Zeitschrift: Wasser Energie Luft = Eau énergie air = Acqua energia aria
Herausgeber: Schweizerischer Wasserwirtschaftsverband
Band: 88 (1996)
Heft: 1-2

Artikel: Kavitation in Ablösungswirbel
Autor: Martin, Helmut
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-940325

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 11.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Kavitation in Ablösungswirbeln

von Wasserbauten, Regulierorganen und hydraulischen Maschinen

Helmut Martin

1. Einführung

Erosion an Bauteilen sowie Erschütterungen und Schwingungen sind die gefürchteten Auswirkungen von Kavitationserscheinungen an wasserbaulichen und wasserwirtschaftlichen Anlagen. Besonders gefährdet sind Bauteile, die mit schnell fliessendem Wasser bei geringen Systemdrücken in Verbindung stehen. Kavitation kann z.B. in Schussrinnen, an Tosbeckeneinbauten aber auch im Auslaufbereich von Armaturen in Rohrleitungen und in Turbinen von Wasserkraftanlagen auftreten.

Beachtliche Kavitationsschäden, besonders im Wasserkraftanlagenbau, führten zu theoretischen und experimentellen Untersuchungen, die das Ziel verfolgten, Kriterien für das Auftreten von Kavitationserscheinungen zu ermitteln. In diesem Zusammenhang erwies sich eine von *Thoma* formulierte Kennzahl als besonders geeignet (*Thoma,* 1924). In der neueren Literatur wird die dimensionsfreie Kavitationskennzahl σ für grundlegende Untersuchungen meistens in der Form

$$\sigma = \frac{p_\infty - p_D}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_\infty^2} \tag{1}$$

geschrieben. Darin bezeichnen p_∞ und v_∞ den Druck und die Geschwindigkeit in der ungestörten Strömung, ρ die Dichte und p_D den Dampfdruck des Wassers.

Die klassische Theorie geht von der Vorstellung aus, dass beim Erreichen des Dampfdruckes im Wasser Kavitationsblasen entstehen und der Kavitationsbeginn ausgelöst wird. Der Druckabstand im Zähler der Kavitationskennzahl σ steht somit für die Sicherheit gegen Kavitation. Aus dem dynamischen Druck im Nenner folgt im Störbereich die mögliche Geschwindigkeitserhöhung und die damit verbundene Druckabsenkung, die z.B. bei der Umströmung eines Körpers wirksam wird. Für eine reine Potentialströmung kann daher die Schlussfolgerung gezogen werden, dass σ tatsächlich eine Kennzahl darstellt, die nur von der Form eines Körpers im Störbereich bestimmt wird, so dass mit σ = const. eine Ähnlichkeitsbeziehung vorliegt.

Heute ist bekannt, dass diese vereinfachte Vorstellung und der darauf aufgebaute integrale Parameter σ viele Einflussgrössen des Kavitationsgeschehens nicht erfasst. Zum Beispiel wird die Turbulenz der Strömung, Form und Oberflächenrauheit des Störkörpers sowie die Wasserqualität (Keimspektrum) nicht berücksichtigt. Bei der Übertragung von Modellergebnissen auf die Grossausführung mussten daher sogenannte Massstabseffekte beachtet werden, die wiederholt Gegenstand von theoretischen und experimentellen Untersuchungen waren (*Eickmann,* 1992).

2. Kavitationsmodell in Ablösungswirbeln

Plötzliche Querschnittsänderungen in einem Strömungskanal führen zu Ablösungserscheinungen, bei denen sich zwischen Wandung und Hauptströmung ein Ablösungsbereich mit einer hochturbulenten Strömung herausbildet, die teilweise der Hauptströmung entgegengerichtet ist und mit

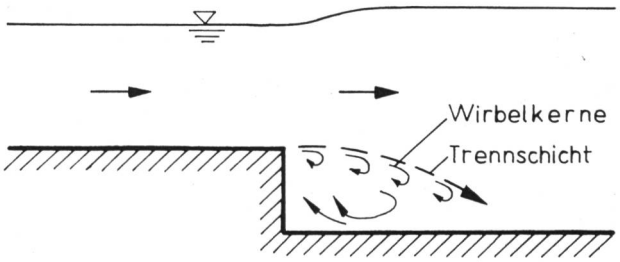

Bild 1. Stochastisch ablösende Mikrowirbel an einer Sohlstufe.

dieser über einen Impuls- und Flüssigkeitsaustausch in Verbindung steht. Zwischen den beiden Strömungen befindet sich eine von den Ablösungsstromlinien gebildete Trennschicht, die im zeitlichen Mittel als stationär betrachtet werden kann, jedoch starke örtliche und zeitliche Instabilitäten aufweist. Durch geringe Störungen rollen sich die Trennflächen zu spiralförmigen Windungen auf und zerfallen in einzelne Wirbel. Bei diesem sich ständig wiederholenden Prozess entstehen stabile Mikrowirbel (forced vortex), die als Wirbelkerne mit sehr kleinen, jedoch endlichen Durchmessern betrachtet werden können (Bild 1).

Unterstellt man, dass sich die Flüssigkeit im Wirbelkern mit der Winkelgeschwindigkeit ω wie eine feste Scheibe dreht (Rankine-Wirbel), so bilden die den Druckhöhenverlauf charakterisierenden Standrohrspiegellagen eine Niveaufläche, die mit den Bezeichnungen des Bildes 2 durch die Differentialgleichung

$$\omega^2 \cdot r \,.\, dr - g \,.\, dz = 0 \tag{2}$$

beschrieben wird. Die Integration liefert

$$z - z_u = \frac{\omega^2 r^2}{2} \tag{3}$$

und die grösste Druckabsenkung vom Niveau der Druckhöhe am Rand des Wirbelkerns $p_K/\rho g$ ergibt sich zu

$$z_0 - z_u = \frac{\Delta p}{\rho g} = \frac{\omega^2 r_K^2}{2} \tag{4}$$

Für die Druckhöhe im Zentrum des Wirbelkerns folgt somit

$$\frac{p_i}{\rho g} = \frac{p_K}{\rho g} - \frac{\omega^2 r_K^2}{2g} \tag{5}$$

bzw. mit $v_K = \omega \cdot r_K$

$$\frac{p_i}{\rho g} = \frac{p_K}{\rho g} - \frac{v_K^2}{2g} \tag{6}$$

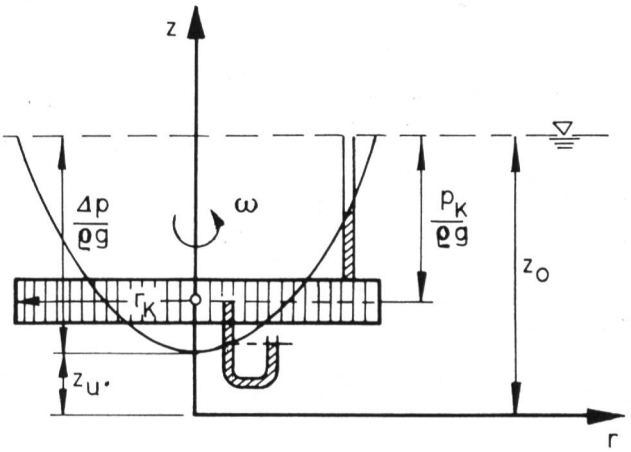

Bild 2. Druckabsenkung in einem Wirbelkern.

Dabei kann die Strömungsgeschwindigkeit v_K in der Trennfläche als Bahngeschwindigkeit am Rand des Wirbelkerns gedeutet werden, die einen Drehimpuls auf den Wirbelkern überträgt.

In turbulenten Strömungen ist zu beachten, dass die Bahngeschwindigkeit durch Schwankungskomponenten in Strömungsrichtung ständig vergrössert oder verkleinert wird. Für die grösste Druckminderung und somit für den Beginn der Kavitation ist daher

$$v_{Kmax} = \overline{v_K} + v'_K \tag{7}$$

massgebend.

Dabei sind aber nur die Schwankungen v'_K zu berücksichtigen, deren Einwirkzeit noch so gross ist, dass durch die erzeugten «negativen Druckspitzen» im Wirbelkern eine Kavitationswirkung ausgelöst wird. Setzt man

$$v_{Kmax} = \overline{v_K} + C \cdot \sqrt{\overline{v'^2_K}}\,, \tag{8}$$

so kann in diesem Zusammenhang auf Untersuchungsergebnisse von *Arndt, Ippen,* 1968, zurückgegriffen werden, in denen für die Konstante *C* der Wert 1,64 ermittelt wurde. Der Effektivwert $\sqrt{\overline{v'^2_K}}$ schwankt in den Trennflächen abgelöster Strömungen beachtlich. Aus experimentellen Untersuchungen in der Trennfläche einer plötzlichen Rohrerweiterung wurde von *Chaturvedi,* 1963, der maximale Wert von

$$\sqrt{\overline{v'^2_K}} = 0{,}21 \cdot \overline{v_K} \tag{9}$$

ermittelt. Für diesen Strömungstyp ergibt sich somit aus Gl. (8)

$$v_{K\,max} = \overline{v_K} \cdot (1 + 1{,}64 \cdot 0{,}21) = 1{,}34 \cdot \overline{v_K}\ . \tag{10}$$

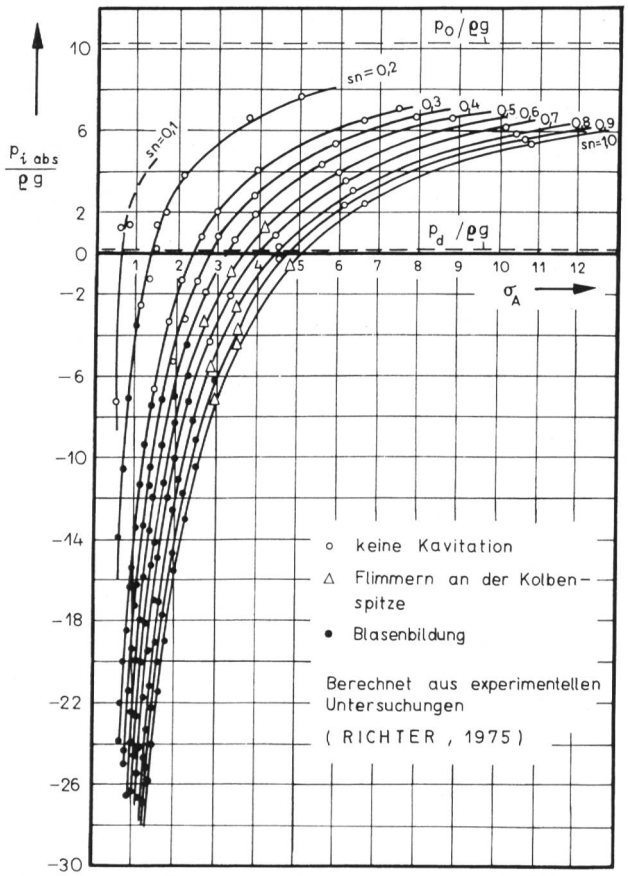

Bild 3. Absolute Druckhöhe in Wirbelkernen $P_{i\,abs}/\rho g$ in Abhängigkeit von der Kavitationskennzahl σ_A.

Für unterschiedliche Turbulenzintensitäten kann somit

$$v_{K\,max} = k_T \cdot \overline{v_K} \tag{11}$$

gesetzt werden. Der absolute minimale Druck $p_{i\,abs}$ im Wirbelkern folgt damit aus

$$\frac{p_{i\,abs}}{\rho g} = \frac{p_K}{\rho g} + \frac{p_0}{\rho g} - \frac{k_T^2 \cdot \overline{v_K}^2}{2g}\ . \tag{12}$$

3. Überprüfung des Kavitationsmodells

3.1 Experimentelle Untersuchungen an Ringkolbenventilen

Im Zusammenhang mit den experimentellen Ermittlungen von Strömungsparametern für Ringkolbenventile in Rohrleitungen mit nachgeschalteten Auslaufkonstruktionen (*Martin,* 1983) war es möglich, das Auftreten von Kavitationsblasen zu beobachten. Die Ergebnisse dieser experimentellen Untersuchungen wurden mit dem entwickelten Kavitationsmodell analysiert und der Druck $p_{i\,abs}$ in den Wirbelkernen beim Einsetzen der Kavitation bestimmt. Im Bild 3 sind für unterschiedliche Stellverhältnisse sn des Ventils die ermittelten Zusammenhänge $p_{i\,abs} = f(\sigma_A)$ dargestellt und Beobachtungen zum Kavitationsverhalten, wie Flimmern an der Kolbenspitze und Blasenbildung, vermerkt. Die dimensionslose Kavitationskennziffer σ_A wurde dabei – wie in der Armaturenindustrie üblich – durch

$$\sigma_A = \frac{p_{RU} + p_0 - p_D}{\rho \frac{v_R^2}{2}(1 + \zeta_R)} \tag{13}$$

definiert. Darin bezeichnet

p_{RU} den Druck hinter der Armatur,

v_R die mittlere Geschwindigkeit im Querschnitt mit dem Nenndurchmesser,

ζ_R den Verlustbeiwert.

Es zeigt sich, dass eine Blasenbildung erst auftritt, wenn der Druck im Zentrum des Ablösungswirbels den Dampfdruck beachtlich unterschritten hat. Die kritische Druckhöhe liegt etwa zwischen −4 m und −7 m. Die Schwankungen in diesem Bereich resultieren vermutlich zum einen aus dem jeweiligen Keimspektrum und zum anderen aus der einfachen optischen Bestimmung des Kavitationsbeginns.

Bei Stellverhältnissen sn > 0,5 zeigt das Flimmern an der Kolbenspitze Kavitationserscheinungen an, die auf Ablösungswirbel am Kolben hindeuten. Kavitation mit Blasenbildung tritt auf, wenn $\sigma_A < 3$ wird. Aus dem Verlauf der Funktionen ist zu erkennen, dass eine geringfügige Verkleinerung des σ_A-Wertes genügt, um die Druckabsenkung in den Wirbelkernen und damit die Intensität der Kavitation erheblich zu verstärken.

3.2 Experimentelle Untersuchungen im Kavitationstunnel

Grundlegende Untersuchungen zur Erfassung des Kavitationsbeginns wurden mit Erfolg im Kavitationstunnel der Versuchsanstalt des Lehrstuhles für Wasserbau und Wassermengenwirtschaft der Technischen Universität München durchgeführt (*Keller,* 1973), (*Keller, Prasad,* 1978), (*Eickmann,* 1992).

Die von *Eickmann,* 1992, veröffentlichten Versuchsergebnisse bieten sich dabei besonders für eine Analyse mit dem Kavitationsmodell an. Bei diesen Untersuchungen wurde der Kavitationsbeginn bei Testkörpern unterschiedlicher Geometrie im Kavitationstunnel bestimmt, wobei Wasser ohne, mit mittlerer und hoher Zugspannungsfestig-

keit verwendet wurde. Aus den Untersuchungen wurden die Ergebnisse für einen zylinderförmigen Testkörper (Testkörperform: F) mit einem Durchmesser von 60 mm ausgewählt. Diese Testkörperform bietet die Gewähr für eine eindeutige Strömungsablösung. Ausserdem standen für diesen Testkörper dimensionslose Druckverteilungen an der Kontur des Festkörpers zur Verfügung, die bereits 1978 von *Keller* ermittelt wurden. Aus dem Druck- und Geschwindigkeitsfeld dieses Testkörpers wird weiterhin deutlich, dass die Gleichsetzung der minimalen Druckwerte auf der Oberfläche des Testkörpers mit den Druckwerten im Bereich der Ablösungswirbel als brauchbare Näherung angesehen werden kann.

Für den maximalen Druckbeiwert bestimmte *Keller* für die Testkörperform F:

$$c_p = \frac{p_\infty - p_{K\,abs}}{\frac{1}{2}\cdot \rho \cdot v_\infty^2} = 0{,}7 \qquad (14)$$

Unter Beachtung von Gl. (12) erhält man

$$\frac{v_K^2}{2g} = \left(\frac{p_\infty}{\rho\cdot g} - c_p\frac{v_\infty^2}{2g} - \frac{p_{i\,abs}}{\rho\cdot g}\right)\frac{1}{k_T^2} \qquad (15)$$

und für eine verlustlose Strömung folgt:

$$\frac{p_\infty}{\rho g} + \frac{v_\infty^2}{2g} = \left(\frac{p_\infty}{\rho g} - c_p\frac{v_\infty^2}{2g} - \frac{p_{i\,abs}}{\rho g}\right)\frac{(1+k_T^2)}{k_T^2} + \frac{p_{i\,abs}}{\rho g} \qquad (16)$$

und mit $k_C = \frac{1+k_T^2}{k_T^2}$

ergibt sich der Zusammenhang

$$p_{\infty\,abs} = p_{i\,abs} - \frac{\rho}{2}\cdot v_\infty^2 \cdot \frac{(k_C\cdot c_p + 1)}{1-k_C}\,. \qquad (17)$$

Für die Turbulenz im Kavitationstunnel wurde in den Bereich v_∞ = 5 bis 10 m/s aus den Angaben von *Eickmann,* 1992, im Mittel

$$\sqrt{\overline{v_K^2}} = 0{,}12$$

ermittelt. Damit ergibt sich für die Konstante k_T entsprechend Gl. (10) und Gl. (11):

k_T = 1+1,64 . 0,12 = 1,20
bzw. k_C = 1,69.

Bild 4 zeigt für unterschiedliche $p_{i\,abs}$-Werte den Zusammenhang von p_∞ und v_∞. In diesem Diagramm sind die

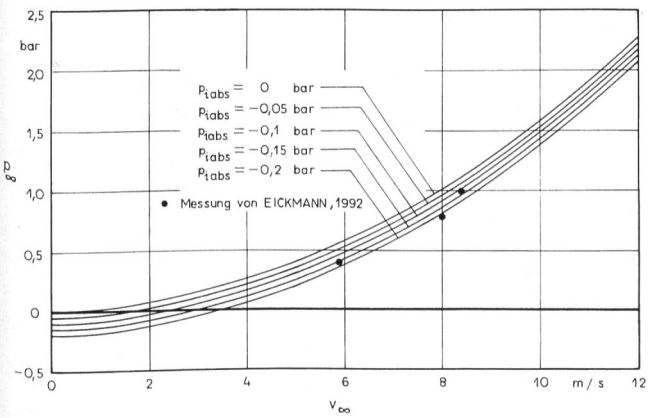

Bild 4. Beginnende Kavitation im «Druck-Geschwindigkeits-Diagramm» für Wasser ohne Zugspannungsfestigkeit.

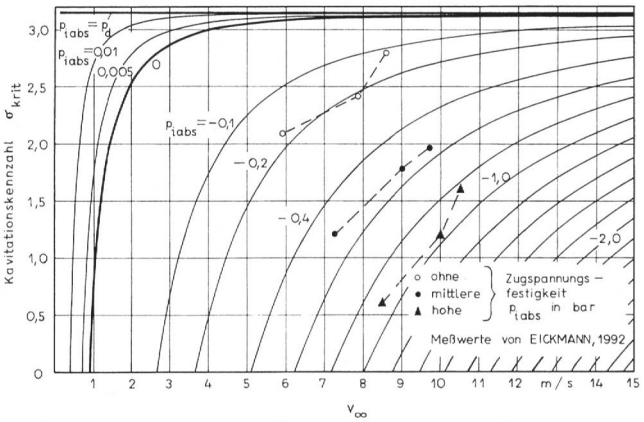

Bild 5. $\sigma_{krit} = f(v_\infty)$ für beginnende Kavitation für unterschiedliche Zugfestigkeiten $P_{i\,abs}$.

Messwerte aus (*Eickmann,* 1992) für den Beginn der Kavitation am beschriebenen stumpfen Testkörper F eingetragen. Diese Untersuchungen wurden mit Wasser «ohne Zugspannungsfestigkeit» durchgeführt. Für die absoluten kritischen Druckwerte, bei deren Erreichen die Kavitation beginnt, werden für diese Wasserqualität je nach Systemdruck Werte von 0,2 bis −0,5 bar angegeben. Das Kavitationsmodell Gl. (12) liefert für die Messpunkte $p_{i\,abs}$-Werte von −0,1 bis −0,2 bar, die somit sehr gut in dem von *Eickmann* angegebenen Druckbereich liegen. Ausserdem schliessen die Druckwerte an dem im Bild 3 dargestellten kritischen Druckbereich mit optisch ermittelter Kavitation an.

Setzt man nun die ermittelte Druck-Geschwindigkeits-Beziehung Gl. (17) in Gl. (1) ein, so erhält man für die kritische Kavitationskennzahl

$$\sigma_{krit} = \frac{p_{i\,abs} - p_D}{\frac{\rho}{2}\cdot v_\infty^2} - \frac{k_C\cdot c_p + 1}{1-k_C}\,, \qquad (19)$$

die mit den Parametern p_D = 1230 Pa, k_C = 1,69 und c_p = 0,7 für unterschiedliche $p_{i\,abs}$-Werte im Bild 5 dargestellt ist.

Interessant ist, dass sich für die Annahme der klassischen Theorie $p_{i\,abs} = p_D$ die Kavitationskennziffer tatsächlich als konstanter Wert mit

$$\sigma_{krit} = -\frac{k_C\cdot c_p + 1}{1-k_C} \qquad (20)$$

ergibt und somit nur von der Turbulenz im Anströmbereich und der Geometrie des Testkörpers abhängig ist. Im vorliegenden Fall ergibt sich σ_{krit} = 3,15.

Für $p_{i\,abs}$-Werte kleiner als der Dampfdruck können bei diesem Modell Geschwindigkeiten $v_{\infty 0}$ bestimmt werden, bei denen σ_{krit} = 0 ist, d. h., dass bei diesen Geschwindigkeiten p_∞ auf das Dampfdruckniveau abgesenkt werden muss. Bei noch kleineren Geschwindigkeiten ($v_\infty < v_{\infty 0}$) muss p_∞ unter das Dampfdruckniveau gesenkt werden, um Kavitation auszulösen. In diesem Fall wird σ_{krit} negativ.

In Bild 5 sind nun wieder die von *Eickmann,* 1992, für den Testkörper F (Durchmesser 60 mm) angegebenen Messwerte eingetragen. Die Messwerte für Wasser «ohne Zugfestigkeit» liegen – wie erwartet – in einem $p_{i\,abs}$-Bereich zwischen −0,1 und −0,2 bar. Die Messwerte für «mittlere» und «hohe Zugfestigkeit» folgen den ermittelten Kurven für $p_{i\,abs}$ = const. sehr gut, ordnen sich allerdings bei einem $p_{i\,abs}$-Wert von etwa −0,5 bar für Wasser mit mittlerer Zugfestigkeit bzw. zwischen −0,8 und −1,0 bar für Wasser mit hoher Zugfestigkeit ein. Diese Werte liegen damit beachtlich unter den von *Eickmann* angegebenen Werten von −1,1 bis −2,0

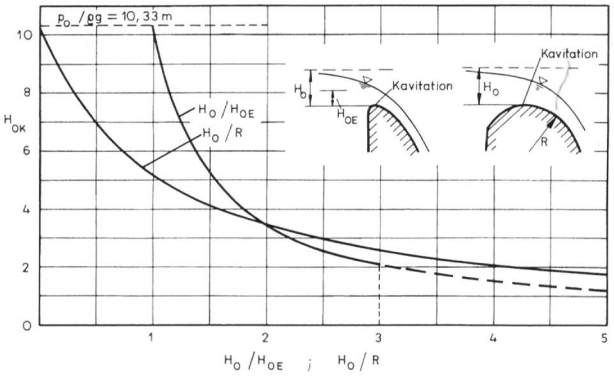

Bild 6. Kritische Überfallenergiehöhen H_{0K} bei Kavitationsbeginn.

bar bei mittlerer und –2,4 bis –3,5 bar bei hoher Zugfestigkeit.

Aus diesem Ergebnis wird deutlich, dass bei besonders behandeltem Wasser die Zusammenhänge wesentlich empfindlicher werden und eine Übereinstimmung von experimentellen und theoretischen Werten sicher nur mit beachtlichem Aufwand zu erreichen ist. Für unbehandeltes Wasser dürfte dagegen in den üblichen Temperaturbereichen von 10 °C bis 20 °C bei einer Druckabsenkung in den Wirbelkernen auf absolute Druckwerte von 0 bis –1,0 bar Kavitation eintreten.

Aus den Untersuchungen folgt weiter, dass die Einhaltung der Bedingung

$$p_{i\,abs} = 0$$

eine gewisse Sicherheit gegen Kavitation in Ablösungswirbeln darstellt und daher aus dieser Bedingung Schlussfolgerungen für eine praktische Anwendung gezogen werden können.

4. Anwendung des Kavitationsmodells

4.1 Überfallströmungen

Bei Überfallströmungen kann durch die Druckverminderung im Bereich der Überfallkrone Kavitationsgefahr auftreten. Dabei wachsen bei glatten Überfallkonturen die Kavitationsblasen im allgemeinen aus der Grenzschicht. Legt man der Betrachtung jedoch schalungsrauhen Beton mit grösseren Rauhigkeitserhebungen zugrunde, so ist auch eine Kavitation in Ablösungswirbeln denkbar, wobei die Druck- und Geschwindigkeitsverhältnisse auf der Überfallkontur im Scheitelbereich des Überfalls als Randbedingungen des Kavitationsmodells wirken.

Für eine verlustfreie Überfallströmung mit

$$\frac{p_K}{\rho g} + \frac{v_K^2}{2g} = H_0$$

folgt mit $k_T = 1{,}0$ und $p_{i\,abs} = 0$ aus Gl. (12)

$$2 \cdot \frac{p_K}{\rho g} + \frac{p_0}{\rho g} = H_{0K}\,. \tag{21}$$

Darin bezeichnet H_{0K} eine Überfallenergiehöhe, bei der Kavitation auf dem Überfallrücken beginnt, und $p_0/\rho g$ die Luftdruckhöhe.

Für den minimalen Druck auf der Überfallkontur eines Standardüberfalles, der entsprechend der Entwurfsüberfallenergiehöhe H_{0E} geformt ist, folgt unter Vernachlässigung des Einflusses der Anströmgeschwindigkeit aus (*Schirmer,* 1976)

$$\frac{p_{min}}{\rho g H_0} = 1 - \frac{H_0}{H_{0E}}\,. \tag{22}$$

Setze man H_0 gleich der krititschen Überfallenergiehöhe H_{0K} ($H_0 = H_{0K}$) und $p_{min} = p_K$, so ergibt sich aus Gl. (22) unter Beachtung von Gl. (21)

$$H_{0K} = \frac{\dfrac{p_0}{\rho g}}{2\dfrac{H_0}{H_{0E}} - 1}\,. \tag{23}$$

Für einen kreisförmigen Überfall mit dem Radius R ist mit guter Näherung (*Schirmer,* 1976)

$$\frac{p_{min}}{\rho g H_0} = -\frac{H_0}{2 \cdot R}\,. \tag{24}$$

Daraus folgt für die kritische Überfallenergiehöhe H_{0K}

$$H_{0K} = \frac{\dfrac{p_0}{\rho g}}{\dfrac{H_0}{R} + 1} \tag{25}$$

Die Beziehungen für die kritischen Überfallenergiehöhen sind im Bild 6 dargestellt. Überschreitet also bei einem vorgegebenen Verhältnis H_0/H_{0E} bzw. H_0/R die Überfallenergiehöhe H_0 den kritischen Wert von H_{0K}, wird der absolute Druck in den Wirbelkernen kleiner als null, was mit Kavitationserscheinungen verbunden ist. Die Darstellung zeigt, dass für Verhältnisse von

$$1 < \frac{H_0}{H_{0E}} < 3\,,$$

bei denen bei Standardüberfällen noch keine Strahlablösung auftritt, im allgemeinen keine Kavitation zu befürchten ist. Selbst bei dem extremen Verhältnis von $H_0/H_{0E} = 3$ kann die Überfallenergiehöhe noch 2 m erreichen. Für kreisförmige Überfälle darf die Überfallenergiehöhe bei $H_0/R = 5$ etwa 1,72 m betragen. Die Gefahr der Strahlablösung ist bei diesem Verhältnis aber bereits sehr gross.

4.2 Strömungen in Schussrinnen

In Schussrinnen fliesst das Wasser mit grosser Geschwindigkeit bei geringen statischen Drücken. Unregelmässigkeiten in der Sohlengestaltung, wie Übergänge von gepanzerten zu betonierten Strecken, Grate von stumpfgestossenen Schalungsbrettern und anderen zufälligen Unebenheiten, können Ablösungswirbel hervorrufen, in denen Kavitationsvorgänge eingeleitet werden können. Zur Ver-

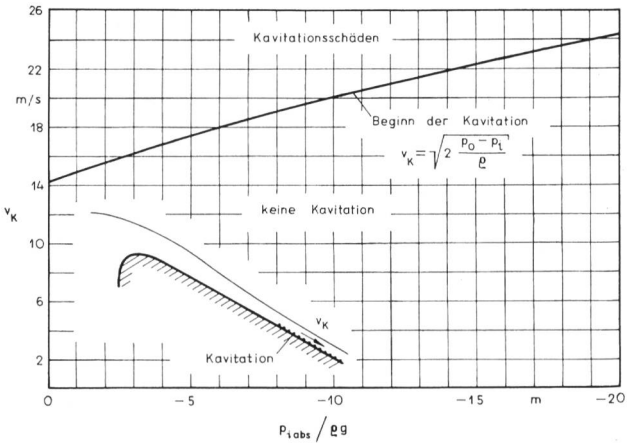

Bild 7. Kritische Fliessgeschwindigkeiten v_K in Schussrinnen beim Beginn der Kavitation.

meidung von Kavitationserosion wurden unterschiedliche Sohlenbelüfter entwickelt (*Pinto,* u. a., 1982), (*Vischer,* 1985).

Aus der Literatur sind für Unregelmässigkeiten im Bereich der Schussrinnensohle kritische Kavitationskennzahlen für den Beginn der Kavitation bekannt. Für einen Absatz in der Schussrinnensohle von 6 mm wurde z. B. von *Hamilton,* 1983/84,

$$\sigma_{krit} = 1 \tag{26}$$

bestimmt.

Wendet man das Kavitationsmodell Gl. (12) auf Schussrinnenströmungen an, so erhält man mit den Näherungen

$$k_T = 1 \text{ und } \frac{p_K}{\rho g} = \frac{p_0}{\rho g}$$

die einfache Beziehung

$$\frac{p_{i\,abs}}{\rho g} = \frac{p_0}{\rho g} - \frac{v_K^2}{2g} \tag{27}$$

bzw. für die kritische Geschwindigkeit in der Schussrinne

$$v_{krit} = v_K = \sqrt{2\frac{p_0 - p_{i\,abs}}{\rho}}\,. \tag{28}$$

Im Bild 7 ist diese Beziehung für unterschiedliche Zugfestigkeiten $p_{i\,abs}$ des Wassers dargestellt. Daraus folgt, dass im allgemeinen bei Geschwindigkeiten von 20 m/s ($p_{i\,abs} \approx$ –1 bar) mit Kavitation gerechnet werden muss. $p_{i\,abs} = 0$ liefert ein v_K von etwa 14 m/s. Der in (*Vischer,* 1985) angegebene kritische Geschwindigkeitsbereich von 30 bis 35 m/s erscheint daher im Lichte des vorgestellten Kavitationsmodells als zu hoch.

Die klassische Definition der Kavitationskennzahl Gl. (1) liefert mit den für praktische Zwecke ausreichenden Näherungen

$p_D = p_{i\,abs} = 0$ und $p_K = p_0$

$$\sigma_{krit} = \frac{p_0}{\rho\frac{v_K^2}{2}}\,. \tag{29}$$

Unter Beachtung von Gl. (27) und $p_{i\,abs} = 0$ folgt daraus ebenfalls

$$\sigma_{krit} = 1.$$

4.3 Armaturenhydraulik

Aus dem Gebiet der Armaturenhydraulik sollen die Strömungsverhältnisse im Auslaufbereich eines Ringkolben-

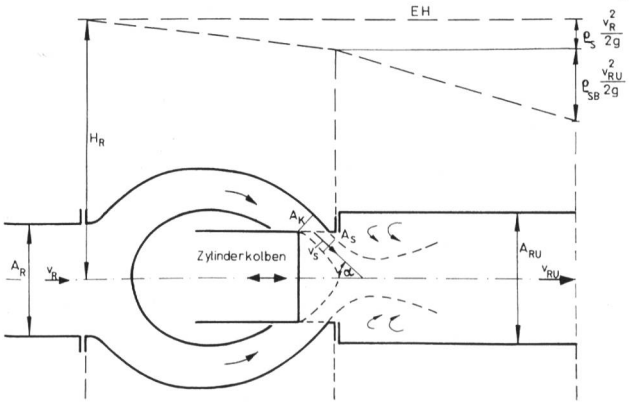

Bild 8. Strömungsverhältnisse im Aus- und Nachlaufbereich von Ringkolbenventilen.

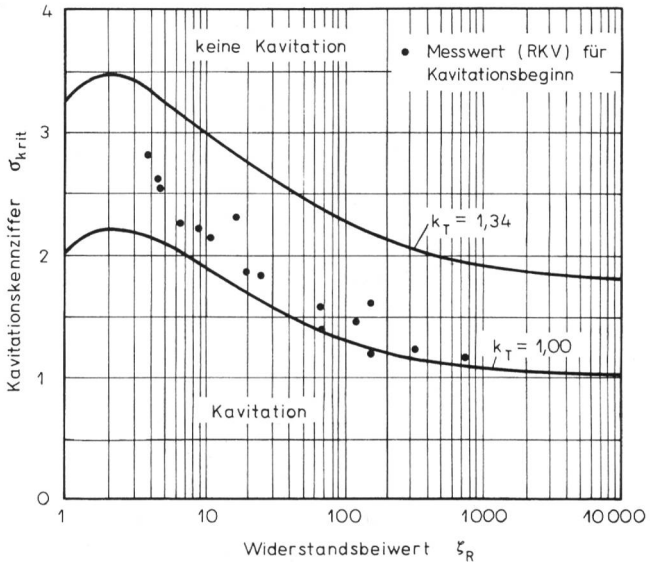

Bild 9. σ_{krit} (Kavitationsbeginn) als Funktion des Widerstandsbeiwertes ζ_R.

ventils betrachtet werden, an dem sich eine Rohrleitung mit den vom Unterwasser bestimmten Druckverhältnissen anschliesst. Der aus dem Ringkolbenventil unter dem Winkel α austretende rotationssymmetrische Hohlstrahl erreicht in dem Querschnitt A_S die Geschwindigkeit v_S (Bild 8). Mit der Geschwindigkeitserhöhung im Auslaufbereich ist eine Druckabsenkung auf den Wert p_S verbunden. Die in diesem Bereich in der instabilen Trennschicht des Austrittsstrahles auftretenden Mikrowirbel bilden die Ausgangspunkte für Kavitationserscheinungen.

Zur Erfassung der Strömungsverhältnisse können zwischen den Schnitten E und RU (vgl. Bild 8) der Impulssatz und die Bernoulli-Gleichung angesetzt werden. Aus diesem Ansatz ergibt sich unter anderem eine Beziehung für den Stossverlustbeiwert

$$\zeta_{SB} = n^2 - 2n \cdot \cos\alpha + 1. \tag{30}$$

Darin bezeichnet n das Flächenverhältnis A_{RU}/A_S und charakterisiert damit das Stellverhältnis der Armaturen. Der kleinste Verlustbeiwert ergibt sich für $n = \cos\alpha$ mit

$$\zeta_{SB\,min} = \sin^2\alpha \tag{31}$$

Die praktisch auftretenden n-Werte sind jedoch auch bei voller Öffnung stets >1.

Der integrale Verlust der Armatur kann in den ermittelten Stossverlust und in einen Durchströmungsverlust aufgespalten werden, wobei der letztere zwischen den Schnitten R und E auftritt (vgl. Bild 8).

Damit ist

$$\zeta_R \cdot \frac{v_R^2}{2g} = \zeta_{SB} \cdot \frac{v_{RU}^2}{2g} + \zeta_s \cdot \frac{v_R^2}{2g} \tag{32}$$

bzw.

$$\zeta_R = \zeta_{SB} \cdot \frac{1}{m_U^2} + \zeta_s \tag{33}$$

mit $m_U = \frac{A_{RU}}{A_R}$.

Für das eingeführte «Öffnungsverhältnis» n folgt damit aus Gl. (30) und (33)

$$n = \cos\alpha + \sqrt{\cos^2\alpha - m_U^2(\zeta_s - \zeta_R - 1)} \tag{34}$$

Setzt man wieder für den Druck in den Wirbelkernen der Trennschicht des Austrittsstrahles die Beziehung Gl. (12) des Kavitationsmodells, so ergibt sich

$$\frac{p_{i\,abs}}{\rho g} = \frac{p_s}{\rho g} + \frac{p_0}{\rho g} - k_T^2 \frac{v_s^2}{2g} \tag{35}$$

bzw. mit den Strömungsparametern im Schnitt RU

$$\frac{p_{i\,abs}}{\rho g} = \frac{p_{RU}}{\rho g} + \frac{p_0}{\rho g} - \frac{v_{RU}^2}{2g}(n^2 \cdot k_T^2 + 2n \cdot \cos\alpha - 2)\,. \tag{36}$$

Wird zur Abschätzung der Kavitationsgefahr wieder

$p_{i\,abs} = p_D = 0$

eingeführt, so folgt aus dem Ansatz der Armaturenindustrie für

$$\sigma_{krit} = \frac{p_{RU} + p_0 - p_D}{\rho \frac{v_R^2}{2}(\zeta_R + 1)} \tag{37}$$

die Beziehung

$$\sigma_{krit} = \frac{n^2 k_T^2 + 2n \cdot \cos\alpha - 2}{m_U^2(1 + \zeta_R)}\,. \tag{38}$$

Darin ist σ_{krit} nur eine Funktion der Turbulenz, die ihren Ausdruck in dem Faktor k_T findet und dem Verlustbeiwert ζ_R.

Bild 9 zeigt σ_{krit} als f (ζ_R). Die eingetragenen Beziehungen für k_T = 1,0 und k_T = 1,34 machen den Einfluss der Turbulenz im Ausflussbereich des Ventils deutlich. Die eingetragenen Messwerte für den Kavitationsbeginn, die 1982 im Hubert-Engels-Laboratorium der TU Dresden mit einem Ringkolbenventil 200 ermittelt wurden (*Aigner,* 1992), ordnen sich zwischen beiden Kurven ein. Daraus folgt, dass mit k_T = 1,34 die Grenze der Kavitationsgefahr recht gut abgeschätzt werden kann.

5. Schlussfolgerungen

Auf der Grundlage eines einfachen Wirbelmodells lassen sich mit der Annahme, dass der Druck im Zentrum eines Wirbelkernes den absoluten Wert Null erreicht, Ansätze für kritische Strömungsparameter ableiten, bei deren Überschreitung Kavitationsgefahr besteht. Die Ergebnisse für Überfall- und Schussrinnenströmungen entsprechen Erfahrungswerten bzw. experimentellen Untersuchungsergebnissen. Die Strömungsverhältnisse im Auslauf- und Nachlaufbereich von Armaturen können mit den entwickelten Beziehungen analysiert werden. Auf der Grundlage des entwickelten Kavitationsmodells kann die kritische Kavitationskennzahl für die Einsatzbedingungen einer Armatur direkt bestimmt werden.

Bezeichnungen

A_{RU}	[m²]	Querschnitt einer Rohrleitung, die an eine Armatur anschliesst.
A_S	[m²]	Eingeschnürte Querschnittsfläche des Austrittsstrahles im Auslaufbereich einer Armatur.
H_0	[m]	Überfallenergiehöhe.
H_{0K}	[m]	Kritische Überfallenergiehöhe, bei der Kavitation im Bereich des Überfallscheitels beginnt.
c_p	[–]	Dimensionsloser Druckbeiwert.
g	[m/s²]	Erdbeschleunigung.
k_T	[–]	Konstante zur Erfassung der Turbulenz.
n	[–]	Flächenverhältnis A_{RU}/A_S.
m_U	[–]	Flächenverhältnis A_{RU}/A_R.
p_D	[Pa]	Dampfdruck des Wassers ($p_D = p_{d\,abs}$).
p_i	[Pa]	Druck im Zentrum des Wirbelkerns.
p_K	[Pa]	Druck in der Umgebung (am Rand) des Wirbelkerns.
p_{RU}	[Pa]	Druck im Ausmündungsbereich von Armaturen.
p_S	[Pa]	Druck im Querschnitt A_S.
p_0	[Pa]	Barometrischer Luftdruck.
p_∞	[Pa]	Druck in der ungestörten Strömung ($p_\infty = p_{\infty\,abs}$).
r_K	[m]	Radius des Wirbelkerns.
sn	[–]	Stellverhältnis (Öffnungsgrad) einer Armatur.
v_K	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit der Hauptströmung (Bahngeschwindigkeit am Rand des Wirbelkerns).
v_R	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit im Querschnitt mit dem Nenndurchmesser.
v_{RU}	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit im Querschnitt A_{RU}.
v_S	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit im Querschnitt A_S.
v_∞	[m/s]	Geschwindigkeit in der ungestörten Strömung.
ρ	[kg/m³]	Dichte des Wassers.
ζ_R	[–]	Verlustbeiwert der Armatur bezogen auf die Geschwindigkeit v_R.
ζ_{SB}	[–]	Stossverlustbeiwert im Ausmündungsbereich der Armatur.
α	[°]	Neigungswinkel eines Austrittstrahles zur Rohrachse.
ζ_S	[–]	Beiwert des Verlustes, der beim Durchströmen der Armatur entsteht.
σ	[–]	Kavitationskennzahl.
σ_A	[–]	Kavitationskennzahl für Armaturen unter Beachtung des Energieverlustes.
σ_{krit}	[–]	Kritische Kavitationskennzahl (für $\sigma < \sigma_{krit}$ tritt Kavitation auf).
ω	[l/s]	Winkelgeschwindigkeit.

Literaturverzeichnis

Aigner, D. (1983): LDA-Geschwindigkeitsermittlung an einem Ringkolbenventil DN 200. «3R-international». H. 12, 1993, S. 665–668.

Arndt, E. A.; Ippen, A. T. (1968): Rough Surface Effects on Cavitation Inception. «Journal of Basic Engineering», Juni 1968.

Chaturvedi, M. C. (1963): Flow characteristics of axissymmetric expansions. «Journal of Hydraulic Division» (ASCE) HY 3, 1963, S. 61–92.

Eickmann, G. (1992): Massstabseffekte bei der beginnenden Kavitation. Bericht der Versuchsanstalt Obernach und des Lehrstuhls für Wasserbau und Wassermengenwirtschaft der Technischen Universität München, Nr. 69, 1992.

Hamilton, W. S. (1983/84): Preventing Cavitation Damage to Hydraulic Structures. «Water Power & Dam Construction». November 1983, Dezember 1983, January 1984.

Keller, A. (1973): Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Problem der modellmässigen Behandlung von Strömungskavitation. Mitteilung der Versuchsanstalt für Wasserbau der TU München, Oskar v. Miller Institut, Bericht Nr. 26, 1973.

Keller A. P.; Prasad, R. (1978): Der Einfluss der Vorgeschichte des Testwassers auf den Kavitationsbeginn an umströmten Körpern. Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau der TU München, Oskar v. Miller Institut, Bericht Nr. 39, 1973.

Martin, H. (1983): Hydraulische Wirkungsweise, Kavitations- und Schwingungsverhalten von Armaturen in Grundablassleitungen von Talsperren. Diss. B, TU Dresden, 1983.

Pinto, N. L. de S.; Neidert, S. H.; Ota, J. J. (1982): Aeration at high velocity flows. «Water Power & Dam Construction». February, 1982, S.34–38.

Richter, G. (1975): Druckverlauf innerhalb und nach Rohrleitungserweiterungen. Diplomarbeit, TU Dresden, Sektion Wasserwesen, 1975.

Schirmer, A. (1976): Wirkungsweise und Leistungsgrenzen rundkorniger Überfälle an Talsperren. Diss., TU Dresden, 1976.

Thoma, D. (1924): Die Kavitation bei Wasserturbinen. In: Wasserkraftjahrbuch 1924. Richard Pflaum Verlag, München, 1924, S. 409–420.

Vischer, D. (1985): Die Schussrinnenbelüftung als Massnahme gegen Kavitationserosion. «Österreichische Wasserwirtschaft». Heft 3/4, 1985.

Adresse des Verfassers: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. *Helmut Martin,* Techn. Universität Dresden, D-01062 Dresden.

Biotechnologie pour le traitement des denrées alimentaires et la technique environnementale

La biotechnologie moderne a fait ses premiers pas dans le secteur de la santé. Ses applications concernent de plus en plus la production et le traitement des denrées alimentaires ainsi que la technique environnementale. La biotechnologie est un thème du Salon Ilmac 96 qui se tiendra à Bâle du 19 au 22 novembre 1996.

Aujourd'hui, le traitement des denrées alimentaires inclut souvent des méthodes très perfectionnées de la biotechnologie traditionnelle et moderne: des processus microbiologiques s'accomplissent sous contrôle; on utilise toujours plus fréquemment des enzymes et d'autres agents d'origine microbienne (vitamines, anti-oxydants, édulcorants, acides aminés, etc.). *Michael Teuber,* professeur de microbiologie des denrées alimentaires à l'EPF de Zurich, estime que les enzymes recèlent le plus fort potentiel: «Ces prochaines années, les enzymes s'utiliseront de plus en plus pour le traitement des denrées alimentaires.» En l'occurrence, il ne s'agit pas uniquement d'enzymes utilisés dans des processus traditionnels – à savoir par exemple la chymosine dans la fabrication du fromage; de nouveaux processus enzymatiques font leur apparition. L'amylase favorise par exemple la fermentation de la pâte à pain.

Tableau 1. Objectifs de la biotechnie moderne dans l'industrie des denrées alimentaires.

Objectifs	*Contribution possible de la biotechnie*
Sécurité	Diminution des micro-organismes pathogènes Pas de matières végétales toxiques
Qualité	Amélioration de la qualité sensorique Amélioration de la qualité physiologique alimentaire Garantie d'une qualité constante
Ecologie	Diminution des déchets
Stabilité au stockage	Diminution de l'oxydation grasse Diminution de l'altération microbienne
Faible coût	Amélioration du rendement Diminution du coût des matières premières Optimisation de l'exploitation des installations

D'après *Knut Koschatzky* et *Sabine Massfeller:* «Gentechnik für Lebensmittel – Möglichkeiten, Risiken und Akzeptanz gentechnischer Entwicklungen» (Technogénétique des denrées alimentaires – possibilités, risques et acceptation des progrès technogénétiques), Cologne 1994.

Selon les prévisions de grands producteurs d'enzymes tels que Novo Nordisk, Gist Brocades et Unilever, la plupart des enzymes seront obtenus, dans quelques années, à partir de micro-organismes modifiés par voie technogénétique. La chymosine produite par voie technogénétique montre ici la marche à suivre: aujourd'hui déjà, près de 30 % de la production mondiale de fromage repose sur l'utilisation de cet enzyme, ce qui correspond approximativement à une quantité de 5 millions de tonnes. Pour 70 % environ du fromage produit aux USA, on utilise aujourd'hui la chymosine de recombinaison. Teuber mise résolument sur une exploitation conséquente des possibilités enzymatiques, car ce sont précisément les enzymes qui recèlent le principal potentiel en vue de contribuer à produire plus rapidement et plus efficacement.

La biosensorique et ses problèmes

Dans le domaine de la technique analytique et de la sûreté des processus, la biotechnologie pourrait à l'avenir jouer un rôle plus important dans le traitement des denrées alimentaires. «Bien sûr», reconnaît Michael Teuber, «de pareilles applications se trouvent généralement encore au stade de la mise au point, raison pour laquelle elles présentent de nombreux défauts techniques.»

Jusqu'ici, on n'est par exemple pas encore parvenu à mettre au point des biosenseurs qui présentent une stabilité suffisamment longue ainsi qu'une hygiène irréprochable. Il est toutefois évident que de pareilles applications correspondent à un véritable besoin: par la faute de fermentations défectueuses et d'autres processus incontrôlés, on produit en effet encore et toujours des quantités considérables de déchets qui seraient évitables moyennant une amélioration de la commande et du contrôle des processus.

Technique environnementale: des niches pour la biologie

La biotechnologie offre également des solutions pour toute une série de problèmes environnementaux: elle ouvre de nouvelles possibilités au niveau de l'exploitation de l'énergie, de la préparation des matières premières, de la production, du traitement des déchets et de l'assainissement des charges anciennes. En l'occurrence, il s'agit généralement de micro-organismes qui peuvent contribuer à éliminer certains problèmes environnementaux. Aux USA, l'Office of Technology Assessment (OTA) prévoit également un marché mondial lucratif en croissance pour des solutions biotechniques dans le secteur environnemental.

Les espoirs sont donc grands: malgré des processus techniquement compliqués et économiquement coûteux, les limites de ces technologies d'élimination sont faciles à cerner: «Des méthodes biologiques et biotechniques n'ont une chance de percer qu'à la condition de concerner des combinaisons facilement dégradables telles que des huiles minérales par exemple», déclare *René Gälli,* chef d'un centre de profit de BMG-Engineering, Zurich, en analysant la situation actuelle. «Avec des métaux lourds, des micro-organismes sont pratiquement inopérants. L'époque des chercheurs d'or des temps anciens se perpétue; la biotechnologie restera une méthode parmi beaucoup d'autres, et elle trouvera ses niches.»

Gälli perçoit néanmoins d'autres chances: «Pour des dommages simples, des méthodes biologiques sont relati-