

# DIE MASS-STABEFFEKTE DER KAVITATION

J. J. VARGA

Lehrstuhl für Strömungsmaschinen,  
Technische Universität, H-1521 Budapest

Eingegangen am 29. März 1984

## Summary

The cavitation scaling problems are reviewed from the viewpoint of physical background. Emphasis is placed on the results of scale effect investigations directed to the velocity scale effect and the scale effect of model dimensions.

## Einführung

Der Begründer der umfangreichen Erforschung der Kavitation in Ungarn war Dr. Ing. Á. G. PATTANTYÚS ehemaliger Professor der Lehrstuhls für Wasserkraftmaschinen und Pumpen der T. U. Budapest. Da er erkannt hat, daß das gründliche Verständnis der Kavitationserscheinungen der Wasserkraftmaschinen und Pumpen unentbehrlich ist, hat er den Bau eines Kavitationskanals beschlossen, um das Kavitationsverhalten der Flügelprofile zu studieren. Leider wurde dieser Kanal, der unter der Leitung von Cs. FÁY gebaut und geeicht wurde, erst nach seinem Tode fertig [1].

Der fertiggestellte Kanal wurde vom Lehrstuhl zur Grundforschung der Kavitation nutzbar gemacht. Über die gewonnenen Ergebnisse wurde in den bisher erschienenen etwa 60 Publikationen berichtet.

Wir wünschen das Andenken von Prof. PATTANTYÚS ehren, indem wir versuchen unsere bisherigen Kenntnisse über eines der Probleme von größter Komplexität der Kavitationsforschung, der Maßstabeffekte, zu deren Ausgestaltung auch die Forschungstätigkeit des Lehrstuhls beigetragen hat, zu überblicken.

## Die Maßstabeffekte der Kavitation und dessen Grundlagen

Die allgemein bekannte Definition der Kavitationszahl in der Form von

$$\sigma = \frac{p_{\infty} - p_v}{1/2 \cdot \rho \cdot v_{\infty}^2} \quad (1)$$

basiert auf zwei Annahmen. In erster Linie wurde angenommen, daß Kavitation dann auftritt, wenn in der Strömung der örtliche Druck (bei der gegebenen Temperatur) den Wert des Dampfdruckes erreicht. Weiterhin wurde auch angenommen, daß sämtliche Druckänderungen  $\rho \cdot v_{\infty}^2$  proportional sind, es treten also nur Trägheitskräfte auf. Bei einer nicht-viskosen Strömung kann daraus gefolgert werden, daß die zu dem Beginn der Kavitation gehörende Kavitationszahl  $\sigma_i$  mit dem kleinsten negativen Wert des auf der Oberfläche gemessenen Druckkoeffizienten gleich ist (BATCHELOR [2]).

Es gilt also: 
$$\sigma_i = -c_{pm} \quad (2)$$

Die bekannte Erweiterung von Gl. (2) lautet:

— bei Pumpen und Turbinen

$$\sigma_i = f\left(\frac{Q}{n \cdot d^3}\right) \quad (3)$$

— bei Propellern

$$\sigma_i = f\left(\frac{v_{\infty}}{nd}\right) \quad (4)$$

Es geht also daraus hervor, daß bei geometrisch ähnlichen Modellen (in der geometrischen Ähnlichkeit sind auch die Oberflächenrauigkeiten inbegriffen), im Falle von  $\sigma = \text{const.}$  die gleichen Kavitationsverhältnisse bestehen, unabhängig von den geometrischen Abmessungen, den Strömungsgeschwindigkeiten, der Temperatur, der Flüssigkeitssorte usw. Stillschweigend gehört dazu auch die Annahme, daß in der Flüssigkeit keine Spannung auftritt, weshalb hier mit keinem Zeitfaktor zu rechnen ist.

Die vorherigen, auf eine ideale Flüssigkeit bezogenen Gedanken erhalten die Keime der Maßstabeffekte. Aus den Modellversuchen mit verschiedenen Maßstäben stellte sich heraus, daß sich in der Wirklichkeit Abweichungen von den vorerwähnten Voraussetzungen ergeben. Solche sind z. B.:

- a) Bei einer Großausführung (Prototyp) ist der Beginn von Kavitation schon bei solchen  $\sigma$ -Werten bemerkbar, bei denen am Modell keine Spuren der Kavitation vorhanden waren.

- b) Die relative Länge der Kavitationszonen bei ähnlichen Modellen war bei der gleichen Kavitationszahl abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit oder den Abmessungen, unterschiedlich.
- c) In einer Strömung ohne Ablösung ist der zu der beginnenden Kavitation gehörende  $\sigma$ -Wert nicht mit jenem gleich, der durch potentialtheoretische Grundlage ausgerechnete dimensionlose Druckverteilung erhalten wurde.

Diese Erscheinungen, deren Aufzählung noch fortgesetzt werden könnte, werden zusammenfassend als Maßstabeffekte bezeichnet. Als Maßstabeffekte kann man folglich alle Abweichungen von den elementaren geometrischen und kinematischen Ähnlichkeitsbedingungen bezeichnen. Die Gründe für diese Abweichungen sind in der Verschiedenheit der Reibungsverluste, in der Viskosität, in der Schwerkraft, in der Oberflächenspannung, in den thermodynamischen Einwirkungen, im Verhalten der Grenzschicht, in der Änderung der Schallgeschwindigkeit, in der zeitlichen Änderung der Blasenwachstum usw. zu suchen.

So kann z. B. hinsichtlich mit den Reibungsverhältnissen

$$\Delta p = \zeta \left( \frac{\rho}{2} v_{\max}^2 - \frac{\rho}{2} v_{\infty}^2 \right)$$

geschrieben werden, woraus

$$p_{\infty} + \frac{\rho}{2} v_{\infty}^2 = p_{\min} + \frac{\rho}{2} v_{\max}^2 + \zeta \left( \frac{\rho}{2} v_{\max}^2 - \frac{\rho}{2} v_{\infty}^2 \right)$$

folgt.

Nach einiger Umformung ergibt sich:

$$\frac{p_{\infty} - p_{\min}}{\frac{\rho}{2} v_{\infty}^2} = \left( \frac{v_{\max}^2}{v_{\infty}^2} - 1 \right) \cdot (1 + \zeta) \tag{5}$$

Die linke Seite der Gl. (5) stellt den dimensionslosen Druckkoeffizienten der (reellen) Reibungsbehafteten Strömung dar. Insofern  $\zeta > 0$  gilt, so ist es klar, daß die tatsächlichen und idealen  $\sigma$ -Werte nicht gleich sein können. Dies kann auch eingesehen werden, sofern man bedenkt, daß z. B. im Falle der geometrischen Ähnlichkeit, wenn die Verhältniszahl zweier Längen  $L_1/L_2 = \text{const.}$  ist,

$$\zeta = \zeta(\text{Re}, r)$$

gilt, wobei  $r$  die relative Rauigkeit bezeichnet. Daraus folgt aber sofort, daß der Reibungskoeffizient des Prototyps ( $Pt$ ) nicht mit dem Reibungskoeffizienten des Modelles ( $M$ ) gleich sein kann, also

$$\zeta_{Pt} \neq \zeta_M$$

Daraus läßt sich feststellen, daß

$$\sigma_M \neq \sigma_{Pt} \quad (6)$$

Also

$$\sigma_{Pt} = \frac{1 + \zeta_{Pt}}{1 + \zeta_M} \cdot \sigma_M \quad (7)$$

In Verbindung mit dem Vorhergesagten soll noch darauf hingewiesen werden, daß das Einhalten der Bedingung  $L_1/L_2 = \text{const.}$  nicht hinreichend ist, sondern der auf die Druckverteilung des eingebauten Modelles ausgeübte Einfluß des Meßraumes auch berücksichtigt werden muß.

Unter den den Maßstabeffekt verursachenden Erscheinungen sind viele blasendynamische Beziehungen, wie das in der Flüssigkeit herrschende Druckfeld, der Partialdruck des sich in der Blase befindenden Gases, die Oberflächenspannung der Blasenwand, die Viskosität, usw. Deshalb eignen sich die blasendynamischen Zusammenhänge sehr gut zu Darstellung des Maßstabeffektes, so die durch PLESSET weiterentwickelte RAYLEIGHT'sche Gleichung, die das dynamische Gleichgewicht einer kugelförmigen, Dampf und nicht-kondensierendes Gas beinhaltenden Blase in der nachstehenden Form angibt [3]:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left( p_v + p_g - p(t) - \frac{2S}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \right) \quad (8)$$

In Gl. (8) bezeichnet  $R$  den Blasenhalbmesser,  $p_v$  den Dampfdruck,  $p_g$  den Partialdruck des nichtkondensierenden Gases,  $p(t)$  den Außendruck,  $S$  die Oberflächenspannung,  $\mu$  die dynamische Viskosität und  $\rho$  die Dichte der Flüssigkeit. Die Punkte bezeichnen die entsprechenden Differenzierung nach der Zeit. Aus Gl. (8) kann eine Gleichgewichtstheorie abgeleitet werden [4], wobei die Blasenbewegung vernachlässigt und das äußere Druckfeld folgendermaßen aufgeteilt wird:

$$p(t) = \bar{p} + \Delta p_s + \Delta p_t \quad (9)$$

wobei  $\bar{p}$  den zeitlichen Mitteldruck der die Strömung umgrenzenden Oberfläche,  $\Delta p_s$  die konstante Komponente der Abweichungen von dem

grundlegenden Druckfeld und  $\Delta p_t$  die reelle Größe des sich verändernden Druckfeldes bezeichnet, die durch den nicht stationären Zustand der Strömung (wie z. B. Turbulenz) hervorgerufen wird. Durch eine Kombination der Gleichungen (8) und (9) und die dynamischen Glieder vernachlässigend erhält man:

$$-\frac{p_v}{\rho} = -\frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{p_g}{\rho} - \frac{\Delta p_s}{\rho} - \frac{\Delta p_t}{\rho} - \frac{2S}{B} \quad (10)$$

Werden zu beiden Seiten  $p_\infty$  hinzuaddiert und danach durch  $\frac{1}{2} \cdot v_\infty^2$  dividiert, so ergibt sich:

$$\sigma = -c_p + \frac{p_g}{1/2\rho v_\infty^2} - \frac{\Delta p_s}{1/2\rho v_\infty^2} - \frac{\Delta p_t}{1/2\rho v_\infty^2} - \frac{2S/R}{1/2\rho v_\infty^2} \quad (11)$$

Die zwischen den Gleichungen (11) und (1) bestehende Analogie ist offensichtlich.

Die Gleichungen (11) und (8) zeigen gleichzeitig die Abhängigkeit des Maßstabeffekts von vielen Faktoren. Es soll auch darauf hingewiesen werden, daß die dem Kavitationsbeginn entsprechende Kavitationszahl dem Maximalwert der rechten Seite von Gl. (11) entspricht, also notwendigerweise nicht mit  $-c_{p_m}$  und den Korrekturfaktoren gleich ist, sondern, daß sie sich aus einem kleineren Wert von  $-c_p$  und einem größeren Wert der Korrekturfaktoren ergeben kann. Im Zusammenhang mit  $\Delta p_t$  ist es noch wichtig zu bemerken, daß dieser von der Verteilung der Blasen nach ihrer Größe und von dem Charakter des Spektrums des sich verändernden Druckfeldes abhängt [5]. Ähnliche Gleichungen wie Gl. (11) wurden schon von vielen Verfassern abgeleitet. (DAILY und JOHNSON [6], HOLL [7] usw.). Trotz einer bedeutenden Anzahl von Teilergebnissen (die Klärung der erzwungenen Schwingung der Blasen, der kritischen Blasenhalbmesser, der Bedingungen der Dampf- und Gaskavitation usw.) ist die theoretische Basis der Maßstabeffekte noch nicht geklärt. Das ist verständlich, wenn man bedenkt, daß das sich verändernde Druckfeld frequenzabhängig ist, weiterhin daß die allgemeinen Kavitationsprobleme auf die nachstehenden Fälle zurückgeführt werden können:

- Potentialströmung (Stromlinienkörper, Flügelprofile)
- Turbulenzströmung (Freistrahle, Hohlräume, Grenzschichten)
- Wirbelströmung (die Ablösungsregionen auch inbegriffen).

Die in der Wirklichkeit auftretenden Strömungen ergeben sich als die Kombinationen der obigen. Die relative Bedeutung jedes einzelnen Falles ändert sich je mit der Re-Zahl. Bei sehr großen Re-Zahlen kann die Strömung an der Eintrittskante von Stromlinienkörpern als Potentialströmung beschrie-

ben werden. Bei kleinen Re-Zahlen ist die örtliche Ablösung im Bereich des Minimaldruckes zu erwarten, wodurch das Kavitationsproblem wesentlich verändert wird. Hinsichtlich der Blasenwachstumsgeschwindigkeit verfügt jede Strömungsart über eine kennzeichnende Zeitskala, die bei der Potentialströmung kurz, bei der Wirbel- und bei den ablösenden Strömungen genügend lang ist. Wegen der infolge der Turbulenz entstehenden Druckschwankungen kann die Kavitation bei einem unter- oder oberhalb des Dampfdruckes liegenden Wert auftreten. Die Viskositätseinflüsse bestimmen ebenfalls den Kavitationsbeginn. Bei den Wirbelströmungen und bei den ablösenden Strömungen gibt ein bedeutender Gasinhalt-Einfluß, der bei zunehmenden Geschwindigkeiten abnimmt. Im allgemeinen übt die Re-Zahl einen starken Einfluß aus.

### Übersicht der auf die Maßstabeffekte einwirkenden Faktoren

1. *Der Luftgehalt.* Es ist festgestellt worden daß die in der Flüssigkeit vorhandenen freien und gelösten Gase den Beginn der Kavitation und die Kavitationserosion beeinflussen. Hohe Gasgehalte scheinen das Entstehen von Kavitation zu begünstigen, indem sie die Anzahl der Blasen erhöhen. Dagegen wird ein hoher Luftgehalt (Partialdruck der Luft) im innern einer Blase die Implosionsgeschwindigkeit herabsetzen. PARKIN und KERMEEN [8] haben das durch die Diffusion hervorgerufene Blasenwachstum beobachtet. Es wird außerdem vermutet, daß der örtliche Turbulenzgrad in der Flüssigkeit den Luftgehalt beeinflusst, indem die Turbulenz die Gasdiffusion begünstigt. HAMMITT [9] hat dieses Problem sehr eingehend behandelt. Er hat festgestellt, daß bei sehr kleinem Gasgehalt der Kavitationsbeginn verzögert wird, wobei die Zugfestigkeit des Wassers eine merkliche Rolle spielt. Bei einem Gasgehalt von ungefähr 10% beginnt die Kavitation beim Erreichen des Dampfdruckes. Bei sehr großen Gasgehalten beginnt die Kavitation bei höherem Druck als der Dampfdruck, da es dann zu sogenannter Gaskavitation führt. Das ist die sog. Gaskavitation wo der Blasenwachstum durch Gasdiffusion erfolgt. Bei der Gaskavitation, die hauptsächlich bei ablösenden Strömungen und bei Wirbelströmungen entsteht, liegt der Beginn der Kavitation nach HOLL [10] bei

$$\sigma_i = -c_{pm} + \frac{p_g}{1/2\sigma v_x^2} \quad (12)$$

wobei  $p_g$  bei gegebenen Gasgehalt die obere Grenze des Gasdruckes d. h. der Sättigungsdruck ist. Der Gasdruck kann aus dem Zusammenhang  $p_g = K \cdot \alpha \cdot \beta$  berechnet werden, wobei  $K$  eine Konstante mit einem Wert von  $K = 0,4 - 1,0$ ,  $\alpha$  den Gasgehalt und  $\beta$  die Konstante des Henry'schen Gesetzes bezeichnen. Die Gl. (12) kann aus der Gl. (11) durch Vernachlässigung der Oberflächenspannung abgeleitet werden.

Die Blasendynamik weist auf zwei extreme Maßstabeffekte hin. Ist die Wachstumszeit der Blasen kurz, so gilt  $p_{kr} < p_v$ . Im anderen Fall, wenn die Blasen während einer längeren Zeitspanne den Minimaldruck erreichen, gilt  $p_{kr} > p_v$ . So ist es kein gesonderter Fall, wenn beim Modell  $p_v - p_{kr} > 0$  beim Prototyp jedoch  $p_v - p_{kr} < 0$  gilt.

Im Zusammenhang mit dem Luftgehalt der Flüssigkeit steht auch die sog. *Kavitationshysterese*, die darin besteht, daß sich die Kavitation bei verschiedenen Kavitationszahlen einsetzt und aufhört. Die Meßergebnisse zeigen bei den zu dem Kavitationsbeginn gehörenden  $\sigma$ -Werten eine starke Streuung, die zu der verschwindenden Kavitation gehörenden sind jedoch konsistent (HOLL und WISLICENUS [11]).

2. *Die Oberflächenspannung* spielt in dem Blasenwachstum eine bedeutende Rolle. Ihr Einfluß ist umso bedeutender, je kleiner die Blase ist. WISLICENUS [12] hat gezeigt, daß der Einfluß der Oberflächenspannung zeitabhängig ist, wodurch die Bedeutung des sog. Zeitfaktors hervorgehoben wird. Der *Zeitfaktor* ergibt sich daraus, daß der Blasenwachstum eine gewisse Zeit benötigt. Diese hängt aber von den Anfangsmaßen der Blasen, den Flüssigkeitseigenschaften und den Strömungsverhältnissen ab. Bei Modellversuchen haben die geometrischen Abmessungen und die Strömungsgeschwindigkeiten einen anderen Maßstab als bei den Großausführungen. Deshalb entspricht das Zeitintervall, während welchem die Blasen in den Raum von kleinem Druck gelangen und sich zu vergrößern beginnen, nicht dem des Modellmaßstabes. Das ist der Grund dafür, weshalb die Kavitation bei einem gegebenen Profil, aber bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten und bei verschiedenen Kavitationszahlen beginnt. Je größer ist die Strömungsgeschwindigkeit, desto näher liegen diese Werte zueinander. Bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit kavitieren kleinere Profile bei niedrigerer Kavitationszahl. Das heißt daß größere Profile beginnen früher zu kavitieren. Leider sind weder der Zeit, noch der Größeneinfluß nicht linear. Die Kavitationsempfindlichkeit der Pumpen ist deshalb größer, als die der Turbinen da in diesen die Kavitationskeime eine längere Zeit in den Zonen von kleinerem Druck verbleiben als in den Turbinen.

3. *Die thermodynamischen Effekte.* Zahlreiche Untersuchungen [13], [14] zeigen daß die thermodynamischen Einflüsse nicht außer Acht gelassen werden können, da bei Druckerniedrigung bis Dampfdruck zur Verdampfen eine gewisse Wärmemenge nötig ist, die aus dem Innern und der Umgebung des Blasenkerne entzogen wird und dadurch die Temperatur im Innern der Blase sowie in der unmittelbar benachbarten Flüssigkeit vermindert. Die Bedeutung dieses Vorganges kann bei kaltem Wasser vernachlässigt werden, gewinnt jedoch mehr Gewicht bei höherer Temperatur und bei anderen Flüssigkeiten. Li [15] zeigte daß thermodynamische Effekte auf den Blasenwachstum und auf die Implosionsgeschwindigkeit verzögernd wirken. Der Einfluß der thermodynamischen Flüssigkeitseigenschaften auf das Blasenwachstum ist einer der Gründe dafür, daß kaltes Wasser bezüglich Kavitation ein „unangenehmes“ Medium ist. STEPANOFF und KAVAGUCHI [14] haben die Kavitationseigenschaften verschiedener Flüssigkeiten untersucht. Ihre Daten sind beim pumpen von vom Wasser abweichenden Flüssigkeiten verwendbar. Nach der Theorie von HUTTON und CHIVERS [17] besteht Ähnlichkeit der Kavitation nur, wenn das Volumenverhältnis zwischen Dampf- und Flüssigkeitsanteilen ähnlich ist. Dem entsprechend brachten sie die thermischen Eigenschaften einer Flüssigkeit mit den Kavitationskennlinien der diese Flüssigkeit fördernden Maschine in Beziehung. Basierend auf dieser Grundlage können in verschiedenen Temperaturbereichen die Kavitationsverhältnisse von verschiedenen Flüssigkeiten verglichen werden. Diese Theorie wurden jedoch nur durch wenige Versuche bestätigt, FLORJANIC [18] z. B. zeigte das ein 3%-iger Förderhöhenabfall sich als Funktion der Temperatur auftrat.

4. *Die Turbulenz und die Grenzschicht.* Das in der Grenzschicht vorhandene örtliche Druckminimum hängt von der Turbulenz ab. DAILY und JOHNSON [6] haben bewiesen, daß die durch die Turbulenz hervorgerufenen örtlichen Druckschwankungen einen bedeutenden Einfluß auf die Kavitation, insbesondere auf deren Beginn ausüben. Ebenso kann dem Einfluß der Grenzschicht zugeschrieben werden, daß sich die Blasen nicht mit der Strömungsgeschwin-

digkeit, sondern mit einer kleineren Geschwindigkeit fortbewegen. Alle diese Erscheinungen weisen auch auf den Einfluß der Viskosität hin.

5. *Die Viskosität.* In einem Medium von kleinerer Viskosität ist der durch den Blasenzusammenbruch hervorgerufene Druck größer als in einem solchen von großer Viskosität. Deshalb ist auch die Erosion bei kleiner Viskosität größer. Diese Erscheinung wurde auch durch die Versuche von WILSON und GRAHAM [19] bestätigt, die mit Mineralölen und Wasser—Glyzerin—Mischungen durchgeführt wurden. Diese Versuche haben gleichzeitig auch den Einfluß der Dichte und der Kompressibilität bestätigt, da bei zunehmenden Dichten und abnehmender Kompressibilität verstärkte Erosion beobachtet wurde.

6. *Die Oberflächenrauigkeit.* Ihren Einfluß hat am klarsten HOLL und WISLICENUS [11] gezeigt, die zwischen der verschwindenden Kavitationszahl und der relativen Oberflächenrauigkeit einen linearen Zusammenhang gefunden haben, d. h. die zu dem Kavitationsbeginn gehörende Kavitationszahl ist bei einer rauhen Oberfläche größer als bei einer glatten.

7. *Die Schallgeschwindigkeit.* Infolge der Kavitation entsteht eine zweiphasige (mit Blasen vermischte) Flüssigkeit, in der die Schallgeschwindigkeit kleiner als in der Grundflüssigkeit ist. Dadurch wird der Einfluß der Mach-Zahl offenbar.

8. *Die Reynolds-Zahl.* Im allgemeinen übt sie einen starken Einfluß auf die kritische Kavitationszahl bei Wirbelkavitation, bei scharfen Flügelprofilen und bei Modellen mit scharfen Kanten aus. MC CORMICK hat die starke Abhängigkeit der sich an den Kanten ablösenden Wirbel von der Reynolds-Zahl gezeigt. Nach ihm besteht der Zusammenhang  $\sigma_i = K \cdot Re^n$ , wobei sich die Konstante  $K$  linear dem Profilanstellwinkel ändert.

### Einige Ergebnisse der Maßstabeffekts-Untersuchungen

Aus den bisher Aufgeführten dürfte der komplexe Charakter der Maßstabeffekts wahrgenommen werden. Die zahlreichen theoretischen und experimentellen Untersuchungen konnten nur die Ursachen des Maßstabeffekts aufklären, ohne die Einwirkung der den Maßstabeffekt verursachenden Faktoren — unter Ausnahme einiger Falle — numerisch angeben zu können. Zum Fortschreiten auf diesem Gebiet sollten unter anderem die in den die Flüssigkeit umgrenzenden Oberflächen und selbst in der Flüssigkeit vorhandene Druckverteilung, das Druckänderungsspektrum der Strömung bekannt sein, da das sich verändernde Druckfeld frequenzabhängig ist. Hinsichtlich der Blasen besitzt jede Strömung irgendeine Zeitskala, die bei Potentialströmungen relativ kurz, bei Strömungen mit Wirbelbildung und bei Strömungen mit Ablösung lang ist. Aus diesen Gründen läßt ein umfassende Verallgemeinerung des Maßstabeffekts noch auf sich warten. Wir sind z. B. noch nicht in der Lage, einen Zusammenhang zwischen den erodierten Volumina  $\Delta V_{Pt}$  und  $\Delta V_M$  des Prototyps und des Modells in der Form von

$$\Delta V_{Pt} = \Delta V_M Y^k A^l P^m \Sigma^n M^0 K^p A^q X^r \dots \text{ usw.} \quad (13)$$

aufzuschreiben, wo  $Y$  die Maßstabzahl der Strömungsgeschwindigkeiten,  $A$  die der geometrischen Abmessungen,  $P$  die der Dichten,  $\Sigma$  die der Oberflächenspannungen,  $M$  die der Viskositäten,  $K$  die der Volumenelastizitäten,  $A$  die der Schallgeschwindigkeiten und  $X$  die der relativen Rauigkeiten bezeichnen usw. (z. B. Luftinhalt, Turbulenzgrad, thermodynamische Eigenschaften). Nur in bezug auf die ersten beiden Glieder der Gl. (13) (die Maßstabzahlen den Geschwindigkeits- und geometrischen Abmessungen) verfügen wir über genügend zuverlässige Ergebnisse.

1. *Die Maßstabeffekt der Strömungsgeschwindigkeiten.* Zuerst haben KNAPP und HOLLANDER [20], [21] im Jahre 1948 eine Exponentialbeziehung ( $k=6$ ) festgestellt. Bei anderen Untersuchungen hat KNAPP (im Jahre 1955) im Bereich von 4—6 liegende Exponenten ermittelt [22]. KERR und ROSENBERG [23] haben in ihren mit Wasserturbinen durchgeführten Versuchen mit radioaktiven Isotopen einen Exponentenwert von 4—5 im Jahre 1958 ermittelt. GOVINDA RAO [24] hat im Jahre 1961 bei in einen Kanal gelegten Kreiszyylindermodellen Exponenten im Bereich von 5,3—8, bei viereckigen Modellen im Bereich von 4—8 erhalten. HOBBS hat ebenfalls im Jahre 1961 bei einer Wasserschlag-Einrichtung einen Exponenten  $k=5$  ermittelt [25]. HAMMITT [26] erhielt (im Jahre 1963) bei seinen Venturirohrversuchen eine Exponentialbeziehung mit einem Exponenten gleich 5.

VARGA und SEBESTYÉN haben im Jahre 1963 in einem geschlossenen hydrodynamischen Kanal (mit Kreiszyylindermodellen) ebenfalls einen Exponenten gleich 5 ermittelt. [27], [28], [29]. Gleichzeitig haben sie auch festgestellt, daß in dem Anfangszustand der Exponent der Erosion zeitabhängig ist und erst nach einem gewissen Materialverlust sein Wert konstant wird.

Außer den obigen haben noch zahlreiche Forscher in diese Richtung passende Ergebnisse veröffentlicht. So z. B. erhielten MEIER und GREIN [30] bei ihren Versuchen an einem Pumpenmodell einen Exponenten mit 5,4. SEBESTYÉN und Mitarbeiter haben bei ihren Versuchen mit an rotierender Scheibe befestigten kleinen Kreiszyylindermodell in einer Pumpe Exponenten im Bereich von 6,4—6,7 ermittelt [31]. VARGA und Mitarbeiter [32] haben an einer rotierenden Scheibe in Abhängigkeit von der relativen Zonenlänge die Exponenten zwischen 5,2—6,5—8 erhalten. Die Venturi-Versuche von PYLAEV und SOTNIKOV [33] lieferten Exponenten im Bereich von 5—7. STINEBRING—ARNDT—HOLL haben mit reinem Aluminium in einem Kavitationskanal bei innerhalb breiten Geschwindigkeitsgrenzen (14,9—59,3 m/s) durchgeführten Versuchen die Volumina der Kavitationskrater bestimmt. Nach ihren Untersuchungen wächst der auf die Zeiteinheit bezogene Materialverlust mit

einem Exponenten 6 der Strömungsgeschwindigkeit das mittlere Kratervolumen ändert jedoch mit einem Exponenten gleich 5. Dasselbe trifft auch auf die Blasen-Zusammenbruchenergie zu [34].

Die vorigen Untersuchungen weisen auf eine gewisse Streuung des Geschwindigkeitsexponenten hin. Dies kann auf verschiedene Ursachen zurückgeführt werden, z. B. darauf daß die Versuche an sehr verschiedenen Einrichtungen (Turbine, Pumpe, rotierende Scheibe, Wasserschlag-Einrichtung, Venturirohr, hydrodynamischer Kavitationskanal) durchgeführt wurden, wo die Strömungsverhältnisse, der Luftgehalt, die thermodynamischen Einflüsse und die Turbulenzgrade voneinander wesentlich abweichen konnten. Die Kavitationsempfindlichkeit der Einrichtungen war also unterschiedlich (z. B. Pumpe oder Turbine). Aus diesem Grund hat die Versuchsreihe Beachtungswert, die der Lehrstuhl für Wasserkraftmaschinen der TU Budapest gemeinsam mit dem Institut für Mechanische Probleme der Akademie der Wissenschaften der SU an in geschlossenen hydrodynamischen Kanälen in ähnlichen Meßräumen mit geometrisch ähnlichen Kreiszylindermodellen durchgeführt hat. Die Modellabmessungen lauten wie folgt:

Rechteckiger Meßraum Maße (mm)	Die Durchmesser der Kreiszylindermodelle (mm)	Die Länge der Kreiszylindermodelle (mm)
6 × 25	6	6
12 × 50	12	12
24 × 100	24	24
48 × 240	48	48

Die Ergebnisse der Versuchsreihe weisen eindeutig auf 5.-ten Potenzexponent. [35], [36], [37], [38], [39]. Es ist bemerkenswert, daß THIRUVENGADAM und RUDY bei ihren Versuchen mit Tropfenschlag bei Aluminium, Nickel, nichtrostendem Stahl und Titan einen Exponentenwert von 5 gefunden haben [40]. KOHL hat beim Felsenabbau [41] das gleiche Ergebnis ermittelt. Die Versuche mit Tropfenschlag von HEYMANN [42] haben ebenfalls das gleiche bestätigt.

2. *Die Maßstabeffekte der geometrischen Abmessungen.* Die Ergebnisse der zur Aufklärung dieser Frage durchgeführten Untersuchungen sind bedeutend einheitlicher als die vorherigen. Die Lit. [33] und weiter die Lit. [35—39] geben eindeutig einen Exponenten von 3. Hiezu kann noch die Arbeit von MALYSEV und PYLAEV [43] gezählt werden.

Scheinbar widerspricht den Zitierten die Arbeit von VARGA—SEBESTYÉN—SHALNEV [37], in der bei gleicher Materie (Blei) und bei gleicher Kavitations- und Strouhal-Zahl in der Anfangsperiode der Kavitation für drei verschiedene Modellabmessungen ein Exponent von 2 ermittelt wurde. Bei schon ausgebildeter Erosion haben sie einen Exponenten von 2,5 erhalten. Das weist darauf, daß der Exponent des geometrischen Maßstabeinflusses — genauso wie der der Strömungsgeschwindigkeit — erst nach einer gewissen erodierten Stoffmenge einen konstanten Wert annimmt, sein Wert ist also zeitabhängig.

3. *Die Maßstabszahl weiterer Faktoren.* Auf diesem Gebiet ist nichts besonderes zu verzeichnen, obwohl mehrere Forscher den Einfluß der verschiedenen Faktoren ermitteln wollten. Nach SHALNEV—VARGA und SEBESTYÉN [35] hat der Exponent der *Dichte* ( $P = \rho_1/\rho_2$ ) einen Wert von 2. Das haben sie auf Ergebnisse von HAMMITT [44] begründet, das aber auch eine zufällige Übereinstimmung sein kann. Weitere Angaben waren in der Literatur nicht zu finden. In bezug auf die *Oberflächenspannung* der Flüssigkeiten haben SHALNEV—VARGA—SEBESTYÉN in einer anderen Veröffentlichung [39] den Exponenten mit einem Wert von 1 angegeben. Das wurde auch durch den Umstand wahrscheinlich gemacht, daß eine die Oberflächenspannung vermindernde Polymerdosierung die Erosion praktisch nicht beeinflußt hatte [45]. Die *Viskosität* übt auch keinen bedeutenden Einfluß aus. Das beweist die zitierte Arbeit von WILSON und GRAHAM (Versuche, durchgeführt mit Glycerin-Wasser-Gemischen). Der Exponent kann eventuell einen Wert von  $-1$  haben. Der Einfluß, bzw. die auf den Maßstab ausgeübte Auswirkung der *relativen Rauigkeit* ist bei weitem noch nicht gelöst. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich darin, daß die isolierte Rauigkeit einen größeren Einfluß auf die Kavitation ausübt, als die gleichmäßig verteilte [46]. Der Einfluß der *Schallgeschwindigkeit* bedarf auch einer Aufklärung. Viele Zeichen weisen darauf hin, daß ihr Einfluß indirekt bedeutend ist. WILSON und GRAHAM haben gezeigt, daß die Erosion stark von dem Produkt  $\rho_f \cdot c_f$  (die akustische Impedanz der Flüssigkeit) abhängt. Die schon erwähnte Arbeit von ARNDT und IPPEN [46] hat auch darauf hingewiesen, daß ein enger Zusammenhang zwischen dem Kavitationsbeginn und dem Geräusch der turbulenten Grenzschicht besteht. Darauf weist die durch LIGHTILL durchgeführte Analyse über die durch die viskosen turbulenten Wirbel ausgestrahlte akustische Intensität. Da in dem Blasen-Flüssigkeit-Gemisch die Schallgeschwindigkeit bedeutend kleiner ist, so behält der mit der Mach-Zahl ausgedrückte

Zusammenhang auch in einer Kavitationsströmung seine Gültigkeit [47]. Diese Tatsachen haben den Lehrstuhl für Wasserkraftmaschinen und Pumpen zu einer ausgedehnten akustischen Untersuchung der Kavitation veranlaßt.

### Zusammenfassung

Alle diejenigen wichtigen Faktoren wurden beleuchtet, die auf die Maßstabeffekte einwirken können. Es wurde auch auf diejenige Bestrebungen und Möglichkeiten hingewiesen, die dieses äußerst zusammengesetzte Problem vorwärtsbringen und Hilfe zur Auswertung der Versuche leisten können. Zum Abschluß soll noch eine weitere Ursache der Schwierigkeiten erwähnt werden. Der „tatsächliche Maßstabeffekt“ wäre nur bei einer konstanten Kavitationszahl bzw. einer Kavitationszonenlänge und einer konstanten Strömungsgeometrie arbeitsbar. Diese sind aber schwer zu sichern. Schwierigkeiten ergeben sich auch bei der Wahl der konstanten Kavitationszahl, da zu den verschiedenen Kavitationszahlen bzw. Zonenlängen verschiedene Erosionswerte gehören, die darauf hinweisen, daß die konstanten Werte der Kavitationszahl und die Kavitation mit einem konstanten Wert keine sinnverwandte Begriffe sind. Die die Zunahme und den Zusammenbruch der Blasen beschreibenden Gleichungen sind nichtlinear. Deshalb sind die Zusammenbruchenergien der Blasen unproportional mit den Abmessungen. Eine Unsicherheit verursacht bei der Aufklärung der Maßstabeflüsse auch der Umstand, daß man zur Charakterisierung der Kavitationserosion über kein allgemein anerkanntes universales Parameter verfügt.

Leider wurden in den vergangenen Jahren immer weniger solche Publikationen veröffentlicht, die zur Aufklärung dieser Fragen hätten beitragen können. In Kenntnis der Schwierigkeiten ist das nicht zu bewundern, obzwar bedauerlich. Man soll hoffen, daß es sich hier nur um eine Übergangerscheinung handelt, und Prof. HAMMITT sein Recht nicht behalten wird, der in einem IAHR-Bericht [48], in ein oder zwei Jahrzehnten das Entstehen der die Wahrheit widerspiegelnden Ergebnisse erwartet.

### Literatur

1. FÁY, Cs.: A Vízgépek Tanszékének kavitációs csatornája. MTA IV. Oszt. Közleményei, 1958. 187—194. oldal
2. BATCHELOR, G. K.: An Introduction to Fluid Mechanics, Cambridge Univ. Press 1967.
3. PLESSET, M. S.: The Dynamics of Cavitation Bubbles, Journ. Appl. Mechanics, Vol. 16, 1949.
4. ARNDT, R. E. A.: Pressure Fields and Cavitation. IAHR 7th Symp Vienna, 1974, Trans. Part 1. IX. 1.
5. KELLER, A.: The Influence of the Cavitation Nuclei Spectrum on Cavitation Inception. IUTAM Symp. Leningrad, 1971.
6. DAILY, J. W.—JOHNSON, V. E.: Turbulence and Boundary Layer Effects on Cavitation Inception from Gas Nuclei. ASME Vol. 78. 1956.
7. HOLL, J. W.: Cavitation State of Knowledge, ASME Book 1969.
8. PARKIN, B. R.—KERMEEN, R. W.: The Roles of Convective Air Diffusion and Liquid Tensile Stress During Cavitation Inception. Proc. IAHR Symp. Sendai 1962.

9. HAMMITT, F. G.: Effect of Gas Content upon Cavitation Inception Performance and Damage. *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 10, H. 3. (1972).
10. HOLL, J. W.: An Effect of Air Content on the Occurrence of Cavitation. *ASME J. Basic Eng.* Vol. 82. 1960.
11. HOLL, J. W.—WISLICENUS, G. F.: Scale Effects in Cavitation. *ASME Basic Eng. Ser. D.* Vol. 83. 1961.
12. WISLICENUS, G. F.: *Fluid Mechanics of Turbomachinery*, Dover Publ. 1965.
13. PLESSET, M. S.—ZWICK, S. A.: The Growth of Vapor Bubbles in Superheated Liquids. *Journ. Appl. Phys.*, Vol. 25, H. 4. (1956).
14. STAHL, H. A.—STEPANOFF, A. J.: Thermodynamic Aspects of Cavitation in Centrifugal Pumps. *ASME* Vol. 78. 1956.
15. LI, W. H.: Thermal Effects on the Growth and Collapse of Cavities, *IAHR Symp. Sendai 1962*.
16. STEPANOFF, A. J.—KAWAGUCHI, K.: Cavitation Properties of Liquids. *IAHR Symp. Sendai 1962*.
17. HUTTON, S. P.—CHIVERS, T. C.: Cavitation Scale Effects in Pumps. *Schweizerische Bauzeitung*, Bd. 89. 1971.
18. FLORJANCIC, D.: Experimentelle Untersuchungen an einer Pumpe zur Feststellung der Aenderung der Saugfähigkeit durch Oberflächenrauigkeit, durch Mischvorgänge am Laufradeintritt und durch Heisswasserförderung, *Diss. ETH Zürich*, Nr. 4406.
19. WILSON, R. W.—GRAHAM, R.: Cavitation of Metal Surfaces in Contact with Lubricants. *Conf. of Lubrication and Wear. Inst. of Mech. Eng. London*, 1957.
20. KNAPP, R. T.—HOLLANDER, A.: Laboratory Investigation of the Mechanism of Cavitation. *ASME* Vol. 70. 1948.
21. KNAPP, R. T.: Accelerated Field Tests of Cavitation Intensity. *ASME* Vol. 80. No. 1. 1958.
22. KNAPP, R. T.: Recent Investigation of the Mechanics of Cavitation and Cavitation Damage. *ASME* Vol. 77. 1955.
23. KERR, S. K.—ROSENBERG, K.: An Index of Cavitation Erosion by Means of Radioisotopes. *ASME* Vol. 80. 1958.
24. GOVINDA RAO, N. S.: Cavitation, its Inception and Damage. *Irrigation an Power* 1961.
25. HOBBS, J. M.: Problems of Predicting Cavitation Erosion from Accelerated Tests. *ASME-EIC Hydraulic Conf. Montreal* 1961.
26. HAMMITT, F. G.: Observation on Cavitation Velocity Damage Exponent in a Flowing System, *ASME Basic Eng.* Vol. 85. 1963.
27. VARGA, J.—SEBESTYÉN, GY.: Observation on Cavitation Velocity Damage Exponent in a Flowing System. *Periodica Polytechnica M VIII*. Budapest, 1964.
28. VARGA, J.—SEBESTYÉN, GY.—SHALNEV, K. K.—TSERNAVSZKIJ, B. A.: Untersuchungen des Maßstabeffektes der Kavitationserosion. *Acta Techn. Acad. Sci. Hung.* 51 (1965).
29. VARGA, J.: Einige Forschungsergebnisse auf dem Gebiete der Kavitationsströmung und der Kavitationserosion. *Österr. Ing. Zeitschr.* Heft 18. 1968.
30. MEIER, W.—GREIN, H.: Cavitation in Modells and Prototype of Storage Pumps and Pump turbines. *IAHR Symp. Stockholm* 1970.
31. SEBESTYÉN, GY.—STVRTECZKY, F.—SZABÓ, Á.: Some Results of Cavitation Erosion Investigation in a Pump. *Proc. the 3rd Conf. of Fluid Mech. and Fluid Machinery*, Budapest, 1969.
32. VARGA, J.—BATA, T.—SEBESTYÉN, GY.: Investigation of Cavitation Erosion in Rotary Disc and some Results. *Proc. of the 3rd Conf. of Fluid Mechanics and Fluid Machinery*, Budapest 1969.

33. PYLAEV, N. J.—SOTNIKOV, A. A.: Mastabnie effekti v kavitacionnij erosii. Energomasino-stroenie 1972. Nr. 12.
34. STINEBRING, D. R.—ARNDT, R. E.—HOLL, J. W.: Scaling of Cavitation Damage. Journ. Hydronautics, Vol. 11. No. 3 (1977).
35. SHALNEV, K. K.—VARGA, J. J.—SEBESTYÉN, GY.: Scale Effect Investigation of Cavitation Erosion Using the Energy Parameter. ASTM Symp. Atlantic City 1966.
36. VARGA, J.—SEBESTYÉN, GY.—SHALNEV, K. K.—TSERNAVSZKIJ, B. A.: Untersuchungen des Maßstabeffektes der Kavitationserosion. Acta Techn. Hung. 57 Budapest, 1965.
37. VARGA, J. J.—SEBESTYÉN, GY.—SHALNEV, K. K.: Effect of the Flow Velocity and Characteristic Dimension of a Model on Cavitation Erosion over a Range of Reynolds Numbers from  $90 \cdot 10^3$  to  $900 \cdot 10^3$ . Proc. of the 3rd Conference on Fluid Mechanics and Fluid Machinery, Budapest, 1969.
38. VARGA, J.—SEBESTYÉN, GY.: The Intensity and Scale Effect of Cavitation Damage. Periodica Polytechn. MX/1. Budapest, 1966.
39. SHALNEV, K. K.—VARGA, J. J.—SEBESTYÉN, GY.: Accurate Determination of the Scale Effect Formula for Cavitation Erosion. Acta Techn. Hung. 66/4. 1969.
40. THIRUVENGADAM, A.—RUDY, S. L.: Experimental and Analytical Investigations of Multiple Liquid Impact Erosion. Hydronautics. Inc. Technical Report 719-1. 1968.
41. KOHL, R. T.: Tunneling with High Speed Water Jets Utilizing Cavitation Damage. Hydronautics Inc. Techn. Report 713-1 1968.
42. HEYMANN, F. J.: Toward Quantitative Prediction of Liquid Impact Erosion. ASTM Symp. Atlantic City 1969. ASTM Publ. 474.
43. MALISHEV, V.—PYLAEV, N. J.: The Influence of the Hydroturbine Size on the Cavitation Pitting Intensity. Conf. on Cavitation, Edinburgh 1974.
44. HAMMITT, R. G.—BARINKA, L. L.—ROBINSON, M. J.—PEHLKE, R. D.—SIEBERT, C. A.: Initial Phases of Damage to Test Specimens in Cavitating Venturi. ASME Vol. 87. 1965.
45. VARGA, J. J.—SEBESTYÉN, GY.—BÁLINT, L.—SHALNEV, K. K.—LAZARENKO, B. B.—BOLOGA, M. K.—DERENDOVSKY, A. F.: Influence of Surface Tension in the Fluid on Cavitation Erosion. Proc. of the 3rd Conf. of Fluid Mechanics and Fluid Machinery. Budapest, 1969.
46. ARNDT, R. A.—IPPEN, A. T.: Rough Surface Effects and Cavitation Inception. ASME Basic Eng. Vol. 90. 1968.
47. THIRUVENGADAM, A.: On Modeling Cavitation Damage Journal of Ship Research, 1969. sept.
48. HAMMITT, F. G.: Cavitation Damage Scale Effects. State of Art Summarization. Report No UMICH 01357-31-T 1975. IAHR.

Prof. Dr. József J. VARGA H-1521 Budapest