

Berücksichtigung der freien Knetoberfläche beim Berechnen von Strömungsfeldern im Kalanderspalt

Vom Fachbereich Maschinenbau
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieurin

genehmigte
Dissertation
von

Dipl.-Ing. Sabine Luther

geboren am 20.10.1966 in Hamburg

2003

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. D. Mewes

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. G. P. Merker

Vorsitz der Prüfungskommission: Prof. Dr.-Ing. J. Seume

Tag der Promotion: 24. April 2003

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Verfahrenstechnik der Universität Hannover.

Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Mewes, der mir durch das entgegengebrachte Vertrauen und dem großen eingeräumten Freiraum die Durchführung der Arbeit ermöglicht hat. Die großzügige Förderung und die vielen Anregungen waren eine wertvolle Unterstützung.

Herrn Prof. Dr.-Ing. G. P. Merker danke ich für die Übernahme des Koreferates und Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Seume für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes. Beiden gilt mein Dank für das freundliche Interesse, das sie dieser Arbeit entgegenbrachten.

Den Mitarbeitern und den wissenschaftlichen Hilfskräften des Instituts danke ich für die Unterstützung und die freundliche Atmosphäre am Institut während der Durchführung und der Fertigstellung der Arbeit. Mein besonderer Dank gilt Herrn Streichert für die Mühe und die Geduld, die er für die Administration der Rechner aufgebracht hat.

Ein besonderer Dank gilt meinem Ehemann, Jörg Struve, der mir in der gesamten Promotionszeit immer mit Rat und Tat zur Seite stand.

Hannover, im April 2003

Sabine Luther

Kurzfassung

Luther, Sabine

Berücksichtigung der freien Knetoberfläche beim Berechnen von Strömungsfeldern im Kalanderspalt

In Kalandern werden mit gegensinnig rotierenden Walzen hochviskose Fluide zu Folien, Platten oder Bahnen verarbeitet. Die Qualität der kalandrierten Bahnen wird durch das sich im Walzenspalt einstellende räumliche Strömungsfeld beeinflusst. Es besitzt eine freie Oberfläche, welche das Volumen des Knets gegen die gasförmige Umgebung abgrenzt. Auf numerischem Wege gelingt es, die Geschwindigkeits- und Spannungsfelder und die sich im Verarbeitungsprozess einstellende Position der freien Knetoberfläche zu berechnen. Mit den Ergebnissen können die für den Kalanderbetrieb günstigen und zulässigen Betriebsbereiche in Form sogenannter Verarbeitungsfenster qualitativ angegeben werden.

Die Berechnung des Strömungsfeldes und der sich einstellenden freien Oberfläche erfolgt iterativ. Die Transportgleichungen für die Massen- und Impulsströme werden mit dem Programm Polyflow gelöst. Die Lage der freien Oberfläche wird aus dem Ergebnis für das Geschwindigkeitsfeld berechnet. Für newtonsche und strukturviskose Fluide werden das Strömungsfeld und die Lage der freien Oberfläche des Knets in Abhängigkeit der Spalthöhe, Umfangsgeschwindigkeit der Walzen, deren Friktions-Zahl, der Durchmesser, dem durch den Spalt geförderten Massenstrom und den Fließeigenschaften berechnet. In Abhängigkeit der Spalthöhe und der Friktions-Zahl ergeben sich für konstante Massenströme unterschiedliche Betriebsbereiche für die Arbeitsweise des Kalanders.

Die Variationsbereiche aller Verfahrensparameter unterliegen aufgrund der Anforderungen an die Eigenschaften der kalandrierten Bahnen Grenzen. Mit Hilfe der berechneten Strömungsfelder werden Betriebsgrenzen bezüglich dispersiver und distributiver Vermischung, Oberflächengüte, Lufteinschlüsse und temperaturbedingter Defekte erläutert. Die Betriebsgrenzen kennzeichnen Verarbeitungsfenster. Aus diesen folgt, dass maximale Kalandriergeschwindigkeiten mit großen Spalthöhen, d. h. geringem Knetvolumen und mit mittleren Friktions-Zahlen erreicht werden.

Stichworte: Kalandern, freie Oberfläche, CFD

Abstract

Luther, Sabine

Calculation of flow fields in the calender gap in consideration of the free surface

Counter-rotating rolls are used in calenders to produce foils or sheets from polymeric materials. The quality of the calendered sheets is determined by the three-dimensional flow field in the gap between the two rolls. The flow field is characterized by the free surface of the bank. The velocity and stress fields and the position of the free surface are calculated numerically. Using the results of the flow field calculations possible processing windows are determined qualitatively.

The calculation of the flow field and the position of the free surface is done iteratively. The transport equations for mass and impulse are solved with the program Polyflow. Based on the results of the calculated velocity field the position of the free surface is calculated. The calculations are done for newtonian as well as for non-newtonian fluids. Within the numerical calculation the impact of different parameters on the bank is analysed. Examined parameters are gap height, speed of the rolls, friction number, roll diameter, mass flow rate and rheological parameters. For a constant mass flow rate different processing alternatives are possible dependent on gap height and friction number.

Due to the requirements of a good product quality the influencing parameters are subject to boundaries. Such boundaries of the parameters are discussed in respect of dispersive and distributive mixing, surface appearance, air bubbles and temperature dependent defects. For a specific product geometry qualitative processing windows are provided. From these processing windows it can be seen that large gap heights i. e. small bank heights and middle ranged friction numbers result in a maximum calendering speed.

Keywords: Calendering, free surface, CFD

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen	V
1 Einleitung	1
2 Ziele der Arbeit	4
3 Stand der Forschung	6
3.1 Berechnete Strömungsfelder.....	6
3.2 Experimentelle Ergebnisse	12
3.2.1 Spannungsfeld	12
3.2.2 Strombahnen.....	12
3.2.3 Oberflächengüte	14
3.2.4 Lufteinschlüsse.....	16
3.2.5 Temperaturbedingte Defekte.....	16
4 Mischen im Walzenspalt	17
4.1 Dispersives Mischen.....	18
4.1.1 Mischen von Feststoffen und Polymeren	18
4.1.2 Mischen von Polymeren	20
4.1.3 Mischindex	21
4.2 Distributives Mischen.....	21
5 Berechnung des Strömungsfeldes	23
5.1 Transportgleichungen	23
5.1.1 Massenbilanz	23
5.1.2 Impulsbilanz	23
5.1.3 Energiebilanz.....	25
5.2 Rheologische Fließgesetze	26
5.2.1 Newtonsche Fluide	26
5.2.2 Viskose Fluide.....	27
5.3 Berechnung eindimensionaler Strömungsfelder mit Hilfe der Schmierfilmtheorie	28
5.3.1 Spannungs- und Geschwindigkeitsfelder	29
5.3.2 Höhe der kalandrierten Bahn.....	31

6	Freie Oberflächen	33
6.1	Randbedingungen	33
6.2	Berechnen der Lage der freien Oberfläche.....	36
6.2.1	Eulersche Verfahren	36
6.2.2	Lagrangesche Verfahren.....	39
6.2.3	Gemischte Euler-Lagrange Verfahren.....	39
7	Numerische Berechnung	46
7.1	Rechennetz und Randbedingungen	46
7.2	Vorgehensweise.....	48
8	Ergebnisse zum Strömungsfeld	52
8.1	Einfluss der rheologischen Eigenschaften.....	53
8.1.1	Newtonsche Fluide	53
8.1.2	Strukturviskose Fluide.....	56
8.2	Einfluss der Spalthöhe	61
8.3	Einfluss der Friktions-Zahl.....	66
9	Betriebsgrenzen für das Kalandrieren	69
9.1	Vermischung.....	69
9.1.1	Einfluss der Friktions-Zahl auf das dispersive Mischen	69
9.1.2	Einfluss der Spalthöhe auf das dispersive Mischen	73
9.1.3	Distributives Mischen.....	74
9.2	Oberflächengüte und Lufteinschlüsse	76
9.3	Einfluss der Temperatur	79
9.4	Verarbeitungsfenster.....	82
10	Räumliches Strömungsfeld	85
10.1	Spannungs- und Geschwindigkeitsfelder	85
10.2	Höhe der kalandrierten Bahn.....	88
11	Zusammenfassung	90
	Literaturverzeichnis	93

Formelzeichen

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
\bar{a}	m/s^2	Beschleunigungsvektor
c_p	$J/kg\ K$	spezifische isobare Wärmekapazität
c_v	$J/kg\ K$	spezifische isochore Wärmekapazität
\underline{D}	$1/s$	Deformationsgeschwindigkeitstensor
d	m	Durchmesser
\underline{E}	-	Einheitstensor
H	m	Höhe des Spalts im Eintrittsquerschnitt
h	m	Höhe
h_0	m	geringste Höhe des Walzenspalts
h_1	m	Höhe der einströmenden Bahn
h_2	m	Höhe der ausströmenden Bahn
I_i	-	i-te Invariante eines Tensors
K	$Pa\ s^n$	Konsistenzfaktor des Fließgesetzes von Ostwald-de-Waele, Gl. (5.23)
\underline{L}	$1/s$	Geschwindigkeitsgradiententensor
\dot{M}	kg/s	Massenstrom
n	-	Fließexponent des Fließgesetzes von Ostwald-de-Waele, Gl. (5.23)
\bar{n}	-	Einheitsvektor in normaler Richtung
p	Pa	Druck
\dot{q}	J/sm^2	Wärmestromdichte
R	m	Radius

T	K	Temperatur
t	s	Zeit
\vec{t}	-	Einheitsvektor in tangentialer Richtung
u	J/kg	spezifische innere Energie
V	m ³	Volumen
v	m/s	Geschwindigkeit
\vec{v}	m/s	Geschwindigkeitsvektor
W	m	Breite der kalandrierten Bahn
\underline{W}	1/s	Drehgeschwindigkeitstensor
x, y, z	m	kartesische Koordinate

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
β	Pa s/m	Koeffizient des Wandgleitens, Gl. (6.8)
χ	-	Faktor zur Beschreibung der Form der Mischkammer, Gl. (4.1)
ε	-	Konvergenzkriterium
$\dot{\varepsilon}$	1/s	Dehnungsgeschwindigkeit
Φ	J/sm ³	Dissipationsstromdichte
$\dot{\gamma}$	1/s	Schergeschwindigkeit
λ	-	Mischindex, Gl. (4.2)
η	Pa s	Viskosität
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	N/m	Oberflächenspannung
$\underline{\sigma}$	N/m ²	Gesamtspannungstensor

σ_T	N/m^2	Kohäsionskraft pro Flächeneinheit, Gl. (4.1)
τ	N/m^2	Schubspannung
$\bar{\tau}$	N/m^2	gemittelte Schubspannung
$\underline{\underline{\tau}}$	N/m^2	Extrapannungstensor
ξ	-	dimensionslose kartesische Koordinate

Indices

Zeichen

Bedeutung

0	Bezugsgröße
1	Eintrittsquerschnitt, Walze 1
2	Austrittsquerschnitt, Walze 2
A, B	Zählindex
c	charakteristisch
diss	dissipiert
f	flüssige Phase
G	Wandgleiten
g	gasförmige Phase
ges	gesamt
i	Iterationsschritt
j	Position
\dot{M}	Massenstrom
max	maximal
misch	gemischt
n	normal
O	Oberfläche

R	Radius
t	tangential
v	Geschwindigkeit
W	Wand
x, y, z	in Richtung der kartesischen Koordinate
xx, xy, ..	Richtungen im Spannungstensor
*	dimensionslos

Kennzahlen

Kennzahl	Bedeutung
$Ca \equiv \frac{\eta_0 v_c}{\sigma}$	Kapillar-Zahl
$f \equiv \frac{v}{v_1}$	Friktions-Zahl
$Z \equiv \frac{\chi \eta \dot{\gamma}}{\sigma_T}$	Kennzahl zur Beschreibung des Anteils aufgebrochener Partikelagglomerate, Gl. (4.1)

1 Einleitung

Gegensinnig rotierende, koaxial angeordnete Walzen sind in der Polymerverarbeitung weit verbreitet. Mit ihnen werden z. B. in Kalandern Kautschukmischungen oder thermoplastische Kunststoffe zu endlosen Folien, Platten und Bahnen verarbeitet. Die Formgebung erfolgt im Spalt zwischen den rotierenden Walzen. Je nach Aufgabe werden Kalandrierer mit zwei oder mehreren Walzen unterschiedlicher Anordnung eingesetzt.

Die Qualität der kalandrierten Bahn ist vom Strömungsfeld abhängig, welches sich im Spalt zwischen den Walzen einstellt. Die maßgeblichen Verfahrensparameter sind neben der Spalthöhe, die Umfangsgeschwindigkeiten der Walzen, deren Temperatur und Durchmesser [1, 2]. Je nach Bauform des Kalandriers sind weitere Parameter von Einfluss, welche die Deformation der Walzen ausgleichen, wie z. B. eine Bombierung der Walzen, deren Roll-Bending oder ihre axiale Verschränkung.

In Bild 1.1 ist das Strömungsfeld im Walzenspalt schematisch dargestellt [3, 4]. Es besteht aus einer Schleppströmung mit überlagerter Druckströmung. Das zu kalandrierende Polymer haftet an den Walzenoberflächen und wird in Richtung zum engsten Spalt gefördert. Vor dem engsten Spalt stellt sich ein Druckmaximum ein. Die Druckgradienten beiderseits des Maximums bewirken, dass sich vor dem Druckmaximum eine Geschwindigkeitskomponente entgegen der Förderrichtung und im engsten Spalt eine Geschwindigkeitskomponente in Förderrichtung einstellen. Aus diesem Grund kommt es vor dem engsten Spalt zur Rückströmung und zur Bildung eines sogenannten Knets. Innerhalb des Knets befinden sich mehrere Wirbelgebiete. Diese führen zur Durchmischung der Polymere vor dem Walzenspalt. Im engsten Spalt bewirkt der Druckgradient eine der Schleppströmung überlagerte Geschwindigkeitskomponente, die den Transport der Polymermischung in Förderrichtung verstärkt. Die Höhe der kalandrierten Bahn ist daher größer als die im engsten Spalt.

Die Form des Knets und dessen Volumen hängen u. a. von den Abmessungen des Spalts ab. Eine Verringerung der Spalthöhe führt für konstante Massenströme zu einem vergrößerten Knet. Dieses ist in Bild 1.2 schematisch dargestellt. Für konstante Massenströme und damit konstante Höhen der kalandrierten Bahnen ergeben sich somit verschiedene Verarbeitungsalternativen. Eine Bahn gewünschter Höhe h_2 kann sowohl mit Hilfe der Spalthöhe $h_{0,A}$ als auch der Spalthöhe $h_{0,B}$ kalandriert werden. Je nach Spalthöhe stellen

sich die zugehörigen Knethöhen H_A oder H_B im Eintrittsquerschnitt ein. Verschiedene Knethöhen ergeben allerdings unterschiedliche Eigenschaften der kalandrierten Bahn [3, 5].

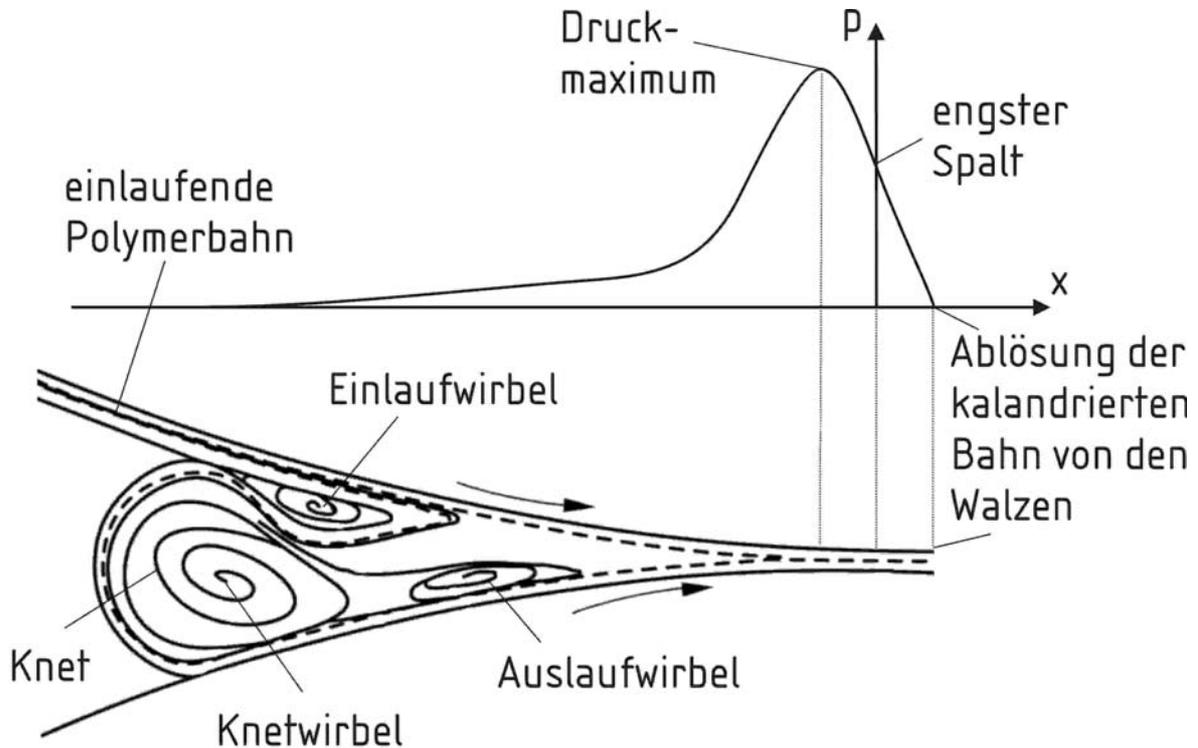


Bild 1.1: Schematische Darstellung der Stromlinien und des Druckfeldes im Kalanderspalt

Der Knet dient zum Durchmischen der viskosen Fluide, die als Gemische unterschiedlicher Polymere oder Gemischen aus Polymeren mit niedermolekularen Lösungsmitteln bzw. partikelförmigen festen Füllstoffen vorliegen. Erfolgt die Materialzufuhr entlang einer Walzenoberfläche, z. B. entlang der höherliegenden Walze, so passiert das Material, welches an der Walzenoberfläche haftet, den Walzenspalt direkt. Die Unterseite des einlaufenden Materials wird vor dem Walzenspalt schichtenweise abgetragen und in den Knet hineingefördert. Dabei wird es mit bereits im Knet vorhandenem Material gemischt [6, 7]. Auf diese Weise wird z. B. in den aufeinander folgenden Spalten von Mehrwalzen-Kalandern jeweils eine Oberflächenzone der kalandrierten Bahn durchmischt.

Die volumetrische Ausdehnung des Knets beeinflusst auch das Druckfeld im Spalt zwischen den Walzen. Ein zu geringer Druck kann zu Lufteinschlüssen führen [8], während zu hohe Werte des Drucks matte Stellen auf der Oberfläche der kalandrierten Bahn entstehen

lassen. Letztere können allerdings auch Folgen einer zu hohen Schergeschwindigkeit sein [4].

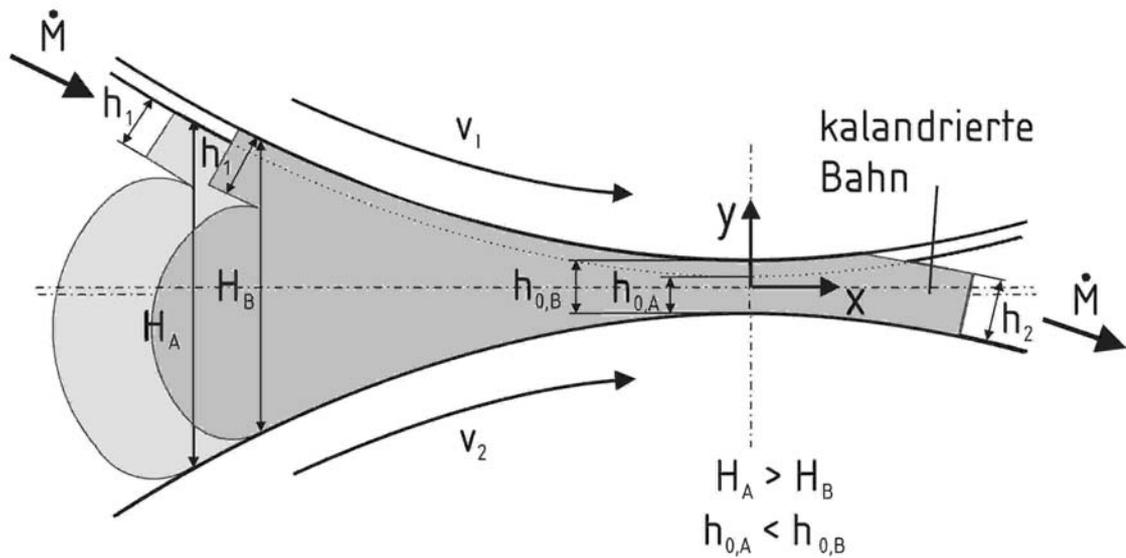


Bild 1.2: Schematische Darstellung von zwei Verarbeitungsalternativen für das Kalandrieren einer Bahn konstanter Höhe

Im Strömungsfeld des Knets findet, aufgrund der Scherung eine erhebliche Dissipation der mechanisch eingetragenen Energie statt. Die dissipierte Energie führt zur Erwärmung der Polymermischung. Zu hohe Temperaturen können zur thermischen Zersetzung der kalandrierten Polymere im Walzenspalt führen [7].

2 Ziele der Arbeit

In bekannten Forschungsarbeiten, wie z. B. denen von Hatzmann, Herner und Müller [3], Gärtner [7], Bourgeois und Agassant [4] und Chong [9], wird der Einfluss der Spalthöhe, der Umfangsgeschwindigkeit und der Temperatur der Walzen sowie der Form und Größe des Knets auf die Eigenschaften der kalandrierten Bahn experimentell untersucht. Ein Zusammenhang, zwischen den im Knet und Spalt vorhandenen Strömungsfeldern und den sich einstellenden geometrischen Abmessungen des Knets, wurde bisher nicht hergestellt.

Die Strömungsfelder lassen sich für den Kalanderspalt mit Hilfe einer geeigneten Modellbildung aus der Lösung der Transportgleichungen für die Massen-, die Impuls- und die Energieströme auf numerischen Wege ermitteln. Dabei lässt sich die freie Oberfläche des Knets bisher nur unzureichend berechnen. Insbesondere führen sowohl die Berechnung der Kontaktlinie von Knet und Eingangsstrom als auch die Berechnung der Strömungsrichtungsumkehr auf der freien Oberfläche zu Konvergenzproblemen. Eine allgemeingültige Lösung ist nur dann berechenbar, wenn der Startvektor der Ortskoordinaten der freien Knetoberfläche nahe genug an der Lösung liegt. Aus diesem Grund ist es notwendig, eine für das Kalandrieren geeignete Lösung zu suchen.

In der vorliegenden Arbeit wird die Form des Knets, welcher sich im Eingangsbereich des Spalts zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen bildet, auf numerischem Wege berechnet. Die Berechnung der freien Oberfläche des Knets erfolgt entkoppelt von der Lösung der Transportgleichungen. Die Transportgleichungen für die Massen- und Impulsströme werden mit dem Finite Elemente Programm Polyflow gelöst. Die Lage der freien Oberfläche wird mit Hilfe von verschieblichen und an die freie Oberfläche gekoppelten Ortskoordinaten so berechnet, dass die freie Oberfläche sich auf einer Stromlinie befindet. Die Berechnungen werden für Fluide mit newtonschen und nicht newtonschen Fließverhalten durchgeführt. Zur Beschreibung der Strukturviskosität polymerer Materialien wird das Gesetz von Ostwald-de-Waele verwendet. Parameter, wie z. B. die Stoffeigenschaften, die Spalthöhe, die Umfangsgeschwindigkeiten der Walzen, deren Friktions-Zahl und Durchmesser werden hinsichtlich ihres Einflusses auf die Knetform untersucht.

Die Variationsbereiche aller Parameter unterliegen aufgrund der Anforderungen an die Eigenschaften der kalandrierten Bahnen Grenzen. Die Grenzen lassen sich aus bekannten Ergebnissen zum Betriebsverhalten von Kalandern einerseits und gewünschten Eigenschaf-

ten der kalandrierten Bahn andererseits qualitativ ermitteln. Mit den Berechnungen können die Betriebsgrenzen, welche ein sogenanntes Verarbeitungsfenster umranden, mit numerischen Verfahren bestimmt werden.

Bisher wird die Berechnung des Strömungsfeldes im Spalt zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen stets unter der Annahme zweidimensionaler Strömungsfelder durchgeführt. In der vorliegenden Arbeit wird die Strömung im Spalt unter Berücksichtigung dreidimensionaler Feldeigenschaften berechnet. Dabei wird der Einfluss der geometrischen Form des Knets auf das Geschwindigkeits- und Spannungsfeld im Walzenspalt ermittelt.

3 Stand der Forschung

Gegensinnig rotierende Walzen werden in Kalandern als Misch- und Förderapparate eingesetzt. Die verarbeiteten Materialien sind in der Regel hochviskose, thermoplastische Polymere oder Kautschukgemische. Mit Kalandern werden sowohl Halbzeuge als auch Fertigprodukte hergestellt. In der kautschukverarbeitenden Industrie werden Kalandern zum Herstellen von Platten und Bahnen sowie zum Friktionieren von Geweben eingesetzt [10].

Die Eigenschaften der kalandrierten Produkte sind vom Druck, der Temperatur und der Schergeschwindigkeit im Kalanderspalt abhängig [4, 11]. In zahlreichen Untersuchungen wurden daher die Druck-, Temperatur- und Strömungsfelder im Kalanderspalt mit vereinfachenden Annahmen berechnet. Da die Geschwindigkeits- und Temperaturfelder nur mit aufwendigen Methoden durch Messungen im Kalanderspalt zu ermitteln sind, sind nur wenige experimentelle Untersuchungen zum Kalandrieren bekannt. Diese beschäftigen sich mit der visuellen Analyse der Stromlinien [3, 4, 6], der Messung des Drucks im Kalanderspalt [6, 12] und der Untersuchung des Einflusses von Verfahrensparametern, wie der Spalthöhe, der Umfangsgeschwindigkeit und der Temperatur der Walzen sowie dem Knetvolumen auf die Eigenschaften der kalandrierten Bahn [3, 4, 7].

In Bild 1.1 sind die Stromlinien und das sich im Spalt einstellende Druckprofil, wie es von Hatzmann, Herner und Müller [3] und Unkrueer [6] beobachtet wird, schematisch dargestellt. Das Strömungsfeld besteht aus einer Schlepp- mit überlagerter Druckströmung. Das zu kalandrierende Polymer wird innerhalb des Scherströmungsgebiets in der Nähe der Walzenoberflächen in Richtung zum engsten Spalt gefördert. Vor dem engsten Spalt stellt sich ein Druckmaximum ein. Aufgrund des sich in Förderrichtung einstellenden Druckgradienten kommt es vor dem engsten Spalt zu einer Rückströmung und zur Bildung des sogenannten Knets. Innerhalb des Knets beobachten Hatzmann, Herner und Müller und Unkrueer drei Wirbelgebiete.

3.1 Berechnete Strömungsfelder

Um die Strömungsfelder im Kalanderspalt zu beschreiben, werden in allen bisher veröffentlichten, theoretischen Arbeiten vereinfachende Annahmen getroffen. Viele Arbeiten nutzen die Vereinfachungen der Schmierfilmtheorie. In dieser Theorie wird angenommen, dass die Walzendurchmesser sehr groß sind und der Spalt eben ist, so dass der konvektive

Transport quer zur Förderrichtung vernachlässigt werden kann. Mit den Vereinfachungen der Schmierfilmtheorie werden auf diese Weise parallele Stromlinien berechnet. Eine schematische Darstellung des eindimensionalen Geschwindigkeitsfeldes gemäß den Annahmen der Schmierfilmtheorie ist in Bild 3.1 gegeben.

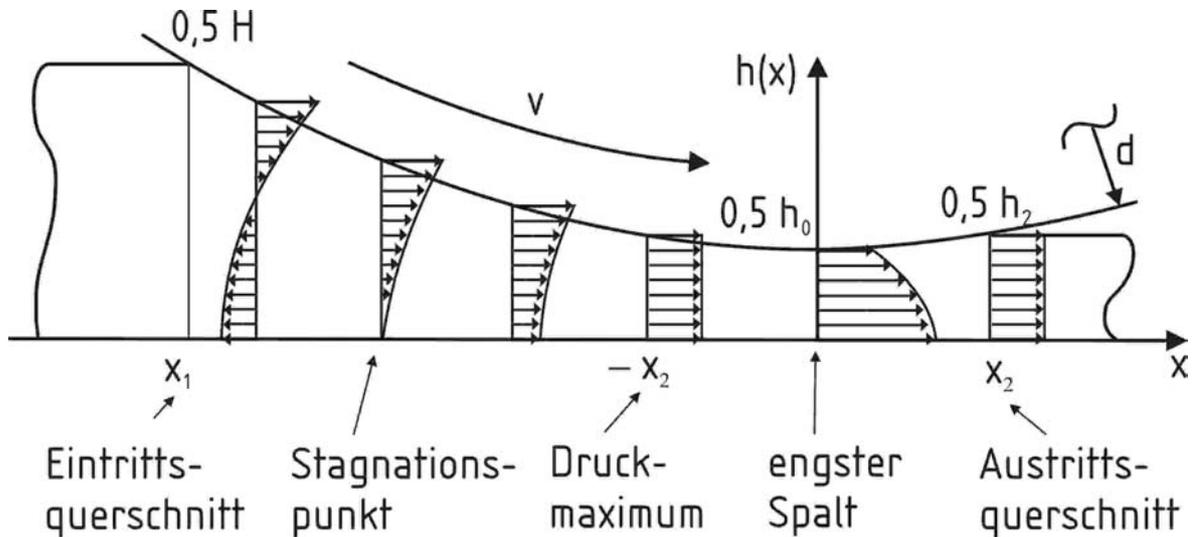


Bild 3.1: Schematische Darstellung des Geschwindigkeitsfeldes im Spalt zwischen zwei gegenseitig rotierenden Walzen gemäß den Annahmen der Schmierfilmtheorie

Das erste mit Hilfe der Schmierfilmtheorie entwickelte Modell zum Berechnen des Druckfeldes im Kalanderspalt wurde 1938 von Ardichvili [13] veröffentlicht. Ardichvili trifft neben den Vereinfachungen der Schmierfilmtheorie die Annahme, dass sich die kalandrierte Bahn an der engsten Stelle des Walzenspalts von den Oberflächen der Walzen löst. Diese Annahme wird von Gaskell [14] revidiert. Das Modell von Gaskell basiert auf der Hypothese, dass die kalandrierte Bahn eine größere Höhe als die Höhe im engsten Spalt annimmt. Gaskell zeigt, dass die Orte des maximalen Drucks und die Ablöselinie der kalandrierten Bahn von den Walzen symmetrisch zum engsten Spalt sind. Diese theoretische Überlegung wird von Bergen und Scott [12] bestätigt. Bergen und Scott messen erstmals den Druck im Kalanderspalt. Sie vergleichen ihre Messwerte mit den theoretischen Ergebnissen von Gaskell. Die experimentell gewonnenen Messwerte stimmen mit den berechneten Werten für ungefüllte Polymere überein.

Ausgehend von den Ergebnissen Gaskells erweitern zahlreiche Autoren das eindimensionale Modell um zusätzliche Einflussparameter, wie z. B. die Stoffeigenschaften. Einen großen Einfluss auf das Strömungsfeld haben die rheologischen Eigenschaften der verarbeiteten Polymere. Ihre Viskosität ist in der Regel nicht unabhängig von der Deformati-

onsgeschwindigkeit, sondern nimmt mit zunehmender Schergeschwindigkeit ab. McKelvey [15] und Brazinsky, Cosway, Valle, Clark Jones und Story [16] berechnen Strömungsfelder für strukturviskose Fluide nach dem Fließgesetz von Ostwald-de-Waele. In [16] wird zusätzlich die Höhe der kalandrierten Bahn als Funktion der Höhe des Eintrittsquerschnitts berechnet. Dieser Zusammenhang ist in Bild 3.2 dargestellt. Die Autoren stellen fest, dass die Höhen kalandrierter Bahnen aus newtonschen Fluiden bei großen Höhen des Eintrittsquerschnitts von diesen unabhängig sind. Für strukturviskose Fluide gilt dies nicht mehr. Die Höhe der kalandrierten Bahn hängt zusätzlich vom Exponenten des Fließgesetzes ab. Mit zunehmender Strukturviskosität vergrößert sich die Höhe der kalandrierten Bahn.

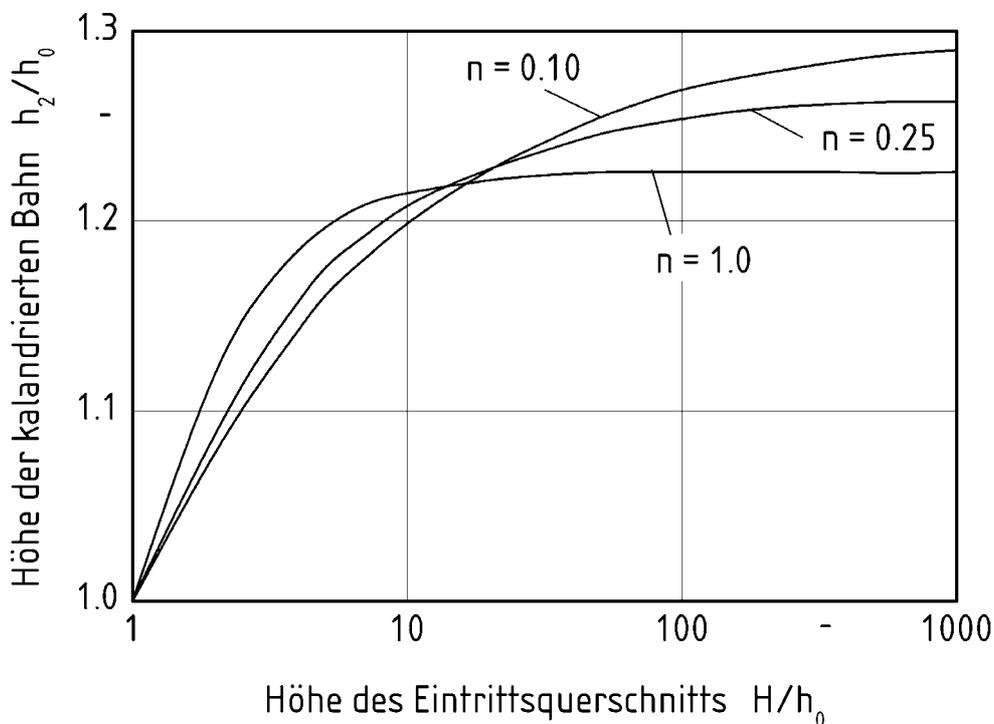


Bild 3.2: Darstellung der Höhe der kalandrierten Bahn als Funktion des Höhe des Eintrittsquerschnitts mit dem Exponenten des Fließgesetzes von Ostwald-de-Waele als Parameter, h_0 ist die Spalthöhe.

Die Antriebsleistung der Walzen, das Drehmoment und die Kräfte auf die Achsen werden von Seeger und Reher [17] sowie Agassant und Avenas [18] für strukturviskose Fluide berechnet. Agassant und Avenas vergleichen berechnete und gemessene Werte für die Verarbeitung von PVC, wobei die Messwerte die berechneten bestätigen. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse früher Arbeiten zum Strömungsfeld strukturviskoser Fluide gibt

Middleman [19]. Die Beschreibung des Fließverhaltens erfolgt hierbei mit dem Fließgesetz von Ostwald-de-Waele.

Weitere Autoren verwenden alternative Fließgesetze zur Beschreibung des strukturviskosen Fließverhaltens. Reher und Grader [20] berechnen das Druckfeld mit Hilfe des Herschel-Bulkley Fließgesetzes. Alston und Astill [21] nutzen eine hyperbolische Funktion und berechnen die Höhe der kalandrierten Bahn in Abhängigkeit der Höhe des Eintrittsquerschnitts. Im Gegensatz zu Brazinsky, Cosway, Valle, Jones und Story [16] stellen sie eine Abhängigkeit der Höhe der kalandrierten Bahn von der Umfangsgeschwindigkeit der Walzen fest. Mit steigender Umfangsgeschwindigkeit der Walzen sinkt die Höhe der kalandrierten Bahn.

Polymere zeigen häufig neben dem strukturviskosen auch ein viskoelastisches Fließverhalten. Chong [9] erweitert daher die Theorie von Gaskell auf Fluide mit einem Fließverhalten, welches mit den Gleichungen von Rivlin-Ericksen beschrieben werden kann. Hierzu gibt Chong Kennzahlen an, welche den Einfluss des viskoelastischen Fließverhaltens berücksichtigen. Lipp [22] berechnet das Geschwindigkeitsfeld für Polymere mit strukturviskosem Fließverhalten nach dem Fließgesetz von Ostwald-de-Waele und berechnet gleichzeitig die Normalspannungsdifferenzen mit Hilfe des Maxwell'schen Fließgesetzes. Er kann hiermit obere Grenzen für die Normalspannungsdifferenzen angeben.

Die gegenseitige Beeinflussung von Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern wird erstmals von Finston [23] für ein newtonsches Fluid berücksichtigt. Kohlert, Seeger, Schulze und Reher [24] berechnen die dissipierte Energie und die resultierende Temperaturerhöhung in strukturviskosen Fluiden mit dem Fließgesetz von Ostwald-de-Waele. Ein Vergleich von theoretisch berechneten Temperaturerhöhungen mit gemessenen zeigt für das Kalandrieren von PVC eine gute Übereinstimmung.

Vlachopoulos und Hrymak [25] berechnen das Druckfeld in wandgleitenden Fluiden. Die Annahme, dass an der Walzenoberfläche keine Haftung vorliegt, führt zum Vermindern des maximalen Drucks vor dem engsten Spalt.

In den bisher genannten Arbeiten wird das Druckfeld im Kalanderspalt für symmetrische Kalender, d. h. für Walzenpaarungen mit gleichen Durchmessern und Umfangsgeschwindigkeiten berechnet. Die Erweiterung des Modells zur Berechnung des Strömungsfeldes beim Kalandrieren mit einem asymmetrischen Walzenpaar wird von Takserman-Krozer,

Schenkel und Ehrmann [26, 27] für newtonsche und strukturviskose Fluide durchgeführt. Die Autoren berechnen das Druck- und Geschwindigkeitsfeld mit Hilfe eines bipolaren Koordinatensystems. Die Abhängigkeit der Höhe der kalandrierten Bahn von der Höhe des Eintrittsquerschnitts berechnet Daud [28] für eine asymmetrische Walzenpaarung. Er stellt fest, dass mit Zunahme der Differenz der Umfangsgeschwindigkeiten die Höhe der kalandrierten Bahn abnimmt. Bekin, Litvinov und Petrushanskii [29] berechnen das nicht isotherme Strömungsfeld ebenfalls mit Hilfe eines bipolaren Koordinatensystems.

Die ersten Berechnungen auf numerischem Wege gehen ebenfalls vom Modell der Schmierfilmtheorie aus. Kiparissides und Vlachopoulos [30] berechnen erstmals das eindimensionale Strömungsfeld strukturviskoser Fluide im Kalanderspalt asymmetrischer Kalandrier mit Hilfe der Finite Elemente Methode. Mit einer Finite Differenzen Methode wird von den gleichen Autoren auch das nichtisotherme Strömungsfeld berechnet [31]. Die Anwendung numerischer Verfahren zur Lösung der Transportgleichungen ermöglicht die Berechnung der Strömungsfelder unter Berücksichtigung komplexer Materialgesetze. Yu, Lee und Lee [32] berechnen das Strömungsfeld für ein viskolastisches Fluid mit dem Stoffgesetz von Maxwell. Zheng und Tanner [33] nutzen die Boundary Elemente Methode zur Berechnung des Strömungsfeldes, wobei sie das Fließgesetz von Phan-Thien-Tanner anwenden.

Numerische Lösungsverfahren bieten die Möglichkeiten zweidimensionale Strömungsfelder ohne die Vereinfachungen der Schmierfilmtheorie mit betriebsnahen Randbedingungen zu berechnen. Die Berechnung einer Geschwindigkeitskomponente quer zur Förderrichtung ist eine Voraussetzung für die Berechnung des Strömungsfeldes im Bereich der Wirbelgebiete und damit auch für die Berechnung der freien Oberfläche des Knets.

Seeger, Schnabel und Reher [34] berechnen erstmals zweidimensionale Geschwindigkeitsfelder im Kalanderspalt mit einer Finite Elemente Methode. Mit Hilfe von Fotografien der Knetformen berechnen Agassant und Espy [35] die Stromlinien im Wirbelgebiet ebenfalls mit Hilfe einer Finite Elemente Methode. Mitsoulis, Vlachopoulos und Mirza [36] berechnen auf gleiche Weise zusätzlich das Temperaturfeld und erstmalig die freie Oberfläche des Knets. Sie finden eine qualitativ gute Übereinstimmung der nichtsymmetrischen Stromlinien im Bereich des Knets mit experimentell ermittelten von Bourgeois und Agassant [4] sowie Unkruer [6]. Schematisch sind die beobachteten Stromlinien in Bild 1.1

dargestellt. Der von Bourgeois und Agassant sowie Unkrueer beobachtete Auslaufwirbel wird von Mitsoulis, Vlachopoulos und Mirza nicht berechnet.

Das nichtisotherme Strömungsfeld wird von Gruber [37] und Tseng und Sun [38] für strukturviskose Fluide mit Hilfe einer Finite Differenzen Methode berechnet. Gruber verwendet das Fließgesetz von Vinogradow, während Tseng und Sun die Gleichung von Ostwald-de-Waele nutzen. Tseng und Sun berücksichtigen zusätzlich den Wärmetransport durch die Walzenoberflächen.

Yao und Manas-Zloczower [39] untersuchen das Mischen im Spalt zwischen zwei gegenseitig rotierenden Walzen für strukturviskose Fluide. Die Berechnung des Strömungsfeldes erfolgt auf numerischem Wege und berücksichtigt die Form des Knets. Die besten Voraussetzungen für dispersives Mischen liegen im konvergierenden Eintrittsbereich nahe der Walzenoberflächen vor. Die Strömung innerhalb der Wirbelgebiete trägt nur geringfügig zur dispersiven Vermischung bei.

Riest [40] berücksichtigt zusätzlich viskoelastisches Fließverhalten. Er koppelt das integrale KBKZ-Modell mit einem Finite Volumen Programm. Die berechneten Hauptnormalspannungen stimmen mit Messwerten von v. Bose [41] überein. Riest berechnet ebenfalls das dreidimensionale Spannungsfeld für newtonsche Fluide allerdings ohne Berücksichtigung der Knetform. Er wendet die Strömungsfeldberechnung in einer Konstruktionsumgebung zur Gestaltung von Kalandern an, welche in ein CAD-Programm integriert ist. Mit Hilfe dieser Konstruktionsumgebung ist es möglich, Maßnahmen zur Kompensation der Deformation der Walzen vorzuschlagen und die Auswirkungen auf die Höhe der kalandrierten Bahnen festzustellen.

Die räumliche Ausdehnung des Strömungsfeldes in Richtung der Walzenachsen wird von Levine, Corvalan, Campanella und Okos [42] berücksichtigt. Das Ziel der Arbeit ist es, die räumliche Ausdehnung der kalandrierten Materialbahn in Richtung der Walzenachsen zu berechnen. Mit den Vereinfachungen der Schmierfilmtheorie ist es nur möglich das zweidimensionale Strömungsfeld zu berechnen. Die freie Oberfläche an den Walzenrändern wird in Abhängigkeit der Strukturviskosität und als Funktion der Breite der in den Spalt eintretenden Materialbahn dargestellt. Die Autoren zeigen, dass mit zunehmender Breite der eintretenden Materialbahn die relative Ausweitung der Bahn in Walzenachsrichtung sinkt. Die berechneten Werte stimmen mit gemessenen überein.

3.2 Experimentelle Ergebnisse

Aufgrund experimenteller Schwierigkeiten, die mit Messungen der Geschwindigkeit im Spalt zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen verbunden sind, liegen nur wenige Ergebnisse zum Strömungsfeld vor. Fast alle Arbeiten beschäftigen sich mit Messungen des Spannungsfeldes. Daneben sind Ergebnisse aus Experimenten zur Analyse des Einflusses der Spalthöhe, der Umfangsgeschwindigkeiten und der Temperatur der Walzen sowie der Knetform auf die Eigenschaften der kalandrierten Bahnen bekannt.

3.2.1 Spannungsfeld

Das Spannungsfeld, welches sich im Kalanderspalt einstellt, führt zur Deformation der Walzen. Diese verändert die Höhe der kalandrierten Bahn. Das Spannungsfeld wird in zahlreichen Forschungsarbeiten berechnet. Zur Bestätigung der Ergebnisse sind Messungen des Druckfeldes notwendig.

Bergen und Scott [12] messen erstmals das Druckfeld für gefüllte und ungefüllte Polymerschmelzen entlang der Walzenoberflächen. Dazu verwenden sie einen in eine Walze eingebauten Druckaufnehmer. Für ungefüllte Polymerschmelzen können die gemessenen Druckprofile mit den von Gaskell auf theoretischem Wege ermittelten bestätigt werden. Hingegen weichen die theoretischen Ergebnisse für gefüllte Polymerschmelzen erheblich von den gemessenen ab. Die Druckprofile werden auch von Unkruer [6] und Vlachopoulos und Hrymak [25] gemessen und mit theoretischen Ergebnissen verglichen. Unkruer [6] misst zusätzlich Druckprofile in axialer Richtung der Walzen. Seeger und Reher [17] und Agassant und Avenas [18] messen neben den Kräften auf die Walzenachsen die Drehmomente und vergleichen diese mit berechneten Werten.

Das Spannungsfeld wird von v. Bose [41] mit Hilfe eines spannungsoptischen Verfahrens für eine transparente Polymerschmelze erstmals nicht nur an den Walzenoberflächen sondern auch innerhalb des Walzenspalts gemessen. Diese Messungen erlauben eine weitergehende Bestätigung der theoretischen Ergebnisse.

3.2.2 Strombahnen

Im Strömungsfeld erfolgt die Durchmischung des Materials, welche mit Hilfe eingefärbter Stromlinien für unterschiedliche Polyvinylchloridgemische in zahlreichen Untersuchungen [3, 4, 6, 7] sichtbar gemacht wird. Kennzeichnend für das Strömungsfeld im Knet sind

Wirbel, die schematisch in Bild 3.3 dargestellt sind. Die Wirbel entstehen aufgrund der vor dem engsten Spalt sich in entgegengesetzten Richtungen bewegend Druck- und Schleppströmungen.

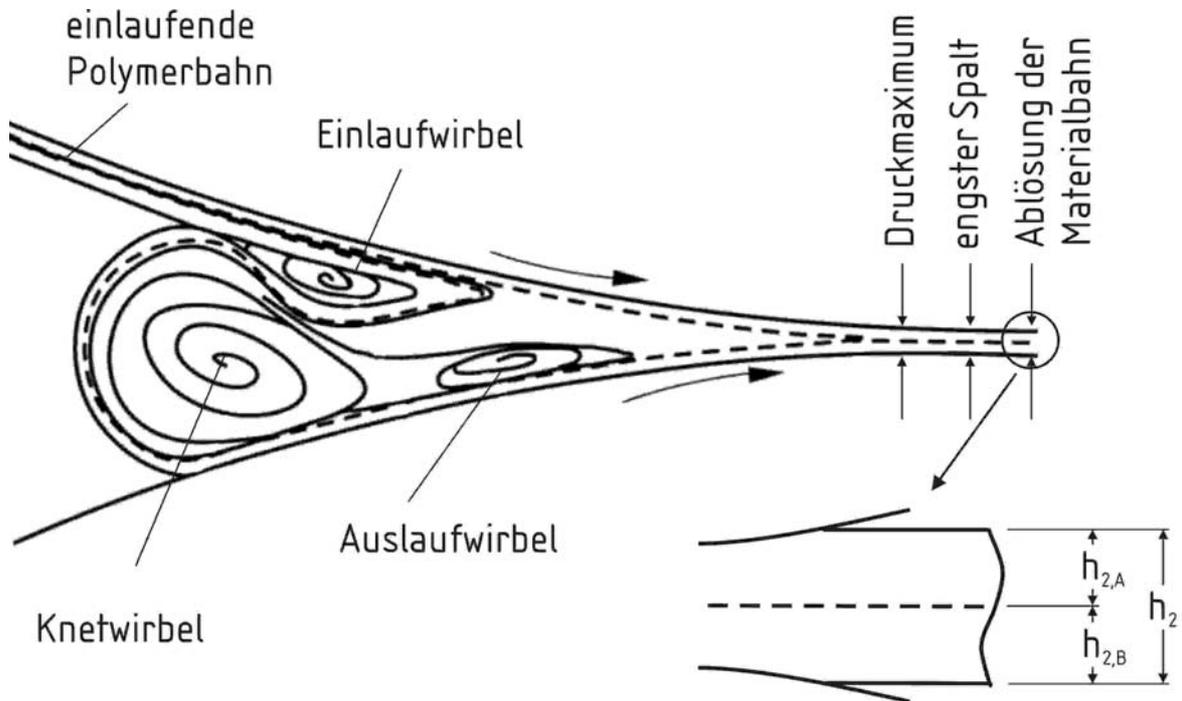


Bild 3.3: Schematische Darstellung des Strömungsfeldes im Walzenspalt mit Schichtenbildung in der kalandrierten Materialbahn

Die kalandrierte Bahn besteht aus zwei Schichten [6], deren Aufbau schematisch in Bild 3.3 dargestellt ist. Die untere auslaufende Schicht wird aus den über die Wirbel umgelenkten unteren Schichten des in den Walzenspalt geförderten Materials gebildet. Die obere Schicht besteht aus den nicht umgelenkten Materialschichten, die direkt von der Oberwalze durch den Spalt gefördert werden. Diese Materialschicht wird im Knet nicht durchmischt. Unkrue [6] gibt für die Höhe der unteren Schicht einen Anteil von ca. 50% bis 60% der Höhe der kalandrierten Bahn an.

In Bild 3.4 ist die Form des Knets, einschließlich der Materialbewegung im Knet, die in Förder- und Walzenachsrichtung stattfindet, dargestellt. Die Querschnittsfläche des Knets senkrecht zu den Walzenachsen nimmt in Richtung der Walzenachsen zu den Walzenenden hin ab. Das Polymer wird innerhalb der Wirbelgebiete auf spiralförmigen Bahnen zu den Walzenenden hin gefördert. Dieser Rotationsbewegung ist eine wellenförmige Bewegung des Knets überlagert [3, 7], die aufgrund einer Verschiebung und Größenänderung der Wirbelgebiete entsteht.

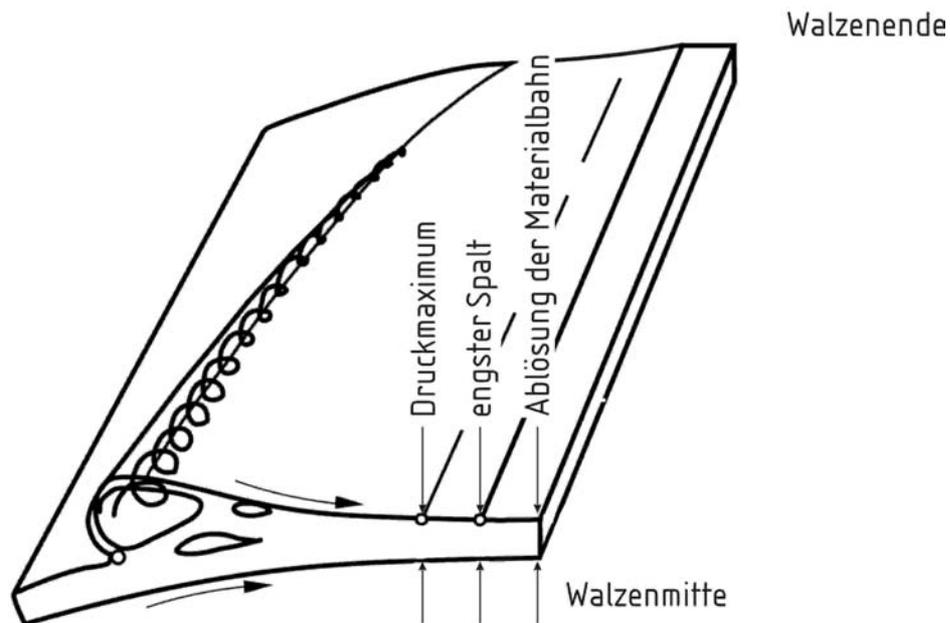


Bild 3.4: Schematische Darstellung der dreidimensionalen Strömungsverhältnisse im Walzenspalt

3.2.3 Oberflächengüte

Die Güte ihrer Oberflächen ist ein Qualitätsmerkmal kalandrierter Bahnen. Der Einfluss von Verfahrensparametern auf die Oberflächenstruktur ist daher häufig Gegenstand experimenteller Untersuchungen [3, 4, 7, 9]. Chong [9] beobachtet erstmalig Instabilitäten im Strömungsfeld, die unregelmäßig geformte Spannungsmuster in Form von Adern auf der kalandrierten Bahn hervorrufen. Chong stellt fest, dass die Instabilitäten nach Überschreiten eines Grenzwerts der Walzenseparationskraft entsteht und mit dem Schmelzebruch in Kapillarrheometern vergleichbar ist. Während die Instabilitäten im Kalanderspalt oberhalb einer bestimmten Walzenseparationskraft auftreten, entsteht der Schmelzebruch nach Überschreiten einer Grenzschergeschwindigkeit. Das Knetvolumen hat ebenfalls einen Einfluss auf die Instabilität, so dass Defekte auf kalandrierten Bahnen vermeidbar sind, wenn das Kalandrieren mit einem möglichst kleinen Knet erfolgt. Ein kleiner Knet minimiert die Walzenseparationskraft.

Gärtner [7], Hatzmann, Herner und Müller [3] untersuchen das Entstehen von V-förmigen Fließlinien auf der Oberfläche der kalandrierten Bahn, Bild 3.5. Diese werden auch von Bourgeois und Agassant [4] beobachtet und treten im mittleren Bereich der Spalthöhen auf. Für kleine Spalthöhen werden keine Fließlinien beobachtet. Für große Spalthöhen

verändern sich die Fließlinien. Es sind dann nur insulare Oberflächendefekte zu erkennen. Für kleine Knetvolumen sind die Fließlinien kaum zu erkennen.



Bild 3.5: Fließstrukturen von Hart-PVC-Folien [3]

Das Entstehen von Fließlinien hängt mit einer instabilen Strömung im Knet zusammen, die mit Hilfe eines Farbwechselexperiments sichtbar gemacht werden kann [7], Bild 3.6. Die Wirbel innerhalb des Knets verschieben sich in periodischen Abständen gegeneinander.

Bourgeois und Agassant [4] beobachten neben den Fließlinien auch matte Stellen auf der Oberfläche einer kalandrierten Bahn, wenn der maximale Druck im Strömungsfeld einen bestimmten Wert überschreitet. Zum Vermeiden von matten Stellen werden Abhilfemaßnahmen vorgeschlagen. Diese sehen eine Vergrößerung der Spalthöhe oder die Verringerung der Walzenumfangsgeschwindigkeit vor. Beide Maßnahmen verringern den maximalen Druck im Strömungsfeld.

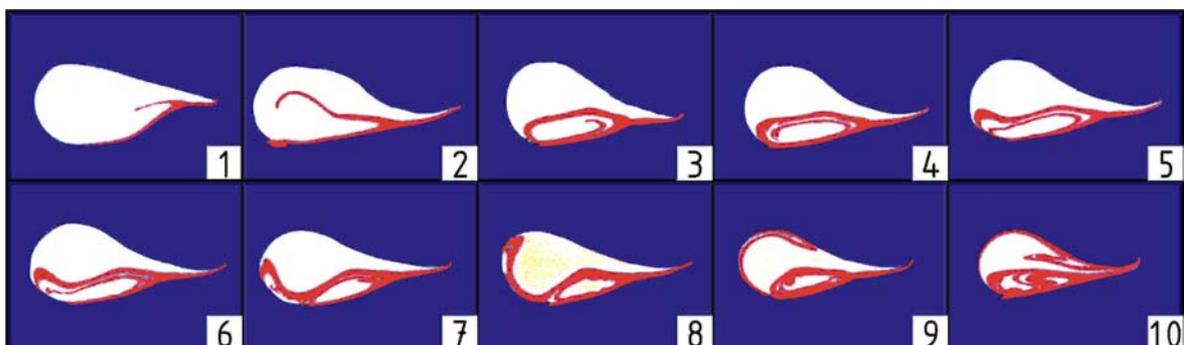


Bild 3.6: Fließvorgang im Knet beim Kalandrieren von PVC, sichtbar gemacht mittels eines Farbsprungs in der PVC-Masse. Die Feldnummerierung folgt der Zeitkoordinate [7]

3.2.4 Lufteinschlüsse

Während des Kalandrierens können Luftblasen in den Knet eingezogen werden. Gelangen diese in die kalandrierte Bahn so entstehen Fehlstellen, die z. B. beim anschließendem Thermoformen zur Perforation der Bahn führen können. Bourgeois und Agassant [4] stellen fest, dass der Einschluss von Luftblasen mit zunehmender Spalthöhe steigt. Ein Vergleich mit dem berechneten maximalen Druck im Strömungsfeld ergibt einen Zusammenhang zwischen der Menge eingeschlossener Luftblasen und dem maximalen Druck. Mit zunehmendem Druck sinkt die Menge eingeschlossener Luftblasen. Aus diesem Grund können mit Maßnahmen, die den Druck im Strömungsfeld erhöhen, Lufteinschlüsse vermieden werden. Hierzu gehören die Wahl von hohen Umfangsgeschwindigkeiten der Walzen, kleinen Spalthöhen oder hohen Viskositäten des verarbeiteten Materials.

3.2.5 Temperaturbedingte Defekte

Aufgrund zu hoher Temperaturen kann es im Walzenspalt zur thermischen Schädigung der verarbeiteten Polymere kommen [7]. Thermische Zersetzungen machen sich in der kalandrierten Bahn als sogenannte Stippen bemerkbar. Die Temperaturerhöhung entsteht im Walzenspalt aufgrund der Energiedissipation, welche im Bereich hoher Scherung in der Nähe der Walzenoberflächen auftritt. Sie führt zu hohen Temperaturen, besonders im Zentrum der Wirbelgebiete [7, 36, 37].

Kohlert, Seeger, Schulze und Reher [24] messen die Temperatur des Materials vor und hinter dem Walzenspalt. Als Ergebnis stellen sie fest, dass die Temperatur entlang der Walzenbreite variiert. An den Walzenrändern ist sie etwa 10% niedriger als in Walzenmitte. Dies kann zu Querströmungen aufgrund von Viskositätsschwankungen führen.

Werden Anteile der Polymere nicht ausreichend aufgeschmolzen, so gelangen diese in die kalandrierte Bahn. Auf deren Oberflächen sind sie als Bereiche mit ellipsenförmiger Abgrenzung zu erkennen. Dieser Defekt tritt auch auf, wenn mit sehr großen Knetvolumen kalandriert wird. Das verarbeitete Material erkaltet am Knetrand und ist daher nicht genügend aufgeschmolzen bevor es durch den engsten Spalt gefördert wird [3, 11].

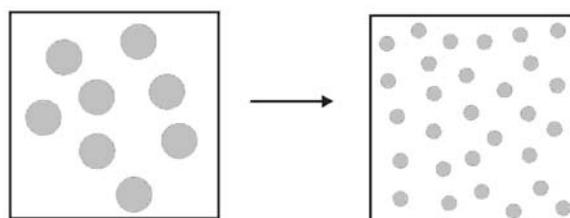
4 Mischen im Walzenspalt

Im Strömungsfeld zwischen zwei gegenseitig rotierenden Walzen werden die meist hoch viskosen Fluide gemischt. Das Mischen erfolgt distributiv und dispersiv.

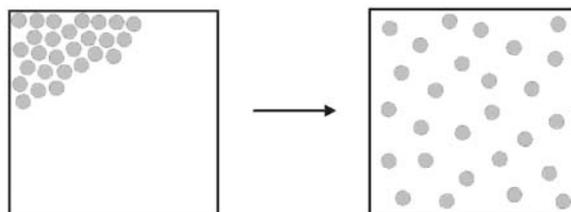
Dispersives Mischen beinhaltet die Größenreduktion einer zusammenhängenden Materialkomponente, wie z. B. beim Einmischen verstärkender, in fester Form vorliegender Füllstoffe in eine Kautschukmatrix. Hierbei wird die Größe der Partikelagglomerate des Füllstoffs auf Werte unterhalb eines kritischen reduziert, um geforderte Produkteigenschaften, wie z. B. eine gute Oberflächengüte zu erhalten. Während des dispersiven Mischens wirken die im Strömungsfeld entstehenden Kräfte auf die Außenflächen der Agglomerate und verursachen innerhalb der Agglomerate Schub- und Normalspannungen [43]. Übersteigen diese die innerhalb der Agglomerate vorhandenen Kohäsionskräfte, wird das Partikelagglomerat aufgebrochen [44]. Eine schematische Darstellung des dispersiven Mischens ist in [Bild 4.1](#) dargestellt.

Das distributive Mischen erfolgt in Abwesenheit von Kohäsionskräften. Aufgrund der Einleitung von Kräften aus dem Strömungsfeld wird eine Relativbewegung der zu mischenden Komponenten verursacht. Es kommt zur Verteilung der Komponenten im Strömungsfeld, wobei feste Partikeln oder Agglomerate ihre Größe nicht verändern. Eine schematische Darstellung des distributiven Mischens ist ebenfalls in [Bild 4.1](#) dargestellt.

dispersives Mischen:



distributives Mischen:



[Bild 4.1](#): Schematische Darstellung des dispersiven und distributiven Mischens

Das Fortschreiten der Vermischung kann mit Hilfe gemessener Konzentrationen bewertet werden. Ihre Berechnung erfordert eine Modellvorstellung zur zweiphasigen Strömung von Polymeren und Füllstoffen. Eine daraus folgende Berechnungsmethode, die disperse Mischvorgänge einschließen würde, ist nicht Stand der Technik, sondern Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten [45, 46, 47]. Weitere Forschergruppen [48, 49] befassen sich mit der Bewertung des Mischens in einphasig berechneten Strömungsfeldern.

Im Folgenden wird das in dieser Arbeit gewählte Maß zum Beurteilen des zeitlichen Fortschritts des Konzentrationsausgleichs im Spalt für disperse und distributive Mischvorgänge erläutert.

4.1 Dispersives Mischen

Im Walzenspalt werden sowohl Feststoffe in eine Polymermatrix als auch verschiedene ineinander unlösliche Polymere dispersiv gemischt. Ein Maß zum Beschreiben des zeitlichen Fortschritts der Vermischung erhält man aus dem Vergleich der aus dem Strömungsfeld resultierenden Normal- und Schubspannungen sowie der zwischen den zu trennenden Komponenten wirkenden Kohäsionskräfte. Die einzelnen Kräfte sind abhängig von den zu mischenden Komponenten und der Strömungsform. Das disperse Mischen ist in Dehnströmungen effektiver als in Scherströmungen.

4.1.1 Mischen von Feststoffen und Polymeren

Die These, dass die im Strömungsfeld auftretenden Normal- und Schubspannungen die Kohäsionskräfte übersteigen müssen, um das Aufbrechen von Partikelagglomeraten zu bewirken, wird erstmalig von Bolen und Colwell [50] vertreten. Die Berechnung der Normal- und Schubspannungen erfolgt mit Hilfe unterschiedlicher Modellvorstellungen [51, 52]. Tadmor [52] vergleicht die innerhalb von Partikelpaaren auftretenden Kräfte für unterschiedliche Strömungsformen. Er zeigt, dass bei gleicher Deformationsgeschwindigkeit die Separationskraft zwischen zwei Partikeln in einer ebenen Dehnströmung doppelt so groß ist, wie in einer einfachen Scherströmung. Es wird vorausgesetzt, dass sich die Orientierung der Partikelpaare in der ebenen Dehnströmung in Strömungsrichtung und in der einfachen Scherströmung im Winkel von 45° zur Strömungsrichtung befindet.

Manas-Zloczower, Nir und Tadmor [53] beschreiben ein Modell, welches die im Strömungsfeld auftretenden Normal- und Schubspannungen und die auf den van der Waals

Kräften beruhenden Kohäsionskräfte innerhalb der Partikelagglomerate vergleicht. Die Autoren zeigen, dass der Anteil aufgebrochener Agglomerate von

$$Z = \frac{\chi \eta \dot{\gamma}}{\sigma_T} \quad (4.1)$$

abhängt. Der dimensionslose Faktor χ ist von der Form der Mischkammer abhängig, η ist die Viskosität der Polymermatrix, $\dot{\gamma}$ ist die Schergeschwindigkeit und σ_T ist die das Agglomerat zusammenhaltende Kohäsionskraft pro Flächeneinheit. Die Berechnung der Kohäsionskräfte wird mit der Theorie von Rumpf [54] durchgeführt. Der Anteil der aufgebrochenen Agglomerate ist proportional zur Schubspannung. Die im Strömungsfeld auftretende maximale Schubspannung kann als Leitgröße für das Mischen von Kautschuk beim Scale-up von Innenmischern genutzt werden [55].

In Abhängigkeit der Kennzahl Z wird von Manas-Zloczower, Nir und Tadmor das dispersive Mischen in einem Innenmischer [53] und in einer Folgearbeit das dispersive Mischen im Strömungsfeld zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen [56] untersucht. Die Berechnung der Anteile von im Walzenspalt aufgebrochenen Agglomeraten wird mit folgenden Annahmen durchgeführt:

- die Polymere besitzen newtonsches Fließverhalten,
- die Polymere passieren den Walzenspalt mehrmalig,
- allein das Strömungsfeld im engsten Spalt ist für das dispersive Mischen von Bedeutung.

Der Anteil der aufgebrochenen Agglomerate sinkt mit zunehmender Spalthöhe und steigt mit zunehmender Umfangsgeschwindigkeit und Friktion der Walzen.

Manas-Zloczower und Feke [57, 58] erweitern ihr Modell zur Berechnung der Anteile aufgebrochener Partikelagglomerate für verschiedene Strömungsformen. Es werden neben der einfachen Scherströmung, eine ebene sowie eine einachsige und eine zweiachsige Dehnströmung betrachtet. Die Ergebnisse zeigen, dass das Aufbrechen der Partikelagglomerate am häufigsten in einer zweiachsigen Dehnströmung erfolgt, die Separation der Partikeln hingegen in einer ebenen Dehnströmung.

Kao und Mason [59] und Powell und Mason [60] messen den Einfluss verschiedener Strömungsformen auf die Separation von Partikelagglomeraten. In Bild 4.2 ist die von den Autoren festgestellte Reduktion des Agglomeratvolumens als Funktion der Deformation in einer ebenen Dehnströmung und einer einfachen Scherströmung dargestellt. Die Separation der Partikeln erfolgt in einer ebenen Dehnströmung rascher als in einer einfachen Scherströmung.

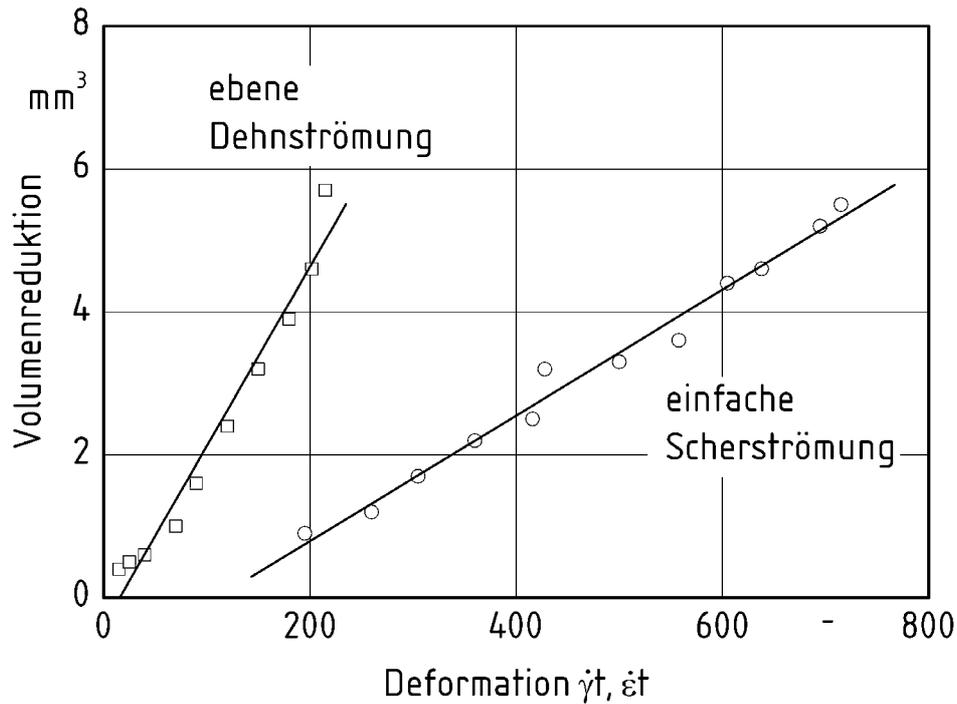


Bild 4.2: Volumenreduktion von Agglomeraten nach Messungen von Kao und Mason [59]

4.1.2 Mischen von Polymeren

Das Mischen verschiedener nicht ineinander löslicher Polymeren oder von Polymeren mit Lösungsmitteln kann durch ein Modell wiedergegeben werden, welches eine Tropfengröße und eine Verteilung der Tropfen aus der zu dispergierenden Komponente beschreibt. Während des dispersiven Mischens wird die Tropfengröße stetig verkleinert. Die Deformation und der Zerfall der Tropfen wird im Strömungsfeld durch die Schub- und Normalspannungen und die kohäsiven Kräfte, die aus den Oberflächenspannungen resultieren, bestimmt. Der Zerfall von Tropfen wird in einfachen Scher- und ebenen Dehnströmungen von Taylor [61], Rumscheidt und Mason [62], Grace [63], Elmendorp [64] und Bentley und Leal [65] gemessen. Als Ergebnis dieser Arbeiten kann festgehalten werden, dass das disperse

Mischen von Flüssigkeiten in ebenen Dehnströmungen rascher als in einfachen Scherströmungen erfolgt. Dieses gilt besonders für große Viskositätsunterschiede zwischen den zu mischenden Komponenten und für geringe Oberflächenspannungen.

4.1.3 Mischindex

Aufgrund der Beobachtung, dass sowohl das dispersive Mischen von Feststoff und Polymeren als auch das dispersive Mischen verschiedener Polymeren in einer Dehnströmung rascher abläuft als in einer Scherströmung, schlagen Yang und Manas-Zloczower [49, 66] den Mischindex

$$\lambda = \frac{|\underline{\underline{D}}|}{|\underline{\underline{D}}| + |\underline{\underline{W}}|} \quad (4.2)$$

als Maß für den zeitlichen Fortschritt beim Mischen vor. Hierbei werden die Beträge der Komponenten des Deformationsgeschwindigkeitstensors $\underline{\underline{D}}$ und des Drehgeschwindigkeitstensors $\underline{\underline{W}}$ verglichen. Der Mischindex wird Eins, wenn es sich um eine reine Dehnströmung handelt und beträgt 0,5 für reine Scherströmungen. Für Rotationsströmungen wird der Mischindex Null, es findet kein dispersives Mischen statt.

Zur Bewertung der zeitlichen Änderung der Konzentrationen während des Mischens sind als weitere Größen die im Strömungsfeld auftretenden Schubspannungen zu berücksichtigen. In Arbeiten von Yao und Manas-Zloczower werden die Strömungsfelder verschiedener Mischer verglichen [39, 66, 67, 68]. Sie zeigen, dass mit den berechneten Mischindizes und Schubspannungen der Einfluss verschiedener Verfahrensparameter auf den zeitlichen Verlauf der Vermischung bewertet werden kann.

4.2 Distributives Mischen

Das distributive Mischen dient dem Konzentrationsausgleich zwischen den Komponenten des Gemisches in einer Schichtenströmung, durch Umverteilung der benachbarten Stromlinien, wenn keine Kohäsionskräfte vorhanden sind. Im Spalt zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen werden die Polymere laminar vermischt, da die Strömung aufgrund der im Allgemeinen hohen Viskositäten von Polymeren laminar erfolgt. Während des laminaren Mischens vergrößern sich die Oberflächen der in Lamellenform strömenden Komponenten. In Bild 4.3 ist schematisch das laminare Mischen zwischen zwei konzentrisch angeordneten Zylindern in Abhängigkeit der Lage des einzumischenden Stromfadens

dargestellt. Mit zunehmender Anzahl von Umdrehungen des Innenzylinders werden die verschiedenen Schichten so dünn, dass diese auf optischem Wege nicht mehr sichtbar sind. Aufgrund der laminaren Strömungsform tritt jedoch noch keine Vermischung zwischen den Schichten ein. Hierzu sind molekulare Transportvorgänge notwendig [69].

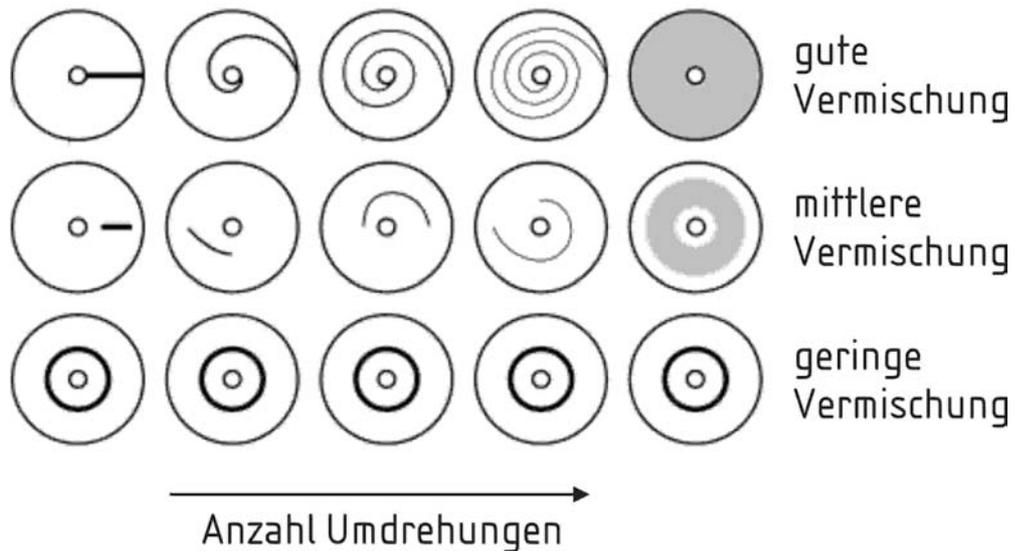


Bild 4.3: Schematische Darstellung des laminaren Mischens in Abhängigkeit der Lage des einzumischenden Stromfadens

Aus der Darstellung in **Bild 4.3** folgt, dass die Vergrößerung der Lamellenoberflächen von der Ausgangslage der Komponenten abhängt. In einer Scherströmung tritt die Oberflächenvergrößerung auf, wenn die einzumischende Komponente quer zur Strömungsrichtung eingebracht wird [70]. Aus diesem Grunde ist zum distributiven Mischen die stetige Umorientierung der Stromlinien erforderlich.

Im Walzenspalt erfolgt diese Umorientierung kurz vor dem engsten Spalt. Hier wird ein Teil des zugeführten Massenstroms schichtenweise abgetragen und in den Knet gefördert, während der andere Teil den Walzenspalt direkt passiert (siehe **Bild 3.3**). Der in den Knet geförderte Massenstrom wird mit bereits im Knet vorhandenem Material gemischt [6, 7]. Eine gute distributive Durchmischung findet statt, wenn der Anteil des im Knet gemischten Massenstroms am Gesamtmassenstrom groß ist.

5 Berechnung des Strömungsfeldes

Die Berechnung des Geschwindigkeits- und des Spannungsfeldes erfolgt durch numerisches Lösen der Transportgleichungen für die Massen-, die Impuls- und die Energieströme mit geeigneten Randbedingungen. Als geeignetes Modell wird eine isotherme, inkompressible, stationäre und laminare Strömung eines strukturviskosen Polymers gewählt.

5.1 Transportgleichungen

Die Transportgleichungen für die Massen-, die Impuls- und die Energieströme werden ausführlich von Bird, Steward und Lightfoot [71] hergeleitet und erläutert.

5.1.1 Massenbilanz

Die Massenbilanz für ein ortsfestes infinitesimal kleines Volumenelement lautet in vektorieller Darstellung

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (5.1)$$

wobei ρ die Dichte des Fluids, t die Zeit und \vec{v} der Geschwindigkeitsvektor ist. Für ein inkompressibles Fluid ergibt sich daraus in kartesischen Koordinaten

$$\text{div}(\vec{v}) = \frac{\delta v_x}{\delta x} + \frac{\delta v_y}{\delta y} + \frac{\delta v_z}{\delta z} = 0 \quad (5.2)$$

wobei v_i die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors \vec{v} sind.

5.1.2 Impulsbilanz

Die Bilanz der Impulsstromdichte $\rho \vec{v}$ lautet für ein ortsfestes infinitesimal kleines Volumenelement in vektorieller Darstellung

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \text{div}(\underline{\underline{\sigma}}) + \rho \vec{a}. \quad (5.3)$$

Hierin ist

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{\delta \vec{v}}{\delta t} + \vec{v} \cdot \text{grad}(\vec{v}) \quad (5.4)$$

die substantielle Zeitableitung des Geschwindigkeitsvektors \vec{v} , \vec{a} die Summe der durch äußere Kräfte am Volumenelement angreifenden Beschleunigungen und $\underline{\underline{\sigma}}$ der Gesamtspannungstensor. Der Gesamtspannungstensor $\underline{\underline{\sigma}}$ kann in den Druck p multipliziert mit dem Einheitstensor $\underline{\underline{E}}$ und den Extraspannungstensor $\underline{\underline{\tau}}$ aufgeteilt werden

$$\underline{\underline{\sigma}} = -p\underline{\underline{E}} + \underline{\underline{\tau}}. \quad (5.5)$$

In komponentenweiser Darstellung lautet Gl. (5.5):

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} = -p \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

Der erste Index i der Schubspannungskomponenten τ_{ij} bezeichnet die Koordinatenrichtung senkrecht zur Schnittfläche des Volumenelementes. Der zweite Index j gibt die Wirkrichtung der Komponente des auf diese Schnittfläche einwirkenden Spannungsvektors an. Der Druck p ist der Mittelwert der Normalspannungen

$$p = \frac{1}{3}(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \quad (5.7)$$

Aus der Momentenbilanz folgt die Symmetrie des Gesamtspannungstensors

$$\tau_{ij} = \tau_{ji}, \quad (5.8)$$

so dass sich die Anzahl der unbekanntenen Komponenten des Spannungstensors von 9 auf 6 reduziert.

Wird Gl. (5.6) in die Impulsbilanz, Gl. (5.3), eingesetzt, ergibt sich mit der Annahme einer stationären Strömung und vernachlässigbarer Beschleunigungen die Impulsbilanz in komponentenweiser Darstellung für die drei Strömungsrichtungen in kartesischen Koordinaten zu

$$\rho \left(v_x \frac{\delta v_x}{\delta x} + v_y \frac{\delta v_x}{\delta y} + v_z \frac{\delta v_x}{\delta z} \right) = -\frac{\delta p}{\delta x} + \left(\frac{\delta \tau_{xx}}{\delta x} + \frac{\delta \tau_{xy}}{\delta y} + \frac{\delta \tau_{xz}}{\delta z} \right), \quad (5.9)$$

$$\rho \left(v_x \frac{\delta v_y}{\delta x} + v_y \frac{\delta v_y}{\delta y} + v_z \frac{\delta v_y}{\delta z} \right) = -\frac{\delta p}{\delta y} + \left(\frac{\delta \tau_{xy}}{\delta x} + \frac{\delta \tau_{yy}}{\delta y} + \frac{\delta \tau_{yz}}{\delta z} \right), \quad (5.10)$$

$$\rho \left(v_x \frac{\delta v_z}{\delta x} + v_y \frac{\delta v_z}{\delta y} + v_z \frac{\delta v_z}{\delta z} \right) = - \frac{\delta p}{\delta z} + \left(\frac{\delta \tau_{xz}}{\delta x} + \frac{\delta \tau_{yz}}{\delta y} + \frac{\delta \tau_{zz}}{\delta z} \right). \quad (5.11)$$

5.1.3 Energiebilanz

Die Bilanz der inneren Energie u für ein ortsfestes infinitesimal kleines Volumenelement lautet in vektorieller Darstellung

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \underline{\underline{\tau}} : \text{grad}(\vec{v}) - p \text{div}(\vec{v}) - \text{div}(\vec{q}). \quad (5.12)$$

Die substantielle Änderung der inneren Energie u kann innerhalb eines strömenden Mediums durch die folgenden Arten äußerer Energie erfolgen:

- durch die Arbeit des Spannungsfeldes an der Oberfläche, d. h. durch Dissipation mechanischer Energie:

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{diss}} = \underline{\underline{\tau}} : \text{grad}(\vec{v}) &= \tau_{xx} \frac{\delta v_x}{\delta x} + \tau_{yy} \frac{\delta v_y}{\delta y} + \tau_{zz} \frac{\delta v_z}{\delta z} \\ &+ \tau_{xy} \left(\frac{\delta v_x}{\delta y} + \frac{\delta v_y}{\delta x} \right) + \tau_{xz} \left(\frac{\delta v_x}{\delta z} + \frac{\delta v_z}{\delta x} \right) + \tau_{yz} \left(\frac{\delta v_y}{\delta z} + \frac{\delta v_z}{\delta y} \right) \end{aligned} \quad (5.13)$$

- durch die Volumenänderungsarbeit des Drucks p ,

$$p \text{div}(\vec{v}) = p \left(\frac{\delta v_x}{\delta x} + \frac{\delta v_y}{\delta y} + \frac{\delta v_z}{\delta z} \right) \quad (5.14)$$

- durch Quellen bzw. Senken des Wärmestroms, mit \vec{q} als Wärmestromdichte

$$\text{div}(\vec{q}) = \frac{\delta \dot{q}_x}{\delta x} + \frac{\delta \dot{q}_y}{\delta y} + \frac{\delta \dot{q}_z}{\delta z}. \quad (5.15)$$

Zur Beschreibung der Temperaturänderung im Strömungsfeld, kann die Energiebilanz mit Hilfe der Temperatur T und der spezifischen Wärmekapazität c_v , anstelle der inneren Energie formuliert werden:

$$\rho c_v \left(\frac{\delta T}{\delta t} + \vec{v} \text{grad}(T) \right) = \underline{\underline{\tau}} : \text{grad}(\vec{v}) - T \left(\frac{\delta p}{\delta T} \right)_\rho \text{div}(\vec{v}) - \text{div}(\vec{q}). \quad (5.16)$$

5.2 Rheologische Fließgesetze

Zur Berechnung des Strömungsfeldes muss der Zusammenhang zwischen Spannungs- und Deformationszustand bekannt sein. Dieser Zusammenhang wird mit dem rheologischen Fließgesetz beschrieben, welches für die zu kalandrierenden Polymere zu formulieren ist.

5.2.1 Newtonsche Fluide

Zur Beschreibung der Deformation eines Fluidelements, wird der Geschwindigkeitsgradiententensor

$$\underline{\underline{L}} = \begin{pmatrix} \frac{\delta v_x}{\delta x} & \frac{\delta v_x}{\delta y} & \frac{\delta v_x}{\delta z} \\ \frac{\delta v_y}{\delta x} & \frac{\delta v_y}{\delta y} & \frac{\delta v_y}{\delta z} \\ \frac{\delta v_z}{\delta x} & \frac{\delta v_z}{\delta y} & \frac{\delta v_z}{\delta z} \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

nach

$$\underline{\underline{L}} = \underline{\underline{D}} + \underline{\underline{W}} = \frac{1}{2}(\underline{\underline{L}} + \underline{\underline{L}}^T) + \frac{1}{2}(\underline{\underline{L}} - \underline{\underline{L}}^T) \quad (5.18)$$

in den symmetrischen Deformationsgeschwindigkeitstensor

$$\underline{\underline{D}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2 \frac{\delta v_x}{\delta x} & \left(\frac{\delta v_x}{\delta y} + \frac{\delta v_y}{\delta x} \right) & \left(\frac{\delta v_x}{\delta z} + \frac{\delta v_z}{\delta x} \right) \\ \left(\frac{\delta v_x}{\delta y} + \frac{\delta v_y}{\delta x} \right) & 2 \frac{\delta v_y}{\delta y} & \left(\frac{\delta v_y}{\delta z} + \frac{\delta v_z}{\delta y} \right) \\ \left(\frac{\delta v_x}{\delta z} + \frac{\delta v_z}{\delta x} \right) & \left(\frac{\delta v_y}{\delta z} + \frac{\delta v_z}{\delta y} \right) & 2 \frac{\delta v_z}{\delta z} \end{pmatrix} \quad (5.19)$$

und den antisymmetrischen Drehgeschwindigkeitstensor

$$\underline{\underline{W}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \left(\frac{\delta v_x}{\delta y} - \frac{\delta v_y}{\delta x} \right) & \left(\frac{\delta v_x}{\delta z} - \frac{\delta v_z}{\delta x} \right) \\ \left(\frac{\delta v_y}{\delta x} - \frac{\delta v_x}{\delta y} \right) & 0 & \left(\frac{\delta v_y}{\delta z} - \frac{\delta v_z}{\delta y} \right) \\ \left(\frac{\delta v_z}{\delta x} - \frac{\delta v_x}{\delta z} \right) & \left(\frac{\delta v_z}{\delta y} - \frac{\delta v_y}{\delta z} \right) & 0 \end{pmatrix} \quad (5.20)$$

aufgeteilt. Mit dem Deformationsgeschwindigkeitstensor $\underline{\underline{D}}$ wird die Deformation beschrieben.

Für ein inkompressibles newtonsches Fluid ist der Extraspannungstensor $\underline{\underline{\tau}}$ in Gl. (5.5) dem Deformationsgeschwindigkeitstensor $\underline{\underline{D}}$ proportional. Das rheologische Fließgesetz, welches den Extraspannungstensor $\underline{\underline{\tau}}$ in den Impulsbilanzgleichungen, Gl. (5.9) bis (5.11), ersetzt, lautet für ein inkompressibles Fluid mit newtonschem Fließverhalten

$$\underline{\underline{\tau}} = \eta (2 \underline{\underline{D}}). \quad (5.21)$$

Die Viskosität η ist auf experimentellem Wege zu ermitteln und beschreibt als einziger Parameter das Fließverhalten.

5.2.2 Viskose Fluide

Für viskose Fluide reicht die Viskosität η als einziger Parameter nicht mehr aus, um das Fließverhalten zu beschreiben. Dieses hängt vielmehr auch von der Deformationsgeschwindigkeit ab, welche mit den drei Invarianten des Deformationsgeschwindigkeitstensors beschrieben werden kann. Für inkompressible Fluide ist die erste Invariante $I_1 = 0$. Für einfache Scherströmungen ist die dritte Invariante $I_3 = 0$. Aus diesem Grund wird in den meisten rheologischen Fließgesetzen die zweite Invariante I_2 des Deformationsgeschwindigkeitstensors

$$I_2(\underline{\underline{D}}) = \frac{1}{2} [\text{tr}^2(\underline{\underline{D}}) - \text{tr}(\underline{\underline{D}}^2)] \quad (5.22)$$

als Maß für die Deformation verwendet. Die Spur des quadrierten Deformationsgeschwindigkeitstensors $\text{tr}(\underline{\underline{D}}^2)$ ist die Summe seiner Diagonalelemente. Ein rheologisches Fließgesetz, welches das Fließverhalten viskoser Fluide beschreibt, ist z. B. das Gesetz von Ostwald-de-Waele. Es lautet

$$\underline{\underline{\tau}} = K |I_2(2\underline{\underline{D}})|^{(n-1)/2} (2\underline{\underline{D}}). \quad (5.23)$$

Darin bedeuten K den Konsistenzfaktor und n den Fließexponenten. Beide Werte sind stoffspezifische Größen. Für $n > 1$ steigt die Viskosität mit der Deformationsgeschwindigkeit

keit, d. h. es liegt dilatantes Fließverhalten vor. Ist $n < 1$, so ist das Fluid strukturviskos, d. h. die Viskosität sinkt mit der Deformationsgeschwindigkeit.

Für eine einfache Scherströmung lautet die zweite Invariante des Deformationsgeschwindigkeitstensors

$$|I_2(\underline{\underline{2D}})| = \dot{\gamma}^2. \quad (5.24)$$

Hiermit nimmt das Fließgesetz die bekannte Form

$$\tau = K \dot{\gamma}^n \quad \text{oder} \quad \eta = K \dot{\gamma}^{n-1} \quad (5.25)$$

an.

5.3 Berechnung eindimensionaler Strömungsfelder mit Hilfe der Schmierfilmtheorie

Das Strömungsfeld zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen lässt sich näherungsweise mit Hilfe der Schmierfilmtheorie für Fluide mit newtonschen und viskosen Fließverhalten berechnen [16, 18, 19]. Dazu wird vorausgesetzt, dass die Form des Spalts eben ist ($h_0/d \ll 1$). Mit den Annahmen aus der Schmierfilmtheorie [72]:

- laminare, stationäre, isotherme Strömung inkompressibler Fluide,
- Wandhaftung der Fluide,
- Vernachlässigung der Trägheitskräfte,
- Vernachlässigung der Fluidbewegung in senkrechter Richtung zu den Walzenoberflächen

ergibt sich, dass im Strömungsfeld zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen nur parallele Stromlinien auftreten. Eine schematische Darstellung des eindimensionalen Geschwindigkeitsfeldes ist in Bild 5.1 dargestellt.

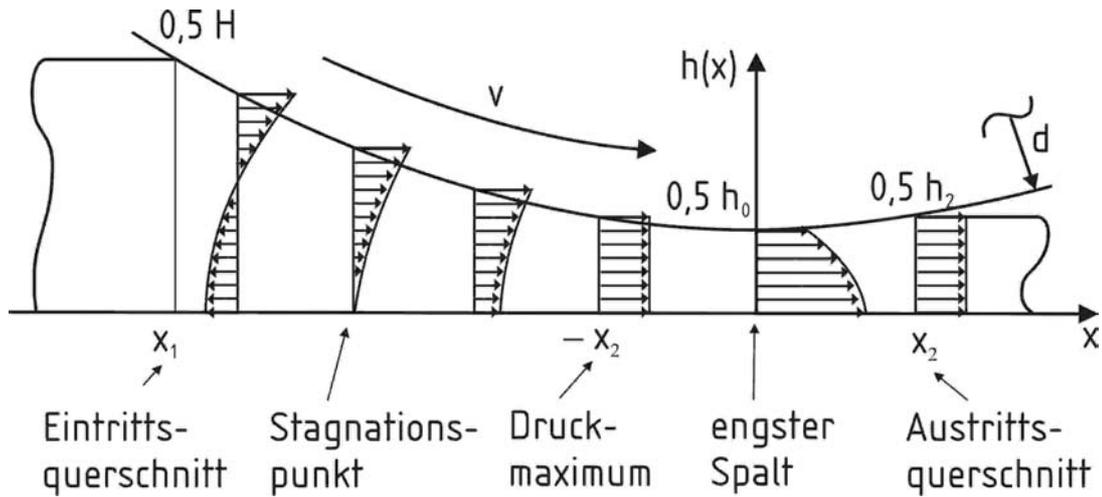


Bild 5.1: Schematische Darstellung des eindimensionalen Geschwindigkeitsfeldes zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen

Im Eintrittsquerschnitt erfolgt die Benetzung der Walzenoberflächen, im Austrittsquerschnitt löst das Fluid von der Walzenoberfläche ab und es stellt sich die Höhe der kalandrierten Bahn ein. Die Höhe des Walzenspalts ist eine Funktion der Koordinate in Förderrichtung und durch den Abstand der Walzenoberflächen zur Symmetrieebene gegeben. Das Druckmaximum stellt sich für die Koordinate $-x_2$ ein. h_0 bezeichnet die Spalthöhe im engsten Spalt zwischen den Walzenoberflächen. Die Umfangsgeschwindigkeit der Walzen ist eine Funktion der Drehzahl und der Durchmesser der Walzen.

5.3.1 Spannungs- und Geschwindigkeitsfelder

Die Spannungs- und Geschwindigkeitsfelder ergeben sich als Lösung der Bilanzgleichungen für Masse, Gl. (5.2), und Impuls, Gl. (5.3), unter Berücksichtigung der Vereinfachungen der Schmierfilmtheorie. Für strukturviskose Fluide reduzieren sich die Bilanzgleichungen bei der Anwendung des Fließgesetzes von Ostwald-de-Waele zu:

$$\frac{dp}{dx} = n K \left| \frac{dv_x}{dy} \right|^{n-1} \frac{d^2 v_x}{dy^2}. \quad (5.26)$$

Die zweifache Integration von Gl. (5.26) mit den Randbedingungen für die Geschwindigkeit an der Walzenoberfläche und dem Geschwindigkeitsgradienten in der Symmetrieebene, führt zur lokalen Geschwindigkeit

$$v_x = v + \frac{n}{n+1} \left(\frac{1}{K} \frac{dp}{dx} \right)^{1/n} \left(y^{1+1/n} - h^{1+1/n} \right) \text{ für } x < -x_2, \quad (5.27)$$

$$v_x = v - \frac{n}{n+1} \left(-\frac{1}{K} \frac{dp}{dx} \right)^{1/n} (y^{1+1/n} - h^{1+1/n}) \text{ für } x > -x_2. \quad (5.28)$$

Die Integration der lokalen Geschwindigkeit v_x über der Spalthöhe und die Berechnung der Massenbilanz zwischen Ein- und Austrittsquerschnitt ergibt

$$\frac{dp}{dx} = K \left[\left(\frac{2n+1}{n} \right) v \right]^n \frac{|h - (h_2/2)|^{n-1} (h - (h_2/2))}{h^{2n+1}}. \quad (5.29)$$

Die Walzenspalthöhe kann mit der Funktion

$$h = \frac{h_0}{2} + \frac{x^2}{d} \quad (5.30)$$

beschrieben werden. Die Integration der Gl. (5.29) ergibt mit der Annahme, dass der Druck im Austrittsquerschnitt den Wert Null annimmt, das Druckprofil

$$p = K \sqrt{\frac{2d}{h_0}} \left[\left(\frac{2n+1}{n} \right) \frac{2v}{h_0} \right]^n \int_{\xi}^{\xi_2} \frac{|\xi_2^2 - \xi^2|^{n-1} (\xi_2^2 - \xi^2)}{(\xi^2 + 1)^{2n+1}} d\xi \quad (5.31)$$

in Abhängigkeit der dimensionslosen Koordinate

$$\xi = \frac{x}{\sqrt{0,5 d h_0}} = \sqrt{\frac{2h}{h_0} - 1}. \quad (5.32)$$

Ist die Koordinate des Austrittsquerschnitts bekannt, so kann das Druckprofil mit Hilfe numerischer Lösungsverfahren aus Gl. (5.31) berechnet werden. Aus dem Druckprofil ergibt sich der maximale Druck.

$$p_{\max} = K \sqrt{\frac{2d}{h_0}} \left[\left(\frac{2n+1}{n} \right) \frac{2v}{h_0} \right]^n \int_{-\xi_2}^{\xi_2} \frac{|\xi_2^2 - \xi^2|^{n-1} (\xi_2^2 - \xi^2)}{(\xi^2 + 1)^{2n+1}} d\xi \quad (5.33)$$

Für Fluide mit newtonschen Fließverhalten, kann das Integral in Gl. (5.31) und (5.33) analytisch gelöst werden. Das Druckprofil lautet

$$p = \frac{3\eta v}{2h_0} \sqrt{\frac{d}{2h_0}} \left[\frac{\xi^2 (1 - 3\xi_2^2) - 1 - 5\xi_2^2}{(1 + \xi_2^2)^2} \xi + (1 - 3\xi_2^2) (\arctan \xi - \arctan \xi_2) + \frac{1 + 3\xi_2^2}{1 + \xi_2^2} \xi_2 \right] \quad (5.34)$$

Der maximale Druck lautet

$$p_{\max} = \frac{3 \eta v}{h_0} \sqrt{\frac{d}{2 h_0}} \left(\frac{1+3\xi_2^2}{1+\xi_2^2} \xi_2 - (1-3\xi_2^2) \arctan \xi_2 \right). \quad (5.35)$$

Mit der Annahme, dass der Druck im Eintrittsquerschnitt Null und dessen Koordinate sehr klein ist,

$$p=0 \text{ für } \xi=\xi_1=-\infty, \quad (5.36)$$

kann die Koordinate des Austrittsquerschnitts mit Gl. (5.34) berechnet werden. Es ergibt sich

$$\xi_2=0,475 \quad (5.37)$$

und

$$p_{\max} \approx \frac{3 \eta v}{2 h_0} \sqrt{\frac{d}{2 h_0}}. \quad (5.38)$$

5.3.2 Höhe der kalandrierten Bahn

Die Höhe der kalandrierten Bahn ist gleich der Höhe des Spalts im Austrittsquerschnitt. Diese ergibt sich als Funktion der dimensionslosen Koordinate am Austrittsquerschnitt, Gl. (5.32), und der Höhe des engsten Spalts, Gl. (5.30),

$$h_2 = h_0 (1 + \xi_2^2). \quad (5.39)$$

Die Koordinate des Austrittsquerschnitts ξ_2 ist eine Funktion des Druckfeldes im Spalt, Gl. (5.31). Sie lässt sich für den Sonderfall newtonscher Fluide für sehr kleine Koordinaten des Eintrittsquerschnitts berechnen. Mit Gl. (5.37) ergibt sich die Höhe der kalandrierten Bahn für newtonsche Fluide

$$h_2 = 1,226 h_0. \quad (5.40)$$

Für kleine Werte der Koordinaten und großen Höhen des Eintrittsquerschnitts ist die Höhe der kalandrierten Bahn konstant.

Für strukturviskose Fluide kann die Koordinate des Austrittsquerschnitts in Abhängigkeit der Koordinate des Eintrittsquerschnitts berechnet werden. Mit der Annahme, dass der Druck im Eintrittsquerschnitt Null ist,

$$p=0 \text{ für } \xi=\xi_1, \quad (5.41)$$

kann aus Gl. (5.31) ein Zusammenhang zwischen der Koordinate am Eintritts- und Austrittsquerschnitt bestimmt werden. Es ergibt sich

$$0 = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{|\xi_2^2 - \xi^2|^{n-1} (\xi_2^2 - \xi^2)}{(\xi^2 + 1)^{2n+1}} d\xi . \quad (5.42)$$

Das Integral in Gl. (5.42) kann numerisch gelöst werden und ergibt mit Gl. (5.39) den Zusammenhang zwischen der Höhe des Eintrittsquerschnitts und der Höhe der kalandrierten Bahn im Austrittsquerschnitt. Die Höhe der kalandrierten Bahn hängt gemäß der Schmierfilmtheorie, Gl. (5.42), nur von der Höhe des Eintrittsquerschnitts und dem Fließverhalten des Polymers ab.

6 Freie Oberflächen

Als Oberfläche wird die Phasengrenze zwischen einer kondensierten und einer nicht kondensierten Phase bezeichnet. Eine Phase ist ein homogenes Gebiet innerhalb eines Stoffsystems. Die Phasengrenze zwischen einem flüssigen Polymer und einer gasförmigen Umgebung ist frei beweglich. Sie wird daher freie Oberfläche genannt. Die Phasengrenze zwischen zwei kondensierten Phasen wird als Grenzfläche bezeichnet. Die komplexe Physik der Phasengrenzen wird ausführlich von Edwards, Brenner und Wasan [73] sowie Slattery [74] dargestellt. Im idealisierten Fall ändern sich die Zustandsgrößen in einer Phasengrenze sprunghaft [75]. Die Phasengrenze wird daher nicht als räumlich ausgedehnt, sondern als zweidimensionale Fläche betrachtet.

6.1 Randbedingungen

Die Moleküle in der freien Oberfläche der kondensierten, flüssigen Phase werden außer durch die Kohäsionskräfte der eigenen Phase auch von den Adhäsionskräften der nicht-kondensierten Gasphase beeinflusst. Die flächenbezogene freie Energie der Oberfläche wird durch die Oberflächenspannung σ beschrieben. Die Größe der Oberflächenspannung ist vom untersuchten Stoffsystem abhängig. Mit ihr ergibt sich die Differenz der Normalspannungen σ_n an der freien Oberfläche

$$(\sigma_n)_g - (\sigma_n)_f = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (6.1)$$

Der Index g bezeichnet die gasförmige Phase und f die flüssige Phase. R_1 und R_2 sind die Krümmungsradien der Schnittkurven der Oberfläche mit zwei zueinander und zur Tangentialebene senkrechten Ebenen [76]. Der Einfluss der Oberflächenspannung auf das Strömungsfeld wird mit Hilfe der Kapillar-Zahl

$$Ca = \frac{\eta_0 v_c}{\sigma} \quad (6.2)$$

beschrieben. Hierin sind η_0 eine Bezugviskosität und v_c eine für den Prozess charakteristische Geschwindigkeit. Für große Kapillar-Zahlen wird der Einfluss der Oberflächenspannung gegenüber den viskosen Kräften vernachlässigbar. Dies ist z. B. für Polymere und ihre Mischungen der Fall [77].

Aus dem Kräftegleichgewicht an der Oberfläche folgt als weitere Randbedingung

$$(\tau_t)_g = (\tau_t)_f \quad (6.3)$$

für die tangential zur Oberfläche wirkenden Schubspannungen τ_t . Häufig kann davon ausgegangen werden, dass der viskose Anteil des Spannungstensors auf der Gasseite vernachlässigbar klein ist. Hiermit kann die Strömung in der freien Oberfläche als reibungsfrei angesehen werden und es gilt

$$(\tau_t)_g = (\tau_t)_f = 0. \quad (6.4)$$

Die dritte Randbedingung für die freie Oberfläche erhält man aus der Forderung, dass keine Materie durch die Oberfläche hindurchtritt. Dies ist gleichbedeutend mit der Forderung nach der Orthogonalität des Normaleneinheitsvektors \vec{n}_0 und des Geschwindigkeitsvektors \vec{v} an der freien Oberfläche

$$\vec{n}_0 \cdot \vec{v} = 0 \quad (6.5)$$

und liefert die zur Berechnung der Lage der freien Oberfläche notwendige zusätzliche Gleichung. Aus Gleichung (6.5) folgt, dass die freie Oberfläche eine Stromlinie sein muss. In dieser Stromlinie können auch Stau- und Quellpunkte zugelassen sein. Für die freie Oberfläche außerhalb von Stau- und Quellpunkten erhält man aus Gl. (6.5) die sogenannte kinematische Randbedingung für freie Oberflächen

$$v_n = 0. \quad (6.6)$$

Die Geschwindigkeitskomponente der flüssigen Phase normal zur freien Oberfläche wird Null.

Die Differenz der Normalspannungen, Gl. (6.1), das Kräftegleichgewicht der Schubspannungen, Gl. (6.4), und die kinematische Randbedingung, Gl. (6.6), stellen die Randbedingungen zur Berechnung eines Strömungsfeldes mit freier Oberfläche dar.

Eine freie Oberfläche ist im Allgemeinen mit dreiphasigen Kontaktlinien berandet, die zwei fluide Phasen und eine dritte zumeist feste Phase abgrenzen. Derartige Kontaktlinien können stationär oder frei beweglich sein. Die Randbedingung für stationäre Kontaktlinien ist mit deren Koordinaten gegeben. Als Randbedingung für eine frei bewegliche Kontaktlinie ist die Angabe eines Kontaktwinkels zwischen dem Fluid und der Wand notwendig.

Für große Kapillar-Zahlen und vernachlässigten Oberflächenspannungen muss der Randwinkel nicht bekannt sein. Sein Wert ergibt sich aus der Berechnung des Strömungsfeldes [74, 78].

Stößt die freie Oberfläche an eine bewegte Wand, so entsteht eine dynamische Kontaktlinie. Zusammen mit der Randbedingung der Wandhaftung stellt diese Linie eine Singularität in der Berechnung dar. Um das Gleichgewicht der Kräfte zu gewährleisten, müssten in der Kontaktlinie unendlich hohe Spannungen auftreten [74]. Eine Möglichkeit, die Singularität in der Berechnung zu vermeiden, ist die Annahme einer Relativgeschwindigkeit zwischen der Geschwindigkeit des Fluids \vec{v} und der Geschwindigkeit der Wand \vec{v}_w [79, 80]

$$\vec{v}_G = \vec{v} - \vec{v}_w. \quad (6.7)$$

Die Relativgeschwindigkeit \vec{v}_G ist die Wandgleitgeschwindigkeit. Das Wandgleiten ist physikalisch nicht messbar, so dass nur empirische Gleichungen zum Beschreiben zur Verfügung stehen. Die bekannteste empirische Gleichung ist die von Navier [78]

$$\vec{t}_w (\vec{v} - \vec{v}_w) = \frac{1}{\beta} (\vec{t}_w \bar{n}_w : \underline{\underline{\sigma}}). \quad (6.8)$$

Sie sagt aus, dass die Wandgleitgeschwindigkeit proportional zu den auftretenden Wand Schubspannungen ist. Die Vektoren \vec{t}_w und \bar{n}_w stellen die Einheitsvektoren in tangentialer und normaler Richtung dar. Der Proportionalitätsfaktor ist der Koeffizient des Wandgleitens $1/\beta$. Für $\beta \rightarrow 0$ tritt reines Wandgleiten und für $\beta \rightarrow \infty$ kein Wandgleiten auf.

6.2 Berechnen der Lage der freien Oberfläche

Die Ortskoordinaten der freien Oberfläche stellen innerhalb der Strömungsfeldberechnung einen zusätzlichen Freiheitsgrad dar, welcher in die Berechnung integriert werden muss. Bisher ist kein allgemeingültiges Verfahren bekannt, das eine Lösung für die vielfältigen unterschiedlichen Strömungsfelder liefert. Es sind vielmehr für unterschiedliche Anwendungsgebiete jeweils spezifische Lösungen publiziert. Eine gute Zusammenstellung hierzu geben Floryan und Rasmussen [81] sowie Wang und Lee [82]. Die Entwicklung weiterer Verfahren ist Thema zahlreicher Forschungsarbeiten [83, 84, 85, 86].

Die in der Polymerverarbeitung angewandten Verfahren lassen sich in drei Kategorien einteilen:

- Eulersche Verfahren,
- Lagrangesche Verfahren,
- Gemischte Euler-Lagrange Verfahren.

6.2.1 Eulersche Verfahren

Die Eulerschen Verfahren verwenden ein im Raum fixiertes Gitter, wie es in Bild 6.1 schematisch dargestellt ist. In diesem Gitter liegt die freie Oberfläche in der Regel nicht auf den Gitterknoten, sondern innerhalb der Gitterzellen. Im Bereich der freien Oberfläche sind die Gitterzellen teilweise mit Gas und teilweise mit Flüssigkeit gefüllt. Das gesamte Lösungsgebiet erstreckt sich auch auf das Gebiet des Gases und zwar soweit, wie die mögliche Bewegung der Flüssigkeit zu einem späteren Zeitpunkt zu erwarten ist. Die freie Oberfläche kann sich in Raum und Zeit bewegen. Die Berechnung der Koordinaten der freien Oberfläche kann mit

- dem „Marker and Cells“ – Verfahren (MAC) oder
- dem „Volume of Fluid“ - Verfahren (VOF)

durchgeführt werden.

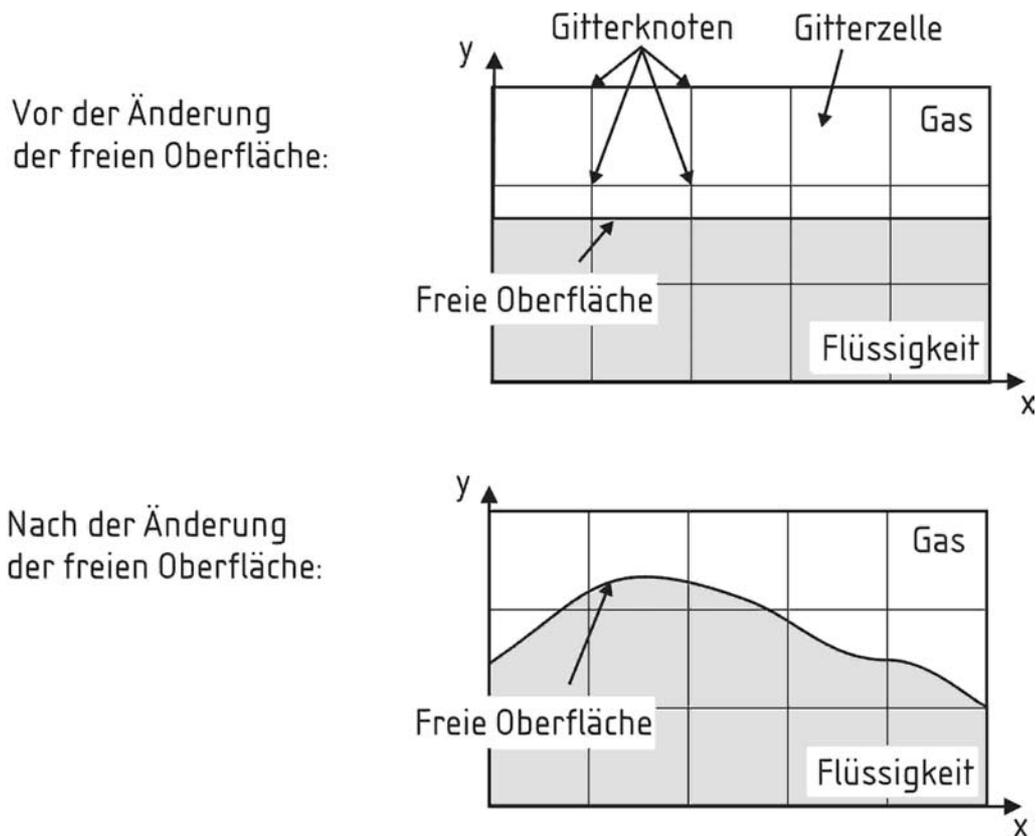


Bild 6.1: Darstellung der freien Oberfläche in einem Eulerschen Verfahren

„Marker and Cells“ – Verfahren

Die Berechnung der freien Oberfläche mit dem „Marker and Cells“ – Verfahren wird erstmalig von Harlow und Welch [87] beschrieben. Zur Markierung der Zellen, die mit Flüssigkeit gefüllt sind, werden Markierpartikel eingesetzt. Diese Markierpartikel sind in der Flüssigkeit verteilt und dienen der Kennzeichnung der mit Flüssigkeit gefüllten Zellen. Die Markierpartikel sind masselos und beeinflussen das Strömungsfeld nicht. Sie bewegen sich mit der Geschwindigkeit der Flüssigkeit. Mit Hilfe der Verfolgung der Positionen der Markierpartikel wird die Änderung des Flüssigkeitsbereichs erfasst.

Die genaue Lage der freien Oberfläche wird durch die Auswertung der Verteilung der Partikel innerhalb der Zellen gewonnen. In einem ersten Schritt werden die Zellen an der freien Oberfläche gesucht. Wenn eine Zelle Markierpartikel enthält und mindestens in einer Nachbarzelle keine Markierpartikel vorhanden sind, liegt die Zelle an der freien Oberfläche. In einem zweiten Schritt wird mit Hilfe der Verteilung der Markierpartikel innerhalb der Zelle die Lage der freien Oberfläche gekennzeichnet.

Neben den Transportgleichungen für die Fluide müssen die Bewegungsgleichungen für die Markierpartikel gelöst werden. Dies führt zu langen Rechenzeiten. Die Markierung des Flüssigkeitsbereichs erfordert zudem einen großen Speicherplatzbedarf, so dass der Rechenaufwand für dieses Verfahren sehr groß ist. Ein zusätzlicher Nachteil der „Marker and Cells“ – Verfahren stellt die mögliche ungleichmäßige Verteilung der Partikel dar. Dies führt zu einer ungenauen Vorhersage der Lage der freien Oberfläche.

Die „Marker and Cells“ – Verfahren werden vielfach für die Berechnung instationärer Strömungen, wie z. B. beim Spritzguss mit einfachen Formen genutzt. Zur Berechnung der Einströmung in komplexe Formen sind erhebliche Erweiterungen notwendig [88].

„Volume of Fluid“ – Verfahren

Aufgrund der genannten Nachteile des „Marker and Cells“ - Verfahrens entwickeln Hirt und Nichols [89] das „Volume of Fluid“ – Verfahren. Mit dem „Volume of Fluid“ – Verfahren wird für die Berechnung der Ortskoordinaten der freien Oberfläche nur die variable Funktion $F(x,y,z,t)$, die VOF-Funktion, anstelle mehrerer Markierpartikel für jede Zelle verwendet. Die VOF-Funktion nimmt Werte zwischen Null und Eins an. Der Wert Eins kennzeichnet eine vollständig mit Flüssigkeit gefüllte und der Wert Null eine vollständig mit Gas gefüllte Zelle. Eine Zelle befindet sich an der freien Oberfläche, wenn sie mindestens eine vollständig mit Gas gefüllte Nachbarzelle hat und die VOF-Funktion größer als Null und kleiner als Eins ist.

Die Berechnungsgleichung für die VOF-Funktion lautet

$$\frac{DF}{Dt} = \frac{\delta F}{\delta t} + \vec{v} \cdot \text{grad}(F) = 0. \quad (6.9)$$

Beim Berechnen der Funktion muss berücksichtigt werden, dass sie an der freien Oberfläche nicht stetig ist. Weiterhin muss die Massenerhaltung und die numerische Stabilität beachtet werden [90].

Analog zum „Marker and Cells“ – Verfahren werden zur Berechnung der Lage der freien Oberfläche in einem ersten Schritt die Zellen an der freien Oberfläche ermittelt. In einem zweiten Schritt wird aus dem Verlauf der VOF-Funktion die Lage der freien Oberfläche innerhalb der Zellen berechnet. Diese ergibt sich aus der Bedingung, dass die Normalen-

richtung der freien Oberfläche mit der Richtung des Gradienten der VOF-Funktion übereinstimmt.

Ein Nachteil der Eulerschen Verfahren besteht in der komplexen Form der Randbedingungen an der freien Oberfläche und die notwendige Erstellung eines Gitters für das gesamte mögliche Strömungsgebiet. Hierdurch sind zu jedem Zeitpunkt der Berechnung, viele Knotenpunkte zu betrachten. Die Genauigkeit der Lage der freien Oberfläche ist zudem von der gewählten Gitterdichte abhängig.

6.2.2 Lagrangesche Verfahren

Die Nachteile der Eulerschen Verfahren werden von den Lagrangeschen vermieden. Die bewegte freie Oberfläche wird mit einem bewegten Gitter beschrieben. Die Randbedingungen an der freien Oberfläche können daher direkt in den Gitterknoten berechnet werden. Das gesamte Berechnungsgebiet bewegt sich mit der Flüssigkeitgeschwindigkeit. Dem Fluidelement wird sowohl eine Bewegung als auch der Ort als Funktion der Zeit zugeordnet. Die Lagrangesche Betrachtungsweise ist eine Darstellung der klassischen Punktmechanik.

Die Berechnung eines Strömungsfeldes mit freier Oberfläche nach einem Lagrangeschen Verfahren wird erstmals von Hirt, Cook und Butler [91] durchgeführt. Bach und Hassager [92] berechnen mit einem Lagrangeschen Verfahren das Strömungsfeld für eine Rakelbeschichtung und Petera und Nassehi [93] für einen Innenmischer.

Ein Nachteil dieser Verfahren ist die mögliche Verzerrung des Gitters. Aufgrund der Wandhaftung werden die Gitterzellen in Wandnähe stark geschert und es können für numerische Berechnungen ungünstige Zellenformen entstehen. Abhängig von den berechneten Strömungen besteht die Gefahr, dass sich Gitterlinien kreuzen. Muttin, Coupez, Bellet und Chenot [94] vermeiden dieses Problem, indem sie bei einer zu großen Verzerrung der Gitterzellen das Strömungsgebiet automatisiert neu vernetzen. Die zeitabhängigen Parameter des Strömungsfeldes werden mittels Interpolation auf das neue Gitter übertragen.

6.2.3 Gemischte Euler-Lagrange Verfahren

Zur Überwindung der Einschränkungen reiner Lagrangescher bzw. Eulerscher Verfahren werden gemischte Euler-Lagrange Verfahren verwendet. Die Transportgleichungen werden in einer Eulerschen Darstellung gelöst. Das Gitter wird innerhalb der Berechnung an

die Bewegung der freien Oberfläche angepasst. Dies ist in Bild 6.2 schematisch dargestellt. In Abhängigkeit der Form der freien Oberfläche beinhaltet die Anpassung eine komplexe Verschiebung der Gitterknoten oder eine automatisierte Neuvernetzung des gesamten Strömungsgebiets.

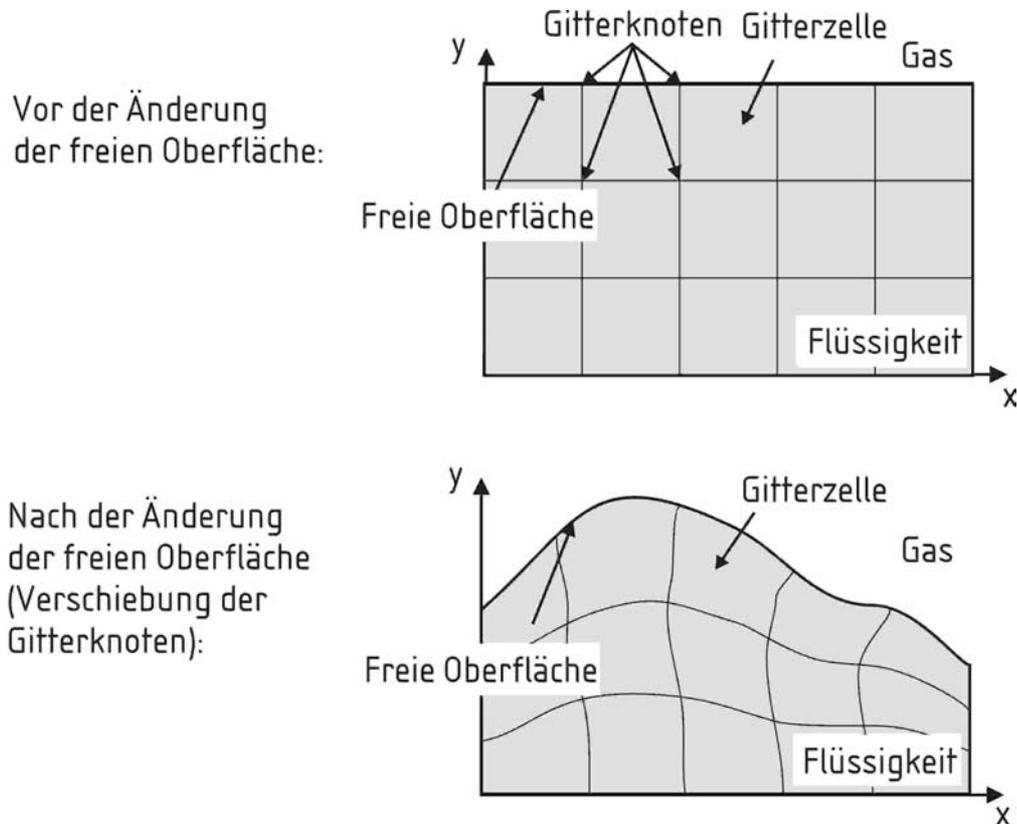


Bild 6.2: Darstellung der freien Oberfläche mit Hilfe eines gemischten Euler-Lagrange Verfahrens

Die Lage der freien Oberfläche ist in der Berechnung des Strömungsfeldes ein zusätzlicher Freiheitsgrad. Aus diesem Grund ist eine zusätzliche Gleichung zur Beschreibung notwendig. Diese zusätzliche Gleichung kann entweder entkoppelt oder gekoppelt von den das Strömungsfeld bestimmenden partiellen Differentialgleichungen gelöst werden.

Mit den entkoppelten Berechnungsverfahren wird das Strömungsfeld zunächst ohne Einhaltung der kinematischen Randbedingung, Gl. (6.4), oder der Differenz der Normalspannungen, Gl. (6.1), berechnet. Die Gleichung für die kinematische Randbedingung, bzw. die Gleichung für die Differenz der Normalspannungen dient in einem Folgeschritt zur Berechnung der Lage der freien Oberfläche.

Die entkoppelte Berechnung der stationären freien Oberfläche mit Hilfe der kinematischen Randbedingung kann mit Hilfe der Berechnung von Stromlinien oder von Massenbilanzen erfolgen.

Entkoppelte Berechnung über Stromlinien

Die kinematische Randbedingung besagt, dass die Richtung der Strömungsgeschwindigkeit an jedem Ort auf der freien Oberfläche tangential zu dieser verläuft. Fluidelemente auf der freien Oberfläche verbleiben auf dieser. Aus diesem Grund ist der Weg der Fluidelemente, von einem bekannten Referenzpunkt auf der Stromlinie $\vec{x} = \vec{x}_0$ ausgehend, mit dem Geschwindigkeitsvektor

$$\vec{v} = \frac{d\vec{x}}{dt} \quad (6.10)$$

bzw. mit

$$dt = \frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y} = \frac{dz}{v_z}. \quad (6.11)$$

bestimmt. Mit Hilfe der Gleichung für eine Stromlinie wird von Nickel, Tanner und Caswell [95] erstmalig die Strangaufweitung eines Extrudats, Bild 6.3, berechnet.

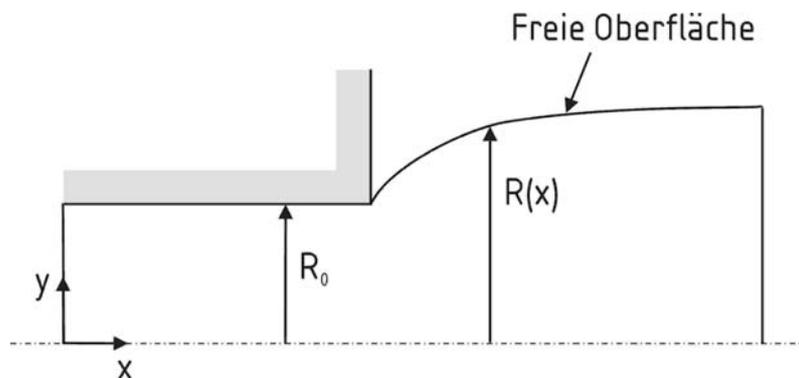


Bild 6.3: Strangaufweitung beim Extrudieren

Die Gleichung zur Beschreibung der Stromlinie $y = R(x)$ an der freien Oberfläche

$$\frac{dR}{dx} = \frac{v_y}{v_x}. \quad (6.12)$$

wird integriert und es ergibt sich die freie Oberfläche für die i 'te Iteration und die Position j in axialer Richtung

$$R_{j+1}^{i+1} = R_j^{i+1} + \int_{x_j}^{x_{j+1}} \left(\frac{v_y}{v_x} \right)^i dx. \quad (6.13)$$

Entkoppelte Berechnung über Massenbilanzen

Caswell und Viriyayuthakorn [96] berechnen die freie Oberfläche mit Hilfe von Massenbilanzen. Hierbei wird die Massenbilanz

$$\dot{M}_{j-1}^R + \dot{M}_j^O = \dot{M}_j^R \quad (6.14)$$

für ein in Bild 6.4 dargestelltes Kontrollvolumen formuliert. Solange die freie Oberfläche keine Stromlinie ist, ist der Massenstrom über die freie Oberfläche \dot{M}_j^O ungleich Null. Die Verschiebung des Knotens j entlang der Normalen der in der vorherigen Iteration i berechneten freien Oberfläche ergibt sich für ein achsensymmetrisches Strömungsfeld zu

$$R_j^{i+1} = R_j^i + \frac{\dot{M}_j^R}{2\pi R_j^i v_{t,j}^i}. \quad (6.15)$$

$v_{t,j}^i$ ist die tangentielle Geschwindigkeitskomponente des Knotens j beim i 'ten Iterationsschritt. Die Berechnung der Strangaufweitung beim Extrudieren mit Hilfe von Massenbilanzen konvergiert gemäß den Angaben von Caswell und Viriyayuthakorn [96] schneller als mit Hilfe der Berechnung mit Hilfe von Stromlinien. Das Verfahren wird auch von Klostermann [97] für die Berechnung der freien Oberfläche beim Beschichten mit gleichsinnig rotierenden Walzen verwendet.

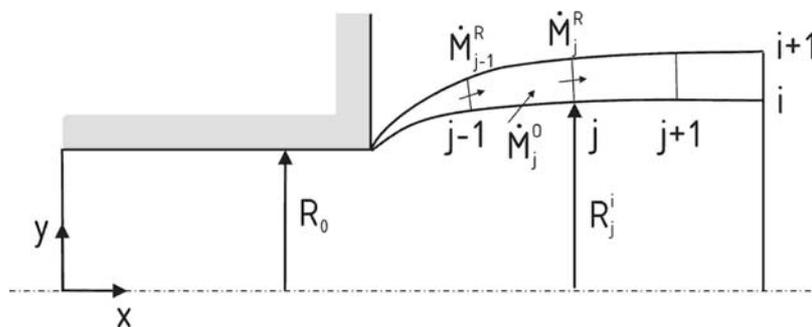


Bild 6.4: Bildung von Massenbilanzen in einem Kontrollvolumen zur Berechnung der Strangaufweitung beim Extrudieren

Entkoppelte Berechnung über Normalspannungen

Die entkoppelten Verfahren zur Berechnung einer stationären freien Oberfläche mit Hilfe der kinematischen Randbedingung konvergieren nicht für Stoffsysteme mit großen Oberflächenspannungen [98]. Die Berechnung der freien Oberfläche erfolgt in diesem Fall mit Hilfe der Differenz der Normalspannungen, Gl. (6.1). Das Strömungsfeld wird mit der kinematischen Randbedingung, Gl. (6.6), und dem Kräftegleichgewicht der Schubspannungen, Gl. (6.4), gelöst. Die Verschiebung der Lage der freien Oberfläche erfolgt anschließend proportional zum lokalen Ungleichgewicht der Differenz der Normalspannungen [99]. Die Schwierigkeit liegt hierbei im Ermitteln der Proportionalitätskonstanten.

Gekoppelte Berechnung mit Spines

Ruschak [100] berechnet erstmalig mit einer Finite Elemente Methode die Lage der stationären freien Oberfläche gekoppelt mit den das Strömungsfeld bestimmenden partiellen Differentialgleichungen. Die Lage der Knotenpunkte an der freien Oberfläche wird mit Hilfe sogenannter Spines festgelegt. Spines sind orientierte Linien oder Kurven (Bild 6.5). Jede Spine ist durch einen Basispunkt und eine Richtung definiert. Entlang einer Spine ist der Abstand vom Basispunkt zur freien Oberfläche die lokale Koordinate der freien Oberfläche und damit eine Unbekannte im Lösungsverfahren. Das Berechnungsgebiet ist in viereckige Elemente aufgeteilt, wobei zwei gegenüberliegende Seiten eines jeden Elements mit Hilfe der Spines definiert sind. Die anderen beiden Seiten schneiden diese Spines an festgesetzten relativen Positionen. Das Gittersystem und die Knoten bewegen sich in Richtung der Spines, zusammen mit der freien Oberfläche.

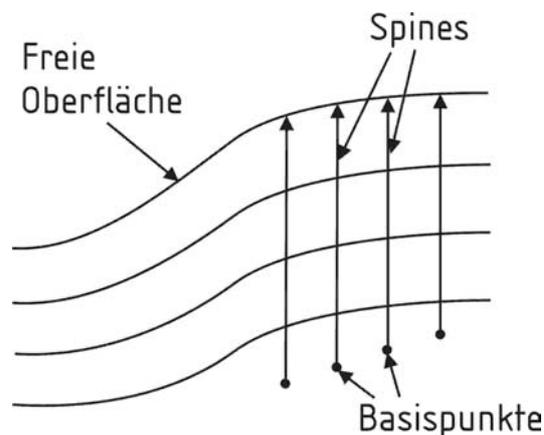


Bild 6.5: Berechnung der freien Oberfläche mit Hilfe von Spines

Die Anwendung dieses Verfahrens im Rahmen eines Finite Elemente Programms wird von zahlreichen Autoren durchgeführt und dabei für die Berechnung zwei- und dreidimensionaler Strömungsfelder genutzt [101, 102]. Kheshgi und Scriven [103] verwenden erstmals das Verfahren auch zur Berechnung von instationären Strömungsfeldern mit freien Oberflächen.

Bewegte Gitter

Die Verfolgung von freien Oberflächen in instationären Strömungsfeldern kann mit Hilfe von bewegten Gittern erfolgen. Die Transportgleichungen für die Impuls- und die Energieströme werden so formuliert, dass sie für das sich mit einer definierten Geschwindigkeit bewegende Gitter gelten. Die Geschwindigkeit des Gitters wird hierbei an die Geschwindigkeit des Fluids angepasst. Ist die Geschwindigkeit des Gitters gleich der Geschwindigkeit des Fluids, handelt es sich um die Lösung der Transportgleichungen in einer Lagrangeschen Darstellung. Ist die Geschwindigkeit des Gitters Null, handelt es sich um die Lösung in einer Eulerscher Darstellung.

Das oben geschilderte Verfahren wird erstmalig von Hirt, Amsden und Cook [104] angewendet und als „Arbitrary Lagrangian-Eulerian“ Verfahren (ALE) bezeichnet. Die Berechnung der Strömungsfelder und der Lage der freien Oberflächen erfolgt in drei Schritten:

1. Berechnen von Druck und Geschwindigkeiten durch Lösen der Transportgleichungen.
2. Verschiebung der Knotenpunkte entsprechend der in den Knotenpunkten berechneten Fluidgeschwindigkeit \vec{v}_j^{i+1}

$$\vec{x}_{j,A}^{i+1} = \vec{x}_j^i + \Delta t \vec{v}_j^{i+1} . \quad (6.16)$$

3. Verschiebung der Knotenpunkte entsprechend der Gittergeschwindigkeit \vec{v}_{Gitter}

$$\vec{x}_j^{i+1} = \vec{x}_{j,A}^{i+1} + \Delta t \vec{v}_{\text{Gitter}} \quad (6.17)$$

und Berechnung der Strömungsfeldgrößen an den neuen Gitterknoten, so dass die Massenbilanzen ausgeglichen sind.

Das Verfahren wird u. a. zur Berechnung der Strömungsfelder beim Blasformen [105], Formpressen [106, 107] und in Innenmischern [108] angewendet. Für die Berechnung der freien Oberflächen beim Formpressen setzen Lee, Folgar und Tucker [107] ein vereinfachtes Verfahren ein. Sie lösen die Transportgleichungen in einer Eulerschen Darstellung und verschieben die Knotenpunkte auf der freien Oberfläche entsprechend Gl. (6.16) in Richtung der jeweiligen Geschwindigkeitsvektoren. Nach dem Festlegen der neuen Lage der freien Oberfläche wird für das gesamte Strömungsfeld ein neues Gitter erstellt. Da die Trägheitskräfte vernachlässigt werden, müssen keine Strömungsfeldgrößen auf das neue Gitter übertragen werden. Der Zeitschritt Δt wird zu Beginn der Rechnung maximal gewählt. Wenn die bewegte Oberfläche in die Nähe einer Wand kommt, wird zur Erhaltung der Massenbilanz der Zeitschritt soweit verkleinert, dass der die Wand erreichende Knotenpunkt nur bis auf die Wand verschoben wird. Trafford, Guceri und Crochet [109] schlagen vor, den Zeitschritt umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit zu wählen.

Das Berechnen von Strömungsfeldern mit gemischten Euler-Lagrange Verfahren liefert ein genaueres Ergebnis für die Lage der freien Oberfläche als Berechnungen mit reinen Eulerschen Verfahren, da das Gitter entlang der freien Oberfläche verfeinert und die Randbedingungen der freien Oberfläche direkt in den Gitterknoten berechnet werden können. Die Erstellung neuer Gitter erfolgt gezielt, so dass keine Verzerrung des Gitters mit numerisch ungünstigen Zellenformen oder sich kreuzenden Gitterlinien, wie im Falle von reinen Lagrangeschen Verfahren, auftreten.

7 Numerische Berechnung

Aus den Transportgleichungen für die Massen- und die Impulsströme ergibt sich ein System von nicht linearen gekoppelten partiellen Differentialgleichungen. Zusätzlich gelten die in Kapitel 6.1 beschriebenen Randbedingungen zum Berechnen der unbekannt Koordinaten der freien Oberfläche. Dieses System der Differentialgleichungen kann vollständig nur numerisch gelöst werden.

7.1 Rechennetz und Randbedingungen

Das Rechennetz und die Randbedingungen für eine beispielhafte dreidimensionale Form des Walzenspalts und des Knets sind in Bild 7.1 dargestellt. Am Ort des maximalen Drucks und vor dem Austritt aus dem engsten Spalt, für die Koordinaten $x > 0$, ist eine lokale Verfeinerung des Netzes vorhanden. Das dreidimensionale Gitter enthält ca. 42.000 Elemente.

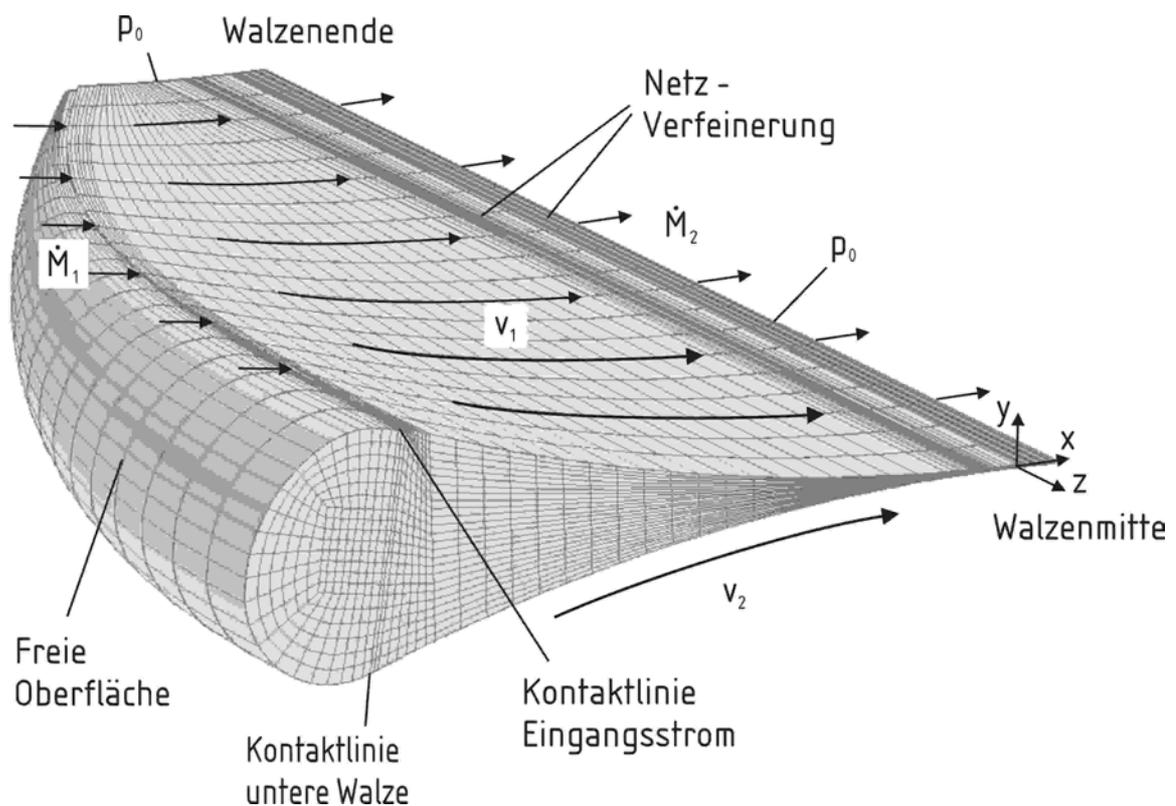


Bild 7.1: Darstellung des Rechennetzes und der Randbedingungen zur Berechnung des Strömungsfeldes im Walzenspalt

Das Material wird als Bahn konstanter Höhe h_1 über die obere Walze in den Walzenspalt gefördert. Die Geschwindigkeit des Massenstroms ist über der Höhe konstant und gleich der Umfangsgeschwindigkeit der oberen Walze v_1 . Der Massenstrom im Eintrittsquerschnitt ist

$$\dot{M}_1 = \rho v_1 h_1 W \quad (7.1)$$

mit der Breite der kalandrierten Bahn W und der Dichte des Materials ρ . An der freien Oberfläche des Knets wird die Oberflächenspannung vernachlässigt. Damit ergibt sich aus Gl. (6.1) für die Normalspannungen der gasförmigen und flüssigen Phase

$$(\sigma_n)_g - (\sigma_n)_f = 0. \quad (7.2)$$

Weiterhin ist die freie Oberfläche entsprechend Gl. (6.4) reibungsfrei

$$(\tau_t)_g = (\tau_t)_f = 0 \quad (7.3)$$

und es erfolgt kein Materialfluss durch die freie Oberfläche, Gl. (6.6)

$$v_n = 0. \quad (7.4)$$

An den Walzen wird Wandhaftung angenommen. Fluidelemente, die an den bewegten Oberflächen der rotierenden Walzen haften, bewegen sich mit deren Umfangsgeschwindigkeit

$$\vec{v} = \vec{v}_w. \quad (7.5)$$

In der unmittelbaren Umgebung der dreiphasigen Kontaktlinie auf der unteren Walze und in der Umgebung der Kontaktlinie zwischen einströmendem Fluid und Knet wird reines Wandgleiten gemäß Gl. (6.8) angenommen.

Im Austrittsquerschnitt ist der Druck gleich dem Umgebungsdruck.

$$p = p_0 \text{ für } x = x_2. \quad (7.6)$$

In Richtung der Koordinate die parallel zu den Walzenachsen verläuft wird in Walzenmitte bei $z = 0$ die Symmetrie der Strömung vorausgesetzt. An den Walzenenden befinden sich keine Seitenbegrenzungen, so dass der Druck dort gleich dem Umgebungsdruck ist

$$p = p_0 \text{ für } z = -W/2. \quad (7.7)$$

7.2 Vorgehensweise

Die freie Oberfläche im Strömungsfeld wird mit einem gemischten Euler-Lagrange Verfahren berechnet. Hiermit können die Randbedingungen auf der freien Oberfläche direkt an den Gitterknoten berechnet werden. Mit Hilfe des entkoppelten Berechnungsverfahrens lassen sich die Kontaktlinien der freien Oberfläche mit der unteren Walze und mit dem Eingangsstrom auf einfache Weise berechnen.

Als Anfangsbedingung wird eine beliebige Ausgangslage der freien Oberfläche gewählt. Die Transportgleichungen für die Massen- und die Impulsströme werden mit Hilfe des Finite Elemente Programms Polyflow gelöst [110]. Die Lage der freien Oberfläche des Knets wird in einem darauf folgenden Schritt in Richtung der örtlichen Geschwindigkeitsvektoren verschoben. Anschließend wird, für das von der neu berechneten freien Oberfläche umschlossene Strömungsgebiet, ein neues Berechnungsgitter erstellt und die Transportgleichungen für die Massen- und die Impulsströme werden erneut gelöst. Sobald die Geschwindigkeitsvektoren der Knotenpunkte auf der freien Oberfläche tangential zur freien Oberfläche sind, wird die Iteration beendet.

Um eine konvergierende Lösung zu erhalten, ist innerhalb eines Iterationsschritts nur eine geringfügige Verschiebung der Koordinaten der freien Oberfläche möglich. In der Regel verschieben sich die Lagen der Kontaktlinien des Knets mit der unteren Walze und dem Eingangsstrom. Sie müssen möglichst genau berechnet werden. Zur Verminderung der benötigten Rechenzeit wird daher als Startwert die Lage der freien Oberfläche in einer Iteration so ermittelt, dass die Massenbilanz zwischen dem in den Walzenspalt ein- und ausströmenden Polymer erfüllt ist. In Bild 7.2 ist das Lösungsverfahren schematisch dargestellt. Die Lage der Kontaktlinien ist mit der Vorgabe der Knethöhe H bestimmt. Die Berechnung des Strömungsfeldes erfolgt ohne Einbeziehung der kinematischen Randbedingung, Gl. (7.4), für die freie Oberfläche.

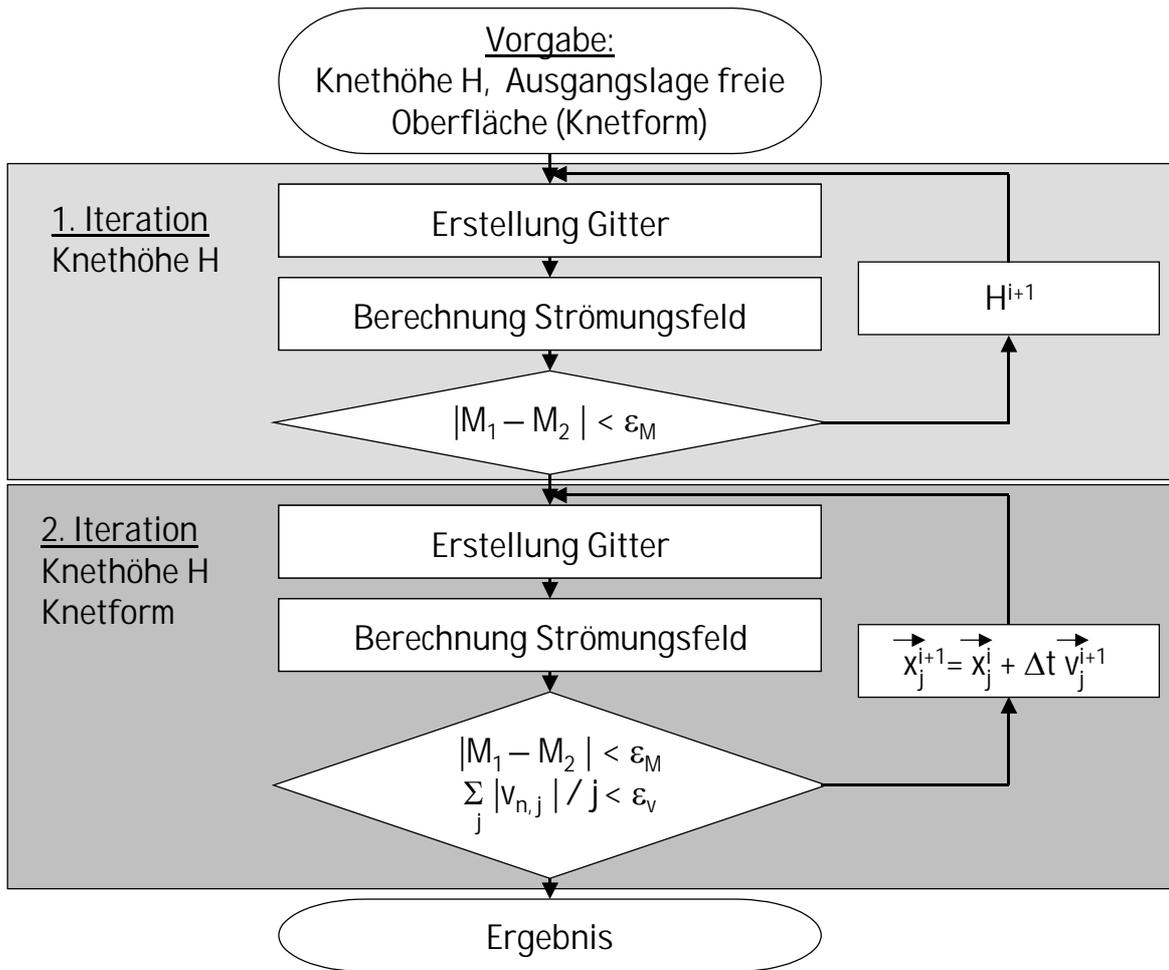


Bild 7.2: Schematische Darstellung des Verfahrens zur Berechnung der Lage der freien Oberfläche

Innerhalb der ersten Iteration wird die Lage der Kontaktlinien durch die Berechnung einer vorläufigen Knethöhe abgeschätzt. Hierfür wird die Massenbilanz zwischen ein- und ausströmendem Fluid

$$\dot{M}_1 + \dot{M}_{\text{Knet}} = \dot{M}_2 \quad (7.8)$$

über das gesamte Strömungsgebiet gelöst, **Bild 7.3**. \dot{M}_{Knet} bezeichnet den zum Erfüllen der Massenbilanz über den Knet in das Strömungsgebiet ein- bzw. austretendem Teilstrom. Für einen konstanten, über den Eintrittsquerschnitt einströmenden, Massenstrom \dot{M}_1 steigt mit zunehmender Knethöhe der über den Austrittsquerschnitt ausströmende Massenstrom \dot{M}_2 . Demzufolge sinkt der über den Knet eintretende Teilstrom. Sind die Massenströme über den Eintritts- und Austrittsquerschnitt ausgeglichen, ist der über die Knetoberfläche ein- bzw. austretende Teilstrom Null.

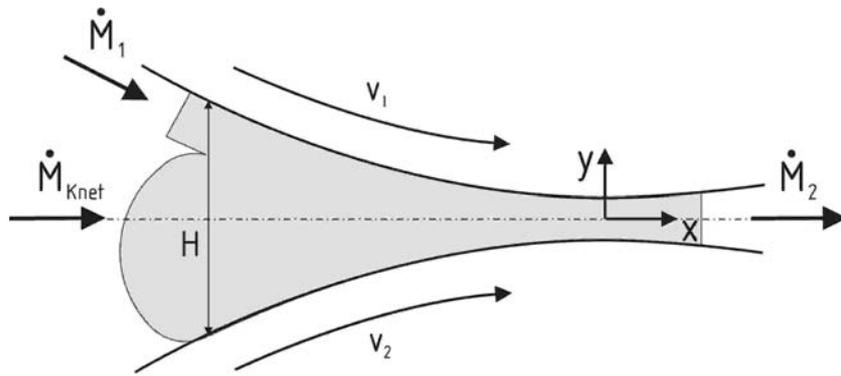


Bild 7.3: Massenbilanz über das Strömungsgebiet

Die Knehöhe für welche die ein- und ausströmenden Massenströme gleich sind, wird mit Hilfe des Algorithmus von Brent [111] iterativ berechnet. In jedem Iterationsschritt wird das Strömungsfeld ohne die kinematische Randbedingung für die freie Oberfläche, Gl. (7.4), ermittelt. Die Koordinate des Austrittsquerschnitts wird hierbei an den Massenstrom angepasst. Die Iteration wird mit der Annahme seitlicher reibungsfreier Begrenzungen an den Walzenenden durchgeführt. Hiermit entstehen konstante Knehöhen über der Walzenbreite.

In der zweiten Iteration werden die Knotenpunkte auf der freien Oberfläche in Richtung des Geschwindigkeitsvektors verschoben, bis die Geschwindigkeitskomponenten normal zur freien Oberfläche des Knets Null werden und die Massenbilanz zwischen dem ein- und austretendem Massenstrom ausgeglichen ist. Die im Verlauf der zweiten Iteration berechneten freien Oberfläche sind für ein Beispiel in Bild 7.4 dargestellt. Die Knehöhe wird entsprechend der Bewegung der freien Oberfläche neu berechnet.

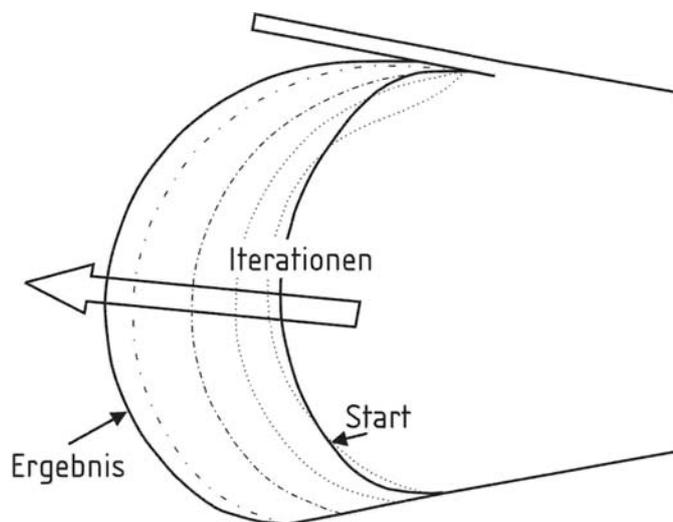


Bild 7.4: Lage der freien Oberfläche im Verlauf der zweiten Iteration

Für verschiedene Knethöhen ist die Form des Knets geometrisch ähnlich. Ist die Knetform aufgrund von Messungen oder vorangegangenen Berechnungen als Funktion der Materialdaten näherungsweise bekannt, kann die Rechenzeit erheblich verkürzt werden. In diesem Fall sind nur wenige Iterationsschritte innerhalb der zweiten Iteration notwendig.

8 Ergebnisse zum Strömungsfeld

Die Eigenschaften der kalandrierten Bahn sind vom Strömungsfeld zwischen den gegenseitig rotierenden Walzen und der sich aus dem Strömungsfeld ergebenden Knetform abhängig. Das Strömungsfeld und die Knetform stellen sich in Abhängigkeit des rheologischen Fließverhaltens, der Spalthöhe, der Durchmesser und der Umfangsgeschwindigkeit der Walzen sowie der Friktions-Zahl ein. Im Folgenden werden die berechneten Geschwindigkeits- und Druckfelder in einer zu den Walzenachsen senkrechten Ebene in Walzenmitte dargestellt, wobei der Einfluss der genannten Verfahrensparameter auf die Knetform berücksichtigt ist. Hierbei wird eine konstante Höhe der kalandrierten Bahn angenommen. Die verwendeten Bezeichnungen und Abmessungen sind in Bild 8.1 dargestellt.

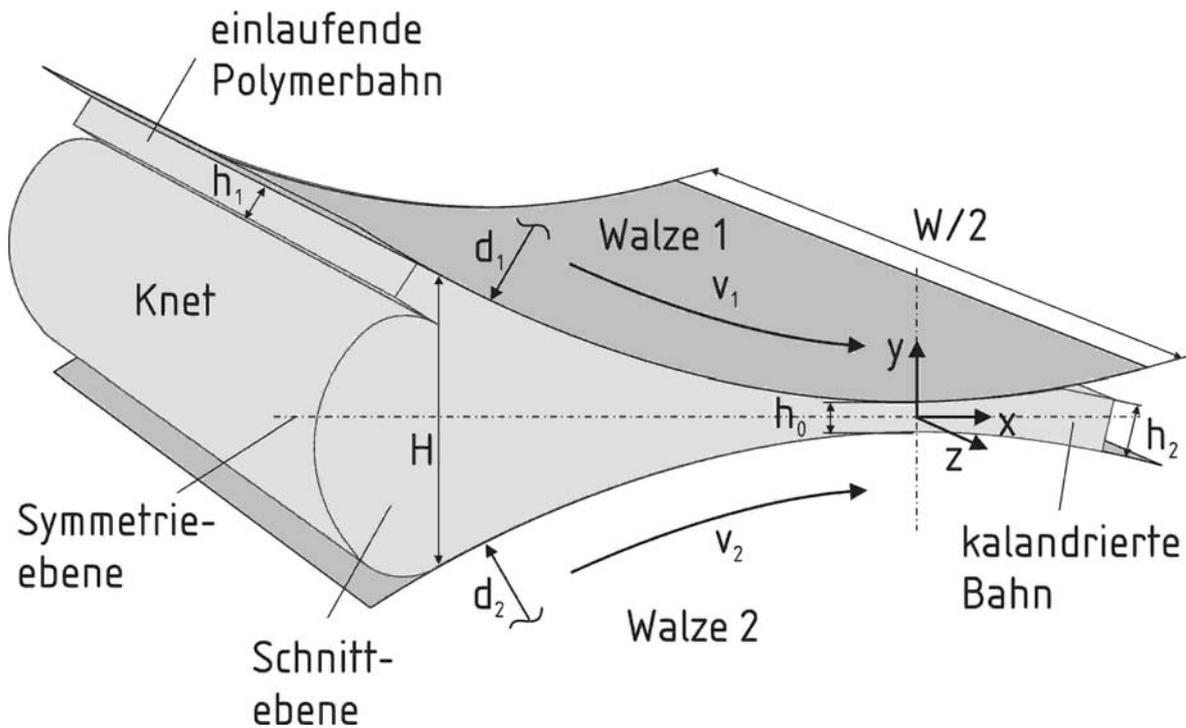


Bild 8.1: Geometrische Abmessungen im Walzenspalt

H bedeutet die Höhe des Knets, h_2 die Höhe der kalandrierten Bahn und h_0 die Spalthöhe im engsten Spalt. Die Breite der kalandrierten Bahn wird mit W bezeichnet. Die Durchmesser der zwei Kalanderwalzen d_i sind gleich und werden im Folgenden mit d gekennzeichnet. Die Umfangsgeschwindigkeit der Walze 2 v_2 ist stets größer oder gleich der Umfangsgeschwindigkeit der Walze 1 v_1 . Sind beide Umfangsgeschwindigkeiten gleich so werden die Umfangsgeschwindigkeiten der Walzen mit v gekennzeichnet.

Die einlaufende Materialbahn haftet an der Walzenoberfläche und wird in Richtung des engsten Spalts gefördert. Kurz vor dem engsten Spalt entsteht ein Druckmaximum. Aufgrund des Druckgradienten wird das Material vor dem Spalte in der Nähe der Symmetrieebene entgegen der Förderrichtung in Richtung des Eintrittsquerschnitt gefördert. Im engsten Spalt und dahinter bewirkt der Druckgradient eine zusätzlich zur Schleppestromung wirksame Förderung. In der Eintrittszone bildet sich der Knet.

Es werden folgende Kennzahlen definiert:

- bezogene Knethöhe:

$$H^* = \frac{H}{h_2}, \quad (8.1)$$

- bezogene Spalthöhe:

$$h_0^* = \frac{h_0}{h_2}, \quad (8.2)$$

8.1 Einfluss der rheologischen Eigenschaften

Man unterscheidet Fluide mit newtonschen und strukturviskosem Fließverhalten. Während die Viskosität newtonscher Fluide über den gesamten Schergeschwindigkeitsbereich konstant ist, sinkt die Viskosität strukturviskoser Fluide mit zunehmender Deformationsgeschwindigkeit.

8.1.1 Newtonsche Fluide

In Bild 8.2 ist das berechnete Geschwindigkeits- und in Bild 8.3 das berechnete Druckfeld für ein Fluid mit newtonschem Fließverhalten in der Schnittebene senkrecht zu den Walzenachsen in der Walzenmitte, $z = 0$, dargestellt. In beiden Bildern sind zusätzlich die Stromlinien abgebildet. Die berechnete freie Oberfläche des Knets stellt eine der Stromlinien dar. Das Fluid wird entlang der Symmetrieebene zwischen den Walzen entgegen der Förderrichtung transportiert. Dieser Massenstrom teilt sich entlang der Oberfläche des Knets in zwei Teilströme, die sich in Richtung zu den Walzenoberflächen bewegen. Dort werden die Massenströme von der Schleppestromung umgelenkt und erneut in Richtung des engsten Spalts gefördert. Die umgelenkten Massenströme bilden zwei zur Symmetrieebene symmetrische Wirbelgebiete. Es ergeben sich drei Stagnationszonen. Eine Stagnationszone

befindet sich im Bereich der Umkehr der Strömungsrichtung auf der Oberfläche des Knets. Die beiden anderen Stagnationszonen befinden sich im Zentrum der Wirbelgebiete und entlang der Stagnationslinien, welche die unterschiedlichen Strömungsrichtungen trennen.

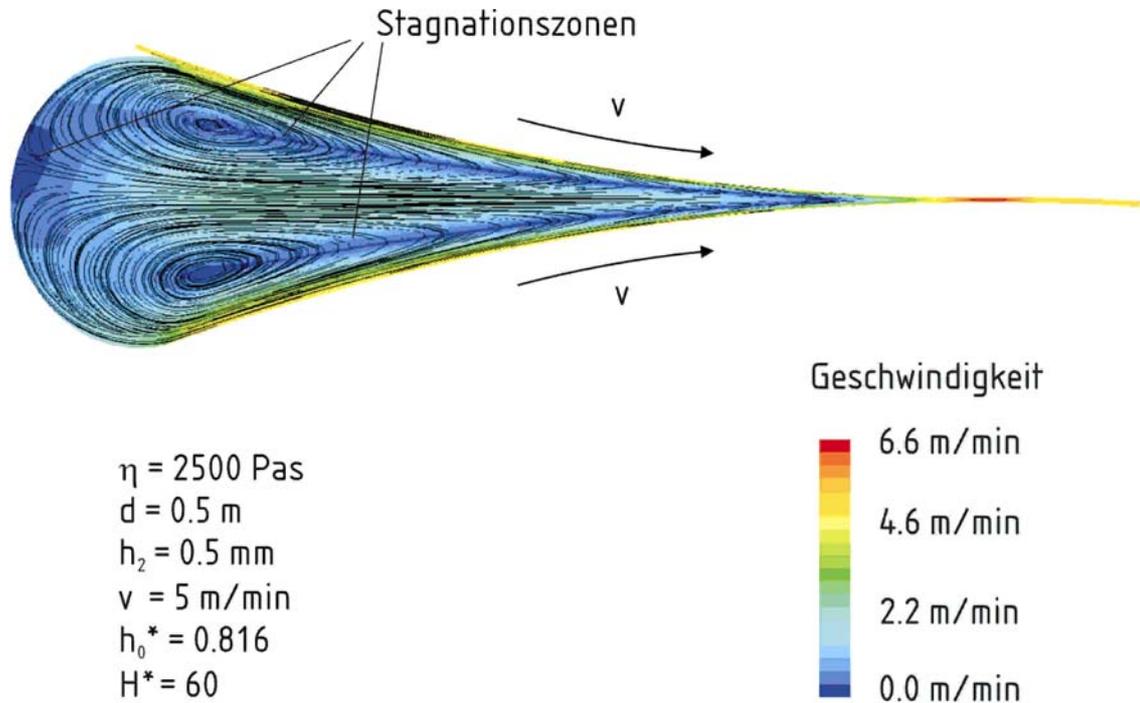


Bild 8.2: Geschwindigkeitsfeld und Stromlinien für ein Fluid mit newtonschen Fließverhalten

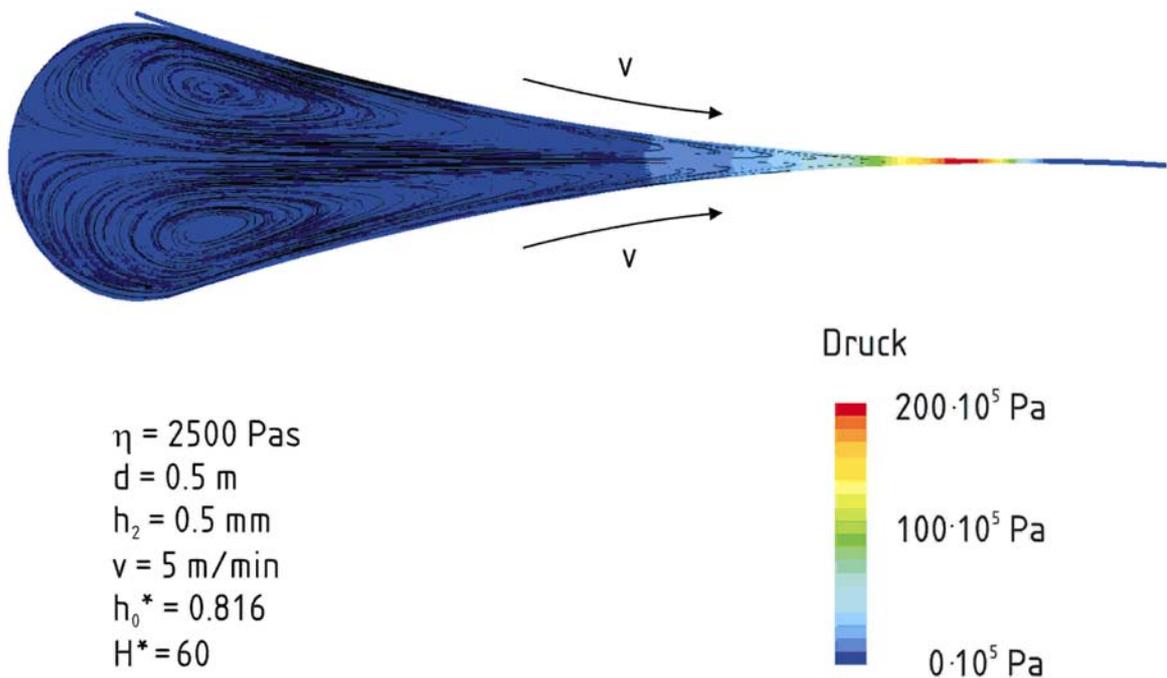


Bild 8.3: Druckfeld und Stromlinien für ein Fluid mit newtonschen Fließverhalten

In Bild 8.4 ist der in der Symmetrieebene, $y = 0$, berechnete Druck als Funktion der Koordinate in Förderrichtung für zwei verschiedene Walzenumfangsgeschwindigkeiten aufgetragen. Mit wachsender Umfangsgeschwindigkeit steigt der Druck im Walzenspalt.

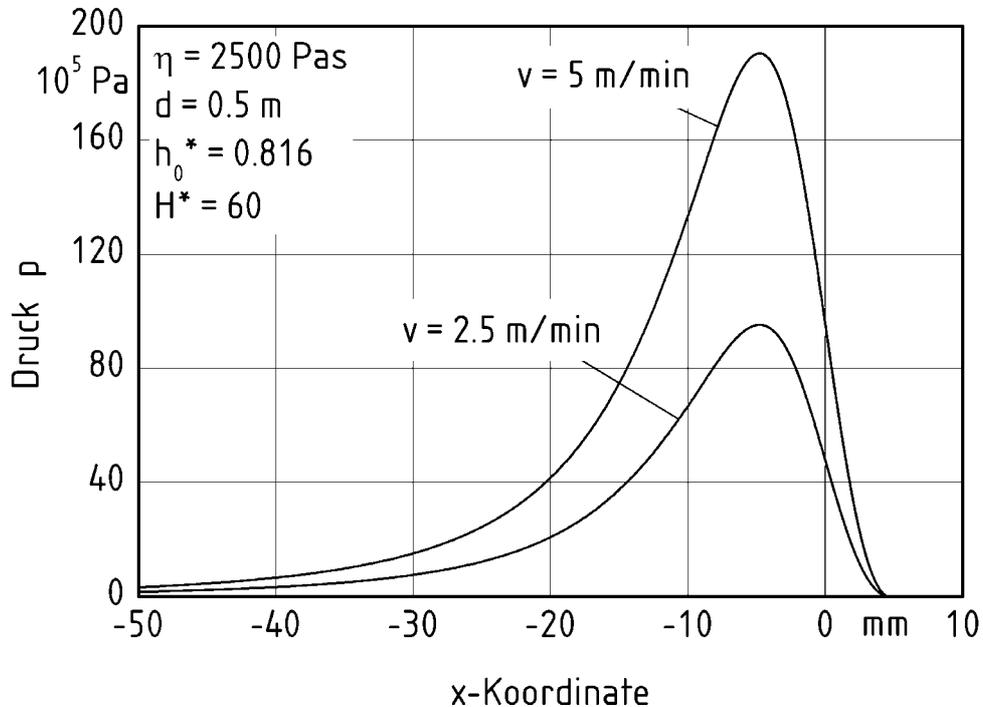


Bild 8.4: Berechnetes Druckfeld im Walzenspalt für newtonsche Fluide

Die Eigenschaften der kalandrierten Bahn, der Einschluss von Luftblasen und die Oberflächengüte, hängen vom maximalen Druck im Walzenspalt ab. In Bild 8.5 ist der vor dem engsten Spalt auftretende maximale Druck als Funktion der Umfangsgeschwindigkeit der Walzen für Fluide mit newtonschen Fließverhalten mit variierender Viskosität dargestellt. Der maximale Druck steigt linear mit der Umfangsgeschwindigkeit der Walzen und der Viskosität an.

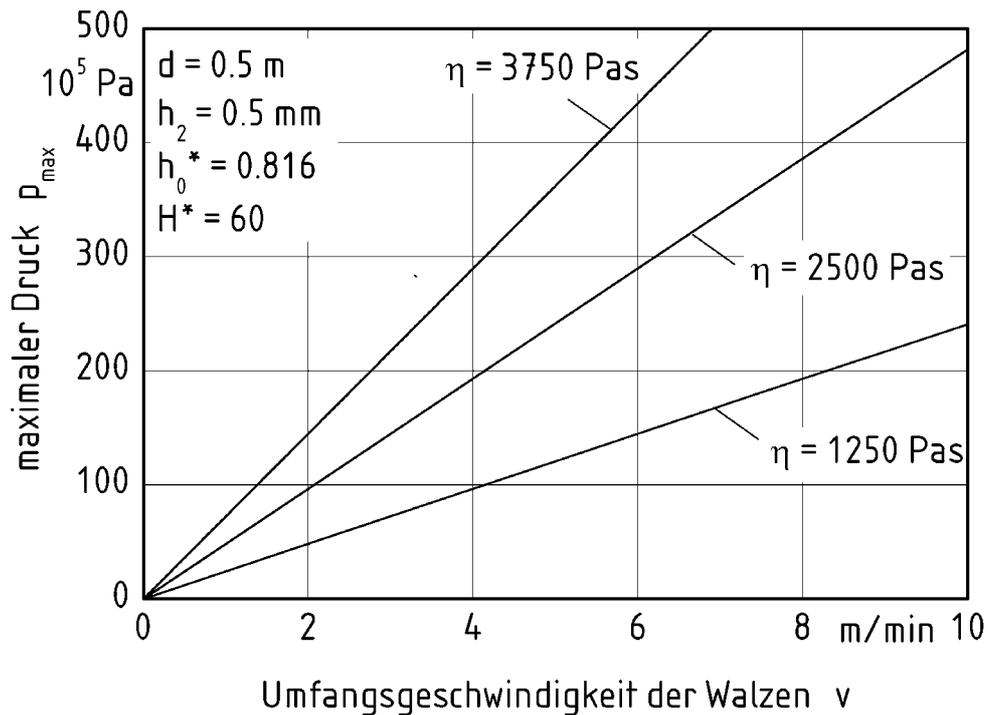


Bild 8.5: Berechneter maximaler Druck im Kalanderspalt als Funktion der Umfangsgeschwindigkeit der Walzen für newtonsche Fluide mit verschiedenen Viskositäten

8.1.2 Strukturviskose Fluide

In Bild 8.6 ist das berechnete Geschwindigkeits- und in Bild 8.7 das Druckfeld im Walzenspalt für einen Styrol-Butadien-Kautschuk mit dem Fließexponent $n = 0,24$ dargestellt. Die Viskositätsdaten für Styrol-Butadien-Kautschuk sind gemäß den Angaben von Röthemeyer und Sommer [5] gewählt. An diese Daten sind die rheologischen Parameter des Fließgesetzes von Ostwald-de-Waele, Gl. (5.23), angepasst. Zusätzlich sind in den Bildern 8.6 und 8.7 die Stromlinien eingetragen. Innerhalb des Knets bilden sich analog zum Strömungsfeld newtonscher Fluide zwei Wirbelgebiete. Aufgrund der Strukturviskosität des Polymers sind diese jedoch nicht symmetrisch. Es bildet sich ein kleiner Einlaufwirbel an der Oberfläche der Walze 1 und ein zweiter großer Wirbel, der sogenannte Knetwirbel, an der Oberfläche der Walze 2. Der Knetwirbel strömt über die gesamte freie Oberfläche des Knets und umfasst nahezu vollständig dessen Volumen. Die Kontaktlinie des Knets mit der unteren Walze liegt bei kleineren Koordinaten als die Kontaktlinie des Knets mit dem Eingangsstrom. In experimentellen Arbeiten von Unkruer [6] und Bourgeois und Agassant [4] wird qualitativ die gleiche Ausprägung des Strömungsfeldes während des Kalandrierens von strukturviskosem PVC beobachtet (Bild 3.3). Die Entstehung des von diesen

Autoren beobachteten dritten Auslaufwirbels wird mit dem gewählten Parametersatz nicht wiedergegeben.

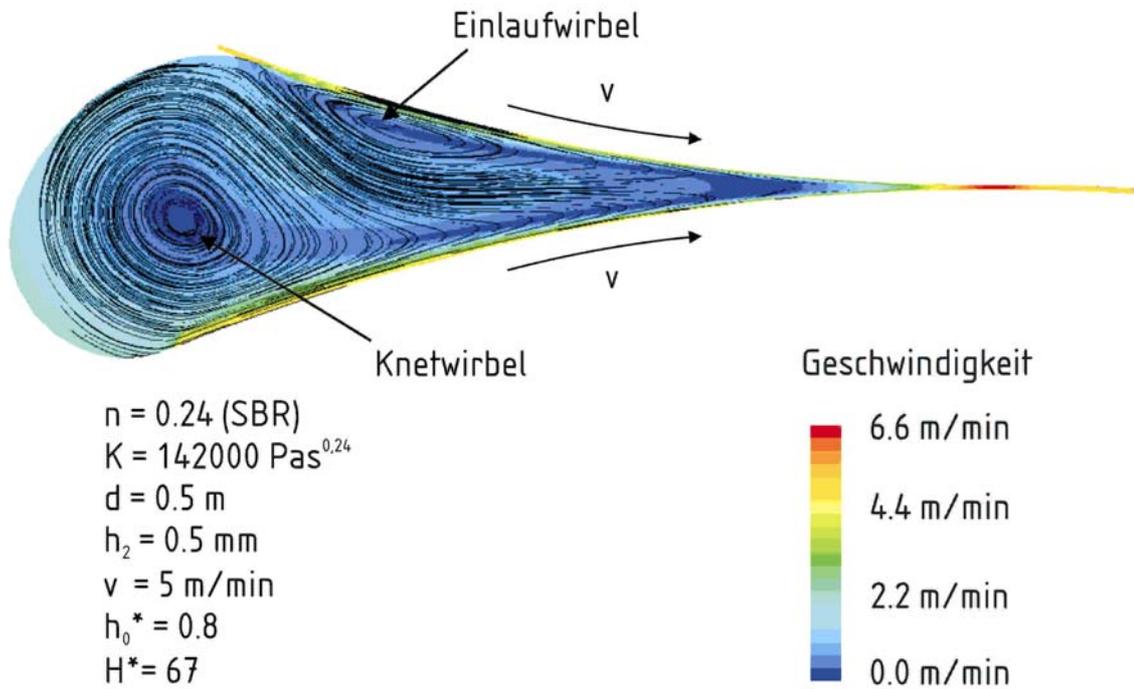


Bild 8.6: Geschwindigkeitsfeld und Stromlinien für ein Polymer mit strukturviskosem Fließverhalten

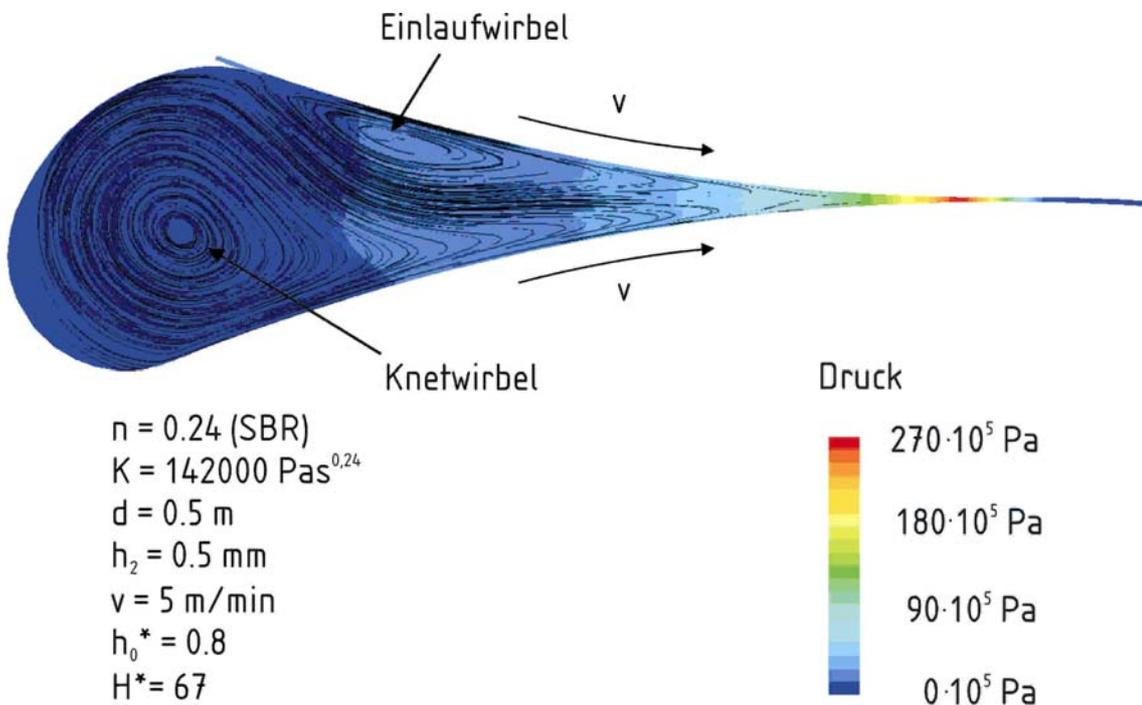


Bild 8.7: Druckfeld und Stromlinien für ein Polymer mit strukturviskosem Fließverhalten

In Bild 8.8 ist der vor dem engsten Walzenspalt auftretende maximale Druck als Funktion der Umfangsgeschwindigkeit der Walzen für ein Polymer mit strukturviskosem Fließverhalten und unterschiedlichen rheologischen Parametern dargestellt. Für newtonsche Fluide ist der Druckanstieg linear. Für strukturviskose Fluide verläuft er entsprechend der Viskositätsänderung bei wachsender Schergeschwindigkeit. Der Druck ist linear vom Konsistenzfaktor abhängig.

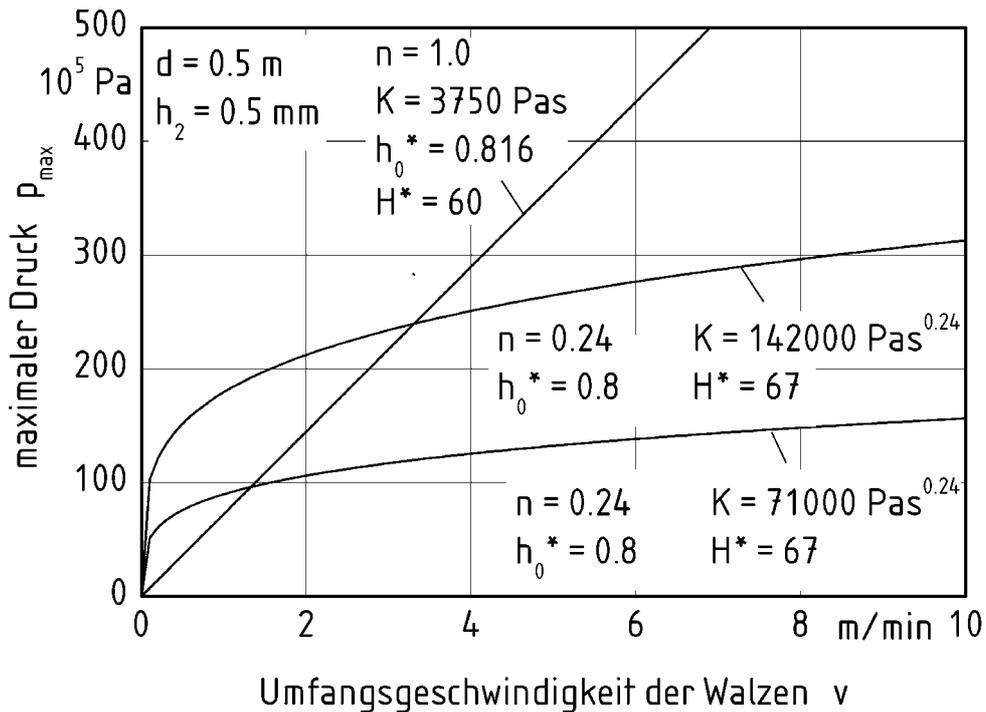


Bild 8.8: Berechneter maximaler Druck als Funktion der Walzenumfangsgeschwindigkeit und der rheologischen Parameter

Als Ergebnis der numerischen Berechnungen ergibt sich darüber hinaus, dass die Knethöhe, die Form des Knets und der Verlauf der Stromlinien mit zunehmender Umfangsgeschwindigkeit der Walzen und zunehmendem Konsistenzfaktor konstant bleiben. In Bild 8.9 ist die Knethöhe als Funktion der Umfangsgeschwindigkeit der Walzen für Polymere mit rheologisch unterschiedlichem Fließverhalten dargestellt.

In Bild 8.10 ist der maximale Druck im Walzenspalt als Funktion der Walzendurchmesser und der rheologischen Parameter dargestellt. Mit zunehmendem Walzendurchmesser steigt der maximale Druck. Auch hier ist die Knethöhe konstant und somit unabhängig vom Walzendurchmesser.

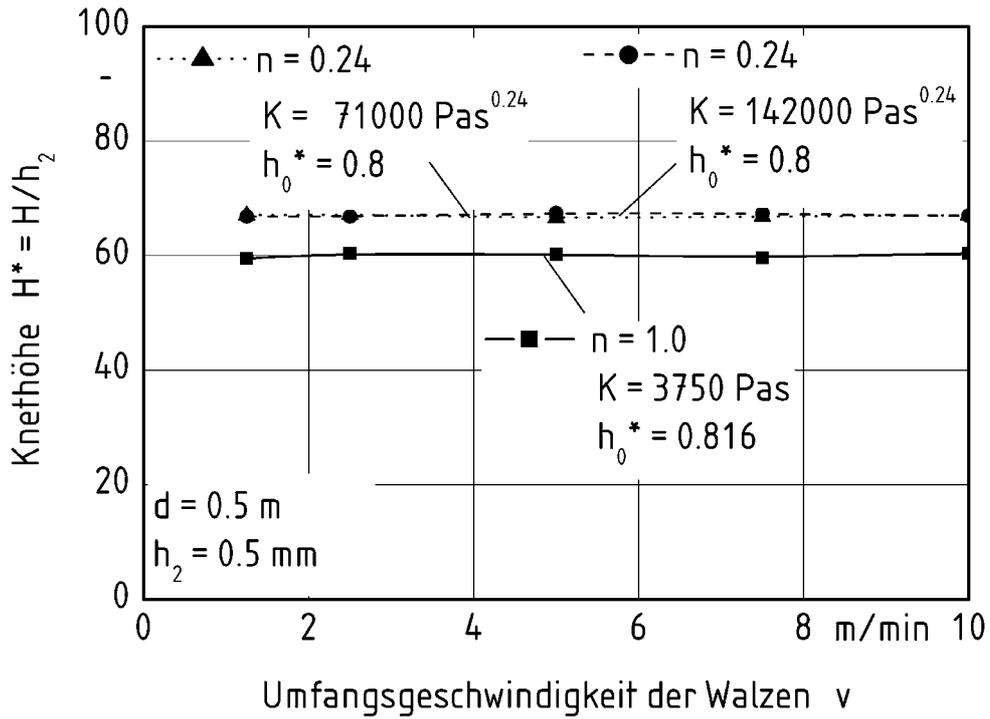


Bild 8.9: Berechnete Kneithöhen als Funktion der Umfangsgeschwindigkeit der Walzen

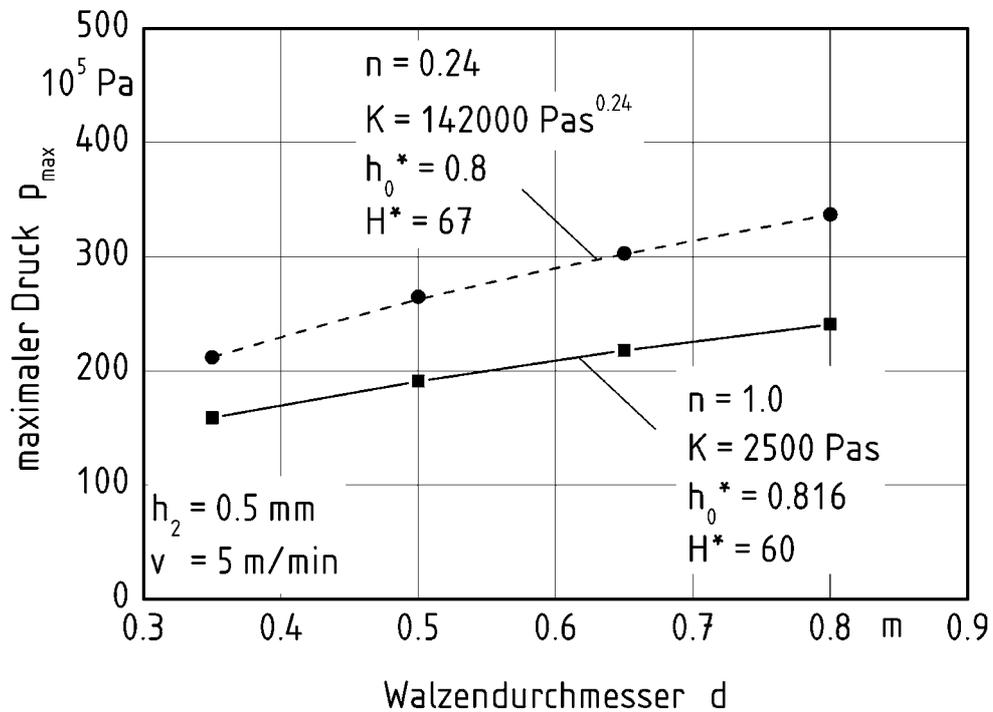


Bild 8.10: Berechnete maximaler Drücke als Funktion der Walzendurchmesser und der rheologischen Parameter

In Bild 8.11 ist der maximale Druck im Walzenspalt als Funktion der Höhe der kalandrierten Bahn für verschiedene rheologische Parameter dargestellt. Der maximale Druck sinkt mit zunehmender Höhe der kalandrierten Bahn. Der Gradient ist für newtonsche Fluide größer als für strukturviskose Fluide. Die bezogene Knethöhe steigt mit zunehmender Höhe der kalandrierten Bahn geringfügig an (Bild 8.12).

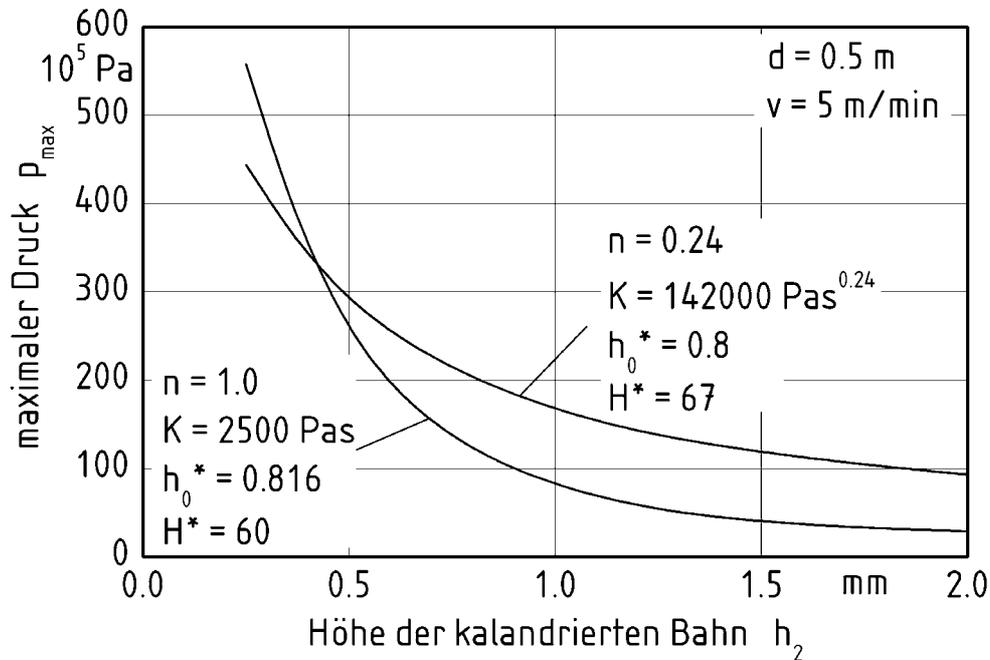


Bild 8.11: Berechneter maximaler Druck als Funktion der Walzendurchmesser und der rheologischen Parameter

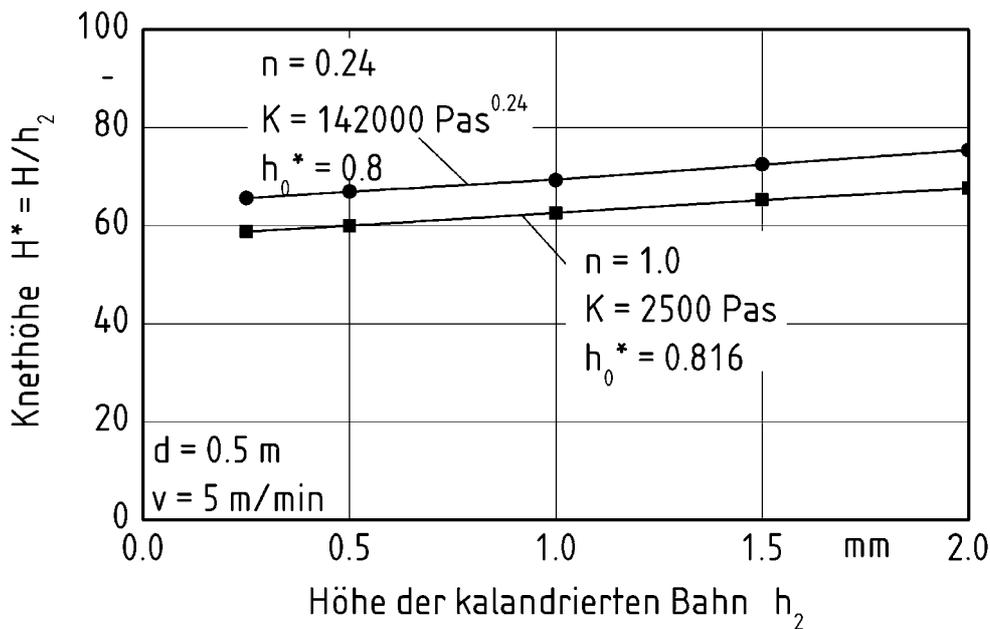


Bild 8.12: Berechnete Knethöhe als Funktion der Höhe der kalandrierten Bahn und der rheologischen Parameter

Als Ergebnis ist festzuhalten, dass die Walzenumfangsgeschwindigkeit, der Konsistenzfaktor und die Walzendurchmesser bei konstanter Spalthöhe und Friktions-Zahl keinen Einfluss auf die berechneten Knethöhen haben. Der Einfluss der Höhe der kalandrierten Bahn auf die bezogene Knethöhe ist sehr gering, so dass die bezogene Knethöhe für strukturviskose Fluide, deren Fließverhalten sich mit der Gleichung von Ostwald-de-Waele beschreiben lassen, einzig eine Funktion des Fließexponenten ist. Demgegenüber beeinflussen die Walzenumfangsgeschwindigkeit, der Durchmesser der Walzen, die Höhe der kalandrierten Bahn und der Konsistenzfaktor des Gesetzes von Ostwald-de-Waele die Höhe des maximalen Drucks.

8.2 Einfluss der Spalthöhe

Eine Polymerbahn mit gewünschter konstanter Höhe entsteht für unterschiedliche Spalthöhen, wenn das Knetvolumen und das Druckfeld variabel sind. In Bild 8.7 sind das Druckfeld und die Stromlinien für eine kalandrierte Polymerbahn der Höhe $h_2 = 0,5$ mm und der Spalthöhe $h_0^* = 0,8$ dargestellt. Es ergibt sich die Knethöhe $H^* = 67$. Der maximale Druck beträgt $p_{\max} = 265$ bar. In Bild 8.13 sind zum Vergleich das Druckfeld und die Stromlinien für die kalandrierte Bahn mit konstanter Höhe $h_2 = 0,5$ mm und der Spalthöhe $h_0^* = 0,825$ dargestellt. Die Knethöhe stellt sich zu $H^* = 10$ ein. Der maximale Druck beträgt $p_{\max} = 233$ bar.

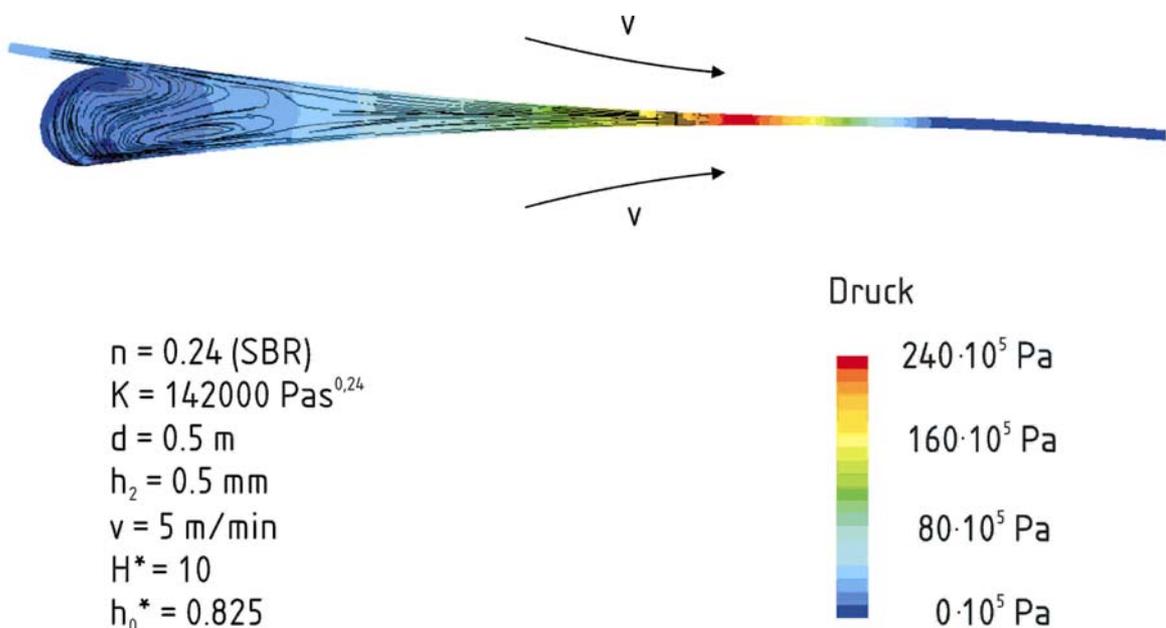


Bild 8.13: Druckfeld und Stromlinien für ein Polymer mit strukturviskosem Fließverhalten und der Spalthöhe $h_0^* = 0,825$

Die Vergrößerung der Spalthöhe führt bei konstanter Höhe der kalandrierten Bahn zu einem verringerten Knetvolumen. Innerhalb des Knets stellt sich nur ein Wirbelgebiet ein. Das in den Spalt gelangende Polymer wird in Richtung des engsten Spalts gefördert. Aufgrund des Druckgradienten wird ein Teilstrom des Polymers kurz vor Erreichen des engsten Spalts abgeschert und in Richtung des Eintrittsquerschnitts zurück gefördert. Der gesamte rückströmende Massenstrom wird auf der Oberfläche des Knets in Richtung der Walze 2 umgelenkt. Das Polymer haftet an der Walze 2 und wird erneut in Richtung des engsten Spalts transportiert.

Die Vergrößerung der Spalthöhe führt zur Reduzierung der Knethöhe und des Drucks im Walzenspalt. In Bild 8.14 ist der in der Symmetrieebene, $y = 0$, berechnete Druck in der Umgebung des Druckmaximums als Funktion der Koordinate in Förderrichtung für vier verschiedene Spalthöhen dargestellt. Mit steigender Spalthöhe sinkt die Knethöhe und der maximale Druck nimmt ab. Mit steigender Spalthöhe wird das Druckmaximum örtlich in Richtung des engsten Spalts verschoben.

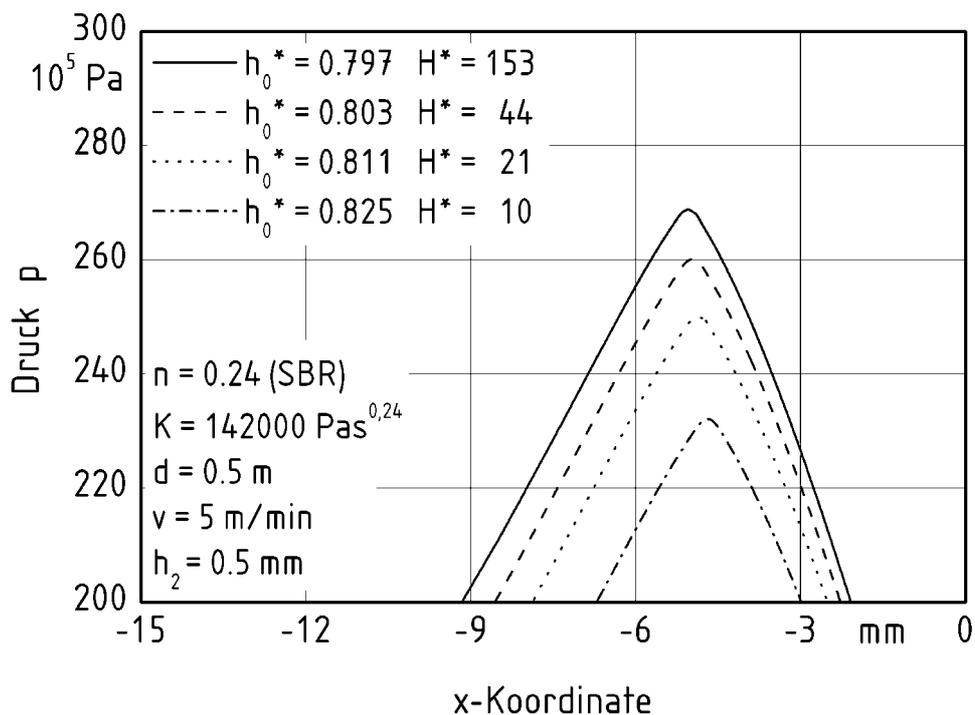


Bild 8.14: Berechnete Druckprofile im Kalanderspalt

In Bild 8.15 ist der maximale Druck im Walzenspalt als Funktion der Spalthöhe für verschiedene Walzendurchmesser, Walzenumfangsgeschwindigkeiten und Fließexponenten dargestellt. Mit abnehmender Spalthöhe steigt der maximale Druck an. Das Druckmaxi-

mum ergibt sich für kleine Spalthöhen und maximale Knethöhen im Bereich $H^* = 150 \dots 160$. In Bild 8.16 ist der bezogene maximale Druck,

$$p_{\max}^* = \frac{p_{\max}}{p_{\max}(H_{\max}^*)}, \quad (8.3)$$

als Funktion der Spalthöhe und des Fließexponenten für jeweils zwei unterschiedliche Durchmesser und Umfangsgeschwindigkeiten der Walzen dargestellt. Hierbei ist der maximale Druck p_{\max} bei der jeweils maximalen Knethöhe H_{\max}^* die Bezugsgröße. Die Druckmaxima sind für die maximalen Knethöhen in Tabelle 1 angegeben. Entsprechend der Ergebnisse aus den Bildern 8.8 und 8.10 steigen die maximalen Drücke mit steigenden Umfangsgeschwindigkeiten und mit größerem Durchmesser der Walzen an.

Walzen- durchmesser	Walzen- Umfangsgeschwindigkeit	maximaler Druck für die Knethöhe H_{\max}^*	
		$p_{\max}(H_{\max}^*)$ [10^5 Pa]	
d [m]	v [m/min]	n = 1.0 K = 2500 Pas $H_{\max}^* = 150$	n = 0.24 K = 142000 Pas ^{0.24} $H_{\max}^* = 153$
0,5	5	190	270
0,8	5	241	343
0,8	10	482	404

Tabelle 1: Maximale Drücke für maximale Knethöhen

Der bezogene maximale Druck ist allein eine Funktion des Fließexponenten des Fließgesetzes von Ostwald-de-Waele. Der Gradient des maximalen Drucks ist für newtonsche Fluide größer als für strukturviskose Fluide. Aufgrund der Verringerung der Viskosität mit der Schergeschwindigkeit für strukturviskose Fluide steigt der maximale Druck mit abnehmender Spalthöhe weniger stark als für newtonsche Fluide.

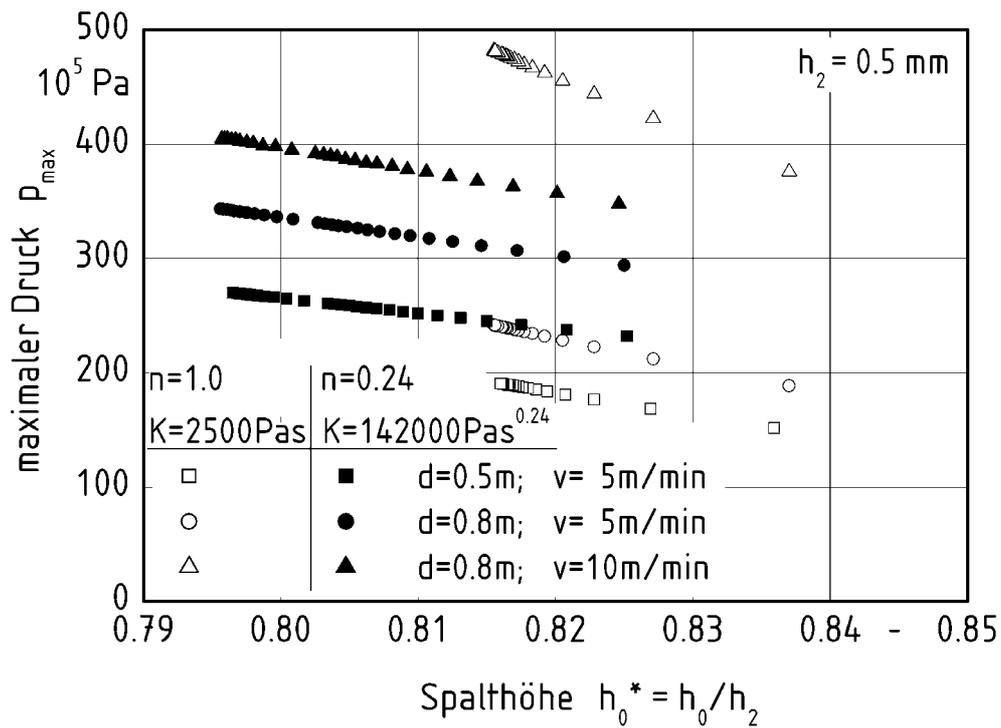


Bild 8.15: Berechneter maximaler Druck im Walzenspalt als Funktion der Spalthöhe für verschiedene Durchmesser und Umfangsgeschwindigkeiten der Walzen

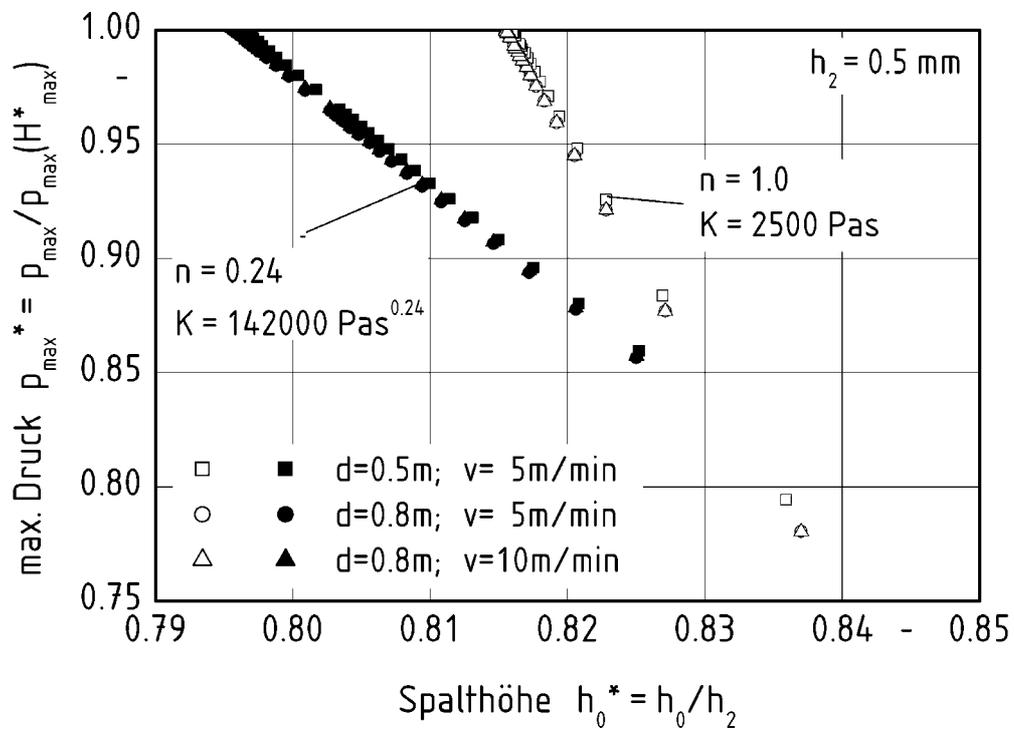


Bild 8.16: Darstellung des bezogenen maximalen Drucks als Funktion der Spalthöhe

In Bild 8.17 ist die Knethöhe als Funktion der Spalthöhe dargestellt. Die Parameter sind die Durchmesser und Umfangsgeschwindigkeiten der Walzen und der Fließexponent. Der einzige das Ergebnis beeinflussende Parameter ist der Fließexponent. Dies zeigt, dass für symmetrische Kalandrier ohne Friktion die Knethöhe allein eine Funktion der rheologischen Eigenschaften der kalandrierten Polymere und der Spalthöhe ist.

In Bild 8.17 ist ebenfalls die mit Hilfe der Schmierfilmtheorie, Gl. (5.42), berechnete Höhe des Eintrittsquerschnitts als Funktion der Spalthöhe für kalandrierte Bahnen konstanter Höhe dargestellt. Auch dieser von Brazinsky, Cosway, Valle, Clark Jones und Story [16] erstmalig veröffentlichte Zusammenhang zeigt für symmetrische Kalandrier, dass die Höhe des Eintrittsquerschnitts nur vom Fließexponent und der Spalthöhe abhängt. Sie ist keine Funktion des Durchmessers und der Umfangsgeschwindigkeit der Walzen. Die mit Hilfe der Schmierfilmtheorie berechneten Höhen des Eintrittsquerschnitts stimmen mit den Ergebnissen aus der numerischen Berechnung überein.

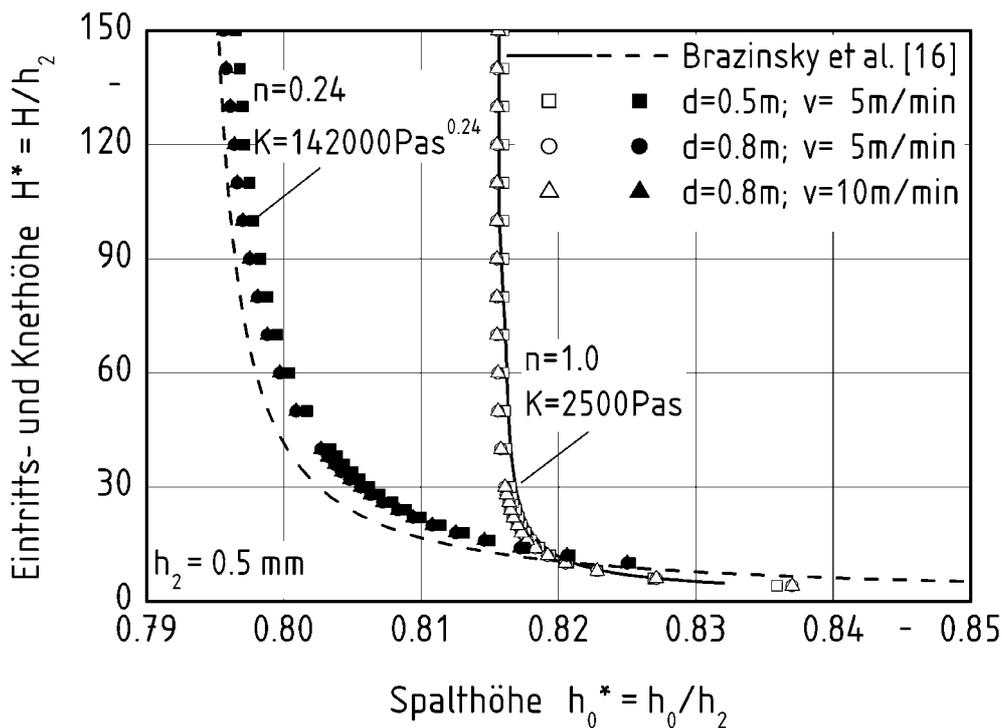


Bild 8.17: Knethöhe als Funktion der Spalthöhe

Mit sinkender Spalthöhe steigt die Knethöhe. Für newtonsche Fluide sinkt die Spalthöhe, mit welcher eine Bahn mit konstanter Höhe kalandriert werden kann asymptotisch gegen den Wert $h_0^* = 0,816$. Dieser Wert wird auch mit Gl. (5.40) und der Schmierfilmtheorie berechnet. Für strukturviskose Fluide wird ein solcher Grenzwert nicht gefunden. Die

Änderungen der Spalthöhe als Funktion der Knethöhe sind jedoch im Bereich kleiner Spalthöhen und großer Knethöhen sehr gering. Dies bedeutet, dass im Bereich großer Knethöhen eine geringe Änderung der Spalthöhen zu einer großen Änderung der Knethöhe führt.

In Bild 8.18 ist der bezogene maximale Druck im Walzenspalt als Funktion der Knethöhe dargestellt. Mit zunehmender Knethöhe steigt der maximale Druck asymptotisch gegen einen Grenzwert an. Für Fluide mit newtonschen Fließverhalten ist der Gradient im Bereich kleiner Knethöhen größer als für strukturviskose Fluide. Der Grenzwert wird für newtonsche Fluide für kleinere Knethöhen erreicht als für strukturviskose Fluide.

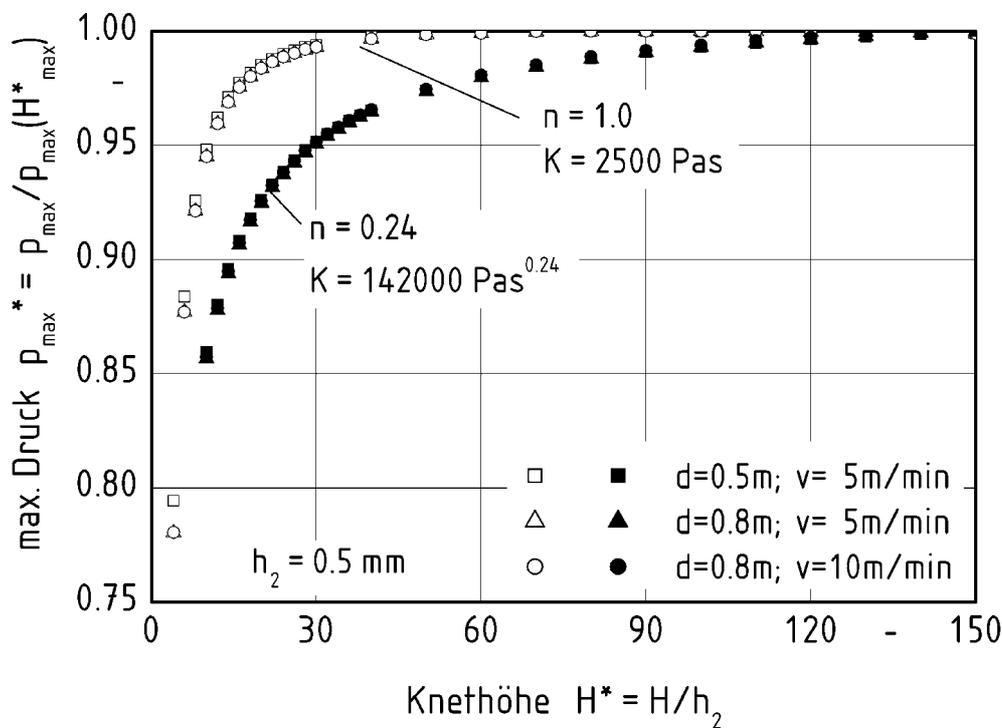


Bild 8.18: Maximaler Druck als Funktion der Knethöhe für verschiedene Durchmesser und Umfangsgeschwindigkeiten der Walzen sowie verschiedene rheologischer Parameter

8.3 Einfluss der Friktions-Zahl

Ein Maß für die Differenz der Umfangsgeschwindigkeiten der Walzen stellt die Friktions-Zahl

$$f = \frac{v_2}{v_1} \quad (8.4)$$

dar. Die Umfangsgeschwindigkeit der Walze 2 v_2 im letzten, formgebenden Kalanderspalt bestimmt die Produktionsgeschwindigkeit der Kalandieranlage und wird im Folgenden als Kalandriergeschwindigkeit bezeichnet. Für eine konstante Kalandriergeschwindigkeit sinkt mit zunehmender Friktions-Zahl die Umfangsgeschwindigkeit der Walze 1 v_1 . In Bild 8.19 sind das Geschwindigkeitsfeld und die Stromlinien für ein strukturviskoses Fluid für die Friktions-Zahl $f = 2$ dargestellt. Als Bezugsgröße ist die Knethöhe $H^* = 67$ gewählt. Das Strömungsfeld unterscheidet sich qualitativ nicht von dem Strömungsfeld ohne Friktion, welches in Bild 8.6 dargestellt ist und die gleiche Knethöhe von $H^* = 67$ aufweist. Die zugehörige Spalthöhe ist jedoch größer und die sich im engsten Spalt einstellende maximale Geschwindigkeit ist niedriger als die beim Kalandrieren ohne Friktion der Walzen. Dieses Verhalten beobachteten auch Hatzmann, Herner und Müller [3] im Rahmen einer experimentellen Arbeit. Sie können für verschiedene Friktions-Zahlen und Kalandriergeschwindigkeiten keinen Einfluss der Friktions-Zahl auf die Stromlinien feststellen.

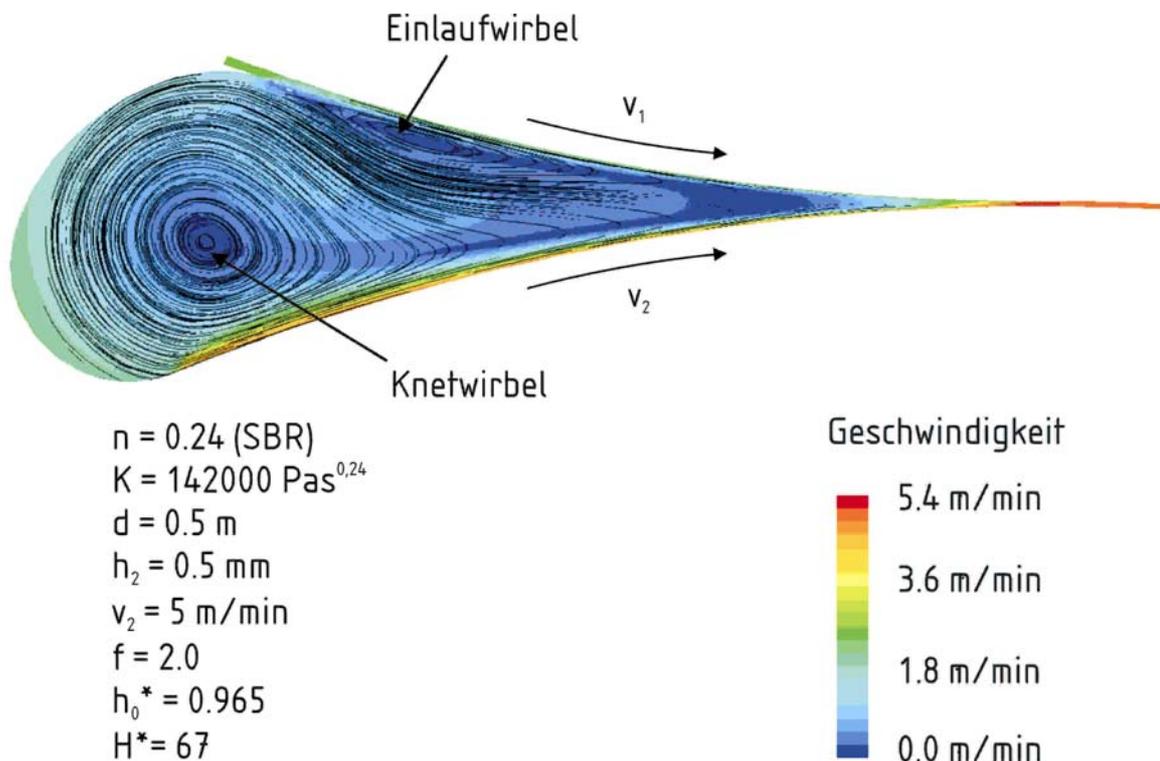


Bild 8.19: Geschwindigkeitsfeld und Stromlinien für ein strukturviskoses Fluid und der Friktions-Zahl $f = 2,0$

In Bild 8.20 ist der berechnete, maximale Druck für 6 unterschiedliche Friktions-Zahlen als Funktion der Spalthöhe dargestellt. Das Kalandrieren der 0,5 mm hohen Polymerbahn kann mit der konstanten Kalandriergeschwindigkeit $v_2 = 5 \text{ m/min}$ bei unterschiedlichen

Friktions-Zahlen und Spalthöhen erfolgen. Je nach Wahl der Friktions-Zahl und der Spalthöhe stellt sich der maximale Druck im Strömungsfeld ein. Es ergeben sich somit verschiedene Verarbeitungsalternativen, die im Diagramm grau schattiert dargestellt sind. Gleichzeitig mit der Verringerung des maximalen Drucks erfolgt für eine konstante Friktions-Zahl eine Verringerung der Kneithöhe mit zunehmender Spalthöhe, Bild 8.21.

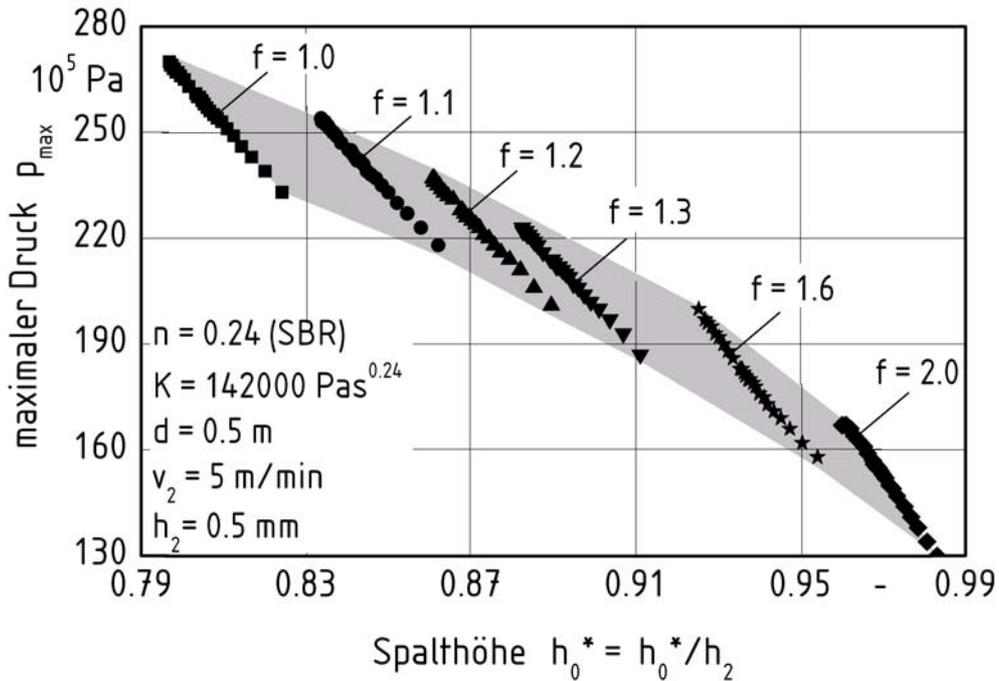


Bild 8.20: Maximaler Druck als Funktion der Spalthöhe und der Friktions-Zahl

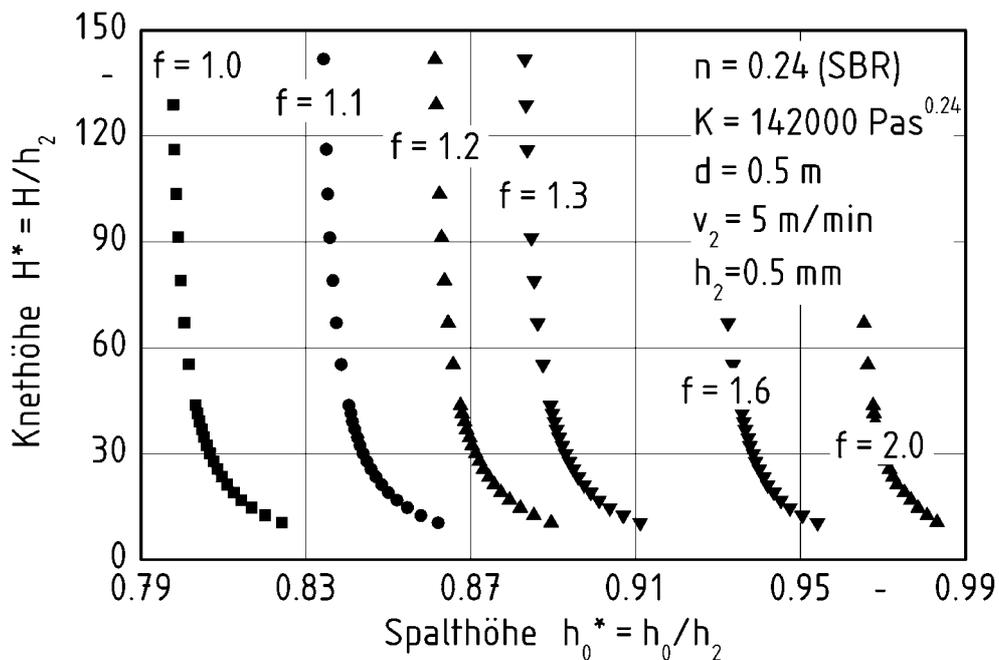


Bild 8.21: Kneithöhe als Funktion der Spalthöhe und der Friktions-Zahl

9 Betriebsgrenzen für das Kalandrieren

Das Strömungsfeld im Walzenspalt und die volumetrische Ausdehnung des Knets beeinflussen die Eigenschaften der kalandrierten Bahn. Das sich einstellende Strömungsfeld und die sich ergebende Knetform sind abhängig von der Höhe im engsten Spalt, den Umfangsgeschwindigkeiten der Walzen, deren Friktion und den Durchmessern der Walzen. Alle Parameter unterliegen aufgrund der Anforderungen an die Eigenschaften der kalandrierten Bahn Grenzen. Im Folgenden wird zunächst der Einfluss der Parameter auf die Eigenschaften der kalandrierten Bahn diskutiert, um im Anschluss ein durch Betriebsgrenzen umrandetes Verarbeitungsfenster darzustellen.

In Kapitel 9.1 wird der aus den numerischen Berechnungen ermittelte Einfluss der Friktions-Zahl und der Spalthöhe auf das Mischen im Walzenspalt aufgezeigt. In Kapitel 9.2 folgt die Darstellung der Betriebsgrenzen als Funktion von Oberflächendefekten und Luft-einschlüssen und in Kapitel 9.3 infolge temperaturbedingter Einflüsse. Ein mögliches Verarbeitungsfenster wird in Kapitel 9.4 vorgestellt.

9.1 Vermischung

Der Knet im Spalt zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen dient dem Mischen der häufig sehr hoch viskosen Fluide. Die Vermischung ist von dem sich im Walzenspalt einstellenden Strömungsfeld abhängig. Es wird zwischen dem dispersiven und dem distributiven Mischen unterschieden. Während des dispersiven Mischens werden zusammenhängende Gemischkomponenten bis in die kleinsten Einheiten aufgebrochen und zerteilt. Die Verteilung der Komponenten im Strömungsfeld erfolgt im distributiven Mischvorgang.

9.1.1 Einfluss der Friktions-Zahl auf das dispersive Mischen

Das dispersive Mischen erfolgt beim Durchströmen des Fluids durch einen Strömungsbereich mit hoher Scher- oder Dehnströmung. Hierbei entstehen innerhalb von in der Polymermatrix eingeschlossenen Partikelagglomeraten oder dispergierten Tropfen einer der Gemischkomponenten Schub- und Normalspannungen. Ein Aufbrechen der Agglomerate oder ein Tropfenzerfall erfolgt, wenn die Schub- und Normalspannungen größer als die Kohäsionskräfte sind. Die Schub- und Normalspannungen sind in Dehnströmungen größer

als in Scherströmungen. Das dispersive Mischen wird aus diesem Grund von Yang und Manas-Zloczower [49] mit dem Mischindex, Gl. (4.2),

$$\lambda = \frac{\left| \underline{\underline{D}} \right|}{\left| \underline{\underline{D}} \right| + \left| \underline{\underline{W}} \right|} \quad (9.1)$$

bewertet. Hierbei werden die Beträge der Komponenten des Deformationsgeschwindigkeitstensors, Gl. (5.19), und des Drehgeschwindigkeitstensors, Gl. (5.20), verglichen. Der Mischindex ist Eins, wenn es sich um eine reine Dehnströmung handelt und 0,5 für eine reine Scherströmung. Für eine reine Rotationsströmung wird der Mischindex Null.

In Bild 9.1 ist der berechnete Mischindex im Strömungsfeld zwischen zwei gegenseitig rotierenden Walzen für ein strukturviskoses Fluid dargestellt. Im Bereich der Symmetrieebene zwischen den Walzen und innerhalb der engsten Spalts befindet sich ein Bereich mit einem hohen Mischindex. Der Anteil der Dehnströmung ist in diesem Bereich hoch. Entlang der Walzenoberflächen befindet sich die Scherströmung mit Werten für den Mischindex um $\lambda = 0,5$. Innerhalb des Knets ist vorwiegend eine Rotationsströmung mit einem sehr niedrigen Mischindex vorhanden. Die Rotationsströmung trägt nicht zum dispersiven Mischen bei.

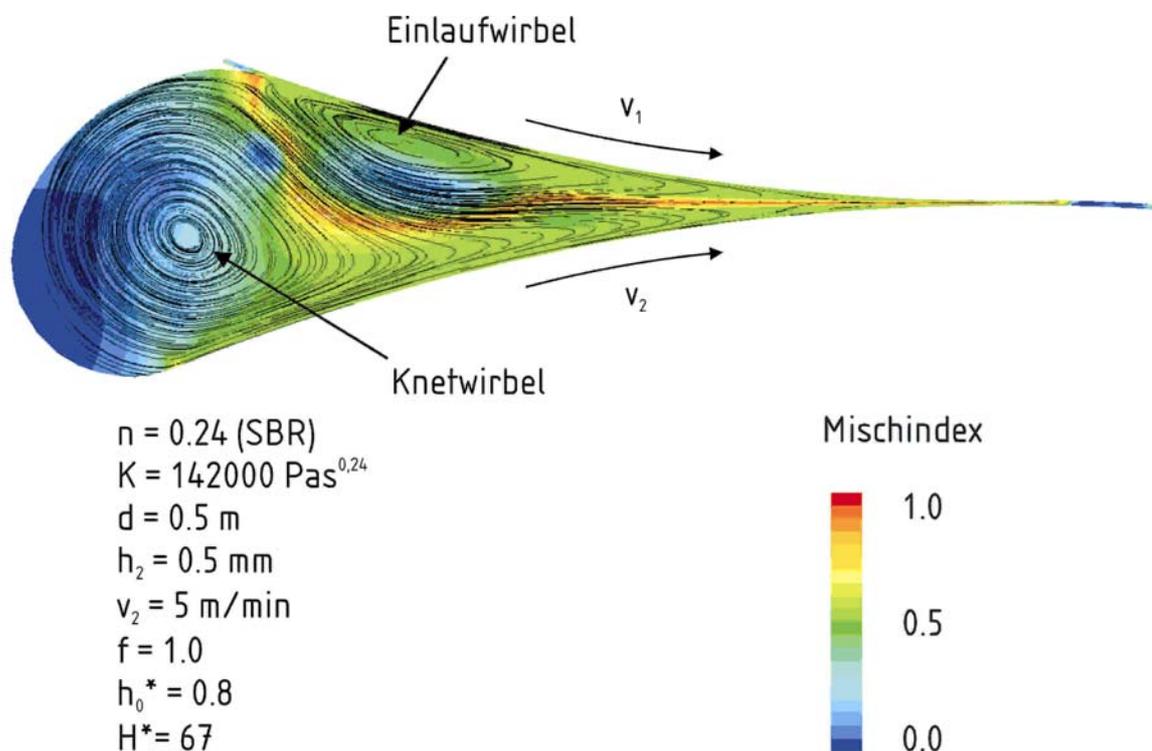


Bild 9.1: Mischindex im Strömungsfeld zwischen zwei gegenseitig rotierenden Walzen

Beim Mischen muss als weitere Größe die Höhe der im Strömungsfeld auftretenden Schubspannungen, Gl. (4.1), betrachtet werden. In Bild 9.2 sind daher die im Walzenspalt lokal auftretenden Schubspannungen

$$\tau = K \left| I_2(\underline{2D}) \right|^{\frac{n}{2}} \quad (9.2)$$

dargestellt. Hierin ist K der Konsistenzfaktor und n der Fließexponent des Fluids und $I_2(\underline{2D})$ die zweite Invariante des Deformationsgeschwindigkeitstensors. Für eine einfache Scherströmung ist diese gleich dem Quadrat der Schergeschwindigkeit

$$\left| I_2(\underline{2D}) \right| = \dot{\gamma}^2. \quad (9.3)$$

Die Bereiche mit einer hohen Schubspannung liegen entlang der Walzenoberflächen.

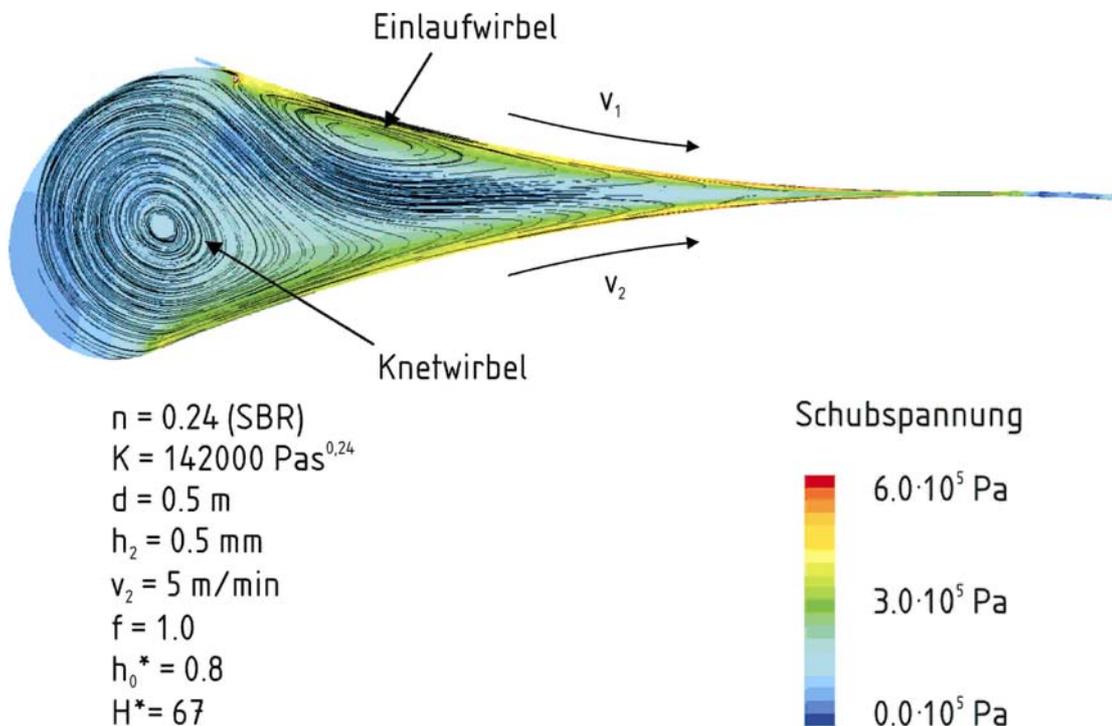


Bild 9.2: Schubspannung im Strömungsfeld zwischen zwei gegenseitig rotierenden Walzen

Bereiche hoher Schubspannung mit einem großen Mischindex führen zu einer raschen Vermischung. Im Spalt befinden sich solche Bereiche entlang der Walzenoberflächen und innerhalb des engsten Spalts. Innerhalb des Knets ist fast ausschließlich eine Rotationsströmung vorhanden, die keinen Beitrag zum dispersiven Mischen leistet. In der Symmetrieebene zwischen den Walzen ist im Bereich des Eintrittsquerschnitts eine für das disper-

sive Mischen unterstützende Dehnströmung vorhanden. In diesem Bereich ist die Schubspannung jedoch gering, so dass kein Mischen stattfindet.

Zur Berechnung der Volumen mit rascher Vermischung wird deren relativer Anteil

$$V_{\text{misch}}^* = \frac{V_{\text{misch}}}{V_{\text{ges}}} \quad (9.4)$$

mit Mischindizes $\lambda \geq 0,5$ und gleichzeitig hohen Schubspannungen $\tau \geq \bar{\tau}(d=0,5\text{ m}; f=1,0)$ gebildet [66]. Als Bezugsgröße für die Schubspannung wird die über das Volumen gemittelte Schubspannung $\bar{\tau}$ für den Walzendurchmesser $d = 0,5$ m ohne Friktion der Walzen gewählt. Das Fluid wird innerhalb des eingeschränkten Strömungsfeldbereichs dispersiv gemischt. Ein hoher Volumenanteil von dispersiv vermischten Polymeren entspricht einer guten Vermischung. In Bild 9.3 ist der Volumenanteil dispersiv gemischten Polymers als Funktion der Friktions-Zahl für verschiedene Walzendurchmesser für die Kethöhe $H^* = 67$ dargestellt. Die Ergebnisse zeigen, dass mit zunehmender Friktions-Zahl und abnehmendem Durchmesser der Volumenanteil dispersiv gemischten Polymers geringfügig sinkt.

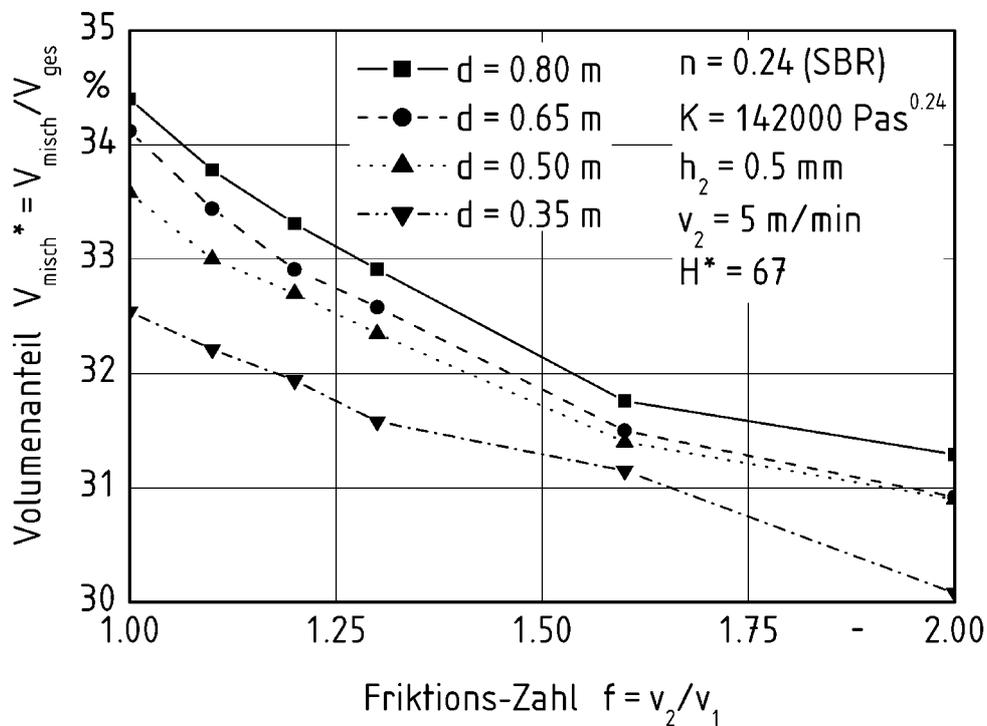


Bild 9.3: Volumenanteile der Strömungsfeldbereiche mit einem mittleren Mischindex $\lambda \geq 0,5$ und einer Schubspannung $\tau \geq \bar{\tau}(d=0,5\text{ m}; f=1,0)$

9.1.2 Einfluss der Spalthöhe auf das dispersive Mischen

Das dispersive Mischen steigt mit zunehmender Schubspannung, Gl. (4.1). Die maximale Schubspannung ist ein Parameter der dem Vergleich der Vermischung in verschiedenen Strömungsfeldern dient [55]. Die maximale Schubspannung tritt im Strömungsfeld zwischen zwei rotierenden Walzen entlang der Walzenoberflächen auf. In Bild 9.4 ist die Schubspannung entlang der Walzenoberflächen für die Friktions-Zahl $f = 1,3$ dargestellt. Die maximale Schubspannung tritt im engsten Spalt an der Oberfläche der Walze 1 auf. Am Ort des Druckmaximums sinkt die Schubspannung aufgrund der geringen Deformationsgeschwindigkeit nahezu auf den Wert Null ab.

In Bild 9.5 ist die Schubspannung im engsten Spalt an den Walzenoberflächen als Funktion der Spalthöhe und der Friktions-Zahl dargestellt. Für konstante Friktions-Zahlen sinkt die maximale Schubspannung mit zunehmender Spalthöhe, d. h. mit abnehmender Knethöhe. Eine Betriebsgrenze des Kalandrierens ist daher für eine maximale Spalthöhe gegeben. Für eine konstante Friktions-Zahl ist oberhalb der maximalen Spalthöhe die maximale Schubspannung zu gering, um ein dispersives Mischen zu gewährleisten. Mit zunehmender Friktion der Walzen, steigt die maximale Schubspannung nahe der Oberfläche der Walze 1 und sinkt nahe der Oberfläche der Walze 2.

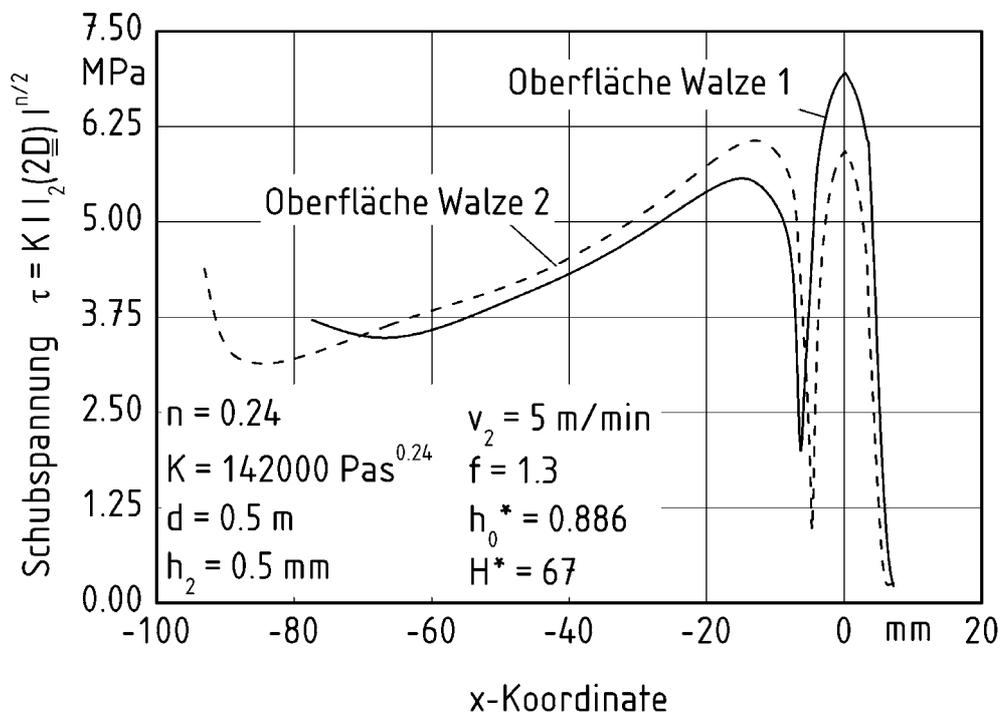


Bild 9.4: Schubspannung an den Walzenoberflächen für die Friktions-Zahl $f = 1,3$

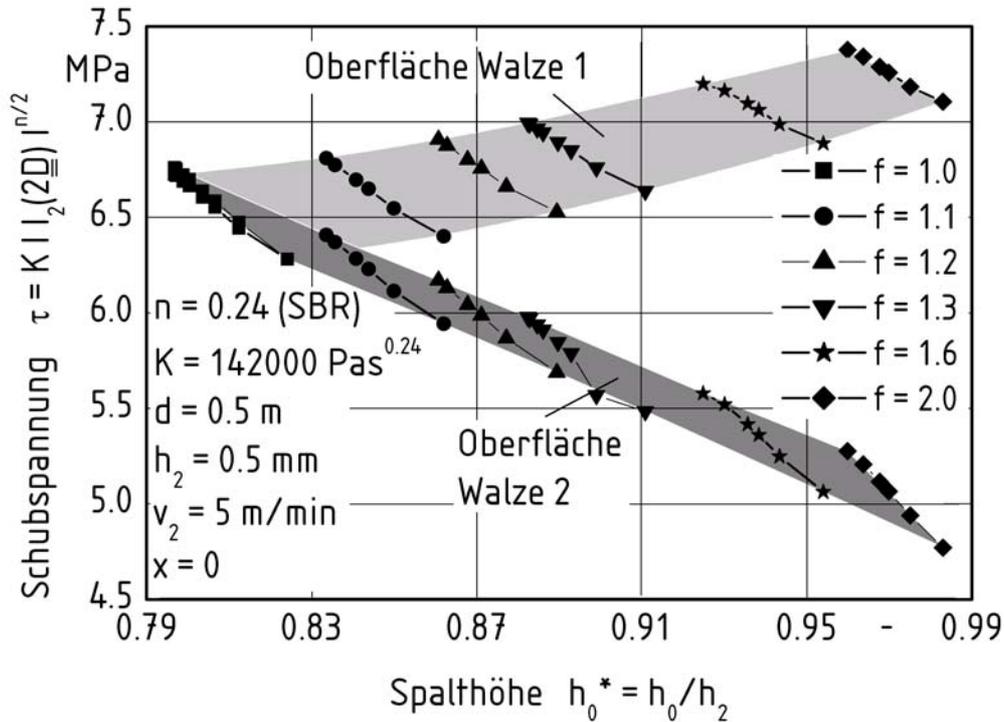
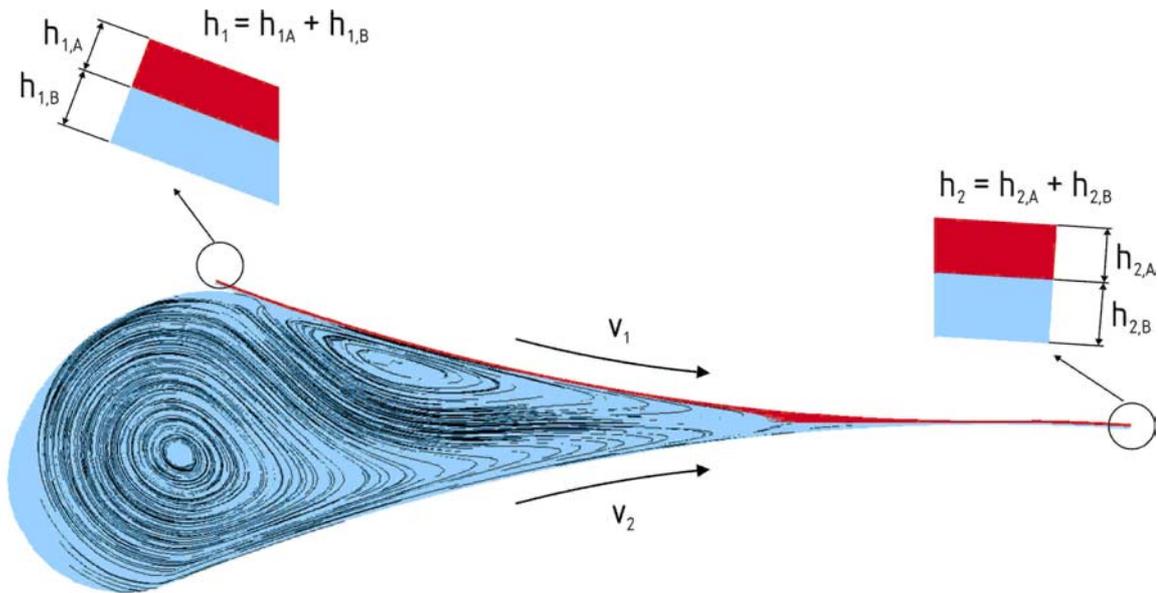


Bild 9.5: Schubspannung im engsten Spalt nahe der Walzenoberflächen als Funktion der Spalthöhe und der Friktions-Zahl

9.1.3 Distributives Mischen

Während des distributiven Mischens werden die Gemischkomponenten im Strömungsfeld relativ zueinander bewegt. Im Strömungsfeld zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen erfolgt das distributive Mischen innerhalb des Knetvolumens. Nur ein Teil des zugeführten Massenstroms wird vor dem engsten Spalt abgetragen und in den Knet hineingefördert. Aus diesem Grund wird nur ein Teil des zugeführten Polymers distributiv gemischt. Erfolgt die Polymerzufuhr z. B. über die höherliegende Walzenoberfläche so passiert die Oberseite der einlaufenden Polymerbahn den Walzenspalt direkt, während die Unterseite in den Knet hineingefördert wird.

Die kalandrierte Bahn besteht daher aus zwei Schichten. Die obere Schicht der kalandrierten Bahn enthält den nicht umgelenkten und im Knet nicht durchmischten Polymeranteil. Die untere auslaufende Schicht wird aus den im Knet durchmischten unteren Schichten des Polymers gebildet. In [Bild 9.6](#) sind die berechneten Strömungsfeldbereiche der zwei Schichten mit verschiedenen Farben dargestellt.



$n = 0.24$ (SBR) $h_2 = 0.5$ mm
 $K = 142000$ Pas^{0.24} $v_2 = 5$ m/min $h_0^* = 0.8$
 $d = 0.5$ m $f = 1.0$ $H^* = 67$

Bild 9.6: Stromlinien im Walzenspalt zur Berechnung des Strömungsfeldbereichs von innerhalb des Knets gemischten Polymers

Der Quotient

$$h_{2,B}^* = \frac{h_{2,B}}{h_2} \quad (9.5)$$

mit der Höhe der unteren Schicht $h_{2,B}$ stellt den Anteil des im Knet durchmischten Polymer-Massenstroms am Gesamtstrom dar. Ein hoher Wert des Quotienten steht für einen großen Massenanteil des innerhalb des Knets durchmischten Polymers und damit für eine gute Vermischung im Walzenspalt.

In Bild 9.7 ist der Massenanteil des innerhalb des Knets gemischten Polymers als Funktion der Friktions-Zahl für verschiedene Kneithöhen dargestellt. Für eine konstante Friktions-Zahl ist der Massenanteil des gemischten Polymers am Gesamtmassenstrom unabhängig von der Kneithöhe. Für die Friktions-Zahl von Eins wird für alle Kneithöhen der Massenanteil von 50 % berechnet. Unkruer [6] beobachtet Anteile zwischen 50 und 60 %, so dass eine Übereinstimmung mit den berechneten Werten vorhanden ist.

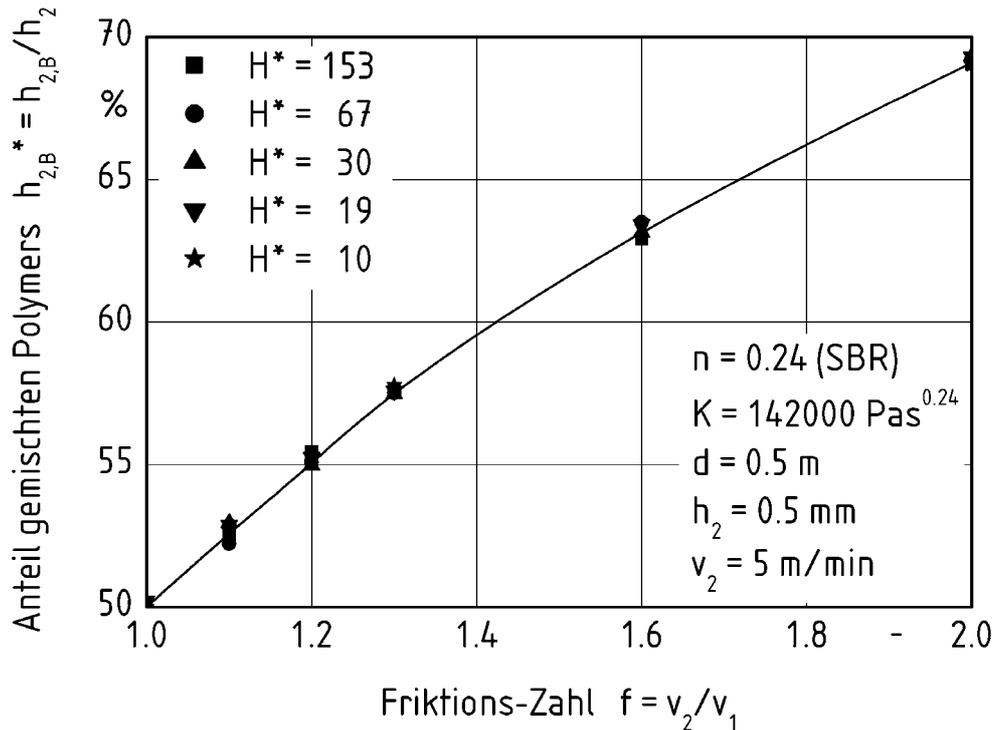


Bild 9.7: Anteil des innerhalb des Knets gemischten Polymers als Funktion der Frikitions-Zahl für verschiedene Knethöhen

Der Massenanteil des innerhalb des Knets gemischten Polymers steigt mit zunehmender Frikitions-Zahl. Entsprechend nimmt die Vermischung im Strömungsfeld mit zunehmender Frikitions-Zahl zu. Eine qualitativ bessere Durchmischung des Polymers mit zunehmender Frikitions-Zahl wird z. B. auch von Hatzmann, Herner und Müller [3] beobachtet.

9.2 Oberflächengüte und Lufteinschlüsse

Die Güte der Oberfläche und das Nichtvorliegen von Lufteinschlüssen sind Qualitätsmerkmale der kalandrierten Bahn. Oberflächendefekte in Form von V-förmigen Fließlinien und matten Stellen sind für große Drücke im Walzenspalt zu erwarten [4, 7, 9]. Zum Erzielen einer hohen Oberflächengüte wird daher das Kalandrieren bei niedrigen Drücken empfohlen. Maßnahmen hierfür sind vergrößerte Spalthöhen und reduzierte Kalandriereschwindigkeiten. Diese Maßnahmen erhöhen jedoch die Tendenz zum Auftreten von Lufteinschlüssen. Die Menge der innerhalb kalandrierter Bahnen eingeschlossen Luftblasen steigt mit abnehmendem maximalen Druck im Walzenspalt [4]. Zum Kalandrieren einer defektfreien Polymerbahn müssen daher die Verfahrensparameter so gewählt werden, dass der sich im Walzenspalt einstellende maximale Druck weder zu hoch noch zu niedrig ist.

In Bild 9.8 sind die Isobaren als Funktion der Spalthöhe und der Kalandriergeschwindigkeit für eine Polymerbahn der Höhe $h_2 = 0,5 \text{ mm}$ dargestellt. Die Isobaren grenzen Betriebsbereiche mit zu erwartenden Oberflächendefekten und Lufteinschlüssen voneinander ab. Die Umfangsgeschwindigkeiten beider Walzen sind gleich. Der maximale Druck und damit die Tendenz zu Oberflächendefekten steigt mit zunehmender Kalandriergeschwindigkeit und sinkender Spalthöhe. Die Verringerung der Kalandriergeschwindigkeit und die Vergrößerung der Spalthöhe führen entsprechend zu einem abnehmendem Druck im Walzenspalt. Die Tendenz zum Einschluss von Luftblasen steigt.

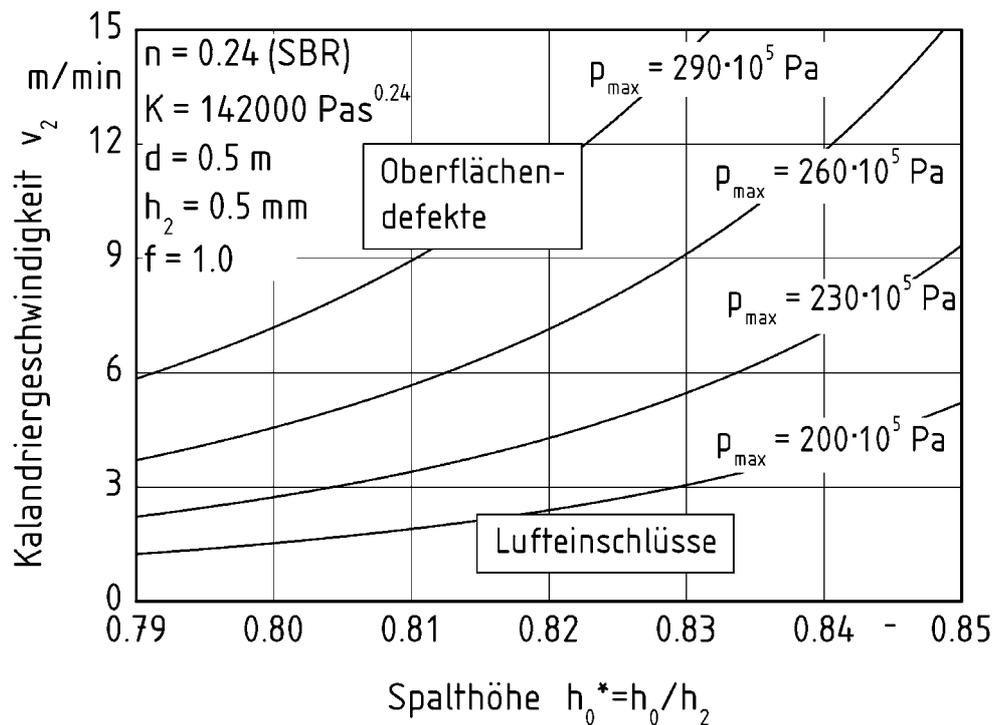


Bild 9.8: Isobaren als Funktion der Spalthöhe und der Kalandriergeschwindigkeit

Das Kalandrieren von Polymerbahnen mit geringen Oberflächendefekten und Lufteninschlüssen kann mit verschiedenen Kalandriergeschwindigkeiten und Spalthöhen erfolgen. Die Steigerung der Kalandriergeschwindigkeit für konstante maximale Drücke erfolgt bei gleichzeitiger Vergrößerung der Spalthöhe. Die mögliche Steigerung der Kalandriergeschwindigkeit hängt vom Gradienten der Isobaren ab. Mit sinkender Kalandriergeschwindigkeit und sinkenden Spalthöhen sinkt der Gradient der Isobaren.

In Bild 9.9 sind die Isobaren als Funktion der Friktions-Zahl und der Kalandriergeschwindigkeit für die Spalthöhe $h_0^* = 0,8$ dargestellt. Der maximale Druck und damit die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Oberflächendefekten steigt mit zunehmender Ka-

landriergeschwindigkeit und abnehmender Friktions-Zahl. Dementsprechend steigt die Tendenz zu Lufteinschlüssen mit abnehmender Kalandriergeschwindigkeit und zunehmender Friktions-Zahl. Der sich einstellende maximale Druck im Walzenspalt sinkt.

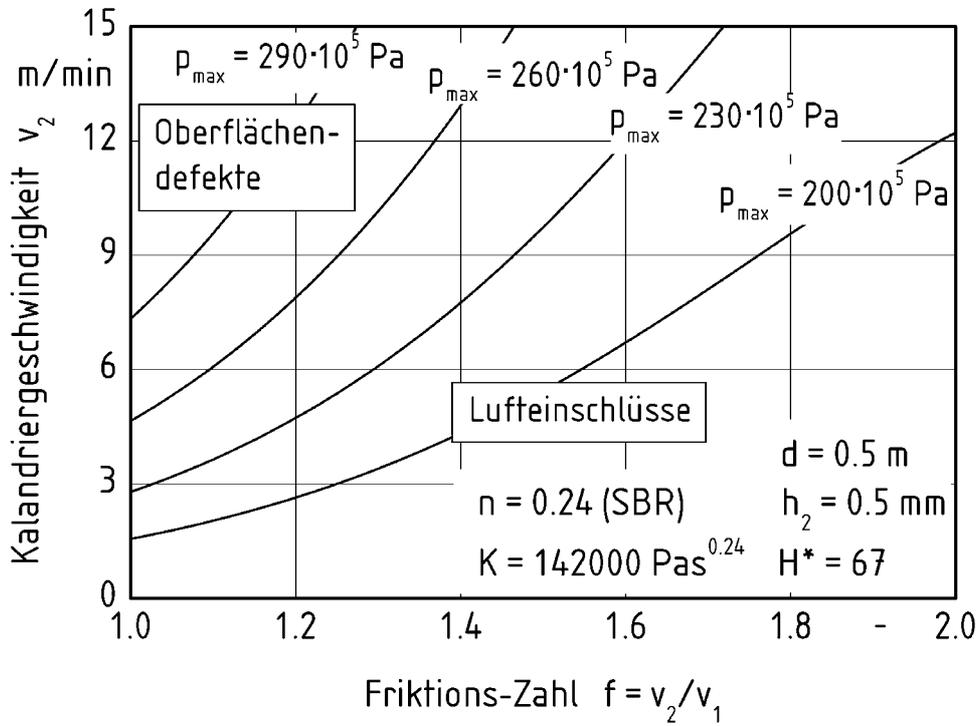


Bild 9.9: Isobaren als Funktion der Friktions-Zahl und der Kalandriergeschwindigkeit

Die Steigerung der Kalandriergeschwindigkeit für gleichbleibende Neigung zu Oberflächendefekten und Lufteinschlüssen kann mit gleichzeitiger Vergrößerung der Friktions-Zahl erfolgen. Wird die Friktions-Zahl von 1,1 auf 1,2 bei konstantem Druck $p = 260 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ erhöht, so führt dies zu einer Steigerung der Kalandriergeschwindigkeit von 3,6 m/min auf 4,7 m/min. Die Steigerung der Kalandriergeschwindigkeit beträgt 31 %. Sie ist abhängig von dem Gradienten der Isobaren. Der Gradient der Isobaren sinkt mit abnehmender Kalandriergeschwindigkeit und abnehmender Friktions-Zahl.

9.3 Einfluss der Temperatur

Aufgrund lokal zu hoher Temperaturen im Walzenspalt kann es zur thermischen Schädigung des verarbeiteten Materials kommen [7]. Die Zersetzungsprodukte bilden sogenannte Stippen auf der kalandrierten Bahn. Die Erwärmung entsteht im Walzenspalt aufgrund der Energiedissipation im Bereich hoher Scherung. Der durch Dissipation entstehende Wärmestrom ergibt sich aus Gl. (5.13)

$$\dot{Q}_{\text{diss}} = \int_V \Phi_{\text{diss}} dV \quad (9.6)$$

Unter der Annahme, dass der konduktiv und konvektiv abgeführte Wärmestrom vernachlässigbar ist, ist die lokale Temperaturerhöhung des Polymers proportional dem dissipierten Energiestrom,

$$\Delta T = \frac{\dot{Q}_{\text{diss}}}{\dot{V} \rho c_p} \quad (9.7)$$

mit dem Volumenstrom \dot{V} , der Dichte ρ und der spezifischen Wärmekapazität c_p .

In Bild 9.10 ist der nach Gl. (5.13) im Strömungsfeld berechnete maximale Wert der Dissipationsstromdichte als Funktion der Kalandriergeschwindigkeit für verschiedene Spalthöhen und Knethöhen dargestellt. Das Maximum des dissipierten Energiestroms tritt im engsten Spalt, bei $x = 0$, nahe der Oberfläche der Walze 1 am Ort maximaler Schubspannung auf. Die maximale Dissipationsstromdichte steigt leicht progressiv mit der Kalandriergeschwindigkeit und sinkt mit zunehmender Spalthöhe, d.h. abnehmender Knethöhe.

In Bild 9.11 ist die maximale Dissipationsstromdichte als Funktion der Friktions-Zahl für verschiedene Knethöhen dargestellt. Mit zunehmender Friktions-Zahl steigt die maximale Dissipationsstromdichte progressiv an.

Eine maximale Dissipationsstromdichte stellt eine Betriebsgrenze dar, da es aufgrund der damit verbundenen lokalen Temperaturerhöhung zum Zersetzen der Polymere kommen kann. In Bild 9.12 sind Betriebspunkte gleicher maximaler Dissipationsstromdichte als Funktion der Friktions-Zahl und der Kalandriergeschwindigkeit dargestellt. Mit zunehmender Kalandriergeschwindigkeit und Friktions-Zahl steigt die maximale Dissipationsstromdichte und damit die Gefahr der lokalen Zersetzung des Polymers.

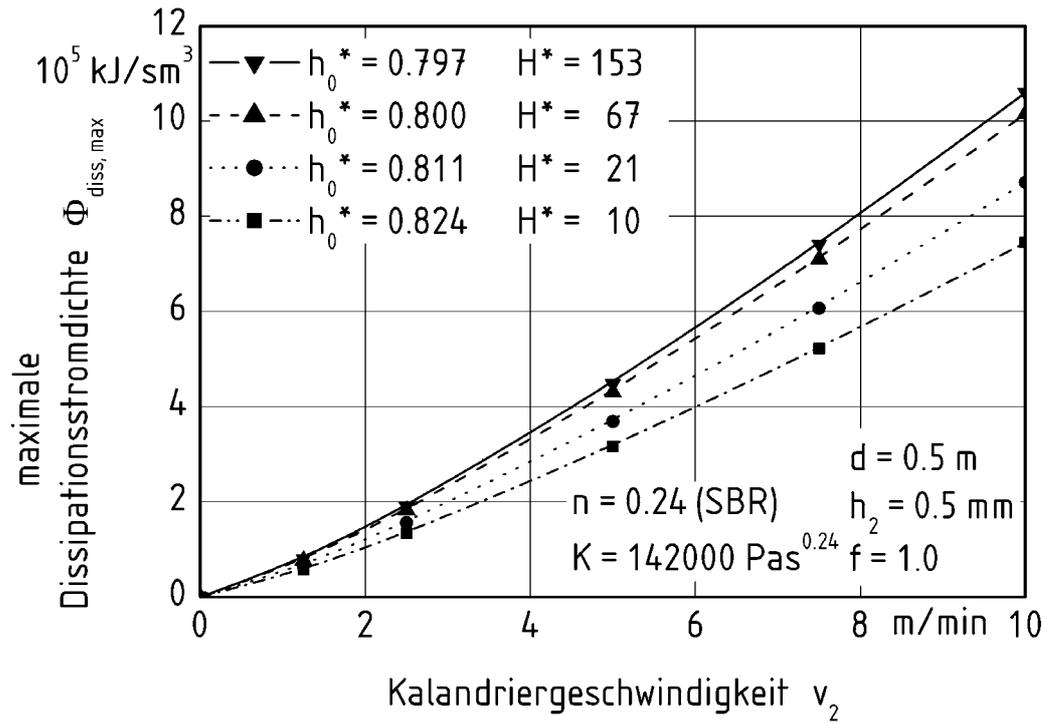


Bild 9.10: Maximale Dissipationsstromdichte als Funktion der Kalandriergeschwindigkeit für verschiedene Spalthöhe

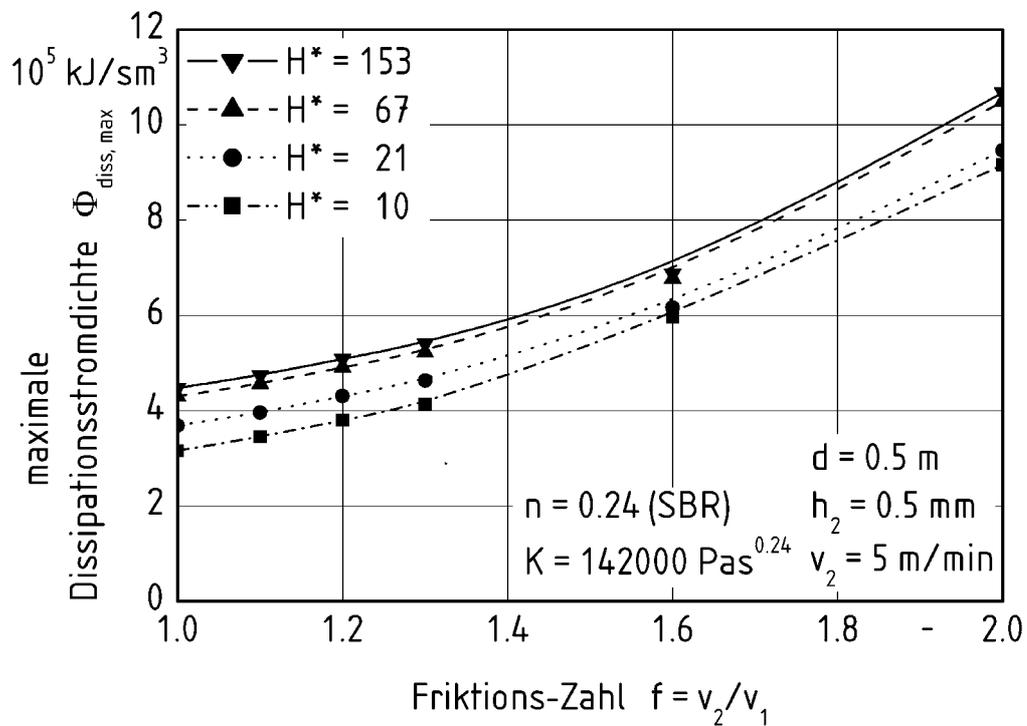


Bild 9.11: Maximale Dissipationsstromdichte als Funktion der Friktions-Zahl für verschiedene Kneithöhen

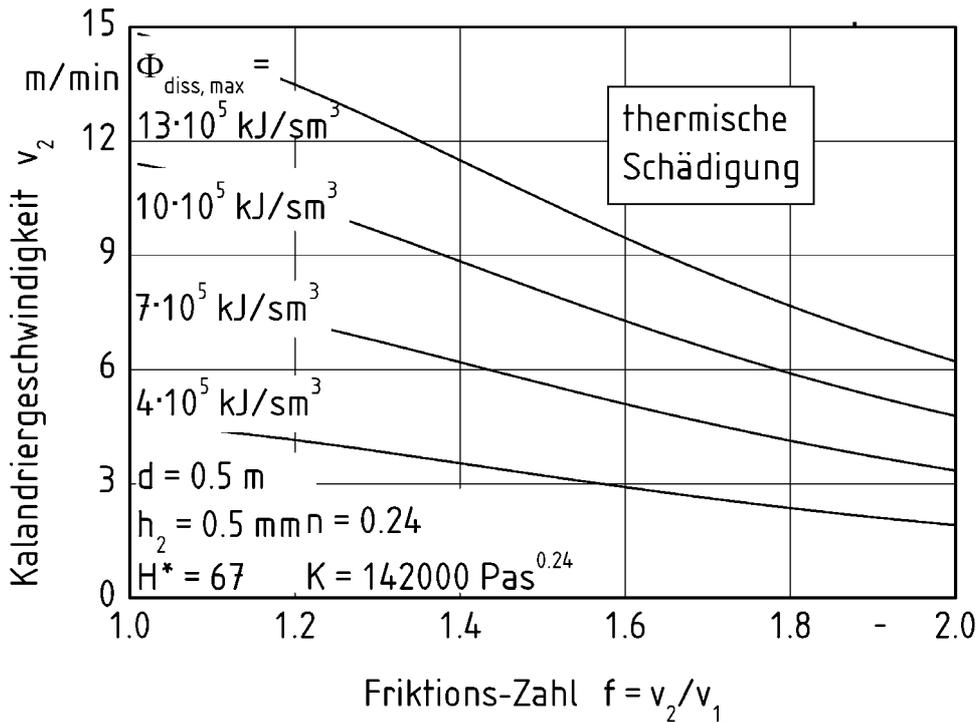


Bild 9.12: Zustände gleicher maximaler Dissipationsstromdichte als Funktion der Friktions-Zahl und der Kalandriergeschwindigkeit

Die volumetrische Ausdehnung des Knets stellt eine weitere Betriebsgrenze dar. Während der Kalandrierung mit sehr großen Kneten erkaltet das Material am Knetrand und wird nicht genügend aufgeschmolzen durch den engsten Spalt gefördert. Das nicht genügend aufgeschmolzene Material ist in der kalandrierten Bahn als ellipsenförmige Abgrenzung zu erkennen [3, 11]. Das Knetvolumen ist eine Funktion der Spalthöhe. Aus diesem Grund darf eine kritische Spalthöhe nicht unterschritten werden.

In **Bild 9.13** sind die große Kneithöhe $H^* = 153$ und die sehr kleine Kneithöhe $H^* = 10$ als Funktion der Spalthöhe und der Friktions-Zahl dargestellt. Der Bereich zwischen den zwei Kneithöhen stellt den Bereich verschiedener Verarbeitungsalternativen dar und ist im Diagramm grau schattiert dargestellt. In **Bild 9.13** sind zusätzlich drei Isobaren als Linien konstanter Qualität der kalandrierten Bahn hinsichtlich Oberflächendefekten und Lufteinschlüssen dargestellt. Mit Hilfe dieses Diagramms ist es möglich, für eine konstante Kalandriergeschwindigkeit und einen geforderten maximalen Druck zum Erzielen einer guten Qualität der kalandrierten Bahn hinsichtlich Oberflächendefekten und Lufteinschlüssen, die Verfahrensparameter Spalthöhe und Friktions-Zahl zu ermitteln.

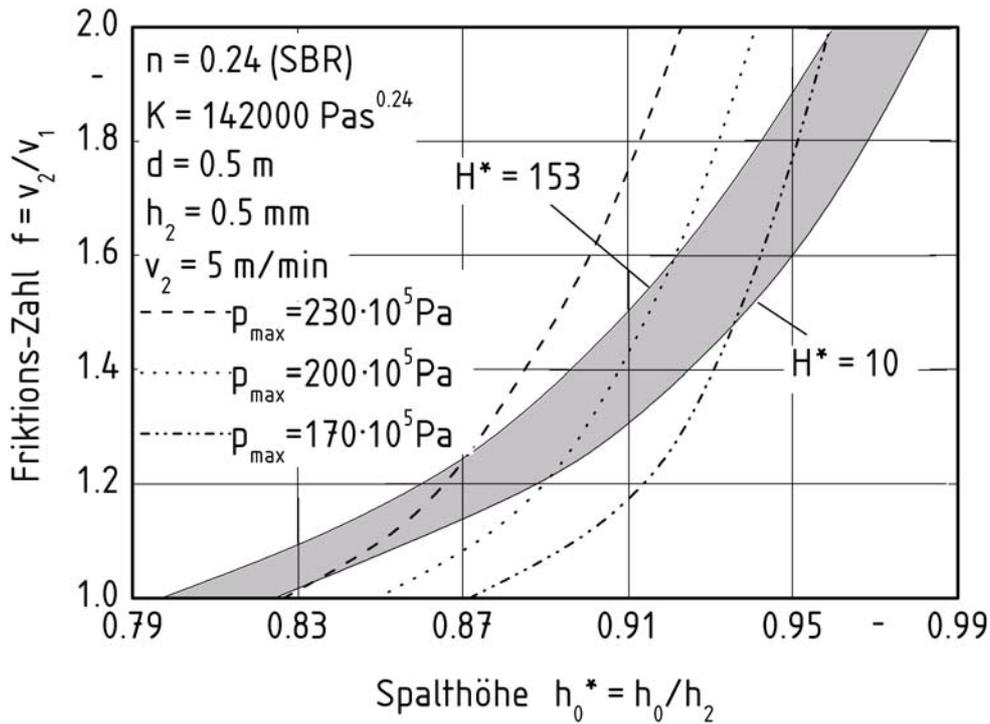


Bild 9.13: Betriebsbereich als Funktion der Spalthöhe und der Friktions-Zahl

9.4 Verarbeitungsfenster

Die Verfahrensparameter Spalthöhe, Kalandriergeschwindigkeit und Friktions-Zahl unterliegen aufgrund der Anforderungen an die Eigenschaften der kalandrierten Bahn und dem Betriebsverhalten von Kalandern Grenzen. In [Bild 9.14](#) ist beispielhaft das Verarbeitungsfenster als Funktion der Spalthöhe und der Kalandriergeschwindigkeit dargestellt. Die Grenzen sind zunächst durch die Isobaren gekennzeichnet, welche die Qualität der kalandrierten Bahn hinsichtlich Oberflächendefekten und Lufteinschlüssen bestimmen. Weiterhin ist das Kalandrieren mit sehr großen Knetvolumen, d. h. kleinen Spalthöhen, nicht günstig, da das Material am Knetrand erkaltet und ungenügend plastifiziert zum engsten Spalt gefördert wird. Die maximale Spalthöhe bestimmt das minimale Knetvolumen und eine minimale Schubspannung im engsten Spalt zum Erzielen einer dispersiven Vermischung. Aus dem Verarbeitungsfenster kann entnommen werden, dass zum Erzielen einer maximalen Kalandriergeschwindigkeit eine große Spalthöhe, d. h. eine kleine Kneithöhe zu wählen ist.

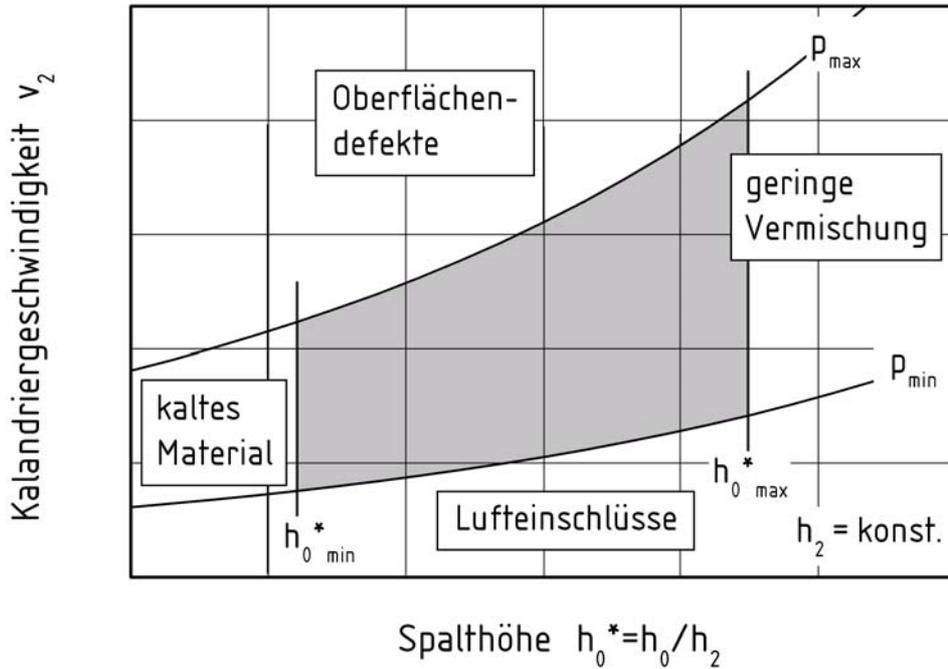


Bild 9.14: Verarbeitungsfenster als Funktion der Spalthöhe und der Kalandriergeschwindigkeit für strukturviskose Fluide

In Bild 9.15 ist das Verarbeitungsfenster als Funktion der Friktions-Zahl und der Kalandriergeschwindigkeit dargestellt. Die Verarbeitungsgrenzen hinsichtlich Oberflächendefekten und Lufteinschlüssen sind mit zwei Isobaren gegeben. Zusätzlich sollte eine minimale Friktions-Zahl nicht unterschritten werden. Diese gewährleistet einen minimalen Massenanteil des im Knet gemischten Materials und den Übergang der Materialbahn von Walze 1 auf Walze 2. Mit zunehmender Kalandriergeschwindigkeit und Friktions-Zahl steigt die aufgrund der Scherung dissipierte mechanische Energie. Die dissipierte Energiestromdichte führt zur Temperaturerhöhung in der Polymermischung. Sie kann zur thermischen Schädigung des kalandrierten Materials führen [7]. Die Zersetzungen machen sich in der kalandrierten Bahn in Form von Stippen bemerkbar. Die Verfahrensparameter, die zu einer konstanten, maximalen Dissipationsstromdichte und lokaler Temperaturerhöhung führen, stellen damit eine weitere Betriebsgrenze dar. Zum Erzielen der maximalen Kalandriergeschwindigkeit ist eine mittlere Friktions-Zahl zu wählen.

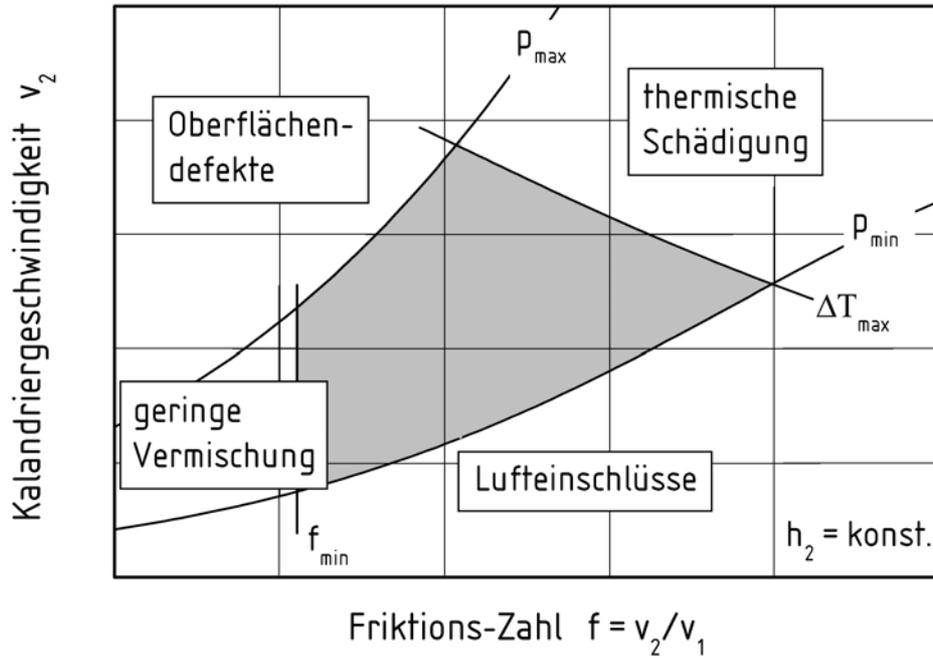


Bild 9.15: Verarbeitungsfenster als Funktion der Friktions-Zahl und der Kalandriergeschwindigkeit für strukturviskose Fluide

Mit Hilfe von Messungen der Betriebsgrenzen ist es hiermit möglich ein Verarbeitungsfenster für das Kalandrieren einer Polymerbahn aufzustellen und die Verfahrensparameter zum Erlangen einer maximalen Kalandriergeschwindigkeit zu wählen.

10 Räumliches Strömungsfeld

Die räumlichen Geschwindigkeits- und Spannungsfelder stellen sich im Walzenspalt in Abhängigkeit der Form des Knets ein. Diese ist von der Spalthöhe und dem rheologischen Fließverhalten abhängig. Im Folgenden wird der Einfluss der Form des Knets auf die Spannungs- und Geschwindigkeitsfelder sowie auf die resultierende Höhe der kalandrieren Bahn dargestellt.

10.1 Spannungs- und Geschwindigkeitsfelder

An den Walzenenden, die durch die Koordinaten $z = -W/2$ und $z = W/2$ in Richtung der Walzenachsen gegeben sind, ist der Druck im Strömungsfeld gleich dem Umgebungsdruck. Der maximale Druck tritt in Walzenmitte für die Ortskoordinate $z = 0$ auf. Er sinkt in Richtung der Walzenenden auf den Umgebungsdruck ab. In Bild 10.1 ist der maximale Druck im Walzenspalt als Funktion der Koordinate in Richtung der Walzenenden für verschiedene Spalthöhen dargestellt. Im Bereich der Walzenenden ist der Gradient des maximalen Drucks nach der Koordinate z groß, so dass bereits für geringe Änderungen der Koordinate ein hohes Druckniveau erreicht wird. Der Gradient des maximalen Drucks sinkt mit zunehmender Koordinate z , demzufolge ändert sich der maximale Druck in Richtung der Walzenmitte nur geringfügig.

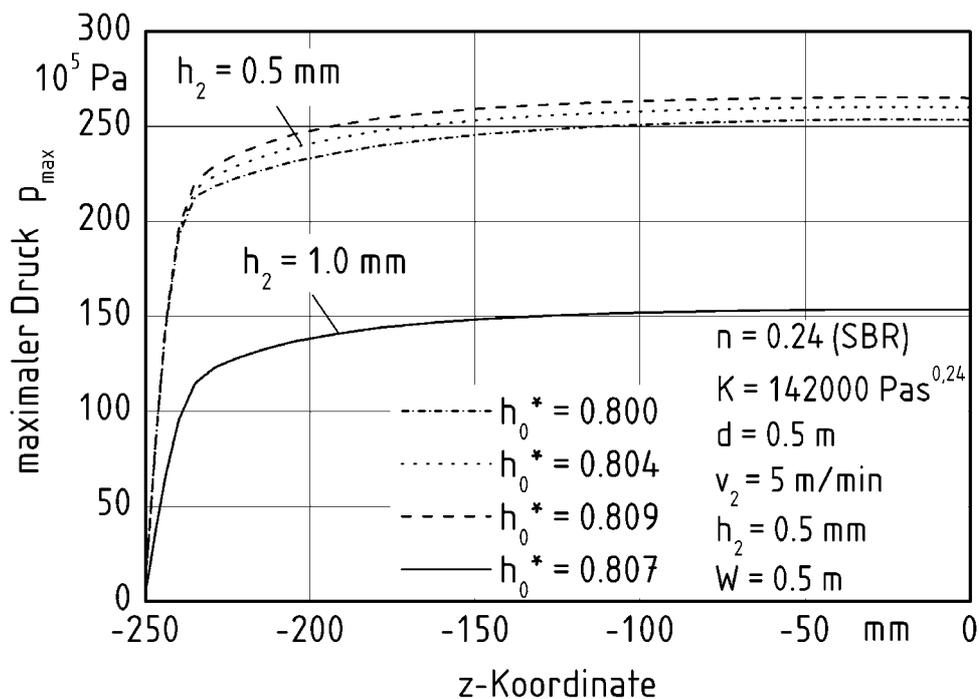


Bild 10.1: Maximaler Druck in der Symmetrieebene als Funktion der Koordinate z

Das Kalandrieren einer Polymerbahn mit verschiedenen Spalthöhen führt zur Ausbildung unterschiedlicher Kneithöhen. Diese haben einen Einfluss auf den maximalen Druck im Spalt. In Bild 10.1 ist der maximale Druck im Walzenspalt für die Höhe der kalandrierten Bahn $h_2 = 0,5$ mm für drei verschiedene Spalthöhen dargestellt. Der maximale Druck sinkt mit zunehmender Spalthöhe. Die Gradienten des maximalen Drucks in Achsrichtung der Walzen sind unabhängig von der Spalthöhe. Dies gilt auch für das Kalandrieren einer Polymerbahn mit der größeren Höhe $h_2 = 1,0$ mm.

In Bild 10.2 ist das Druckfeld und die Geschwindigkeit in Richtung der Koordinate z in der Symmetrieebene der Walzen dargestellt. Der maximale Druck kurz vor dem engsten Spalt sinkt über einen großen Bereich der Koordinate z in Richtung zu den Walzenenden nur geringfügig. Für kleine Werte der Koordinate z fällt der Druck auf Umgebungsdruck. Aufgrund des Druckabfalls in Richtung zu den Walzenenden kommt es zu einer Geschwindigkeitskomponente in Richtung des abnehmenden Druckgradienten. Die Strömung in Richtung zu den Walzenenden erfolgt ausschließlich innerhalb des Knetvolumens. Die Geschwindigkeit in Richtung der negativen Koordinate z steigt in Richtung der Walzenenden.

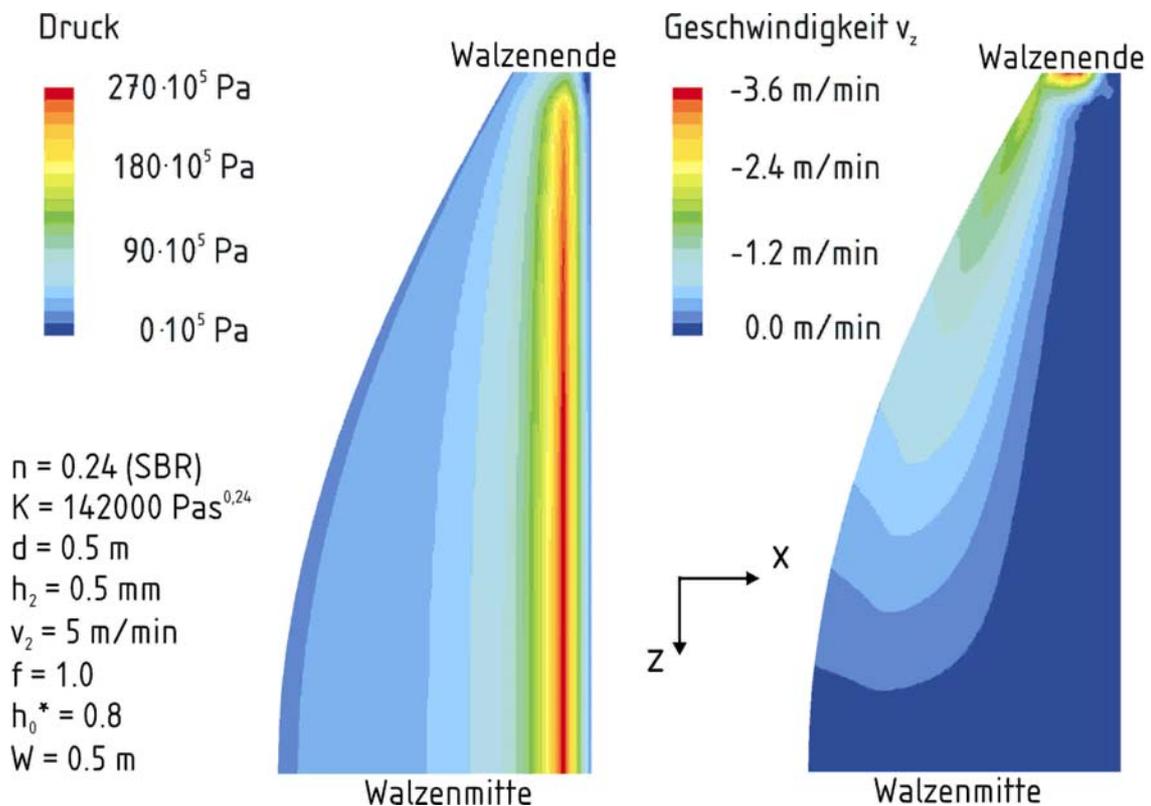


Bild 10.2: Druckfeld und Geschwindigkeit in Richtung der Koordinate z in der Symmetrieebene, $y = 0$

In Bild 10.3 ist die Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Koordinate z im räumlichen Strömungsfeld dargestellt. Innerhalb der Schnittebene senkrecht zu den Walzenachsen in Walzenmitte wird das einströmende Material direkt durch den engsten Spalt gefördert. Es ist keine Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Koordinate z vorhanden. Aufgrund des Druckgradienten strömt das Material innerhalb des Knetwirbels spiralförmig in Richtung zu den Walzenenden. Die Komponente der Strömungsgeschwindigkeit in Richtung der Koordinate z steigt bei Annäherung an die Walzenenden.

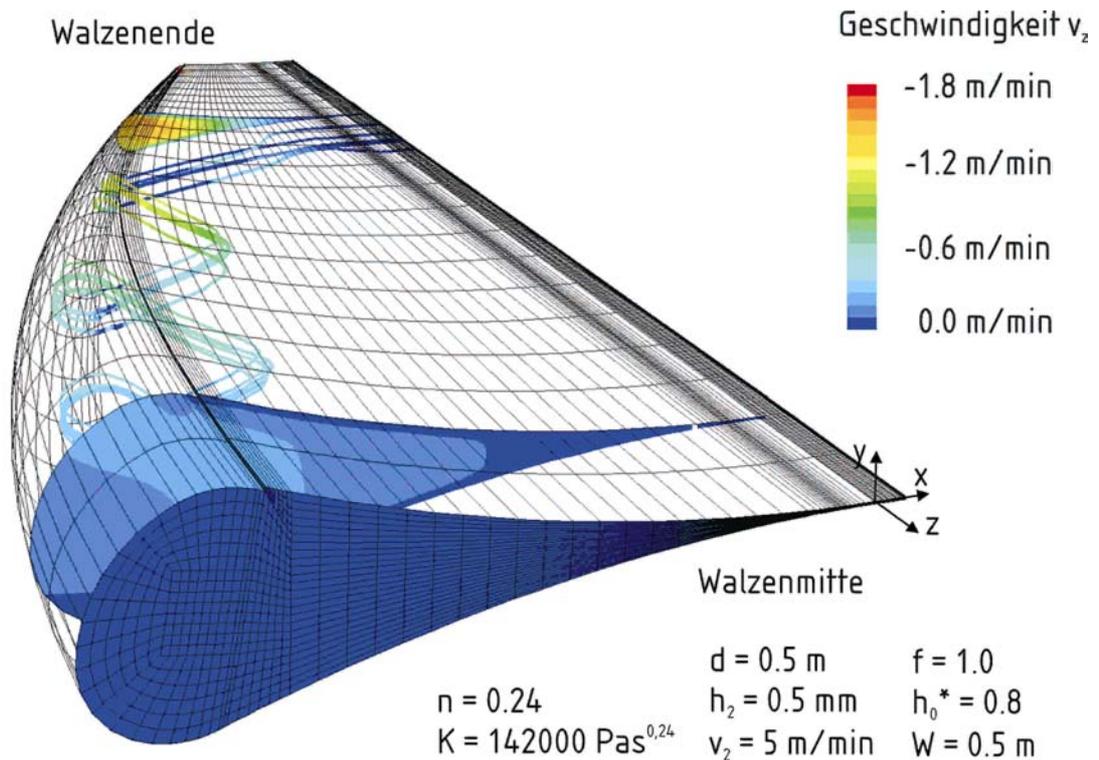


Bild 10.3: Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Koordinate z und Stromlinien im Knetwirbel

In direktem Zusammenhang zur Abnahme des Drucks in Richtung der Walzenenden steht die Abnahme der Kneithöhe. Mit abnehmender Kneithöhe sinkt der Druck im Walzenspalt.

10.2 Höhe der kalandrierten Bahn

Für konstante Spalthöhen über der Walzenbreite und das Kalandrieren ohne Seitenbegrenzungen des Spalts wird der Druck an den Walzenenden gleich dem Umgebungsdruck. Die Höhe der kalandrierten Bahn ist von der sich einstellenden Knethöhe abhängig und damit eine Funktion der Koordinate z . In Bild 10.4 ist die bezogene Höhe der kalandrierten Bahn

$$h_2^* = \frac{h_2(z)}{h_2(z=0)} \quad (10.1)$$

für verschiedene Spalthöhen dargestellt. Die Bezugsgröße für die Höhe der kalandrierten Bahn $h_2(z)$ ist ihre maximale Höhe in der Walzenmitte bei $z = 0$. In Richtung zu den Walzenenden sinkt die Höhe der kalandrierten Bahn geringfügig. Die Abnahme ist nicht von der Knethöhe, sondern von der Höhe der kalandrierten Bahn in der Walzenmitte abhängig. Mit zunehmender Höhe der kalandrierten Bahn in der Walzenmitte sinkt der Gradient. Die Höhe der kalandrierten Bahn ist in Achsrichtung der Walzen ungleichförmiger.

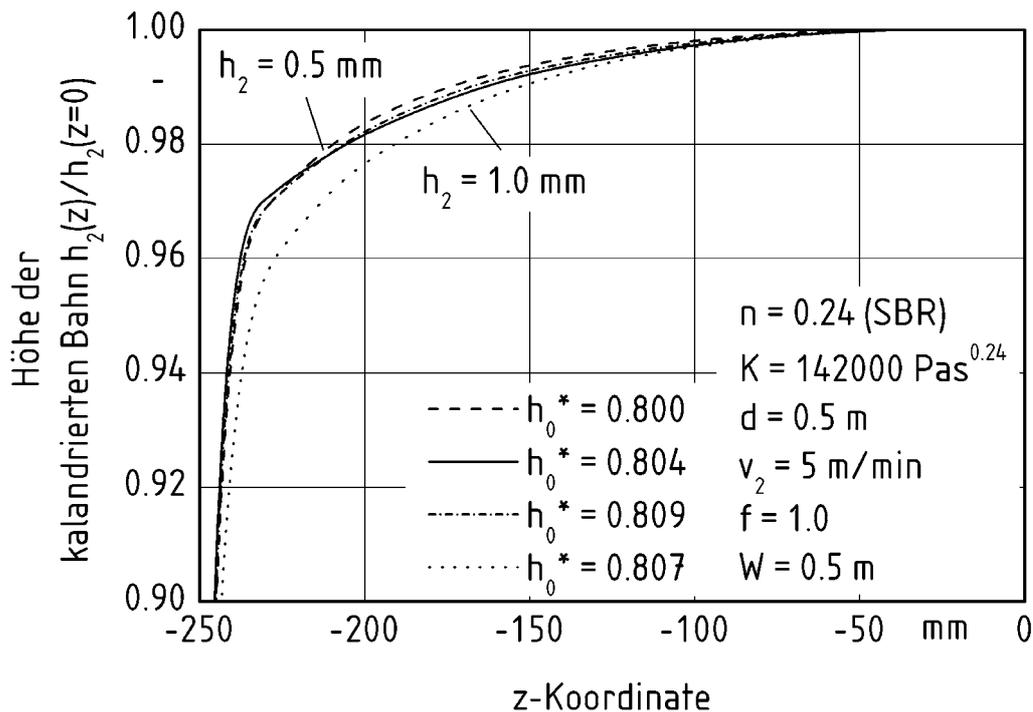


Bild 10.4: Höhe der kalandrierten Bahn als Funktion der z -Koordinate für verschiedene Spalthöhen

Aufgrund der im Vergleich zu den Walzenenden größeren Knethöhe in der Walzenmitte entsteht eine ungleichförmige Höhenverteilung über die Breite der kalandrierten Bahn. In

der Walzenmitte ist die kalandrierte Bahn höher. Diese Ungleichförmigkeit addiert sich zur Ungleichförmigkeit der Höhe der kalandrierten Bahn aufgrund der Deformation der Walzen. Die Walzen werden aufgrund des im Walzenspalt herrschenden Spannungsfeldes deformiert.

Die Ungleichförmigkeit des Höhenprofils der kalandrierten Bahn in axialer Richtung wird mit Hilfe konstruktiver Maßnahmen, wie z. B. der Bombierung der Walzen, dem Roll-Bending oder einer axialen Verschränkung der Walzen kompensiert. Zum Dimensionieren dieser Kompensationsmaßnahmen wird von Riest [40] eine Konstruktionsumgebung zur Gestaltung von Kalandern entwickelt. Innerhalb der Konstruktionsumgebung werden die Deformation der Walzen und das Strömungsfeld iterativ berechnet. Die in dieser Arbeit durchgeführte Berechnung des Strömungsfeldes in Abhängigkeit der räumlichen Knetform ermöglicht die Dimensionierung der Kompensationsmaßnahmen, auch mit dem Ziel, ungleichförmige Höhenprofile der Bahnen aufgrund unterschiedlicher Kneithöhen auszugleichen.

11 Zusammenfassung

Die Strömung durch den Spalt zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen wird häufig in der Verarbeitung und Formgebung von Kautschukmischungen oder thermoplastischen Kunststoffen in Kalandern eingesetzt. Das fertige Produkt verlässt den Spalt in Form einer endlosen Folie, Platte oder Bahn. Die Qualität des Produkts wird dabei durch das sich im Walzenspalt einstellende räumliche Strömungsfeld und die Lage der freien Oberfläche des Knets bestimmt.

Trotz des einfachen Aufbaus von Kalandern ist das Strömungsfeld aufgrund der auftretenden freien Oberfläche komplex. Um die Strömung vollständig zu beschreiben, müssen die Transportgleichungen für die Massen-, die Impuls- und die Energieströme sowie die Gleichung zur Beschreibung der Lage der freien Oberfläche, unter Berücksichtigung der stoffspezifischen rheologischen Eigenschaften, gelöst werden.

Mit der Lösung des gesamten nicht-linearen partiellen Differentialgleichungssystems können Vorhersagen über den Einfluss der Verfahrensparameter und der rheologischen Eigenschaften auf die Strömung zwischen den Walzen getroffen werden. Eine solche Lösung ist nur auf numerischem Wege zu erzielen.

In dieser Arbeit wird eine Vorgehensweise zur Berechnung der Lage der freien Oberfläche im Strömungsfeld zwischen zwei gegensinnig rotierenden Walzen erläutert und es werden hiermit Strömungsfelder mit Berücksichtigung des Knets berechnet. Die Transportgleichungen für die Massen- und die Impulsströme werden mit dem Finite Elemente Programm Polyflow gelöst. Die Lage der freien Oberfläche des Knets wird mit einem davon entkoppelten Verfahren aus den Ergebnissen für das Geschwindigkeitsfeld berechnet.

Das Strömungsfeld und die Lage der freien Oberfläche des Knets stellen sich in Abhängigkeit der Verfahrensparameter Spalthöhe, Umfangsgeschwindigkeit der Walzen, deren Friktions-Zahl und Durchmesser sowie dem durch den Spalt geförderten Massenstrom und dessen rheologischen Eigenschaften ein. Das Strömungsfeld besteht aus einer Schlepp- mit überlagerter Druckströmung. Vor dem engsten Spalt stellt sich ein Druckmaximum ein. Dadurch kommt es zu einer Rückströmung im Eintrittsbereich und zur Bildung des Knets.

Aus den Ergebnissen folgt, dass newtonsche Fluide zwei symmetrische Wirbelgebiete und strukturviskose Fluide zwei nichtsymmetrische Wirbelgebiete im Knet bilden. Strukturvis-

kose Fluide bilden einen kleinen Einlaufwirbel und einen zweiten großen Knetwirbel, der nahezu vollständig das Volumen des Knets einnimmt. Die volumetrische Ausdehnung des Knets wird mit der bezogenen Knethöhe beschrieben. Diese sinkt mit zunehmender Spalthöhe und ist für konstante Friktions-Zahlen unabhängig vom Durchmesser und der Umfangsgeschwindigkeiten der Walzen sowie vom Konsistenzfaktor des Fließgesetzes von Ostwald-de-Waele. Die Ergebnisse stimmen mit denen aus der Schmierfilmtheorie überein.

Für konstante Knethöhen und Massenströme unterscheiden sich die Strömungsfelder mit verschiedenen Friktions-Zahlen qualitativ nicht. Mit steigender Friktions-Zahl sinkt der Druck und die zum Kalandrieren eines konstanten Massenstroms notwendige Spalthöhe steigt. Hiermit ergeben sich in Abhängigkeit der Spalthöhe und der Friktions-Zahl für konstante Massenströme unterschiedliche Betriebsbereiche für die Arbeitsweise des Kalanders, die sich im Knetvolumen unterscheiden.

Die Variationsbereiche aller Verfahrensparameter unterliegen aufgrund der Anforderungen an die Eigenschaften der kalandrierten Bahnen Grenzen. Mit Hilfe der berechneten Strömungsfelder werden Betriebsgrenzen bezüglich dispersiver und distributiver Vermischung, Oberflächengüte, Lufteinschlüsse und temperaturbedingter Defekte erläutert. Die Betriebsgrenzen umranden sogenannte Verarbeitungsfenster, die schematisch dargestellt sind.

Das dispersive Mischen wird mit einem Mischindex und der sich einstellenden Schubspannungen bewertet. Mit steigender Spalthöhe sinkt die maximale Schubspannung im Strömungsfeld. Oberhalb einer maximalen Spalthöhe ist die maximale Schubspannung zu gering, um ein dispersives Mischen zu gewährleisten. Mit steigender Friktions-Zahl steigt der Anteil des innerhalb des Knets gemischten Fluids. Entsprechend nimmt die distributive Vermischung des Fluids mit steigender Friktions-Zahl zu.

In experimentellen Arbeiten wird ein Zusammenhang zwischen dem maximalen Druck im Walzenspalt und der Oberflächengüte sowie dem Auftreten von Lufteinschlüssen beobachtet. Oberflächendefekte sind für große Drücke im Walzenspalt zu erwarten, während Luft-einschlüsse für niedrige auftreten. Die Berechnungen ergeben, dass der maximale Druck mit abnehmender Spalthöhe und Friktions-Zahl sowie steigender Kalandriergeschwindigkeit steigt.

Aufgrund der Scherung im Strömungsfeld findet eine erhebliche Dissipation der mechanisch eingetragenen Energie statt, die zur Erwärmung des Fluids führt. Die Folge zu hoher Temperaturen kann die thermische Zersetzung des kalandrierten Polymers sein.. Die maximale Dissipationsstromdichte im Strömungsfeld steigt mit zunehmender Friktions-Zahl und Kalandriergeschwindigkeit.

Aus den dargestellten Verarbeitungsfenstern kann entnommen werden, dass maximale Kalandriergeschwindigkeiten mit großen Spalthöhen, d. h. geringen Knethöhen und mit mittleren Friktions-Zahlen erreicht werden.

Die Qualität der kalandrierten Bahn ist vom räumlichen Strömungsfeld abhängig. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher das räumliche Strömungsfeld in Abhängigkeit der sich als Funktion der Spalthöhe einstellenden Knethöhe berechnet. Die Berechnung des räumlichen Strömungsfeldes ergibt, dass wenn an den Walzenenden Umgebungsdruck angenommen wird, es zu einer Geschwindigkeitskomponente in Richtung des abnehmenden Druckgradienten kommt. Die Strömung in Richtung zu den Walzenenden erfolgt ausschließlich innerhalb des Knetvolumens. Die Knethöhe und die Höhe der kalandrierten Bahn sinkt in Richtung zu den Walzenenden.

Die Berechnung von Strömungsfeldern mit freier Oberfläche ermöglicht es Verarbeitungsfenster vorherzusagen, wenn die Betriebsgrenzen bekannt sind. Hiermit können für konstante Höhen kalandrierter Bahnen die Verfahrensparameter zum Erlangen einer maximalen Kalandriergeschwindigkeit gewählt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Kopsch: Kalandertechnik; Carl Hanser Verlag, München Wien 1978
- [2] H. Mahn, H. Orth, K.-H. Roitzsch, W. Wöckener: Kalandertechnik; Kunststoffe 75 (1985) 10, 5/26
- [3] G. Hatzmann, M. Herner, G. Müller: Fließvorgänge im Walzenspalt beim Kalandrieren von PVC-Folien; Kunststoffe 65 (1975) 8, 472/476
- [4] J. L. Bourgeois, J. F. Agassant: Calendering of PVC: Defects in calendered PVC films and sheets; Journal of Macromolecular Science, Physics 14 (1977) 3, 367/385
- [5] F. Röthemeyer, F. Sommer: Kautschuktechnologie; Hanser Verlag, München 2001
- [6] W. Unkrue: Beitrag zur Ermittlung des Druckverlaufes und der Fließvorgänge im Walzspalt bei der Kalanderverarbeitung von PVC hart zu Folien; Dissertation Aachen 1970
- [7] H. Gärtner: Einfluß der Temperaturführung im Kalandrierprozeß auf Qualität und Kosten von PVC-Hartfolien; Dissertation Merseburg 1997
- [8] C. Kohlert, E. O. Reher, V. N. Krasovskij, A. M. Voskresenskij: Kalandrieren von Polymeren; Deutscher Verlag der Grundstoffindustrie GmbH, Leipzig 1992
- [9] J. S. Chong: Calendering thermoplastic materials; Journal of Applied Polymer Science 12 (1968), 191/212
- [10] J. P. Lehnen: Kautschukverarbeitung; Vogel Buchverlag, Würzburg 1983
- [11] R. A. Elden, A. D. Swan: Calendering of plastics; Iliffle Books, London 1971
- [12] J. T. Bergen, G. W. Scott: Pressure Distribution in the Calendering of plastic materials; Journal of Applied Mechanics (1951) 3, 101/106
- [13] G. Ardichvilli: Versuch der rationalen Bestimmung der Bombierung von Kalandrierwalzen; Kautschuk 14 (1938) 2, 23/25
- [14] R. E. Gaskell: The calendering of plastic materials; Journal of Applied Mechanics (1950), 334/336

- [15] J. M. McKelvey: Polymer Processing; John Wiley and Sons, New York 1962, 211/227
- [16] I. Brazinsky, H. F. Cosway, C. F. Valle, R. Clark Jones, V. Story: A theoretical study of liquid-film spread heights in the calendering of newtonian and power law fluids; Journal of Applied Polymer Science 14 (1970), 2771/2784
- [17] R. Seeger, E. O. Reher: Berechnung der integralen Parameter beim Kalandrieren von PVC-Mischungen; Plaste und Kautschuk 28 (1981) 7, 391/396
- [18] J. F. Agassant, P. Avenas: Calendering of PVC: Prediction of stress and torque; Journal of Macromolecular Science, Physics 14 (1977) 3, 345/365
- [19] S. Middleman: Fundamentals of Polymer Processing; McGraw Hill, New York 1977, 170/187
- [20] E. O. Reher, L. Grader: Zur Berechnung einer isothermen Doppelwalzen-Kalanderströmung nichtlinear-plastischer Medien; Plaste und Kautschuk 18 (1971) 8, 597/601
- [21] W. W. Alston, K. N. Astill: An analysis for the calendering of non-newtonian fluids; Journal of Applied Polymer Science 17 (1973), 3157/3174
- [22] R. Lipp: Zur Abschätzung von Dehnanteilen im Kalandrierprozeß; Plaste und Kautschuk 33 (1986) 4, 147/148
- [23] M. Finston: Thermal effects in calendering viscous fluids; Journal of Applied Mechanics (1951) 3, 12/18
- [24] C. Kohlert, R. Seeger, V. Schulze, E. O. Reher: Zum nicht-isothermen Kalandrieren von Polymeren; Plaste und Kautschuk 30 (1983) 10, 564/566
- [25] J. Vlachopoulos, A. N. Hrymak: Calendering PVC: Theory and experiments; Polymer Engineering and Science 20 (1980) 11, 725/731
- [26] R. Takserman-Krozer, G. Schenkel, G. Ehrmann: Fluid flow between rotating cylinders; Rheologica Acta 14 (1975) 12, 1066/1076
- [27] G. Ehrmann, R. Taksermann-Krozer, G. Schenkel: Non-Newtonian fluid flow between rotating cylinders; Rheologica Acta 16 (1977) 3, 240/247

- [28] W. R. W. Daud: Calendering of non-newtonian fluids; *Journal of Applied Polymer Science* 31 (1986), 2457/2465
- [29] N. G. Bekin, V. V. Litvinov, V. Y. Petrushanskii: Method of calculation of the energy and hydrodynamic characteristics of the calendering of polymeric materials; *International Polymer Science and Technology* 3 (1976) 2, T55/T58
- [30] C. Kiparissides, J. Vlachopoulos: Finite element analysis of calendering; *Polymer Engineering and Science* 16 (1976) 10, 712/719
- [31] C. Kiparissides, J. Vlachopoulos: A study of viscous dissipation in the calendering of power-law fluids; *Polymer Engineering and Science* 18 (1978) 3, 210/214
- [32] J. S. Yu, J. W. Lee, K. J. Lee: Analysis and simulation of calendering process of non-newtonian polymeric fluids; *The Korean Journal of Chemical Engineering* 1 (1984) 2, 173/180
- [33] R. Zheng, R. I. Tanner: A numerical analysis of calendering; *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 28 (1988), 149/170
- [34] R. Seeger, R. Schnabel, E. O. Reher: Zur thermomechanischen Analyse des Kalandrierprozesses strukturviskoser Medien am Beispiel von PVC-Mischungen; *Plaste und Kautschuk* 29 (1982) 7, 406/413
- [35] J. F. Agassant, M. Espy: Theoretical and experimental study of the molten polymer flow in the calender bank; *Polymer Engineering and Science* 25 (1985) 2, 118/121
- [36] E. Mitsoulis, J. Vlachopoulos, F. A. Mirza: Calendering analysis without the lubrication approximation; *Polymer Engineering and Science* 25 (1985) 1, 6/18
- [37] U. Gruber: Berechnen der Temperatur-, Geschwindigkeits- und Druckprofile von Polymeren im Kalanderspalt; *Dissertation Hannover* 1989
- [38] A. A. Tseng, P. F. Sun: Modeling of polymer processing and its application to calendering, in: *Thermomechanical Aspects of Manufacturing and Materials Processing*; Hemisphere Publishing Corp., New York Washington 1992, 377/387
- [39] C.-H. Yao, I. Manas-Zloczower: Study of mixing efficiency in roll-mills, *Polymer Engineering and Science* 36 (1996) 3, 305/310

- [40] K. Riest: Eine Konstruktionsumgebung für integriertes Gestalten und Berechnen am Beispiel von Kalandern; Fortschritt-Berichte VDI Reihe 3, VDI Verlag, Düsseldorf 1999
- [41] S. von Bose: Spannungsfelder newtonscher und viskoelastischer Flüssigkeiten im Kalanderspalt; Dissertation Hannover 1996
- [42] L. Levine, C. M. Corvalan, O. H. Campanella, M. R. Okos: A model describing the two-dimensional calendaring of finite width sheets; Chemical Engineering Science 57 (2002), 643/650
- [43] I. Manas-Zloczower: Mixing in high intensity batch mixers; in: Mixing in Polymer Processing, Ed.: C. Rauwendaal; Marcel Dekker, Inc., New York 1991, 323/375
- [44] Z. Tadmor, C. G. Gogos: Principles of Polymer Processing; J. Wiley & Sons, Inc., New York 1979, 404/463
- [45] S. Tyagi, A. K. Ghosh: Investigation of morphology development and evaluation of dispersive mixing model during blending in single screw extruder; Proceedings of 18th Annual Meeting of the Polymer Processing Society, PPS 18, Guimaraes, Portugal, 2002
- [46] T. Moribe, J. L. White: Deformation and breakup phenomena of agglomerates in polymer melts; Proceedings of 18th Annual Meeting of the Polymer Processing Society, PPS 18, Guimaraes, Portugal, 2002
- [47] K. Higashitani, K. Rimura: Two-dimensional simulation of the breakup process of aggregates in shear and elongational flow; Journal of Colloid and Interface Science 204 (1998), 320/327
- [48] W. G. Yao, S. Tanifuji, K. Takahashi, K. Koyama: Mixing efficiency in a pin mixing section for single-screw extruders; Polymer Engineering and Science 41 (2001) 6, 908/917
- [49] W. Wang, I. Manas-Zloczower: Temporal distributions: The basis for the development of mixing indexes for scale-up of polymer processing equipment; Polymer Engineering and Science 41 (2001) 6, 1068/1077

- [50] W. R. Bolen, R. E. Colwell. Intensive mixing, SPE Journal 14 (1958), 24/28
- [51] R. B. Bird, H. R. Warner, Jr., D. C. Evans: Kinetic theory and rheology of dumbbell suspension with brownian motion; Advances in Polymer Science 8 (1971), 1/90
- [52] Z. Tadmor: Forces in dispersive mixing; Industrial and Engineering Chemistry, Fundamentals 15 (1976), 346/348
- [53] I. Manas-Zloczower, A. Nir, Z. Tadmor: Dispersive mixing in internal mixers – A theoretical model based on agglomerate rupture; Rubber Chemistry and Technology 55 (1982), 1250/1285
- [54] H. Rumpf: in: Agglomeration, Ed.: W. A. Knepper, Interscience Publ., New York 1962
- [55] J. M. Funt: Scale-up in rubber mixing; Plastics and Rubber Processing 2 (1977) 12, 127/130
- [56] I. Manas-Zloczower, A. Nir, Z. Tadmor: Dispersive mixing in roll-mills; Polymer Composites 6 (1985) 4, 222/231
- [57] I. Manas-Zloczower, D. L. Feke: Analysis of agglomerate rupture in linear flow fields; International Polymer Processing IV (1989) 1, 3/8
- [58] I. Manas-Zloczower, D. L. Feke: Analysis of agglomerate separation in linear flow fields; International Polymer Processing II (1988) 3/4, 185/190
- [59] S. V. Kao, S. G. Mason: Dispersion of particles by shear; Nature 253 (1975) 619/621
- [60] R. L. Powell, S. G. Mason: Dispersion by laminar flow; AIChE Journal 28 (1982) 2, 286/293
- [61] G. I. Taylor: The formation of emulsions in definable fields of flow; Proceedings of the Royal Society A146 (1934), 501/523
- [62] F. D. Rumscheidt, S. G. Mason: Particle motion in sheared suspensions, deformation and burst of fluid drops in shear and hyperbolic flow; Journal of Colloid Science 16 (1961), 238/261

- [63] H. P. Grace: Dispersion phenomena in high viscosity immiscible fluid systems and application of static mixers as dispersion devices in such systems; *Chemical Engineering Communications* 14 (1982), 225/277
- [64] J. J. Elmendorp: A study on polymer blending microrheology; *Polymer Engineering and Science* 26 (1986) 6, 418/426
- [65] B. J. Bentley, L. G. Leal: An experimental investigation of drop deformation and breakup in steady, two-dimensional linear flows; *Journal of Fluid Mechanics* 167 (1986), 241/283
- [66] H.-H. Yang, I. Manas-Zloczower: Analysis of mixing performance in a VIC Mixer; *International Polymer Processing IX* (1994) 4, 291/302
- [67] C.-H. Yao, I. Manas-Zloczower: Influence of design on dispersive mixing performance in an axial discharge continuous mixer – LCMAX 40; *Polymer Engineering and Science* 38 (1998) 6, 936/946
- [68] C.-H. Yao, I. Manas-Zloczower: Influence of design on mixing efficiency in a variable intermeshing clearance mixer; *International Polymer Processing XII* (1997) 2, 92/103
- [69] L. Erwin: Principles of laminar fluid/fluid mixing, in: *Mixing in Polymer Processing*, Ed.: C. Rauwendaal; Marcel Dekker, Inc., New York 1991, 1/16
- [70] C. Rauwendaal: *Polymer Mixing*; Hanser Publishers, München 1998
- [71] R. B. Bird, W. E. Stewart, E. N. Lightfoot: *Transport Phenomena*; J. Wiley & Sons, Inc., New York London Sydney 1966
- [72] D. D. Fuller: Lubrication Mechanics, in: *Handbook of Fluid Dynamics*, Ed.: V. L. Streeter; Mc. Graw-Hill, New York 1961
- [73] D. A. Edwards, H. Brenner, D. T. Wasan: *Interfacial transport processes and rheology*; Reed Publishing Inc., Stonheam 1991
- [74] J. C. Slattery: *Interfacial transport phenomena*; Springer Verlag, New York 1990
- [75] H. D. Baehr: *Thermodynamik*; Springer Verlag, Berlin 1992
- [76] L. E. Scriven: Dynamics of a fluid interface, *Chemical Engineering Science* 12 (1960) 1, 98/108

- [77] W. A. Gifford: The effect of surface tension on extrudate swell from square and rectangular channels; *Polymer Engineering and Science* 38 (1998) 7, 1167/1173
- [78] S. F. Kistler, L.E. Scriven: Coating flows, in: *Computational analysis of polymer processing*, Ed.: J.R.A. Pearson, S. M. Richardson; Applied Science Publishers Ltd. London 1983, 243/299
- [79] E. B. Dussan: The moving contact line: The slip boundary condition; *Journal of Fluid Mechanics* 77 (1976) 4, 665/684
- [80] L. M. Hocking: A moving fluid interface, Part 2. The removal of the force singularity by a slip flow; *Journal of Fluid Mechanics* 79 (1977) 2, 209/229
- [81] J. M. Floryan, H. Rasmussen: Numerical Methods for viscous flows with moving boundaries; *Applied Mechanics Reviews* 42 (1989) 12, 323/341
- [82] H. P. Wang, H. S. Lee: Numerical techniques for free and moving boundary problems, in: *Fundamentals of Computer Modelling for Polymer Processing*, Ed.: C. L. Tucker III; Hanser Verlag, München Wien New York 1989, 369/401
- [83] R. Scardovelli, S. Zaleski: Direct Numerical Simulation of Free-Surface and Interfacial Flow; *Annual Reviews of Fluid Mechanics* 31 (1999), 567/603
- [84] J. H. Jeong, D. Yang: Three-dimensional finite element analysis of transient fluid flow with free-surface using marker surface method and adaptive grid refinement; *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 29 (1999), 657/684
- [85] C. A. Powell, M. D. Savage: Numerical simulation of transient free surface flow with moving contact lines; *Communications in Numerical Methods in Engineering* 17 (2001), 581/588
- [86] S. Shin, W. I. Lee: Finite element analysis of incompressible viscous flow with moving free surface by selective volume of fluid method; *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21 (2001), 197/206
- [87] F. H. Harlow, A. A. Welch: Numerical calculation of time dependent viscous incompressible flow of fluid with a free surface; *Physics of Fluids* 8 (1965), 2182/2189

- [88] H. P. Wang: Modelling of Processes involving moving boundaries; Polymer Processing, Modelling and Validation, The Winter Annual Meeting of the ASME, San Francisco, MD-15 (1989), 67/75
- [89] C. W. Hirt, B. D. Nichols: Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries; Journal of Computational Physics 39 (1981), 201/225
- [90] C. M. Lemos: Wave braking – A numerical study; Lecture Notes in Engineering; Vol. 71, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg 1992
- [91] C. W. Hirt, J. L. Cook, T. D. Butler: A lagrangian method for calculation of the dynamics of an incompressible fluid with free surface; Journal of Computational Physics 5 (1970), 103/124
- [92] P. Bach, O. Hassager: An Algorithm for the use of the Lagrangian specification in Newtonian fluid mechanics and applications to free-surface flow; Journal of Fluid Mechanics 152 (1985), 173/190
- [93] J. Petera, V. Nassehi: Finite Element Modelling of free surface viscoelastic flows with particular application to rubber mixing; International Journal for Numerical Methods in Fluids 23 (1996), 1117/1132
- [94] F. Muttin, T. Coupez, M. Bellet, J. L. Chenot: Lagrangian finite-element analysis of time-dependent viscous free-surface flow using automatic remeshing technique: Application to metal casting flow; International Journal for Numerical Methods in Engineering 36 (1993), 2001/2015
- [95] R. E. Nickel, R. I. Tanner, B. Caswell: The solution of viscous incompressible jet and free-surface flows using finite-element methods; Journal of Fluid Mechanics 65 (1974) 1, 189/206
- [96] B. Caswell, M. Viriyayuthakorn: Finite element simulation of die swell for a Maxwell fluid; Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics 12 (1983), 13/29
- [97] R. Klostermann: Das Strömungsfeld mit freier Oberfläche zwischen zwei gleichsinnig rotierenden Walzen; Dissertation Hannover 1995

- [98] R. I. Tanner: Extrudate Swell in: Computational Analysis of Polymer Processing Ed.: J. R. A. Pearson, S. M. Richardson; Applied Science Publishers, New York 1983, 63/91
- [99] F. M. Orr, L. E. Scriven: Rimming flow: Numerical simulation of steady, viscous, free-surface flow with surface tension; Journal of Fluid Mechanics 84 (1978) 1, 145/165
- [100] K. J. Ruschak: A method for incorporating free boundaries with surface tension in finite element fluid flow simulators; International Journal for Numerical Methods in Engineering 15 (1980), 639/648
- [101] D. J. Coyle, C. W. Macosco, L. E. Scriven: Film-splitting flows in forward roll coating; Journal of Fluid Mechanics 171 (1986), 183/207
- [102] N. Ramanan, S. Engelman: An Algorithm for simulation of steady free surface flows; International Journal for Numerical Methods in Fluids 22 (1996), 103/120
- [103] H. S. Khashgi, L. E. Scriven: Penalty finite element analysis of time-dependent twodimensional free surface film flows; Proceedings of the Fourth International Symposium of Finite Element Methods in Flow Problems, Tokyo (1982), 113/120
- [104] C. W. Hirt, A. A. Amsden, J. L. Cook: An arbitrary lagrangian-eulerian computing method for all flow speeds; Journal of Computational Physics 14 (1974), 227/253
- [105] S.-I. Tanifuji, T. Kikuchi, J.-I. Takimoto, K. Koyama: Overall Numerical Simulations of Extrusion Blow Molding Process; Polymer Engineering and Science 40 (2000) 8, 1878/1893
- [106] H. P. Wang, R. T. McLay: Automatic remeshing scheme for modeling hot forming processes; Journal of Fluids Engineering, ASME, 108 (1986) 465/469
- [107] C.-C. Lee, F. Folgar, C. L. Tucker: Simulation of compression molding for fiber-reinforced thermosetting polymers; Journal of Engineering for Industry 106 (1984), 114/125

- [108] V. Nassehi, M. H. Ghoreishy: Finite element analysis of mixing in partially filled twin blade internal mixers; *International Polymer Processing XIII* (1998) 3, 231/238
- [109] D. L. Trafford, S. I. Gucci, M. J: Crochet: A Numerical Grid Generation Approach to the injection molding problem; *Proceedings of Numiform 1986*, Sweden, 1986
- [110] Polyflow 3.9 Users Guide, Fluent Inc. 2002
- [111] R. P. Brent: *Algorithms for Minimization without Derivatives*; Englewood Cliffs, NJ, Prentice Hall, 1973

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Sabine Luther
Geburtsdatum: 20.10.1966
Geburtsort: Hamburg
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: verheiratet, 1 Kind

Schulbesuch

September 1973 - Juli 1977 Grundschule Ahrensburger Weg, Hamburg
September 1977 - Juni 1986 Walddorfer Gymnasium, Hamburg

Hochschulstudium

Oktober 1986 - April 1993 Maschinenbaustudium
Vertiefungsrichtung Verfahrenstechnik
Technische Universität Braunschweig
September 1989 - August 1990 Chemical Engineering
University of Waterloo, Kanada

Berufliche Tätigkeiten

September 1990 - Dezember 1990 Forschungsassistentin
Xerox Research Centre of Canada, Oakville, Ontario
Juli 1993 - Dezember 1994 Wissenschaftliche Mitarbeiterin
Lehrkraft für besondere Aufgaben
Institut für Heizungs- und Klimatechnik
Fachhochschule Braunschweig / Wolfenbüttel
Januar 1995 - September 2000 Entwicklungsingenieurin
Paul Troester Maschinenfabrik, Hannover
Oktober 2000 - März 2003 Wissenschaftliche Mitarbeiterin
Institut für Verfahrenstechnik, Universität Hannover
Institutsleitung: Prof. Dr.-Ing. D. Mewes
seit März 2003 Deutsches Institut für Kautschuktechnologie e. V.
Hannover

Hannover, April 2003