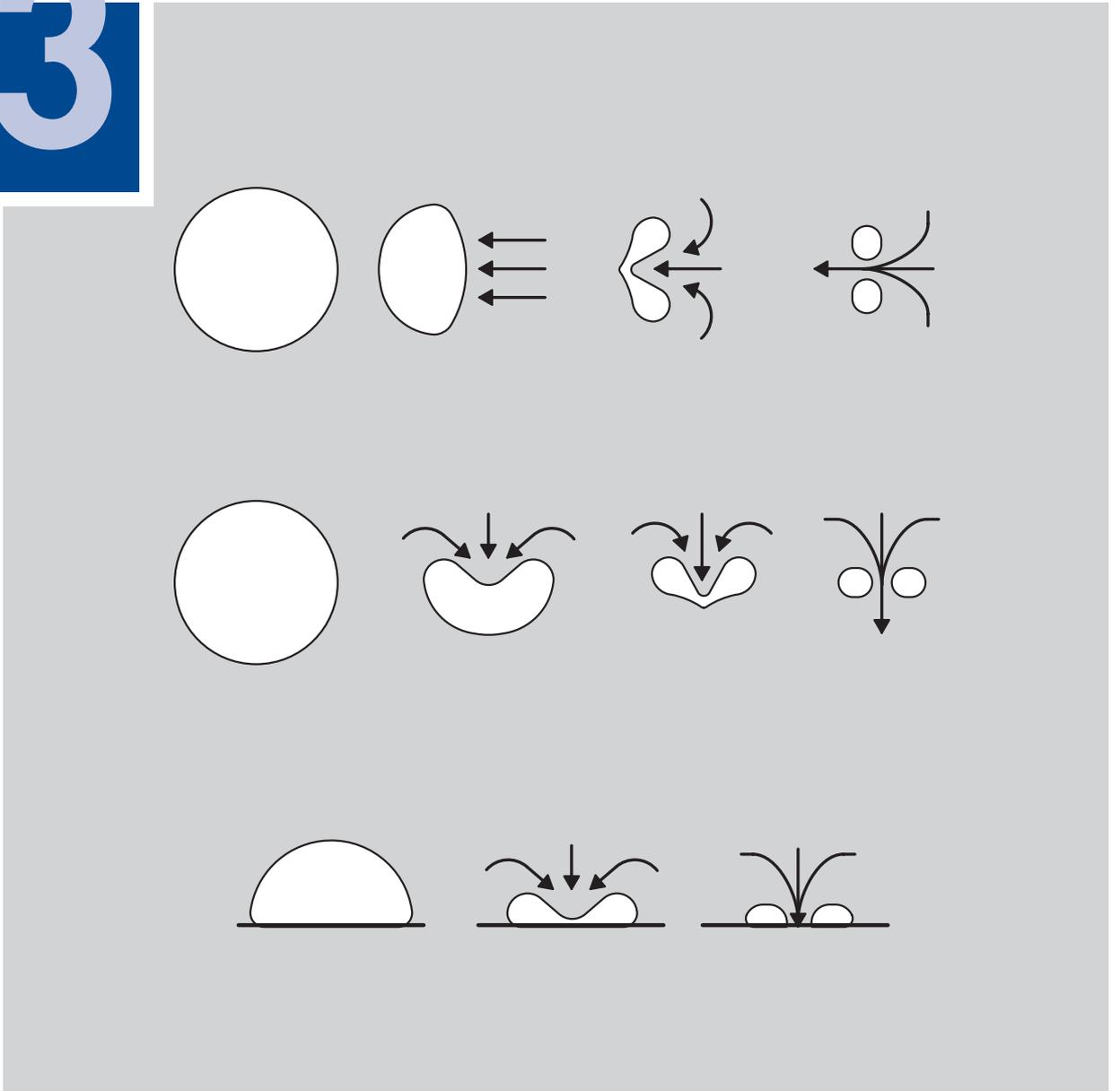


Kavitation in Stellventilen



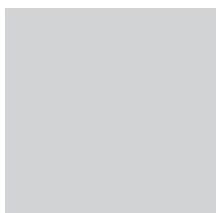
Teil 3 Stellventile





Technische Informationen

- Teil 1: Grundlagen
- Teil 2: Regler ohne Hilfsenergie
- Teil 3: Stellventile
- Teil 4: Kommunikation
- Teil 5: Gebäudeautomation
- Teil 6: Prozessautomation



Bitte richten Sie Rückfragen und Anregungen an:

SAMSON AG
V74 / Schulung
Weismüllerstraße 3
60314 Frankfurt

Telefon 069 4009-1467
Telefax 069 4009-1716
E-Mail: schulung@samson.de
Internet: <http://www.samson.de>

Kavitation in Stellventilen

Formelzeichen und Einheiten	4
Einleitung	7
Kavitation	9
Kavitationsbeginn	10
Die Blasenimplosion	18
Die Kavitationsintensität	23
Kavitationserosion.	26
Die Kavitationsresistenz	30
Vermeiden von Kavitation	34
Betrieb bei Kavitation	40
Einfluss auf das hydraulische Verhalten	43
Veränderung der Fluideigenschaften	49
Kavitationsgeräusch	51
Kavitationslumineszenz	56
Anhang A1: Literaturverzeichnis	57

Formelzeichen und Einheiten

A	freier Querschnitt der Drosselstelle	[mm ²]
C	Blasenvolumen pro Volumeneinheit	[-]
c _F	Schallgeschwindigkeit im Fluid	[m/s]
C _T	Drehmomentbeiwert	[-]
d _h	hydraulischer Durchmesser	[mm]
E	Elastizitätsmodul	[N/mm]
E(f)	spektrale Energie	[W]
f	Frequenz	[s ⁻¹]
F _F	Faktor für das kritische Druckverhältnis	[-]
F _L	Faktor für den Druckrückgewinn	[-]
G	Konstante	[Nm]
H	Druckhöhe	[bar]
HV	Vickershärte	[-]
i	Nummer der Drosselstufe	[-]
k	Exponent für das Verhältnis der Abtraggeschwindigkeit	[-]
K	Kompressibilität	[m ² /N]
K _C	Druckverhältnis bei beginnendem Kavitationseinfluss auf den Volumenstrom	[-]
K _R	Kavitationsresistenz	[h/mm ³]
K _v	Durchflussbeiwert	[m ³ /h]
L _{Wi}	innere Schalleistung	[dB]
M _T	Drehmoment	[Nm]

n	Stufen-, Ereigniszahl	[-]
N	Stoffmenge	[mol]
p	Druck	[N/m ²]
p _C	kritischer thermodynamischer Druck	[bar]
p _C	Druck in der Blase	[N/m ²]
p _G	Partialdruck des Gases	[N/m ²]
p _{min}	Minimaldruck im Stellventil	[bar]
p _N	Normaldruck	[N/m ²]
p _V	Dampfdruck	[N/m ²], [bar]
p ₁	Vordruck	[bar]
p ₂	Minderdruck	[bar]
Q	Volumenstrom	[m ³ /h]
r	Abstand zwischen Schallquelle und Beobachter	[m]
R	Keim- oder Blasenradius	[m]
R _E	Endradius der Kavitationsblase	[m]
R _G	Gaskonstante	[N/mm ²]
R _k	kritischer Keimradius	[m]
R _{max}	Maximalradius der Kavitationsblase	[mm]
R _m	Zugfestigkeit	[N/mm ²]
R _{p0,2}	Streckgrenze bei 0,2 % Dehnung	[N/mm ²]
R ₀	Ausgangsradius der Kavitationsblase	[m]
s	Abstand des Blasenmittelpunktes zur Grenzfläche	[mm]
t	Zeit	[s]
T _i	Temperatur in der Blase	[K]

T	Umgebungstemperatur	[K]
U	Umfang der Drosselstelle	[mm]
U_R	Zentripetalgeschwindigkeit	[m/s]
UR	elastische Formänderungsarbeit bis zum Bruch	[N/mm]
V(t)	zeitliche Änderung des Blasenvolumens	[m/s]
v	Anströmgeschwindigkeit	[m/s]
W	bezogene Formänderungsarbeit	[N/mm ²]
x_F	Betriebsdruckverhältnis	[-]
x_{FZ}	ventilspezifischer Kavitationskoeffizient	[-]
γ	prozentuale Auslastung des Stellventils	[%]
α	Kapillarkonstante	[N/m]
ε	Dehnung	[mm]
ε_B	Bruchdehnung wenn Streckgrenze = Zugspannung	[mm]
η_F	akustischer Umsetzungsgrad	[-]
σ_B	Bruchfestigkeit	[N/mm ²]
φ	Öffnungswinkel der Klappe	[°]
ν	kinematische Viskosität	[mm ² /s]
ρ_F	Dichte des Fluids	[kg/m ³]

Einleitung

Das Phänomen der Kavitation ist vor allem in der Schifffahrt schon seit langer Zeit bekannt. 1917 wurde der englische Physiker Lord Rayleigh beauftragt, die rapiden Verschleißerscheinungen an schnell rotierenden Schiffsschrauben zu untersuchen. Er stellte dabei fest, dass die Schädigungen auf Kavitationseffekte, die bereits durch Reynolds 1894 experimentell nachgewiesen wurden, zurückzuführen sind. Trotz der Vielzahl an Untersuchungen, die in den darauf folgenden Jahrzehnten zum Thema Kavitation angestrengt wurden, sind dennoch viele der begleitenden Phänomene bis heute nicht vollständig aufgeklärt. Aufgrund der Komplexität des Prozesses, bei dem Aspekte der Akustik, Hydrodynamik, Thermodynamik, Optik, Plasmaphysik und Chemie eine Rolle spielen, ist dies auch nicht weiter verwunderlich.

Kavitation kann in einer Flüssigkeit zum einen durch gezielten Energieeintrag hervorgerufen werden. Laserlicht beispielsweise erzeugt in flüssigen Medien lokal ein Plasma, wodurch die Flüssigkeit verdampft und ein Hohlraum entsteht. Mittels Ultraschallwellen können in Flüssigkeiten komplexe und hochfrequent aufeinander folgende Kompressions- und Dekompressionsphasen ausgelöst werden, die ihrerseits zur Kavitation führen. Kavitationseffekte können so, technisch sinnvoll genutzt, zum Reinigen von Oberflächen, für nichtinvasive Eingriffe in der Medizin oder zum Aufbrechen von Agglomeraten in der Textilveredlung angewandt werden. In der Abwasseraufbereitung werden Moleküle und bakterielle Zellwände durch Kavitation aufgebrochen, Schadstoffe abgebaut und Mineralien aus organischem Material herausgelöst.

Kavitation kann zum anderen aber auch durch Druckabfall in hydrodynamischen Strömungen entstehen. Hier ist der Effekt jedoch zumeist als destruktives Phänomen gefürchtet. Neben Pumpenlaufrädern sind vor allem Stellventile besonders gefährdet, da hier der statische Druck in der Drosselstelle schon bei moderaten Betriebsverhältnissen in Bereiche gelangen kann, in denen die Flüssigkeit zu kavitieren beginnt.

Die Folgen für das Stellventil sowie für den gesamten regelungstechnischen Prozess sind dabei vielfältig und oft fatal:

- ▶ hohe Geräuschentwicklung
- ▶ starke Vibrationen in betroffenen Anlagenteilen
- ▶ Durchflussbegrenzung durch Dampfbildung
- ▶ Veränderung der Fluideigenschaften
- ▶ Erosion von Ventilbauteilen
- ▶ Zerstörung des Stellventils
- ▶ Prozessstillstand

Kavitation

Unter Kavitation soll allgemein der dynamische Prozeß der Bildung und Implosion von Hohlräumen in Flüssigkeiten verstanden werden. Kavitation tritt auf, wenn z. B. aufgrund hoher Strömungsgeschwindigkeiten der hydrostatische Druck lokal auf einen kritischen Wert absinkt, der in etwa dem Dampfdruck der Flüssigkeit entspricht. Es bilden sich dann kleine mit Wasserdampf und Gasen gefüllte Blasen, die mit der strömenden Flüssigkeit schließlich in Bereiche höheren Druckes gelangen und dort zusammenstürzen. In der Endphase der Blasenimplosion entstehen im Inneren der Blase und in ihrer näheren Umgebung hohe Druckspitzen, die zu mechanischen Schwingungen, Geräuschen und im Bereich fester Wände zu einer Erosion der Materialoberflächen führen. Bei ausgeprägter Kavitation ändern sich die hydraulischen Beiwerte der Armaturen und die Eigenschaften des Fluids.

Kavitationsbeginn

Die Zugfestigkeit des Mediums wird durch Störstellen reduziert

Das Wort „Kavitation“ leitet sich ab von dem lateinischen Verb cavitare (aushöhlen) und bedeutet Hohlraumbildung. Um einen Hohlraum in einer Flüssigkeit zu erzeugen, muss die Flüssigkeit zunächst gedehnt und dann zerrissen werden. Theoretisch können Flüssigkeiten hohe Zugspannungen, bzw. negative Drücke aufnehmen. Akeret [1] schätzt den zur Kavitationsentstehung nötigen Unterdruck für absolut reines Wasser bei 20 °C aus dem Minimum der Van-der-Waals-Kurve ab und erhält so eine theoretisch mögliche Zugspannung von 10^4 bar, die etwa der reziproken Kompressibilität des Wassers entspricht. Inhomogenitäten (Störstellen) in der quaskristallinen Struktur des Wassers erniedrigen jedoch die möglichen Zugspannungen um mindestens eine Größenordnung. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit entstehen an diesen Störstellen submikroskopische Anhäufungen von Dampf- bzw. Gasmolekülen, die sich im labilen Gleichgewicht mit der Flüssigkeit befinden. Bei äußeren Zugspannungen können diese Kerne (Nuclei) einen kritischen Durchmesser überschreiten und dann unter Dampfbildung spontan anwachsen.

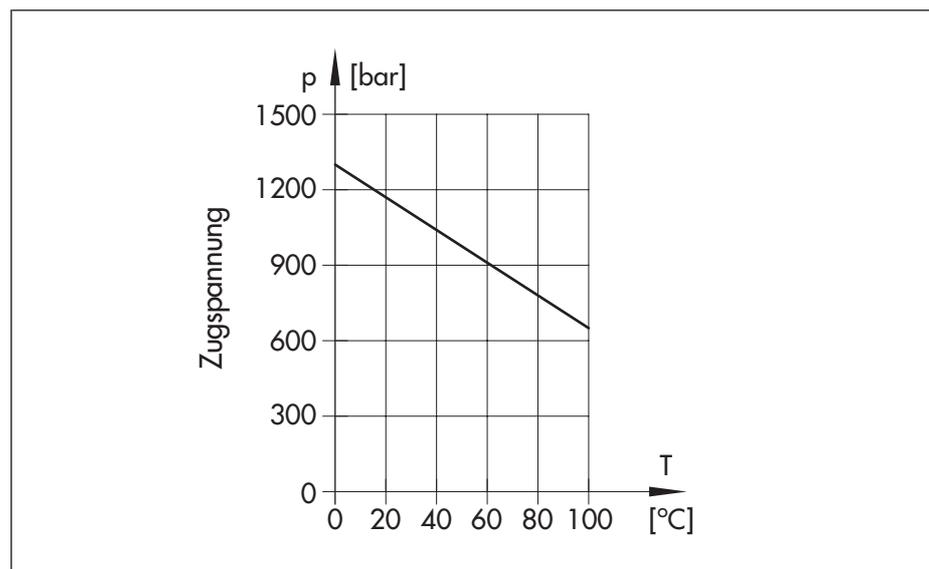


Bild 1: Theoretische Zugfestigkeitswerte für ideales Wasser

Becker und Döring [2] ermittelten mit Hilfe statistischer Betrachtungen die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines kritischen Keims in Abhängigkeit von der Temperatur und daraus die in Bild 1 dargestellten theoretischen Zugfestigkeitswerte für ideales Wasser.

Würden diese Werte bei technischen Flüssigkeiten tatsächlich erreicht, wäre Kavitation im Zusammenhang mit hydraulischen Systemen kein Thema. Die bisher bekannten, durch Fliehkraftmessungen an höchst reinem Wasser in Abhängigkeit von der Temperatur ermittelten Höchstwerte liegen, wie in Bild 2 dargestellt, jedoch nur bei 280 bar [3].

Bild 2 zeigt gleichzeitig eine der vielen Anomalien des Wassers, nämlich die starke Abnahme der Zugfestigkeit in der Nähe des Gefrierpunktes, die durch Keimbildung von Wasserkristallen verursacht wird.

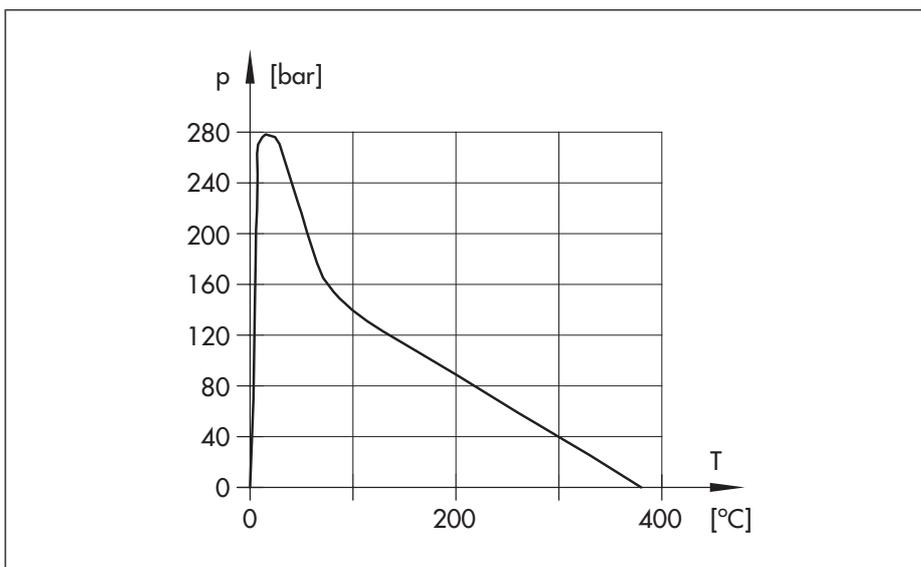


Bild 2: Durch Messungen ermittelte Zugfestigkeitswerte für reines Wasser

Kavitationskeime sind für die Entstehung von Kavitation maßgebend

Die Diskrepanz zwischen den theoretischen und den unter idealen Bedingungen experimentell ermittelten Festigkeitswerten zeigt, dass in der Flüssigkeit vorhandene gas- und dampfgefüllte Mikrobäschen (Kavitationskeime), deren Existenz im Wasser nach der Harveyschen Modellvorstellung [4] erklärbar ist, für die Entstehung der Kavitation maßgebend sind.

Kugelförmige Kavitationskeime sind stabil, wenn der Druck p der Flüssigkeit auf die Blasenhaut und der aus der Oberflächenspannung herrührende Druckanteil $2\alpha/R$ mit der Summe der Partialdrücke im Blaseninnern, nämlich dem Dampfdruck p_V und dem Druck der eingeschlossenen Gasmenge p_G im Gleichgewicht stehen:

$$p_G + p_V = \frac{2\alpha}{R} + p \quad (1)$$

Dabei ist R der Blasenradius und α die Kapillarkonstante. Betrachtet man die Volumenänderung der Blase als isotherm, so erhält man aus dem allgemeinen Gasgesetz für kugelförmige Keime

$$p_G = \frac{N \cdot R_G \cdot T}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R^3} = \frac{G}{R^3} \quad (2)$$

und mit (1)

$$p - p_V = \frac{G}{R^3} - \frac{2\alpha}{R} \quad (3)$$

wobei G proportional der im Keim enthaltenen Gasmenge ist.

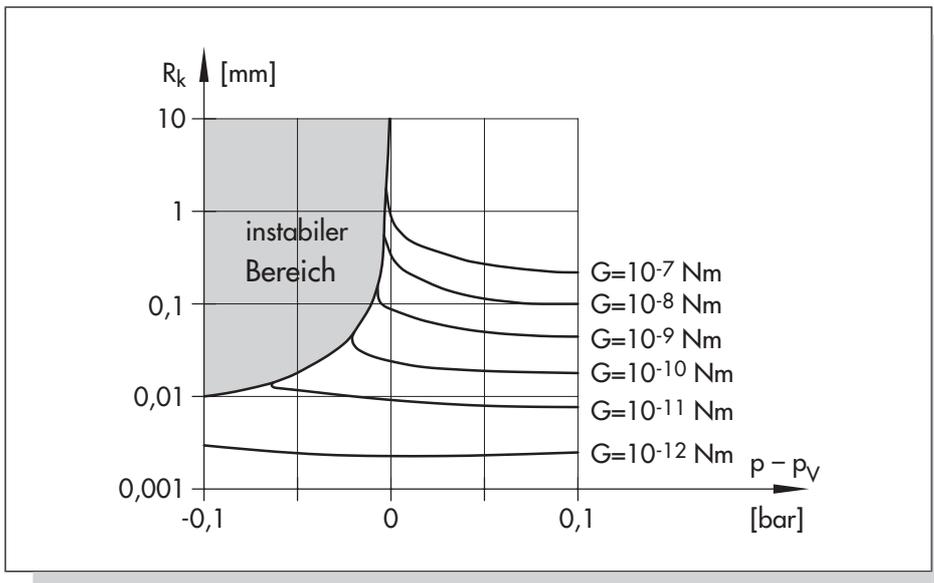


Bild 3: Kritischer Keimradius bei variierenden Gaskonzentrationen

Die Darstellung $p - p_v = f(R)$ mit G als Parameter veranschaulicht den Kavitationsbeginn: (Bild 3)

Bei festen Parametern nimmt mit sinkendem statischen Druck der Keimradius zunächst nur geringfügig zu. Erst ab einer kritischen Druckdifferenz, die mathematisch durch $d(p - p_v)/dR = 0$ definiert ist und sich zu

$$(p - p_v)_{krit} = -\frac{4\alpha}{3 \cdot \sqrt{3}} \cdot \sqrt{\frac{2\alpha}{G}} \quad (4)$$

errechnet, führt eine geringe Druckänderung zu einem unbeschränkten Blasenwachstum – dem Kavitationsbeginn.

Große Keime – Blasen mit großem G-Wert – kavitieren als erste. Durch ihr plötzliches Wachstum wird die umgebende Flüssigkeit beschleunigt und der Druck lokal abgesenkt. Diese Druckerniedrigung führt zur Kavitation der nächstkleineren Blasen, die durch ihr Druckfeld wieder kleinere Blasen zur Kavitation anregen und so fort.

**Kavitation beginnt
knapp unterhalb des
Dampfdruckes**

Dadurch ist der kritische Druck, bei dem die Kavitation verschwindet, größer als der kritische Druck bei Kavitationsbeginn. Lehmann und Young [5] haben das Phänomen der Kavitationshysterese ausführlich untersucht und dabei festgestellt, dass das Kavitationsende besser reproduzierbar ist als der Kavitationsbeginn. Es wird also im Einzelfall vom Zustand der Flüssigkeit, insbesondere der Temperatur, dem Keimspektrum, dem Gehalt an gelösten Gasen und der Oberflächenspannung abhängen, bei welchem statischen Druck die Kavitation beginnt. In der Regel wird dies knapp unterhalb des Dampfdrucks geschehen. Bei den meisten praktischen Anwendungen ist es nicht möglich, das Keimspektrum der Flüssigkeit vorauszubestimmen. Daher ist es bei der Auslegung von Stellventilen üblich, den kritischen Zustand der Kavitationskeime beim Einsetzen von Kavitationserscheinungen durch den Dampfdruck der Flüssigkeit zu beschreiben.

Der Kavitationskoeffizient x_{FZ}

Bei Strömungen wenig zäher Flüssigkeiten um stromlinienförmige Körper darf man die Schubspannung (innere Reibung) gegenüber dem Druck in vielen Fällen vernachlässigen. Für solche Strömungen kann bei bekannten Anströmbedingungen mittels der Potentialtheorie die Geschwindigkeitsverteilung errechnet werden. Die Druckverteilung längs der Körperkontur erhält man dann aus der Bernoulligleichung, so dass eine Relation zwischen dem Minimaldruck p_{\min} und dem kritischen Druck gemäß Gl. (4) angegeben werden kann. Bei Strömungen mit Ablösung, wie sie in Stellventilen auftritt, kann der Minimaldruck nicht nach der Potentialtheorie bestimmt werden. Bewährt hat sich hier der Kavitationskoeffizient x_{FZ} [6].

**In Stellventilen treten
Strömungen mit
Ablösung auf**

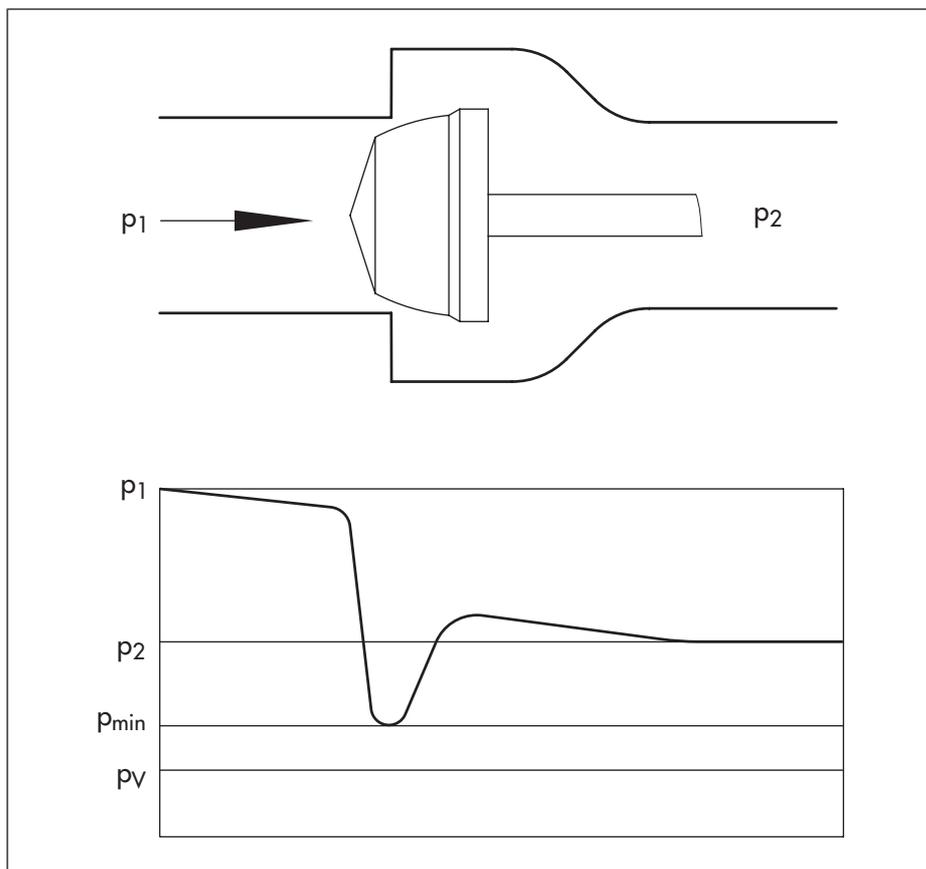


Bild 4: Druckverteilung im Ventil

Er basiert auf der Annahme, dass bei einem Stellventil das Verhältnis der äußeren Druckdifferenz ($p_1 - p_2$) zur inneren Druckdifferenz ($p_1 - p_{\min}$) für alle kavitationsfreien Betriebszustände gleich einem ventilspezifischen Wert x_{FZ} ist (Bild 4):

$$x_{FZ} = \frac{p_1 - p_2}{p_1 - p_{\min}} \quad (5)$$

Da der Minimaldruck in einem der instationären Wirbelkerne hinter der Drosselstelle auftritt, ist er einer direkten Messung nicht zugänglich.

Minimaldruck tritt hinter der Drosselstelle auf

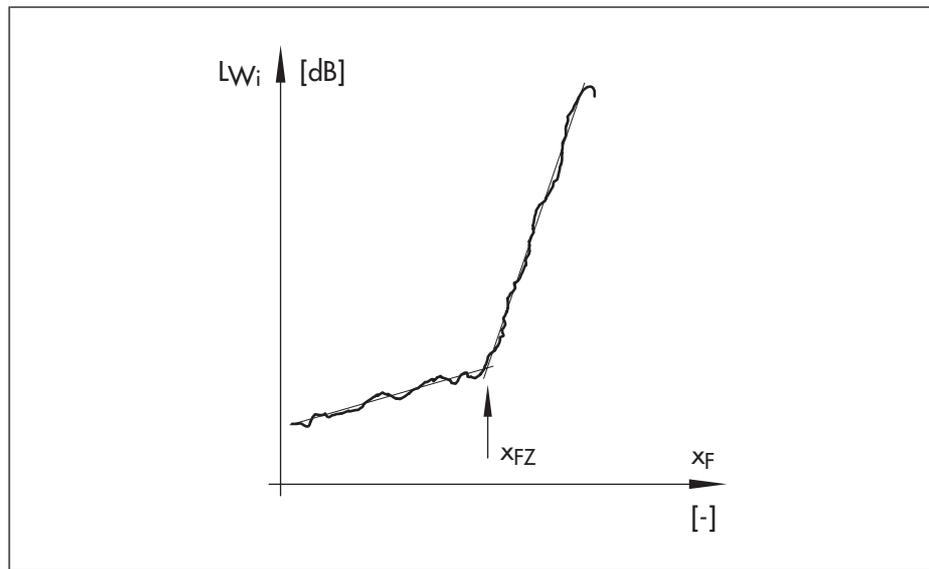


Bild 5: Ermittlung des Kavitationskoeffizienten x_{FZ}

Der Kavitationskoeffizient x_{FZ} wird empirisch ermittelt

Man nimmt daher an, dass mit Beginn der Kavitationsgeräusche der Minimaldruck p_{\min} gleich dem Dampfdruck p_v der Flüssigkeit ist und ermittelt so in Abhängigkeit von der Ventilauslastung y das Druckverhältnis x_{FZ} mit Hilfe von Geräuschmessungen [7] (Bild 5).

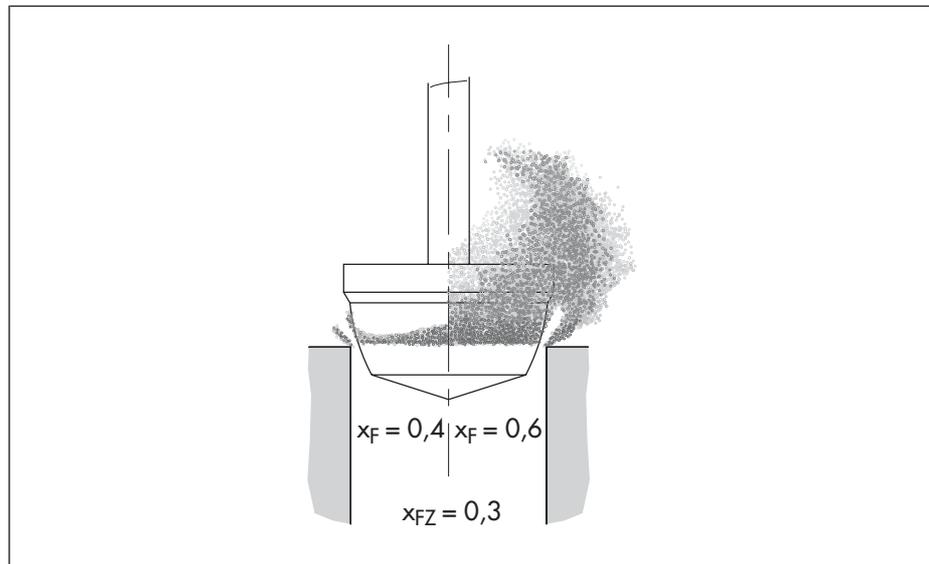


Bild 6: Ausbildung von Kavitationszonen bei unterschiedlichen x_F -Werten

Sind die x_{FZ} -Werte einer Armatur über den gesamten Hubbereich bekannt, so läßt sich für alle Betriebsdruckverhältnisse

$$x_F = \frac{\Delta p}{p_1 - p_V} \quad (6)$$

vorausbestimmen, ob Kavitationserscheinungen zu erwarten sind: Ist das Betriebsdruckverhältnis $x_F < x_{FZ}$, besteht keine Kavitationsgefahr; für Betriebsfälle $x_F \geq x_{FZ}$ bildet sich eine stehende Kavitationszone, deren Ausdehnung ungefähr proportional der Differenz $(x_F - x_{FZ})$ ist. (Bild 6)

Der Betriebsfall $x_F = x_{FZ}$ markiert den Kavitationsbeginn

Da aber die Differenz $p_V - p_{krit}$ nach Gleichung (4) durch das Betriebsdruckverhältnis x_F nicht berücksichtigt wird, gelten diese Beziehungen streng genommen nur für Medien, die hinsichtlich ihres Keimspektrums, ihrer Oberflächenspannung und ihrer Zähigkeit mit dem als Prüfmedium verwendeten Wasser übereinstimmen. Deutlich zeigt dies eine von Oldenzil [8] durchgeführte Messung des Druckverhältnisses x_F bei Kavitationsbeginn in Abhängigkeit vom Gasgehalt des Wassers (Bild 7). Die experimentell ermittelten x_{FZ} -Werte sollten daher auf volle Fünfhundertstel abgerundet werden, um den Genauigkeitsgrenzen des Verfahrens Rechnung zu tragen.

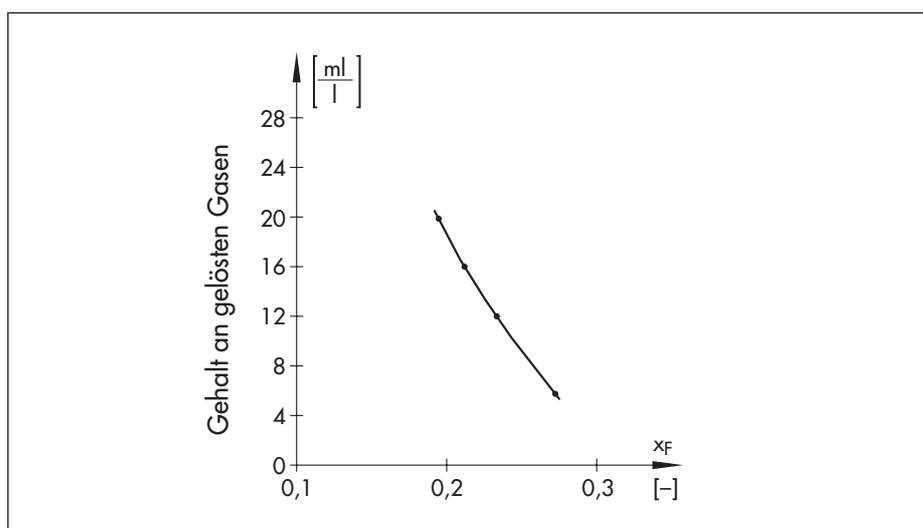


Bild 7: Abhängigkeit des Druckverhältnisses x_F vom Gasgehalt

Die Blasenimplosion

Der Druckrückgewinn führt zum Blasen zusammensturz

Die mit Wasserdampf und Gasen gefüllten Blasen gelangen wegen des bei Stellventilen unvermeidlichen Druckrückgewinns schließlich in Zonen höheren Druckes und implodieren dort mit hohen Blasenwandgeschwindigkeiten. Berechnungen zur Kinetik des Blasenesturzes wurden wie eingangs erwähnt, bereits 1917 von Rayleigh [9] durchgeführt. Sie liefern unter Vernachlässigung der Oberflächenspannung und der Zähigkeit für eine kugelförmige evakuierte Einzelblase den Implosionsdruck zu

$$p_i = c_F \cdot \rho_F \cdot U_R = c_F \cdot \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot p_0 \cdot \rho_F \cdot \left(\frac{R_0^3}{R_E^3} - 1 \right) \quad (7)$$

Dabei sind c_F und ρ_F die Schallgeschwindigkeit und die Dichte der Flüssigkeit, U_R die Zentripetalgeschwindigkeit, p_0 der Druck in unendlicher Entfernung, R_0 der Ausgangs- und R_E der Endradius der Blase.

Güth [10] berücksichtigt auch den Gasgehalt der Kavitationsblasen und erhält unter Annahme einer adiabatischen Kompression ($p \cdot V^\chi = \text{konst.}$) für den max. Implosionsdruck

Maximaler Implosionsdruck einer Einzelblase

$$p_{i \max} = p_N \cdot (\chi - 1)^{\frac{\chi}{\chi-1}} \cdot \left(\frac{p_G}{p_N} \right)^{-\frac{1}{\chi-1}} \quad (8)$$

und unter Vernachlässigung der Wärmeleitung, die jedoch wegen der kurzen Implosionszeit gering sein dürfte, für die maximal auftretende Temperatur

$$T_{i\max} = T \cdot (\chi - 1) \cdot \left(\frac{p_G}{p_N} \right) - \frac{1}{\chi} \quad (9)$$

**Maximal auftretende
Temperatur**

Eine Auswertung der Gleichungen liefert in Abhängigkeit von dem Verhältnis Partialdruck des Gases im Innern der Blase p_G zum Normaldruck p_N , das ein Maß für den Gasgehalt der Blase ist, für $T = 293 \text{ K}$ und $\chi = 1,4$ die folgenden Maximalwerte:

$\frac{p_G}{p_N} [-]$	$p_{i\max} \left[\frac{N}{mm^2} \right]$	$T_{i\max} [K]$
0,1	1,3	610
0,05	7,2	990
0,01	405	3140
0,005	2290	5160

Tabelle 1: Maximalwerte (Druck, Temperatur) bei variierendem Gasgehalt

Der asymmetrische Zusammensturz führt zur Bildung eines Microjets

Wegen der in der umgebenden Flüssigkeit herrschenden Druckgradienten oder durch den Einfluss von festen Begrenzungen weichen die Kavitationsblasen in der Regel von der kugelsymmetrischen Form ab. Sie implodieren, wie Hochgeschwindigkeitsfilmaufnahmen belegen und wie nach [11] in Bild 8 für drei charakteristische Fälle dargestellt, unter Ausbildung eines Mikrojets. Plesset und Chapman [12] haben den Implosionsvorgang analysiert und für die Jetgeschwindigkeit die Proportionalität

$$v_{jet} \approx \sqrt{\frac{p_{\infty} - p_V}{\rho_F}} \quad (10)$$

gefunden.

Die Strahlgeschwindigkeit des Microjets erreicht bis zu 100 m/s

Lauterborn [13] konnte mit Hilfe einer Drehspiegelkamera bei einer Bildfolgefrequenz von $900\,000\text{ s}^{-1}$ die Bildung des Mikrojets verfolgen und maximale Strahlgeschwindigkeiten von 50 bis 100 m/s ermitteln, die die von diversen Autoren theoretisch abgeleiteten Werte bestätigen.

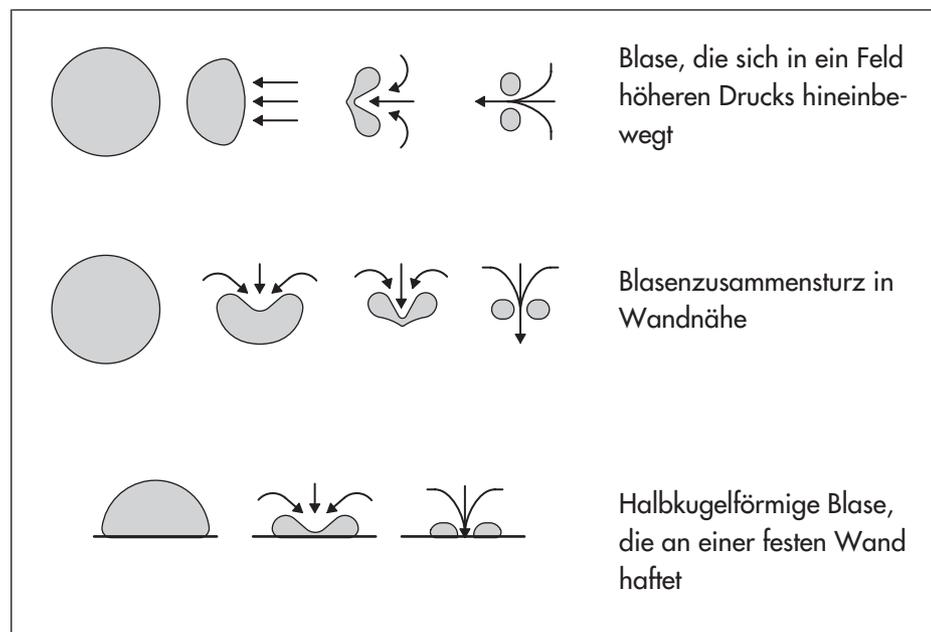


Bild 8: Schematische Darstellung der Blasenimplosion

Den beim Aufprall des Flüssigkeitsstrahls auf eine feste Wand entstehenden Druck kann man leicht abschätzen, indem man den Flüssigkeitsstrahl als einen elastisch verformbaren Festkörper betrachtet.

Die Anwendung des Impulssatzes liefert

$$p_{\text{Stoß}} = \rho_F \cdot c_F \cdot v_{\text{jet}} \cdot \left(\frac{\rho_F \cdot c_F}{\rho_W \cdot c_W} + 1 \right)$$

und wegen $\rho_W \cdot c_W \gg \rho_F \cdot c_F$

$$p_{\text{Stoß}} \approx \rho_F \cdot c_F \cdot v_{\text{jet}} \quad (11)$$

Für Wasser ($\rho_F \approx 1000 \text{ kg/m}^3$, $c_F \approx 1500 \text{ m/s}$) erhält man bei den o. g. Jetgeschwindigkeiten Druckstöße mit Amplituden zwischen 750 und 1500 N/mm². Je nach Blasengröße (Radius R) liegt die Stoßdauer

$$t_{\text{Stoß}} = \frac{2R}{c_F} \quad (12)$$

zwischen einigen Mikrosekunden und einigen Millisekunden. Die Wirkung eines einzelnen Stoßes beschränkt sich auf einen Bereich von nur wenigen Mikrometern Durchmesser.

Die Schädigung der Oberfläche wird maßgeblich durch den Stoß des auftreffenden Flüssigkeitsstrahls und durch die Stoßwelle der implodierenden Blase hervorgerufen. Wahrscheinlich spielt aber auch die hohe Temperatur in der kollabierten Blase eine Rolle.

Lauterborn hat in [14] gezeigt, dass die zu einem Torus verformte kollabierende Blase instabil wird und in mehrere Kollapszentren zerfällt.

Diese Kollapszentren sind Ausgangspunkt von Stoßwellen, die zu einem charakteristischen torusförmigen Schadensbild führen. Das Ausmaß der Schädigung ist dabei vor allem von dem dimensionslosen Abstandparameter $\gamma = s/R_{\max}$ abhängig, wobei s der Abstand des Blasenmittelpunkts von der Grenzfläche bei maximalem Blasenradius R_{\max} ist. Ein Zusammenhang zwischen Flüssigkeitsstrahl und Schädigungsmuster ergibt sich dabei nur für $\gamma < 0.7$, wenn die Blase bereits vor dem Kollaps auf der Wand aufsitzt. Dann erreicht der Jet ungebremst die Oberfläche und hinterläßt einen Eindruck in der Oberfläche [14].

Knapp [15] hat für eine stehende Kavitationszone gemäß Bild 9 gezeigt, dass nur eine von 30 000 Blasen in Wandnähe implodiert und eine schädigende Wirkung hat. Die Anzahl der schädigenden energiereichen Stöße pro cm^2 erreicht am Ende der Kavitationszone ihr Maximum (Bild 9).

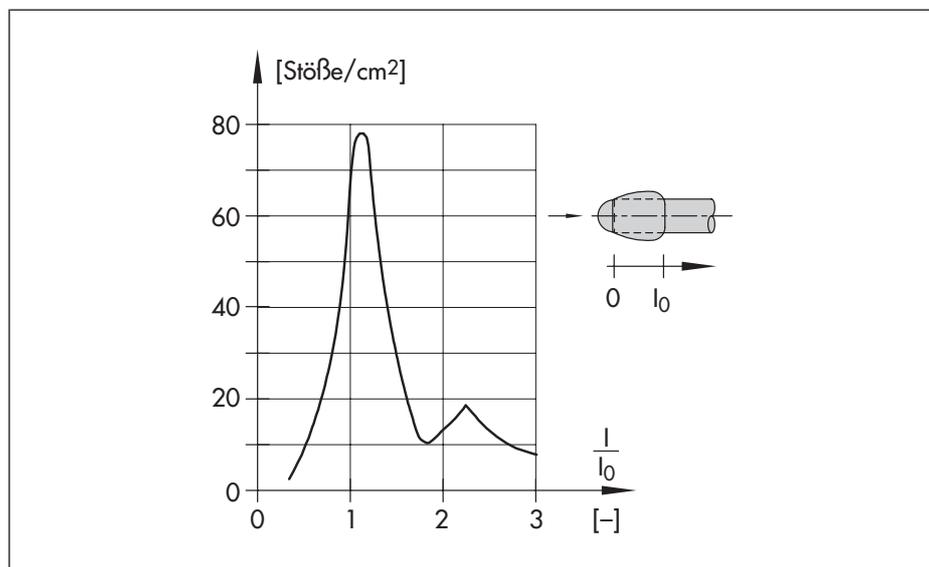


Bild 9: Anzahl energiereicher Stöße in einer stehenden Kavitationszone

Die Kavitationsintensität

Während sich die Wirkung einer kollabierenden Blase durch theoretische Modelle sehr gut beschreiben lässt, kann derzeit die Kavitationsintensität einer Kavitationszone nur qualitativ angegeben werden. Im einzelnen sind folgende Parameter von Bedeutung:

- ▶ x_{FZ} -Wert des Stellventils
- ▶ Betriebsdruckverhältnis x_F
- ▶ Druckdifferenz $p_2 - p_V$
- ▶ Geometrie des Stellventils hinter der Drosselstelle
- ▶ Gasgehalt des Fluids
- ▶ Viskosität des Fluids
- ▶ Oberflächenspannung des Fluids
- ▶ Dichte des Fluids

Die Differenz zwischen dem Druck in der Blase und dem Druck am Implosionsort stellt die treibende Kraft beim Blasenkolllaps dar (siehe Gleichungen 10 und 11). Da der Druck in der Blase näherungsweise gleich dem Dampfdruck ist und der Umgebungsdruck am Implosionsort etwa dem Minderdruck entspricht, steigt die schädigende Wirkung der Blasen mit der Differenz $p_2 - p_V$. Ist, wie bei vielen Betriebsfällen in der Wärmeversorgung, die Differenz zwischen Überströmdruck und Dampfdruck < 2 bar, wird bei nicht korrosiven Medien keine nennenswerte Materialerosion erwartet. Mit der Differenz zwischen dem Betriebsdruckverhältnis x_F und der ventilspezifischen Kennziffer für den Kavitationsbeginn x_{FZ} wächst die Ausdehnung der Kavitationszone und die Anzahl der Kavitationsblasen. Das führt zunächst zu einer Zunahme der schädigenden Wirkung. Andererseits nimmt mit steigender Differenz zwischen x_F und x_{FZ} die Dauer der Blasenwachstumsphase und damit die Diffusion von den im Fluid gelösten Gasen in die Blase zu.

Die Gasdiffusion nimmt mit steigender Differenz zwischen x_F und x_{FZ} zu

Diffundierte Gase erhöhen die Kompressibilität des Fluids

Das diffundierte Gas wird mit der Blase in die Kavitationszone transportiert und beim Blasenkollaps freigesetzt. Dadurch erhöht sich im Bereich der Kavitationszone die Kompressibilität K des Fluids, während die Dichte ρ_F abnimmt. Die Schallgeschwindigkeit sinkt folglich nach

$$c_F = \frac{1}{\sqrt{K \cdot \rho_F}} \quad (13)$$

Die erodierende Wirkung nimmt mit steigender Kompressibilität ab

Daraus resultiert nach Gleichung (11) eine Reduktion der Druckstoßamplituden, so dass die erodierende Wirkung der kollabierenden Blasen abnimmt. Aus den gleichen Gründen ist der Kavitationsverschleiß unter sonst identischen Bedingungen bei übersättigten Flüssigkeiten geringer als bei untersättigten. Außerdem führt eine extreme Untersättigung zu einem Absinken des kritischen Druckes, bei dem die Kavitation beginnt, auf Werte weit unterhalb des Dampfdruckes, so dass die Kavitation erst bei Druckverhältnissen größer x_{FZ} beginnt und mangels Kavitationskeimen mit geringer Intensität verläuft. Die Blasenimplosion erfolgt umso energiereicher, je größer der Druckgradient hinter der Drosselstelle ist. Bei gegebenen Betriebsverhältnissen wird der Druckgradient durch die Geometrie des Stellventils bestimmt. Er ist besonders groß, wenn der Freistrahл dicht hinter der Drosselstelle auf die Gehäusewand trifft. Da in diesem Fall die turbulente Vermischung gerade erst begonnen hat, ist die Energiedissipation gering, und die wandnahen Drücke können Werte nahe dem Vordruck p_1 erreichen. Die treibende Kraft beim Blasenesturz ist dann ungefähr proportional $p_1 - p_v$ und nicht wie oben beschrieben $p_2 - p_v$. Eine Verminderung der Viskosität bzw. Zähigkeit bewirkt bei sonst gleichen Bedingungen eine Zunahme der Blasenzahl und der Blasengröße. Außerdem ist der kinematische Impuls des Mikrojets bei niedriger Flüssigkeitsviskosität größer als bei hoher Viskosität. Setzt man aufgrund der kleinen Abmessungen für den Mikrojet laminare Strömungsverhältnisse voraus, so ist die Jetgeschwindigkeit der Viskosität umgekehrt proportional.

Turbulente Vermischung führt zu Druckabbau

Dann folgt mit dem in der Literatur häufig beschriebenen exponentiellen Zusammenhang zwischen Materialabtrag Δm und Strahlgeschwindigkeit v

$$\frac{\Delta m_1}{\Delta m_2} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k \quad k = 1 \dots 8 \quad (14)$$

für den ausgeprägten Einfluss der Betriebsviskosität auf den Materialabtrag

$$\frac{\Delta m_1}{\Delta m_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k \quad (15)$$

Die beim Blaseneinsturz auftretenden Drücke sind gemäß Gleichung (7) der Wurzel der Dichte proportional. Daher ist die Erosionsrate bei Kavitation in Quecksilber oder anderen flüssigen Metallen besonders hoch.

Je höher die Mediumsdichte, desto größer die Erosionsrate

Die Oberflächenspannung bzw. Kapillarität erhöht gemäß Gleichung (1) den Druck in der Blase. Daher kavitieren Flüssigkeiten mit einer kleineren Oberflächenspannung als die von Wasser schon bei Druckverhältnissen kleiner als x_{FZ} . Bei sonst gleichen Bedingungen steigt mit fallender Oberflächenspannung die Größe und Anzahl der Kavitationsblasen, während die treibende Kraft beim Blaseneinsturz abnimmt. Über den Einfluss der Oberflächenspannung auf die Materialerosion liefert die Literatur unterschiedliche Angaben. Man darf jedoch annehmen, dass die Oberflächenspannung den Kavitationsbeginn wesentlich beeinflusst, ihre Auswirkung auf den Materialabtrag bei ausgeprägter Kavitation aber gering ist.

Da sich die Wirkungen der oben beschriebenen Parameter gegenseitig beeinflussen und überlagern, gehört zur Beurteilung der Kavitationserosion ein gewisses Fingerspitzengefühl, das am ehesten bei erfahrenen Betriebsingenieuren zu finden ist.

Kavitationserosion

Der Verlauf der Kavitationserosion wird in drei Bereiche unterteilt

Wegen der häufigen Belastung durch die Stöße der beim Blasenkollaps entstehenden Mikrojets sowie der nachfolgenden Stoßwellen wird die Werkstoffoberfläche je nach Struktur in unterschiedlicher Weise verformt, gelockert und schließlich in Partikeln abgetragen. Der zeitliche Verlauf der Kavitationserosion wird allgemein, wie in Bild 10 dargestellt, in drei Bereiche unterteilt.

- ▶ Im Bereich I, der sogenannten Inkubationsphase, ist noch kein Gewichtsverlust messbar.
- ▶ Der Bereich II ist durch eine nahezu konstante Abtragungsgeschwindigkeit gekennzeichnet. Mit der Einwirkzeit vergrößern sich Fläche und Tiefe des Materialabtrags.
- ▶ Im Bereich III wirkt die bereits stark zerklüftete Oberfläche, die die Wahrscheinlichkeit für ein oberflächennahes Implodieren der Kavitationsblasen verringert, als eine Art Schutzpolster: der Materialabtrag erfolgt mit deutlich verminderter Geschwindigkeit.

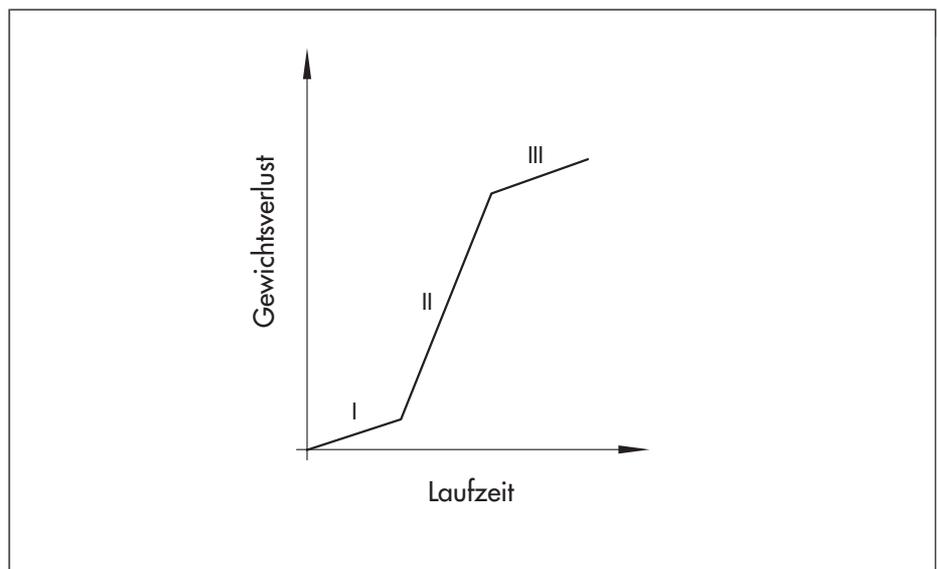


Bild 10: Zeitlicher Verlauf der Kavitationserosion

Während der Inkubationsphase wird bei duktilen Metallen die Oberfläche zunächst nur elastisch und dann plastisch verformt. Dabei entstehen Dellen und Wülste, deren Anzahl sich mit fortschreitender Einwirkzeit erhöht. Nachdem mit dem Ende der Inkubationsphase das Verformungsvermögen des Werkstoffs überschritten ist, entstehen Risse, und einzelne Materialpartikel brechen aus.

Bei spröden Metallen entfällt wegen der hohen Dichte von Versetzungshindernissen die Verformungsphase weitgehend. Dadurch bilden sich innere Spannungen, die zum Ende der Inkubationszeit die Festigkeit des Werkstoffes überschreiten; es entstehen Risse und Ausbrüche, die zu einem monoton anwachsenden Gewichtsverlust führen. Bei Gusseisenwerkstoffen wird mit dem Beginn der Kavitationsbeanspruchung die Graphitphase abgetragen, so dass von einer Inkubationsphase nur im Zusammenhang mit dem Perlit- bzw. Ferritabtrag gesprochen werden kann.

Nach dem Ausräumen der Graphitkugeln fließt bei sphärolitischem Gusseisen die weiche Ferritphase in die leerräumten Mulden. Der Perlit wirkt als stützendes Gerüst und bremst die Deformation der Oberfläche. Das Ende der Inkubationsphase ist erreicht, wenn der Ferrit nach starker Verformung an den Muldenrändern abreißt und die perlitischen Materialbereiche infolge von Materialermüdung ausbrechen.

Bei Gusseisen mit Lamellengraphit wird nach Ablauf der Inkubationszeit der Ferrit ohne wesentliche plastische Verformung in Blöcken abgetragen, da nach dem Ausräumen des Graphits der Kontakt der Ferritblöcke untereinander auf eine geringe Anzahl metallischer Brücken beschränkt bleibt, die der andauernden Belastung nicht standhalten.

Bei keramischen Werkstoffen entstehen von Beanspruchungsbeginn an Mikrorisse, ohne dass eine nennenswerte plastische Deformation vorausgeht. Mit zunehmender Beanspruchungsdauer erhöht sich die Rissdichte stetig. Durch Ausbreitung und Vereinigung von Rissen kommt es nach Ablauf der Inkubationszeit zu Ausbrüchen. Die Inkubation bei Kunststoffen erfolgt wie bei duktilen Metallen durch plastische Deformation, Rissbildung und Rissausbreitung.

Bei kristallinen Kunststoffen werden diese Strukturfehler durch Versetzungen gebildet, bei amorphen Kunststoffen durch das Aufbrechen atomarer Bindungen. Oberflächenrauheiten im Bereich der implodierenden Blasen führen bei allen Werkstoffen zu einer merklichen Erhöhung des Materialabtrags, da die Bearbeitungskerbeneine energiereiche Blasenimplosion begünstigen und die Kämme der grob bearbeiteten Oberflächen den implodierenden Kavitationsblasen einen geringeren Widerstand entgegenzusetzen als homogene Oberflächen. Allerdings muß der Einfluß der Oberflächenrauigkeit im Zusammenhang mit der durch die Bearbeitung erreichte Mikrohärtigkeit gesehen werden. So beträgt nach [16] bei einem austenitischen Stahl (W-Nr. 1.4919) mit gefräster Oberfläche die Mikrohärtigkeit $HV_{0,05}$ 430, bei elektrolytisch polierter Oberfläche aber nur 246.

Kavitationskorrosion

Neben der mechanischen Beanspruchung bestimmen korrosive und spannungskorrosive Einflüsse die Erosionsrate des Werkstoffes. Das Zusammenwirken von Kavitationserosion und Korrosion, bei dem eine gegenseitige Verstärkung der Angriffskomponenten eintreten kann, wird als Kavitationskorrosion bezeichnet. Die Wirkung der auftreffenden Flüssigkeitsstrahlen verstärkt den Korrosionsangriff, indem sich bildende Deck- und Passivierungsschichten sofort abgetragen werden, so dass die bei blanken Metalloberflächen typische hohe Anfangskorrosionsrate während der gesamten Beanspruchungsdauer beibehalten wird. Förderlich für den Korrosionsvorgang ist auch der freie Sauerstoff, den die Kavitationsblasen während ihrer Wachstumsphase durch Diffusion auch aus untersättigten Fluiden aufnehmen und beim Implosionsvorgang in der Kavitationszone abgeben. Außerdem treten die Ionen eines korrosiven Mediums bevorzugt mit den Gleitstufen und Rissen des durch die Flüssigkeitsstöße plastisch deformierten Bereichs in Wechselwirkung und führen so durch eine Verstärkung der Rissbildung beziehungsweise Rissausbreitung zu einer beschleunigten Werkstoffzerstörung.

Schutzschichten werden durch Kavitation abgetragen

Die Kavitationsresistenz

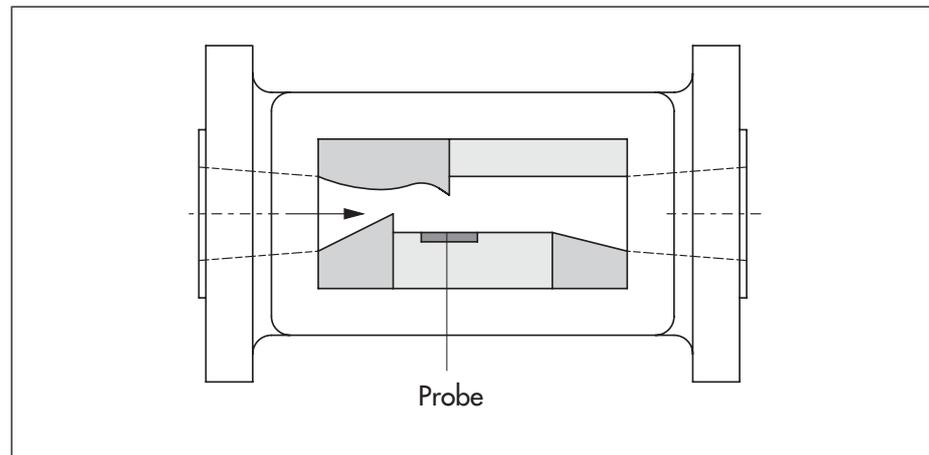


Bild 11: Kavitationskammer

Zur Untersuchung der Kavitationsresistenz von Werkstoffen werden im Labor neben Kavitationskammern (Bild 11), elektromagnetischen, piezoelektrischen und Ultraschallschwinggeräten am häufigsten magnetostruktive Schwinger verwendet (Bild 12). Bei diesen Geräten wird ein Nickellamellenpaket durch hochfrequente Wechselströme zu Schwingungen angeregt.

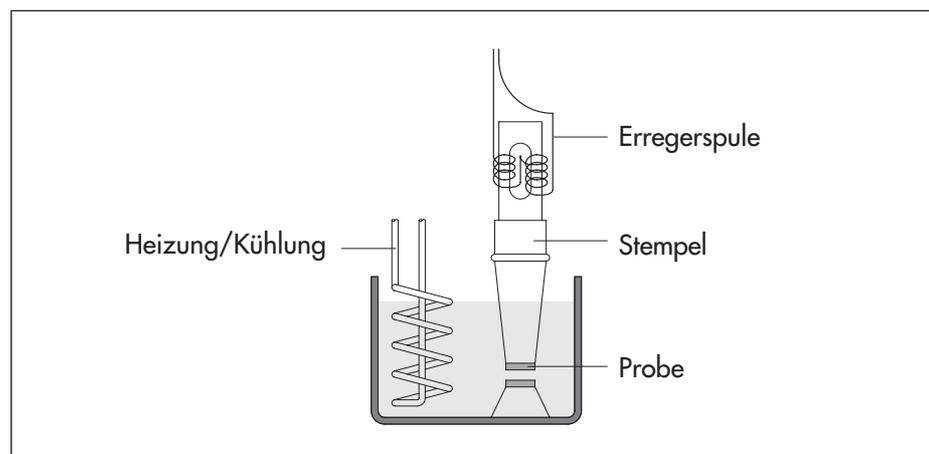


Bild 12: Magnetostruktiver Schwinger

Diese Schwingungen werden auf einen angekoppelten Stempel übertragen, der so dimensioniert ist, dass er bei der vorgegebenen Frequenz in Resonanz schwingt. Die Werkstoffproben werden entweder am freien Stabende befestigt und/oder diesem in einem definierten Abstand gegenübergestellt.

Die das Stabende umgebende Flüssigkeit kann aufgrund ihrer Massenträgheit den hochfrequenten Stabschwingungen nicht folgen, so dass Flüssigkeits-hohlräume in Form von kleinen Bläschen entstehen, die bei ihrer Implosion den Werkstoff erodieren. Die Versuchseinrichtungen ermöglichen die Ermittlung der Kavitationsresistenz von verschiedenen Werkstoffen unter definierten Bedingungen, so dass eine Korrelation zwischen den mechanischen Werkstoffkennwerten und der Abtragungsgeschwindigkeit angegeben werden kann.

Nach Untersuchungen von R. Garcia und F.G. Hammit [17] ist die Kavitationsresistenz K_R der von Hobbs eingeführten Formänderungsarbeit bis zum Bruch UR (ultimate resilience – Bild 13) proportional

Kavitationsresistenz K_R

$$K_R \approx \sqrt{UR} \quad (16)$$

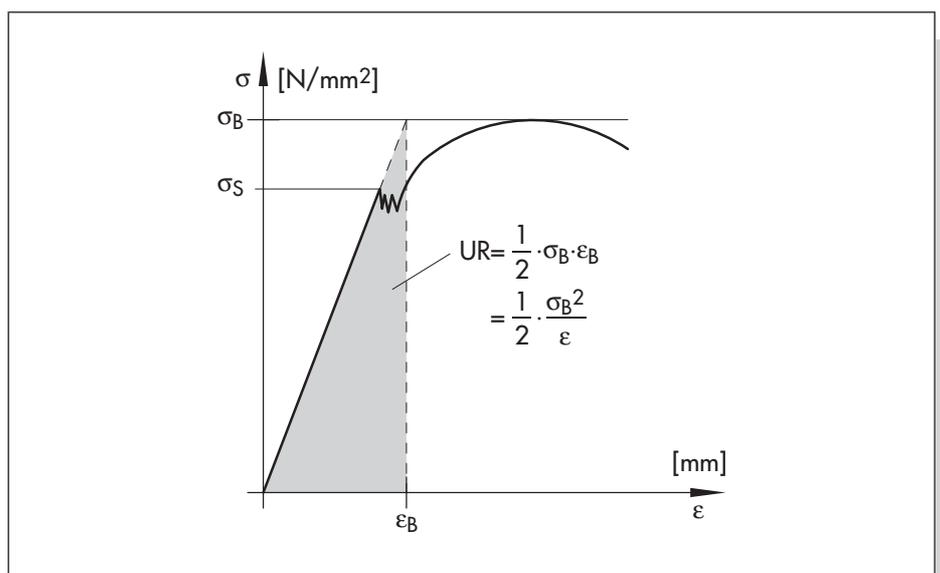


Bild 13: Werkstoffeigenschaft UR

UR ist eine kombinierte Werkstoffeigenschaft, die in etwa jene Energie beschreibt, die pro Volumeneinheit elastisch in einem Werkstoff gespeichert werden könnte, wenn die Streckgrenze auf die Höhe der Zugspannung anhebbar wäre.

Berger [16] beschreibt die Kavitationsresistenz mit der Relation

$$K_R \approx \frac{R_m^{1,071} \cdot W^{0,125} \cdot HV^{1,971}}{E^{0,562} \cdot R_{p0,2}^{0,618}} \quad (17)$$

Dabei ist E der Elastizitätsmodul, HV die Vickershärte, R_m die Zugfestigkeit und $R_{p0,2}$ die obere Streckgrenze bzw. Festigkeit bei 0,2 % Dehnung. Die gute Übereinstimmung der nach Gleichung (17) berechneten Werte mit denen in einer Kavitationskammer (Düse-Probe) ermittelten ist aus Bild 14 ersichtlich.

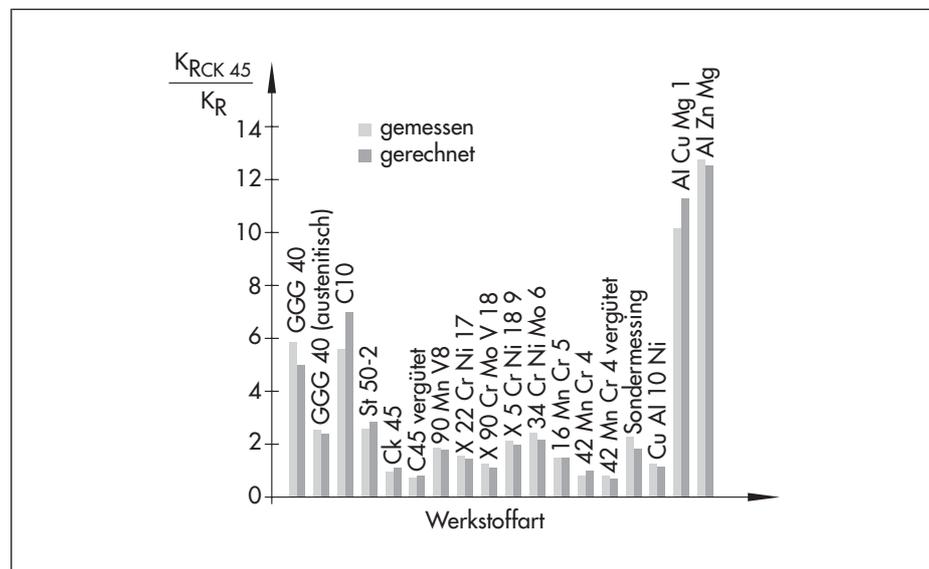


Bild 14: Kavitationsresistenz

Die Gleichungen (16) und (17) sind nur zur Beurteilung von metallischen Werkstoffen mit genügender Dehnung, bei denen sich im Zerreiversuch die Streckgrenze und die Formänderungsarbeit ermitteln lässt, geeignet. Weiterhin beschränkt sich die Anwendbarkeit der Gleichungen (16) und (17), die aus Versuchen mit Klarwasser und Hydraulikflüssigkeiten abgeleitet wurden, auf Betriebsfälle mit wenig korrosiven Fluiden. Wird Kavitationskorrosion entsprechend Kapitel 5 erwartet, empfiehlt es sich, bei der Wahl des Werkstoffs primär auf gute Korrosionsbeständigkeit zu achten und erst dann die Kavitationsresistenz zu berücksichtigen.

Vermeiden von Kavitation

Wie bereits auf Seite 14 erläutert, wird Kavitation vermieden, wenn das Druckverhältnis x_F am Stellventil für alle Betriebsfälle kleiner als der entsprechende x_{FZ} -Wert ist. Ist durch eine geschickte Anlagenplanung das Betriebsdruckverhältnis x_F minimiert, entscheidet die Auswahl des Stellventils, ob die Relation $x_F < x_{FZ}$ erfüllt ist und eine kavitationsfreie Strömung gewährleistet werden kann.

der x_{FZ} -Wert steigt mit dem Öffnungsverhältnis

Der x_{FZ} -Wert, der theoretisch zu 1 werden kann (kein Druckrückgewinn), wird maßgeblich durch den Carnotschen Stoßverlust bestimmt, der eine Funktion des Öffnungsverhältnisses (Nennweitenquerschnitt zu Drosselquerschnitt) ist. Der Stoßverlust, und damit der x_{FZ} -Wert, steigt mit dem Öffnungsverhältnis, dagegen nimmt der K_v -Wert mit zunehmendem Öffnungsverhältnis, das auch durch K_{vs} -Stellventil/ K_v -Kugelhahn ausgedrückt werden kann, ab.

Der x_{FZ} -Wertebereich der verschiedenen Stellventiltypen ist im Bild 15 als Funktion des K_v -Wertes der Armatur bezogen auf den K_{vs} -Wert eines vollgeöffneten Kugelhahns gleicher Nennweite dargestellt.

Die Bandbreite des x_{FZ} -Wertebereichs ist im wesentlichen durch den hydraulischen Durchmesser

$$d_h = 4 \cdot \frac{A}{U} \quad (18)$$

der Detailgeometrie von Ventilkegel und Sitz (siehe z.B. Bild 16) sowie der Zahl der Entspannungsstufen gegeben.

Für den freien Querschnitt $A = DN^2 \cdot \pi/4$ eines nicht reduzierten Kugelhahns ist der Umfang $U = DN \cdot \pi$ und damit der hydraulische Durchmesser gleich der Nennweite DN.

Eine andere Ausdrucksform des hydraulischen Durchmessers ist der Ventilkonstruktionsfaktor F_d nach IEC 60534-2-1 [25].

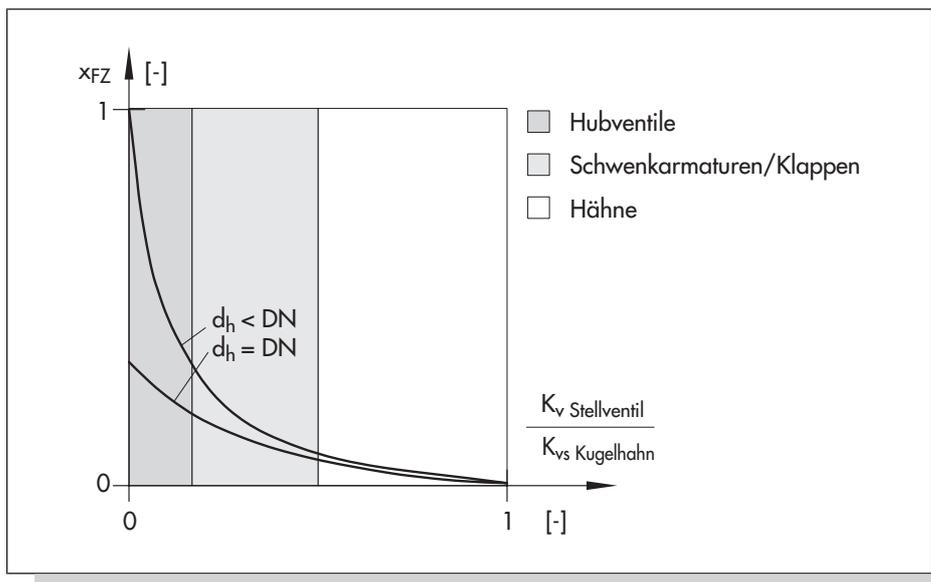


Bild 15: Kavitationsfreier Arbeitsbereich von Stellgeräten

Bei einem Hubventil mit Parabolkegel ist bei kleinen Auslastungen der freie Querschnitt ringförmig, und der hydraulische Radius beträgt nur einen Bruchteil des Nenndurchmessers DN. Daraus resultiert eine große Oberfläche des Freistrahls hinter der Drosselstelle, die zu einem intensiven Impulsaustausch mit dem umgebenden Medium und damit zu hohen Druckverlusten führt.

Wie aus Bild 15 ersichtlich, kann mit Hähnen nur bei kleinen Druckverhältnissen kavitationsfrei geregelt werden, etwas günstiger verhalten sich Klappen und Drehkegelventile, während mit Hubventilen bei entsprechender Kegelgestaltung auch hohe Druckverhältnisse kavitationsfrei bewältigt werden können.

Besonders erwähnt seien hier Ventilbaureihen, die mit kavitationsmindernden Drosselsystemen (Bild 16) ausgestattet werden können sowie mehrstufige Axialkegel (Bild 17).

Hubventile können auch hohe Druckverhältnisse kavitationsfrei regeln

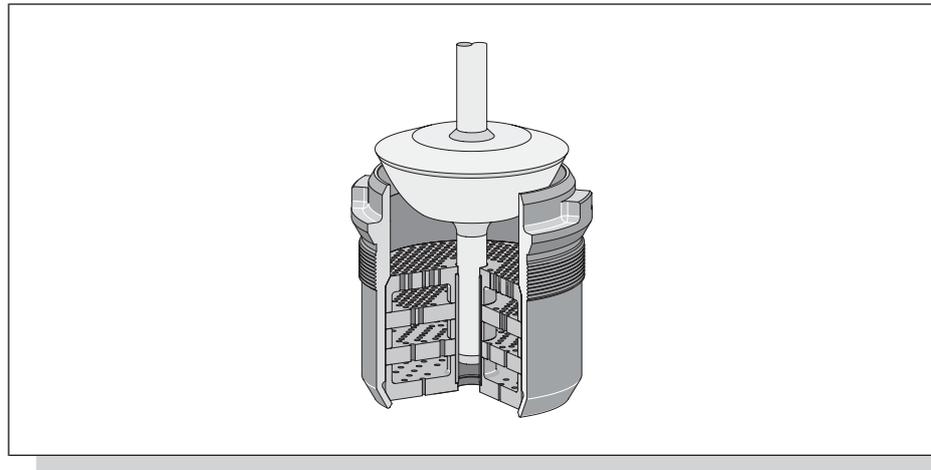


Bild 16: Das AC-Drosselsystem (SAMSON)

Bei dem in Bild 16 dargestellten System handelt es sich um eine als Ventileinsatz konzipierte und speziell für den Kavitationsfall entwickelte Sitz-Kegelgarnitur die durch Strömungssimulationen und entsprechende Messreihen optimiert wurde. Das System hat eine Doppelführung zur Vermeidung mechanischer Vibrationen sowie strömungsoptimierte Abrisskanten. Der Sitzdurchmesser ist nicht reduziert um den hydraulischen Durchmesser möglichst klein zu halten. In Kombination mit der speziellen Detailgeometrie an Kegel und Sitz wirkt sich dies besonders vorteilhaft aus. Darüber hinaus lassen sich bis zu vier Festdrosseln integrieren, die den x_{FZ} -Wert bei hohen Auslastungen zusätzlich anheben [18].

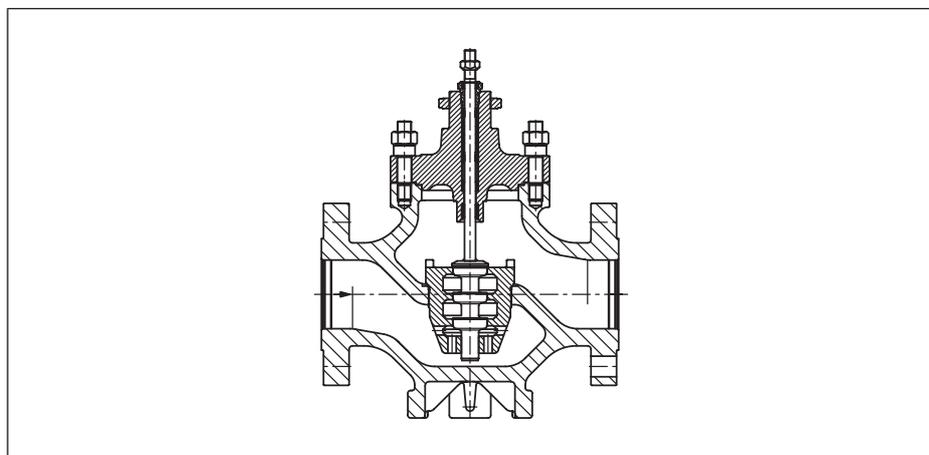


Bild 17: Mehrstufiger Axialkegel (SAMSON Ventil Typ 3251)

Bei der Konstruktion eines mehrstufigen Kegels kann für eine erste grobe Abschätzung angenommen werden, dass die x_{FZi} -Werte der einzelnen Stufen gleich sind. Dann erhält man den x_{FZ} -Wert für ein n-stufiges Stellventil nach

$$x_{FZ} = 1 - (1 - x_{FZi})^n \quad (19)$$

und für das K_v -Wert-Verhältnis der einzelnen Stufen

$$\frac{K_{vi}}{K_{vi+1}} = \sqrt{1 - x_{FZi}} \quad (20)$$

Der K_v -Wert eines n-stufigen Stellventils ergibt sich aus den K_{vi} -Werten der Einzelstufen nach

$$K_v = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{K_{v1}^2} + \frac{1}{K_{v2}^2} + \dots + \frac{1}{K_{vn}^2}}} \quad (21)$$

Die zur kavitationsfreien Bewältigung eines Betriebsdruckverhältnisses x_F erforderliche Stufenzahl n erhält man bei bekanntem x_{FZi} -Wert aus

$$n = \frac{\lg(1 - x_F)}{\lg(1 - x_{FZi})} \quad (22)$$

Anschaulich sind die Zusammenhänge in Bild 18 dargestellt. Man erkennt, dass ein fünfstufiges Ventil, dessen Einzelstufen einen x_{FZi} -Wert von 0,3 aufweisen, einen x_{FZ} -Wert von $> 0,8$ erreicht – sein K_v -Wert aber nur 30 % des K_{vn} -Wertes der letzten Stufe beträgt. Der K_{vn} -Wert entspricht in etwa dem in einem einstufigen Ventil gleicher Nennweite möglichen K_{vs} -Wert. Neben dem Axialstufenkegel haben sich auch Radialstufenkegel bewährt (Bild 19 links).

Beim Lochkegel (Bild 19 mitte) wird der x_{FZ} -Wert durch das Öffnungsverhältnis und den hydraulischen Radius der größten Drosselbohrung bestimmt. Die Lochteilung sollte mindestens drei Bohrungsdurchmesser betragen, um eine Vereinigung der Freistrahlen vor dem Abschluss des Impulsaustausches mit dem umgebenden Medium zu vermeiden. Dadurch sind besonders bei gleichprozentigen Kennlinien nur relativ kleine K_{vs} -Werte (bzw. große Öffnungsverhältnisse) möglich, die aber gemäß Bild 15 zu hohen x_{FZ} -Werten führen. Ähnlich wie Ventile mit Lochkegel wirken solche mit Lochkäfing (Bild 19 rechts).

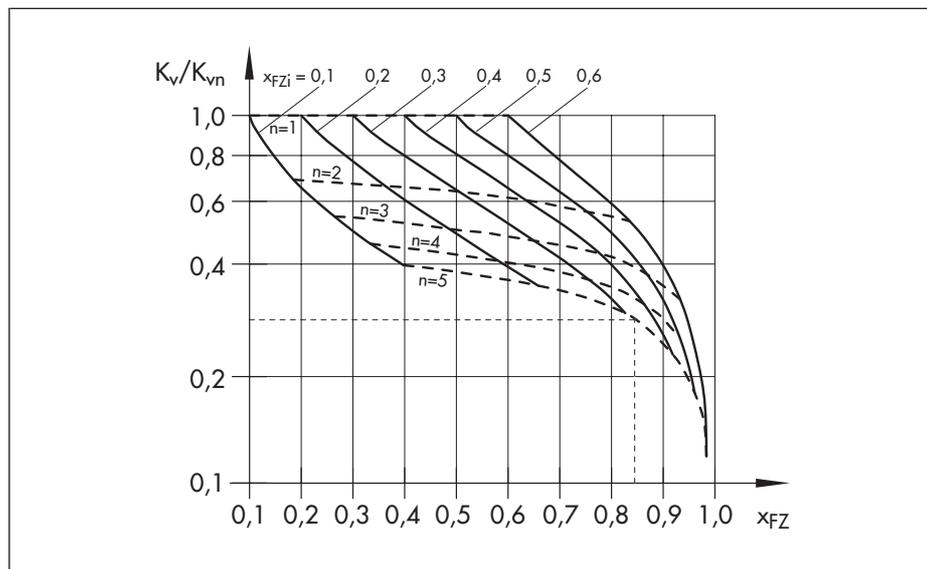


Bild 18: x_{FZ} -Werte von mehrstufigen Ventilen

Durch eine spezielle Formgebung (Umlenkungen, Drosselkaskaden) der Kanäle können die den x_{FZ} -Wert steigernden Maßnahmen wie hohes Öffnungsverhältnis, kleine hydraulische Radien und mehrstufige Drosselung in einem Ventil kombiniert werden. Hohe x_{FZ} -Werte (d. h. niedrige Druckrückgewinne) bedingen große Öffnungsverhältnisse und damit relativ kleine K_v -Werte. Umgekehrt führen, bezogen auf die Nennweite, große K_v -Werte immer zu relativ niedrigen x_{FZ} -Werten. Die x_{FZ} -Werte sind in den Datenblättern der Stellventilhersteller aufgeführt. Angaben, die außerhalb des in Bild 15 dargestellten Wertebereichs liegen, sollten aber kritisch betrachtet werden.

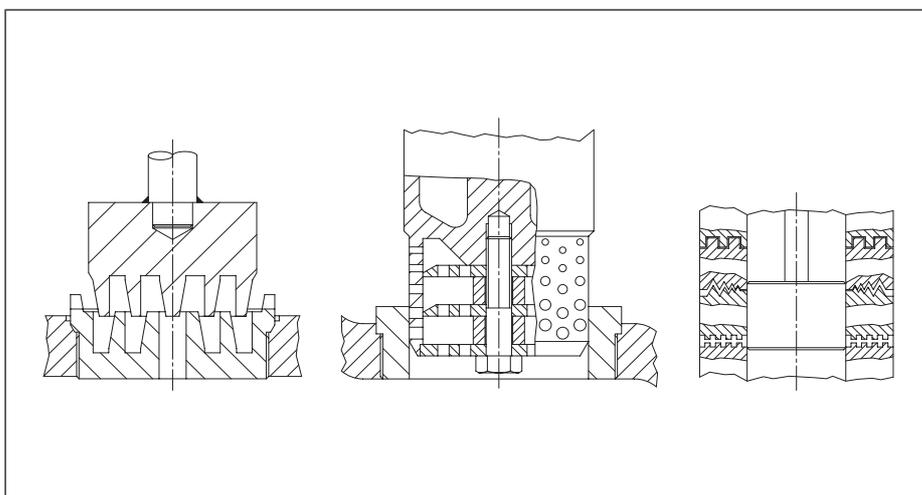


Bild 19: Kegelbauformen

Betrieb bei Kavitation

Da sich die für einen kavitationsfreien Betrieb erforderlichen x_{FZ} -Werte nicht immer realisieren lassen, beziehungsweise entsprechende Stellventile zu schmutzempfindlich oder zu teuer und damit unwirtschaftlich sind, werden Armaturen oft unter Kavitationsbedingungen betrieben. Ein störungsfreier Betrieb bei zufriedenstellenden Standzeiten kann aber nur dann gewährleistet werden, wenn bei der Auswahl und Bemessung der Stellventile den Kavitationswirkungen Rechnung getragen wird. Damit die Gehäusewandung außerhalb des erosionsgefährdeten Bereichs liegt, empfiehlt sich die Wahl eines größeren Ventils, als es die Berechnung allein anhand des Sitzdurchmessers erfordert. Hierzu wählt man den Nenndurchmesser so, dass eine bestimmte Austrittsgeschwindigkeit nicht überschritten wird. Man darf dann annehmen, dass die Kavitationszonen nicht bis an die Ventilwände hererreichen und die Blasen wegen ihrer geringen Fernwirkung (vom Geräusch einmal abgesehen) unschädlich implodieren.

Anhand der nachstehenden Tabelle lässt sich abschätzen, ob durch Kavitation Erosionsschäden zu erwarten sind. Dies ist der Fall wenn $x_F > x_{Fcrit,cav}$ sowie $p_1 - p_2 > \Delta p_{crit,cav}$ ist [18]. Zusätzlich sollte die Ventiltinnenweite so bemessen sein, dass die Austrittsgeschwindigkeit 4 m/s nicht überschreitet.

Ventilbauart	$x_{Fcrit,cav}$ [-]	$\Delta p_{crit,cav}$ [bar]
1-stufige Hubstellventile	0,7	15
1-stufige Hubstellventile (Sitz und Kegel stellitiert und gehärtet)	0,7	25
3-stufige Hubventile	1,0	100
5-stufige Hubventile	1,0	200
Drehkegelventile	0,4	10
Stellklappen und Kugelhähne	0,25	5

Tabelle 2: Grenzen zur Vermeidung von Kavitationserosion

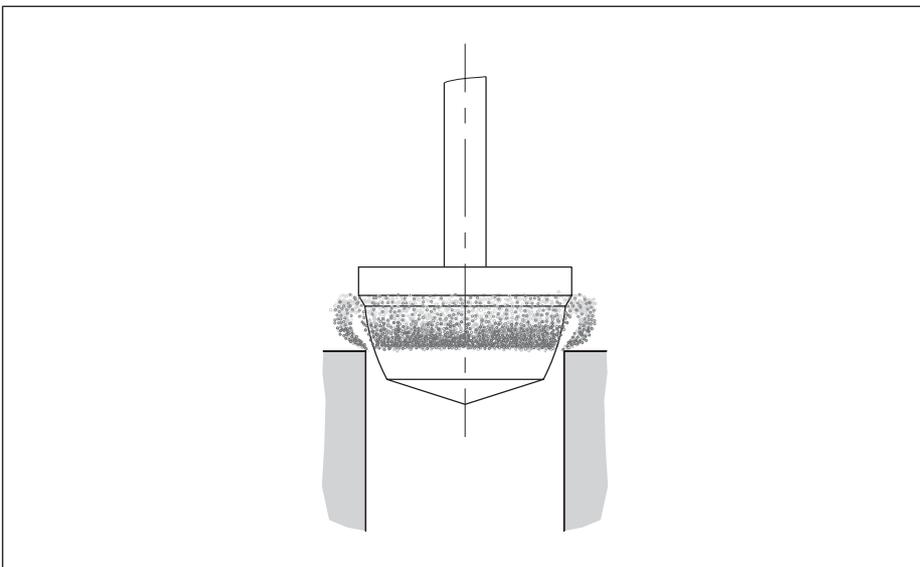


Bild 20: Gefährdete Bereiche an einem Parabolkegel

Bei Parabolkegeln sind besonders die Dichtschräge und die Kegellochkontur erosionsgefährdet (Bild 20). Der Bereich der Dichtkante sollte aus diesem Grund mit Stellite gepanzert werden. Mit zunehmender Kavitationsintensität empfiehlt es sich, die gesamte Kontur zu panzern.

Bei Parabolkegeln sind Kontur und Dichtkante besonders gefährdet

V-Port-Kegel sind bei gleichen Betriebsverhältnissen dem Kavitationsangriff weniger ausgesetzt als Parabolkegel. Aufgrund der Strahlumlenkung (Bild 21) haften die Kavitationszonen nicht an der Kegellochoberfläche, so dass die Kavitationsblasen nahezu wirkungslos implodieren.

Durch Strahlumlenkung wird die Erosion am V-Port-Kegel verhindert

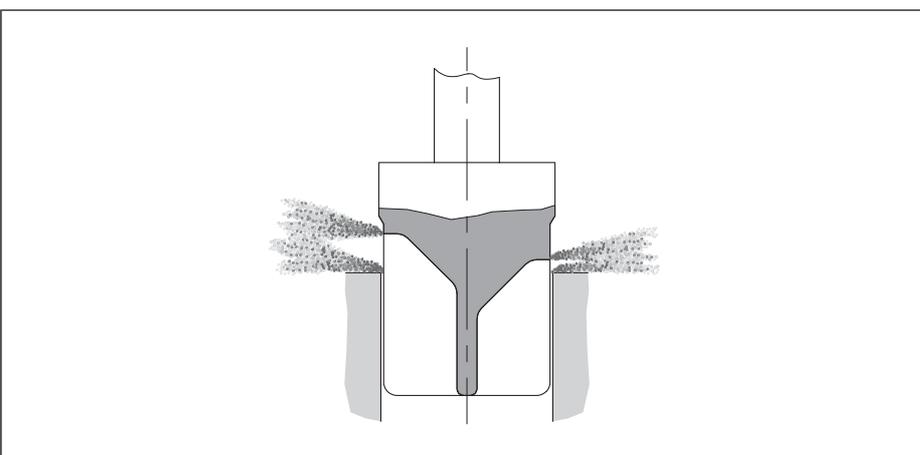


Bild 21: Strahlumlenkung am V-Port-Kegel

Bei Anströmung in Schließrichtung steigt die Erosionsgefahr

Der Ventilsitz ist bei Anströmung gegen Schließrichtung dem Kavitationsangriff nicht ausgesetzt. Wird aber, um die Gehäusewände und die Dichtfläche des Kegels zu schützen, in Schließrichtung angeströmt (Gefahr von Druckstößen), so ist sowohl die Sitz- als auch die Kegeloberfläche stark erosionsgefährdet. Befriedigende Standzeiten können hier nur durch den Einsatz hochbeständiger Materialien erreicht werden.

Zunehmende Druckdifferenz kann den Gehäuseboden gefährden

Besser ist für die Anströmung in Schließrichtung der Lochkegel (Bild 22) geeignet. Durch das Aufeinandertreffen der Teilstrahlen bildet sich im Zentrum des Kegels, das heißt in genügendem Abstand von der Oberfläche, ein steiler Druckgradient, der die Kavitationsblasen zur Implosion bringt. Allerdings wandert mit zunehmender Druckdifferenz die Kavitationszone aus dem Kegel heraus und erodiert dann den Gehäuseboden. Die oben genannten Druckverhältnisse und -differenzen zur Kennzeichnung der Kavitationsintensität dürfen nur als Anhaltswerte verstanden werden. Insbesondere bei korrosiv wirkenden Fluiden können sich wegen der Kavitationskorrosion die Grenzen beträchtlich nach unten verschieben.

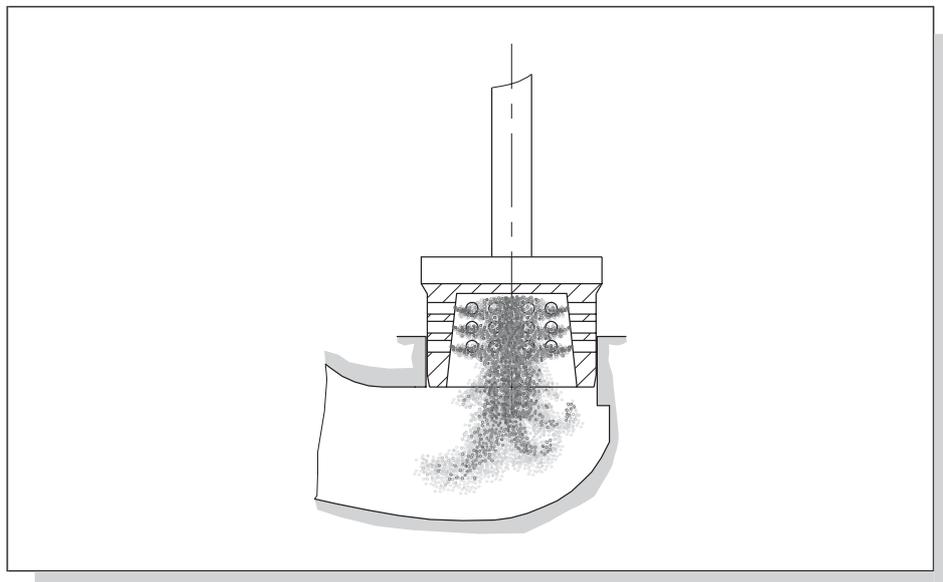


Bild 22: Kavitationszone am Lochkegel

Einfluss auf das hydraulische Verhalten

Durch Kavitationserscheinungen wird die Kontinuität der flüssigen Phase unterbrochen und die dynamische Wechselwirkung zwischen der Strömung und ihren Begrenzungen beeinflusst. Außerdem erhöht die Kavitation lokal die Kompressibilität des Fluids und vermindert so die Schallgeschwindigkeit (Gl. 13). Auch die Dichte des Fluids wird durch das Blasenvolumen im Bereich der Drosselstelle mit wachsendem Druckverhältnis drastisch reduziert.

Kavitation verändert Dichte und Kompressibilität eines Mediums

Diese Effekte führen bei Stellventilen zur Durchflussbegrenzung (choked flow), wenn, wie in Bild 23 dargestellt, ein bestimmter Differenzdruck (Δp_{\max}) überschritten wird.

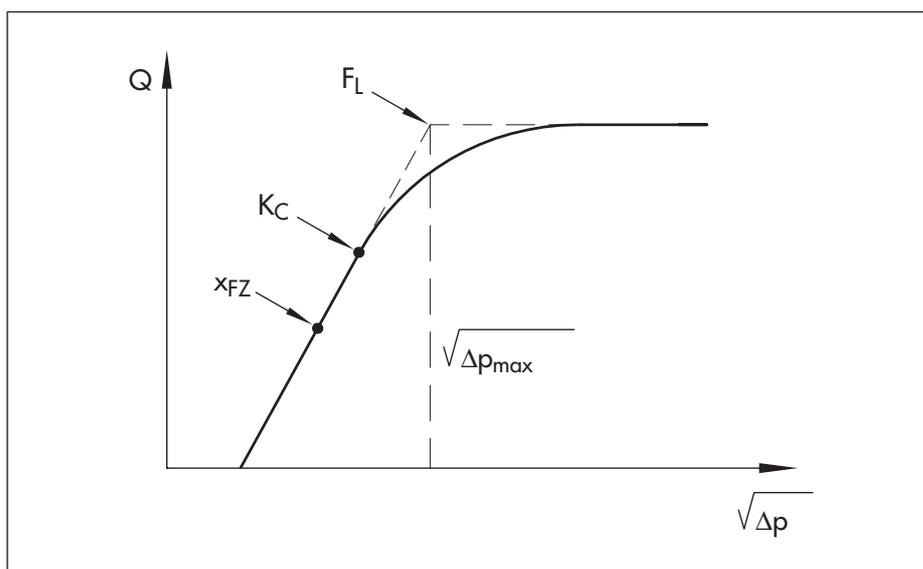


Bild 23: Der ventilspezifische Faktor F_L

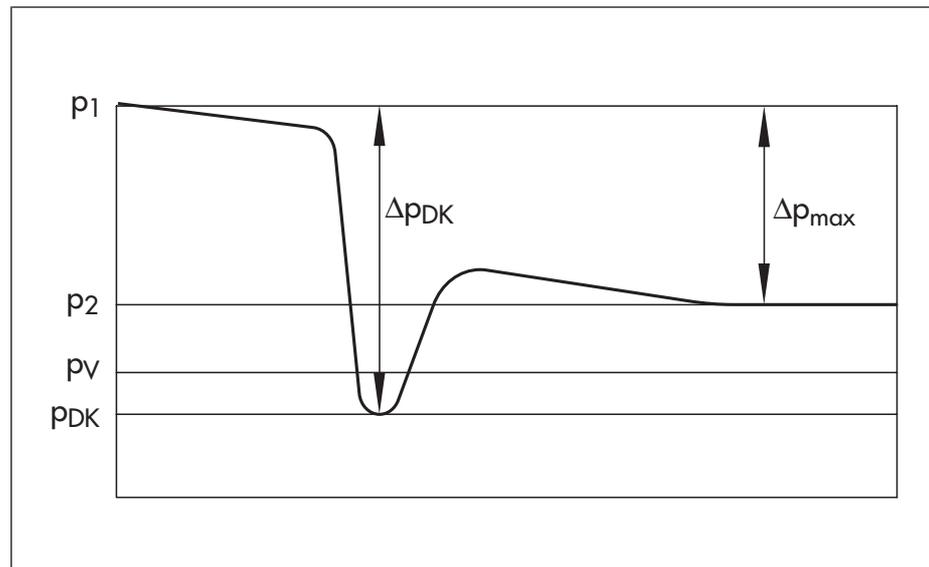


Bild 24: Der kritische Druck p_{DK}

Der kritische Druck liegt unterhalb des Dampfdruckes

Bei der Druckdifferenz Δp_{\max} wird in der Drosselstelle der kritische Druck p_{DK} erreicht, der nach Messungen von Stiles [19] unterhalb des Dampfdruckes liegt (Bild 24).

Für das Verhältnis zwischen dem kritischen Druck in der Drosselstelle und dem Dampfdruck

$$F_F = \frac{p_{DK}}{p_V} \quad (23)$$

hat Stiles aus Messungen mit Frigen 12 die in Bild 25 dargestellte Abhängigkeit gefunden, die auch durch folgende Gleichung angenähert werden kann:

$$F_F = 0,96 - 0,28 \sqrt{\frac{p_V}{p_C}} \quad (24)$$

Für das Verhältnis zwischen dem kleinsten Differenzdruck über dem Ventil, bei dem Durchflußbegrenzung eintritt, Δp_{\max} und dem kritischen Differenzdruck an der Drosselstelle Δp_{DK} hat Baumann [20] den ventilspezifischen Faktor F_L eingeführt, der auch als Faktor für den Druckrückgewinn bezeichnet wird.

F_L : der Faktor für den Druckrückgewinn

$$F_L^2 = \frac{\Delta p_{\max}}{\Delta p_{DK}} \quad (25)$$

Der F_L -Wert wird gemäß Bild 23 aus einer Durchflussmessung bestimmt. Dabei wird der Vordruck konstant gehalten und der Minderdruck soweit abgesenkt, bis Durchflußbegrenzung eintritt. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens ist in DIN IEC 534, Teil 3, angegeben.

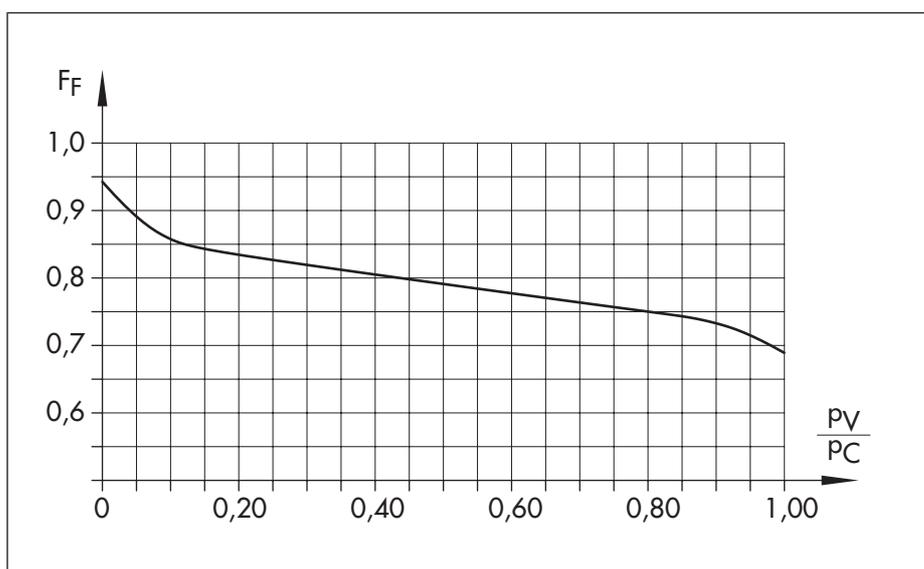


Bild 25: Faktor F_F als Maß für das kritische Druckverhältnis

Mit dem F_L -Wert und Gleichung (23) erhält man für den Differenzdruck, bei dem der Durchfluss kavitationsbedingt seinen Maximalwert erreicht,

$$\Delta p_{\max} = F_L^2 (p_1 - F_F \cdot p_V) \quad (26)$$

Die erste Abweichung des Durchflusses von der allgemeinen Bemessungsgleichung

$$Q = K_v \cdot \sqrt{\Delta p \cdot \frac{\rho}{\rho_0}} \quad (27)$$

wird bei dem Druckverhältnis

$$K_C = \frac{\Delta p}{p_1 - p_V} \quad (28)$$

beobachtet.

Der K_C -Wert wird in der angelsächsischen Literatur oft als „incipient cavitation index“ bezeichnet. Allerdings beginnt die Kavitation, wie in Bild 23 dargestellt, schon bei dem deutlich kleineren Druckverhältnis x_{FZ} . Eine Verwechslung der beiden Kennwerte führt sowohl bei der Beurteilung des Druckrückgewinns, der Kavitationsintensität und der Geräuschemission zu gravierenden Fehlern.

Durch die kavitationsbedingte Änderung des Strömungsbildes ändert sich auch die Druckverteilung auf der Oberfläche der Drosselkörper.

Daher strebt das hydraulische Drehmoment bei Drosselklappen, das sich bei kavitationsfreier Strömung nach

$$M_T = C_T \cdot D^3 \cdot H \quad (29)$$

Hydraulisches Drehmoment bei kavitationsfreier Strömung

berechnet und in Schließrichtung wirkt, mit wachsendem Druckverhältnis gegen einen Grenzwert. In Gleichung (29) ist D der Klappendurchmesser, C_T der vom Öffnungswinkel φ abhängige Drehmomentbeiwert und H die statische Druckdifferenz $p_1 - p_2$ an der Drosselklappe, vermehrt um den Staudruck der Anströmgeschwindigkeit v :

$$H = p + \frac{\rho_F}{2} v^2 \quad (30)$$

In Bild 26 ist der Drehmomentverlauf für einen Öffnungswinkel φ von 60° als Funktion des Druckverhältnisses x_F bei konstantem Vordruck dargestellt.

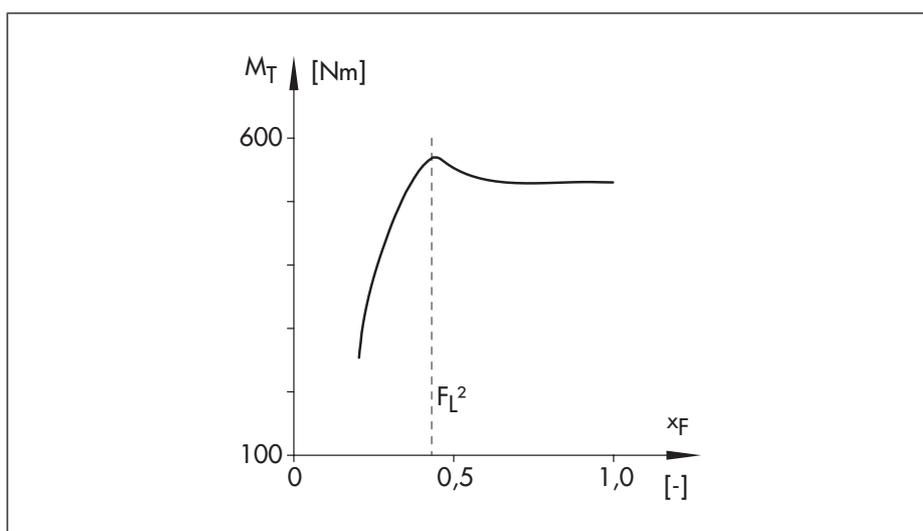


Bild 26: Drehmomentverlauf an einer Drosselklappe

**Drehmomentmaximum
wird bei Durchflussbe-
grenzung erreicht**

Das Drehmoment erreicht ein Maximum bei etwa dem Differenzdruck, bei dem auch Durchflussbegrenzung auftritt (Gl. 26). Mit weiter steigendem Druckverhältnis (bzw. Δp) fällt das Moment zunächst etwas ab und erreicht dann einen vom Differenzdruck unabhängigen Grenzwert.

Mit dem Erreichen des Grenzwertes erstreckt sich die Kavitationszone über die gesamte Minderdruckseite, so dass die saugseitige Druckverteilung unabhängig vom weiter zunehmendem Druckverhältnis ungefähr konstant dem Dampfdruck p_v ist.

Auch bei Hubventilen ändern sich kavitationsbedingt die am Kegel angreifenden Strömungskräfte. Allerdings ist diese Kraftänderung, außer bei „Reglern ohne Hilfsenergie“ (ROH), bei denen die Kegelkräfte mittels einer Druckentlastung sorgfältig ausgeglichen werden müssen, kaum von Bedeutung.

Veränderung der Fluideigenschaften

Bei der Implosion gashaltiger Kavitationsblasen wird nicht nur die Oberfläche von hydraulischen Bauteilen, sondern auch die Flüssigkeit selbst extremen Belastungen ausgesetzt. Zum Beispiel entwickeln sich in Hydraulikflüssigkeiten beim Blaseneinsturz Temperaturen, die unter Umständen ausreichen, den aus Luft und Öldampf bestehenden Blaseninhalt zu entzünden. Dieser Vorgang, der als Mikrodieseleffekt bezeichnet wird, führt zu einer beschleunigten Alterung der Hydraulikflüssigkeiten. Kavitation erhöht den freien Gasgehalt in der Flüssigkeit: Während der Wachstumsphase diffundieren Teile der im Fluid gelösten Gase in die Kavitationsblasen. Die Gasteile werden bei Blasenimplosion freigesetzt und erhöhen lokal die Kompressibilität des Fluids. Dies geht einher mit einer Erniedrigung der Schallgeschwindigkeit, so dass Druckstoß- und Schallausbreitungsberechnungen in Rohrleitungssystemen mit kavitierender Strömung erschwert werden. Bild 27 zeigt nach [21] die Schallgeschwindigkeit im Wasser als Funktion der Blasenkonzentration.

Der Mikrodieseleffekt führt zur Alterung von Hydraulikflüssigkeiten

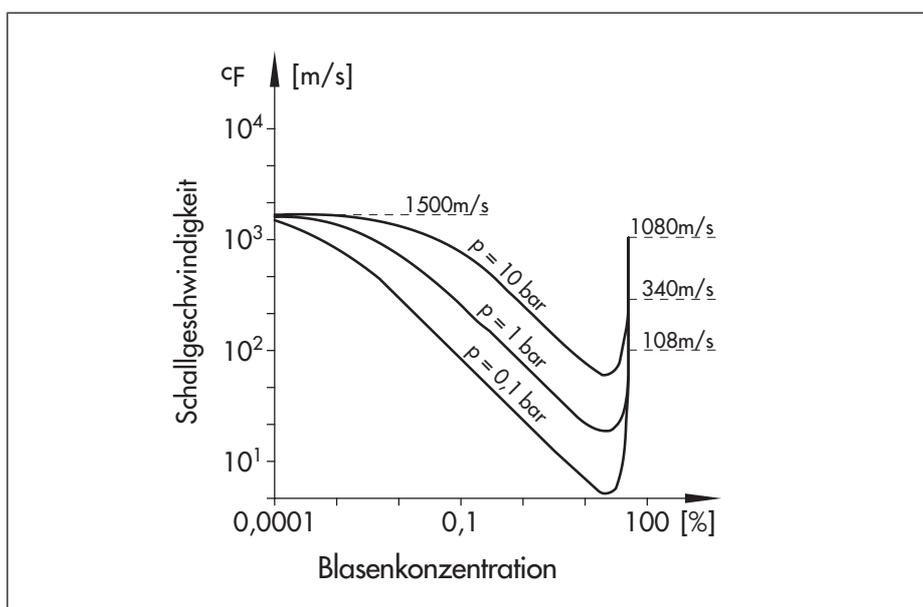


Bild 27: Schallgeschwindigkeit als Funktion der Blasenkonzentration

Wird durch den Kavitationsvorgang auch Sauerstoff freigesetzt, so erhöht sich die oxydierende Wirkung des Fluids. Nicht zu unterschätzen ist bei geschlossenen Kreisläufen die durch den kavitationsbedingten Materialabtrag auftretende Verschmutzung des Mediums.

Kavitationsgeräusch

Die durch die Blasenimplosionen induzierten Druckspitzen verursachen neben der Materialerosion auch ein intensives charakteristisches Geräusch. Die theoretischen Ansätze zur Klärung der Geräuschenstehung gehen von einzelnen Blasen aus, die in einer unendlich ausgedehnten Flüssigkeit konzentrisch implodieren und sich gegenseitig nicht beeinflussen. Die Kavitationsblase kann dann als Kugelstrahler 0. Ordnung (Monopolquelle) betrachtet werden, der im Fernfeld den Schalldruck

Kavitationsblasen verhalten sich wie Kugelstrahler 0. Ordnung

$$p(r, t) = \frac{\rho_F}{4\pi r} \cdot \frac{d^2}{dt^2} \cdot V(t) \cdot \left(t - \frac{r}{c_F} \right) \quad (31)$$

erzeugt. Dabei ist $V(t)$ die zeitliche Änderung des Blasenvolumens, die näherungsweise aus der Rayleigh-Plesssetschen Differentialgleichung ermittelt werden kann, und r der Abstand zwischen Schallquelle und Beobachtungspunkt. Die spektrale Verteilung der Energie $E(f)$ des von einer Blase erzeugten Geräuschs erhält man aus der quadrierten Fouriertransformierten des zeitabhängigen Druckverlaufs im Fernfeld

$$E(f) = \left(\int_{-\infty}^{+\infty} p(t) \cdot e^{-2\pi ift} dt \right)^2 \quad (32)$$

unter Vernachlässigung der retardierten Zeit $\left(t - \frac{r}{c_f} \right)$ zu

$$E(f) = \left(\frac{\rho \cdot \pi}{r} \right)^2 \cdot f^4 \cdot \left(\int_{-\infty}^{+\infty} V(t) \cdot e^{-2\pi ift} dt \right)^2 \quad (33)$$

Die spektrale Energie wächst zunächst mit der vierten Potenz der Frequenz f und erreicht ein Maximum bei einer Frequenz, deren Kehrwert näherungsweise gleich der Kollapszeit der Kavitationsblase ist. Wegen der dem Blasenradius direkt proportionalen Kollapszeit folgt, dass mit zunehmendem Blasenradius das Geräuschmaximum zu tieferen Frequenzen verschoben wird. Bei Frequenzen oberhalb des Maximums nimmt die spektrale Energie mit $f^{-2/5}$ ab.

Betrachtet man die Blasenkolllapse als voneinander unabhängige Zufallsergebnisse, deren Häufigkeit einer Poisson-Verteilung gehorcht, so kann man die gesamte spektrale Schallenergie $E_{\text{ges.}}(f)$ aus der spektralen Energie der Einzelereignisse $E(f)$ und einer mittleren Anzahl von Blaseneinstürzen pro Zeiteinheit n ableiten.

$$E_{\text{ges.}}(f) = n \cdot E(f) \quad (34)$$

Betrachtungen der Einzelblasen gelten nur bei beginnender Kavitation

Diese für die Einzelblase aufgestellten theoretischen Überlegungen gelten näherungsweise bei gerade beginnender Kavitation. Bei fortgeschrittener Kavitation bilden sich ausgeprägte Kavitationszonen, in denen sich die Wirkungen der einzelnen Blasen überlagern, und der Beitrag jeder Blase zum Gesamtgeräusch von der Lebensgeschichte der Nachbarblasen abhängt. Weiterführende Untersuchungen betrachten deshalb die kavitierende Flüssigkeit als ein Quasi-Kontinuum der Dichte

$$\rho = \frac{\rho_F}{(1 + C)} \quad (35)$$

Dabei ist C das Gesamtvolumen aller Blasen pro Volumeneinheit. Lyamshev [22] ermittelte auf dieser Basis, dass die Schallintensität einer Kavitationszone mit der vierten Potenz der Anströmgeschwindigkeit bzw. proportional zum Quadrat des Differenzdruckes wächst.

Die theoretischen Ansätze wurden von verschiedenen Autoren erweitert und verfeinert. Trotzdem ist es bis heute nicht gelungen, die äußerst komplexen Zusammenhänge in der Kavitationszone hinter einem Stellventil für verschiedene Medien und Druckverhältnisse geschlossen zu beschreiben. Daher basieren die zur Zeit gültigen Gleichungen nach VDMA 24422 zur Vorausberechnung der Geräuschemission von kavitierenden Strömungen von Stellgliedern nicht auf hydro- und thermodynamischen Modellen, sondern beschreiben auf der Grundlage von Messergebnissen in Abhängigkeit von x_F , x_{FZ} , ρ_F und Δp den Verlauf des inneren Schallleistungspegels. Dabei wird weder der Einfluss der Oberflächenspannung und der Viskosität noch der des Gasgehaltes berücksichtigt. Auch der Einfluss der Dichte und der für den Verlauf der Blasenimplosion wichtigen Druckdifferenz

Die Gleichungen nach VDMA basieren auf Messergebnissen

$$p_2 - p_v = \frac{1 - x_F}{x_F} \cdot \Delta p \quad (36)$$

wird in den empirischen VDMA-Gleichungen, die hauptsächlich auf Messungen mit kaltem Wasser ($p_v \approx 0$ bar, $\rho_F \approx 1000$ kg/m³) beruhen, sicher nur ungenau wiedergegeben. Trotzdem hat sich die 1979 eingeführte und 1989 überarbeitete VDMA-Berechnungsmethode, die international weitestgehend als IEC 60534-8-4 übernommen wurde, gut bewährt [23].

Hinweis: Zur Zeit wird der internationale Standard IEC 60534-8-4 revidiert. Die wesentlichen Merkmale dieser neuen Norm werden in [25] dargestellt.

Bei Kavitation ($x_F \gg x_{FZ}$) erhält man die im Oktavbandbereich 0,5 bis 8 kHz in die Rohrleitung emittierte Schalleistung nach

$$L_{Wi} = 134,4 + 10 \cdot \lg \frac{W \cdot \Delta p \cdot \eta_F}{\rho_F \cdot F_L^2}$$

$$- 120 \cdot \frac{x_{FZ}^{0,0625} \cdot (1 - x_F)^{0,8}}{x_F^{x_{FZ}}} \cdot \lg \frac{1,001 - x_F}{1 - x_{FZ}} + \Delta L_F$$

mit $p \leq F_L^2 (p_1 - F_F \cdot p_V)$ (37)

Die erste Zeile der Gleichung (37) repräsentiert den Schalleistungspegel, der durch das turbulente Strömungsgeräusch verursacht wird. Die zweite Zeile berechnet den Schalleistungsanteil, der durch die Überlagerung des turbulenzbedingten Strömungsgeräuschs mit dem aus dem zeitlich statistischen Blasenkollaps resultierenden Kavitationsgeräusch entsteht. Bild 28 zeigt den Verlauf der normierten Schalleistung für Standardventile mit Parabolkegel ($\Delta L_F = 0$) in Abhängigkeit vom Betriebsdruckverhältnis mit x_{FZ} als Parameter. Bei $x_F > x_{FZ}$ steigt die Schallemission steil an, erreicht ein Maximum und fällt bei $x_F = 1$ auf den turbulenzbedingten Schalleistungspegel zurück.

Der Pegelabfall bei hohen Druckverhältnissen beruht einerseits auf der mit x_F zunehmenden Kompressibilität des Fluids (siehe Kapitel „Vermeiden von Kavitation“) und der Abnahme der treibenden Kraft $p_2 - p_V$ beim Blaseneinsturz nach Gleichung (10). Ein von der Berechnung abweichendes Kavitationsverhalten kann vom Armaturenhersteller durch die Angabe eines ventilspezifischen Korrekturgliedes $\Delta L_F = f(x_F, y)$ berücksichtigt werden. Die spektrale Verteilung der inneren Schalleistung ist abhängig von der Bauform, den Druckverhältnissen, der Auslastung und dem x_{FZ} -Wert der Armatur. Nach VDMA 24422 kann für die praktische Anwendung im Oktavbandbereich 0,5 bis 8 kHz die spektrale Verteilung unabhängig vom Betriebszustand durch ein Rauschspektrum angenähert werden, das mit 3 dB je Oktave abfällt.

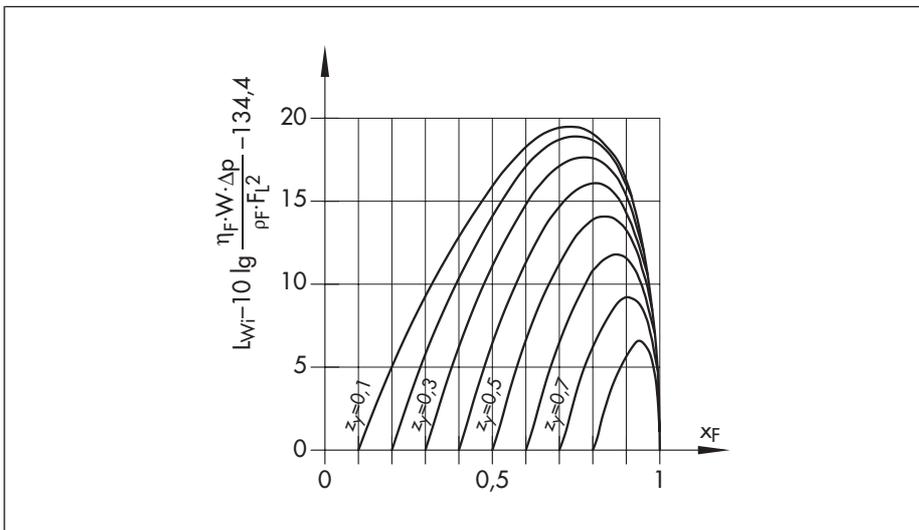


Bild 28: Schalleistung für Standardventile mit Parabolkegel ($\Delta L_F = 0$)

Eigene Messungen ergaben jedoch ein Schalleistungsspektrum gemäß Bild 29. Bei Kavitationsbeginn ($x_F = x_{FZ}$) ist die in den einzelnen Oktavbändern abgestrahlte Schalleistung ungefähr gleich: mit steigendem Druckverhältnis dominieren die niedrigen Frequenzen.

Mit steigendem Druckverhältnis dominieren niedrige Frequenzen

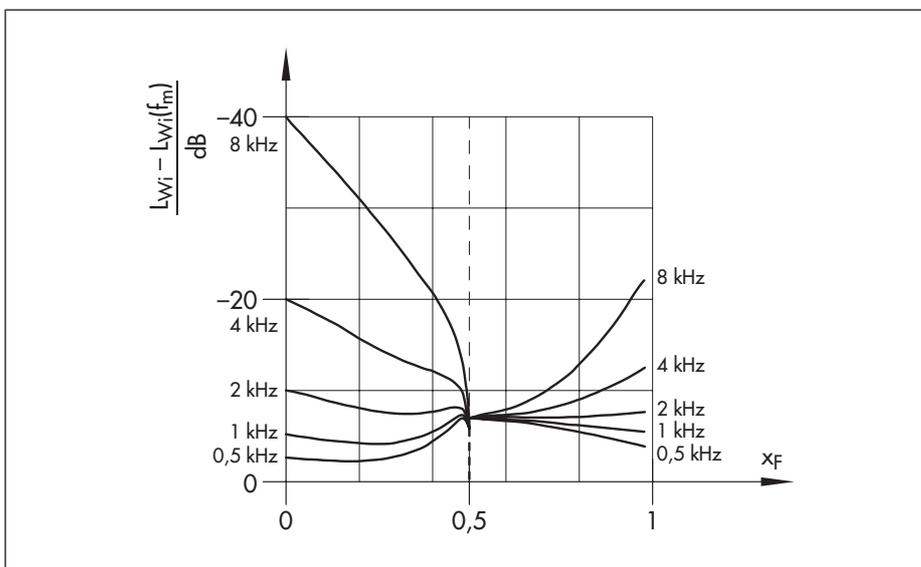


Bild 29: Gemessenes Schalleistungsspektrum (siehe auch [25])

Kavitationslumineszenz

Zum Schluß soll noch ein Kavitationsphänomen vorgestellt werden, das zwar im Zusammenhang mit Stellventilen ohne jede Bedeutung ist, sich aber hervorragend eignet, die extremen, weitgehend unerforschten Zustände bei der Blasenimplosion nochmals aufzuzeigen – die Kavitationslumineszenz. In der Kavitationszone werden unter bestimmten Bedingungen kleine Lichtblitze mit einer spektralen Verteilung von nahe Infrarot bis in den ultravioletten Bereich beobachtet. Einige Autoren führen die Lichtemission auf die photochemische Rekombination von Gasmolekülen zurück, die bei dem Blasenkollaps thermisch dissoziiert wurden. Andere meinen, dass die Lichtblitze bei der Rekombination von freien Ionen auftreten, die beim Blaseneinsturz durch die mechanische Beanspruchung der Moleküle entstehen. Eine weitere Theorie postuliert nichtsphärische Blasen, die von einer Schicht aus Dipolen umgeben sind. Die Leuchterscheinungen entstehen durch das Entladen der Dipole bei Blaseneinsturz. Schließlich sei noch die Theorie der „Heißen Flecken“ genannt, die davon ausgeht, dass die mit dem Blasenkollaps verbundene Gas-kompression zu so extrem hohen Temperaturen führt, dass das Gas aufglüht.

Anhang A1: Literaturverzeichnis

- [1] Ackeret, J.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen über Hohlraumbildung im Wasser, Techn. Mechanik und Thermodynamik, Band 1, Nr. 1, Berlin, Januar 1930
- [2] Becker, R.; Döring, W.: Kinetische Behandlung in übersättigten Dämpfen, in Volmer, M.: Kinetik der Phasenbildung, Verlag Steinkopf, Leipzig 1939, Seite 156–165
- [3] Briggs, L. J.: The Limiting Negative Pressure of Water, Journal of Applied Physics, Vol. 21, Juli 1950, Seite 721–722
- [4] Harvey, E. N.; McElroy, W. D.; Whitely, A.H.: On Cavity Formation in Water, Journal of Applied Physics, Vol. 18, Feb. 1947, Seite 162 – 172
- [5] Lehmann, A. F.: Young J.O.: Experimental Investigations of Incipient and Desinent Cavitation, Journal of Basic Engineering, June 1964, Seite 275–284
- [6] Jeschke, N. und Gruner, K.: Geräuschverhalten von Stellventilen, Regelungstechnische Praxis, Mai 1975
- [7] DIN 45635: Geräuschmessungen an Maschinen, Blatt 50: Luftschallemission, Hüllflächenverfahren, Armaturen, August 1987
- [8] Oldenzil, D. M.: Bubble Cavitation in Relation to Liquid Quality, Delft Hydraulics Laboratory, Publikation Nr. 21, Mai 1979, Seite 224–240
- [9] Rayleigh, L.: On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Cavity, Phil. Mag., Vol. 34, 1917, Seite 94–98

- [10] Güth, W.: Zur Entstehung der Stoßwellen bei der Kavitation, *Acustica*, Vol. 6, 1956, Seite 526–531
- [11] Knapp, R.T.; Daily, J.; Harnmit F.: *Cavitation*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1970, Seite 343–347
- [12] Plesset, M. S.; Chapman R. S.: Collapse of an Initially Spherical Vapour Cavity in the Neighbourhood of a Solid Boundary, *Journal Fluid Mechanics*, Vol. 47, Part 2, Seite 283–290
- [13] Lauterborn, W.: Kavitation durch Laserlicht, *Acustica*, Vol. 31, 1974, Seite 51–78
- [14] Lauterborn, W.: Jetbildung und Erosion, VDI Technologiezentrum Physikalische Technologien, Technologiefrüherkennung Band 32, Von der Kavitation zur Sonotechnologie, 2000, Seite 35–36
- [15] Knapp, R.T.: Recent Investigations of Cavitation and Cavitation Damage, *Trans. ASME*, 77, 1955, Seite 1045–1054
- [16] Berger, J.: Kavitationserosion und Maßnahmen zu ihrer Vermeidung in Hydraulikanlagen für HFA-Flüssigkeiten, Dissertation, TH Aachen, 1983
- [17] Garcia, R.; Hammitt, F.G.: Cavitation Damage and Correlations with Material and Fluid Properties, *Journal of Basic Engineering*, Dezember 1967, Seite 753–763
- [18] Kiesbauer, J: Stellventile bei kritischen Prozessbedingungen in Raffinerien, Sonderdruck „Industriearmaturen“, 2001, SAMSON AG, Seite 4–5
- [19] Stiles, G. F.: Sizing Control Valves for Choked Conditions Due to Cavitation or Flashing, *ISA Handbook of Control Valves*, Instrument Society of America, 1976

- [20] Baumann, H. D.: The Introduction of a Critical Flow Factor for Valve Sizing, Paper presented at ISA Annual Conference, Oktober 1962
- [21] Wijngaarden, L.: Sound and Shock Waves in Bubbly Liquids, in Lauterborn, W.: Cavitation and Inhomogenities in Underwater Acoustics, Springer Series in Elektrophysics 4, Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1980, Seite 127–140
- [22] Lyamshev, L. M.: On the Theory of Hydrodynamic Cavitation Noise; Soviet Physics-Acoustics, Vol. 14, Nr. 4, April-Juni 1970
- [23] VDMA-Einheitsblatt 24422, Richtlinien für die Geräuschberechnung bei Regel- und Absperrarmaturen, Beuth Verlag, Berlin, Januar 1989
- [24] Vnucec, D., Kiesbauer, J.: Übersicht über die Genauigkeit von Schallberechnungsnormen b. Stellgeräten, Oldenbourg Verlag, München, Germany, Heft 7, 2003
- [25] Kiesbauer, J., Baumann, H.D.: "News in the prediction of hydrodynamic noise of control valves", Industriearmaturen , Vulkanverlag, Essen, Germany, Heft 3,2002

Bildverzeichnis

Bild 1:	Theoretische Zugfestigkeitswerte für ideales Wasser	10
Bild 2:	Zugfestigkeitswerte für reines Wasser	11
Bild 3:	Kritischer Keimradius bei variierenden Gaskonzentrationen . . .	13
Bild 4:	Druckverteilung im Ventil	15
Bild 5:	Ermittlung des Kavitationskoeffizienten x_{FZ}	16
Bild 6:	Kavitationszonen bei unterschiedlichen x_F -Werten	16
Bild 7:	Abhängigkeit des Druckverhältnisses x_F vom Gasgehalt	17
Bild 8:	Schematische Darstellung der Blasenimplosion	20
Bild 9:	Anzahl energiereicher Stöße in einer Kavitationszone	22
Bild 10:	Zeitlicher Verlauf der Kavitationserosion	26
Bild 11:	Kavitationskammer	30
Bild 12:	Magnetostriktiver Schwinger	30
Bild 13:	Werkstoffeigenschaft UR	31
Bild 14:	Kavitationsresistenz	32
Bild 15:	Kavitationsfreier Arbeitsbereich von Stellgeräten	35
Bild 16:	Das AC-Drosselsystem	36
Bild 17:	Mehrstufiger Axialkegel (SAMSON Ventil Typ 3251)	36
Bild 18:	x_{FZ} -Werte von mehrstufigen Ventilen	38
Bild 19:	Kegelbauformen	39
Bild 20:	Gefährdete Bereiche an einem Parabolkegel	41
Bild 21:	Strahlumlenkung am V-Port-Kegel	41
Bild 22:	Kavitationszone am Lochkegel	42
Bild 23:	Der ventilspezifische Faktor F_L	43

Bild 24: Der kritische Druck p_{DK} 44

Bild 25: Faktor F_F als Maß für das kritische Druckverhältnis. 45

Bild 26: Drehmomentverlauf an einer Drosselklappe. 47

Bild 27: Schallgeschwindigkeit als Funktion der Blasenkonzentration . . 49

Bild 28: Schalleistung für Standardventile mit Parabolkegel ($\Delta L_F = 0$). . 55

Bild 29: Gemessenes Schalleistungsspektrum 55

Tabelle 1: Maximalwerte bei variierendem Gasgehalt 19

Tabelle 2: Grenzen zur Vermeidung von Kavitationserosion 40

NOTIZEN

SAMSON voll auf Qualitätskurs



Bvbi

**Die Auszeichnung unseres Qualitäts-
sicherungsystems garantiert hohe
Produkt- und Dienstleistungsqualität.**



SAMSON AG · MESS- UND REGELTECHNIK · Weismüllerstraße 3 · 60314 Frankfurt am Main
Telefon 069 4009-0 · Telefax 069 4 009-1507 · E-Mail: samson@samson.de · Internet: <http://www.samson.de>