

Modellierung, Simulation und experimentelle Untersuchung miniaturisierter Schaltventile mit Stoßantrieb

Von der Fakultät Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.–Ing.)
genehmigte Abhandlung

von
Christian Fischer
aus Schorndorf

Hauptberichter: Prof. Dr.–Ing. Prof. E.h. Peter Eberhard
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Heinz Kück (i.R.)
Tag der mündlichen Prüfung: 17. Juli 2015

Institut für Technische und Numerische Mechanik
der Universität Stuttgart

2015

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Technische und Numerische Mechanik der Universität Stuttgart und fasst die Ergebnisse meiner Forschungstätigkeit zusammen. Das Thema entstand durch das mit dem Hahn-Schickard-Institut für Mikroaufbautechnik (HSG-IMAT) gemeinsam durchgeführte und durch das Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie geförderte Forschungsvorhaben 341ZN der AiF-Forschungsvereinigung mit dem Titel „Miniaturisiertes Schaltventil mit Medientrennung“.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Prof. E.h. Peter Eberhard für das mir und meiner Arbeit stets entgegengebrachte Vertrauen. Die von ihm geförderte offene und vertrauensvolle Atmosphäre am Institut hat wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Prof. Dr. rer. nat. Heinz Kück danke ich für die Bereitschaft zur Übernahme des Mitberichts und die zügige Erstellung des Zweitgutachtens.

Danken möchte ich auch den Kollegen des Instituts, die in vielen fachlichen Diskussionen immer wieder Anregungen für meine Arbeit gegeben haben und durch ihre freundliche Art für ein großes Gemeinschaftsgefühl und für eine angenehme und schöne Zeit gesorgt haben.

Auch allen Studenten, die im Rahmen ihrer studentischen Arbeiten unterschiedliche Teilaspekte meines Forschungsthemas untersucht haben, möchte ich an dieser Stelle danken.

Die Erlebnisse in dieser Zeit und die Menschen haben dazu beigetragen, dass ich mich wie nie zuvor über einen solch langen Zeitraum einer Aufgabe mit meiner ganzen Freude und Motivation verschrieben habe. Danke für diese Zeit.

Plüderhausen, im September 2015

Christian Fischer

Inhalt

Kurzfassung	IX
Abstract	XI
1 Einleitung	1
2 Miniaturisiertes Schaltventil mit Stoßantrieb	5
2.1 Funktionsprinzip stoßerregter Schaltventile	6
2.2 Aktoren zur Stoßanregung	7
2.3 Entwurf des Ventilgehäuses	8
2.3.1 Schaltventil mit Schaltwippe	9
2.3.2 Entwurf mit elastischem Ventilsitz und einem Aktor	10
3 Stoßsimulation ohne Fluid	13
3.1 Elastisches Mehrkörpermodell	13
3.1.1 Modellierung des Stoßes	14
3.1.2 Untersuchung des Einflusses verschiedener Parameter	19
3.1.3 Stoß mit Biegebalken	25
3.2 Vergleich mit Finite-Elemente-Berechnungen	27
3.2.1 Finite-Elemente-Modell	27
3.2.2 Ergebnisse mit linear-elastischem Material	29
3.2.3 Simulation wiederholter Stöße	33
3.2.4 Ergebnisse wiederholter Stöße mit nichtlinearem Material	34
3.3 Anwendung auf das miniaturisierte Schaltventil	40
3.3.1 Folgerungen aus den Simulationen für die Konstruktion	41

3.3.2	Konzepte und Prototypen	41
4	Stoßsimulation mit Fluideinfluss	47
4.1	Einfluss von Fluiden beim Stoß	48
4.2	Fluid-Struktur-Wechselwirkung der Platte beim Stoß	49
4.2.1	Modellierung der Platte mit akustischer Fluid-Struktur- Wechselwirkung	49
4.2.2	Simulation und Vergleich zum trockenen Stoß	53
4.3	Simulation von Spaltströmungen	58
4.3.1	Modellierung der Spaltströmung zwischen Platte und Kugel	59
4.3.2	Validierung des Modells	63
4.3.3	Ergebnisse und Einfluss auf den Wirkungsgrad	66
4.4	Anwendung auf das miniaturisierte Schaltventil	70
4.4.1	Folgerungen für die Konstruktion	71
4.4.2	Fluideinflüsse beim Entwurf mit Schaltwippe und Piezobiegewandler	72
4.4.3	Umschaltvorgang mit Fluid	73
4.4.4	Messungen an Prototypen	78
5	Experimente am vereinfachten Stoßmodell	81
5.1	Funktionsweise des Laser-Doppler-Vibrometers	82
5.1.1	Relativistischer Doppler-Effekt	82
5.1.2	Michelson Interferometer	83
5.1.3	Aufbau des Laser-Doppler-Vibrometers	84
5.2	Experimenteller Aufbau und Auswertung	85
5.2.1	Aufbau des Impulsmessplatzes	86
5.2.2	Ablauf des Messungen	90
5.2.3	Fehlerquellen	90
5.2.4	Automatisierte Auswerteroutine	92
5.2.5	Auswertung bei Messungen mit Fluiden	94
5.2.6	Vergleich zur Simulation	97
5.3	Messergebnisse	99

5.3.1	Trockene Stöße	99
5.3.2	Flüssigkeitseinfluss auf die Plattenschwingung	103
5.3.3	Stöße mit Flüssigkeitseinfluss	104
6	Zusammenfassung	107
	Literatur	109

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird eine systematische Methodik zur grundlegenden Untersuchung von Stößen mit und ohne Fluid und zur Simulation stoßbetriebener Schaltventile vorgestellt. Der Kerngedanke eines stoßbetriebenen Schaltventils besteht darin, mit einem Aktor eine hohe Kraft in kurzer Zeit zu erzeugen, die eine dünne Gehäusewand bzw. eine fest eingespannte Platte verformt und eine Kugel im Ventil bzw. auf der anderen Plattenseite durch einen Stoß beschleunigt. Diese Kugel wechselt dann im Ventil ihre Position. Dabei ist der Wirkungsgrad der Energieübertragung, welcher die kinetische Energie der inneren Kugel nach dem Stoß bestimmt, besonders wichtig, um robustes Umschalten zu ermöglichen.

Es wird in einem mehrstufigen Prozess die Simulation des Stoßvorgangs ermöglicht. Zunächst wird anhand eines vereinfachten, vergrößerten Modells durch Experimente der Wirkungsgrad der Stoßübertragung unterschiedlicher Materialkombinationen und Geometrien bestimmt. Mit diesen Ergebnissen werden nichtlineare Finite-Elemente-Modelle desselben Modells unter Verwendung nichtlinearer Materialmodelle verglichen und validiert. In einem dritten Schritt wird ein elastisches Mehrkörpermodell erstellt und mit Hilfe der Simulationsergebnisse der Finite-Elemente-Simulation validiert. Dieses Modell dient dann der Simulation der Stoßvorgänge und auf Grund der extrem geringen Rechenzeiten der Durchführung von Parameterstudien und der Optimierung des Wirkungsgrades. Dadurch können viele Erkenntnisse gewonnen werden, die der Entwicklung neuer Ventilvarianten dienen. Beispielsweise wird sich herausstellen, dass die Periodendauer der ersten Eigenfrequenz der Platte mindestens halb so groß wie die Stoßdauer sein sollte, dass die Elastizitätsmodule der Kugeln möglichst hoch sein sollten und der E-Modul der Platte möglichst gering. Außerdem sollte die Platte möglichst dünn und die Oberfläche der Stoßkörper möglichst wenig gekrümmt sein.

Für die Untersuchung des Fluideinflusses auf den Stoß wurde das Finite-Elemente-Modell der Platte im elastischen Mehrkörpermodell durch ein Modell ersetzt, welches die Wechselwirkung der Platte mit einem umgebenden Fluid beschreibt. Damit können dann die Experimente, die mit Fluid durchgeführt wurden, verglichen werden. Dabei ist die Auswertung der Ergebnisse mit Fluid nicht direkt möglich, denn es müssen einige Effekte kompensiert werden, die der Brechungsindex des Fluids direkt auf die Messung hat. Es zeigt sich dann aber, dass die Ergebnisse gut überein stimmen. Des Weiteren zeigt sich, dass der Stoß nicht von der Viskosität des Fluids, sondern lediglich von dessen Dichte abhängt.

Der Einfluss der Viskosität spielt jedoch eine Rolle, wenn zu Beginn des Stoßes ein kleiner Spalt zwischen der Platte und der Kugel ist und unmittelbar nach dem Stoß, wenn sich die Kugel von der Platte entfernt und Fluid nachströmen muss. Dazu wurde ein Simulationsmodell zur Berechnung des Squeeze-Film-Effekts entwickelt und in das elastische Mehrkörpermodell integriert. Für die Bewegung der Kugel während des Umschaltvorgangs

im Ventil wurden CFD-Simulationen mit der ALE-Erweiterung zur Beschreibung der Netzverformungen unter mehreren Methoden als beste befunden und verwendet. Damit stellt man fest, dass der Einfluss von Wasser auf die Kugelbewegung recht gering ist und das Umschalten kaum behindert. Öl hingegen bremst die Kugel stark ab, so dass robustes Umschalten nicht mehr sichergestellt werden kann.

Durch Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera kann außerdem das Verhalten eines Prototypen beobachtet und es können Vermutungen aus der Simulation bestätigt werden. Darauf aufbauend wurde ein verbessertes Konzept dieses Prototyps vorgeschlagen.

Abstract

In this work, a systematic methodology for the detailed investigation of impacts with and without the influence of fluids is presented in order to simulate impact actuated shift valves. The functional principle of an impact actuated shift valve is, that an actuator creates a high force in a short time on the casing of the valve, or the fixed plate in the simplified case. The fixed plate hits a sphere on the other side and accelerates it, so that the sphere can switch its position. In this process, the efficiency of the energy transmission or the kinetic energy of the inner sphere is very important in order to achieve robust switching.

The simulation of the impact is made possible using a multi-stage process. At first, a simplified scaled-up model is created and investigated in experiments which determine the efficiency of the impact transmission of different materials and geometries. With these results, a nonlinear finite element model using nonlinear material laws is tested and validated. An elastic multibody model is created in the third step, using the simulation results of the previously validated finite element model. This simulation model is used now to simulate the impacts and can be used, due to its extremely low computational time, to perform parameter studies and optimise the efficiency. Thereby, much insight is gained which is needed for the development of new valve designs. For example, the period of the first eigenfrequency of the plate should be at least twice the contact time, the elastic modulus of the spheres must be as high as possible and the elastic modulus of the plate should be as low as possible. Furthermore, the plate should be as thin as possible and the surface of the impacting bodies should be curved as little as possible.

For the investigation of the influence of fluids on the impact, the finite element model representing the plate in the elastic multibody model is replaced by a model which contains the interaction of the plate with the surrounding fluid. With this model, the experimental results with fluids are compared. The experiments with fluids cannot be evaluated directly because the refractive index of the fluid influences the experimental method; therefore, the evaluation method must compensate for these influences. It is found that the results are in good agreement and the viscosity of the fluid does not influence the impact but its density does.

The influence of the viscosity plays a role if there is a gap between the plate and the inner sphere before impact. To investigate this influence, a simulation model which is based on the squeeze-film effect is developed and integrated in the elastic multibody model. For the movement of the sphere in the valve during the shifting process, CFD-simulations using the ALE-extension are selected from different methods as best choice. Using this, it is found that the influence of water on the movement of the sphere is comparatively small and switching is only affected marginally. Oil, however, decelerates the sphere much more so that robust switching cannot be ensured any more.

Using measurements with a high-speed camera, the behaviour of a prototype could be

observed and a presumption from simulation results could be proven. Based on that, an improved design of this prototype is presented.

Kapitel 1

Einleitung

Im Rahmen eines Forschungsprojekts wurden gemeinsam mit dem Institut für Mikroaufbautechnik der Hahn-Schickard-Gesellschaft e.V. (HSG-IMAT) verschiedene Konzepte bistabiler Schaltventile mit Medientrennung untersucht. Dabei wurde von Anfang an auf stoßbetriebene Konzepte gesetzt, deren Umschaltvorgang durch einen mechanischen Stoß verursacht wird. Hintergrund des Forschungsprojekts ist die Entwicklung eines aktiv schaltbaren, implantierbaren Schaltventils für die Hydrocephalus-Krankheit, das dann neue Therapieformen ermöglicht. Die Entwicklung und die Untersuchung verschiedener Konzepte solcher Ventile wurde in [FritzFischer12], [FischerEtAl13] und [Fritz12] beschrieben. Das Ziel dieser Arbeit ist die im Rahmen dieses Forschungsprojekts durchgeführten grundlegenden Untersuchungen zu Stößen im Zusammenhang mit stoßbetriebenen Schaltventilen zu vertiefen. Insbesondere ist aber die verwendete Methodik vorzustellen und ein tiefgreifendes Verständnis der Zusammenhänge zu vermitteln, so dass zukünftig noch robustere und bessere Ventile mit Stoßantrieb entwickelt werden können. Die erarbeitete Methodik und die Erkenntnisse lassen sich auch auf andere technische Probleme übertragen, die ein Verständnis der Impuls- bzw. Stoßübertragung durch eine Platte oder Gehäusewand verlangen.

Stöße sind hochdynamische, stark nichtlineare Vorgänge, die von vielen Parametern auf komplexe Art und Weise zusammenhängen. Deshalb beeinflussen sich einerseits die Parameter stark gegenseitig, aber auch die Simulationsmethoden müssen geeignet sein, um diese Komplexität abzubilden. Dabei ist es besonders nützlich, möglichst einfache Modelle und Methoden zu finden, die das Verhalten noch ausreichend gut abbilden können. Daraus ergeben sich viele Vorteile. Einfachere Modelle sind im Allgemeinen auch einfacher zu handhaben, schneller, leichter anpassbar und nicht zuletzt lässt sich oft ein tieferer Einblick in die Wirkungsweise des Systems erlangen. Aus diesem Grund wird ein elastisches Mehrkörpermodell erstellt, das Schritt für Schritt erweitert wird, um zunächst trockene Stöße und in einem weiteren Schritt Stöße mit Fluiden simulieren zu können. Dieses Modell wird durch ein aufwendiges nichtlineares Finite-Elemente-Modell validiert.

Durch systematische Reduktion der Detailtiefe des elastischen Mehrkörpermodells können Informationen über unterschiedliche Effekte gewonnen werden. Auch im Vergleich zum Finite-Elemente-Modell wird bei Effekten, die im elastischen Mehrkörpermodell nicht modelliert sind, deutlich, dass diese auch keinen großen Einfluss haben können. Die Modellierung des elastischen Mehrkörpermodells und des Finite-Elemente-Modells basiert auf den Vorschlägen von [Seifried05] und [SeifriedSchiehlenEberhard05], worin ähnliche Untersuchungen an gestoßenen Stäben durchgeführt wurden.

Durch die Verwendung nichtlinearer Materialmodelle kann mit dem Finite-Elemente-Modell auch die Plastifizierung der Kontaktstelle untersucht und deren Einfluss auf mehrere wiederholte Stöße auf dieselbe Kontaktstelle mit jeweils weiterer Plastifizierung berechnet werden. Diese Simulationen dienen jedoch nur indirekt der Ventilentwicklung. Vielmehr soll hier ein Vergleich zu Experimenten durchgeführt werden und es sollen Unterschiede zwischen Simulation und Experiment erklärt werden. Diese zeigen durch lokale plastische Verformung einen ansteigenden Wirkungsgrad bei zunehmender Anzahl an Stößen. Auch dazu gibt es vergleichbare Untersuchungen an gestoßenen Stäben, siehe [MinamotoEtAl11], [MinamotoEtAl08] und [SeifriedMinamotoEberhard10].

Nachdem die Zuverlässigkeit der elastischen Mehrkörpersimulationen mit Finite-Elemente-Simulationen validiert wurde, können vielfältige Untersuchungen zum Einfluss der unterschiedlichen Parameter, wie die Geometrie der Stoßkörper, Materialeigenschaften oder Massen durchgeführt werden. Die daraus gewonnenen Erkenntnisse werden derart zusammengefasst, dass die Entwicklung von Schaltventilen einfacher und effizienter durchgeführt werden kann.

Der zweite wesentliche Teil, der für die Ventilentwicklung wichtig ist, ist der Einfluss von Fluiden einerseits auf den Stoß selbst, aber auch auf den Umschaltvorgang. Um den Einfluss von Fluiden mit zu berücksichtigen, müssen über die bisherigen Modelle hinaus unterschiedliche Modelle zur Simulation der unterschiedlichen Einflüsse erstellt, validiert und mit den elastischen Mehrkörpermodellen gekoppelt werden. Dazu wird jedoch nicht ein großes Modell, sondern es werden mehrere unterschiedliche Modelle für die jeweiligen Anforderungen und die zu beschreibenden Effekte verwendet. Zunächst ist nach [Lamb20] bekannt, dass sich die Dynamik schwingender Strukturen in Kontakt mit Flüssigkeiten stark verändert. Da sich das Ventilgehäuse bzw. die Platte als Übertragungselement einseitig in Kontakt mit einem Fluid befindet, wird ein Finite-Elemente-Modell dieser akustischen Fluid-Struktur-Wechselwirkung erstellt, um die veränderte Dynamik der Platte zu bestimmen. Diese wird in Form von Eigenwerten und Eigenvektoren im elastischen Mehrkörpermodell dazu verwendet, den Stoß unter Fluideinfluss zu simulieren.

Des Weiteren stellt sich die Frage, inwieweit die Viskosität des Fluids den Stoß selbst und danach den Umschaltvorgang beeinflusst. Sicher ist, dass einfache Zusammenhänge, wie die freie Umströmung einer Kugel, hier nicht verwendet werden können. Für die Simulation des Einflusses der Viskosität bei engen Spalten wird ein Strömungssimulations-Modul für

das elastische Mehrkörpermodell erstellt. Es basiert auf den Reynolds-Gleichungen für enge Spalte, auch bekannt als Squeeze-Film-Effekt. Mit diesem Modell lässt sich dann der Stoß simulieren, falls ein kleiner Spalt zwischen Kugel und Platte vorliegt. Auch die Verzögerung der Kugel nach dem Stoß durch das nachströmende Fluid lässt sich mit Hilfe dieses Modells für einen sehr kurzen Zeitraum simulieren.

Um allerdings den Umschaltvorgang, also die Bewegung der Kugel im Ventilgehäuse, zu berechnen, müssen die Navier-Stokes-Gleichungen gelöst werden. Dabei entsteht aber eine Vielzahl an Schwierigkeiten, die mit der dreidimensionalen Strömungssimulation einhergehen, denn durch die großen Bewegungen der Kugel im Ventilgehäuse geraten netzbasierte Methoden an ihre Grenzen. Außerdem führen die hohen Rechenzeiten, der aufwendige Aufbau der Modelle, sowie die numerische Stabilität zu einem erheblichen Aufwand, Simulationen durchzuführen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden viele verschiedene Methoden zur Simulation der Kugelbewegung untersucht. Die Smoothed-Particle-Hydrodynamics-Methode und die Immersed-Boundary-Methode sind beide prinzipiell gut geeignet die Beschreibung der großen Bewegungen der Kugel zu ermöglichen. Allerdings ergeben sich dabei viele Probleme, wie ungenaue Ergebnisse, unvollständige Implementierung in den Simulationsprogrammen oder extrem hohe Rechenzeiten. Deshalb wird, trotz des hohen Aufwandes für die Netzbewegung, die klassische netzbasierte Arbitrary-Lagrangian-Eulerian-Methode, basierend auf der Finite-Volumen-Methode, für das Fluid verwendet. Damit wird an einem Ventilmodell die Bewegung der Kugel mit unterschiedlichen Fluiden simuliert.

Dem gegenüber steht die experimentelle Seite dieser Arbeit. Einerseits wird ein Prototyp mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera vermessen, womit dann die Ergebnisse der Simulation bestätigt werden können. Andererseits wird an einem vereinfachten Modell, bestehend aus zwei Kugeln und einer fest eingespannten Platte, mit Laser-Doppler-Vibrometern der Stoßvorgang im Detail untersucht. Dabei werden unterschiedliche Kugeln, Platten und unterschiedliche Flüssigkeiten bei den Versuchen mit Fluiden verwendet. Diese Experimente dienen in erster Linie der Validierung der Simulationsmodelle, die ebenfalls dieses vereinfachte und skalierte Modell simulieren können. Die damit validierten Simulationsmodelle können dann auf den kleineren Maßstab des miniaturisierten Schaltventils angewendet werden, bei dem Messungen wesentlich schwieriger und weniger genau wären.

Der inhaltliche Aufbau der Arbeit ist thematisch unterteilt, so dass nach dem ersten Teil, der das Konzept des miniaturisierten Schaltventils mit einigen Entwürfen und Prototypen einführt, ein Kapitel über die Simulation von Stößen ohne Fluide folgt. Anschließend werden die Simulationsmodelle mit Fluid sowie die Ergebnisse vorgestellt. Bis dann im letzten Kapitel die experimentelle Untersuchung des vereinfachten Stoßmodells zusammen mit der damit einhergehenden Validierung der Simulationsmodelle folgt. In den beiden Simulationskapiteln sind die wesentlichen Erkenntnisse aus den Untersuchungen dargestellt, um die Entwicklung zukünftiger Schaltventile zu erleichtern.

Kapitel 2

Miniaturisiertes Schaltventil mit Stoßantrieb

Häufig werden in technischen Systemen oder Geräten Schaltventile dazu verwendet, Strömungen zu regeln beziehungsweise zu schalten. Wegen der sehr großen Zahl an Anwendungen werden diese vielfach in der Industrie, aber auch im täglichen Leben verwendet, beispielsweise in der Wasserversorgung, in Wärme- und Kältemaschinen oder Haushaltsgeräten. Viele Anwendungen setzen voraus, dass das Medium im Ventil vom äußeren, das Ventil umgebende Medium vollständig getrennt ist. Diese Medientrennung wird besonders in Fällen, bei denen hohe Reinheitsanforderungen bestehen oder aggressive Medien verwendet werden, gefordert. Hierbei ist der Stand der Technik bei Schaltventilen mit Medientrennung, dass verformbare Membranen verwendet werden, die im verformten Zustand entweder die Durchströmung erlauben oder blockieren. Meist wird dabei der Schaltvorgang von einer Magnetspule durchgeführt. Der Nachteil dieser Ventilkonzepte ist, dass Membranventile den geschlossenen oder geöffneten Zustand nur halten können, wenn dem System Energie zugeführt wird.

Eine sehr spezielle Anwendung von Schaltventilen ist die Behandlung der Hydrozephalus-Krankheit, auch Wasserkopf genannt [Fritz12]. Dabei wird ein Schaltventil als Cerebralshunt meist in den Bauchraum implantiert, welcher überflüssige Hirnflüssigkeit ableitet, um den Hirndruck zu reduzieren. Heutzutage existieren passive Shunt-Ventile, die abhängig vom Druck der Hirnflüssigkeit schalten und nicht von außerhalb betätigt werden können. Allerdings besteht die Nachfrage nach aktiv schaltbaren Ventilen, um weitere Therapieformen und Diagnosen für die Hydrozephalus-Krankheit zu ermöglichen. Eine weitere Einschränkung bei der Auswahl der Aktoren stellt die geforderte MRT-Verträglichkeit dar, so dass keine ferromagnetischen Materialien im Schaltventil verwendet werden können, da diese durch die starken Magnetfelder des MRT Kräfte erfahren würden, die das Gewebe beschädigen können.

Ein neuartiges Ventilkonzept, basierend auf den genannten Bedingungen, wurde im Rahmen

eines Forschungsprojekts entwickelt und in [FritzFischer12], [Fritz12] und [FischerEtAl13] vorgestellt. Das vorgestellte Konzept soll durch eine Stoßanregung die geforderten Kriterien eines implantierbaren, aktiv schaltbaren Ventils erfüllen. Selbstverständlich kann dieses Ventilkonzept auch bei anderen Anwendungen mit vergleichbaren Anforderungen eingesetzt werden.

Während der Untersuchung des Stoßvorgangs sind viele Zusammenhänge in die Entwicklung von Prototypen eingeflossen, die in [FritzFischer12], [Fritz12] und [FischerEtAl13] vorgestellt wurden. Die vielfältigen Randbedingung, die in der Konstruktion von Prototypen berücksichtigt werden müssen, sind in einem Lastenheft festgelegt, das unter anderem in [Fritz12] beschrieben ist. Im Folgenden sollen einige Möglichkeiten der Stoßzeugung, sowie der Umsetzung eines solchen Ventils aus [FischerEtAl13] und [Fritz12] vorgestellt werden. Dieses Kapitel soll nicht die Entwicklung und Konstruktion stoßbetriebener Schaltventile abdecken, sondern einen Einblick in das Funktionsprinzip und die Prinzipien einiger ausgewählter Konzepte aufzeigen. In vollem Umfang wird die konstruktive Entwicklung in [Fritz12] behandelt. Darin werden die Grundlagen von Schaltventilen erläutert, die Anforderungen an ein miniaturisiertes Schaltventil formuliert und detaillierte Voruntersuchungen zur Umsetzbarkeit eines solchen Ventils vorgestellt. Außerdem werden systematisch unterschiedliche Stoßantriebe, verschiedene Konzepte zur Umsetzung der Ventilkammer und verschiedene Varianten eines solchen Schaltventils vorgestellt. Diese werden dann als Prototypen gefertigt und mit Experimenten bezüglich Funktion, Dichtigkeit, Energiebedarf und Langlebigkeit untersucht.

2.1 Funktionsprinzip stoßerregter Schaltventile

Das vorgestellte Ventilkonzept mit Medientrennung und Stoßantrieb basiert darauf, dass sich im Inneren des Ventils ein Körper, meist eine Kugel, befindet, der in zwei eindeutigen Positionen sein kann. Die eine Position erlaubt die Durchströmung des Ventils, die andere Position verhindert entweder die Durchströmung oder erlaubt eine Ausströmung aus einer anderen Öffnung. Das Grundkonzept ist in Bild 2.1 stark vereinfacht skizziert. Die zugrunde liegende Idee ist, dass von außerhalb ein Stoßimpuls durch die Ventilgehäusewand dringt, der der Kugel im Inneren ausreichend viel Energie mitgibt, um sicher die Position zu wechseln. Dabei können zwei Aktoren verwendet werden, einer für jede Position, oder auch mit einem Aktor ein Positionswechsel verursacht werden. Um ein versehentliches Umschalten auszuschließen, wird die Kugel über eine Feder in ihrer Position gehalten. Allerdings darf die Feder nicht zu steif sein, so dass die benötigte kinetische Energie der Kugel zu hoch ist, um die notwendige Federarbeit aufzubringen.

Das Konzept hat nach [FischerEtAl13], neben der Medientrennung, die folgenden weiteren Vorteile:

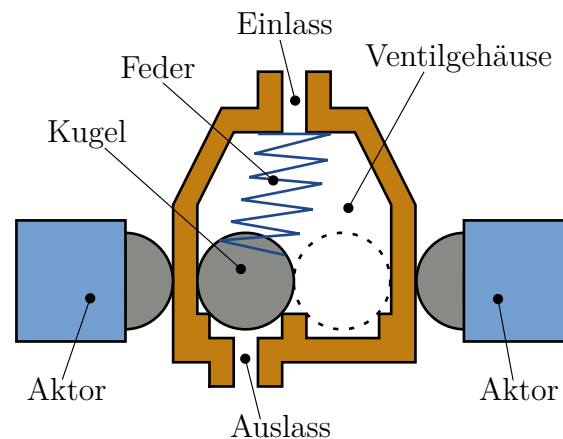


Bild 2.1: Grundprinzip des stoßbetriebenen Schaltventils (HSG-IMAT)

- Alle Teile, die mit dem Fluid in Verbindung kommen, können aus Materialien, wie Edelstahl, Titan oder Kunststoff gefertigt werden, die nicht mit dem Fluid reagieren. Dabei können auch Materialien gewählt werden, die MRT-verträglich sind.
- Durch die Natur des Stoßvorgangs, dass die Kräfte sehr groß sind und die Kugel anfangs die höchste Geschwindigkeit besitzt, bereiten Losbrecheffekte geringe Probleme.
- Da das Schaltventil bistabil ist, also ohne Energiezufuhr in beiden Schaltpositionen verbleiben kann, muss auch nur für das Umschalten Energie aufgebracht werden. Daher kann das Ventil sehr energieeffizient arbeiten und eignet sich besonders dann, wenn Zustände für längere Zeit gehalten werden müssen.
- Es können viele verschiedene Aktorvarianten verwendet werden, um den Umschaltvorgang auszulösen. Piezoelektrische, hydraulische, elektromagnetische oder pneumatische Aktoren sind denkbar. Auch manuelles Umschalten ist denkbar. Durch diesen modularen Aufbau des Schaltventils kann auch das Gehäuse des Schaltventils als Wegwerfteil entworfen werden, das nach einiger Zeit ausgetauscht werden kann.

2.2 Aktoren zur Stoßanregung

Unter Berücksichtigung der MRT-Sicherheit eines implantierbaren Ventils können zwei verschiedene piezoelektrische Aktorvarianten verwendet werden, da diese keine ferromagnetischen Materialien enthalten. Ein elektromagnetischer Hubmagnet wird als Alternative für andere Anwendungsfälle untersucht. Diese Art von Aktoren eignet sich gut für viele industrielle Anwendungen, da sie durch geringe Kosten und ohne aufwendige Elektronik auskommen.

Wie bei aktiven Implantaten üblich, muss die für die Piezoaktoren nötige Hochspannung

von einer Batterie gewonnen werden. Dafür wird am einfachsten ein Hochsetzsteller verwendet, welcher bei den beiden Piezoaktorvarianten etwas unterschiedlich aussehen muss. Der Hochsetzsteller als elektrotechnisches Grundelement ist in Bild 2.2 dargestellt. Bei geschlossenem Schalter wird in der Spule ein Magnetfeld aufgebaut. Wird dann der Schalter geöffnet, so wird nach der Lenz'schen Regel die Spule den Stromfluss aufrecht erhalten, so dass die Spannung an ihrem Ende ansteigt, bis die Spannung am Kondensator überschritten wird und die Diode öffnet. Der Strom fließt dann weiter und lädt den Kondensator weiter auf. Dabei wird das Magnetfeld der Spule abgebaut, bis der Schalter wieder schließt und der Vorgang von neuem beginnt. Dadurch wird die Spannung des Kondensators Schritt für Schritt erhöht.

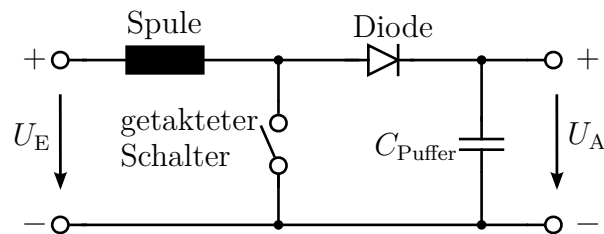


Bild 2.2: Schaltung eines Hochsetzstellers für die Umwandlung einer niedrigen Spannung in hohe Spannungen für die Piezo-Aktoren

Beim **Piezo-Stapelaktor** wird der Aktor über einen weiteren Schalter mit dem Ausgang der Schaltung verbunden. Wenn der Pufferkondensator vollständig aufgeladen ist und unter Hochspannung steht, wird der Schalter zum Aktor geschlossen und die volle Spannung liegt am Aktor an, der dann eine große Kraft entwickelt.

Der **Piezo-Biegewandler** ist im Vergleich zum Stapelaktor etwas einfacher zu benutzen. Der Piezoaktor wird einfach statt dem Pufferkondensator angeschlossen, so dass dieser Schritt für Schritt aufgeladen werden kann und sich langsam verformt. Anschließend wird der Piezoaktor über einen Schalter und einen kleinen Widerstand schnell entladen, dabei wird der Aktor nahezu schlagartig kraftlos und schnell mit hoher kinetischer Energie zurück in die Ausgangslage. Der Widerstand dient lediglich dem Schutz des Aktors. Wenn der Aktor die Ausgangslage erreicht, hat er eine hohe kinetische Energie und trifft so auf die Gehäusewand und löst damit den Umschaltvorgang aus.

2.3 Entwurf des Ventilgehäuses

Wie in Bild 2.1 zu sehen ist, ist die Kugel im Gehäuse in einem statisch überbestimmten Zustand. Sie muss einerseits sauber am Auslass anliegen um die Dichtheitsanforderungen zu gewährleisten und andererseits ohne Spalt die Gehäusewand berühren, da sonst der Stoß stark beeinträchtigt wird. Eine Möglichkeit ist dann, dass die entwickelten Konzepte

mehr Freiheitsgrade haben, um beide Bedingungen erfüllen zu können. Mit dieser Problematik und der Erarbeitung der unterschiedlichen Konzepte beschäftigt sich [Fritz12] sehr detailliert. In diesem Abschnitt sollen zwei Konzepte, die auch im weiteren Verlauf untersucht werden, kurz vorgestellt werden.

2.3.1 Schaltventil mit Schaltwippe

Bei diesem Konzept sind die beiden Funktionen *Abdichten* und *Stoßübertragung* in zwei Teile aufgetrennt. Es wird, wie in Bild 2.3 in der Schnittdarstellung zu sehen ist, eine Wippe verwendet, um den Durchfluss zu öffnen und zu versperren, und eine Kugel, die durch den Stoß in Bewegung versetzt wird und dann die Wippe umlegt. Hier wird die Energie des Stoßes auf die Kugel übertragen, die dann zwischen den beiden Positionen wechselt. Diese Wippe öffnet oder verschließt dann den Auslass. Geometrische Ungenauigkeiten führen hier nur zu einem leicht versetzten Kontaktpunkt, aber nicht zu einem Verlust der Dichtfunktion. Die Kugel ist auch hier durch die Feder auf zwei eindeutige Positionen festgelegt, sofern der Umschaltvorgang funktioniert und die Federkraft groß genug ist. Die Energie des Stoßes wird auf die Kugel übertragen, die dann zwischen den beiden Positionen wechselt.

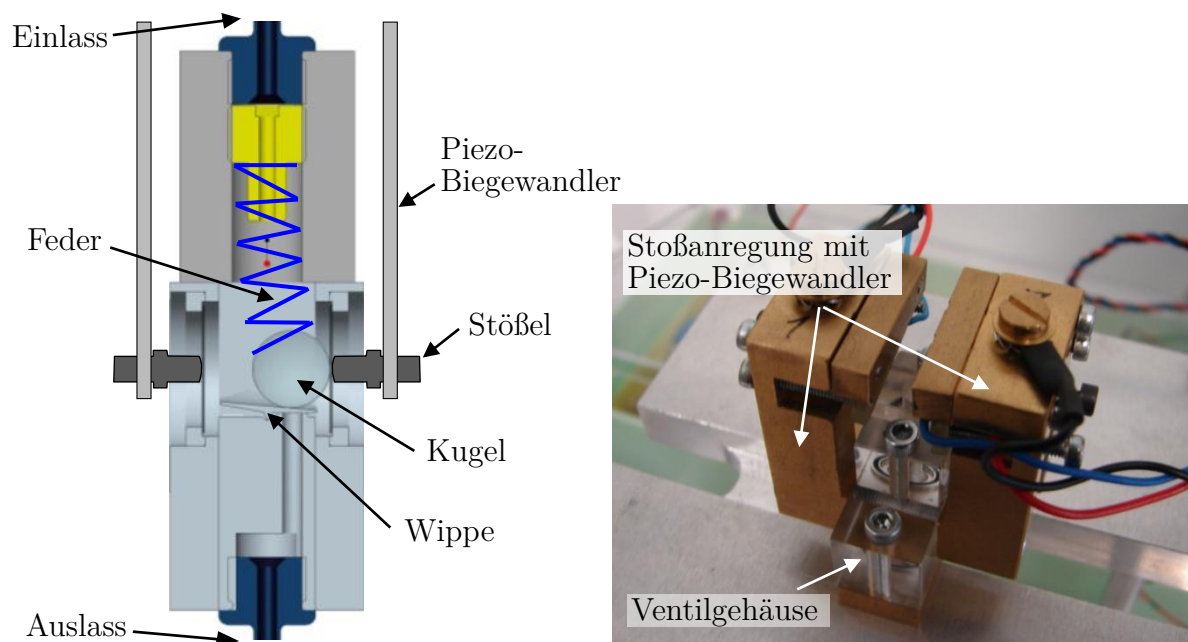


Bild 2.3: Entwurf und Prototyp mit Schaltwippe und zwei Piezo-Biegewandlern (HSG-IMAT)

Geometrische Ungenauigkeiten führen hier nur zu einem leicht versetzten Kontaktpunkt, aber nicht zu einem Verlust der Dichtfunktion. Der versetzte Kontaktpunkt reduziert zwar den Wirkungsgrad des Stoßes, allerdings weniger als ein Spalt zwischen Kugel und Gehäusewand dies tun würde. Neben dem Vorteil der Auftrennung der Funktionen hat

dieses Konzept auch noch weitere Vorteile. Der Teil der Gehäusewand, der den Stoß überträgt, lässt sich unabhängig vom restlichen Ventil entwerfen. So kann hier auch eine sehr dünne Titanmembran verwendet werden, die, wie sich später herausstellen soll, einen besonders effektiven Stoß erlaubt. Das Ventil ist modular aufgebaut, so dass einzelne Teile getauscht werden können. Der Prototyp hat die Dimensionen $34 \times 17 \times 11.7 \text{ mm}^3$, eine miniaturisierte Variante mit $4.2 \times 8 \times 8 \text{ mm}^3$ wurde ebenfalls entworfen.

Für dieses Konzept wurden zwei unterschiedliche Antriebskonzepte entwickelt. Eines mit Piezo-Biegewandlern, mit einem Stößel an der Spitze, dessen Masse und Oberflächenradius geeignet ausgelegt werden muss. Alternativ wurde der Prototyp auch mit Piezo-Stapelaktoren, siehe Bild 2.4, entwickelt. Die Aktoren entwickeln durch den sprunghaften Spannungsanstieg sehr schnell eine große Kraft und führen somit zu einem Stoß zwischen Platte bzw. Membran und innerer Kugel. Dieses Ventilkonzept wird in Kapitel 3 sehr genau ohne Fluideinfluss untersucht. Der Fluideinfluss auf den Stoß, sowie der gesamte Umschaltvorgang wird in Kapitel 4 untersucht.

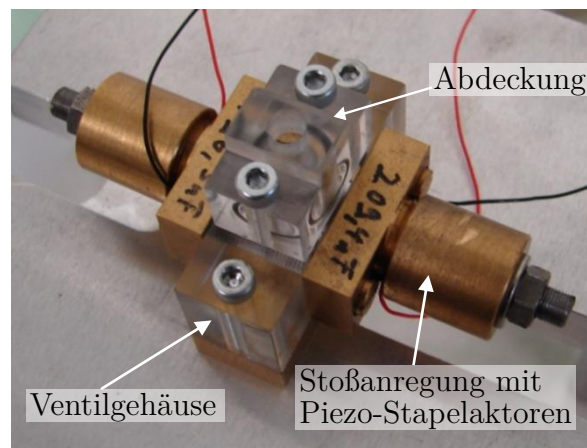


Bild 2.4: Prototyp betrieben mit zwei Piezo-Stapelaktoren (HSG-IMAT)

2.3.2 Entwurf mit elastischem Ventilsitz und einem Aktor

Bei dieser Variante sind, wie in Bild 2.5 dargestellt ist, beide Endlagen der Kugel Teil eines einzigen Bauteils, das sehr elastisch gelagert ist. Der Ventilsitz ist über eine sehr dünne Membran, bzw. eine starke Verdünnung mit dem Rest des Gehäuses verbunden. Vorteile sind hier, dass das Ventil besser gespült werden kann, da weniger Toträume vorhanden sind und mit nur einem Aktor in beide Richtungen geschaltet werden kann. Außerdem sind der Aktor und das Ventilgehäuse zwei getrennte Teile, die getrennt voneinander getauscht werden können. Folglich lassen sich das Ventilgehäuse als Wegwerfteil gestalten und insgesamt die Kosten reduzieren. Auch hier wird die Kugel wieder mit einer Feder in ihrem Sitz gehalten. Die große Herausforderung ist, hier eine ausreichend hohe Geschwindigkeitskomponente in Richtung der jeweils anderen Kugellendposition zu erzeugen. Bei

dem hier vorgestellten Entwurf wurde beispielsweise die Dynamik des Ventilsitzes selbst vernachlässigt.

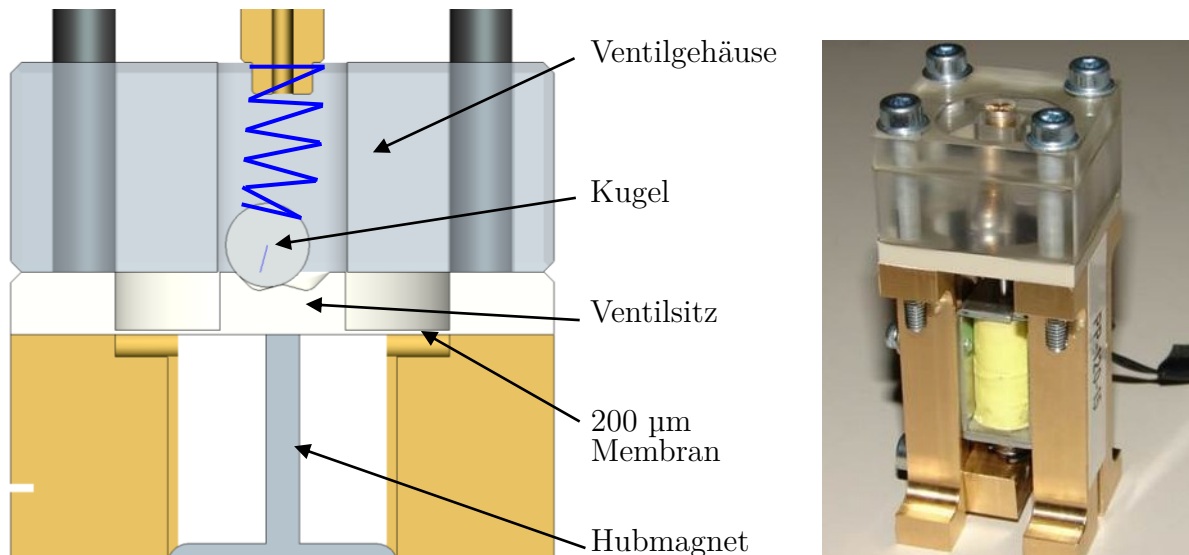


Bild 2.5: Konzept und Prototyp mit elastischem Ventilsitz aus Polypropylen

Dieser rotiert allerdings durch ein Moment, das aus der Kontaktkraft der Kugel und des Aktors entsteht, und verändert somit die Richtung der Startgeschwindigkeit der Kugel derart, dass diese sich in die falsche Richtung bewegt. Ein verbesserter Entwurf dieses Prototypen umgeht dieses Problem durch eine veränderte Geometrie des Ventilsitzes, wie in Bild 2.6 zu sehen ist.

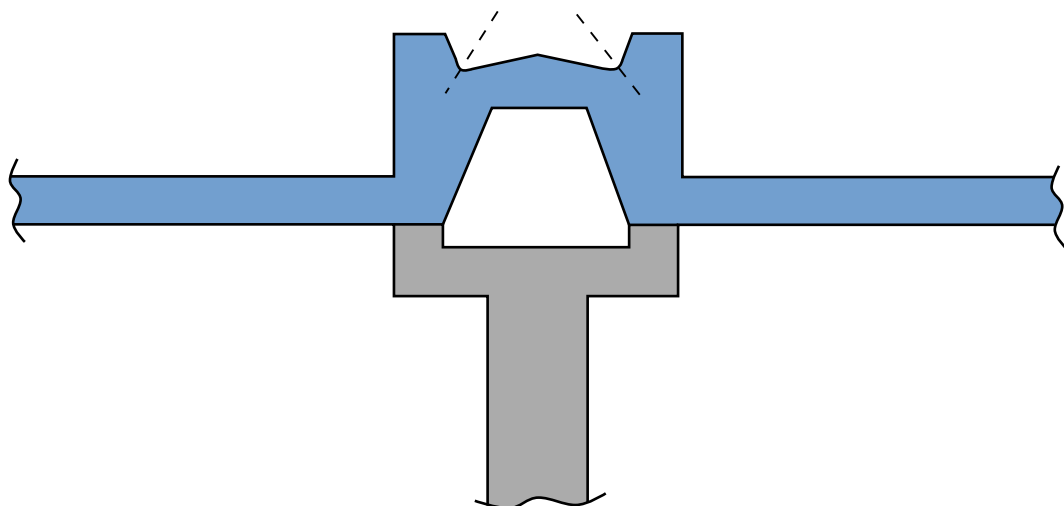


Bild 2.6: Verbesserter Entwurf des Übertragungselements (blau) mit Stößel (grau)

Diesem Entwurf liegen zwei Verbesserungen zugrunde. Einerseits kann der Ventilsitz durch die neu gestaltete Auflage nicht kippen, so dass das entstehende Drehmoment keine Rolle mehr spielt. Andererseits ist der Ventilsitz durch die Aussparung an der

Unterseite verformbar und weitet sich während des Stoßes auf, was den Startwinkel der Kugelbewegung nochmals verbessert. Dieses Ventilkonzept und die verbesserte Variante werden in Kapitel 3 sehr genau ohne Fluideinfluss untersucht. Für die erste Variante werden in Kapitel 4 Hochgeschwindigkeitskamera-Messungen vorgestellt, die die Vermutungen aus der Simulation belegen.

Kapitel 3

Stoßsimulation ohne Fluid

Der wesentliche Teil des Ventilkonzepts ist der Impuls- bzw. Energietransport in das Ventil, um den Schaltvorgang auszulösen. Es ist die Grundvoraussetzung für die Konstruktion eines solchen Ventils, die Vorgänge beim Stoß zu verstehen. Zunächst sollen die Zusammenhänge beim Stoß ohne Flüssigkeit als Medium untersucht werden, denn die zusätzliche Komplexität von Fluiden bei der Simulation ist für viele Einflüsse nicht notwendig. Der erste Schritt ist der Aufbau eines elastischen Mehrkörpermodells, das möglichst einfach sein soll und dabei noch möglichst viele Effekte abbilden soll. Es kann durch schrittweise Erweiterung des Modells und schließlich die Erweiterung auf ein Finite-Elemente-Modell mit zunächst linearem und dann auch nichtlinearem Materialverhalten die Modellierung verfeinert werden. Dabei liegt im vorliegenden Problem der Fokus weniger auf komplexen Kontaktgeometrien und der Berechnung der Bewegung vor und nach dem Stoß in Form einer Kopplung zwischen Mehrkörpersystem und Finite-Elemente-Modell, siehe [Eberhard00], sondern nur auf dem Stoß selbst, und einer eindeutigen Kontaktsituation. Aus den unterschiedlichen Modellen werden viele Erkenntnisse gewonnen, die dann auf die Konstruktion des miniaturisierten Schaltventils angewendet werden können. Die Validierung des elastischen Mehrkörpermodells erfolgt durch Finite-Elemente-Simulation mit linear-elastischem Materialverhalten, die ihrerseits durch Experimente, die erst in einem späteren Kapitel vorgestellt werden, validiert werden.

3.1 Elastisches Mehrkörpermodell

Bereits existierende Stoßuntersuchungen wie in [Seifried05] legen die Vermutung nahe, dass auch hier ein elastisches Mehrkörpermodell zu sehr guten Ergebnissen führen kann. Grund dafür ist, dass Kompressionswellen in der Platte vollständig vernachlässigbar sind, wie in diesem Kapitel noch gezeigt werden wird. Deshalb wird ein Mehrkörpermodell mit elastischer Platte aufgebaut und im darauf folgenden Abschnitt mit einem Finite-Elemente-

Modell verglichen. Damit kann dann gezeigt werden, dass die vernachlässigten Effekte, wie die Dehnung der Platte über der Dicke, tatsächlich nicht relevant sind. Der große Vorteil eines solchen Modells liegt vor allem aber darin, dass die Modellierung wesentlich flexibler ist und deutlich schneller simuliert werden kann. Außerdem kann dieses Modell einfach mit einem Modell für einen Biegebalken gekoppelt werden und im nächsten Kapitel dann um eine Simulation der Spaltströmung im Inneren des Ventils und mit einem Modell für die Fluid-Struktur-Wechselwirkung zwischen Platte und dem umgebenden Fluid erweitert werden.

Das einfachste denkbare Modell (A) für den Stoß von zwei Kugeln und einer elastischen Platte als Zwischenelement ist die Modellierung der Platte als Ein-Massen-Schwinger entsprechend der analytisch berechneten ersten Eigenfrequenz. Die elastische Platte soll hier das globale Schwingungsverhalten bestimmen und der Hertz'sche Kontakt das lokale Verhalten. Dieses Modell kann dann durch die Verwendung einer Finite-Elemente-Beschreibung der Platte wesentlich verbessert werden. Damit können dann die unterschiedlichen Parameter, die den Stoß bzw. den Wirkungsgrad beeinflussen, untersucht werden (Modell B). Schließlich wird das Modell noch durch ein Balkenmodell als Ersatzmodell für einen Piezo-Biegeumwandler erweitert.

3.1.1 Modellierung des Stoßes

Das Modell des Stoßes ist in Bild 3.1 skizziert. Es ist axialsymmetrisch und besteht aus zwei Stoßkörpern und einem Zwischenelement. Die Stoßkörper werden als starr angenommen und besitzen im Kontaktbereich eine axialsymmetrische Oberfläche. Das Zwischenelement ist zunächst eine kreisrunde Membran oder Platte. Der Körper außerhalb des Ventils startet mit einer festgelegten Startgeschwindigkeit v_{o0} .

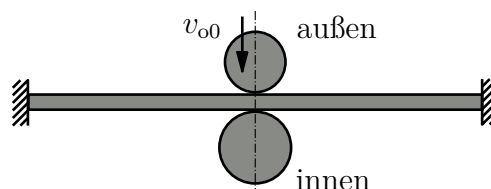


Bild 3.1: Einfaches Mehrkörpermodell zur Stoßsimulation

Die Vereinfachung auf starre Stoßkörper mit Anfangsgeschwindigkeit erscheint zunächst groß. Vereinfacht kann für jeden Stoßantrieb jedoch angenommen werden, dass eine gewisse Masse auf eine Geschwindigkeit beschleunigt wird und anschließend auf das Gehäuse trifft. Für die Beschreibung des Kontakts zwischen den jeweiligen Stoßkörpern wird hier das Gesetz von Hertz verwendet.

3.1.1.1 Kontaktmodellierung nach Hertz

Die nichtlinearen Federn des Hertz'schen Kontakts beschreiben die analytische Lösung der Beziehung zwischen der Kontaktkraft und der statischen Deformation zwischen den Kugeln und der Platte. Der Hertz'sche Kontakt unterliegt den folgenden Vereinfachungen. Es treten keine dynamischen Effekte auf, beide Körper sind kugel- oder ellipsenförmige Halbräume und das Material ist linear-elastisch. Außerdem sind die Kräfte senkrecht zur Berührfläche und die Oberflächen reibungsfrei. Ausführliche Herleitungen können in [Hertz82], [Goldsmith60] [Szabó60] oder [Johnson85] nachgelesen werden. Mit dem effektiven Elastizitätsmodul E^* und dem relativen Kontaktradius R

$$E^* = \left(\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right)^{-1}, \quad R = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)^{-1} \quad (3.1)$$

können die folgenden Gleichungen kompakter geschrieben werden. Darin kennzeichnen die Indizes 1 und 2 die Radien R_i , Elastizitätsmodule E_i und Querkontraktionszahlen ν_i der beiden am Stoß beteiligten kugelförmigen Körper. Ein ebener Körper wird durch den Extremfall $R_i = \infty$ mit eingeschlossen. Daraus kann mit der üblicherweise oft bereits bekannten Kontaktkraft F der Kontaktradius

$$a = \sqrt[3]{\frac{3FR}{4E^*}} \quad (3.2)$$

bestimmt werden. Die Überlappung

$$\delta = \frac{a^2}{R}. \quad (3.3)$$

der beiden Körper ist die Annäherung der beiden Schwerpunkte und kann mit dem Kontaktradius a und dem relativen Radius R bestimmt werden. Die Druckverteilung $p(r)$ an der Oberfläche ist

$$p(r) = p_0 \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} \quad \text{mit} \quad p_0 = p_{\max} = \frac{3F}{2\pi a^2}. \quad (3.4)$$

Die Vergleichsspannung nach der Gestaltänderungsenergie-Hypothese nach von Mises entlang der Stoßnormalen, hier die z -Achse, kann nach [Johnson85] aus den einzelnen Hauptspannungskomponenten berechnet werden

$$\sigma_V(z) = p_0 \left| \frac{3}{2} \left(\frac{a^2}{a^2 + z^2} \right) - (1 + \nu) \left(1 - \frac{z}{a} \arctan \left(\frac{a}{z} \right) \right) \right|. \quad (3.5)$$

Hier ist jedoch das Maximum nicht an der Oberfläche ($z = 0$), sondern darunter bei $z = 0.48a$. Die maximale Spannung und damit auch die Stelle, an der plastische Verformungen einsetzen, ist dann

$$\sigma_{V,\max} = 0.62 p_0 = 0.62 \frac{3F}{2\pi a^2}. \quad (3.6)$$

Bei der Stoßsimulation ist man jedoch an der Kontaktkraft bei gegebener Überlappung der Körper interessiert. Diese nichtlineare Kraft ergibt sich dann aus Gln. (3.2) und (3.3) zu

$$F = \frac{4}{3} E^* \sqrt{R} \delta^{3/2}. \quad (3.7)$$

Damit ist $F \sim \delta^{3/2}$ und einfach in die Stoßsimulation zu integrieren.

Nach der Simulation kann dann der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{T_{i1}}{T_{o0}} = \frac{m_i v_{i1}^2}{m_o v_{o0}^2} \quad (3.8)$$

verwendet werden, der die kinetische Energie der äußeren Kugel vor dem Stoß und der inneren Kugel nach dem Stoß ins Verhältnis setzt.

3.1.1.2 Modell A: Plattentheorie und Hertz'scher Kontakt

Das einfachste untersuchte Modell zur Beschreibung des Stoßes basiert auf der Theorie elastischer Platten, um die globale Elastizität zu beschreiben. Die fest eingespannte Platte wird mit einem Freiheitsgrad beschrieben. Die lokale Elastizität im Kontaktbereich mit dem Hertz'schen Kontaktgesetz. Dieses Gesetz ist bei linearem Materialverhalten sehr gut geeignet, wenn die Platte dick genug ist, so dass die beiden Kontaktstellen sich nicht gegenseitig beeinflussen. Das Modell kann wie in Bild 3.2 verstanden werden.

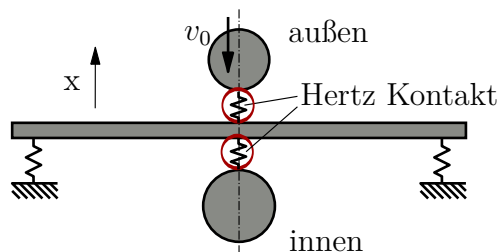


Bild 3.2: Vereinfachtes Modell mit Platte als Einmassenschwinger

Die Platte wird hier zunächst als dünne Kreisplatte nach der Kirchhoff'schen Plattentheorie entsprechend [TimoshenkoWoinowsky-Krieger59] und [Szabó60] modelliert. Man erhält dann für die fest eingespannte Platte die Eigenfrequenzen und die Steifigkeit für eine Punktlast in der Mitte der Platte unter Verwendung der Platten-Biegesteifigkeit

$$D = \frac{Et^3}{12(1 - \nu^2)} \quad (3.9)$$

mit der Querkontraktionszahl ν und der Plattendicke t . Die Durchbiegung einer solchen Platte mit Radius R in Plattenmitte kann analytisch bestimmt werden und ist

$$w(r=0) = \frac{FR^2}{16\pi D}. \quad (3.10)$$

Daraus ergibt sich dann für die Steifigkeit der Platte für eine Punktlast in der Mitte $c_P = \frac{16\pi D}{R^2}$. Die erste Eigenkreisfrequenz ist laut [Hagedorn98]

$$\omega_1 = \frac{3.1961}{R^2} \sqrt{\frac{D}{\rho h}}. \quad (3.11)$$

Damit und mit der Steifigkeit der Platte lässt sich leicht die Masse eines äquivalenten Einmassenschwingers

$$m_P = \frac{c_P}{\omega_1^2} \quad (3.12)$$

bestimmen und in die Stoßsimulation integrieren.

3.1.1.3 Modell B: Verbesserte Platte mit finiten Elementen

Im Folgenden wird ein wesentlich verbessertes Modell für die Platte verwendet, um die Dynamik der Platte wesentlich besser beschreiben zu können. Die Platte wird durch ein einfaches Finite-Elemente-Modell aus Plattenelementen modelliert, die auch Scherung beschreiben. Bei einem Finite-Elemente-Modell mit mehr Freiheitsgraden können auch höhere Eigenfrequenzen, also komplexere Bewegungsformen der Platte, angeregt werden und somit Teil der Lösung sein. In Bild 3.3 zeigt wieder das mechanische Ersatzmodell mit der Platte in Finite-Elemente-Beschreibung. Durch die Verwendung eines FE-Modells und einer modalen Transformation und anschließender Reduktion bleibt die Rechenzeit weiterhin relativ gering. Die Modellierung der restlichen Komponenten bleibt unverändert.

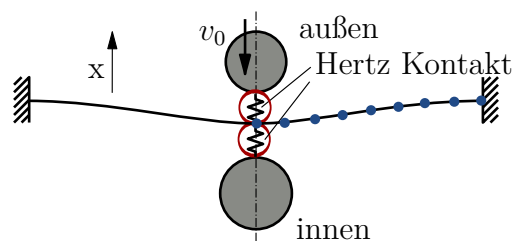


Bild 3.3: Verbessertes Modell mit Finite-Elemente-Beschreibung der Platte

Umgesetzt ist dies in zwei Schritten. Zunächst wird die Platte mit axialsymmetrischen finiten Elementen entsprechend [ZienkiewiczEtAl77] und [Hinton76] modelliert. Dabei handelt es sich um ein sehr effizientes Element mit zwei Knoten, das Scherung berücksichtigt und durch reduzierte Integration mit einer Stützstelle mit linearen Ansatzfunktionen auskommt. Durch die reduzierte Integrationsordnung kann die Beschreibung der Verdrehungen am Knoten unabhängig von der Steigung und Verschiebung des Knotens durchgeführt werden. So können sowohl dicke, als auch dünne Platten beschrieben werden.

Die drei Knotenfreiheitsgrade sind die Verschiebungen und die Verdrehung des Querschnitts. Hier wird der Spezialfall behandelt, dass nur Belastungen senkrecht zu einer ebenen Platte existieren. So kann die Verschiebung mit einem Freiheitsgrad beschrieben werden und es bleibt am Knoten

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} u \\ \beta \end{bmatrix}. \quad (3.13)$$

Die Steifigkeitsmatrix ist in Anlehnung an die Herleitung in [ZienkiewiczEtAl77]

$$\mathbf{K}_{ij} = \int_{-1}^1 \mathbf{B}_i^T \mathbf{D} \mathbf{B}_j 2\pi r \frac{L}{2} d\eta, \quad (3.14)$$

dabei ist r der Abstand von der Rotationsachse, die Dehnungsmatrix

$$\mathbf{B}_i = \begin{bmatrix} 0 & \eta_i/L \\ 0 & -\frac{1+\eta_i\eta}{2r} \\ \eta_i & -\frac{1+\eta_i\eta}{2} \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

und die Elastizitätsmatrix

$$\mathbf{D} = Et \begin{bmatrix} \frac{t^2}{12(1-\nu^2)} & \frac{t^2\nu}{12(1-\nu^2)} & 0 \\ \frac{t^2\nu}{12(1-\nu^2)} & \frac{t^2}{12(1-\nu^2)} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{5}{12(1+\nu)} \end{bmatrix}. \quad (3.16)$$

Mit Hilfe einer Ein-Punkt Gauss-Integration kann jetzt die Elementsteifigkeitsmatrix bestimmt werden. Dabei wird das Integral in Elementmitte mit dem Wichtungsfaktor zwei ausgewertet. Die Wahl der reduzierten Integrationsordnung hat günstige Eigenschaften auf die Genauigkeit der Lösung [ZienkiewiczEtAl77]. Die Vorgehensweise für die Massenmatrix ist entsprechend der Herleitung in [Hinton76] durchführbar und soll hier nicht beschrieben werden.

Das daraus entstandene lineare Differentialgleichungssystem wird zunächst auf modale Koordinaten projiziert. Das hat zum einen den Vorteil, dass die Platte leichter als elastischer Körper in der Stoßsimulation verwendet werden kann. Aber auch eine schnellere Zeitintegration ist möglich, vor allem, wenn die Anzahl der Moden bzw. Eigenformen reduziert wird, denn sehr hochfrequente Eigenmoden tragen nichts oder nur wenig zur Lösung bei und können somit vernachlässigt werden. Dadurch kann einerseits der Einfluss der Anzahl an Eigenmoden untersucht werden und die Simulation ist nochmals erheblich schneller. Dieser Ansatz, modale Modelle für das globale Bewegungsverhalten der Platte und ein lokales Kontaktmodell, wie den Hertz'schen Kontakt, für das lokale Verhalten der Platte im Kontaktbereich, wurde in [Seifried05], [SeifriedSchiehlenEberhard05], [SchiehlenSeifriedEberhard06] und [SeifriedSchiehlenEberhard10] verwendet. Die Transformation auf modale Koordinaten ist jedoch nicht die einzige Möglichkeit. Es können hierfür auch effektivere Reduktionsverfahren verwendet werden, die das Ein-/Ausgangsverhalten

berücksichtigen. Solche Verfahren werden beispielsweise in [FehrEberhard10] und [Fehr11] verglichen und auf flexible Mehrkörpersysteme angewendet. Durch die Verwendung solcher Methoden können die Genauigkeit erhöht, oder die Anzahl an Ansatzfunktionen bei gleicher Genauigkeit reduziert werden.

3.1.2 Untersuchung des Einflusses verschiedener Parameter

Für die Konstruktion des Schaltventils ist die Untersuchung der Einflüsse unterschiedlicher Parameter auf den Wirkungsgrad der Energieübertragung besonders hilfreich. Zunächst wollen wir uns überlegen, welche Faktoren den Stoß beeinflussen können und anschließend die Parameter, die in diesem Modell enthalten sind, gezielt variieren und daraus entsprechend Rückschlüsse ziehen. Diese Zusammenhänge wurden bereits in [FischerEtAl13] und [FritzFischer12] in verkürzter Form veröffentlicht.

3.1.2.1 Wesentliche Einflussfaktoren beim Stoß

Das eingeführte elastische Mehrkörpermodell ist ausreichend genau, um eine hohe Genauigkeit zu liefern. Folglich werden die wesentlichen Effekte in diesem Modell abgebildet und man kann aus den vernachlässigten Effekten ohne, oder mit nur geringem Einfluss, Rückschlüsse auf das Verhalten ziehen. Es ist allgemein bekannt, dass in Kugeln Wellen während des Stoßes mehrfach hin und her wandern, so dass sich das globale Verhalten der Kugel durch eine Starrkörperbewegung annähern lässt. Diesbezüglich ist die Platte wesentlich wichtiger und interessanter. Die Idee einer Kompressionswelle, die durch die Platte wandert, wie durch einen Stab in [Seifried05] und den Stoßimpuls an die innere Kugel abgibt, lässt sich leider nicht übertragen. Man kann sehr genaue Ergebnisse erhalten, selbst wenn sehr einfache Plattenelemente verwendet werden, die in Längsrichtung keinerlei Elastizität besitzen. Eine Kompressionswelle kann als Superposition von Kompressionseigenformen gesehen werden und je nach dem, welche Frequenzen diese haben, können sie durch den Stoß angeregt werden. Bei Stäben ist das der Fall. Platten haben ihre longitudinalen Eigenfrequenzen bei deutlich höheren Frequenzen und werden daher während des Stoßes kaum angeregt. Diese hohen Frequenzen laufen dann wie bei Kugeln als Kompressionswellen während des Stoßes mehrfach hin und her und können vernachlässigt werden. Um den Übergang zwischen Platte und Stab zu untersuchen, wurden für mehrere eingespannte Platten mit Radius 3 mm die erste Eigenfrequenz und die erste Eigenfrequenz in Längsrichtung abhängig von der Dicke t in Tabelle 3.1 angegeben. Dies zeigt den Übergang zwischen Platte und Stab, jedoch mit fester Einspannung.

Bei wachsender Dicke der Platte steigt die erste Eigenfrequenz erwartungsgemäß an, die erste longitudinale Eigenfrequenz nimmt jedoch ab. Für die hier betrachteten Platten ist die Dicke zwischen 0.1 und 0.5 mm, was bedeutet, dass die erste longitudinale Eigenfrequenz

Tabelle 3.1: Eigenfrequenzen einer fest eingespannten Platte/Stab mit 3 mm Radius

t [mm]	1. EF [kHz]	1. long. EF [kHz] / #
0.1	29	1116 / 7
0.5	136	1117 / 4
3.0	341	869 / 3
6.0	368	593 / 2
12.0	380	444 / 2
24.0	386	399 / 2

durch den Stoß fast nicht angeregt wird. Wir können also folgern, dass abhängig von der Geometrie und den Randbedingungen des Übertragungskörpers bei Stäben die Eigenformen in Längsrichtung und bei Platten die Biege-Eigenformen für eine Betrachtung des Stoßes genügen. Nur bei Sonderfällen besonders dicker Platten oder sehr kurzer Stäbe müssen beide Arten von Eigenformen berücksichtigt werden.

Man kann durch Parametervariation zeigen, dass sich die höchsten Wirkungsgrade dann erzielen lassen, wenn die Kontaktzeit etwa gleich der Periodendauer der ersten Eigenfrequenz ist. Sehr dünne Platten mit sehr geringen Eigenfrequenzen und niedriger Biegesteifigkeit haben lediglich geringen Einfluss auf den Stoß und führen zu sehr hohen Wirkungsgraden. Die obige Bedingung für die Periodendauer ist wichtig für dickere Platten mit höheren Eigenfrequenzen.

Folgende Faktoren beeinflussen den Stoß und müssen bei der Konstruktion eines Ventils bedacht werden.

- Die verwendeten Materialien von Stoßkörpern und Platten können variiert werden. Es kann also der Elastizitätsmodul, die Querkontraktionszahl und die Dichte für verschiedene Materialien wie Stahl, Saphir und verschiedene Kunststoffe variiert werden. Außerdem können die Streckgrenze und plastische Verformungen bei Stößen eine entscheidende Rolle spielen.
- Großen Einfluss bei Stößen hat die Geometrie der Körper. Darunter sind zum einen die Massen der Körper sowie die Kontaktfläche bzw. Kontaktradien zu verstehen. Aber auch die Massenverteilung und die Geometrie der Membran wie Radius und Dicke sind entscheidend.
- Bei gelagerten Körpern, wie das Übertragungs- bzw. Zwischenelement, spielt die Einspannung (Randbedingungen) eine große Rolle.
- Wenn die Körper nicht auf einer Achse liegen, ist der Stoß nicht mehr zentral. Um einen robusten Umschaltvorgang zu gewährleisten, muss bestimmt werden, wie genau die Körper ausgerichtet sein müssen.

- Eventuell ist nicht bei allen Konstruktionsvarianten sichergestellt, dass die Körper zu Beginn des Stoßes anliegen. Deshalb muss der Einfluss eines Spalts, mit und ohne Flüssigkeit, auf die Energieübertragung untersucht werden.
- Des Weiteren muss die Energiedissipation auf Grund von Materialdämpfung und Strömungseffekten bestimmt werden.

Die folgenden Abschnitte behandeln einige ausgewählte Parameter, deren Einfluss von größerer Bedeutung ist.

3.1.2.2 Elastizitätsmodul

Der Einfluss des Elastizitätsmoduls wird am Beispiel von Kugeln mit mit Radius 2.5 mm und einer 0.3 mm dicken Platte mit 3 mm Radius untersucht. Das Ausgangsmaterial ist Stahl, wie auch in den skalierten Modellen, die für die Experimente verwendet werden. Der Elastizitätsmodul aller drei Körper wird in Bild 3.4 separat variiert.

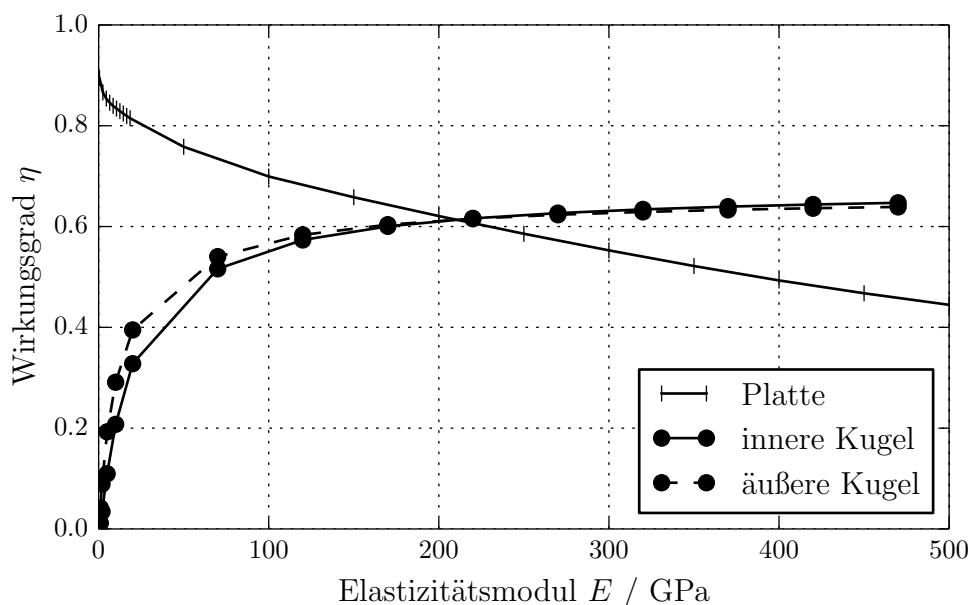


Bild 3.4: Einfluss des Elastizitätsmoduls der stoßenden Körper

Die Platten mit höheren E-Modul führen zu einem geringeren Wirkungsgrad, die Kugeln führen jeweils mit steigendem E-Modul zu einem höheren Wirkungsgrad. Die Reduktion des E-Moduls der Platte reduziert die Biegesteifigkeit und folglich den Widerstand der Platte beim Stoß und sollte also am besten möglichst gering sein. Bei den Kugeln verhält es sich genau andersherum. Der höhere E-Modul führt hier zu einer höheren Steifigkeit beim Stoß, zu höheren Kontaktkräften und damit auch zu einer geringeren Kontaktdauer. Folglich versucht man Platten mit geringem E-Modul zu verwenden und Kugeln mit einem möglichst hohen.

3.1.2.3 Geometrie der Platte

Die Geometrie der Platte ist besonders wichtig bei der Konstruktion, da sie den Wirkungsgrad maßgeblich beeinflusst. Für maximalen Wirkungsgrad sollte die Platte beliebig dünn sein, das ist jedoch in der Fertigung problematisch und vor allem zu empfindlich. Deshalb ist es das Ziel, eine möglichst dicke Platte zu wählen, die ausreichend stabil ist und einen noch ausreichend hohen Wirkungsgrad hat. In den ersten Konzepten werden Stahlkugeln mit 1.5 mm Radius und eine Titanplatte verwendet. Die Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Plattendicke ist in Bild 3.5 aufgetragen. Die freie Platte überträgt auch Energie, wenn sie wesentlich dicker ist, da sie sich dann wie ein starrer Körper bewegen kann. Dieses Verhalten ist entsprechend der Untersuchungen zu den Eigenfrequenzen in Abschnitt 3.1.2 so zu erwarten.

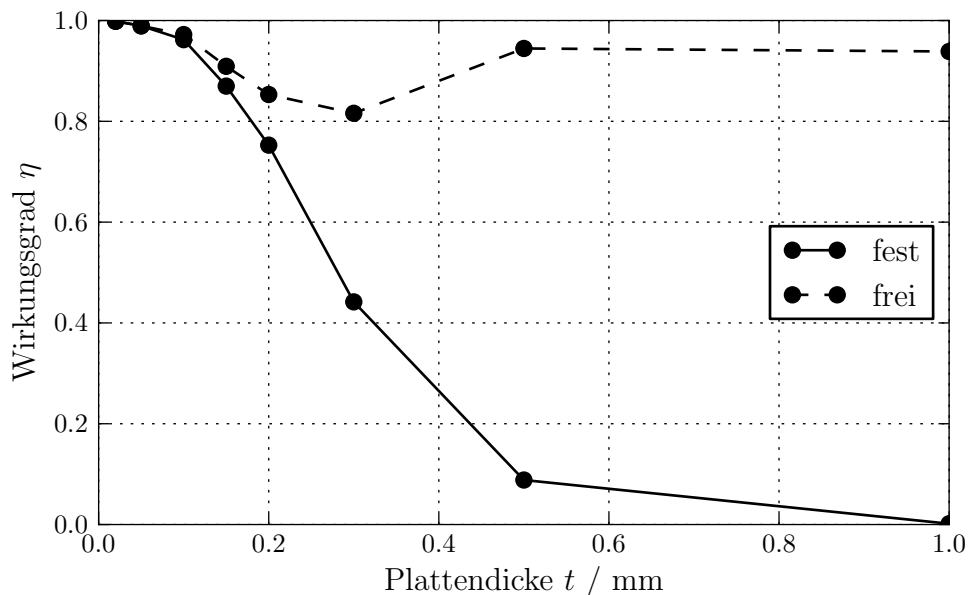


Bild 3.5: Abhängigkeit von der Plattendicke für feste Einspannung und ohne Einspannung

Die Variation des Plattenradius in Bild 3.6 zeigt auch hier, dass dünnere Platten einen höheren Wirkungsgrad haben. Betrachtet man jedoch die etwas dickeren Platten, lässt sich ein Optimum erkennen, das abhängig von der Plattendicke bei unterschiedlichen Radien liegt. Das kann mit Hilfe der ersten Eigenfrequenz begründet werden. Nach Gleichung (3.11) gilt der Zusammenhang

$$\omega_1 \sim \frac{t}{R^2} \quad (3.17)$$

und es folgt, dass eine dickere Platte bei gleicher erster Eigenfrequenz deutlich größer sein muss. Für einen optimalen Wirkungsgrad muss die erste Eigenfrequenz passend zur Kontaktdauer gewählt werden, siehe Abschnitt 3.1.2. Wenn eine bestimmte Plattendicke mit hoher Biegesteifigkeit gefordert wird, begrenzt die erste Eigenfrequenz den minimalen

Radius. Darunter nimmt der Wirkungsgrad rapide ab. Bei sehr dünnen Platten ist dieser Effekt sehr gering und kann vernachlässigt werden.

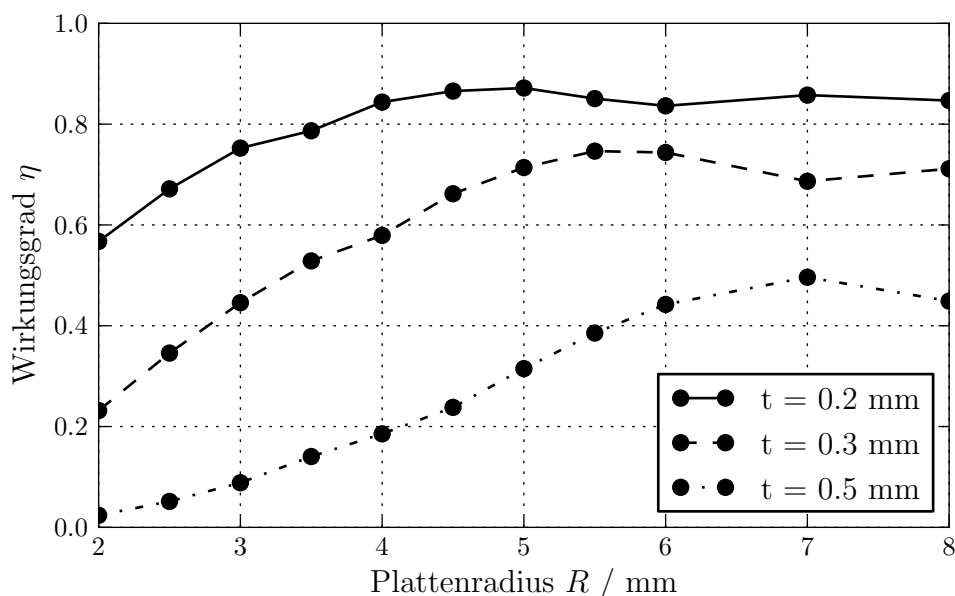


Bild 3.6: Wirkungsgrad in Abhängigkeit vom Plattenradius bei unterschiedlichen Plattendicken

3.1.2.4 Oberflächenkrümmung der stoßenden Körper

Außer Kugeln sind auch andere stoßende Körper denkbar, beispielsweise Piezo-Biegeumformer mit einer kleinen Masse an der Spitze oder Piezo-Stapelaktoren. Bei einer Kugel ist die Masse mit dem Radius gekoppelt, diese beeinflussen den Stoß jedoch unabhängig voneinander. Also betrachten wir zunächst einen allgemeinen stoßenden Körper mit einer Masse und einem Radius an der stoßenden Oberfläche, mit den Eigenschaften einer Kugel, dass keine Energie durch Wellenausbreitung verloren geht. Beim bisher optimalen Modell für eine 0.3 mm dicke Platte ist der Radius der Platte etwa 5.5 mm. An diesem Modell wird der Radius der Oberfläche der stoßenden Körper im Hertz'schen Kontaktkraftgesetz unabhängig von der Masse der Kugel variiert. Die Ergebnisse in Bild 3.7 zeigen, dass mit steigendem Radius der stoßenden Körper der Wirkungsgrad anfangs stark, später schwach ansteigt. Durch die flachere Oberfläche steigt beim Stoß auch die Kontaktfläche und damit steigt üblicherweise die Kontaktkraft und die Spannung bzw. Flächenpressung wird geringer. Die erhöhte Kontaktkraft führt zu einer kürzeren Kontaktzeit, die einen höheren Wirkungsgrad ermöglicht.

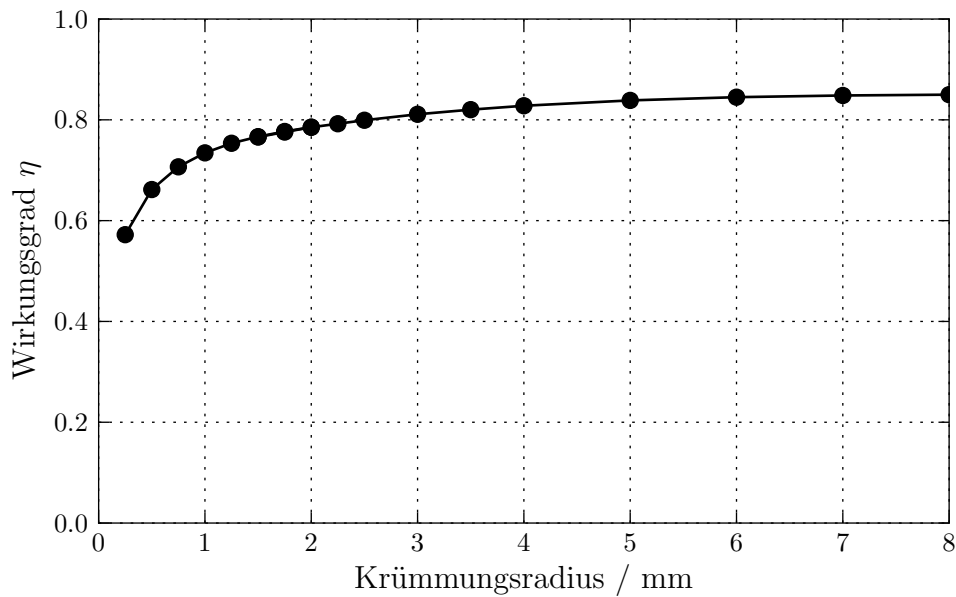


Bild 3.7: Einfluss der Oberflächenkrümmung der stoßenden Körper

3.1.2.5 Materialdämpfung und Einspielen

Durch das Hinzufügen modaler Dämpfung kann der Einfluss von Materialdämpfung gut abgeschätzt werden. In Stahl ist die Materialdämpfung gering und reduziert den Wirkungsgrad fast nicht. Polymere haben eine deutlich höhere Materialdämpfung, was zu einem um etwa zwei Prozent geringeren Wirkungsgrad führt. Der Einfluss dadurch ist also deutlich geringer als der anderer Effekte.

Bei Stoßvorgängen treten hohe Dehnraten und hohe Spannungen auf. Daher kann nicht immer von linearem Materialverhalten ausgegangen werden und plastische oder sogar elasto-viskoplastische Materialmodelle werden benötigt, um die Genauigkeit zu erhöhen und manche Effekte überhaupt erst beschreiben zu können. Allerdings kann beobachtet werden, dass diese komplizierten Materialgesetze vor allem bei den wenigen ersten Stößen, bei denen plastische Verformungen auftreten, großen Einfluss haben. Nach einigen Stößen wird allmählich ein stationärer Zustand erreicht, nach dem nur noch sehr geringe plastische Verformungen auftreten. Dieser Effekt wird *Einspielen* oder englisch *shakedown* genannt. Nachdem dieser Zustand erreicht ist, ist der Unterschied zu Simulationen mit linear elastischem Material deutlich geringer. In den entsprechenden Unterkapiteln zu den Simulationen mit der Finite-Elemente Methode werden diese Zusammenhänge genauer analysiert.

3.1.3 Stoß mit Biegebalken

Um die dynamische Interaktion zwischen einem Biegebalken und der Platte zu untersuchen, wurde ein dynamisches Modell erstellt, das einen Piezo-Biege wandler näherungsweise durch linear-elastische Balkenelemente [Willner03] modelliert. Der Biegebalken soll nach einer anfänglichen Auslenkung durch elektrische Aufladung als elastischer Balken mit Massenpunkt an der Spitze gegen die Platte stoßen. Die Anordnung ist mit stark vergrößerten Verformungen in Bild 3.8 skizziert. Anstatt der Kugel wird der Stoß hier durch eine Punktmasse und den Biegebalken verursacht. Der Balken wird ähnlich wie die Platte mit finiten Elementen berechnet.

Die Abmessungen des Balkens werden von einem auch in Experimenten verwendeten Balken übernommen. Der echte Piezobalken ist aus Schichten verschiedener Materialien aufgebaut. Diese werden vereinfacht zu einem homogenen Material mit gemittelten Materialparametern zusammengefasst. Die Geometrie und die Masse (680 mg) des Balkens sind bekannt, somit kann die Dichte dieses Materials bestimmt werden. Außerdem wurde die Steifigkeit des echten Biege wandlers experimentell bestimmt. Bei einer Kraft an der Spitze von 0.5 N ist die Durchbiegung 0.2 mm. Damit kann dann der Elastizitätsmodul bestimmt werden. Somit stimmen zumindest die Masse und das statische Verhalten mit dem realen Biege wandler überein. Durch Messung und Berechnung der ersten Eigenfrequenz des Balkens konnte bestätigt werden, dass auch diese näherungsweise übereinstimmt. Die berechnete erste Eigenfrequenz ist 542 Hz, gemessen wurden etwa 500 Hz.

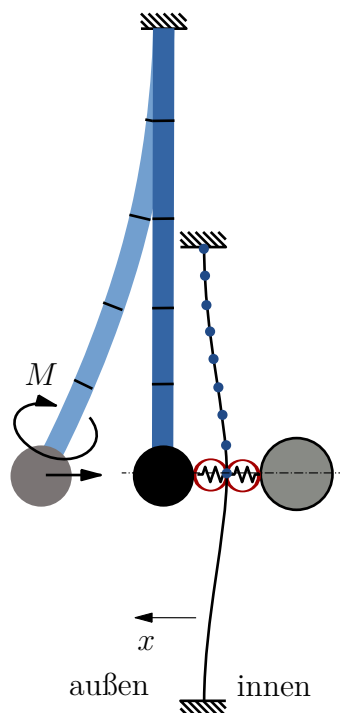


Bild 3.8: Biegebalken mit Punktmasse als Ersatzmodell für Piezobiege wandler

Die Punktmasse an der Spitze des Biegewandlers kann beliebig gewählt werden und auch im Experiment ausgetauscht werden. Für den Kontakt muss der Radius der Oberflächenkrümmung angegeben werden. Das dynamische Verhalten eines Biegebalkens, der mit einem Biegemoment von 4.0 Nmm vorgespannt in Ruhe losgelassen wird und dann auf die Platte trifft, ist in Bild 3.9 zu sehen. Es ist einfach zu zeigen, dass ein Biegebalken, der mit einem Moment ausgelenkt ist, nicht nur mit seiner ersten Eigenform schwingt, denn sonst hätte die Auslenkung eben mit der Biegelinie entsprechend der ersten Eigenform geschehen müssen. Es ist vielmehr eine Überlagerung vieler Schwingungen unterschiedlicher Frequenz. Das Verhalten kann hier als chaotisch betrachtet werden, denn je nachdem wann der Stoß stattfindet, befindet sich der Biegebalken in einem völlig anderen Bewegungszustand, je nachdem, ob sich beispielsweise die Spitze gerade besonders stark nach vorn bewegt oder gerade relativ zum Rest nach hinten geht. Dieser Verlauf tritt qualitativ auch bei den gemessenen Geschwindigkeitsverläufen der Piezo-Biege wandler auf.

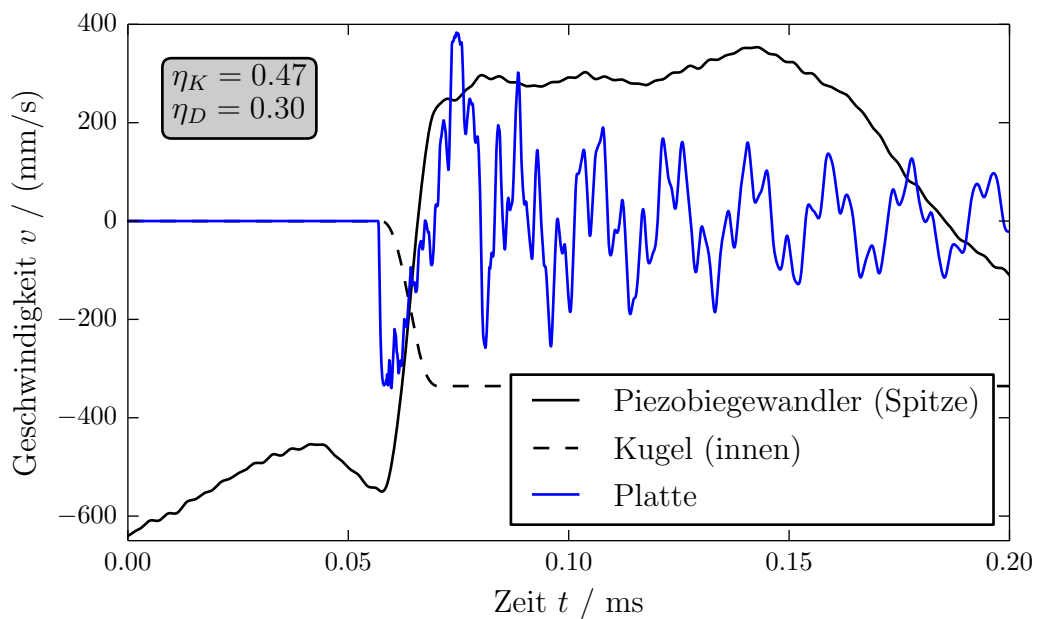


Bild 3.9: Ergebnis der Simulation mit Piezobiege wandler als Aktor

Hier tritt der Stoß bei etwa 0.057 ms auf. Dabei werden zunächst die Stahlplatte ($R=3.0$ mm, $t=0.2$ mm) stark beschleunigt und eine Vielzahl ihrer Eigenfrequenzen angeregt. Die Spitze des Biegebalkens wird erwartungsgemäß stark abgebremst und bewegt sich zunächst wieder zurück. Die innere Kugel wird, wie auch sonst beschleunigt, bis der Kontakt bei etwa $t=0.071$ ms zu Ende ist. Schwieriger ist jetzt die Definition eines Wirkungsgrades, denn der Biegebalken ist fest eingespannt und wird immer viel Energie in kinetischer Energie und Verformungsenergie haben. Es sind hier zwei Definitionen, die als sinnvoll erachtet werden können. Zunächst die kinetische Energie, die im Biegebalken zu Beginn des Stoßes gespeichert ist η_K , sowie die Verformungsenergie, die der Balken in ausgelenktem Zustand in Ruhe η_D besitzt. Die Bewegung des Balkens zwischen der Auslenkung und kurz vor dem

Auftreffen auf die Platte ($t=0$) wird in einer Vorintegration berechnet und ist nicht im Diagramm enthalten.

3.2 Vergleich mit Finite-Elemente-Berechnungen

Das vorgestellte elastische Mehrkörpermodell muss sich noch als ausreichend genau erweisen. Deshalb und um die Brücke zur experimentellen Verifikation zu schlagen, wird ein detailliertes Finite-Elemente-Modell aufgestellt, um die Fehler und Abweichungen im elastischen Mehrkörpermodell aufzuzeigen. Es soll jedoch nicht zur Untersuchung des Stoßvorgangs oder zur Entwicklung von Ventilkonzepten verwendet werden. Zunächst wird ein rein elastisches Finite-Elemente-Modell aufgebaut, mit dem gezeigt wird, dass das elastische Mehrkörpermodell sehr gut übereinstimmt. Danach wird das Modell um nichtlineare Materialmodelle erweitert und mit dem elastischen Finite-Elemente-Modell verglichen. Dabei müssen mehrere aufeinander folgende Simulationen durchgeführt werden, da plastische Verformungen nicht reversibel sind. Diese Simulationsergebnisse werden dann im Kapitel 5 den Experimenten gegenübergestellt.

3.2.1 Finite-Elemente-Modell

Zunächst wird als Referenzlösung für den trockenen Stoß ein nichtlineares axialsymmetrisches FE-Modell in der kommerziellen Finite-Elemente-Software Abaqus erstellt. Durch die Verwendung von axialsymmetrischen Viereck-Elementen können wesentlich bessere und feinere Netze verwendet werden und es kann mit deutlich reduzierter Rechenzeit gearbeitet werden. Die Modellierung und Simulation für elastisches Materialverhalten basiert auf den Ausführungen in [EberhardFischer11], [FritzFischer12] und [FischerEtAl13]. Ein dreidimensionales Tetraeder-Netz wird nur verwendet, wenn dies notwendig ist, da diese Elemente ungenauer sind und die Rechenzeit wesentlich größer ist. Das Modell erlaubt große nichtlineare Verformungen und falls vorhanden die Verwendung von nichtlinearen Materialparametern. Zunächst soll aber nur linear-elastisches Material verwendet werden. Zur Beschreibung des Kontakts zwischen den Körpern wird eine kinematische Master-Slave Kontaktformulierung verwendet, die von Abaqus voreingestellt ist. Die kinematische Kontaktformulierung verhindert bei geeignetem Netz jegliches Eindringen zweier Körper ineinander und basiert auf einer Prädiktor-Korrektor-Methode, siehe [Abaqus13]. Dabei wird in einem ersten Schritt berechnet, wie weit die Master-Knoten eingedrungen sind und dann wird im Korrektor-Schritt eine Beschleunigung aus den Master-Knoten aufgebracht, die das Eindringen dann verhindert. Diese Methode ist, verglichen mit der sonst oft verwendeten Penalty-Methode, sehr genau, da hier nicht auf sehr aufwendige Art und Weise ein Penalty Faktor ermittelt werden muss, der immer ein Kompromiss zwischen numerischen Problemen, hoher Rechenzeit und der Eindringung ist. Es werden Elemente mit linearen

Ansatzfunktionen verwendet, um Probleme im Kontaktbereich zu vermeiden. Zur Lösung der dynamischen Gleichungen wird ein explizites Integrationsverfahren verwendet. Zur Simulation dieses Modells wird ein Python-Skript verwendet, das alles von der Erstellung der Geometrie über die Vernetzung und Simulation bis zur Extraktion der benötigten Ergebnisse parameterbasiert durchführt.

Um saubere Kontaktkraftverläufe und vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, muss das Netz bestimmten Kriterien genügen, siehe [Seifried05]. Es muss eine Dehnungswelle korrekt abgebildet werden können. Dazu werden die Wellenlänge und die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Material berechnet. Eine solche Welle sollte mit wenigstens 20 Elementen abgebildet werden. Daraus ergibt sich eine globale maximale Elementgröße. Ein weiteres Kriterium für die Vernetzung ist die maximale Elementgröße im Kontaktbereich. Optimal sind bei Punktkontakten 10 bis 15 Elemente über den Kontaktradius verteilt. Der Kontaktradius ist der Radius der entstehenden Fläche bei maximaler Kontaktkraft und somit vorher nur grob mit Hilfe des Hertz'schen Kontaktgesetzes abschätzbar. Dazu muss zusätzlich die maximale Kontaktkraft und aus dem Hertz'schen Kontaktgesetz der maximale Kontaktradius analytisch berechnet werden. Diese aufwendige Vorgehensweise ist besonders wichtig, da zu klein gewählte Elemente, besonders im Kontaktbereich zu deutlich höheren Rechenzeiten führen. Die Vernetzung ist in Bild 3.10 dargestellt.

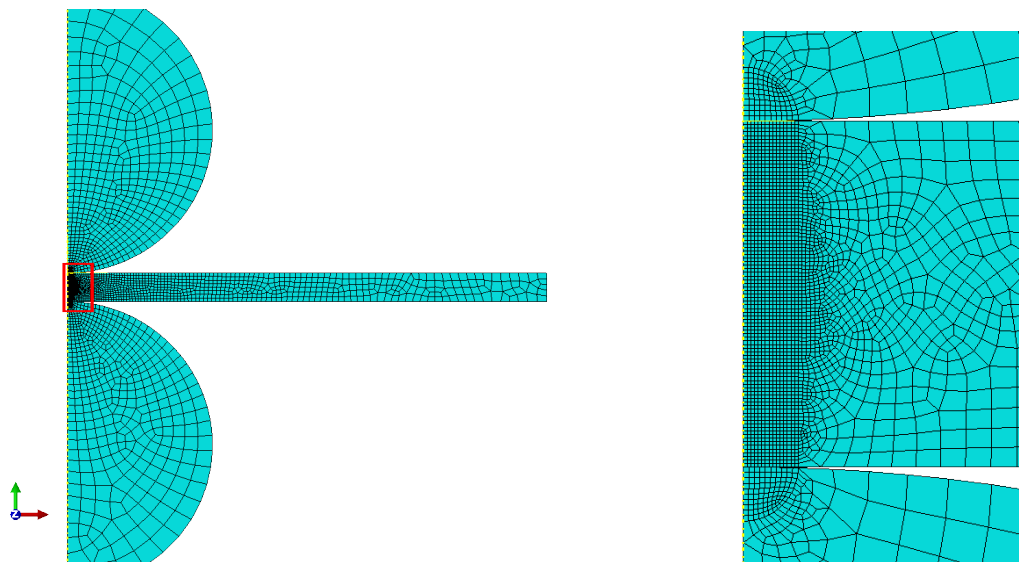


Bild 3.10: Vernetzung der drei Körper

Die Verwendung von Kugeln als Stoßkörper hat den Nachteil, dass der Kugelradius zwei zunächst getrennte Parameter definiert, einmal das Volumen der Kugel und andererseits die Krümmung der Oberfläche der Kugel und somit der Kontaktfläche. Deshalb wird ein weiteres Modell erstellt, welches diese zwei Parameter unabhängig voneinander wählen lässt. Anstatt der Kugeln werden entsprechend Bild 3.11 Zylinder mit aufgesetzten Halbkugeln als Stoßkörper definiert.

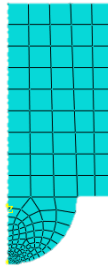


Bild 3.11: Netz des alternativen Stoßkörpers

3.2.2 Ergebnisse mit linear-elastischem Material

Die Aufgabe der Simulation mit linear-elastischem Material ist vor allem der Vergleich zum elastischen Mehrkörpermodell. Dadurch kann die Genauigkeit und Aussagekraft des Mehrkörpermodells im Vergleich zur wesentlich aufwendigeren FE Simulation, die weniger Vereinfachungen hat, ermittelt werden. Die Ergebnisse sollen auch mit Experimenten verglichen werden, bei denen geometrisch größere Modelle verwendet werden, um genauere Ergebnisse zu erhalten. Deshalb werden bereits in diesem Vergleich die skalierten, größeren Modelle verwendet. Die Skalierung erfolgt derart, dass die Platte dasselbe Verhältnis von Radius zu Dicke R/t hat. Die Kugeln werden derart skaliert, dass die entstehende Kontaktzeit dasselbe Verhältnis zur ersten Eigenfrequenz der Platte hat. Das verwendete Material von Kugeln und Platte ist Stahl mit der Dichte 7780 kg/m^3 , dem E-Modul 210 GPa und der Querkontraktionszahl 0.3 . Die Geometrie des skalierten Modells ist in Tabelle 3.2 für zwei verschiedene Kugelradien und der jeweils verwendeten Anfangsgeschwindigkeit zusammengefasst.

Tabelle 3.2: Geometrie und Anfangsbedingungen des skalierten Modells

	äußere Kugel	Platte	innere Kugel
r [mm]	6.35 / 10	33	6.35 / 10
t [mm]	-	2	-
v_0 [mm/s]	-437 / -550	0	0

Für die beiden Kugelgrößen in Tabelle 3.2 sind die Simulationsergebnisse in Bild 3.12 dargestellt. Für beide Kugelgrößen sind jeweils die Verschiebung, Geschwindigkeit und Kontaktkraft aller Körper mit derselben Zeitskala aufgetragen. Die Finite-Elemente-Simulation ist die Referenzlösung und die beiden Mehrkörpermodelle (A) und (B) unterscheiden sich im wesentlichen durch die Zahl der Freiheitsgrade für die Platte. Modell (A) hat lediglich einen Freiheitsgrad und entspricht gleichzeitig der Lösung von Modell (B), falls hier nur eine Ansatzfunktion für die Platte verwendet wird. Modell (B) verwendet die ersten 16 Eigenvektoren der Platte, was nur einen sehr geringen Fehler verursacht. Auf den ersten Blick ist klar ersichtlich, dass Modell (B) gut mit der Finite-Elemente-Lösung

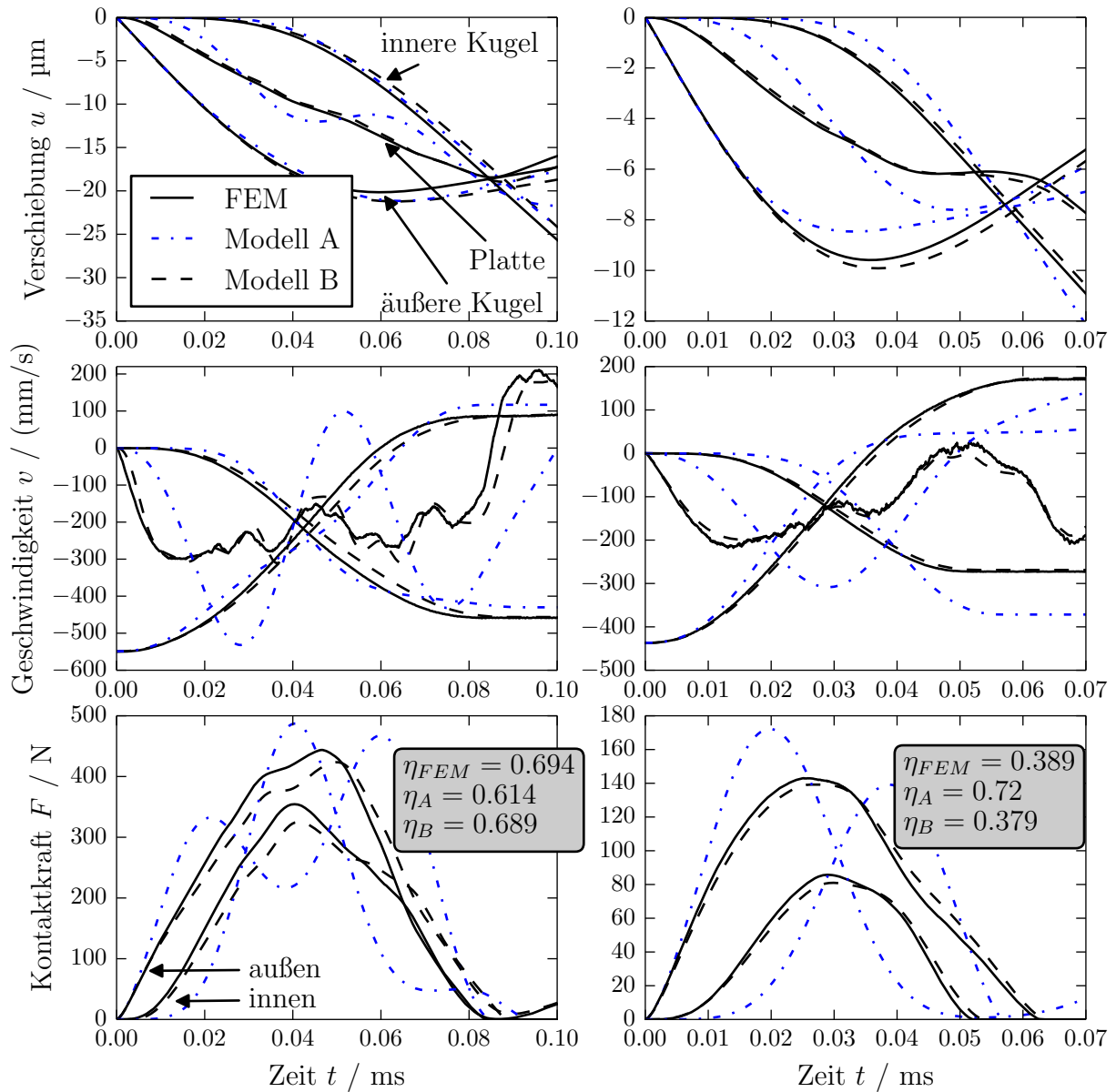


Bild 3.12: Vergleich FEM mit Mehrkörpermodellen: (A) ein Freiheitsgrad für die Platte und (B) 16 Ansatzfunktionen für die Platte. Links Kugeln mit $r=10$ mm und rechts 6.35 mm

übereinstimmt und Modell (A) zu einfach ist. Der Wirkungsgrad ist nach der Definition in Gl. 3.8 in den grauen Feldern aufgeführt. Auch hier ist klar, dass Modell (B) gut mit der Finite-Elemente-Lösung übereinstimmt und Modell (A) nicht ausreicht. Der grundsätzliche Zusammenhang, dass die erste Eigenfrequenz eine bedeutende Rolle spielt ist auch bei Modell (A) ersichtlich. Für die weiteren Untersuchungen wird nur noch das Mehrkörpermodell mit ausreichender Anzahl an Eigenvektoren für die Platte, also Modell (B), verwendet. Die Geschwindigkeitskurve der Finite-Elemente-Simulation beinhaltet im Vergleich zum Mehrkörpermodell hochfrequente Schwingungsanteile, die durch Einführung einer schwachen Dämpfung verschwinden.

Der Einfluss der Materialdämpfung soll einerseits zeigen, dass hochfrequente Schwingungen dadurch unterdrückt werden und des Weiteren soll der Einfluss bestimmt werden. Hier wird der Einfachheit halber proportionale Dämpfung oder Rayleigh Dämpfung verwendet. Dabei wird nach [CookEtAl02] die globale Dämpfungsmatrix

$$\mathbf{C} = \alpha \mathbf{M} + \beta \mathbf{K} \quad (3.18)$$

als Linearkombination aus der globalen Massen- und Steifigkeitsmatrix mit den beiden Faktoren α und β definiert. Dadurch wird die Dämpfung frequenzabhängig und die Faktoren können über bekannte Dämpfung bei zwei verschiedenen Frequenzen bestimmt werden. Nach [CookEtAl02] bestimmt der Faktor α das Dämpfungsverhalten im unteren Frequenzbereich und β im Oberen. Der Dämpfungsgrad ist dann

$$\xi = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\omega} + \beta \omega \right) \quad (3.19)$$

Da hier im Rahmen der Stoßuntersuchungen fast ausschließlich hochfrequente Schwingungen auftreten, setzen wir hier $\alpha = 0$. Der Einfluss des Faktors β der Materialdämpfung ist in Bild 3.13 dargestellt. Bei den auftretenden Frequenzen sind Dämpfungen von $\beta = 10^{-7}$ oder 10^{-6} schon recht hoch und eher für Kunststoffe sinnvoll. Im Geschwindigkeitsverlauf ist deutlich, dass sich die Charakteristik nicht ändert, sondern lediglich hochfrequente Schwingungsanteile verloren gehen. Der Wirkungsgrad ändert sich nur minimal und zeigt nur bei stärker gedämpften Materialien wie Kunststoffen einen messbaren Einfluss.

Bei genauerer Betrachtung fällt auf, dass in der Mehrkörpersimulation eine etwas längere Kontaktdauer und etwas geringere Kontaktkräfte auftreten. Diese Unterschiede werden durch die Steifigkeit der Platte in Längsrichtung verursacht, die in den Plattenelementen der Plattenbeschreibung des elastischen Mehrkörpermodells nicht berücksichtigt wird. Das beeinflusst die Spannungsverteilung des Hertz'schen Kontaktgesetzes, das von unendlichen Halbräumen ausgeht. In Bild 3.14 ist das Problem deutlich zu erkennen. Die Spannung zwischen den beiden Kontaktpunkten ist nicht Null, da sich die beiden Spannungsverteilungen an den Kontaktpunkten gegenseitig beeinflussen. Die Annahme im Hertz'schen Kontaktgesetz setzt jedoch voraus, dass keine gegenseitige Beeinflussung der Kontaktstellen stattfindet.

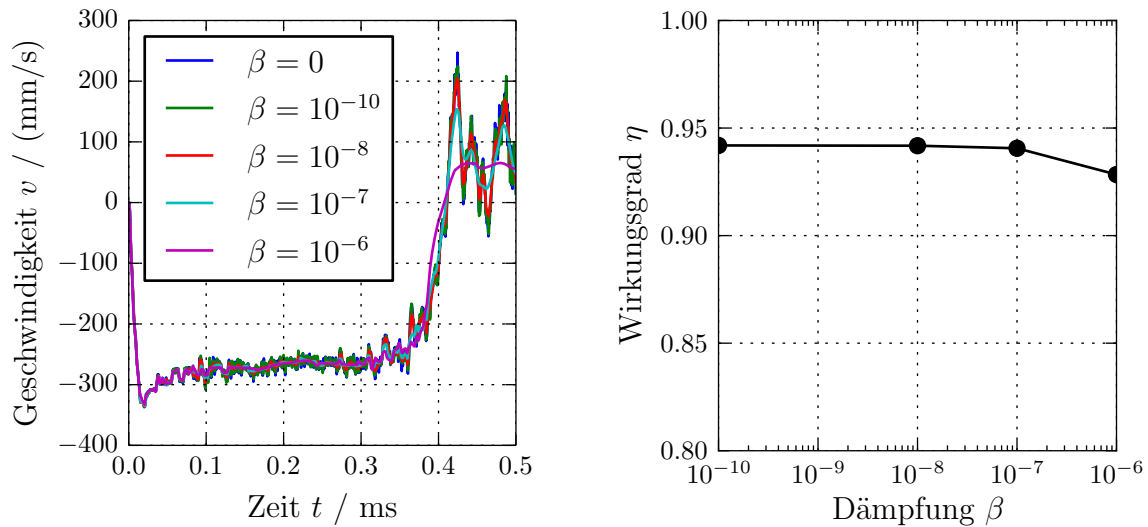


Bild 3.13: Geschwindigkeitsverlauf und Wirkungsgrade in Abhängigkeit von der Materialdämpfung.

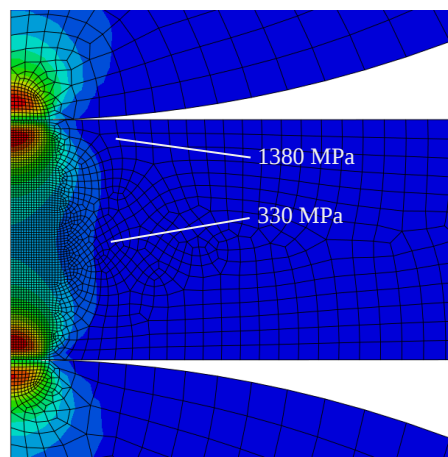


Bild 3.14: Von Mises Vergleichsspannung im Finite-Elemente-Modell

Die Spannungen in den Simulationsmodellen sind in den hoch belasteten Stellen deutlich über der Streckgrenze normaler Stähle, so dass plastische Verformungen zu erwarten sind. Deshalb wird im folgenden Abschnitt der Einfluss plastischen Materialverhaltens untersucht. Außerdem müssen jetzt auch wiederholte Stöße simuliert werden. Dabei wird der Körper bei jedem Stoß ein wenig mehr plastisch verformt, bis sich die Geometrie in soweit geändert hat, dass keine weiteren plastischen Verformungen auftreten, da die Belastungen unterhalb der Streckgrenze liegen und der Stoß wieder elastisch ist [Seifried05]. Dieser Vorgang wird Einspielen oder Shakedown genannt.

Die Ergebnisse dieses Finite-Elemente-Modells zeigen sehr schön die Grenzen des elastischen Mehrkörpermodells. Sie zeigen aber auch, dass das elastische Mehrkörpermodell sehr gut für die Untersuchung des Stoßes geeignet ist.

3.2.3 Simulation wiederholter Stöße

Zur Simulation wiederholter Stöße muss mit nichtlinearem Materialverhalten gerechnet werden. Nur dann können plastische Verformungen beschrieben werden, so dass jeweils beim nächsten Stoß ein anderer Ausgangszustand herrscht. Da die beiden Kugeln in den Experimenten aus hochfestem Stahl aus Kugellagern bestehen, treten hier keine plastischen Verformungen auf. Die Platte ist in den Experimenten aus einem Stahlblech mit relativ geringer Streckgrenze zwischen 230 und 350 MPa herausgeschnitten. Deshalb wird sich die Platte beim Stoß plastisch verformen. Plastisches Materialverhalten mit nichtlinearer Spannungs-Dehnungskurve ist nicht ausreichend, da der Stoß stark von Änderungen in der Spannungs-Dehnungskurve abhängt und die bei Stößen auftretenden hohen plastischen Dehnraten $\dot{\epsilon}_p$ die Spannungs-Dehnungskurve stark beeinflussen, siehe [MinamotoEtAl11], [MinamotoEtAl08] und [SeifriedMinamotoEberhard10]. Bei Belastungen mit sehr hohen plastischen Dehnraten steigt die Streckgrenze signifikant an und führt somit auch zu einem vollständig anderen Verhalten. Dieser Effekt wird Viskoplastizität genannt, [Wriggers01]. Die Untersuchung der Möglichkeiten von Abaqus zur Simulation von wiederholten Stößen mit unterschiedlichen Materialmodellen und deren automatisierte Berechnung wurde von [Bosnjak13] und [Schnizer13] durchgeführt.

Für die Beschreibung eines elasto-viskoplastischen Materials existieren unterschiedliche Möglichkeiten. Beispielsweise wird in [Jones97] das empirische Modell von [CowperSymonds57] verwendet, um den Einfluss der Dehnrates darzustellen. In [Abaqus13] existieren weitere Modelle, wie beispielsweise das von [Perzyna66]. Die kontinuumsmechanischen Grundlagen sind in [Altenbach12] und die Anwendung in der Finite-Elemente-Methode in [Wriggers01] beschrieben.

Für Materialmodelle mit plastischer Verformung wird der Dehnungstensor ϵ in einen elastischen und einen plastischen Teil zerlegt, so dass $\epsilon = \epsilon_e + \epsilon_p$. Die plastische Dehnrates

$$\dot{\epsilon}_p = \frac{d\epsilon_p}{dt} \quad (3.20)$$

kann dann verwendet werden, um einen skalaren Wert für die plastische Vergleichsdehnrates

$$\dot{\epsilon}_{pl} = \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\epsilon}_p \cdot \dot{\epsilon}_p} \quad (3.21)$$

zu definieren.

Damit können dann unterschiedliche empirische Zusammenhänge zur Beschreibung der Abhängigkeit der Streckgrenze bzw. der Spannungs-Dehnungskurve und der plastischen Dehnrates aufgestellt werden. Häufig wird das von [CowperSymonds57] eingeführte und in [Jones97] beschriebene Potenzgesetz

$$\sigma_{dyn} = \sigma_{st} \left(1 + \left(\frac{\dot{\epsilon}_p}{D} \right)^{1/q} \right) \quad (3.22)$$

verwendet. Die beiden Parameter D und p müssen aus Experimenten bestimmt werden. Dieses Gesetz hat sich bereits als gut geeignet erwiesen und soll in dieser Arbeit ausschließlich verwendet werden.

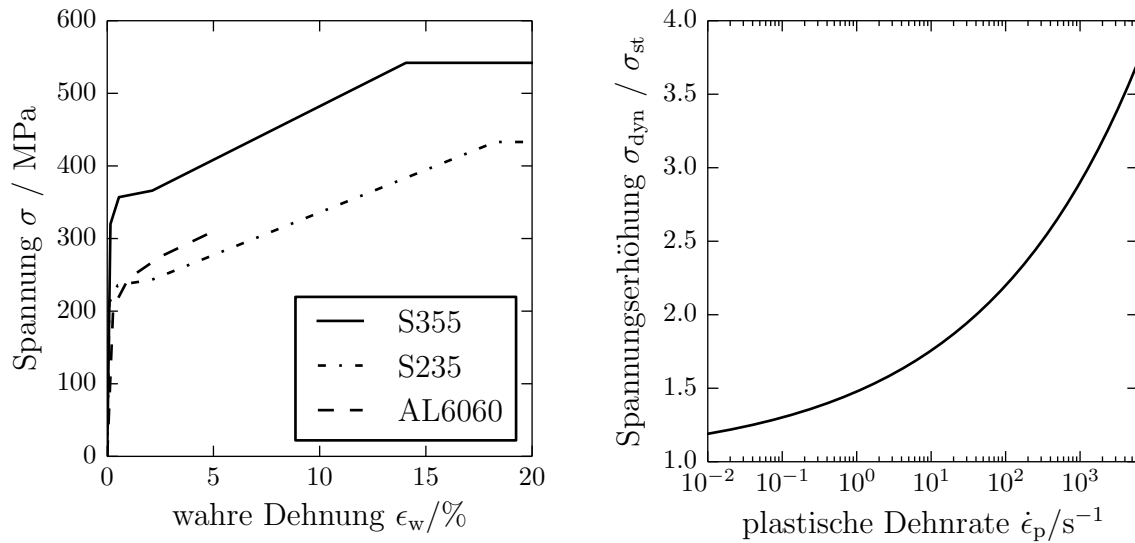
3.2.3.1 Materialeigenschaften

Das größte Problem bei der Simulation mit nichtlinearem Materialverhalten ist die Beschaffung der Daten zu den verwendeten Materialien, die nur schwer zu erhalten sind ohne sehr aufwendige Experimente durchzuführen. In [Jones97] findet sich eine Übersicht über einige Experimente, in [Schüle01] wurden einige hochfeste Werkstoffe untersucht. Um gute Simulationsergebnisse zu erhalten, mussten die Materialkennwerte in [SeifriedMinamotoEberhard10] durch umfangreiche Messungen an S235 und AL6060 bestimmt werden. In dieser Arbeit konnten keine Experimente zur Bestimmung der Materialparameter durchgeführt werden. Für die Untersuchung des Schaltventils wird sich jedoch zeigen, dass eine grobe Abschätzung der Spannungs-Dehnungskurve und Tabellenwerte für die Dehnratenabhängigkeit genügen. Für die hier durchgeführten Simulationen werden unterschiedliche Materialdaten verwendet, so dass eine Abschätzung des Bereichs für die zu erwartenden Ergebnisse angegeben werden kann. Wie bereits bestehende Untersuchungen in [SeifriedMinamotoEberhard10], [MinamotoEtAl08], [MinamotoEtAl11] und [Jones97] gezeigt haben, hat Aluminium eine nur sehr geringe Dehnratenabhängigkeit und Stähle wie S235 oder S355 haben eine vergleichsweise hohe Abhängigkeit. Deshalb werden hier keine Simulationen mit dehnratenabhängigem Materialverhalten bei Aluminium vorgestellt.

Zunächst müssen für die Werkstoffe S235 und S355 die wahren Spannungs-Dehnungskurven gefunden werden. In [DNV13] sind für die Stähle S235, S355, S420 und S460 die Spannungs-Dehnungskurven tabellarisch abgedruckt. In Bild 3.15a sind die für die Simulation verwendeten Spannungs-Dehnungskurven abgebildet, in Bild 3.15b ist die Abhängigkeit von der plastischen Dehnraten für gewöhnliche duktile Stähle wie S235 oder S355 dargestellt. Eine Übersicht über unterschiedliche Experimente und Ergebnisse zur Dehnratenabhängigkeit ist in [Symonds67] und [Jones97] zu finden. Die Daten zu AL6060 zur Spannungs-Dehnungskurve sind [MinamotoEtAl11] entnommen, die Dehnratenabhängigkeit wird hier nicht berücksichtigt, da laut [MinamotoEtAl11] die Abhängigkeit bei Aluminium sehr gering ist. Auch die vorgeschlagenen Parameter für Gl. (3.22) in [Jones97] sprechen im Vergleich zu Stahl für eine wesentlich geringere Dehnratenabhängigkeit.

3.2.4 Ergebnisse wiederholter Stöße mit nichtlinearem Material

Wir wollen uns hier auf Ergebnisse der drei genannten Materialien mit jeweils 20 aufeinander folgenden Stößen beschränken. Außerdem soll ausschließlich die Konfiguration aus Tabelle 3.2, die auch für die Experimente verwendet wird, simuliert werden. Es soll zunächst



(a) Spannungs- Dehnungskurven von verschiedenen Stählen und einer Aluminiumlegierung (b) Dehnratenabhängigkeit der Streckgrenze für $D=40.4$ und $q=5.0$, aus Gl. (3.22)

Bild 3.15: Eigenschaften der verwendeten Materialien

gezeigt werden, dass für das Verständnis des Stoßvorgangs rein elastische Simulationen ausreichen. Die Erkenntnisse die aus den hier vorgestellten Simulationen hervorgehen geben jedoch auch für die Konstruktion hilfreiche Ideen. So führt beispielsweise die plastische Verformung zu einer Änderung der Geometrie der Kontaktoberfläche und damit zu einem höheren Wirkungsgrad. Daraus ergeben sich Ansätze für die Nutzung dieses Sachverhalts, um eventuell gezielt eine günstige Oberfläche von vorn herein zu entwickeln. Es werden zunächst die Ergebnisse für die Stähle S235 und S355 vorgestellt, danach für Aluminium.

3.2.4.1 Ergebnisse mit S235 und S355

Es soll durch die Verwendung zweier unterschiedlich fester gewöhnlicher Stähle untersucht werden, in welchem Bereich die Ergebnisse zu erwarten sind und wie groß die Abhängigkeit vom verwendeten Stahl bei gleichen elastischen Eigenschaften ist. Das folgende Schaubild Bild 3.16 zeigt die Simulationsergebnisse im Vergleich zur elastischen Simulation, die keine Abhängigkeit von der Vorgeschichte hat, da ausschließlich reversible Vorgänge auftreten. Beide Materialien haben gemeinsam, dass zunächst durch die auftretende plastische Verformung ein geringerer Wirkungsgrad berechnet wird. Durch die plastische Verformung ändert sich die Geometrie der Kontaktfläche und es entstehen Eigenspannungen unter der Plattenoberfläche. Dadurch entstehen beim darauf folgenden Stoß etwas geringere plastische Verformungen. Interessant ist, dass bei beiden Materialien der Wirkungsgrad der elastischen Simulation überschritten wird. Der Stahl mit geringerer Streckgrenze (S235) hat anfangs einen höheren Energieverlust auf Grund plastischer Verformungen. Durch die höheren plastischen Verformungen und die damit einhergehende Geometrieänderung

übersteigt der Wirkungsgrad sogar den von S355 mit höherer Streckgrenze.

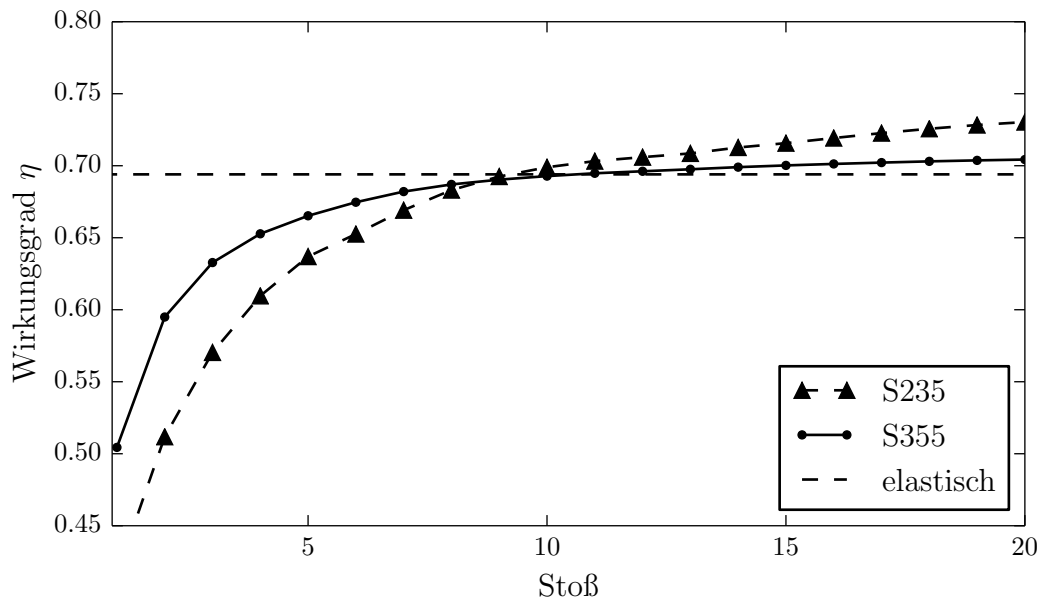


Bild 3.16: Simulation wiederholter Stöße im Vergleich zur rein elastischen Simulation

Die beiden Bilder in 3.17 zeigen die Anteile an verlorener Energie. Als verloren gilt hier die Energie, die nicht in die kinetische Energie der inneren Kugel fließt. Dazu gehört die plastische Verformungsenergie, die Summe aus kinetischer Energie der Platte und der äußeren Kugel, sowie die elastische Formänderungsenergie der Platte. Die Formänderungsenergie und die kinetische Energie der Platte sind zusammengenommen die Schwingungsenergie oder innere Energie, da die Platte fest eingespannt ist. Der Verlauf der Energien bestätigt die obigen Vermutungen zum Verlauf des Wirkungsgrads. Die plastische Verformungsenergie sinkt von Stoß zu Stoß und nähert sich asymptotisch der Null an. Bei S355 geht generell etwas mehr an kinetischer Energie verloren. Dies liegt an der weniger verformten Oberfläche, bei der der Kontaktbereich kleiner ist und der Wirkungsgrad dann meist auch geringer ist.

In den Bildern 3.18 ist ein Ausschnitt der Platte in der Plattenmitte beider Stähle nach dem 20. Stoß dargestellt. Oberhalb ist die äußere Kugel, unterhalb die Innere. Links ist die Plattenmitte und rechts ist die Platte abgeschnitten. In beiden Fällen ist die maximale plastische Verformung wie erwartet unterhalb der Plattenoberfläche. Die plastischen Verformungen sind bei S235 deutlich größer. Bemerkenswert ist, dass die Platten in beiden Fällen über der gesamten Höhe plastisch verformt sind. Dadurch ergibt sich bei genauer Betrachtung, dass die Oberfläche nicht mehr eben ist, sondern einen Radius besitzt, was dem Wirkungsgrad zugute kommt, siehe Abschnitt 3.1.2.4. Die Stellen maximaler plastischer Verformung liegen nicht, wie man im Allgemeinen vermuten würde, in der Plattenmitte, sondern seitlich versetzt, da die Dehnrates in der Mitte größer ist und damit die Streckgrenze höher liegt. Dies führt zu einer gleichmäßigeren Plastifizierung

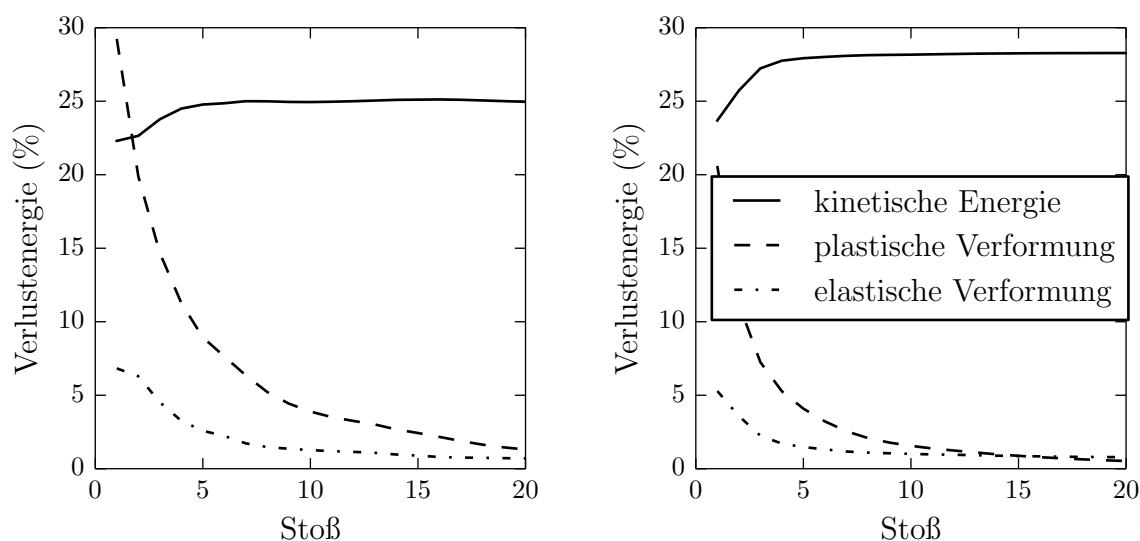


Bild 3.17: Verlustenergieanteile der ersten 20 Stöße für S235 (links) und S355 (rechts)

über der Plattendicke und dazu, dass direkt unter der Oberfläche, wo die Dehnrate sehr hoch ist, weniger plastisch verformt wird.

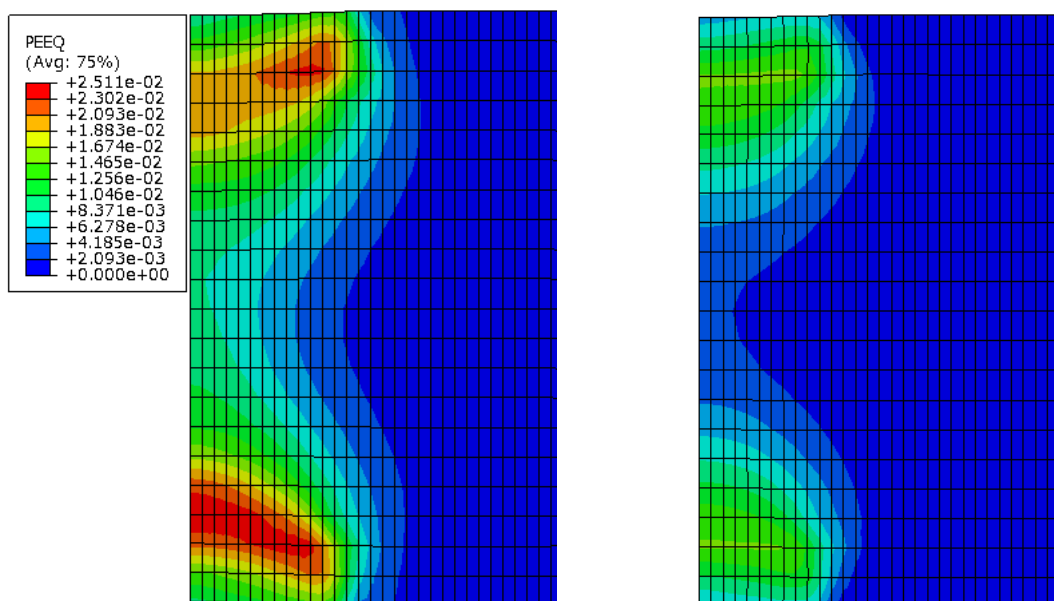


Bild 3.18: Plastische Vergleichsdehnung im Bereich der Plattenmitte beim 20. Stoß für S235 (links) und S355 (rechts)

Für die Verwendung eines elasto-viskoplastischen Materialgesetzes steht noch der Nachweis aus, ob die auftretenden Dehnraten hoch genug sind, dass diese Abhängigkeit berücksichtigt werden muss. Die beiden Bilder in 3.19 zeigen den zeitlichen Verlauf der plastischen Dehnraten $\dot{\epsilon}_p$ des jeweils ersten Stoßes. In beiden Fällen ist die maximal auftretende maximale Dehnrate sehr groß, so dass an dieser Stelle eine Erhöhung der Streckgrenze etwa um den Faktor 2.5 zu erwarten ist. Selbst bei wesentlich geringeren Dehnraten

wäre hier ein Effekt feststellbar. Die einzelnen Kurven a-f gehören zu den Netzknoten in Plattenmitte, beginnend mit a an der äußeren Plattenoberfläche. Das Maximum der plastischen Dehnrates ist nicht an der Plattenoberfläche. Die maximale totale Dehnrates liegt zwar an der Oberfläche, dort ist aber die plastische Dehnung wesentlich geringer, so dass die maximale plastische Dehnrates zwischen der Plattenoberfläche und der Stelle der maximalen plastischen Verformungen liegt.

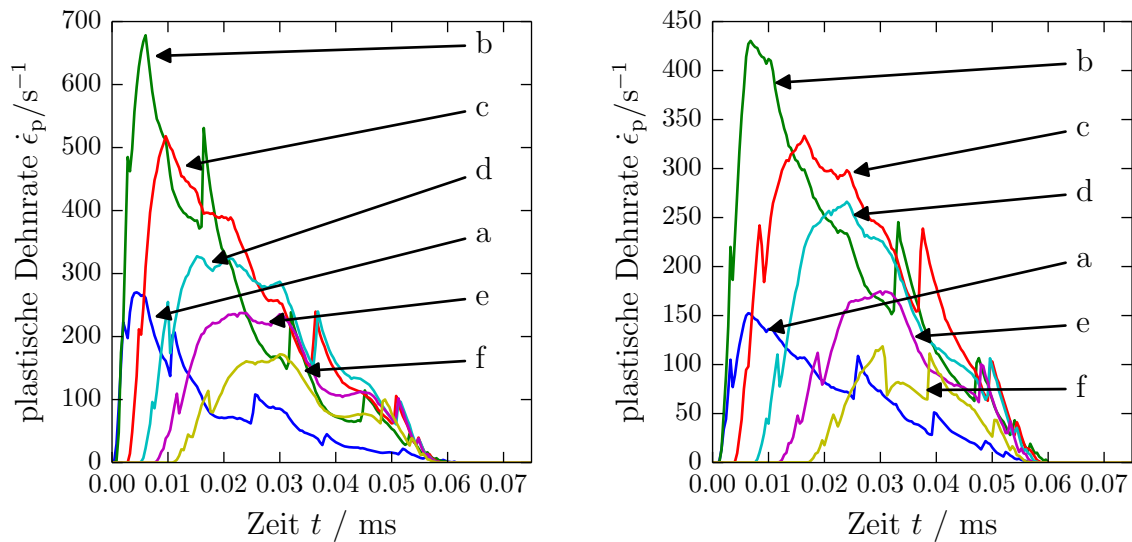


Bild 3.19: Effektive plastische Dehnrates $\dot{\epsilon}_p$ beim ersten Stoß für S235 (links) und S355 (rechts)

3.2.4.2 Ergebnisse mit Aluminium

Die Simulationsergebnisse für Aluminium werden hier in etwas verkürzter Form vorgestellt. Das Modell ist gegenüber dem obigen Modell mit Stahlplatte bis auf die Materialeigenschaften unverändert. Außerdem wird hier ein rein plastisches Materialmodell mit der nichtlinearen Spannungs- Dehnungskurve aus Bild 3.15a verwendet, da wie in Abschnitt 3.2.3.1 erklärt wird, die Dehnratesabhängigkeit bei Aluminiumlegierungen gering ist. Der Verlauf des Wirkungsgrads mit steigender Stoßanzahl im Vergleich zu einer elastischen Stoßsimulation ist in Bild 3.20 dargestellt. Grundsätzlich ist der Verlauf wie bei den beiden Stählen. Anfangs ein geringer Wirkungsgrad auf Grund der noch großen plastischen Deformationen, die nach und nach geringer werden. Schließlich übersteigt der Wirkungsgrad nach mehreren Stößen den der elastischen Simulation. Auch hier trägt die günstigere, verformte Geometrie dazu bei.

Im Bild 3.20 ist wieder die Verlustenergie in ihre Anteile aufgespalten. Diese sind die kinetische Energie der äußeren Kugel und der Platte, die elastische Formänderungsenergie und die plastische Deformationsenergie der Platte. Im Vergleich zu Stahl geht anfangs noch mehr Energie in plastische Verformung, sie sinkt aber schneller und ist nach etwa 15 statt

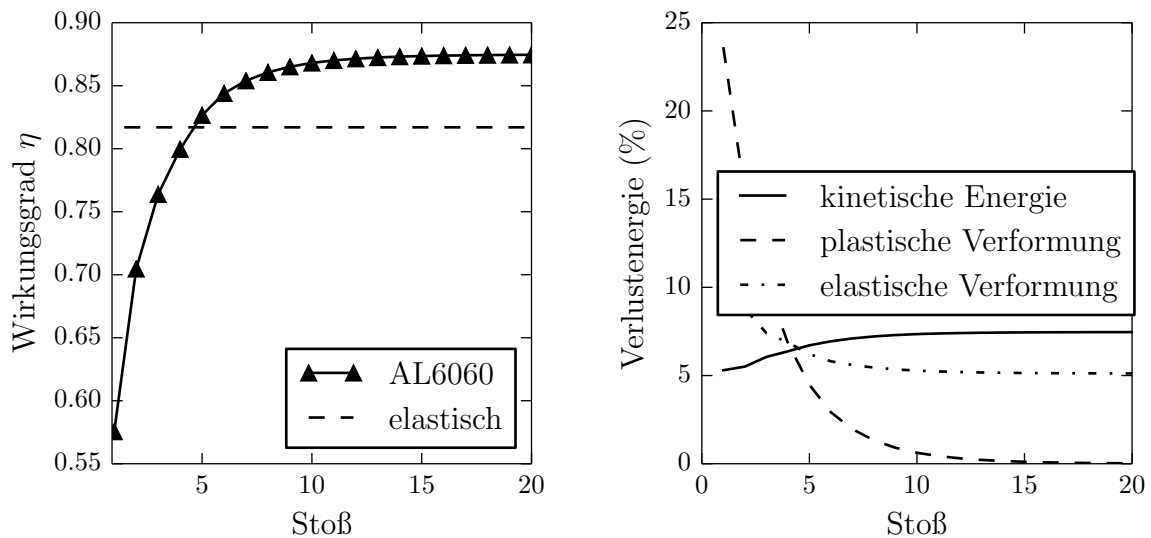


Bild 3.20: Wirkungsgrad bei plastischer Simulation mit Aluminium (links) und Aufteilung der Verlustenergie (rechts) der ersten 20 Stöße

20 Stößen bei Null. Bei elasto-viskoplastischem Verhalten ändert sich auch die plastische Dehnrates bei jedem Stoß, so dass sich die Streckgrenze ändert und somit auch wieder weitere plastische Verformungen auftreten. Insgesamt tritt bei Aluminium ein höherer Wirkungsgrad auf. Dies ist auch in Bild 3.17 ersichtlich, da hier weniger Energie in Form kinetischer Energie verloren geht.

Nach mehreren Stößen sind in Plattenmitte große Bereiche plastisch verformt, damit ergibt sich eine höhere Spannung, bei der weiteres Fließen eintritt. Die maximale Vergleichsspannung während des 20. Stoßes ist in Bild 3.21 dargestellt. Während des 20. Stoßes treten keine weiteren plastischen Verformungen auf, die Spannungen liegen jedoch teilweise deutlich über der Streckgrenze von 205 MPa. Die maximale Spannung ist auch hier im Gegensatz zu Bild 3.14 im elastischen Fall nicht in der Mitte unter dem Kontaktpunkt, sondern weiter außen. Die Verteilung der plastischen Vergleichsdehnung entspricht der von Stahl und ist quantitativ zwischen S235 und S355.

3.2.4.3 Erkenntnisse und Konsequenzen

Die Simulation und Modellierung mit nichtlinearen Materialeigenschaften ist wesentlich aufwändiger als im elastischen Fall oder gar bei der Verwendung eines elastischen Mehrkörpermodells. Für eine genaue Beschreibung der auftretenden Effekte ist diese Vorgehensweise sicherlich notwendig. Wenn allerdings grundlegende Zusammenhänge, wie der Plattenradius oder die Plattendicke untersucht werden sollen, ist dies in dieser Detailtiefe nicht notwendig.

Wir können hier jedoch festhalten, dass der Wirkungsgrad im Vergleich zur elastischen

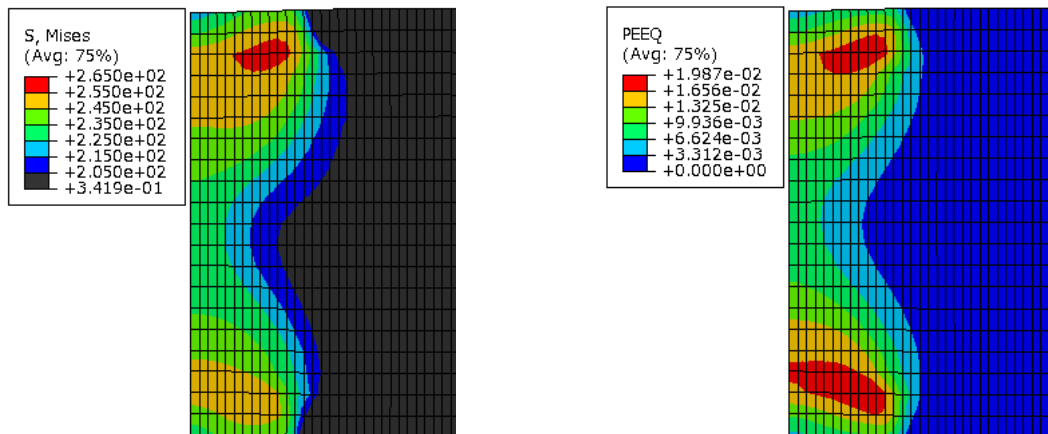


Bild 3.21: Maximale von Mises Spannung (MPa) während und plastische Vergleichsdehnung nach dem 20. Stoß für eine Platte aus Aluminium

Simulation etwas höher liegt, aber nicht berücksichtigte Einflüsse, wie die nicht ideale Einspannung der Platte im Experiment, das Ergebnis erheblich beeinflussen. Wesentlich ist sicherlich, dass im plastischen Fall die Oberfläche der Platte derart deformiert wird, dass der Kontaktradius ansteigt, die Kontaktkräfte größer werden, die Stoßdauer etwas abnimmt, siehe [SeifriedMinamotoEberhard10], [Schnizer13], und die auftretenden Spannungen geringer werden. Die Deformation der Oberfläche hat zur Folge, dass der Wirkungsgrad über den der elastischen Simulation ansteigen kann. Dieser Effekt kann auch ausgenutzt werden, indem die Oberfläche gezielt derart wird, dass ein großer Kontaktradius auftritt, das heißt entweder als Innenradius auf der Platte oder als Außenradius der Kugeln.

3.3 Anwendung auf das miniaturisierte Schaltventil

Das Ziel der unterschiedlichen Simulationsmodelle und deren Validierung ist, die Vorgänge bei der Stoßübertragung zu verstehen und damit den Entwurf stoß-betriebener Schaltventile zu unterstützen. Dazu musste ein einfaches Modell erstellt werden und dessen Korrektheit und Aussagekraft an Hand eines nichtlinearen Finite-Elemente-Modells gezeigt bzw. untersucht werden. In diesem Teil soll nun vorgestellt werden, welche Erkenntnisse erlangt werden können, die für die Konstruktion hilfreich sind. Verschiedene Entwürfe werden im Folgenden vorgestellt und untersucht. Diese Entwürfe sind bereits in [FritzFischer12], [FischerEtAl13] und [Fritz12] veröffentlicht. In [Fritz12] werden systematisch unterschiedliche Konzepte erarbeitet und bewertet. Hier soll der Schwerpunkt auf der Simulation der Konzepte, der zu erwartenden Wirkungsgrade und den Gründen für die Vor- und Nachteile einiger Konzepte aus einer stoßmechanischen Sicht liegen.

3.3.1 Folgerungen aus den Simulationen für die Konstruktion

Die grundlegenden Zusammenhänge zwischen den Parametern beim Stoß mit Platten sind in Abschnitt 3.1.2 vorgestellt. Es sind also Platten mit geringem E-Modul mit Kugeln mit hohem E-Modul zu kombinieren. Außerdem sind dünne Platten grundsätzlich von Vorteil, jedoch bei der Produktion und Haltbarkeit problematisch. Des Weiteren sollte der Radius der Platte groß sein. Hier gibt es sogar ein Optimum, das nicht am Rand liegt. Schließlich sollte auch der Oberflächenradius der stoßenden Kugeln oder anderen Stoßkörper möglichst groß sein. All diese Erkenntnisse finden sich im ersten vorgestellten Konzept mit Schaltwippe wieder. Hier wird jedoch keine Kugel als Stoßkörper, sondern ein Piezo-Biegewandler verwendet. Des Weiteren zeigen die Simulationen, dass die Stoßdauern derart gestaltet sein müssen, dass die Platte bzw. das Zwischenelement während dem Stoß mindestens ein halbes Schwingenspiel hat, oder aber deutlich elastischer ist. Dann wird die Energieübertragung auch nur sehr wenig gestört.

Aus Simulationen mit leichtem Versatz der Kugel wird deutlich, wie empfindlich der Wirkungsgrad auf Fehler in der Produktion oder der Ausrichtung in Experimenten ist. Bei der realen Modellgröße von Kugeln mit etwa 2-3 mm Durchmesser bewirkt ein Versatz der äußeren Kugel von 0.1 mm einen Wirkungsgradverlust von 1.1%. Ein Versatz von 0.3 mm führt zu einem Verlust von 7%.

3.3.2 Konzepte und Prototypen

Die durchgeführten Untersuchungen der Einflüsse unterschiedlicher Parameter auf den Wirkungsgrad der Energieübertragung ins Ventil führt auf die in diesem Abschnitt vorgestellten Entwürfe. Zunächst wird ein Entwurf mit einer Schaltwippe vorgestellt. Hierzu führt der Gedanke eine sehr elastische und dünne Membran zu verwenden, da sich hier rechnerisch ein hoher Wirkungsgrad ergeben sollte. Daran anschließend werden Modelle vorgestellt, die zwar auf Basis der elastischen Mehrkörpersimulation entwickelt wurden, deren Simulation jedoch mit der Finite-Elemente-Methode durchgeführt werden muss, da hier das Konzept der Platte als Zwischenelement verlassen wird. Eine logische Konsequenz aus den Erkenntnissen daraus ist die Simulation eines Entwurfs mit nur einem sehr elastischen Zwischenelement und einem Aktor.

3.3.2.1 Schaltventil mit Schaltwippe

In diesem Entwurf wird nicht nur eine optimale Geometrie und geschickte Materialkombination gewählt, sondern auch ein Piezo-Biegewandler als Aktor gewählt. Dieser Entwurf wurde in Kapitel 2.3.1 bereits eingeführt und soll hier näher untersucht und erläutert werden. Dünne und elastischere Platten haben einen höheren Wirkungsgrad. Also ist die Platte in diesem Fall so dünn, dass man eher von einer dünnen Membran sprechen sollte

und aus einer Titanlegierung mit geringer Steifigkeit. Sie ist 0.1 mm dick und hat einen Radius von etwa 3.1 mm. Die Stoßkörper sollten möglichst steif sein. Also ist die innere Kugel aus Saphir mit 2 mm Radius. Die Materialdaten sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Tabelle 3.3: Materialdaten der Platte und der inneren Kugel des Entwurfs mit Schaltwippe

	Titanlegierung	Saphir
E-Modul [N/mm ²]	115000	350000
Dichte [kg/m ³]	4430	3980
Querkontraktionszahl [-]	0.37	0.27

Wie aus Abschnitt 3.3.1 bekannt ist, stört zwar ein Versatz die Energieübertragung, aber nicht so sehr wie ein Spalt, wie wir im nächsten Kapitel feststellen werden. Die Simulation dieses Modells benötigt auch das Modell für den Piezo-Biegewandler aus Abschnitt 3.1.3. Um eine Geschwindigkeit von etwa 550 mm/s zum Stoßzeitpunkt zu erreichen, benötigt man ein Biegemoment am Biegewandler von etwa 4 Nmm. Die Masse an der Spitze des Biegewandlers ist 128 mg, was in etwa der Masse der inneren Kugel (133 mg) entspricht. Bekanntermaßen sollte der Kontaktradius möglichst groß sein. Deshalb erhält der Stößel am Biegewandler einen relativ hohen Spitzenradius von 4 mm. Zum Vergleich wird in der Simulation auch mit einer Kugel statt dem Biegewandler als Stoßerzeuger gerechnet.

Beide Modelle werden so aufgesetzt, dass nach dem Stoß die innere Kugel eine Geschwindigkeit von 550 mm/s hat. Die Simulation mit den beiden Kugeln ergibt verständlicherweise den sehr hohen Wirkungsgrad von 97.5%. Bei der Verwendung des Biegewandlers als Aktor ist die Definition eines Wirkungsgrades komplizierter, siehe Abschnitt 3.1.3. Wenn man die kinetische Energie, die der Biegewandler besitzt, heranzieht, erhält man 66%. Mit der gespeicherten potentiellen Energie, die der Biegewandler vor dem Auslösen gespeichert hat, erhält man 41%. Dies zeigt aber, dass der Entwurf auch mit dem niedrigeren Wirkungsgrad des Piezobiegewandlers als Aktor mit etwas höherem Energiebedarf funktionieren sollte.

3.3.2.2 Alternative Zwischenelemente

Auf Basis der bisherigen Untersuchungen wurden Alternativen zu Platten als Zwischenelement untersucht, die auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse vielversprechend erscheinen. Die Simulationen hierfür wurden auf Grund der komplexen Geometrie mit einem dreidimensionalen Finite-Elemente-Modell mit Abaqus simuliert. Diese basieren darauf, dass die Einspannung möglichst weich sein sollte, die Kontaktfläche möglichst groß und die Masse bzw. erste Eigenfrequenz passend zur Kugel im Inneren des Ventils. Die erste Variante ist ein Metallstößel inmitten einer Polyamid oder Polypropylen Platte bzw. Membran, siehe Bild 3.22 auf der linken Seite. In Bild 3.23 ist für diese Variante der Wirkungsgrad

in Abhängigkeit vom Kugelradius aufgetragen, um den optimalen Kugelradius zu diesem Zwischenelement zu finden.

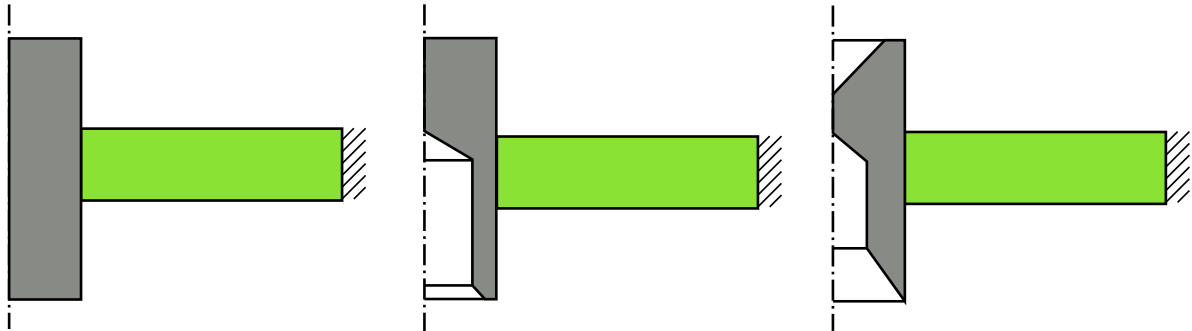


Bild 3.22: Verschiedene Entwürfe mit eingepresstem Stahlteil in einer Polypropylenplatte (innere Kugel ist unten)

Andersherum lässt sich natürlich auch sagen, dass zu jeder Kugel ein optimales Zwischenelement gefunden werden kann. Auch hier gilt, dass die Kontaktzeiten in etwa zur halben Periodendauer der ersten Eigenform des Zwischenelements passen müssen.

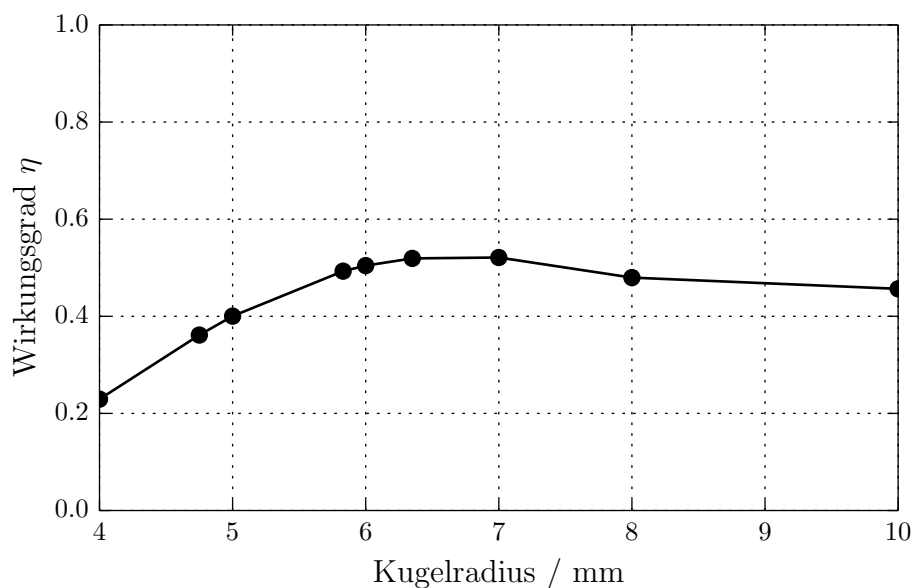


Bild 3.23: Optimierung des Kugelradius für die erste Variante

Weitere Varianten wie die mittlere und rechte Variante aus Bild 3.22 sind Modifikationen, um den Wirkungsgrad weiter zu steigern. Auch hier ist der Kern in der Mitte meist aus Stahl und die Einfassung ringsherum aus Kunststoff. Die mittlere Variante wurde zum Vergleich mit Experimenten berechnet. Der Kern hat einen Radius von 2.25 mm und ist 10 mm lang. Die Platte aus Polyamid außen herum hat einen Radius von 13.25 mm und ist 5.8 mm dick. Die Kugeln haben einen Radius von 2.5 mm. Es ergibt sich hier ein

Wirkungsgrad von ca. 20%, welcher auf Grund einer schlechten Abstimmung der Massen so gering ausfällt. Im rechten Bild ist eine weitere Variante zu sehen, bei der die Massen besser abgestimmt sind und unterschiedliche Öffnungswinkel untersucht wurden.

Die Untersuchungen zum Öffnungswinkel, zu verschiedenen Materialien und mit und ohne Reibung sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Ein Winkel von 90° entspricht einer ebenen Kontaktfläche. Den größten Unterschied macht die Verwendung von Kunststoff, da sich hier die Materialeigenschaften massiv ändern und somit Masse und Eigenfrequenz stark verändert werden. Die Berücksichtigung von Reibung, welche bei schrägen Kontaktflächen relevant wird, führt in den meisten Fällen zu leicht reduzierten Wirkungsgraden. Ein flacher Öffnungswinkel führt zu größeren Kontaktflächen und verbessert so den Wirkungsgrad.

Tabelle 3.4: Parametervariationen bei Alternative zwei (rechte Variante)

$\alpha/^\circ$ (außen)	$\beta/^\circ$ (innen)	Material	η ohne (mit) Reibung
90	45	Stahl + PP	0.49 (0.40)
		PP	0.07
		PMMA	0.07
45	45	Stahl + PP	0.73 (0.50)
52	45	Stahl + PP	0.74 (0.56)
		PP	0.04 (0.07)
52	48	Stahl + PP	0.78

Die Winkel sollten jedoch innen und außen ähnlich sein, falls die Kugeln innen und außen gleich sind. Optimal ist auch hier, wenn die Kontaktzeit an der Außenseite und Innen etwa gleich lang sind. Es kann also mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln der Einfluss unterschiedlicher Massen bzw. Stoßkörper ausgeglichen werden.

3.3.2.3 Entwurf mit elastischem Ventilsitz und nur ein Aktor

Eine weitere verbesserte Variante stellt die Steigerung der Elastizität dar, indem der Bereich aus Kunststoff wesentlich dünner gemacht wird. Außerdem soll jetzt das gesamte Zwischenelement aus Kunststoff sein und wenn möglich beide Kontaktstellen in einem Zwischenelement zusammengefasst sein. Die Geometrie und der Zustand nach dem Stoß dieser Variante sind in Bild 3.24 zu sehen. Die linke Variante wurde auch experimentell untersucht und zeigt gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Verhalten. Die Experimente mit einer Hochgeschwindigkeitskamera werden am Ende des nächsten Kapitels vorgestellt. Diese Variante ist problematisch, da das massive Teil in der Mitte durch den versetzten Kraftangriffspunkt zur falschen Seite kippt und somit die Kugel in die falsche Richtung, hier nach links, losfliegt. Das rechte Bild zeigt eine Variante, die schon in Bild 2.6 vorgestellt wurde und bei der zum einen der Stößel des stoßverursachenden Hubmagneten

verändert ist, so dass die Kontaktkraft außen angreift und somit die Verkippung verhindert wird. Außerdem ist die Geometrie des zentralen Elements verändert, sodass es sich elastisch verformen kann und somit die Abschussrichtung nach rechts weiter begünstigt. Die roten Pfeile zeigen die Bewegungsrichtung der Kugel nach dem Stoß.

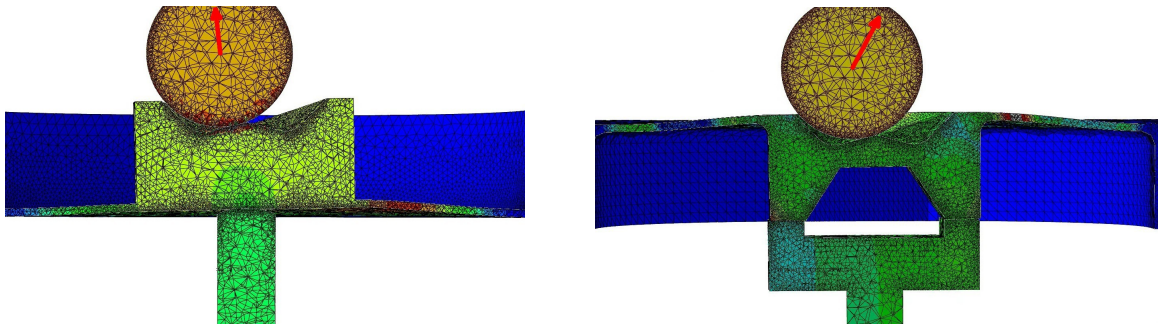


Bild 3.24: Optimierte Geometrien eines Zwischenelements mit beiden Kontaktstellen

Die innere Kugel fliegt mit deutlich höherer Geschwindigkeit los, wie der Stößel zu Beginn hat, da die Masse des Stößels deutlich größer ist als die der Kugel. Der Wirkungsgrad ist deshalb auch eher gering und spielt hier eine eher untergeordnete Rolle, da das Ziel dieser Untersuchung war, den Abschusswinkel der Kugel zu verbessern. Das Modell links hat einen Abschusswinkel von 100° zur Horizontalen, also nach links. Das rechte Modell startet unter einem Winkel von 80° zur Horizontalen, also nach rechts.

Kapitel 4

Stoßsimulation mit Fluideinfluss

Im vorigen Kapitel wurde der Stoßvorgang unter Vernachlässigung von Fluiden ausführlich modelliert und untersucht. Mit den Simulationsmodellen konnten bereits wichtige Erkenntnisse gewonnen werden, sowie Varianten und Prototypen berechnet werden. Der logische nächste Schritt ist nun die für Ventile notwendige Erweiterung auf Modelle mit Fluiden. Dazu muss zunächst bestimmt werden, welche Einflüsse durch Fluide zu erwarten sind, um dann geeignete Simulationsmodelle zu erstellen, die ausreichend genaue Aussagen zulassen. Die erstellten Modelle sollten auch hier wieder möglichst auf einfache Weise eine Variation von Parametern zulassen und in möglichst geringer Zeit abgeschlossen sein. Dann können beim Entwurf sehr schnell Varianten ausprobiert werden, Parametervariationen durchgeführt werden und schließlich auch Optimierungsalgorithmen verwendet werden, falls die Parameter stark voneinander abhängen.

Es werden unterschiedliche Simulationsmodelle und Methoden vorgestellt, die die unterschiedlichen Effekte beschreiben. Unter Verwendung von akustischen Fluiden wird der Einfluss eines Fluids auf Grund seiner Trägheit und der Wellenausbreitung auf die Dynamik der Platte bzw. des Gehäuses beschrieben. Ein Spaltströmungsmodell wird verwendet, um die durch die Viskosität des Fluids auftretenden Unter- bzw. Überdrücke im Fluidspalt zu berechnen.

Ab dem letzten Abschnitt werden wie schon bei den Stößen ohne Fluideinfluss die erarbeiteten Methoden und Erkenntnisse auf das miniaturisierte Schaltventil angewendet. Darin wird auch der gesamte Umschaltvorgang an einem vereinfachten Modell des Prototypen mit Schaltwippe simuliert. Der Umschaltvorgang mit und ohne Fluid eines Prototypen wird mit einer Hochgeschwindigkeitskamera untersucht und analysiert.

4.1 Einfluss von Fluiden beim Stoß

Bei der Modellierung des Schaltventils gibt es viele Aspekte, bei denen der Einfluss eines Fluids im Ventil eine Rolle spielt. Bereits bei der Konstruktion gibt es viele Gesichtspunkte, die berücksichtigt werden müssen. Diese sind in [Fritz12] im Rahmen einer konstruktionsmethodischen Herangehensweise untersucht und berücksichtigt worden. Diese sind unter anderem die Spülbarkeit bei der Verwendung von Fluiden, die sich nicht im Ventil ablagern dürfen, der Druckabfall bei der Durchströmung des Fluids, Parameter wie der angestrebte Differenzdruck und der angestrebte Massenstrom.

Allerdings wollen wir hier einen Schritt vorher beginnen, denn der Stoß selbst, der den Umschaltvorgang auslöst, wird sich verändern, wenn ein Fluid im Ventil ist. Es muss also genau verstanden werden, welche Effekte auftreten und welche Kombinationen, bzw. Entwürfe auch mit Fluid ausreichend robust umschalten. Ein Fluid hat auf den Stoß und den Umschaltvorgang bei einem Schaltventil im Wesentlichen die folgenden Einflüsse:

- Ein Differenzdruck bei einem verschlossenen Ventil zwischen Innen- und Außenseite der Kugel führt zu einer Kraft, die die Kugeln verzögern oder beschleunigen kann.
- Wenn Flüssigkeiten aus engen Spalten verdrängt werden oder nachfließen müssen, können auf Grund der Viskosität und der Trägheit des Fluids enorme Drücke entstehen. Diese Drücke können leicht in die Größenordnung von Kontaktkräften gelangen. Andererseits kann auch ein Unterdruck entstehen, so dass Kavitation auftritt.
- Auch wenn der Spalt zwischen Kugel und Platte bereits vergleichsweise groß ist, treten erheblich Kräfte auf, da sich die Kugel durch ein enges Ventil bewegen muss und auch hier wieder enge Spalte mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten und damit hohen viskosen Kräften und Druckkräften entstehen.
- Aber auch der Stoß selbst wird in erheblichem Maße beeinflusst. Dadurch, dass die Platte einseitig in Kontakt mit einem Fluid ist, verändern sich die Schwingungseigenschaften. Wenn sich die Platte bewegt, muss eine gewisse Masse des Fluids verdrängt werden und im Fluid werden unter Berücksichtigung der zwar geringen aber vorhandenen Kompressibilität, beispielsweise von Wasser oder Öl, Druckwellen entstehen. Dies reduziert die Eigenfrequenzen der Platte und verändert die Eigenformen.

In den folgenden Abschnitten soll den wesentlichen Einflüssen auf die Funktionsweise von Schaltventils nachgegangen werden und Werkzeuge sowie grundsätzliche Zusammenhänge für die Konstruktion solcher Ventile erarbeitet werden.

4.2 Fluid-Struktur-Wechselwirkung der Platte beim Stoß

Ein bekanntes Phänomen der Fluid-Struktur-Wechselwirkung ist die Änderung der Schwingungseigenschaften bei Körpern, die von einem Fluid umgeben sind. Es ändern sich sowohl die Eigenfrequenzen als auch die Eigenformen der schwingenden Struktur. Dadurch, dass die schwingende Struktur das Fluid verdrängen muss, muss einerseits mehr Masse bewegt werden und andererseits wirkt das Fluid entgegen der Bewegungsrichtung. Diese Zusammenhänge wurden in [Lamb20] und [FuPrice87] nachgewiesen und untersucht. Da wir bereits herausgearbeitet haben, dass das dynamische Verhalten der Platte den Wirkungsgrad des Stoßes wesentlich beeinflusst, wird im Folgenden das Modell erweitert. Um diesen Einfluss in den Simulationen zu berücksichtigen, wird im bestehenden Mehrkörpermodell für trockene Stöße die Platte durch ein Finite-Elemente-Modell ersetzt, das den Einfluss des Fluids beinhaltet. Diese Ergebnisse sollen dann auch noch zum Vergleich mit Experimenten im nächsten Kapitel Verwendung finden.

4.2.1 Modellierung der Platte mit akustischer Fluid-Struktur-Wechselwirkung

Im vorhandenen Mehrkörpermodell wird nun die Repräsentation der Platte durch Plattenelemente durch ein Finite-Elemente-Modell der akustischen Fluid-Struktur-Wechselwirkung ersetzt. Die restlichen Elemente des Mehrkörpermodells, wie die Kugeln und die Hertz'sche Kontaktformulierung bleiben bestehen. Die Platte mit Fluid-Struktur-Wechselwirkung soll als modales Modell in Form von Eigenvektoren und Eigenfrequenzen einer Platte mit Kontakt zum Fluid in das Mehrkörpermodell integriert werden. Dann kann auch wieder durch das Weglassen von Moden die Dimension und Rechenzeit des Problems reduziert werden.

Für die Vernetzung werden das Programm Salome [Salome] und alternativ Gmsh [GeuzaineRemacle14], [GeuzaineRemacle09] verwendet. Die Erstellung der Finite-Elemente-Matrizen und deren Lösung wird mit Code_Aster, siehe [Code_Aster14] und [Aubry13], durchgeführt. Für das Postprocessing ist Paraview [Henderson07] in Salome integriert. Als erstes muss validiert werden, dass die Modellierung der Platte in Code_Aster ohne Fluid auf dieselben bzw. vergleichbare Ergebnisse führt, wie mit den bisherigen Plattenelementen. Außerdem wird die Modellierung auf drei Dimensionen erweitert, da das Fluid durch die Randbedingungen nicht axialsymmetrisch modelliert werden kann.

4.2.1.1 Modellierung und Vergleich einer elastischen Platte in Code_Aster

Um die Eigenmoden einer Platte aus Code_Aster in das Mehrkörpermodell integrieren zu können, müssen die folgenden Schritte durchgeführt werden:

- Definition der Geometrie in Salome.
- Vernetzung mit quadratischen Tetraeder-Elementen und quadratischen Ansatzfunktionen.
- Erzeugung einer Eingabedatei für Code_Aster, die das Netz einliest, das Material definiert, die Art der Lösung definiert und die Daten im HDF5-Format abspeichert.
- Nach der Lösung können die Ergebnisse dann in Paraview visualisiert werden und die HDF5-Dateien mit den Eigenwerten und Eigenmoden für die Stoßsimulation verwendet werden.

Als Geometrie wird die skalierte Platte mit 33 mm Radius und 2 mm Dicke verwendet. Bei der Vernetzung werden zwei verschiedene Einstellungen für die Elementgröße gewählt, das gröbere Netz hat 18000 Knoten und das feinere 95000 Knoten. In Bild 4.1 ist das gröbere der beiden getesteten Netze dargestellt. Durch die Verwendung quadratischer Ansatzfunktionen ist die Anzahl an Knoten sehr hoch, aber auch die Genauigkeit der berechneten Eigenvektoren und Eigenfrequenzen deutlich besser.

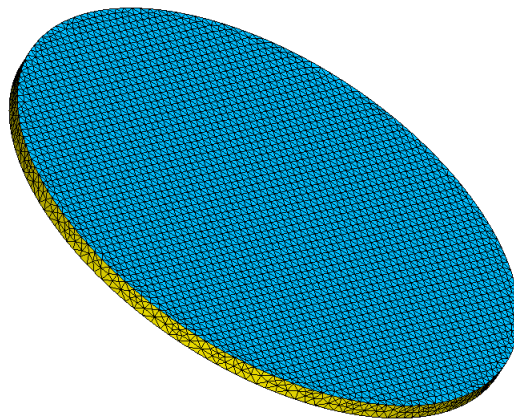


Bild 4.1: Grobe Vernetzung der Platte für Code_Aster

Für das weitere Vorgehen ist der Vergleich der Ergebnisse ohne Fluid-Struktur-Wechselwirkung wichtig, denn nur wenn die Ergebnisse hier übereinstimmen, können wir sinnvolle Schlüsse aus den hier berechneten Ergebnissen mit Fluiden ziehen. Die Ergebnisse mit einer fein vernetzten Platte aus Code_Aster mit 59 Ansatzfunktionen bis 100 kHz im Vergleich zum bisher verwendeten *Modell B* mit axialsymmetrischen Plattenelementen sind in Bild 4.2 dargestellt. In *Modell B* sind im Frequenzbereich bis 100 kHz lediglich 5

Ansatzfunktion. Die Ergebnisse stimmen sehr gut überein, was einerseits nochmals die Korrektheit der verwendeten axialsymmetrischen Plattenelemente nachweist und andererseits die Basis für die folgenden Untersuchungen mit Fluiden legt. Bei genauer Betrachtung können Unterschiede erkannt werden. Diese sind jedoch extrem gering und beeinflussen die Endergebnisse nicht.

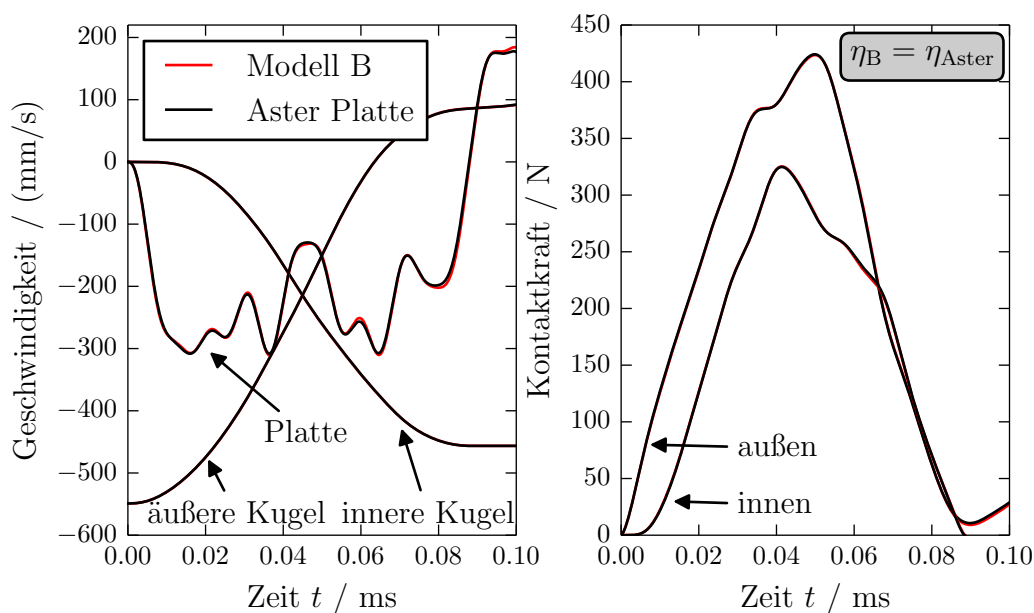


Bild 4.2: Vergleich der Plattenmodellierung aus *Modell B* mit 5 Ansatzfunktionen und Code_Aster mit 59 Ansatzfunktionen, jeweils bis 100 kHz

4.2.1.2 Modellierung der Fluid-Struktur-Wechselwirkung in Code_Aster

Die Vorgehensweise bei der Modellierung soll hier zum größten Teil erhalten bleiben. Es soll in Code_Aster eine Eigenwertanalyse der gekoppelten Systemgleichungen bis zu einer vorgegebenen Frequenz durchgeführt werden. Die berechneten Ansatzfunktionen sollen dann im elastischen Mehrkörpermodell anstatt der Platte eingefügt werden. Zusätzlich zu den linear-elastischen Gleichungen für die Struktur sollen jetzt die Gleichungen für das akustische Fluid mit den folgenden Annahmen für kompressible Fluide nach [SandbergWernbergDavidsson09] verwendet werden:

- reibungsfrei,
- kleine Bewegungen
- und rotationsfrei.

Daraus ergeben sich dann die Differential-Gleichungen für das akustische Fluid entsprechend [SandbergWernbergDavidsson09] mit der Bewegungsgleichung

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{u}_f(t)}{\partial t^2} + \nabla p(t) = 0, \quad (4.1)$$

der Kontinuitätsgleichung ohne akustische Quelle

$$\frac{\partial \rho_f(t)}{\partial t} + \rho_0 \nabla \frac{\partial \mathbf{u}_f}{\partial t} = 0 \quad (4.2)$$

und dem Stoffgesetz

$$p(t) = c^2 \rho_f(t). \quad (4.3)$$

Dabei ist $\mathbf{u}_f(t)$ die Bewegung des Fluids, $p(t)$ der Druck, $\rho_f(t)$ die dynamische Dichte und c die Schallgeschwindigkeit. Die Wechselwirkung zwischen Struktur und Fluid an der Schnittstelle wird durch Randbedingungen vorgegeben. Mit dem Normalenvektor \mathbf{n} definiert man die Verschiebungsrandbedingung

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{u}_f \cdot \mathbf{n} \quad (4.4)$$

mit der Verschiebung der Struktur \mathbf{u} . Außerdem ist die Oberflächenspannung der Struktur gleich dem negativen Druck der Fluids und aus dieser Spannung ergibt sich dann eine Beschleunigung der Oberfläche.

Diese Gleichungen sind in [Code_Aster14] die Basis für die mit der Finite-Elemente-Methode diskretisierten, gekoppelten Systemgleichungen für die akustische Fluid-Struktur-Wechselwirkung. Um eine für die Eigenwertzerlegung günstige, symmetrische Form des Differentialgleichungssystems zu erhalten, wird in [SandbergGöransson87], [Sandberg95], und [SandbergWernbergDavidsson09] als Hilfsvariable das Potential des Verschiebungsfeldes des Fluids $\Phi = \nabla \mathbf{u}_f$ eingeführt. Mit den Skripten in [CALFEM96] kann in Python oder Matlab für Lehrzwecke auf einfache Weise die Modellierung rein elastischer Strukturmechanik oder akustischer Fluid-Struktur-Wechselwirkung mit der Finite-Elemente-Methode durchgeführt werden. Auch in [Ansys14] ist seit Version 14.5 eine entsprechende Formulierung implementiert, siehe [SigristGarreau07].

In Matrixschreibweise entsteht nach [Sandberg95] mit der Hilfsvariable Φ das symmetrische Differentialgleichungssystem

$$\begin{bmatrix} \mathbf{M}_s & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \rho_f \mathbf{K}_f \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ddot{\mathbf{u}} \\ \ddot{\mathbf{p}} \\ \ddot{\Phi} \end{bmatrix} + \underbrace{\begin{bmatrix} \mathbf{K}_s & -\mathbf{C} & \mathbf{0} \\ -\mathbf{C}^T & -(\rho_f c^2)^{-1} \mathbf{M}_f & \mathbf{K}_f \\ \mathbf{0} & \mathbf{K}_f & \mathbf{0} \end{bmatrix}}_{\mathbf{K}_{\text{FSI}}} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{p} \\ \Phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{F} \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

mit der Steifigkeitsmatrix \mathbf{K}_s und der Massenmatrix \mathbf{M}_s der Struktur und die Matrizen für das Fluid-Teilsystem sind $(\mathbf{K}_f)_{ij} = \int_V \nabla N_f^i \cdot \nabla N_f^j dV$ und $(\mathbf{M}_f)_{ij} = \int_V N_f^i N_f^j dV$. Die

Formfunktionen im Fluid sind N_f^i und in der Struktur N_s^i . Die Kopplungsmatrix ist $C_{ij} = \int_{\Gamma} N_s^i \cdot \mathbf{n} N_f^j d\Gamma$.

Im nächsten Schritt wird das Gleichungssystem (4.5) in Code_Aster mit dem symmetrischen Eigenwert-Lösungsalgorithmus *Lanczos* aus *ARPACK* gelöst. Die unterschiedlichen Lösungsverfahren für verallgemeinerte und quadratische Eigenwertprobleme werden in [Code_Aster14] ausführlich beschrieben. Die entstehenden Eigenvektoren werden massennormiert und in der Matrix \mathbf{V} zusammengefasst. Mit den neuen Koordinaten

$$\bar{\mathbf{u}} = \mathbf{V}^T \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{p} \\ \Phi \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

und der Diagonalmatrix $\mathbf{S} = \mathbf{V}^T \cdot \mathbf{K}_{\text{FSI}} \cdot \mathbf{V}$ entsteht dann das transformierte äquivalente Gleichungssystem

$$\mathbf{E} \cdot \ddot{\bar{\mathbf{u}}} + \mathbf{S} \cdot \bar{\mathbf{u}} = \bar{\mathbf{F}}. \quad (4.7)$$

Durch die Massennormierung der Eigenvektoren ist die Matrix \mathbf{E} eine Einheitsmatrix und vereinfacht dann die Integration des Gleichungssystems. Bei der Eigenwertzerlegung werden nicht alle Eigenwerte berechnet, sondern nur einige wenige bis zu einer vorgegebenen maximalen Frequenz. Dadurch entsteht einerseits eine Abweichung zum Originalsystem, aber auch ein enormer Rechenzeitgewinn. Detaillierte Untersuchungen zur Reduktion von Systemen mit akustischer Fluid-Struktur-Wechselwirkung wurden in [Davidsson04] durchgeführt. Die Eigenwerte und Eigenvektoren werden im HDF5-Dateiformat gespeichert und in das elastische Mehrkörpermodell als Ersatz für die Platte eingefügt.

4.2.2 Simulation und Vergleich zum trockenen Stoß

Zunächst wird ein Modell entsprechend den bisher verwendeten Modellen zum Abgleich mit Experimenten verwendet, denn dort lässt sich der Einfluss von Fluiden berücksichtigen und damit dann auch vergleichen.

4.2.2.1 Modellierung

Für die Vernetzung sollen drei verschiedene Netze dienen. Diese Netze sind:

- ohne Berücksichtigung der Kugel im Fluid,
- mit Kugel und einem Spalt von 1.0 mm und
- mit Kugel und einem Spalt von 0.5 mm.

Die Untersuchung mit diesen drei Varianten soll verschiedene Dinge zeigen. Erstens soll untersucht werden, ob die Kugel als Loch im Fluidnetz modelliert werden muss und wie groß der Einfluss ist. Außerdem ist die Modellierung ohne Spalt im Fluidnetz zwischen Kugel und Platte schwierig, so dass durch Variation der Spaltbreite untersucht werden soll inwiefern diese das Ergebnis beeinflusst.

Das verwendete Netz ist in Bild 4.3 dargestellt. Es werden quadratische Tetraederelemente mit 10 Knoten verwendet. Die Platte besteht aus 27000 Knoten und das Fluid wird mit 48000 Knoten beschrieben.

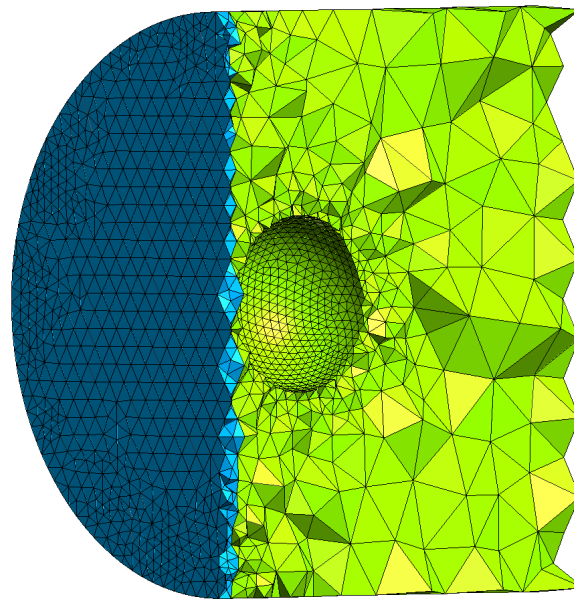


Bild 4.3: Vernetzung der Platte und Fluid für Code_Aster

Für die Eigenwertanalyse in Code_Aster müssen die Materialparameter angegeben werden. Für die Platten wird entweder Stahl oder Aluminium verwendet und für das Fluid Wasser oder Öl. Die Materialdaten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Da die Unterschiede zwischen Wasser und Öl bei den für die Simulation verwendeten Materialdaten so gering sind, ist auch kein großer Unterschied bei den Ergebnissen zu erwarten.

Tabelle 4.1: Verwendete Materialdaten für die Platte und das Fluid

	Stahl	Aluminium	Wasser	Öl
E-Modul (N/mm ²)	200000	72800		
Querkontraktionszahl (-)	0.30	0.33		
Dichte (kg/m ³)	8000	2789	1000	980
Schallgeschwindigkeit (m/s)			1440	1460

Die Randbedingung für die Platte bleibt mit der festen Einspannung unverändert. Für das Fluid werden zwei verschiedene Varianten untersucht. Einmal der komplett geschlossene

Behälter und ein teilweise offener Behälter mit den Randbedingungen $p = \Phi = 0$ am oberen Teil des Zylindermantels, entsprechend den Bedingungen in den Experimenten. In Bild 4.4 ist dieser Bereich mit orange markiert.

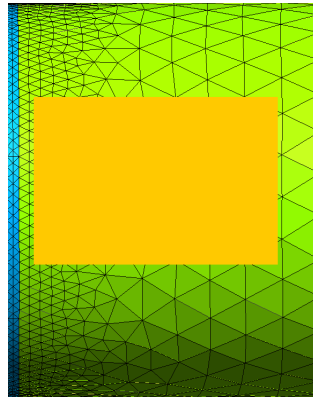


Bild 4.4: Draufsicht auf das Fluidgebiet, Bereich für die Randbedingung der freien Oberfläche orange markiert

4.2.2.2 Zwischenergebnis: Berechnete Eigenmoden

Nachdem das Netz erzeugt ist, sowie die Randbedingungen und Materialdaten festgelegt wurden, wird in Code_Aster die Eigenwertanalyse durchgeführt. Für die Berechnung von 70 Eigenmoden benötigt Code_Aster etwa 20 Minuten. Diese können dann als Zwischenergebnis im Paraview-Modul von Salome überprüft werden. Am Beispiel der vierten Mode bei 7 kHz und der Kombination von Aluminiumplatte und Wasser sind in Bild 4.5 die Deformation und das Druckfeld abgebildet. Durch die Öffnung auf der Oberseite ist der Druck gleich Null und die Eigenmode ist asymmetrisch. Ohne diese Randbedingung sind sowohl das Modell als auch das Ergebnis symmetrisch und es treten mehrfache Eigenwerte auf.

4.2.2.3 Stoßsimulation und Diskussion der Ergebnisse

Die Eigenwerte und Eigenvektoren werden in das elastische Mehrkörpermodell geladen und ersetzen dort die Platte. Die Simulationsdauer erhöht sich hier nur minimal durch die höhere Anzahl an Eigenmoden und liegt immer noch bei weniger als einer Sekunde.

Eine übersichtliche Zusammenfassung der Ergebnisse mit den unterschiedlichen Materialien, Netzen und Randbedingungen ist in Bild 4.6 abgebildet. Berechnet wird für alle Fälle der Wirkungsgrad des Stoßes in Abhängigkeit der Frequenz der höchsten verwendeten Mode. Dazu muss für jeden Punkt jeder Kurve eine Stoßsimulation durchgeführt werden. Es zeigt sich, dass der Wirkungsgrad mit zunehmender Anzahl an Moden konvergiert, sich also ab

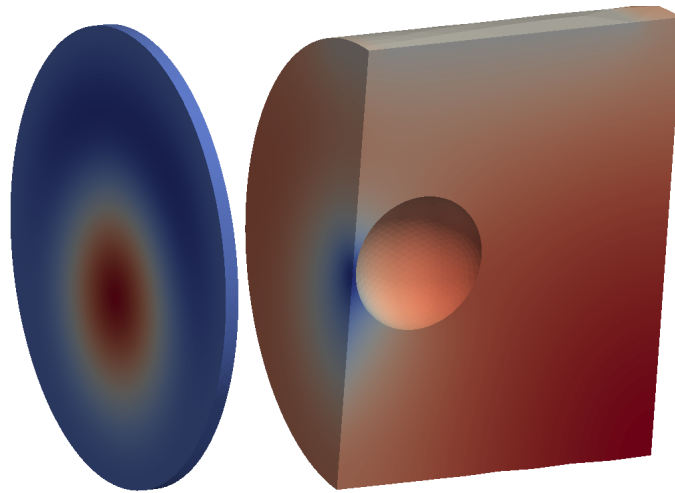


Bild 4.5: Deformation der Platte (links) und Druckverteilung (rechts) der 4. Eigenmode bei 7kHz

einer bestimmten Minimalzahl einem Wert annähert. Im linken Schaubild wird Aluminium mit Wasser verwendet und im rechten Schaubild Stahl mit Wasser.

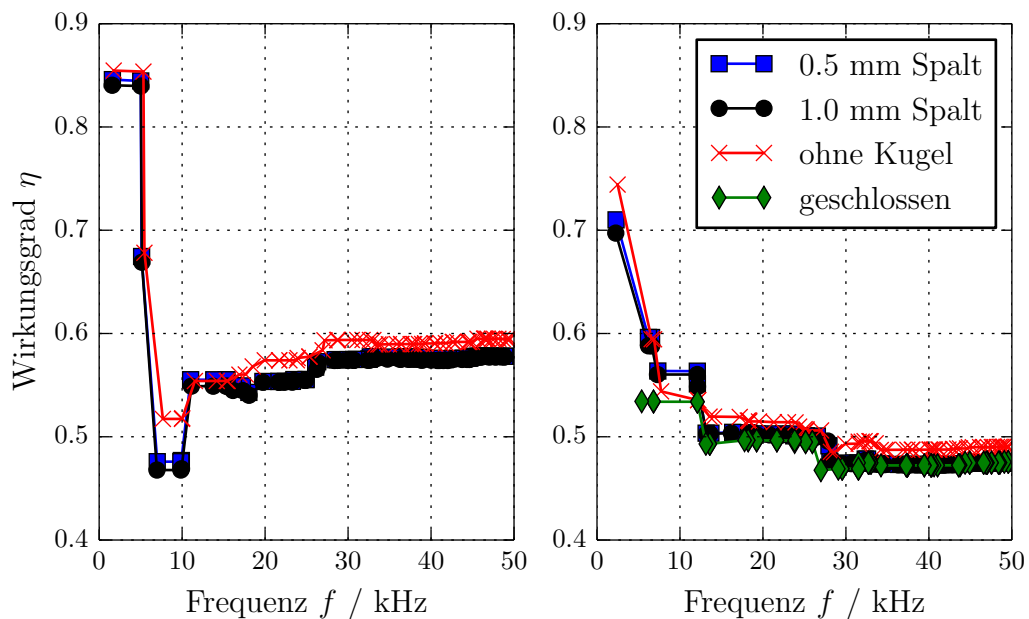


Bild 4.6: Wirkungsgrad des Stoßes in Abhängigkeit von der Frequenz der höchsten verwendeten Eigenmode für Aluminium (links) und Stahl (rechts) bei unterschiedlichen Netzen

Außerdem gibt es vier weitere Varianten. Zunächst wird das Modell mit unterschiedlicher Spaltweite zwischen innerer Kugel und Platte gerechnet, sowie ohne Berücksichtigung der Kugel im Fluid. Dies hat jedoch nichts mit der Modellierung der inneren Kugel als Massenpunkt im Mehrkörpermodell zu tun. Es zeigt sich, dass die Kugel in Form eines Lochs

im Fluid das Ergebnis beeinflusst. Jedoch ist der Einfluss der Spaltweite vergleichsweise gering. Die Vernachlässigung der Kugel im Fluid führt zu einer leichten Überschätzung des Wirkungsgrades. Interessant ist auch der Einfluss der Randbedingung, ob das Ventil bzw. das Fluidgebiet offen oder geschlossen ist. Das Ergebnis im geschlossenen Fall, hier mit einer Spaltweite zum Loch für die innere Kugel von 0.5 mm, im Vergleich zum offenen Ventil ist fast dasselbe. Diese Untersuchung wurde nur bei der Stahlplatte durchgeführt, obwohl die erste Eigenfrequenz im Vergleich zum offenen Ventil deutlich höher liegt und die Wirkungsgrade bei wenigen berücksichtigten Eigenmoden stark abweichen.

Durch die deutliche Reduktion der ersten Eigenfrequenz der 2.0 mm-Platte von 4.5 kHz auf 2.3 kHz ist die Kombination der Platte und Kugel nicht mehr passend. Folglich müssten dann größere Kugeln verwendet werden, um diesen Einfluss auszugleichen. Dieser Zusammenhang ist in Bild 4.7 mit einigen weiteren Kombinationen dargestellt. Die Modelle ohne Fluid, gekennzeichnet durch blau gestrichelte Kurven, zeigen alle ein ähnliches Verhalten. Bei Kugeln mit geringem Radius bzw. Masse, steigt der Wirkungsgrad schnell an und ändert sich dann nur noch geringfügig. Sobald die Kugeln groß genug sind, dass die Stoßdauer der halben Periode der ersten Eigenfrequenz entspricht, geht deutlich weniger Energie verloren. Dieser kritische Radius liegt bei den einzelnen Platten jeweils bei 16, 13 und 11 mm Radius.

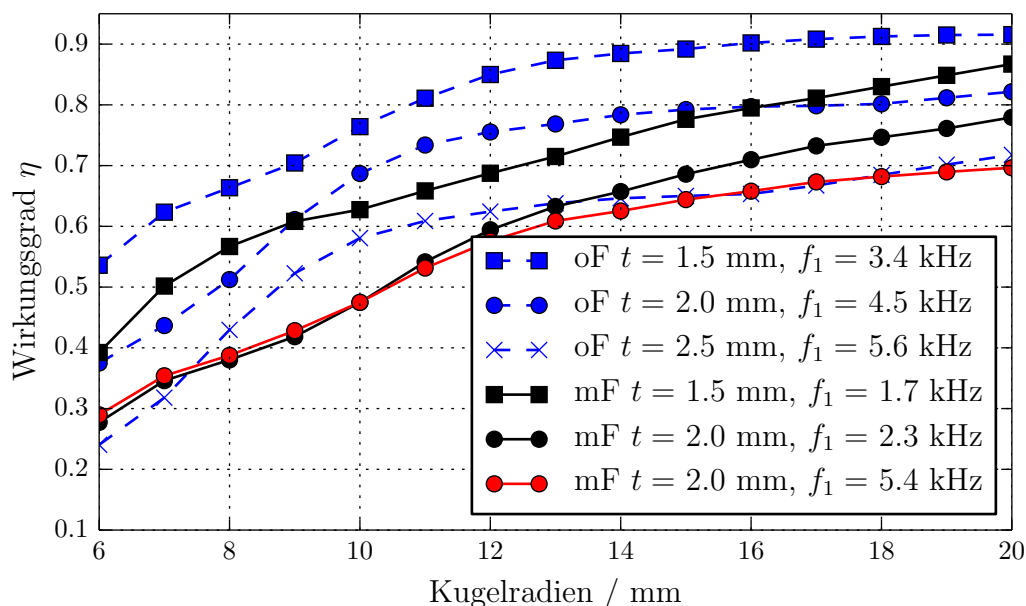


Bild 4.7: Wirkungsgrad in Abhängigkeit von den Kugelradien der beiden Kugeln, mit und ohne Fluid und für unterschiedliche Plattendicken, die Kurve in rot ist mit geschlossenem Fluidbehälter

Die Simulationen mit Fluid, gekennzeichnet durch schwarze Linien, zeigen ein anderes Verhalten. Der Wirkungsgrad steigt etwas gleichmäßiger an, also auch weniger abhängig vom Einfluss der ersten Eigenfrequenz und erreicht erst bei der großen Kugel bzw. hoher

Kontaktdauer auch hohe Wirkungsgrade. Auch der Einfluss des geschlossenen Behälters, rote Kurve, ist hier wieder auffällig, denn der Wirkungsgrad im Bereich kleiner Kugeln unterscheidet sich kaum vom geschlossenen Behälter. Erst bei größeren Kugeln unterscheiden sich die Ergebnisse.

4.3 Simulation von Spaltströmungen

In diesem Abschnitt wollen wir der Auswirkung eines Fluids im Spalt zwischen Kugel und Platte nachgehen und den Einfluss des restlichen Fluids zunächst ignorieren, um die Effekte besser voneinander trennen zu können. Zu Beginn des Stoßes wird idealerweise kein Spalt zwischen Kugel und Platte sein, doch auch da muss das umliegende Fluid nachströmen, was wir hier jedoch vernachlässigen wollen. Falls jedoch die Kugel nicht ideal anliegt, muss zunächst das dazwischenliegende Fluid verdrängt werden. Sobald die Kugel die Platte verlassen hat, existiert dort eine klassische Spaltströmung mit sehr hohen Drücken bzw. Unterdrücken nach dem Stoß je nach Vorzeichen der Relativgeschwindigkeit. Diese Spaltströmungen nennt man bei engen Spalten im Englischen den *squeeze-film effect*. Für zwei kreisrunde Platten mit einer relativen Geschwindigkeit v lässt sich die Druckverteilung analytisch berechnen und zu einer Gesamtkraft integrieren. Die dabei entstehenden Drücke und Kräfte können sehr groß sein, so dass wir davon ausgehen müssen, dass der Stoß zwischen Platte und Kugel beeinflusst wird. Da hier nicht zwei Platten aufeinander treffen, sondern eine Platte auf eine Kugel, kann keine analytische Lösung gefunden werden.

Oft müssen bei Spaltströmungen, sofern eine genaue Beschreibung für Fragestellung notwendig ist, viele Effekte berücksichtigt werden. Beispielsweise verändert sich die Viskosität mit dem Druck und der Temperatur. Bei hohen Drücken im Fluidspalt gewinnt die Elastizität der sich annähernden Körper an Bedeutung, denn der Druck kann leicht die Streckgrenze von Stahl erreichen. Die dabei auftretenden Verformungen sind im Vergleich zur Spaltgröße sehr hoch. Auch die Geschwindigkeit von Punkten an der Oberfläche weicht von der Schwerpunktgeschwindigkeit eines Körpers ab. Folglich verändert sich die Spalthöhe nicht genau mit der Annäherungsgeschwindigkeit der Schwerpunkte. In [Christensen62] werden unterschiedlich detaillierte Modelle vorgestellt und verglichen. Eine sehr detaillierte Untersuchung von Schmierfilmen in Kugellagern mit vielen Einflüssen wird in [Hartinger07] durchgeführt. Die experimentellen Untersuchungen in [Joseph03] decken Stöße mit geringen Geschwindigkeiten in Flüssigkeiten unterschiedlicher Viskosität ab.

Ziel dieser Arbeit ist es nicht, die Spaltströmung möglichst detailliert zu beschreiben, sondern geeignete Simulationsmodelle zur Untersuchung des Stoßes mit Fluid als Werkzeug zur Auslegung eines miniaturisierten Schaltventils zu erstellen. Deshalb beschränken wir uns auf ein etwas einfacheres Modell mit konstanter Viskosität und einer nur sehr groben Abschätzung der elastischen Verformung durch die Spaltströmung.

4.3.1 Modellierung der Spaltströmung zwischen Platte und Kugel

Für die Beschreibung der Spaltströmung wird die für axialsymmetrische Probleme modifizierte Reynolds-Gleichung verwendet. Diese Gleichung wird für verallgemeinerte Newton'sche Fluide in [Durst06] und [ChuEtAl08] hergeleitet. Wir wollen uns hier auf die wesentlichen Schritte beschränken. Die folgenden Vereinfachungen liegen dieser Herleitung zugrunde:

- Strömung ist in z -Richtung voll ausgebildet,
- inkompressibles Fluid,
- stationärer Zustand,
- viskoses Fluid mit kleiner Reynolds-Zahl,
- konstante Viskosität,
- Trägheit und Gravitation vernachlässigt.

Man erhält mit diesen Vereinfachungen die beiden Bewegungsgleichungen

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad (4.9)$$

mit dem auch in Bild 4.8 dargestellten Koordinatensystem, der Strömungsgeschwindigkeit in radialer Richtung $u_r = u$, dem Druck p und der Viskosität μ . Die Kontinuitätsgleichung lautet für axialsymmetrische, inkompressible Probleme

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial r} = 0. \quad (4.10)$$

Da die Strömung in z -Richtung voll ausgebildet sein soll, ist p nicht abhängig von z . Dann kann aus Gleichung (4.8) durch zweimalige Integration und den Randbedingungen, dass in der Mitte ($h/2$) der Strömung der Geschwindigkeitsgradient $\frac{\partial u}{\partial z}(t, r, h/2) = 0$ ist und an beiden Rändern die Haftbedingung $u = 0$ gilt, die folgende Gleichung aufgestellt werden

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial r} (z^2 - hz). \quad (4.11)$$

Setzt man Gleichung (4.11) in (4.10) ein und verwendet die Bedingungen für die Strömung in z -Richtung $u_z(0) = 0$ und $u_z(h) = \partial h / \partial t$, erhält man

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{rh^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \right) = 12r \frac{\partial h}{\partial t}. \quad (4.12)$$

Das Modell ist in Bild 4.8 dargestellt. Die Abhängigkeit in z -Richtung ist bereits in der Gleichung eliminiert. Außerhalb des Spalts ist der Druck gleich dem Umgebungsdruck und bei $r = 0$ ist der Druckgradient gleich Null.

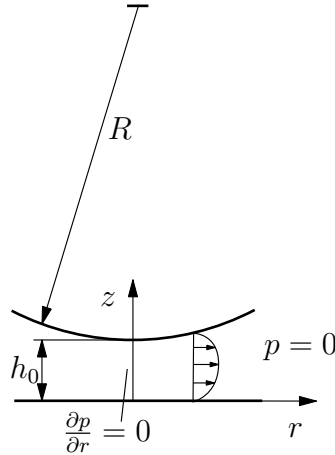


Bild 4.8: Skizze des Modells für die Spaltströmung, beschrieben in Gleichung (4.12)

Bei zwei kreisrunden Platten ist die Funktion der Spalthöhe $h(r)$ zu jedem Zeitpunkt konstant und die Differentialgleichung (4.12) ist eine lineare partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung mit den Randbedingungen $p(R_a) = 0$ und $\partial p/\partial r(0) = 0$, deren Lösung

$$p(r) = \frac{3\mu\dot{h}}{h^3} (r^2 - R_a^2) \quad (4.13)$$

lautet. Darin ist $\dot{h} = \partial h/\partial t$ die relative Geschwindigkeit der beiden Platten mit Radius R .

Für die Stoßsimulation in dieser Arbeit wird für die Spalthöhe $h(r)$ eine quadratische Funktion verwendet, da eine Platte und eine Kugel zusammentreffen sollen

$$h(r) = h_0 + \frac{r^2}{2R}. \quad (4.14)$$

Dies ist eine Annäherung, die jedoch hier ausreichend ist. Für die Diskretisierung eignet sich die Verwendung finiter Differenzen sehr gut, da diese im eindimensionalen Fall leicht zu implementieren sind. Das damit entstehende Gleichungssystem wird dann in jedem Zeitschritt der Stoßsimulation von neuem aufgestellt und gelöst. Als Lösung erhält man das eindimensionale Druckfeld $p(r)$ zwischen Platte und innerer Kugel abhängig von der Spalthöhe und der relativen Geschwindigkeit. Die entstehende Druckverteilung ist beispielhaft in Bild 4.9 dargestellt. Durch Integration kann dann das Druckfeld in eine skalare Kraft senkrecht auf die Platte im Kontaktpunkt umgerechnet werden. Sie wird dann im aktuellen Zeitschritt der Stoßsimulation verwendet.

Wenn der Spalt bei kontinuierlicher Annäherung langsam verschwindet oder von Beginn an gleich Null ist, entsteht ein neuer Zustand, bei dem sich die Körper berühren. Allerdings geschieht dies nicht im gesamten Einflussbereich des Fluids. Dieser Zustand ist in Bild 4.8

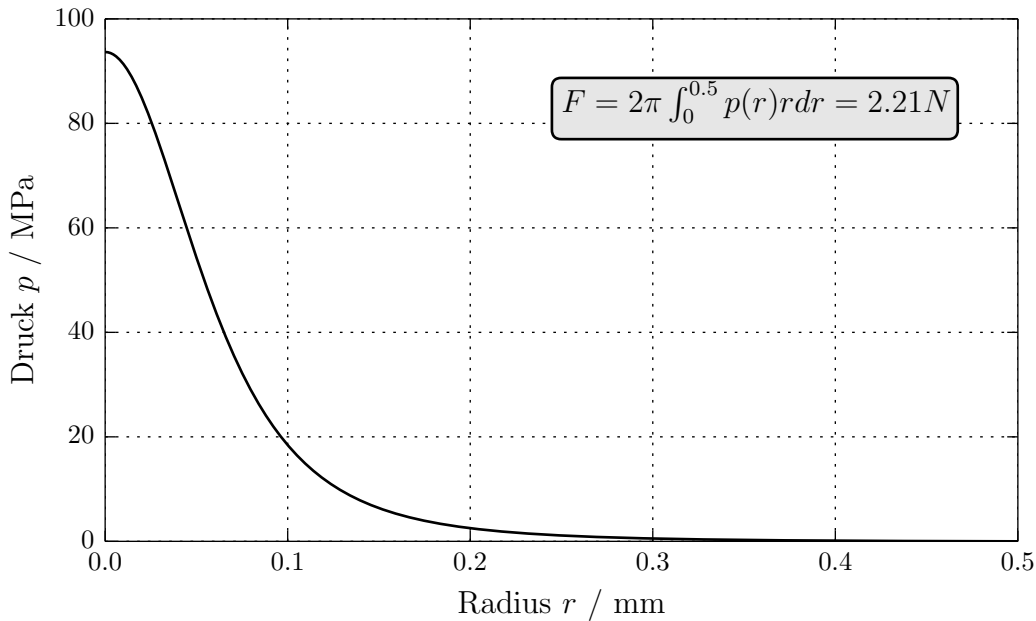


Bild 4.9: Radiale Druckverteilung einer typischen Konfiguration

dargestellt. Da die Annäherung der Schwerpunkte der beiden Körper nicht mehr der Verengung des Spalts entspricht, sondern der Deformationsgradient nötig ist, wird die Berechnung deutlich komplexer. Außerdem ist zu erwarten, dass die deutlich geringere Geschwindigkeit und das deutlich geringere verdrängte Volumen während der Überlappung zu Kräften führt, die deutlich geringer als die Kontaktkräfte sind. Aus diesem Grund wird während sich die Körper überlappen in dieser Arbeit keine Strömungssimulation durchgeführt.

4.3.1.1 Grobe Abschätzung der elastischen Verformung

Wenn sich Kugel und Platte immer weiter annähern, wird der Spalt immer kleiner und die Fluidkraft steigt an. Zum Zeitpunkt der ersten Berührung wird mit dem Hertz'schen Kontaktkraftgesetz gerechnet. Dabei entsteht ein unphysikalischer Sprung in der Kraft bei der Simulation. Um einen stetigen Übergang ohne Sprung zwischen Fluidkraft mit Spalt und Kontaktkraft ohne Spalt ohne Sprung zu erhalten, wird die Simulation der Fluidkraft um eine grobe Abschätzung der elastischen Verformung mit Hilfe des Hertz'schen Gesetzes erweitert.

Dabei treffen wir die vereinfachende Annahme, dass die durch die Spaltströmungssimulation berechnete Druckverteilung gleich der Druckverteilung bei einem Kontakt ist. Dann kann mit Hilfe des Hertz'schen Gesetzes aus Gl. 3.7 die zur Fluidkraft F_{Fl} äquivalente Deformation

$$\delta^* = \left(\frac{3}{4} \frac{F_{\text{Fl}}}{E^* \sqrt{R}} \right)^{2/3} \quad (4.15)$$

mit den aus dem Hertz'schen Kontakt bekannten Variablen berechnet werden. Außerdem kann mit Gl. 3.2 der äquivalente Kontaktradius a^* bestimmt werden. Diese Variablen sind in Bild 4.10 skizziert. Das ist der Bereich, in dem sich die beiden Körper bei Hertz'schem Kontakt berühren würden. Als nächstes erhöhen wir die Spaltweite h der Spaltströmungssimulation, die über die Schwerpunktnäherung δ berechnet wird, im Bereich des äquivalenten Kontaktradius a^* um δ^* . Somit ist dort ein Spalt konstanter Höhe.

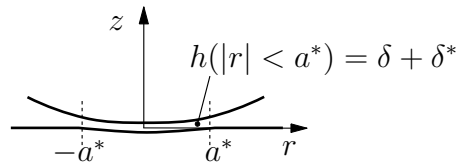


Bild 4.10: Modell der elastischen Verformung der Oberfläche

Daraus folgt, dass sich Kugel und Platte um diese elastische Verformung mehr annähern können, bis sie sich tatsächlich berühren. Da die elastische Verformung und damit auch die zusätzliche Annäherung sich direkt aus der Fluidkraft errechnen, entsteht beim Wechsel zur Kontaktkraftberechnung, wenn sich die Körper berühren, kein Sprung. Die Kontaktkraft ist auf Grund des bereits existierenden Überlapps genau gleich der zuvor vorliegenden Fluidkraft.

4.3.1.2 Vermeidung numerischer Probleme bei Spalthöhe Null

Zum Zeitpunkt, wenn der Spalt in der Mitte gerade zu Null wird, strebt der Druck theoretisch gegen unendlich, d.h. $\lim_{h \rightarrow 0} p(h) = \infty$. Danach werden sich die beiden Körper beim Kontakt überlappen und das Berechnungsgebiet muss angepasst werden. Physikalisch betrachtet ist die Korrektheit von Gl. (4.12) bei sehr kleinen Spalthöhen sehr begrenzt, es entstehen jedoch auf Grund der Oberflächenrauheit keine so geringen Spalte. Außerdem hängt die Lösung bei sehr geringen Spalthöhen aus numerischen Gründen stark von der Diskretisierung und der Zeitschrittweite ab und ist dadurch nahezu beliebig. Um die Oberflächenrauheit näherungsweise in der Simulation abzubilden, wird eine minimale Spalthöhe entsprechend der Rautiefe festgelegt

$$h^* = \begin{cases} h & \text{if } h > 0.05 \mu\text{m} , \\ 0.05 \mu\text{m} & \text{if } 0 \leq h \leq 0.05 \mu\text{m} . \end{cases} \quad (4.16)$$

Dieser sehr geringe Wert entspricht hochwertigen, polierten Stahloberflächen, da selbst die rauere Oberfläche durch mehrfache Stöße und plastische Verformungen geglättet wird.

4.3.1.3 Korrektur für unphysikalische, negative Drücke nach dem Stoß

Wenn die Änderung der Spalthöhe h , also die relative Geschwindigkeit der Körper, positiv ist, wird der Spalt größer und es entsteht ein Unterdruck. Rechnerisch kann dieser schnell negativ werden, oder bei 100 kPA Umgebungsdruck eben kleiner als -100 kPA. Es genügt hier nicht, den Druck auf mindestens -100 kPA festzulegen. Vielmehr wird hier ein iteratives Vorgehen umgesetzt.

Dabei wird der innere Rand des Berechnungsgebietes r_i iterativ verschoben, so dass dort ein Druck von genau -100 kPA herrscht. Allerdings muss dabei die Randbedingung am inneren Rand angepasst werden, da hier nicht mehr der Druckgradient Null ist, sondern eine Einströmung vorliegt.

Durch Bilanzierung der Strömung am inneren Ende des Berechnungsgebiets, also $\dot{V}_{\text{ein}} = \dot{V}_{\text{aus}}$, ergibt sich der Zusammenhang für die mittlere radiale Strömungsgeschwindigkeit

$$\bar{u} = \frac{r_i \dot{h}}{2h(r_i)}. \quad (4.17)$$

Mit der Annahme, dass die zweite Ableitung von u in z -Richtung konstant ist und der Druck über der Spalthöhe wie bisher konstant ist, kann folgender Zusammenhang hergeleitet werden

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{12r_i \dot{h}}{h^3(r_i)}. \quad (4.18)$$

Dieser Zusammenhang lässt sich dann als Randbedingung am inneren Rand verwenden. Als Ergebnis erhält man den Druckverlauf beginnend an der Stelle, an der der Druck -100 kPA beträgt. Für die Berechnung der Gesamtkraft

$$F = 2\pi \int_{r_i}^{r_a} p(r)r dr + 2\pi r_i^2 (-100 \text{ kPA}) \quad (4.19)$$

wird der innere Bereich mit konstantem Druck hinzugefügt. Die äußere Begrenzung ist r_a . Eine typische Druckverteilung ist in Bild 4.11 dargestellt.

4.3.2 Validierung des Modells

Bei der Simulation der Spaltströmung sind Vereinfachungen und Annahmen getroffen worden, die zum Teil sehr stark sind und es entsteht damit ein Fehler. Also besteht umso mehr die Notwendigkeit eines Vergleichs zu Ergebnissen einer klassischen CFD-Simulation eines vergleichbaren Modells. Für diesen Vergleich wurde die objektorientierte C++ Bibliothek OpenFOAM verwendet, siehe [WellerEtAl98], [JasakJemcovTuković07], [Jasak96]. Es handelt sich hierbei um eine Bibliothek zur Lösung komplexer physikalischer Probleme der Kontinuumsmechanik, beschrieben durch partielle Differentialgleichungen. Im Speziellen stehen vorgefertigte Lösungsalgorithmen für kompressible und inkompressible Strömungen, Mehrphasenströmungen, chemische Prozesse, elektromagnetische Felder,

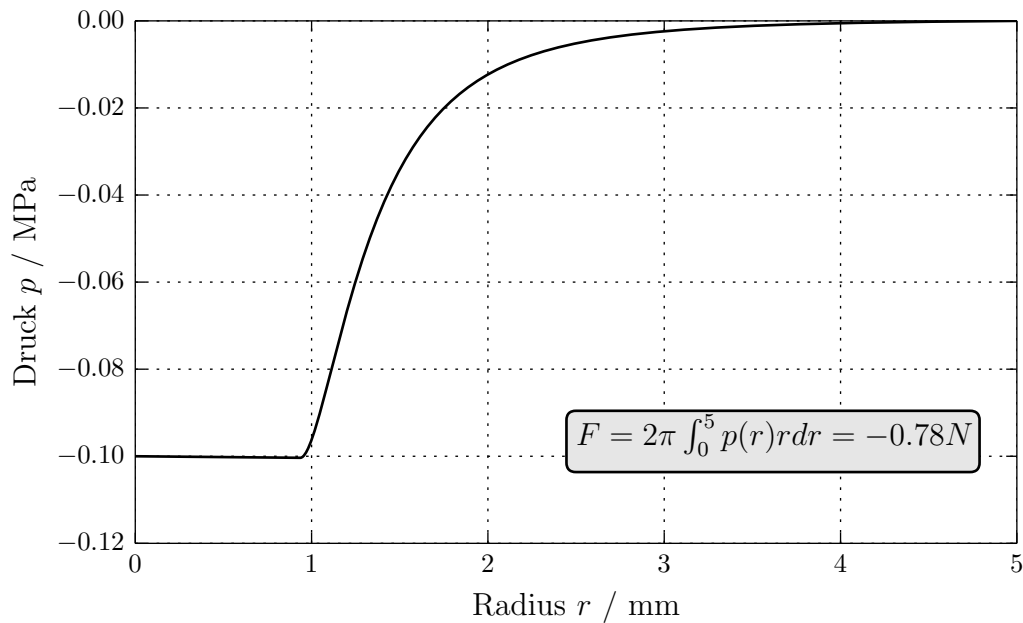


Bild 4.11: Radiale Druckverteilung einer typischen Konfiguration mit Unterdruckkorrektur

strukturmechanische Probleme bis hin zur Fluid-Struktur-Interaktion zur Verfügung. In OpenFOAM ist eine Vielzahl von Werkzeugen enthalten, beispielsweise um Netze zu erzeugen oder Ergebnisse zu extrahieren. Weitere Details können der Dokumentation auf der Homepage www.openfoam.org entnommen werden. OpenFOAM untersteht der bekannten GPL-Lizenz und kann somit für alle Zwecke verwendet und beliebig angepasst werden. Für das Post-Processing wird wie bei vielen anderen Softwarepaketen Paraview verwendet, siehe [Henderson07].

Für das hier vorliegende Problem muss ein einseitig gekoppeltes Problem gelöst werden. In einem fein vernetzten zylindrischen Fluidvolumen wird eine Kugel mit konstanter Geschwindigkeit verschoben. Dabei muss das Netz entsprechend bei jedem Rechenschritt angepasst werden. Der Löser für bewegte Netze lautet *pimpleDyMFoam* bestehend aus dem Löser *pimpleFoam*, der die inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen löst und einem Löser für die Netzbewegung (*dynamic mesh*), siehe [JasakTuković10]. Das verwendete Modell ist in Bild 4.12 dargestellt. Im linken Bild ist der Betrag des Geschwindigkeitsfeldes dargestellt. Die Kugel bewegt sich von links nach rechts. In den beiden Ausschnitten sind der Druck p und die radiale Geschwindigkeitskomponente $u = UY$ im Bereich des Spalts dargestellt. Der Druck ist in z -Richtung, also über die Spalthöhe, konstant und die Geschwindigkeit ist in der Spaltmitte maximal entsprechend den in der Spaltströmungssimulation getroffenen Annahmen.

Um die Ergebnisse mit dem Simulationsmodell für die Spaltströmung vergleichen zu können, sind in Bild 4.13 die Geschwindigkeitsverteilung im Spalt aus OpenFOAM dargestellt und zum Vergleich die als Annahme in der Spaltströmungssimulation verwendete quadratische Funktion. Dieser Vergleich zeigt sehr schön, dass diese Annahme zum Geschwindigkeitsprofil

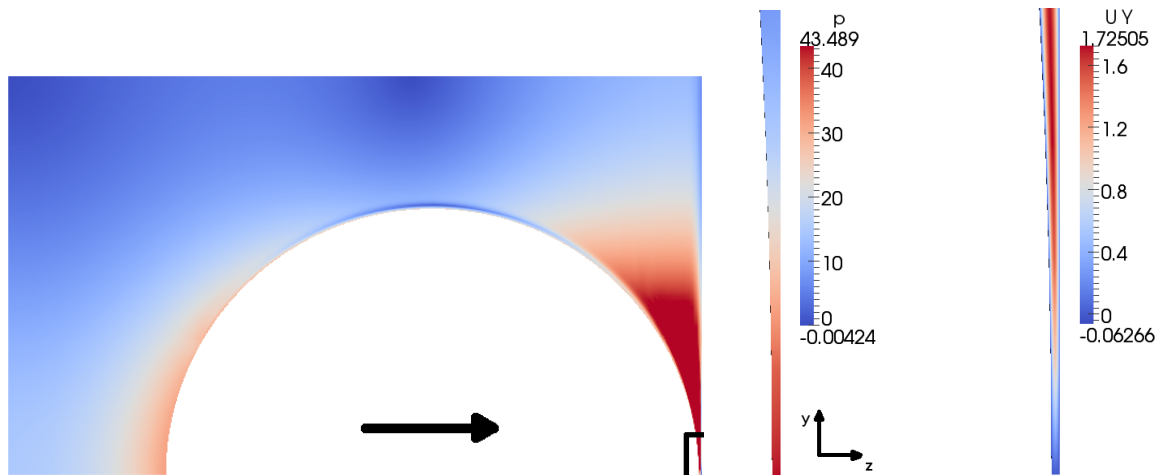


Bild 4.12: Axialsymmetrisches Modell der Strömung mit bewegter Kugel (links), Druckverteilung in kPa im Spalt (mitte) und radiale Geschwindigkeitskomponente in m/s im Spalt (rechts)

sehr gut mit den Ergebnissen aus OpenFOAM übereinstimmt. Im rechten Bild ist der Integrand für die Berechnung der Druckkraft über den Radius aufgetragen. Im Vergleich zu OpenFOAM wird der Druck etwas unterschätzt. Die Kurven liegen jedoch gemessen an der Einfachheit des Spaltströmungsmodells recht nahe beieinander. Der Term $2\pi p r$ weicht jedoch merklich ab, da hier Abweichungen bei größeren Radien, bei denen der Druck sehr gering ist, verstärkt werden. Die Randbedingung am äußeren Rand $p(r_a) = 0$ ist nicht ganz korrekt und führt bei der Integration zu einem Fehler in der Berechnung der Druckkraft.

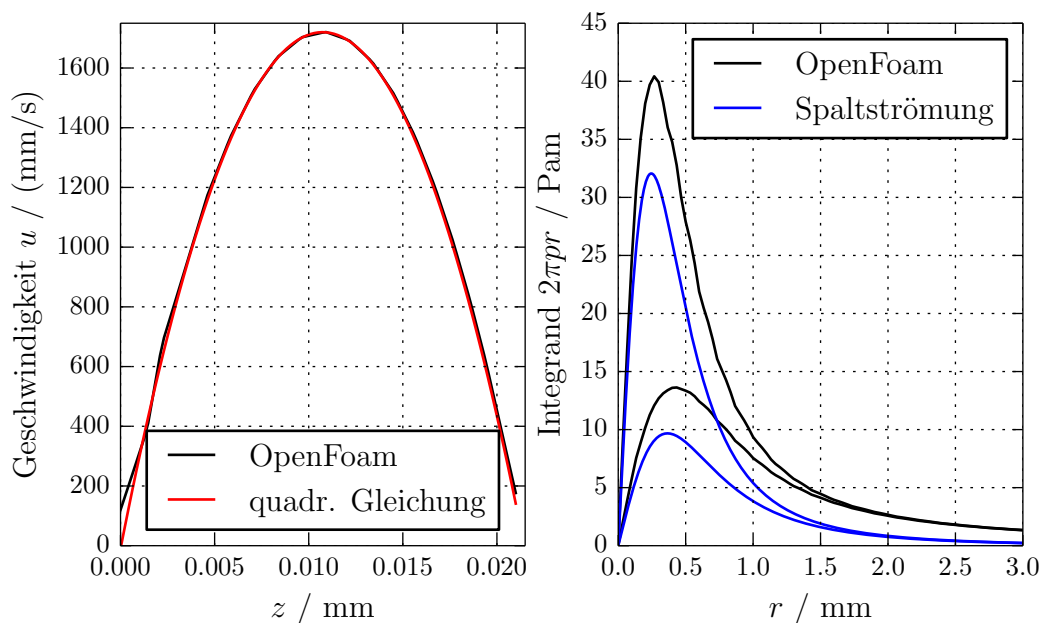


Bild 4.13: Geschwindigkeitsprofil aus OpenFOAM (links), Vergleich der Integranden für die Kraftberechnung für zwei unterschiedliche Spalthöhen (rechts)

Die Druckkraft, die sich als Fläche unter der Kurve ergibt, ist für den kleineren Spalt, also den oberen Kurven, in OpenFOAM 34 mN und in der Spaltströmungssimulation 21 mN. Die gesamte Druckkraft auf die Kugel ist in OpenFOAM mit 31 mN etwas abweichend, da hier nicht nur der Druckverlauf im Spalt betrachtet wird.

Durch die Viskosität entstehen auch noch Reibungskräfte tangential zur Oberfläche der Kugel und sind mit 1 mN im Vergleich zu den Druckkräften vernachlässigbar klein.

Das vorgestellte Modell zur näherungsweisen Berechnung der Druckkraft im Spalt weicht zwar von der CFD-Simulation in OpenFOAM ab. Allerdings sind Simulationen mit solche engen Spalt immer problematisch und auch in der Simulation in OpenFOAM ließen sich noch diverse weitere Effekte integrieren, die das Ergebnis wiederum verbessern. Das Ziel in dieser Arbeit kann jedoch nicht sein, die Spaltströmung bis ins kleinste Detail zu untersuchen, sondern vielmehr die auftretenden Einflüsse auf die Funktionsweise des Schaltventils zu untersuchen und dafür genügt die hier vorgestellte Methode zur näherungsweisen Abschätzung. In vielen Konstellationen werden die hier berechneten Fluidkräfte deutlich geringer als die Kontaktkräfte des Stoßes sein und können dann vernachlässigt werden.

4.3.3 Ergebnisse und Einfluss auf den Wirkungsgrad

Mit der Stoßsimulation unter Berücksichtigung der Spaltströmung können die Einflüsse bei unterschiedlichen Konfigurationen und unterschiedlichen Zuständen untersucht werden. Im Speziellen ist der Einfluss beim skalierten Modell mit 33 mm Plattenradius und beim Modell in der Größenordnung des Schaltventils mit 3.3 mm Plattenradius zu untersuchen. Außerdem sollte der Einfluss mit abnehmender Geschwindigkeit der stoßenden Kugel zunehmen, was wir auch überprüfen wollen. Die bereits untersuchten Modelle, unter Berücksichtigung des Einflusses eines Fluids auf das dynamische Verhalten der Platte, können dann mit der Simulation der Spaltströmung kombiniert werden.

Wenn vor dem Stoß bereits ein Spalt zwischen Kugel und Platte vorliegt, was bei der Konstruktion ohnehin vermieden werden sollte, ist der Wirkungsgrad geringer. Dabei ist fraglich, inwieweit die Flüssigkeit diesen Effekt noch verstärkt.

Schließlich stellt sich die Frage, wie stark die Kugel nach dem Stoß durch den entstehenden Unterdruck abgebremst wird.

4.3.3.1 Einfluss bei unterschiedlichen Modellgrößen

In der Strömungsmechanik gibt es sogenannte Ähnlichkeitskennzahlen, wie beispielsweise die Reynolds-Zahl Re und die Stokes-Zahl St

$$Re = \frac{U_\infty L}{\nu} \quad \text{und} \quad St = \frac{U_\infty \tau}{L}, \quad (4.20)$$

die Strömungen mit ähnlichen Eigenschaften in Bezug auf bestimmte Merkmale charakterisieren. Darin ist U_∞ die Anströmungsgeschwindigkeit oder hier die Geschwindigkeit der Kugel, L eine charakteristische Länge, hier der Kugeldurchmesser und ν die dynamische Viskosität. In [Joseph03] ist die Stokes-Zahl auf Basis der Dichte des Fluids ρ_F und der Dichte der Kugel ρ definiert

$$St = \frac{1}{9} \frac{\rho}{\rho_F} Re . \quad (4.21)$$

Folglich verändert sich die Charakteristik der Strömung und deren Einflüsse, wenn sich das Dichteverhältnis oder die Reynolds-Zahl ändert. Die Stokes-Zahl ist, wenn die Materialien nicht verändert werden, proportional zur Reynolds-Zahl und damit auch proportional zur charakteristischen Länge, also zum Kugeldurchmesser.

Es ist also zu erwarten, dass mit sinkendem Kugeldurchmesser der Einfluss der Viskosität im Spalt ansteigt. Das zeigt sich sehr deutlich in Bild 4.14, in dem das etwas kleinere Modell mit 2.5 mm Kugelradius dem skalierten Modell für die experimentellen Untersuchungen mit 10 mm Kugelradius gegenübergestellt wird. Die Platte ist hier ohne Berücksichtigung von Fluiden modelliert, so dass hier ausschließlich der Einfluss der Spaltströmung sichtbar wird. Das hier verwendete Modell besteht ausschließlich aus Stahlkörpern. Im kleinen Modell hat die Platte einen Radius von 3.3 mm und ist 0.2 mm dick. Das skalierte Modell hat wie bisher eine Platte mit 33 mm und ist 2 mm dick. In beiden Fällen befindet sich die innere Kugel vor dem Stoß 1 μm von der Platte entfernt.

Es könnte auch mit der Modellgröße der Spalt verändert werden, das ist jedoch nicht eindeutig, denn dafür lassen sich unterschiedliche Gründe finden. In der Praxis wird jedoch der Spalt bei kleineren Modellen eher nicht kleiner sein, also betrachten wir hier nur diesen einen Fall. Die berechnete Fluidkraft im Spalt ist zwar beim kleineren Modell deutlich kleiner, allerdings ist die Kraft im Verhältnis zur maximalen Kontaktkraft wesentlich größer. Der deutlich höhere Einfluss zeigt sich auch im deutlich größeren Einfluss auf den Wirkungsgrad. Die Stoßdauer und der qualitative Verlauf des Stoßes bleiben jedoch in beiden Fällen weitestgehend erhalten.

Wenn das Öl durch Wasser ersetzt wird, sinkt der Einfluss enorm. Beim kleineren Modell ist der Einfluss zwar klein, aber noch erkennbar, beim skalierten Modell ist der Einfluss dann vernachlässigbar.

4.3.3.2 Einfluss der Geschwindigkeit der stoßenden Kugel

Ein weiterer wesentlicher Faktor ist die Geschwindigkeit der stoßenden Kugel, die die Platte beschleunigt und damit die Geschwindigkeit dieser beeinflusst. Auch hier spielt laut [Joseph03] wieder die Stokes-Zahl bzw. die Reynolds-Zahl aus Gl. 4.20 eine zentrale Rolle. Darin ist die Geschwindigkeit enthalten, also können wir davon ausgehen, dass bei geringerer Geschwindigkeit der Fluideinfluss steigt. Am Beispiel in Bild 4.15 wird dieser

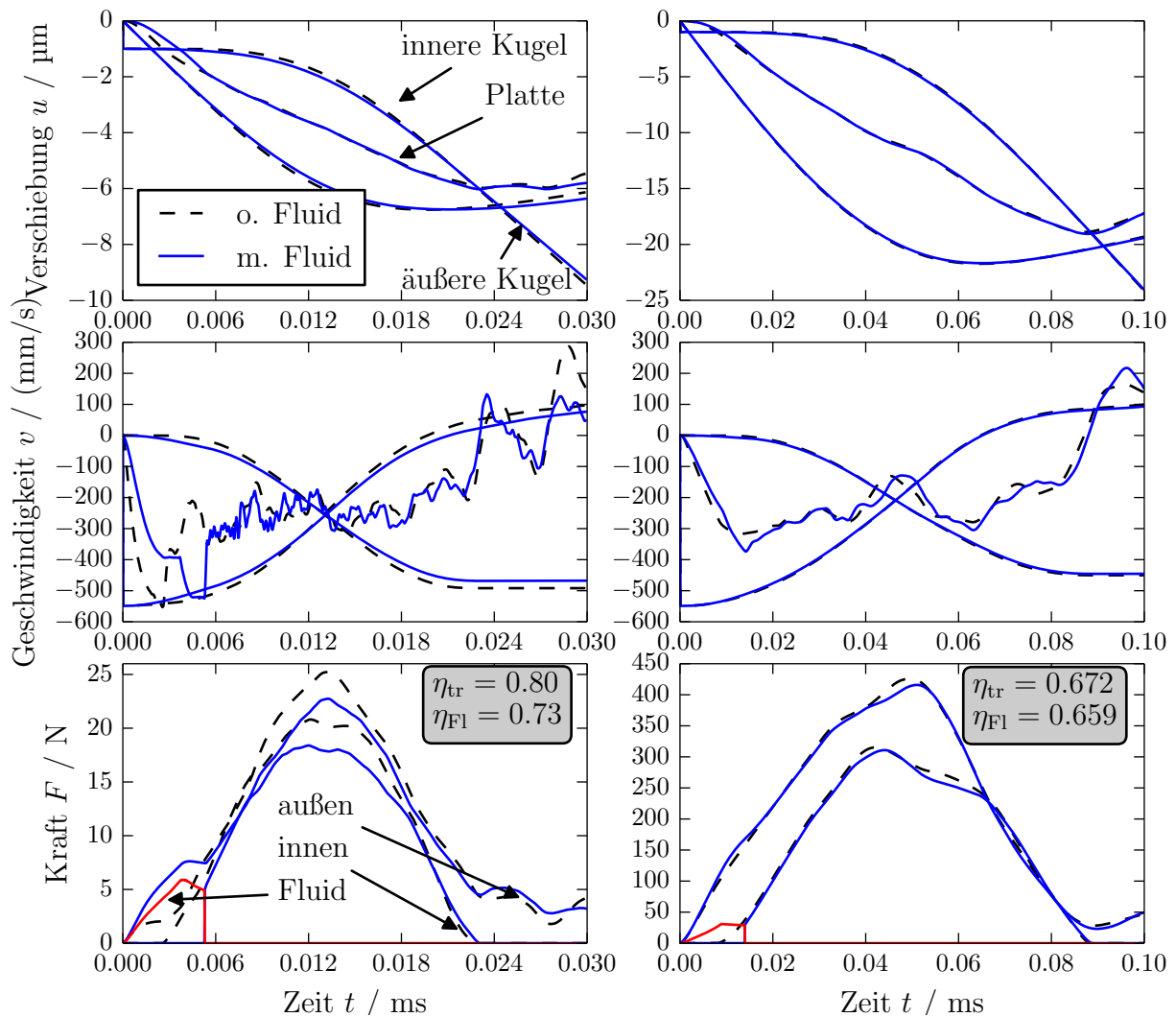


Bild 4.14: Vergleich der Ergebnisse (m)it und (o)hne Öl des kleinen Modells mit 2.5 mm Kugelradius (links) und im skalierten Modell mit 10 mm Radius (rechts)

Einfluss sehr schön deutlich. Das verwendete Modell ist das gleiche wie in Abschnitt 4.3.3.1 mit dem Unterschied, dass hier die Anfangsgeschwindigkeit mit -90 mm/s so gewählt ist, dass die Platte alleine durch die Fluidkraft die innere Kugel beschleunigt, ohne diese zu berühren. Der Fluidspalt wird also nicht durchbrochen. Im linken Bild ist die Verschiebung dargestellt. Hier erkennt man, dass der Abstand zwischen Platte und innerer Kugel immer kleiner wird, bis die innere Kugel eine höhere Geschwindigkeit als die Platte hat und sich von dieser entfernt.

Da kein Kontakt auftritt, gibt es auch keine innere Kontaktkraft, sondern ausschließlich außen. Es wird also durch die vom Fluid übertragene Kraft der Stoß ermöglicht. Der Wirkungsgrad ist mit nur 16% jedoch sehr gering, so dass auf diese Weise kein robuster Entwurf für ein Schaltventil entwickelt werden kann.

Folglich ist zu vermeiden, dass gerade bei geringen Stoßgeschwindigkeiten ein Spalt zwischen

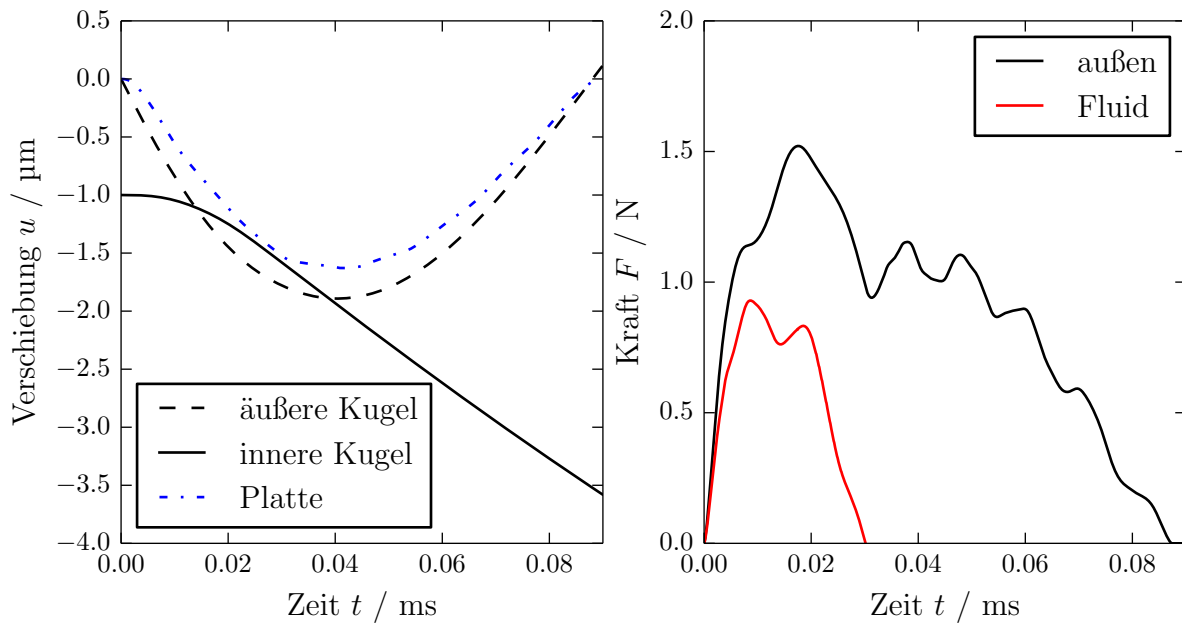


Bild 4.15: Simulationsergebnis mit -90 mm/s Anfangsgeschwindigkeit ohne Durchbrechen des Fluidfilms

Platte und innerer Kugel entsteht. Außerdem wird deutlich, dass durch die Wahl einer geringen Geschwindigkeit die negativen Effekte der Fluide sich verstärken und zusätzlich der Wirkungsgrad absinkt.

4.3.3.3 Kombination der Spaltströmungssimulation mit der modifizierten Plattendynamik

Beide ergänzenden Modelle zur Berücksichtigung der Fluideinflüsse lassen sich problemlos kombinieren. Die Hauptunterschiede sind hier, dass die deutlich trägere Platte eine geringere Deformation aufweist und somit etwas empfindlicher auf einen Flüssigkeitsspalt vor dem Stoß reagiert. Der Wirkungsgrad fällt selbst beim skalierten, größeren Modell bei einem Spalt von $1 \mu\text{m}$ von 47% auf 43%. Im Vergleich nimmt der Wirkungsgrad in der Simulation rechts in Bild 4.14 nur wenig ab. Das liegt hauptsächlich daran, dass unter Berücksichtigung des Fluideinflusses auf die Dynamik der Platte die Platte träger ist und somit langsamer beschleunigt wird und sich mit geringerer Geschwindigkeit der inneren Kugel nähert. Wie wir bereits untersucht haben, führt das wiederum zu einem höheren Einfluss des Fluids und zu einem geringeren Wirkungsgrad. Auf das Verhalten nach dem Stoß wirkt sich die veränderte Plattendynamik nur minimal aus, da die Restschwingung der Platte nur geringen Einfluss auf die verzögernde Wirkung des Fluids hat.

4.3.3.4 Verlangsamung der Kugel nach dem Stoß

Für die Bewertung eines Schaltventils ist die Verzögerung der Kugel unmittelbar nach dem Stoß entscheidend. Für die Berechnung dieser Verzögerung ist die Spaltströmungssimulation nur bedingt tauglich, da diese nur auf dem ersten kurzen Stück ihre Gültigkeit besitzt. Danach muss eine Strömungssimulation mit der gesamten Kugel und dem Ventilgehäuse durchgeführt werden. Trotzdem können die Simulationen als Abschätzung dienen und vor allem qualitative Aussagen liefern. Beispielsweise wird der Einfluss bei viskoserem Fluiden größer sein. In Bild 4.16 sind das skalierte Modell und das kleinere Modell mit realistischen Abmessungen verglichen. Es ist deutlich, dass bei größeren Modellen zwar die Fluidkäfte größer sind, allerdings ist die Beschleunigung auf Grund der wesentlich höheren Kugelmasse wesentlich geringer.

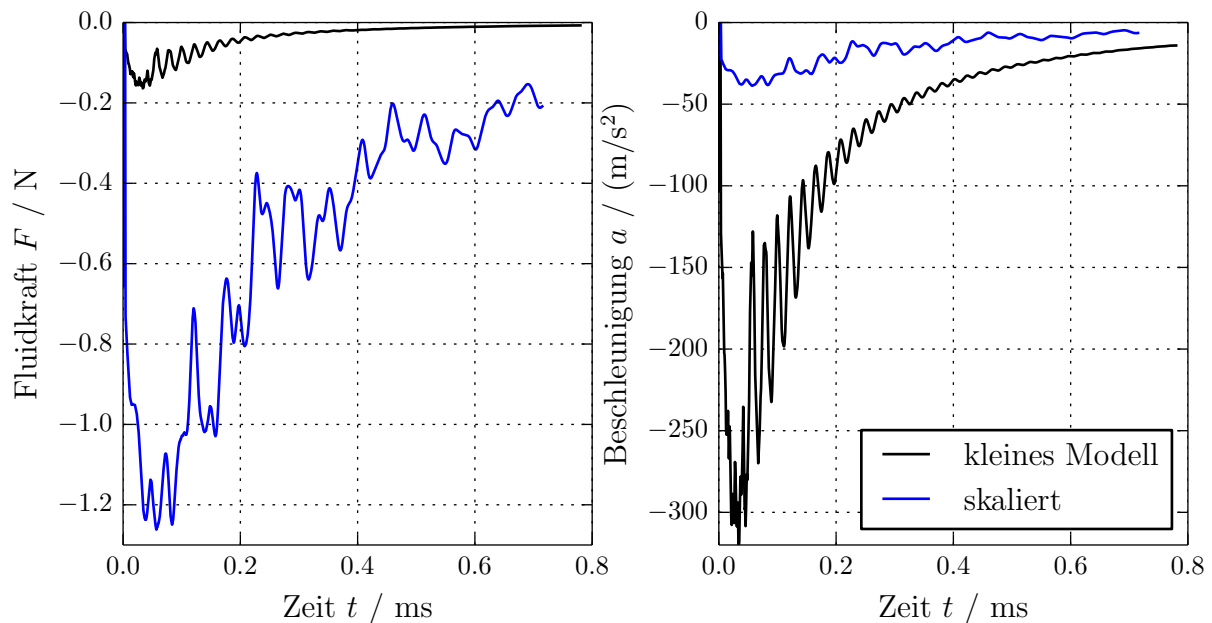


Bild 4.16: Verlauf der Fluidkraft im Spalt nach dem Stoß des kleinen und skalierten Modells (links), Beschleunigung der Kugel durch die Fluidkraft (rechts)

In folgenden Abschnitt wird unter anderem ein komplexeres Strömungsmodell aufgebaut, an dem der Unterschied zur Spaltströmungssimulation gezeigt wird.

4.4 Anwendung auf das miniaturisierte Schaltventil

In diesem Kapitel wurden bisher zwei Erweiterungen der Stoßsimulation des vereinfachten Modells vorgestellt, das das Funktionsprinzip eines stoß-betriebenen miniaturisierten Schaltventils beschreiben soll. Damit sollen zwei Einflussfaktoren von Fluiden im Ventil beschrieben werden. Einerseits beeinflusst das Fluid das Schwingungsverhalten des

Gehäuses, welches maßgeblich für die Energie- bzw. Stoßübertragung auf die Kugel im Ventil ist. Hier spielt primär die Dichte und die Schallgeschwindigkeit des Fluids eine Rolle. Außerdem wird mit einem Spaltströmungsmodell die Wirkung eines Fluids im Spalt zwischen Gehäuse und Kugel vor und nach dem Stoß untersucht. In diesem Fall spielt hauptsächlich die Viskosität des Fluids eine Rolle.

Im Folgenden sollen die Folgerungen aus den Simulationen mit Fluid für den Entwurf stoß-betriebener Schaltventile zusammengefasst werden. Beim bereits vorgestellten Prototypen mit Schaltwippe und Piezo-Biegewandler wird die Funktionsweise mit Fluid untersucht und anschließend wird an Hand dieses Beispiels die Simulation der Bewegung der Kugel im Gehäuse untersucht. Für die bereits untersuchten Entwürfe mit alternativen Zwischenelementen werden Experimente vorgestellt, bei denen mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera die Bewegung der Kugel im Ventil mit Fluid und ohne Fluid untersucht wird.

4.4.1 Folgerungen für die Konstruktion

Zunächst wollen wir feststellen, dass in keinem der untersuchten Fälle der Wirkungsgrad durch die Berücksichtigung eines Strömungseffekts oder anderen Einflusses von Fluiden gestiegen ist. Das ist auch nicht anders zu erwarten, denn in allen Fällen geht in irgendeiner Form Energie in die Bewegung von Fluidteilchen und diese Energie gilt in der Energiebilanz als verloren.

Die zentralen Fragen sind jedoch vielmehr, ob sich der Wirkungsgrad soweit reduziert, dass ein Umschalten nicht mehr zuverlässig gewährleistet werden kann, wie stark Fluide den Wirkungsgrad beeinflusst und welche Materialeigenschaft eines Fluids welche Effekte beeinflussen. Falls konstruktionsbedingt ein Spalt im Inneren des Ventils nicht vermeidbar ist, stellt sich die Frage, wie der Spalt die Funktionsweise beeinträchtigt. Schließlich muss auch noch berücksichtigt werden, inwieweit die Kugel im Ventil durch ein Fluid abgebremst wird.

Aus den durchgeführten Simulationen wird deutlich, dass Fluide das Verhalten stark beeinflussen. Teilweise ist der Wirkungsgrad des Stoßes mit Fluid sehr gering, allerdings nicht in allen Fällen. Es lassen sich Kombinationen mit hohen Wirkungsgraden finden, die die Entwicklung eines robusten Ventils ermöglichen.

Die Dichte des Fluids spielt in den meisten Fällen im Vergleich zur Viskosität die größere Rolle. Folglich müssen sehr viskose Fluide wie Öl nicht ausgeschlossen werden. Die Dichte ist der wesentliche Parameter, der auf die Dynamik des gekoppelten Schwingungssystems aus Platte und Fluid Einfluss nimmt. Die Viskosität bestimmt die Strömung und das Druckfeld im Spalt zwischen Platte und innerer Kugel. Wenn man davon ausgeht, dass kein Spalt vorliegt, spielt diese Spaltströmung lediglich nach dem Stoß, wenn sich die Kugel

von der Gehäusewand bzw. der Platte entfernt eine Rolle. Generell steigt der Einfluss der Spaltströmung, wenn die Viskosität steigt, wenn die Körper eine geringere Masse haben und wenn die Geschwindigkeiten geringer sind.

Der bereits als wichtig erkannte Zusammenhang zwischen erster Eigenfrequenz der Platte und Kontaktdauer spielt zwar unter Berücksichtigung der geänderten Plattendynamik weiterhin eine wichtige Rolle. Allerdings verschiebt sich diese Frequenz so stark nach unten, dass keine Kugeln mit ausreichend großer Masse verwendet werden können, um hier ein Optimum zu erreichen. Es gelten zwar weiterhin die Erkenntnisse aus den Untersuchungen ohne Fluid, allerdings ändert sich die gegenseitige Gewichtung. Beispielsweise konnte gezeigt werden, dass mit Fluid die Reduktion der Plattendicke beim skalierten Modell eine größere Wirkungsgradsteigerung bietet. Allerdings lässt sich auch hier durch Verwendung einer weicheren Platte aus Aluminium noch mehr erreichen.

Es ist sehr wichtig, dass ein Spalt zwischen Gehäuse und innerer Kugel vermieden wird, denn hier sinkt der Wirkungsgrad schon bei wenigen Mikrometern sehr stark.

4.4.2 Fluideinflüsse beim Entwurf mit Schaltwippe und Piezobiegewandler

In diesem Abschnitt wollen wir nochmals den Prototypen aus Kapitel 3.3.2.1 aufgreifen. Dieser zeigte bereits bei trockenen Stößen einen vielversprechenden Wirkungsgrad. Wir wollen nun die Einflüsse von Wasser und Öl im Ventil untersuchen. Zunächst wird ein Modell mit Salome und Code_Aster für die Dynamik der Platte erstellt, um den Einfluss des Fluids auf die Dynamik der Platte abzubilden. Anschließend wird die kombinierte Simulation zusammen mit der Strömungssimulation für die Spaltströmung mit Wasser und Öl durchgeführt.

Zunächst sinkt der Wirkungsgrad durch die geänderte Dynamik der Platte von 66% auf 62%. Die Spaltströmungssimulation sorgt nach dem Stoß mit Öl für eine vergleichsweise starke Verzögerung der Kugel. Mit Wasser ist der Einfluss wesentlich kleiner. Allerdings ist die Spaltströmungssimulation nur für sehr kleine Spalte geeignet.

Bei der Entwicklung eines Ventils ist zu beachten, dass der Wirkungsgrad während dem Stoß durch Wasser oder Öl um vier Prozentpunkte sinkt. Allerdings ist der Einfluss von Wasser auf die Bewegung der inneren Kugel nach dem Stoß vergleichsweise gering. Dem wollen wir mit einem Strömungssimulationsmodell für die Bewegung der Kugel im Ventil im folgenden Abschnitt genauer nachgehen.

4.4.3 Umschaltvorgang mit Fluid

Die bisher verwendete Spaltströmungssimulation ist auf kleine Spalte beschränkt und kann auch nur da sinnvolle Ergebnisse liefern. Um die Bewegung der Kugel beim Umschaltvorgang zu beschreiben und die dort auftretenden Kräfte zu berechnen, muss ein wesentlich komplexeres Strömungsmodell erstellt werden. Allerdings ist die Simulation von bewegten Körpern in einem Strömungsgebiet sehr kompliziert und führt sowohl zu Schwierigkeiten bei der Modellierung als auch bei der numerischen Lösung.

4.4.3.1 Umschaltvorgang beim Entwurf mit Schaltwippe

Bei der Simulation des Umschaltvorgangs des Ventilentwurfs mit Schaltwippe und Piezobiegegewandler, siehe Bild 2.3, wird wieder das bereits in Kapitel 4.3.2 verwendete Softwarepaket OpenFOAM verwendet. Es umfasst auch einen Löser für starre Körper, verschiedene Koppelemente und Möglichkeiten, um Nebenbedingungen zu definieren. Außerdem ist damit auch ein spezieller Algorithmus gekoppelt, um die Netzdeformation mit Hilfe der Laplace-Gleichung zu lösen, die die Deformationen gleichmäßig im Netz verteilt. Diese Methode ist als die ALE-Methode bekannt (Arbitrary Lagrangian Eulerian) und wird immer dann verwendet, wenn Größen in der Euler'schen und Größen in der Lagrange'schen Darstellung gekoppelt gelöst werden müssen. Strömungen werden meist mit der Euler'schen Methode beschrieben, Strukturen inklusive Starrkörper mit der Lagrange'schen. Der verwendete Löser in OpenFOAM lautet *pimpleDyMFoam*, wie auch bereits in Kapitel 4.3.2. Diese Vorgehensweise wurde in der Arbeit von [Kimmerle12] erarbeitet und dort auf ein anderes, ähnliches Modell angewendet.

Der Innenraum des Ventils ist mit einer vereinfachten Geometrie modelliert, die in Bild 4.17 dargestellt ist. Am linken Rand ist im Abstand a die Platte bzw. Membran, die den Stoß auf die Kugel übertragen und beschleunigt hat. Da große Probleme mit dem Netz auftreten würden, wenn die Kugel den Rand berühren würde, wird der Abstand a verwendet. Die Kugel startet dort mit dem Zustand, den sie nach dem Stoß im Abstand von genau a durch die Stoßsimulation, inklusive Spaltströmungssimulation, hat.

Die Wippe wurde der Einfachheit halber weggelassen und durch eine Nebenbedingung für die Kugel ersetzt, dass diese sich ausschließlich in y -Richtung bewegen kann. Alle anderen Freiheitsgrade des Körpers sind gesperrt. Am unteren Rand befindet sich eine spezielle Randbedingung, da sich die Wippe durch den Kippvorgang teilweise mitbewegt. Es wird die *slip* Randbedingung verwendet, welche Strömung in Normalenrichtung unterbindet und in Tangentialrichtung zulässt. Die Seitenränder und die Kugel besitzen Wand-Randbedingung, also ist die Strömungsgeschwindigkeit gleich der Wandgeschwindigkeit. Am oberen Ende des Ventils ist ein Ein- und Ausströmen möglich und der Druck ist gleich Null. Die Geometriedaten, die Trägheitsdaten und die Anfangsbedingungen des Modells sind in Tabelle 4.2 aufgelistet.

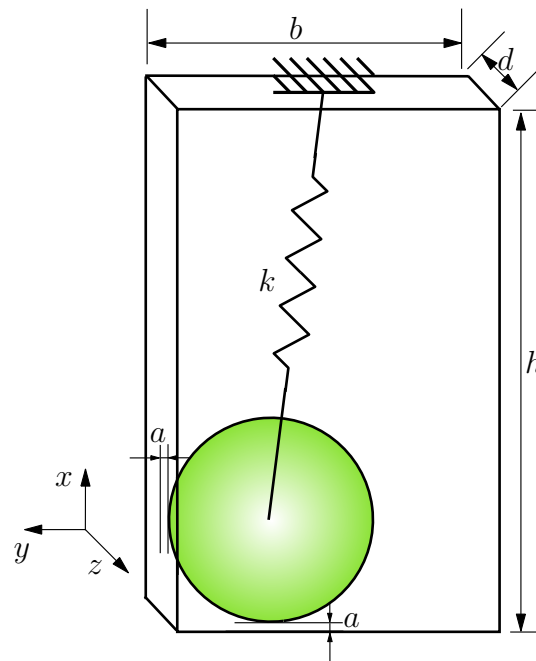


Bild 4.17: Strömungssimulationsmodell für das Schaltventil mit Schaltwippe

Tabelle 4.2: Parameter der Umschaltsimulation

h	Höhe des Ventils	10 mm
b	Breite des Ventils	6.2 mm
d	Dicke des Ventils	4.2 mm
R	Kugelradius	2 mm
a	Abstand am Ventilrand	0.1 mm
m	Kugelmasse	$2.5803 \cdot 10^{-4}$ kg
\mathbf{J}	Massenträgheitsmoment	$J_x = J_y = J_z$ $= 4.1285 \cdot 10^{-10}$ kgm ²
$\dot{y}_{0_Öl}$	Anfangsgeschwindigkeit der Kugel	-450 mm/s
\dot{y}_{0_Wasser}	Anfangsgeschwindigkeit der Kugel	-535 mm/s
k	Federsteifigkeit	2 N/m
l_0	ungespannte Länge der Feder	0.0106 m

Durch die Netzverformung kann die Simulation ohne Neuvernetzung nur eine begrenzte Zeit durchgeführt werden, da sonst das Netz zu schlecht wird. Allerdings kann im Anschluss an die Simulation auf konservative Art und Weise das Ergebnis extrapoliert und überprüft werden, ob ein Umschalten auf Grund der durchgeführten Simulationen möglich ist. Der Endzustand zum Simulationsende ist für Wasser in Bild 4.18 und für Öl in Bild 4.19 dargestellt. Es ist auf der XZ- und XY-Schnittebene die Geschwindigkeit in y -Richtung dargestellt und auf der Kugeloberfläche das Druckfeld. In beiden Fällen hat sich die Kugel um 0.22 mm bewegt und ist somit 0.32 mm vom Rand entfernt. Im Strömungsfeld um die

Kugel ist die Geschwindigkeit auf Grund der Randbedingung gleich der Kugelgeschwindigkeit. Die Grenzschicht ist bei der Simulation mit Öl auf Grund der um den Faktor 100

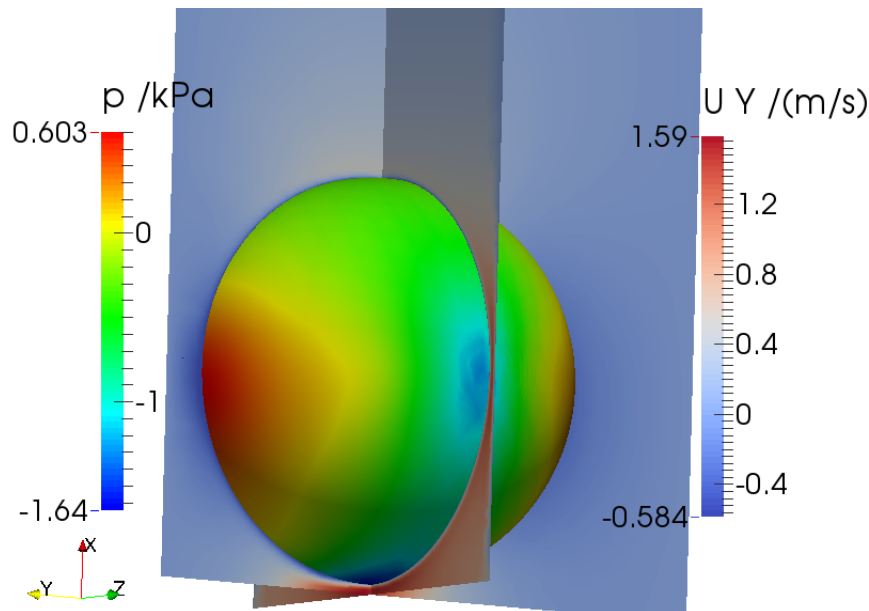


Bild 4.18: Strömungsfeld der y -Komponente und Druckverteilung im Ventil mit Wasser bei 0.32 mm Randabstand

höheren Viskosität deutlich größer. Deshalb gibt es dann auch keine Rückströmung unter der Kugel. Der wesentliche Unterschied liegt jedoch im Druckfeld. Bei Öl herrscht hinter der Kugel ein Unterdruck, wie man auch erwarten würde, im Gegensatz zur Simulation mit Wasser. Hier herrscht ein leichter Überdruck. Der Grund dafür liegt vermutlich darin, dass der Einfluss der Wand bei Wasser nur noch gering ist und der statische Druck hinter der Kugel durch das Aufeinandertreffen der nachfließenden Strömung etwas höher liegt. Dieser Effekt ist auch schon bei Simulationen in [Kimmerle12] aufgetreten.

Der Verlauf der Fluidkräfte auf die Kugel ist in Bild 4.20 dargestellt. Es ist unbedingt zu beachten, dass die Simulation mit OpenFOAM mit dem aktuellen Zustand aus der Stoßsimulation mit Spaltströmung als Anfangsbedingung und nicht direkt nach dem Stoß startet. Bei der Simulation mit Wasser nach 0.24 ms und bei Öl nach 0.27 ms. Der Verlauf der Kräfte aus der Spaltströmungssimulation ist nach diesem Zeitpunkt nur noch zum Vergleich aufgetragen und hat auf die Bewegung der Kugel keinen Einfluss. Dabei wird auch offensichtlich, dass die Spaltströmungssimulation die auftretenden Kräfte deutlich unterschätzt und für große Spaltweiten nicht verwendet werden kann. Zu Beginn der Simulation in OpenFOAM treten große Kraftspitzen auf. Diese entstehen dadurch, dass das Strömungsfeld noch nicht zum Bewegungszustand der Kugel passt.

Die zentrale Frage bei der Simulation des Umschaltvorgangs ist, ob die Geschwindigkeit ausreicht, um gegen die Strömungskraft und Federkraft, die jedoch recht gering ist, die andere Seite zu erreichen. Dazu werden die Fluidkräfte konstant extrapoliert und daraus die

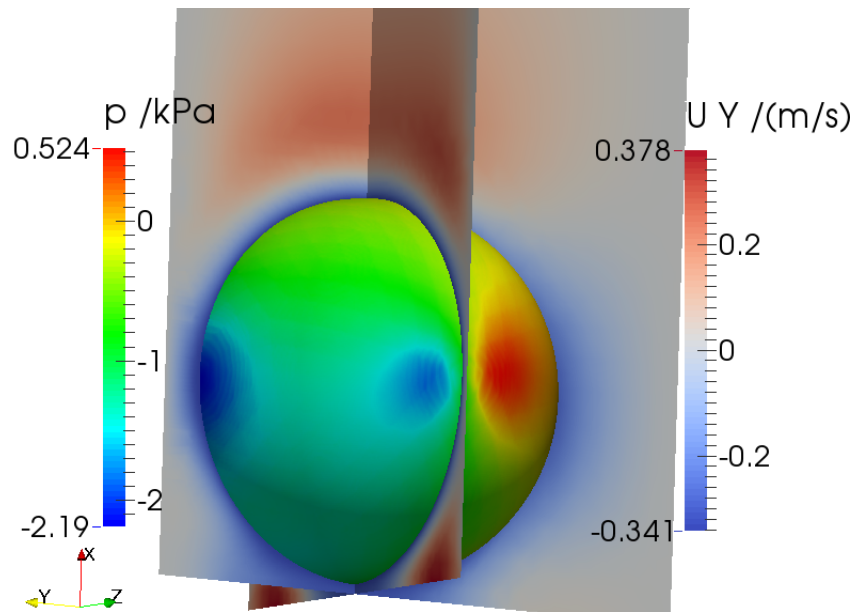


Bild 4.19: Strömungsfeld der y -Komponente und Druckverteilung im Ventil mit Öl bei 0.32 mm Randabstand

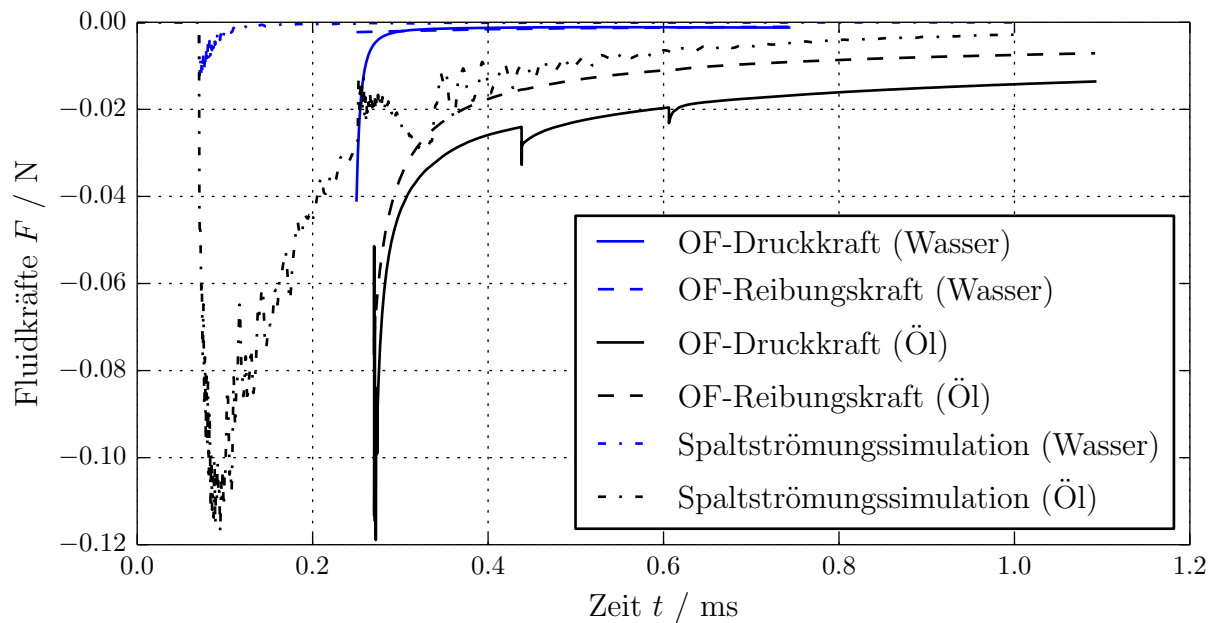


Bild 4.20: Fluidkräfte auf die Kugel für Wasser und Öl im Vergleich zur Spaltströmungssimulation

Restgeschwindigkeit der Kugel am kritischen Punkt in der Ventilmitte, der überschritten werden muss, bestimmt. In beiden Fällen muss eine Strecke von 0.78 mm bis zum kritischen Punkt zurückgelegt werden. Bei Wasser als Fluid ist die Gesamtkraft am Ende der Simulation von 0.0022 N und bei Öl 0.0135 N. Die Geschwindigkeit der Kugeln ist nach dem Stoß bei Wasser -526 mm/s und bei Öl -341 mm/s. Daraus ergibt sich für Wasser die Restgeschwindigkeit am kritischen Punkt von -514 mm/s und bei Öl nur -43 mm/s.

Daraus kann auf Grund der konservativen Abschätzung mit einer konstanten Fluidkraft geschlossen werden, dass das Ventil mit Wasser laut der Simulation in der Lage sein sollte umzuschalten. Mit Öl zwar auch, aber die Restgeschwindigkeit ist so gering, dass dies bei eventuellen kleinen Parameterschwankungen nicht sichergestellt wäre.

4.4.3.2 Anmerkungen zum Umschaltvorgang beim Entwurf mit elastischem Ventilsitz

Auch für den Prototypen aus Kapitel 3.3.2.3 wurden unterschiedliche Modelle zum Umschaltvorgang aufgestellt. Viele Methoden haben sich allerdings als ungeeignet erwiesen, da die Ergebnisse für die Fluidkräfte unglaublich sind, oder durch Faktoren, die nicht bestimmt werden können, zu stark beeinflusst werden, oder das Modell nicht gut genug ist. In diesem Abschnitt sollen einige dieser Ansätze mit ihren jeweiligen Problemen kurz angeschnitten werden.

Das in [Kimmerle12] aufgebaute Simulationsmodell in OpenFOAM, das als Basis für das Modell im vorigen Abschnitt dient, ist relativ gut geeignet. Es hat jedoch zwei große Probleme. Erstens werden bei kleinen Spalten negative Drücke berechnet. Das kann jedoch damit umgangen werden, dass nicht unmittelbar nach dem Stoß mit der Simulation begonnen wird. Zweitens ist die Simulation extrem aufwändig, da bei zu großen Netzverformungen, die Simulation häufig unterbrochen werden muss und ein neues Netz erstellt werden muss. Es wurde hier jedoch ausschließlich mit Wasser als Fluid gerechnet, was die Bewegung der Kugel nicht besonders stark beeinflusst. Hier dominieren die Kräfte der Anpressfeder. Viel wichtiger ist hier, dass die Abschussrichtung optimiert wird.

Eine weitere Methode ist die Immersed-Boundary-Methode, siehe [Peskin02], die unter anderem in Ansys implementiert ist. Bei dieser Methode wird ein Körper in das Fluidnetz gelegt und aus allen Elementen, die im Körper liegen wird das Fluid über spezielle Kraftterme verdrängt. Dadurch kann bei der einfachen Implementierung in Ansys die Grenzschicht nur sehr ungenau aufgelöst werden. Da wir jedoch in einem engen Ventil besonders an den Strömungen in den Grenzschichten interessiert sind, ist die nötige Genauigkeit nicht mit vertretbarem Rechenaufwand zu erreichen. In [Wisniewski13] ist damit ein Simulationsmodell erstellt worden. Zusätzlich zu den Problemen in der Methode selbst, gibt es in den erwähnten Krafttermen beliebig wählbare Parameter, die das Ergebnis extrem stark beeinflussen. Des Weiteren konnte mit Ansys bei der Verwendung dieser Methode keine Anfangsbedingung, außer Geschwindigkeit gleich Null, für die Bewegung der Kugel festgelegt werden.

Eine weitere vielversprechende Methode ist die Smoothed Particle Hydrodynamics Methode, die im Partikelsimulationsprogramm LIGGGHTS implementiert ist. Gekoppelt mit dem Mehrkörpersimulationsprogramm HOTINT, siehe [SchörgenhumerGruberGerstmayr13], konnte in [Ehrmann14] ein Simulationsmodell für den Umschaltvorgang erstellt werden.

Dabei tritt allerdings wieder dasselbe Problem wie mit der Immersed-Boundary-Methode auf, dass keine ausreichende Diskretisierung in den Grenzschichten erreicht werden kann. Außerdem stehen hier wieder vielfältige Parameter zur Beeinflussung der Ergebnisse zur Verfügung. Bei dieser Methode wird der Einfluss des Fluidwiderstands im Vergleich zu den Simulationen stark überschätzt und führt dazu, dass selbst bei Wasser der Umschaltvorgang nicht stattfinden kann, da hier die Kugel unphysikalisch stark abgebremst wird.

4.4.4 Messungen an Prototypen

Ein Prototyp des Entwurfs mit elastischem Zwischenelement und ausschließlich einem Elektromagnet als Aktor, der in Kapitel 2.3.2 vorgestellt und in Kapitel 3.3.2.3 bei trockenen Stößen untersucht wurde, wird hier vermessen. Dieser wurde am HSG-IMAT erstellt und im Rahmen dieser Arbeit mit einer Hochgeschwindigkeitskamera untersucht.

Die Aufnahmen wurden mit 2000 bis 4000 Bildern pro Sekunde durchgeführt. Dabei musste das Modell mit starken Scheinwerfern beleuchtet werden, um genügend Licht für die hohe Bildwiederholrate zu haben. Dabei darf das Ventil nicht zu lange beleuchtet werden, da es sich sonst zu sehr erhitzt und sich die Materialeigenschaften verändern können. Die Bildfolge in Bild 4.21 zeigt die Umkehrpunkte der Bewegungskurve. Der Schwerpunkt der Kugel ist wegen der geringen Bildqualität hier mit einem Kreuz gekennzeichnet. Zunächst startet die Kugel wie in der Simulation in Kapitel 3.3.2.3 berechnet nahezu senkrecht, wird dann von der Feder abgebremst, wieder nach unten beschleunigt und von der sich streckenden Feder leicht abgelenkt. Dadurch stößt sie auf die Wand des Zwischenelements und bewegt sich dann nahezu horizontal auf die andere (rechte) Seite des Ventils.

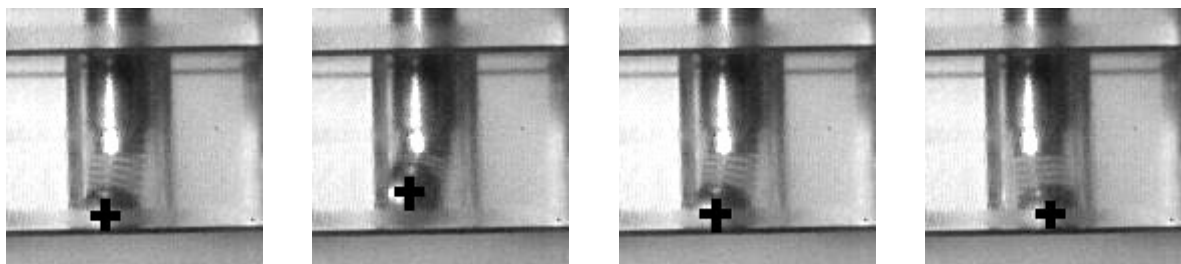


Bild 4.21: Bewegung der Kugel im Schaltventil (Umkehrpunkte der Bewegungskurve)

Dies erklärt auch die Probleme mit Fluiden bei dieser Ventilvariante. Der erfolgreiche Umschaltvorgang im trockenen Zustand ist sehr empfindlich, wird also bei kleinen Herstellungsabweichungen nicht garantiert werden können. Deshalb lässt sich das Ventil mit Wasser auch nicht umschalten. Es konnte jedoch beobachtet werden, dass die Kugel auch mit Wasser mit ähnlicher Geschwindigkeit wie im trockenen Zustand startet, dann aber, durch die Fluidkräfte abgebremst, nicht mehr erfolgreich umschaltet. Wenn der Stößel auf die linke Seite unter die Kugel platziert wird, fliegt die Kugel in Bild 4.22 in der

gewünschten Richtung los, bleibt jedoch nicht gleich liegen, sondern springt nochmal nach oben und bleibt dann je nach Anfangsgeschwindigkeit an unterschiedlichen Stellen liegen. Die Kugel ist leicht an ihrer Reflexion erkennbar.

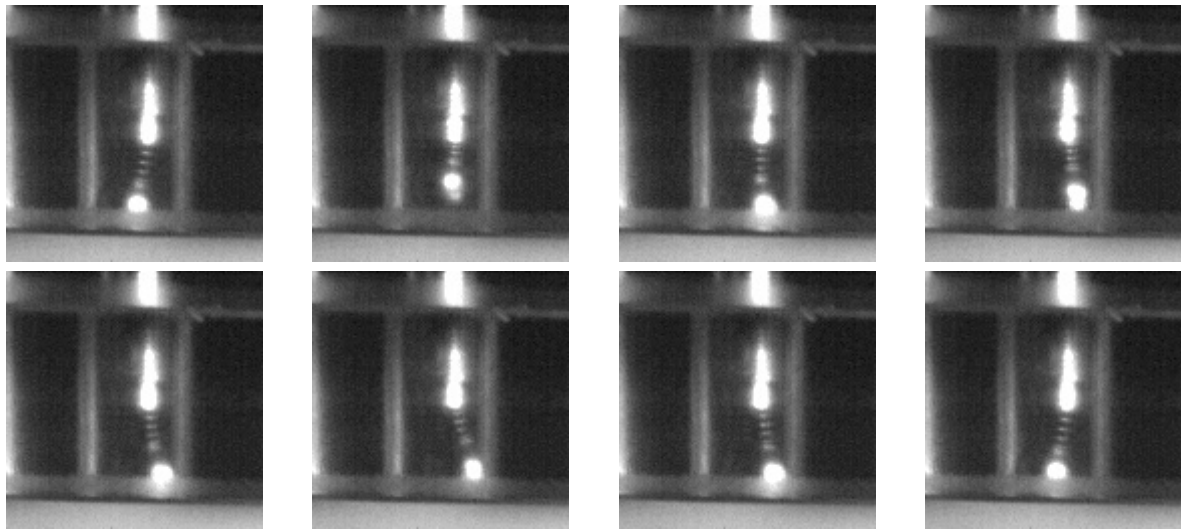


Bild 4.22: Bewegung der Kugel im Schaltventil mit versetztem Aktor (Umkehrpunkte der Bewegungskurve)

Wenn das Ventil mit Wasser befüllt wird, ergibt sich der in Bild 4.23 erkennbare Verlauf. Die Kugel wird wie in Bild 4.21 wieder in die falsche Richtung beschleunigt, fliegt nach oben und senkrecht wieder nach unten. Der Unterschied ist hier, dass die Kugel unten liegen bleibt und nicht seitlich auf die andere Seite rutscht.

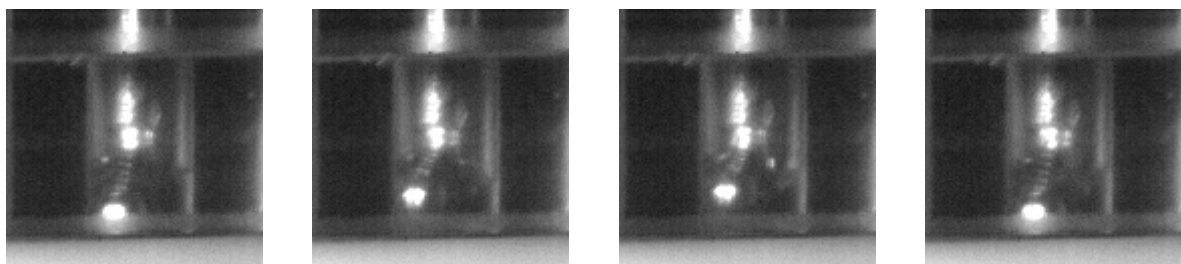


Bild 4.23: Bewegung der Kugel im Schaltventil mit Wasser (Umkehrpunkte der Bewegungskurve)

Wenn der elastische Ventilsitz versetzt, also nicht mittig, getroffen wird, schaltet das Ventil. Allerdings ist das nicht praktikabel, denn dann kann mit einem Aktor nur in eine Richtung geschaltet werden und für zwei Aktoren ist bei dieser Anordnung nicht genügend Platz. Der Verbesserungsvorschlag aus Bild 2.6 Kapitel 3.3.2.3 verbessert das Modell dahingehend, dass die Startrichtung der Kugel wesentlich verbessert ist. Die Energie in der Kugel genügt augenscheinlich, dass die Kugel selbst mit Fluid den nötigen Weg gegen die Feder machen kann.

Kapitel 5

Experimente am vereinfachten Stoßmodell

Um die erstellten Simulationsmodelle mit und ohne Fluideinfluss zu validieren, werden in diesem Kapitel experimentelle Untersuchungen vorgestellt. Stöße bei Festkörpern sind Vorgänge in sehr kurzen Zeiträumen, für die sich berührungslose Messmethoden besonders gut eignen. Die Dynamik von Stößen reagiert extrem empfindlich auf veränderte Massenverhältnisse, versetzte Schwerpunkte und andere Folgen von Messmethoden, die nicht berührungslos sind. Diese Forderung und die Notwendigkeit einer sehr hohen zeitlichen Auflösung führt zur Wahl der Laser-Doppler-Vibrometrie (LDV) zur Messung von Geschwindigkeit und Verschiebung. Der Stoß zwischen den zwei Kugeln, getrennt durch eine Platte, wird im Folgenden mit zwei LDVs sowohl mit als auch ohne Einfluss von Fluiden gemessen. Der Aufbau ist in Bild 5.1 skizziert. Dabei sollen beide Kugeln gleichzeitig gemessen werden. Der Aufbau ist gegenüber den Entwürfen für die Schaltventile derart skaliert, dass die Platte etwa den zehnfachen Radius hat und die Kugel ist entsprechend groß gewählt, so dass die Charakteristik des Stoßes ähnlich ist. Bei der Messung in einem Fluidbehälter müssen interessante physikalische Erscheinungen berücksichtigt werden, um korrekte Messwerte zu erhalten.

Zunächst wollen wir uns mit der Funktionsweise der Laser-Doppler-Vibrometer und der physikalischen Grundlagen beschäftigen, denn die Messung in unterschiedlichen Fluiden setzt ein höheres Maß an physikalischem Verständnis des Messprinzips voraus. Anschließend wird der Versuchsaufbau im Detail erläutert und die Methode zur Korrektur und Auswertung der Messdaten erläutert. Diese soll in der Lage sein, weitgehend ohne manuellen Eingriff die Messdaten auszuwerten und den Wirkungsgrad zu berechnen. Die Diskussion der Messergebnisse und der Vergleich zu den simulierten Ergebnissen schließt dann das Kapitel ab. Es wird sich zeigen, dass gewisse Unterschiede zwischen den Experimenten und der Simulation nicht vermieden werden können und die Ergebnisse der Simulation allerdings zumindest qualitativ validiert werden können.

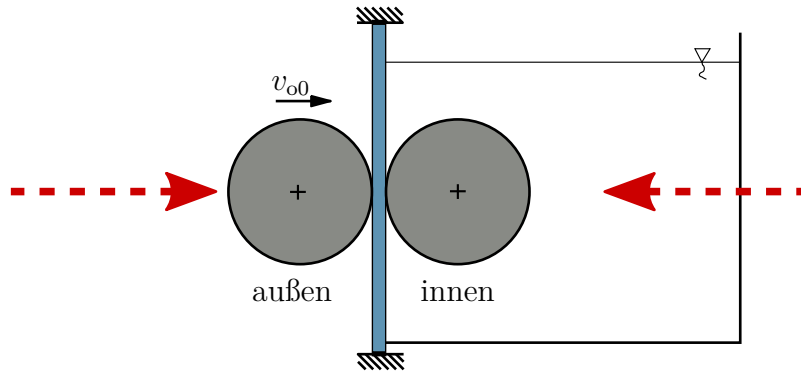


Bild 5.1: Skizze des abstrahierten mechanischen Modells für den Stoßvorgang mit zwei Laser-Doppler-Vibrometern

5.1 Funktionsweise des Laser-Doppler-Vibrometers

Physikalisch basiert das Laser-Doppler-Vibrometer auf dem Doppler-Effekt. Dessen Aufbau entspricht prinzipiell dem Michelson-Interferometer. Dabei werden sowohl die Frequenzverschiebung des Lasers, als auch Hell-Dunkel-Muster im Interferenzbild gemessen. Verursacht wird das durch Längenänderung des optischen Pfades. Im einfachsten Fall ist das die Geschwindigkeit des Messobjekts in Luft oder Vakuum. Hier kann das Messsignal unverändert verwendet werden. Soll jedoch in einem anderen Medium gemessen werden, muss der Brechungsindex der unterschiedlichen Medien berücksichtigt werden. Somit kann die gemessene Geschwindigkeit der Kugel in einer Flüssigkeit entsprechend umgerechnet werden.

5.1.1 Relativistischer Doppler-Effekt

Der klassische Doppler-Effekt für Schallwellen kann aus dem Huygens'schen Prinzip hergeleitet werden und unterscheidet sich je nach dem, ob sich Quelle oder Beobachter bewegen. Danach kann jeder Punkt einer Wellenfront als Ausgangspunkt einer Elementarwelle betrachtet werden, siehe [Halliday06]. Bei elektromagnetischen Wellen müssen relativistische Effekte berücksichtigt werden. Hier ist lediglich die Relativgeschwindigkeit zwischen Quelle und Beobachter zu berücksichtigen, siehe [Halliday06].

Wenn der Beobachter und die Quelle sich mit der Geschwindigkeit v voneinander entfernen, ergibt sich für eine Frequenz der Quelle f_q die beobachtete Frequenz

$$f_b = f_q \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} \quad \text{mit} \quad \beta = v/c. \quad (5.1)$$

Die Lichtgeschwindigkeit c ist hier die Geschwindigkeit im Medium des bewegten Objekts. Bei einem Laser-Doppler-Vibrometer wird der Laserstrahl vom bewegten Objekt reflek-

tiert. Somit ist zunächst das bewegte Objekt der Beobachter, bei dem sich die Frequenz entsprechend Gleichung (5.1) ändert. Jetzt fungiert das bewegte Objekt als Quelle mit der neuen Frequenz f_b^* und das LDV als Beobachter und sieht die Frequenz

$$\begin{aligned} f_b &= f_q \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} \\ &= f_q \frac{1-\beta}{1+\beta} \\ &= f_q \frac{c-v}{c+v}. \end{aligned} \tag{5.2}$$

Die Frequenzänderung Δf ist dann

$$\Delta f = f_q \frac{2v}{c+v} \tag{5.3}$$

und für $v \ll c$ folgt dann

$$\Delta f = f_q \frac{2v}{c}. \tag{5.4}$$

In Falle mehrerer Übergänge zwischen unterschiedlichen Medien und eventuell einer Bewegung dieser Übergänge, wird die Herleitung der Frequenzänderung recht umständlich, sodass die Theorie auf Basis des Michelson Interferometers im folgenden Abschnitt im Falle $v \ll c$ deutlich einfacher ist.

5.1.2 Michelson Interferometer

Das Michelson Interferometer dient mit Hilfe von Interferenzmustern der Längenmessung bzw. der Messung von Längenänderungen mit sehr hoher Genauigkeit, siehe [Halliday06]. Der Aufbau des ursprünglichen Experiments ist in Bild 5.2 skizziert. Eine kohärente Lichtquelle (Laser) strahlt Licht in Richtung des Strahlteilers in der Mitte. Dort wird der Strahl aufgespalten. Eine Hälfte des Lichts (blau) wird nach oben reflektiert, trifft dort auf einen beweglichen Spiegel und wird wieder zurück zum Strahlteiler reflektiert. Die zweite Hälfte des Lichts (grün) durchdringt den Strahlteiler geradlinig und wird von einem weiteren, feststehenden Spiegel wieder zum Strahlteiler reflektiert. Dort werden die beiden Strahlen wieder überlagert und treffen dann auf den Detektor.

Im Detektor entsteht dann durch Interferenz ein Hell-Dunkel-Muster, das bei einer Bewegung des beweglichen Spiegels einen Phasenunterschied erhält. Wenn sich der Pfad zum beweglichen Spiegel um eine Wellenlänge des Laserlichts λ verändert, entsteht eine Phasenverschiebung von $\lambda/2$.

Es entsteht aber auch durch das Einbringen eines transparenten Materials in den optischen Pfad eine Phasenverschiebung. Bei einem Material der Länge L und der Brechzahl n ist

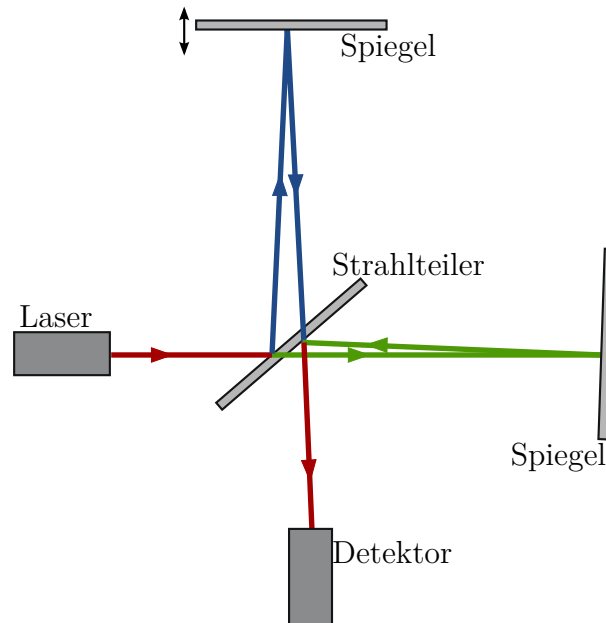


Bild 5.2: Michelson Interferometer (Wikipedia)

die Anzahl der Wellenlängen, um die sich der Pfad ändert,

$$N_m = \frac{2L}{\lambda_n} = \frac{2Ln}{\lambda} . \quad (5.5)$$

Folglich ist die Anzahl der Wellenlängen in einer bestimmten Strecke abhängig vom Brechungsindex. Da der Detektor eine Verschiebung im Interferenzmuster misst, die von der Anzahl der Wellenlängen auf dem Weg abhängt, misst der Detektor also eine Längenänderung des optischen Pfades, der als Produkt aus Brechzahl n und Strecke x definiert ist.

Die Geschwindigkeit der Längenänderung des optischen Pfades ist dann

$$v_o = \frac{d}{dt} \sum_i x_i n_i = \sum_i (\dot{x}_i n_i + x_i \dot{n}_i) . \quad (5.6)$$

Dabei ist der optische Pfad in Stücke mit unterschiedlichen Medien unterteilt. Die Geschwindigkeit des Spiegels ist dann, wenn sich die Brechzahlen und Lage der unterschiedlichen Medien zueinander nicht ändern, $v = v_o/2$.

5.1.3 Aufbau des Laser-Doppler-Vibrometers

Das Laser-Doppler-Vibrometer nutzt das Prinzip des Doppler-Effekts und basiert auf dem Michelson-Interferometer-Experiment, siehe [Polytec98]. Dabei wird ein Helium-Neon-Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 633 \text{ nm}$ als Quelle kohärenten Lichts verwendet. Der Aufbau ist in Bild 5.3 skizziert. Das Licht des Lasers wird zunächst wie beim Michelson-Interferometer von einem Strahlteiler aufgetrennt. Die eine Hälfte geht über einen Spiegel

und einen weiteren Strahlteiler direkt in den Photodetektor und hat die unveränderte Frequenz f_0 der Lichtquelle. Der zweite Teil des Strahls geht durch eine Braggzelle und erhält dort eine Frequenzverschiebung um f_B von 40 MHz. Im Vergleich zur Frequenz des Lasers mit $4.74 \cdot 10^{14}$ Hz ist das sehr wenig.

Die Braggzelle ist ein akusto-optischer Modulator, bei dem in Glas oder Quarz mit Hilfe eines Piezoaktors Schwingungen erzeugt werden, deren Wellen sich wie ein optisches Gitter verhalten. Da sich diese jedoch bewegen entsteht ähnlich wie bei der Reflexion an einem bewegten Spiegel eine Frequenzverschiebung.

Nach der Braggzelle durchdringt der untere Strahl einen weiteren Strahlteiler. Dann trifft er auf das bewegte Messobjekt und erfährt dadurch eine weitere Frequenzverschiebung, die Doppler-Frequenzverschiebung um f_d . Der reflektierte Strahl geht dann wieder zurück und wird über zwei Strahlteiler mit dem Ursprungssignal, mit der Frequenz f_0 , überlagert und trifft schließlich auf den Photodetektor. Dort wird dann das interferierende Signal ausgewertet. Durch die Frequenzverschiebung der Braggzelle kann die Bewegungsrichtung des Messobjekts bestimmt werden.

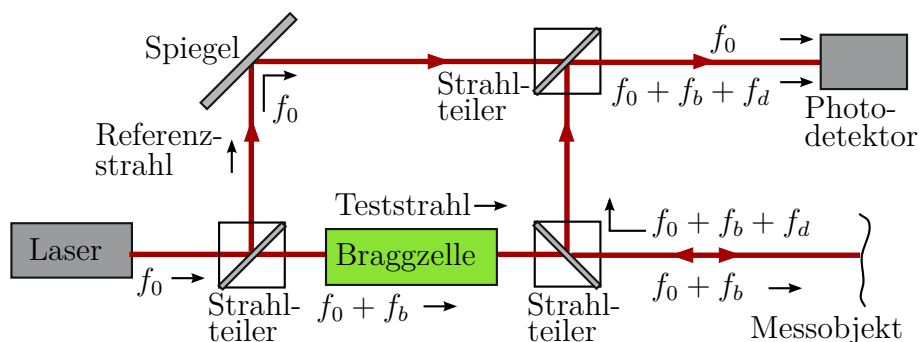


Bild 5.3: Prinzipskizze eines Laser-Doppler-Vibrometers

Es kann entweder die Frequenzdifferenz zwischen Referenzstrahl und Messstrahl in ein Spannungssignal umgewandelt werden oder im Interferenzmuster die Hell-Dunkel-Übergänge gezählt werden. Damit erhält man die Geschwindigkeit bzw. Verschiebung des Messobjekts, allerdings unter der Annahme, dass in Luft gemessen wird.

5.2 Experimenteller Aufbau und Auswertung

Der Versuch besteht aus einer in einem Rahmen fest eingespannten Platte und zwei Kugeln auf beiden Seiten der Platte. Eine Kugel wird anfangs ausgelenkt und trifft dann senkrecht auf die Platte. Auf der anderen Seite liegt eine Kugel an der Platte an, die im Falle eines Ventils im Ventilinneren wäre. Sie repräsentiert das Ventilinnere. Am Rahmen der Platte kann ein Flüssigkeitsbehälter montiert werden, so dass die Kugel im Inneren vollständig in der Flüssigkeit untergetaucht ist. Kurz vor der Platte trifft die Kugel die Platte mit der

Anfangsgeschwindigkeit v_{o0} und deformiert diese. Dadurch wird die Kugel im Ventilinneren beschleunigt. Der Versuchsaufbau wurde in Kooperation mit dem HSG-IMAT und im Rahmen der Arbeit [Maier11] durchgeführt. Die konstruktive Erweiterung für Fluide wurde in Rahmen der Arbeit [Fazakas14] durchgeführt.

Der große Vorteil ist hier, dass durch die berührungslose Messung kein Einfluss auf den Versuch genommen wird. Außerdem kann der sehr kurze Stoß auf Grund der hohen Empfindlichkeit und Abtastrate sehr genau aufgelöst werden. Die besondere Schwierigkeit ist, dass die äußere Kugel kurz vor dem Auftreffen in den Laserstrahl wandert und erst wenn der Strahl fast senkrecht auf die Kugel trifft ein sinnvolles Messsignal zu erwarten ist. Auf der anderen Plattenseite ist die Kugel zu Beginn in Ruhe und kann somit einfacher gemessen werden. Optional kann ein Acrylglastank an der Plattenhalterung montiert werden, in dem die innere Kugel vollständig untergetaucht ist. Dabei ist dann die Platte einseitig von einer Flüssigkeit umgeben, und es kann der Einfluss von unterschiedlichen Fluiden untersucht werden. Gemessen wird mit Wasser und Öl. Die Messung durch die Acrylglasswand des Behälters hat ohne Füllung keinen Einfluss auf die Messung. Füllt man den Behälter jedoch mit einer Flüssigkeit, ändern sich die Ergebnisse erheblich. Die Einflüsse können in direkte Einflüsse der Flüssigkeit auf den Stoß und die Bewegung der Kugel und indirekte Einflüsse der Flüssigkeit auf das Messverfahren getrennt werden.

Im Folgenden werden der Aufbau und der Ablauf im Detail beschrieben. Mögliche Fehlerquellen sowie die automatisierte Auswerterroutine werden im Anschluss erläutert.

5.2.1 Aufbau des Impulsmessplatzes

Gemeinsam mit dem HSG-IMAT wurde ein Impulsmessplatz entwickelt, der es ermöglicht unterschiedliche Stöße bei unterschiedlichen Paarungen zu untersuchen. Dieser wurde im Rahmen der Studienarbeit [Maier11] in Betrieb genommen. In Bild 5.4 ist der Aufbau, der auf einer Grundplatte befestigt ist, zu sehen. Auf der Grundplatte sind Konsolen befestigt, die die Kugeln, Auslösevorrichtung und Platten tragen. Für die Messungen werden zwei Laser-Doppler-Vibrometer (LDV) von Polytec einschließlich ihrer Controller und einem Oszilloskop von Tektronix verwendet.

Auf der Grundplatte ist eine präzisionsgeschliffene Führungsleiste verschraubt und sichert so die axiale Ausrichtung der mit Schrauben und Nutensteinen befestigten Grundelemente der Konsolen, die die Kugeln und Platten tragen. Die Kugeln werden mit dehnungsarmen Polyethylen-Fäden (Dyneema) an der am Konsolenrahmen befestigten Fadenaufnahme aufgehängt. An den Kugeln sind die Fäden mit Hilfe von Kupferplättchen angeklebt. Zur Fadenaufnahme werden Gewindehülsen mit Feingewinden als Außengewinde verwendet, die eine genaue Einstellung der Fadenlänge erlauben. Das Ventilgehäuse wird durch eine fest eingespannte, rechteckige Platte repräsentiert. Diese Platten können ausgetauscht werden und unterschiedliches Material und eine unterschiedliche Dicke haben. In Bild 5.5

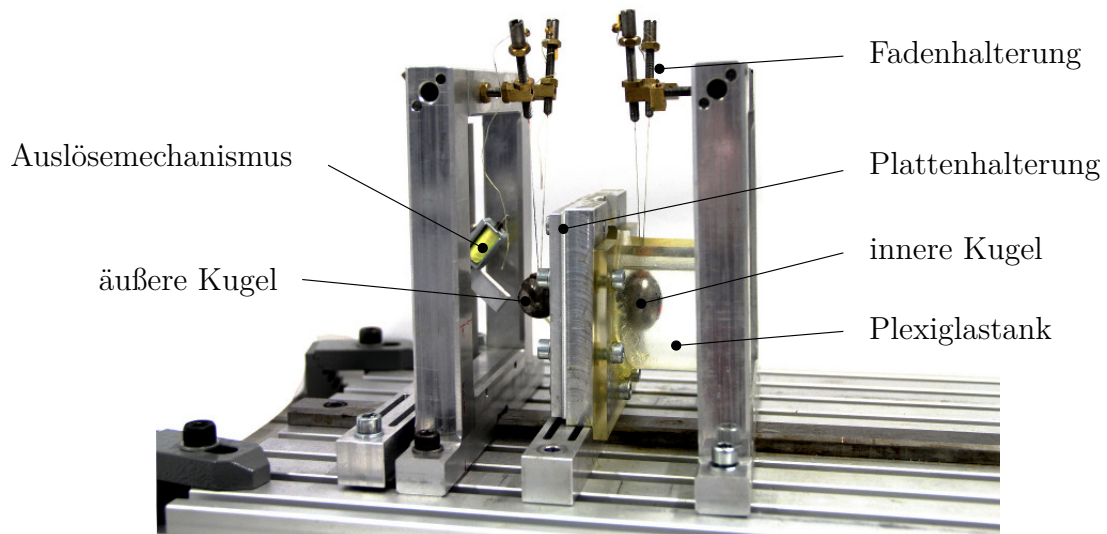


Bild 5.4: Aufbau des Impulsmessplatzes ohne Messgeräte

ist erkennbar, wie die Platte im Rahmen eingespannt ist. Der Plexiglasbehälter kann für Messungen ohne Fluid entfernt werden. Durch die Einspannung der Platte im Konsolenrahmen bleibt ein kreisrunder Bereich mit dem Plattenradius r_P frei, der in der Simulation als festeingespannte kreisrunde Platte modelliert wurde. Auch eine frei hängende runde Platte, die in einigen Validierungsversuchen verwendet wird, kann an Fäden aufgehängt werden.

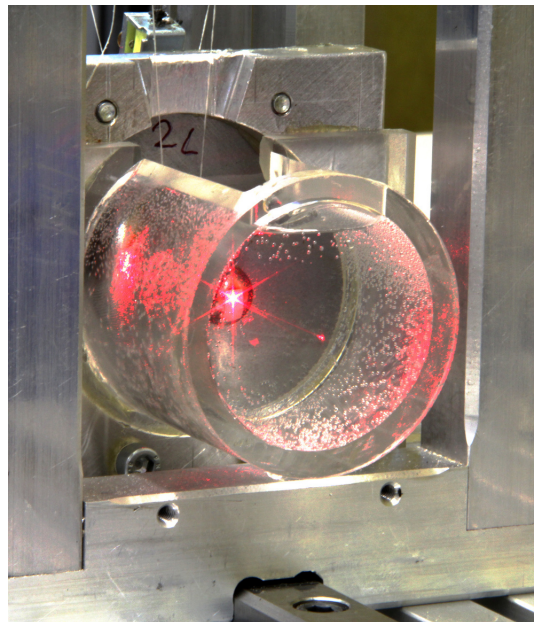


Bild 5.5: Rückansicht auf den optionalen Fluidbehälter mit Wasser, befestigt an der Halterung für die Platte

Die Kugeln können auch ausgetauscht werden, so dass eine Kugel mit 6.35 mm Radius

und eine mit 10 mm verwendet werden kann. Die stoßende Kugel wird von einem elektromagnetischen Hubmagnet ausgelöst, um eine hohe Wiederholgenauigkeit zu erreichen. Beim Erreichen der Platte, also zu Beginn des Stoßes, hat die Kugel eine Geschwindigkeit zwischen $v_{00} = 600$ und 440 mm/s, je nach Auslenkung. Neben der Auslösevorrichtung mit Hubmagnet und Kugelaufgabe, die für Geschwindigkeiten der äußeren Kugel vor dem Stoß um 550 mm/s verwendet wird, wird für geringere Anfangsgeschwindigkeiten eine Auslösevorrichtung verwendet, bei der die äußere Kugel vor dem Fallenlassen mit einer Vakuumsaugung gehalten wird.

Für die Messung der Geschwindigkeit und Verschiebung der Kugeln werden zwei 1-D Laser-Doppler-Vibrometer der Firma Polytec vom Typ OFV302/OFV3000 und OFV303/OFV3001 verwendet. Der Aufbau der Messinstrumente und das Vorgehen zur Messung ist angelehnt an die Stoßuntersuchungen in [SeifriedSchiehlenEberhard10]. Diese sind an Rahmen mit speziellen Vorrichtungen befestigt, die eine Verkippung um alle drei Achsen erlauben, so dass der Laser genau ausgerichtet werden kann. Die maximale messbare Frequenz liegt in etwa bei 100 kHz, so dass der Stoß sehr gut aufgelöst werden kann. Die beiden Controller und das digitale Oszilloskop der Firma Tektronix sind in Bild 5.6 dargestellt. Das Oszilloskop zeichnet jeweils die Verschiebung und Geschwindigkeit mit einer Abtastfrequenz von 500 kHz auf. Die Messdaten werden über einen USB-Datenträger auf den PC übertragen.

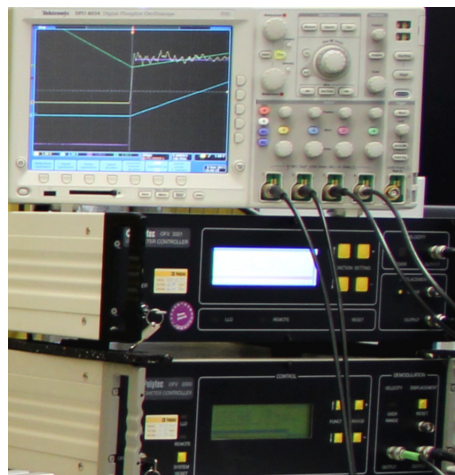


Bild 5.6: Digitales Oszilloskop und zwei Controller für die Laser-Doppler-Vibrometer

Wichtig ist die Einstellung der beiden Controller der LDV. Hier müssen für das Geschwindigkeits- und das Verschiebungssignal der Messbereich angegeben werden sowie der Tracking- und der Velocity-Filter eingestellt werden.

Der **Tracking-Filter** dient laut [Polytec98] der Überbrückung kurzzeitiger Aussetzer im Messsignal und muss je nach maximal auftretender Beschleunigung eingestellt werden. Bei den hier auftretenden Beschleunigungen der inneren Kugel von über 1000 g muss der Tracking-Filter auf *fast* gestellt werden, der dann für Beschleunigungen bis 3800 g verwendet

werden kann. Bei der äußeren, stoßenden Kugel muss der Tracking-Filter abgeschaltet werden, da durch das Eintreten der Kugel in den Strahl, unmittelbar vor dem Stoß, eine unendlich hohe Beschleunigung auftritt, die dann durch den Tracking-Filter verfälscht würde.

Der **Velocity-Filter** ist ein Tiefpass-Filter und muss so eingestellt werden, dass möglichst hohe Frequenzen erfasst werden können. Es ist auch ein nicht dokumentierter Hochpass-Filter eingebaut, der bei den Messungen berücksichtigt werden sollte um Fehler zu vermeiden.

Die Erweiterung des Impulsmessplatzes für die Messung mit Fluiden auf der Innenseite, auf der sich die Kugel anfangs in Ruhe befindet, wurde im Rahmen der Arbeit von [Fazakas14] durchgeführt. Der Aufbau mit Fluidbehälter ist in Bild 5.7 nochmals verdeutlicht. Der Behälter ist aus Plexiglas gefertigt, so dass mit dem Laser des LDV die Bewegung der Kugel im Fluid gemessen werden kann. Er kann abgenommen werden und von oben durch eine Öffnung mit Wasser oder Öl befüllt werden. Abgedichtet wird der Behälter mit einfachem Schmierfett in der Anlagefläche am Flansch.

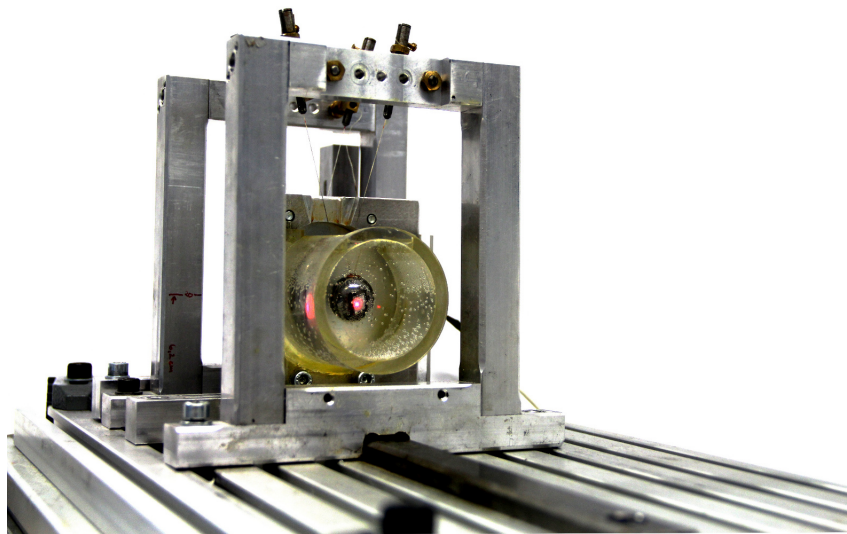


Bild 5.7: Ansicht des mit Öl gefüllten Fluidbehälters bei eingeschaltetem Laser. Der Punkt, an dem der Laser durch die Behälterwand tritt, ist deutlich erkennbar.

Die zusätzliche Reflektion bereitet bei der Messung und der darauf folgenden Auswertung große Probleme, da das Messsignal unter Umständen zwischen der Geschwindigkeit der Kugel und der Geschwindigkeit der Behälterwand hin und her springt. Dies lässt sich jedoch mit einer Blende vermeiden, wenn unter einem kleinen Winkel gemessen wird, so dass die Reflektion von der Behälterwand nicht direkt in den Laserkopf zurückfällt.

5.2.2 Ablauf des Messungen

Bei der Messung muss besonders sorgsam gearbeitet werden, da selbst kleine Fehler im Versuchsaufbau zu großen Abweichungen in den Ergebnissen führen können. Im Folgenden wird der Ablauf in einen Vorbereitungsteil und die Durchführung aufgeteilt.

5.2.2.1 Vorbereitungen

Vor der Messung müssen die Laser so positioniert werden, dass sie laut [Polytec98] etwa 430 oder 630 mm vom Messobjekt entfernt sind, um beste Ergebnisse zu erhalten. Dann müssen die Stoßkörper ausgerichtet werden. Dabei ist wichtig, dass sich die Schwerpunkte auf einer Linie befinden und die Platte mittig getroffen wird, so dass ein zentraler Stoß stattfindet. Die Laser sollten dann möglichst so ausgerichtet werden, dass sich das Objekt in Strahlrichtung bewegt. Bei der Verwendung neuer Platten ohne vorherige Stöße ist besondere Vorsicht geboten, da diese bereits durch den ersten Stoß, der beim Aufbau versehentlich auftreten kann, plastisch verformt wird und damit die folgenden Stöße und deren Messergebnis beeinflussen kann. Bei der Verwendung von Fluiden muss darauf geachtet werden, dass keine Bläschen im Pfad des Laserstrahls sind, die das Licht streuen können.

Am Oszilloskop müssen die vier verwendeten Kanäle, die Gesamtmessdauer und die Abtastrate eingestellt werden. Außerdem muss auf dem Kanal, der die Geschwindigkeit der inneren Kugel misst, ein Trigger eingestellt werden, so dass automatisch beim Überschreiten einer bestimmten Geschwindigkeit die Messdaten zwischengespeichert werden.

5.2.2.2 Durchführung der Messungen

Vor jeder Messung muss das Signal der Laser auf dem Oszilloskop kontrolliert werden und der Nullpunkt für das Verschiebungssignal neu gesetzt werden. Dann wird die äußere, stoßende Kugel auf die Auslösevorrichtung gelegt, der Trigger aktiviert und dann auf den Auslöser des Hubmagneten gedrückt, der die Kugel freigibt. Wichtig ist jetzt, dass die Kugel eingefangen wird, bevor sie zurückschwingt und ein weiteres Mal die Platte stößt, wenn Messungen an neuen, unverformten Platten durchgeführt werden. Nach dem Stoß kann das zwischengespeicherte Messsignal auf dem USB-Datenträger für die weitere Auswertung am PC abgespeichert werden.

5.2.3 Fehlerquellen

Folgende Quellen für Fehler in den Messsignalen können den aus den Messungen errechneten Wirkungsgrad erheblich beeinflussen:

- Das Geschwindigkeitssignal kann durch einen Offset verfälscht sein. Dieser Fehler ist in der Auswertung unter Verwendung des Verschiebungssignals korrigierbar.
- Das gemessene Geschwindigkeitssignal kann Schwankungen enthalten, die nicht mit der Bewegung des Messobjekts übereinstimmen. Der Fehler ist in der Auswertung korrigierbar.
- Wenn die Kugeln die Platte nicht mittig treffen oder ihre Schwerpunkte nicht auf einer Linie liegen, ist der Stoß nicht mehr zentral und die gemessenen Wirkungsgrade können um mehrere Prozentpunkte niedriger sein.
- Da sich die Platte durch die Stöße plastisch verformt, wird sich der Wirkungsgrad verändern, je nachdem wie stark die plastische Verformung ist und ob wieder genau die selbe Stelle getroffen wird.
- Alle Befestigungen des Impulsmessplatzes müssen stark angezogen werden, dass während dem Stoß an keiner Stelle Spiel ist. Der Rahmen mit der Auslösevorrichtung kann durch die Verwendung von Gummiringen vom Rest mechanisch entkoppelt werden, so dass der Anschlag des Hubmagneten keinen Stoß auf den restlichen Aufbau überträgt.
- Messungen mit Fluid sind wesentlich empfindlicher. Es ist zu beachten, dass keine Reflektion außer der des Messobjekts zurück in den Laserkopf fällt. Sonst springt das Messsignal zwischen unterschiedlichen Werten.
- Ein Spalt zwischen innerer Kugel und Platte sollte insbesondere bei Versuchen mit Fluiden vermieden werden.
- Die LDV messen nur in Luft oder Vakuum die tatsächliche Geschwindigkeit des Messobjekts. Bei der Verwendung von Fluiden muss dies in der Auswertung soweit möglich korrigiert werden.
- Durch die nicht ideale feste Einspannung kann sich die Platte als Ganzes bewegen, nimmt mehr Energie auf und reduziert somit den Wirkungsgrad.

Abschließend wollen wir festhalten, dass Fehler bei der Messung im Allgemeinen dazu führen, dass der Wirkungsgrad geringer ist, als im Optimalfall erwartet werden kann. Die Fehler in den Geschwindigkeiten werden insbesondere durch die Berechnung des Wirkungsgrads besonders verstärkt, weil die kinetische Energie proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit ist. So können durch scheinbar geringe Abweichungen große Fehler entstehen.

5.2.4 Automatisierte Auswerteroutine

Durch die große Anzahl an gemessenen Stößen bedingt durch die plastischen Verformungen der ersten Stöße wird eine Auswerteroutine entwickelt, die automatisch auf einen ganzen Satz an Stößen angewendet werden kann und robuste und genaue Ergebnisse liefert. Für die Berechnung des Wirkungsgrades wird die Geschwindigkeit der äußeren Kugel vor dem Stoß und die Geschwindigkeit der inneren Kugel nach dem Stoß benötigt. Ein typisches Beispiel eines gemessenen Geschwindigkeits- und Verschiebungsverlaufs zeigt Bild 5.8.

Das Geschwindigkeitssignal ist messtechnisch bedingt leicht verrauscht. Da die Geschwindigkeit jedoch innerhalb der kurzen gemessenen Zeitabschnitte tatsächlich als konstant angenommen werden kann, kann der Wert der Geschwindigkeit aus den Messdaten durch Mittelung über ein Intervall bestimmt werden. Im Zeitpunkt $t = 0$ befindet sich die innere Kugel in ihrer Ruhelage. Hier ist die Geschwindigkeit der äußeren Kugel vor dem Stoß in etwa bei -440 mm/s . Nun folgen zwischen $t = 0.1 \text{ ms}$ und $t = 0.2 \text{ ms}$ die Stöße, bei denen die äußere Kugel einen Teil ihrer Energie durch die Platte auf die innere Kugel überträgt. Die innere Kugel hat nach dem Stoß eine Geschwindigkeit von etwa -280 mm/s . Das Verschiebungssignal enthält prinzipiell dieselben Informationen. Es muss jedoch geeignet auf Geschwindigkeitswerte umgerechnet werden.

Auf Grund von Drift und einem Offset im Geschwindigkeitssignal werden diese Signale mit Hilfe der Verschiebungssignale und dem Vorwissen, dass die innere Kugel zu Beginn in Ruhe ist, korrigiert. Das ist von besonderer Bedeutung, da der definierte Wirkungsgrad sehr empfindlich auf Abweichungen in den Geschwindigkeiten reagiert.

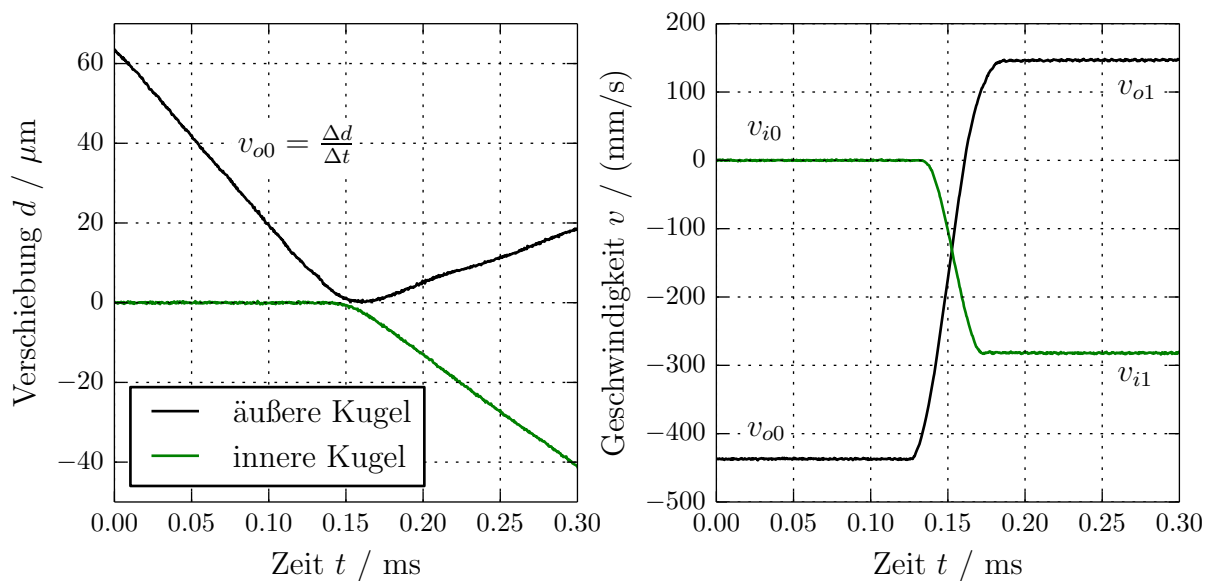


Bild 5.8: Beispiel einer LDV Messung der Verschiebung und Geschwindigkeit beider Kugeln. Der Index 0 für unmittelbar vor dem Stoß und der Index 1 unmittelbar nach dem Stoß.

Die Auswertung kann in mehrere Teile aufgespalten werden. Diese sind die zuverlässige

Bestimmung der Geschwindigkeit der inneren Kugel nach dem Stoß und die Bestimmung der Geschwindigkeit der äußeren Kugel vor dem Stoß. Beide werden in der Gleichung für den Wirkungsgrad des Energieübertrags, Gl. 3.8, benötigt. Für Messungen mit Fluiden muss die Geschwindigkeit der inneren Kugel durch spezielle Korrekturen bestimmt werden.

5.2.4.1 Geschwindigkeit der inneren Kugel nach dem Stoß v_{i1}

Zunächst wird der Zeitpunkt ermittelt, der etwa in der Mitte des Stoßes liegt. Daran kann sich dann der Rest der Auswertung orientieren.

Anschließend wird im Bereich konstanter Geschwindigkeit vor dem Stoß die mittlere Geschwindigkeit ermittelt. Diese ist der gesuchte Offset, der dann vom gesamten Geschwindigkeitsverlauf abgezogen werden kann, da sich im kurzen Zeitraum der Messdatenerfassung der Offset nicht verändert.

Im nächsten Schritt wird aus dem Geschwindigkeitssignal nach Abschluss des Stoßvorgangs ein Intervall gesucht, das eine minimale Standardabweichung hat. Dazu werden Intervalle mit der Dauer von typischerweise 0.1 ms verwendet und mit einer großen Überlappung im gesamten Bereich nach dem Stoß von etwa 0.5 bis 1.0 ms berechnet. Der Bereich mit minimaler Standardabweichung hat dann die geringsten Störungen und bietet die höchste Genauigkeit. In diesem Bereich kann dann der Mittelwert berechnet und als Geschwindigkeit der inneren Kugel nach dem Stoß v_{i1} verwendet werden. Die Geschwindigkeit der Kugel kann bei trockenen Stößen in dem kurzen betrachteten Zeitraum als konstant angenommen werden.

5.2.4.2 Geschwindigkeit der äußeren Kugel vor dem Stoß v_{o0}

Die Bestimmung der Geschwindigkeit der äußeren Kugel vor dem Stoß ist etwas schwieriger, da zu keinem Zeitpunkt die Geschwindigkeit konstant ist und das Geschwindigkeitssignal durch den Offset nicht verwendet werden kann. Deshalb und weil das Verschiebungssignal nach dem Stoß weniger stark gestört ist, wird mit Hilfe des Verschiebungssignals nach dem Stoß der Offset im Geschwindigkeitssignal bestimmt und daraus anschließend die Geschwindigkeit vor dem Stoß ermittelt.

Zuerst muss also die Geschwindigkeit nach dem Stoß aus dem auch durch Schwankungen fehlerbehafteten Verschiebungssignal bestimmt werden. Dazu wird wieder der Zeitbereich nach dem Stoß in viele überlappende Intervalle zerlegt, in denen dann mit der NumPy-Funktion *polyfit* eine Gerade angepasst wird und die Residuen gespeichert werden. Unter Verwendung des Residuums und einigen zusätzlichen Bedingungen kann dann ein Intervall mit zugehöriger Geradensteigung gefunden werden, das keine Fehler wie Sprünge oder Knicke enthält. Die Geradensteigung entspricht der Geschwindigkeit und kann dann verwendet werden, um den Offset im Geschwindigkeitssignal zu bestimmen. Mit dem

bestimmten Offset im Geschwindigkeitssignal kann dann wieder durch Mittelwertbildung die Geschwindigkeit vor dem Stoß v_{00} bestimmt werden.

5.2.5 Auswertung bei Messungen mit Fluiden

Eine Beispielmessung mit Fluid ist in Bild 5.9 dargestellt. Das Signal der äußeren Kugel kann wie bei Messungen ohne Fluid verarbeitet werden, denn hier gibt es keinen Einfluss durch das Fluid. Die dargestellte Geschwindigkeit der inneren Kugel ist das Signal, das vom LDV gemessen und als Geschwindigkeit ausgegeben wurde. Es ist aber nicht die tatsächliche Geschwindigkeit der Kugel, sondern ist durch verschiedene Einflüsse verfälscht. Allerdings ist im Bild bereits die weiter unten beschriebene Brechzahlkorrektur durchgeführt worden, so dass nur noch die Bewegung der Kugel bestimmt werden muss.

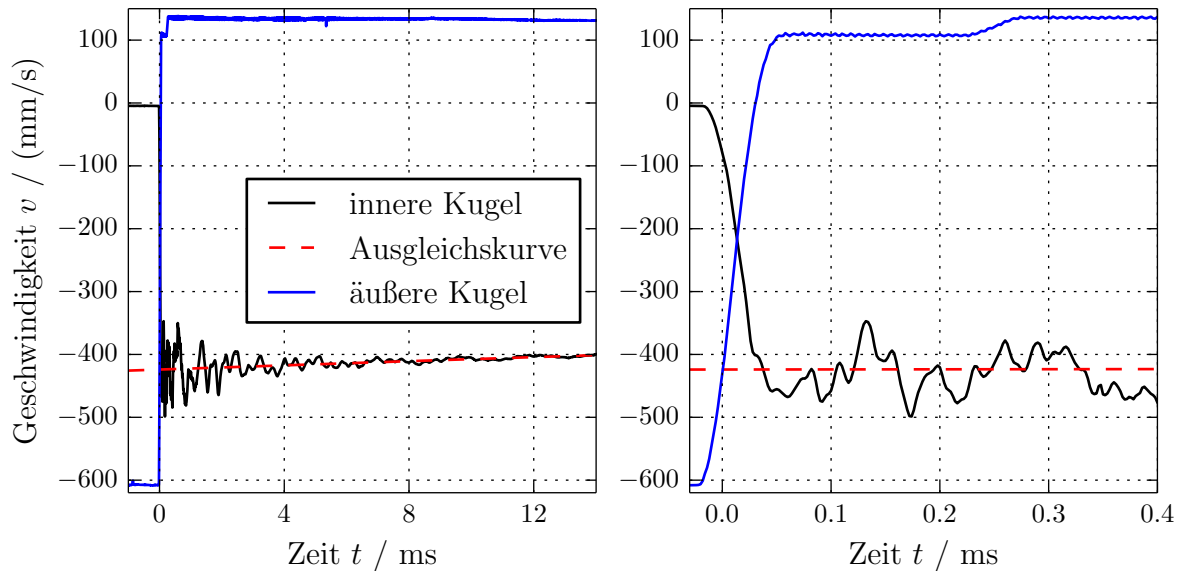


Bild 5.9: Gemessenes Geschwindigkeitssignal der inneren und äußeren Kugel, sowie die tatsächliche Geschwindigkeit der Kugel. Im rechten Bild ist der Ausschnitt des Stoßes vergrößert dargestellt.

5.2.5.1 Berücksichtigung der Brechzahl des Fluids

Da das Laser-Doppler-Vibrometer keine Bewegungen, also weder Verschiebung noch Geschwindigkeit direkt messen kann, sondern lediglich Frequenzänderungen misst oder Hell-Dunkel-Übergänge zählt, können die Signale des Controllers auch nur für Vakuum und Luft verwendet werden. Wenn ein Fluid das Messobjekt umgibt, muss die Brechzahl des Fluids berücksichtigt werden. Das Geschwindigkeitssignal der Kugel v_K kann dann mit

$$v_K = \frac{v_{\text{controller}}}{n} \quad (5.7)$$

einfach umgerechnet werden, wenn die Brechzahl n bekannt ist. Die Eigenschaften der unterschiedlichen Fluide, die für Messungen verwendet wurden, sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Brechzahl von Luft ist näherungsweise eins und muss nicht umgerechnet werden.

Tabelle 5.1: Brechzahl n , Dichte ρ und dynamische Viskosität μ der verwendeten Fluide

	n	ρ (kg/m ³)	μ (mPas)
Wasser	1.33	1000	1
pflanzl. Öl	1.46	930	64
Hydrauliköl	1.46	890	50
Luft	1.0003	1	≈ 0

5.2.5.2 Einfluss der Fluidkräfte

Durch die Fluide wird die Kugel nach dem Stoß stark abgebremst. Deshalb muss die Geschwindigkeit direkt nach dem Stoß bestimmt werden und Mittelungen über längere Zeiträume nach dem Stoß sind nicht möglich. Leider sind dem Geschwindigkeitssignal der Kugel hochfrequente Schwingungen überlagert, die ein direktes Bestimmen der tatsächlichen Kugelgeschwindigkeit unmöglich machen. Auf den Ursprung der überlagerten Schwingungen wollen wir im nächsten Abschnitt eingehen. Um die Geschwindigkeit zu bestimmen, muss also ein längerer Zeitraum betrachtet werden. Die folgende Vorgehensweise wird es ermöglichen die Geschwindigkeit sehr genau zu bestimmen.

Zunächst wird analytisch bestimmt, wie die Fluidkraft die Bewegung der Kugel beeinflusst und eine Funktion für die Bewegung der Kugel bestimmt, deren Parameter dann mit Hilfe einer Kurvenanpassung bestimmt werden. Mit dieser Funktion kann dann zum Zeitpunkt nach dem Stoß die Geschwindigkeit berechnet werden.

Die Bewegungsgleichung einer Punktmasse, die von einem Fluid abgebremst wird, lautet

$$m\dot{v} = F_F \quad \text{mit } F_F = -av^2 \quad (5.8)$$

mit der Fluidkraft F_F , die proportional zum Quadrat der Kugelgeschwindigkeit sein soll. Dies basiert auf der Annahme einer freien Kugelumströmung und einer ausreichend großen Reynolds-Zahl von $Re > 1000$. Diese Bewegungsgleichung ist laut [Heuser09] eine Bernoulli-Differentialgleichung, die analytisch gelöst werden kann, wenn man durch v^2 teilt und mit $v = u^{-1}$ substituiert. Damit erhält man

$$\dot{u} = \frac{a}{m} . \quad (5.9)$$

Durch Integration und Rücksubstitution erhält man die Geschwindigkeit der Kugel

$$v(t) = \frac{1}{\frac{a}{2m}t + c} \quad (5.10)$$

mit der Integrationskonstante c . Diese Funktion hängt von zwei Parametern ab ($a/m, c$), die mit der Kurvenanpassung aus den Messdaten bestimmt werden.

Bei kleineren Reynolds-Zahlen im Übergangsbereich zwischen turbulenter und laminarer Strömung mit $10 < Re < 1000$ ist die Fluidkraft näherungsweise durch $F_F = -av^{3/2}$ definiert, siehe [Durst06]. Die entstehende Differentialgleichung ist ebenfalls vom Bernoulli-Typ und ihre Lösung ist

$$v(t) = \frac{1}{\left(\frac{a}{2m}t + c\right)^2} . \quad (5.11)$$

Unter Verwendung dieser Vorgehensweise kann dann die rot gestrichelte Kurve in Bild 5.9 bestimmt werden. Da die Messungen hier mit Öl durchgeführt wurden, wurde Gleichung 5.11 verwendet, da die Reynolds-Zahl hier kleiner 1000 ist. Für die Kurvenanpassung wurde der Zeitbereich zwischen 0.2 und 14 ms und der kleinste-Fehlerquadrat-Algorithmus aus SciPy verwendet. Wenn der Anfang des Intervalls zwischen 0.2 und 3 ms variiert wird, ergibt sich die Geschwindigkeit zu $425 \text{ mm/s} \pm 0.6\%$. Diese hohe Genauigkeit zeigt, dass diese Methode für die Auswertung der Messungen robust genug ist.

5.2.5.3 Ursache der überlagerten Schwingungen

Für die störenden überlagerten Schwingungen im Geschwindigkeitssignal der Kugel im Fluid, siehe Bild 5.9, können unterschiedliche Gründe vermutet werden. Zunächst könnte man vermuten, dass die tatsächliche Bewegung der Kugel gemessen wird. Die dafür nötigen Beschleunigungen würden jedoch große Kräfte voraussetzen, die nicht mit den auftretenden Fluidkräften erklärbar sind. Auch elastische Schwingungen der Kugeloberfläche können ausgeschlossen werden. Es bleibt nur noch die Messmethode selbst und der Weg auf dem sich das Licht des Lasers bewegt. Das Messprinzip des LDV beruht vereinfacht ausgedrückt auf der Messung der Längenänderung des optischen Pfades und einem Vergleich zu einer Referenzlänge, siehe Abschnitt 5.1. Gemessen wird die Geschwindigkeit der Änderung des optischen Pfades, siehe Gl. 5.6, welche sehr stark von unterschiedlichen Medien und der Änderung ihrer Eigenschaften abhängt.

Daraus können wir folgern, dass auch eine Variation der Brechzahl bei stillstehender Kugel zu einer gemessenen Geschwindigkeit führen würde. Dies könnte beispielsweise durch Schwankungen im Fluid durch Kompressionswellen verursacht werden, die nach dem Stoß im Behälter entstehen. Die Dichteschwankungen im Fluid verändern die Brechzahl lokal. Allerdings schwankt der Brechungsindex in Wasser laut [ThormählenStraubGrigull85], zwischen 1.330 und 1.335 bei Drücken zwischen 1 und 100 bar. Dieser Einfluss ist sehr gering und kann die gemessenen Schwankungen nicht erklären.

Es bleibt noch die Möglichkeit, dass die Bewegung des Fluidbehälters, durch den der Laser dringt, die Schwingungen im Messsignal verursacht. Durch die Bewegung der Behälteroberfläche ändert sich die Länge des Lichts in Luft x_{Luft} und die im Fluid x_{Fluid} ohne dass

sich die Gesamtlänge verändert. Durch den Einfluss der Brechzahl ändert sich jedoch die Länge des optischen Pfades und somit wird auch vom LDV eine Geschwindigkeit gemessen. Dieser Zusammenhang ist in Bild 5.10 dargestellt.

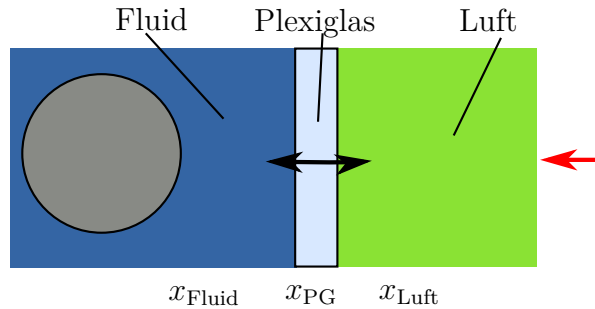


Bild 5.10: Einfluss der Bewegung des Plexiglasbehälters auf die Teilstücke des optischen Pfades

Die gemessene Geschwindigkeit bei einer Bewegung der Plexiglasscheibe mit der Geschwindigkeit $v_{PG} = -\dot{x}_{Luft} = \dot{x}_{Fluid}$ ist dann

$$v_{gem} = v_{PG}(n_{Fluid} - n_{Luft}) . \quad (5.12)$$

Zur Veranschaulichung dieses Sachverhalts wurde ein Experiment durchgeführt, bei dem bei drei Stößen einmal die innere Kugel und zweimal die Bewegung der Plexiglasscheibe gemessen wurde. Die Ergebnisse der Geschwindigkeiten, abzüglich der mittleren Kugelgeschwindigkeit, sind im Frequenzbereich in Bild 5.11 dargestellt. Im Wesentlichen können hier zwei Informationen gewonnen werden. Zunächst ist die Wiederholgenauigkeit zweier oder mehrerer Messungen sehr hoch und führt selbst im Frequenzbereich zu nahezu identischen Kurven über einen großen Frequenzbereich. Wichtiger ist jedoch die sehr starke qualitative Übereinstimmung zwischen dem Messsignal der Kugel und der Messung auf der Behälteroberfläche. Dies macht eindeutig, dass die überlagerte Schwingung aus Bild 5.9 klar auf die Bewegung des Plexiglasbehälters im Strahlengang zurückzuführen ist.

5.2.6 Vergleich zur Simulation

An Hand eines Beispiels wollen wir den zeitlichen Verlauf eines Stoßes im direkten Vergleich zur Simulation betrachten. In Bild 5.12 sind das Verschiebungssignal und das Geschwindigkeitssignal dargestellt. Um den Vergleich zu vereinfachen, ist hier die Zeit derart verschoben, dass die Signale anfangs übereinander liegen. Das Verschiebungssignal der Messung hat einen beliebigen Versatz und ist ebenfalls entsprechend verschoben, so dass es bei Null startet. Es ist ersichtlich, dass die Kurven sehr ähnlich sind. Allerdings liegt die Kontaktdauer im Experiment etwas höher. Außerdem unterscheiden sich die Geschwindigkeiten nach dem Stoß geringfügig, was dann zu Unterschieden im Wirkungsgrad führt.

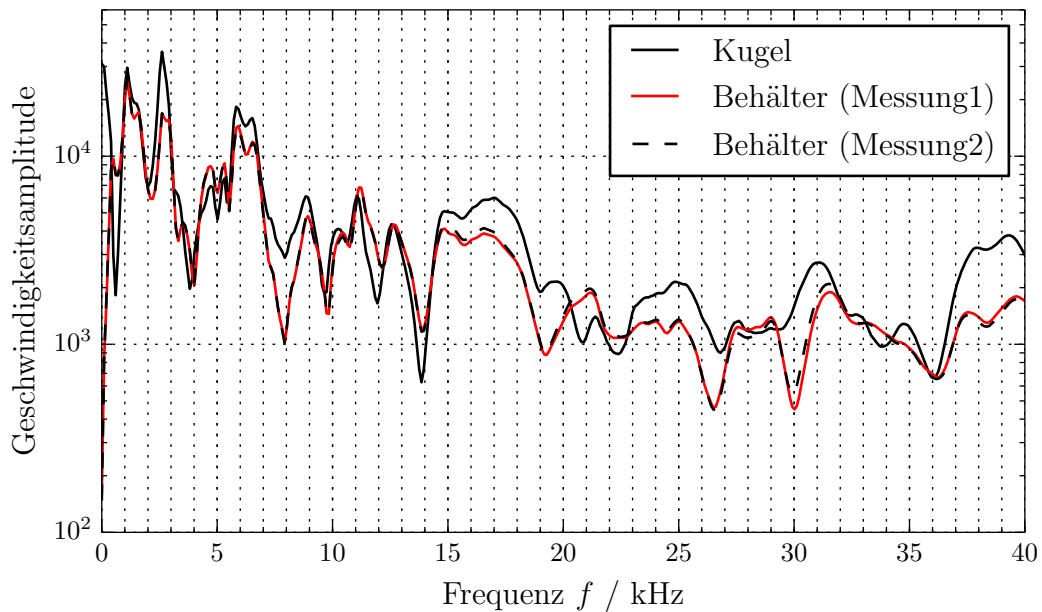


Bild 5.11: Vergleich der gemessenen Kugelgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der Behälterwand im Frequenzbereich

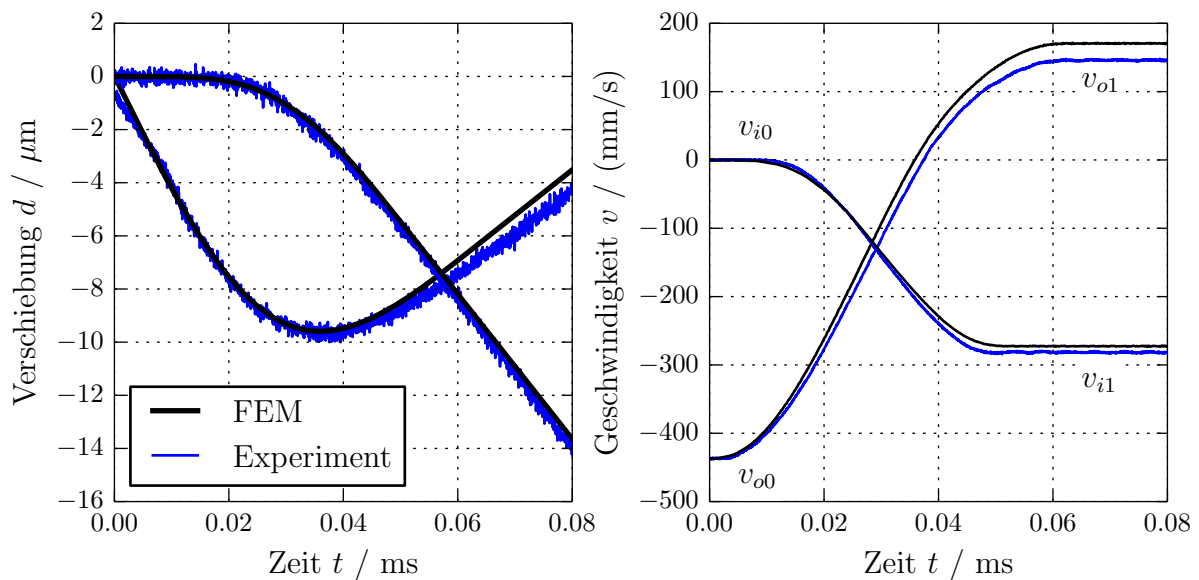


Bild 5.12: Vergleich zwischen Simulation mit FEM und der Messung

Es ist zu vermuten, dass die etwas höhere Kontaktdauer auf die nicht komplett starre Befestigung der Platte zurückzuführen ist und damit dann auch die unterschiedlichen Endgeschwindigkeiten verursacht. Im weiteren Verlauf wird im Rahmen der Diskussion der Messergebnisse immer auch der Bezug zu den Simulationsergebnissen hergestellt.

5.3 Messergebnisse

Sowohl die Messungen als auch die Simulationen ohne Fluide sind deutlich einfacher. Deshalb ist es sinnvoll, viele Erkenntnisse aus den Untersuchungen ohne Fluid zu ziehen und den Abgleich zwischen Messung und Simulation auch bei trockenen Stößen zu betreiben.

Es wurden jedoch auch einige Validierungsversuche durchgeführt. Um beispielsweise die Möglichkeiten des Aufbaus zu testen und die Auswertemethodik zu überprüfen, wurden Stöße zwischen zwei gleichen Kugeln durchgeführt, die idealerweise die Stoßzahl bzw. den Wirkungsgrad 100% haben sollten. Bei den trockenen Stößen wurden deutlich mehr Materialien untersucht, beispielsweise wurden Platten aus Polypropylen sowie unterschiedliche Plattendicken untersucht.

Das wohl größte Problem des Aufbaus ist, dass eine feste Einspannung im Experiment nicht umsetzbar ist. Die Halterung der Platte wird immer einen kleinen Teil der Stoßenergie aufnehmen. Die erste Eigenfrequenz wurde dazu mit einem weichen Gummihammer angeregt und mit dem LDV gemessen. Die Frequenz der Halterung der Platte liegt demnach bei 450 Hz, leicht abhängig von der Verschraubung der Halterung.

5.3.1 Trockene Stöße

Die Experimente ohne Fluidbehälter und ohne Fluid sollten sich besser zur Überprüfung der Simulationsergebnisse eignen und sind ohne die zusätzliche Komplexität der Fluide auch deutlich leichter durchführbar. Als erstes wollen wir nachweisen, dass der Aufbau und die Messinstrumente sehr genaue Ergebnisse liefern können, indem ein einfacheres Modell ohne Kugel mit bekanntem theoretischen Ergebnis verwendet wird. Anschließend wird die Untersuchung des Einflusses der plastischen Verformungen auf den Wirkungsgrad durchgeführt und den Simulationsergebnissen gegenübergestellt. Danach soll wieder der Fokus auf den Wirkungsgrad im stationären Bereich gelegt werden, indem sich der Wirkungsgrad nicht mehr ändert. Dabei wird bei einigen Kombinationen aus Material, Geometrie der Platte und Kugelgröße ein Vergleich zu den Ergebnissen der Simulation hergestellt.

5.3.1.1 Stöße mit zwei Kugeln ohne Platte

Um den Aufbau zu testen, wurden Versuche mit zwei Kugeln ohne Platte durchgeführt, einmal mit den Kugeln mit 6.35 mm Radius und den größeren Kugeln mit 10 mm Radius. Es wurden jeweils 10 bis 12 Versuche durchgeführt. Dabei ist die Ausrichtung der Kugeln besonders wichtig, denn jeglicher Versatz führt zu einem schiefen Stoß mit geringerem Wirkungsgrad. Idealerweise kann der Wirkungsgrad bis zu 100% betragen.

Bei beiden Kugeldurchmessern ist der mittlere Wirkungsgrad 99.7% und die Standardabweichung liegt bei etwa einem Prozent. Dieses Ergebnis zeigt, dass bei sorgfältiger

Ausrichtung nahezu der ideale Wirkungsgrad erreicht wird und die Auswerteroutinen zuverlässig funktionieren.

5.3.1.2 Einfluss der plastischen Verformung

Für einige Platten wurden mit 10 mm-Radius Kugeln Experimente durchgeführt, die speziell die ersten Stöße und die dabei auftretenden plastischen Verformungen aufzeigen sollen, um die Beobachtungen der Simulation zu überprüfen. Die Materialdaten der Platten sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Die Stahl- und Aluminium-Platten sind 2 mm und die Edelstahl-Platte ist 1.5 mm dick.

Tabelle 5.2: Materialdaten: E-Modul E , Dichte ρ und Querkontraktionszahl ν

	E (MPa)	ρ (kg/m ³)	ν (-)
Stahlplatte	210000	7780	0.3
Edelstahl-Platte	200000	8000	0.3
Aluminium-Platte	73000	2790	0.33

Die drei getesteten Platten waren vor dem ersten Stoß unbenutzt. Die Experimente wurden zum Teil im Rahmen der Arbeit [Maier11] durchgeführt. Allerdings wurden nur bei der Stahlplatte die ersten Stöße ausreichend gut aufgezeichnet, wie in Bild 5.13 zu erkennen ist. Abweichungen auf Grund der Auswertung der Messergebnisse sind als Fehlerbalken dargestellt. Diese Fehlerbalken beinhalten keine Fehler durch den Versuchsaufbau, Durchführung oder wiederholte Experimente. Die dargestellten Werte befinden sich am Median, der durch die Auswertung bestimmt wird. Die Unsicherheiten ergeben sich aus der Driftkorrektur des Geschwindigkeitssignals bei der Auswertung. Der Wirkungsgrad, definiert in Gl. 3.8, steigt auf Grund plastischer Verformungen, wie auch in Kapitel 3.2.3 in der Simulation, anfangs recht stark und erreicht dann einen stationären Wert nach etwa 10 bis 20 Stößen.

Für das Schaltventil sind natürlich die wenigen ersten Stöße von untergeordneter Rolle, da diese auch bereits während der Herstellung durchgeführt werden könnten. Also ist für das Ventil lediglich der Wirkungsgrad nach der anfänglichen plastischen Verformung wichtig.

Vergleicht man die Ergebnisse mit den simulierten Wirkungsgraden, zeigt sich, dass die Wirkungsgrade aus den Experimenten systematisch um einige Prozentpunkte geringer sind. Qualitativ können die Erkenntnisse aus den Untersuchungen mit Hilfe der Simulationen bestätigt werden. Dünnere Platten führen zu einem höheren Wirkungsgrad, Platten mit geringem Elastizitätsmodul ebenfalls. Die Zahlenwerte der Experimente sind zusammen mit den restlichen Ergebnissen im folgenden Abschnitt in Tabelle 5.3 aufgeführt.

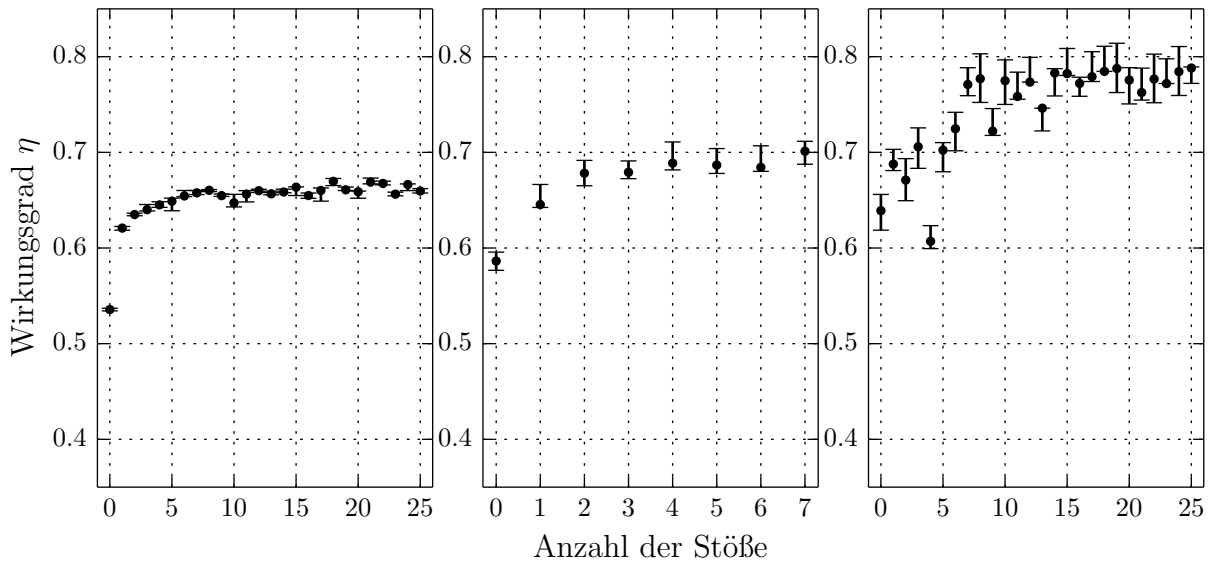


Bild 5.13: Wirkungsgrad unterschiedlicher Platten beim Einspielen: (links) 2 mm Stahlplatte, (mitte) 1.5 mm Edelstahl-Platte, (rechts) 2 mm Aluminium-Platte

5.3.1.3 Ergebnisübersicht der Stoßexperimente ohne Fluid

Die Ergebnisse der durchgeführten Stoßexperimente sind in Tabelle 5.3 aufgelistet. Dabei wurden das Material der Platte, die Dicke der Platte und der Kugelradius variiert. In der Spalte der Wirkungsgrade im Experiment ist der Wirkungsgrad des ersten Stoßes $\eta_{\text{exp},1}$ und der mittlere Wirkungsgrad nach den Stößen mit plastischer Verformung η_{exp} angegeben. Der Wirkungsgrad aus der Simulation mit linearem Materialverhalten ist mit η_{lin} eingetragen und liegt typischerweise zwischen dem ersten und dem letzten Wirkungsgrad der Simulation mit nichtlinearem Materialverhalten. Simulationen mit nichtlinearem Materialverhalten sind sehr aufwendig und wurden nur bei zwei Kombinationen durchgeführt. Die Ergebnisse sind wieder in der Form der Experimente dargestellt (erster Stoß / letzter Stoß). Die Anfangsgeschwindigkeit der äußeren Kugel liegt bei etwa 550 mm/s.

Folgende Beobachtungen können hier gemacht werden:

- Größere und damit schwerere Kugeln haben einen höheren Wirkungsgrad, da die Kugel im Vergleich zur Platte dann schwerer wird und diese einen geringeren Widerstand bietet.
- Mit abnehmender Plattendicke steigt der Wirkungsgrad.
- Der Unterschied zwischen großen und kleinen Kugeln ist größer, wenn die Platte dicker ist. Denn hier kommt der aus der Simulation bekannte Effekt zum Tragen, dass ein ansteigender Kugelradius zunächst den Wirkungsgrad sehr stark erhöht, ab einem bestimmten von der ersten Eigenfrequenz der Platte abhängigen Punkt aber nur noch wenig.

Tabelle 5.3: Wirkungsgrad unterschiedlicher Konfigurationen trockener Stöße

Material	Dicke /mm	Kugelradius /mm	$\eta_{\text{exp},1}/\eta_{\text{exp}}$	η_{lin}	$\eta_{\text{NL},1}/\eta_{\text{NL}}$
Stahl	0.2	6.35	- / 0.92	0.99	-
Stahl	0.2	10	0.83 / 0.98	0.99	-
Stahl	0.5	6.35	0.55 / 0.83	0.92	-
Stahl	0.5	10	0.67 / 0.89	0.97	-
Edelstahl	1.5	6.35	-	0.57	-
Edelstahl	1.5	10	0.59 / 0.70	0.76	-
Stahl	2.0	6.35	- / 0.42	0.40	-
Stahl	2.0	10	0.54 / 0.66	0.69	0.51 / 0.71
Aluminium	2.0	6.35	-	0.62	-
Aluminium	2.0	10	0.63 / 0.78	0.82	0.57 / 0.87
Polypropylen	2.0	6.35	0.68 / 0.68	0.83	-
Polypropylen	2.0	10	0.74 / 0.74	0.92	-

- Die linearen Materialeigenschaften sind bei Edelstahl und Stahl wenig unterschiedlich, allerdings unterscheidet sich üblicherweise die Streckgrenze. Die Ergebnisse reihen sich der Plattendicke entsprechend gut ein.
- Elastischere Materialien erlauben deutlich höhere Wirkungsgrade wie beispielsweise Aluminium und Polypropylen.
- Der Wirkungsgrad aus der linear-elastischen Simulation liegt in nahezu allen Fällen über dem aus den Experimenten. Ausnahme ist die 2.0 mm Stahlplatte mit kleiner Kugel.

Die Abweichungen zwischen den Experimenten können auf unterschiedlichen Effekten beruhen. Zunächst ist die Halterung der Platte nicht komplett starr und wird beim Stoß mit der ersten Eigenfrequenz von 450 Hz angeregt. Dabei geht Energie verloren, die nachher der gestoßenen Kugel fehlt. Allerdings kann auch ein kleiner Versatz der Anordnung dazu führen, dass der Stoß nicht mehr zentral ist und folglich auch einen geringeren Wirkungsgrad hat. Bei plastisch verformbaren Platten ist die Reproduktion des exakten Auftreffpunkts schwierig und es entsteht im Experiment ein deutlich größerer Bereich plastischer Verformung.

Trotz einer systematischen Abweichung sind die Ergebnisse qualitativ gut mit der Simulation übereinstimmend. Die Beobachtungen und Schlüsse, die aus den Experimenten gezogen werden können, sind dieselben wie in den Simulationen. Durch die nicht ideale Einspannung der Platte und der daraus entstehenden zusätzlichen Bewegungsmöglichkeit geht im Versuch Energie verloren, wo in der Simulation keine verloren gehen kann. Dies ist mit Sicherheit der Hauptgrund für den Wirkungsgradunterschied.

5.3.2 Flüssigkeitseinfluss auf die Plattenschwingung

Wenn der Flüssigkeitsbehälter mit Öl gefüllt ist und ohne innere Kugel die Bewegung der Platte mit dem inneren LDV gemessen wird, können deren Eigenfrequenzen unter Einfluss des Fluids bestimmt werden. Dafür wird eine Fast-Fourier-Transformation (FFT) des abklingenden Geschwindigkeitssignals nach dem Stoß durchgeführt. Der Bereich bis 50 kHz ist in Bild 5.14 dargestellt und der Simulation mit der Platte unter Fluideinfluss gegenübergestellt. Damit kann die Vorhersage durch das Simulationsmodell aus Kapitel 4.2.2.3 überprüft werden. Laut diesem Simulationsmodell sind die ersten Eigenfrequenzen der Platte unter Fluideinfluss entsprechend Tabelle 5.4.

Auf den ersten Blick sind die beiden Kurven qualitativ sehr ähnlich. Die Amplituden spielen hier keine besondere Rolle, uns interessieren lediglich die Frequenzüberhöhungen und die Stellen, an denen Auslöschung vorliegt. Bei einem solch komplexen System und der Art der Modellierung kann man keine exakte Übereinstimmung erwarten. Ein wesentlicher Unterschied besteht bei der ersten Eigenfrequenz. Im Experiment ist diese 1.3 und die zweite 2.6 kHz. Höchstwahrscheinlich spielt hier eine weitere Eigenfrequenz des Aufbaus bei 1.3 kHz zusätzlich zu der bei 500 Hz eine Rolle.

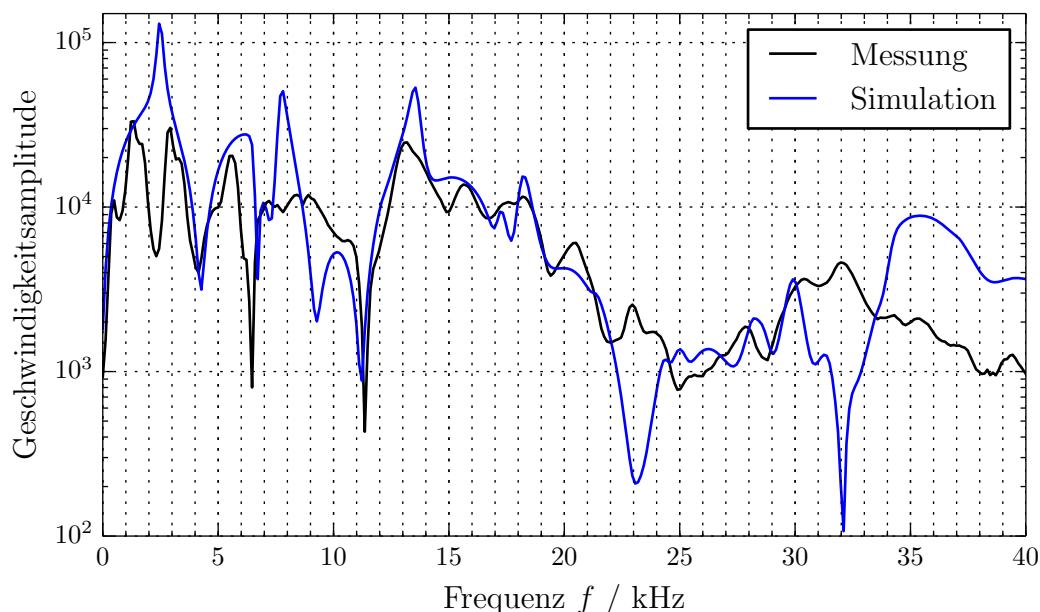


Bild 5.14: Geschwindigkeitssignal der Platte nach einem Stoß ohne inneren Stoßkörper im Frequenzbereich und Vergleich zum Simulationsergebnis

Folglich ist die Beschreibung der Platte im Simulationsmodell zumindest so gut, dass das Verhalten der einseitig untergetauchten Platte näherungsweise abgebildet wird.

Tabelle 5.4: Eigenfrequenzen der Platte unter Fluideinfluss im Simulationsmodell

	f / kHz		f / kHz		f / kHz
1	2.5	5	12.2	9	17.2
2	6.6	6	12.2	10	18.2
3	6.9	7	13.6	11	18.3
4	7.7	8	14.1	12	18.4

5.3.3 Stöße mit Flüssigkeitseinfluss

Auch die Experimente mit Fluiden dienen der Überprüfung der Simulationsergebnisse. Sie sind bereits in [FischerEberhard13] diskutiert, aber noch nicht mit den in dieser Arbeit verwendeten Simulationsmodellen verglichen worden. Es steigt jedoch sowohl bei der Simulation, als auch bei den Experimenten die Anzahl an Einflüssen und Fehlerquellen. Deshalb ist es auch hier besonders wichtig, qualitative Aussagen treffen zu können. Die Versuche wurde mit unterschiedlichen Platten und Fluiden durchgeführt. Die verwendeten Fluide sind Wasser, Hydrauliköl und ein pflanzliches Öl, siehe Tabelle 5.1. Die Eigenschaften der Öle sind vergleichbar, was die Dichte und den Brechungsindex betrifft. Wasser ist minimal dichter und hat einen deutlich geringeren Brechungsindex.

Wenn man den Plexiglastank am Versuchsaufbau befestigt und mit einem Fluid füllt, müssen die Ergebnisse etwas komplizierter nachbereitet werden. Es müssen insbesondere Reflektionen an Luftbläschen oder an den Plexiglaswänden vermieden werden, da diese die Messung stark stören können.

In Bild 5.15 sind die Ergebnisse der Messungen mit Fluiden dargestellt. Die Fehlerbalken zeigen die Schwankungen aus mehreren aufeinander folgenden Experimenten. Diese sind jedoch sehr gering, so dass Fehler im Wirkungsgrad sicherlich nicht auf die Durchführung der Messungen zurückzuführen sind, sondern auf Fehler im Aufbau, bei der Auswertung oder einer etwas abweichenden Brechzahl. Der Einfluss der unterschiedlichen Fluide auf die jeweilige Platte ist, mit der Ausnahme des Hydraulik-Öls bei der Stahlplatte, ähnlich.

Der Vergleich zu den Simulationsergebnissen auf Basis der Modellierung der Platte unter Berücksichtigung des Fluideinflusses auf die Eigenfrequenzen und Eigenformen der Platte ist in Tabelle 5.5 aufgelistet. Die Wirkungsgrade aus der Simulation mit Wasser und Öl sind den Experimenten mit und ohne Fluid gegenübergestellt.

Tabelle 5.5: Vergleich zwischen Experiment und Simulation bei Versuchen ohne (oF) und mit Fluid (mF)

Material	Dicke / mm	Kugelradius / mm	$\eta_{\text{exp,oF}}$	$\eta_{\text{exp,mF}}$	$\eta_{\text{sim,wasser}}$	$\eta_{\text{sim,oel}}$
Stahl	2.0	10	0.69	0.43/0.48	0.47	0.48
Aluminium	2.0	10	0.78	0.59	0.58	0.59

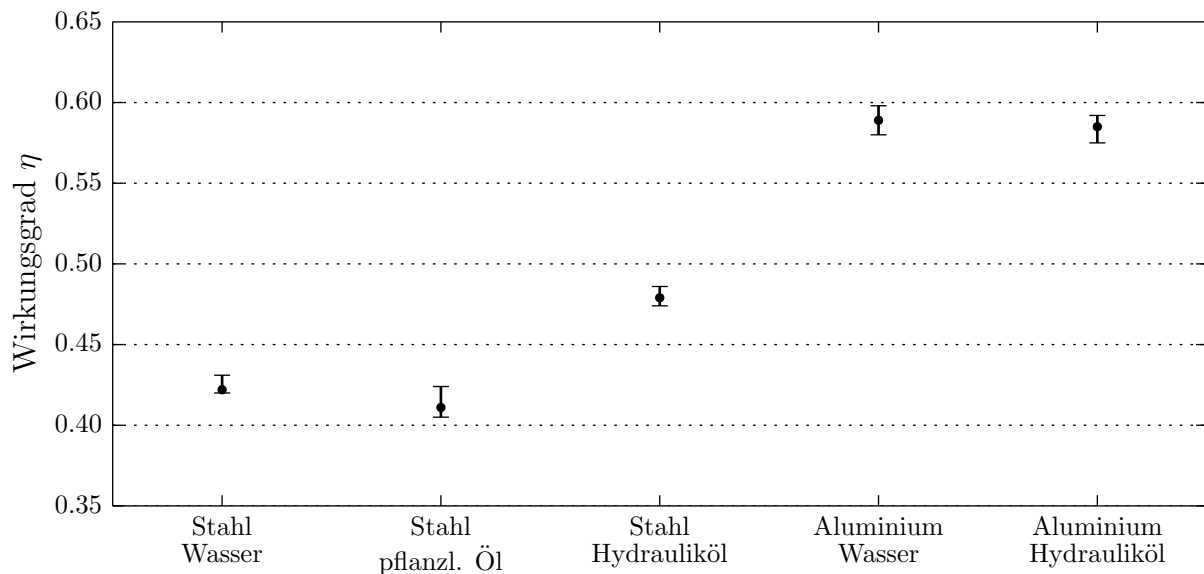


Bild 5.15: Wirkungsgrade unterschiedlicher Kombinationen aus Plattenmaterial und Flüssigkeiten

Folgende Beobachtungen können hier gemacht werden:

- Zwischen Wasser und Öl besteht fast kein Unterschied.
- Folglich spielt die Dichte die entscheidende Rolle und die Viskosität beeinflusst den Stoß selbst nur unwesentlich.
- Im Vergleich zwischen Simulation und Experiment wird deutlich, dass die Simulation das Verhalten gut beschreibt und geeignet ist, Aussagen über den Wirkungsgrad zu machen.
- Die elastischeren Materialien wie Aluminium erlauben auch hier deutlich höhere Wirkungsgrade.
- In beiden Fällen gehen etwa 20 Prozent verloren.
- Bei der Stahlplatte ist bei den Experimenten nicht ganz eindeutig, welcher Wert korrekt ist. Es ist jedoch wahrscheinlicher, dass der Größere zutrifft, da Fehler in den Experimenten immer zu geringeren Wirkungsgraden führen.

An Hand dieser Ergebnisse können wir die Modellierung des Fluids beim Stoß validieren. Es zeigt sich somit, dass die Methodik bei der Simulation geeignet ist, den Einfluss von Fluiden zu beschreiben. Es konnte auch nochmals bestätigt werden, dass die Fluide den Wirkungsgrad spürbar herabsetzen, jedoch nicht soweit, dass dieser zu gering wäre, um ein Schaltventil mit Fluid zu realisieren. Die Viskosität spielt für den Stoß selbst keine große Rolle, was sowohl im Experiment als auch in der Simulation gezeigt werden konnte.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Zur Entwicklung stoßbetriebener, bistabiler Schaltventile wurde eine methodische Vorgehensweise auf Basis unterschiedlicher Simulationsmethoden entwickelt. Die Erkenntnisse dieser Arbeit sind aber auch von allgemeinerem Interesse, denn die Untersuchung des Stoßvorgangs am vereinfachten Aufbau mit zwei Kugeln und einer dazwischen liegenden fest eingespannten Platte können auch auf andere Probleme mit Stoßvorgängen angewendet werden. Von besonderem Interesse ist außerdem die Interaktion mit Fluiden, die den Stoß maßgeblich beeinflussen. Es wurde dazu ein modulares Simulationswerkzeug basierend auf einem elastischen Mehrkörpersystem erstellt, das geeignet ist, solche Stöße mit und ohne Fluideinflüsse zu beschreiben, zu verstehen und das es erlaubt Parameteruntersuchungen sowie Optimierungen durchzuführen. Die sehr hohe Effizienz des Simulationswerkzeugs kommt diesen Anforderungen sehr zugute.

Mit komplexen Finite-Elemente-Simulationen und Experimenten wurde die Eignung der unterschiedlichen Simulationsmodelle nachgewiesen, so dass Aussagen aus der Simulation auf die Realität übertragen werden können. Mit den elastischen Mehrkörpersimulationen konnten durch Parameterstudien die Zusammenhänge zwischen verschiedenen Faktoren, wie die Geometrie, Massen und Materialeigenschaften aufgezeigt werden. Daraus konnten Vorgaben für die Konstruktion gemacht werden, nach denen hohe Wirkungsgrade von über 90 % möglich sind. Die folgenden grundlegenden Zusammenhänge sind für eine optimale Stoßübertragung wesentlich: Die erste Eigenfrequenz der Platte spielt eine bedeutende Rolle. Ihre Periodendauer muss mindestens doppelt so groß sein wie die Kontaktdauer. Die Massen der Stoßkörper auf beiden Seiten der Platte sollten möglichst gleich sein. Die Elastizitätsmoduln dieser Stoßkörper sollten möglichst groß sein, der der Platte dagegen möglichst gering. Außerdem ist es von Vorteil, wenn die Oberflächenkrümmung der Stoßkörper sowie die Dicke der Platte möglichst gering sind.

Zur Berücksichtigung des Fluideinflusses wird ein Finite-Elemente-Modell, das die lineare Dynamik der Platte bei Interaktion mit einem akustischen Fluid beschreibt, verwendet und kann in das elastische Mehrkörpermodell zur Stoßsimulation importiert werden. Hierbei

wird das Fluid lediglich durch die Dichte und die Schallgeschwindigkeit beschrieben, nicht jedoch die Viskosität. Durch die veränderte Dynamik der Platte wird der Stoßvorgang erheblich beeinflusst und der Wirkungsgrad beim Stoß sinkt bei den untersuchten Fällen um etwa 20 Prozentpunkte. Experimente zu Stößen von Flüssigkeiten konnten unter Berücksichtigung des Einflusses der Brechzahl auf das Messverfahren durchgeführt werden. Einerseits stimmen die Ergebnisse sehr gut mit den Simulationen überein. Andererseits stellen wir fest, dass der Einfluss von Wasser und Öl auf den Stoß gleich groß ist. Durch die Simulationen und Experimente konnte somit gezeigt werden, dass die Viskosität keinen Einfluss auf den Stoßvorgang hat, daher muss diese auch in den Simulationsmodellen für den Stoß nicht berücksichtigt werden.

Darüber hinaus wurde ein Strömungslöser für die Reynolds-Gleichung, die den Squeeze-Film-Effekt beschreibt, implementiert. Dieser soll den Einfluss der Viskosität bei Stößen mit kleinen Spalten beschreiben. Er eignet sich allerdings nicht um die Fluidkräfte auf die Kugel nach dem Stoß zu bestimmen. Der Einfluss eines Spalts ist erheblich und reduziert den Wirkungsgrad sehr stark. So weisen Ventile, die konstruktiv einen Spalt zwischen Platte und Kugel verhindern, einen höheren Wirkungsgrad und robusteres Umschaltverhalten auf. Mit der klassischen gitterbasierten Finite-Volumen-Methode konnte mit Hilfe der ALE-Erweiterung die Bewegung der Kugel im Ventil simuliert werden. Dabei zeigt sich eindeutig, dass ein wasserbefülltes Ventil die Bewegung der Kugel nur geringfügig abbremst. Jedoch die Verwendung von Öl führt zu einer Verzögerung der Kugel, die deutlich größer ist, so dass ein robustes Umschalten auf Basis der Simulationsergebnisse nicht mehr garantiert werden kann.

Zur Analyse eines Prototypen, der auf Grund seiner Konstruktion nicht die gewünschte Funktionalität aufweist, wurden Simulationen und Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera durchgeführt. Es konnten der unzuverlässige Umschaltvorgang detailliert beobachtet und die Ergebnisse der zugehörigen Simulation erneut bestätigt werden. Aufbauend auf diesen Ergebnissen wurde ein verbessertes Konzept dieses Schaltventils vorgeschlagen, das die Probleme des ursprünglichen Konzeptes behebt.

Es stehen also einerseits Methoden zur Verfügung, um bei der Entwicklung zukünftiger Ventilkonzepte Vorhersagen über deren Stoß- und Umschaltvorgang zu treffen. Andererseits konnten konkrete Richtlinien, nach denen die Entwicklung stoßbetriebener Schaltventile durchgeführt werden kann, erarbeitet werden.

Literaturverzeichnis

- [Abaqus13] Abaqus: Abaqus Theory Manual. Abaqus, Inc., 2013.
- [Altenbach12] Altenbach, H.: Einführung in die Kontinuumsmechanik. Stuttgart: Springer Vieweg, 2012.
- [Ansys14] Ansys: Documentation for Ansys, Release 15, 2014.
- [Aubry13] Aubry, J.P.: Beginning with Code_Aster: A practical introduction to finite element method using Code_Aster Gmsh and Salome. Paris: Framabook - le pari du livre libre, 2013.
- [Bosnjak13] Bosnjak, V.: Simulation von wiederholten Stößen unter Berücksichtigung plastischen Materialverhaltens. Studienarbeit STUD-386, Institut für Technische und Numerische Mechanik, Universität Stuttgart, 2013.
- [CALFEM96] CALFEM: a finite element toolbox to matlab. TVSM 9001, Lund University, 1996.
- [Christensen62] Christensen, H.: The Oil Film in a Closing Gap. Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Bd. 266, Nr. 1326, S. 312–328, 1962.
- [ChuEtAl08] Chu, H.M.; Chen, J.L.; Hsu, H.C.; Li, W.L.: Elastohydrodynamic Lubrication of Circular Contacts at Impact Loading with Generalized Newtonian Lubricants. Tribology Letters, Bd. 29, Nr. 1, S. 1–9, 2008.
- [Code_Aster14] Code_Aster: Code_Aster Open Source - general FEA software: Documentation (in French), 2014.
- [CookEtAl02] Cook, R.D.; Malkus, D.S.; Plesha, M.E.; Witt, R.J.: Concepts and Applications of Finite Element Analysis. New York: John Wiley & Sons, 2002.
- [CowperSymonds57] Cowper, G.R.; Symonds, P.S.: Strain-hardening and strain-rate effects in the impact loading of cantilever beams. Brown University, Division of Applied Mathematics, 1957.

- [Davidsson04] Davidsson, P.: Structure-Acoustic Analysis; Finite Element Modelling and Reduction Methods, Bd. TVSM-1018. Division of Structural Mechanics, Lund University, 2004.
- [DNV13] DNV: Determination of Structural Capacity by Non-linear FE Analysis Methods. DNV-RP-C208. Det Norske Veritas, 2013.
- [Durst06] Durst, F.: Grundlagen der Strömungsmechanik. Heidelberg: Springer, 2006.
- [Eberhard00] Eberhard, P.: Kontaktuntersuchungen durch hybride Mehrkörpersystem/Finite Elemente Simulationen. Habilitationsschrift. Aachen: Shaker Verlag, 2000.
- [EberhardFischer11] Eberhard, P.; Fischer, C.: Simulation of a Micro Shift Valve with Impact Actuation. In J.C. Samin; P. Fiset (Hrsg.) Proceedings of the ECCOMAS Thematic Conference on Multibody Dynamics 2011, Brussels, 2011.
- [Ehrmann14] Ehrmann, M.: Simulation des Umschaltvorgangs eines Schaltventils mit SPH. Bachelorarbeit BSC-043, Institut für Technische und Numerische Mechanik, Universität Stuttgart, 2014.
- [Fazakas14] Fazakas, A.: Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von Fluiden bei Stoßübertragungen durch Festkörper. Studienarbeit STUD-390, Institut für Technische und Numerische Mechanik, Universität Stuttgart, 2014.
- [Fehr11] Fehr, J.: Automated and Error-Controlled Model Reduction in Elastic Multibody Systems. Schriften aus dem Institut für Technische und Numerische Mechanik der Universität Stuttgart. Aachen: Shaker Verlag, 2011.
- [FehrEberhard10] Fehr, J.; Eberhard, P.: Error-controlled Model Reduction in Flexible Multibody Dynamics. Journal of Computational and Nonlinear Dynamics, Bd. 5, Nr. 3, S. 031005–1–031005–8, 2010.
- [FischerEberhard13] Fischer, C.; Eberhard, P.: Experimental Investigations on Impact Transmission Through a Plate. In E. Carrera; F. Miglioretti; M. Petrolo (Hrsg.) Proceedings of the ECCOMAS Conference on Smart Structures and Materials SMART2013, Torino, Italy, 2013.
- [FischerEtAl13] Fischer, C.; Fritz, K.P.; Eberhard, P.; Kück, H.: Investigation and Design of an Impact Actuated Micro Shift Valve. Archive of Applied Mechanics, Bd. 83, S. 1171–1192, 2013.
- [Fritz12] Fritz, K.P.: Untersuchungen zu miniaturisierten Schaltventilen mit Medientrennung und Stoßantrieb. Dissertation IZFM der Universität Stuttgart. München: Verlag Dr. Hut, 2012.

- [FritzFischer12] Fritz, K.P.; Fischer, C.: Miniaturisiertes Schaltventil mit Medientrennung. AiF Schlussbericht, Hahn-Schickardt-Institut für Mikroaufbautechnik und Institut für Technische und Numerische Mechanik, Universität Stuttgart, 2012.
- [FuPrice87] Fu, Y.; Price, W.G.: Interactions Between a Partially or Totally Immersed Vibrating Cantilever Plate and the Surrounding Fluid. *Journal of Sound and Vibration*, Bd. 118, Nr. 3, S. 495 – 513, 1987.
- [GeuzaineRemacle09] Geuzaine, C.; Remacle, J.F.: Gmsh: A Three-Dimensional Finite Element Mesh Generator with Built-in Pre- and Post-Processing Facilities. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Bd. 79, Nr. 11, S. 1309–1331, 2009.
- [GeuzaineRemacle14] Geuzaine, C.; Remacle, J.F.: *Gmsh Reference Manual*. <http://www.geuz.org/gmsh>, 2.8. Edn., 2014.
- [Goldsmith60] Goldsmith, W.: *Impact: The Theory and Physical Behaviour of Colliding Solids*. London: Edward Arnold, 1960.
- [Hagedorn98] Hagedorn, P.: *Technische Schwingungslehre, Band 2: Lineare Schwingungen kontinuierlicher Systeme*. Berlin: Springer Verlag, 1998.
- [Halliday06] Halliday, D.: *Fundamentals of Physics - Extended Edition*. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2006.
- [Hartinger07] Hartinger, M.: *CFD Modelling of Elastohydrodynamic Lubrication*. Doktorarbeit, Imperial College, London, 2007.
- [Henderson07] Henderson, A.: *ParaView Guide, A Parallel Visualization Application*. Kitware Inc., 2007.
- [Hertz82] Hertz, H.: Über die Berührung fester elastischer Körper. *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, Bd. 92, S. 156–171, 1882.
- [Heuser09] Heuser, H.: *Gewöhnliche Differentialgleichungen: Einführung in Lehre und Gebrauch*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 6. Edn., 2009.
- [Hinton76] Hinton, E.: The Dynamic Transient Analysis of Axisymmetric Circular Plates by the Finite Element Method. *Journal of Sound and Vibration*, Bd. 46, S. 465–472, 1976.
- [Jasak96] Jasak, H.: *Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows*. Doktorarbeit, Imperial College of Science, Technology and Medicine, London, 1996.

- [JasakJemcovTuković07] Jasak, H.; Jemcov, A.; Tuković, Ž.: OpenFOAM: A C++ Library for Complex Physics Simulations. IUC, Dubrovnik, Kroatien, 2007.
- [JasakTuković10] Jasak, H.; Tuković, Ž.: Dynamic mesh handling in OpenFOAM applied to fluid-structure interaction simulations. V European Conference on Computational Fluid Dynamics, Lissabon, Portugal, 2010.
- [Johnson85] Johnson, K.L.: Contact Mechanics. Cambridge: Cambridge University Press, 1985.
- [Jones97] Jones, N.: Structural Impact. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [Joseph03] Joseph, G.: Collisional dynamics of macroscopic particles in a viscous fluid. Doktorarbeit, California Institute of Technology, Pasadena, 2003.
- [Kimmerle12] Kimmerle, U.: Fluid-Struktur-Interaktion starrer Körper beim Umschaltvorgang eines Schaltventils. Studienarbeit STUD-378, Institut für Technische und Numerische Mechanik, Universität Stuttgart, 2012.
- [Lamb20] Lamb, H.: On the Vibrations of an Elastic Plate in Contact with Water. In Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character (1905-1934), Bd. 98(690), S. 205–216, Royal Society of London, 1920.
- [Maier11] Maier, D.: Numerische und experimentelle Untersuchungen zur Stoßübertragung durch Festkörper. Studienarbeit STUD-357, Institut für Technische und Numerische Mechanik, Universität Stuttgart, 2011.
- [MinamotoEtAl08] Minamoto, H.; Seifried, R.; Eberhard, P.; Kawamura, S.: Effects of Strain Rate Dependency of Material Properties in Low Velocity Impact. International Journal of Modern Physics B, Bd. 22, Nr. 9–11, S. 1165–1170, 2008.
- [MinamotoEtAl11] Minamoto, H.; Seifried, R.; Eberhard, P.; Kawamura, S.: Analysis of Repeated Impacts on a Steel Rod with Visco-Plastic Material Behavior. European Journal of Mechanics A/Solids, Bd. 30, Nr. 3, S. 336–344, 2011.
- [Perzyna66] Perzyna, P.: Fundamental Problems in Viscoplasticity. Advances in Applied Mechanics, Bd. 9, S. 243–377, 1966.
- [Peskin02] Peskin, C.S.: The Immersed Boundary Method. Acta Numerica, Bd. 11, S. 479–517, 2002.
- [Polytec98] Polytec: Laser Doppler Vibrometer, Controller OFV-3001, Meßköpfe OFV-303/-353 und OFV-511/-512. Polytec GmbH, 1998.

- [Salome] Salome: The Open Source Integration Platform for Numerical Integration. <http://www.salome-platform.org/>.
- [Sandberg95] Sandberg, G.: A new Strategy for Solving Fluid-Structure Problems. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Bd. 38, S. 357–370, 1995.
- [SandbergGöransson87] Sandberg, G.; Göransson, P.: A Symmetric Finite Element Formulation for Acoustic Fluid-Structure Interaction Analysis. *Journal of Sound and Vibration*, Bd. 123, Nr. 3, S. 507–515, 1987.
- [SandbergWernbergDavidsson09] Sandberg, G.; Wernberg, P.A.; Davidsson, P.: Fundamentals of Fluid-Structure Interaction. In G. Maier; F.G. Rammerstorfer; J. Salençon; G. Sandberg; R. Ohayon (Hrsg.) *Computational Aspects of Structural Acoustics and Vibration*, Bd. 505 von CISM International Centre for Mechanical Sciences, S. 23–101. Springer Vienna, 2009.
- [SchiehlenSeifriedEberhard06] Schiehlen, W.; Seifried, R.; Eberhard, P.: Elastoplastic Phenomena in Multibody Impact Dynamics. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Bd. 195, Nr. 50-51, S. 6874–6890, 2006.
- [Schnizer13] Schnizer, N.: Automatisierte Simulation und Untersuchung wiederholter Stöße unter Berücksichtigung nichtlinearer Materialmodelle. Studienarbeit STUD-401, Institut für Technische und Numerische Mechanik, Universität Stuttgart, 2013.
- [SchörgenhumerGruberGerstmayr13] Schörgenhumer, M.; Gruber, P.G.; Gerstmayr, J.: Interaction of flexible multibody systems with fluids analyzed by means of smoothed particle hydrodynamics. *Multibody System Dynamics*, Bd. 30, S. 53–76, 2013.
- [Schüle01] Schüle, M.: Experimentelle und numerische Untersuchungen zum Verhalten von Stählen unter schlagartiger Beanspruchung. Doktorarbeit, Staatliche Materialprüfungsanstalt (MPA), Universität Stuttgart, 2001.
- [Seifried05] Seifried, R.: Numerische und Experimentelle Stoßanalyse für Mehrkörpersysteme. Dissertation, Schriften aus dem Institut für Technische und Numerische Mechanik der Universität Stuttgart, Band 2. Aachen: Shaker Verlag, 2005.
- [SeifriedMinamotoEberhard10] Seifried, R.; Minamoto, H.; Eberhard, P.: Viscoplastic Effects Occurring in Impacts of Aluminum and Steel Bodies and Their Influence on the Coefficient of Restitution. *Journal of Applied Mechanics*, Bd. 77, Nr. 4, 2010.
- [SeifriedSchiehlenEberhard05] Seifried, R.; Schiehlen, W.; Eberhard, P.: Numerical and experimental evaluation of the coefficient of restitution for repeated impacts. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 32, Nr. 1–4, S. 508–524, 2005.

- [SeifriedSchiehlenEberhard10] Seifried, R.; Schiehlen, W.; Eberhard, P.: The Role of the Coefficient of Restitution on Impact Problems in Multibody Dynamics. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part K: Journal of Multi-body Dynamics, Bd. 224, Nr. 3, S. 279–306, 2010.
- [SigristGarreau07] Sigrist, J.F.; Garreau, S.: Dynamic Analysis of Fluid-Structure Interaction Problems with Modal Methods Using Pressure-based Fluid Finite Elements. Finite Elements in Analysis and Design, Bd. 43, Nr. 4, S. 287 – 300, 2007.
- [Symonds67] Symonds, P.S.: Survey of Methods of Analysis for Plastic Deformation of Structures under Dynamic Loading. BU/NSRDC/1-67. Providence, RI: Brown University, Division of Engineering, 1967.
- [Szabó60] Szabó, I.: Höhere Technische Mechanik. Berlin: Springer Verlag, 3. Edn., 1960.
- [ThormählenStraubGrigull85] Thormählen, I.; Straub, J.; Grigull, U.: Refractive Index of Water and Its Dependence on Wavelength, Temperature, and Density. Journal of Physical and Chemical Reference Data, Bd. 14, Nr. 4, S. 933–945, 1985.
- [TimoshenkoWoinowsky-Krieger59] Timoshenko, S.; Woinowsky-Krieger, S.: Theory of Plates and Shells. New York: McGraw-Hill, 2. Edn., 1959.
- [WellerEtAl98] Weller, H.; Tabor, G.; Jasak, H.; Fureby, C.: A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. American Institute of Physics, 1998.
- [Willner03] Willner, K.: Kontinuums- und Kontaktmechanik: Synthetische und analytische Darstellung. Berlin: Springer, 2003.
- [Wisniewski13] Wisniewski, M.: Simulation des Umschaltvorgangs eines Schaltventils mit der Immersed Boundary Methode. Bachelorarbeit BSC-025, Institut für Technische und Numerische Mechanik, Universität Stuttgart, 2013.
- [Wriggers01] Wriggers, P.: Nichtlineare Finite-Element-Methoden. Berlin: Springer, 2001.
- [ZienkiewiczEtAl77] Zienkiewicz, O.; Bauer, J.; Morgan, K.; Onate, E.: A Simple and Efficient Element for Axisymmetric Shells. International Journal for Numerical Methods in Engineering, Bd. 11, S. 1545–1558, 1977.