar und die vorhandenen Arbeiten beziehen sich primär auf experimentelle Beobachtungen und Grundlagenuntersuchungen. Folglich existieren noch Erkenntnislücken über den genauen Prozessablauf. Eine vollständige, experimentell validierte und umformtechnisch sinnvolle Prozessmodellierung, die diese Wissenslücken adressiert und in der Konsequenz auch für eine prediktive und flexible Prozessgestaltung nutzbar ist, war bis zur Erstellung dieser Dissertation noch nicht vorhanden und stellt daher den Kern der Arbeit dar (vgl. Kapitel 3).

Dafür wurde zunächst in Kapitel 4 eine experimentelle Plattform etabliert, um u. a. mithilfe spezieller Lasermessungen eine Datenreferenz für die Validierung der Prozessmodellierung zu erhalten, die die wichtigsten Parametereinflüsse wiedergibt. Der kritische Parameter für den Umformdruck und damit auch die Ausformung (in dieser Arbeit wurde exemplarisch 1 mm dicker DC01-Stahl als Blechwerkstoff gewählt) ist die bis zu dem Berstpunkt erreichte spezifische Energieeinbringung in den Aktuator, welche am IUL (technisch bedingt) maximal ca. das Doppelte der vollen Verdampfungsenergie von Aluminium betragen kann. Die Energieeinbringung wird v. a. durch die Kondensatorbank (Ladeenergie und Schwingkreisparameter) sowie die geometrischen Abmessungen des Aktuators bestimmt. Dies bedeutet auch, dass ggf. unterschiedliche Prozessparameter dieselbe spezifische Energieeinbringung liefern. Für den DC01-Werkstoff wächst die Maximalgeschwindigkeit (hier bis ca. 200 m/s), und damit korrespondierend die Ausformhöhe, mit der Energieeinbringung an. Eine gesteigerte dehnratenbedingte Verfestigung wird also durch erhöhte Umform- bzw. Vaporisationsdrücke überkompensiert. Da die Umformung trägheitsbedingt lokal über dem Vaporisationsbereich initiiert wird, haben veränderte Randbedingungen, wie etwa eine veränderte äußere Blecheinspannung, einen geringen Einfluss auf das Umformergebnis. Zahlreiche weitere Versuche ohne umzuformendes Werkstück und Elastomerschicht wurden durchgeführt, um eine allgemeine Werkstoffgesetzmäßigkeit für Aluminium zur möglichen Aktuatorenenergieeinbringung herzuleiten. Dabei stellte sich heraus, dass die mögliche elektrische Energieeinbringung sowohl eine Funktion der mittleren Heizrate (finale Energieeinbringung bezogen auf die Zeit bis zum Berstpunkt) als auch der effektiven Aktuatorlänge ist. Diese neue Gesetzmäßigkeit drückt indirekt letztlich den Einfluss praktisch

aller Prozessparameter auf die damit erreichbare Energieeinbringung aus. Dabei implizieren hohe Heizraten und kurze Aktuatoren eine größtmögliche spezifische Energie.

In Kapitel 5 wird schließlich der Modellierungsaspekt aufgegriffen, erstmalig mit einem umformtechnischen Fokus, so dass Bauteile mit Abmessungen in der Größenordnung von ~ 100 mm während des gesamten Prozesses virtuell analysiert werden können. Dazu wurde, vor dem Hintergrund des konsolidierten experimentellen Wissens, der grundlegende Ansatz gewählt, die Prozessmodellierung in zwei einmalig gekoppelte, physikalisch verschiedene Teilschritte zu trennen.

Die Physik des ersten Schrittes oder Modells beschäftigt sich ausschließlich mit der rapiden Joule'schen Erwärmung - d. h. Energieeinbringung - des zu vaporisierenden Aktuatorbereichs bis zu dem sogenannten Berstpunkt, ab dem erst maßgebliche Deformationen unmittelbar in der Nähe des Aktuators befindlicher Festkörper beginnen. Nach einer numerischen, rein thermisch-elektrischen Analyse v. a. zur Verifizierung resultierender Energieverteilungen konnte schließlich ein analytisches Modell für quaderförmige Aktuatorbereiche aufgestellt werden, welches das oben gefundene Energieeinbringungswerkstoffgesetz berücksichtigt und somit eine Vorhersage der möglichen Folienenergieeinbringung in Abhängigkeit der einstellbaren Prozessparameter erlaubt. Es konnte gezeigt respektive bestätigt werden, dass jede nennenswerte Energiedichte (eingebrachte spezifische oder innere Energie) einem Berst- bzw. Vaporisationsdruck zuordenbar ist. Dadurch ist die Kopplung zu dem zweiten Modellierungsschritt – und damit die Verbindung von elektrischen und mechanischen Größen – in Form einer Anfangsbedingung für den zu expandierenden Aktuator determiniert.

Basierend auf dieser Anfangs- bzw. Berstbedingung wird im zweiten Modell die Physik der wechselwirkenden Elastomer- und Blechumformung simuliert. Dazu wird der Aktuator numerisch mit einer hydrodynamischen, netzfreien Partikelmethode beschrieben, um große Expansionen abbilden zu können. Der expandierende Aktuator wirkt impulsartig effektiv nur in der Anfangsphase des Modellierungsschrittes mittels Kontakt auf die Elastomerschicht ein, wobei sich die ursprüngliche Lastamplitude (gem. Anfangsbedingung) nahezu unverändert auf das Blech überträgt. Das Blech und Zwischenelastomer werden mit der Finite-Elemente-Methode (FEM) abgebildet, unter Einbeziehung v. a. des dehnratenabhängigen Spannungs-Dehnungs-Verhaltens. Nach der schnellen Druckübertragung formt sich das beschleunigte Blech trägheitsgetrieben inhomogen um, bis dessen kinetische Energie komplett in plastische Arbeit konvertiert ist. Die maximal mögliche Effizienz ist dabei durch die maximale isentrope Energieabgabe des Aktuators begrenzt. Der Modellierungsansatz konnte mit den vorherigen Experimenten zufriedenstellend validiert und das Prozessverständnis vertieft werden.

Im anschließenden Kapitel 6 wird das Potenzial örtlich variabler Druckverteilungen analysiert. Um diese „Druckverteilungsflexibilität“ isoliert auch in eine durchführbare Optimierung einbetten zu können, wird zunächst, ausgehend von den zuvor erlangten Erkenntnissen, eine reduzierte mechanische Simulation eingeführt, bei der lediglich das

FEM-Blech modelliert und mit einem definierten Impuls beaufschlagt wird. Es zeigt sich, dass eine freie Umformung gemäß der Impulsverteilung nur sehr begrenzt möglich ist, aufgrund der trägheitsbedingten Ausformung auch nicht mit Druck belasteter Bereiche sowie der auftretenden Superposition bei eng benachbarten Druckbereichen. Nichtsdestotrotz können bauteilindividuelle Druck- bzw. Impulsverteilungen für die Verwendung mit geschlossenen Gesenken identifiziert werden. Exemplarisch wurde eine experimentelle Umsetzung inkl. vorheriger Vaporisationsdruckverteilungsoptimierung demonstriert. Die dafür nötigen Prozessparameter wurden mit dem analytischen Modell abgeschätzt. So wurden erstmalig zwei Folien (Vaporisationsbereiche) parallel geschaltet, um unterschiedliche Bauteil- respektive Gesenkhöhen auszuformen.

Ausblick

Die vorgestellte, prädiktive Prozessgestaltungsprozedur ist noch an relativ aufwendige Berechnungen unter Nutzung proprietärer Software gebunden. In diesem Ausblick soll möglichst effizient, d. h. unter geringem Berechnungsaufwand, kurz anschaulich ergründet werden, welche Ansätze zu einer weiteren Flexibilisierung des Verfahrens führen könnten (noch ohne technische Umsetzung). Dazu werden zwei Aspekte vorgestellt.

Für den ersten Aspekt wird in einem Gedankenexperiment zunächst ein Blechquerschnitt vereinfacht als eine Kette konzentrierter Massenpunkte m_j repräsentiert, deren Summe der Blechmasse entspricht (Ausschnitt im **Bild 7.1**). Diese Massenpunkte seien vereinfacht nur vertikal verschiebbar und können sowohl von oben (mit p^O), als auch von unten (mit p^U) mit einer transienten Vaporisationskraft, welche aus der eigentlichen

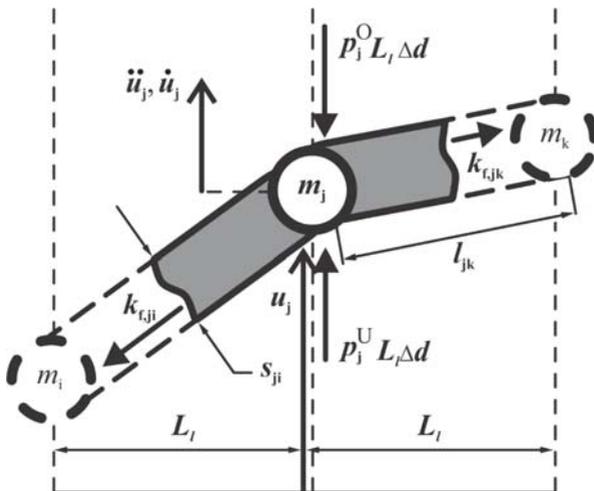


Bild 7.1: Prinzipskizze des Kettenmodells für einen Massenpunkt j im Querschnitt.

projizierten Druckbelastung des Bleches folgt, beaufschlagt werden. Die Verbindungssegmente zwischen den Massenpunkten seien gemäß Tresca-Kriterium - ohne Überprüfung - vereinfachend stets im plastischen Zustand unter ebener Formänderung (rotationssymmetrisch oder in kartesischen Koordinaten, je mit einer Tiefe Δd). Dickenspannungen, Momente sowie Elastizität sind nicht existent in dem System. Aus den geometrischen Beziehungen, der Volumenkonstanz und dem vertikalen dynamischen Kräftegleichgewicht folgt dann, nach einigen Umstellungen, für die Vertikalbeschleunigung \ddot{u}_j eines Massenpunktes mit den Nachbarindizes i und k (n):

$$\ddot{u}_j = \frac{p_j^U}{\rho s_0} - \frac{p_j^O}{\rho s_0} + \frac{\xi_{ji}(u_i - u_j)}{\rho l_{ji}^2} k_{\tau,ji} \{\varphi_{ji}, \dot{\varphi}_{ji}\} + \frac{\xi_{jk}(u_k - u_j)}{\rho l_{jk}^2} k_{\tau,jk} \{\varphi_{jk}, \dot{\varphi}_{jk}\} \quad (7.1)$$

mit

$$l_{jn} = \sqrt{(u_n - u_j)^2 + L_l^2} \Rightarrow \Delta l_{jn} = l_{jn}\{t + \Delta t\} - l_{jn}\{t\}, \quad (7.2)$$

$$\varphi_{jn}\{t + \Delta t\} = \sqrt{\frac{4}{3}} \varphi_{1,jn}\{t + \Delta t\} = \varphi_{jn}\{t\} + \Delta \varphi_{jn} = \varphi_{jn}\{t\} + \sqrt{\frac{4}{3} \left(\frac{\Delta l_{jn}}{l_{jn}\{t\}} \right)^2}, \quad (7.3)$$

$$\dot{\varphi}_{jn}\{t + \Delta t\} = \frac{\Delta \varphi_{jn}}{\Delta t} \quad (7.4)$$

und mit der Fallunterscheidung für momentane Lastrichtungen aufgrund der benachbarten Geschwindigkeiten \dot{u}_n und Verschiebungen u_n :

$$\xi_{jn} = \begin{cases} 1, & (u_n - u_j)(\dot{u}_n - \dot{u}_j) \geq 0 \\ -1, & (u_n - u_j)(\dot{u}_n - \dot{u}_j) < 0 \end{cases}, \quad n = i, k. \quad (7.5)$$

Dabei sind L_l und l_{jn} ursprüngliche und momentane Nachbarsegmentlängen, s_0 die initiale Blechdicke, ρ die Dichte und $k_{\tau,ji}$ die wahre Fließspannung, die von der wahren Vergleichsformänderung φ_{jn} und deren Rate $\dot{\varphi}_{jn}$ abhängt. Durch die Modellvereinfachung, dass die Massenpunkte keine Horizontalbewegungen vollziehen können, können vorübergehende Pseudo-Druckspannungen in den Segmenten auftreten. Gl. (7.1) - (7.5) können z. B. mittels Verlet-Zeitintegration für beliebig viele Massenpunkte relativ einfach simultan bestimmt werden, um die Verschiebungsverläufe $u_j(t)$ zu erhalten. Die äußersten Massenpunkte sind jeweils fest eingespannt. Das Prozessende dieser expliziten Berechnung wird als der Punkt definiert, ab dem die kinetische Gesamtenergie Null

wird, dann stagniert auch die plastische Gesamtenergie. Dieses Kettenmodell kann z. B. unter Verwendung eines äquivalenten Lastradius R für ein rotationssymmetrisch anmutendes Beispiel wie aus Bild 4.9 a oder Bild 4.10 a experimentell für die zwei betrachteten Messpunkte validiert werden. Die Fließspannung wird dabei wie in Kapitel 5.3.2 bestimmt abgebildet. Eine Konvergenzstudie hat gezeigt, dass 13 Massenpunkte für die Modellierung einer Querschnittshälfte ausreichen. So ist im **Bild 7.2**, für eine kalibrierte

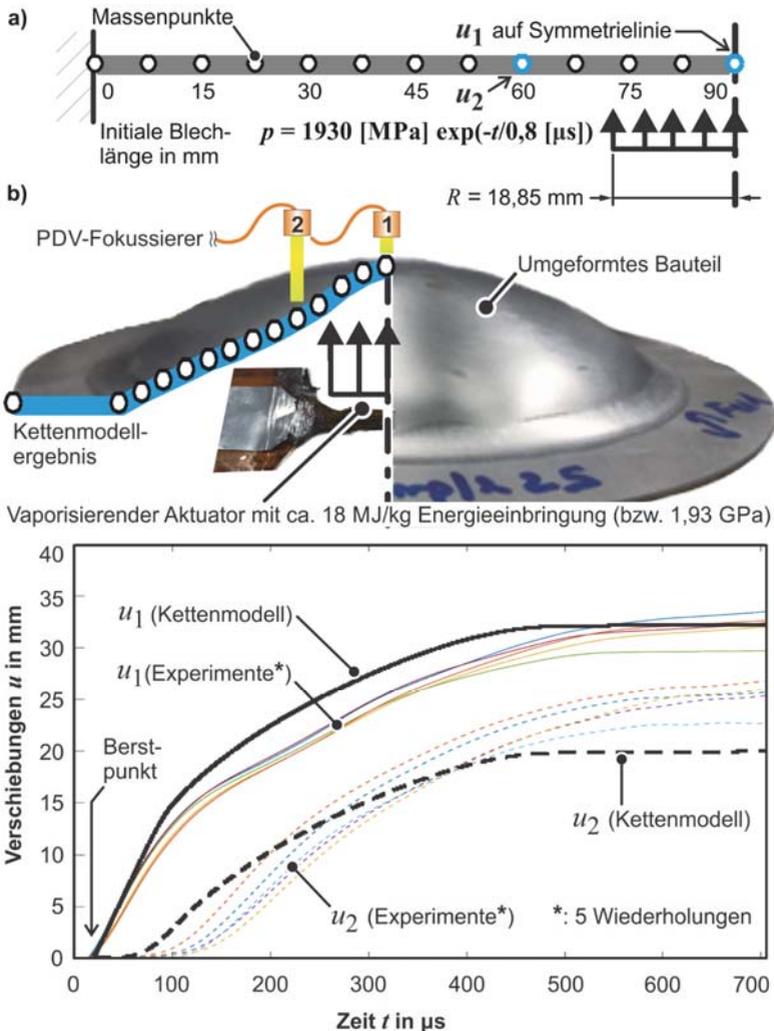


Bild 7.2: Validierung des Kettenmodells, a) Ausgangssituation und Lastdefinition abgeleitet vom Experiment, b) Vergleich resultierender Verschiebungsverläufe.

Impulsabklingzeit von $0,8 \mu\text{s}$ zu erkennen, dass die trägheitsbedingte Ausformungsdynamik gut durch das einfache Modell erfasst wird, ähnlich wie in den viel aufwändigeren Berechnungen aus Kapitel 5.3 oder 6.

Nun wird angenommen, ein fiktiver Bauteilquerschnitt soll einen Bereich ohne Ausformung haben (gestricheltes Profil im **Bild 7.3 b**). In einem klassischen Ansatz würde versucht werden, ein entsprechend starres Gesenk zu benutzen. Da trägheitsbedingt auch Bereiche ausgeformt werden, bei denen dies eigentlich unerwünscht ist, wird alternativ eine zusätzliche, zeitverzögerte (hier $250 \mu\text{s}$) Druckbeaufschlagung der Blechrückseite mit Hilfe des Kettenmodells im **Bild 7.3 a** betrachtet. Es ist zu erkennen, dass auf diese Weise die gewünschte Form prinzipiell erzeugt werden könnte. Allerdings führt der Gegendruck auch dazu, dass die mittige Ausformung leicht verringert wird, so dass für eine quantitative Übereinstimmung weitere Lastanpassungen nötig wären (**Bild 7.3 c**).

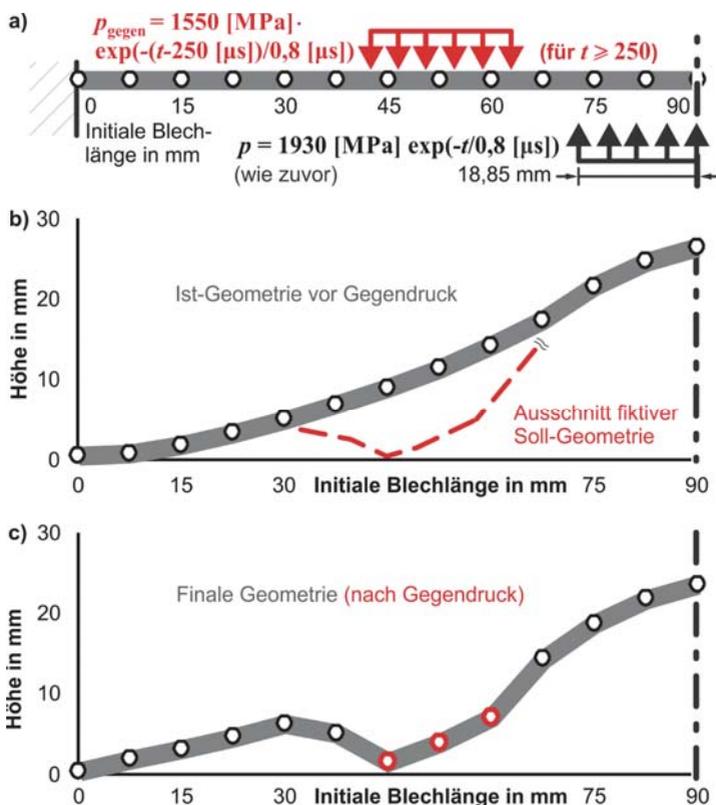


Bild 7.3: Beispiel des Kettenmodells mit Gegendruck a) Ausgangssituation und Lastdefinition, b) $t = 249 \mu\text{s}$, c) Prozessende freie Umformung ($t \approx 600 \mu\text{s}$).

Es kann bereits mit dem einfachen Kettenmodell und somit minimalem Berechnungsaufwand (wenige Sekunden) angedeutet werden, dass eine örtlich und auch zeitlich variable Druckbeaufschlagung von beiden Blechseiten eventuell die Notwendigkeit eines formgebenden Festkörperwerkzeuges eliminieren könnte. Für die Zeitintegration der wenigen Massenpunkte, $u_j(t + \Delta t) = 2u_j(t) - u_j(t - \Delta t) + \ddot{u}_j(t)\Delta t^2$ mit Gl. (7.1) und den Geschwindigkeiten $\dot{u}_j(t + \Delta t) \cong [u_j(t + \Delta t) - u_j(t)]/\Delta t$ bei $\Delta t \cong 6,8E-8$ s, wurden lediglich miteinander verbundene (jeweils j mit i und k) Excel-Tabellen benutzt, Code ist nicht zwingend notwendig.

Der zweite mögliche Flexibilisierungsaspekt zieht ebenfalls auf die Minderung der Abhängigkeit von „massiven, quasistarren“ Festkörperwerkzeughälften ab und wurde bereits zum Patent angemeldet. Das übergeordnete Ziel ist hier eine hohe Einsparung oder direkte Wiederverwendbarkeit von Werkzeugwerkstoff (\neq einzuschmelzende Werkzeugstähle). So soll die Formgebung nur durch eine dünne Schale sichergestellt werden, die vorzugsweise additiv aus Kunststoff hergestellt wird. Diese Schale ist hinterfüllt mit einem sogenannten scherverzähenden Fluid (STF – Shear Thickening Fluid, **Bild 7.4** links), das vor und nach der Umformung einfach umgefüllt werden kann. In der Vaporisationsumformung prallt das Blechwerkstück dynamisch auf die Werkzeugschale auf. Dadurch erhöht sich - dehnratenabhängig - quasi instantan die Viskosität des STF wesentlich, so dass es sich kurzzeitig festkörperartig verhält und so die Umformkräfte abstützt (Bild 7.4 rechts). Die formgebende Schale fungiert somit nur als Druckübertragungsschicht. Durch den Flüssig-Fest-Übergang bei Werkstückaufprall zeigt das Werkzeug auch dämpfende Eigenschaften. Das dies in der Hochgeschwindigkeitsumformung von Vorteil sein kann, da so eventuellen Rücksprungeffekten nach dem Gesenkaufprall entgegengewirkt wird, beweisen Risch et al. (2004) bereits theoretisch. Lim et al. (2010)

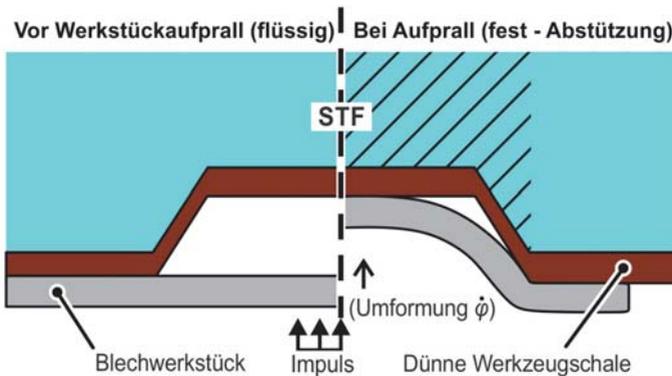


Bild 7.4: Prinzipskizze eines Aufprall-bedingten Flüssig-Fest-Werkzeugkonzeptes (Hahn et al., 2021, bzw. DE 10 2020 006 753.0).

charakterisieren STFs mit temporären Festigkeits- und Steifigkeitswerten ähnlich mancher Kunststoffe (etwa PLA - Polylactid) bei Dehnraten im Bereich von 10^4 1/s. Die Eignung solch relativ „weicher“ Festkörpereigenschaften für Hochgeschwindigkeitsumformwerkzeuge demonstrieren Pegel et al. (2018) ohne STF bereits für die elektrohydraulische Umformung. Erste eigene Experimente, die allerdings mittels elektromagnetischer Umformung durchgeführt wurden, demonstrieren die grundsätzliche Funktionstüchtigkeit des beschriebenen STF-Konzeptes (Hahn et al., 2021).

Bezüglich der zwei vorgestellten Aspekte weiterführende, v. a. technologische Validierungsuntersuchungen stellen zukünftige Forschungsthemen für eine gesteigerte Potenzialerschließung der Blechumformung mittels vaporisierender Aktuatoren dar. Dabei sollten auch weitere Blechwerkstoffe sowie ggf. nicht-quaderförmige Aktuatorbereiche in der Analyse berücksichtigt werden.

Außerdem stellt die Vaporisation konturnah gekrümmter Folien oder Drähte für die Kompression von Profilen oder Rohren einen noch unbesetzten Forschungsbereich dar.

Literaturverzeichnis

- Lohbeck, W. (Interview Süddeutsche Zeitung), 2019. „Null“ ist sowieso eine Illusion“. <https://www.sueddeutsche.de/wirtschaft/vw-elektroautos-lohbeck-interview-1.4445517>. Zuletzt besucht: Dezember 2019.
- Hahn, M., Gies, S., Tekkaya, A. E., 2019. Light enough or go lighter? *Materials and Design* 163, 107545.
- Hahn, M., Ben Khalifa, N., Weddeling, C., Shabaninejad, A., 2016 a. Springback behavior of carbon-fiber-reinforced plastic laminates with metal cover layers in v-die bending. *Journal of Manufacturing Science and Engineering* 138, 121016-1.
- Hahn, M., Ben Khalifa, N., Shabaninejad, A., 2018. Prediction of process forces in fiber metal laminate stamping. *Journal of Manufacturing Science and Engineering* 140, 031002-1.
- Gude, M., Lieberwirth, H., Meschut, G., Tekkaya, A. E., Zäh, M., 2018. FOREL Studie 2018 – Ressourceneffizienter Leichtbau für die Mobilität, Wandel – Prognose – Transfer. ISBN 978-3-68780-559-9.
- Homberg, W., 2000. Untersuchungen zur Prozessführung und zum Fertigungssystem bei der Hochdruck-Blech-Umformung. Dissertation, Universität Dortmund, Deutschland.
- Ramezani, M., Ripin, Z. M., 2012. Rubber-pad forming processes – Technology and applications. Woodhead Publishing.
- Martins, P. A. F., Bay, N., Skjoedt, M., Silva, M. B., 2008. Theory of single point incremental forming. *CIRP Annals – Manufacturing Technology* 57, S. 247-252.
- International Impulse Forming Group - I2FG e. V. / N., N., 2020. www.i2fg.org. Letzter Zugriff: März 2020.
- N. N., 2003. DIN 8584-3: Fertigungsverfahren Zugdruckumformen. Beuth Verlag.
- Zhang, Y., Babu, S. S., Prothe, C., Blakely, M., Kwasegroch, J., LaHa, M., Daehn, G. S., 2011. Application of high velocity impact welding at varied different length scales. *Journal of Materials Processing Technology* 211, S. 944-952.
- Youngdahl, C., K., 1970. Correlation parameters for eliminating the effect of pulse shape on dynamic plastic deformation. *Transactions of the ASME – Journal of Applied Mechanics* 37 (3), S. 744-752.

- Jones, N., 1989. Structural impact. Cambridge University Press.
- Winkler, R., 1973. Hochgeschwindigkeitsbearbeitung. VEB Verlag Technik Berlin.
- Prümmer, R., 1987. Explosivverdichtung pulvriger Substanzen – Grundlagen, Verfahren, Ergebnisse. Springer Verlag.
- Schinnerling, J., 1971. Die Explosivumformung – eine neue Verfahrenstechnik der Umformung. Werkstatt und Betrieb 104, S. 183-186.
- Schroeder, J. W., Explosive forming, In: Explosive Welding, Forming and Compaction. Applied Science Publishers.
- Mousavi, S. A. A. A., Riahi, M., Parast, A. H., 2007. Experimental and numerical analyses of explosive free forming. Journal of Materials Processing Technology 187-188, S. 512-516.
- Gurney, R. W., 1943. The initial velocities of fragments from bombs, shell, and grenades. Ballistics Research Laboratories Report No. 405, USA.
- Harvey, G. W., Brower, D. F., 1958. Metal forming device and method. US-Patent 2976907.
- Beerwald, C., 2005. Grundlagen der Prozessauslegung und –gestaltung bei der elektromagnetischen Umformung. Dissertation, Universität Dortmund, Deutschland.
- Golovashchenko, S. F., 2007. Material formability and coil design in electromagnetic forming. Journal of Materials Engineering and Performance 16, S. 314-320.
- Kiliclar, Y., Demir, O. K., Engelhardt, M., Rozgic, M., Vladimirov, I. N., Wulfinghoff, S., Weddeling, C., Gies, S., Klose, C., Reese, S., Tekkaya, A. E., Maier, H. J., Stiemer, M., 2016. Experimental and numerical investigation of increased formability in combined quasi-static and high-speed forming processes. Journal of Materials Processing Technology 237, S. 254-269.
- Risch, D., 2009. Energietransfer und Analyse der formgebundenen elektromagnetischen Umformung. Dissertation, TU Dortmund, Deutschland.
- Hahn, M., Weddeling, C., Lueg-Althoff, J., Tekkaya, A. E., 2016 b. Analytical approach for magnetic pulse welding of sheet connections. Journal of Materials Processing Technology 230, S. 131-142.
- Gies, S., 2018. Thermische Spulenverluste bei der elektromagnetischen Blechumformung. Dissertation, TU Dortmund, Deutschland.

- Psyk, V., Risch, D., Kinsey, B. L., Tekkaya, A. E., Kleiner, M., 2011. Electromagnetic forming – a review. *Journal of Materials Processing Technology* 211, S. 787-829.
- L'Eplattenier, P., Cook, G., Ashcraft, C., Burger, M., Imbert, J., Worswick, M., 2009. Introduction of an electromagnetism module in LS-Dyna for coupled mechanical-thermal-electromagnetic simulations. *Steel Research Int.* 80, S. 351-358.
- Unger, J., Stiemer, M., Schwarze, M., Svendsen, B., Blum, H., Reese, S., 2008. Strategies for 3D simulation of electromagnetic forming processes. *Journal of Materials Processing Technology* 199, S. 341-362.
- Lueg-Althoff, J., 2018. Fügen von Rohren durch elektromagnetische Umformung - Magnetpulsschweißen. Dissertation, TU Dortmund, Deutschland.
- Yutkin, L. A., 1955. Electrohydraulic effect. US Department of Commerce, Dokument 62-15184 MCL 1207/1-2 (Original in Russisch).
- Mamutov, A. V., Golovashchenko, S. F., Bonnen, J. J., Gillard, A. J., Dawson, S. A., Maison, L., 2016. Electrohydraulic forming of light weight automotive panels. In: *Proceedings of the 7th International Conference on High Speed Forming – ICHSF*, Dortmund, Deutschland.
- Rohatgi, A., Stephens, E. V., Soulami, A., Davies, R. W., Smith, M. T., 2011. Experimental characterization of sheet metal deformation during electro-hydraulic forming. *Journal of Materials Processing Technology* 211, S. 1824-1833.
- Homberg, W., Djakow, E., Damerow, O., 2014. Process reliability and reproducibility of pneumo-mechanical and electrohydraulic forming processes. In: *Proceedings of the 6th International Conference on High Speed Forming – ICHSF*, Daejeon, Korea.
- Golovashchenko, S. F., 2013. Electrohydraulic forming of near-net shape automotive panels. DOE Projektreport DE-FG36-08GO18128.
- Hassannejadasl, A., Green, D. E., Golovashchenko, S. F., Samei, J., Maris, C., 2014. Numerical modelling of electrohydraulic free-forming and die-forming of DP590 steel. *Journal of Manufacturing Processes* 16, S. 391-404.
- Mamutov, A. V., Golovashchenko, S. F., Mamutov, V. S., Bonnen, J. J. F., 2015. Modeling of electrohydraulic forming of sheet metal parts. *Journal of Materials Processing Technology* 219, S. 84-100.
- Golovashchenko, S. F., Gillard, A. J., Mamutov, A. V., 2013. Formability of dual phase steels in electrohydraulic forming. *Journal of Materials Processing Technology* 213, S. 1191-1212.

- Woo, M.-A., Noh, H.-G., Song, W.-J., Kang, B.-S., Kim, J., 2017. Experimental validation of numerical modeling of electrohydraulic forming using an Al 5052-H34 sheet. *International Journal of Advanced Manufacturing Technology* 93, S. 1819-1828.
- Vivek, A., Daehn, G. S., Taber, G. A., Johnson, J. R., 2013 a. Electrically driven rapidly vaporizing foils, wires and strips used for collision welding and sheet metal forming. Patent US 20130283878A1.
- Vivek, A., 2012. Rapid vaporization of thin conductors used for impulse metalworking. Dissertation, The Ohio State University, Columbus (OH), USA.
- Vivek, A., Taber, G. A., Johnson, J. R., Woodward, S. T., Daehn, G. S., 2013 b. Electrically driven plasma via vaporization of metallic conductors: A tool for impulse metal working. *Journal of Materials Processing Technology* 213, S. 1311-1326.
- N. N., 2008. DIN 1910-100. Schweißen und verwandte Prozesse – Begriffe. Beuth Verlag.
- Osher, J. E., Barnes, G., Chau, H. H., Lee, R. S., Lee, C., Speer, R., Weingart, R. C., 1989. Operating characteristics and modeling of the LLNL 100-kV electric gun. *IEEE Transactions on Plasma Science* 17, S. 392-402.
- Vivek, A., Hansen, S. R., Daehn, G. S., 2014 a. High strain rate metalworking with vaporizing foil actuator: Control of flyer velocity by varying input energy and foil thickness. *Review of scientific instruments* 85, 075101.
- Vivek, A., Daehn, G. S., 2019. Joining of dissimilar materials using impact welding. Patent US 20190015925A1.
- Thurston, B. P., Vivek, A., Nirudhoddi, B. S. L., Daehn, G. S., 2019. Vaporizing foil actuator welding. *MRS Bulletin* 44, S. 637-641.
- Chace, W. G., Levine, M. A., 1960. Classification of wire explosions. *Journal of Applied Physics* 31, S. 1298.
- Weingart, R. C., Lee, R. S., Jackson, R. K., Parker, N. L., 1976. Acceleration of thin flyers by exploding metal foils: Application to initiation studies. In: *Proceedings of the 6th International Symposium on Detonation*, Coronado (CA), USA.
- Zou, X. B., Mao, Z. G., Wang, X. X., Jiang, W. H., 2012. Two different modes of wire explosion for nano-powder production. *A Letters Journal Exploring The Frontiers of Physics – EPL* 97, 35004.

- Scholtes, J. H. G., Prinse, W. C., Bouma, R. H. B., Meuken, B., 2007. Development of exploding foil initiators for future IM. In: Proceedings of the Insensitive Munitions & Energetic Materials Techno-logy Symposium – IMEMTS, Oktober 2007, Miami (FL), USA.
- Wang, G., Zhao, J., Luo, B., Jiang, J., 2011. Magnetohydrodynamics of metallic foil electrical explosion and magnetically driven quasi-isentropic compression. In: Hydrodynamics – Avanced Topics, IntechOpen.
- Hahn, M., Weddeling, C., Taber, G., Vivek, A., Daehn, G. S., Tekkaya, A. E., 2016 c. Vaporizing actuator welding as a competing technology to magnetic pulse welding. *Journal of Materials Processing Technology* 230, S. 8-20.
- Winkler, R., 1973. Hochgeschwindigkeitsbearbeitung: Grundlagen und technische Anwendung elektrisch erzeugter Schockwellen und Impulsmagnetfelder. VEB-Verlag Technik.
- Zou, Y., Bi, H., Xiaohua, J., Liang, W., 2012 b. Relationships between bridge foil parameters and input pulse current. *Procedia Engineering* 45, S. 1020-1024.
- Sinton, R. P. W., 2011. Long distance exploding wires. Dissertation, University of Canterbury, Christchurch, New Zealand.
- Sedoi, V., Mesyats, G. A., Oreshkin, V. I., Valevich, V. V., Chemezova, L. I., 1999. The current density and the specific energy input in fast electrical explosion. *IEEE Transactions on Plasma Science* 27, S. 845-850.
- Sarkisov, G. S., Struve, K. W., McDaniel, D. H., 2004. Effect of current rate on energy deposition into exploding metal wires in vacuum. *Physics of Plasmas* 11, S. 4573-4580.
- Hansen, S. R., 2018. Vaporizing foil actuator parameters: Input characteristics, energy deposition, and pressure output. Dissertation, The Ohio State University, Columbus (OH), USA.
- Grigoriev, A. N., Pavlenko, A. V., 2009. Pressure generated by the electric explosion of metal foils. *Technical Physics Letters* 35, S. 865-868.
- Seydel, U., Schöfer, R., Jäger, H., 1975. Temperatur und Druck explodierender Drähte beim Verdampfungsbeginn. *Zeitschrift für Naturforschung A* 30 (9), S. 1166-1174.
- Cho, C., Murai, K., Suzuki, T., Suematsu, H., Jiang, W., Yatsui, K., 2004. Enhancement of energy deposition in pulsed wire discharge for synthesis of nanosized powders. *IEEE Transactions on Plasma Science* 32, S. 2062-2067.

- Sinars, D. B., Shelkovenko, T. A., Pikuz, S. A., Hu, M., Romanova, V. M., Chandler, K. M., Greenly, J. B., Hammer, D. A., Kusse, B. R., 2000. The effect of insulating coatings on exploding wire plasma formation. *Physics of Plasmas* 7, S. 429-432.
- Wiley, T. M., Champley, K., Hodgins, R., Lauderbach, L., Bagge-Hansen, M., May, C., Sanchez, N., Jensen, B. J., Iverson, A., van Buuren, T., 2016. X-ray imaging and 3D reconstruction of in-flight exploding foil initiator flyers. *Journal of Applied Physics* 119, 235901.
- Lee, W. M., Ford, R. D., 1988. Pressure measurements correlated with electrical explosion of metals in water. *Journal of Applied Physics* 64, S. 3851-3854.
- Sarathi, R., Chakravarthy, S. R., Venkateshaiah, C., 2004. Studies on generation and characterization of nanoalumina powder using wire explosion technique. *International Journal of Nanoscience* 3, S. 819-827.
- Cai, S., 2015. Tailored and double-direction pressure distributions for vaporizing-foil forming. Dissertation, TU Dortmund, Deutschland.
- Vivek, A., Brune, R. C., Hansen, S. R., Daehn, G. S., 2014 b. Vaporizing foil actuator used for impulse forming and embossing of titanium and aluminum alloys. *Journal of Materials Processing Technology* 241, S. 865-875.
- Ebenhöch, S., Nau, S., Häring, I., 2015. Validated model-based simulation tool for design optimization of exploding foil initiators. *Journal of Defense Modeling and Simulation: Applications, Methodology, Technology* 12, S. 189-207.
- Tucker, T. J., Stanton, P. L., 1975. Electrical Gurney energy: A new concept in modeling of energy transfer from electrically exploded conductors. Sandia National Laboratories (USA) Report SAND 75-0244.
- Neal, W., Garasi, C., 2017. High fidelity studie of exploding foil initiator bridges, Part 3: ALEGRA MHD simulations. *AIP Conference Proceedings* 1793, 080008.
- Robinson, A. C., Brunner, T. A., Carroll, S., Drake, R., 2008. ALEGRA: An arbitrary Lagrangian-Eulerian multimaterial, multiphysics code. In: *Proceedings of the 46th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit – AIAA*, Januar 2008, Reno (NV), USA.
- Wu, J., Wang, L., Li, Y., Sultan, M., Chen, L., 2018. Characteristics of a plasma flow field produced by a metal array bridge foil explosion. *Plasma Science and Technology* 20, 075501.
- N. N., 2019 a. <https://www.3dmetalforming.com/markets-products/>. Zuletzt besucht: Dezember 2019.

- Song, J., 2011. Microstructure and properties of interfaces formed by explosion cladding of titanium to low carbon steel. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Deutschland.
- N. N., 2019 b. <https://www.tei.co.uk/services/explosive-engineering/>. Zuletzt besucht: Dezember 2019.
- Cantergiani, E., Avriillaud, G., Deroy, J., Raveleau, F., Mazars, G., 2018. Example of two industrial electro-hydraulic forming applications highlighting the advantages of high strain rates. In: Proceedings der Konferenzen: Neuere Entwicklungen in der Blechumformung – NEBU und in der Hydroumformung – NEHY 2018, Fellbach, Deutschland.
- Pegel, H., Langstädtler, L., Herrmann, M., Schenk, C., Kuhfuss, B., 2018. Electrohydraulic sheet metal forming with flexible tools. In: Proceedings of the 5th International Conference on New Forming Technology – ICNFT, September 2018, Bremen, Deutschland.
- Lai, Z., Cao, Q., Han, X., Liu, N., Chen, M., Li, X., Huang, Y., Chen, Q., Li, L., 2018. Application of electromagnetic forming as a light-weight manufacturing method for large-scale sheet metal parts. In: Proceedings of the 8th International Conference on High Speed Forming – ICHSF, May 2018, Columbus (OH), USA.
- Shang, J., Wilkerson, L., Hatkevitch, S., Daehn, G. S., 2010. Commercialization of fuel cell bipolar plate manufacturing by electromagnetic forming. In: Proceedings of the 8th International Conference on High Speed Forming – ICHSF, March 2010, Columbus (OH), USA.
- N. N., 2015. https://tu-dresden.de/ing/maschinenwesen/if/ressourcen/dateien/aktuelles/jahresberichte/if_jahresbericht_2014_15.pdf?lang=de (aus: Jahresbericht des Instituts für Fertigungstechnik, TU Dresden).
- N. N., 2019 c. <http://www.magneform.com/pres.html>. Zuletzt besucht: Dezember 2019.
- Vivek, A., Weddeling, C., Hahn, M., Daehn, G. S., Tekkaya, A. E., 2014 c. Electrically driven plasma via vaporization of metallic conductors: A novel tool for joining tubular workpieces. *Procedia CIRP* 18, S. 62-67.
- Vivek, A., Daehn, G. S., 2014. Vaporizing foil actuator: A versatile tool for high energy-rate metal working. *Procedia Engineering* 81, S. 2129-2134.

- N. N., 2019 d. https://www.salzgitter-flachstahl.de/fileadmin/footage/MEDIA/gesellschaften/szfg/informationsmaterial/produktinformationen/kaltgewalztes_feinblech/deu/dc01.pdf. Zuletzt besucht: Dezember 2019.
- Strand, O. T., Berzins, L. V., Goosman, D. R., Kuhlow, W., Sargis, P. D., Whitworth, T. L., 2004. Velocimetry using heterodyne techniques. Lawrence Livermore National Laboratory (USA) Report UCRL-CONF-206034.
- Tucker, T. J., Toth, R. P., 1975. A computer code for the prediction of the behavior of electrical circuits containing exploding wire elements. Sandia National Laboratories (USA) Report SAND 75-0041.
- Kaiser, S., Kaefer, M., Schäfers, E., Sporbert, T., Budig, P.-K., Wickleder, Ecorchard, G., Koch, T., 2012. Effizienz im Energiemanagement mit elektrischer Energiespeicherung in der Umformtechnik. Schlussbericht BMWi-Projekt Förderkennzeichen 0327473.
- Zienkiewicz, O. C., Taylor, R. L., Zhu, J. Z., 2013. The finite element method: Its basis and fundamentals. Butterworth-Heinemann.
- Antonova, E. E., Looman, D. C., 2005. Finite elements for thermoelectric device analysis in Ansys. In: Proceedings of the 24th IEEE International Conference on Thermoelectrics – ICT, Clemson, USA.
- Kazimierczuk, M. K., 2011. High-frequency magnetic components. John Wiley & Sons.
- Leitner, M., Leitner, T., Schmon, A., Aziz, K., Pottlacher, G., 2017. Thermophysical properties of liquid aluminum. Metallurgical and Materials Transactions A 48A, S. 3036-3045.
- Gathers, G. R., 1983. Thermophysical properties of liquid copper and aluminum. International Journal of Thermophysics 4, S. 209-226.
- Milchberg, H. M., Freeman, R. R., Davey, S. C., More, R. M., 1988. Resistivity of a simple metal from room temperature to 106 K. Physical Review Letters 61, S. 2364-2367.
- Grigoriev, A. N., Karnaukhov, E. I., Pavlenko, A. V., Sedoi, V. S., 2015. Influence of the foil material on the uniformity of the mechanical pressure pulse in electrical explosion of metal foils. Journal of Applied Mechanics and Technical Physics 56, S. 136-142.

- Raja, J., Muralikrishnan, B., Fu, S., 2002. Recent advances in separation of roughness, waviness and form. *Journal of the International Societies for Precision Engineering and Nanotechnology* 26, S. 222-235.
- Burkhalter, P. G., Dozier, C. M., Nagel, D. J., 1977. X-ray spectra from exploded-wire plasmas. *Physical Review A* 15, S. 700-717.
- Haines, M. G., Lebedev, S. V., Chittenden, J. P., Beg, F. N., Bland, S. N., Dangor, A. E., 2000. The past, present, and future of Z pinches. *Physics of Plasmas* 7, 1672-1680.
- Kamal, M., 2005. A uniform pressure electromagnetic actuator for forming flat sheets. Dissertation, The Ohio State University, Columbus (OH), USA.
- Thibaudeau, E., Kinsey, B. L., 2015. Analytical design and experimental validation of uniform pressure actuator for electromagnetic forming and welding. *Journal of Materials Processing Technology* 215, S. 251-263.
- Anderson, G. W., Neilson, F. W., 1959. Use of the "action integral" in EW studies. Sandia Corporation (USA) Report SCR -94.
- Al-Hassani, S. T. S., Can, M., Watson, E. J., 1986. A second order approximation to nonlinear circuit equations as applied to high energy electrical discharge processes. *Journal of Computational and Applied Mathematics* 15, S. 175-189.
- Tillotson, J. H., 1962. Metallic equations of state for hypervelocity impact. General Atomic (USA) Report GA-3216.
- Royce, E. B., 1971. Gray, a three-phase equation of state for metals. Lawrence Livermore National Laboratory (USA) Report UCRL-51121.
- Brodie, R. N., Hormuth, J. E., 1966. The Puff 66 computer program. Air Force Weapons Laboratory (USA) Report AFWL-TR-66-48.
- Grüneisen, E., 1912. Theorie des festen Zustandes einatomiger Elemente. *Analen der Physik* 39, S. 257-306.
- Hiermaier, S. J., 2007. Structures under crash and impact – Continuum mechanics, discretization and experimental characterization. Springer Science & Business Media.
- Gathers, G. R., 1994. Selected topics in shock wave physics and equation of state modeling. World Scientific Verlag, ISBN 9789810216917, 9810216912.

- Martynyuk, M. M., 1977. Phase explosion of a metastable fluid. *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 13 (2), S. 178–191.
- Shamsundar, N., Lienhard, J. H., 1993. Equations of state and spinodal lines – a review. *Nuclear Engineering and Design* 141, S. 269-287.
- Bulgakova, N. M., Bulgakov, A. V., 2001. Pulsed laser ablation of solids: transition from normal vaporization to phase explosion. *Applied Physics A* 73, S. 199-208.
- Bhatt, D., Jasper, A. W., Schulz, N. E., Siepmann, J. I., Truhlar, D. G., 2006. Critical properties of aluminum. *Journal of the American Chemical Society* 128, S. 4224-4225.
- Dooge, D., Dwarampudi, R., Schaffner, G., Miller, A., Thyagarajan, R., Vunnam, M., Babu, V., 2011. Evolution of occupant survivability simulation framework using fem-sph coupling. In: *Proceedings of the NDIA Ground Vehicle Systems Engineering and Technology Symposium*, August 2011, Dearborn (MI), USA.
- Banabic, D., Bunge, H.-J., Pöhlandt, K., Tekkaya, A. E., 2000. *Formability of metallic materials*. Springer-Verlag, ISBN 3-540-67906-5.
- Gingold, R. A., Monaghan, J. J., 1977. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 181, S. 375-389.
- Hiermaier, S., Könke, D., Stilp, A. J., Thoma, K., 1997. Computational simulation of the hypervelocity impact of al-spheres on thin plates of different materials. *International Journal of Impact Engineering* 20, S. 363-374.
- Filho, C. A. D. F., 2019. *Smoothed particle hydrodynamics – Fundamental and basic applications in continuum mechanics*. Springer Nature Switzerland.
- N. N., 2020. http://docs.neutrinodynamics.com/neutrino_physics_guide/. Zuletzt besucht: Januar 2020.
- Hayhurst, C. J., Clegg, R. A., 1997. Cylindrically symmetric sph simulations of hypervelocity impacts on thin plates. *International Journal of Impact Engineering* 20, S. 337-348.
- Jones, D. A., Belton, D., 2006. *Smoothed Particle Hydrodynamics: applications within DSTO*. Defence Science and Technology Organisation Victoria (Australia) report ADA463727.

- Heckötter, C., Sievers, J., 2012. Validierung von Analysemethoden zur Simulation von Aufprallversuchen im In- und Ausland. Abschlussbericht Reaktorsicherheitsforschung-Vorhaben RS1182 (GRS-A-3677).
- Trzepieciniski, T., 2019. A study of the coefficient of friction in steel sheets forming. *Metals* 9 (988), S. 1-11.
- Schraml, S. J., Kimsey, K. D., 1998. Smoothed Particle Hydrodynamics simulation of disk-shaped penetrator impact. U.S. Army Research Laboratory report ARL-TR-1766.
- Reese, L., Qiu, T., Linzell, D., Rado, Z., 2016. Field-scale testing and numerical investigation of soil-boulder interaction under vehicular impact using FEM and coupled FEM-SPH formulations. Civil Engineering Faculty Publications 143.
- Traphoener, H., Clausmeyer, T., Tekkaya, A. E., 2018. Material characterization for plane and curved sheets using the in-plane torsion test – an overview. *Journal of Materials Processing Technology* 257, S. 278-287.
- Mohr, D., Gary, G., 2007. M-shaped specimen for the high strain rate tensile testing using a Split Hopkinson bar apparatus. *Experimental Mechanics* 47 (5), S. 681-692.
- Wernicke, S., Thier, U., Hahn, M., Tekkaya, E., 2020. Controlling material flow in incremental sheet-bulk metal forming by thermal grading. *Procedia Manufacturing* 50, S. 257-264.
- Mirzaie, T., Mirzadeh, H., Cabrera J.-M., 2016. A simple Zerilli-Armstrong constitutive equation for modeling and prediction of hot deformation flow stress of steels. *Mechanics of Materials* 94., S. 38-45.
- Li, Y., Tang, S., Kröger, M., Liu, W. K., 2016. Molecular simulation guided constitutive modeling on finite strain viscoelasticity of elastomers. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 88, S. 204-226.
- Botz, M., Kraus, M. A., Siebert, G., 2018. Experimental determination of the shear modulus of polymeric interlayers used in laminated glass. In: *Proceedings of GlasCon Global 2018, Chicago (USA)*.
- Darvish, K. K., Takhounts, E. G., Mathews, B. T., Crandall, J. R., Chou, C. C., 1999. A nonlinear viscoelastic model for polyurethane foams. *SAE Transactions* 108 (5), S. 209-215.

- Hazell, P. J., Edwards, M. R., Longstaff, H., Erskine, J., 2009. Penetration of a glass-faced transparent elastomeric resin by a lead-antimony-cored bullet. *International Journal of Impact Engineering* 36, S. 147-153.
- Doman, D. A., Cronin, D. S., Salisbury, C. P., 2006. Characterization of polyurethane rubber at high deformation rates. *Experimental Mechanics* 46, S. 367-376.
- Yang, L. M., Shim, V. P. W., Lim, C. T., 2000. A visco-hyperelastic approach to modelling the constitutive behavior of rubber. *International Journal of Impact Engineering* 24, S. 545-560.
- N. N., 2012. DIN EN ISO 527-2: Kunststoffe – Bestimmung der Zugeigenschaften – Teil 2: Prüfbedingungen für Form- und Extrusionsmassen. Beuth Verlag.
- Schonberg, W. P., 1993. Characterizing the material in a debris cloud created in a hypervelocity impact. In: *Proceedings of the First European Conference on Space Debris*, Darmstadt, Deutschland (ESA SD-01).
- Demir, K., Goyal, S., Hahn, M., Tekkaya, A. E., 2020. Novel approach and interpretation for the determination of electromagnetic forming limits. *Materials* 13 (18) – 4175.
- Van der Velden, A., Koch, P., 2010. Isight design optimization methodologies. *ASM Handbook Vol. 22B – Application of Metal Processing Simulations*.
- Risch, D., Beerwald, C., Brosius, A., Kleiner, M., 2004. On the significance of the die design for electromagnetic sheet metal forming. *Proceedings of the 1st International Conference on High Speed Forming – ICHSF, 2010, Columbus (OH), USA*.
- Lim, A. S., Lopatnikov, S. L., Wagner, N. J., Gillespie Jr, J. W., 2010. Investigating the transient response of a shear thickening fluid using the split Hopkinson pressure bar technique. *Rheologica Acta* 49, S. 879-890.
- Pegel, H., Langstädtler, L., Herrmann, M., Schenk, C., Kuhfuss, B., 2018. Electrohydraulic sheet metal forming with flexible tools. *Matec Web of Conferences* 190 (ICNFT2018), 12001.
- Hahn, M., Kumar, V., Tekkaya, A. E., 2021. Impact-activated fluid-solid tool: towards more flexible high speed forming. Vortrag auf der 9th International Conference on High speed Forming ICHSF (held online), <http://dx.doi.org/10.17877/DE290R-22513>. Auf Basis von Patentanmeldung DE 10 2020 006 753.0, 2020.

Anhang A - Details Experimentaldaten

Nachfolgend werden einige Schlüsseldaten der durchgeführten Referenzexperimente (Kapitel 4) aufgelistet, absteigend sortiert bzgl. der erreichten spezifischen Energieeinbringung eines aktiven Aluminiumaktuatorbereichs in der ersten Spalte (Gl. (4.3)). Dabei wird nicht zwischen Experimenten mit oder ohne Umformung unterschieden. Es handelt sich jeweils um Durchschnittswerte von zwei bis fünf Wiederholversuchen.

energy density w [MJ/kg]	machine config. [C in μ F]	charging energy W_0 [J]	total deposition W [J]	burst point t_b [μ s]	max. current I [kA]	foil width b_0 [mm]	foil length l_0 [mm]	foil thickness s_0 [mm]
26.48	40	3000	2180	4.53	107.30	24.00	50.00	0.0254
24.84	40	2400	2044	6.38	107.60	6.00	40.00	0.1270
24.49	40	2400	2016	5.19	100.20	6.00	50.00	0.1016
22.18	40	2400	1825	4.67	89.09	9.00	66.67	0.0508
21.77	40	2400	1792	5.01	94.51	24.00	50.00	0.0254
21.26	40	2400	1750	4.62	87.03	4.50	66.67	0.1016
20.85	40	2400	1716	4.37	89.09	18.00	66.67	0.0254
20.47	40	2000	1685	5.72	90.65	6.00	50.00	0.1016
20.12	40	2000	1656	6.88	101.90	6.00	40.00	0.1270
19.94	40	2000	1641	5.08	83.79	9.00	66.67	0.0508
19.75	40	2000	1625	5.52	88.67	24.00	50.00	0.0254
19.57	40	2400	1610	4.46	85.82	6.00	66.67	0.0762
19.38	40	1750	1595	5.99	90.43	24.00	50.00	0.0254
19.07	40	2000	1570	4.73	84.70	18.00	66.67	0.0254
18.84	40	2000	1551	4.86	83.15	4.50	66.67	0.1016
18.70	360	10000	4508	9.16	177.59	18.00	62.00	0.0800
18.67	40	1750	1536	6.18	88.92	6.00	50.00	0.1016
18.54	40	2000	1525	4.85	80.82	6.00	66.67	0.0762
18.50	360	10000	4212	9.12	176.96	17.00	62.00	0.0800
18.31	40	1750	1507	5.44	80.47	9.00	66.67	0.0508
18.13	40	1750	1492	7.63	95.67	6.00	40.00	0.1270
17.86	40	1750	1470	5.23	78.89	4.50	66.67	0.1016
17.43	40	1600	1435	8.25	92.58	6.00	40.00	0.1270
17.38	40	1600	1430	6.51	85.47	6.00	50.00	0.1016
17.30	40	1750	1424	5.21	78.11	18.00	66.67	0.0254
17.00	40	1750	1399	5.13	75.38	6.00	66.67	0.0762
16.90	360	8000	4074	10.88	161.10	18.00	62.00	0.0800
16.60	360	8000	3779	10.50	162.53	17.00	62.00	0.0800
16.44	426	4800	1353	8.87	73.95	24.00	50.00	0.0254
16.37	40	1600	1348	5.45	75.87	4.50	66.67	0.1016
15.59	426	2400	1283	13.20	71.86	6.00	40.00	0.1270
14.56	40	1300	1198	6.19	72.60	18.00	66.67	0.0254
14.47	426	2400	1190	11.97	63.29	6.00	50.00	0.1016
14.43	40	1300	1187	6.37	72.56	9.00	66.67	0.0508
14.16	40	1300	1165	5.95	70.55	4.50	66.67	0.1016
13.70	360	6000	3302	12.96	153.00	18.00	62.00	0.0800

13.67	40	1300	1125	7.17	78.37	6.00	50.00	0.1016
13.66	40	1300	1124	5.83	70.17	6.00	66.67	0.0762
13.55	40	1300	1115	7.37	76.87	24.00	50.00	0.0254
13.50	360	6000	3073	12.80	145.48	17.00	62.00	0.0800
13.31	426	2400	1096	11.74	62.08	24.00	50.00	0.0254
12.91	40	3000	1062	2.85	68.48	12.00	100.00	0.0254
12.60	360	6000	2450	9.57	125.61	18.00	66.70	0.0600
12.38	40	2400	1019	3.16	64.48	12.00	100.00	0.0254
11.93	360	4800	1160	6.68	74.94	18.00	66.70	0.0300
11.71	40	2000	964	3.51	61.89	12.00	100.00	0.0254
11.59	40	2000	954	3.53	57.66	6.00	100.00	0.0508
11.34	40	1000	933	6.83	65.21	4.50	66.67	0.1016
11.22	40	2400	923	3.18	60.95	6.00	100.00	0.0508
11.20	360	4800	2179	11.95	112.95	18.00	66.70	0.0600
11.16	40	1750	918	3.74	56.08	6.00	100.00	0.0508
10.69	360	3600	1040	8.10	64.21	18.00	66.70	0.0300
10.45	40	1300	860	4.31	47.46	12.00	100.00	0.0254
10.31	426	2400	849	10.31	51.40	6.00	66.67	0.0762
9.99	40	1300	822	4.26	52.79	6.00	100.00	0.0508
7.54	40	2700	620	2.83	37.86	6.00	200.00	0.0254
7.44	40	3000	612	2.65	38.25	6.00	200.00	0.0254
6.75	40	3000	556	2.21	49.83	8.00	150.00	0.0254
6.65	40	3000	548	2.88	36.19	6.00	200.00	0.0254
6.57	40	2400	540	2.53	46.66	8.00	150.00	0.0254
6.53	40	1300	538	3.54	39.74	8.00	150.00	0.0254
6.50	426	2400	535	9.46	35.31	6.00	100.00	0.0508
6.10	40	2000	502	2.60	45.49	8.00	150.00	0.0254
6.03	426	2400	496	8.40	36.62	12.00	100.00	0.0254
5.86	40	2400	482	2.81	35.91	6.00	200.00	0.0254
4.94	40	2400	407	2.38	36.64	6.00	200.00	0.0254
4.53	80	6000	373	1.78	41.71	6.00	200.00	0.0254
3.41	40	2000	281	2.10	35.40	6.00	200.00	0.0254
3.24	360	4800	630	4.87	60.86	8.00	150.00	0.0600
2.77	80	2400	228	2.33	32.80	6.00	200.00	0.0254
2.70	40	1300	222	2.31	32.40	6.00	200.00	0.0254
2.47	360	4800	240	2.91	37.47	8.00	150.00	0.0300
2.39	360	3600	465	5.22	57.43	8.00	150.00	0.0600
2.13	426	7200	175	3.26	25.85	6.00	200.00	0.0254
2.12	426	8800	174	3.20	27.67	6.00	200.00	0.0254
1.98	360	3600	192	3.27	34.82	8.00	150.00	0.0300
1.82	426	6000	150	3.50	25.13	6.00	200.00	0.0254
1.80	426	2400	148	6.14	25.08	8.00	150.00	0.0254
1.59	426	4800	131	3.69	22.95	6.00	200.00	0.0254
1.44	426	2400	119	4.49	19.65	6.00	200.00	0.0254
1.39	426	2400	114	4.18	19.09	6.00	200.00	0.0254

(Listenfortführung vorheriger Seite)

Anhang B - Details Numerisch-resistives Modell

Zwecks voller Nachvollziehbarkeit wird hier eine beispielhafte Auflistung des APDL-Skriptes für eine vollständige Simulationsdurchführung aus Kapitel 5.1.1 (Preprocessing, Lösung und Postprocessing, eingerahmt mit ‘!’ vor Kommentierung) zur numerischen Modellierung der thermoelektrischen Einbringung der Berstenergie aufgeführt. APDL wurde als Programmierwerkzeug verwendet, da so – neben einer Automatisierung – nötige Operationen und Features nutzbar sind, die in der grafischen Benutzeroberfläche von Ansys nicht vorhanden sind.

```
!Units system followed in the single foil simulation
!Mass: 10^12 kg
!Length: m
!Time: s
!Temperature: K
!Density: 10^12 kg/m3
!Force: 10^12 N
!Energy: 10^12 J or Tera-Joule (TJ)
!Enthalpy: 10^6 MJ/m3 or TJ/m3
!Current: 10^3 A or kA
!Charge: 10^3 As or kAs or kC
!Voltage: 10^9V
!Resistance: 10^6 Ohm or Mega-Ohm
!Resistivity: 10^6 Ohm-m or Mega-Ohm-m

/PREP7                                     !Entering the preprocessor in APDL
-----
!Unit System Selection (e.g. MKS, SI; CGS etc.)
/UNITS,SI                                  !Setting the Units to SI: kg,m,s,Kelvin
-----
!Suppress the message
/UIS,MSGPOP,3                              !Only errors will be displayed
-----
!Element Type Selection
ET,1,SOLID5                                !Element No. 1, Element type: 8 noded brick solid 5
KEYOPT,1,1,1 !Keyopt activating Temperature, Voltage and Magnetism degrees of freedom
-----
!Material Properties (Electrical Resistivity v Temp., Enthalpy v Temp., Thermal Conductivity, Density)
!Importing Electrical Resistivity and Enthalpy v Temp from external CSV files
/INQUIRE,numLinesforMaterialData,LINES,enthalpyArray.csv
!Inquire total number of lines (to be read and not be read) of resistivity data from csv file 'enthalpyArray.csv'
  toSkip = 1                               !Number of lines of data to skip in the csv file (for data labels etc.)
  toRead = numLinesforMaterialData - toSkip !Number of lines to read in the csv files
!Reading the Temperature Data (the list of temperatures at which the other properties will be defined)
*DEL,temperatureData,,NOPR
!Delete any parameter called 'temperatureData' (for e.g from a previous run)
*DIM,temperatureData,ARRAY,toRead         !Create an array 'temperatureData'
*VREAD,temperatureData,temperatureArray, csv,,,,,toSkip
!Read the data from CSV file 'temperatureArray' and place into table 'temperatureData'
(G10.0)
!Fortran data format to be imported (10 represents the number of significant digits before the decimal point)

!Reading the Electrical Resistivity vs Temp data from file 'tableResistivity.csv'
```

```

*DEL,resistivityData,,NOPR
!Delete any parameter called 'resistivityData' (for e.g from a previous run)
*DIM,resistivityData,ARRAY,toRead !Create an array 'resistivityData'
*VREAD,resistivityData,resistivityArray, csv,,,,,,toSkip
!Read the data from CSV file 'resistivityArray' and place into table 'resistivityData'
(G16.8)
!Fortran data format to be imported (16 and 8 represent the number of significant digits before and
after the decimal point respectively)

!Reading the Enthalpy vs Temp data from file 'tableEnthalpy.csv'
*DEL,enthalpyData,,NOPR
!Delete any parameter called 'enthalpyData' (for e.g from a previous run)
*DIM,enthalpyData,ARRAY,toRead !Create an array 'enthalpyData'
*VREAD,enthalpyData,enthalpyArray, csv,,,,,,toSkip
!Read the data from CSV file 'enthalpyArray' and place into table 'enthalpyData'
(G16.8)
!Fortran data format to be imported (16 and 8 represent the number of significant digits before and
after the decimal point respectively)

flag = (numLinesforMaterialData-1)/2
!Data is input into APDL material property database using a loop, 2 at a time for a maximum of 100
data points, 'flag' is maximum number of iterations of the loop

!As two data points are input in each iteration, the data points should be an even number and total
number of lines in data file (including the column headings) should be an odd number

!Loop to enter tabular material data into APDL material database
*DO,ii,1,flag,1 !Loop to run from 1 to flag
MPTEMP,,temperatureData(2*ii-1),temperatureData(2*ii)
!Importing the temperatures from the array 'temperatureData' two at a time
MPDATA,RSVX,1,,resistivityData(2*ii-1),resistivityData(2*ii)
!Importing the resistivity values for the above temperatures from the array 'resistivityData', two at a
time

MPDATA,ENTH,1,,enthalpyData(2*ii-1),enthalpyData(2*ii)
!Importing the enthalpy values for the above temperatures from the array 'enthalpyData', two at a
time

*ENDDO !End of material data entry loop

!Other properties invariant with temperature (thermal conductivity, density)
MP,KXX,1,205E-12
!Constant negligible conductivity (insignificant thermal conduction occurs in given time interval)
MP,DENS,1,2700/1E12
!Constant Density for mass calculation assuming no change in volume or mass during the process
MP,MURX,1,0
!Setting the magnetic permeability of the material (relative permeability) to 0, avoiding magnetic ef-
fects in the simulation
!-----
SHPP,OFF
!Element shape checking 'OFF', preventing errors due to irregular/extreme aspect ratio/shape of el-
ement
!-----
!Creating the Geometry (Half Specimen due to symmetry)
!Variables for Auto-generation of geometry

L1 = 0.03 !Length of the straight region of the inactive zone
IAC = 1 !Ratio of horizontal length of straight and slant part of the inactive zones
R1 = 0.01 !Radius of the fillet between the straight-inactive and the slant inactive zones
L2 = 150E-3 !Active Length of the specimen

```

```

R2 = 0.01 !Radius of the fillet between the slant inactive zone and the active specimen
B1 = 0.05 !Breadth of the straight inactive zone
B2 = 8E-3 !Breadth of the active zone of the specimen
Thi = 6E-5 !Thickness of the specimen

```

```
!Generating the Keypoints
```

```

K,1,0,0,0
K,2,L1,0,0
K,3,L1+(L1/AC),0,((B1/2)-(B2/2))
K,4,L1+(L1/AC)+L2,0,((B1/2)-(B2/2))
K,5,L1+2*(L1/AC)+L2,0,0
K,6,2*L1+2*(L1/AC)+L2,0,0
K,7,2*L1+2*(L1/AC)+L2,0,B1/2
K,8,0,0,B1/2

```

```
!Generating Lines from Keypoints
```

```

L,1,2 !Line No. 1
L,2,3 !Line No. 2
L,3,4 !Line No. 3
L,4,5 !Line No. 4
L,5,6 !Line No. 5
L,6,7 !Line No. 6
L,7,8 !Line No. 7
L,8,1 !Line No. 8

```

```
!Generating Fillets (arcs of given radii) between lines
```

```

LFILLT,1,2,R1 !Fillet at the intersection point of line 1 and 2 of radius R1
LFILLT,2,3,R2
LFILLT,3,4,R2
LFILLT,4,5,R1

```

```
!Generating new keypoints generated due to filleting
```

```
*GET,KPX11,KP,11,LOC,X
```

```
!Get the X coordinate of the Keypoint 11 (Keypoint 11 was created at the end of the fillet automatically due to filleting) and store it in variable 'KPX11'
```

```
K,17,KPX11,0,B1/2
```

```
!Create Keypoint 17 on the straight edge of the half specimen at the X coordinate distance KPX11
```

```
*GET,KPX12,KP,12,LOC,X
```

```
K,18,KPX12,0,B1/2
```

```
*GET,KPX13,KP,13,LOC,X
```

```
K,19,KPX13,0,B1/2
```

```
*GET,KPX14,KP,14,LOC,X
```

```
K,20,KPX14,0,B1/2
```

```
*GET,KPX9,KP,9,LOC,X
```

```
K,21,KPX9,0,B1/2
```

```
*GET,KPX10,KP,10,LOC,X
```

```
K,22,KPX10,0,B1/2
```

```
*GET,KPX15,KP,15,LOC,X
```

```
K,23,KPX15,0,B1/2
```

```
*GET,KPX16,KP,16,LOC,X
```

```
K,24,KPX16,0,B1/2
```

```

!Generating new lines from the new keypoints generated due to filleting
L,11,17
!Line between point 11 (auto-generated due to filleting) and point 17 (created with the same X-coor-
dinate as point 11 on the line of symmetry)
L,12,18
L,13,19
L,14,20
L,9,21
L,10,22
L,15,23
L,16,24

!Create lines in flat zone
LDELE,7,,,0                                !Delete line in flat zone to create new lines
!Start from line number 21
L,8,21                                       !Replaced the deleted line
L,21,22
L,22,17
L,17,18
L,18,19
L,19,20
L,20,23
L,23,24
L,24,7

!Generating the area from the above created lines and fillets
!Generate areas from lines
AL,1,17,7,8                                  !A1
AL,9,18,21,17                                !A2
AL,2,13,22,18                                !A3
AL,10,14,23,13                               !A4
AL,3,15,24,14                                !A5
AL,11,16,25,15                               !A6
AL,4,19,26,16                                !A7
AL,12,20,27,19                               !A8
AL,5,6,28,20                                !A9

!Generating the volume using extrusion of area
VEXT,1,,,Thi    !Extruding the area 1 by a distance of 'Thi' to create a volume of 'Thi' thickness
VEXT,2,,,Thi
VEXT,3,,,Thi
VEXT,4,,,Thi
VEXT,5,,,Thi
VEXT,6,,,Thi
VEXT,7,,,Thi
VEXT,8,,,Thi
VEXT,9,,,Thi    !Nine different volumes are created

-----
ALLSEL,ALL                                !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)
!Sizing and meshing of the geometry
!General Element Size (where sizing is not prescribed explicitly)
ElementLength = (7.5E-4)/3
ESIZE,ElementLength/3

!Sizing of lines (for meshing) along the thickness (only one line along the thickness needs to be
sized)

LSEL,S,LOC,X,0                                !Selecting of all lines in the yz-plane (x = 0)
LSEL,R,LOC,Z,0

```

```

!From the above set of lines, re-selecting lines which also lie on the xy-plane (only 1 line, along the
thickness)

LESIZE,ALL,,3
!Sizing of the selected line set (contains only one line), describing only 3 lines along the thickness
ALLSEL,ALL                                     !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)

!Sizing of the lines of the main geometry
LSEL,S,LINE,,1,8,1                               !Select lines number 1 to 8 in the increment of 1
CM,fullComp1,LINE                                !Create a component 'fullComp1' containing the lines 1 to 8
LESIZE,fullComp1,ElementLength
!Sizing of all the lines of the component 'fullComp1' for meshing, with the element length being 15E-
4

!Sizing of the lines created after filleting
LSEL,S,LINE,,13,28,1                             !Select lines number 13 to 28 in the increment of 1
CM,fullComp2,LINE                                !Create a component 'fullComp2' containing the lines 13 to 28
LESIZE,fullComp2,ElementLength
!Sizing of all the lines of the component 'fullComp2' for meshing, with the element length being 15E-
4

!Glueing the separate volumes together
VGLUE,1,2,3,4,5,6,7,8,9

!Mesh Options
MSHKEY,1                                           !Command to use 'Mapped Meshing' to obtain uniform grid shape
MSHAPE,0,3D                                       !Use hexahedral shaped (0) elements for 3D geometry
VSWEEP,1,1
!For the Vol no.1, sweep the mesh size from area 1 to obtain same meshing
ALLSEL,ALL                                     !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)

VSWEEP,10,2
ALLSEL,ALL

VSWEEP,11,3
ALLSEL,ALL

VSWEEP,12,4
ALLSEL,ALL

VSWEEP,13,5
ALLSEL,ALL

VSWEEP,14,6
ALLSEL,ALL

VSWEEP,15,7
ALLSEL,ALL

VSWEEP,16,8
ALLSEL,ALL

VSWEEP,17,9
ALLSEL,ALL

!-----
!Creating Foil Surface Imperfections (THIS IS OPTIONAL => MAY BE COMMENTED OUT)

!Variables
maxAmpX = 0.002E-3 !Max height of wave in x direction
maxAmpZ = 0.002E-3 !Max height of wave in z direction

```

```

PI = 4*atan(1)
WaviSpacing = 20E-3                                !Waviness spacing in the specimen

!Determination of the number of nodes in the active length
LSEL,S,LINE,,3
NSLL,S,1                                            !Select a line in the active length
*GET,numNodActLengthX,NODE,,COUNT
!Getting the number of nodes in the selected node set and storing in the variable 'numNo-
dActLengthX'
  ALLSEL,ALL                                        !Select everything

!Detaching the FEM from solid to make the movement of nodes possible independent of the sur-
face geometry

MODMSH,DETACH

EleWidX = (KPX13-KPX12)/(numNodActLengthX-1)
!Actual size of an element in the X-direction

*DO,distanceFlag,KPX12,KPX13,EleWidX

!Select the nodes along the z-lines
  NSEL,S,LOC,X,distanceFlag-(EleWidX/10),distanceFlag+(EleWidX/10)
  NSEL,R,LOC,Y,Thi                                !Selection of nodes in lines parallel to the x-direction

!Changing the y coordinate of the selected nodes
  NMODIF,ALL,,Thi+ (maxAmpX/2)*SIN(((2*PI)/(WaviSpacing))*(distanceFlag-KPX12))
  ALLSEL,ALL
*ENDDO

EleWidZ = (B2/2)/6                                !Actual size of an element in the z-direction

*DO,distanceFlagZ,B1/2,((B1/2)-(B2/2)),-1*(EleWidZ)

  NSEL,S,LOC,Z,distanceFlagZ-(EleWidZ/10),distanceFlagZ+(EleWidZ/10)
  NSEL,U,LOC,X,0,KPX12
  NSEL,U,LOC,X,KPX13+ElementLength/20,2*L1+2*(L1/IAC)+L2
  NSEL,R,LOC,Y,Thi-maxAmpX,Thi+maxAmpX
!Selection of already moved nodes parallel to the x direction, nodes are now not at y=Thi

!Get max and min node number of the selected set
*GET,maxNod,NODE,0,NUM,MAX
*GET,minNod,NODE,0,NUM,MIN

!Run a loop just for the selected set of nodes
ii = minNod

*DOWHILE,ii

  !Getting the current y-location (node height) and changing the y-location
  *GET,HEIGHT,NODE,ii,LOC,Y
  NMODIF,ii,,HEIGHT+(maxAmpZ/2)*COS(((2*PI)/(WaviSpacing))*(B1/2) - distanceFlagZ))
  *GET,nextNod,NODE,ii,NXTH
!Moving on to the next node number in the selected node set
  ii= nextNod
*ENDDO
  ALLSEL,ALL
*ENDDO
!-----
/SOLU !The Solver is activated

```

!Solution Settings

NLGEOM,ON

!Non-linear geometry activated, solver instructed to solve non-linear equations due to material, geometry etc.

ANTYPE,TRANS

!Analysis-type to be conducted, here 'Transient' analysis will be performed (Implicit, Dynamic), i.e. the solution at the end of load step is not a steady state solution

TIMINT,ON

!Turn on the transient effects

IKBC,1

!Apply load in a stepped fashion, i.e. do not linearly ramp load from the the value of the previous time step to the current step, rather apply the load curve-given value in the entire load step (Note: not valid if SOLCONTROL is ON)

!Convergence Settings

LNSRCH,ON

!Activate Line Search to be used with Newton-Raphson

SOLCONTROL,ON

!Use optimized non-linear solution defaults

NEQIT,100

!Change the maximum number of Newton Raphson iterations for one substep from default to 50 (providing more iterations to converge to the solution)

PRED,ON,,ON

!Activate the predictor in a non-linear analysis

CNVTOL, HEAT, 1E-12,,1E-12

!Convergence tolerance control for reference Heat Flow

!Initial Conditions

ALLSEL,ALL !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)

IC,ALL,TEMP,300 !Set the initial condition (initial temperature of all the nodes) to 300 K

!Time Steps and Increments

TSteps = 100

!Number of loadsteps needed in the problem

TIM_STR = 1E-16

!Initial time (time at the start of loading), not 0 but a small time interval away from 0

TIM_END = 4.87E-6

!Final time (time at the end of loading), recommended by the experimental setup

TIM_INC = (TIM_END-TIM_STR)/TSteps

!Size of the individual steps

!Import the tabular load curve (Current (kA) vs Time) from external CSV file 'current6.csv'

/INQUIRE,numLines,LINES,current6.csv

!Inquire the number of lines of data in the tabular load curve file 'current6.csv' and store the number of lines in variable 'numLines'

toSkip = 0

!Number of lines of load data to skip, for table labels etc.

toRead = numLines - toSkip

!Number of lines of data to be actually read by the command

*DEL,CURRENT,,NOPR

!Delete any parameter named 'CURRENT' made previously (in a previous run etc.)

*DIM,CURRENT,TABLE,toRead

```

!Create a table by the name 'CURRENT' to store the values of load (current) with the dimension
toRead x 1

*TREAD,CURRENT,current6.csv,,toSkip
!Read the tabular load data from file 'current6.csv' and store the data in the table 'CURRENT'
!-----

!Count nodes for the application of load
ALLSEL,ALL !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)
NSEL,S,LOC,X,0
!Select the nodes lying on the plane x = 0 (the yz-plane) as current is to be applied at one side of
the specimen

*GET,countNUM,NODE,,COUNT
!Get the count of the nodes in the selected set (above) and store the number of nodes in the varia-
ble 'countNUM'

ALLSEL,ALL !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)
!-----

!Time point values storage
timeFlag= 1
!Variable used for indexing the TimePointValue array (determines at which location the value will be
stored)

*DIM,TimePointValue,ARRAY,101
!Array for storing the time point value (the current time of the load step)
!-----

!Solve the problem

!Coupling the Voltage DOF for the left face to ensure the same value of voltage over the section
NSEL,S,LOC,X,0 !Selecting the nodes where loads are applied (on the x = 0, yz-plane)
CP,1,VOLT,ALL
!For the above selected nodes, create a node set numbered '1' and couple the Voltage DOF for
'ALL' the nodes in the node set

ALLSEL,ALL !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)

!Solve for different time steps
*DO,TM,TIM_STR,TIM_END,TIM_INC
!Start the loop with the loop counter TM as TIM_STR and run the loop till TM becomes TIM_END;
with each iteration, increment TM by TIM_INC

!Saving the time point value (current time) in the TimePointValue array
TimePointValue(timeFlag) = TM + TIM_INC
timeFlag = timeFlag+1 !Incrementing the array

!In-loadstep convergence settings
NSUBST,1,200,1
!Number of substeps in this loadstep: current value: 1, minimum value: 1, maximum value: 200

AUTOTS,ON !User automatic time stepping, i.e. predict and bisect (if needed), the size of
the substep in this loadstep

TIME,TM !Current time of the loadstep

!Application of Symmetry Boundary Condition
NSEL,S,LOC,Z,B1/2 !Selection of nodes from the line of symmetry of the half specimen
SF,ALL,HFLUX,0 !Assignment of 0 heat flux to the plane of symmetry

```

```

ALLSEL,ALL                                !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)

!Application of load-type boundary condition
NSEL,S,LOC,X,0    !Select the nodes where the load is to be applied (on the x = 0, yz-plane)
F,ALL,AMPS,CURRENT(TM)/(2*countNUM)
!Apply the current load from the table 'CURRENT' by using the time TM. The overall value of current
is divided by the number of nodes to apply 'CURRENT(TM)/countNUM' amount of current on each
node

ALLSEL,ALL                                !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)

!Application of the displacement-type boundary condition
NSEL,S,LOC,X,2*L1+2*(L1/IAC)+L2
!Select the nodes on the plane x =2*L1+2*(L1/IAC)+L2, which is opposite to the plane where the
loads are applied

D,ALL,VOLT,0    !Apply the voltage of 0 (potential drop to 0) on the selected nodes
ALLSEL,ALL    !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)
SOLVE    !Solve the problem for this loadstep
ALLSEL,ALL    !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)
OUTRES,ALL,LAST    !Write all the output DOFs on the results file
*ENDDO    !End of the loop at TM > TIM_END

FINISH    !End of the solver step

!-----
/POST26    !Enter the Time-History Postprocessor
!-----

!Number of variables allowed to be stored and used (default 10)
NUMVAR,150    !150 variables allowed to be stored, only around 25 will be used

!Get the number of elements
*GET,numElem,ELEM,0,COUNT
!Get the number of elements in the selected set (everything is selected, so number of elements in
the entire mesh)

!Create arrays for time-history post-processing
*DIM,IntResArray,ARRAY,TSteps
!Array to store the integrated JHEAT values, i.e stores the Joule heat per unit volume for all time
steps for one element per iteration

*DIM,JoulePerKg,ARRAY,TSteps
!Array to also store the integrated JHEAT values, i.e stores the Joule heat per unit volume for all
time steps for one element per iteration

*DIM,JHeatArray,ARRAY,TSteps
!Array to store the value of JHEAT for a particular element for all time steps per iteration

*DIM,finalJouleHeat,ARRAY,numElem
!Array to store the last value from the integrated array 'IntResArray' in J/kg representing the value
of J/kg summed up for all the time steps

*DIM,totaljouleheatArray,ARRAY,numElem
!Array to store the last value from the integrated array 'JoulePerKg' in TJ/m3 representing the value
of TJ/m3 summed up for all the time steps

*DIM,DensityVector,ARRAY,TSteps
!Storing the density of the material in the current units system used for conversion from J/kg to
TJ/m3

```

```

*VFILL,DensityVector,RAND,1/(2700/1E12),1/(2700/1E12) !Filling the array with 1/density value

ALLSEL,ALL                                     !Select everything (all lines, nodes, volumes etc.)

!Creating arrays for location-based data storage (variable vs time data to be stored for 5 loca-
tions, so 3 arrays (for 3 variables) for each location)

*DIM,TempLocation1,ARRAY,TSteps                !Array to store Temp vs time results for location 1
*DIM,TempLocation2,ARRAY,TSteps
*DIM,TempLocation3,ARRAY,TSteps
*DIM,TempLocation4,ARRAY,TSteps
*DIM,TempLocation5,ARRAY,TSteps

*DIM,JSLocation1,ARRAY,TSteps
!Array to store Current Density JS (kA/m2) vs time results for location 1

*DIM,JSLocation2,ARRAY,TSteps
*DIM,JSLocation3,ARRAY,TSteps
*DIM,JSLocation4,ARRAY,TSteps
*DIM,JSLocation5,ARRAY,TSteps

*DIM,JHeatPerVolLocation1,ARRAY,TSteps
!Array to store JHEAT (Watt/m3) vs time results for location 1

*DIM,JHeatPerVolLocation2,ARRAY,TSteps
*DIM,JHeatPerVolLocation3,ARRAY,TSteps
*DIM,JHeatPerVolLocation4,ARRAY,TSteps
*DIM,JHeatPerVolLocation5,ARRAY,TSteps

*DIM,JHeatPerKgLocation1,ARRAY,TSteps
!Array to store Specific Joules (Joule/kg) vs time results for location 1

*DIM,JHeatPerKgLocation2,ARRAY,TSteps
*DIM,JHeatPerKgLocation3,ARRAY,TSteps
*DIM,JHeatPerKgLocation4,ARRAY,TSteps
*DIM,JHeatPerKgLocation5,ARRAY,TSteps

*DIM,TimeStep,ARRAY,TSteps
!Array to store the time points (stored in the variable 1) into the array TimeStep
!-----

!Getting the temperature, current density and joule heat (Joule/kg) results (vs time) for selected
locations

!Saving the time step values in an array
!VGET,TimeStep(1),1                            !Saving the variable 1, stands for time into the array TimeStep

!Location 1 (the inactive zone)
NSEL,S,LOC,X,(L1/2)-ElementLength,(L1/2)+ElementLength
NSEL,R,LOC,Z,B1/2
NSEL,R,LOC,Y,Thi                               !Selected the node of the location 1

!Saving temperature value
*GET,nodeNumLocation1,NODE,,NUM,MAX           !Get the node number of the selected node
NSOL,4,nodeNumLocation1,TEMP
!Saving the temperature vs time results for the node at location 1 for all time steps

VGET,TempLocation1(1),4                       !Save the variable into the array TempLocation1

!Saving current density value

```

```

ESLN,S,0,ALL                                !Selecting elements attached to the node at location 1
*GET,elemNumLocation1,ELEM,,NUM,MAX
!Get the element number of the element which has the maximum element number among the selected elements

ESOL,9,elemNumLocation1,,JS,X
!Saving the current density(kA/m2) vs time results for the element at location 1

VGET,JSLocation1(1),9                        !Save the variable into array JSLocation1

!Saving Joule Heat (Joule/kg) Value
ESOL,14,elemNumLocation1,,JHEAT
!Saving the joule heat generation rate (Tera-Watt/m3) vs time results for the element at location 1 into a variable

INT1,15,14,1,,JHeatPerKgLoc1,,1,1,0
!Intergrating joule heat rate with respect to time to get cumulative joule heat (TJ/m3)

VGET,JHeatPerVolLocation1(1),15
!Saving the variable 15 into array JHeatPerVolLocation1 containing TJ/m3 values

*VOPER,JHeatPerKgLocation1,DensityVector,MULT,,JHeatPerVolLocation1
!Convert TJ/m3 to J/kg values by dividing by density and storing in variable JHeatPerKgLocation1

AverageJouleHeatRateLoc1 = JHeatPerKgLocation1(TSteps)/TM
!Determination of the Average Joule Heat Generation rate in W/kg

!Location 2 (peak in the active zone)
NSEL,S,LOC,X,KPX12+(WaviSpacing/4)-ElementLength,KPX12+(WaviSpacing/4)+ElementLength
NSEL,R,LOC,Z,B1/2
NSEL,R,LOC,Y,Thi,Thi+(maxAmpX/2)+(maxAmpZ/2)    !Selected the node of the location 2

!Saving temperature value
*GET,nodeNumLocation2,NODE,,NUM,MAX            !Get the node number of the selected node
NSOL,5,nodeNumLocation2,TEMP
!Saving the temperature vs time results for the node at location 2

VGET,TempLocation2(1),5                      !Save the variable into the array TempLocation2

!Saving current density value
ESLN,S,0,ALL                                !Selecting elements attached to the node at location 2
*GET,elemNumLocation2,ELEM,,NUM,MAX
!Get the element number of the element which has the maximum element number among the selected elements

ESOL,10,elemNumLocation2,,JS,X
!Saving the current density(kA/m2) vs time results for the element at location 2

VGET,JSLocation2(1),10                      !Save the variable into array JSLocation2
ALLSEL,ALL                                  !Select everything

!Saving Joule Heat (Joule/kg) Value
ESOL,16,elemNumLocation2,,JHEAT
!Saving the joule heat generation rate (Tera-Watt/m3) vs time results for the element at location 2 into a variable

INT1,17,16,1,,JHeatPerKgLoc2,,1,1,0
!Intergrating joule heat rate with respect to time to get cumulative joule heat (TJ/m3)

```

```

VGET,JHeatPerVolLocation2(1),17
!Saving the variable 17 into array JHeatPerVolLocation2 containing TJ/m3 values

*VOPER,JHeatPerKgLocation2,DensityVector,MULT,JHeatPerVolLocation2
!Convert TJ/m3 to J/kg values by dividing by density and storing in variable JHeatPerKgLocation2

AverageJouleHeatRateLoc2 = JHeatPerKgLocation2(TSteps)/TM
!Determination of the Average Joule Heat Generation rate in W/kg

!Location 3 (valley in the specimen)
NSEL,S,LOC,X,KPX12+((3/4)*WaviSpacing)-ElementLength,((3/4)*WaviSpacing)+ElementLength
NSEL,R,LOC,Z,(B1/2)-(B2/2)
NSEL,R,LOC,Y,Thi-(maxAmpX/2)-(maxAmpZ/2),Thi           !Selected the node of the location 3

!Saving temperature value
*GET,nodeNumLocation3,NODE,,NUM,MAX           !Get the node number of the selected node
NSOL,6,nodeNumLocation3,TEMP
!Saving the temperature vs time results for the node at location 3

VGET,TempLocation3(1),6                       !Save the variable into the array TempLocation3

!Saving current density value
ESLN,S,0,ALL                                   !Selecting elements attached to the node at location 3
*GET,elemNumLocation3,ELEM,,NUM,MAX
!Get the element number of the element which has the maximum element number among the selected elements

ESOL,11,elemNumLocation3,,JS,X
!Saving the current density(kA/m2) vs time results for the element at location 3

VGET,JSLocation3(1),11                       !Save the variable into array JSLocation3
ALLSEL,ALL                                     !Select everything

!Saving Joule Heat (Joule/kg) Value
ESOL,18,elemNumLocation3,,JHEAT
!Saving the joule heat generation rate (Tera-Watt/m3) vs time results for the element at location 3 into a variable

INT1,19,18,1,,JHeatPerKgLoc3,,1,1,0
!Integrating joule heat rate with respect to time to get cumulative joule heat (TJ/m3)

VGET,JHeatPerVolLocation3(1),19
!Saving the variable 19 into array JHeatPerVolLocation3 containing TJ/m3 values

*VOPER,JHeatPerKgLocation3,DensityVector,MULT,JHeatPerVolLocation3
!Convert TJ/m3 to J/kg values by dividing by density and storing in variable JHeatPerKgLocation3

AverageJouleHeatRateLoc3 = JHeatPerKgLocation3(TSteps)/TM
!Determination of the Average Joule Heat Generation rate in W/kg

!Location 4 (mid-point in the specimen)
NSEL,S,LOC,X,((2*L1+2*(L1/IAC)+L2)/2)-ElementLength,((2*L1+2*(L1/IAC)+L2)/2)+ElementLength
NSEL,R,LOC,Z,B1/2
NSEL,R,LOC,Y,Thi,Thi+(maxAmpX/2)+(maxAmpZ/2)           !Selected the node of the location 4

!Saving temperature value
*GET,nodeNumLocation4,NODE,,NUM,MAX           !Get the node number of the selected node
NSOL,7,nodeNumLocation4,TEMP

```

```

!Saving the temperature vs time results for the node at location 4

VGET,TempLocation4(1),7                                !Save the variable into the array TempLocation4

!Saving current density value
ESLN,S,0,ALL                                           !Selecting elements attached to the node at location 4
*GET,elemNumLocation4,ELEM,,NUM,MAX
!Get the element number of the element which has the maximum element number among the selected elements

ESOL,12,elemNumLocation4,,JS,X
!Saving the current density(kA/m2) vs time results for the element at location 4

VGET,JSLocation4(1),12                                !Save the variable into array JSLocation4
ALLSEL,ALL                                             !Select everything

!Saving Joule Heat (Joule/kg) Value
ESOL,20,elemNumLocation4,,JHEAT
!Saving the joule heat generation rate (Tera-Watt/m3) vs time results for the element at location 4 into a variable

INT1,21,20,1,,JHeatPerKgLoc4,,1,1,0
!Intergrating joule heat rate with respect to time to get cumulative joule heat (TJ/m3)

VGET,JHeatPerVoLocation4(1),21
!Saving the variable 21 into array JHeatPerVoLocation4 containing TJ/m3 values

*VOPER,JHeatPerKgLocation4,DensityVector,MULT,JHeatPerVoLocation4
!Convert TJ/m3 to J/kg values by dividing by density and storing in variable JHeatPerKgLocation4

AverageJouleHeatRateLoc4 = JHeatPerKgLocation4(TSteps)/TM
!Determination of the Average Joule Heat Generation rate in W/kg

!Location 5 (inactive foil zone on the other end)
NSEL,S,LOC,X,(1.5*L1+2*(L1/IAC)+L2)-ElementLength,(1.5*L1+2*(L1/IAC)+L2)+ElementLength
NSEL,R,LOC,Z,B1/2
NSEL,R,LOC,Y,Thi                                       !Selected the node of the location 5

!Saving temperature value
*GET,nodeNumLocation5,NODE,,NUM,MAX                   !Get the node number of the selected node
NSOL,8,nodeNumLocation5,TEMP
!Saving the temperature vs time results for the node at location 5

VGET,TempLocation5(1),8                                !Save the variable into the array TempLocation5

!Saving current density value
ESLN,S,0,ALL                                           !Selecting elements attached to the node at location 5
*GET,elemNumLocation5,ELEM,,NUM,MAX
!Get the element number of the element which has the maximum element number among the selected elements

ESOL,13,elemNumLocation5,,JS,X
!Saving the current density (kA/m2) vs time results for the element at location 5

VGET,JSLocation5(1),13                                !Save the variable into array JSLocation5
ALLSEL,ALL                                             !Select everything

!Saving Joule Heat (Joule/kg) Value
ESOL,22,elemNumLocation5,,JHEAT

```

```

!Saving the joule heat generation rate (Tera-Watt/m3) vs time results for the element at location 5
into a variable

  INT1,23,22,1,,JHeatPerKgLoc5,,1,1,0
!Integrating joule heat rate with respect to time to get cumulative joule heat (TJ/m3)

  VGET,JHeatPerVolLocation5(1),23
!Saving the variable 23 into array JHeatPerVolLocation5 containing TJ/m3 values

  *VOPER,JHeatPerKgLocation5,DensityVector,MULT,JHeatPerVolLocation5
!Convert TJ/m3 to J/kg values by dividing by density and storing in variable JHeatPerKgLocation5

  AverageJouleHeatRateLoc5 = JHeatPerKgLocation5(TSteps)/TM
!Determination of the Average Joule Heat Generation rate in W/kg
!-----

  *DO,elemNum,1,numElem,1
!Start loop which runs over all the elements, i.e. from 1 to numElem

  !Extract the value of JHEAT for a particular element for all time steps
  ESEL,S,ELEM,,elemNum
!Create a new element set with the element number 'elemNum' in the set

  ESOL,2,elemNum,,JHEAT
!Store the elemental solution for a particular element 'elemNum' for JHEAT (joule heat rate per unit
volume) in W/m3 for all elements in the solution set numbered '2' for all time steps

  VGET,JHeatArray(1),2
!Store the values for all time steps in the solution set '2' into array called 'JHeatArray'

  !Integrate to convert JHeat to Joule/m3
  INT1,3,2,1,,IntRes,,1,1,0
!Set '1' stores TIME, so here '2' (Joule Heat generation rate per unit volume Tera-Watt/m3) is inter-
grated w.r.t '1' (time s) to give '3' (Joule heat generation per unit volume TJ/m3)

  VGET,IntResArray(1),3
!IntResArray stores the value from the solution set '3' (Joule heat generation per unit volume TJ/m3)

  VGET,JoulePerKg(1),3
!JoulePerKg stores the value from the solution set '3' (Joule heat generation per unit volume TJ/m3)

  *VOPER,IntResArray,DensityVector,MULT,IntResArray
!IntResArray multiplied by (1/2700E12)- for density to store value in itself in J/kg, needed for calcu-
lation of jouleHe

  finalJouleHeat(elemNum) = IntResArray(TSteps)
!Final value of IntResArray represents integrated value of J/kg for all time steps, stored for element
number 'elemNum'

  totaljouleheatArray(elemNum) = JoulePerKg(TSteps)
!Last value stored in the finalJouleHeat array for all elements (the units are TJ/m3)
!Final value of JoulePerKg represents integrated value of TJ/m3 for all time steps, stored for ele-
ment number 'elemNum'

  ALLSEL,ALL                                !Select Everything
  *ENDDO                                    !End of loop over all elements
!-----
  /POST1                                    !Enter the General Post-Processor
!-----

!See the nodal temperatures and take a picture of the volume plot for the last time step

```



```

!Exporting the Temperature vs Time Results for the five locations to csv file
*CFOPEN, TemperatureVsTime, csv
*VWRITE, 'Time', TimePointValue(1), ' ', 'Temp(K)', TempLocation1(1), TempLocation2(1), TempLocation3(1), TempLocation4(1), TempLocation5(1)
(A6, G16.8, A8, A8, G16.8, G16.8, G16.8, G16.8, G16.8, G16.8)
!Sequence of data: 'Time', <TimeValue>, 'Temp(K)', <TempForLocation1>, <TempForLocation2>, <TempForLocation3>, <TempForLocation4>, <TempForLocation5>

*CFCLOS

!Exporting the Current Density vs Time Results to csv file
*CFOPEN, CurrDensityVsTime, csv
*VWRITE, 'Time', TimePointValue(1), ' ', 'J(kA/m2)', JSLocation1(1), JSLocation2(1), JSLocation3(1), JSLocation4(1), JSLocation5(1)
(A6, G16.8, A8, A8, G16.8, G16.8, G16.8, G16.8, G16.8, G16.8)
!Sequence of data: 'Time', <TimeValue>, 'J(kA/m2)', <CurrDensityForLocation1>, <CurrDensityForLocation2>, <CurrDensityForLocation3>, <CurrDensityForLocation4>, <CurrDensityForLocation5>

*CFCLOS

!Exporting the Joule Heat vs Time Results to csv file
*CFOPEN, JoulePerKgVsTime, csv
*VWRITE, 'Time', TimePointValue(1), ' ', 'ln J/kg', JHeatPerKgLocation1(1), JHeatPerKgLocation2(1), JHeatPerKgLocation3(1), JHeatPerKgLocation4(1), JHeatPerKgLocation5(1)
(A6, G16.8, A8, A8, G16.8, G16.8, G16.8, G16.8, G16.8, G16.8)
!Sequence of data: 'Time', <TimeValue>, 'w(J/kg)', <JoulePerKgForLocation1>, <JoulePerKgForLocation2>, <JoulePerKgForLocation3>, <JoulePerKgForLocation4>, <JoulePerKgForLocation5>

*CFCLOS
!
!Creating Array to store the Average Joule Heat rate in (W/kg)
*DIM, AverageJouleHeatRateLocations, ARRAY, 5
AverageJouleHeatRateLocations(1)=AverageJouleHeatRateLoc1
AverageJouleHeatRateLocations(2)=AverageJouleHeatRateLoc2
AverageJouleHeatRateLocations(3)=AverageJouleHeatRateLoc3
AverageJouleHeatRateLocations(4)=AverageJouleHeatRateLoc4
AverageJouleHeatRateLocations(5)=AverageJouleHeatRateLoc5

!Writing Average Joule Heat for locations array into a csv file
*CFOPEN, AverageJouleHeatRateForLocations, csv
*VWRITE, AverageJouleHeatRateLocations(1)
(G16.8)
*CFCLOS
!
!Path operations and data storage along a path

!Path operations
PATH, Path01, 2,, 250
PPATH, 1,, 0, Thi, B1/2
PPATH, 2,, 2*L1+2*(L1/AC)+L2, Thi, B1/2
PSEL, S, Path01

!Defining path number 1
!Defining the location of the path 1 point 1
!Defining the location of the path 1 point 2

ETABLE, currDensity, JS, SUM
!Creating current density ETABLE results with the label 'currDensity'

PDEF, Path1Tp, TEMP
!Interpolating (mapping) Temperatures onto the path

```

```

PLPATH,Path1Tp                                !Plotting Temperatures of this path on a graph
/IMAGE,SAVE,Path01TemperaturePlot.png
!Saving the temperature plot along path 1 in png format

*DIM,path01TempArray,ARRAY
PAGET,path01TempArray,TABLE
*CFOPEN,path01TempData.csv
*VWRITE,path01TempArray(1)
(G16.8)
*CFCLOS

PDEF,Path1CD,ETAB,currDensity                !Interpolating (Mapping) Current density JS onto the path
PLPATH,Path1CD                                !Plotting Current Densities of this path on a graph
/IMAGE,SAVE,Path01CurrDensityPlot.png
!Saving the current density plot along path 1 in png format

*DIM,path01CDArray,ARRAY
PAGET,path01CDArray,TABLE
*CFOPEN,path01CDDData.csv
*VWRITE,path01CDArray(1)
(G16.8)
*CFCLOS

PDEF,Path1JH,ETAB,jouleHe                    !Interpolating (Mapping) joule heats onto the path
PLPATH,Path1JH                                !Plotting Joule heats of this path on a graph
/IMAGE,SAVE,Path01JouleHeatPlot.png          !Saving the joule heat plot along path 1 in png format
*DIM,path01JHArray,ARRAY
PAGET,path01JHArray,TABLE
*CFOPEN,path01Data.csv
*VWRITE,path01JHArray(1,1),path01JHArray(1,2),path01JHArray(1,3),path01JHAr-
ray(1,4),path01JHArray(1,5),path01JHArray(1,6),path01JHArray(1,7)
(G16.8,G16.8,G16.8,G16.8,G16.8,G16.8,G16.8)
*CFCLOS

PADELE,Path01                                !Deleting the path for further path operations

PATH,Path02,2,,250                            !Defining path number 2
PPATH,1,,0,Thi,(B1/2)-3*EleWidZ              !Defining the location of the path 2 point 1
PPATH,2,,2*L1+2*(L1/IAC)+L2,Thi,(B1/2)-3*EleWidZ !Defining the location of the path 2 point 2

PDEF,Path2Tp,TEMP                            !Interpolating (mapping) Temperatures onto the path
PLPATH,Path2Tp                                !Plotting Temperatures of this path on a graph
/IMAGE,SAVE,Path02TemperaturePlot.png
!Saving the temperature plot along path 2 in png format

*DIM,path02TempArray,ARRAY
PAGET,path02TempArray,TABLE
*CFOPEN,path02TempData.csv
*VWRITE,path02TempArray(1)
(G16.8)
*CFCLOS

PDEF,Path2CD,ETAB,currDensity                !Interpolating (mapping) Current density JS onto the path
PLPATH,Path2CD                                !Plotting Current Densities of this path on a graph
/IMAGE,SAVE,Path02CurrDensityPlot.png
!Saving the current density plot along path 2 in png format

*DIM,path02CDArray,ARRAY
PAGET,path02CDArray,TABLE
*CFOPEN,path02CDDData.csv

```

```

*VWRITE,path02CDArray(1)
(G16.8)
*CFCLOS

PDEF,Path2JH,ETAB,jouleHe           !Interpolating (mapping) Joule heats onto the path
PLPATH,Path2JH                       !Plotting Joule heats of this path on a graph
/IMAGE,SAVE,Path02JouleHeatPlot.png !Saving the Joule heat plot along path 2 in png format
*DIM,path02JHArray,ARRAY
PAGET,path02JHArray,TABLE
*CFOpen,path02Data.csv
*VWRITE,path02JHArray(1,1),path02JHArray(1,2),path02JHArray(1,3),path02JHAr-
ray(1,4),path02JHArray(1,5),path02JHArray(1,6),path02JHArray(1,7)
(G16.8,G16.8,G16.8,G16.8,G16.8,G16.8,G16.8,G16.8)
*CFCLOS

PADELE,Path02                        !Deleting the path for further path operations

PATH,Path03,2,,250                    !Defining path number 3
PPATH,1,,0,Thi,(B1/2)-(B2/2)         !Defining the location of the path 3 point 1
PPATH,2,,2*L1+2*(L1/IAC)+L2,Thi,(B1/2)-(B2/2) !Defining the location of the path 3 point 2

PDEF,Path3Tp,TEMP                     !Interpolating (mapping) Temperatures onto the path
PLPATH,Path3Tp                       !Plotting Temperatures of this path on a graph
/IMAGE,SAVE,Path03TemperaturePlot.png
!Saving the temperature plot along path 3 in png format

*DIM,path03TempArray,ARRAY
PAGET,path03TempArray,TABLE
*CFOpen,path03TempData.csv
*VWRITE,path03TempArray(1)
(G16.8)
*CFCLOS

PDEF,Path3CD,ETAB,currDensity        !Interpolating (mapping) Current density JS onto the path
PLPATH,Path3CD                       !Plotting Current Densities of this path on a graph
/IMAGE,SAVE,Path03CurrDensityPlot.png
!Saving the current density plot along path 3 in png format

*DIM,path03CDArray,ARRAY
PAGET,path03CDArray,TABLE
*CFOpen,path03CDDData.csv
*VWRITE,path03CDArray(1)
(G16.8)
*CFCLOS

PDEF,Path3JH,ETAB,jouleHe           !Interpolating (mapping) Joule heats onto the path
PLPATH,Path3JH                       !Plotting Joule heats of this path on a graph
/IMAGE,SAVE,Path03JouleHeatPlot.png !Saving the Joule heat plot along path 3 in png format
*DIM,path03JHArray,ARRAY
PAGET,path03JHArray,TABLE
*CFOpen,path03Data.csv
*VWRITE,path03JHArray(1,1),path03JHArray(1,2),path03JHArray(1,3),path03JHAr-
ray(1,4),path03JHArray(1,5),path03JHArray(1,6),path03JHArray(1,7)
(G16.8,G16.8,G16.8,G16.8,G16.8,G16.8,G16.8,G16.8)
*CFCLOS

PADELE,Path03                        !Deleting the path for further path operations
!-----
!END OF PROGRAM

```

Währenddessen werden Daten über den Eingangsstrom (Datei ‘current6’, hier ein Beispiel), die volumenbezogene Enthalpie (‘enthalpyArray’), den spezifischen Widerstand (‘resistivityArray’) und die zugehörige Temperatur (‘temperatureArray’) von Ansys eingelesen, die nachfolgend aufgelistet sind.

time, current6	temperatureArray	enthalpyArray	resistivityArray
1e-16,0	0.0000E+00	0.0000E+00	0.0000E+00
1e-07,1.0765	3.0000E+02	2.9646E-04	3.0000E-14
2e-07,3.7538	9.1000E+02	2.2237E-03	1.2637E-13
3e-07,6.3766	9.1500E+02	2.2395E-03	1.2716E-13
4e-07,8.945	9.1900E+02	2.2521E-03	1.2858E-13
5e-07,11.459	9.2300E+02	2.2648E-03	1.3160E-13
6e-07,13.918	9.2700E+02	2.2774E-03	1.3620E-13
7e-07,16.323	9.3100E+02	2.2900E-03	1.4238E-13
8e-07,18.674	9.3503E+02	2.3028E-03	1.5022E-13
9e-07,20.97	9.3900E+02	2.3386E-03	1.5952E-13
1e-06,23.211	9.4300E+02	2.3982E-03	1.7047E-13
1.1e-06,25.398	9.4700E+02	2.4577E-03	1.8301E-13
1.2e-06,27.531	9.5100E+02	2.5173E-03	1.9714E-13
1.3e-06,29.609	9.5200E+02	2.5322E-03	2.0087E-13
1.4e-06,31.633	9.5600E+02	2.5917E-03	2.1498E-13
1.5e-06,33.602	9.6000E+02	2.6513E-03	2.2749E-13
1.6e-06,35.516	9.6400E+02	2.7108E-03	2.3840E-13
1.7e-06,37.376	9.6800E+02	2.7704E-03	2.4770E-13
1.8e-06,39.182	9.7200E+02	2.8299E-03	2.5540E-13
1.9e-06,40.933	9.7600E+02	2.8895E-03	2.6149E-13
2e-06,42.63	9.8000E+02	2.9334E-03	2.6598E-13
2.1e-06,44.422	9.8400E+02	2.9604E-03	2.6886E-13
2.2e-06,46.218	9.8800E+02	2.9850E-03	2.7014E-13
2.3e-06,47.917	1.0000E+03	3.0515E-03	2.7157E-13
2.4e-06,49.535	1.0100E+03	3.0998E-03	2.7276E-13
2.5e-06,51.101	1.0200E+03	3.1424E-03	2.7394E-13
2.6e-06,52.59	1.0300E+03	3.1812E-03	2.7513E-13
2.7e-06,53.997	1.0400E+03	3.2169E-03	2.7632E-13
2.8e-06,55.309	1.0470E+03	3.2404E-03	2.7716E-13
2.9e-06,56.459	1.5000E+03	4.6957E-03	3.3100E-13
3e-06,57.344	2.7430E+03	8.6450E-03	5.2988E-13
3.1e-06,58.131	3.5000E+03	1.1050E-02	6.5100E-13
3.2e-06,58.818	3.9500E+03	1.2480E-02	7.4100E-13
3.3e-06,59.406	3.9600E+03	1.2512E-02	7.4290E-13
3.4e-06,59.895	3.9700E+03	1.2543E-02	7.4460E-13
3.5e-06,60.285	3.9800E+03	1.2575E-02	7.4610E-13
3.6e-06,60.575	3.9900E+03	1.2607E-02	7.4740E-13
3.7e-06,60.767	4.0000E+03	1.2639E-02	7.4850E-13
3.8e-06,60.859	4.0100E+03	1.2671E-02	7.4940E-13
3.9e-06,60.852	4.0200E+03	1.2702E-02	7.5010E-13
4e-06,60.746	4.0300E+03	1.2734E-02	7.5060E-13

4.1e-06,60.54	4.0400E+03	1.2766E-02	7.5090E-13
4.2e-06,60.236	4.0500E+03	1.2798E-02	7.5100E-13
4.3e-06,59.832	5.3259E+04	1.6915E-01	7.5100E-13
4.4e-06,59.329	5.3279E+04	1.6921E-01	7.5085E-13
4.5e-06,58.727	5.3299E+04	1.6927E-01	7.5074E-13
4.6e-06,58.026	5.3319E+04	1.6934E-01	7.5067E-13
4.7e-06,57.225	5.3339E+04	1.6940E-01	7.5064E-13
4.8e-06,56.326	5.3359E+04	1.6946E-01	7.5066E-13
4.87e-06,55.637	5.3379E+04	1.6953E-01	7.5072E-13
-	5.3399E+04	1.6959E-01	7.5082E-13
-	5.3419E+04	1.6965E-01	7.5097E-13
-	5.3439E+04	1.6972E-01	7.5115E-13
-	5.3459E+04	1.6978E-01	7.5139E-13
-	7.3012E+04	2.3190E-01	9.9874E-13
-	7.3031E+04	2.3196E-01	9.9898E-13
-	7.3051E+04	2.3203E-01	9.9919E-13
-	7.3070E+04	2.3209E-01	9.9939E-13
-	7.3090E+04	2.3215E-01	9.9957E-13
-	7.3109E+04	2.3221E-01	9.9973E-13
-	7.3129E+04	2.3227E-01	9.9987E-13
-	7.3148E+04	2.3234E-01	9.9999E-13
-	7.3168E+04	2.3240E-01	1.0001E-12
-	7.3187E+04	2.3246E-01	1.0002E-12
-	7.3207E+04	2.3252E-01	1.0002E-12
-	7.3212E+04	2.3254E-01	1.0003E-12
-	4.6420E+05	1.4748E+00	2.0000E-12

(Listenfortführung vorheriger Seite)

Anhang C - Details Analytisch-resistives Modell

Zwecks vollständiger Nachvollziehbarkeit wird hier eine beispielhafte Auflistung des Matlab-Skriptes für die kompakte analytische Berechnung der elektrischen Einbringung der Energie in den Aktuator aufgeführt (eingerahmt mit '%' vor Kommentierung, Herleitung in Kapitel 5.1.4).

```
%Analytical model for single rectangular active foil body

%Import the resistivity and enthalpy curve into workspace before
%(in 'normal' SI units)

%Specific heat of full (!) vaporization (J/g)
wF = 13.5E3;

%Capacitance (Farads)
C = 360E-6;

%Length, width, thickness and density of the active region of the specimen 1
%(m,m,m,kg/m^3)
len1 = 150E-3;
b1 = 8E-3;
thick1 = 0.06E-3;
Density1 = 2700;

%Total inductance calculation (Henry H) for specimen 1
Ltot1 = 100E-9;
%Measured ca. 100 for the specimen / setup

%Initial charging energy (J)
EZero = 4800;

%Initial guess (A^2 sec/m^4)
gGuess1 = 3.1E16;

loopFlag1 = 0;
iter1 = 0;
maxIter = 200000;

%Initial enthalpy
w0 = 110000;
g = 0;
%Length of enthalpy array
lenW = length(w);
while loopFlag1==0
    w0 = 110000;
    g = 0;
    %Loop to determine w
    while g < gGuess1
        %locate w in the enthalpy array
        for i = 1:lenW
            p = w0 - w(i);
            if p<= 0
                break;
            end
        end
        %w0 lies between w(i-1) and w(i), linearly interpolate to determine
        %the value of resistance for this w0.
```

```

%rho0 = interp1(w,rho,w0);
conduc = rho.^(-1);
con0 = interp1(w,conduc,w0);
rhoINT = conduc(1:i-1);
rhoINT(i) = con0;
wINT = w(1:i-1);
wINT(i) = w0;
g = Density1 * trapz(wINT,rhoINT);
w0 = w0 + 100;
Con = (gGuess1-g)/gGuess1;
end

%Resistivity
rho1 = (w0*Density1)/gGuess1;

%Average resistance
Rspecimen1 = (rho1*len1)/(b1*thick1);
Rsetup1 = 0; %almost zero

R1 = Rspecimen1+Rsetup1;

%Angular resonance frequency
omegaZero1 = 1/sqrt(Ltot1*C);

%Attenuation factor (Neper frequency)
alpha1 = R1/(2*Ltot1);

%Damping factor
zeta1 = (R1/2)*(sqrt(C/Ltot1));

%Complete time array
Totaltime = 20E-6;
Numpoints = 3000;
t = 0:Totaltime/Numpoints:Totaltime;
lenTime = length(t);

if zeta1>1
    A1 = (-1*sqrt(2*EZero/Ltot1))/(2*sqrt(zeta1^2-1));
    CurrentDen1 = (A1*(exp(-1*omegaZero1*(zeta1+sqrt(zeta1^2-1))*t)-exp(-1*omegaZero1*(zeta1-sqrt(zeta1^2-1))*t)))/(b1*thick1);
elseif zeta1 == 1
    D1 = (1/Ltot1)*(sqrt((2*EZero)/C));
    CurrentDen1 = (D1*t.*exp(-1*alpha1*t))/(b1*thick1);
else
    B1 = sqrt((2*EZero/Ltot1)/(1-zeta1^2));
    CurrentDen1 = (B1*exp(-1*alpha1*t).*sin(omegaZero1*sqrt(1-zeta1^2)*t))/(b1*thick1);
end

gTime1 = cumtrapz(t,CurrentDen1.^2);
flag1 = 1;

while flag1<lenTime
    if gTime1(flag1)<gGuess1
        flag1 = flag1+1;
    else
        break
    end
end
end

```

```

%Burst time
tB1 = t(flag1);

energyDepositionRate1 = w0/tB1;

%Specific energy deposition law, derived from experiments
wExp1 = wF*exp(-6.64E-02*(len1*1000)-3.8459)*(1/1000*energyDepositionRate1)^(2.70E-
3*(len1*1000)+0.2076);
wExp1 = wExp1*1000;
%Determination of the action integral for the specific energy wExp1
%Determine the location of wExp in the w-array
for j = 1:lenW
    m = wExp1 - w(j);
    if m<0
        break;
    end
end
%wExp lies between w(j-1) and w(j)
condExp = interp1(w,conduc,wExp1);
rhoExpArr = conduc(1:j-1);
rhoExpArr(j) = condExp;
wExpArr = w(1:j-1);
wExpArr(j) = wExp1;

gExp1 = Density1*trapz(wExpArr,rhoExpArr);

difference1 = (gGuess1-gExp1)/gExp1;
if difference1<0.01 && difference1>-0.01
    loopFlag1 = 1;
end

gGuess1 = gExp1;
iter1 = iter1+1;
if iter1>maxIter
    break
end

end

lcalc = CurrentDen1.*(b1*thick1)/1000; % in kA

while t(length(t)) > tB1
    t(length(t)) = [];
    lcalc(length(lcalc)) = [];
end
plot(t,lcalc);
trix = [transpose(t),transpose(lcalc)];
csvwrite('1.csv',trix);

% Finally write out deposited energy (in MJ/kg):
wb = w0/10^6

ratio = w0/(1000*wF);
TotEnergy = w0*Density1*len1*b1*thick1;

% END OF PROGRAM

```

Währenddessen werden Daten über die massenspezifische Enthalpie bzw. Energie ('w') und den zugehörigen spezifischen Widerstand ('rho') eingelesen, die nachfolgend aufgelistet sind.

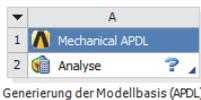
w	rho
1.0980E+05	3.0000E-08
8.2359E+05	1.2600E-07
8.2944E+05	1.2700E-07
8.3412E+05	1.2900E-07
8.3880E+05	1.3200E-07
8.4348E+05	1.3600E-07
8.4816E+05	1.4200E-07
8.5288E+05	1.5000E-07
8.6615E+05	1.6000E-07
8.8821E+05	1.7000E-07
9.1027E+05	1.8300E-07
9.3232E+05	1.9700E-07
9.3784E+05	2.0100E-07
9.5989E+05	2.1500E-07
9.8195E+05	2.2700E-07
1.0040E+06	2.3800E-07
1.0261E+06	2.4800E-07
1.0481E+06	2.5500E-07
1.0702E+06	2.6100E-07
1.0864E+06	2.6600E-07
1.0964E+06	2.6900E-07
1.1055E+06	2.7000E-07
1.1302E+06	2.7200E-07
1.1481E+06	2.7300E-07
1.1639E+06	2.7400E-07
1.1782E+06	2.7500E-07
1.1914E+06	2.7600E-07
1.2002E+06	2.7700E-07
1.7391E+06	3.3100E-07
3.2018E+06	5.3000E-07
4.0926E+06	6.5100E-07
4.6222E+06	7.4100E-07
4.6339E+06	7.4300E-07
4.6457E+06	7.4500E-07
4.6575E+06	7.4600E-07
4.6692E+06	7.4700E-07
4.6810E+06	7.4900E-07
4.6928E+06	7.4900E-07
4.7045E+06	7.5000E-07
4.7163E+06	7.5100E-07
4.7281E+06	7.5100E-07
4.7399E+06	7.5100E-07

w	rho
6.2646E+07	7.5100E-07
6.2670E+07	7.5100E-07
6.2693E+07	7.5100E-07
6.2717E+07	7.5100E-07
6.2741E+07	7.5100E-07
6.2764E+07	7.5100E-07
6.2788E+07	7.5100E-07
6.2811E+07	7.5100E-07
6.2835E+07	7.5100E-07
6.2858E+07	7.5100E-07
6.2882E+07	7.5100E-07
8.5890E+07	9.9900E-07
8.5913E+07	9.9900E-07
8.5936E+07	9.9900E-07
8.5959E+07	9.9900E-07
8.5982E+07	1.0000E-06
8.6005E+07	1.0000E-06
8.6028E+07	1.0000E-06
8.6051E+07	1.0000E-06
8.6074E+07	1.0000E-06
8.6096E+07	1.0000E-06
8.6119E+07	1.0000E-06
8.6125E+07	1.0000E-06
5.4622E+08	2.0000E-06

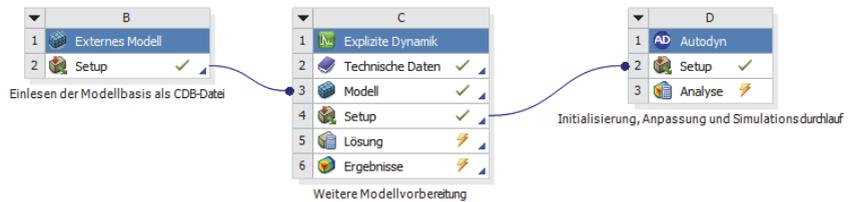
(Fortführung vorheriger Seite)

Anhang D - Modellablauf Umformsimulationen

Die Übersicht zeigt ein erstelltes Projektschema aus der Ansys Workbench Plattform mit den Komponenten A bis D. Das Basismodell (A), bestehend aus der Geometrie und Vernetzung, wird – ähnlich wie in Anhang B – mittels APDL generiert, als sogenannte CDB-Datei exportiert und als Externes Modell eingelesen (B), bevor es in die Explizite Dynamik (C) übertragen wird. Da die Modellbasis auch dort hätte komplett in der grafischen Oberfläche erstellt werden können, wird das umfangreiche APDL-Skript hier nicht aufgelistet. Anschließend wird das Basismodell in Autodyn eingeladen (D), wo alle weiteren Preprocessing-Operationen (SPH-Initialisierung, Materialmodellauswahl und Kennwerteingabe, Anfangsbedingungen, etc.) erfolgen. Auch die Durchführung der Simulation inkl. Postprocessing geschieht in der grafischen Oberfläche von Autodyn.

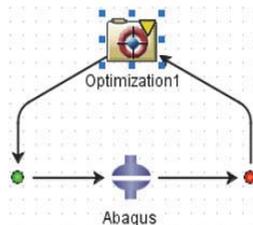


Generierung der Modellbasis (APDL)



Anmerkung zu weiteren Programmen:

Die reduzierten Modelle aus Kapitel 6 wurden ebenfalls in der grafischen Benutzeroberfläche erarbeitet (von Abaqus), so dass hier keine Skripte dafür angegeben werden. Analoges gilt für die damit verbundene Optimierung. Die Optimierungsaufgabe wurde unter 'Optimization 1' in der Benutzeroberfläche von Isight angelegt (vgl. unten).



Aus der Dortmunder Umformtechnik sind im Shaker Verlag bisher erschienen:

- A. Adelhof: Komponenten einer flexiblen Fertigung beim Profiltrunden.
ISBN 3-86111-601-4
- G. Reil: Prozeßregelung numerisch gesteuerter Umformmaschinen mit Fuzzy Logic. ISBN 3-86111-862-9
- F. Maevus: Rechnerintegrierte Blechteilefertigung am Beispiel des Gesenkbiegens. ISBN 3-8265-0104-7
- R. Warstat: Optimierung der Produktqualität und Steigerung der Flexibilität beim CNC-Schwenkbiegen. ISBN 3-8265-1170-0
- H. Sulaiman: Erweiterung der Einsetzbarkeit von Gesenkbiegepressen durch die Entwicklung von Sonderwerkzeugen. ISBN 3-8265-1443-2
- Ch. Smatloch: Entwicklung eines numerisch einstellbaren Werkzeugsystems für das Tief- und Streckziehen. ISBN 3-8265-1465-3
- T. Straßmann: Prozeßführung für das Walzrunden auf der Basis Neuronaler Netze. ISBN 3-8265-1966-3
- L. Keßler: Simulation der Umformung organisch beschichteter Feinbleche und Verbundwerkstoffe mit der FEM. ISBN 3-8265-2256-7
- E. Szücs: Einsatz der Prozeßsimulation bei der Entwicklung eines neuen Umformverfahrens - der Hochdruckblechumformung. ISBN 3-8265-3119-1
- S. Chatti: Optimierung der Fertigungsgenauigkeit beim Profiltrunden.
ISBN 3-8265-3534-0
- F. Haase: Eigenspannungen an dünnwandigen Bauteilen und Schichtverbunden. ISBN 3-8265-4312-2
- N. Austerhoff: Integrierte Produkt- und Prozeßgestaltung für die Herstellung von Blechbiegeteilen. ISBN 3-8265-6613-0
- D. Arendes: Direkte Fertigung gerundeter Aluminiumprofile beim Strangpressen. ISBN 3-8265-6442-1
- R. Kolleck: Finite-Element-Simulation wirkmedienbasierter Blechumformverfahren als Teil einer virtuellen Fertigung. ISBN 3-8265-6566-5
- T. Weidner: Untersuchungen zu Verfahren und Werkzeugsystemen der wirkmedienbasierten Blechumformung. ISBN 3-8265-6602-5
- W. Homberg: Untersuchungen zur Hochdruckblechumformung und deren Verfahrenskomponenten. ISBN 3-8265-8684-0

M. Rohleder: Simulation rückfederungsbedingter Formabweichungen im Produktentstehungsprozess von Blechformteilen. ISBN 3-8265-9977-2

V. Hellinger: Untersuchungen zur Methodik der Berechnung und Herstellung von leichten Stützkernverbunden. ISBN 3-8322-0104-1

A. Klaus: Verbesserung der Fertigungsgenauigkeit und der Prozesssicherheit des Rundens beim Strangpressen. ISBN 3-8322-0208-0

B. Heller: Halbanalytische Prozess-Simulation des Freibiegens von Fein- und Grobblechen. ISBN 3-8322-0923-9

A. Wellendorf: Untersuchungen zum konventionellen und wirkmedienbasierten Umformen von komplexen Feinstblechbauteilen. ISBN 3-8322-2435-1

C. Klimmek: Statistisch unterstützte Methodenplanung für die Hochdruck-Blechumformung. ISBN 3-8322-2994-9

R. Krux: Herstellung eigenschaftsoptimierter Bauteile mit der Hochdruck-Blechumformung und Analyse der induzierten Eigenspannungen. ISBN 3-8322-3551-5

S. Jadhav: Basic Investigations of the Incremental Sheet Metal Forming Process on a CNC Milling Machine. ISBN 3-8322-3732-1

C. Beerwald: Grundlagen der Prozessauslegung und -gestaltung bei der elektromagnetischen Umformung. ISBN 3-8322-4421-2

A. Brosius: Verfahren zur Ermittlung dehnratenabhängiger Fließkurven mittels elektromagnetischer Rohrumformung und iterativer Finite-Element-Analysen. ISBN 3-8322-4835-8

R. Ewers: Prozessauslegung und Optimierung des CNC-gesteuerten Formdrückens. ISBN 3-8322-5177-4

T. Langhammer: Untersuchungen zu neuen Konzepten für PKW-Kraftstoffbehälter. ISBN 3-8322-5300-9

M. Schikorra: Modellierung und simulationsgestützte Analyse des Verbundstrangpressens. ISBN 3-8322-5506-0

M. Schomäcker: Verbundstrangpressen von Aluminiumprofilen mit endlosen metallischen Verstärkungselementen. ISBN 978-3-8322-6039-2

N. Ridane: FEM-gestützte Prozessregelung des Freibiegens. ISBN 978-3-8322-7253-1

R. Shankar: Surface Reconstruction and Tool Path Strategies for Incremental Sheet Metal Forming. ISBN 978-3-8322-7314-9

- U. Dirksen: Testumgebung für Prozessregelungen zum Drei-Rollen-Profilbiegen mit virtuellem und realem Biegeprozess.
ISBN 978-3-8322-7673-7
- D. Risch: Energietransfer und Analyse der Einflussparameter der formgebundenen elektromagnetischen Blechumformung.
ISBN 978-3-8322-8360-5
- M. Marré: Grundlagen der Prozessgestaltung für das Fügen durch Weiten mit Innenhochdruck. ISBN 978-3-8322-8361-2
- D. Becker: Strangpressen 3D-gekrümmter Leichtmetallprofile.
ISBN 978-3-8322-8488-6
- V. Psyk: Prozesskette Krümmen - Elektromagnetisch Komprimieren - Innenhochdruckumformen für Rohre und profilförmige Bauteile.
ISBN 978-3-8322-9026-9
- M. Trompeter: Hochdruckblechumformung großflächiger Blechformteile.
ISBN 978-3-8322-9080-1
- H. Karbasian: Formgenauigkeit und mechanische Eigenschaften pressgehärteter Bauteile. ISBN 978-3-8322-9250-8
- M. J. Gösling: Metamodell unterstützte Simulation und Kompensation von Rückfederungen in der Blechumformung. ISBN 978-3-8322-9355-0
- H. Pham: Process Design for the Forming of Organically Coated Sheet Metal.
ISBN 978-3-8440-0309-3
- B. Rauscher: Formschlüssig verbundene Metall-Kunststoff-Hybridbauteile durch Integration von Blechumformung und Spritzgießen.
ISBN 978-3-8440-0655-1
- T. Cwiekala: Entwicklung einer Simulationsmethode zur zeiteffizienten Berechnung von Tiefziehprozessen.
ISBN 978-3-8440-0701-5
- M. Hermes: Neue Verfahren zum rollenbasierten 3D-Biegen von Profilen.
ISBN 978-3-8440-0793-0
- N. Ben Khalifa: Strangpressen schraubenförmiger Profile am Beispiel von Schraubenrotoren.
ISBN 978-3-8440-0969-9
- J. Kolbe: Thermisch beschichtete, faserverstärkte Polymerwerkzeuge für die Umformung höherfester Blechwerkstoffe.
ISBN 978-3-8440-1353-5

L. Kwiatkowski: Engen dünnwandiger Rohre mittels dornlosen Drückens.
ISBN 978-3-8440-1381-8

T. Kloppenborg: Analyse- und Optimierungsmethoden für das
Verbundstrangpressen.
ISBN 978-3-8440-1384-9

A. Schuster: Charakterisierung des Faserverlaufs in umgeformten Stählen
und dessen Auswirkung auf mechanische Eigenschaften.
ISBN 978-3-8440-1581-2

A. Jäger: Strangpressen von Aluminiumprofilen mit prozessintegrierter
umformtechnischer Weiterverarbeitung.
ISBN 978-3-8440-1654-3

M. M. Hussain: Polymer Injection Sheet Metal Forming – Experiments and
Modeling.
ISBN 978-3-8440-2041-0

M. S. Aydin: Efficient Parameter Characterization for Hardening and Yield
Locus Models for Sheet Metals.
ISBN 978-3-8440-2118-9

A. Canpolat: Experimentelle und numerische Bewertung der
Fließortbestimmung mittels Kreuzzugversuch.
ISBN 978-3-8440-2126-4

V. Güley: Recycling of Aluminum Chips by Hot Extrusion.
ISBN 978-3-8440-2476-0

D. Pietzka: Erweiterung des Verbundstrangpressens zu höheren
Verstärkungsanteilen und funktionalen Verbunden.
ISBN 978-3-8440-2538-5

M. Haase: Mechanical Properties Improvement in Chip Extrusion with
Integrated Equal Channel Angular Pressing.
ISBN 978-3-8440-2571-2

Q. Yin: Verfestigungs- und Schädigungsverhalten von Blechwerkstoffen im
ebenen Torsionsversuch.
ISBN 978-3-8440-2839-3

C. Becker: Inkrementelles Rohrumformen von hochfesten Werkstoffen.
ISBN 978-3-8440-2947-5

R. Hölker: Additiv hergestellte Werkzeuge mit lokaler Innenkühlung zur
Produktivitätssteigerung beim Aluminium-Strangpressen.
ISBN 978-3-8440-3149-2

C. Weddeling: Electromagnetic Form-Fit Joining.
ISBN 978-3-8440-3405-9

A. Güner: In-situ stress analysis with X-ray diffraction for yield locus
Determination.
ISBN 978-3-8440-3414-1

A. Güzel: Microstructure Evolution during Thermomechanical Multi-Step
Processing of Extruded Aluminum Profiles.
ISBN 978-3-8440-3428-8

S. Hänisch: Verzugsanalyse kaltmassivumgeformter und wärmebehandelter
Bauteile.
ISBN 978-3-8440-3761-6

A. Foydl: Strangpressen partiell verstärkter Aluminiumprofile.
ISBN 978-3-8440-3875-0

A. Weinrich Mora: Das Freibiegen mit inkrementeller Spannungsüberlagerung.
ISBN 978-3-8440-4221-4

S. Cai: Tailored and double-direction pressure distributions for vaporizing-foil
Forming.
ISBN 978-3-8440-4255-9

G. Sebastiani: Erweiterung der Prozessgrenzen inkrementeller Blechumform-
verfahren mittels flexibler Werkzeuge.
ISBN 978-3-8440-4359-4

C. Pleul: Das Labor als Lehr-Lern-Umgebung in der Umformtechnik.
Entwicklungsstrategie und hochschuldidaktisches Modell.
ISBN 978-3-8440-4569-7

H. Hassan: Springback in deep drawing – Accurate prediction and reduction.
ISBN 978-3-8440-4924-4

L. Chen: An Investigation of Failure Mechanisms in Forming of Monolithic and
Composite Sheets.
ISBN 978-3-8440-5168-1

L. Hiegemann: Glatzwalzen beschichteter Oberflächen.
ISBN 978-3-84440-5419-4

G. Georgiadis: Hot stamping of thin-walled steel components.
ISBN 978-3-8440-5435-4

S. P. Afonichev: Numerische Simulation der Umformung von
Sandwichblechen unter Berücksichtigung großer Krümmungen.
ISBN 978-3-8440-5471-2

D. May: Globally Competent Engineers. Internationalisierung der Ingenieurausbildung am Beispiel der Produktionstechnik.
ISBN 978-3-8440-5615-0

H. Chen: Granular medium-based tube press hardening.
ISBN 978-3-8440-5701-0

G. Grzanic: Verfahrensentwicklung und Grundlagenuntersuchungen zum Inkrementellen Profilmformen.
ISBN 978-3-8440-5889-5

S. Alkas Yonan: Inkrementelle Kaltumformung von Thermoplasten.
ISBN 978-3-8404-6026-3

P. Sieczkarek: Inkrementelle Blechmassivumformung.
ISBN 978-3-8440-6118-5

S. Ossenkemper: Verbundfließpressen in konventionellen Fließpresswerkzeugen.
ISBN 978-3-8440-6175-8

K. Isik: Modelling and characterization of damage and fracture in sheet-bulk metal forming.
ISBN 978-3-8440-6278-6

S. Gies: Thermische Spulenverluste bei der elektromagnetischen Blechumformung.
ISBN 978-3-8440-6468-1

C. H. Löbbecke gen. Brüggemann: Temperaturunterstütztes Biegen und Wärmebehandeln in mehrstufigen Werkzeugen.
ISBN 978-3-8440-6485-8

J. Lueg-Althoff: Fügen von Rohren durch elektromagnetische Umformung – Magnetpulsschweißen.
ISBN 978-3-8440-6558-9

C. Dahnke: Verbundstrangpressen adaptiver Leichtbaukomponenten aus Aluminium und Formgedächtnislegierungen.
ISBN 978-3-8440-6630-2

O. K. Demir: New test and interpretation of electromagnetic forming limits of sheet metal.
ISBN 978-3-8440-6986-0

M. Schwane: Entwicklung und Eigenschaften von Längspressnähten beim Aluminiumstrangpressen.
ISBN 978-3-8440-6994-5

R. Meya: Schädigungskontrolliertes Blechbiegen mittels
Druckspannungsüberlagerung.
ISBN 978-3-8440-7510-6

O. Hering: Schädigung in der Kaltmassivumformung: Entwicklung,
Auswirkungen und Kontrolle.
ISBN 978-3-8440-7525-0

H. Traphöner: Erweiterung der Anwendungsgrenzen des ebenen
Torsionsversuchs.
ISBN 978-3-8440-7737-7

O. Napierala: Tiefzieh-Verbundfließpressen: Analyse, Bauteileigenschaften
und Potentiale.
ISBN 978-3-8440-7856-5

S. Wernicke: Inkrementelle Blechmassivumformung belastungsangepasster
Funktionsbauteile.
ISBN 978-3-8440-7980-7

D. Staupendahl: 3D Profile Bending with Five Controlled Degrees of Freedom.
ISBN 978-3-8440-8006-3

S. Heibel: Schädigung und Versagensverhalten hochfester Mehrphasenstähle.
ISBN 978-3-8440-8269-2

F. Kolpak: Anisotropic Hardening in Cold Forging. Characterization,
Simulation and Consequences.
ISBN 978-3-8440-8519-8

T. Mennecart: In-situ Hybridisierung von Faser-Metall Laminaten.
ISBN 978-3-8440-8566-2

S. Rosenthal: Umformung additiv gefertigter Bleche mit strukturiertem Kern.
ISBN 978-3-8440-8948-6

A. Schulze: Bleche aus stranggepressten Aluminiumspänen:
Herstellung, Charakterisierung und Umformbarkeit.
ISBN 978-3-8440-8968-4

