

Die Druckerhöhung bei der Implosion von Kavitationsscheiben im Dieseleinspritzsystem

H. Iben

1. Einleitung

Ein einfaches, bei Einspritzgesetzrechnungen vielfach benutztes Modell der Kavitation besteht darin, daß in der Leitung an wenigen diskreten Stellen, man beschränkt sich auf die Querschnittsänderungen, beim Absinken des Druckes unter den Dampfdruck mit der Ausbildung eines scheibenförmigen, sich über den gesamten Rohrquerschnitt erstreckenden Hohlraumes (Dampfraum) gerechnet wird [1], [2]. Diese Annahme trifft praktisch zu, wenn eine kräftige Saugwelle (Unterdruckwelle) an einem geschlossenen Rohrende reflektiert wird. Kleinbreuer [5] bezeichnet diese Art der Kavitation nach ihrer Entstehung als Schwingungskavitation. Bei weniger heftiger Kavitation entstehen in der Flüssigkeit örtlich Dampfblasen, die sich zunächst nicht zu Hohlräumen über dem gesamten Querschnitt vereinigen. Die Blaskavitation führt im Zusammenhang mit der Gasausscheidung örtlich zu einem Zweiphasengemisch, dessen Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Dampfgehalt stark abnehmen kann [7]. Thiemann [6] berücksichtigt über die Modellvorstellung eines Zweiphasengemisches die Kavitation im Einspritzsystem. Diese Vorgehensweise ist aber nur sinnvoll, wenn man die Wellenausbreitung streng nichtlinear berechnet.

Wir benutzen hier das einfache Scheibenmodell, da wir die Wellenbewegung nach der quasilinearen Theorie berechnen. Das Scheibenmodell ist auch in der neueren Literatur [4] noch verbreitet. Wir untersuchen die Druckerhöhung, die entsteht, wenn eine Kavitations-scheibe implodiert. Erfahrungsgemäß ist dieser Zusammenfall mit einer beachtlichen örtlichen Drucksteigerung verbunden, die ihrerseits wieder Ausgangspunkt einer Druckstörung in dem betreffenden hydraulischen System ist. Der Schwerpunkt der vorliegenden Untersuchung ist auf die genauere Erfassung der Randbedingung bei der Implosion der Kavitationsscheiben gerichtet und nicht auf den sehr interessanten physikalischen Vorgang der Implosion von Kavitationsblasen in Gebieten höheren Druckes im Detail. Die detaillierten Vorgänge der Kavitation und die damit häufig verbundene Kavitationserosion werden ausführlich in [5] beschrieben.

2. Die Gleichungen für die Druckerhöhung bei implodierenden Kavitationsscheiben und ihre Anwendung auf den Einspritzvorgang

Nach Voraussetzung sollen sich die Kavitationshöhlräume nur an den Leitungsunstetigkeiten ausbilden. Bild 1 zeigt im oberen Teil einen Querschnittsprung mit rechtem Kavitationshohlraum innerhalb der Kontrollebenen "1" und "5". Wir gehen davon aus, daß sich

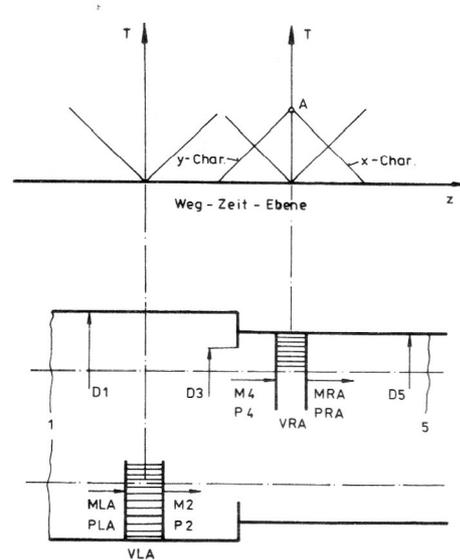


Bild 1
Kavitationshohlraum im rechten, linken oder in beiden Leitungsabschnitten

der Strömungszustand über die Querschnittsunstetigkeitsstelle zwischen "1" und "5" quasistationär ändert. Die instationäre Wellenausbreitung wird außerhalb dieses Rohrabschnittes mit dem linearen Charakteristikenverfahren bis an die Querschnitte "1" und "5" heran berechnet. Ist $M4 > MRA$, so verringert sich der Kavitationshohlraum. Innerhalb des Zeitschrittes DZ soll nun das Hohlraumvolumen VRA gegen Null streben bzw. negativ werden. Mit $VRA \leq 0$ ändert sich die Randbedingung innerhalb des Berechnungsschrittes.

Die einfache, wenig genaue und numerisch unproblematische Annahme lautet:

$$VR = 0, \quad PR = PD, \quad MR = 0. \quad (1)$$

Sie berücksichtigt die örtlich stattfindende Druckerhöhung von $P4 = PRA = PD$ auf $PR > PD$ nicht. In der Literatur [1], [2], wo man die Kavitation mit dem Scheibenmodell beschreibt, arbeitet man ausnahmslos mit der Annahme (1).

In dem hier vorgestellten Kavitationsmodell wird die Druckerhöhung und damit die Änderung der Randbedingung innerhalb des betreffenden Berechnungsschrittes berücksichtigt.

Der Druck PR nach dem Zusammenprall der Kavitationsfronten hängt von der Schallhärte des Fluides und der Relativgeschwindigkeit ab, mit der sich die beiden Kavitationsfronten aufeinander zu bewegen.

Mit den Verträglichkeitsbedingungen der isentropen Rohrströmung

$$\begin{aligned} PD + M4 \cdot B &= PR + MR \cdot B && \gamma\text{-Verträglichkeitsbed.} \\ PD - MRA \cdot B &= PR - MR \cdot B && x\text{-Verträglichkeitsbed.} \end{aligned} \quad (2)$$

erhält man für den Zustand im Aufpunkt A (Bild 1) nach dem Zusammenprall der Kavitationsscheiben

$$PR = PD + B \cdot (M4 - MRA)/2, \quad (3)$$

$$MR = (MRA + M4)/2. \quad (4)$$

Diesem Zustand im Querschnitt "5" entspricht ein quasistationärer Zustand im Querschnitt "1", der infolge des von der Strömungsrichtung abhängigen Widerstandes über die Querschnittsunstetigkeit für $MR \geq 0$ (Strömung nach rechts) nach der Kontinuitätsgleichung

$$ML = MR \cdot MQ/NR \quad (5)$$

und dem Energiesatz

$$PL = PR + RHOR \cdot MR^2 \cdot EUOIR / (2 \cdot EU \cdot NQ) \quad (6)$$

ist. Für $MR < 0$ gilt:

$$PL = PR - RHOR \cdot MR^2 \cdot EUOIL / (2 \cdot EU \cdot NQ) \quad (7)$$

EUOIR und EUOIL sind die Euler-Zahlen der Widerstandsstrecke für die Strömung nach rechts und links über die Querschnittsunstetigkeitsstelle hinweg. Für B gilt die Abkürzung

$$B = RHO \cdot C / EU. \quad (8)$$

Befindet sich die Kavitationsscheibe links von der Querschnittsunstetigkeitsstelle und strebt $VLA \rightarrow 0$, dann ergeben sich PL und ML zu:

$$PL = PD + B \cdot (MLA - M2)/2, \quad (9)$$

$$ML = (MLA + M2)/2. \quad (10)$$

Für PR und MR im Querschnitt "5" des rechten Leitungsabschnittes gilt in Abhängigkeit von der Strömungsrichtung für

$ML \geq 0$:

$$PR = PL - RHO \cdot ML^2 \cdot EUOIR / (2 \cdot EU \cdot MQ) \quad (11)$$

$$MR = ML \cdot NQ / MQ \quad (12)$$

und für

$ML < 0$:

$$PR = PL + RHOL \cdot ML^2 \cdot EUOIL / (2 \cdot EU \cdot MQ). \quad (13)$$

Verschwindet in dem betreffenden Rechenschritt ein großer Kavitationshohlraum ($VRA \wedge VLA > 0$), so führt man diesen Fall auf einen der beiden obig behandelten Fälle zurück. Zunächst ergeben sich die Hohlraumvolumina zu

$$VR = VRA + MR \cdot AR \cdot DZ, \quad (14)$$

$$VL = VLA - ML \cdot AL \cdot DZ. \quad (15)$$

Im Falle $VR > 0$ und $VL \leq 0$ oder $VR > 0$ und $VL \geq 0$ bildet man ein rechtes Hohlraumvolumen

$$VR: = VR + VL.$$

Ist nun dieses $VR \leq 0$, dann verschwindet die große Kavitationsblase vollständig, und es stellt sich rechts und links der Leitungsunstetigkeit der Strömungszustand nach den Gln. (3) bis (7) ein.

Ist $VL > 0$ und $VR \leq 0$, dann bildet man ein linkes Hohlraumvolumen

$$VL: = VL + VR.$$

Ergibt sich $VL \leq 0$, dann berechnet sich der Strömungszustand nach den Gln. (9) bis (13).

Die hier beschriebene Vorgehensweise ist an einer Querschnittsunstetigkeitsstelle nur in jenem Berechnungsschritt anzuwenden, in dem der Kavitationshohlraum verschwindet. In allen anderen Rechenschritten ist das Gleichungssystem der kavitationsfreien oder der kavitationsbehafteten Strömung mit $VLA > 0$ oder $VLR > 0$ anzusteuern.

Bild 2 zeigt einen Ausschnitt aus dem Druckverlauf im Düsenraum eines Einspritzsystems in Abhängigkeit des Nockenwinkels PHI. Der Druckverlauf wurde neben weiteren für ein Einspritzsystem wichtigen Größen mit dem Programmsystem EINSPI [3] berechnet. Die Düsennadel schließt am Ende des Einspritzvorganges infolge einer Saugwelle, die an der Pumpe durch den Absteuervorgang und den eintauchenden Entlastungsband des Druckventiles entsteht. Die schließende Düsennadel drosselt den aus der Düse austretenden Kraftstoffmassenstrom. Die kräftige Saugwelle verhindert

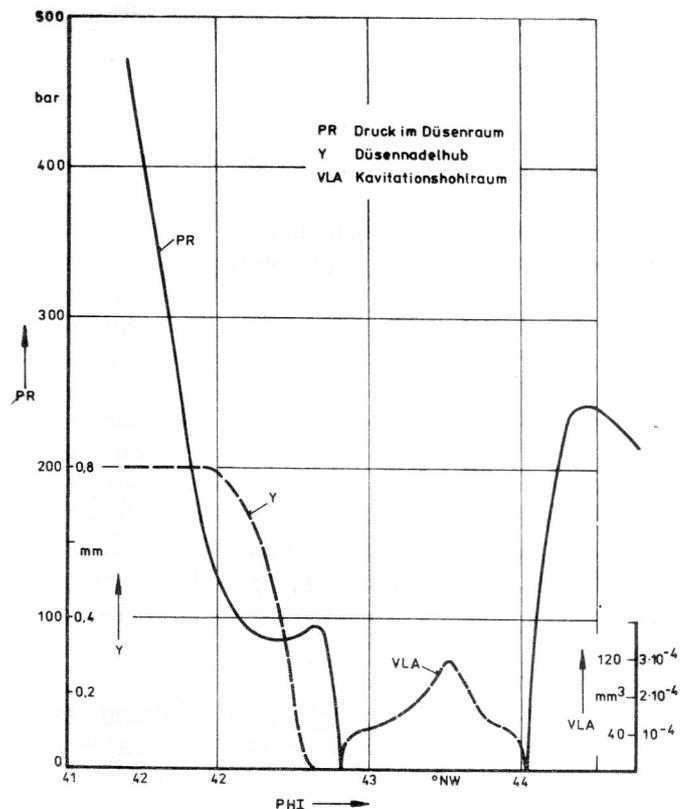


Bild 2
Ausschnitt aus dem Druckverlauf im Düsenraum einer Einspritzdüse mit Kavitation

einen nennenswerten Anstieg des Düsenraumdruckes PR, der infolge der Drosselwirkung der Düsenadel kurz vor dem endgültigen Schließen entsteht. Die Saugwelle ruft unmittelbar nach dem Schließen der Düsenadel ("DS", Bild 2) Kavitation in der Kraftstoffzuführungsleitung hervor. Das Dampfvolument der entstehenden Kavitationsscheibe wächst bis $43,5^\circ$ NW an, um dann infolge einer eintreffenden Druckwelle wieder abzunehmen. Bei $44,06^\circ$ NW prallen die beiden Kavitationsfronten aufeinander. Der Druck im Düsenraum erhöht sich innerhalb eines Rechenschrittes auf 182,8 bar, um in den folgenden Rechenschritten bis auf 245 bar anzusteigen (Bild 2).

Eine Vielzahl von Einspritzgesetzrechnungen für einen mittelschnellaufenden SKL-Großdieselmotor ergaben, daß die Druckerhöhung bei dem Aufeinanderprallen der Kavitationsfronten Werte bis 200 bar erreicht.

Diesem Makroeffekt steht eine viel größere Druckerhöhung kleiner implodierender Kavitationsblasen gegenüber, die nach experimentellen und rechnerischen Untersuchungen von Kleinbreuer [5] kurzzeitig ($0,1 \mu s$) Werte von mehr als 1000 bar in der zusammenstürzenden Blase, also beim Mikrojekt, erreicht.

Bei einer relativ langsam schließenden Nadel tritt gegen Ende des Einspritzvorganges Brenngas in den Düsenraum ein. Häufig verweilt das Gas kurzzeitig im Düsenraum. Entweder es verläßt den Düsenraum noch vor dem Schließen der Nadel oder während des Nachspritzens. Seltener verweilt das Brenngas im Düsenraum bis zur nächsten Einspritzung. Meßtechnisch kann man gegenwärtig diesen Vorgang nicht in seinen Einzelheiten verfolgen. Ist jedoch die Düsenadel nach längerem Motorbetrieb am unteren Schaft geschwärzt, so ist das ein Hinweis auf häufigen Gaseintritt.

Bei der rechnerischen Simulation des Einspritzverlaufes mit EINSF wurde beobachtet, daß während des Gaseintritts in den Düsenraum durch eine Saugwelle in der Kraftstoffzulaufleitung (Düsenhalter) auch Kavitation auftreten kann. Gasvolumen und Kavitationsscheibe sind dann durch einen Kraftstoffpfropfen getrennt, Bild 3.

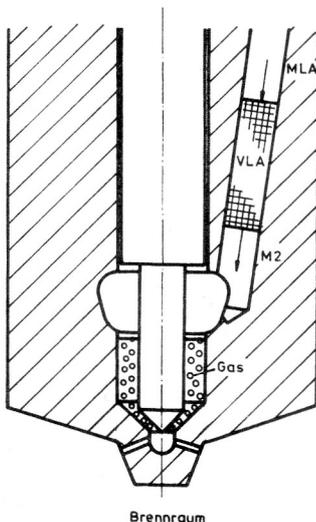


Bild 3
Düsenraum mit Gaseintritt und Kavitation in der Zulaufleitung

Verschwindet unter diesen Bedingungen die Kavitations-scheibe, so ist die Druckerhöhung wegen der großen Elastizität des Gaseinschlusses äußerst gering.

Der Zustand läßt sich nach den Gln. (3) oder (9) berechnen, wobei jedoch

$$B = \text{RHOG} \cdot \text{CG/EU}$$

zu setzen ist. RHOG ist die dimensionslose Dichte und CG die dimensionslose Schallgeschwindigkeit des Brenngases. Aus gasdynamischer Sicht muß stets $\text{MRA} \geq -1$ oder $\text{M2} \geq -1$ gelten. Die Gln. (4) und (10) sind durch

$$\text{MR} = \text{M4}$$

und

$$\text{ML} = \text{MLA}$$

zu ersetzen. Alle übrigen Beziehungen gelten auch weiterhin.

3. Zusammenfassung

Die Druckerhöhung eines zusammenfallenden scheibenförmigen Kavitationshohlraumes innerhalb des Düsenraumes, des Druckventilfederraumes oder der Leitung eines Einspritzsystems läßt sich durch die örtliche Anwendung des Charakteristikenverfahrens bestimmen. Die Druckerhöhung hängt von der Fluidichte, -schallgeschwindigkeit und der Relativgeschwindigkeit ab, mit der sich beide Fronten aufeinander zu bewegen. Im Einspritzsystem beobachtet man Druckerhöhungen bis zu 200 bar pro Rechenschritt.

Verzeichnis der verwendeten Größen

D1, D3, D5	m	Durchmesser der Querschnittsunstetigkeit
NQ=D3/D5 } MQ=D3/D1 }		Durchmesserverhältnis
PO	Pa	Bezugsdruck
CO	m/s	Bezugsschallgeschwindigkeit
DO	m	Bezugsdurchmesser
RHOO	kg/m	Bezugsdichte
EU=PO/(CO · RHOO)		Euler-Zahl
EUOIR		Euler-Zahl für Strömung nach rechts
EUOIL		Euler-Zahl für Strömung nach links über die Querschnittsunstetigkeit
ML, MR, MLA, M2, M4, MRA		Mach-Zahlen
VL, VR, VLA, VRA		Hohlraumvolumen (dimensionslos)
PLA, PRA, PR		Druck (dimensionslos)
PD		Dampfdruck (dimensionslos)
RHO, RHOL, RHOR, RHOG		Dichte (dimensionslos)
DZ		Zeitschrittweite (dimensionslos)
C, CG		Schallgeschwindigkeit (dimensionslos)
AL		linker Leitungsquerschnitt (dimensionslos)
AR		rechter Leitungsquerschnitt (dimensionslos)
PHI °NW		Nockenwinkel

LITERATUR

- [1] Melcher, K.: Elektronische Berechnung der Vorgänge in Einspritzsystemen. MTZ 24, H. 8, 1963.
- [2] Notrodth: Einspritzgesetz und Charakteristikverfahren. VDI-Forschungsheft 516, 1966.
- [3] Iben, H.; Morawa, U.: Quasilineare Einspritzgesetzrechnungen mit dem neuen Programmsystem EINSPI; Programmaufbau und erste Resultate. V. Problemseminar Dieselmotoren vom 25. 1. – 27. 1. 1989 in Mägdesprung/Harz.
- [4] Noreikat, K.-E.: Rechnerische Simulation von Einspritzsystemen. Daimler-Benz AG, Stuttgart.
- [5] Kleinbauer, W.: Untersuchung der Werkstoffzerstörung durch Kavitation in ölhydraulischen Systemen. Diss. TH Aachen 1979.
- [6] Thiemann, W.: Zur Bestimmung des Einspritzverlaufs bei Dieseleinspritzanlagen mit Gleichraumentlastung. MTZ 49 (1988) 5, S. 207 – 216.
- [7] Iben, H.: Einfluß nicht gelöster Luft auf die kompressiblen Eigenschaften von Dieselmotoren. Maschinenbau-technik 27 (1978) 8.

Anschrift des Verfassers:

Doz. Dr. sc. techn. H. Iben
Technische Universität „Otto von Guericke“ Magdeburg
Sektion Dieselmotoren, Pumpen und Verdichter
Wissenschaftsbereich Strömungstechnik
PSF 124
Magdeburg
3010