Glazik, G.

Wirkung und Anwendung durchbrochener Molen und Wellenbrecher

Mitteilungen der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau; Schriftenreihe Wasser- und Grundbau

Wirkung und Anwendung

durchbrochener Molen und Wellenbrecher

Dr.-Ing. G. Glazik

Von der Technischen Universität Dresden,
Fakultät für Bauwesen, 1967 genehmigte
Dissertation

V o r w o r t

Bereits vor längerem wurde erkannt, dass Molen und Wellenbrecher wirtschaftlicher hergestellt werden können, indem man sie nicht vollflächig bis zum Meeresboden ausführt, sondern sie nur bis zu einer bestimmten Tiefe unter der Wasseroberfläche eintauchen lässt, da der grösste Teil der Wellenenergie in deren Nähe konzentriert ist. Die praktische Verwirklichung dieses Gedankens wurde bisher dadurch gehemmt, dass keine ausreichende quantitative Kenntnis über die wellendämpfende Wirkung solcher "durchbrochener" Molen vorlag. Der Verfasser strebt mit der vorliegenden Arbeit an, einen Beitrag zur Einführung der neuen Bauweise in die Praxis zu geben. Sie beinhaltet daher nicht nur die wissenschaftliche Klärung hydraulischer Probleme, insbesondere der Wellendämpfung, sondern sie soll gleichzeitig dem in der Projektierung tätigen Ingenieur als Richtlinie und zur Orientierung dienen.

Die Anfänge dieser Arbeit liegen bereits längere Zeit zurück; ihr Abschluss verzögerte sich leider infolge anderweitiger Inanspruchnahme des Verfassers. Erstmals beschäftigte sich der Verfasser mit der Frage durchbrochener Molen im Jahre 1959 im Rahmen seiner Diplomarbeit am Institut für Fluss- und Seebau der Technischen Universität Dresden. Wesentliche Grundlage der vorliegenden Arbeit sind Grossmodellversuche, welche in den Jahren 1959 bis 1962 in der Versuchsanstalt Potsdam der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau Berlin im Rahmen des Forschungsplanes der Forschungsanstalt bzw. der Hauptverwaltung der Wasserstrassen und der Binnenschiffahrt des Ministeriums für Verkehrswesen durchgeführt wurden. Die Ergebnisse dieser Versuche dienten als Ausgangsbasis für eine weitere theoretische Bearbeitung.

Das Manuskript der vorliegenden Arbeit wurde im Oktober 1966 abgeschlossen. Sowohl Publikationen als auch Erfahrungsaustausche aus den voraufgegangenen Jahren zeigen international ein verstärktes Interesse an Seebauwerken in "aufgelöster" Konstruktion, und man kann diesbezüglich bereits von einer neuen Richtung beim Entwurf von Wellenbrechern sprechen. Nach Abschluss des Manuskriptes sind dem Verfasser einige neuere Publikationen zu dieser Thematik bekannt geworden, in welchen vor allem auch auf die bautechnischen und praktischen Vorteile durchbrochener Molen für bestimmte Zwecke bzw. Bauaufgaben hingewiesen wird. Damit wird erneut das internationale Interesse an diesen Problemen unterstrichen, wodurch die vorliegende Arbeit besonders aktuell erscheint.

Mein besonderer Dank gebührt dem Direktor der Forschungsanstalt, Herrn Dipl.-Ing. J. OMANN sowie dem Leiter der Abteilung Wasserbau und Schiffahrt der Forschungsanstalt, Herrn Dr.-Ing. E. BLAU, auf dessen Anregung die seinerzeitigen Modellversuche erfolgten, für die mir gegebenen Möglichkeiten zur Durchführung der experimentellen Untersuchungen sowie ihre fördernde Anteilnahme an der gesamten Arbeit. Ferner möchte ich Herrn Ing. H. SCHINKE für seine tatkräftige und vielseitige Unterstützung bei der Versuchsdurchführung herzlich danken, ebenso dem an den Arbeiten beteiligten Kollektiv der Handwerker und technischen Hilfskräfte.

Zu grossem Dank verpflichtet bin ich den Herren Prof. Dipl.-Ing. R. HOFFMANN und Prof. (em.) Dipl.-Ing. G. WOBUS für die Übernahme der Referate und zahlreiche wertvolle Hinweise.

G. Glazik

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung: Wellendämpfung mittels durchbrochener Molen

Wasserflächen können vor der Wellenbewegung geschützt werden, wenn die Energie der anlaufenden Wellen von ihnen ganz oder teilweise ferngehalten wird. Das ist möglich entweder durch Energieumwandlung oder -reflexion. Eine vollständige Zurückhaltung der Wellenenergie erfolgt durch die üblichen vom Meeresboden bis über den Wasserspiegel reichenden massiven Molen. Sowohl theoretische Untersuchungen als auch Messungen zeigen, dass die Energie der Wellen ungleichmässig über die Wassertiefe verteilt und hauptsächlich in den oberen Wasserschichten konzentriert ist. Daher ist vom hydraulischen Standpunkt bei einem vollflächigen, d.h. über die ganze Wassertiefe reichenden Bauwerk ein grosser Teil des Materials überflüssig.

Die Konzentration der Wellenenergie in den oberen Wasserschichten legte den Gedanken nahe, den Schutz von Wasserflächen vor der Wellenbewegung durch nur in den oberflächennahen Schichten wirkende Schutzbauten zu erreichen. Neben Anlagen, welche den Wellen durch künstlich erzeugte Strömungen entgegenwirken sollen (z.B. sog. hydraulische Wellenbrecher), gehört hierzu insbesondere die Anordnung von auf die Oberflächenschichten beschränkten schwimmenden oder festen Bauwerken, an denen die dort konzentrierte Wellenenergie reflektiert oder umgewandelt werden soll.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind feststehende, nur bis zu einer beschränkten Tiefe eintauchende Bauwerke, welche in Anlehnung an die einschlägige Fachliteratur als "durchbrochene Molen" bezeichnet werden. Mit dieser Definition für Bauwerke mit horizontalen Durchbrüchen zwischen Meeresboden und Bauwerksunterkante werden sie gleichzeitig abgegrenzt gegen solche mit vertikalen Durchbrüchen auf der gesamten Bauwerkshöhe (sog. Freipässen). Innerhalb dieser Kategorie der Molen und Wellenbrecher sind wiederum verschiedene Bauwerkstypen möglich: einzelne sowie mehrere hintereinander angeordnete senkrechte Wände, geneigte Wände, quaderförmige Bauwerke sowie Kombinationen dieser Elemente (Abb. 1), welche ähnlich wie Brücken auf Stützen in bestimmten Abständen ruhen.+) Die wellendämpfende Wirkung der verschiedenen Typen durchbrochener Molen beruht z.T. auf unterschiedlichen Wirkungsprinzipien. Während bei einer einzelnen senkrechten Wand nur die in der anlaufenden Welle bis zur Tauchtiefe der Wand enthaltene Energie reflektiert wird, wird bei mehrwandigen, unten offenen Konstruktionen zusätzlich die zwischen den einzelnen Wänden befindliche Wassermasse zu Schwingungen angeregt, welche auf die Wellenbewegung ausserhalb des Bereichs dieser als (hydraulische) Resonatoren zu bezeichnender Bauwerke rückwirken. Bei quaderförmigen Überbauten wirkt die Längenausdehnung des Bauwerks in Wellenfortschrittsrichtung zusätzlich wellendämpfend. Tauchwand, Quader und Resonator sind die drei Grundtypen der durchbrochenen Molen, wobei ausserdem geneigte Wandflächen möglich sind.

Die Anwendung durchbrochener Molen und Wellenbrecher kann in bestimmten Fällen gegenüber den gebräuchlichen vollflächigen massiven Bauwerken wirtschaftliche und technische Vorteile haben. Die Einschränkung der Bauwerksmassen ergibt dementsprechende Ersparnisse. Durchbrochene Molen können auch bei schlechtem Baugrund, welcher Massivbauwerke nicht trägt, vorteilhaft angewandt werden, wenn die Stützen als Pfahlrostbauwerke ausgeführt werden.

In den letzten Jahrzehnten durchgeführte Untersuchungen zeigen, dass es grundsätzlich sowohl hydrodynamisch als auch konstruktiv und bautechnologisch möglich ist, die Idee durchbrochener Molen oder Wellenbrecher zu realisieren. Trotzdem wurden sie bisher nur in wenigen Fällen praktisch ausgeführt. Ein entscheidender Grund dafür ist im Fehlen ausreichender Kenntnisse über die wellendämpfende Wirkung in Abhängigkeit von den Wellen- und Bauwerksabmessungen zu suchen. In den letzten Jahren wurden zu verschiedenen Teilproblemen der Anwendung durchbrochener Molen Untersuchungsergebnisse veröffentlicht, die sich meist nur auf einen bestimmten Bauwerkstyp beschränken. Neben theoretischen Untersuchungen wurden dabei in starkem Masse Mo-

---

+) Daher auch "Brückenwellenbrecher" genannt [90].

dellversuche durchgeführt, welche leider meist in sehr kleinen Maßstäben erfolgten. Untersuchungen über den Einfluss durchbrochener Molen auf die Sedimentbewegungen wurden bisher nicht durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit hat das Ziel einer zusammenhängenden Darstellung der Wirkung und Anwendung durchbrochener Molen. Eine Zusammenfassung der verstreuten und bisher in deutscher Sprache nicht veröffentlichten Untersuchungsergebnisse bietet erstmals einen relativ vollständigen Überblick und ermöglicht kritische Vergleiche. Wesentliche Grundlage der vorliegenden Untersuchung der verschiedenen Bauwerkstypen sind Grossmodellversuche in dem für derartige Versuche bisher grössten Maßstab und Umfang. Erstmalig wurden Untersuchungen über die Wirkung derartiger Bauwerke auf die Sedimentbewegung durchgeführt. Mit der Arbeit wird angestrebt, durch die Schaffung von Bemessungsunterlagen auf Grund der Analyse des Wirkungsmechanismus eine Lücke zu schliessen, die der Anwendung durchbrochener Molen entgegenstand und dadurch sowie durch die komplexe Darstellung der Probleme derartiger Bauwerke einen Beitrag zur Einführung dieser neuen Bauweise in die Praxis zu liefern.

2. Wellentheoretische Grundlagen

2.1 Allgemeines

Die Dynamik der Wasserwellen ist infolge des komplizierten Naturvorganges nur schwer in eine mit den vielfältigen zu beobachtenden Erscheinungen in Einklang stehende allgemeine mathematische Form zu fassen. Wie auf vielen Gebieten der Hydraulik so gilt auch für die Wellenbewegung, dass nur die komplexe und gleichberechtigte Betrachtung der drei grundsätzlichen Wege der Forschung - Theorie, Naturbeobachtung und Experiment - uns gestattet, praktische Aufgaben mit befriedigender Genauigkeit zu lösen. Für die Erklärung der Wellenbewegung sind verschiedene Theorien entwickelt worden, die jedoch alle nur als Annäherungen an die natürlichen Erscheinungen zu betrachten sind. Es gibt Erscheinungen, wo die theoretischen Lösungen sehr gut die Wirklichkeit wiederspiegeln, was durch Beobachtungen in der Natur und an Modellen bestätigt wurde. Die Beobachtungen sind ein unerlässliches Hilfsmittel der Theorie und gleichzeitig das Kriterium für deren Richtigkeit; umgekehrt ermöglicht die Theorie eine Interpretation der Beobachtungsergebnisse. Es gibt aber auch Fälle, welche die Theorie bisher nicht erklären kann und wo auch die praktische Erfahrung nicht ausreicht, so dass dann der Modellversuch das einzige Mittel bleibt, um einige Klarheit in ein Problem zu bringen; aus dem Bemühen, die für die Praxis erforderlichen quantitativen Angaben zu schaffen, resultieren dabei vielfach empirische Ansätze.

Die verschiedenen Wellentheorien sind in den Standardwerken der hydraulischen Fachliteratur zu finden, z.B. [59], [60], [61]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden ihre Ergebnisse nur soweit dargestellt, wie sie unmittelbar als theoretische Grundlagen für die Probleme durchbrochener Molen dienen können. Die Betrachtung wird auf die "klassischen" Wellentheorien von GERSTNER, STOKES und AIRY beschränkt; die Fragen der Entstehung, des Wachstums und Abklingens der Wellen unter dem Einfluss des Windes bleiben dabei unberücksichtigt, d.h. es wird nur die Bewegung der nicht mehr unter dem Einfluss des Windes stehenden, ausserhalb des Sturmgebietes laufenden sog. "stationären Wellen" [105] oder Dünung betrachtet. In der Fachliteratur finden sich Auseinandersetzungen, ob die Form dieser Wellen einer Sinus- bzw. Cosinuskurve oder einer Trochoide gleicht oder ob die Ermittlung einer noch genaueren Annäherungskurve notwendig sei. Natur- und Modellmessungen ergaben, dass sowohl die Sinuskurve als auch die Trochoide brauchbare Näherungen darstellen. WEY hat z.B. gezeigt [128], dass es für die theoretische Ableitung der Wellenenergie - auf die es auch im Falle durchbrochener Molen besonders ankommt - gleichgültig ist, ob eine Sinusoide oder eine Trochoide zu Grunde gelegt wird. Um die bei den durchbrochenen Molen in Gestalt der Resonatoren auftretenden Schwingungsprobleme in der grundlegenden und einfacheren Form der harmonischen, d.h. sinusförmigen Schwingung behandeln zu können, wird den wellentheoretischen Betrachtungen eine sinusförmige Welle zu Grunde gelegt.

GERSTNER hat 1804 eine sog. trochoidale Wellentheorie veröffentlicht, nach welcher sich durch Annahme einer Kreisbewegung

(Orbitalbewegung) der Wasserteilchen die Wellenform als Trochoide ergibt. Da GERSTNER den Zusammenhang zwischen der Wassertiefe und der Wellenbewegung ausser acht liess, gilt seine Theorie nur für unendliche Wassertiefe.

Unter Berücksichtigung der Wassertiefen haben sowohl AIRY als auch STOKES Wellentheorien angegeben, die zu einander ähnlichen Ergebnissen führen und als Potentialtheorie der Wasserwellen bekannt geworden sind. Das Wellenprofil hat nach dieser Theorie die Form einer Cosinus- bzw. Sinuslinie. Durch Grenzwertbildung werden für unendliche Tiefe dieselben Beziehungen wie nach der Theorie von GERSTNER erhalten.

2.2 Grundgleichungen der klassischen Wellentheorie

Die nachfolgend angegebenen Ausdrücke gelten für zweidimensionale (ebene) Wellen unter der Voraussetzung einer idealen Flüssigkeit als Näherungslösung erster Ordnung, d.h. unter Vernachlässigung aller Glieder klein von zweiter und höherer Ordnung. Man nimmt allgemein an, dass der Einfluss der Ausdrücke höherer Ordnung, insbesondere bezüglich der Amplitude, gering ist, solange die Wellensteilheit $\delta \leqq 5\,\%$ (1:2o) und die relative Tiefe $h/L \geqq 0{,}1$ sind [114]. Der Koordinatenursprung wird im ruhenden Wasserspiegel angenommen; die x-Achse fällt mit dem ruhenden Wasserspiegel zusammen und ist nach rechts positiv gerichtet, die y-Achse senkrecht nach abwärts; die anlaufenden Wellen bewegen sich in Richtung der positiven x-Achse.

2.21 Endliche Wassertiefe

Geschwindigkeitspotential:

$$\varphi = -\frac{H}{2} \cdot \frac{L}{T} \cdot \frac{\cosh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \qquad (1)$$

Oszillationsgeschwindigkeitskomponenten:

$$V_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{\cosh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h} \cdot \sin 2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \tag{2}$$

$$V_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{\sinh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \tag{3}$$

Bahngleichungen eines Wasserteilchens:

$$x' = \frac{H}{2} \cdot \frac{\cosh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h} \cdot \cos 2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \tag{4}$$

$$y' = -\frac{H}{2} \cdot \frac{\sinh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h} \cdot \sin 2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \tag{5}$$

Insbesondere folgt aus (5) die Gleichung der freien Oberfläche:

$$y = -\frac{H}{2} \cdot \sin 2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \tag{6}$$

Die Bahnkurven sind Ellipsen mit horizontal liegender grosser Achse und den Halbachsen

$$r_x = \frac{H}{2} \cdot \frac{\cosh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h} \tag{7}$$

$$r_y = \frac{H}{2} \cdot \frac{\sinh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h} \tag{8}$$

Wellenf-rtschrittsgeschwindigkeit:

$$c = \frac{L}{T} = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi}{L} h} \tag{9}$$

Bei sehr seichtem Wasser, d.h. für $\frac{h}{L} \rightarrow 0$, wird

$$\tanh \frac{2\pi}{L} h \approx \frac{2\pi}{L} h$$

und damit

$$c = \sqrt{gh} \tag{10}$$

Gruppengeschwindigkeit:

$$c_{gr} = c \cdot n \tag{11}$$

$$n = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{4\pi h/L}{\sinh \frac{4\pi}{L} h}\right] \tag{12}$$

2.22 Unendliche Wassertiefe

Für unendlich tiefes Wasser ($h \to \infty$) erhält man durch Grenzwertbildung aus den vorstehenden Gleichungen folgende, einfachere Ausdrücke.

Geschwindigkeitspotential:

$$\varphi = -\frac{H}{2} \cdot \frac{L}{T} \cdot e^{-\frac{2\pi}{L}y} \cdot \cos 2\pi\left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \tag{13}$$

Oszillationsgeschwindigkeitskomponenten:

$$v_x = \frac{\pi H}{T} \cdot e^{-\frac{2\pi}{L}y} \cdot \sin 2\pi\left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \tag{14}$$

$$v_y = \frac{\pi H}{T} \cdot e^{-\frac{2\pi}{L}y} \cdot \cos 2\pi\left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \tag{15}$$

Daraus ergibt sich die absolute Oszillationsgeschwindigkeit zu

$$v = \frac{\pi H}{T} \cdot e^{-\frac{2\pi}{L}y} \tag{16}$$

Bahngleichungen eines Wasserteilchens:

$$x' = \frac{H}{2} \cdot e^{-\frac{2\pi}{L}y} \cdot \cos 2\pi\left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \tag{17}$$

$$y' = -\frac{H}{2} \cdot e^{-\frac{2\pi}{L}y} \cdot \sin 2\pi\left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T}\right) \tag{18}$$

Gleichung der freien Oberfläche:

$$y = -\frac{H}{2}\sin 2\pi\left(\frac{x}{L}-\frac{t}{T}\right),$$

identisch mit (6).

Bei unendlicher Wassertiefe wird die Bahnkurve eine Kreisbahn mit den Orbitalradien

$$r_x = r_y = r = \frac{H}{2}\cdot e^{-\frac{2\pi}{L}y} \tag{19}$$

Wellenfortschrittsgeschwindigkeit:

$$c = \sqrt{\frac{gL}{2\pi}} \tag{2o}$$

Gruppengeschwindigkeit:

$$n = \frac{1}{2}\ ;\ c_{gr} = \frac{c}{2} \tag{21}$$

Zwischen den einzelnen Wellenelementen bestehen ferner noch folgende Beziehungen+):

$$c = \sqrt{\frac{gL}{2\pi}} = 1{,}25\ \sqrt{L} \tag{22}$$

$$c = \frac{g\cdot T}{2\pi} = 1{,}56\,T \tag{23}$$

$$L = T\cdot c = 1{,}56\,T^2 \tag{24}$$

$$T = \sqrt{\frac{2\pi L}{g}} = 0{,}80\ \sqrt{L} = 0{,}64\,c \tag{25}$$

2.3 Einfluss der Wassertiefe auf die Wellenbewegung

Grundsätzlich ist der Einfluss der Wassertiefe bereits durch die im voraufgegangenen Abschnitt angegebenen formelmässigen Ansätze gekennzeichnet. Diese Zusammenhänge sollen jedoch zur Verdeutlichung nochmals speziell herausgestellt werden, da sie

+) Für endliche Wassertiefe lassen sich die analogen Beziehungen anschreiben.

- wie weiter unten gezeigt werden wird - für das behandelte Problem hervorragende Bedeutung haben.

In allen Formeln für endliche Wassertiefe tritt der Wert h/L auf. Bereits rein formal zeigt das den entscheidenden Einfluss dieses Verhältnisses, welches als relative Wassertiefe bezeichnet wird. Für die Wellenbewegung in einer bestimmten Tiefe y unter dem Wasserspiegel ist sowohl bei endlicher als auch unendlicher Wassertiefe die Grösse des Verhältniswertes y/L entscheidend. Nachfolgend werden der quantitative Einfluss dieser Verhältniswerte und die daraus folgenden qualitativen Erscheinungen gezeigt.

Entscheidend ist die Bewegung der Wasserteilchen auf den Orbitalbahnen. Zur Veranschaulichung ist auf Abb. 2 a die Abnahme der Orbitalradien mit der Tiefe unter dem Wasserspiegel für unendliche Wassertiefe nach Gl. (19) für $H/2 = 1{,}0$ m graphisch dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Radien von der Oberfläche nach der Tiefe rasch abnehmen. In einer Tiefe gleich der halben Wellenlänge, also $y/L = 0{,}5$, beträgt der Orbitalbahnradius nur noch das 0,043-fache wie an der Oberfläche. Weiter nach der Tiefe nähert sich die Kurve asymptotisch der Abszissenachse. Aus der Darstellung lässt sich ferner entnehmen, dass bei gleichbleibender Wellenhöhe die Orbitalradien in ein und derselben Tiefe umso grösser sind, je grösser die Wellenlänge ist. Auf Abb. 2 b wurden analog die Gl. (7) und (8) für endliche Wassertiefe graphisch veranschaulicht. Die ausgezogene Kurve zeigt, in welchem Masse die Bahnkurven an der Oberfläche von der Kreisform abweichen. Etwa ab $h/L = 0{,}5$ strebt die Kurve asymptotisch dem Wert 1,0 zu; d.h. für Wassertiefen $h \geqq L/2$ ergeben sich wieder Kreise als Bahnkurven. Die strichpunktierte Kurve auf Abb. 2 b gibt das Verhältnis der Halbachsen in halber Wassertiefe, also für $y = 0{,}5\,h$, an. Für $h/L = 0{,}5$ beträgt das Verhältnis bereits 0,92. Aus der Abnahme des Halbachsenverhältnisses mit der Tiefe, veranschaulicht durch den unterschiedlichen Verlauf der beiden Kurven, folgt, dass bei endlicher Wassertiefe die Bewegung der Wasserteilchen auf immer flacher werdenden Ellipsen vor sich geht, bis an der Sohle die kleine Halbachse ganz verschwindet und die Bewegung nur noch horizontal verläuft.

Die Darstellungen zeigen, dass in einer Wassertiefe etwa gleich der halben Wellenlänge die Wellenbewegung praktisch abgeklungen ist. Daraus resultierend rechnet man mit unendlicher Wassertiefe bei $h \geqq L/2$ (Tiefwasserwellen), mit endlicher bei $h < L/2$ (Flachwasserwellen). Von sehr seichtem Wasser mit der Anwendungsmöglichkeit der Gl. (1o) spricht man bei $h < L/25$.

Von vorstehender Definition der Tiefwasserwellen ausgehend wurde als anschaulicher Begriff der des "freien Schwingungsraumes" eingeführt und dieser definiert als das Verhältnis der Wassertiefe zur halben Wellenlänge, $\frac{h}{L/2} = \frac{2\,h}{L}$, oder in Prozenten ausgedrückt $\frac{2\,h}{L} \cdot 100\ [\%]$. Eine Wassertiefe gleich der halben Wellenlänge hat also einen Schwingungsraum von 1oo %. Qualitativ ist der Begriff des freien Schwingungsraumes identisch mit dem der relativen Wassertiefe h/L .

Entsprechend der genannten Definition der Tief- und Flachwasserwellen wird angenommen, dass bei $h \leqq L/2$ die Welle "Bodenberührung" hat. Die Vorgänge, welche sich beim Auflaufen einer Welle auf den strandnahen Unterwasserhang abspielen, nachdem diese Fühlung mit der Seesohle genommen hat, werden als Brandung bezeichnet. Mit zunehmender Einschränkung des Schwingungsraumes kommt es schliesslich bei einer bestimmten kritischen Wassertiefe zum Brechen der Welle, wobei ein Teil der Wassermasse derselben aus dem eigentlichen Profil der Welle heraustritt und dieser vorauseilt.

Angaben in der Literatur über den Brechpunkt zeigen grosse Unterschiede. Nach theoretischen Untersuchungen sowie Natur- und Modellbeobachtungen, u.a. der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau, kann als Näherungs- bzw. Mittelwert für das Verhältnis Brecherwassertiefe/Brecherhöhe

$$\frac{h_b}{H_b} = 1{,}3 \qquad (26)$$

angenommen werden.

Eine sehr wesentliche Erscheinung ist die Veränderung der Wellenabmessungen bei dem Übergang der Wellen vom Tief- ins Flachwasser und der weiteren stetigen Abnahme der Wassertiefe mit der Annäherung an die Küste. Diese sog. Refraktion ist, insbesondere unter Beachtung der praktisch sehr wesentlichen Energieverhältnisse und des natürlichen Wellenspektrums, bisher noch nicht vollständig geklärt [124]. Jedoch ist einmal für die praktische Entwurfsarbeit für Bauwerke im Flachwasser die Kenntnis der veränderten Wellenelemente wichtig. Hierzu wird auf die Refraktionstheorie von SCHULEJKIN bzw. MUNK und TRAYLOR hingewiesen, deren Ergebnisse befriedigende Übereinstimmung mit denen grossmaßstäblicher Modellversuche zeigten [52].

Ferner steht, wie noch in Abschnitt 3.32 gezeigt wird, die Ableitung der Wellenenergiebilanz an einer Tauchwand in Zusammenhang mit der Kritik an der Refraktionstheorie. Von den verschiedenen Wellenelementen ist die Periode T das einzige Element, welches seinen ursprünglichen Wert beibehält. Durch bestimmte algebraische Umformungen können die Abhängigkeiten der Wellenelemente im Flachwasser unter Einbeziehung der Periode dargestellt werden. Da für die Schwingungsprobleme an Resonatoren die Periode bzw. die Frequenz von wesentlicher Bedeutung ist, können die so aufgebauten Darstellungen der Refraktion dafür ausgenutzt werden.

Für die Änderung der Wellenlänge und -geschwindigkeit ergibt sich nach Gl. (9) und (2o)

$$\frac{L}{L_\infty} = \frac{c}{c_\infty} = \tanh \frac{2\pi}{L} h \tag{27}$$

wobei der Index ∞ jeweils die Tiefwasserwerte bezeichnet, und ferner

$$\frac{h}{L} = \frac{h}{L_\infty} \cdot \frac{1}{\tanh \frac{2\pi}{L} h} \tag{28}$$

$$\frac{h}{L_\infty} = \frac{h}{L} \tanh \frac{2\pi}{L} h = \frac{h}{L} \cdot \frac{L}{L_\infty} \tag{29}$$

Zur Erleichterung der Berechnung wurden Tabellen aufgestellt (siehe z.B. [76]).

SCHULEJKIN entwickelte ein Refraktionsdiagramm in Abhängigkeit von der Periode T [105]. Quadriert man Gl. (9) und dividiert beide Seiten durch L = c T , so erhält man

$$\frac{c}{T} = \frac{g}{2\pi} \tanh 2\pi \frac{h}{L} = 1{,}56 \tanh 2\pi \frac{h}{L} \qquad (30)$$

Setzt man nun auf der linken Seite für $c = \frac{L}{T}$ und multipliziert beide Seiten mit $\frac{h}{L}$, erhält man ferner

$$\frac{h}{T^2} = \frac{g}{2\pi} \cdot \frac{h}{L} \tanh 2\pi \frac{h}{L} \qquad (31)$$

Sowohl $\frac{c}{T}$ als auch $\frac{h}{T^2}$ sind Funktionen eines einzigen Arguments, nämlich des Parameters $\frac{h}{L}$. Abb. 3 zeigt das Diagramm

$$\frac{c}{T} = f\left(\frac{h}{T^2}\right) = \frac{h}{T^2} \cdot \frac{1}{h/L} \qquad (32)$$

Für grössere Wassertiefen nähert sich die Kurve asymptotisch dem aus Gl. (23) folgenden Wert

$$\frac{c_\infty}{T} = 1{,}56 \qquad (33)$$

In Abb. 3 wurde ferner die sich aus dem Kehrwert der Gl. (27) ergebende Kurve eingezeichnet, die man auch erhält, wenn man für einen bestimmten Wert der Abszisse $\frac{h}{T^2}$ den Grenzwert der Ordinate $\frac{c_\infty}{T} = 1{,}56$ durch den jeweiligen Ordinatenwert $\frac{c}{T}$ dividiert; dieser Ausdruck wird von SCHULEJKIN - in Analogie zur Optik - Brechungszahl genannt. In Ergänzung der SCHULEJKINschen Darstellung wurde auf Abb. 3 das Diagramm auf der Abszissenachse noch durch eine Skala für die relative Wassertiefe h/L ergänzt, so dass aus der Doppelskala der Abszisse sofort die Abhängigkeit zwischen h/L und c/T^2 abgelesen werden kann. Mit Hilfe dieses Diagramms lassen sich also die Abhängigkeiten der Wellenelemente c, L und T im Flachwasser ermitteln.

Für die Änderung der Wellenhöhen infolge Refraktion gilt nach MUNK und TRAYLOR

$$\frac{H}{H_\infty} = \sqrt{\frac{n_\infty}{n} \cdot \frac{c_\infty}{c}} = \sqrt{\frac{c_{\infty gr}}{c_{gr}}} = \sqrt{\frac{1}{2n} \cdot \frac{c_\infty}{c}} = \sqrt{\frac{1}{2n \tanh \frac{2\pi}{L} h}} \tag{34}$$

2.4 Wellenenergie

2.41 Grösse und Verteilung der Wellenenergie

Der Schutz von Wasserflächen vor der Wellenbewegung ist durch die vollständige oder teilweise Zurückhaltung der in den anlaufenden Wellen enthaltenen Energie von der zu schützenden Fläche gekennzeichnet. Für die theoretische Behandlung des Problems ist daher die Kenntnis der Grösse und Verteilung der Energie in der Welle erforderlich.

Die mathematischen Ableitungen für die Wellenenergie finden sich in verschiedenen Abhandlungen in z.T. sehr anschaulicher Weise; hier werden nur die Ausdrücke angeschrieben, welche für die weiteren Berechnungen in Frage kommen.

Aus der Wellenform ergibt sich, dass bei der Wellenbewegung die Wasserteilchen nicht nur in Orbitalbewegung versetzt, sondern auch noch um einen bestimmten Betrag angehoben werden müssen. Die Orbitalbewegung ist ein Ausdruck kinetischer, das Anheben der Teilchen ein Ausdruck potentieller Energie. Da beide Erscheinungen ursächlich miteinander verknüpft sind, kann in der Schwingungswelle keine der beiden Energieformen ohne die andere existieren. Die Mittelpunkte der sich bei endlicher Wassertiefe ergebenden elliptischen Orbitalbahnen liegen in der Tiefe y um

$$\varepsilon = \frac{\pi H^2}{8 L} \cdot \frac{\sinh \frac{4\pi}{L}(h-y)}{\sinh^2 \frac{2\pi}{L} h} \tag{35}$$

über der Höhenlage im Ruhezustand. Für unendliche Wassertiefe geht Gl. (35) über in

$$\varepsilon = \frac{\pi H^2}{4L} \cdot e^{-\frac{4\pi}{L} y} \tag{36}$$

Die potentielle Energie eines solchermassen angehobenen Wasserteilchens ergibt sich durch Multiplikation von ε mit dem Gewicht des Teilchens; die kinetische Energie folgt aus den Ansätzen für die Oszillationsgeschwindigkeitskomponenten; allgemein

$$E_p = \frac{\gamma}{2} \iint \varepsilon \, dx \, dy \tag{37}$$

$$E_k = \frac{\rho}{2} \iint \left(v_x^{\,2} + v_y^{\,2} \right) dx \, dy \tag{38}$$

Bei unendlicher Wassertiefe sind Grösse und Verteilung der potentiellen und kinetischen Energie jeweils gleich. An der Oberfläche sind die Energieordinaten je lfdm. Wellenkamm

$$E_{p_0} = E_{k_0} = \frac{\gamma \pi H^2}{4L} , \tag{39}$$

nach der Tiefe nimmt die Energie nach der e-Funktion ab:

$$E_{p_y} = E_{k_y} = \frac{\gamma \pi H^2}{4L} \cdot e^{-\frac{4\pi}{L} y} \tag{40}$$

Aus der Addition von E_p und E_k erhält man jeweils die totale bzw. Gesamtenergie zu

$$E_{t_0} = \frac{\gamma \pi H^2}{2L} \tag{41}$$

$$E_{t_y} = \frac{\gamma \pi H^2}{2L} \cdot e^{-\frac{4\pi}{L} y} \qquad (42)$$

Daraus errechnet sich die Gesamtenergie für eine Welle zu

$$E_t = \frac{\gamma \pi H^2}{2L} \int\limits_{x=0}^{x=L} \int\limits_{y=0}^{y=\infty} e^{-\frac{4\pi}{L} y} \, dx \, dy = \frac{\gamma H^2 L}{8} \qquad (43)$$

Die einzelnen Anteile sind

$$E_p = E_k = \frac{\gamma H^2 L}{16} \qquad (44)$$

Nach dem durch Gl. (4o) gegebenen Verteilungsgesetz der Wellenenergie nach der Tiefe lässt sich der relative Energieinhalt in einer Wasserschicht von der Oberfläche bis zu einer bestimmten Tiefe y angeben:

y	relativer Energieanteil
$\frac{1}{32}$ L	o,324
$\frac{1}{16}$ L	o,543
$\frac{1}{8}$ L	o,792
$\frac{1}{4}$ L	o,957
$\frac{1}{2}$ L	o,998
L	o,999
∞	1,ooo

Tabelle 1

Energieverteilung bei unendlicher Wassertiefe

Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass die Energie nach der Tiefe schnell abnimmt. In einer Schicht von der Oberfläche bis zu einer Tiefe von $\frac{L}{4}$ sind bereits 95,7 % der Energie konzentriert. Unterhalb dieser Tiefe ist keine nennenswerte Energie mehr vorhanden.

Mit dieser Energieverteilung ist die theoretische Begründung des Gedankens von nur in den oberflächennahen Schichten wirkenden Schutzbauten gegeben.

Für die Wellenenergie bei <u>endlicher Wassertiefe</u> (Flachwasser) ergeben sich kompliziertere Ausdrücke. Wie bei unendlicher Wassertiefe nimmt die potentielle Energie auch hier - entsprechend Gl. (35) - von ihrem Grösstwert an der Oberfläche bis auf Null an der Sohle ab:

$$E_p = \frac{\gamma \pi H^2}{8L} \int\limits_{x=0}^{x=L} \int\limits_{y=0}^{y=h} \frac{\sinh \frac{4\pi}{L}(h-y)}{\sinh^2 \frac{2\pi}{L} h} \, dx \, dy = \frac{\gamma H^2 L}{16} \qquad (45)$$

Unterschiedlich ist jedoch bei unendlicher und endlicher Wassertiefe die Verteilung der kinetischen Energie. Da keine kreisförmigen Orbitalbahnen vorliegen, ist bei endlicher Tiefe die kinetische Energie an verschiedenen Stellen x innerhalb einer Welle verschieden gross. Diese Verteilung spielt jedoch keine Rolle, sofern nur die Verhältnisse über eine gesamte Wellenlänge bzw. -periode, also die Energie einer gesamten Welle betrachtet werden. Die Verteilung nach der Tiefe ist dadurch gekennzeichnet, dass im Gegensatz zu unendlicher Wassertiefe im Flachwasser die kinetische Energie an der Sohle entsprechend der dort vorhandenen Bewegung der Teilchen grösser als Null ist. Aus Gl. (38) folgt nach Einsetzen der Ausdrücke für die Oszillationsgeschwindigkeitskomponenten als Endausdruck gleichfalls

$$E_k = \frac{\gamma H^2 L}{16} \qquad (46)$$

$$E_t = E_p + E_k = \frac{\gamma H^2 L}{8} \tag{47}$$

Nach Gl. (43) und (47) haben also Wellen von gleicher Länge und Höhe sowohl im Tief- als auch im Flachwasser dieselbe Energie. Dadurch, dass im Flachwasser an der Sohle die Energieordinate grösser als Null ist, wirkt die Energie hier bis in tiefere Schichten, ist also nicht so stark in den oberen Schichten konzentriert wie bei unendlicher Wassertiefe. Je kleiner die relative Wassertiefe h/L wird (d.h. je grösser bei konstanter Wassertiefe die Wellenlänge wird), desto tiefer sinkt der Schwerpunkt der Energiefläche. Sinngemäss gilt dieses auch für unendliche Wassertiefe.

2.42 Massen- und Energietransport

Die in den voraufgegangenen Abschnitten angeführten Ausdrücke sind, wie erwähnt, Näherungslösungen erster Ordnung. Danach oszillieren die Wasserteilchen bei der Wellenbewegung auf geschlossenen Orbitalbahnen um eine ortsfeste Mittellage, d.h., es erfolgt kein Massentransport. Durch Berücksichtigung der Glieder höherer Ordnung ergibt sich nach der Wellentheorie von STOKES, dass die Orbitalbahnen keine geschlossenen Kurven sind, sondern spiralförmig verlaufen, was seinen Grund darin hat, dass die Vorwärtsbewegung unter den Wellenbergen grösser ist als die Rückwärtsbewegung unter den Wellentälern. Somit findet ein - wenn auch geringer - Massentransport in Wellenfortschrittsrichtung statt, der durch einen Aufstau vor der Wasserlinie und Rückstrom an der Sohle kompensiert wird. Die Grösse dieses Massentransportes wächst mit der Abnahme des freien Schwingungsraumes bzw. der relativen Wassertiefe. Nach der Theorie von STOKES ergibt sich die Geschwindigkeit des Massentransportes (Versetzungsgeschwindigkeit) in zweiter Annäherung bei unendlicher Wassertiefe zu

$$U_\infty = \left(\pi \frac{H_\infty}{L_\infty}\right)^2 \cdot c_\infty \cdot e^{-\frac{4\pi}{L} y}$$

$$= \frac{\pi^2 H_\infty^2}{L_\infty T} \cdot e^{-\frac{4\pi}{L} y} \qquad (48)$$

und bei endlicher Wassertiefe zu

$$U = \frac{1}{2} \left(\pi \frac{H}{L}\right)^2 \cdot c \cdot \frac{\cosh \frac{4\pi}{L} (h-y)}{\sinh^2 \frac{2\pi}{L} h}$$

$$= \frac{\pi^2 H^2}{2 L T} \cdot \frac{\cosh \frac{4\pi}{L} (h-y)}{\sinh^2 \frac{2\pi}{L} h} \qquad (49)$$

Insbesondere im Flachwasser hat dieser Massentransport einigen Einfluss auf die Energiebilanz der Wellen. Da der vorliegenden Arbeit grundsätzlich die Näherungslösungen erster Ordnung zu Grunde gelegt wurden, wird dieser Massentransport vernachlässigt.

Abgesehen von diesem echten Wassertransport ergibt sich aus dem Mechanismus der Wellenbewegung ein Energietransport in Wellenfortschrittsrichtung. Nach RAYLEIGH lautet der Ausdruck für den Energiestrom bei beliebiger Wassertiefe [76], [11o]

$$S = n \cdot E \qquad (5o)$$

Dabei ist

$$E = \frac{E_t}{T} = \frac{\gamma H^2 L}{8T} = \frac{\gamma H^2}{8} c$$

und somit

$$S = \frac{\gamma H^2}{8} n \cdot c \qquad (51)$$

Hierbei ist n das Verhältnis zwischen der Gruppen- und Wellengeschwindigkeit, definiert durch Gl. (12) bzw. (21), n . c also gleich c_{gr} ; der Ausdruck $\frac{1}{8} \gamma H^2$ stellt die auf die Längeneinheit (in Wellenfortschrittsrichtung) entfallende Gesamtenergie der Welle dar. Der Ausdruck für die Wellenenergieströmung S kann also so gedeutet werden, "dass die Energie der Wellen mit einer Geschwindigkeit übertragen wird, die gleich der Gruppengeschwindigkeit der Wellen ist [60]", doch ist auch eine Deutung möglich, "wobei n der Anteil der mittleren (Gesamt-)Energie pro Flächeneinheit der Meeresoberfläche, welche zusammen mit dem Kamm einer Welle der Geschwindigkeit c transportiert wird [124]"; (siehe hierzu auch die Ausführungen über die Refraktion in Abschnitt 2.3).

2.5 Wellenreflexion

Trifft eine Welle (oder Teile einer solchen) auf eine Grenzfläche zwischen zwei Medien verschiedener Dichte, z.B. auf eine feste Wand, so wird sie von dieser zurückgeworfen bzw. reflektiert. Die Reflexion von Wasserwellen, ebenso wie deren Refraktion und Diffraktion, unterliegt ähnlichen Gesetzmässigkeiten wie die von Licht- und Schallwellen. Allgemein ergeben sich dafür aus der Physik der Wellen folgende Grundsätze:

a) Der Reflexionswinkel ist gleich dem Einfallswinkel.
b) Kann bei der Reflexion das Teilchen an der Grenzfläche frei ausschwingen, wie z.B. die Wasserwellen an einer festen Wand, so bleibt die Phase erhalten.
c) Die zurückgeworfene Wellenfläche ist das Spiegelbild der ankommenden.
d) Wenn durch ein Medium zwei verschiedene Wellenzüge laufen, so gilt für sie das Gesetz der ungestörten Superposition. Diese Überlagerung zweier Wellen nennt man Interferenz; die Reflexion ist ein Sonderfall der Interferenz.

Bei Versuchen in einem Wellenkanal sowie in der Regel bei theoretischen Untersuchungen werden sog. monochromatische Wellen, d.h. Wellen gleicher Periode und Länge betrachtet. Die Beschränkung auf diesen Sonderfall ist vorerst erforderlich, um klare Gesetzmässigkeiten zu erhalten. Treffen die anlaufenden Wellen auf eine senkrecht zur Wellenfortschrittsrichtung (bzw. parallel zu den Wellenkämmen) befindliche feste vertikale Wand, so werden sie dort phasengleich und - bei idealer (verlustloser bzw. vollständiger) Reflexion - mit gleicher Amplitude reflektiert. Es entstehen dadurch zwei Wellenzüge von gleicher Wellenlänge und Wellenhöhe sowie gleichgrosser, aber entgegengesetzt gerichteter Wellenfortschrittsgeschwindigkeit. Durch Superposition erhält man eine Gesamt- (resultierende) Welle, deren Amplitude an jeder Stelle gleich der Summe der Amplituden der einzelnen Wellen ist. Zwei Wellen gleicher Phase, gleicher Länge und gleicher Amplitude ergeben also eine resultierende Welle mit doppelter Amplitude. Da bei den vorausgesetzten monochromatischen Wellen sowohl die auftreffenden als auch die zurückgeworfenen dauernd in gleicher Weise neu erzeugt werden, bleiben die zusammengesetzten Wellen an derselben Stelle "stehen". Eine Wanderung der Schwingungsphase findet nicht statt; nur die Amplitude ändert sich von Ort zu Ort. Daher gibt es Ebenen, in denen ständig Ruhe herrscht - Schwingungsknoten - und solche, in denen die Teilchen maximal ausschwingen - Schwingungsbäuche. Bei der resultierenden Bewegung treten also keine fortschreitenden Wellen, sondern sog. stehende Wellen (franz. "clapotis") auf. Tatsächlich ist bei Wasserwellen (reale Flüssigkeit) nie eine verlustlose Reflexion vorhanden, d.h. die Amplitude der reflektierten Welle ist kleiner als die der anlaufenden. Daraus entsteht eine sog. teilweise, unvollständige oder partielle stehende Welle (franz. "clapotis partial").

Die internen Vorgänge bei der Wellenreflexion lassen sich sehr anschaulich darstellen, wenn man den Verlauf des Wasserspiegels (s. Abb. 4) und der Bewegung der Wasserteilchen auf den Orbitalbahnen[+)] in bestimmten Zeitintervallen über eine Wellenperiode hinweg verfolgt. Bei vollständiger (verlustloser) Reflexion finden an der reflektierenden Wand, bei L/2 und bei L (Schwingungsbäuche) grundsätzlich nur vertikale Bewegungen statt, während an den übrigen Orten das Wasser auch horizontale Bewegungen ausführt, wobei es in einer Halbperiode von L/2

[+)] Wie die Amplituden, so addieren sich auch die Geschwindigkeitsvektoren der Wasserteilchen.

aus auseinander- und in der nächsten wieder zusammenströmt. Bei teilweiser Reflexion ändern sich sowohl die Geschwindigkeitsverteilung als auch die Form der Wasserfläche wesentlich. Die Teilchen schwingen weiterhin im Schwingungsbauch maximal aus, jedoch ist auch im Schwingungsknoten, d.h. bei 1/4 L und 3/4 L, eine vertikale Schwingungsamplitude vorhanden. Da die Orbitalgeschwindigkeiten der anlaufenden Wellen grösser sind als die der reflektierten, heben sich dort, wo die Wasserteilchen der beiden Wellen gegeneinander treffen, die Geschwindigkeiten nicht mehr auf, so dass auch an den Orten L und L/2 horizontale Komponenten auftreten. An der Wand selbst muss als Grenzbedingung gefordert werden, dass keine horizontalen Geschwindigkeitskomponenten vorhanden sein dürfen. Das jeweilige Überwiegen der positiven oder negativen Komponente führt dann hier zu einem zusätzlich verstärkten Ansteigen bzw. Vertiefen der Wasseroberfläche. Die maximalen Horizontalgeschwindigkeiten treten in jedem Falle bei $\frac{1}{4}$ L und $\frac{3}{4}$ L (Schwingungsknoten) auf. Sowohl bei vollständiger als auch unvollständiger Reflexion ist die Lage der Schwingungsbäuche und -knoten vor der reflektierenden Wand konstant. Werden nicht monochromatische Wellen, sondern Wellenspektren - wie in der Natur - reflektiert, so liegt nur der Schwingungsbauch an der Wand fest; vor der Wand treten Schwebungen auf. Abb. 5 zeigt eine Fotografie der Bahnlinien einer stehenden Welle bei vollständiger Reflexion; diese im Versuch erhaltenen Bahnlinien lassen sich auch theoretisch ermitteln.

Die mathematischen Ausdrücke für die resultierenden Wellen werden einfach durch die Addition der Ausdrücke für das einfallende und das reflektierte Wellensystem erhalten.

Für praktische Probleme ist die Kenntnis des Reflexionskoeffizienten $k_R = H_{Refl.}/H_A$, welcher den Grad der Reflexion angibt, wichtig. In den letzten Jahren sind in verschiedenen Ländern Untersuchungen, vor allem Modellversuche, durchgeführt worden, um für reflektierende Bauwerke bzw. Anlagen unterschiedlicher Art die zahlenmässige Grösse der Koeffizienten zu bestimmen [5], [6], [27], [39], [42], [101].

Wesentlich sind dabei die Zusammenhänge zwischen Wellenenergie und Wellenamplitude. Im eigentlichen Sinne wird von der reflektierenden Grenzfläche die Wellenenergie reflektiert. Der Prozentsatz der reflektierten Energie bedingt die Amplitude der Reflexwelle. Nach Abschnitt 2.41 ist die Amplitude proportional der Quadratwurzel aus der Wellenenergie. Bei verschiedenen Bauwerken, z.B. durchbrochenen Molen, wird ein bestimmter Teil der einfallenden Energie durchgelassen. Bei anderen Anlagen wird nur ein gewisser Energieanteil reflektiert, weil der restliche Teil bei den Reflexionsvorgängen umgewandelt wird und für die Wellenbewegung einen Energie-"Verlust" darstellt. Die Grösse dieser Verluste hängt von verschiedenen Faktoren ab. Entscheidend ist einmal die Wellenform in Zusammenhang mit der relativen Wassertiefe. In Abhängigkeit von der Grösse des freien Schwingungsraumes kann eine bestimmte Wellensteilheit nicht überschritten werden. Die Grenzsteilheit wurde u.a. von DANEL experimentell untersucht. Bei einer bestimmten Steilheit der Ausgangswellen brach nach der Reflexion die Wasseroberfläche in den Schwingungsbäuchen der stehenden Wellen auf. Zusammenhängend mit den starken Verformungen der Wasseroberfläche sind die Bahnen der Wasserteilchen völlig unregelmässig. Dabei treten grosse Energieverluste auf. Nach den Untersuchungen von DANEL und DOMZIG [27] werden die Wellen bei relativen Wassertiefen h/L von ungefähr $> 0{,}10$ bis $0{,}15$ an senkrechten Wänden mit geschlossener Oberfläche reflektiert, wenn die anlaufenden Wellen nicht steiler als etwa 5 bis 6 % sind. Hierbei erfolgt keine sichtbare Änderung der grundsätzlichen Form der Orbitalbewegung. Jedoch wurden auch in solchen Fällen Reflexionskoeffizienten $k_R < 1$ gemessen. Daraus folgert DOMZIG, dass die Wellenenergie der zusammengesetzten Welle nicht mehr proportional H^2, sondern anders verteilt ist und dass auch bei teilweiser Reflexion von Schwingungswellen mit geschlossener Oberfläche kein echter Energieverlust auftritt, sondern nur eine Umformung der Welle. Diese Fragen sind bisher nicht genügend aufgeklärt. Ausser von den Eigenschaften der Welle sind die Energieverluste abhängig von der Gestalt des reflektierenden Bauwerks, insbesondere von der Neigung der reflektierenden Fläche und ihrer Rauhigkeit. Bei Bauwerken, welche nur einen gewissen Energieanteil reflektieren, während der restliche Teil durchgelassen wird, äussert sich dieser hinter dem Bauwerk wieder in Form von fortschreitenden Oberflächenwellen.

Die ersten bekannter gewordenen Versuche zur Bestimmung der Grösse der Reflexionskoeffizienten wurden von HEALY [42] durchgeführt. Sehr gründlich sind die Versuche von GRESLOU u. MAHE [39]; sie veröffentlichten u.a. eine graphische Darstellung der Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Neigung der reflektierenden Wand für Wellensteilheiten von o,5 bis 5 % bei unendlicher Wassertiefe. Leider liegt eine derart ausführliche Darstellung bisher nicht für endliche Wassertiefe mit der relativen Wassertiefe als Parameter vor; eingehende theoretische Untersuchungen über die Reflexion im Flachwasser unter Verwendung der Wellensteilheit im Tiefwasser wurden von ROY durchgeführt [1o1]. Da auch für die Projektierung durchbrochener Molen die Kenntnis der Reflexionsverhältnisse an geneigten Überbauten derselben sowie an den Begrenzungen der zu schützenden Wasserflächen wichtig ist, wird als Hilfsmittel die graphische Darstellung von GRESLOU und MAHE in Abb. 6 wiedergegeben.

3. Derzeitiger Stand der Forschung

3.1 Theoretische Betrachtungen über die wellendämpfende Wirkung durchbrochener Molen

Der Darstellung der bisherigen Untersuchungen über durchbrochene Molen werden zum besseren Verständnis grundsätzliche theoretische Betrachtungen über die Wirkungsweise derselben vorangestellt. Sofern sie die Ergebnisse bisheriger Untersuchungen einzelner Autoren zum Problem durchbrochener Molen darstellen, wird später unter dem entsprechenden Abschnitt nur noch auf sie verwiesen.

3.11 Tauchwand

Das grundsätzliche Wirkungsprinzip einer einzelnen senkrechten Tauchwand, deren Ausdehnung in Wellenfortschrittsrichtung als unendlich dünn angenommen wird, besteht in der Reflexion der in der anlaufenden Welle in der Schicht von der Wasseroberfläche bis zur Tauchtiefe der Wand enthaltenen Wellenenergie. Der unterhalb der Unterkante der Wand befindliche Teil der Energie wird weiter fortgepflanzt, d.h. wandert unter der Tauchwand hindurch, und äussert sich hinter derselben wieder als fortschreitende Welle. Durch die Tauchwand wird die Periode der Wellen nicht beeinflusst; es ist also $T_A = T_H$ und $L_A = L_H$. Entsprechend den Zusammenhängen zwischen Wellenenergie und Wellenamplitude ist daher die Wellenhöhe hinter der Wand proportional der Quadratwurzel aus dem unter der Wand hindurchgegangenen Energieanteil. Im Vergleich zur Ausgangswelle ist die Höhe der hinter der Wand auftretenden Welle im selben Verhältnis kleiner. Die Ausgangswelle wurde gewissermassen "gedämpft"; die Tauchwand bildet einen Schutz für die dahinter liegende Wasserfläche. Vor der Wand überlagern sich ankommende und reflektierte Wellen. Es bestehen folgende Beziehungen:

$$\frac{H_H}{H_A} = \sqrt{\frac{E_H}{E_A}} = k_D \qquad (52)$$

bzw.

$$\frac{E_H}{E_A} = \left(\frac{H_H}{H_A}\right)^2 = k_D^{\,2} \qquad (53)$$

$$\frac{E_{Refl.}}{E_A} = k_R^{\,2} \qquad (54)$$

Treten keine Energieverluste auf, so ergibt sich die Energiebilanz

$$E_{Refl.} + E_H = E_A \qquad (55)$$

bzw.

$$k_R^{\,2} + k_D^{\,2} = 1 \qquad (56)$$

Aus der Energiebilanz folgt der relative Energieverlust zu

$$\Delta_E = 1 - \left(k_R^{\,2} + k_D^{\,2}\right) \qquad (57)$$

Die Gl. (52) und (57) gelten grundsätzlich für alle Arten durchbrochener Molen. Nach Gl. (52) besteht die Bestimmung des Dämpfungskoeffizienten in der Ermittlung der von dem Bauwerk hindurchgelassenen Energie, d.h. für eine einfache Tauchwand in der Ermittlung der in der Ausgangswelle unterhalb der Tauchtiefe der Wand enthaltenen Energie bzw. des Energiestromes. Mathematisch bedeutet dies die Integration der Gleichungen (37) und (38) für die über die Wassertiefe verteilte Wellenenergie mit den Integrationsgrenzen auf der y-Achse $y = y_w$ (= Tauchtiefe der Wand) und $y = h$. Für unendliche Wassertiefe ($h \rightarrow \infty$) ist diese Operation einfach. Nach Gl. (43) ist für $L_A = L_H = L$

$$\frac{\gamma \pi H_A^2}{2L} \int_{y=y_W}^{y=\infty} e^{-\frac{4\pi}{L} y} \, dy = \frac{\gamma \pi H_H^2}{2L} \int_{y=0}^{y=\infty} e^{-\frac{4\pi}{L} y} \, dy \qquad (58)$$

Ausgerechnet ergibt das

$$H_A^2 \int_{y=y_W}^{y=\infty} e^{-\frac{4\pi}{L} y} \, dy = H_H^2 \int_{y=0}^{y=\infty} e^{-\frac{4\pi}{L} y} \, dy$$

$$H_A^2 \, e^{-\frac{4\pi}{L} y_W} = H_H^2$$

und schliesslich, wenn man die Tauchtiefe y_w einfach mit y bezeichnet

$$k_D = \frac{H_H}{H_A} = e^{-\frac{2\pi}{L} y} \qquad (59)$$

Gl. (59) besagt, dass die Höhe der hinter der Tauchwand auftretenden (leeseitigen) Wellen gleich der Amplitude der Teilchen in der Ausgangswelle in Höhe der Tauchwandunterkante ist.

Vorstehender Ansatz und Rechnungsgang liegt, sobald man das Wirkungsprinzip der Tauchwand erkannt hat, klar auf der Hand und ist auch von mehreren Autoren beschritten worden, z.B. [73], [90].

Auch für endliche Wassertiefe gilt grundsätzlich der gleiche Ansatz und Lösungsweg. Nur ergeben sich hier wesentlich kompliziertere Ausdrücke. Die verschiedenen bisherigen Untersuchungen unterscheiden sich in ihren Integrationsmethoden. Ihre Ergebnisse werden in den speziellen Abschnitten dargestellt.

Grundsätzlich wirkt bei allen Arten der durchbrochenen Molen das Prinzip der Reflexion der in der anlaufenden Welle bis zur Tiefe der Bauwerksunterkante enthaltenen Energie (Tauchwandprinzip). Bei den anderen Typen - Quader und Resonatoren - treten weitere wellendämpfende Faktoren hinzu.

3.12 Quader

Bei einem quaderförmigen Überbau tritt als weiterer wellendämpfender Effekt die Behinderung der Ausbildung der Orbitalbahnen durch die untere horizontale Fläche in Verbindung mit Reibungseinflüssen auf. Eine halbempirische Näherungs-Theorie für einen quaderförmigen Überbau stammt von MACAGNO [75][+]. Sie stützt sich auf folgende, aus qualitativen Versuchen abgeleitete Ausgangshypothesen:

a) Vor dem Bauwerk (luvseitig) Superposition von zwei in entgegengesetzten Richtungen laufenden fortschreitenden Wellen mit gleicher Wellenperiode und -länge, jedoch unterschiedlichen Amplituden (Ausgangswelle und reflektierte Welle); hinter dem Bauwerk (leeseitig) fortschreitende übertragene ("gedämpfte") Welle mit gleicher Periode und Länge wie die Ausgangswelle.

b) Die Bewegung unter dem Überbau (im "Durchlass") ist eine harmonische (sinusförmige) Massenschwingung mit horizontalen Amplituden und Geschwindigkeiten.

c) Zur Vereinfachung des mathematischen Aufwandes werden in den drei vorstehend definierten Zonen - vor, unter und hinter dem Bauwerk - jeweils getrennte Ansätze für das Geschwindigkeitspotential - s. Gl. (1) - gemacht, ohne eine Übereinstimmung in den Grenzquerschnitten zu fordern (mathematisch nicht exakt!).

Auf die Wiedergabe der formelmässigen Ableitung im einzelnen wird verzichtet und dazu auf die Originalarbeit [75] verwiesen. Es wird die Kontinuitätsgleichung in der Form angesetzt, dass die Abflüsse durch die verschiedenen Querschnitte senkrecht zur Wellenfortschrittsrichtung gleich sind; die Verände-

---

+) Später hat TAKANO [114] die Theorie mit grösserer mathematischer Strenge ausgearbeitet (s. Abschn. 3.25).

rungen der Masse durch die Schwingung der freien Oberfläche werden vernachlässigt. Da die in der Nähe der Ecken des Körpers (Quader) sowohl luv- als auch leeseitig auftretenden Störungszonen mit regellosen Bewegungen ebenfalls vernachlässigt werden, wird die Existenz des Körpers durch einen sog. "horizontalen Widerstand" (résistance horizontale) - vielleicht als Reibungswiderstand zu bezeichnen - ausgedrückt, indem ein Widerstandsbeiwert C eingeführt wird. Dieser wird fürs erste proportional der Geschwindigkeit der harmonischen Massenschwingung angenommen und ist eine vorerst unbekannte Funktion der Parameter h , y und l . Mit der Substitution

$$f = \frac{\cosh \frac{2\pi}{L} h}{\cosh \frac{2\pi}{L}(h-y)} \tag{60}$$

werden folgende Ausdrücke für die Dämpfungs- und Reflexionskoeffizienten angegeben:

$$k_D = 1 \Big/ \sqrt{\left(1+ \frac{\pi C f}{T}\right)^2 + \left(\frac{2\pi^2 l f}{g T^2}\right)^2} \tag{61}$$

$$k_R = \sqrt{\frac{\left(\frac{\pi C f}{T}\right)^2 + \left(\frac{2\pi^2 l f}{g T^2}\right)^2}{\left(1+\frac{\pi C f}{T}\right)^2 + \left(\frac{2\pi^2 l f}{g T^2}\right)^2}} \tag{62}$$

Für einen Widerstand $C = 0$ ergeben sich daraus die Werte k_{D_o} und k_{R_o} .

MACAGNO unternahm ferner den Versuch einer Lösung unter der Annahme, dass der Widerstandsbeiwert proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit der Massenschwingung ist. In diesem Fall hängen die Dämpfungs- und Reflexionskoeffizienten auch von der Amplitude der Ausgangswelle ab; die explizite Auflösung der entsprechenden Gleichungen ist schwierig, da in ihnen die Wellenamplitude nur durch diejenige der gedämpften Welle gegeben ist.

3.13 Resonator

Werden mehrere Tauchwände hintereinander angeordnet, so wird die zwischen denselben befindliche Wassermasse durch die anlaufenden Wellen zu Schwingungen angeregt. Der einfachste Fall sind zwei parallel zu- und hintereinander angeordnete senkrechte

Wände. Es ist jedoch möglich, noch mehrere Wände hintereinander vorzusehen, wodurch immer weitere miteinander verbundene Schwingungssysteme gebildet werden.

Es ist in der Physik gebräuchlich, ein durch eine äussere Kraft anzuregendes schwingungsfähiges System als "Resonator" zu bezeichnen. Diese Bezeichnung hat sich auch für wellendämpfende Bauwerke eingebürgert, welche das Prinzip der Periodizität dieser speziellen Wasserbewegung ausnutzen. Wohl als erster hat VALEMBOIS bewusst die Ausnützung dieses Effektes zur Dämpfung von Meereswellen vorgeschlagen und untersucht [121]; weitere Autoren bauten auf seinen Grundsätzen auf [7], [55], [67], [122]. Danach kann man horizontale und vertikale Resonatoren unterscheiden. Die Horizontal-Resonatoren stellen Bekken (sog. Resonanz-Becken) dar, in welche die Wellenenergie von der Seite eintritt; sie wurden für den Wellenschutz von Hafenflächen seitlich neben den Hafeneinfahrten vorgesehen. Vertikal-Resonatoren sind die oben genannten, durch mehrere senkrechte Tauchwände gebildeten "Schwingungsschächte". Nur diese stellen durchbrochene Molen im Sinne der vorliegenden Arbeit dar; die Resonanzbecken mit der kennzeichnenden horizontalen Ausdehnung werden hier nicht behandelt.

Eine Umstellung der Gl. (57) führt zu dem Ausdruck

$$k_D = \sqrt{1 - k_R^2 - \Delta_E} \tag{63}$$

Daraus ist ersichtlich, dass der Dämpfungseffekt einer Wellenschutzanlage, gleich welcher Art, um so günstiger, d.h. k_D um so kleiner ist, je grösser der Reflexionskoeffizient k_R und der Energieverlust Δ_E sind. Die wellendämpfende Wirkung der Resonatoren kann also erreicht werden, indem man sie so abstimmt, dass sie entweder einen hohen Grad der Reflexion oder einen grossen Energieverlust hervorrufen. (Selbstverständlich können auch Kombinationen beider Effekte, allerdings in jeweils abgeschwächter Form, auftreten). Um diese Grundprinzipien der Wellendämpfung durch Resonatoren praktisch zu verwirklichen, sind quantitative Ergebnisse liefernde Ansätze erforderlich, damit die Abmessungen der Resonatoren auf die Daten der Ausgangswellen abgestimmt werden können. VALEMBOIS und die auf seinen

Gedanken aufbauenden Autoren haben versucht, eine theoretische Analyse der Wirkungsweise der Resonatoren zu geben (siehe Abschnitt 3.25). Nach Ansicht des Verfassers ist diese jedoch einmal qualitativ hinsichtlich des Wirkungsmechanismus erweiterungsbedürftig, zum anderen fehlen für praktische Bauaufgaben ausreichende quantitative Angaben. Die eingehendere theoretische Behandlung der wellendämpfenden Wirkung der Resonatoren erfolgt im weiteren Verlauf der Arbeit.

3.2 Bisherige Untersuchungen über durchbrochene Molen

Im deutschsprachigen Schrifttum ist über durchbrochene Molen sehr wenig zu finden. Im "Taschenbuch für Bauingenieure" erwähnen AGATZ und LUTZ im Abschnitt "Seeverkehrswasserbau" "aufgelöste, durchbrochene Molen" ganz am Rande ohne nähere Angaben [1]. PREISSLER hat in seiner Dissertation [90] eine "brükkenartige Mole" vorgeschlagen, ohne näher auf bautechnische Probleme einzugehen; er hat die wellendämpfende Wirkung einer Tauchwand theoretisch und experimentell untersucht.

Der Verfasser hat versucht, möglichst vollständig die ausländische Fachliteratur über Fragen durchbrochener Molen zu sammeln. Wenn auch eine Anzahl von Arbeiten vorliegt, so ist insgesamt gesehen deren inhaltlicher Umfang doch beschränkt. In den vorhandenen Arbeiten werden Probleme durchbrochener Molen von verschiedenen Gesichtspunkten behandelt. Den wesentlichsten Platz nehmen sowohl theoretische als auch experimentelle Untersuchungen über die wellendämpfende Wirkung derartiger Bauwerke ein, wobei in den meisten Fällen auf die konstruktive Ausführung gar nicht eingegangen wird. Fragen der konstruktiven Ausbildung und der Bauausführung werden neben der Untersuchung der Wellendämpfung in sowjetischen Arbeiten behandelt.

Die verschiedenen möglichen Bauwerkstypen durchbrochener Molen kommen auch in den vorliegenden Forschungsarbeiten zum Ausdruck. In den Arbeiten, wo ausschliesslich hydraulische Fragen untersucht werden, beschränken sich die Autoren jeweils nur auf einen Typ: Tauchwand, Quader oder Resonator. Bei den mehr nach der praktischen Anwendung orientierten sowjetischen Arbeiten werden von den einzelnen Autoren z.T. sämtliche Typen, auch Kombinationen derselben, behandelt.

In der nachfolgenden Übersicht über bisherige Untersuchungen wurden diese, soweit ohne Beeinträchtigung des Zusammenhangs möglich, nach Bauwerkstypen und innerhalb derselben chronologisch geordnet.

3.21 Sowjetische Untersuchungen

In der UdSSR hat sich bereits seit Jahren ein Kreis von Fachleuten mit den Problemen durchbrochener Molen befasst. Von sowjetischen Ingenieuren stammt eine Anzahl von für konkrete Fälle bearbeiteten Projekten. Nach den Ergebnissen des Literaturstudiums sowie persönlicher Nachfragen beim Institut der Hochseeflotte in Leningrad (ZNIIMF) scheint die auf Abb. 7 dargestellte durchbrochene Mole jedoch die einzige bisher in der UdSSR ausgeführte zu sein; aus dem übrigen Ausland ist nichts über praktische Bauausführungen bekannt. Obwohl die genannte Mole bereits im Jahre 1932 errichtet wurde, sind die eigentlichen Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet durchweg neueren Datums.

Die in der Sowjetunion gesammelten Erfahrungen resultieren im wesentlichen aus folgenden Forschungs- und Projektierungsarbeiten [13], [66], [72]:

a) Theoretische Untersuchungen von BOGOLEPOW (1937-1941), RUDNEW (1940-1941), HASKIND (1945), KONDRATJEW (1946) und N.D. LOGINOW (1951);

b) Laborversuche von P.A. KUSNEZOW und SUROWZEW (1938), GRIGORJEW (1945), BOJITSCH (1945), KONDRATJEW (1946), RUDASCHEWSKIJ und KUSMINSKAJA (1962);

c) Projektentwicklungen von P.A. KUSNEZOW und SUROWZEW (1938), den drei Teilnehmern - z.T. Kollektive - am Allunions-Wettbewerb im Projektieren von hydro-technischen Anlagen in Seehäfen (1940) und dem "Hyproretschtrans" (Staatliches Institut für Projektierung der Binnenschiffahrt) (1945).

BOGOLEPOW untersuchte ein Bauwerk in Form einer senkrechten dünnen Tauchwand und entwickelte dafür folgende Formeln:

$$y = \frac{L}{4\pi}\left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{8\pi h}{L}\left(1 - \frac{2\pi h}{L}\right)\left(1 - k_D{}^2\right)}\right] \tag{64}$$

$$k_D = \sqrt{\frac{\frac{4\pi y^2}{L^2} - \frac{2y}{L} - \frac{4\pi h^2}{L^2}}{\frac{h}{L}\left(1 - \frac{2\pi h}{L}\coth\frac{2\pi(h-y)}{L}\right)}} \tag{65}$$

RUDNEW gibt für eine dünne senkrechte Tauchwand folgende Formel an:

$$k_D = \frac{2\cosh\frac{2\pi}{L}(h-y)}{\cosh\frac{2\pi}{L}h + \cosh\frac{2\pi}{L}(h-y)} \tag{66}$$

Nach KONDRATJEW kann, bestätigt durch Laborversuche, bei relativen Wassertiefen

$\frac{h}{L} > 0{,}35$ die wellendämpfende Wirkung einer Tauchwand aus nachstehender Formel berechnet werden:

$$k_D = \sqrt{\frac{\sinh 2\pi\alpha\beta \cdot \sinh 2\pi\beta(\alpha+1)}{\sinh 2\pi\beta \cdot \sinh 4\pi\beta}} \tag{67}$$

Hierin bedeuten $\alpha = \frac{h-y}{h}$ und $\beta = \frac{h}{L}$. Auf Abb. 8 ist (Gl. 67) graphisch dargestellt.

BOJITSCH entwickelte für die wellendämpfende Wirkung einer Tauchwand die Formel

$$k_D = \sqrt{\frac{e^{-\frac{4\pi}{L}y} - e^{-\frac{4\pi}{L}h}}{1 - e^{-\frac{4\pi}{L}h}}} \tag{68}$$

Im Falle sehr tiefen Wassers, und zwar nach BOJITSCH wenn $h > 2\,y$ ist, hängt der Dämpfungskoeffizient nicht mehr wesentlich von der Wassertiefe ab (siehe die mit vollen Linien gezeichneten Kurven auf Abb. 10) und wird dann insbesondere nach dem gegebenen Wert $\frac{y}{L}$ ermittelt. Für solche Fälle kann, ebenfalls nach BOJITSCH, die Formel (68) vereinfacht werden, indem $h = \infty$ eingesetzt wird, woraus sich ergibt

$$k_D = e^{-\frac{2\pi}{L}y}$$, s. Gl. (59), S. 37

Einige weitere Berechnungsansätze für den Dämpfungskoeffizienten k_D bzw. die Tauchtiefe y liegen in Gestalt graphischer Darstellungen vor. Auf Abb. 9 sind die für "sehr grosse Wassertiefe" geltenden Kurven von HASKIND und GRIGORJEW dargestellt; ebenfalls eingezeichnet ist die Kurve nach BOJITSCH. STENZEL [72] bezeichnet die Ergebnisse von RUDASCHEWSKIJ (s. Abb. 11) als die vollständigste Lösung des Problems. Dieser zieht die Längenausdehnung der Mole l_M mit in Betracht und berücksichtigt damit die Wellendiffraktion um die Enden der Mole herum. Unter Berücksichtigung der Diffraktion ändern sich natürlich die Wellenhöhen in Abhängigkeit vom Abstand hinter der Tauchwand. Ein vom Verfasser durchgeführter Vergleich ergab übrigens, dass sich die Kurve von HASKIND mit der von RUDASCHEWSKIJ für $l_M > 10\ L$ deckt. Ferner sei darauf hingewiesen, dass die Kurven der genannten Autoren auf Abb. 9 sowie von RUDASCHEWSKIJ in der Literatur ohne Beziehung zur relativen Wassertiefe wiedergegeben sind; für die Kurven von HASKIND und BOJITSCH ist angegeben, dass sie "bei sehr grosser Wassertiefe" gelten.

BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ geben auf Grund theoretischer Überlegungen und der Versuchsergebnisse von BOJITSCH eine Kritik der Formeln verschiedener Verfasser [13]. Die Angaben von GRIGORJEW (s. Abb. 9) werden als Trugschluss bezeichnet, da sie zu günstige Wirkungen anzeigen würden. Die Kurve von HASKIND soll in der linken Hälfte der Darstellung passend erscheinen, jedoch soll sie in der rechten Hälfte "nicht ganz zuverlässig" sein und zu günstige Werte angeben. Die Formeln von BOGOLEPOW - Gl. (64) und (65) - sollen Werte liefern, die von den von BOJITSCH erhaltenen Versuchswerten stark abweichen. Ausserdem seien sie in ihrem strukturellen Aufbau fehlerhaft, da sie für bestimmte Grenzfälle unlogische Werte ergäben. Das gleiche gälte für die Formel (66) von RUDNEW. Die Formel von KONDRATJEW soll im Bereich $o,5 < \frac{h}{L} < 1,o$ Werte ergeben, die denen der Formel von BOJITSCH nahe sind; bei sehr grossen Wassertiefen liefert auch sie angeblich unlogische Ergebnisse+). BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ empfehlen für die praktische Anwendung:

a) bei Werten $\frac{y}{L} < o,15$ die graphische Darstellung von HASKIND (Kurve I auf Abb. 9);

b) bei Werten $\frac{y}{L} > o,15$ und nicht zu grosser Wassertiefe ($h \leqq L$) die Formeln von BOJITSCH, Gl. (68), oder KONDRATJEW, Gl. (67) bzw. Abb. 8;

c) in allen übrigen Fällen die vereinfachte Formel für unendliche Wassertiefe, Gl. (59).

Die vorstehenden Formeln sowie die graphischen Darstellungen gelten sämtlich für den Fall einer einzelnen senkrechten dünnen Tauchwand. Nach BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ können die nach dem vorstehenden Punkt b) - Gl. (67) oder (68) - ermittelten Dämpfungskoeffizienten k_D auf verschiedene andere Konstruktionen des wellendämpfenden Oberbaues angewandt werden, wenn sie mit entsprechenden Beiwerten multipliziert werden. Die von BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ angegebenen Beiwerte sind in Tabelle 2 zusammengestellt worden.

+) Auf die Fragen des logischen strukturellen Aufbaues der verschiedenen Formeln wird speziell im Abschnitt 3.326 eingegangen.

Bauart	Beiwert $\varkappa$		
a) senkrechte Wände			
zwei senkrechte Wände	o,5		
drei senkrechte Wände	o,25		
b) geneigte seeseitige Wände, Neigung	1:1	1:1,5	1:2
eine geneigte Wand	o,8	o,7	o,6
zusätzl. zweite Wand a.d. Hafenseite	o,4	o,35	o,3
zusätzl. dritte Wand a.d. Hafenseite	o,2	o,18	o,15
c) geschlossene Konstruktionen mit $l \leqq 6\,H$			
senkrechte seeseitige Wand	o,5		
geneigte seeseitige Wand, Neigung 1:1	o,4		
geneigte seeseitige Wand, Neigung 1:1,5	o,35		
geneigte seeseitige Wand, Neigung 1:2	o,3		

Tabelle 2

Beiwerte für die Berechnung der Wirksamkeit durchbrochener Molen (nach BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ [13]).

Von N.D. LOGINOW [66] stammt der Ansatz

$$k_{D_T} = \frac{\sinh \frac{2\pi}{L}\left[h - \left(y + r_y\right)\right]}{\sinh \frac{2\pi}{L} h} \tag{69}$$

KUSMINSKAJA hat in Modellversuchen (Maßstab 1:2o) in der Versuchsstation Sotschi des Instituts "Sojusmorniiprojekt" die wellendämpfende Wirkung eines quaderförmigen Überbaues untersucht und daraus für $\frac{h}{l} \leqq 3$ empirisch die Formel

$$k_{D_Q} = 0{,}94 \sqrt[4]{\left(\frac{h}{l}\right)^3}\; k_{D_T}^{\,2} + 0{,}06\, \frac{h}{l} \sqrt{\frac{h}{l}} \tag{7o}$$

hergeleitet, wobei k_{D_T} nach dem Ansatz von LOGINOW, Gl. (69), berechnet wird [66]. Diese Versuche dienten ihrem eigentlichen Zweck nach jedoch nicht der Entwicklung feststehender durchbrochener Molen, sondern als Vorstufe für die Untersuchung schwimmender Wellenbrecher.

Nachdem vorstehend die auf Grund sowjetischer Untersuchungen angegebenen Berechnungsgrundlagen für die Wirksamkeit durchbrochener Molen wiedergegeben wurden, soll nun noch auf die qualitativen Ergebnisse dieser Untersuchungen eingegangen werden.

KUSNEZOW und SUROWZEW kamen bei ihren Forschungsarbeiten zu den Folgerungen, dass als günstige Bedingungen für die Anwendung durchbrochener Molen die nachstehenden erscheinen [72]:

a) nicht zu grosse Wellenhöhe, nicht mehr als 2,5 bis 3,o m;

b) nicht zu grosse Wellenlänge, Wellensteilheit möglichst 1:1o bis 1:15 und nicht flacher als 1:2o;

c) grössere Tiefe an der Baustelle, möglichst 3 bis 5 Wellenhöhen.

Sie entwickelten einen aufgelösten Wellenbrecher mit Kastenüberbau (Quader) entsprechend Abb. 1 b für Wellen mit einer Steilheit 1:16. Bei einem Tiefgang $y = 2\ H$ und einer Breite $l = 6\ H$ soll das Bauwerk die Wellen um 8o % dämpfen [13].

GRIGORJEW führte Modellversuche mit einer einzelnen senkrechten Tauchwand durch. Er kam zu dem Ergebnis, dass bei einer Tauchtiefe $y = 2 \ldots 2{,}5\ H$ Wellen mit Steilheiten von 1:1o bis 1:18 "vollständig" gedämpft werden können. Wie bereits erwähnt, zweifeln BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ diese Ergebnisse als zu günstig an. GRIGORJEW stellte bei seinen Versuchen fest, dass bei einer Verringerung der Eintauchtiefe y auf eine Wellenhöhe H die Wirksamkeit der Anlage auf Null sinkt, ferner, dass sich flache Wellen schwerer dämpfen lassen als steile.

Einige konstruktive Lösungen, die z.T. an Modellen überprüft wurden, lassen ebenfalls Schlüsse auf die Wirksamkeit durchbrochener Molen zu.
Das Projekt "Leningrad", Abb. 1 e, wurde für eine Welle von

$H_A = 5$ m und $L_A = 66,6$ m , also = 1:13 , entwickelt.

Das Projekt "Erste Schwalbe", Abb. 1 f, wurde für ähnliche Wellenverhältnisse aufgestellt. Auf der geneigten seeseitigen Fläche sollen die Wellen brechen. Der Kasten hat oben und unten Öffnungen; die brodelnde Wassermasse der gebrochenen Welle soll durch die obere Öffnung in den Kasten eintreten und durch die untere beruhigt abfliessen. Hier wird also als weiterer Effekt zur Wellendämpfung der künstlich hervorgerufene Wellenbruch mit dem dabei auftretenden Energieverlust ausgenutzt.

Der Entwurf einer Mole mit massivem Oberbau, Abb. 1 c, wurde durch Modellversuche im Maßstab 1:3o überprüft. Die hauptsächlichsten Ergebnisse der Versuche mit der Grundvariante (Skizze c 1) werden in Tabelle 3 wiedergegeben. Die Tabelle zeigt, dass zur Erzielung wesentlicher Dämpfung sehr grosse Tauchtiefen erforderlich waren. Die NW-Tiefe betrug nur 6,6o m, die HW-Tiefe 8,55 m. Die zusätzliche senkrechte Wand (Skizze c 2) hat die Wirkung angeblich nicht verbessert. Die Ergebnisse veranlassten die Autoren zu der Feststellung, dass ihre Lösung unbefriedigend sei.

Wellenhöhe H_A (Naturwerte)	Wellenlänge L_A	Steilheit	Abmessungen des Überbaues in Anteilen von H_A		k_D	$1 - k_D$
			Breite	Tiefg.		
m	m				%	%
o,75	12,o	1:16	8,o H	6,4 H	8	92
				3,8 H	9	91
1,1o	18,o	1:16,3	5,4 H	4,4 H	23	77
				2,6 H	3o	7o
1,5o	25,o	1:16,7	4,o H	3,2 H	33	67
				1,9 H	67	33
1,7o	35,o	1:2o	3,5 H	2,8 H	7o	3o
				1,7 H	94	6

Tabelle 3

Ergebnisse von Modellversuchen mit durchbrochenen Molen mit massivem Überbau (nach BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ / 13 /).

Eingehende Modellversuche mit verschiedenen Konstruktionsarten durchbrochener Molen führte BOJITSCH durch. Die auf Grund der Versuche empfohlenen Berechnungsverfahren wurden bereits angeführt. Aus seinen Untersuchungen kommt BOJITSCH ferner zu folgenden Hinweisen für die Projektierung durchbrochener Molen:

a) Der optimale Tiefgang bei niedrigen Wasserständen und nicht zu langen Wellen (L 16 H) könne gleich dem 2,5-fachen der maximalen der Berechnung zugrunde gelegten Wellenhöhe angenommen werden. Es sei daher anzustreben, die Unterkante des Überbaues um das 2- bis 3-fache der Ausgangswellenhöhe unter den aus einer längeren Jahresreihe ermittelten niedrigsten Wasserstand zu legen.

b) Die Wellenlänge bzw. -steilheit beeinflusse stark die Wirksamkeit des Schutzbauwerkes. Nach Versuchsergebnissen sinke die Wirkung beim Übergang von Wellen mit L = 11 H bzw. = 1:11 zu Wellen mit L = 16 H bzw. = 1:16 bei einem Tiefgang von y 2,5 H ("optimaler Tiefgang") um etwa die Hälfte (im Durchschnitt aller Modellversuche von BOJITSCH).

c) Die Verwendung einer geneigten statt senkrechten seeseitigen Wandfläche erhöhe die Wirkung wesentlich. Es empfehle sich daher, die seeseitige Wandfläche mit einer Neigung von 1:1 bis 1:2 oder kurvenartig - unten flach, oben steil - auszuführen.

d) Ein unten geschlossener Überbau erhöhe die Wirkung nur bei sehr bedeutender Breite (l etwa 8 ... 1o H). Es wäre nur dann zweckmässig, den Überbau unten zu schliessen, wenn ein sehr hoher Grad der Dämpfung, z.B. 9o ... 95 %, verlangt wird und dabei der gewählte Bauwerkstyp seinen Nutzungsbedingungen entsprechend bereits eine grosse Breite aufweist. In allen anderen Fällen sei es besser, als Überbauten unten offene Konstruktionen mit den erforderlichen Luftöffnungen zu verwenden, die - im oberen Teil angeordnet - die Möglichkeit einer wesentlichen Druckerhöhung oder Vakuumbildung innerhalb des Überbaues bei Wasserstandsschwankungen ausschliessen.

e) Bei unten offenen Konstruktionen hänge die Wirksamkeit des Bauwerkes von der Anzahl der Längswände und der Neigung der seeseitigen Aussenwand ab (s. Tabelle 2). Die Entfernung zwischen den einzelnen Wänden bringe bei einer Vergrösserung von 3 H bis auf 6 H keine wesentliche Verbesserung. Darum könne der Abstand der Wände auf 3 H beschränkt bleiben.

Eine wichtige Beobachtung gibt RUDASCHEWSKIJ wieder. Er hat festgestellt, dass bei Anordnung einer Tauchwand die Wellen hinter derselben, also auf der zu schützenden Wasserfläche, nicht sofort unmittelbar an der Wand die Höhe wie auf dem weiterab liegenden Teil der Wasserfläche aufweisen, sondern eine etwas grössere. Nach RUDASCHEWSKIJ sind die Wellen in einer Entfernung von der Wand ungefähr gleich der dreifachen Tauchtiefe derselben (= 3 y) so ausgebildet, wie es einer unendlichen Wasserfläche entspricht. Bis zur richtigen Ausbildung der leeseitigen Wellen ist also eine bestimmte "Anlaufstrecke" erforderlich. Diese Beobachtung dürfte für die Klärung der hydromechanischen Vorgänge an der Tauchwand wertvoll sein. Darüber hinaus hat sie auch praktische Bedeutung für den Fall, dass sich unmittelbar hinter der Tauchwand Schiffsliegestellen befinden.

3.22 Englische Untersuchungen über Tauchwände

Bereits in Abschn. 3.11 wurde bei der Darlegung der grundlegenden Ansätze für die Tauchwandwirkung aus der Energiebilanz vor und hinter der Wand darauf hingewiesen, dass sich die verschiedenen bisherigen theoretischen Untersuchungen in den Integrationsmethoden für die Ermittlung der Wellenenergie über die Wassertiefe unterscheiden.

Der Engländer URSELL leitete in einer 1947 veröffentlichten umfangreichen theoretisch-mathematischen Entwicklung [119], ausgehend vom Geschwindigkeitspotential, für Tiefwasser die Formeln

$$k_D = \frac{K_1\left(\frac{2\pi y}{L}\right)}{\sqrt{\pi^2 I_1^2\left(\frac{2\pi y}{L}\right) + K_1^2\left(\frac{2\pi y}{L}\right)}} \tag{71}$$

$$k_R = \frac{\pi I_1\left(\frac{2\pi y}{L}\right)}{\sqrt{\pi^2 I_1^2\left(\frac{2\pi y}{L}\right) + K_1^2\left(\frac{2\pi y}{L}\right)}} \tag{72}$$

ab, wobei $I_1\,(\frac{2\pi y}{L})$ und $K_1\,(\frac{2\pi y}{L})$ bei der Integration benutzte sog. "modifizierte BESSELsche Funktionen" sind. Auf Abb. 12 sind die Gl. (71) und (72) graphisch dargestellt.

URSELL hat ferner - ebenfalls theoretisch - die Phasen der Oberflächenwellen vor und hinter der Wand untersucht und eine Beziehung für die Phasenverschiebung angegeben. Für sehr lange Wellen soll keine Verschiebung auftreten, für sehr kurze soll sie zwei rechte Winkel betragen.

Nach der mathematischen Untersuchung von URSELL soll in dem betrachteten Fall einer "dünnen" senkrechten Wand die Geschwindigkeit an der Kante derselben theoretisch unendlich werden, was durch Annahme einer abgerundeten Kante behoben werden könnte. Ausserhalb einer dünnen "Grenzschicht" nahe der Wand soll schnell ein stationärer Zustand vorhanden sein.

1948 wurden in England Berichte über die in den Jahren 1943/1944 durchgeführte Entwicklung schwimmender Wellenbrecher für die zeitweiligen Häfen für die Invasion an der nord-französischen Küste veröffentlicht [73]. Die Errichtung dieser Häfen und Landeanlagen war eine äusserst beachtliche Ingenieurleistung; es handelte sich um den bisher umfangreichsten und bemerkenswertesten Einsatz schwimmender und transportabler Wellenbrecher. Von LOCHNER, FABER und PENNEY wurde der unter dem Namen "Bombardon" bekanntgewordene schwimmende Wellenbrecher entwickelt. In der o.g. Arbeit entwickelten sie, aufbauend auf den Wellentheorien von AIRY bzw. STOKES, eine Theorie der schwimmenden Wellenbrecher. Dabei leiteten sie u.a. an Hand der Energiebilanz den Dämpfungskoeffizienten für eine Tauchwand im Tiefwasser ab; sie kamen auf den gleichen Ausdruck, wie er bereits in Gl. (59), S. 37, angeschrieben wurde.

3.23 Die Untersuchungen über Tauchwände von PREISSLER (DDR)

Wie bereits erwähnt, hat PREISSLER in seiner Dissertation [90; 1957] u.a. die wellendämpfende Wirkung einer Tauchwand untersucht. Ausgehend von den in Abschn. 3.11 dargelegten Grundgedanken hat er aus der Energieverteilung unter fortschreitenden Wellen Dämpfungskoeffizienten sowohl für unendliche als auch endliche Wassertiefe theoretisch abgeleitet. Für unendliche Tiefe kommt er zu der Formel

$$k_D = e^{-\frac{2\pi}{L}\left(y+\varepsilon_0\right)} \qquad (59\ a)$$

wobei das gegenüber Gl. (59) hinzugefügte Glied ε_0 die Erhebung der Mittellinie der Ausgangswelle über den ruhenden Wasserspiegel ist.

Auch für endliche Tiefe gibt er eine sehr übersichtliche Ableitung an; die Integration zur Ermittlung der Energieverteilung über die Wassertiefe erfolgt in einfacher Weise ohne Benutzung spezieller Funktionen.

Damit erhält er

$$k_D = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\frac{\sinh^2 \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh^2 \frac{2\pi}{L}(h+\varepsilon_0)} + \frac{\sinh \frac{4\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{4\pi}{L}(h+\varepsilon_0)}\right]} \qquad (73)$$

PREISSLER hat gezeigt, dass beim Grenzübergang $h \to \infty$ Gl. (73) in Gl. (59 a) übergeht, diese also als Sonderfall in der allgemeinen Gl. (73) enthalten ist.

Im HUBERT-ENGELS-Laboratorium der Technischen Universität Dresden hat PREISSLER Modellversuche für den Fall endlicher Wassertiefe durchgeführt. Es zeigte sich, dass der benutzte Wellentank für derartige Versuche zu klein war, jedoch konnten die Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen qualitativ bestätigt werden.

3.24 Die Untersuchungen über Tauchwände von WIEGEL (USA)

1960 veröffentlichte WIEGEL [129] eine sog. "Power Transmission Theory" (Energie-Fortpflanzungs- bzw. Übertragungs-Theorie) - d.h. ebenfalls Anwendung der Grundsätze des Abschn. 3.11 - für die wellendämpfende Wirkung einer Tauchwand bei endlicher Wassertiefe. Er stellte seine Ergebnisse den theoretischen Untersuchungen von URSELL für Tiefwasser gegenüber und benutzte wie jener für die Integration BESSELsche Funktionen. Sein Ergebnis lautet

$$k_D = \sqrt{\frac{\dfrac{4\pi(h-y)/L}{\sinh 4\pi h/L} + \dfrac{\sinh 4\pi(h-y)/L}{\sinh 4\pi h/L}}{1 + \dfrac{4\pi h/L}{\sinh 4\pi h/L}}} \qquad (74)$$

Auf Abb. 13 ist Gl. (74) graphisch dargestellt.

WIEGEL überprüfte die von ihm abgeleitete Formel durch Modellversuche. Durch deren Ergebnisse kommt er zu der Schlussfolgerung, dass seine Theorie für die Entwurfspraxis des Ingenieurs brauchbar ist und die Dämpfungskoeffizienten mit ausreichender Genauigkeit zu berechnen gestattet, jedoch eine Verbesserung bzw. Vervollkommnung der Theorie erforderlich sei. Während diese keinen Einfluss der Wellensteilheit erkennen lässt, zeigen seine Versuchsergebnisse - ähnlich wie bei sowjetischen Modellversuchen - die Tendenz der Abnahme des Dämpfungskoeffizienten mit zunehmender Wellensteilheit. WIEGEL hält diese Erscheinung für folgerichtig. Die Begründung sieht er darin, dass bei sonst gleichen Versuchsbedingungen, jedoch grösserer Wellensteilheit - dies wurde bei den WIEGELschen Versuchen verwirklicht, indem die Wellenlänge beibehalten und die Wellenhöhe vergrössert wurde - die Geschwindigkeit der Wasserpartikel zunimmt und dadurch ein grösserer Energieverlust infolge Ablösung an der Unterkante der Tauchwand auftritt.

Die von WIEGEL vorgenommene Gegenüberstellung seiner Versuchswerte mit den von ihm und den von URSELL ermittelten theoretischen Kurven zeigt für Tiefwasserverhältnisse bei kleineren Tauchtiefen der Wand eine bessere Annäherung der experimentell ermittelten Dämpfungskoeffizienten an die WIEGELschen Kurven, während sie für grössere Tauchtiefen näher an der Kurve von URSELL liegen.

3.25 Die Untersuchungen von MACAGNO und TAKANO (Frankreich) über Quader

Bereits im Abschn. 3.12 wurde die von MACAGNO entwickelte Näherungs-Theorie dargestellt. Zur Ableitung der Ausgangshypothesen für die theoretische Untersuchung sowie zur Überprüfung der daraus gewonnenen Ergebnisse hat er im hydraulischen Laboratorium der Fa. NEYRPIC in Grenoble/Frankreich (1952/1954) umfangreiche Modellversuche durchgeführt. Deren wesentlichste Ergebnisse sind [75]:

a) Es wurde ein Abreissen der "Strömung" an den Enden des Körpers, abwechselnd mit der Bewegung, festgestellt. Bei einer in einer Richtung erfolgenden Durchströmung ist die beeinflusste Zone jedoch ausgedehnter.
"Eine Untersuchung der Bahnlinien stromaufwärts und stromabwärts vom Körper zeigt, dass die Zonen mit starken Störungen relativ reduziert sind. Oberstromig ist im Abstand von einigen Zentimetern ein Abschnitt zu erkennen, wo die Bahnen praktisch vertikal verlaufen. Der erste Bauch der partiellen stehenden Welle befindet sich etwas oberstrom von der vertikalen Wand der Körper. Es ist zutreffend, dass die dagegen auftretende Bewegung ebenfalls vertikal ist; aber darunter ist sie vielmehr horizontal. Insgesamt würde die Bewegung in diesem Abschnitt mithin einem Zwischenabschnitt zwischen einem Bauch und einem Knoten der partiellen stehenden Welle entsprechen. Infolgedessen lässt sich eine Verschiebung der Bäuche und der Knoten der partiellen stehenden Welle oberstrom voraussehen".

Es wurden auch Versuche durchgeführt, bei welchen unter dem Körper verschiedene Einbauten (z.B. eine durchlöcherte Platte) erfolgten, um den Einfluss der Grösse des Widerstandes festzustellen. Hinsichtlich des vorstehend genannten Effekts ergab sich, dass sich die Knoten bzw. Bäuche bei Widerstandserhöhung zum Körper hin verschieben.

b) In Zusammenhang mit den Störungszonen in Nähe des Körpers sind auch die bei kleinen Tauchtiefen gemachten Beobachtungen über das Mitreissen grosser Luftblasen zu sehen. "Es ist nicht gelungen, eine kontinuierliche freie Oberfläche oberstrom und unterstrom zu erhalten, wobei der Durchlass stets unter Druck bleibt".

c) Die Wiedergabe verschiedener Beispiele von Wellenregistrierungen zeigt vor allem bei den aus anlaufenden und reflektierten Wellen bestehenden resultierenden Wellen oberstrom des Körpers Unregelmässigkeiten wie bei "kabbeliger" See, die u.a. als Sekundärschwingungen, d.h. Schwebungen, gedeutet werden. Ähnliche Erscheinungen zeigen die von WIEGEL auszugsweise wiedergegebenen Registrierungen bei seinen Tauchwandversuchen [129].

d) Versuche zur Messung der Phasenverschiebung zwischen der Ausgangswelle und der reflektierten bzw. übertragenen Welle ergaben grosse Abweichungen von den theoretischen Berechnungen und starke Streuungen der Versuchswerte.

e) Nach den Versuchsergebnissen ist der Einfluss der Wellenamplitude bzw. -steilheit auf den Dämpfungskoeffizienten "ziemlich gering. Es sind Schwankungen in beiden Richtungen festzustellen." Hinsichtlich des Reflexionskoeffizienten "sind die Resultate zu ungewiss, um daraus triftige Schlüsse ziehen zu können, aber es hat den Anschein, dass dabei eine Erhöhung von k_R mit der Amplitude der Ausgangswelle entsteht". Es zeigt sich eine stärkere Streuung der k_R-Werte ; diese Streuung drückt sich wieder aus im Energieverlust, wo sich nur in einigen Fällen ein regelmässiger Verlauf ergibt.

Diese Streuungen der Versuchswerte wirken sich natürlich auch beim Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen aus. Grösse und Richtung der Abweichung werden stark beeinflusst durch den bei der theoretischen Berechnung angenommenen Widerstandsbeiwert C .

Im einzelnen wird auf diese Ergebnisse der MACAGNOschen Versuche noch bei ihrem Vergleich mit den Versuchsergebnissen des Verfassers (s. Abschn. 4.32) eingegangen.

Auf Grund der Ähnlichkeit des analytischen Lösungsweges hat TAKANO (1958/1960) theoretisch sowohl die Wirkung eines auf der Sohle befindlichen Quaders (Unterwasserschwelle) als auch eines eingetauchten (durchbrochene Mole) untersucht. Im Vergleich zu MACAGNO hat er die Theorie des eingetauchten Quaders mit grösserer mathematischer Strenge ausgearbeitet, wonach dann die von MACAGNO vorausgesetzten Hypothesen als Konsequenzen des analytischen Lösungsansatzes erscheinen. TAKANO schreibt u.a.:"Es ist bemerkenswert, dass die Berechnung von MACAGNO, die so einfach und schematisch ist, Ergebnisse bringt, die mit der Erfahrung in gutem Einklang stehen. Unsere Theorie verbessert überdies diese Übereinstimmung in vielen Punkten." Letzteres betrifft im wesentlichen die Dämpfungskoeffizienten, die Übereinstimmung der berechneten Reflexionskoeffizienten mit den Versuchswerten ist jedoch noch schlechter als nach der Theorie von MACAGNO. TAKANO stellt fest, dass seine Theorie vom Standpunkt der mathematischen Strenge aus befriedigender ist, "doch dieses Ergebnis nur auf Kosten einer grossen Komplikation der Lösungsformeln erreicht werden konnte"; infolge der mathematischen Kompliziertheit "wird der Ingenieur also weiter mit der Methode von MACAGNO arbeiten".

Schliesslich sei noch erwähnt, dass MACAGNO versucht hat, "den Widerstandskoeffizienten (C) mit der Formel für laminare Bewegung in einer Rohrleitung mit rechteckigem Querschnitt zu errechnen, aber die dabei erhaltenen Werte sind im Verhältnis zu den experimentellen Resultaten völlig nebensächlich". JARLAN [49], [50] zog bei seinen Untersuchungen über eine "perforierte Mole" (s. Abschn. 3.27) u.a. ebenfalls die Vorstellung einer Massenschwingung in einem Rohr unter der Voraussetzung laminarer Bewegung heran+).

In den USA wurden zur Glättung gewellter Wasseroberflächen unterhalb von Tosbecken (gewellter Wassersprung) auf Grund von Modellversuchen wellendämpfende Bauwerke u.a. ebenfalls in

---

+)Zum Problem der Massenschwingung mit laminarem Regime in Rohren siehe u.a. die Arbeiten von SEXL [108] und VALEMBOIS [120] (in letzterer Darstellung diesbezüglicher Untersuchungen verschiedener Autoren).

Form eingetauchter Quader angeordnet [16]. Über ähnliche Versuche in der ČSSR hat neuerdings HAINDL berichtet [41]. Für die wellendämpfende Wirkung solcher Bauten an Tosbecken sind natürlich noch andere Gesichtspunkte massgebend als bei reinen Schwingungswellen, z.B. die Translationsbewegung, Beeinflussung der Abflussverhältnisse durch Stauwirkung usw. Dennoch könnte es u.U. möglich sein, bei weiterer Aufklärung der Vorgänge des gewellten Wassersprungs, wozu in den letzten Jahren einige beachtliche theoretische Untersuchungen von OGRIS [83], [84] beitrugen, Analogiebetrachtungen anzustellen.

3.26 Die Untersuchungen über Resonatoren

Im Abschn. 3.13 wurde darauf hingewiesen, dass die Dämpfung von Oberflächenwellen mit Hilfe sog. Resonatoren möglich ist, wenn diese auf die Wellendaten "abgestimmt" sind. Dabei wurde noch offen gelassen, nach welchen Prinzipien diese Abstimmung zu erfolgen hat. Der Franzose VALEMBOIS, welcher sich als erster theoretisch mit der Anwendung der Resonatoren befasste, versuchte diese Frage auf Grund der Analyse der Fortpflanzung von Oberflächenwellen in einem Kanal zu klären. Eine erstmalige Veröffentlichung seiner Untersuchungsergebnisse erfolgte 1952 in französischen Institutsberichten bzw. weiteren Kreisen zugänglich 1953 auf der Tagung des Internationalen Verbandes für wasserbauliches Versuchswesen (IAHR) in Minnesota [121]; 1954 erfolgten diesbezügliche Veröffentlichungen gemeinsam mit BIRARD [7], [122]. Aus den kurzgefassten Kongressberichten lassen sich folgende Grundgedanken entnehmen:

Betrachtet wird ein Kanal mit konstanter Breite, in welchem eine Welle F_A +) nach rechts bzw. stromab fortschreitet (Ausgangs- bzw. anlaufende Welle) und eine f_A (die reflektierte Welle) nach links bzw. stromauf. In einem Querschnitt A des Kanals (s. Abb. 14 a) soll eine teilweise oder vollständige Reflexion der Welle F_A erfolgen, so dass unterhalb dieses Querschnitts nur noch eine "gedämpfte" Welle F' weiterläuft. In

---

+) Bezeichnungen nach VALEMBOIS; die Bezeichnung mit den Buchstaben F bzw. f soll zeigen, dass es sich um einen funktionellen Ausdruck handelt.

dem Querschnitt A , der damit ein Querschnitt der Diskontinuität der Funktionen F und f wird, soll durch ein Resonator-Bauwerk eine Wassermenge q (t) abgezogen werden "in der Art, dass q (t) verbunden ist mit der Überhöhung e_A (infolge der Wellenbewegung hervorgerufene Wasserspiegelerhebung im Resonator-Bauwerk über dem ruhenden Wasserspiegel) durch eine Beziehung der Form"

$$e_A / v = C \tag{75}$$

v = Geschwindigkeit, mit der Wasser in den oder aus dem Resonator fliesst;

C = "resultierender Widerstand" des Resonators.

Indem er den Ausdruck gC/c mit a bezeichnet, gibt VALEMBOIS als Endresultat die Gleichungen an [121]:

$$\frac{F_A}{F_A'} = \frac{1+2a}{2a} \quad (76) \qquad \text{und} \qquad \frac{F_A}{f_A} = 1+2a \quad (77)$$

welche in derselben Form von BIRARD [7] und JOHNSTON [55] übernommen wurden, desgleichen die Interpretation von C . Besondere Fälle bzw. Grenzwerte des Widerstandes C sind:

1. $C = \infty$, d.h. vollkommener Abschluss des Kanals mit einer reflektierenden vertikalen Mauer:

   $f = - F$;

2. $C = 0$, d.h. Einmündung des Kanals in eine grosse Wasserfläche:

   $f = F$.

Dies entspricht den allgemeinen Gesetzen der Reflexion von Wellen, auch von Schwall- und Sunkwellen: Bei Reflexion an einer festen Wand sind - verlustlose Reflexion vorausgesetzt - anlaufende und rücklaufende Welle gleich gross, bzw. Schwall und Sunk werden jeweils als solche reflektiert; da sich die Wellen überlagern, verdoppelt sich die Wellenhöhe. Beim Auslauf von Wellen in grosse Becken (See) bleibt der Seespiegel unverändert; ankommende und zurückgeworfene Welle sind entgegengesetzt gleich bzw. ein Schwall wird als Sunk reflektiert und umgekehrt, sie heben sich in ihrer Wirkung auf.+) Im ersten Fall liegt also an der Wand ein Schwingungsbauch, im zweiten an der Mündungsstelle ein Schwingungsknoten. Ebenso, wie eine vollständige (verlustlose) Reflexion an einer senkrechten Wand einen Idealfall darstellt, ist auch der zweite Fall - wahrscheinlich in noch grösserem Masse - ein mehr theoretisches Schema, welches sich praktisch höchstens angenähert verwirklichen lässt. Am Beckeneingang wird eine Art "Rest-Schwingung" auftreten, ebenfalls werden Energieverluste zu verzeichnen sein [5]. In jedem Fall wird die hinter den betrachteten Querschnitten (Ebenen) liegende Wasserfläche vor der Wellenbewegung geschützt.

Nach Gl. (75) geht $C \rightarrow 0$ bzw. wird sehr klein, wenn zu einer kleinen Niveauänderung e_A eine grosse Geschwindigkeit v gehört; entsprechend dem vorher Gesagten würde dann die Ausgangswelle mit einem Knoten der Niveauänderung im Querschnitt A fast vollständig nach oberhalb reflektiert. Nach VALEMBOIS ist dies nicht nur so beim Austritt in ein grosses Becken, sondern auch dann, "wenn die Ausgangswelle eine periodische Welle und der Widerstand C der eines auf die Periode von F abgestimmten Resonators sind [121]", womit gemeint ist, dass die Periode der Eigenschwingung des Resonators dieselbe wie die der Ausgangswelle ist, welcher Fall in der Physik als Resonanz bezeichnet wird.

Den Abzug einer Wassermenge $q\ (t)$ im Querschnitt A entsprechend Gl. (75) realisierte VALEMBOIS mittels der Anordnung von sog. Resonanzbecken. Diese bereits in Abschnitt 3.13 erwähnten "horizontalen" Resonatoren sind Becken, in welche die Welle von der Seite eintritt; die Untersuchungen ergaben, dass der Resonanzfall dann auftritt, wenn die Beckenlänge (rechtwinklig zum Kanal bzw. zur Laufrichtung der Ausgangswelle gemessen) gleich einem Viertel der Länge der Ausgangswelle, d.h. $= L_A/4$, ist. Die Untersuchungen zeigten, dass durch die Anordnung solcher Becken oberhalb einer den Kanal absperrenden

---

+) Analoge Reflexionserscheinungen treten auch beim Druckstoss in Rohrleitungen auf [14], [15].

reflektierenden Mauer auch die vor dieser auftretende stehende Welle gedämpft werden kann. Quantitative Ergebnisse wurden insbesondere durch Modellversuche gewonnen; dabei wurde auch die Anwendung solcher Bauwerke für konkrete Fälle untersucht. So liegen z.B. Versuchsergebnisse für horizontale Resonatoren von VALEMBOIS und BIRARD für die französischen Häfen Dünkirchen und Port-en-Bessin am Ärmelkanal [7], [122] und von LATES für die Erweiterung des rumänischen Schwarzmeerhafens Konstanza [67] vor.

Auch die Anwendung "vertikaler" Resonatoren oder "Schwingungsschächte", d.h. durchbrochener Molen im Sinne der vorliegenden Arbeit, wird von VALEMBOIS und BIRARD erwähnt, jedoch ohne eingehendere quantitative Angaben. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Eigenperiode eines solchen Schachtes gleich

$$T_E = 2\pi \sqrt{y/g} \tag{78}$$

sei, d.h. die einer senkrechten Wassersäule mit konstantem Querschnitt und einer Länge gleich der Eintauchtiefe y des Schachtes (s. Abschn. 5.21). Durch Änderung der Eintauchtiefe lässt sich folglich die Eigenperiode verändern und so eine Abstimmung auf die Periode der Ausgangswelle erreichen. Die beiden genannten Autoren geben ferner den Typ eines Vertikal-Resonators an, dessen Eigenperiode unabhängig von der Tauchtiefe ist, indem sein Querschnitt nicht konstant gemacht, sondern dieser auf die Periode der Ausgangswelle abgestimmt wird, s. Abb. 14 b. Dazu schreiben sie: "Sein Querschnitt auf der Höhe z ist als Funktion des Querschnittes S_o auf der Höhe 0

$$S(z) = S_0\, e^{-2\pi z/gT^2} \tag{79}$$

Dieser Kanal (Schacht) setzt sich gewissermassen bis ins Unendliche nach unten fort, aber die Versuche haben gezeigt, dass dies nicht erforderlich ist, wenn der Querschnitt S_o genügend tief angeordnet ist, z.B. 5 bis 6 m unter der Wasseroberfläche. Der untere Teil unterhalb S_o kann ersetzt werden durch einen Kanal der Länge l mit einem konstanten Querschnitt, aber die Nebenerscheinungen sind in diesem Fall offenbar überwiegend: die beobachtete Periode ist etwa 5o % grösser als $2\pi \sqrt{l/g}$ und sie variiert mit dem Wasserspiegelniveau", d.h. der Tauchtiefe [122].

Aufbauend auf den Grundgedanken von VALEMBOIS [121] hat JOHNSTON (Australien) 1958 versucht, unter Verwendung der Differentialgleichung der gedämpften harmonischen Schwingung die Grösse des Widerstandes C bzw. die für einen vorgegebenen Fall erforderliche Eintauchtiefe y eines vertikalen Resonators zu bestimmen. In Übereinstimmung mit VALEMBOIS und BIRARD geht er unter der Voraussetzung nur kleiner Schwingungsamplituden e_A im Resonator von der Annahme aus, "dass der Ausdruck des Druckverlustes linear ist [7]", d.h. der (Reibungs-) Widerstand C direkt proportional ist zur Geschwindigkeit v. Er gibt jedoch zu bedenken, "dass e_A von der gleichen Grössenordnung wie y sein kann und der Reibungswiderstand meist nahezu proportional ist dem Quadrat der Geschwindigkeit". In die Differentialgleichung der Wasserbewegung im Resonator geht damit ein quadratisches Glied ein, wozu JOHNSTON bemerkt, dass "dies analytisch unlösbar zu sein scheint" und weiter, dass "in einigen Fällen gezeigt wurde, dass der Koeffizient (C) relativ klein ist, sofern e_A nicht gross ist im Verhältnis zu y". Er schlussfolgert, dass an Hand der Differentialgleichung der gedämpften harmonischen Schwingung unter Annahme linearen Druckverlustes "einige Hinweise über den zu erwartenden Resonanzbereich erwartet werden können", jedoch die genauere "Bestimmung des Bereiches von brauchbarer Resonanz dem Versuch überlassen" bleibt. JOHNSTON hat schwimmende (verankerte) Wellenbrecher, welche als horizontale oder vertikale Resonatoren ausgebildet waren und die anlaufenden Wellen durch die "kombinierte Wirkung von Resonanz und Trägheit" reflektieren sollten, modellmässig untersucht. Neben einer grösseren Zahl von Versuchsergebnissen für horizontale Resonatoren teilt er Ergebnisse eines Versuchs mit Vertikal-Resonatoren mit.

Während die erste Veröffentlichung über Resonatoren von VALEMBOIS, welche erstmals auch theoretische Überlegungen hinsichtlich dieser Bauwerke enthielt und auf welcher die weiteren in diesem Abschnitt erwähnten Autoren aufbauten, aus dem Jahre 1953 stammt, datiert das in Abb. 1 e gezeigte Projekt "Leningrad" der sowjetischen Autoren SOROKIN und RUDNEW, welches gleichfalls einen vertikalen Resonator mit leicht geneigter seeseitiger Wand darstellt und aus dem Allunions-Wettbewerb im Projektieren von hydrotechnischen Anlagen in Seehäfen (s. auch S. 42) hervorging, bereits aus dem Jahre 1940. Ein Entwurf entsprechend dem Typ in Abb. 1 d wurde im Jahre 1945 vom "Staatlichen Institut für Projektierung der Binnenschiffahrt" der UdSSR ("Hyproretschtrans") ausgearbeitet, wobei eine Variante gleiche Tauchtiefe beider Wände vorsah, eine zweite eine Verkürzung der hafenseitigen Wand. BOJITSCH führte 1945 umfangreiche Modellversuche mit allen drei Arten durchbrochener Molen (Tauchwand, Quader und Resonator) durch (s. Abschn. 3.21). Die auf Grund dieser Untersuchungen gegebenen Empfehlungen für die Berechnung der Wellendämpfung durch mehrwandige Bauwerke, also Resonatoren, als Mehrfaches des durch eine einzelne Tauchwand erzielten Effektes wurden bereits in Tabelle 2 zusammengestellt.

Einen besonderen Typ stellen die "Resonatoren unter Druck" ("en charge") [121] dar, d.h. solche, bei denen die hintere (leeseitige) Wand bis zur Sohle reicht (Abb. 15). BIESEL und LE MÉHAUTÉ untersuchten die Wasserbewegung in denselben [6]; ihre Versuchsergebnisse sind auf Abb. 15 dargestellt. Obwohl die Schwingungen in diesen Bauwerken infolge des hinteren vollständigen Abschlusses etwas anders geartet sind als bei den in der vorliegenden Arbeit behandelten Resonatoren aus mehreren Tauchwänden, geben die Untersuchungen von BIESEL und LE MÉHAUTÉ doch einige wesentliche qualitative Hinweise auch für die Einschätzung der letzteren. Es erscheint daher zweckmässig, aus den diesbezüglichen Veröffentlichungen [5] und [6] der beiden genannten Autoren einige Feststellungen wiederzugeben.

U.a. werden einige Beobachtungen und Hypothesen genannt, die von allgemeiner Bedeutung für die theoretische und experimentelle Untersuchung durchbrochener Molen und ähnlicher auf die Wellenbewegung einwirkender Bauwerke sind. Die wesentlichsten sind:

a) "Die einfallenden, übertragenen und reflektierten Wellen erleiden beträchtliche Deformationen in unmittelbarer Nähe des Hindernisses, aber diese Deformationen verschwinden sehr schnell, sobald man sich von diesem entfernt.
... Es ist wahr, dass ein Hindernis, welches sogar sehr lokalisiert ist (z.B. eine dünne Platte), die Welle deformieren kann in einer benachbarten Region, welche tatsächlich eine Ausdehnung von der Grössenordnung einiger Wassertiefen hat". Dies ist abhängig von der Grösse des freien Schwingungsraumes bzw. der relativen Wassertiefe.

b) "Wenn man die einfallenden, übertragenen und reflektierten Wellen in einem ausreichenden Abstand vom Hindernis betrachtet, damit sie den Charakter von periodischen Wellen über konstanter Tiefe wiedergewonnen haben, zeigt die Theorie, dass das Verhältnis der Amplitude der übertragenen Welle zu jener der einfallenden Welle eine bestimmte Zahl (k_D) ist, unabhängig vom absoluten Wert der Amplitude, ebenso das Verhältnis der Amplitude der reflektierten Welle zu jener der einfallenden Welle".

c) Eine "Hypothese für den Fall, dass das Hindernis eine Verengung (des Wellenkanals) ist, sei: wenn es eine Phasenverschiebung gibt für die Übertragung, sei diese im Sinne einer Verzögerung. Im Effekt, indem die Verengung die Querschnitte des Durchgangs reduziert, erzeugt sie Vergrösserungen der Geschwindigkeiten, folglich Verstärkungen der Trägheitseffekte".

d) Es wird erwähnt, es sei eine bekannte Tatsache, "dass es nicht möglich ist, eine Welle vollständig zu absorbieren auf einer sehr beschränkten Strecke mit rein passiven Mitteln. Z.B. ist die praktische Regel in unserem Laboratorium, dass wenigstens eine Wellenlänge notwendig ist, um eine annehmbare Dämpfung zu erreichen".

In den angezogenen Arbeiten werden, u.a. mit Bezugnahme auf Schwingungen in Seen und Meeresbuchten ("Seiches"), speziell die Resonanzschwingungen in den Resonatoren behandelt, wobei

- was besonders betont wird - als Resonanz der Zustand bezeichnet wird, in welchem das Verhältnis der Amplitude im Resonator (Becken) zu dem der Ausgangswelle ein Maximum erreicht. Wie auch aus Abb. 15 ersichtlich, ist dafür von entscheidendem Einfluss das Verhältnis der Resonator- zur Wellenlänge, also der gegenseitige Abstand der beiden Resonatorwände. Es werden, ausgehend von der Annahme idealer Flüssigkeit, theoretische Ansätze für die kritischen Längen angegeben, wobei auch die Phasenverschiebungen zwischen den Amplituden der einfallenden, reflektierten und übertragenen (hier der Schwingungen im Resonator) Wellen berücksichtigt werden. Von den experimentellen Ergebnissen sind besonders die bei sehr kleinen Wandabständen gemachten Beobachtungen interessant: "Die Bedeutung der Resonanz, welche man für Längen des Beckens unterhalb L/8 erhält (diese Grenze stimmt überein mit dem maximalen Wert, der erreicht wird, wenn $\hat{\beta} = \pi/2$; $\hat{\beta}$= Phasenverschiebung zwischen der einfallenden und der reflektierten Welle), zeigt den evtl. Vorteil der Resonatoren der Länge $(\hat{\beta}/2) \cdot (L/2\pi)$ für die Absorption der einfallenden Wellenenergie. Es ist seltsam, festzustellen, dass die zwei- oder mehrknotige Schwingung des Hafens der Länge $(\hat{\beta}/2) \cdot (L/2\pi)$ Platz macht einer Wasserbewegung im "Kolben" ("en piston"), welche eine genau horizontale freie Oberfläche darstellt. Das Mass der Phasenverschiebung zwischen den Wasserspiegelhöhen beiderseits der Tauchwand ist gegeben durch die Analyse eines 16-mm-Films für Beckenlängen unterhalb L/8 . Wenn die Wand sehr wenig eingetaucht ist, ist die Amplitude im Becken dieselbe wie ausserhalb, und die Bewegungen sind augenscheinlich in Phase. Wenn die Wand sehr eingetaucht ist, ist die Amplitude deutlich dieselbe wie die Amplitude ausserhalb, aber die Phasenverschiebung ist grösser als $\pi/2$. Der Wechsel bzw. Durchgang bei $\pi/2$ findet statt für eine um so geringere Öffnung, je geringer die Länge des Beckens ist. Es scheint, dass dieser Wechsel der grössten Amplitude im Becken entspricht, d.h. der Resonanz. Die Nichtübereinstimmung mit den theoretischen Ergebnissen (Phasenverschiebung 0 oder π) erklärt sich wahrscheinlich durch die Energieverluste im Becken. Diese Verluste sind im Falle der Resonanz sehr gross. Die reflektierte Welle ist also sehr abgeschwächt".

3.27 Die Untersuchungen über "perforierte" Wellenbrecher

Die Reduzierung der Reflexwelle im Hinblick auf den Schutz sandigen Seebodens vor verstärkter Erosion kann ein Grund sein, Resonatoren entsprechend der Prinzipskizze auf Abb. 15 praktisch als Molen oder Wellenbrecher anzuwenden. In etwas abgewandelter Form liegt dies der in jüngster Zeit in Kanada erfolgten Entwicklung von Wellenbrechern mit "perforierter", d.h. durchlöcherter oder geschlitzter senkrechter Vorderwand ("perforated breakwater") zu Grunde. Wie aus der Abb. 16 ersichtlich, handelt es sich dabei nicht um durchbrochene Molen im Sinne der vorliegenden Arbeit, bei denen die Durchbrüche im Bauwerk von der See- bis zur Hafenseite durchgehen. Der eigentliche Wellenschutz geschieht bei den "perforierten" Molen durch ein massives vollflächiges Bauwerk; die vorgesetzte Kammer mit perforierter Vorderwand dient nur der Verringerung der Reflexion. Im wesentlichen entsprechen diese Kammern jedoch den Resonatoren "en charge"; durch die über die Vorderwand verteilten Löcher oder Schlitze werden zusätzliche Energieumwandlungs-Effekte erzielt.

JARLAN (Hydraulics Laboratory, National Research Council of Canada) berichtete an verschiedenen Stellen [48], [49], [50] über die Ergebnisse theoretischer Überlegungen und von Modellversuchen sowie über konstruktive Fragen für einen solchen Wellenbrecher. BOIVIN, welcher auch auf durchbrochene Molen im Sinne der vorliegenden Arbeit hinweist, hat versucht, durch systematische Modellversuche die optimalen Dimensionen eines derartigen Wellenbrechers zu ermitteln [11].

Die Modellversuche von JARLAN ergaben eine Phasenverschiebung zwischen der maximalen Wasserspiegelerhebung an der Vorderseite der Mauer und in der Kammer; die Amplitude in der Kammer war stets geringer als diejenige ausserhalb. Nach JARLAN "zeigen diese Resultate die Wirksamkeit des Widerstandes (der perforierten Wand bzw. der Löcher) für die Umformung der schwingenden

Bewegung der Flüssigkeit in einen Massentransport. Die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten sind durch die Strahlausbreitung stark reduziert, man beobachtet in der Kammer hauptsächlich eine Variation des Wasserspiegels ähnlich wie in einem Wasserschloss, obwohl die Dämpfungsverhältnisse und das Profil der freien Oberfläche unterschiedlich sind". Aus den Versuchen kann nach JARLAN gefolgert werden, "dass die Kammerbreite (Abstand zwischen Vorder- und Rückwand) nicht kritisch erscheint; mit anderen Worten, die Dämpfung in der Kammer war so, dass sich keine Resonanz, ähnlich dem Fall eines HELMHOLTZ-Resonators, entwickeln konnte. Die Wahl der Kammerbreite scheint nur von der maximalen Wellensteilheit, welche in einem bestimmten Fall gegeben ist, abzuhängen." BOIVIN kam zu der Feststellung, dass den grössten Einfluss das "Öffnungs"-Verhältnis der Wandfläche hat; das günstigste Ergebnis wurde erzielt, wenn die Fläche der Öffnungen 1/3 der gesamten Wandfläche beträgt. Die Versuche über den Einfluss der Kammerbreite erbrachten kein eindeutiges Ergebnis. Bei einer Auftragung der Wellenauflaufhöhe am Wellenbrecher über der Ausgangswellenhöhe scheint es, als ob die Kammerbreite nur von untergeordneter Bedeutung ist. Eine Auftragung des Reflexionskoeffizienten über der Wellensteilheit zeigt allerdings eine Abnahme des Koeffizienten mit wachsender Kammerbreite. Diese Ergebnisse stimmen überein mit den Feststellungen von JARLAN. BOIVIN hat ferner einige Versuche über das Auftreten von Resonanzerscheinungen durchgeführt, auf Grund deren Ergebnisse er - im Gegensatz zu JARLAN - annimmt, "dass der Resonanzeffekt in dem komplexen Mechanismus der Wellendämpfung (vor dem Bauwerk) eine Rolle spielt", abhängig von den Abmessungen des perforierten Wellenbrechers und den Wellendaten. Bezüglich "einer theoretischen Analyse des Resonanzphänomens" schreibt BOIVIN, eine solche wird "durch die Tatsache kompliziert, dass dabei verschiedene Faktoren zusammenwirken: erzwungene Seiches, hervorgerufen durch die Wasserstrahlen, können in der Kammer selbst auftreten; ferner kann eine Massenschwingung wie in einem Wasserschloss zwischen der Kammer und der See existieren. Jedoch können Wasserschloss - Formeln auf Grund ihrer komplizierten Grenzbedingungen nicht auf perforierte Wellenbrecher angewendet werden".

Konstruktiv muss natürlich ein solches Bauwerk mit einer wassergefüllten Kammer anders gestaltet werden als übliche Caissons. Um die erforderliche Standsicherheit - vor allem auch gegenüber Wellendruck - zu erreichen, kann eine zweite Caissonkammer, welche wie üblich mit Sand oder Magerbeton gefüllt wird, angefügt werden, wie es Abb. 16 zeigt. Diese Anordnung kann auch praktische und ökonomische Vorteile haben, wenn das Bauwerk zugleich als Kai genutzt wird.

Erstmals wurde ein solches Bauwerk, dessen Projekt vom Ministerium der öffentlichen Arbeiten Kanadas bestätigt wurde, im Hafen von Baie Comeau (Provinz Quebec) errichtet. Das aus 9 einzelnen Stahlbeton-Caissons von insgesamt rd. 300 m Länge bestehende Bauwerk wurde Ende 1962 fertiggestellt (Abb. 17). Einzelheiten der Bauausführung wurden in [23] beschrieben. An dem fertiggestellten Bauwerk sollen Naturversuche, einschl. Wellendruckmessungen, durchgeführt werden. Einen Sturm mit Wellenhöhen um 3,5 m hat es bereits im Baustadium gut überstanden, während benachbarte ältere Wellenbrecher beschädigt wurden. In einer kurzen Notiz [51] berichtete JARLAN, dass der Wellenbrecher während des bis dahin dreijährigen Bestehens, wobei heftige Stürme mit Wellen bis zu etwa 5,40 m Höhe aufgetreten sind, gute Resultate gezeigt hat. Ein zweiter derartiger Wellenbrecher ist z.Z. bei Saulnierville (Neu-Schottland) im Bau.

3.3 Kritische Einschätzung der bisherigen Untersuchungen

3.31 Allgemeine Einschätzung

"Da die grosse Zahl der Einzeldinge so verstreut und weitläufig ist, ... ist von oberflächlichen Wortsammlungen, flüchtiger Kenntnisnahme und blossen Übersichten nicht viel zu erhoffen. Es muss das, was zu einem bestimmten Forschungsgegenstand gehört, allseitig geordnet und ... aufgegliedert werden".+)

+) Eines der Aphorismen FRANCIS BACONS (englischer Naturphilosoph, 1561 bis 1626) über die Interpretation der Natur (BACON: Das neue Organon, Akademie-Verlag, Berlin 1962).

Der qualitative und quantitative Inhalt der verschiedenen angeführten Arbeiten ist recht unterschiedlich. Die weitaus grösste Zahl der Untersuchungen befasst sich mit der Wellendämpfung durch eine einzelne dünne Tauchwand; dafür ist sowohl die theoretische als auch modellmässige Untersuchung am einfachsten. Die theoretischen Analysen von VALEMBOIS, BIRARD und JOHNSTON für vertikale Resonatoren bieten eine Ausgangsbasis für weitere Arbeiten, bedürfen nach Ansicht des Verfassers jedoch einer Vervollständigung. Für Quader stellen die Arbeiten von MACAGNO und TAKANO eine Grundlage dar, wobei letztere - auch nach Ansicht des Autors - wegen ihrer mathematischen Kompliziertheit für den Ingenieur kaum in Frage kommt.

Wenn auch im Gegensatz dazu die als Modellversuche oder Projektentwicklungen durchgeführten sowjetischen Untersuchungen mehr nach der praktischen Seite tendieren und entsprechende Bauwerksabmessungen vermitteln, so haftet ihnen wiederum z.T. der Mangel ungenügender theoretischer Verallgemeinerungen an. Da bei ihnen im wesentlichen nur die Erscheinungen betrachtet werden, ohne deren eigentlichen Ursachen auf den Grund zu gehen - jedenfalls trifft dies für die aus den zugänglichen angezogenen Veröffentlichen zu entnehmenden Angaben zu - , gelten diese jeweils nur für bestimmte Fälle, und die verallgemeinerten Berechnungsangaben müssen daher als recht global betrachtet und überprüft werden. - Da im Hinblick auf die praktische Anwendung vor allem der Effekt der Wellendämpfung interessiert, haben sich verschiedene Forscher sowohl in ihren theoretischen als auch experimentellen Arbeiten auf die Ermittlung der Dämpfungskoeffizienten beschränkt. Das Studium der Gesamterscheinungen jedoch vermittelt wichtige Erkenntnisse über den Wirkungsmechanismus. Weitgehende Verallgemeinerungen und damit die Schaffung allgemeiner Bemessungsregeln bedingen die Analyse des Wirkungsmechanismus. Gerade hierzu können grossmaßstäbliche Modellversuche wesentlich beitragen. Ein grosser Teil der durchgeführten Modellversuche erfolgte in ziemlich kleinen Maßstäben und mit entsprechend geringen absoluten Abmessungen, was die Autoren z.T. veranlasste, auf eine Extrapolation bzw. Umrechnung der Versuchswerte auf Naturabmessungen unter Anwendung der Ähnlichkeitsgesetze zu verzichten. In Tabelle 4 wurden die Abmessungen der Versuchseinrichtungen der verschiedenen Forscher, soweit sie aus den Veröffentlichungen hervorgehen, zusammengestellt.

Die bereits eingangs erwähnte Tatsache, dass der in tieferen Wasserschichten vorhandene Anteil der Wellenenergie um so grösser ist, je flacher das Wasser im Verhältnis zur Wellenlänge wird sowie die damit verbundene translatorische Bewegung der Wasserteilchen sind die Ursache der dann ungünstigeren wellendämpfenden Wirkung durchbrochener Molen. Sowohl die theoretischen als auch experimentellen Untersuchungen haben bewiesen, dass die relative Wassertiefe h/L entscheidenden Einfluss auf den Grad der Wellendämpfung hat. Nach Modellversuchen verschiedener Forscher soll eine Abnahme der Dämpfung mit der Abnahme der Wellensteilheit eintreten, obwohl dies aus den theoretischen Ansätzen nicht hervorgeht. Während sich bei den Versuchen von WIEGEL für Tauchwände innerhalb eines sehr grossen Bereiches der Wellensteilheiten Unterschiede der Dämpfungskoeffizienten von z.T. nur wenigen Prozenten ergaben - allerdings mit klarer Tendenz - , soll nach den sowjetischen Versuchen für alle Typen der durchbrochenen Molen eine wesentliche Beeinflussung der Dämpfung bereits bei demgegenüber relativ geringen Änderungen der Wellensteilheit auftreten. Flachere Wellen als 1:2o sollen überhaupt schlecht zu dämpfen sein. Der Verfasser vermutet, dass hierbei die unmittelbare Ursache weniger in der Veränderung der Wellensteilheit oder -länge (s. Seite 48, Abschn. b), sondern vielmehr in der damit verbundenen relativen Wassertiefe liegt; leider fehlen entsprechende Angaben über letztere. Dies lässt darauf schliessen, dass verschiedene Forscher den bedeutenden Einfluss der relativen Wassertiefe auf den Dämpfungseffekt nicht klar erkannt haben; sie suchen daher Begründungen an Hand von einzelnen Einflussfaktoren, welche die Bedingungen nicht vollständig erfassen. Dasselbe gilt für das verschiedentlich zu hörende Argument, dass günstige Dämpfungswirkungen mit durchbrochenen Molen nicht bei Vorliegen längerer Wellenperioden zu erzielen seien. Die Ursache dafür ist jedoch nicht die absolute Grösse der Periode, sondern deren Verhältnis zur Wassertiefe; durch die Beziehung zwischen Wellenperiode und -länge lässt sich auch dies auf die relative Wassertiefe h/L zurückführen, wie es auch das Refraktionsdiagramm von SCHULEJKIN (Abb. 3) veranschaulicht.

In den einzelnen Veröffentlichungen werden nur in geringem Masse die Ergebnisse bereits vorliegender Untersuchungen anderer Forscher ausgewertet. Z.T. mag das seinen Grund darin haben, dass die verschiedenen Forscher von unterschiedlichen Ausgangspunkten an die Einzelprobleme herangeführt wurden und nicht die Nachbardisziplinen betrachteten.

Bautechnische Probleme und statisch-konstruktive Fragen, hierbei insbesondere auch die der Wellenbelastung, sind in den vorliegenden Arbeiten kaum behandelt; das gleiche gilt für das wichtige Problem der Sedimentbewegung.

Die in den voraufgegangenen Abschnitten wiedergegebenen Berechnungsformeln für die wellendämpfende Wirkung durchbrochener Molen, welche vor allem für den Fall einer einzelnen Tauchwand vorliegen, zeigen z.T. bereits in ihrem Aufbau Unterschiede. Es ist daher nicht verwunderlich, dass auch ihre Ergebnisse teilweise wesentlich voneinander abweichen. Eine zusammenfassende Einschätzung erfolgt nach der Darlegung der Ergebnisse der eigenen umfangreichen Grossmodellversuche. Im folgenden Abschnitt wird vorerst eine kritische Einschätzung von Berechnungsformeln vom theoretischen bzw. formal-mathematischen Gesichtspunkt aus vorgenommen.

3.32 Kritik von Berechnungsformeln

Um einen Überblick über die quantitativen Ergebnisse der verschiedenen Formeln zu erhalten, wurde der grösste Teil derselben für unterschiedliche Wellenverhältnisse in umfangreichen tabellarisch durchgeführten Berechnungen ausgewertet. Zur besseren Veranschaulichung wurden die Ergebnisse graphisch dargestellt. Es besteht die Möglichkeit, die berechneten Werte der Dämpfungskoeffizienten usw. über verschiedenen Parametern aufzutragen. Auf den Abb. 18 bis 2o wurden die nach den Formeln verschiedener Autoren berechneten Dämpfungskoeffizienten für

	Versuchsgerinne (Wellentank)			Wellendaten			
	Länge	Breite	Tiefe	h	$h/_L$	H_A	T
	m	m	m	cm	-	cm	s
MACAGNO	14,0	0,3	?	20,0...30,0	0,10...0,31	0,8...7,7	0,8...1,8
PREISSLER	8,0	0,6	0,75	30,0...50,0	0,25...0,50	2,0...6,0	0,6...1,0
JOHNSTON	8,2	0,5	0,65	7,6...10,2	0,10...0,25	1,0...1,7	0,5...1,0
WIEGEL	32,3	0,3	0,9	46,5...61,0	0,17...0,68	1,5...6,7	0,8...1,5
BOJITSCH	?	1,0	0,72	26,0...38,0	?	?	?
weitere sowj. Untersuchungen	?	?	?	?	?	2,5...5,7	?
F A S (Verfasser)							
a) Versuchsstand 1 u. 2	70,0	3,0	1,45	80,0...87,5	0,31...0,38	6,1...18,6	1,2...1,3
b) Versuchsstand 3 u. 4	70,0	3,0	0,80	50,0	0,20...0,30	10,8...12,3	1,0...1,4

Tabelle 4
Abmessungen von Versuchseinrichtungen

eine Tauchwand als Funktion der relativen Tauchtiefe y/L mit der relativen Wassertiefe h/L als Parameter der Kurvenschar dargestellt. Eine Auftragung $k_D = f\ (h/L)$ mit y/L als Parameter ergibt für die einzelnen Formeln ähnliche Kurven wie in Abb. 1o. Auf Abb. 21 wurden die Dämpfungskoeffizienten als Funktion von y/L für Tiefwasser, d.h. $h/L \geqq 0{,}5$, aufgetragen. Ein Vergleich der verschiedenen Kurven bzw. Kurvenscharen untereinander zeigt z.T. Unterschiede im qualitativen Verlauf der Kurven, z.T. aber auch nur geringfügige Unterschiede der erhaltenen Zahlenwerte; verschiedene Kurven decken sich sogar, d.h. die entsprechenden Formeln führen zu jeweils gleichen Ergebnissen.

3.321 Die Identität der Formeln von KONDRATJEW, PREISSLER und BOJITSCH

Letzteres gilt für die Formeln von KONDRATJEW, Gl. (67), BOJITSCH, Gl. (68) und PREISSLER, Gl. (73), s. Abb. 18. Es wurde daher untersucht, inwieweit diese Formeln identisch sind.

Nachstehend wird gezeigt, dass sich die Formel von PREISSLER durch algebraische Umformung in die Formel von KONDRATJEW überführen lässt. Hierzu wird in Gl. (73) die Erhebung der Wellenmittellinie über den ruhenden Wasserspiegel - also ε_0 - vernachlässigt, da diese auch von KONDRATJEW (ebenso wie von den übrigen Autoren) nicht berücksichtigt wurde. Im allgemeinen ist $\varepsilon_0 \ll h$ und daher praktisch vernachlässigbar. Es ist (s.S.26) für

unendliche Wassertiefe:

$$\varepsilon_0 = \frac{\pi H^2}{4L} \tag{36 a}$$

endliche Wassertiefe:

$$\varepsilon_0 = \frac{\pi H^2}{4L} \coth 2\pi \frac{h}{L} \tag{35 a}$$

Umgeformt ergibt sich

$$\varepsilon_0 = \frac{\pi}{4} \cdot H \cdot \frac{H}{L} = 0{,}785\ H \cdot \frac{H}{L}$$

$$\frac{\varepsilon_0}{H} = 0{,}785\ \frac{H}{L}\ \text{bzw.} = 0{,}785\ \frac{H}{L}\ \coth\ 2\pi\ \frac{h}{L} \qquad (8o)$$

Auf Abb. 24 wurde $\frac{\varepsilon_0}{H} = f\ (h/L)$ mit der Wellensteilheit H/L als Parameter graphisch dargestellt; daraus ist ersichtlich, dass für $\frac{h}{L} > 0{,}2$ und $\frac{H}{L} < 1:15$ ε_0 weniger als etwa 5 % der Wellenhöhe beträgt. Unter Vernachlässigung von ε_0 erhält Gl. (73) die Form

$$k_D = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\frac{\sinh^2 \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh^2 \frac{2\pi}{L} h} + \frac{\sinh \frac{4\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{4\pi}{L} h}\right]} \qquad (73\ a)$$

Zwecks Vereinfachung und besserer Übersichtlichkeit der Rechnung werden die Argumente der hyperbolischen Funktionen durch einzelne Buchstaben ersetzt:

$$\frac{2\pi}{L}\ h = a\ ; \quad \frac{2\pi}{L}\ y = b$$

Dann lässt sich Gl. (73 a) schreiben

$$k_D = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\frac{\sinh^2 (a-b)}{\sinh^2 a} + \frac{\sinh (2a-2b)}{\sinh 2a}\right]} \qquad (73\ b)$$

Hieraus ergibt sich durch Einführung des Hauptnenners

$$k_D = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\frac{\sinh^2 (a-b) \sinh 2a + \sinh (2a-2b) \sinh^2 a}{\sinh^2 a \sinh 2a}\right]}$$

und weiter mit sinh 2a = 2 sinh a . cosh a

$$k_D = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{\sinh^2 (a-b)\, 2 \sinh a \cosh a + \sinh (2a-2b) \sinh^2 a}{\sinh^2 a \sinh 2a}}$$

$$k_D = \sqrt{\frac{\sinh a \left[\sinh^2 (a-b) \cosh a + \frac{1}{2} \sinh (2a-2b) \sinh a\right]}{\sinh^2 a \sinh 2a}}$$

Setzt man $a - b = a_1$, so wird mit $2a - 2b = 2(a-b) = 2a_1$

$$\frac{1}{2} \sinh (2a-2b) = \frac{1}{2} \sinh 2a_1$$

$$= \frac{1}{2} \sinh a_1 \cosh a_1$$

$$= \sinh (a-b) \cosh (a-b)$$

Diesen Ausdruck eingesetzt und $\sinh (a-b)$ ausgeklammert, ergibt

$$k_D = \sqrt{\frac{\sinh (a-b) \sinh a \left[\sinh (a-b) \cosh a + \cosh (a-b) \sinh a \right]}{\sinh^2 a \sinh 2a}}$$

Nach dem Additionstheorem ist

$$\sinh (a_1 + a) = \sinh a_1 \cosh a + \sinh a \cosh a_1$$

$$\sinh \left[(a - b) + a\right] = \sinh (2a - b)$$

und damit

$$k_D = \sqrt{\frac{\sinh (a-b) \sinh (2a-b)}{\sinh a \sinh 2a}}$$

Setzt man nun als Argument anstelle von a und b wieder die ursprünglichen Werte ein, so erhält man

$$k_D = \sqrt{\frac{\sinh \frac{2\pi}{L} (h-y) \sinh \left(2 \cdot \frac{2\pi}{L} h - \frac{2\pi}{L} y\right)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h \sinh \frac{4\pi}{L} h}} \qquad (73\ c)$$

Das Argument des zweiten Faktors im Zähler lässt sich folgendermassen umformen:

$$2\cdot\frac{2\pi}{L}h - \frac{2\pi}{L}y = \frac{2\pi}{L}h + \frac{2\pi}{L}h - \frac{2\pi}{L}y$$

$$= \frac{2\pi}{L}h + \frac{2\pi}{L}(h-y)$$

$$= \frac{2\pi}{L}h + \frac{2\pi}{L}h\left(\frac{h-y}{h}\right)$$

$$= \frac{2\pi}{L}h\left(\frac{h-y}{h} + 1\right)$$

Damit ergibt sich endgültig

$$k_D = \sqrt{\frac{\sinh\frac{2\pi}{L}(h-y)\sinh\frac{2\pi}{L}h\left(\frac{h-y}{h}+1\right)}{\sinh\frac{2\pi}{L}h\sinh\frac{4\pi}{L}h}} \qquad (73\text{ d})$$

Zum Vergleich wird Gl. (67) mit $\alpha = \frac{h - y}{h}$ und $\beta = \frac{h}{L}$ angeschrieben:

$$k_D = \sqrt{\frac{\sinh 2\pi\frac{h-y}{h}\cdot\frac{h}{L}\sinh\frac{2\pi}{L}h\left(\frac{h-y}{h}+1\right)}{\sinh\frac{2\pi}{L}h\sinh\frac{4\pi}{L}h}} \qquad (67\text{ a})$$

Das ist dieselbe Gleichung wie Gl. (73d), d.h., die Formeln von PREISSLER und KONDRATJEW für die wellendämpfende Wirkung einer Tauchwand sind identisch, wobei die Formel von KONDRATJEW in der Schreibweise vereinfacht dargestellt wurde, s. Gl. (67).

Auch die Kurven nach BOJITSCH decken sich mit denen nach KONDRATJEW und PREISSLER. Trotzdem führten Versuche, die Gl. (68) von BOJITSCH durch algebraische Umformung in eine der beiden anderen - Gl. (67) bzw. (73) - überzuführen, nicht zum Erfolg, d.h. es ergab sich keine direkte (mathematisch exakte) Identität. Eine nähere Untersuchung ergibt folgende Zusammenhänge:

Die Gleichungen von KONDRATJEW bzw. PREISSLER lassen sich nach Gl. (73 c) in der Form schreiben

$$k_{D_K}^2 = \frac{\sinh\left(\frac{2\pi}{L}h - \frac{2\pi}{L}y\right)}{\sinh\frac{2\pi}{L}h} \cdot \frac{\sinh\left(2\cdot\frac{2\pi}{L}h - \frac{2\pi}{L}y\right)}{\sinh 2\cdot\frac{2\pi}{L}h} \tag{73 e}$$

(Index K = KONDRATJEW)

Aus den Beziehungen zwischen den Hyperbelfunktionen und der Exponentialfunktion ergibt sich:

$$\frac{\sinh\left(\frac{2\pi}{L}h - \frac{2\pi}{L}y\right)}{\sinh\frac{2\pi}{L}h} = e^{-2\pi\frac{y}{L}} \; \frac{e^{2\pi\frac{h}{L}} - e^{-2\pi\frac{h}{L}}\, e^{4\pi\frac{y}{L}}}{e^{2\pi\frac{h}{L}} - e^{-2\pi\frac{h}{L}}} \tag{81 a}$$

$$\frac{\sinh\left(2\,\frac{2\pi}{L}h - \frac{2\pi}{L}y\right)}{\sinh 2\cdot\frac{2\pi}{L}h} = e^{-2\pi\frac{y}{L}} \; \frac{e^{4\pi\frac{h}{L}} - e^{-4\pi\frac{h}{L}}\, e^{4\pi\frac{y}{L}}}{e^{4\pi\frac{h}{L}} - e^{-4\pi\frac{h}{L}}} \tag{81 b}$$

Andererseits ergibt sich mit diesen Beziehungen nach BOJITSCH (Index B)

$$k_{D_B}^2 = \frac{e^{-\frac{4\pi}{L}y} - e^{-\frac{4\pi}{L}h}}{1 - e^{-\frac{4\pi}{L}h}} = \frac{\sinh\frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh\frac{2\pi}{L}h}\, e^{-\frac{2\pi}{L}y} \tag{82}$$

$= \text{Gl. (81 a)} \times e^{-\frac{2\pi}{L}y}$

Folglich wären die Gleichungen (73 a) und (82) identisch, wenn

Gl. (81 a) x Gl. (81 b) gleich Gl. (82), d.h.

Gl. (81 b) gleich $e^{-\frac{2\pi}{L}y}$

wäre.

Tatsächlich ist aber Gl. (81 b) $\neq e^{-\frac{2\pi}{L}y}$, womit die Unmöglichkeit einer exakten Identität bewiesen ist. Nun weicht aber, wie gezeigt werden wird, der zweite Faktor auf der rechten Seite der Gl. (81 b) so wenig von 1,o ab, dass er praktisch nicht ins Gewicht fällt und die Gleichungen von KONDRATJEW bzw. PREISSLER und BOJITSCH effektiv gleichwertig sind. Setzt man in den Gl. (81)

$$\frac{e^{2\pi\frac{h}{L}}-e^{-2\pi\frac{h}{L}}\;e^{4\pi\frac{y}{L}}}{e^{2\pi\frac{h}{L}}-e^{-2\pi\frac{h}{L}}}=k_1 \tag{83}$$

und

$$\frac{e^{4\pi\frac{h}{L}}-e^{-4\pi\frac{h}{L}}\;e^{4\pi\frac{y}{L}}}{e^{4\pi\frac{h}{L}}-e^{-4\pi\frac{h}{L}}}=k_2, \tag{84}$$

so werden

$$k_{D_K}=\sqrt{e^{-2\pi\frac{y}{L}}\,k_1\cdot e^{-2\pi\frac{y}{L}}\,k_2}=\sqrt{k_1\,k_2}\cdot e^{-2\pi\frac{y}{L}} \tag{85}$$

$$k_{D_B}=\sqrt{e^{-2\pi\frac{y}{L}}\,k_1\cdot e^{-2\pi\frac{y}{L}}}=\sqrt{k_1}\cdot e^{-2\pi\frac{y}{L}} \tag{86}$$

$$\frac{k_{D_K}}{k_{D_B}}=\sqrt{k_2}$$

In Tabelle 5 wurden für verschiedene Verhältnisse h/L und y/L die Beiwerte k_1, k_2 und $\sqrt{k_2}$ zahlenmässig zusammengestellt, auf Abb. 22 $\sqrt{k_1 \cdot k_2}$ graphisch dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass $\sqrt{k_2}$ für praktische Fälle tatsächlich gleich 1,o ist.

Die Gl. (85) und (86) zeigen ferner, dass sich durch Einführung der Beiwerte k die Dämpfungskoeffizienten für Flachwasser als Verhältniswerte derjenigen für Tiefwasser darstellen lassen, also

$$k_{D\ \mathrm{Flachwasser}}=k_o\cdot k_{D\ \mathrm{Tiefwasser}} \tag{87}$$

wobei für die Formel von KONDRATJEW bzw. PREISSLER

$$k_o=\sqrt{k_1\;k_2}$$

und für die Formel von BOJITSCH

$$k_o=\sqrt{k_1}$$ ist

und k_D Tiefwasser nach Gl. (59) $= e^{-2\pi \frac{y}{L}}$.

Eine nähere Betrachtung der Formel von BOJITSCH ergibt weiterhin einen interessanten Einblick in die Ableitung der Wellenenergiebilanz an einer Tauchwand. Wie bereits in Abschnitt 3.11 erwähnt, ist der grundlegende Ansatz zur Ermittlung der Dämpfungskoeffizienten für eine Tauchwand durch Gl. (52), S. 36, gegeben, was praktisch die Bestimmung der in bestimmten Wasserschichten enthaltenen Wellenenergie bedeutet. In der zugänglichen und für die vorliegende Arbeit ausgewerteten Literatur sind die von sowjetischen Forschern aufgestellten Formeln bis auf wenige Ausnahmen nur in ihrer Endfassung angeführt; in den meisten Fällen ist nicht ersichtlich, wie sie abgeleitet wurden. Wie bereits dargelegt, hat PREISSLER die Energieverteilung in den verschiedenen Wasserschichten bei Flachwasser in übersichtlicher und mathematisch sowohl einwandfreier als auch relativ einfacher Weise abgeleitet.+) Das zuvor gewonnene Ergebnis, dass die Formel von PREISSLER durch Umformung auf die Formel von KONDRATJEW führt, berechtigt zu der Annahme, dass letzterer von gleichen Voraussetzungen ausging. Aus den bisherigen Betrachtungen lässt sich auch die vermutliche Ableitung der Formel von BOJITSCH rekonstruieren.

Nach Gl. (52) und (55) ist

$$k_D = \sqrt{\frac{E_H}{E_A}} = \sqrt{\frac{E_A - E_{Refl.}}{E_A}} = \sqrt{\frac{E_h - E_y}{E_h}} \qquad (52\ b)$$

wobei im letzten Ausdruck durch die Indizes jeweils die in der Wasserschicht von $y = 0$ bis zu der durch den Index bezeichneten Tiefe enthaltenen Wellenenergie gekennzeichnet werden soll. Bei Tiefwasser ($h = \infty$) ist die Verteilung der Wellenenergie über die Wassertiefe durch Gl. (43), S. 27, gegeben.

Danach erhält man

+) Bezüglich der Ableitung im einzelnen wird auf die Originalarbeit [90] verwiesen.

$$E_y = \frac{\gamma \pi H_A^2}{2L} \int_{x=0}^{x=L} \int_{y=0}^{y} e^{-\frac{4\pi}{L} y} \, dx \, dy = \frac{\gamma H_A^2 L}{8} \left(1 - e^{-\frac{4\pi}{L} y} \right) \tag{43 a}$$

Setzt man nun als obere Integrationsgrenze für y die endliche Wassertiefe h ein, obwohl der Ansatz streng genommen nur für h = ∞ gilt, so erhält man analog

$$E_h = \frac{\gamma H_A^2 L}{8} \left(1 - e^{-\frac{4\pi}{L} h} \right) \tag{43 b}$$

In Gl. (52 b) eingesetzt und ausgerechnet ergibt dies

$$k_0 = \sqrt{\frac{e^{-\frac{4\pi}{L} y} - e^{-\frac{4\pi}{L} h}}{1 - e^{-\frac{4\pi}{L} h}}}$$

d.h. die Formel von BOJITSCH, Gl. (68), S. 43 .

Hierbei ist beachtlich, dass - wie oben gezeigt wurde - diese unter Zugrundelegung der Ansätze für Tiefwasser abgeleitete Formel praktisch zu denselben Ergebnissen führt wie die exakte Ableitung für Flachwasser (siehe PREISSLER); der Rechnungsgang ist dabei wesentlich einfacher. E_h bzw. E_A ist die Gesamtenergie der Ausgangswelle, welche nach Gl. (47) gleich $\frac{1}{8} \gamma H_A^2 \cdot L$ sein muss. Nach der vorstehenden Ableitung ergibt sie sich jedoch, wie Gl. (43 b) zeigt, geringer; der Klammerausdruck der Gl. (43 b), gewissermassen der "Abminderungsfaktor", ist auf Abb. 23 graphisch dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass E_h erst ab $h/L \geqq$ o,2 über 9o % der tatsächlichen Gesamtenergie erreicht. Wie jedoch oben gezeigt wurde, wirkt sich dies im Endeffekt nicht aus, da die Beträge E_h und E_y ins Verhältnis gesetzt werden.

Bei der Kritik der Formeln verschiedener Autoren stellen BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ [13] fest (s.S. 44), dass die Formel von KONDRATJEW "im Bereich o,5 < h/L < 1,o Werte ergibt, die denen der Formel von BOJITSCH nahe sind". Die voraufgegan-

	k_1					k_2					$\sqrt{k_2}$				
y/L \ h/L	o,1o	o,2o	o,3o	o,4o	o,5o	o,1o	o,2o	o,3o	o,4o	o,5o	o,1o	o,2o	o,3o	o,4o	o,5o
o,o5	o,65	o,92	o,96	o,99	1,oo	o,92	o,99	1,oo	1,oo	1,oo	o,96	1,oo	1,oo	1,oo	1,oo
o,1o	o	o,8o	o,93	o,98	o,99	o,8o	o,98	1,oo	1,oo	1,oo	o,89	o,99	1,oo	1,oo	1,oo
o,15		o,5o	o,85	o,96	o,99		o,96	1,oo	1,oo	1,oo		o,98	1,oo	1,oo	1,oo
o,2o		o	o,73	o,93	o,98		o,93	1,oo	1,oo	1,oo		o,96	1,oo	1,oo	1,oo
o,25			o,5o	o,85	o,96			o,99	1,oo	1,oo			1,oo	1,oo	1,oo
o,3o			o	o,73	o,93			o,98	1,oo	1,oo			o,99	1,oo	1,oo
o,35				o,5o	o,85				1,oo	1,oo				1,oo	1,oo
o,4o				o	o,73				o,99	1,oo				1,oo	1,oo
o,45					o,5o					1,oo					1,oo
o,5o					o					1,oo					1,oo

Tabelle 5

Beiwerte k

genen Betrachtungen zeigen, dass vielmehr die Formel von KONDRATJEW die exaktere ist, die Formel von BOJITSCH aber bereits ab etwa $h/L \geqq 0{,}2$ (siehe $\sqrt{k_2}$ in Tabelle 5) dieselben Ergebnisse liefert. Die von BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ ferner aufgestellte Behauptung, dass die Formel von KONDRATJEW bei grossen Wassertiefen angeblich unlogische Werte ergäbe, wird weiter unten in Abschnitt 3.326 diskutiert.

Abschliessend kann zusammenfassend festgestellt werden, dass die Formeln von KONDRATJEW, PREISSLER und BOJITSCH für die wellendämpfende Wirkung einer Tauchwand praktisch identisch sind.

3.322 Zur Formel von WIEGEL

Die Formel von WIEGEL, Gl. (74), S. 53, scheint auf den ersten Blick einen etwas ähnlichen Aufbau wie die Formeln von PREISSLER bzw. KONDRATJEW zu haben. Jedoch zeigen schon die graphischen Darstellungen einen abweichenden und für die Formel von WIEGEL einen recht eigenartigen Kurvenverlauf, bei welchem in einem bestimmten Bereich keine eindeutige Tendenz des Dämpfungseffektes in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe h/L vorliegt. Quantitativ fallen die Abweichungen allerdings kaum ins Gewicht.

Bringt man den Ausdruck von WIEGEL auf einen Hauptnenner, so erhält man die etwas einfachere Schreibweise

$$k_D = \sqrt{\frac{\frac{4\pi}{L}(h-y) + \sinh\frac{4\pi}{L}(h-y)}{\frac{4\pi}{L}h + \sinh\frac{4\pi}{L}h}} \qquad (74\ a)$$

Durch algebraische Umformungen liess sich keine Identität des Ausdrucks mit Formeln anderer Autoren erreichen, worauf bereits der abweichende Verlauf der Kurven hinweist. Dennoch schreibt WIEGEL, dass seine Formel für Tiefwasser übergeht in den Ausdruck

$$k_D \approx e^{-\frac{2\pi}{L}y}$$

s. Gl. (59),

obwohl sich dieser auch für die Formel z.B. von PREISSLER bzw. KONDRATJEW für den Grenzübergang $h \rightarrow \infty$ ergibt. Es muss allerdings beachtet werden, dass WIEGEL in diesem Ausdruck nicht das Zeichen = (gleich), sondern $\approx$ (etwa, rund, angenähert) setzt. Leider gibt er keine Ausrechnung für k_D bei $h \rightarrow \infty$ an. Gl. (74 a) lässt sich umformen in

$$k_D^2 = \frac{\frac{4\pi}{L} h - \frac{4\pi}{L} y + \sinh \frac{4\pi}{L} h \cosh \frac{4\pi}{L} y - \cosh \frac{4\pi}{L} h \sinh \frac{4\pi}{L} y}{\frac{4\pi}{L} h + \sinh \frac{4\pi}{L} h}$$

Vernachlässigt man die Glieder $\frac{4\pi}{L}$ h und $\frac{4\pi}{L}$ y , so erhält man

$$k_D^2 = \cosh \frac{4\pi}{L} y - \coth \frac{4\pi}{L} h \sinh \frac{4\pi}{L} y$$

und daraus beim Grenzübergang $h \rightarrow \infty$

$$\lim_{h \rightarrow \infty} k_D^2 = \cosh \frac{4\pi}{L} y - \sinh \frac{4\pi}{L} y = e^{-\frac{4\pi}{L} y}$$

$$\lim_{h \rightarrow \infty} k_D = \sqrt{e^{-\frac{4\pi}{L} y}} = e^{-\frac{2\pi}{L} y} = \text{Gl. } (59)$$

Bei grossen Werten von h/L (bzw. h) werden die Werte $\sinh \frac{4\pi}{L}$ h und $\cosh \frac{4\pi}{L}$ h $\gg \frac{4\pi}{L}$ h und $\frac{4\pi}{L}$ y , was eine Vernachlässigung der letzteren bei $h \rightarrow \infty$ rechtfertigen könnte. D.h. jedoch, dass für die Formel von WIEGEL kein zwangsloser bzw. mathematisch exakter Grenzübergang für $h \rightarrow \infty$ in die für diesen Fall als richtig erkannte Gl. (59) möglich ist. Diese Tatsache in Zusammenhang mit dem eingangs erwähnten, z.T. eigenartigen Kurvenverlauf überrascht etwas, da die Formel von WIEGEL - ausgehend von dem Ansatz der Wellenenergiebilanz - mit beträchtlichem mathematischen Aufwand abgeleitet wurde. Wird der von PREISSLER ohne irgendwelche Vernachlässigung exakt abgeleitete Ausdruck als richtig angesehen, so weicht die Formel von WIEGEL davon ab; sie ergibt grössere Dämpfungskoeffizienten, also einen schlechteren Dämpfungseffekt. Die Abweichungen dürften aus - trotz des beachtlichen mathematischen Aufwandes vorgenommen - gewissen Vernachlässigungen resultieren. WIEGEL hat die Integration unter Benutzung "modifizierter" BESSELscher Funktionen ausgeführt. Diese sind bekanntlich nicht durch elementare Funktionen (in endlicher Anordnung) darstellbar, sondern durch Reihenentwicklung; als konvergente Reihen kommen sie einem bestimmten Grenzwert nahe und stellen somit Näherungswerte dar. Auch WIEGEL nennt die verwendeten Funktionen "approximate series", d.h. abgerundete Reihen; er berechnet, dass die Vernachlässigung bestimmter Ausdrücke in der Grössenordnung von 7 bis 8 % liegt.

3.323 Zur Formel von N.D. LOGINOW

Vorweggenommen sei, dass in der Formel von N.D. LOGINOW, Gl. (69), S. 46, die effektive Tauchtiefe zu $y + r_y$ angesetzt wird. Dabei wird sehr richtig davon ausgegangen, dass eine unbeeinflusste Orbitalbewegung erst durch ein Wasserteilchen möglich ist, dessen mittlere Lage (in Höhe des Orbitalbahnmittelpunktes) sich um den Betrag des senkrechten Orbitalbahnradius unter der Tauchwandunterkante befindet. Diese Tatsache hat Bedeutung für die Klärung der Bewegungsvorgänge in unmittelbarer Nähe der Tauchwand. Welchen Einfluss hat nun die Berücksichtigung von r_y in der Formel von LOGINOW jedoch auf die Grösse des Dämpfungskoeffizienten? Setzt man in der Gl. (69) für r_y den Wert nach Gl. (8) ein, so ist
$k_D = f\,({}^h/L\,,\ {}^y/L\,,\ {}^H/L\,)$. Auf Abb. 25 wurde der Einfluss von r_y für den Bereich der üblichsten Wellensteilheiten von 1:15 bis 1:3o graphisch dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass der Einfluss schon für $y/L = 0{,}15$ gering ist; mit zunehmender Tauchtiefe wird er noch kleiner. Für die zahlenmässige Berechnung des Dämpfungskoeffizienten nach der Formel von LOGINOW fällt es also nicht ins Gewicht, wenn r_y vernachlässigt wird.

Von KUSMINSKAJA wurde die Ableitung der Formel von LOGINOW veröffentlicht [66]. Ausgegangen wird von der Wellenenergieströmung S in Verbindung mit der Energiebilanz an der Tauchwand.

LOGINOW setzt, wenn r_y vernachlässigt wird:

$$S' = \frac{1}{16} \gamma H_A{}^2 c' \frac{\sinh^2 \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh^2 \frac{2\pi}{L} h} \tag{88}$$

$$S'' = \frac{1}{16} \gamma H_H{}^2 c'' \tag{89}$$

Darin sollen bezeichnen:

S'- je Zeiteinheit transportierte Energie der Welle (Ausgangswelle), welche unter der Tauchwand hindurchgeht, also in der Wasserschicht $y = y_w$ bis $y = h$;

S"- je Zeiteinheit transportierte Energie der Welle hinter der Tauchwand, in der Wasserschicht $y = 0$ bis $y = h$.

Aus der Gleichsetzung von S' und S" ergibt sich mit $c' = c''$

$$k_D = \frac{H_H}{H_A} = \frac{\sinh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h} \tag{69 a}$$

Gl. (69 a) besagt, dass die Höhe der hinter der Tauchwand auftretenden (leeseitigen) Wellen gleich der Amplitude der Teilchen in der Ausgangswelle in Höhe der Tauchwandunterkante ist.

Wie ist nun dieser Ansatz einzuschätzen?

Zuerst sei betrachtet, wieso der einfache Ansatz für S' , also für die Energie in der Wasserschicht unterhalb $y = y_w$, ohne irgendeine Integration zustande kommt. Dazu sei aus der "Theoretischen Hydromechanik" von KOTSCHIN, KIBEL und ROSE [60] zitiert: "Das bedeutet, dass diejenigen Teilchen, die im Gleichgewichtszustand in einer horizontalen Ebene $y = y_o$ liegen, während der ganzen Bewegung eine Fläche bilden, auf der sich der Druck nicht ändert und stets gleich dem Druck im Gleichgewichtszustand bleibt. Die Teilchen der freien Flüssigkeitsoberfläche unterscheiden sich von den übrigen nur dadurch, dass für sie $y_o = 0$ ist. Daraus ist zu schliessen, dass als freie Flüssigkeitsoberfläche jede Fläche angesehen werden darf, die aus Teilchen mit gleichem y_0 besteht. Man kann also eine Flüssigkeitsschicht fortnehmen, ohne die Wellenbewegung der übrigen Flüssigkeit zu stören. Jede Flüssigkeitsschicht schwingt somit unabhängig von den anderen ..." [60, S. 384]. Dementsprechend berechnet LOGINOW die Wellenenergie in der Schicht von $y = y_W$ bis $y = h$ so, als ob die Wassertiefe eben gleich $h - y$ sei, wobei dann die "Wellenhöhe" (Amplitude) an der "Oberfläche", d.h. in der Tiefe $y = y_W$ nach Gl. (8) gleich

$$H_A \cdot \frac{\sinh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h}$$

ist.

Ein Vergleich des RAYLEIGHschen Ausdruckes für den Wellenenergiestrom S, Gl. (50), S. 30, mit den Ansätzen von LOGINOW, Gl. (58) und (89), zeigt, dass in diesen $n = 1/2$ gesetzt wurde. Dies ist unkorrekt, da nur im Tiefwasser $n = 1/2$ wird, s. Gl. (21), im Flachwasser jedoch den Wert nach Gl. (12) annimmt. Danach ist n abhängig von der relativen Wassertiefe h/L. Bei der Berechnung von LOGINOW handelt es sich nach dem formalen Ansatz um Wellen über zwei unterschiedlichen Wassertiefen, nämlich bei S' um $h - y$ und bei S'' um h (s. oben). Folglich wäre formal auch mit unterschiedlichen n-Werten zu rechnen, nämlich $n' = f(h-y)$ und $n'' = f(h)$. Analog zu der Überlegung, die zu dem Ansatz $n' \neq n''$ führt, wäre formal auch $c' = f(h-y) \neq c'' = f(h)$ zu setzen. Demgemäss ergäbe sich

$$S' = \frac{\gamma H_A^2}{8} n'c' \; \frac{\sinh^2 \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh^2 \frac{2\pi}{L} h} \qquad (88\ a)$$

$$S'' = \frac{\gamma H_H^2}{8} n''c'' \qquad (89\ a)$$

Dabei ist nach Gl. (12), S.

$$n' = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\frac{4\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{4\pi}{L}(h-y)}\right] \qquad (90)$$

$$n'' = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\frac{4\pi}{L}h}{\sinh \frac{4\pi}{L}h}\right] \tag{91}$$

und nach Gl. (9)

$$c' = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi}{L}(h-y)} \; ; \quad c'' = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi}{L}h}$$

Durch Gleichsetzen von S' und S" nach Gl. (88 a) und (89 a) erhält man

$$k_D = \sqrt{\frac{H_H^2}{H_A^2}} = \sqrt{\frac{n'}{n''} \cdot \frac{c'}{c''} \cdot \frac{\sinh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L}h}} \tag{69 b}$$

Es ist $n' > n''$ und damit $\frac{n'}{n''} > 1$, $c' < c''$ und damit $\frac{c'}{c''} < 1$; die Verhältniswerte von n und c haben also gegensätzlichen Einfluss, und es wird

$$\sqrt{\frac{n'}{n''} \cdot \frac{c'}{c''}} \approx 1$$

Dementsprechend ergab eine tabellarische Berechnung und graphische Darstellung, dass die k_D-Werte nach Gl. (69 b) kaum von denen nach Gl. (69 a) abweichen. Obwohl der Ansatz von S' und S" nach Gl. (88 a) und (89 a) formal richtig erscheint, dürfte er unter Berücksichtigung der tatsächlichen Vorgänge nicht zutreffend sein. Gemäss den unterschiedlichen Tiefen h-y und h wurden jeweils die diesen Wassertiefen entsprechenden Werte n' und n" bzw. c' und c" eingesetzt. Geht man wieder von der Wellenenergieströmung nach Gl. (5o) bzw. (51)

$$S = n \cdot E = \frac{\gamma H^2}{8}\, n \cdot c = \frac{\gamma H^2}{8}\, c_{gr}$$

aus, wobei auch auf die dort (S. 31) genannten Deutungsmöglichkeiten dieser Formel hingewiesen wird, so würde $c_{gr'} \neq c_{gr''}$ besagen, dass selbst, wenn man nur einen Querschnitt luvwärts der Tauchwand, also unter der unbeeinflussten Ausgangswelle betrachtet, in den verschiedenen Schichten die Energie mit unterschiedlicher Geschwindigkeit oder ein unterschiedlicher Energieanteil transportiert wird. Zu dieser Tatsache hat sich auch VOLLBRECHT in einer Arbeit zur Refraktion der Wellen geäussert, in welcher er u.a. auf noch bestehende Unklarheiten des Mechanismus des Energietransports im Flachwasser hinweist; er schreibt [124]: "Zweifellos können gegen die Verwendung der bereits von AIRY gefundenen Energieformeln Bedenken erhoben werden, da sie, streng genommen, nur für unendlich kleine Wellenhöhen gültig sein können, weil sonst die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in verschiedenen Niveaus unterschiedlich sein würde (KRÜMMEL). Doch schon GAILLARD bezeichnete sie als brauchbare Arbeitshypothese, und in neuerer Zeit vertrat THORADE [116] die Ansicht, dass die Formel in Anbetracht des ausgelösten Wassertransportes durchaus nicht die Kontinuitätsbestimmung zu verletzen braucht. Da wir sie zudem nur auf die Oberfläche anwenden wollen, erscheint ihre Verwendung als zulässig". Im vorliegenden Fall ist die Formel nun keineswegs "nur auf die Oberfläche" angewendet worden. Wie bereits KRÜMMEL [65] richtig bemerkte, würde damit in unterschiedlichen Tiefen unter ein und derselben Welle eine unterschiedliche Wellenfortschrittsgeschwindigkeit herrschen, nämlich $c' \neq c''$. Selbst wenn man nur den formalen Ansatz $c = L/T$ betrachtet, wird dies ad absurdum geführt. Die Periode T muss auf jeden Fall gleichbleiben, aber auch die Wellenlänge kann nicht in unterschiedlichen Tiefen verschieden sein.+)

Setzen wir der Anschauung des über die gesamte Wassertiefe einheitlichen Energietransports entsprechend $n = n' = n'' = f(h)$ sowie $c = c' = c'' = f(h)$, d.h. $c'_{gr} = c''_{gr}$, so kürzen sich bei der Gleichsetzung von S' und S'' nach Gl. (88a) und (89 a) n und c bzw. c_{gr} heraus und man erhält für k_D wieder den Ausdruck (69 a). D.h., auch wenn anstelle von

---

+) Die Gebrüder WEBER stellten bei ihren bekannten, dem damaligen Stand (1825) entsprechend allerdings mit manchen Mängeln behafteten Wellenversuchen u.a. eine angebliche Abnahme der Periode mit der Tiefe fest, was sie dazu veranlasste, eine Abnahme der Wellenlänge mit der Tiefe anzunehmen. Bereits THORADE [116] bemerkte dazu, dies sei "eine Annahme, die physikalisch schwer vorstellbar ist"; die angebliche Veränderung der Periode glaubt er evtl. dadurch erklären zu können, dass die Werte aus dem arithmetischen Mittel mehrerer Umläufe eines Teilchens bestimmt wurden, es sich jedoch wahrscheinlich um Wellengruppen mit sich von Welle zu Welle ändernden Wellenelementen handelte.

$n = 1/2$, wie in Gl. (88) und (89), der exakte Wert $n = f(h)$ eingeführt wird, erhält man als Endergebnis die bereits von LOGINOW angegebene Formel.

Für Tiefwasser geht Gl. (69 a) zwanglos in Gl. (59) über.

3.324 Vergleich der Formel von LOGINOW mit den Formeln von KONDRATJEW, PREISSLER, BOJITSCH und WIEGEL

Wie ein Vergleich der Abbildungen 18 und 2o zeigt, weichen die Ergebnisse nach der Gl. (69 a) von LOGINOW merklich von denen nach KONDRATJEW, PREISSLER und BOJITSCH ab, wobei letztere etwas grössere Dämpfungskoeffizienten, also einen schlechteren Dämpfungseffekt, ergeben. Würde man den Ansatz

$$k_D = \sqrt{\frac{n'}{n''}} \cdot \frac{\sinh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h} \qquad (69\ c)$$

machen, so decken sich, wie eine tabellarische Berechnung und graphische Darstellung ergab, die danach berechneten Dämpfungskoeffizienten etwa mit denen nach den Formeln der drei oben genannten Autoren. Der Ansatz der Gl. (69 c) bedeutet also $n' \neq n''$ und $c = c' = c''$. Alle erwähnten Autoren sind bei der Ableitung ihrer Formeln von der mit der praktischen Erfahrung übereinstimmenden Anschauung $c = c' = c''$ und $L = L' = L''$ bzw. $c_A = c_H$ und $L_A = L_H$ ausgegangen. Dagegen hat der Ansatz $n' \neq n''$ bei der formal-mathematischen Behandlung des Problems vielleicht einige Berechtigung.

Es wurde untersucht, inwieweit sich die Formeln der anderen Autoren in die Form der Gl. (69 c), wobei für n' und n'' die Ausdrücke nach Gl. (9o) und (91) eingesetzt wurden, umformen lassen. Die Formeln von KONDRATJEW, PREISSLER und BOJITSCH lassen sich trotz annähernd gleichem Kurvenverlauf nicht direkt in die Form der Gl. (69 c) überführen; auch die Formel von WIEGEL hat trotz Ähnlichkeit im Aufbau keine Identität mit derselben, was schon der abweichende Kurvenverlauf anzeigt.

Wichtiger als die geringfügigen quantitativen Abweichungen der Dämpfungskoeffizienten sind die Unterschiede bezüglich qualitativer Deutungsmöglichkeiten.

Bekanntlich besagt die Formel für die Wellendämpfung durch eine

Tauchwand im Tiefwasser - s. Gl. (59), S. 37 - , dass die Höhe der hinter der Tauchwand auftretenden Wellen gleich der vertikalen Amplitude der Teilchen in der Ausgangswelle in Höhe der Tauchwandunterkante ist. Es wurde bereits erwähnt, dass die Formel von LOGINOW - Gl. (69 a), S. 84 - dies auch für Flachwasser aussagt. Damit wäre, was durchaus einleuchtend erscheint, der Tauchwandeffekt sowohl im Tief- als auch Flachwasser in ein und derselben Weise erklärt. Die Formeln von KONDRATJEW, PREISSLER, BOJITSCH und WIEGEL lassen diesen Schluss nicht zu. Es wurde gezeigt, dass diese Differenzen in noch bestehenden Unklarheiten über den Wellenenergietransport, speziell im Flachwasser, wie sie z.B. von VOLLBRECHT [124] kurz skizziert wurden, ihre Ursache haben. Da die Ableitung von LOGINOW durchaus nicht in Widerspruch zu den Lehrsätzen der klassischen Hydromechanik steht (s. KOTSCHIN, KIBEL und ROSE [60], zitiert auf S. 84), besteht kein Grund, die vorstehende für Tief- und Flachwasser gemeinsame Deutung des Tauchwandeffektes nicht akzeptieren zu wollen. Damit ist jedoch nicht gesagt, dass z.B. die Formel von KONDRATJEW/PREISSLER für die Berechnung der Wellendämpfung nicht zutreffend sei; bereits weiter oben war dargelegt worden, dass auch sie theoretisch einwandfrei abgeleitet wurde.

Beim Vergleich der Formeln der verschiedenen Autoren werden also die noch bestehenden Unklarheiten über den Wellenenergietransport deutlich. Interessant ist auch, dass ein Teil der Autoren bei der Ableitung ihrer Formeln für den Dämpfungskoeffizienten vom Energiestrom S , ein anderer nur von der in einer ganzen Welle enthaltenen Energie E ausgeht; durch Letzteres werden die Schwierigkeiten beim Ansatz des Energietransports umgangen. Z.B. geht PREISSLER bei der Ableitung der Formel für Tiefwasser vom Energiestrom S , bei der für Flachwasser jedoch vom Gesamtenergieinhalt einer Welle aus. Einen Beitrag zum Problem des Wellenenergietransports lieferte PREISSLER, indem er zeigte, "dass die Wellenbewegung bei endlicher Wassertiefe mit einer nichtstationären und bei unendlicher Wassertiefe mit einer stationären Energieströmung verbunden ist" [90]; geht man aber von der Energie einer ganzen Welle aus, so hat dieser qualitative Unterschied keinen Einfluss auf das Endergebnis.

In Abschn. 3.321 war gezeigt worden - Gl. (85) bis (87) - , dass sich durch Einführung bestimmter Beiwerte k die Dämpfungskoeffizienten für Flachwasser nach den Formeln von KONDRATJEW/PREISSLER sowie BOJITSCH als Verhältniswerte derjenigen für Tiefwasser darstellen lassen. Dehnt man dies auf die Formel von LOGINOW aus, so erhält man dadurch nach dem vorher Gesagten das Verhältnis der Teilchenamplituden bzw. vertikalen Orbitalbahnradien im Tief- und Flachwasser; mit r_y nach Gl. (8) bzw. (19) ergibt sich aus den Beziehungen (81 a) und (83)

$$\frac{r_{y_{Flachw.}}}{r_{y_{Tiefw.}}} = k_1 \tag{92}$$

$$\text{bzw. } k_{D_L} = k_1 \cdot k_{D_{Tiefw.}} \tag{93}$$

Wie die Tabelle 5 zeigt, ist $k_1 \leqq 1{,}00$.

Die Formulierung des Tauchwandeffektes in der Form, dass die Höhe der hinter der Tauchwand auftretenden Wellen gleich der vertikalen Amplitude der Teilchen in der Ausgangswelle in Höhe der Tauchwandunterkante ist, lässt eine weitere Lücke in unseren bisherigen Kenntnissen offenbar werden. Eine Vorstellung von den sich an der Tauchwand, insbesondere an der Unterkante und unmittelbar hinter der Wand, abspielenden hydromechanischen Vorgängen vermögen sämtliche Formeln nicht zu vermitteln. Die Vorgänge im unmittelbaren Übergangsbereich, also der Übergang der luvseitigen in die leeseitigen Orbitalbahnen, sind nicht geklärt. Theoretisch müsste an der Tauchwandunterkante eine Diskontinuität, d.h. ein Sprung in den Amplitudenbeträgen vorliegen. Infolge der in dieser "Störzone" herrschenden, durch Ablösungserscheinungen an der Tauchwandunterkante beeinflussten unregelmässigen turbulenten Bewegung dürfte sie auch schwerlich theoretisch exakt zu erfassen sein. Hier bleibt vor allem der Weg der Beobachtung der Bewegungsbahnen im Modellversuch.

3.325 Vergleich Tauchwand - pneumatischer Wellenbrecher

Ein sog. pneumatischer Wellenbrecher besteht aus einem in einer bestimmten Wassertiefe verlegten Druckrohr, aus welchem durch in geringen Abständen voneinander angeordneten und z.T. speziell gestalteten Öffnungen Druckluft austritt. Durch den Luftaufstieg im Wasser bildet sich über dem Rohr ein nach oben breiter werdender Schleier aus einem Wasser-Luft-Gemisch, ferner wird beiderseits des Luftblasenstroms eine Walzenströmung entfacht. In Natur- und Modellversuchen konnte beobachtet werden, dass durch einen solchen "Wellenbrecher" Wellen gedämpft werden konnten; der Grad der erzielten Dämpfung war jedoch z.T. sehr unterschiedlich. In zahlreichen Untersuchungen wurde versucht, auf der Grundlage experimenteller Ergebnisse sowie theoretischer Überlegungen den Wirkungsmechanismus des pneumatischen Wellenbrechers aufzuklären und Bemessungsregeln zu entwickeln. Trotzdem wurden die Probleme des pneumatischen Wellenbrechers bisher noch nicht vollständig geklärt; insbesondere herrschen noch unterschiedliche Anschauungen über den Wirkungsmechanismus. Als Ursachen der Wellendämpfung werden in der Literatur u.a. das Gegenstromprinzip, die Wirbelbildung sowie die Diskontinuität und veränderte Viskosität des Wasser-Luft-Gemisches genannt. Es wäre fehl am Platze, hier eine Polemik über die verschiedenen den pneumatischen Wellenbrecher betreffenden Hypothesen und Theorien zu führen. In Zusammenhang mit der vorliegenden Untersuchung ist es jedoch interessant, die in einigen neueren Arbeiten zum Ausdruck gebrachten Beziehungen zwischen einem pneumatischen Wellenbrecher und einer Tauchwand kritisch zu betrachten.

Vor einigen Jahren hat PREISSLER [90] die verschiedenen Hypothesen über den pneumatischen Wellenbrecher in Verbindung mit den Ergebnissen bisheriger Versuche kritisch betrachtet und daraus eine neue Anschauung seiner Wirkungsweise entwickelt. Er schreibt die wellendämpfende Wirkung der u.a. in Bewegungsenergie der Wasserteilchen umgewandelten Energie des Luftblasenstroms zu, und zwar dergestalt, dass die Wellenenergie "durch die entgegenwirkende Energie des pneumatischen Wellenbrechers teilweise oder völlig verzehrt wird [91]". U.a. stützt er sich dabei auf die Beobachtung, dass "die Vorstellung der gegensinnigen Superposition von Wellenenergie und der durch den pneumatischen Wellenbrecher eingetragenen Energie erklärt, dass selbst dann bei 1oo-%-iger Dämpfung kein Ansammeln von Wellenenergie im Versuchstank zwischen Wellengenerator und pneumatischer Wellenbrecher stattfindet, wenn die Wellen durch die Oberflächenströmung der Luvwalze nicht zum Branden gebracht werden, weil der pneumatische Wellenbrecher im physikalischen Sinne keine 'Sperre', sondern ein 'Kompensator' ist". Er stellt diesbezüglich den pneumatischen Wellenbrecher der Tauchwand gegenüber und betrachtet seine Untersuchungen über die Wellendämpfung mittels einer Tauchwand als Vorstufe für die von ihm entwickelte Anschauung der Wirkungsweise des pneumatischen Wellenbrechers.

Auf eine andere Beziehung zwischen einem pneumatischen Wellenbrecher und einer Tauchwand weist BULSON hin [2o]. Aus den Ergebnissen grossmaßstäblicher Versuche zog er u.a. folgende Schlüsse: "Es war nicht möglich, Wellen vollständig auszulöschen, wenn das Luftrohr nicht auf der Sohle des Tanks lag. Dies wird begründet durch die theoretischen Arbeiten von URSELL und WIEGEL, welche die Wirkung von Wellenbarrieren untersuchten, die in bestimmte Tiefen unterhalb der Wasseroberfläche reichen. ... Die Höhe der geringsten übertragenen Wellen stimmt gut überein mit WIEGELs "Pover Transmission Theory" für Wellen, welche eine starre vertikale Barriere passieren".

Aus dem Vergleich mit der Tauchwand-Theorie muss nicht unbedingt gefolgert werden, dass BULSON den pneumatischen Wellenbrecher im Gegensatz zu PREISSLER als "Sperre" betrachtet; auch die PREISSLERsche Auffassung als "Kompensator" lässt die Möglichkeit offen, dass die unterhalb des Druckrohres vorhandene Wellenenergie wie bei einer Tauchwand unter demselben hindurchgeht. Der Verfasser hat verschiedene veröffentlichte Ergebnisse von Versuchen mit pneumatischen Wellenbrechern - soweit sie die erforderlichen Daten enthielten - dazu benutzt, um die BULSONsche Aussage der angeblichen Übereinstimmung mit der Theorie von WIEGEL+) zu überprüfen. Die Ergebnis-

+) Wie aus den voraufgegangenen Abschnitten ersichtlich, weichen die Werte nach WIEGEL nicht wesentlich von denen anderer Autoren ab.

se dieser Nachrechnung ergaben jedoch in keinem Falle eine Bestätigung.

Es muss also bei den nachgerechneten Versuchen noch ein wesentlicher Teil der ankommenden Wellenenergie oberhalb des Druckrohres durch den Luftblasenschleier hindurch übertragen worden sein, abhängig von den Wellenabmessungen, der Luftzufuhr usw. Unter der Voraussetzung, dass infolge des Luftaustritts (einschl. der damit verbundenen Nebenerscheinungen) keine wesentliche Umverteilung der Wellenenergie, speziell unterhalb des Druckrohres, stattfindet, dürfte es möglich sein, bei der Auswertung von Versuchen mit pneumatischen Wellenbrechern den Einfluss der Tiefenlage des Rohres bezüglich des Anteils der durch den Wellenbrecher erfassten Wellenenergie (nicht jedoch hinsichtlich der Ausbildung der Walzenströmung u.ä.!) mit Hilfe der Tauchwand-Theorie bzw. der daraus abgeleiteten Dämpfungsformeln zu eliminieren.

Bemerkenswert ist weiterhin die Angabe von BULSON, dass "die übertragene Wellenhöhe klein ist, sofern die Barriere mehr denn 1/3 der Wellenlänge unter die Oberfläche reicht". Der Verfasser hat bereits in einer früheren Arbeit [32] gezeigt, dass eine Welle etwa bis zu $h/L \geqq 0{,}3$ angenähert als Tiefwasserwelle angesehen werden kann, unterhalb dieser Tiefe also nur noch geringere Energiebeträge vorhanden sind; dieser Sachverhalt lässt sich auch aus dem Refraktionsdiagramm der Abb. 3 entnehmen. Ein Blick auf die Abb. 18 bis 21 bestätigt, dass bei $y/L \geqq 0{,}3$ Dämpfungskoeffizienten von etwa $k_D \leqq 0{,}15$ vorhanden sind. Für überschlägliche Ermittlungen kann daher als Faustregel gelten, dass zur Erzielung einer ausreichenden Dämpfung die Tauchwand mindestens eine Tauchtiefe $y \approx 1/3\ L$ erhalten muss.

3.326 Überprüfung des logischen Aufbaues der verschiedenen Formeln

Bereits in Abschn. 3.21 war erwähnt worden, dass BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ [13] eine Kritik des logischen bzw. strukturellen Aufbaues der Formeln verschiedener sowjetischer Verfasser gaben. Sie gingen davon aus, dass eine theoretisch richtig aufgebaute Formel bei $y = h$ für $k_D = 0$ und bei $y = 0$ $k_D = 1$

ergeben muss, wobei im letzteren Falle vernachlässigt wird, dass durch die "Abschneidung" der Wellenberge bei $y = 0$ bereits eine gewisse Dämpfung erfolgt. Auf diese Frage wird noch im nächsten Abschnitt besonders eingegangen; da diese Vernachlässigung bei der Ableitung der betrachteten Formeln jedoch allgemein erfolgte, stellen die genannten Grenzfälle tatsächlich ein Kriterium für den logischen Aufbau der Formeln dar. Nach BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ erhalte man z.B. nach der Gl. (65) von BOGOLEPOW für $y = 0$ k_D-Werte $> 1{,}00$ statt der logisch erforderlichen Werte $k_D = 1{,}00$; die Formel von RUDNEW, Gl. (66), liefere für $y = h$ anstelle des logischen Wertes $k_D = 0$ Werte $k_D \neq 0$. Die Formel von KONDRATJEW soll bei sehr grossen Wassertiefen angeblich ebenfalls unlogische Ergebnisse liefern; es soll sich bei $h = \infty$ ohne jede Beziehung zur Tauchtiefe in allen Fällen $k_D = 1{,}00$ ergeben.

Die von BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ gegebene Kritik dieser Formeln wurde überprüft und die Überprüfung auf weitere Formeln ausgedehnt, indem jeweils die Grenzwerte

$$\lim_{y \to h} k_D \quad \text{und} \quad \lim_{y \to 0} k_D \quad \text{sowie} \quad \lim_{h \to \infty} k_D$$

gebildet wurden. Die Ergebnisse der Überprüfung nach den beiden erstgenannten Grenzfällen werden nachstehend in Tabelle 6 zusammengestellt.

Die Tabelle bestätigt die Kritik des falschen Aufbaues der Formeln von BOGOLEPOW und RUDNEW, gleichzeitig wurde sie präzisiert. Alle übrigen Tauchwand-Formeln ergeben die logisch erforderlichen Grenzwerte. Dagegen liefert die Formel von KUSMINSKAJA für Quader in beiden Grenzfällen falsche, unlogische Werte. Dabei schliesst diese Formel die Tauchwand-Formel von LOGINOW ein, die durchaus strukturell richtig aufgebaut ist.

Die Ursache der falschen Ergebnisse der Formel von KUSMINSKAJA in den Grenzfällen ist ihre empirische Herleitung.

Für die Tauchwand-Formeln wurde ferner untersucht, welche Ergebnisse sie für den Fall $h \to \infty$ liefern. Von den in Tabelle 6 genannten Formeln ist die von URSELL sowieso nur für unendliche Wassertiefe abgeleitet; die nach den bisherigen Überprüfungen als im Aufbau falsch erkannten und daher unbefriedigenden Formeln von BOGOLEPOW und RUDNEW wurden von den Untersuchungen ebenfalls ausgeschieden.

In Abschn. 3.11 wurde aus der Wellenenergiebilanz für unendliche Wassertiefe die Gl. (59)

$$k_D = e^{-\frac{2\pi}{L}y}$$

abgeleitet. Wie verhalten sich nun die von verschiedenen Autoren für endliche Wassertiefe abgeleiteten Formeln beim Grenzübergang $h \rightarrow \infty$? Das diesbezügliche Verhalten der Formel von WIEGEL wurde bereits in Abschn. 3.322 diskutiert und dabei festgestellt, dass für sie kein zwangsloser bzw. mathematisch exakter Übergang in die Gl. (59) stattfindet, sondern dies nur der Fall ist bei Vernachlässigung bestimmter Ausdrücke. Die Ableitung der Formel von BOJITSCH wurde ebenfalls bereits in Abschn. 3.321 diskutiert, wobei festgestellt werden konnte, dass diese für Flachwasser gedachte Formel praktisch unter Zugrundelegung des Energieverteilungsgesetzes für Tiefwasser - jedoch Einsetzen anderer Integrationsgrenzen - abgeleitet wurde; für Tiefwasser geht die Formel, worauf bereits BOJITSCH selbst hinweist, in die Gl. (59) über. Besonderes Augenmerk verdient die von BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ aufgestellte Behauptung, dass sich nach der Formel von KONDRATJEW bei $h = \infty$ ohne jede Beziehung zur Tauchtiefe der Wand in allen Fällen $k_D = 1{,}00$ ergeben soll. Dies entspricht jedoch nicht den Tatsachen. Geht man in der Formel von KONDRATJEW, Gl. (67), unmittelbar zur Grenze $h \rightarrow \infty$ über, so erhält man einen unbestimmten Ausdruck. Um den Grenzwert zu erhalten, muss die Gleichung umgeformt werden. In Abschn. 3.321 wurde gezeigt, dass sich die Formel von PREISSLER in die Schreibweise von KONDRATJEW überführen lässt, d.h. beide Formeln sind miteinander identisch. Für beide Formeln muss sich also auch derselbe Grenzwert ergeben. Nun hat bereits PREISSLER gezeigt, dass beim Grenzübergang $h \rightarrow \infty$ seine Formel in die Gl. (59) übergeht [90]. Vollzieht man in der Formel von LOGINOW den Grenzübergang $h \rightarrow \infty$ unmittelbar, so erhält man ebenfalls einen unbestimmten

Bauwerkstyp	Autor	Gl.Nr.	Bemerkungen	Dämpfungskoeffizient k_D bei	
				$y = h$	$y = 0$
			Bedingung (i.allg.)	$k_D = 0$	$k_D = 1$
Tauchwand	BOGOLEPOW	65		0	$h/L > 1/2\pi$: > 1 $h/L = 1/2\pi$: ∞ $h/L < 1/2\pi$: imaginär
	RUDNEW	66		$0 < k_D < 1$	1
	KONDRATJEW	67		0	1
	BOJITSCH	68		0	1
	LOGINOW	69	Berücks. von r_y	0	< 1 +)
		69 a	Vernachl. von r_y	0	1
	URSELL	71		0	1
	PREISSLER	73	Berücks. von ε_o	0	< 1 +)
		73 a	Vernachl. von ε_o	0	1
	WIEGEL	74		0	1
Quader	MACAGNO	61		0	< 1 +)
	KUSMINSKAJA	70		> 0	$h/l > 1$: > 1 $h/l = 1$: 1 $h/l < 1$: < 1

Tabelle 6
Dämpfungskoeffizienten nach verschiedenen Formeln in den Grenzfällen $y = h$ und $y = 0$

+) In diesen Fällen ist $k_D < 1$ entsprechend d. Ableitung d. Formel richtig.

Ausdruck; nach entsprechender Umformung geht die Formel zwangslos in Gl. (59) über. Die Formel (59) für unendliche Wassertiefe ist also als Sonderfall in den allgemeinen Formeln von KONDRATJEW/PREISSLER, BOJITSCH und LOGINOW enthalten.

Überprüft man die für unendliche Wassertiefe geltende Gl. (59)

$$k_D = e^{-\frac{2\pi}{L} y}$$

hinsichtlich ihres Verhaltens bei $y = h$ und $y = 0$, so ergibt sich eine Eigentümlichkeit, auf welche ebenfalls bereits PREISSLER hingewiesen hat. Es wird, wie richtig herauskommen muss,

$$\lim_{y \to \infty} k_D = 1,$$

jedoch im allgemeinen Fall

$$\lim_{y \to h} k_D = e^{-\frac{2\pi}{L} h} \neq 0$$

was der Wirklichkeit widerspricht. Setzt man aber $h = \infty$ ein, so erhält man

$$\lim_{y \to h} k_D = \lim_{y \to \infty} k_D = e^{-\infty} = 0$$

D.h. die Gl. (59) liefert den richtigen Grenzwert, ihrer Ableitung entsprechend, nur für den Fall tatsächlich unendlich tiefen Wassers.

Abschliessend wurde noch überprüft, welche Ergebnisse die für endliche Wassertiefe bzw. wie nunmehr festgestellt werden kann für den allgemeinen Fall entwickelten Formeln bei $h/L = 0{,}5$ liefern, also für den Wert, der üblicherweise als Grenze zwischen Tief- und Flachwasserwellen betrachtet wird. Wie die graphische Darstellung auf Abb. 21 zeigt, weichen dabei die Ergebnisse nach den Formeln von KONDRATJEW/PREISSLER, BOJITSCH und LOGINOW nur wenig von dem Ergebnis nach der Gl. (59) für unendliche Wassertiefe ab. Eine etwas grössere, aber auch noch relativ geringe Abweichung ergibt sich für die Formel von WIEGEL. Dagegen zeigen die Kurven von URSELL und RUDNEW einen gänzlich abweichenden Verlauf; während die nach der als strukturell falsch aufgebaut erkannten Formel von RUDNEW berechneten Werte völlig isoliert erscheinen, deckt sich die Kurve von URSELL mit den Angaben von HASKIND und RUDASCHEWSKIJ.

3.327 Die Wellendämpfung bei der Tauchtiefe $y = 0$

Bei der Tauchtiefe $y = 0$, d.h. wenn die Unterkante der Tauchwand gerade auf dem ruhenden Wasserspiegel aufsitzt, werden die Wellenberge der anlaufenden Wellen "abgeschnitten". Dadurch wird bereits eine gewisse Dämpfung erzielt. Wie schon im voraufgegangenen Abschnitt erwähnt, wird dies bei den meisten Formeln nicht berücksichtigt. Der bei der Tauchtiefe $y = 0$ durch eine Tauchwand zu erreichende Dämpfungseffekt ist allerdings nur gering und hat demzufolge für die praktische Anwendung, bei welcher doch immer grössere Dämpfungen gefordert werden, keine Bedeutung. Beachtung erfordert die Erscheinung jedoch für die theoretische Durchdringung des Problems und die Aufklärung des Wirkungsmechanismus. Bei der Auswertung der Modellversuche wird sich noch zeigen, dass diese Frage insofern auch praktische Bedeutung hat, speziell für Resonatoren. Bei der Ableitung der Formeln für Quader haben MACAGNO und TAKANO die Dämpfung bei der Tauchtiefe $y = 0$ bereits berücksichtigt; durch die Ausdehnung des Bauwerks in Wellenfortschrittsrichtung unterliegt sie dort noch anderen Gesetzmässigkeiten.

Wie lässt sich nun der Dämpfungskoeffizient für eine Tauchwand mit der Tauchtiefe $y = 0$ theoretisch ermitteln? In den voraufgegangenen Abschnitten wurde eingehend dargelegt, dass die theoretische Ableitung des Dämpfungskoeffizienten allgemein von der Wellenenergiebilanz an der Tauchwand ausgeht, indem die in der anlaufenden Welle enthaltene Gesamtenergie oder die oberhalb der Wandunterkante reflektierte und die unterhalb derselben hindurchgehenden Energiebeträge ins Verhältnis gesetzt werden. Die in der Fachliteratur bekannten Ansätze zur Berechnung der Energie einer Welle, welche allgemein zu übereinstimmenden Ergebnissen führen, vermitteln fast immer nur die sich über die gesamte Wassertiefe erstreckende Gesamtenergie, wobei vom ruhenden Wasserspiegel ausgegangen wird, da dieser als Integrationsgrenze eingesetzt wird. Während Ansätze vorliegen zur Berechnung von sich nur über bestimmte Teile der Wassertiefe unterhalb des ruhenden Wasserspiegels erstreckenden Wellenenergie, wobei als Integrationsgrenzen die jeweiligen Werte $y_i > 0$ eingesetzt wurden - das sind vor allem die Ansätze für die Tauchwandformeln -, sind keine zur Berechnung der sich oberhalb des ruhenden Wasserspiegels, d.h. nur im Wellenberg, befindlichen Energie bekannt. Nur JACOBY macht in einem Aufsatz, der sich mit der Ermittlung der durch Wellen auf Bauwerke ausgeübten Kräfte befasst [47], den Versuch, die kinetische Energie eines Wellenberges zu berechnen. Er geht dabei von einem Ansatz von WEY [128] für die Berechnung der Energie für begrenzte Teile der Wassertiefe aus. Das Vorgehen von JACOBY ist jedoch in mehrfacher Hinsicht anfechtbar: 1. Der von ihm benutzte Ansatz wurde von WEY für Tiefwasserwellen abgeleitet; JACOBY wendet ihn jedoch auf ein Beispiel mit einer relativen Wassertiefe von nur $h/L = 0{,}25$ an. 2. WEY berechnet wie auch andere Autoren die Wellenenergie in Wassertiefen unterhalb des ruhenden Wasserspiegels; JACOBY wendet den Ansatz stillschweigend auch auf das Niveau oberhalb desselben an.

Die Tabelle 6 zeigt, dass sich nach den Formeln von PREISSLER bzw. LOGINOW durch Berücksichtigung von ε_0 bzw. r_y bei der Tauchtiefe $y = 0$ k_D-Werte < 0 ergeben. Auf Abb. 24 wurde bereits $\varepsilon_0/H = f\ (h/L, H/L)$ dargestellt, woraus hervorgeht, dass dieser Wert bei den praktisch vorkommenden Wellenverhältnissen etwa $< 5\ \%$ ist. Bereits dadurch lässt sich der geringfügige Einfluss von ε_0 auf k_D abschätzen. Da die Grösse von ε_0 von H abhängt, müssen, um den Einfluss von ε_0 auf k_D bzw. sein Verhältnis zu h in genauen Zahlenwerten zu zeigen, im konkreten Fall die gesamten Formelausdrücke (35 a) und (73) zahlenmässig berechnet werden. Da daraus keine wesentlichen qualitativen Erkenntnisse zu gewinnen sind, wurde auf diesen grossen Rechenaufwand für eine allgemeine Darstellung verzichtet. In der nachstehenden Tabelle 7 wurden jedoch die für bestimmte als Beispiel gewählte Wellenverhältnisse berechneten Zahlenwerte zusammengestellt. Die Tabelle zeigt, dass das Verhältnis ε_0/h noch wesentlich kleiner ist als der Wert ε_0/H, bei grösseren Wassertiefen sogar um eine Zehnerpotenz.

Die Dämpfungskoeffizienten für die Tauchtiefe $y = 0$ sind bei relativen Wassertiefen $> 0{,}10$ fast gleich 1. - Da sich ε_0 über den ruhenden Wasserspiegel erhebt, könnte man evtl. auf den Gedanken kommen, für den betrachteten Fall, dass die Tauchwandunterkante gerade auf diesem Wasserspiegel aufsitzt, mit einer Tauchtiefe $y = \varepsilon_0$ zu rechnen.

$\frac{h}{L}$	Verhältniswerte von ε_0		Dämpfungskoeffizienten k_D bei	
	$\frac{\varepsilon_0}{H}$	$\frac{\varepsilon_0}{h}$	$y = 0$	$y = \varepsilon_0$
0,05	0,131	0,130	0,91	0,81
0,10	0,070	0,035	0,98	0,94
0,20	0,046	0,011	0,99	0,97
0,30	0,041	0,007	0,99	0,98
0,40	0,040	0,005	0,99	0,98
0,50	0,040	0,004	0,99	0,98

Tabelle 7
Einfluss von ε_0 in der Formel von PREISSLER, Gl. (73)
Beispiel: $H = 2{,}00$ m ; $H/L = 1 : 20$

Wie aus der Tabelle hervorgeht, sind auch dann die Dämpfungskoeffizienten nur wenig kleiner. Die bei den Modellversuchen gemessenen Werte (s. weiter unten) sind dagegen wesentlich niedriger, so dass festgestellt werden kann, dass auch bei Berücksichtigung von ε_0, z.B. nach der Formel von PREISSLER, nicht die in jenem Fall zu erwartende Dämpfung erhalten wird.

Während an Hand der Darstellung auf Abb. 25 demonstriert wurde, dass bei grösseren relativen Tauchtiefen y/L der Einfluss von r_y in der Formel von LOGINOW sehr gering ist - entsprechend der schnellen Abnahme der Radien nach der Tiefe - , so ist er an der Oberfläche doch sehr beachtlich. Die Berücksichtigung von r_y durch LOGINOW soll den Umstand erfassen, dass eine durch die Tauchwand unbeeinflusste Orbitalbewegung erst durch ein Wasserteilchen möglich ist, dessen mittlere Lage sich um den Betrag des senkrechten Orbitalbahnradius unter der Tauchwandunterkante befindet. Unter Zugrundelegung dieser Tatsache liesse sich ein Näherungswert für den Dämpfungskoeffizienten bei der Tauchtiefe $y = 0$ erhalten, indem in die Berechnungsformeln $y = r = \frac{H}{2}$ eingesetzt wird. Da in der Formel von LOGINOW, Gl. (69), r_y berücksichtigt wird, ergibt sich dort z.B. dieser Ansatz beim Grenzübergang $y \to 0$ automatisch. Während sonst die Formeln für den Dämpfungskoeffizienten unabhängig von der Grösse der Amplitude sind, ergibt sich bei Berücksichtigung von r_y, worin ja die Amplitude enthalten ist, ähnlich wie bei $\mathcal{E}_0$ die Abhängigkeit $k_D = f\ (h/L\ ,\ H/L)$. Auf Abb. 26 wurden - wiederum für Wellensteilheiten H/L zwischen 1:15 und 1:3o - die sich daraus nach den Formeln von LOGINOW und KONDRATJEW/PREISSLER ergebenden Werte $k_{D\ (y = o)}$ graphisch aufgetragen. Hier wurde der Auswertung der Modellversuche vorweggegriffen, indem in die Darstellung Ergebnisse derselben für Tauchwände und Resonatoren eingezeichnet wurden. Die Dämpfungswerte für Resonatoren liegen, wie zu erwarten, etwas unter denen für Tauchwände. Da sich aber gerade bei der Tauchtiefe $y = 0$ die Resonatorwirkung noch nicht wesentlich bemerkbar machen kann, können die dabei gemessenen Werte mit zur Abschätzung herangezogen werden. Die Abbildung zeigt die erheblichen Streuungen der Messwerte; diese traten, worauf noch bei Besprechung der Modellversuche näher eingegangen wird, gerade bei der Tauchtiefe $y = 0$ auf. Sie liegen jedoch in der Nähe der formelmässig errechneten Werte.

3.328 Das Verhalten der Reflexionskoeffizienten

Spezielle Formeln für Reflexionskoeffizienten k_R werden für Tauchwände nur von URSELL (für Tiefwasser) und für Quader von MACAGNO angegeben. Wie aus den Gl. (52) bis (57) hervorgeht, besteht jedoch zwischen den Reflexions- und Dämpfungskoeffizienten ein direkter Zusammenhang. Unter Vernachlässigung der Energieverluste ergibt sich aus Gl. (56) die Beziehung

$$k_R = \sqrt{1 - k_D^{\,2}} \tag{94}$$

woraus man die Reflexionskoeffizienten auch aus den von anderen Autoren angegebenen Formeln für Dämpfungskoeffizienten erhält. Für Tiefwasser erhält man aus Gl. (59) und (94)

$$k_R = \sqrt{1 - e^{-\frac{4\pi}{L} y}} \tag{95}$$

Auf den Abb. 27 und 28 wurden die Reflexionskoeffizienten für eine einzelne Tauchwand nach Angaben verschiedener Autoren als f (y/L) graphisch dargestellt. Die auf Abb. 27 gezeigten Kurven für Tiefwasser zeigen einen voneinander stark abweichenden Verlauf. Die Formel von RUDNEW wurde ja bereits als fehlerhaft erkannt. Die Kurve von URSELL weicht - ähnlich wie bei den Dämpfungskoeffizienten auf Abb. 21 - erheblich von der aus der Energiebilanz an der Tauchwand entwickelten Gl. (95) ab. Die Darstellung auf Abb. 28 für endliche Wassertiefe zeigt, dass sich, wie bereits aus dem Verlauf der Dämpfungskoeffizienten logischerweise erforderlich, für $h/L \geqq 0{,}5$ die Kurve nach KONDRATJEW bzw. PREISSLER und BOJITSCH mit der vorgenannten deckt. Bei kleineren relativen Wassertiefen h/L weicht die Kurve nach LOGINOW etwas von der nach den eben genannten Autoren ab, fällt jedoch bei grösseren Werten h/L etwa mit ihr zusammen. Insbesondere verdeutlicht die Abb. 28, dass im Gegensatz zu den Dämpfungskoeffizienten die Grösse der Reflexionskoeffizienten nur wenig von dem Wert h/L beeinflusst wird. Wie logischerweise zu erwarten, sind in den Fällen mit günstiger Dämpfung ($y/L >$ ca. 0,25 bis 0,30) die Reflexionskoeffizienten nur wenig kleiner als 1,0. Bei entsprechend grossen Tauchtiefen einer durchbrochenen Mole sind also wesentliche Reflexwellen zu erwarten. Das gilt nicht nur für einzelne Tauchwände, bei denen die Energieverluste im Vergleich zu Resonatoren und Quadern geringer sind, sondern auch für die letztgenannten Bauwerke, da die Reflexion an der Bauwerksvorderseite stattfindet und die Energieverluste sich erst hinsichtlich der Reduzierung der hinter dem Bauwerk auftretenden (gedämpften) Wellen auswirken.

3.33 Zusammenfassung und Folgerungen

Jede technisch-wissenschaftliche Weiterentwicklung muss notwendigerweise auf dem bereits Vorhandenen aufbauen. Erstens wird dadurch Doppelarbeit vermieden, zweitens können bereits durch eine Systematisierung des vorliegenden Wissens verallgemeinerte Folgerungen gezogen werden, welche über den Stand der Einzeluntersuchungen hinausführen, und schliesslich lassen sich daraus die noch vorhandenen Lücken erkennen, welche durch weitere Forschungen geschlossen werden müssen. Gerade der zweite Gesichtspunkt ist wesentlich für einen Forschungskomplex, bei welchem die bisherigen Einzeluntersuchungen mehr oder weniger voneinander isoliert erfolgten und der noch keine zusammenfassende Behandlung erfahren hat. Dies trifft, wie die voraufgegangenen Ausführungen erkennen liessen, für das Problem der durchbrochenen Molen zu.

3.331 Verallgemeinerte Ergebnisse der bisherigen Untersuchungen

Bereits die kritische Auswertung der bisherigen Untersuchungen gestattet, insbesondere durch die zusammenfassende Betrachtungsweise, einige verallgemeinerte Feststellungen:

1. Es ist möglich, bei bestimmten Wellen- und Tiefenverhältnissen Wasserflächen mit Hilfe durchbrochener Molen ausreichend gegen Wellengang zu schützen.

2. Als Grundtypen durchbrochener Molen ergeben sich einzelne Tauchwände, mehrere parallel zu- und hintereinander angeordnete Tauchwände als sog. vertikale Resonatoren sowie Quader.

3. Bei einer einzelnen Tauchwand besteht das Wirkungsprinzip in der Reflexion der in der anlaufenden Welle in der Schicht von der Wasseroberfläche bis zur Tauchtiefe der Wand enthaltenen Wellenenergie. Bei einem Quader wirkt zusätzlich die Behinderung der Ausbildung der Orbitalbahnen durch die horizontale Unterfläche wellendämpfend. Werden mehrere Tauchwände hintereinander angeordnet, so wird die zwischen denselben be-

findliche Wassermasse durch die anlaufenden Wellen zu Schwingungen angeregt; die wellendämpfende Wirkung der Resonatoren beruht - neben dem Tauchwandeffekt - darin, dass sich diese Schwingungssysteme auf die Wellenbewegung ausserhalb derselben auswirken.

4. Von entscheidendem Einfluss auf die Wellenbewegung ist die relative Wassertiefe h/L. Der in tieferen Wasserschichten vorhandene Anteil der Wellenenergie ist um so grösser, je kleiner h/L wird. Bis zu einer relativen Wassertiefe $h/L \geqq 0{,}30$ kann eine Welle angenähert als Tiefwasserwelle angesehen werden; dabei bleibt die Wellenenergie in den oberen Wasserschichten konzentriert. Da bei allen Typen durchbrochener Molen der Tauchwandeffekt wirkt, d.h. Reflexion der anlaufenden Wellenenergie bis zur Bauwerksunterkante, hat die relative Wassertiefe h/L entscheidenden Einfluss auf den Grad der Wellendämpfung. Voraussetzung für günstige Wellendämpfung mittels durchbrochener Molen ist daher im allgemeinen nicht zu geringe relative Wassertiefe h/L.

5. Bei einer einzelnen Tauchwand können die Dämpfungs- bzw. Reflexionskoeffizienten theoretisch berechnet werden, indem die in der Ausgangswelle enthaltene Energie zu der unter dem Bauwerk hindurchgelassenen bzw. zu der am Bauwerk reflektierten ins Verhältnis gesetzt wird. Mathematisch bedeutet dies die Integration der Ausdrücke für die Wellenenergieverteilung über die Wassertiefe. Für unendliche Wassertiefe ist diese Operation relativ einfach. Die verschiedenen bisherigen theoretischen Untersuchungen für endliche Wassertiefe unterscheiden sich vor allem in den Integrationsmethoden.

6. Von den bisher veröffentlichten Berechnungsformeln (für Dämpfungs- bzw. Reflexionskoeffizienten) - welche z.T. erheblich voneinander abweichende Ergebnisse liefern - muss ein grösserer Teil als theoretisch nicht exakt aufgebaut bzw. unbefriedigend abgelehnt werden. Von den Formeln für die wellendämpfende Wirkung einer Tauchwand bei endlicher Wassertiefe beruhen diejenigen von KONDRATJEW, PREISSLER, N.D. LOGINOW und WIEGEL auf theoretisch exakten Ableitungen. Bei WIEGEL ergeben

sich einige Abweichungen durch Vernachlässigung bestimmter Ausdrücke bei der Integration. Dasselbe gilt für die Formel von BOJITSCH; jedoch liefern die Formeln von KONDRATJEW, PREISSLER und BOJITSCH praktisch gleichwertige Ergebnisse. Durch algebraische Umformungen konnte gezeigt werden, dass sich die Formel von PREISSLER in die von KONDRATJEW überführen lässt, beide Formeln also miteinander identisch sind.

7. Beim Vergleich der Formeln der verschiedenen Autoren werden noch bestehende Unklarheiten über den Wellenenergietransport (als Problem der allgemeinen Wellentheorie), speziell im Flachwasser, deutlich. Das betrifft vor allem die Anwendung der bereits von AIRY gefundenen Energieformeln in verschiedenen Wassertiefen.

8. Unter entsprechender Berücksichtigung dieses Tatbestandes lässt sich auf Grund der Formel von LOGINOW, deren Ableitung in Einklang mit den Lehrsätzen der klassischen Hydromechanik steht, feststellen, dass die Höhe der hinter einer Tauchwand auftretenden (reduzierten) Wellen sowohl im Tief- als auch Flachwasser gleich der vertikalen Amplitude der Teilchen in der Ausgangswelle in Höhe der Tauchwandunterkante ist. Damit ist, was durchaus einleuchtend erscheint, der Tauchwandeffekt sowohl im Tief- als auch Flachwasser in ein und derselben Weise erklärt. Durch Einführung bestimmter Beiwerte lassen sich die Dämpfungskoeffizienten für Flachwasser als Verhältniswerte derjenigen für Tiefwasser darstellen; unter Berücksichtigung des vorher Gesagten erhält man dadurch auch das Verhältnis der Teilchenamplitduen im Tief- und Flachwasser.

9. Für überschlägliche Ermittlungen kann als Faustregel angenommen werden, dass zur Erzielung einer für die Praxis ausreichenden Dämpfung eine einzelne Tauchwand mindestens eine Tauchtiefe $y \approx 1/3\ L$ erhalten muss.

1o. In allen Fällen mit günstiger Dämpfung, d.h. bei entsprechend grossen Tauchtiefen einer durchbrochenen Mole, sind vor dem Bauwerk noch wesentliche Reflexwellen zu erwarten.

11. Für Quader ist die rein theoretische Ermittlung der Dämp-

fungs- bzw. Reflexionskoeffizienten wesentlich schwieriger als für eine Tauchwand. Eine Näherungslösung stammt von MACAGNO. Für die praktische Anwendung besteht ein Mangel darin, dass der im Ansatz enthaltene "Widerstandsbeiwert" im Falle eines bestimmten Bauwerkes theoretisch nicht einwandfrei voraus berechnet werden kann.

12. Eine weitere Möglichkeit zur Ermittlung der wellendämpfenden Wirkung eines Quaders besteht darin, dass diese zur Wirkung einer Tauchwand in Vergleich gesetzt wird. Bei dieser Methode wird allerdings nicht das eigentliche physikalische Wirkungsprinzip des Quaders theoretisch berücksichtigt. Die Methode ist halbempirisch, indem die Tauchwandwirkung theoretisch berechnet und die zusätzliche Quaderwirkung durch in Versuchen ermittelte Beiwerte erfasst wird. Derartige Beiwerte wurden bisher von BOJITSCH und KUSMINSKAJA angegeben.

13. Im Gegensatz zu einfachen Tauchwänden und Quadern - sofern man von dem allgemeinen Schwingungscharakter der Wasserwellen absieht - ist die Wirkungsweise der aus mehreren hintereinander angeordneten Tauchwänden bestehenden vertikalen Resonatoren ein Schwingungsproblem. Für die praktische Anwendung zur Wellendämpfung muss daher das Schwingungssystem des Resonators auf die Kinematik der Ausgangswelle abgestimmt werden.

14. Die bisher für vertikale Resonatoren vorliegenden theoretischen und experimentellen Untersuchungen von VALEMBOIS, BIRARD und JOHNSTON ermöglichen leider nicht diese für praktische Bauaufgaben erforderliche Abstimmung, d.h. die theoretische Berechnung der quantitativen Angaben für einen bestimmten Fall.

15. Wie für Quader, so wurde auch für Resonatoren versucht, ihre wellendämpfende Wirkung auf halbempirischem Wege durch Vergleiche mit der Wirkung einer Tauchwand zu berechnen. Entsprechende Beiwerte wurden von BOJITSCH angegeben.

3.332 <u>Aufgabenstellung für weitere Untersuchungen</u>

Um die verschiedenen Arten durchbrochener Molen praktisch anwenden zu können, ergibt sich aus dem Résumé der bisherigen Untersuchungen die Notwendigkeit weiterer Forschungen auf verschiedenen Gebieten. Da die bisherigen experimentellen Untersuchungen zum überwiegenden Teil an relativ kleinen Modellen durchgeführt wurden, gerade jedoch dem Experiment bzw. der Erfahrung als Kriterium und Beweismittel eine grosse Bedeutung zukommt, sind dabei in methodischer Hinsicht besonders grossmaßstäbliche Modellversuche und, sofern möglich, Naturmessungen wichtig. Auf hydraulischem Gebiet ergeben sich insbesondere - immer unter dem Gesichtspunkt der praktischen Anwendung - folgende noch offenen Fragen:

1. Experimentelle Überprüfung der für die Wellendämpfung durch eine Tauchwand theoretisch abgeleiteten Formeln.

2. Experimentelle Überprüfung der für die Wellendämpfung durch einen Quader aufgestellten Ansätze.

3. Entwicklung und experimentelle Überprüfung eines Berechnungsverfahrens zur Ermittlung der Wellendämpfung durch vertikale Resonatoren.

4. Klärung der von verschiedenen Autoren aufgeworfenen Frage, inwieweit eine mittels durchbrochener Molen zu erzielende günstige Wellendämpfung auf bestimmte Wellensteilheiten beschränkt ist; Klärung der Anwendbarkeit der verschiedenen Typen durchbrochener Molen für die an der deutschen Ostseeküste vorhandenen Wellenverhältnisse.

5. Schaffung von Grundlagen für die statische Berechnung der Bauwerke gegenüber Wellenbelastung.

6. Untersuchung der Sedimentbewegung an durchbrochenen Molen.

Da sich die vorliegende Arbeit das Ziel der Schaffung hydraulischer Bemessungsgrundlagen für durchbrochene Molen stellt, bilden diese Punkte die Aufgabenstellung für den weiteren Teil der Arbeit.
Selbstverständlich sind mit der neuen Bauweise konstruktive und technologische Probleme verbunden. Wie die voraufgegangenen Ausführungen erkennen liessen, liegen gerade hierüber kaum Untersuchungen vor. Der eigentlichen Zielstellung der Arbeit fol-

gend, können diese Probleme auch hier nur gestreift werden; sie sollen jedoch soweit Berücksichtigung finden, als es die Abrundung der Darstellung als Beitrag zur Einführung der neuen Bauweise in die Praxis erfordert.

4. Grossmodellversuche über die wellendämpfende Wirkung durchbrochener Molen

4.1 Allgemeines zur Zielstellung der Versuche

Wesentlichste Grundlage der vorliegenden Untersuchung sind Grossmodellversuche in dem für den behandelten Forschungsgegenstand bisher grössten Maßstab und Umfang. Durch die Wahl entsprechend grosser absoluter Modellabmessungen wird die Übertragbarkeit der Versuchsergebnisse auf Naturverhältnisse gewährleistet (s. Abschn. 9). Damit unterscheiden sich unsere Modellversuche von den zum grossen Teil in zu kleinen Maßstäben und absoluten Abmessungen durchgeführten früheren Versuchen anderer Autoren, welche ferner vielfach auf sehr spezielle Bedingungen beschränkt waren, so dass ihre Ergebnisse nicht verallgemeinert werden konnten. Dieser Umstand gestatte dem Verfasser, einige allgemeine Ausführungen über die Zielsetzung der Versuche vorwegzuschicken. Es ist nicht abzustreiten, dass in bestimmten Fällen auch einzelne empirisch gewonnene Fakten wesentliche praktische Bedeutung haben können. So ermöglicht im wasserbaulichen Versuchswesen die experimentelle Untersuchung von für einen bestimmten Zweck projektierten Bauwerken ihre sowohl technisch als auch ökonomisch günstigste Gestaltung. Für den hier behandelten Forschungsgegenstand der durchbrochenen Molen zeigen dies z.B. die sowjetischen Modellversuche mit den verschiedensten Bauwerkstypen. In der zuvor geübten Kritik an verschiedenen früheren Modellversuchen wurde festgestellt, dass bei ihnen im wesentlichen nur die Erscheinungen betrachtet wurden, ohne den eigentlichen Ursachen auf den Grund zu gehen. Die an durchbrochenen Molen - wie bei den meisten wasserbaulichen Problemen - auftretenden Erscheinungen sind sehr komplexer Natur. Da sie sich gegenseitig beeinflussen, müssen sie für ein tieferes Eindringen in die Wirkungsweise der Bauwerke, d.h. die Erforschung der Ursachen der Erscheinungen, in ihrem gegenseitigen Zusammenhang betrachtet werden. Dies erfordert über die Darstellung des Erscheinungsbildes hinaus begriffliche Begründungen. Ohne diese bleiben die gefundenen Kurven eine blosse Interpolation von Versuchsdaten im Sinne einer, praktisch freilich oft schon wertvollen, empirischen Formel. Nun wird man nicht erwarten können, auf Grund von in ihrem Umfang meist beschränkten Einzeluntersuchungen immer eine umfassende und alle einschlägigen Erscheinungen befriedigend erklärende Theorie zu erhalten. Sowohl für die Praxis als auch als Grundlage für weitere Forschungen sind jedoch häufig bereits ausreichend gesicherte Hypothesen wertvoll. Sowohl Theorien als auch Hypothesen entwickeln sich durch neue Beobachtungstatsachen. Nach SCHORLEMMER "ist die Hypothese nur ein Mittel zum Zweck; kann sie nicht länger alle Tatsachen erklären, so machen wir eine bessere und werfen die alte in die Rumpelkammer" [104]. Aus der Tatsache, dass eine Hypothese nur eine relative Wahrheit ist, darf selbstverständlich nicht die Berechtigung abgeleitet werden, bei der Aufstellung neuer Hypothesen zu "grosszügig" zu verfahren, sondern sie müssen bestimmten Bedingungen genügen (z.B. Widerspruchsfreiheit gegenüber bereits gesicherten wissenschaftlichen Erkenntnissen). Sehr interessant sind entsprechende Äusserungen des bekannten schweizerischen Bauwissenschaftlers KOLLBRUNNER [64]: "Der Bauingenieur muss für seine Materialien und Konstruktionen gewisse 'Vereinfachungen' einführen, d.h. mit Hypothesen rechnen, die durch langjährige Versuche und Erfahrungen als genügend genau angenommen werden können. Es kann jedoch vorkommen, dass jahrzehntelange, stets angewendete Hypothesen den neuesten Konstruktionen nicht mehr gerecht werden, und dann hat der verantwortungsbewusste Ingenieur die Pflicht, sowohl mathematisch wie versuchstechnisch weiter zu forschen, um seine Konstruktionen sicher und trotzdem ökonomisch herzustellen".

Die Durchführung und Auswertung der Grossmodellversuche über die wellendämpfende Wirkung durchbrochener Molen soll möglichst den vorstehend dargelegten Prinzipien gerecht werden.

Entsprechend der im voraufgegangenen Abschnitt aus dem bisherigen Stand der Forschung abgeleiteten Aufgabenstellung für die Untersuchungen sollen

a) die bisher existierenden Theorien bzw. Hypothesen experimentell auf ihre Übereinstimmung mit der praktischen Erfahrung überprüft und

b) soweit bisher noch keine Theorien bzw. Hypothesen vorliegen, welche die für die Praxis erforderlichen quantitativen Berechnungen ermöglichen, solche mit Hilfe der Versuche aufgestellt werden.

Während das erste nach der bisherigen Übersicht vor allem die Bauwerkstypen Tauchwand und Quader betrifft, ist beim zweiten besonders an die Schaffung allgemeiner Bemessungsgrundlagen für Resonatoren auf Grund der Analyse ihres Wirkungsmechanismus gedacht. "Aus Beobachtungen eine Theorie aufstellen und durch die Theorie die Beobachtungen korrigieren - das ist das beste aller Verfahren beim Suchen nach der Wahrheit" (LOMONOSSOW). In diesem Sinne wird angestrebt, durch die Versuchsergebnisse mit Resonatoren einen Einblick in den Verlauf der verschiedenen Abhängigkeiten zu gewinnen, welcher es weiter gestattet, auf der Grundlage des Beobachtungsmaterials und schon bekannter physikalischer Gesetzmässigkeiten eine wissenschaftliche Annahme über die möglichen Ursachen der in Frage stehenden Erscheinung zu machen: die Hypothese. In diesem Sinne sind die Grossmodellversuche ein weiterführender Beitrag zur Erforschung der Probleme der durchbrochenen Molen, welcher seinerseits wieder Ansatzpunkte für die Theorie liefert. Dabei wird besonderer Wert darauf gelegt, ein für die praktische Entwurfsbearbeitung anwendbares und mit den Versuchsergebnissen möglichst gut übereinstimmendes Berechnungsverfahren zu erhalten, auch wenn sich dabei evtl. bestimmte "Vereinfachungen" (s. KOLLBRUNNER) oder "Näherungslösungen" ergeben, die später zu einer Revision der Hypothese führen können.

Mit der vorliegenden Arbeit können nicht alle noch offenen Fragen der Anwendung durchbrochener Molen im Detail geklärt werden. Das Hauptgewicht liegt auf der Untersuchung ihrer wellendämpfenden Wirkung. Ausserdem wird noch die Frage der Sedimentbewegung an durchbrochenen Molen modellmässig untersucht. Auf Grund des grossen Umfangs kann dieses Teilproblem allerdings nicht mit derselben umfassenden Zielsetzung bearbeitet werden. Die Modellversuche über die Sedimentbewegung an durchbrochenen Molen sind als erster Beitrag zu werten, einen Einblick in die sich abspielenden Vorgänge zu erhalten; sie sollen aber auch bereits einige Schlussfolgerungen für die Praxis gestatten.

4.2 Aufbau der Versuchsanlagen, Methode der Versuchsdurchführung und -auswertung

4.21 Versuchsanlagen

Die Modellversuche wurden vorwiegend in zwei verschiedenen Wellenrinnen von je 70 m Länge und 3 m Breite in der Versuchsanstalt Potsdam der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau durchgeführt. Dabei wurden, wie auch bei den theoretischen Untersuchungen, die Vorgänge als zweidimensionales (ebenes) Problem behandelt. Die Versuche mit den verschiedenen Varianten konnten leider nicht in "einem Zuge" erfolgen, daher unterschied sich, der Ausnutzung der zum Zeitpunkt der jeweiligen Untersuchungen vorhandenen Versuchseinrichtungen entsprechend, die Anordnung der Einbauten in den Rinnen. Die Abb. 29 zeigt Längsschnitte der Wellentanks, woraus die unterschiedliche Gestaltung zu entnehmen ist. Die einzelnen Anordnungen wurden jeweils als Versuchsstand bezeichnet. Eine Übersicht über die verschiedenen Versuchsanordnungen vermittelt Abb. 30. Die Abb. 31 zeigt die bei allen Versuchen prinzipiell gleiche Anordnung der Bauwerke (Tauchwand usw.) und Wellenhöhen - Messstellen. Veranschaulicht werden die Versuchsanlagen ferner durch die Lichtbilder der Abb. 32 bis 45.

An einem Ende der Wellentanks waren jeweils nach dem Tauchkörperprinzip arbeitende Wellenmaschinen (Abb. 33) aufgestellt, die sich je nach der Wassertiefe der beiden Tanks in ihrer Grösse unterschieden. Die Tauchkörper werden zur Erzeugung der Wellen durch einen verstellbaren Kurbeltrieb im Wasser auf- und abbewegt. Bei der grösseren Maschine (Versuchsstand 1 und 2) erfolgt der Antrieb des Kurbeltriebes zwecks stetiger Drehzahlregelung durch einen Gleichstrommotor mittels eines Leonard-Aggregates, bei der kleineren (Versuchsstand 3 und 4) durch einen Wechselstrommotor und die Drehzahländerung durch ein stufenlos regelbares Getriebe. So können Wellen unterschiedlicher Amplituden und Perioden erzeugt werden. Zur Glättung der Wellenoberflächen dienten vor der Wellenmaschine angeordnete Schwimmrechen.

Am anderen Ende der Wellentanks wurde jeweils eine Sandböschung angelegt, deren Neigung so gewählt wurde, dass ein Wellenbruch und damit die Löschung der das Bauwerk passierenden Wellen erzielt wurde. Auf diese Weise wurden Wellenreflexionen vermieden.

Die bei den Versuchen verwendeten Tauchwände (Abb. 31 und 36) bestanden aus einer 3,o cm starken gespundeten Bohlwand, die zur Stabilisierung auf einem durch Flacheisen 5 x 8o mm ausgesteiften Rahmen aus Profileisen [1o befestigt war. Die Wände konnten in an den Seitenwänden des Wellentanks angebrachten Führungen mittels Flaschenzügen auf- und abbewegt werden. Die Feststellung auf eine bestimmte Tauchtiefe erfolgte durch Schraubenbolzen und Keile, die Abdichtung zwischen Tauchwand und Tankwand durch auf die Tauchwandvorderseite aufgeschraubte Gummidichtungen (s. Abb. 38). Der Resonator bestand aus zwei gleichartigen, in einem bestimmten Abstand hintereinander angeordneten Tauchwänden (Abb. 31). Zur Bildung eines Quaders wurde bündig mit der Unterkante der Wände eine waagerechte Bodenplatte angeschraubt. Während beim Resonator des Versuchsstandes 2 jeweils die glatte Vorderseite der beiden Wände den anlaufenden Wellen zugekehrt war und sich die Rahmen auf der Rückseite befanden (Abb. 38), wurde für den Quader die zweite Wand umgedreht, um glatte Aussenflächen zu erhalten. Da beim Versuchsstand 3 bzw. 4 der Resonator wieder aus dem Quader entstand und nicht jeweils grössere Umbauten erfolgen sollten, war hier die Anordnung der Tauchwände wie beim Quader (s. Abb. 39 bzw. 141). Durch diese Umstände weichen die einzelnen untersuchten Resonator- und Quaderlängen etwas voneinander ab.

Die Wellenmessungen erfolgten mit elektrischen Tauchpegeln über einen Schleifenoszillographen. Sie wurden durch direkte Messungen mit Maßstäben, Schwimmern und Rasternetzen sowie fotografische Aufnahmen überprüft.

Bei einigen Versuchen wurden die Orbitalgeschwindigkeiten der Wellen gemessen. Diese Messungen erfolgten mit einem von BLAU entwickelten und beschriebenen [8], [9] Doppelmikroflügel (Abb. 45). Die Ermittlung der Umdrehungen der Mikroflügel erfolgt kontaktlos auf elektronischem Wege mit Hilfe von Kompensationsverstärkern, wobei je Umdrehung 6 Impulse erhalten werden, deren zeitliche Aufeinanderfolge mit einem Schleifen-Oszillographen registriert wird (s. Abb. 144).

Ausser den systematischen Untersuchungen in den Wellenrinnen wurden noch Versuche über die Wirkung einer Tauchwand an einem dreidimensionalen Hafenmodell im Maßstab 1:5o (Versuchsstand 5, Abb. 42 und 43) durchgeführt. Ferner erfolgten einige informatorische Versuche über die Möglichkeit der Dämpfung von Schiffswellen mittels einer Tauchwand, wozu ebenfalls dreidimensionale Modelle erforderlich waren (Versuchsstand 6, Abb. 112, Maßstab 1:33).

4.22 Versuchsdurchführung

Der Ermittlung der prinzipiellen Abhängigkeiten dienten die zweidimensionalen systematischen Versuche in den Wellenrinnen. Da bereits aus den theoretischen Überlegungen erkannt wurde, dass die relative Wassertiefe h/L einen wesentlichen Einfluss ausübt, wurde - um die Auswirkungen der übrigen Wellenelemente erfassen und diesbezüglich verschiedene Wellen untereinander vergleichen zu können - bei den ersten Versuchen (Versuchsstand 1 und 2) die relative Wassertiefe bei allen Wellen möglichst konstant gehalten, indem bei konstanter Wassertiefe Wellen gleicher Länge erzeugt wurden. Variiert wurde die Wellenamplitude und damit -steilheit. Um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, wurden bei den verschiedenen Versuchsreihen bzw. Versuchsständen möglichst gleiche Ausgangsverhältnisse angestrebt. Gewisse Abweichungen sind bei der Wellenerzeugung unvermeidlich; die Abweichungen der Werte der einzelnen Versuchswellen untereinander liegen jedoch in einer solchen Grössenordnung, dass die Wellen ohne weiteres miteinander vergleichbar sind. Bei den Versuchen am Versuchsstand 1 bzw. 2 wurden bei allen drei Bauwerkstypen (Tauchwand, Resonator, Quader) jeweils vier Wellen unterschiedlicher Steilheit untersucht. Um den Einfluss der relativen Wassertiefe h/L experimentell zu untersuchen, wurden weitere Versuche am Versuchsstand 3 durchgeführt, wobei das Verhältnis h/L systematisch variiert wurde.

In Tabelle 8 sind die Daten der Ausgangswellen zusammengestellt, in Tabelle 9 die Ergebnisse der einzelnen Versuche. Danach wurden rd. 2oo Einzelversuche zur Ermittlung der Wellendämpfung bei den verschiedenen Bauwerkstypen durchgeführt; hinzu kommt die Aufmessung der 15 verschiedenen Ausgangswellen. Wie aus Tabelle 8 ersichtlich, liegen die Steilheiten der untersuchten Wellen zwischen 1:15 und 1:4o, umfassen also praktisch den Bereich der an der deutschen Ostseeküste auftretenden Wellensteilheiten. Die relative Wassertiefe h/L wurde variiert zwischen o,2o und o,38, entsprechend einem Schwingungsraum $\frac{h}{L/2} \cdot 100$ von 4o bis 76 %. Damit wird der für die praktische Anwendung durchbrochener Molen sowie für die Einschätzung ihrer Wirksamkeit in Frage kommende Bereich erfasst.

Da die Ausgangswellen an dem zu untersuchenden Bauwerk reflektiert werden und zur Wellenmaschine zurücklaufen, konnte nur eine begrenzte Anzahl verwendbarer Wellen erzeugt werden. Die Messung kann erst beginnen, sobald sich vor dem Bauwerk zusammengesetzte Wellen gebildet haben, d.h. wenn sich die erste reflektierte Welle mit der zweiten anlaufenden überlagert hat. Die letzte brauchbare Welle wäre diejenige, die gerade von der Wellenmaschine fortläuft, wenn die erste reflektierte Welle die Maschine erreicht. Die Anzahl der auswertbaren Wellen reduziert sich ferner dadurch, dass praktisch die ersten Wellen noch nicht voll ausgebildet sind. Es wurden bei jeder Versuchsreihe bei mehreren Tauchtiefen des Bauwerkes jeweils etwa 1o bis 15 aufeinanderfolgende Wellen aufgemessen.

Die Pegel zur Wellenmessung waren an den aus Abb. 31 ersichtlichen Positionen aufgestellt, wo bei jedem Einzelversuch die Wellen gleichzeitig gemessen wurden. Vor und nach jeder Messung wurden die Tauchpegel bei ruhendem Wasser und verschiedenen Eintauchtiefen geeicht.

Zur Messung der Fortschrittsgeschwindigkeit der Ausgangswellen dienten die in 1,o m Abstand hintereinander angeordneten Pegel See und Pegel Wand. Da der Oszillograph die an beiden Pegeln durch die vorbeilaufenden Wellen hervorgerufenen Widerstandsänderungen gleichzeitig registriert, ist aus den Oszillogrammen mittels der durch die Frequenz des für die Aufzeichnung benutzten Wechselstromes gegebenen Zeitmarken die zeitliche Aufeinanderfolge gleicher Wellenphasen bei 1,o m Weg ersichtlich, woraus sich die Wellengeschwindigkeit zu $c = \frac{1{,}0}{\Delta t}$ in m/s ergibt. An Hand der Zeitmarken kann aus den Oszillogrammen ebenfalls die Schwingungsdauer bzw. Wellenperiode T ermittelt werden. Die Wellenlänge ergibt sich zu $L = T.c.$ Die Ausgangswellen wurden aufgemessen, indem die Tauchwände usw. aus dem Wasser entfernt wurden.

Die Abb. 46 bis 49 zeigen einige Ausschnitte (Fotokopien) von bei Versuchen mit der Welle A (Tauchwand) aufgenommenen Oszillogrammen, die Abb. 5o bis 54 entsprechende fotografische Aufnahmen der Wellenbilder an der Tauchwand.

Ausser den genannten Wellendaten wurden für die Ausgangswellen A , B , C und D (Tauchwand-Versuche) noch die Orbitalgeschwindigkeiten und ihre vertikale Verteilung ermittelt. Es wurden jeweils die horizontalen Orbitalgeschwindigkeitskomponenten gemessen, die unter Wellenberg und Wellental auftreten und einander entgegengesetzt gerichtet sind. Die Messungen erfolgten in dem Querschnitt des Wellentanks, in welchem später die Tauchwand angeordnet wurde. Sie erstreckten sich von der Sohle bis zur Wellenberg-Oberfläche. Aus dem oszillographisch registrierten Geschwindigkeitsverlauf wurde für jede Komponente die maximale horizontale positive und negative Orbitalgeschwindigkeit ermittelt, wobei als positiv die Komponente bezeichnet wird, die der Fortpflanzungsrichtung der Welle gleichgerichtet ist und als negativ die ihr entgegengerichtete. In den unteren

Wasserschichten konnten jedoch die Geschwindigkeiten nicht mehr ermittelt werden, da sie zu gering waren und infolgedessen die Flügel während der Dauer einer Halbperiode weniger als 2/6 Umdrehungen machten. Die Ergebnisse der Messungen wurden auf Abb. 55 graphisch dargestellt.

Aus der Verwendung der verschiedenen Versuchsstände mit ihren unterschiedlichen Zielstellung ergibt sich folgende Übersicht über die gesamten Modellversuche:

Versuchsstand 1: (Wellen A bis D)	Wellentank (zweidimensional), Versuche über Wellendämpfung durch eine Tauchwand;
Versuchsstand 2: (Wellen E bis M)	Wellentank (zweidimensional), Versuche über Wellendämpfung durch Resonatoren und Quader;
Versuchsstand 3: (Wellen N bis P)	Wellentank (zweidimensional), Versuche über Wellendämpfung durch Tauchwand, Resonator und Quader;
Versuchsstand 4:	Wellentank (zweidimensional), Versuche über die Sedimentbewegung bei den verschiedenen Bauwerkstypen;
Versuchsstand 5:	dreidimensionales Hafenmodell, Versuche über Wellendämpfung durch eine Tauchwand;
Versuchsstand 6:	dreidimensionales Hafenmodell, informatorische Versuche über die Möglichkeit der Dämpfung von Schiffswellen durch eine Tauchwand.

4.23 Versuchsauswertung

Aus den oszillographischen Wellenmessungen wurden einmal die Daten der Ausgangswellen (Tabelle 8) bestimmt, zum anderen bei den Versuchen mit den eingebauten Bauwerken die dabei an den einzelnen Pegelstellen jeweils auftretenden Wellenhöhen. Bei jedem Einzelversuch wurde für jeden Messwert der Mittelwert aus den einzelnen aufgemessenen Wellen gebildet. Die an den verschiedenen Meßstellen gemessenen mittleren Wellenhöhen wurden in Tabelle 9 zusammengestellt und daraus bestimmte Verhältniswerte berechnet. Diese sind:

a) Dämpfungskoeffizient $k_D = \frac{H_H}{H_A} = \frac{\text{Wellenhöhe im Hafen}}{\text{Höhe der Ausgangswelle}}$

b) Reflexionskoeffizient $k_R = \frac{\text{Höhe der reflekt. Welle}}{\text{Höhe der Ausgangswelle}}$

Die gewählte Versuchsanordnung gestattete nur die Messung der Höhe der zusammengesetzten Welle = Höhe der Ausgangswelle + reflekt. Welle. Bei zusammengesetzten stehenden Wellen können durch in einer Messlotrechten angeordnete Pegel die Extremwerte der Amplituden (Schwingungsbauch) nur dann erfasst werden, wenn es gelingt, den Pegel genau in einen Bauch der stehenden Welle zu stellen. Versuche anderer Autoren, siehe z.B. [27] und [42], zeigten, dass damit eine genaue Erfassung der Extremwerte nicht möglich ist. Der erste Schwingungsbauch liegt an der reflektierenden Wand. Allerdings wird die Messung auch dort mit Ungenauigkeiten behaftet sein: 1. Infolge nicht totaler Reflexionen heben sich die Orbitalgeschwindigkeiten der anlaufenden und der reflektierten Welle nicht gegenseitig auf, und das jeweilige Überwiegen der positiven und negativen Komponente kann zu einem verstärkten Ansteigen bzw. Absinken der Wasseroberfläche führen. 2. In unmittelbarer Nähe der Bauwerke treten Störzonen auf, welche die Wellenmessung beeinflussen können. Für die vorliegende Auswertung wurde die Messung an der Wand = Pegel Wand = H_W verwendet, woraus sich der Reflexionskoeffizient zu

$$k_R = \frac{H_W}{H_A} - 1$$

ergibt.

c) Relative Wellenhöhe im Resonator $\frac{H_R}{H_A}$

d) Energieverlust $\Delta_E = 1 - (k_R^2 + k_D^2)$

Das dementsprechend aufbereitete Zahlenmaterial wurde in zahlreichen graphischen Darstellungen verarbeitet. Die einfachste Form ist die Auftragung der Werte in Abhängigkeit von der Tauchtiefe y. Da bei jedem der drei verschiedenen Bauwerkstypen jeweils mehrere Wellen unterschiedlicher Steilheit untersucht wurden, lässt sich aus diesen Darstellungen der Einfluss der Wellensteilheit entnehmen. Da die Versuche mit unterschiedlichen Wassertiefen h durchgeführt wurden, sind die Auftragungen über der Tauchtiefe y nicht für alle Versuchsreihen unmittelbar miteinander vergleichbar. Es besteht die Möglichkeit, die Werte entweder über der relativen Tauchtiefe y/L oder über dem Tauchtiefen- bzw. Öffnungsverhältnis $\frac{h-y}{h}$ aufzutragen. In der Literatur findet man beide Arten der Darstellung. Einzelheiten der Auswertungsmethode werden in den entsprechenden folgenden Abschnitten behandelt.

Zu den zwecks Vergleich angegebenen Versuchswerten anderer Forscher muss noch darauf hingewiesen werden, dass unmittelbare Vergleiche nur in wenigen Fällen möglich sind. Vielfach liegt das am Fehlen vollständiger Angaben der Versuchsdaten. In vielen Fällen wurde nur die Wellenperiode T, nicht aber die Wellenlänge L angegeben. Da jedoch gerade die relative Wassertiefe h/L als wesentlicher Einflussfaktor betrachtet wird, mussten zur Ermittlung dieses Wertes die Wellenlängen erst aus den Perioden berechnet werden. Da es sich bei diesen Wellen durchweg um solche in flachem Wasser handelt, bei welchem die Wellenlänge formelmässig nicht explizit gegeben ist, musste sie approximativ ermittelt werden. Dementsprechend stellten die so erhaltenen Werte nur Näherungswerte dar.

4.3 Versuchsergebnisse

4.31 Tauchwand

4.311 Dämpfungskoeffizienten

Die Ergebnisse der bei gleicher Wassertiefe durchgeführten Versuche mit den Wellen A bis D wurden auf Abb. 56 in Abhängigkeit von der Tauchtiefe graphisch dargestellt. Zur Sicherung des Ergebnisses war mit der Welle A ein Wiederholungsversuch durchgeführt worden; dabei wurde gleichzeitig der Einfluss der Lage der Meßstelle hinter der Tauchwand untersucht. Während beim ersten Versuch die Wellenhöhenmeßstelle 5,o m hinter der Wand lag, wurde sie beim zweiten 1o,o m hinter derselben angeordnet. Die Übereinstimmung der Messwerte beweist, dass sich zwischen diesen beiden Meßstellen die Wellenhöhe nicht ändert und die Messung an der ursprünglich willkürlich 5,o m hinter der Tauchwand gewählten Meßstelle richtige Werte ergibt. RUDASCHEWSKIJ macht in seiner Graphik (s. Abb. 11) Angaben über die Veränderung der Wellenhöhen hinter der Tauchwand. Aus dieser Graphik wurde die Darstellung der Abb. 57 entwickelt, welche das Verhältnis der Wellenhöhe unmittelbar hinter der Wand zu derjenigen in grösserer Entfernung davon wiedergibt. Die Veränderung der Wellenhöhen hinter der Tauchwand ist bei begrenzter Längenausdehnung derselben (senkrecht zur Wellenfortschrittsrichtung) u.a. durch die Wellendiffraktion um die Enden des Bauwerks herum bedingt. Nach Abb. 57 ist das Verhältnis der Wellenhöhe unmittelbar hinter der Wand zu derjenigen im Hafen jedoch bei grösserer Längenausdehnung höher und nimmt in diesem Falle mit wachsender relativer Tauchtiefe zu. Dieses Ergebnis erscheint etwas zweifelhaft, zumal bei einer bestimmten relativen Tauchtiefe ein plötzlicher Abfall des Verhältniswertes auftritt. Die gewählte Darstellung hebt die Verhältnisse mehr hervor als die Graphik auf Abb. 11 und lässt erkennen, dass unmittelbar hinter der Wand Amplituden vom 2- bis 3-fachen Betrag auftreten sollen. LJACHNICKIJ [72] weist darauf hin, dass nach den Ergebnissen von RUDASCHEWSKIJ das Auftreten höherer Wellen unmittelbar hinter der Wand in der Praxis besonders dann zu berücksichtigen ist, wenn das Bauwerk gleichzeitig als Anlegesteg genutzt werden soll. Bei unseren Versuchen wurde dieses Phänomen leider nicht durch besondere Wellenhöhenmessungen unmittelbar hinter der Wand untersucht; einzelne fotographische Aufnahmen (Beispiele s. Abb. 5o bis 54) lassen den Eindruck entstehen, als ob es im zweidimensionalen Fall nicht sonderlich ausgeprägt ist und in der Graphik von RUDASCHEWSKIJ für grössere Molenlängen l_M übertrieben erscheint. Gerade wenn bei grösseren Molenausdehnungen der Einfluss der Diffraktion verschwindet, nähern sich die Verhältnisse dem ebenen Problem. Die Veränderung der Wellenhöhen hinter der Tauchwand müsste dann nicht aus der Diffraktion, sondern aus Vorgängen unmittelbar an der Wand herrühren. Aus unseren Versuchen über die Sedimentumlagerung kann aus der stärkeren Riffelbildung qualitativ tatsächlich auf das Auftreten grösserer Amplituden unmittelbar hinter der Tauchwand geschlossen werden (s. Abb. 126); beim Quader und Resonator trat im Gegensatz dazu keine stärkere Riffelung auf. Nach RUDASCHEWSKIJ sollen die Wellenhöhen in einer Entfernung hinter der Tauchwand vom 3-fachen der Tauchtiefe praktisch gleich den Wellenhöhen auf einer "unendlichen Wasserfläche" sein [72]. Die maximale bei unseren Versuchen untersuchte Tauchtiefe betrug $y = 0{,}60$ m, alos $3\ y = 3 \cdot 0{,}60 = 1{,}80$ m $< 5{,}00$ m.

Auf Abb. 58 wurden die Ergebnisse sämtlicher Versuche über $\frac{h-y}{h}$ aufgetragen. Da bei den Versuchen mit den Wellen A bis D jeweils gleiche absolute Wassertiefe h und angenähert gleiche relative Wassertiefe h/L vorhanden war, lässt sich aus dieser Darstellung für die genannten Wellen auch der Einfluss der Wellensteilheit entnehmen. Wie die Tabelle 8 zeigt, unterscheiden sich die vier Versuchswellen insbesondere in der Steilheit. Die graphische Darstellung lässt erkennen, dass wesentliche Unterschiede zwischen der Dämpfung dieser verschiedenen Wellen nicht bestehen; insbesondere lässt sich keine eindeutige Tendenz für den Einfluss der Wellensteilheit feststellen, wie z.B. aus den Versuchsergebnissen von WIEGEL (Abb. 64) und wie ihn sowjetische Autoren aus einigen ihrer Versuche herauslesen wollen. Lässt man bei unseren Versuchsergebnissen die Welle A ausser Betracht, die als steilste Welle im Bereich der übrigen Wellen liegende Messpunkte lieferte, so könnte auch hier ein Einfluss der Wellensteilheit herausgelesen werden, welcher in derselben Richtung liegt: je steiler die Welle, um so besser die Dämpfung. Allerdings sind die Unterschiede - insbesondere, wenn man die doch wesentlich voneinander abweichenden Wellensteilheiten bedenkt - verhältnismässig gering. Auf keinen Fall lassen sich derart grosse Unterschiede in der Dämpfung von steileren und flacheren Wellen entnehmen, wie sie die sowjetischen Untersuchungen ausweisen. Die Modellversuche der Forschungsanstalt haben ergeben, dass entgegen der Meinung in der sowjetischen Fachliteratur auch Wellen mit geringeren Steilheiten als δ = 1:2o mit durchaus günstigem Effekt durch eine Tauchwand gedämpft werden können; die flachste unserer Versuchswellen hatte eine Steilheit $\delta \approx$ 1:3o . Dieses Ergebnis deckt sich auch mit dem der kleinmaßstäblichen Versuche von PREISSLER mit Wellensteilheiten zwischen 1:18,7 und 1:33,9. Wenn bei den - ebenfalls in kleinem Maßstab durchgeführten - Versuchen von WIEGEL auch ein gewisser Einfluss der Wellensteilheit erkennbar ist, so betragen die Unterschiede der Dämpfungskoeffizienten selbst innerhalb des sehr grossen Bereichs der Steilheiten von 1:12, 2 bis 1:182 z.T. nur wenige Prozente, d.h. dass sogar bei den extrem flachen Wellen kein wesentlich schlechterer Dämpfungseffekt festzustellen ist. Die graphische Darstellung von WIEGEL zeigt ebenso wie die Darstellung der Versuchsergebnisse der Forschungsanstalt auf Abb. 58 den erheblichen Einfluss der relativen Wassertiefe auf den Dämpfungseffekt bei gleichbleibender Wellensteilheit.

Auf den Abb. 59 bis 62 wurden unsere Versuchsergebnisse mit den Formeln von KONDRATJEW/PREISSLER bzw. BOJITSCH, von WIEGEL und LOGINOW sowie Messwerten von PREISSLER und WIEGEL in Form graphischer Darstellungen $k_D = f\ (y/L)$ verglichen. Wie bereits bei der Abb. 58 über $\frac{h - y}{h}$, so ist auch hier ersichtlich, dass die Ausgleichskurven für unsere Versuchswerte mit zunehmender relativer Wassertiefe h/L immer mehr von einer gestreckten Kurve in eine solche von der Form einer S-Kurve+) übergehen. Während für h/L = o,2o die Ausgleichskurve etwa in der Mitte der voneinander abweichenden theoretischen Kurven verläuft und sich dort etwa mit der von KONDRATJEW/PREISSLER bzw. BOJITSCH deckt, verschiebt sie sich mit wachsendem h/L

+) Ähnlich derjenigen von URSELL für unendliche Wassertiefe, s. Abb. 21

so, dass im unteren Kurvenbereich - also bei grösseren Tauchtiefen - die bei unseren Versuchen ermittelten Dämpfungskoeffizienten kleiner werden als die Angaben der theoretischen Kurven, im oberen Bereich jedoch grösser. Für die praktische Anwendung interessiert insbesondere der untere Kurvenabschnitt im Bereich niedriger Dämpfungskoeffizienten, da nur solche den für die Praxis erforderlichen Wellenschutz ermöglichen. Unsere Versuchsergebnisse zeigen vor allem bei der grössten untersuchten relativen Wassertiefe $h/L = 0,35$ bis etwa $k_D = 0,5$ günstigere Dämpfungswirkungen als die theoretischen Formeln. Bei den übrigen (geringeren) untersuchten relativen Wassertiefen erfassen die Versuchswerte etwa den Streubereich der verschiedenen theoretischen Kurven.

Bei einer Durchsicht der Versuchsprotokolle sowie Betrachtung der graphischen Darstellungen stellt man fest, dass die Messwerte z.T. recht stark streuen, obwohl mit monochromatischen Wellen gearbeitet wurde. Dieser Tatbestand ist typisch für Wellenversuche und wird durch andere wasserbauliche Versuchsanstalten bestätigt. So schreibt z.B. HENSEN [43]: "Auch dort, wo aus den Auftragungen eindeutige Zusammenhänge zu ersehen sind, streuen die Einzelwerte in einem Umfange, der durch Messungenauigkeiten allein nicht zu erklären ist. Die genaue Ursache dieser Abweichungen konnte bisher noch nicht festgestellt werden. Schwankungen sind bei Wellenversuchen immer vorhanden. Ein Blick auf graphische Darstellungen in der Literatur über Wasserwellen beweist das. Der Grund für diese Abweichungen ist wahrscheinlich darin zu suchen, dass Schwingungssysteme immer in gewissen Grenzen labil sind. Die Kräfte stehen nicht im statischen, sondern im dynamischen Gleichgewicht. Einzelgrössen haben keinen festen Wert, sondern schwanken um eine Mittellage". Unter Berücksichtigung dieser Sachlage erscheinen die Streuungen unserer Messwerte durchaus akzeptabel und die durch die Versuche gewonnenen Ergebnisse repräsentativ. Beachtlich ist, dass die Messwerte anderer Forscher trotz z.T. unterschiedlicher Versuchsbedingungen sich ebenfalls diesem Rahmen einordnen. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, dass z.B. PREISSLER betont [90], "dass die

Ergebnisse der in dem für derartige Untersuchungen zu kleinen Wellentank durchgeführten Versuche im allgemeinen wegen der zu starken Streuung nicht dazu geeignet sind", die von ihm entwickelte Formel "1oo %-ig zu bestätigen" und "die Versuche keine exakten quantitativen Aussagen ermöglichen", sie jedoch trotzdem "durch die Tendenz der Versuchspunkte die Richtigkeit der physikalischen Vorstellung von der wellendämpfenden Wirkung der Tauchwand" bestätigen. Um die Streuung der Versuchspunkte auch anderer Forscher und deren Abweichung von theoretisch entwickelten Formeln zu veranschaulichen, wird ferner auf Abb. 64 die graphische Darstellung der Versuchsergebnisse von WIEGEL wiedergegeben. Die für unendliche Wassertiefe entwickelte Formel, Gl. (59), ist eine e-Funktion und lässt sich somit auf einfachem Logarithmenpapier als Gerade darstellen. Eine solche Darstellung erleichtert u.U. die Ablesung und ist daher als graphisches Rechenhilfsmittel geeignet. In die derartige Graphik der Abb. 63 wurden zum Vergleich die bei grossen relativen Wassertiefen h/L gemessenen Versuchswerte von PREISSLER und WIEGEL mit eingezeichnet. Daraus ist eine z.T. recht starke Streuung ersichtlich, welche allerdings im unteren Teil der Darstellung durch die logarithmische Verzerrung übertrieben erscheint. Bis auf wenige Ausnahmen weichen die Messwerte gegenüber der theoretischen Geraden nach unten ab.

Bei der vorhandenen Streuung sowohl der Versuchswerte als auch der verschiedenen theoretischen Kurven untereinander wird Fehlschlägen in der praktischen Anwendung vorgebeugt, wenn man nicht zu günstige Dämpfungen annimmt. Insbesondere in dem praktisch interessierenden Bereich der kleineren Dämpfungskoeffizienten liegen die theoretischen Kurven gegenüber unseren Messwerten auf der "sicheren Seite", meist jedoch nur geringfügig. Prinzipiell gilt dies auch für die Formel für unendliche Wassertiefe. Mit zunehmender relativer Wassertiefe nähert sich die Kurve von KONDRATJEW/PREISSLER bzw. BOJITSCH derjenigen von LOGINOW, welche von den verglichenen theoretischen Kurven die kleinsten Dämpfungskoeffizienten angibt. Die Versuchsergebnisse bestätigen die praktische Verwendbarkeit der Formeln der genannten Autoren. Davon ist die Formel von LOGINOW am einfachsten im Aufbau und somit in der praktischen Handhabung. Bereits in Abschnitt 3.2 wurde gezeigt, dass durch Verwendung der Formel von LOGINOW der Tauchwandeffekt sowohl im Tief- als auch Flachwasser in ein und derselben Weise erklärt werden kann, und zwar so, dass die Höhe der hinter einer Tauchwand auftretenden (reduzierten) Welle gleich der vertikalen Amplitude der Teilchen in der Ausgangswelle in Höhe der Tauchwandunterkante ist. Die Ableitung der Formel von LOGINOW steht ebenfalls in Einklang mit den Lehrsätzen der klassischen Hydromechanik. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen sowohl der theoretischen Betrachtungen als auch der Versuchsergebnisse wird daher für die Praxis bei Flachwasserverhältnissen die Anwendung der Formel von N.D. LOGINOW vorgeschlagen. Dabei kann zur Vereinfachung der Berechnung r_y vernachlässigt werden, also

$$\boxed{k_{D_T} = \frac{\sinh \frac{2\pi}{L}(h-y)}{\sinh \frac{2\pi}{L} h}} \qquad \text{Gl. (69 a)} .$$

Für Tiefwasserverhältnisse ist mit der Exponentialgleichung

$$\boxed{k_{D_{T\infty}} = e^{-\frac{2\pi}{L} y}} \qquad \text{Gl. (59)}$$

zu rechnen.

4.312 Reflexionskoeffizienten

Bei der Beschreibung der Methode der Versuchsauswertung war darauf hingewiesen worden, dass die Reflexionskoeffizienten aus den an der Vorderfläche der Tauchwand gemessenen Wellenhöhen H_W berechnet wurden und daher durch den Wandeinfluss mit gewissen Ungenauigkeiten behaftet sind. Bei den untersuchten Wellenverhältnissen (Wellen A bis D) sind diese jedoch nur geringfügig. Die Versuchswellen wurden an der Tauchwand mit geschlossener Oberfläche reflektiert (s. Abb. 5o bis 54). Nach DOMZIG [27] ist dies der Fall, wenn die anlaufenden Wellen nicht steiler als 5 bis 6 % sind (s. auch Abschn. 2.5); nach Tabelle 8 hatte die steilste Versuchswelle eine Steilheit von 5,95 %. Die Schwingungsweite an der Wand konnte daher einwandfrei erfasst werden.

Auf Abb. 65 wurden die bei den Versuchen ermittelten Reflexionskoeffizienten über der Tauchtiefe y aufgetragen. Die Koeffizienten wachsen mit zunehmender Tauchtiefe zuerst sehr steil an und bleiben dann im Mittel fast konstant bzw. fallen nach Überschreiten eines Maximums sogar wieder etwas ab.

Nach den Untersuchungen von HEALY [42] beträgt der Reflexionskoeffizient bei vollflächigen senkrechten Wänden etwa o,9. Während HEALY bei einer gegebenen Neigung der reflektierenden Fläche die Grösse des Reflexionskoeffizienten nur in Abhängigkeit von der Wellensteilheit darstellte, wobei er mit zunehmender Steilheit kleiner wird, versagte bei der Auswertung der Versuche von DOMZIG [27] dieses Verfahren. Dieser erweiterte die Aussage, indem er den Koeffizienten sowohl von der Wellensteilheit als auch von der Grösse des freien Schwingungsraumes bzw. der relativen Wassertiefe abhängig machte. Aus diesen Abhängigkeiten ergeben sich Reflexionskoeffizienten, die auch unter den Werten von HEALY liegen können. Auch unsere Messergebnisse zeigen, dass selbst bei vollflächigen senkrechten Wänden keine totale Reflexion, sondern bestimmte Verluste auftreten. Die bei bis auf die Sohle reichender Wand ermittelten Reflexionskoeffizienten liegen zwischen o,6 und o,7. Die Darstellung auf Abb. 65 veranschaulicht ferner, dass die bei unseren Versuchen mit annähernd konstantem Schwingungsraum gemessenen Reflexionskoeffizienten bei grösseren Tauchtiefen - d.h., wenn wirklich eine grössere reflektierende Fläche vorhanden ist - tatsächlich mit zunehmender Wellensteilheit abnehmen.

Durch die Ermittlung der Reflexionskoeffizienten ist es möglich, im Bedarfsfalle statt von den Ausgangswellenhöhen von den resultierenden Wellenhöhen vor der reflektierenden Wand auszugehen bzw. auch die Dämpfungskoeffizienten anstelle auf die Ausgangswellen auf die resultierenden Wellen vor der Tauchwand zu beziehen.

4.313 Energiebilanz

Der Energieverlust hängt bei gegebenem Dämpfungskoeffizienten unmittelbar von der Grösse des Reflexionskoeffizienten ab. Auf Abb. 66 wurden die mittels Gl. (57) berechneten relativen Energieverluste Δ_E graphisch dargestellt. Sie zeigen im Mittel ein lineares Ansteigen mit der Tauchtiefe. Der Energieverlust ist um so grösser, je steiler die Welle ist. Das resultiert aus der mit zunehmender Wellensteilheit erfolgenden Abnahme der Reflexionskoeffizienten bei angenähert gleichen Dämpfungskoeffizienten.

Die Abb. 66 veranschaulicht, dass die Energieverluste bei grösseren Tauchtiefen recht beträchtlich sind. Bei bis auf die Sohle reichender (vollflächiger) Wand beträgt der relative Energieverlust, welcher auch als Energieverlustkoeffizient bezeichnet werden kann, etwa o,6. Welcher Art diese Verluste sind, ist noch unklar (s. hierzu auch Abschnitt 2.5).

4.314 Untersuchung einer Tauchwand in einem dreidimensionalen Hafenmodell

An einem Modell des Hafens Sassnitz (Versuchsstand 5) wurden Versuche durchgeführt mit der Zielsetzung, Massnahmen zur Abschwächung der Wellenbewegung auf der Hafenwasserfläche zu finden. Der Hafen Sassnitz ist seit seinem Bestehen mehrere Male umgebaut und erweitert worden. Der Grund für verschiedene Um- bzw. Ergänzungsbauten war eine relativ starke Unruhe im Hafen. Nach Ausbau zum Fährhafen wurde die Ostmole parallel zur Einfahrtrichtung vorgezogen, wodurch für die häufigsten Wetterlagen wesentliche Verbesserungen der Verhältnisse erreicht wurden [93]. Auch in seiner jetzigen Form mit der langgestreckten schmalen Fläche und den steilen Moleninnenseiten+) und Ufereinfassungen ist der Hafen geradezu prädestiniert, an bestimmten

+) Die Molen des Hafens Sassnitz sind in der in Ostseehäfen häufig zu findenden sog. HAGENschen Bauweise ausgeführt

Stellen Unruhe (auch Gaiung genannt) und durch Wellenreflexionen hervorgerufene Energiekonzentrationen zu zeigen.

Bei den Modellversuchen wurde durch eine Anzahl transportabler Wellenmaschinen im Seegebiet vor der Hafeneinfahrt eine dem Seegang der Natur ähnliche Wellenbewegung erzeugt. Die Orthogonalen der Wellen verliefen rechtwinklig zur Hafeneinfahrt (s. Abb. 42). Die Beobachtung der Wellenhöhen erfolgte an zahlreichen Meßstellen, welche die Hafenfläche netzartig überzogen. Die gewonnenen Werte wurden in Anteilen der Ausgangswellenhöhe ($H_A \triangleq 1{,}0$) in Lageplänen eingetragen (Abb. 67 bis 69) und daraus Linien gleicher Wellenhöhen konstruiert. Die Wasserflächen, auf denen die Wellenhöhen kleiner als das o,3-fache der Ausgangswellenhöhe waren, sind zur besseren Veranschaulichung auf den Plänen durch Schraffur hervorgehoben.

Die Wellenbilder bei verschiedenen Bauzuständen wurden bereits von JOHNSEN in [53] erläutert. Als Möglichkeiten zur Verminderung der Unruhe im Hafen wurden u.a. Abböschungen der Ufereinfassungen sowie der Moleninnenseiten untersucht. Um speziell die als Liegeplätze für Fischereifahrzeuge dienenden Hafenteilflächen IV und V ruhiger zu gestalten, wurde anstelle des vordersten Anlegesteges eine undurchlässige und beidseitig geböschte Quermole angeordnet, die in gleicher Länge wie der Steg 2/3 des dortigen Hafenquerschnitts verbaute. Die Wirkung des Bauwerks ist durch Vergleich der Abb. 67 und 68 erkennbar. Erwartungsgemäss nahmen die Wellenhöhen leeseits des Bauwerks ab. Durch den freibleibenden Teil der Hafenbreite lief natürlich die Wellenfront entlang der Hauptmole weiter, und sie wurde hinter dem Kopf der Quermole gebeugt, so dass dort ein Gebiet mit grösserer Unruhe verblieb. Die Abb. 68 zeigt, dass durch die geböschte Quermole auf einer grösseren Teilfläche im Bereich der Anlegestege die Wellenhöhe auf $\leqq$ 3o % , im Mittel 25 % der Ausgangswellenhöhe reduziert werden konnte. Das entspricht einer Verminderung gegenüber dem vorhandenen Zustand (Abb. 67) um etwa 15 %. Demgegenüber wuchsen luvseits der Quermole die Höhen der Wellen infolge der Reflexion an der diesbezüglich relativ steilen Böschung etwas an. Die Nachteile der geböschten Quermole bestehen insbesondere in dem grossen Materialaufwand sowie darin, dass das Bauwerk durch die Böschungen nicht mehr unmittelbar als Schiffsliegeplatz zu verwenden ist.

Diese Nachteile können vermieden werden, wenn der Anlegesteg als durchbrochene Mole ausgebildet wird, entweder mit kastenförmigem oder massivem Überbau in Form eines Quaders (s. Abb. 1 b und 1 c) oder durch Ausbildung eines oder beider äusserer Längsträger als Tauchwand (s. Abb. 1 a und 1 d), wobei die letztere Anordnung bereits einen vertikalen Resonator schafft. Der Umbau, besonders für eine einzelne Tauchwand, erfordert relativ wenig Aufwand, und die Schiffe können ohne Gefahr am Steg festmachen. Auf Vorschlag des Verfassers wurde daher eine Tauchwand untersucht, welche bei einer Wassertiefe des Hafens von - 6,o m N.N. bis auf - 3,o m N.N. herabgezogen war, also die Hälfte der Wassertiefe verbaute. Die relative Wassertiefe ist mit $h/L = o{,}12$ ziemlich gering. Sowohl nach den theoretischen Kurven auf Abb. 18 als auch den Versuchsergebnissen des Verfassers für den zweidimensionalen Fall ergäbe sich für die vorliegenden Wellen- und Tiefenverhältnisse der Dämpfungskoeffizient zu etwa o,57. Beim Versuch am dreidimensionalen Hafenmodell konnte natürlich der für zweidimensionale Verhältnisse ermittelte Dämpfungseffekt nicht erreicht werden, da ebenso wie bei der geböschten Quermole die Tauchwand nur einen Teil des Hafenquerschnitts überspannte und der kräftige Wellenstrahl entlang der Hauptmole ungedämpft in den hinteren Hafenteil gelangen konnte. Ein Vergleich der Abb. 68 und 69 zeigt jedoch, dass durch die Tauchwand etwa die gleiche Wirkung wie durch die undurchlässige geböschte Quermole erzielt wurde. Dieses Ergebnis ist sehr beachtlich und von wesentlicher praktischer Bedeutung. Sowohl aus den theoretischen Betrachtungen als auch den Ergebnissen der grundlegenden zweidimensionalen Modellversuche wurde die Erkenntnis gewonnen, dass Voraussetzung für eine günstige Wellendämpfung mittels einer Tauchwand eine nicht zu geringe relative Wassertiefe h/L ist. Der im vorliegenden Fall vorhandene Wert $h/L = o{,}12$ ist diesbezüglich bereits recht ungünstig, und der dabei bestenfalls erzielbare Dämpfungskoeffizient $k_D \approx 0{,}57$ wird für viele praktische Fälle - z.B. wenn die Tauchwand als selbständiges Molenbauwerk auftritt - nicht ausreichend sein. Die Versuche am dreidimensionalen Hafenmodell bewiesen jedoch, dass selbst bei den relativ ungünstigen vorliegenden Bedingungen je nach Zielstellung die Anordnung einer durchbrochenen Mole sinnvoll und ein solches Bauwerk anderen Ausführungsformen sowohl technisch als auch ökonomisch überlegen sein kann.

4.32 Quader

4.321 Dämpfungskoeffizienten

Für Quader wurden von KUSMINSKAJA und MACAGNO Berechnungsverfahren angegeben, welche im Gegensatz zu den verschiedenen Formeln für Tauchwände in ihren Grundzügen wesentlich voneinander abweichen. Während die Formel von KUSMINSKAJA halbempirisch entstand, ist die Näherungslösung von MACAGNO - mit vereinfachenden Annahmen - theoretisch hergeleitet. MACAGNO hat versucht, eine theoretische Abhängigkeit des Dämpfungskoeffizienten von bestimmten Einflussgrössen zu zeigen. Vorweggenommen sei, dass diese Abhängigkeiten durch unsere Versuchsergebnisse nicht voll bestätigt werden konnten. Die Darlegung unser Versuchsergebnisse erfolgt in gleichzeitiger Gegenüberstellung zu den Ergebnissen nach den Ansätzen der genannten beiden Autoren. Die nachfolgend erläuterten graphischen Auftragungen veranschaulichen neben den quantitativen Abweichungen, je nach Wahl der Darstellungsweise, die z.T. erheblichen qualitativen Unterschiede. Auf Abb. 70 wurden, analog wie auf Abb. 58 für die Tauchwand, die Dämpfungskoeffizienten für Quader als Funktion von $\frac{h-y}{h}$ dargestellt. Dabei zeigt sich für die Versuchswerte der Einfluss der relativen Wassertiefe h/L als Parameter in derselben Weise wie für die Tauchwand: bei gleichem $\frac{h-y}{h}$ ist k_D umso grösser, je geringer h/L ist. Ein Vergleich der Abb. 58 und 70 lässt erkennen, dass - wie zu erwarten - unter sonst gleichen Verhältnissen die Dämpfung durch einen Quader wesentlich günstiger ausfällt als durch eine Tauchwand. Ein absolut eindeutiger Einfluss der Wellensteilheit ist auch hier nicht erkennbar. Sowjetische Autoren behaupten wie für Tauchwände auch für Quader einen Einfluss der Wellensteilheit auf den Dämpfungseffekt, indem er mit abnehmender Steilheit wesentlich schlechter werden soll. Für Quader hat MACAGNO bei seinen Modellversuchen den "Einfluss der Amplitude" untersucht. Obwohl er dies nicht besonders erwähnt, kann man auf Grund seiner Versuchskonzeption annehmen, dass dabei mit konstanten Wellenlängen und folglich unterschiedlichen Steilheiten gearbeitet wurde. Nach MACAGNO ist der Einfluss der Amplitude, und nach dem vorstehend Gesagten damit der Wellensteilheit, auf den Dämpfungskoeffizieten "ziemlich gering. Es sind Schwankungen in beiden Richtungen festzustellen", was sich mit unseren Ergebnissen deckt.

In die Abb. 7o wurden auch die für die einzelnen Versuchswellen nach der Formel von KUSMINSKAJA berechneten Kurven eingezeichnet. Dabei zeigt sich, dass die Kurven für die Wellen mit annähernd gleichem h/L nur unwesentlich voneinander abweichen. Im Gegensatz zu unseren Versuchen ergibt sich für kleineres h/L auch ein kleinerer Dämpfungskoeffizient; mit abnehmendem Öffnungsverhältnis $\frac{h-y}{h}$ bestehen nur noch geringe Unterschiede zwischen den Wellen mit verschiedenem h/L. Ebenfalls wurden in Abb. 7o die sich nach der Formel (61) von MACAGNO ergebenden Kurven für die Versuchswellen J und M eingezeichnet. Bei gleichem Öffnungsverhältnis ergeben sich für die Welle M grössere Dämpfungskoeffizienten. Die Welle M ist steiler, hat aber auch einen etwas kleineren Schwingungsraum; wahrscheinlich ist der letztere Einfluss ausschlaggebender. Die grosse Unsicherheit liegt bei der Formel von MACAGNO in der Wahl des "Widerstandsbeiwertes" C. Die mit $C = 0$ berechneten Kurven liegen indiskutabel hoch über den Versuchsergebnissen. Auch mit $C = 0,5$ ergeben sich im allgemeinen noch zu hohe Dämpfungskoeffizienten. Interessant ist die Feststellung, dass die Kurven von KUSMINSKAJA etwa parallel zu den Versuchskurven verlaufen; die Kurve von MACAGNO für $C = 0,5$ verläuft flacher und schneidet bei kleineren Tauchtiefen die Versuchskurve.

Auf der Abzissenachse der Abb. 7o sind zur Vervollständigung der Übersicht noch einige Zusammenhänge zwischen dem Öffnungsverhältnis sowie der relativen Wasser- bzw. Tauchtiefe dargestellt, welche ganz allgemein - also nicht nur für Quader - gelten. Es bestehen folgende Beziehungen:

$$\alpha = \frac{h-y}{h} \; ; \quad \beta = \frac{h}{L}$$

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= 1 - \frac{y}{h} \quad \text{bzw.} \quad \frac{y}{h} = 1 - \alpha = \frac{y/L}{h/L} \\ \frac{y}{L} &= \beta\,(1-\alpha)\,; \quad \frac{h-y}{L} = \frac{h}{L} - \frac{y}{L} = \alpha\,\beta \end{aligned}\right\} \qquad (96)$$

Auf Abb. 71 wurden die Dämpfungskoeffizienten als f (y/L) aufgetragen. Für die Kurven von MACAGNO ergibt sich bei dieser Darstellung die gleiche Tendenz wie auf Abb. 7o. Zum Vergleich mit der Formel von KUSMINSKAJA wurden zwecks besserer Veranschaulichung nicht nur die sich ergebenden Kurven, sondern auch für die einzelnen Versuchswellen berechnete Punkte eingezeichnet: das Ergebnis ist eine Ordnung nach der relativen Wassertiefe h/L als Parameter, wobei sich - ähnlich wie für die Tauchwand - für gleiche relative Tauchtiefe y/L um so kleinere Dämpfungskoeffizienten ergeben, je geringer h/L ist. Die Messwerte liegen in einem Streubereich zwischen den beiden Kurven von KUSMINSKAJA für die extremen untersuchten h/L-Werte. Eine eindeutige Ordnung nach einem bestimmten Parameter, z.B. h/L oder δ , ist nicht erkennbar.

MACAGNO hat seine Versuchswerte als Funktion des Ausdruckes

$$\frac{2\pi^2 lf}{gT^2}$$

dargestellt. Dieser ergibt sich aus seinen theoretischen Herleitungen, siehe Gl. (6o) bis (62) auf S.39, und enthält den Einfluss der relativen Wassertiefe, der relativen Tauchtiefe bzw. der Öffnungsweite, der Wellenperiode und der Quaderlänge. Auf Abb. 72 wurden die nach der Formel von MACAGNO für unsere verschiedenen Versuchswellen und mehrere angenommene Beträge von C berechneten Werte in Abhängigkeit von diesem Ausdruck dargestellt, woraus hervorgeht, dass bei gleichem Beiwert C die Werte für sämtliche Wellen auf einer einzigen Kurve liegen.+) Auf Abb. 73 wurden die nach der Formel von KUSMINSKAJA für die verschiedenen Versuchswellen berechneten Werte ebenfalls über diesem Ausdruck aufgetragen. Dabei ergibt sich - ähnlich wie über y/L auf Abb. 71 - eine Ordnung nach h/L als Parameter. In Abb. 74 wurden die Kurven der Abb. 72 und 73 zusammengefasst und den Messwerten gegenübergestellt. Dabei zeigt sich, wie bereits bei den Darstellungen über $\frac{h-y}{h}$ bzw. y/L, ein etwa paralleler Verlauf der Messwerte zu den Kurven von KUSMINSKAJA; für $h/L = 0{,}20$ decken sie sich fast, bei den grösseren relativen Wassertiefen sind die gemessenen Dämpfungskoeffizienten kleiner. Die Kurven von MACAGNO liefern mit $C = 0{,}5$ bis $1{,}0$ in einem bestimmten Bereich k_D-Werte, die grössenordnungsmässig etwa den gemessenen entsprechen. MACAGNO folgerte aus seinen Versuchsergebnissen, dass für jede Wellenperiode ein anderer C-Wert eingeführt werden müsste. Ferner gibt er einige Beispiele für die Veränderung des C-Wertes mit der Quaderlänge an: für ein Verhältnis der Quaderlängen von 1:2:3 verhalten sich dabei die C-Werte wie 1:1,33:2,66. In Abhängigkeit von der Periode schwanken die von ihm genannten C-Werte jedoch im Bereich einer Zehnerpotenz! So gibt er, je nach Quaderlänge, Werte an zwischen 0,03 und 0,3 bis 0,07 und 0,8.

Aus Messergebnissen von MACAGNO für verschiedene Werte h/L sowie l und damit l/L konnte vom Verfasser angenähert ein linearer Zusammenhang ermittelt werden, welcher der Beziehung

$$\frac{k_{D1}}{k_{Di}} \approx 0{,}2 + 0{,}75\,\frac{l_i}{l_1} \tag{97}$$

entspricht, wobei k_{D1} der zur Bezugslänge l_1 gehörige und k_{Di} die zu den von der Länge l_1 abweichenden Quaderlängen

+) Die Streuungen der berechneten Punkte auf den Abbildungen haben ihre Ursache in Ab- bzw. Aufrundungen im Rechnungsgang; sämtliche Berechnungen wurden mit dem Rechenschieber ausgeführt.

l_i gehörigen Dämpfungskoeffizienten sind. Da sich die Gültigkeit der Beziehung auch für unterschiedliche Wellenlängen L ergab, kann in (97) anstelle von l die relative Länge l/L gesetzt werden, um diesbezüglich voneinander abweichende Verhältnisse zu berücksichtigen. Unter Einsetzen der relativen Wellenlängen wurden mittels dieser Beziehung unsere Versuchswerte mit denen von MACAGNO für annähernd gleiche Werte von h/L in Verbindung gebracht. Das Ergebnis dieser Umrechnung zeigt die nachstehende Tabelle 1o.

$\frac{h-y}{h}$	$h/L \approx$ o,2o		$h/L \approx$ o,3o	
	MACAGNO h/L = o,22	Welle N h/L = o,2o	MACAGNO h/L = o,31	Welle M h/L = o,31
o,916	o,88	o,54	o,65	o,52
o,814	o,7o	o,5o	o,48	o,37
o,656	o,58	o,37	o,31	o,22
o,5oo	o,31	o,24	o,12	o,1o
o,284	o,18	o,12	o,o9	o,o3

Tabelle 1o

Dämpfungskoeffizienten für Quader

Die Genauigkeit dieses Vergleichs lässt sich infolge unterschiedlicher Versuchsbedingungen allerdings schwer abschätzen. Zur weiteren Veranschaulichung wurden die Ergebnisse der Tabelle 1o auf Abb. 75 graphisch dargestellt. Die Werte von MACAGNO liegen durchweg höher.

Im Bereich kleiner Tauchtiefen weichen die Kurven sowohl von MACAGNO als auch von KUSMINSKAJA erheblich von den Versuchsergebnissen des Verfassers ab, welche dort zu k_D-Werten von wesentlich kleiner als 1,o abbiegen. Bei der Tauchtiefe $y = 0$ ergaben unsere Versuche für Quader Werte von $k_{D(y=0)}$ zwischen etwa o,55 und o,65. MACAGNO hat ebenfalls Messungen bei $y = 0$

durchgeführt.+) Bei der grössten untersuchten relativen Wassertiefe von $h/L = 0{,}31$ erhielt er k_D-Werte von i.M. = 0,77, bei der kleinsten relativen Wassertiefe $h/L = 0{,}10$ solche von rd. 0,50. Diese decken sich grössenordnungsmässig mit denen des Verfassers. - Zum Vergleich wurden ferner auf Abb. 76 einige von BOJITSCH angegebene Werte aufgetragen. Leider liegen dafür keine genaueren Versuchsdaten vor. Nach den Auftragungen nimmt der Dämpfungskoeffizient mit zunehmender Tauchtiefe nur wenig ab. Der Einfluss der Quaderlänge ist ebenfalls nur gering.

Aus graphischen Darstellungen seiner Versuchsergebnisse folgert MACAGNO einen annähernd parallelen Verlauf seiner Messwerte zu den nach seiner theoretischen Formel mit $C = 0$ berechneten Kurven. Interessant ist, dass im Gegensatz zum Vergleich mit den theoretischen Kurven auf Abb. 74 über dem von MACAGNO eingeführten Parameter $2\pi^2\ lf/gT^2$ nach Umrechnung auf eine gemeinsame Vergleichsbasis sich ein annähernd paralleler Verlauf der Messwerte des Verfassers mit denen von MACAGNO (s. Abb. 75) ergab, ähnlich wie es vorher bereits für die Ergebnisse von KUSMINSKAJA konstatiert werden konnte. Die Parallelverschiebungen werden wesentlich durch den bisher nicht sicher bestimmbaren Beiwert C beeinflusst. Der in grösseren Bereichen gänzlich andere Verlauf der Kurven zu den Messwerten (qualitative Abweichungen) lässt jedoch den Schluss zu, dass die theoretischen Ansätze von MACAGNO nicht voll den tatsächlichen Vorgängen gerecht werden. Er selbst zog aus seinen Untersuchungen die Schlussfolgerung, dass die Grösse des Dämpfungskoeffizienten "empirisch ziemlich gut festgelegt werden kann, aber eine Berechnung mit einem von vornherein festgesetzten Widerstandskoeffizienten ungewiss erscheint".

Nach MACAGNO hat TAKANO [114] die Theorie des eingetauchten Quaders mit grösserer mathematischer Strenge ausgearbeitet, wonach die von MACAGNO vorausgesetzten Hypothesen als Konse-

---

+) Über dabei auftretende qualitative Erscheinungen und messtechnische Schwierigkeiten s. Abschnitt 4.322.

quenzen des analytischen Lösungsansatzes erscheinen. Tatsächlich kommen in den Ansätzen die wesentlichsten Einflussgrössen, mit Ausnahme ihrer Einwirkung auf den Widerstandskoeffizienten C , zum Ausdruck. Eine bessere Anpassung der theoretischen Ergebnisse an die Versuchswerte wird nur erreicht werden können, wenn die einzelnen Abhängigkeiten durch umfangreichere systematische Versuche, bei denen die verschiedensten Einflussgrössen zu variieren sind, präzisiert werden. Die vorliegenden Untersuchungen sind dazu noch nicht ausreichend. Die Versuchsergebnisse ermöglichten es jedoch, empirische Berechnungsgrundlagen für die Praxis anzugeben, welche die meisten praktisch vorkommenden Verhältnisse umfassen. Auf Abb. 77 wurde eine aus den Modellversuchsergebnissen entwickelte Graphik zur Bemessung durchbrochener Molen angegeben. Obwohl für einfache Tauchwände theoretisch abgeleitete und den Versuchsergebnissen nahe kommende Formeln existieren, wurden in dieser Graphik in analoger Darstellung sowohl Quader als auch Tauchwände berücksichtigt. Der Vergleich der Kurvenscharen für Quader und Tauchwände veranschaulicht gleichzeitig die Erhöhung des Dämpfungseffekts durch das breitere Bauwerk.

Bei den Kurvenscharen der Graphik auf Abb. 77 handelt es sich um empirisch gewonnene Ergebnisse. Selbstverständlich lassen sich für die Kurven auch deren analytische Ausdrücke anschreiben. Als fallende Geraden auf einfach logarithmischem Papier (Exponentialpapier) entsprechen sie der negativen Exponentialfunktion, welche in der allgemeinen Form lautet

$$y = a e^{-px} \qquad (98)$$

Tatsächlich folgen zahlreiche Naturvorgänge dieser Gesetzmässigkeit; auch die Gl. (59) für die Wellendämpfung durch eine Tauchwand bei unendlicher Wassertiefe entspricht diesem Formeltyp. Zur Bestimmung der Gleichungen lässt sich die vereinfachende Tatsache ausnutzen, dass sich die Geradenscharen der Abb. 77 für jeden Bauwerkstyp in jeweils einem Punkt auf der Ordinatenachse schneiden. Mit $x = 1 - \alpha$ wird also

$$k_D = a e^{-p(1-\alpha)} \qquad (99)$$

gültig für $k_D \leqq k_{D_0}$, welcher Wert für die Tauchwand = o,9 und für Quader = o,6 ist. Dabei ist a der Schnittpunkt der Geraden auf der Achse $x = 0$, und somit lauten die Gleichungen

für die Tauchwand

$$k_{D_T} = 1{,}5\, e^{-p_T(1-\alpha)} \tag{1oo}$$

für den Quader

$$k_{D_Q} = 0{,}8\, e^{-p_Q(1-\alpha)} \tag{1o1}$$

Da die Geraden für die beiden verschiedenen Bauwerkstypen nicht parallel verlaufen, haben die von h/L abhängigen Beiwerte p in beiden Fällen unterschiedliche Werte; sie wurden in der Tabelle 11 zusammengestellt.

h/L	Tauchwand p_T	Quader p_Q
o,2o	2,1o	2,6o
o,25	2,48	2,95
o,3o	2,76	3,48
o,35	3,77	4,15

Tabelle 11
Beiwerte für Gl. (1oo) und (1o1)

Eine Auftragung dieser Beiwerte auf einfach logarithmischem Papier ergab, dass sich die Abhängigkeit von h/L als straffer funktioneller Zusammenhang ebenfalls durch die Exponentialfunktion ausdrücken lässt, und zwar ist

$$p_T = 1{,}1\, e^{3{,}2\, h/L} \tag{1o2}$$

und

$$p_Q = 1{,}4\, e^{3{,}2\, h/L} \tag{1o3}$$

Die Gl. (1oo) und (1o1) lassen sich auch schreiben

$$k_{D_T} = 1{,}5\ e^{-\delta_T} \qquad (1oo\ a)$$

und

$$k_{D_Q} = 0{,}8\ e^{-\delta_Q} \qquad (1o1\ a)$$

wobei $\delta = p\ (1 - \alpha)$ ist und als Dämpfungskonstante bezeichnet werden kann. Für diese ergibt sich nach Gl. (1o2) und (1o3)

$$\delta_T = (1-\alpha)\ 1{,}1\ e^{3{,}2\ h/L} = 1{,}1\ \frac{y}{h} \cdot e^{3{,}2\ h/L} \qquad (1o4)$$

$$\delta_Q = (1-\alpha)\ 1{,}4\ e^{3{,}2\ h/L} = 1{,}4\ \frac{y}{h} \cdot e^{3{,}2\ h/L} \qquad (1o5)$$

Für die praktische Anwendung ist der Gebrauch der Graphik auf Abb. 77 handlicher als die Berechnung mittels der abgeleiteten Formeln. Ausserdem muss hervorgehoben werden, dass diese im Sinne des Abschn. 3.326 nicht "logisch" aufgebaut sind, d.h. sie geben beim formal-mathematischen Grenzübergang $y \rightarrow h$ und $y \rightarrow 0$ nicht die logisch erforderlichen Grenzwerte für k_D. Als empirische Formeln haben sie nur Gültigkeit in dem durch die Kurvenscharen der Abb. 77 definierten Bereich. Mit ihnen lassen sich jedoch auf der Graphik nicht dargestellte Zwischenwerte von h/L erfassen, obwohl auch hier für die Praxis genügend genau graphisch interpoliert werden kann. Im weiteren Verlauf der Abhandlung wird sich allerdings zeigen, dass die Darstellung der Dämpfungskoeffizienten als negative Exponentialfunktion in der Schreibweise der Gl. (99) in vorteilhafter Weise einen Vergleich der verschiedenen Bauwerkstypen ermöglicht.

4.322 Reflexionskoeffizienten

Auf Abb. 78 wurden die bei den Versuchen ermittelten Reflexionskoeffizienten über der Tauchtiefe y aufgetragen. Ähnlich wie bei MACAGNO sind die Streuungen erheblich. Für die Welle M ergeben sich sogar Reflexionskoeffizienten > 1,oo, was jedoch ein Ausdruck bestimmter Messungsgenauigkeiten ist. Ein eindeutiger Einfluss der Wellensteilheit lässt sich nicht feststellen. Während bei den flacheren Wellen die Reflexionskoeffizienten mit zunehmender Tauchtiefe ansteigen, sind sie bei den steileren Wellen annähernd gleich. Bei den steilen Wellen ergaben sich Schwierigkeiten bei der genauen Messung der Wellenhöhen H_W und H_S. Während bei allen übrigen Wellen und Bauwerkstypen die Wellen mit vollkommen geschlossener Oberfläche reflektiert wurden, ergab sich hier eine eigentümliche Erscheinung. Infolge der grossen Wellenamplituden zeigte sich insbesondere bei kleineren Tauchtiefen eine Störung der Wasseroberfläche, indem unter dem Quader ein an einen Schwallkopf erinnerndes Gebilde hervorgedrückt wurde, welches sich in einiger Entfernung vom Quader verlief. Diese Erscheinung war oberstrom des Quaders wesentlich stärker ausgeprägt als unterstrom desselben; wahrscheinlich war sie im ersten Fall deutlicher zu erkennen, da sie dabei den ankommenden Wellen entgegenlief, während sie im zweiten Fall mit den Wellen laufen musste. Dieselbe Erscheinung hat MACAGNO bei seinen Versuchen mit der Tauchtiefe $y = 0$ erhalten. Er schreibt dazu: "Indessen ist die Messung in diesem Fall ungenau; diese Ungenauigkeit ist auf den Eintritt der Luft zurückzuführen, was unterhalb des Körpers an den beiden Enden entsteht, wenn der Wasserspiegel absinkt. Steigt er an, entweicht die Luft und erzeugt eine Bewegungsstörung. Bei grossen Amplituden entsteht ausserdem ein Durchgang grosser Luftblasen oberstrom--unterstrom, wodurch der Vorgang noch unregelmässiger wird. Wie dem auch sei, es ist nicht gelungen, eine kontinuierliche freie Oberfläche oberstrom und unterstrom zu erhalten, wobei der Durchlass stets unter Druck bleibt" [75]. TAKANO [114], welcher später die Theorie des eingetauchten Quaders in mathematischer Hinsicht vervollkommnet hat, weist u.a. ebenfalls darauf hin, dass allgemein "sich die Erscheinung mitunter infolge der Entstehung von Hohlräumen in der Nähe der unter Wasser befindlichen Kanten" des Körpers kompliziert: "Die Bedingungen für die Entstehung dieser Ablösungen werden unserer Meinung nach noch schlecht erklärt. Sie scheinen mit dem Vorhandensein einer kritischen Amplitude+) verbunden zu sein, über die hinaus die Theorie mit der Erfahrung weniger gut übereinstimmt". Bereits bei der Behandlung des Dämpfungskoeffizienten wurde erwähnt, dass MACAGNO auch den Einfluss der Wellenamplitude und damit auch der Steilheit untersucht hat. Er schreibt: "Hinsichtlich des Verhältnisses k_R sind die Resultate zu ungewiss, um daraus triftige Schlüsse ziehen zu können, aber es hat den Anschein, dass dabei eine Erhöhung von k_R mit der Amplitude der einfallenden Welle entsteht". Dies steht im Gegensatz zu unseren Ergebnissen.

Die Hinweise von MACAGNO und TAKANO über den Lufteintritt unter den Quader und unsere entsprechenden Versuchsbeobachtungen sind bautechnisch bedeutsam. Auch BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ weisen auf die Möglichkeiten der "Druckerhöhung und Vakuumbildung bei Wasserstandsschwankungen" [13] hin, was ein Abheben des Oberbaues von den Stützen bedingen kann. Bei unten offenen Konstruktionen, also Resonatoren, können im oberen Teil Öffnungen für den Druckausgleich angeordnet werden.

Von MACAGNO wurden auch theoretische Formeln für den Reflexionskoeffizienten angegeben. Er untersuchte, welche Werte der lineare Widerstandsbeiwert C für eine bestimmte Gruppe der Parameter h, y, l und T haben müsste, damit einmal der Reflexionskoeffizient k_R den geringstmöglichen und zum anderen der relative Energieverlust Δ_E den grösstmöglichen Wert annehmen und bestimmte die jeweils zugehörigen Werte des Dämpfungskoeffizienten. Falls die Hypothese des linearen Widerstands richtig sei, sollten die tatsächlich auftretenden Werte zwischen k_{R_o} und $k_{R_{min}}$ liegen.

Auf Abb. 79 wurden die Reflexionskoeffizienten über dem von MACAGNO eingeführten Ausdruck

$$\frac{2\pi^2 lf}{gT^2}$$

+) Wahrscheinlich eines "kritischen" Verhältnisses Amplitude: Tauchtiefe, also H_A/y (d. Verf.).

aufgetragen, und zwar die theoretischen Kurven für k_{R_o} und $k_{R_{min}}$ sowie unsere Versuchsergebnisse. Die starke Streuung der Messwerte aus der einfachen Darstellung über der Tauchtiefe y (Abb. 78) kommt auch hier zum Ausdruck; sie liegen sowohl über k_{R_o} als auch unter $k_{R_{min}}$. Das deckt sich mit Versuchsergebnissen von MACAGNO, welcher dazu schreibt: "Die dem Verhältnis k_R entsprechenden Versuchspunkte zeigen im allgemeinen eine starke Streuung. Sie treten häufig aus dem durch die Kurven k_{R_o} und $k_{R_{min}}$ bestimmten Band heraus".

4.323 Energiebilanz

Die mittels Gl. (57) berechneten relativen Energieverluste wurden auf Abb. 8o graphisch dargestellt. Dabei erscheint wieder die starke Streuung der Reflexionskoeffizienten, da diese in die Energiebilanz eingehen. Obwohl durch diese Streuungen bedingt kaum Folgerungen möglich sind, lässt sich jedoch entnehmen, dass im Gegensatz zur Tauchwand, wo die Energieverluste mit zunehmender Tauchtiefe etwa linear ansteigen, beim Quader die umgekehrte Tendenz herrscht.

MACAGNO hat einen theoretischen Ansatz angegeben, welches – analog wie für k_R – der bei bestimmten vorgegebenen Verhältnissen grösstmögliche Energieverlust $\Delta_{E_{max}}$ wäre. Die danach für unsere Versuchswellen berechneten Werte wurden zum Vergleich in Abb. 8o eingetragen; der Einfachheit halber wurde nur die Darstellung $\Delta_E = f(y)$ gewählt: wie ersichtlich, ordnen sich die Werte dabei nach h/L. Die berechneten Werte $\Delta_{E_{max}}$ decken sich für die Welle L angenähert mit unseren Messwerten; gleichfalls ist mit zunehmender Tauchtiefe eine lineare Abnahme des relativen Energieverlustes zu verzeichnen. Die Versuchswerte für die Wellen J und K liefern – bedingt durch die nicht einwandfrei erfassten Reflexionskoeffizienten – z.T. negative, in Wirklichkeit nicht mögliche Energieverlustkoeffizienten. Die von MACAGNO bei seinen Versuchen ermittelten Energieverlustbeiwerte betragen maximal o,42.

4.33 Resonator

4.331 Dämpfungskoeffizienten

Auf Abb. 81 wurden die Dämpfungskoeffizienten für Resonatoren als Funktion von y/L dargestellt. Trotz der vorhandenen Streuung ist sofort ersichtlich, dass bei dieser funktionalen Darstellungsweise sämtliche Messwerte mit unterschiedlichen relativen Wassertiefen zusammenfallen und nur die relative Tauchtiefe y/L entscheidend ist. Im Rahmen der Streuung der Messwerte lässt sich im kartesischen Koordinatensystem offensichtlich eine Ausgleichsgerade bis zu einer bestimmten relativen Tauchtiefe ziehen, bei welcher k_D praktisch gleich Null ist, d.h. die Dämpfung nimmt linear mit der Tauchtiefe zu; eine weitere Erhöhung der Tauchtiefe über einen bestimmten Wert hinaus kann dann aber keine Zunahme der Dämpfung mehr erbringen.

Setzt man für die Eigenperiode eines vertikalen Resonators den Ausdruck der Gl. (78), S. 6o

$$T_E = 2\pi \sqrt{y/g}$$

an und bezeichnet die Periode der Ausgangswellen mit T_W, so lautet die Bedingung für Resonanz, worauf noch in Abschn. 5.21 näher eingegangen wird,

$$\frac{T_E}{T_W} = 1 = \frac{2\pi \sqrt{y/g}}{T_W} \qquad (1o6)$$

Daraus ergibt sich die Tauchtiefe y, in deren Nähe Resonanz zu erwarten ist, zu

$$y_{Res} = \frac{g\,T_W^2}{4\pi^2} \approx 0{,}25\; T_W^2 \qquad (1o7)$$

Für die einzelnen Versuchswellen wurden die nach Gl. (1o7) berechneten Werte in die Abb. 81 eingezeichnet. Bei geradliniger Durchführung bis zur Abszissenachse schneidet die Ausgleichsgerade dieselbe bereits bei etwas geringeren Tauchtiefen. Nach Augenschein läuft die einzuzeichnende Ausgleichsgerade etwa beim Abszissenwert $y/L = o{,}15$ aus, unabhängig von den für Versuchswellen mit geringeren relativen Wassertiefen h/L etwas höheren relativen Resonanztauchtiefen y/L. Demgemäss wurde aus allen Messwerten für $y/L \leqq o{,}15$ nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Ausgleichsgerade (lineare Ausgleichung) berechnet. Ihre Gleichung ergab sich zu

$$k_D = 0{,}88 - 5{,}94\ y/L \tag{1o8}$$

der zugehörige Korrelationsbeiwert zu $K = 0{,}986$; der nahe bei 1,o liegende Korrelationsbeiwert kennzeichnet einen ziemlich straffen Zusammenhang. Bei relativen Tauchtiefen $y/L < 0{,}15$ beträgt die Höhe der gedämpften Welle nur noch wenige Prozent der Ausgangswelle.

Zum Vergleich wurden auf Abb. 81 die auf y/L als Bezugsbasis umgerechneten Versuchsergebnisse von JOHNSTON für vertikale Resonatoren [55] eingezeichnet. Die Versuche wurden mit konstanter Tauchtiefe y und Wassertiefe h durchgeführt; variiert wurde die Periode und damit die Wellenlänge. Dadurch entsprechen die eingezeichneten Messpunkte jeweils anderen relativen Wassertiefen h/L , was jedoch nach unseren Versuchsergebnissen bei der Darstellungsweise $k_D = f\ (y/L)$ keinen Einfluss haben sollte. Die von JOHNSTON ermittelten Dämpfungskoeffizienten liegen bei vergleichbaren Tauchtiefen wesentlich über denen unserer Versuche. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass bei JOHNSTONs Versuchen im Gegensatz zu unseren die Resonatorwände nicht absolut festgehalten wurden, sondern dass es sich um ein schwimmendes, verankertes Bauwerk handelte. Entsprechend der durch das Ankersystem gegebenen Bewegungsfreiheit waren also Bewegungen des Resonators im Rhythmus der Wellenbewegung möglich. Mit zunehmender Wellenperiode und -länge nahm die vertikale Bewegung des Resonators zu. In der Nähe der Eigenperiode - entsprechend Gl. (78) - gingen diese Bewegungen stark zurück, um hinterher mit zunehmender Wellenperiode wieder anzuwachsen. Nach JOHNSTON "deutet dieser Verlauf stark darauf hin, dass das Wasser innerhalb der Sperre wie ein gedämpfter Schwingungs-Absorber für die Sperre wirkt; der Reibungseffekt ihrer eigenen Schwingungen neutralisiert die Tendenz der Sperre, zu schwingen". Prinzipiell weist die nach den Versuchsergebnissen von JOHNSTON gezeichnete Kurve einen ähnlichen Verlauf wie unsere Messwerte auf. Berechnet man für die Versuchswerte von JOHNSTON die Resonanztauchtiefen nach Gl. (1o7), so erhält man für die beiden niedrigsten Dämpfungskoeffizienten (für h/L = 0,254 und 0,212) ein Verhältnis $y_{Res}/y_{vorh.}$ = 0,91 bzw. 1,20 , also nahe 1,0 . Eine Parallele zur Ausgleichskurve des Verfassers würde in grober Näherung den Minimalwert des Dämpfungskoeffizienten ebenfalls bei etwa y/L = 0,15 erreichen (s. Abb. 81).

Bei den Versuchswellen E bis H wurden auch unterschiedliche Wellensteilheiten und Wandabstände untersucht. Selbstverständlich ist auch hier eine bestimmte Streuung der Messwerte vorhanden, zumal die relativen Wassertiefen der einzelnen Wellen von dem Durchschnittswert der Versuchsreihe mehr oder weniger abweichen. Im Rahmen der Messgenauigkeit von Wellenversuchen lassen sich jedoch sämtliche Ergebnisse recht eindeutig einordnen. Während nach sowjetischen Versuchen sowohl für Tauchwände und Quader als auch für Resonatoren ein Einfluss der Wellensteilheit auf den Dämpfungseffekt vorhanden sein soll, schreibt JOHNSTON auf Grund seiner Modellversuche mit Resonatoren, dass für diese "die Wellensteilheit keine beträchtliche Wirkung auf den Übertragungs-Koeffizienten hat" [55]; wie Abb. 81 lehrt, steht dies in Einklang mit unseren Versuchsergebnissen. Ferner konnte, wie ebenfalls aus Abb. 81 hervorgeht, bei unseren Versuchen mit unterschiedlichen Wandabständen von rd. 1,0 L und 0,25 L auch kein Einfluss des Wandabstandes auf den Dämpfungseffekt festgestellt werden. BOJITSCH kam bei seinen Modellversuchen mit Resonatoren gleichfalls zu dem Ergebnis, dass in dem von ihm untersuchten Bereich von $3\,H_A \leqq l \leqq 6\,H_A$ eine Vergrösserung des Wandabstandes "keine wesentliche Verbesserung der wellendämpfenden Wirkung" bringt [13]. Die Angabe von Kennwerten durchbrochener Molen in Beziehung zur Wellenhöhe H , wie in den sowjetischen Veröffentlichungen, erscheint nicht richtig charakterisierend, doch deckt sich diese Feststellung von BOJITSCH mit den Ergebnissen unserer Versuche, welche den grossen Bereich von etwa $3{,}5\,H_A \leqq l \leqq 35\,H_A$ erfassten.

4.332 <u>Reflexionskoeffizienten</u>

Die graphische Darstellung der Reflexionskoeffizienten auf den Abb. 82 und 83 zeigt beim überwiegenden Teil der Versuchsreihen erhebliche Streuungen, welche soweit gehen, dass sich sogar negative k_R-Werte ergeben. Die Möglichkeiten der Aussage werden durch die Streuungen stark beeinträchtigt. Ein eindeutiger Einfluss der Wellensteilheit ist nicht erkennbar. Während beim Wandabstand $l = 25o$ cm die Reflexionskoeffizienten generell mit zunehmender Tauchtiefe und angenähert linear ansteigen, scheinen sie bei $l = 62$ cm ab einer bestimmten Tauchtiefe etwa konstant zu bleiben. Unter Berücksichtigung der vorhandenen Streuungen scheint jedoch die Aussage gerechtfertigt, dass ein eindeutiger Einfluss des Wandabstandes nicht feststellbar ist.

Messergebnisse sowie theoreitsche Ansätze für Reflexionskoeffizienten von Resonatoren liegen von anderen Autoren nicht vor.

4.333 <u>Energiebilanz</u>

Bei der Berechnung der relativen Energieverluste mittels Gl. (57) wurde für negative k_R-Werte $k_R = 0$ angenommen (Klammerwerte in Tabelle 9). Die so ermittelten Verlustkoeffizienten wurden auf Abb. 84 graphisch dargestellt. Dabei wirkt sich wieder die Streuung der Reflexionskoeffizienten aus. Beim Wandabstand $l = 25o$ cm ist die Streuung relativ gering, und bis auf die steilste Welle fällt der Energieverlust nach Erreichen eines Maximums wieder ab. Bei dem kleineren Wandabstand $l = 62$ cm ist die Streuung unter den Werten für die einzelnen Wellen sehr gross, auffallend ist der geringe Energieverlust für die Welle G ; ein merklicher Abfall der Verluste bei grösseren Tauchtiefen - wie beim weiteren Wandabstand - ist nicht vorhanden. Unter Berücksichtigung der Streuung lässt sich jedoch grob einschätzen, dass das Maximum des Energieverlustes etwa in der Nähe des Resonanzbereichs auftritt.

4.334 Unterschiedliche Tauchtiefen der beiden Wände eines Resonators

Unterschiedliche Tauchtiefen der einzelnen Wände eines Resonators interessieren insbesondere aus zwei Gründen: einmal hydraulisch für die Aufklärung des Wirkungsmechanismus, zum anderen bautechnisch wegen wirtschaftlicher Konstruktionen. In einigen sowjetischen Entwürfen für durchbrochene Molen sind zweiwandige Resonatoren mit unterschiedlichen Tauchtiefen der Wände vorgesehen, wobei die kürzere Wand entweder an der Hafen- oder Seeseite (siehe z.B. Projekt "Leningrad", Abb. 1) liegen kann. BOJITSCH untersuchte solche Konstruktionen modellmässig, veröffentlichte jedoch leider nicht die Ergebnisse [13]. Wenn sich die geringere Tauchtiefe der einen Wand nicht wesentlich ungünstiger auswirkt, wären dadurch Ersparnisse möglich.

Unsere Versuche mit unterschiedlichen Tauchtiefen erfolgten bei dem Wandabstand von etwa einer Wellenlänge sowohl mit hafen- als auch seeseitig kürzeren Wänden. Dabei wurde die kürzere Wand jeweils auf einer bestimmten Tauchtiefe y (o,2o bzw. o,3o m) festgehalten, während die Tauchtiefe der anderen Wand variiert wurde. Bei den graphischen Darstellungen wurden die Messwerte jeweils über der grösseren (variierten) Tauchtiefe $y = y_{max}$ aufgetragen.
Aus der Darstellung $k_D = f(y)$ auf Abb. 85 kann folgendes entnommen werden:

a) Da der grösste Teil der anlaufenden Wellenenergie bereits bei Tauchtiefen $y = 0{,}30$ m entspr. $y/L = 0{,}12$ von der dahinter liegenden Wasserfläche zurückgehalten wird, liegen die Versuchswerte für die untersuchten Tauchtiefen $y = y_{max} \geqq 0{,}30$ m im flachen unteren Bereich der Dämpfungskurve, welcher von geringerem praktischen Interesse ist. Die Messwerte für $y_{max} = 0{,}30$ m liegen jedoch noch am Ende des steilen Kurventeils, welches die wirtschaftlichste Tauchtiefe angibt. Während bei einer gleichmässigen Tauchtiefe beider Wände von $y = 0{,}30$ m $k_D = 0{,}13$ ermittelt wurde, ergab sich bei sonst gleichen Wellenverhältnissen bei Tauchtiefen $y_{min} = 0{,}20$ m und $y_{max} = 0{,}30$ m $k_D \approx 0{,}21$, unabhängig davon, ob die kürzere

Wand see- ($y_{min} = y_1$) oder hafenseitig ($y_{min} = y_2$) angeordnet war. Der prozentuale Unterschied der Dämpfung beträgt also nur 10 %, während sich die Tauchtiefen $y_{min} : y_{max}$ wie 1:1,5 verhalten.

b) Generell ist bei einer verkürzten Wand die Dämpfung etwas schlechter als bei gleichen Tauchtiefen beider Wände. Bei ungleichen Tauchtiefen scheint die Dämpfung geringfügig besser zu sein, wenn sich die längere Wand seeseitig befindet (die Abweichungen liegen jedoch noch im Streubereich der Messergebnisse, so dass keine genauen Folgerungen gezogen werden können). In jedem Fall ist die Dämpfung bei Zunahme von y_{min} besser.

Interessant ist die Wasserspiegelschwankung im Resonator, veranschaulicht durch die Darstellung $H_R/H_A = f(\omega_W/\omega_E)$ (Abb. 86). Dabei wurde die Eigenfrequenz ω_E des Resonators nach Gl. (106) unter Einsetzung von $y = y_{max}$ berechnet. Diese Frequenz gilt theoretisch für eine mit zwei gleichlangen Wänden begrenzte Wassersäule.+) Aus den genannten Darstellungen lässt sich folgendes entnehmen:

a) Die Wellenhöhe im Resonator ist grösser als bei gleichen Tauchtiefen der beiden Wände, wenn die vordere Wand geringer eintaucht, und kleiner, wenn die hintere Wand geringer eintaucht. D.h., dass im ersten Fall die Dämpfung im Resonator und damit der resultierende Widerstand desselben kleiner sind, im zweiten Fall jedoch grösser. Während ersteres offenbar logisch erscheint, lässt sich das zweite nicht so augenscheinlich erklären. Möglicherweise wirkt hier eine stärkere "Kopplung" mit dem hinter dem Resonator liegenden Schwingungssystem des "Hafens".

b) Bei vorn geringer eintauchender Wand ist die Wellenhöhe im Resonator um so kleiner, je <u>tiefer</u> diese Wand eintaucht. Im Gegensatz dazu sind bei hinten niedrigerer Wand die Wellenhöhen um so kleiner, je <u>weniger</u> diese eintaucht. Dies scheint den unter a) gegebenen Hinweise auf die "Kopplung" mit dem "Hafen"

+) Durch Ansatz einer geringeren Tauchtiefe entsprechenden Eigenfrequenz würde sich das prinzipielle Bild der Darstellung nicht verändern, sondern nur eine Verschiebung zu etwas grösseren Abszissenwerten erfolgen.

zu bestärken.

5. Analyse des Wirkungsmechanismus der Resonatoren und Aufstellung neuer Bemessungsformeln

5.1 Grundlagen aus der Schwingungslehre

5.11 Freie, erzwungene und gekoppelte Schwingungen

Wird ein schwingungsfähiges Gebilde durch eine einmalige äussere Kraftwirkung aus seiner Gleichgewichtslage gebracht und dann sich selbst überlassen, so führt es Schwingungen um seine Ruhelage aus. Eine derartige Bewegung des Systems, welche gleichzeitig dessen Eigenschwingung ist, wird als freie Schwingung bezeichnet; die zugehörige Frequenz folgt aus systemeigenen Grössen und heisst daher Eigenfrequenz. Erhält das schwingungsfähige System einen periodischen Antrieb, d.h. eine durch eine periodisch veränderliche Kraft bewirkte Energiezufuhr, so spricht man von einer erzwungenen Schwingung. Es ist in der Physik gebräuchlich, das schwingungsfähige System (Schwinger) als Resonator zu bezeichnen und dasjenige, welches die periodische Antriebskraft ausübt, als Erreger. Die periodische äussere Kraftwirkung erfolgt mit der Erregerfrequenz, welche dem schwingungsfähigen System aufgeprägt wird. Die Amplitude der erzwungenen Schwingung ist frequenzabhängig. Die graphische Darstellung der Amplitude des Resonators als Funktion des Verhältnisses der Erregerfrequenz zur Eigenfrequenz (des Resonators) wird als Resonanzkurve (Abb. 87 a) bezeichnet, der entsprechende mathematische Ausdruck als Resonanz- oder Vergrösserungsfunktion (s. Gl. 117). Aus der Darstellung ist ersichtlich, dass sich in der Nähe der Eigenfrequenz des Resonators die Amplitude stark vergrössert. Sie erreicht ihren Höchstwert etwa dort, wo Erreger- und Eigenfrequenz gleich gross sind. Diese Erscheinung heisst Resonanz. Nach dem Überschreiten der Resonanzfrequenz nimmt die Amplitude wieder steil ab und nähert sich asymptotisch dem Wert 0 . Die Form der Resonanzkurve bzw. die Grösse der erzwungenen Amplitude sind von der Dämpfung des Schwingungssystems abhängig. Ist diese stärker, so ist die Kurve flacher, und ihr Maximum liegt bei einer kleineren Erregerfrequenz. Das Maximum der erzwungenen Amplitude liegt also im allgemeinen nicht direkt an der Resonanzstelle $\omega_W/\omega_E = 1$ bzw. $\omega_W = \omega_E$, sondern nur im Fall verschwindener Dämpfung (Dämpfungskonstante $r = 0$) ; in allen anderen Fällen liegt es bei Werten $\omega_W/\omega_E < 1$ (siehe gestrichelte Verbindungslinie der Maxima für verschiedene Dämpfungen in Abb. 87 a).

Ausser der Amplitude ist noch der zwischen dem Erreger und dem Resonator bestehende Phasenunterschied von Interesse. Der Resonator erreicht jede Schwingungsphase zu einer etwas späteren Zeit als der Erreger; mit anderen Worten: der Resonator hinkt dem Erreger nach. Wie die Resonatoramplitude, so ist auch der Phasenunterschied frequenzabhängig. Da auf Abb. 87 sowohl die Phasenverschiebung als auch die Amplitude der erzwungenen Schwingung über demselben Abszissenmaßstab aufgetragen wurden, ist daraus auch der gegenseitige Zusammenhang dieser Grössen ersichtlich.

Erzwungene Schwingungen im Resonanzfall sind technisch ausserordentlich wichtig. Das gilt insbesondere auch für <u>gekoppelte Schwingungen</u>. Bei der Betrachtung der erzwungenen Schwingungen haben wir im Vorhergehenden stillschweigend vorausgesetzt, dass keine Rückwirkung von dem schwingenden System (Resonator) auf das erregende System ausgeübt wird. Das ist immer dann der Fall, wenn die Energie des erregenden Systems gross gegen die des schwingenden ist. Mit anderen Worten: Jedes System ist bestrebt, dem anderen seine Schwingung aufzuprägen; das stärkere System setzt seine Schwingung durch. Herrscht jedoch keine Schwingung vor, so ist jedes System Erreger <u>und</u> Resonator zugleich; die Schwingungsenergie wandert zwischen beiden Systemen hin und her (von der Energieaufzehr durch die Reibung abgesehen). Haben wir sich derart gegenseitig beeinflussende Systeme, so sprechen wir von gekoppelten Schwingungen. Das Kennzeichen von Koppelschwingungen ist, dass die Energie für den periodischen Anstoss eines der gekoppelten Schwingungssysteme von einem gleichfalls schwingenden System geliefert wird (mehrfache Schwinger). Diese Energieübertragung erfolgt durch "Kopplung", d.h. sie geht durch ein bestimmtes Medium von einem Schwingungsgebilde auf das andere über. Die Schwingungen können auf drei verschiedene Arten gekoppelt sein, und zwar als Kraft-, Reibungs- oder Trägheitskopplung. Bei den mechanischen Schwingungen ist die Art der Kopplung häufig schwer zu erkennen.

Jedes der miteinander gekoppelten Systeme hat seine bestimmte Eigenschwingung. Werden die Systeme durch Verändern der ausschlaggebenden Grössen aufeinander abgestimmt, d.h. auf die gleiche Frequenz gebracht, so tritt Resonanz auf.

5.12 Schwingungsdämpfung

Die "ungedämpfte Schwingung" ist eine Idealisierung. In der Praxis klingt jede freie Schwingung ab, d.h. sie wird gedämpft. Ursache der Dämpfung ist das Vorhandensein von Reibung. Die Dämpfungskräfte (auch Reibungs- oder Widerstandskräfte genannt) sind der Bewegung entgegen gerichtet und bremsen sie ab; in den formelmässigen Ansätzen (s. Abschn. 5.13) haben sie also stets das entgegengesetzte Vorzeichen wie die Geschwindigkeit. Bei mechanischen Schwingungen sind drei Fälle von Reibungskräften zu unterscheiden:

1. Festreibung ist die Reibung zweier fester Körper gegeneinander; sie ist unabhängig von der Geschwindigkeit.

2. Reibung proportional der Geschwindigkeit. Sie tritt auf bei langsamen Bewegungen von Körpern in Flüssigkeiten und Gasen sowie bei laminarem Strömen dieser Medien durch Rohre und Kanäle.

3. Reibung proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit (quadratisches Reibungs- bzw. Widerstandsgesetz). Sie tritt bei höheren Geschwindigkeiten in Gasen und Flüssigkeiten auf.

Je nach Grösse der Dämpfung erhält die Ort-Zeit-Funktion der freien Schwingung einen unterschiedlichen Verlauf. Die optimale Dämpfung, welche ein gestörtes schwingungsfähiges System möglichst schnell zur Ruhe bringt, liegt zwischen Null und Unendlich und entspricht dem sog. aperiodischen Grenzfall [106].

Ein Sonderfall ist die "Schwingungsdämpfung durch Kopplung" [97]. Dazu schreibt RECKNAGEL: "Die Schwingung eines Massensystems kann man schnell zum Erlöschen bringen, wenn man es mit einem anderen schwingungsfähigen System koppelt, das die gleiche Frequenz besitzt und stark gedämpft ist. Die Energie des ersten Systems wandert in das zweite und wird dort durch die Reibung aufgezehrt [97]". An dieser Feststellung erscheinen drei Fakten bemerkenswert. Erstens wird gefordert, dass die Schwingungsenergie im zweiten System aufgezehrt wird; folglich kann sie nicht mehr in das erste zurückwandern. Damit kann der Begriff "Kopplung" hier nicht streng in dem im vorigen Abschnitt behandelten Sinne der "gekoppelten Schwingungen", wobei sich beide Systeme gegenseitig als Erreger und Resonator beeinflussen, verstanden werden. Eine gegenseitige Beeinflussung liegt insofern vor, als das zweite, zum Schwingen angeregte System dem ersten dessen Schwingungsenergie entzieht. Zweitens wird gefordert, dass beide Schwingungssysteme die gleiche Frequenz haben, also aufeinander abgestimmt sind, was gleichbedeutend mit der Forderung nach Resonanz ist. Diese Forderung ist daraus zu erklären, dass im Falle der Resonanz die maximale Energieübertragung - deren Schnelligkeit von der Stärke der Kopplung abhängt - erfolgt [29]. Wie aus Abb. 87 ersichtlich, beträgt im Resonanzfall die Phasenverschiebung 90°. Dabei wird der Ausschlag des Schwingers bzw. Resonators von der erregenden Kraft maximal gefördert. Wenn die Phasenverschiebung grösser oder kleiner als 90° ist, hat die Beschleunigung der äusseren Kraft auf mehr oder minder grossen Teilen des Weges entgegengesetzte Vorzeichen, wodurch sich die Energiezufuhr vermindert. Drittens ist hervorzuheben, dass das zweite Schwingungssystem stark gedämpft sein muss.

5.13 Mathematische Behandlung von Schwingungsproblemen

5.131 Die Differentialgleichungen der Schwingungen

Der übliche Weg zur analytischen Untersuchung von Schwingungsvorgängen ist das Aufstellen der Bewegungsgleichungen mit Hilfe des NEWTONschen Grundgesetzes der Mechanik

$$P = m \cdot b \qquad (109)$$

(Kraft = Masse x Beschleunigung)

Sie sind allgemein in der einschlägigen Fachliteratur (z.B. [45] und [106]) ausführlich behandelt. Nachstehend werden die grundlegenden Differentialgleichungen angeschrieben, um an Hand derselben im weiteren Verlauf der Abhandlung die sich aus ihnen für die vorliegende spezielle Aufgabenstellung ergebenden Probleme diskutieren zu können.

Ein Schwingungsvorgang entsteht dann, wenn die bei der Auslenkung infolge äusserer Kraftwirkung geweckten inneren Kräfte ein System in seine Ruhelage zurückzuführen suchen. Die durch die Auslenkung x hervorgerufenen Kräfte werden Rückstellkräfte $R(x)$ genannt; sie können u.a. Federkräfte oder Schwerkraftwirkungen sein. Mit c als elastische bzw. Federkonstante und x als Schwingungsausschlag wird nach Gl. (109) für die

$$\text{Federkraft} \quad P_f = -cx \tag{109 a}$$

$$\text{Schwerkraft} \quad P_g = -mg \tag{109 b}$$

Das negative Vorzeichen kennzeichnet die der auslenkenden Kraft entgegengesetzte Richtung. Für die schwingende Masse m ist gleichfalls die dynamische Grundgleichung (109) aufzustellen, woraus sich durch Gleichsetzen mit der Rückstellkraft die

<u>Differentialgleichung der freien, ungedämpften Schwingung</u>

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + cx = 0 \tag{110}$$

ergibt. Lösungen der Differentialgleichung sind die Funktionen sin und cos ; die eintretende Bewegung ist also eine harmonische Schwingung. Das Schaubild der rückführenden Kräfte in Abhängigkeit von x ist in diesem Falle eine Gerade (lineares Schwingungssystem). Die Kennlinien elastischer Gebilde weichen bei grossen Ausschlägen in der Regel von der Geraden ab. Bleiben die Ausschläge jedoch klein, so begeht man keinen erheblichen Fehler, wenn man eine solche gekrümmte Kennlinie durch eine gerade ersetzt ("Theorie der kleinen Schwingungen").

Bei gedämpften Schwingungen ist die Reibungskraft so anzusetzen, dass ihre Richtung der Bewegung entgegengesetzt ist. Mathematisch am einfachsten zu behandeln ist die der Geschwindigkeit proportionale Dämpfung. Diese häufig verwendete Linearisierung gibt dann, wenn das lineare Reibungsgesetz nicht mehr streng gilt, Annäherungen. Mit r als Reibungskonstante erhalten wir die

<u>Differentialgleichung der freien, gedämpfung Schwingung</u>

a) <u>bei Reibungskraft proportional der Geschwindigkeit</u>

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + r\frac{dx}{dt} + cx = 0 \tag{111}$$

b) <u>bei Reibungskraft proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit</u>

$$m \frac{d^2x}{dt^2} \pm r\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + cx = 0 \tag{112}$$

Der einfachste Fall erzwungener Schwingungen ist eine sog. harmonische Erregung mit der periodisch veränderlichen Erregerkraft

$$P \cos \omega t \,.$$

Mittels dieses harmonischen Kraftansatzes+) ergeben sich, je nach Ansatz der Reibungskraft, die

<u>Differentialgleichungen der erzwungenen, gedämpften Schwingung</u>

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + r\frac{dx}{dt} + cx = P\cos \omega t \tag{113}$$

bzw.

$$m \frac{d^2x}{dt^2} \pm r\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + cx = P\cos \omega t \tag{114}$$

Vernachlässigt man den Einschwingungsvorgang, so lautet die Lösung der Gl. (113)

$$x = A\cos(\omega t - \varphi) \tag{115}$$

Für die Amplitude ergibt sich [97 a]:

$$A = \frac{P}{m}\cdot\frac{1}{\sqrt{(\omega_E^2-\omega^2)^2 + \frac{r^2\omega^2}{m^2}}} \tag{116a}$$

+) Als Kraftfunktion hätte auch $P \sin \omega t$ gewählt werden können.

Darin ist ω_E die Eigenfrequenz des Resonators. Setzt man $\omega_E^2 = c/m$, so wird

$$A = \frac{P}{c} \cdot \frac{\omega_E^2}{\sqrt{(\omega_E^2 - \omega^2)^2 + \frac{r^2 \omega^2}{m^2}}} \qquad (116\ b)$$

Setzt man ferner

$$\frac{\omega_E^2}{\sqrt{(\omega_E^2 - \omega)^2 + \frac{r^2 \omega^2}{m^2}}} = R, \qquad (117)$$

so erhält man schliesslich

$$A = \frac{P}{c} \cdot R \qquad (116\ c)$$

Den Faktor $\frac{P}{c} = A_{st}$ nennt man statische Auslenkung; es ist derjenige Wert, um den das System durch eine statische Kraft vom Betrag P aus seiner Gleichgewichtslage ausgelenkt wird. R ist die bereits in Abschn. 5.11 besprochene "Resonanzfunktion"; sie ist diejenige Zahl, mit der man die statische Auslenkung multiplizieren muss, um die erzwungene Amplitude zu erhalten. Die Auftragung des Absolutwertes von $R = A/A_{st}$ über ω/ω_E liefert die Resonanzkurven der Abb. 87 a.

Nichtlineare Schwingungsprobleme bringen bei ihrer mathematischen Behandlung grössere Schwierigkeiten mit sich. Daher werden nichtlineare Dämpfungsgesetze, d.h. wenn die Charakteristik (Kennlinie) durch irgendeine Kurve gegeben ist, und ihr Einfluss auf den Schwingungsvorgang häufig auf experimentellem Wege untersucht.

5.132 Analogien zwischen mechanischen und elektrischen Schwingungen

Zwischen den mechanischen und den elektrischen Schwingungen bestehen Analogien. Die bei der Betrachtung der mechanischen Schwingungen gewonnenen Erkenntnisse können daher auf die Elektrizitätslehre übertragen werden und umgekehrt.

In der Elektrotechnik ist das schwingungsfähige System ein sog. Schwingungskreis (Abb. 88). Dessen Gleichgewicht kann entweder durch Induzierung eines einmaligen Stromstosses gestört und so freie Schwingungen angeregt werden (Abb. 9o a und b), oder durch eine periodisch aufgedrückte zusätzliche Spannung, z.B.

durch Einschalten eines Wechselstromgenerators in den Kreis, werden erzwungene Schwingungen erzeugt (Abb. 88 c). Durch den in einem Stromkreis unvermeidlichen Widerstand werden die Schwingungen gedämpft.

In der Tabelle 12 wurden die sich entsprechenden elektrischen und mechanischen Grössen gegenübergestellt.

Mechanische Schwingungen	Elektrische Schwingungen
Masse m	Induktivität L
elastische bzw. Federkonstante c	reziproke Kapazität 1/C
Reibungs- bzw. Dämpfungskonstante r	Ohmscher Widerstand R
Elongation x	elektrische Ladung Q
Geschwindigkeit $v = dx/dt$	Stromstärke $J = dQ/dt$

Tabelle 12

Analoge Grössen bei mechanischen und elektrischen Schwingungen

Die Differentialgleichungen der elektrischen Schwingungen stehen in dementsprechender voller Analogie zu den mechanischen Schwingungsgleichungen (110), (111) und (113). Sie lauten für die

freie, ungedämpfte Schwingung:

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{1}{C} Q = 0 \qquad (118)$$

freie, gedämpfte Schwingung:

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C} Q = 0 \qquad (119)$$

erzwungene, gedämpfte Schwingung:

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C} Q = U \cos \omega t \qquad (120)$$

Dabei ist $U \cos \omega t$ die dem Schwingungskreis (Abb. 88 c) periodisch aufgedrückte Spannung.

5.133 Der Impedanzbegriff

Für die mathematische Behandlung harmonischer Schwingungen hat sich die Einführung komplexer Funktionen als zweckmässig erwiesen. Nach der in der Theorie der Wechselstromtechnik gebräuchlichen komplexen Darstellung lässt sich Gl. (120) auch schreiben:+)

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{C} Q = \bar{U} e^{i\omega t} \qquad (120\text{ a})$$

Daraus ergibt sich

$$\bar{J} e^{i\omega t} = \frac{\bar{U}_e{}^{i\omega t}}{R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}} \qquad (121)$$

worin

$$R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C} = R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = \bar{Z} \qquad (122)$$

gesetzt wird. Der absolute Betrag

$$|\bar{Z}| = Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \qquad (123)$$

ist der als Impedanz (Scheinwiderstand) bezeichnete Wechselstromwiderstand.

Es hat sich gezeigt, dass sich diese in der Theorie der elektrischen Schwingungskreise üblichen Widerstandsbetrachtungen in ähnlicher Form auch bei mechanischen Schwingungssystemen mit Erfolg anwenden lassen. Die Möglichkeit der Übertragung der in der Elektrizitätslehre gewonnenen Erkenntnisse auf mechanische Probleme ist durch die Zuordnung der analogen elektrischen und mechanischen Grössen gegeben.

Die Berechnung des allgemeinen Ausdrucks für die Impedanz eines mechanischen Schwingungssystems aus der Differentialgleichung

---

+) Waagerecht überstrichene grosse Buchstaben bezeichnen Vektoren.

der erzwungenen Schwingung (113) wird hier übergangen.+)
Auf Grund der vorhandenen Analogie schreiben wir gleich den Ausdruck für die elektrische Impedanz an Hand der Gegenüberstellungen in Tabelle 12 formal in mechanische Grössen um und erhalten damit den allgemeinen Ausdruck für die mechanische Impedanz zu

$$Z = \sqrt{r^2 + \left(\omega m - \frac{c}{\omega}\right)^2} \quad \left[\frac{kg}{s}\right] \tag{124}$$

oder in komplexer Darstellung

$$\bar{Z} = r + i\omega m + \frac{c}{i\omega} \tag{125}$$

Bei der Übertragung von Überlegungen aus der Mechanik auf analog verlaufende Vorgänge der Elektrizitätslehre bzw. umgekehrt sind die benutzten Maßsysteme genau zu beachten. Nach dem System der gesetzlichen Einheiten ist die Einheit der Kraft definiert zu

$$1\ \mathrm{N}\ (\mathrm{Newton}) = 1\ \mathrm{m\ kg\ s}^{-2}$$

Damit ergeben sich aus dem Grundgesetz der Mechanik die Dimensionen für die

Reibungskonstante $r \left[\frac{kg}{s}\right]$ bzw. $\left[\frac{kp\ s}{m}\right]$ und

Federkonstante $c \left[\frac{kg}{s^2}\right]$ bzw. $\left[\frac{kp}{m}\right]$.

In Gl. (124) eingesetzt ergibt sich damit für Z dieselbe Dimension wie für r .

Für einige Sondereinheiten der Akustik, unter denen an erster Stelle die Impedanz zu nennen ist, bestehen z.Z. noch keine bindenden Festlegungen. In der Literatur finden sich daher noch verschiedentlich voneinander abweichende Definitionen für die

---

+) Die z.B. in [80] nachzulesende Herleitung zeigt bei einem Vergleich mit derjenigen der Wechselstromtheorie, siehe z.B. [79], auch in ihren einzelnen Schritten vollständige Analogie dazu.

elektrische, mechanische bzw. akustische Impedanz. Für die Einführung des Impedanzbegriffes in die vorliegenden Untersuchungen wird daher nachstehend eine Übersicht über die bisher gebräuchlichen Definitionen des Impedanzbegriffes gegeben [85]:

a) elektrische Impedanz

Auf Grund von (122) und (123) lautet (121) in reeller Schreibweise

$$J = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{U}{Z} \tag{126}$$

Dies ist das allgemeine OHMsche Gesetz für Wechselstrom und drückt, ähnlich wie für Gleichstrom, den Zusammenhang

$$\text{Stromstärke} = \frac{\text{Spannung}}{\text{Widerstand}}$$

aus. Damit ergibt sich die Definition der

$$\text{elektr. Impedanz} = \frac{\text{Spannung}}{\text{Strom}} \quad \left[\frac{\text{Volt}}{\text{Ampere}}\right] = [\text{Ohm}]$$

b) akustische Schallimpedanz

$$= \frac{\text{Schalldruck}}{\text{Schallfluss}} \quad \left[\frac{\text{kp} \cdot \text{s}}{\text{m}^2 \cdot \text{m}^3}\right] = [\text{kp} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-5}]$$

= akustisches Ohm
(nicht gesetzlich)

c) mechanische Schallimpedanz

$$= \frac{\text{Kraft}}{\text{Schallschnelle}} \quad \left[\frac{\text{kp} \cdot \text{s}}{\text{m}}\right] = [\text{kp} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-1}]$$

= mechanisches Ohm
(nicht gesetzlich)

d) hydrodynamische Impedanz (nach NEUMANN [80])

$$= \frac{\text{Druck}}{\text{Fläche} \cdot \text{Geschwindigkeit}} \quad \left[\frac{\text{kp} \cdot \text{s}}{\text{m}^2 \cdot \text{m}^2 \cdot \text{m}}\right] = [\text{kp} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-5}]$$

(s. akustisches Ohm)

Analog zur Mechanik gibt es auch bei den erzwungenen elektrischen Schwingungen den Fall der Resonanz. Aus Gl. (126), worin bedeuten

R = Wirkwiderstand

ωL = induktiver Blindwiderstand

$\frac{1}{\omega C}$ = kapazitiver Blindwiderstand,

geht hervor, dass der Strom ein Maximum wird, wenn die Summe der Blindwiderstände gleich Null, also $\omega L = 1/\omega C$, und damit Z ein Minimum wird. Aus dieser Bedingung erhält man die Eigenperiode des elektrischen Schwingungskreises. Da sich auch diese Erkenntnis aus der Elektrizitätslehre auf mechanische Schwingungen übertragen lässt, liegt in dieser Feststellung die besondere Bedeutung der Einführung von Impedanzbetrachtungen in die Untersuchung mechanischer Schwingungen. Es lässt sich allgemein formulieren: Ist die Impedanz eines Schwingungssystems bekannt, dann lässt sich dessen Eigenfrequenz aus der Bedingung ermitteln, dass Z ein Minimum wird (bzw. bei Vernachlässigung der Reibung $Z = 0$).

5.2 Eigenschwingungen von Wassermassen

5.21 Schwingungen einer Wassersäule

Zwei mit Flüssigkeit gefüllte, oben offene zylindrische Gefässe seien durch ein Rohr gemäss Abb. 89 a miteinander verbunden, wobei im allgemeinen Fall die Querschnitte F unterschiedliche Grössen haben können. Im Ruhezustand steht die Flüssigkeit nach dem Gesetz der kommunizierenden Gefässe in beiden Behältern gleich hoch. Denkt man sich das Gleichgewicht durch eine äussere Ursache vorübergehend gestört, so führt die sich selbst überlassene Flüssigkeit nach Fortfall der Störung unter dem Einfluss der Schwere Schwingungen um die Gleichgewichtslage aus; in dem Rohrleitungssystem findet eine instationäre Strömung statt. Nimmt man zur Vereinfachung konstanten Querschnitt an, so erhält man den Fall des einfachen U-Rohres (Abb. 89 b).

Zur Berechnung des Schwingungsvorganges bedienen wir uns, je nach der Art, in welcher die Reibung berücksichtigt wird, der in Abschn. 5.131 angeschriebenen Differentialgleichungen. Bei Vernachlässigung der Reibung schwingt die Wassersäule mit der

(in Rohrachse gemessenen) Länge l "im Block", wobei die Geschwindigkeit $v = dx/dt$ an jeder Stelle - auch in der Verteilung über den Querschnitt - gleich ist. Als Rückstellkraft wirkt in diesem Falle die Schwerkraft; die durch den Ausschlag x geweckte rückführende Kraft ist gleich dem Gewicht der über dem tieferen Spiegel stehenden Flüssigkeitssäule, also

$$R\,(x) = 2x\,F\rho\,g$$

Dies ist gleichzeitig die Gleichung der Kennlinie des Schwingers; sie ist eine Gerade. Die schwingende Masse ist

$$m = l\,F\rho$$

Damit ergibt sich die Differentialgleichung der Bewegung zu

$$lF\rho\,\frac{d^2x}{dt^2} + 2x\,F\rho g = 0 \qquad (127)$$

Durch Division durch $F\rho$ vereinfacht sie sich zu

$$l\,\frac{d^2x}{dt^2} + 2gx = 0 \qquad (127\ a)$$

Die Bewegung ist also nur abhängig von der Länge der Flüssigkeitssäule sowie von der Grösse der Auslenkung. Bei den Gleichungen (127) handelt es sich um die bekannte Differentialgleichung einer harmonischen (bzw. elastischen) Schwingung; aus deren allgemeiner Form, Gl. (110), ergibt sich die Schwingungsdauer zu

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{c}} \qquad (128)$$

Unter Berücksichtigung der durch Kürzung entstandenen veränderten Dimensionen der Gl. (127 a) erhält man die Eigenperiode der im U-Rohr schwingenden Wassermasse zu

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{2g}} \qquad (129)$$

Diese ist also nur von der Länge der Flüssigkeitssäule abhängig, nicht jedoch von der Amplitude.

Für die in einem senkrechten Schacht schwingende Wassersäule (Abb. 89 c) lautet die Differentialgleichung

$$(l+x)\,F\rho\,\frac{d^2x}{dt^2} + xF\rho g = 0 \qquad (130)$$

oder, wiederum gekürzt,

$$(l+x)\,\frac{d^2x}{dt^2} + g\,x = 0, \tag{130 a}$$

woraus sich die Eigenperiode zu

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l+x}{g}} \tag{131}$$

ergibt. Hier hängt also die Periode ausser von der Länge der Flüssigkeitssäule auch noch von der Amplitude ab. Nimmt man $x \ll 1$ an und vernachlässigt es dementsprechend, so geht Gl. (131) über in

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} \tag{132}$$

welche mit $l = y$ bereits als Gl. (78) auf S. 60 angeschrieben wurde. Eine gewisse Berechtigung für die Vernachlässigung von x erhält man auch durch die Annahme, dass ein Ausgleich der im Schacht schwingenden Wassermasse mit der gemäss Abb. 89 c im Verhältnis dazu als ∞ anzunehmenden umgebenden Wassermasse erfolgt, wodurch im Mittel über eine Periode die schwingende Wassersäule die Länge

$$\frac{(l + x) + (l - x)}{2} = l$$

erhalten würde. Durch diesen Ausgleich ist übrigens ein Teil der umgebenden Wassermasse, welcher in dem Ansatz nicht berücksichtigt ist, mit an dem Schwingungsvorgang beteiligt. Durch diese "Zusatzmasse" ist die tatsächliche Periode gegenüber dem theoretischen Ergebnis etwas länger.

Die Schwingungsdauer nach Gl. (132) ist identisch mit derjenigen eines Fadenpendels (auch mathematisches Pendel genannt) von einer Länge gleich jener der Flüssigkeitssäule.

Die Frequenz einer gedämpften Schwingung ist gegenüber einer gleichen ungedämpften verlangsamt. Wenn ω_d die Kreisfrequenz im Falle der Dämpfung und ω diejenige ohne Dämpfung bedeuten, gilt

$$\omega_d = \sqrt{\omega^2 - \delta^2} \tag{133}$$

Darin ist

$$\delta = \frac{r}{2m} \tag{134}$$

der sog. Dämpfungsfaktor. Die Schwingungsdauer der gedämpften Schwingung ist dann

$$T_d = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{c}{m} - \left(\frac{r}{2m}\right)^2}} \tag{135}$$

bzw.

$$T_d = T \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{4mc}}} \tag{136}$$

Für den Fall der in einem U-Rohr schwingenden Wassersäule haben einige Forscher versucht, die Dämpfung durch Annahme einer der Geschwindigkeit proportionalen Reibung zu berücksichtigen, indem sie die Reibungsverluste bei laminarer Strömung ansetzen [59], [12o]. Mit d als Rohrdurchmesser und der sich aus dem Gesetz von HAGEN-POISEUILLE ergebenden, der Geschwindigkeit proportionalen Verlusthöhe

$$h_v = \frac{32\,\nu v l}{g d^2} = \frac{32\,\nu l}{g d^2} \cdot \frac{dx}{dt} \tag{137}$$

setzen sie als auf die Masseneinheit bezogenes Dämpfungsglied den Wert $g \cdot h_v$ an. Damit ergibt sich die Differentialgleichung der gedämpften Schwingung zu

$$l \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{32\,\nu l}{d^2} \cdot \frac{dx}{dt} + 2gx = 0 \tag{138}$$

und daraus die Schwingungsdauer, gemäss Gl. (135) bzw. (136), zu

$$T_d = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{2g}{l} - \frac{256\,\nu^2}{d^4}}} \tag{139}$$

bzw.

$$T_d = T \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{128\,\nu^2 l}{g d^4}}} \tag{14o}$$

Setzt man entsprechend einer mittleren Wassertemperatur von 16 bis 17° C den Zahlenwert für $\nu = 1{,}1 \cdot 10^{-6}\ m^2/s$, so wird

$$T_d = T \frac{1}{\sqrt{1 - 1{,}56 \cdot 10^{-11} \frac{l}{d^4}}} \tag{14o a}$$

Daraus ist ersichtlich, dass zumindest bei kleinen Längen l der Wurzelausdruck angenähert gleich 1 und damit $T_d \approx T$ wird. Zu den Gl. (135) bzw. (136) kann man auch über die Verwendung der analogen Ansätze der Wechselstromtechnik gelangen. Auch in der Elektrizitätslehre gilt, dass der Unterschied zwischen T_d und T für hinreichend kleine Werte von δ vernachlässigt werden kann [4].

VALEMBOIS [12o] hat beim Ansatz der Differentialgleichung der Schwingung die parabolische Geschwindigkeitsverteilung der laminaren Strömung durch den Faktor 4/3 berücksichtigt. Unter Vernachlässigung der Dämpfung erhält er damit für das U-Rohr

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{4}{3} \cdot \frac{l}{2g}} = 1{,}15 \cdot 2\pi \sqrt{\frac{l}{2g}} \qquad (129\ a)$$

Er weist darauf hin, dass die tatsächlich auftretende Schwingungsperiode unterschiedlich von derjenigen einer mit an allen Punkten gleichen Geschwindigkeit "im Block" schwingenden Wassersäule ist und gibt an, dass bei Versuchen unter bestimmten Bedingungen z.B. von SERVILLE eine Periode von

$$T = 1{,}06 \cdot 2\pi \sqrt{\frac{l}{2g}} \qquad (129\ b)$$

gemessen wurde.

Bei Ansatz einer dem Quadrat der Geschwindigkeit proportionalen Reibung ergeben sich analytisch nicht lösbare Ausdrücke bzw. nicht in geschlossener Form darstellbare Integrale.

5.22 Schwingungen in abgeschlossenen rechteckigen Becken

Eine Welle ist ein Schwingungsvorgang in einem ausgedehnten Medium, wobei eine Störung durch Kopplung der einzelnen schwingenden Teilchen auf die Umgebung übertragen wird und sich auf diese Weise fortpflanzt. Dementsprechend verwendet z.B. DEFANT [25] analog zu den Begriffen "freie bzw. erzwungene Schwingungen" auch die Ausdrücke "freie und erzwungene Wellen". Er definiert: "Freie Wellen sind solche, die durch einen einmaligen Impuls erregt, unabhängig von der Einwirkung äusserer Kräfte sich entwickeln und weiter bestehen.+) Ihre Bestimmungsstükke (Periode und Form der Welle) sind bei abgeschlossenen Wassermassen einzig und allein von den Dimensionen der in Schwingungen versetzten Wassermasse abhängig".

+) Abgesehen vom Abklingen infolge Reibung.

In Abschn. 2.5 wurden die Vorgänge bei der Wellenreflexion sowie die Bewegungsverhältnisse in den dadurch hervorgerufenen stehenden Wellen betrachtet. Da in den Schwingungsbäuchen der stehenden Wellen keine horizontalen Bewegungen auftreten, wird der Schwingungsvorgang prinzipiell nicht verändert, wenn an diesen Stellen senkrechte Wände angeordnet werden. Dadurch wird die Wassermasse zwischen diesen abgeschlossen, und die stehende Welle wird zur "freien" Schwingung des Systems. Je nach dem Verhältnis der Becken- zur Wellenlänge können in einem Becken mit waagerechter Sohle und lotrechten Wänden stehende Wellen von verschiedener Knotenzahl auftreten, von welchen jene mit einem Knoten die sog. Grundschwingung darstellt. Bei einer Beckenlänge gleich einer Wellenlänge ($l = L$) treten zwei Knoten auf (binoidale Schwingung); an den Beckenenden sowie in Beckenmitte bei $l/2 = L/2$ liegt jeweils ein Schwingungsbauch. Wird an der Stelle $L/2$ ebenfalls eine senkrechte Wand angeordnet, so entsteht dadurch ein Becken der Länge $l = L/2$ mit einer einknotigen Schwingung, wobei der Knoten in Beckenmitte bei $l/2 = L/4$ liegt. Wird das Becken weiter auf $l = L/4$ verkürzt, so werden nunmehr die Stromlinien beeinflusst und damit die Schwingungsform verändert. Wie bereits in Abschn. 3.25 zitiert, haben z.B. BIESEL und LE MÉHAUTÉ bei Resonanzbecken entsprechend Abb. 15 bei Beckenlängen $l \leqq L/8$ eine vertikale Auf- und Abbewegung des Wassers mit horizontaler Oberfläche beobachtet [6].

Für die Schwingungsdauer der stehenden Welle über endlicher Wassertiefe ergibt sich aus Gl. (9)

$$T = \frac{L}{c} = \sqrt{\frac{2\pi L}{g} \coth \frac{2\pi}{L} h} \tag{141}$$

Diese Gleichung der allgemeinen Wellentheorie wurde auf Schwingungen abgeschlossener Wassermassen zuerst von MERIAN (1828) angewandt, unter dessen Namen sie in die Theorie der Seiches Eingang fand. Dabei benutzte er jedoch den einfachen Ausdruck für sehr flaches Wasser $c = \sqrt{g\,h}$ und erhielt für die einknotige Grundschwingung mit $L = 2\,l$

$$T_1 = \frac{2l}{\sqrt{gh}} \tag{142}$$

Bereits THORADE [116] wies darauf hin, "dass der ganze Vorgang ausserordentlich an die akustischen Schwingungen in Orgelpfeifen erinnere, und die Ähnlichkeit tritt auch darin zutage, dass der Kanal ebenfalls in Teilen schwingen und damit den Obertönen verwandte Erscheinungen zeigen kann. Bei der ersten Oberschwingung zerlegt er sich in zwei Teile, jeder mit einem Schwingungsknoten.

... Allgemein ist jede Schwingungsperiode möglich, die aus der Formel

$$T_n = \frac{2l}{n\sqrt{gh}} \quad ; n = 1, 2, 3 \ldots \tag{143}$$

folgt. Andere Eigenschwingungen können nicht vorkommen".
Mit der Beckenlänge

$$l = n \cdot \frac{L}{2}, \tag{144}$$

wobei n die Anzahl der Knoten ist, wird allgemein

$$T_n = \frac{2l}{nc} = 2\sqrt{\frac{\pi l}{ng} \coth \frac{\pi n}{l} h} \tag{141 a}$$

Die einknotige (Grund-)Schwingung hat die längste Schwingungsdauer, mehrknotige sind kürzer. Es besteht die Beziehung

$$\frac{T_{n=1}}{T_{n>1}} = n \tag{145}$$

Die Vergrösserung der Periode der freien Schwingung eines Wasserbeckens durch "innere Reibung und Grenzflächenreibung an den Beckenwandungen" (gedämpfte Schwingung) lässt sich nach DEFANT [25] unter Annahme einer den Horizontalgeschwindigkeiten der Wasserteilchen proportionalen Reibung berechnen nach der Formel

$$T_d = T\left(1 + \frac{\beta^2 T^2}{32\pi^2} + \ldots\right) \tag{146}$$

worin β eine Reibungskonstante ist, deren Grössenordnung für Seen und Meeresbuchten bei etwa 10^{-5} liegen soll. Berücksichtigt man nur die beiden ersten Glieder im Klammerausdruck der Gl. (146), so erhält man daraus z.B. für $T = 5$ s ein Verhältnis $T_d/T = 1 + 80 \cdot 10^{-12}$. Selbst wenn man (für weniger ausgedehnte Wasserbecken) eine um 4 Zehnerpotenzen grössere Konstante von $\beta = 10^{-1}$ annimmt, erhält man nur eine Verlängerung der

Periode um o,o8 %. Für kurzperiodische Wellen lässt also der Ansatz (146) keinen Einfluss der Reibungsdämpfung auf die Verlängerung der Periode erkennen; anders sieht es damit bei den langperiodischen Seiches-Schwingungen aus.

5.23 Einfluss der Phasenverschiebung bei teilweise abgeschlossenen Wassermassen

Wie bereits angedeutet, steht die Schwingung in Wasserbecken in Zusammenhang mit der Phasenverschiebung zwischen den verschiedenen miteinander verbundenen Schwingungssystemen.

Von verschiedenen Autoren wurden theoretische Ansätze für die Phasenverschiebung zwischen "See" und "Hafen" bei Tauchwänden [73], [119] und Quadern [75] angegeben. Versuche von MACAGNO zur Messung der Phasenverschiebung bei Quadern ergaben grosse Abweichungen von den theoretischen Berechnungen und starke Streuungen der Versuchswerte [75]. Bei unseren Tauchwandversuchen war deutlich zu beobachten, dass der Wasserspiegel unmittelbar vor und hinter der Wand nicht in gleicher Phase schwingt, sondern ein "Nachhinken" der gedämpften Welle hinter der Wand auftritt. Diese Phasenverschiebung wurde mit zunehmender Tauchtiefe der Wand grösser. Bereits in Abschn. 3.25 wurde angeführt, dass BIESEL und LE MÉHAUTÉ für den Fall einer Verengung des Wellenkanals von der Hypothese ausgingen, dass "wenn es eine Phasenverschiebung gibt für die Übertragung, diese im Sinne einer Verzögerung sei [5]." LOCHNER, FABER und PENNEY [73] berechneten für einen schwimmenden Wellenbrecher auf unendlicher Wassertiefe den "Nacheilungswinkel" (Phasenverschiebung) an Hand theoretischer Ansätze. Das Ergebnis ist auf Abb. 9o dargestellt; die Phasenverschiebung hat bei der Tauchtiefe $y = 0$ mit $k_D = 1{,}0$ den Wert 0 und nimmt mit zunehmender Tauchtiefe und dementsprechend abnehmenden Dämpfungskoeffizienten bis auf $90^{\circ} = \pi/2$ bei $k_D = 0$ ab. Unsere Beobachtungen decken sich also qualitativ mit diesen theoretischen Überlegungen. Der Effekt ist auch aus den Abb. 5o bis 54 ersichtlich. Der Versuch, die Grösse der Phasenverschiebung (quantitativ) aus unseren oszillographischen Wellenmessungen sowohl für Tauchwände als auch Quader und Resonatoren zu ermitteln, führte leider zu keinem brauchbaren Ergebnis. Der Effekt war jedoch derart ausgeprägt, dass er bei den Tauchwandversuchen primär intuitiv erfasst wurde, ohne dass die Aufmerksamkeit des Beobachters vorher durch theoretische Überlegungen oder entsprechende Literaturstudien auf die Möglichkeit seines Auftretens gelenkt worden war. BIESEL und LE MÉHAUTÉ [6] hatten bei ihren Experimenten versucht, die Wasserbewegung in einem Resonator, bei welchem im Gegensatz zu unseren Versuchen die zweite Wand bis auf die Sohle reichte (Abb. 15), durch Filmaufnahmen zu analysieren. Dabei fanden sie wesentliche Abweichungen der tatsächlich auftretenden Phasenverschiebungen von theoretischen Ergebnissen und versuchen diese durch die Energieverluste im Resonator zu erklären.

RAICHLEN und IPPEN [96] untersuchten die Schwingungen in rechteckigen Hafenbecken und ermittelten dabei u.a. die Phasenverschiebung zwischen dem Wellenerzeuger und der schwingenden Wassermasse in einem Versuchsbassin. Der Vergleich ihrer auf Abb. 91 wiedergegebenen Versuchsergebnisse mit den auf Abb. 87 dargestellten allgemeinen Gesetzmässigkeiten der erzwungenen Schwingung zeigt sehr gute Übereinstimmung. Ausserdem vermittelt der Vergleich des Kurvenverlaufs die Erkenntnis, dass in einem derartigen Becken die Dämpfung durch Reibung nur gering ist. Ein weiteres hervorzuhebendes Ergebnis der experimentellen Untersuchungen der genannten Autoren ist ihre Feststellung, dass zwischen Wellenbecken und daran angeschlossenen kleineren Becken ein hoher Kopplungsgrad herrsche.

5.3 Analogiebetrachtungen über elektrische, akustische und hydraulische Schwingungssysteme

5.31 Analogien zwischen Schwingungsvorgängen in Wasserbecken und in geschlossenen akustischen Systemen sowie in elektrischen Schwingungskreisen

Bereits von THORADE [116] war darauf hingewiesen worden, dass die Schwingungen abgeschlossener Wassermassen den Schwingungen in geschlossenen akustischen Systemen (Beispiel Orgelpfeifen) ähneln. Andererseits haben sich für die Klärung der Vorgänge in geschlossenen akustischen Systemen wie Resonatoren, Filtern und Leitungen Analogiebetrachtungen zu den entsprechenden elektrischen Systemen als fruchtbar erwiesen. Hierzu gehören speziell die Impedanzbetrachtungen. Auf Grund dieser Zusammenhänge haben Forscher bereits in verschiedenen Fällen versucht, die elektrisch-akustischen Analogien auch zur Lösung entsprechender hydraulischer Probleme heranzuziehen.

So hat vor rd. zwei Jahrzehnten NEUMANN in mehreren Arbeiten [80], [81], [82] die Impedanz mechanischer Schwingungssysteme erörtert und die in der Theorie der Wechselströme sowie in der Akustik erfolgreich angewandten Widerstandsbetrachtungen auf die Schwingungen in Wasserbecken (Theorie der Seiches) übertragen. Es wurde von ihm der Impedanzbegriff am Beispiel eines schwingenden Massenpunktes diskutiert, sinngemäss auf die Schwingungen von Wassermassen übertragen und die "hydrodynamische Impedanz" Z solcher Schwingungssysteme berechnet. Ziel seiner Untersuchungen war, auf dieser Basis eine Methode zur Ermittlung der Eigenperioden verschiedenartiger Beckenkombinationen zu erhalten, welche sich aus der Bedingung $Z = 0$ ergeben. Die wichtigsten von ihm behandelten Fälle wurden in Tabelle 13 in übersichtlicher Form zusammengestellt; sie dürften nicht nur für die Theorie der Seiches, sondern auch für die allgemeine Hydraulik von Interesse sein.+) Auf einige spezielle Ergebnisse dieser Untersuchungen, welche auch zur Klärung des vorliegenden Problems beitragen, wird etwas näher eingegangen.

In Spalte 4 der Tabelle wird für die Verbindungsöffnung die sog. "Mündungskorrektur" eingeführt. Durch die gegenüber der geometrischen Abmessung rechnungsmässige Vergrösserung der Länge der Öffnung um die Zusatzstrecke s soll die in der Nähe der Mündung mitschwingende Wassermasse berücksichtigt werden. Dieser Ansatz entstammt wiederum der Akustik, in Analogie zum Verhalten von Luftschwingungen in einseitig offenen Pfeilen [25]. Nach den Arbeiten von HELMHOLTZ und RAYLEIGH liegen die

---

+) Für die Untersuchung derartiger Schwingungssysteme hat sich die Verwendung der komplexen Darstellungsart als zweckmässig erwiesen, da bei dieser in einfacher Weise beliebige Phasenverschiebungen berücksichtigt werden können.

Bäuche der Bewegung nicht genau in der Öffnungsebene des Rohres, sondern um eine Strecke s weiter nach aussen; sie reichen in die umgebende Luft um so mehr hinein, je grösser der Rohrdurchmesser im Verhältnis zur Rohrlänge ist. Anstelle der geometrischen Länge l ist die effektive Länge

$$l_{eff.} = l + s \qquad (= l^*) \tag{147}$$

zu setzen [4], [117]. Durch das positive Korrekturglied ergibt sich eine Verlängerung der Periode T. In der Theorie der Seiches sind besonders die Berechnungen über die Grösse der Mündungskorrektur von den Japanern HONDA, TEREDA u.a. bekannt geworden, welche an die Theorie des Schalls von RAYLEIGH anschlossen [82].

Nach NEUMANN waren es auch HONDA und seine Mitarbeiter, die als erste in der Theorie der Seiches auf "im Block" schwingende Wassermassen aufmerksam machten. Er schreibt dazu u.a. [82]: "Ist eine Meeresbucht mit der offenen See durch eine enge Mündung verbunden, dann kann es besonders bei Buchten, deren Breite zur Länge sehr gross ist (bzw. wenn die Dimensionen des Beckens nach allen Richtungen von derselben Grössenordnung sind [81]), zur Ausbildung von Schwingungen kommen, bei denen der Wasserspiegel im ganzen Becken fast gleichmässig steigt und fällt. Die Schwingungen bestehen dann in einem periodischen Zu- und Abfliessen des Wassers durch die enge Buchtmündung hindurch. Das Becken hat eine besonders bevorzugte Eigenfrequenz, und es kommt selten zur Ausbildung höherer Schwingungsformen". In Tabelle 13 ist dieser Fall in den Spalten 5 bis 7 behandelt; mit $F_2 \rightarrow \infty$ kommt man auf die Systemskizze der Spalten 4 und 5. Ist nun noch die Wellenlänge L der Schwingung gross gegenüber der Beckenlänge l_1, "dann kann man die Amplitude der vertikalen Wasserbewegung im Becken als örtlich konstant und den Druck im ganzen Becken gleichförmig annehmen [80]". Dies deckt sich mit den Beobachtungen von BIESEL und LE MÉHAUTÉ an Beckenformen nach Abb. 15 (s.S. 64). Nach NEUMANN ist mit den Bezeichnungen nach Tabelle 13 die Periode einer solchen Schwingung

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l F_1}{g h b}} \tag{148}$$

wobei evtl. noch l durch $l_{eff} = l + s$ zu ersetzen ist.

Mit $b\, h = q$ ergibt sich daraus die Eigenfrequenz zu

$$\omega = \sqrt{\frac{g q}{F_1 l}} \tag{149}$$

Nach Erweiterung mit h sowie mit $c^2 = gh$ und $F\, h = Q = V$ (Volumen des Wasserbeckens) geht die Gleichung über in

$$\omega = \sqrt{\frac{c^2 q}{Q\, l}} = \sqrt{\frac{c^2 h b}{V l}} \tag{15o}$$

Diesem hydraulischen Schwingungssystem der in einem Becken "im Block" schwingenden Wassermasse stellt NEUMANN als akustisches Analogon den sog. HELMHOLTZ-Resonator gegenüber, eine in einem kugel- oder zylinderförmigen Behälter eingeschlossene Luftmasse, welche durch eine kleine Öffnung mit der Aussenluft in Verbindung steht.

Bei der Aufstellung der Schwingungsgleichung des HELMHOLTZ-Resonators lassen sich mit Erfolg Analogiebetrachtungen zwischen akustischen und elektrischen Systemen heranziehen: das elektrische Analogon zum HELMHOLTZ-Resonator ist der aus Selbstinduktion und Kapazität zusammengesetze elektrische Schwingungskreis (Abb. 88 a). Die in der Öffnung bzw. im Hals des Resonators schwingende Luftmasse wirkt als "akustische Induktivität" L_{ak}, das Resonatorvolumen als "akustische Kapazität" C_{ak} oder mit anderen Worten als induktiver und kapazitiver akustischer Blindwiderstand (Impedanz) [117], [127]. Diese Analogie gilt nicht nur für den HELMHOLTZ-Resonator, sondern ganz allgemein entspricht eine elektrische Induktionsspule einer akustischen Rohrleitung oder Öffnung und eine elektrische Kapazität einer akustischen Kammer (Hohlraumvolumen). Man erkennt dies, wenn man die im akustischen Fall gültigen Differentialgleichungen mit den entsprechenden Gleichungen für elektrische Netzwerke vergleicht. Die entsprechenden formelmässigen Ausdrücke lauten:

$$L_{ak} = \frac{\rho l}{F} \tag{151}$$

wobei l die Länge und F die Querschnittsfläche des Rohres (Resonatorhalses) sind, bzw. mit $l = 0$ - wenn es sich also nicht um die in einer Rohrleitung endlicher Länge, sondern um die in einer Öffnung mit dem Radius R schwingende Luftmasse handelt -

$$L_{ak,\,Öffn.} = \frac{\rho}{2R} \quad i \tag{152}$$

die akustische Kapazität eines Luftvolumens V ist

$$C_{ak} = \frac{V}{\rho c^2} \tag{153}$$

wobei c die Schallgeschwindigkeit bedeutet.

Aus der Bedingung, dass die Summe der Massenkräfte und der elastischen Kräfte eines Schwingungssystems gleich der von aussen einwirkenden Kraft sein muss, sowie unter Vernachlässigung der Dämpfung infolge Reibung, ergibt sich für den HELMHOLTZ-Resonator folgende Schwingungsgleichung:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\rho l}{F} \cdot \frac{d^2 V_V}{dt^2} + \frac{\rho c^2}{V} \cdot V_V = p \cdot \cos \omega t \\ \text{bzw.}\quad &L_{ak} \cdot \frac{d^2 V_V}{dt^2} + \frac{1}{C_{ak}} \cdot V_V = p \cdot \cos \omega t \end{aligned}\right\} \tag{154}$$

wobei V_V die Volumenverschiebung unter dem Einfluss der äusseren Druckschwankung p ist. Die Gleichung ist völlig analog derjenigen für den elektrischen Schwingungskreis aufgebaut, vergl. Gl. (12o), S. 154.

Bei Verwendung der komplexen Darstellungsart ergibt sich nach Gl. (122) die akustische Impedanz (Widerstand) für den Resonatorhals zu

$$\bar{Z} = i\omega L_{ak} = \frac{i\omega\rho l}{F} \tag{155}$$

und für den Resonatorhohlraum zu

$$\bar{Z} = -\frac{i}{\omega C_{ak}} = -\frac{i\rho c^2}{\omega V} \tag{156}$$

Die gesamte akustische Impedanz eines HELMHOLTZ-Resonators setzt sich additiv aus den Teilwiderständen zusammen und ist also

$$\bar{Z} = i\omega L_{ak} - \frac{i}{\omega C_{ak}} \tag{157}$$

Die Ausdrücke (155) bis (157) stimmen vollständig überein mit denen für entsprechende Wasserbecken; s. Tabelle 13, Spalte 5 und 6.

Die akustische Impedanz des HELMHOLTZ-Resonators wird zu Null, wenn $1/\omega C_{ak} = \omega L_{ak}$ wird; daraus ergibt sich die Eigenfrequenz des Resonators zu+)

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{L_{ak} \cdot C_{ak}}} \qquad (158)$$

Unter Einsetzen der Ausdrücke (151) bis (153) erhält man schliesslich für die Eigenfrequenz von HELMHOLTZ-Resonatoren

a) mit langem Hals $\quad l \gg R$

$$\omega = \sqrt{\frac{c^2 F}{V l}} = \sqrt{\frac{c^2 \pi R^2}{V l}} \qquad (159)$$

b) ohne Hals

$$\omega = \sqrt{\frac{c^2 \cdot 2R}{V}} \qquad (16o)$$

Gl. 159 ist identisch mit dem Ausdruck (15o) für ein entsprechendes Wasserbecken.

Das vorgegebene Schwingungssystem der Wasserbecken lässt sich also physikalisch ähnlich behandeln wie der Schwingungsvorgang in HELMHOLTZ-Resonatoren. Die gezeigte Analogie zwischen den elektrischen und akustischen Schwingungen sowie den Eigenschwingungen von Wassermassen unterstreicht, dass es sich bei letzteren nicht um einen Sonderfall handelt, sondern diese den allgemeinen Gesetzmässigkeiten der Schwingungs- bzw. Wellenlehre gehorchen.

Das grundsätzliche Vorhandensein elektrisch-akustisch-hydraulischer Analogien regt an zu untersuchen, ob bereits weitere (spezielle) elektrisch-akustische Analogien ausgearbeitet wurden, welche auf analoge hydraulische Schwingungsprobleme anwendbar sein könnten.

5.32 Analogien zwischen elektrischen und akustischen Filtern

Aus der Elektrotechnik ist die Theorie der Siebschaltungen be-

+) Wiederum in Übereinstimmung mit der Elektrizitätslehre, s. S. 158.

kannt. Diese Siebschaltungen bestehen im wesentlichen aus Schwingungskreisen, die auf Schwingungen bestimmter Frequenz oder Frequenzbereiche abgestimmt sind. Ihre Aufgabe ist es, bestimmte Frequenzen eines Wechselstromes von einem Verbraucher fernzuhalten; sie weisen also Sieb- bzw. Filtereigenschaften auf. Nach ihrer Wirkung werden u.a. unterschieden:

a) Hochpassfilter:
es werden nur Schwingungen oberhalb einer bestimmten Frequenz durchgelassen, während die tieferen Frequenzen unterdrückt (gedämpft) werden;

b) Tiefpassfilter:
es werden nur Schwingungen unterhalb einer bestimmten Frequenz durchgelassen, höhere Frequenzen werden unterdrückt;

c) Sperrkreis:
es wird nur ein bestimmter Frequenzbereich durchgelassen.

Als einfachste Siebschaltung kann ein einzelner Schwingungskreis dienen.

Anknüpfend an die Theorie der elektrischen Siebschaltungen hat G.W. STEWART die Theorie der akustischen Filter entwickelt, welche auf vollständiger elektro-akustischer Analogie basiert. Aus den entsprechenden Bauelementen, also aus akustischen Induktivitäten und akustischen Kapazitäten, lassen sich in analoger Weise wie aus elektrischen Induktivitäten und Kapazitäten akustische Filter zusammenbauen [117], [126], [127]. Wie im elektrischen Fall, so besteht auch im akustischen die einfachste Anordnung aus einer einzelnen Kombination von Induktivität und Kapazität (Schwingungskreis); wiederholt sich diese Anordnung in regelmässiger Folge, so spricht man von einer Siebkette oder einem Kettenleiter (Abb. 92).

In der technischen Praxis wurden akustische Filter vor allem zur Schalldämpfung bei pulsierenden Strömungen in Rohrleitungen angewandt. Recht eingehende Untersuchungen erfolgten für die Dämpfung des Auspuffschalls von Verbrennungsmotoren. Dabei wurden verschiedenste Dämpferbauarten entwickelt, und durch bewusste Anwendung der Gesetze der Akustik gelang es, die Eigenschaften von Schalldämpfern zu verbessern sowie Methoden zu ihrer Berechnung zu schaffen [3], [19], [58], [62], [78], [87]. Die Dämpfung der Gasschwingungen in der Rohrleitung lässt einen Vergleich mit der Dämpfung von Wasserwellen in einem Wellenkanal sinnvoll erscheinen. Um daraus Schlüsse auf den hydraulischen Fall ziehen zu können, sollen kurz einige Grundsätze der Schalldämpfung bei Rohrleitungen besprochen werden.

Das Problem der Dämpfung des Auspuffschalls ist dadurch gekennzeichnet, dass die in dem pulsierenden Gasstrom enthaltenen hörbaren Wechselströmungen im Zuge einer akustischen Leitung derart geglättet werden, dass nur noch der nicht hörbare reine Gleichstrom auftritt. Für Gleichstrom muss die Leitung völlig durchlässig sein; jeder Widerstand für den gleichförmigen Gasstrom bedeutet eine Erhöhung des Gegendruckes in der Abgasleitung und damit eine Verminderung der effektiven Motorleistung. Somit ist derjenige Schalldämpfer am günstigsten, welcher ohne Widerstandserhöhung gegenüber einem glatten Rohr die Auspuffgeräusche am besten dämpft. Gegenüber den älteren Verfahren, mittels starker Drosselwiderstände zu dämpfen, beruht das Wesentliche der modernen Schalldämpfung darauf, dass die Glättung der hörbaren Wechselströmung nicht durch Einschaltung von den Strömungswiderstand erhöhenden Reibungswiderständen geschieht - wie bei elektrischen Wirkwiderständen - , sondern durch Einschaltung von Blindwiderständen, also mittels Gebilden, die mit den elektrischen Kondensatoren und Induktivitäten identisch sind.

Für die Schalldämpfung pulsierender Strömungen werden im wesentlichen Absorptions- und Reflexionsvorgänge genutzt. Die Absorptionsdämpfer sind in ihrer einfachsten Form Rohre, welche mit schallschluckenden Stoffen ausgekleidet sind; sie sind also den Wasserwellen-Resonatoren nicht verwandt und werden daher hier nicht weiter behandelt+). Reflexion tritt bei den Schalldämpferbauarten in seitlich an die Hauptleitung angeschlossenen akustischen Blindwiderständen, auch Querwiderstände genannt [3], auf. Diese Querwiderstände sind entweder an das Hauptrohr ange-

+) Im hydraulischen Fall sind sie teilweise vergleichbar der Wellendämpfung mittels einer porösen Schüttung.

setzte offene Rohrstutzen oder Resonatorkammern (sog. abgezweigte Resonatoren). Durch wiederholte Anordnung von akustischen Querwiderständen in einer Leitung entstehen akustische Siebketten. Die prinzipielle Anordnung der so aufgebauten akustischen Filter ist zusammen mit ihrem elektrischen Analogon auf Abb. 92 dargestellt.

Für uns ist insbesondere das der elektrischen Spulenkette entsprechende akustische Tiefpassfilter von Interesse, welches aus einer angesetzten Resonatorkammer besteht. Bereits eine einzige Kammer bewirkt eine Dämpfung. Der wirksamste Dämpfungsbereich liegt, wie G.W. STEWART nachwies ([87] und Abb. 93), bei der Eigenfrequenz der als HELMHOLTZ-Resonator anzusehenden Kammer. Für die Bemessung ist also die Berechnung der Resonanzfrequenz nach Gl. (158) erforderlich. In diesem Zusammenhang ist eine auf RAYLEIGH zurückgehende Interpretation des Ausdrucks für die akustische Induktivität L_{ak}, Gl. (151) und (152), wichtig. Dieser Ausdruck enthält die für die Energieübertragung massgebenden Dimensionen der Mündung. In Anlehnung an die Elektrizitätslehre nannte RAYLEIGH das Verhältnis der Querschnittsfläche des Mündungskanals zu seiner Länge "Leitfähigkeit"

$$a = \frac{F}{l} \qquad (161)$$

wobei l evtl. wiederum durch $l_{eff} = l + s$ zu ersetzen ist. Damit geht Gl. (159) über in

$$\omega = \sqrt{\frac{c^2 a}{V}} \qquad (162)$$

Die genaue Bestimmung der Leitfähigkeit a, die man als Mass für die in der Öffnung schwingende Luftmasse ansehen kann, ist schwierig. Für einen zylindrischen Kanal mit der Länge l und dem Querschnittsradius R gilt nach RAYLEIGH

$$a = \frac{F}{l} = \frac{\pi R^2}{l},$$

für die Leitfähigkeit eines Kreises in einer unendlich ausgedehnten Wand

$$a = 2 R.$$

Ersetzt man für den Mündungskanal l durch $l_{eff} = l + s$, so gilt bei einem zylindrischen Kanal für die Zusatzstrecke $s = \alpha R$, wobei sich α nach Versuchen von G.W. STEWART zwischen 1,5 und 2,o ändern kann.+) Die Leitfähigkeit einer rechteckigen Öffnung soll "zwischen den Werten für einen flächengleichen Kreis und der kleinsten umschriebenen Ellipse, die angenähert $a = 2\sqrt{m \cdot n}$ ist, liegen, wenn m und n die Durchmesser der Ellipse sind. Bei Annahme eines arithmetischen Mittelwertes kann man etwa schreiben

$$a = \frac{1{,}27\, m \cdot n}{1 + \beta \sqrt{m \cdot n}} \; ; \tag{163}$$

β kann sich entsprechend den Werten von α in den Grenzen von 1 bis 1,27 ändern [87]". PIENING schreibt zum Problem der Leitfähigkeit: "Es bedarf noch eingehender Versuche, besonders an grossen Öffnungen, um genaue Werte für a zu erhalten. Da aber die Resonanzfrequenz der Kammer von $\sqrt{a}$ abhängt, ist für diese Grösse der Einfluss von kleineren Fehlern in der Festsetzung von a nicht gross [87]."

Abschliessend wird auf die bei der Anwendung der akustisch-elektrischen Analogie auf Filterprobleme ("Wellensiebe") zu beachtenden Voraussetzungen bzw. Grenzen hingewiesen. Dazu schreibt z.B. TRENDELENBURG [117]: "Viele der in elektrischen Systemen gewonnenen Erfahrungen können ohne weiteres auf die entsprechenden akustischen Systeme übertragen werden. Man darf aber auch nicht übersehen, dass in manchen Fällen die Verhältnisse in der Akustik doch etwas anders liegen als in der Elektrizitätslehre; während man nämlich in der Elektrizität wegen der grossen Wellenlänge der in Frage stehenden Schwingungen meist solche Bauelemente vor sich hat, die als reine Induktivität oder als reine Kapazität aufgefasst werden können, ist dies in der Akustik wegen der verhältnismässig kleinen Wellenlänge häufig nicht möglich, es liegen im Gegenteil bei akustischen Systemen häufig Bauelemente vor, die teils als Induktivität, teils als Kapazität arbeiten. ... In vielen Fällen dürfen akustische Induktivitäten und akustische Kapazitäten nicht als räumlich getrennt aufgefasst werden". Mit anderen Worten heisst

---

+) Nach RALEIGH ist $\alpha = \pi/2 = 1{,}57$.

das, Analogien sind dann möglich, wenn nicht nur die Gleichungen für die einzelnen Elemente, sondern auch die Arten ihrer Zusammenschaltung übereinstimmen. Ein in eine Leitung eingebauter Dämpfer kann also dann mit einem elektrischen Gebilde mit konzentrierten Blindwiderständen verglichen werden, wenn auch seine akustischen Bauelemente als konzentriert angenommen und ihre Zusammenschaltung eindeutig definiert werden können. Diese Bedingung ist aber nicht mehr erfüllt, wenn die Abmessungen der akustischen Elemente in der Grössenordnung der Wellenlänge sind. Dann ist streng genommen die elektrische Ersatzschaltung mit konzentrierten Blindwiderständen nicht zulässig. Nach BENTELE [3] "hat es sich aber gezeigt, dass auch bei nur grober Annäherung der elektrischen und der akustischen Anordnung die dem elektrischen Fall entsprechenden Wirkungen auftreten. Um über das Verhalten einer akustischen Anordnung einen Überblick zu erhalten, wird es daher oft zweckmässig sein, das entsprechende elektrische Gebilde zu ermitteln und daraus die erforderlichen Beziehungen abzuleiten". Da sich die Voraussetzungen der Analogie nur zum Teil erfüllen lassen, muss man jedoch mit quantitativen Abweichungen rechnen. Sehr zu unterstreichen ist daher die Feststellung von PIENNING: "Nur der Versuch kann entscheiden, ob Dämpfer, die auf Grund der angeführten Theorie bemessen wurden, befriedigend arbeiten [87]."

5.4 Interpretation der Wirkungsweise hydraulischer Resonatoren

5.41 Der hydraulische Resonator als Tiefpassfilter

Die voraufgegangenen Analogiebetrachtungen führen gewissermassen zwangsläufig dazu, die von G.W. STEWART ausgearbeitete Analogie zwischen elektrischen und akustischen Filtern auf den analogen hydraulischen Fall auszudehnen und den Wasserwellen- bzw. hydraulischen Resonator als Tiefpassfilter zu interpretieren. Die damit auch im speziellen Falle der Filter als durchgehend vorhanden aufgezeigte elektrisch-akustisch-hydraulische Analogie unterstreicht ein weiteres Mal die Universalität der allgemeinen Gesetzmässigkeiten der Schwingungs- bzw. Wellenlehre.

Auf Abb. 92 wurden die prinzipiellen "Schaltungen" der elektrischen, akustischen und hydraulischen Filter gegenübergestellt. An Hand des Schemas lässt sich das Wirkungsprinzip des vertikalen hydraulischen Resonators folgendermassen interpretieren:

a) Grundsätzlich ist bis zur luvseitigen Bauwerksunterkante das Tauchwandprinzip wirksam, indem die in den anlaufenden Wellen bis zu dieser Tauchtiefe enthaltene Wellenenergie reflektiert und damit von der zu schützenden Wasserfläche ferngehalten wird.

b) Die unterhalb der Bauwerksunterkante noch vorhandene Energie ist bestrebt, weiter in Wellenanlaufrichtung fortzuschreiten. Der Resonator dient dazu, diese Schwingung zu dämpfen, um die dahinter liegende Wasserfläche noch besser zu beruhigen, als dies nur durch eine Tauchwand geschehen kann.

c) Der vertikale hydraulische Resonator (Schwingungsschacht) ist einer seitlich an eine Leitung angesetzten Resonatorkammer, d.h. einem akustischen Tiefpassfilter, vergleichbar. Durch die Dämpfungswirkung des Resonators "strömt" unter bzw. hinter seiner leewärtigen Wand nur noch ein geringerer Betrag an Schwingungsenergie in Wellenanlaufrichtung weiter, als unter der luvseitigen Wand vorhanden war. Hinter dem Resonator breitet sich, der vorliegenden Anordnung entsprechend, die Restenergie über die gesamte dort vorhandene Wassertiefe aus.

Diese Interpretation der Wirkungsweise des vertikalen hydraulischen Resonators entspricht grundsätzlich derjenigen der akutischen Tiefpassfilterkammer. In Analogie dazu wirkt also grundsätzlich das Volumen des hydraulischen Resonators als "hydraulische Kapazität" C_{hydr}. Mehrere hintereinander geschaltete Tiefpassfilterkammern ergeben eine Siebkette, deren elektrisches Analogon eine Spulenkette ist. Das elektrische Analogon einer einzelnen Tiefpassfilterkammer und damit eines einzelnen hydraulischen Resonators ist ein einfacher elektrischer Schwingungskreis, bestehend aus Selbstinduktion und Kapazität bzw. unter Berücksichtigung der Reibung aus Widerstand, Induktion und Kapazität (Abb. 88).

Bereits BIRARD [7] wies darauf hin, dass "die Gleichung der Bewegung in ... den von VALEMBOIS vorgeschlagenen Schwingungsschächten als Resonatoren von derselben Form wie die für einen elektrischen Stromkreis, umfassend Widerstand, Induktion und Kapazität", sei. Ausgangspunkt dieser Feststellung ist die Differentialgleichung der gedämpften harmonischen Schwingung. Trotz dieser Übereinstimmung in der formalen Auslegung der Bewegungsgleichung für den hydraulischen Resonator führt die Interpretation desselben als Tiefpassfilterkammer in Analogie zum akustischen Fall und in Verbindung mit den Ergebnissen der Modellversuche zu einer von VALEMBOIS abweichenden Betrachtungsweise. Wie in Abschn. 3.25 dargelegt, soll nach VALEMBOIS durch den Resonator eine möglichst vollständige Reflexion der anlaufenden Ausgangswelle hervorgerufen werden, und zwar mit einem Knoten der Niveauänderung in Resonatormitte (Querschnitt A in Abb. 14). Demgegenüber besteht der Sinn des akustischen Filters zur Schalldämpfung in Rohrleitungen gerade darin, Gegendrücke in der Leitung, wie sie durch Reflexion in derselben auftreten, möglichst gering zu halten, da jeder Gegendruck z.B. die Motorleistung herabsetzen würde. Die Energieumsetzung soll nicht durch Reflexionsvorgänge in der Leitung, sondern durch solche in den angesetzten Filter- bzw. Resonatorkammern, die für die Leitung nicht als Wirk-, sondern als Blindwiderstände wirken, erfolgen. Die sich additiv aus Induktion und Kapazität zusammensetzenden "akustischen Widerstände" sind Blindwiderstände bzw. Impedanzen. Ein Wirk- bzw. OHMscher Widerstand kommt selbstverständlich noch hinzu auf Grund der in jedem Fall vorhandenen Reibung. In den hydraulischen Resonatoren spielen sich ähnliche Reflexionsvorgänge ab wie in den akustischen Resonatorkammern. Durch die seitlich angeschlossene Kammer wird ein weiteres schwingungsfähiges Gebilde geschaffen, welches mit dem Hauptsystem gekoppelt ist. Diesbezüglich wird auf die Ausführungen über Schwingungsdämpfung durch Kopplung in Abschn. 5.12 hingewiesen. Bereits dort wurde als Grundvoraussetzung für die Dämpfungswirkung die Abstimmung des angeschlossenen Schwingungssystems auf die zu dämpfenden Frequenzen hervorgehoben.

Im übrigen ist es - zumindest bei Flachwasserwellen und im Verhältnis zur Wassertiefe grossen Tauchtiefen sowie im Verhältnis zur Wellenlänge kleinen Resonatorlängen - schlecht vorstellbar, dass in der Mitte des hydraulischen Resonators ein Knoten der Niveauänderung des anlaufenden und reflektierten Wellensystems liegen soll, während an der luvseitigen Wand des Resonators offensichtlich die Reflexion der anlaufenden Welle mit einem Schwingungsbauch erfolgt. Über die detaillierten Bewegungsvorgänge an durchbrochenen Molen könnten fotografische Aufnahmen der sichtbar gemachten Partikel durch die verglasten Seitenwände von Versuchsrinnen hindurch Aufschluss geben. Bei unseren Grossmodellversuchen konnten solche Beobachtungen leider nicht durchgeführt werden, jedoch stützen die erhaltenen Versuchsergebnisse die obige Interpretation. Auf die zwar starke Streuung gerade der ermittelten Reflexionskoeffizienten und die dadurch beeinträchtigte Aussagemöglichkeit wurde bereits bei der allgemeinen Darlegung der Versuchsergebnisse hingewiesen, jedoch lässt ein Vergleich der graphischen Auftragungen (Abb. 65, 78, 82 und 83) klar erkennen, dass bei der - nach Gl. (1o7) berechneten - Resonanztauchtiefe des Resonators von rd. o,4o m trotz erheblich grösserer Dämpfungswirkung die Reflexionskoeffizienten desselben nicht höher sind als diejenigen für eine einfache Tauchwand. Auch die Energiebilanz wird durch die Streuung der Reflexionskoeffizienten beeinträchtigt und lässt im wesentlichen nur qualitative Aussagen zu. Vergleicht man die relativen Energieverluste der verschiedenen Bauwerkstypen (Abb. 66, 8o und 84), so lässt sich jedoch einschätzen, dass die Verluste beim Resonator am grössten zu sein scheinen und ferner, dass das Maximum derselben in der Nähe des Resonanzbereiches auftritt. Die Versuchsergebnisse bestätigen also die These von der Energieumsetzung im Resonator.

Die Behandlung des hydraulischen Resonators als Tiefpassfilter mit Hilfe der elektrisch-akustisch-hydraulischen Analogie erfordert selbstverständlich die Beachtung der Grenzen, welche bereits bei der Anwendung der elektrisch-akustischen Analogie auf Filterprobleme zu berücksichtigen sind (s. S. 175). Gegenüber der strengen Theorie liegen bei hydraulischen Resonatoren vor allem folgende Unterschiede vor:

a) Die Schwingungsamplitude kann eine solche Grösse erreichen, dass die "Theorie der kleinen Schwingungen" (Linearisierung des Schwingungsproblems) nur näherungsweise erfüllt wird.

b) Die Reibung ist dabei eher proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit; die Annahme einer der Geschwindigkeit proportionalen Dämpfung ist ebenfalls eine nur Annäherungen ergebende Linearisierung.

c) Die Abmessungen des Resonators liegen bereits in der Grössenordnung der Wellenlänge und können gegenüber dieser nicht vernachlässigt werden.

Infolge der nur zum Teil erfüllten Voraussetzungen der Theorie ist mit entsprechenden, mehr oder minder grossen Abweichungen der Ergebnisse zu rechnen. Wie bei der Anwendung der elektrisch-akustischen Analogie auf die Untersuchung und Bemessung von Schalldämpfern für Rohrleitungen stellt daher auch für den Fall der hydraulischen Resonatoren der Versuch ein unentbehrliches Hilfsmittel dar. Um die quantitativen Versuchsergebnisse als Grundlage zur Aufstellung einer der Theorie entsprechenden Bemessungsformel benutzen zu können, ist ihre qualitative theoretische Deutung erforderlich. Hierzu gehört u.a. die Überprüfung der Übereinstimmung der im Versuch beobachteten Bewegungsvorgänge am und im hydraulischen Resonator mit den allgemeinen Gesetzmässigkeiten der Schwingungslehre.

5.42 Wellendruckverhältnisse an durchbrochenen Molen

Die Schwingungsgleichungen enthalten die erregenden Kräfte bzw. periodischen äusseren Druckschwankungen. Am Wasserwellen- oder hydraulischen Resonator wirken als äussere, erregende Kräfte bzw. Druckschwankungen die der anlaufenden Ausgangswelle. Es sind also Angaben über den Verlauf der Wellendrücke erforderlich. Damit wird ein Problem behandelt, das über für die Erklärung der hydrodynamischen Wirkungsweise der Bauwerke hinaus vor allem auch für deren konstruktive Bemessung und Durchbildung von wesentlicher Bedeutung ist, und es werden einige Erörterungen vorweg genommen, welche der Fragestellung nach in das diesbezügliche Kapitel gehören.

Schon seit dem vorigen Jahrhundert sind Wissenschaftler und praktische Hafenbauer verschiedener Länder bemüht, die Frage der Berechnung des Wellendrucks auf Molen und Wellenbrecher zu klären. Es liegen zahlreiche, z.T. in ihren Grundlagen und Ergebnissen sehr unterschiedliche Berechnungsverfahren vor. Eine allgemeine Diskussion des heutigen Standes auf diesem Sektor des Seebaues würde den Rahmen der vorliegenden Arbeit überschreiten. Der Verfasser hat seit Jahren selbst auf diesem Gebiet gearbeitet und auch dessen internationale Entwicklung aufmerksam verfolgt. Die Durchführung eigener Wellendruckmessungen sowie -berechnungen auch für praktische Bauaufgaben und internationale Erfahrungsaustausche mit Spezialisten ermöglichen eine Einschätzung der verschiedenen Berechnungsverfahren, vor allem auch ihrer praktischen Anwendbarkeit. In einer früheren Arbeit [32] hat der Verfasser auf Grund theoretischer Betrachtungen sowie der Ergebnisse von Wellendruckmessungen an Modellen in der Versuchsanstalt Potsdam der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau eine kritische Einschätzung der bis dahin (1958) vorliegenden, älteren Wellendruckberechnungsverfahren gegeben. Seitdem sind weitere Verfahren aufgestellt worden, und die Entwicklung auf diesem Gebiet ist auch heute noch nicht abgeschlossen. Ein beachtlicher Schritt wurde mit der Herausgabe der Bau-Norm 92-60 "Technische Bedingungen zur Bestimmung des Welleneinflusses auf See- und Flussbauwerke und Ufer" durch das Staatliche Komitee für Bauwesen beim Ministerrat der UdSSR im Jahre 1960 getan [131]; neben den darin enthaltenen neuen wissenschaftlichen Erkenntnissen, an deren Erarbeitung eine grössere Anzahl verschiedener wissenschaftlicher Institute der UdSSR beteiligt war, handelt es sich nach Kenntnis des Verfassers dabei im internationalen Maßstab um die erste verbindliche staatliche Norm für Wellendruckberechnungen.

Auf Abb. 94 wurden nach verschiedenen Verfahren berechnete Wellendruckdiagramme verglichen. Der Berechnung wurden als Ausgangswerte Tiefwasser-Wellenelemente zu Grunde gelegt, wie sie grössenordnungsmässig an der deutschen Ostseeküste auftreten können. Unter Berücksichtigung der Wellentransformation bei abnehmender Wassertiefe wurden die Berechnungen für drei verschiedene Wassertiefen - gleichbedeutend mit drei verschiedenen Querschnitten einer an einer abfallenden Küste in See vorgebauten Mole - durchgeführt. Dabei wurde auch der Bereich der Brandung berücksichtigt; im vorliegenden Kapitel interessieren jedoch nur die Schwingungswellen. Für die Wassertiefe $h = 6{,}00$ m wurden die aus den Wellendruckdiagrammen errechneten Kräfte und Kippmomente als Beispiel auf Abb. 95 in Form von Säulendiagrammen dargestellt. Die Vergleiche auf den Abb. 94 und 95 veranschaulichen, dass die Ergebnisse der neueren, theoretisch fundierten Wellendruckberechnungsverfahren bei weitem nicht so stark voneinander abweichen, wie dies z.T. bei den älteren Verfahren der Fall ist [17], [32]. Die grösste Abweichung nach unten, vor allem bei den Kräften, ergibt das Verfahren von GOUDA [38]. Die Ergebnisse nach der sowjetischen Bau-Norm 92-60 liegen im mittleren Bereich.

Das sowjetische Berechnungsverfahren hat in zahlreichen Fällen im In- und Ausland Anwendung gefunden. Es wird auch den Erörterungen in der vorliegenden Arbeit zu Grunde gelegt.+)

Die Wellendruckberechnungsverfahren verfolgen das Ziel der Ermittlung der auf die Bauwerke einwirkenden Kräfte, um sie danach konstruktiv zu bemessen. Den praktischen Erfordernissen entsprechend werden die maximal auftretenden Kräfte ermittelt. Tatsächlich wechseln sowohl Grösse als auch Verteilung der Drücke während einer Wellenperiode. Ein entscheidendes Merkmal ist die Auflaufhöhe der Wellen am Bauwerk. Die Wellendruckberechnungsverfahren sind allgemein für vollflächige, vom Seeboden bis über den höchsten Wellenkamm reichende Bauwerke entwickelt worden. Im Falle der Schwingungswellen wird dabei die gesamte anlaufende Welle reflektiert, und die stehende Welle vor dem Bauwerk erreicht angenähert die doppelte Höhe der Ausgangswelle. Dagegen wird bei durchbrochenen Molen nur ein be-

---

+) Daneben erfolgten vergleichsweise Berechnungen nach den Verfahren von SAINFLOU und GOUDA. Wenn auch die berechneten Verhältniswerte nicht sehr voneinander abweichen (siehe z.B. Abb. 99), so ergaben sich nach den verschiedenen Verfahren doch sehr grosse Unterschiede der absoluten Grösse des Wellendruckes.

stimmter Teil der Welle reflektiert. Die Wellenauflaufhöhe ist, wie die Auftragungen $H_W/H_A = f(y)$ der Versuchsergebnisse zeigen, abhängig von der Tauchtiefe. Ergebnisse spezieller Wellendruckuntersuchungen für durchbrochene Molen sind dem Verfasser bisher nicht bekannt geworden. In der sowjetischen Bau-Norm 92-60 wird von den aufgelösten Konstruktionen nur der Wellendruck auf Pfähle u.ä. behandelt, nicht jedoch auf durchbrochene Molen im vorliegenden Sinne. Nach STENZEL [72] "kann man für vorläufige Berechnungen die Belastung der Wand nach SAINFLOU+) annehmen, ... wobei man den unteren Teil des Druckdiagramms unberücksichtigt lässt (zwischen Seeboden und Kastenboden)".

Auf Abb. 96 wurde das Schema der Wellendruckverteilung an durchbrochenen Molen unter der Voraussetzung der Druckermittlung für eine bis zum Seeboden reichende Angriffsfläche und Abschneidung des unterhalb der Unterkante der durchbrochenen Mole liegenden Teils des Druckdiagramms dargestellt und auf Abb. 97 als Beispiele die nach der sowjetischen Bau-Norm 92-60 berechneten Druckdiagramme für die Ausgangswellen E bis H . In der Tabelle 14 wurden die bei verschiedenen Tauchtiefen an der Bauwerksunterkante abgeschnittenen Kräfte zusammengestellt und auf Abb. 98 dieselben in Abhängigkeit von dem nach N.D. LOGINOW für eine Tauchwand berechneten Dämpfungskoeffizienten aufgetragen. Die Darstellung zeigt eine lineare Beziehung zwischen Wellendruck und Dämpfungseffekt; nur bei grösseren Dämpfungskoeffizienten - entsprechend kleineren Tauchtiefen - zeigen sich Abweichungen. Dieses Ergebnis veranlasste die Durchführung weiterer Wellendruckberechnungen für die einzelnen, den jeweiligen Tauchtiefen entsprechenden Messpunkte der verschiedenen Versuchswellen, wobei die bei den Modellversuchen gemessenen Wellendaten für die Ausgangswellen (Index A) sowie die gedämpften Wellen im "Hafen" (Index H) in die Berechnung eingeführt wurden. Aus den berechneten Drücken wurden bestimmte Verhältniswerte gebildet. So wurden u.a.

+) Geschrieben vor Herausgabe der Bau-Norm 92-60 analog zu der Definition des Dämpfungskoeffizienten k_D als H_H/H_A die Drücke bzw. Kräfte P_H und P_A zueinander ins Verhältnis gesetzt und auf Abb. 99 in Abhängigkeit von den bei den Versuchen ermittelten Dämpfungskoeffizienten aufgetragen. Diese graphische Darstellung entspricht einem Vergleich der Werte $k_D = H_H/H_A$ und P_H/P_A ; bei Übereinstimmung müssten sie im Koordinatensystem auf der unter 1:1 verlaufenden, gestrichelt eingezeichneten Geraden liegen. Die Abbildung vermittelt für alle drei Bauwerkstypen bei den nach der sowjetischen Norm berechneten Drücken das überraschende Ergebnis der praktischen Übereinstimmung. Für die Tauchwand wurden die Ergebnisse der Berechnung nach SAINFLOU mit eingetragen; auch hier zeigt sich eine lineare Beziehung, jedoch liegen die berechneten Werte allgemein etwas oberhalb der Geraden. Für Resonatoren wurden auch mit den Versuchsdaten des Modellversuchs von JOHNSTON Wellendruckberechnungen durchgeführt; sie fügen sich 1oo %-ig in die eigenen Versuchsergebnisse ein.

Während nach Gl. (52) das Verhältnis der Wellenenergie hinter der Tauchwand zur Energie der Ausgangswelle gleich dem Quadrat des Dämpfungskoeffizienten ist, zeigen die Versuchsergebnisse der Abb. 99, dass das Verhältnis der entsprechenden Wellenkräfte gleich dem Dämpfungskoeffizienten selbst ist, also

$$k_D = \frac{H_H}{H_A} = \sqrt{\frac{E_H}{E_A}} = \frac{P_H}{P_A} \tag{164}$$

Dieser halb-empirisch ermittelte Zusammenhang veranlasste weitere Überlegungen über die Wellendruckverteilung an durchbrochenen Molen, welche zur Aufdeckung einer Diskrepanz führten. Bei der theoretischen Ableitung der Dämpfungskoeffizienten aus der Wellenenergiebilanz (s. Abschn. 3.11) wird davon ausgegangen, dass - unter Vernachlässigung der Energieverluste - die unter dem Bauwerk hindurchgegangene Energie gleich der Energie hinter dem Bauwerk ist, d.h. mit den Bezeichnungen der Abb. 96 $E_y' = E_A - E_{Refl.} = E_H$ bzw. $E_H/E_y' = 1$. Analog dazu wurde nunmehr untersucht, welche Grösse der aus der Wellendruckberechnung ermittelte Verhältniswert P_H/P_{y_A}' erreicht. Nun muss allerdings betont werden, dass aus der Wellenenergie nicht unmittelbar der Druck bzw. die Kraft berechnet werden kann [17]. Andererseits hat der Verfasser in einer früheren Arbeit [32] gezeigt, dass die bei Modellversuchen gemessene Wellendruckverteilung angenähert dem Verteilungsgesetz der Wellenenergie entsprach. Wenn prinzipiell eine Proportionalität zwischen Wellenenergie und -druck besteht, so ist für den vorliegenden Fall die quantitative Kenntnis des Proportionalitätsfaktors belanglos, sofern er konstant ist, da nur Verhältniswerte betrachtet werden. Das Ergebnis der Gegenüberstellung ist auf den Abb. 100 und 101 dargestellt. Für Resonatoren sind die Werte $P_H/P_{y_A}' < 1$, wie es unter Berücksichtigung der Energieverluste logischerweise zu erwarten ist. Die einzelnen Werte zeigen zwar eine ziemliche Streuung, lassen sich aber für sämtliche Versuchswellen durch eine mittlere Kurve ausgleichen. Für Quader ergab sich ebenfalls $P_H/P_{y_A}' < 1$, dazu eine Gliederung in Abhängigkeit von h/L . Am eigenartigsten verlaufen die Verhältniswerte der Wellendrücke für den einfachsten Bauwerkstyp, die Tauchwand. Während sich für $h/L = 0{,}35$ trotz gewisser Streuungen eine angemessene mittlere Ausgleichskurve zeichnen lässt, sind für die kleineren relativen Wassertiefen die Streuungen z.T. übermässig gross und unsystematisch; der Versuch, auch dafür eine Ausgleichskurve anzudeuten, liefert eine Kurve mit einem Maximum. Trotz der starken Streuungen ist jedoch eine Gliederung nach h/L offensichtlich. Vergleicht man diesbezüglich die drei Bauwerkstypen untereinander, so entspricht dies dem Verlauf der Dämpfungskoeffizienten, bei denen sich für Tauchwand und Quader ebenfalls eine Gliederung nach h/L ergab, während sie für Resonatoren bei allen relativen Wassertiefen h/L durch eine einzige Kurve ausgeglichen werden konnten. Am erstaunlichsten ist jedoch, dass sich bei der Tauchwand Werte $P_H/P_{y_A}' > 1$ ergaben, obwohl bei allen drei Bauwerkstypen Energieverlustbeiwerte $\Delta_E < 1$ ermittelt wurden. Zu diesem überraschenden Ergebnis kam auch SCHULZ [107] bei Berechnungen des Wellendrucks nach SAINFLOU, wofür er k_D aus der Graphik von WIEGEL entnahm; allerdings handelte es sich dabei nur um die Berechnung eines (isolierten) Wertes für einen Einzelfall, ohne die Abhängigkeit von der Tauchtiefe usw. zu erfassen. Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass aus der Wellenenergie nicht unmittelbar auf den Druck geschlossen werden kann und umgekehrt; mit Recht schreibt jedoch SCHULZ: "Da nicht mehr Wellenenergie in Wellendruck umgewandelt werden kann, als vorhanden ist, erscheint der Fall+) ausgeschlossen". Ein Widerspruch scheint auch darin zu liegen, dass für alle Bauwerkstypen wohl $P_H/P_A = k_D$, aber $P_H/P_{y',A} \neq 1{,}0$, für die Tauchwand z.T. sogar $P_H/P_{y',A} > 1{,}0$ ist. Das alles unterstreicht die Ausführungen von STENZEL: "Weniger klar ist die Frage der Wellenbelastung sowohl auf die Wände als auch auf den Boden (des Quaders). Der Gesamtcharakter der Erscheinung, welche beim Durchgang der Wellen durch das Bauwerk entsteht, ist so verwickelt, dass sie noch nicht durch theoretische Studien zu beschreiben ist. Die Versuchsangaben von P.A. KUSNEZOW und S.P. SUROWZEW sowie einer Reihe anderer Autoren zeigen, dass die Belastung der Wand beim Anlaufen der Wellen einen ziemlich verwickelten Verlauf hat" [72].

5.43 Die Wasserbewegung im hydraulischen Resonator

Durch den bei den Versuchswellen E bis H in der Mitte des Resonators aufgestellten Pegel (H_R) konnten dort die vertikalen Wasserspiegelschwankungen gemessen werden.

Die Auftragungen $H_R/H_A = f\ (y)$ auf Abb. 1o2 zeigen erhebliche Streuungen. Es ist weder ein eindeutiger Einfluss der Wellensteilheit noch des Wandabstandes festzustellen. Bei grösseren Tauchtiefen liegen die Werte für den kleineren Wandabstand niedriger. Auf Abb. 1o3 wurde H_R/H_A als Funktion des Verhältnisses der Erregerfrequenz (der Ausgangswellen) zur Eigenfrequenz des Resonators aufgetragen. Diese Darstellung ist die Resonanzkurve des Resonators mit der auf die Erregeramplitude bezogenen Amplitude des Resonators. Naturgemäss ist der Verlauf der Kurven $H_R/H_A = f\ (y)$ und $H_R/H_A = f\ (\omega_W/\omega_E)$ ähnlich, dementsprechend auch die Streuungen. Beim Wandabstand $l = 62$ cm

---

+) Gemeint ist $P_H/P_{y',A} > 1$.

sind die Werte H_R/H_A für die Wellen F und G bei $y = 0{,}10$ m sehr hoch und fallen aus dem allgemeinen Rahmen heraus. Bei allen übrigen Versuchen liegen nur wenige Werte etwas über 1,o. Im Resonanzfall $\omega_W/\omega_E = 1$ liegt die bezogene Amplitude bereits erheblich unter 1,o; nach Überschreiten der Resonanzfrequenz verlaufen die Kurven (mit zwei Ausnahmen) fast asymptotisch nach Null hin.

Aus diesem Kurvenverlauf könnte man durch einen Vergleich mit der allgemeinen Darstellung der Resonanzfunktion in Abb. 87 a folgern, dass das Schwingungssystem des hydraulischen Resonators übermässig stark gedämpft sei. Dies ist jedoch ein Trugschluss, der sich durch Heranziehung der Ergebnisse der Wellendruckberechnungen aufklären lässt. In der allgemeinen Resonanzfunktion, s. Gl. (116), S.152, behält die Erregerkraft P auch bei Variation der Erreger- und Eigenfrequenzen ihre ursprüngliche Grösse. Ein typisches Merkmal des hydraulischen Resonators ist es, dass die Änderung seiner Eigenfrequenz durch Veränderung der Tauchtiefe erfolgt. Mit zunehmender Tauchtiefe nimmt jedoch, wie aus den Abb. 96 bis 98 sowie Tabelle 14 ersichtlich, die unterhalb der Bauwerksunterkante wirksame Wellendruckkraft rapide ab. Infolgedessen ist für die Resonanzkurve des hydraulischen Resonators nicht der durch die allgemeine Resonanzfunktion mit konstanter Erregerkraft gegebene Verlauf, sondern ein davon abweichender zu erwarten. Die starke Abnahme der bezogenen Amplitude bei Annäherung an die Eigenfrequenz kommt nicht von extrem grosser Dämpfung, sondern von der starken Abnahme der Erregerkraft+).

Damit ist der Verlauf der Erregerkraft in groben Zügen qualitativ erklärt. Schwieriger zu beantworten ist die Frage nach der absoluten Grösse der auf den hydraulischen Resonator einwirkenden Erregerkraft bzw. ihrem prozentualen Anteil an der Gesamtkraft der Ausgangswelle. Auf Abb. 96 wurde das Schema der Wellendruckverteilung am Resonator skizziert. Unterhalb der Bau-

+) Selbstverständlich ist unabhängig davon die Dämpfung im Resonator wirksam.

werksunterkante der luvseitigen Wand ist die Kraft $P_{y',A}$ vorhanden. Durch die Betrachtungen im voraufgegangenen Abschnitt wurde jedoch aufgezeigt, dass selbst bei einer einfachen Tauchwand Diskrepanzen zwischen dieser und der hinter der Wand auftretenden, aus den bekannten Berechnungsverfahren ermittelten, Wellendruckkraft bestehen. Da bisher keine Messungen der Druckverteilung vorliegen, ist es nicht möglich, exakte Angaben darüber zu machen. Um mit den z.Z. zur Verfügung stehenden Erkenntnissen der Wellendruckberechnung die Frage etwas näher aufzuklären, wurden die Wasserspiegelamplituden im Resonator auf bestimmte Anteile der Wellenkräfte bezogen, d.h. entsprechend den Beziehungen der allgemeinen Resonanzfunktion, s. Gl. 116 c, S. 153

$$A = \frac{P}{c} \cdot R$$

$$\frac{A}{P} = \frac{R}{c} \rightarrow \frac{H_R}{P} = f\left(\frac{\omega_W}{\omega_E}\right)$$

Aus Abb. 1o5 ist ersichtlich, dass bei der auf $P_{y',A}$ bezogenen Resonatoramplitude die Streuungen noch grösser werden als bei der auf die Ausgangsamplitude bezogenen Darstellung der Abb. 1o3. Bezieht man die Resonatoramplitude auf die Differenz ΔP der unterhalb der luv- sowie leeseitigen Wand wirksamen Wellendruckkräfte, so erhält man mit Annäherung an die Resonanzfrequenz fallende Kurven (Abb. 1o4), die zwar bei geringen Tauchtiefen ebenfalls stark streuen, bei grösseren Tauchtiefen jedoch nicht wesentlich voneinander abweichen. Nach diesen Ergebnissen scheint es, als ob die unter der luvseitigen Wand in den Bereich des Resonators eintretende Wellendruckkraft keine geeignete Bezugsgrösse ist, sondern nur ein bestimmter, mit den bisherigen Kenntnissen nicht genau festlegbarer Anteil davon als Erregerkraft für den Resonator in Frage kommt.

Eine Grundfrage für die Bemessung ist die nach der Eigenfrequenz des hydraulischen Resonators, da er auf diese "abgestimmt" werden muss. Unsere Modellversuche haben die auch von anderen Autoren mitgeteilten Beobachtungen bestätigt, dass er je nach dem Verhältnis des Wandabstandes bzw. der Beckenlänge zur Länge der Ausgangswelle verschiedene Schwingungsformen aufweist. Bei unseren Versuchen war die freie Wasseroberfläche im Resonator leider durch die Profileisen-Rahmen der Wände gestört, was eine genaue visuelle Erfassung der Schwingungsform erschwerte; vor allem bei dem kleineren Wandabstand $l = 62$ cm entnstand der Eindruck einer "kabbeligen See" im Resonator. Die Beobachtungen lieferten folgendes qualitative Bild:

a) bei $l \approx L$ (= 25o cm) zweiknotige Schwingung
b) bei $l = o,38\ L$ (= 62 cm) einknotige Schwingung
c) bei $l \approx o,25$ bis $o,3o\ L$ (= 62 cm) vertikale Auf- und Abbewegung mit horizontaler Oberfläche.

Nur bei im Verhältnis zur Wellenlänge kleinem Wandabstand schwingt die Wassermasse in ihrer Gesamtheit mit horizontaler Oberfläche ("im Block" bzw. "im Kolben"), während bei grösseren Beckenlängen ein- oder mehrknotige Schwingungen mit wellenförmiger Oberfläche auftreten. Wie in den Abschnitten 5.21 und 5.22 behandelt, gelten für die verschiedenen Schwingungsformen unterschiedliche Ansätze für die Eigenfrequenz. Nur die vertikale Auf- und Abbewegung mit horizontaler Oberfläche entspricht der Schwingung einer Wassersäule in einem senkrechten Schacht, während es sich bei den ein- oder mehrknotigen Schwingungen um Beckenschwingungen handelt. Die Ermittlung der Eigenperiode aus den Formeln für ganz oder teilweise abgeschlossene rechteckige Becken ist im vorliegenden Falle recht problematisch, da in den Gleichungen die Wellengeschwindigkeit und damit die Wassertiefe vorkommt. Streng genommen tritt die zu berechnende stehende Welle nur in dem bis zur Tauchtiefe y reichenden Resonatorbecken auf, während darunter noch eine fortschreitende Welle vorhanden ist.+)

+) Hier tritt wieder das bereits bei der kritischen Einschätzung der "Tauchwandformeln" angeschnittene Problem des Wellenenergietransports bzw. der -fortpflanzungsgeschwindigkeiten in verschiedenen Wassertiefen zutage (s.S. 87).

Bei den Auswertungen unserer Versuche wurde für die Darstellungen $f(\omega_W/\omega_E)$ die Eigenfrequenz ω_E in jedem Falle nach Gl. (78) bzw. (132), also für die Schwingung der gesamten Wassermasse im Resonator-Schacht mit horizontaler Oberfläche berechnet, so wie es auch von VALEMBOIS und JOHNSTON getan wurde. Obwohl dies streng nur bei im Verhältnis zur Wellenlänge kleinem Wandabstand gilt, ist es überraschend, dass sich die Messpunkte für alle Wandabstände kontinuierlich einfügen und ohne grössere Streuungen durch Ausgleichskurven ausgeglichen werden können.[+)] Damit ist experimentell bewiesen, dass die Berechnung der Eigenfrequenz nach Gl. (78) für den hydraulischen Resonator auch bei grösseren Wandabständen eine brauchbare Lösung ist. Dies wird gestützt durch die Anwendung der elektrisch-akustischen Analogie des Tiefpassfilters auf den hydraulischen Resonator, was streng genommen voraussetzt, dass die Abmessungen des Resonators klein gegenüber der Wellenlänge sind (s. Abschn. 5.41). Für diese Voraussetzung gilt auch Gl. (78) exakt; liegen die Abmessungen bereits in der Grössenordnung der Wellenlänge, so kann die Anwendung der Tiefpassfilter-Analogie nur Näherungslösungen liefern. Dasselbe gilt für die Vernachlässigung der Amplitude bei der Ermittlung der Eigenperiode nach Gl. (78), s. Gl. (131) und (132), S. 160; dies entspricht der Anwendung der "Theorie der kleinen Schwingungen" im Rahmen der Tiefpassfilter-Analogie. Damit rechtfertigt, neben der experimentellen Bestätigung, die Anwendung der elektrisch-akustischen Analogie des Tiefpassfilters auf den hydraulischen Resonator als Näherungslösung die Berechnung der Eigenfrequenz des Resonators nach den Ansätzen für die Schwingungen einer Wassersäule im Schacht ("im Block").

[+)] Bei der Ermittlung der Eigenfrequenz aus den Formeln für abgeschlossene rechteckige Becken dürfte sich keine Abhängigkeit von der Tauchtiefe y - wie nach Gl. (78) - ergeben, sofern in die Formel für die Wellengeschwindigkeit die gesamte Wassertiefe h eingesetzt wird.

5.44 Interpretation der Versuchsergebnisse zur Aufstellung neuer Bemessungsformeln

Die Theorie der akustischen Filter wurde sehr eingehend von WAETZMANN und NOETHER behandelt [126]. Sie unterziehen dabei die Ansätze von G.W. STEWART einer Kritik, vor allem hinsichtlich ihrer Übereinstimmung mit der strengen Theorie der Kettenleiter. Ansatzpunkt ist vor allem die bereits in den voraufgegangenen Abschnitten erwähnte Voraussetzung der "konzentrierten" Bauelemente, d.h., dass deren Abmessungen klein gegenüber der Wellenlänge sein sollen. WAETZMANN und NOETHER stellen fest, dass sich der von STEWART praktizierte Ansatz "nach dem Kettenleiterschema ... nicht ohne starke Willkürlichkeiten durchführen lässt. ... Wenn STEWART trotzdem zu vielfach befriedigender Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie gelangt, so liegt das daran, dass er probeweise verschiedene Kombinationen von Induktivitäten und Kapazitäten, die für den vorliegenden Filtertyp möglich sind, ansetzt und dann an Hand des Experimentes diejenige Kombination als die richtige annimmt, aus der sich die beste Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ergibt. ... STEWART muss aber für den endgültigen Vergleich zwischen Experiment und Theorie wieder empirische Daten einführen". Hinsichtlich des hydraulischen Resonators wurden bereits bei dessen Interpretation als Tiefpassfilter die gegenüber der strengen Theorie vorhandenen Unterschiede genannt sowie hervorgehoben, dass infolge der nur zum Teil erfüllten Voraussetzungen der Theorie mit entsprechenden Abweichungen der Ergebnisse gerechnet werden muss. Auf Grund der komplizierten und komplexen Bewegungsvorgänge am hydraulischen Resonator (z.B. Verbindung von Tauchwand- und Resonatorprinzip, Wellendruckproblem, Wellenenergietransport bzw. -fortpflanzungsgeschwindigkeit in verschiedenen Wassertiefen) kann vielleicht sogar mit noch grösseren Abweichungen als beim akustischen Filter gerechnet werden. Der Verfasser hält daher für den hydraulischen Resonator eine auf den Ergebnissen der grossmaßstäblichen Modellversuche basierende halb-empirische Betrachtungsweise, ähnlich dem Vorgehen von STEWART für akustische Filter, für durchaus gerechtfertigt, zumal dadurch die Ableitung einer praktisch anwendbaren Bemessungsformel ermöglicht wird und bereits durch die voraufgegangenen theoretischen Betrachtungen die Wirkungsweise des hydraulischen Resonators interpretiert werden konnte.

Für akustische Filter, speziell Schalldämpfer an Rohrleitungen, wurde der Dämpfungsverlauf vielfach experimentell ermittelt. Zwei praktische Beispiele wurden auf Abb. 93 wiedergegeben. Sehr gut ersichtlich ist das Auftreten der maximalen Dämpfung bei der Resonanzfrequenz. Wie das eingetragene Zahlenbeispiel zeigt, hat STEWART hier bei der Berechnung der Resonanzfrequenz für die Leitfähigkeit a der Verbindungsöffnung einen von der tatsächlichen Öffnungsweite abweichenden Wert eingesetzt.+)

Bei der Untersuchung von Schalldämpfern wird die Dämpfung allgemein in Dezibel angegeben, definiert durch

$$D = 20 \log \frac{p_0}{p_1} \quad [dB] \tag{165}$$

wobei p_0 der ungedämpfte und p_1 der gedämpfte Schalldruck sind. Überträgt man diesen Ansatz auf die Dämpfung von Wasserwellen, so erhält man dafür

$$D = 20 \log \frac{H_A}{H_H} = 20 \log \frac{1}{k_D} \quad [dB] \tag{166}$$

Um unmittelbare Vergleiche mit den akustischen Filtern zu ermöglichen, wurden in Ergänzung zu den bisherigen Darstellungen der Dämpfungswirkung von hydraulischen Resonatoren mittels des Dämpfungskoeffizienten k_D aus den Versuchsergebnissen die Dämpfung in Dezibel nach Gl. (166) berechnet und auf Abb. 1o6 in kartesischen Koordinaten als Funktion der Verstimmung (Frequenzverhältnis) aufgetragen. Die Streuung der Versuchspunkte erscheint in dieser Darstellungsweise etwas grösser als auf

---

+) Der von der Schallgeschwindigkeit in Luft von normal 333 m/s abweichende Wert kann durch das (nicht näher bekannte) Versuchsmedium erklärt werden; bei der Berechnung von Auspuffschalldämpfern ist der von der Temperatur und dem Kohlensäuregehalt abhängige Wert einzusetzen.

Abb. 81 mit $k_D = f\ (y/L)$; jedoch sind keine systematischen Abweichungen für die Versuche mit verschiedenen Versuchsbedingungen (Wandabstände, relative Wassertiefe) erkennbar, so dass sämtliche Versuchspunkte durch eine einheitliche Kurve ausgeglichen werden können. Die Ausgleichung erfolgte graphisch: ausgezogene Kurve auf Abb. 1o6. Die punktweise Übertragung dieser Kurve auf doppelt logarithmisches Papier (Abb. 1o8) ergab, dass sie sich als Potenzfunktion darstellen lässt, und zwar als Parabel n-ten Grades:

$$D = 25{,}5\ z^{3{,}12} \qquad (167)$$

Wie die Auftragungen auf den Abb. 1o6 und 1o8 zeigen, weichen im untersten Kurvenbereich die Versuchspunkte etwas - jedoch unwesentlich - von der Parabel ab; die gemessene Dämpfung ist etwas grösser. Überraschend ist die Tatsache, dass sich die auf Abb. 1o8 zum Vergleich mit eingetragenen Versuchspunkte von STEWART für eine akustische Tiefpassfilter-Kammer durch eine parallele Gerade

$$D = 20\ z^{3{,}12} \qquad (168)$$

ausgleichen lassen; auch hier weichen im untersten Kurvenbereich die Versuchspunkte etwas von der Parabel ab. Die Kurve für die akustische Tiefpassfilter-Kammer wurde auf Abb. 1o6 übertragen; sie ist etwa untere Umhüllende der Versuchspunkte für den hydraulischen Resonator.

Nach der Theorie der akustischen Filter nimmt der Schalldruck nach einem Exponentialgesetz ab [3]:

$$P_1 = P_0 \cdot e^{-\delta} \qquad (169)$$

mit δ als Dämpfungskonstante. Durch Kombination von Gl. (165) und (169) erhält man mit 2o log e = 8,69 die Dämpfung für ein Filterglied zu

$$D = 8{,}69\ \delta \quad [dB] \qquad (17o)$$

Bei bekannter Dämpfung D errechnet sich daraus die Dämpfungskonstante zu

$$\delta = \frac{D}{8{,}69}$$

Auf Gl. (167) für den hydraulischen Resonator angewandt, erhält man

$$\delta = \frac{25{,}5}{8{,}69}\ z^{3{,}12} = 2{,}94\ z^{3{,}12} \tag{171}$$

Die Kurven für δ und D müssen selbstverständlich ähnlich verlaufen. Auf Abb. 1o7 wurde jedoch noch einmal δ als $f\ (\omega_W/\omega_E)$ aufgetragen, wobei ω_W/ω_E bis zu 1,3 dargestellt wurde. Daraus ist ersichtlich, dass die Dämpfung nach Überschreiten der Resonanzfrequenz tatsächlich wieder abnimmt; nach Abb. 1o7 liegt das Maximum allerdings erst bei $z = \omega_W/\omega_E \approx 1{,}2$.

Durch Gegenüberstellung von Gl. (165) mit Gl. (166) und Kombination mit Gl. (169) wird

$$k_D = e^{-\delta} \tag{172}$$

Auf Abb. 1o9 wurden die Versuchswerte von k_D als $f\ (\omega_W/\omega_E)$ aufgetragen. Dabei wurden die Versuchsergebnisse von JOHNSTON für einen schwimmenden Resonator mit eingetragen. Durch die Schwimmfähigkeit wird natürlich der Dämpfungseffekt reduziert. Nimmt man den Reduktionsfaktor etwa zu o,6 an, so fallen die Messpunkte von JOHNSTON in den Bereich der Versuchsergebnisse des Verfassers. Auch in dieser Darstellung lassen sich die Messwerte linear ausgleichen, die Streuung ist jedoch etwas grösser als bei der Darstellung $k_D = f\ (y/L)$ auf Abb. 81.

Zum Vergleich der Darstellungen $k_D = f\ (\omega_W/\omega_E)$ und $k_D = f\ (y/L)$ wird die Beziehung zwischen ω_W/ω_E und y/L berechnet:

$$\omega_E = \sqrt{\frac{g}{y}} \longrightarrow y = \frac{g}{\omega_E^2}$$

$$\omega_W = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi c}{L} \longrightarrow L = \frac{2\pi c}{\omega_W}$$

$$\frac{y}{L} = \frac{g\,\omega_W}{\omega_E^2\, 2\pi c} = \frac{\omega_W}{\omega_E} \cdot \frac{g}{2\pi c \cdot \omega_E} \tag{173}$$

Aus Gl. (23), S. 2o, ergibt sich für unendliche Wassertiefe

$$\frac{g}{2\pi c} = \frac{1}{T} = \frac{\omega_W}{2\pi}$$

und damit

$$\frac{y}{L} = \frac{\omega_W}{\omega_E} \cdot \frac{\omega_W}{\omega_E} \cdot \frac{1}{2\pi} = \left(\frac{\omega_W}{\omega_E}\right)^2 \cdot \frac{1}{2\pi} = z^2 \cdot 0{,}16 \qquad (173\ a)$$

$$z = \frac{\omega_W}{\omega_E} = \sqrt{2\pi}\ \sqrt{\frac{y}{L}} = 2{,}51\ \sqrt{\frac{y}{L}} \qquad (174)$$

In den Gleichungen für D und δ tritt die Variable z in der 3,12-ten Potenz auf:

$$z^{3,12} = \left(\sqrt{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{y}{L}}\right)^{3,12} = 2\pi^{1,56} \cdot \left(\frac{y}{L}\right)^{1,56} = 17{,}66 \left(\frac{y}{L}\right)^{1,56}$$

Damit wird

$$D = 25{,}5\ z^{3,12}$$

$$= 25{,}5 \cdot 17{,}66 \left(\frac{y}{L}\right)^{1,56}$$

$$D = 450 \left(\frac{y}{L}\right)^{1,56} \qquad (175)$$

und

$$\delta = \frac{D}{8{,}69} = \frac{450}{8{,}69} \left(\frac{y}{L}\right)^{1,56}$$

$$\delta = 52 \left(\frac{y}{L}\right)^{1,56} \qquad (176)$$

sowie

$$k_D = e^{-\delta} = e^{-52\left(\frac{y}{L}\right)^{1,56}} \qquad (172\ a)$$

Danach ist in Übereinstimmung mit der aus Abb. 81 abgeleiteten Gleichung (1o8)

$$k_D = 0{,}88 - 5{,}94\ \frac{y}{L}$$

die Dämpfung durch den hydraulischen Resonator also nur von der relativen Tauchtiefe y/L abhängig.

Bei der Ableitung der Gl. (172 a) wurde der Zusammenhang zwischen z und y/L nur für unendliche Wassertiefe berechnet. Welche Abweichungen ergeben sich daraus? Ausgangspunkt dieser

Betrachtung ist Gl. (173). Für endliche Wassertiefe ergibt sich aus Gl. (9) bzw. (3o), S. 24

$$\frac{g}{2\pi c} = \frac{1}{T \cdot \tanh \frac{2\pi}{L} h} = \frac{\omega_W}{2\pi} \cdot \frac{1}{\tanh \frac{2\pi}{L} h}$$

und damit

$$\frac{y}{L} = \left(\frac{\omega_W}{\omega_E}\right)^2 \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\tanh \frac{2\pi}{L} h}$$

$$\frac{y}{L} = z^2 \cdot \frac{0{,}16}{\tanh \frac{2\pi}{L} h} \qquad (173\ b)$$

In der nachstehenden Tabelle werden die Werte für das zweite Glied auf der rechten Seite der Gl. (173 b) in Abhängigkeit von der relativen Wassertiefe h/L zusammengestellt.

h/L	$\frac{0{,}16}{\tanh \frac{2\pi}{L} h}$	h/L	$\frac{0{,}16}{\tanh \frac{2\pi}{L} h}$
o,o5	o,526	o,3o	o,168
o,1o	o,286	o,35	o,163
o,15	o,216	o,4o	o,162
o,2o	o,188	o,45	o,162
o,25	o,174	o,5o	o,161

Tabelle 15

Einfluss der relativen Wassertiefe auf die relative Tauchtiefe von Resonatoren, zu Gl. (173 b).

Dieselbe Aussage wie aus der Tabelle 15 lässt sich auch aus dem aus Gl. (3o) entwickelten und auf Abb. 3 dargestellten Refraktionsdiagramm von SCHULEJKIN entnehmen. Sowohl die Tabelle als auch die Abb. 3 veranschaulichen, dass die theoretische Abweichung bei h/L = o,3o nur noch rd. 5 % beträgt; bei h/L = o,25 sind es noch etwa 1o %.

Zur Erzielung günstiger Dämpfung muss der Resonator auf die Frequenz der Ausgangswelle abgestimmt werden. Die Tauchtiefe

y , in deren Nähe Resonanz zu erwarten ist, wurde bereits in Gl. (1o7) aus der Gleichung für die Eigenperiode des Resonators berechnet. In etwas anderer Form lässt sie sich jedoch auch aus Gl. (173) gewinnen. Aus der Bedingung für Resonanz, d.h. Verstimmung $z = \omega_W/\omega_E = 1$ erhält man

a) für unendliche Wassertiefe aus Gl. (173 a)

$$\frac{y}{L}_{(Res)} = 0{,}16 \tag{177 a}$$

b) für endliche Wassertiefe aus Gl. (173 b)

$$\frac{y}{L}_{(Res)} = \frac{0{,}16}{\tanh \frac{2\pi}{L} h} \tag{177 b}$$

Bei den durch die Gl. (177) gegebenen Werten y/L müsste also der Dämpfungskoeffizient $k_D \approx 0$ werden. Abb. 81 zeigt die experimentelle Bestätigung. Wie aus dieser ersichtlich und bereits bei der Darlegung der Versuchsergebnisse diskutiert, kann praktisch angenommen werden, dass für alle untersuchten Wellen unabhängig von der relativen Wassertiefe h/L bereits bei $y/L \approx 0{,}15$ eine angenähert vollständige Dämpfung ($k_D \approx 0$) erreicht wird. Das heisst, die tatsächlich auftretende Resonanztauchtiefe ist geringer als die theoretisch berechnete oder umgekehrt, bei gegebener Tauchtiefe des Resonators ist seine Eigenperiode etwas länger, als aus der wirklichen Tauchtiefe y berechnet. Bereits VALEMBOIS und BIRARD hatten geschrieben: "Wenn der Abfluss an der Unterkante des Schachtes nicht stillsteht, sondern sich darunter fortsetzt, muss die Länge (y) für die Berechnung der Eigenperiode etwas erhöht werden [122]". Es ist nicht bekannt, ob dieser Hinweis auf Grund von Versuchsergebnissen oder theoretischer Überlegungen erfolgte. Jedenfalls haben unsere Versuche das theoretisch zu erwartende Ergebnis bestätigt. In den Abschnitten 5.2 und 5.3 waren die Eigenperioden von Schwingungssystemen eingehend diskutiert worden. Die Versuchsergebnisse für den hydraulischen Resonator zeigen, dass auch hier analog zu den akustischen Schwingungssystemen (Pfeifen, HELMHOLTZ-Resonator) eine "Mündungskorrektur", s. Gl. (147), anzusetzen ist. Allerdings lässt sich nicht sagen, welcher Anteil der Periodenverlängerung auf die Dämpfung, welcher auf ungleichmässige Geschwindigkeitsverteilung usw. entfällt. Um einen Einblick in die Grösssenordnung zu geben, wird die Periodenverlängerung für die Versuchswelle mit der grössten Wellenperiode und der kleinsten relativen Wassertiefe (Welle N) berechnet; wie aus Gl. (177 b) hervorgeht, ist die Abweichung von h/L abhängig. Bei der Berechnung wird davon ausgegangen, dass bei der nominellen relativen Tauchtiefe $y/L = 0{,}15$ tatsächlich die Wirkung bzw. Periode wie bei der Tauchtiefe $y/L_{(Res)}$ nach Gl. (177 b) auftritt, d.h.

$$\frac{y_{eff.}}{y_{nom.}} = \frac{\dfrac{0{,}16}{\tanh \frac{2\pi}{L} h} L}{0{,}15\, L} = \frac{0{,}188}{0{,}15} = 1{,}25$$

bzw. als Mündungskorrektur Zusatzstrecke $s = 0{,}25\, y_{nom.}$. Damit ergibt sich die Eigenperiode des Resonators zu

$$T_E = 2\pi \sqrt{\frac{y}{g}} = 2\pi \sqrt{\frac{y_{eff}}{g}} = 2\pi \sqrt{\frac{1{,}25 \cdot 0{,}15\, L}{g}} = 1{,}12 \cdot 2\pi \sqrt{\frac{0{,}15\, L}{g}}$$

Der Vergrösserungsfaktor 1,12 liegt zwischen den von VALEMBOIS und SERVILLE für ein U-Rohr genannten Werten von 1,15 und 1,06; s. Gl. (129 a) und (129 b). Wie aus Abb. 81 ersichtlich, wird er bei den anderen Versuchswellen erheblich kleiner.

Auf jeden Fall kann es als experimentell gesichert und qualitativ theoretisch begründet angenommen werden, dass bis zu Werten von $h/L \geqq 0{,}20$ die rechnungsmässige relative Resonanz-Tauchtiefe mit $y/L \approx 0{,}15$ anzusetzen ist. In Anbetracht dieser Tatsache ist es belanglos, dass lt. Tabelle 15 bei kleineren h/L-Werten grössere theoretische Abweichungen auftreten. Die Bedinungsgleichung für einen guten Dämpfungseffekt ist praktisch

$$\frac{y}{L} = 0{,}15$$

$$y_{erf.} = 0{,}15\, L \qquad (178)$$

Bei $h/L = 0{,}20$ ergibt sich daraus

$$\frac{y}{h} = \frac{y/L}{h/L} = \frac{0{,}15}{0{,}20} = 0{,}75$$

bzw. $y = 0{,}75\, h$

Grössere Verhältnisse Tauchtiefe/Wassertiefe sind praktisch undiskutabel. Ferner konnte gezeigt werden, dass auch die Versuchsergebnisse von JOHNSTON mit noch kleineren h/L-Werten von minimal rd. o,1o qualitativ den Versuchsergebnissen des Verfassers entsprechen.

Die aus der Auftragung $k_D = f\,(y/L)$ auf Abb. 81 rein empirisch, ohne Berücksichtigung einer theoretischen Begründung des Formelaufbaues, abgeleitete Gleichung (1o8)

$$k_D = 0{,}88 - 5{,}94\,\frac{y}{L}$$

lässt sich in die Form der Gl. (172), $k_D = e^{-\delta}$, umschreiben. Ersetzt man die zahlenmässigen Koeffizienten in Gl. (1o8) durch allgemeine Ausdrücke, so lautet sie in allgemeiner Schreibweise

$$k_D = k_{D_0} - \eta\,\frac{y}{L} \qquad (1o8\ a)$$

worin $k_{D_0} = 0{,}88$ und $\eta = 5{,}94$ sind. Durch Gleichsetzen von (1o8 a) und (172) erhält man

$$k_{D_0} - \eta\,\frac{y}{L} = e^{-\delta}$$

und durch Logarithmieren

$$\ln\left(k_{D_0} - \eta\,\frac{y}{L}\right) = \ln\left(e^{-\delta}\right) = -\delta$$

Daraus lässt sich δ in Form der Gl. (176) als

$$\delta = m\left(\frac{y}{L}\right)^n \quad \text{mit} \quad n = 1{,}56$$

berechnen, indem man für y/L einen bestimmten Zahlenwert $< 0{,}15$ einsetzt. Mit $y/L = 0{,}1o$ wird

$$\ln\,(0{,}88 - 5{,}94 \cdot 0{,}10) = \ln 0{,}29 = -1{,}24 = -\delta$$

$$\delta = 1{,}24 = m\left(\frac{y}{L}\right)^n = m \cdot 0{,}10^{1{,}56} = m\ 0{,}02755$$

$$m = \frac{1{,}24}{0{,}02755} = 45$$

$$\delta = 45\left(\frac{y}{L}\right)^{1{,}56} \qquad (176\ a)$$

und schliesslich

$$k_D = e^{-\delta} = e^{-45\left(\frac{y}{L}\right)^{1{,}56}} \qquad (172\ b)$$

Durch das Verstimmungsverhältnis z ausgedrückt lauten die Gleichungen mit (s.o.)

$$z^{3,12} = 17,66 \left(\frac{y}{L}\right)^{1,56}$$

$$\delta = 45 \left(\frac{y}{L}\right)^{1,56} = \frac{45}{17,66} z^{3,12}$$

$$\delta = 2,55\, z^{3,12} \qquad (171\ a)$$

$$D = 8,69\, \delta = 8,69 \cdot 2,55 \cdot z^{3,12}$$

$$D = 22,2\, z^{3,12} \qquad (167\ a)$$

Die durch die Gl. (167 a) und (171 a) ausgedrückten Kurven wurden in die Abb. 1o6 und 1o7 mit eingezeichnet. Sie weichen etwas von den ursprünglich bestimmten Ausgleichskurven ab, was einmal dadurch bedingt ist, dass in der Gl. (1o8) nur die Wertepaare $y/L \leqq 0,15$ berücksichtigt wurden, zum anderen durch die in den verschiedenen Darstellungsarten mit unterschiedlichen Streuungen unabhängig voneinander vorgenommene, z.T. graphische und z.T. rechnerische Ausgleichung.

Für die Berechnung der Dämpfungskoeffizienten hydraulischer Resonatoren stehen uns also zwei verschiedene Formeln zur Verfügung: einmal die im Aufbau an die Formeln für akustische Filter angelehnte

$$k_D = e^{-\delta} \qquad \text{mit} \qquad \delta = f\left(\frac{y}{L}\right),$$

zweitens die aus der graphischen Darstellung der Messergebnisse empirisch gewonnene Gleichung

$$k_D = k_{D_0} - \eta^{\,y/L}$$

In beiden ist die Dämpfung durch die relative Tauchtiefe y/L gegeben. Das übereinstimmende Ergebnis mit der Herleitung aus dem Ansatz für akustische Filter beweist einmal, dass die relative Tauchtiefe y/L tatsächlich die bestimmende Grösse für hydraulische Resonatoren ist und zum anderen, dass es sich bei den akustischen und hydraulischen Resonatoren um artverwandte

Gebilde bzw. Vorgänge handelt. Die Berechnung nach der erstgenannten Formel ist etwas umständlicher, da dort y/L in der Potenz auftritt. Da auch in dieser in Anlehnung an die Theorie der akustischen Filter aufgestellten Formel die zahlenmässige Grösse der Beiwerte empirisch ermittelt wurde, wird für die praktische Anwendung die zweite, rein empirische Gleichung empfohlen. Für die rechnerische Auswertung lässt sie sich noch durch Aufrunden der Beiwerte vereinfachen, indem man an Stelle von

$$k_D = 0{,}88 - 5{,}94\ \frac{y}{L} \qquad (1o8)$$

setzt

$$\boxed{k_{D_R} = 0{,}90 - 6{,}00\ \frac{y}{L}} \qquad (1o8\ a)$$

Die der Gl. (1o8 a) entsprechende Gerade wurde mit in Abb. 81 eingezeichnet, woraus der nur geringfügige Unterschied zu der formal berechneten Ausgleichsgeraden ersichtlich ist: die Differenzen zwischen den nach beiden Gleichungen berechneten Dämpfungskoeffizienten liegen zwischen o,o1 und o,o2; die Grösse des Korrelationsbeiwertes wird kaum beeinflusst. Abb. 11o zeigt einen Vergleich der nach Gl. (1o8 a) berechneten mit den bei den Versuchen gemessenen Dämpfungskoeffizienten und veranschaulicht die gute Übereinstimmung.

Bei vorgegebenem Dämpfungskoeffizienten $k_{D_{erf.}}$ und gegebener Wellenlänge L lässt sich aus Gl. (1o8 a) die erforderliche Tauchtiefe berechnen, indem nach y aufgelöst wird:

$$y_{erf.} = \left(0{,}90 - k_{D_{erf.}}\right) \cdot \frac{L}{6} \qquad (1o8\ b)$$

Mit Gl. (1o8 a) bzw. (1o8 b) ist für die Praxis eine äusserst einfach zu handhabende Bemessungsformel gegeben. Um die Entwurfsarbeit noch weiter zu vereinfachen, wurde ein entsprechendes Nomogramm aufgestellt (Abb. 111), wodurch die gegenseitigen Abhängigkeiten der einzelnen Parameter sofort überschaubar sind und jegliche Rechenarbeit entfällt. Bei der Aufstellung des Nomogramms wurden Wellenverhältnisse der Modellversuche sowie unserer Ostseeküste berücksichtigt; durch Multiplikation der angeschriebenen Werte mit 1o erhält man eine nochmalige Erweiterung des Bereiches, wodurch man in die Grössenordnung der Ozeanwellen kommt.

Abschliessend wird der "logische" Aufbau der neuen Bemessungsformeln untersucht, d.h. ihr Ergebnis in den Grenzfällen $y \to h$ und $y \to 0$ sowie $h \to \infty$. Sowohl die Gl. (1o8) als auch (172) ergeben bei $y = 0$ die logisch erforderlichen Werte k_{D_0} bzw. $k_D = 1{,}00$. Beide Formeln gelten allgemein auch für $h \to \infty$. Dagegen wird bei beiden Formeln im allgemeinen Fall

$$\lim_{y \to h} k_D \neq 0$$

was der Wirklichkeit widerspricht. Setzt man in Gl. (172) aber $h = \infty$ ein, so erhält man

$$\lim_{y \to h} k_D = \lim_{y \to \infty} k_D = e^{-\infty} = 0 \; .$$

Dieser formal-mathematische "Widerspruch" ist jedoch durchaus akzeptabel, da bei vorgegebenen Wellendimensionen die Dämpfungswirkung des Resonators unabhängig von der Wassertiefe h ist; die Tiefenlage des Seebodens hat also keinen Einfluss auf k_D, h kann also in jedem Fall als quasi ∞ betrachtet werden. Bei der empirischen Gl. (1o8) wird allerdings

$$\lim_{y \to h} k_D = \lim_{y \to \infty} k_D = -\infty$$

Ihrer Ableitung entsprechend ist diese Gleichung jedoch nur sinnvoll bei $y/L \leq 0{,}15$ und liefert bei

$$y/L = 0{,}15 \to k_D = 0{,}90 - 6{,}00 \cdot 0{,}15 = 0{,}90 - 0{,}90 = 0 \; .$$

6. Die Möglichkeit der Dämpfung von Schiffswellen mittels durchbrochener Molen

Bei der Erörterung entsprechender praktischer Fälle wurde mehrfach die Frage aufgeworfen, ob es möglich sei, die von fahrenden Schiffen verursachten Schiffswellen mittels durchbrochener

Molen zu dämpfen. Dabei handelte es sich durchweg um begrenztes Fahrwasser, denn gerade hier ist der Schutz z.B. von Werftanlagen, Fährbetten usw. gegen die von der vorbeigehenden Schiffahrt verursachte Schwellwirkung erforderlich [36]. Bei der allgemeinen Beantwortung der aufgeworfenen Frage müssen daher die Verhältnisse auf unbeschränktem und beschränktem Fahrwasser unterschieden werden.

Bei der Fahrt von Schiffen auf begrenztem Wasser handelt es sich um ein Problem aus dem Grenzgebiet des Wasser- und Schiffbaues, über welches umfangreiches Spezialschrifttum vorliegt. Viele Fragen auf diesem Gebiet sind jedoch noch offen und erfordern weitere Forschungen. So hat sich z.B. der Verfasser in mehreren Arbeiten mit der Auswirkung des Schiffahrtsbetriebes auf die Ufer der Wasserstrassen befasst [35], [36], [37]. Schiffswellen interessieren den Wasserbauingenieur neben der genannten Schwellwirkung besonders hinsichtlich ihrer Einwirkung auf Ufer und Bauwerke. Über die Abmessungen von Schiffswellen in Abhängigkeit von Schiffsgeschwindigkeit, Schiffs- und Kanalabmessungen sind in der Fachliteratur nur wenige praktisch verwertbare Angaben zu finden. Daher hat die Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau in den letzten Jahren entsprechende Untersuchungen auf der Basis von Grossmodellversuchen durchgeführt. Für einen konkreten Fall (Seekanal Warnemünde, unregelmässige Grundriss- und Querschnittsgestaltung) hat der Verfasser das Problem in [36] behandelt. Anschliessend wurde es von RÖHMISCH für allgemeine Verhältnisse untersucht, wobei dieser aus den Ergebnissen grossmaßstäblicher Modellversuche eine empirische Formel für die Berechnung der durch ein fahrendes Schiff in einem Kanal verursachten Wasserspiegelschwankungen aufstellen konnte [99]. Die aufgeworfene Frage, ob dieser Schwell mittels durchbrochener Molen zu dämpfen ist, lässt sich aus der Analyse der hydrodynamischen Vorgänge bei der Fahrt eines Schiffes auf beschränktem Wasser beantworten.+)

+) Literaturhinweise u.a. in [36].

Das Schiff ruft im durchfahrenen Wasser Gleichgewichtsstörungen in Form von Druckdifferenzen hervor, welche u.a. als Roll-, Quer- und Stauwellen, in dem Rückstrom der vom Schiff verdrängten Wassermenge sowie in dadurch bedingten Wasserspiegelabsenkungen sichtbar in Erscheinung treten. Eingehende Untersuchungen ergaben, dass die Wasserspiegelschwankung in Ufernähe hauptsächlich in einer durch die Erzeugung der Rückstromgeschwindigkeit bedingten Wasserspiegelsenkung besteht, während die Ausläufer der Bug- und Heckwellen, die sich dieser Absenkung überlagern, deren Grösse bei weitem nicht erreichen. Diese Tatsache ist das Kernproblem für die Dämpfung mittels durchbrochener Molen. Wie bereits gesagt, resultiert die Wasserspiegelabsenkung im beschränkten Fahrwasser aus der Notwendigkeit, dass die vom Schiff verdrängte Wassermenge unter und neben dem Schiff zurückströmen muss. Die Rückstromgeschwindigkeit sowie die Wasserspiegelabsenkung infolge der Beschleunigung des zurückströmenden Wassers hängen gegenseitig voneinander ab und können an Hand von KREY angegebener Grundlagen rechnerisch behandelt werden. Der Rückstrom tritt in seiner eigentlichen Form als Längsströmung (in Kanalrichtung) auf. Die infolge der Beschleunigung des zurückströmenden Wassers auftretende Spiegelsenkung schreitet mit dem fahrenden Schiff mit dessen Geschwindigkeit fort. Neben dem vom Schiff ausgehenden System der Rollwellen wirkt daher auch der Rückstrom in Form der Absenkung mittelbar als mit der Schiffsgeschwindigkeit fortschreitende Welle. Wenn diese nun an einer an den Kanal anschliessenden Erweiterung (z.B. Hafenbecken, Fährbett o.ä.) vorbeiläuft, tritt infolge des Druckgefälles auch in der Erweiterung eine zur Abzweigstelle hin gerichtete Strömung auf, welche beim Vorbeilaufen des vom Schiff hervorgerufenen Nachstroms kentert, wodurch auch auf der Wasserfläche der Erweiterung eine wellenförmige Wasserspiegelschwankung auftritt. Gerade diese Schwellwirkung infolge des Schiffahrtsbetriebes ist es, welche an den Kaianlagen usw. schädlich wirkt und der daher entgegengetreten werden soll. Aus dem vorher Gesagten erhellt, dass es sich im beschränkten Fahrwasser dabei nicht um eine reine Wellenbewegung handelt, sondern im wesentlichen um

Strömungsvorgänge, d.h. echten Massentransport. Daher ist in solchen Fällen eine wirksame Dämpfung der Wasserspiegelschwankungen mittels durchbrochener Molen nicht möglich. Beim Tauchwandprinzip wird ja davon ausgegangen, dass das Maximum der Wellenenergie in den oberen Wasserschichten konzentriert ist und dort durch das von oben eintauchende Bauwerk reflektiert wird. Die zusätzliche Wirkung der Unterfläche eines Quaders beruht auf der Behinderung der Ausbildung der Orbitalbahnen der Welle; das Resonatorprinzip nutzt ebenfalls die Periodizität der Wellenbewegung. Alle diese Voraussetzungen sind bei der im wesentlichen durch Wasserspiegelabsenkung in Erscheinung tretenden Schwellwirkung im beschränkten Fahrwasser nicht gegeben; der Einbau durchbrochener Molen wird höchstens als zusätzlicher Widerstand auf die Strömung wirken, jedoch nicht die Wasserspiegelschwankungen wirksam verhindern. Diese theoretisch begründete Tatsache wurde durch informatorische Versuche mit Tauchwänden an mehreren dreidimensionalen Modellen von Seekanälen, Hafeneinfahrten u.ä. (Beispiel siehe Abb. 112) in der Versuchsanstalt Potsdam experimentell bestätigt.

Anders sehen die Verhältnisse bei unbeschränktem Fahrwasser aus. Hier ist die Verdrängungsströmung zu vernachlässigen. Die Wasserspiegelschwankung besteht im wesentlichen tatsächlich aus den eigentlichen Schiffswellen, welche von Bug und Heck des Schiffes ausgehen. Dabei kann man die wellenbildende Wirkung des Schiffes durch die Wirkung zweier Druckimpulse ersetzen, die durch Bug und Heck hervorgerufen werden. Hinter einem solchen Druckpunkt bilden sich zwei Systeme von im Grundriss leicht gekrümmten Seiten- und Querwellen aus, die mit dem Druckpunkt, d.h. also mit der Geschwindigkeit des Schiffes fortschreiten. Beide Systeme überlagern sich und bilden zusammen die Schiffswellen. Die Seitenwellen laufen unter einem bestimmten Winkel vom Schiff fort (Abb. 112). Diese Wellen zeigen alle Merkmale von Schwingungswellen und sind als solche zu behandeln. Mit anderen Worten: im unbeschränkten, tiefen Wasser werden durch ein fahrendes Schiff infolge von Druckimpulsen Oberflächenwellen erzeugt, welche auf der freien Wasserfläche als Schwingungswellen wirken. Bei diesen Wellen besteht dann auch wie bei durch Windeinwirkung erzeugten kurzperiodischen Schwingungswellen die Möglichkeit ihrer Dämpfung mittels durchbrochener Molen.

Diese Möglichkeit ist allerdings für die Großschiffahrt meist bedeutungslos, da ein Schutz gegen Schiffswellen nicht auf hoher See, sondern - wie eingangs hervorgehoben - auf beschränktem Fahrwasser angestrebt wird. Die Begriffe beschränktes und unbeschränktes Fahrwasser sind jedoch relativ zu sehen, und zwar als Verhältnis der Ausmasse des Schiffes zu denen des Fahrwassers. So können selbst verhältnismässig flache Binnengewässer für kleinere Sportboote praktisch unbeschränktes Fahrwasser darstellen. In solchen Fällen kann die Anwendung durchbrochener Molen durchaus an Bedeutung gewinnen, z.B. zum Schutz von Sportbootliegeplätzen an Ufern von Binnenseen gegen die durch den Motorbootverkehr auf den Seen erzeugten Wellen.

Abb. 112 zeigt zur Illustrierung der vorangegangenen Erörterungen die Entwicklung der Schiffswellen bei der Einfahrt eines Schiffes in den Seekanal Warnemünde-Rostock (Modellversuch). Im Vordergrund des Bildes ist die Ausbreitung der reinen Schiffswellen als Schwingungswellen auf praktisch unbeschränktem, tiefem Wasser zu sehen; hier wäre eine Wellendämpfung mittels durchbrochener Molen möglich. Bei der Einfahrt in den Seekanal erfolgt sukzessiv der Übergang zum beschränkten Fahrwasser. Aus dem Bild ist u.a. ersichtlich, wie sich beim Übergang vom Tief- zum Flachwasser die Wellenhöhe bzw. Wasserspiegelschwankung vergrössert. An der Begrenzung des Seekanals durch die frühere Ostmole (in Bildmitte) tritt bereits die Rückströmung mit der dazugehörigen Absenkung in Erscheinung. Entsprechend den geschilderten Erscheinungen bei der Fahrt im beschränkten Wasser bestehen längs des Seekanals keine Aussichten zur wirksamen Dämpfung der durch das fahrende Schiff hervorgerufenen Wasserspiegelschwankungen mittels durchbrochener Molen, z.B. in Form von Tauchwänden.

7. Der Einfluss durchbrochener Molen auf die Sedimentbewegung

7.1 Freipässe an Molen und freistehende Wellenbrecher

7.11 Begriffsbestimmungen

Zwecks klarerer Unterscheidung werden in dieser Arbeit als Molen vom Ufer aus ins Wasser vorgebaute Bauwerke zum Schutz gegen Wellenbewegung und Versandung der Fahrrinne verstanden, dagegen als Wellenbrecher einer Mole ähnliche und ähnlichen Zwekken dienende, jedoch im freien Wasser ohne Verbindung mit dem festen Lande errichtete Bauwerke. Die freistehenden Wellenbrecher (offshore breakwaters) verlaufen meist annähernd küstenparallel.

7.12 Anordnung von Freipässen an Molen

Von der Küste aus in See vorgebaute Querbauten wie Buhnen und Molen verursachen, wie noch näher begründet wird, eine Unterbrechung des Küstenlängstransportes, wobei es luvseitig des Bauwerkes zur Ablagerung küstenparallel verfrachteten Sedimentes kommt. Bei Häfen beeinträchtigen die Ablagerungen je nach ihrer Lage die Einfahrt in den Hafen. Eine Folge der luvseitigen Ablagerung sind leeseitige Erosionserscheinungen.

In der Vergangenheit hat man stellenweise versucht, diesen Mißständen durch sog. Freipässe, das sind Öffnungen an der Molenwurzel, zu begegnen. Diese Anordnungen zeigten vielfach Misserfolge. Es ist angeregt worden, die von den Freipässen erhofften Wirkungen durch Gestaltung entweder der gesamten oder eines Teiles der Mole in Nähe der Molenwurzel als durchbrochene Mole zu erreichen, damit durch die Öffnungen der "Küstenstrom" in den Hafen eintreten kann, während der darüberliegende massive Teil die Hafenwasserfläche vor der Wellenbewegung schützt; durch diese Anordnung soll das durch den "Küstenstrom" transportierte Sediment ungehindert durch den Hafen hindurchwandern [90]. Da diese Anwendungsmöglichkeit als wesentlicher Vorteil der durchbrochenen Molen erscheint, soll überprüft werden, ob dies tatsächlich der Fall ist. Hierzu wurden bisher keine speziellen Modellversuche mit beweglicher Sohle durchgeführt;

daher lässt sich die Frage an Hand allgemeiner Untersuchungen über den Sedimenttransport an der Küste allerdings nur annähernd klären. Damit soll gleichzeitig der Versuch unternommen werden, das allgemeine Problem der Freipässe an Molen, über deren teilweises Versagen in der Fachliteratur Diskussionen geführt wurden, im Lichte neuerer Forschungsergebnisse über den Sedimenttransport an der Küste zu deuten. Das erfordert eine Darlegung von mit Freipässen gesammelten Erfahrungen und verschiedenen ihrer Anordnung zu Grunde liegenden Gedankengängen.

Unklarheiten zeigen sich schon bei Äusserungen über das Wirkungsprinzip und die Gründe für die Wahl von Öffnungen in Hafenmolen. DE THIERRY schreibt: "Die Anordnung von Öffnungen in einem Hafendamm, um einen Spülstrom durch den ganzen Hafen oder nur durch einen Teil des Hafens zu leiten, ist schon im Altertum vielfach als Mittel zur Bekämpfung von Versandungen angewandt worden. Der erwartete Erfolg ist aber stets ausgeblieben [115]". Die Ausführungen von HAGEN in seinem "Handbuch der Wasserbaukunst" [40] zeigen jedoch, dass die Gründe für diese Öffnungen gar nicht so klar sind. An Ruinen einer ganzen Anzahl alter Hafendämme in der Nähe von Neapel und Rom sowie aus Nachrichten darüber fand man, dass jene aus einzelnen Pfeilern von unterschiedlicher Breite bestanden, welche durch freie Zwischenräume verschiedener Weite voneinander getrennt waren. Beim Hafen von Antium z.B. hatten die Dämme von etwa 9 m Querschnittsbreite "Pfeiler"ausdehnungen von rd. 31 bis 47 m, die dazwischen liegenden Öffnungen eine Weite von rd. 5,6 m. Die Öffnungen scheinen mit Bogen überspannt gewesen zu sein. Hierüber liegen leider keine genauen Angaben vor. Im Grunde entspräche diese Konstruktion bereits den durchbrochenen Molen im Sinne der in der vorliegenden Untersuchung behandelten Bauwerke. Man wird jedoch kaum fehlgehen, wenn man annimmt, dass bei den alten Bauten die Überbrückungen nicht in das Wasser eintauchten - schon aus dem Stand der Bautechnik der damaligen Zeit - , sondern nur dazu dienten, die Molen durchgehend begehbar und für das Anlegen von Schiffen zu gestalten. Der Italiener FACIO war der Ansicht, "der Zweck dieser Öffnungen sei gewesen, die Küstenströmung in dem Hafen nicht zu unterbrechen", und "dass diese Anordnung der Hafendämme wesentliche Vorteile in Betreff der Erhaltung der Tiefe (im Hafen) bietet". Ende des 18. Jahrhunderts wurde bei Cherbourg ein Wellenbrecher zum Schutz der Reede gebaut, welcher aus einer Reihe von abgestumpften Kegeln bestand, die in unterschiedlichen Abständen nebeneinander versenkt wurden. Nachträglich wurden diese, entgegen der ursprünglichen Ansicht, durch geschüttete Steindämme miteinander verbunden. In Zusammenhang mit der Diskussion über die alten römischen Hafendämme mit Öffnungen wurde darauf hingewiesen, dass man auch bei Cherbourg nach dem ursprünglichen Plan "gleichfalls einen vielfach durchbrochenen Hafendamm dargestellt haben würde, ohne dass es dem Verfasser des Projektes in den Sinn gekommen wäre, dadurch Verlandungen im dahinter gelegenen Teile der Bucht zu verhindern". Vielmehr war der Projektverfasser, der französische Wasserbauinspektor DE CESSART, der Meinung, "der Angriff der Wellen gegen einen dichten Damm sei zu stark, als dass ein solcher sicher widerstehen könne". HAGEN vermutet, dass ähnlich wie in Cherbourg auch bei den alten Häfen die Konstruktion einzelner Teile der Hafendämme leichter erschien und die Öffnungen aus bautechnischen Gründen zu erklären sind. Dafür spräche, dass die einzelnen Pfeiler gemauert waren und wahrscheinlich als Senkkästen abgesenkt wurden, wobei nach dem damaligen Stand der Technik zwangsläufig die grösseren Öffnungen verblieben.

Infolge des Fehlens genauerer Kenntnis der damaligen Situation erscheint es fraglich, inwieweit man tatsächlich von dabei "gesammelten Erfahrungen" [115] sprechen kann. Den von DE THIERRY geäusserten schlechten Erfahrungen stehen die sich Vorteile erhoffenden Ansichten von FACIO gegenüber, von denen HAGEN (vor rd. 100 Jahren!) sagt, "es ist auch nicht bekannt geworden, dass diese irgendwo ... Eingang oder auch nur eine ernstliche Berücksichtigung gefunden hätten". Wenn HAGEN zu dieser Zeit ferner der Meinung war, entsprechend den Fortschritten der Bautechnik "wird gewiss das erwähnte System der Hafendämme mit vielfachen und weiten Unterbrechungen nicht wieder aufgenommen werden", so können wir im Gegenteil feststellen, dass um die Jahrhundertwende verschiedentlich Molen mit

Freipässen ausdrücklich zu dem Zweck errichtet wurden, der Hafenversandung zu begegnen. Inwieweit diese Vorhaben durch Folgerungen aus den alten Hafenbauten beeinflusst wurden, ist nicht bekannt. Als Beispiele seien die Häfen von Zeebrügge und Ceara genannt (Abb. 113 und 114).

Der durch eine einzelne Mole gebildete Hafen von Ceara an der Nordostküste von Brasilien ist in wenigen Jahren vollständig versandet. Der Sand ist durch den Freipass eingedrungen und hat nach und nach die gesamte Hafenfläche aufgefüllt [54], [94], [115].

Bei dem an der belgischen Küste gelegenen Hafen von Zeebrügge war bereits bei seiner ursprünglichen Anlage die Länge des Freipasses ein strittiger Punkt. Die anfänglich auf 25o m festgelegte Weite der Öffnung wurde versuchsweise auf 4oo m vergrössert, wodurch jedoch ein zu starker Seegang auf der Reede entstand; daher wurde noch während des Baues die Öffnung auf 3oo m eingeengt. Nach verschiedenen älteren Literaturangaben [3o], [31], welche sich auf Angaben örtlicher Ingenieure beziehen, soll der Freipass den Erwartungen entsprochen haben. Er hätte zwar eine teilweise Versandung nicht verhindern können, aber eine solche Strömung auf der Reede hervorgerufen, dass die entstandene Sandbank (s. Abb. 113) unschädlich gewesen sei. Die Strömungsverhältnisse an der Mole von Zeebrügge hat (nach Naturbeobachtungen) FRANZIUS beschrieben und daraus die Wirkungsweise des Freipasses zu erklären versucht [31]. Auf Grund der damit gemachten Erfahrungen wäre seiner Meinung "in der Einschaltung eines Freipasses ein Mittel geboten, das unter ähnlichen Verhältnissen der Versandung derartiger, einseitig durch eine Mole geschützter Reeden mit grosser Wahrscheinlichkeit vorbeugen würde". Mit dieser Ansicht hat sich DE THIERRY [115] auseinandergesetzt und an Hand dem Hafenbau vorangegangener Untersuchungen festgestellt, dass sich die dortige Küste im Gleichgewichtszustand befindet und kaum nennenswerte Sandmengen in Bewegung sind, so dass die vorteilhaften Erfahrungen weniger der Molenanordnung als vielmehr den günstigen örtlichen Verhältnissen zuzuschreiben seien. Er weist darauf hin, dass nach einem Bericht auf dem Internationalen

Schiffahrtskongress 1900 in Paris der Freipass ausdrücklich nur Schlickablagerungen verhüten sollte und dass auch der Schlickgehalt des dortigen Seewassers sehr gering ist. ENGELS erschien es fraglich, ob der Freipass auch gegen Schlickablagerungen überhaupt notwendig sei "und ob es nicht vorteilhaft wäre, ihn zu schliessen und die dadurch bewirkte grössere Beruhigung der Wasserfläche der Reede nicht mit der dann erforderlich werdenden geringen Vermehrung der noch notwendigen Schlickablagerung zu erkaufen" [30]. Tatsächlich ist wegen mangelhafter Wirkung der Freipass im Jahre 1929 auch geschlossen worden. Als Folge davon sollen sich im Hafen noch mehr Schwebstoffe als vorher abgesetzt haben [57]. Da die Meinungen der beteiligten Wasserbauingenieure in dieser Frage ziemlich auseinandergingen, wurden auf Veranlassung der belgischen Regierung später Modellversuche durchgeführt. Auch diese Versuche ergaben, dass der Freipass allein keine Lösung ist. In einem Vorschlag der Wasserbaulaboratoriums wurden hinter dem Freipass im Hafen ausgedehnte Leitwände angeordnet, welche die Strömung führen und dadurch Ablagerungen verhindern sollten. Durch die Leitwände würde jedoch ein grosser Teil der Hafenwasserfläche verbaut und praktisch nicht mehr nutzbar sein [12].

DE THIERRY kam seinerzeit zu der Schlussfolgerung, dass dort, wo grössere Sandmengen küstenparallel bewegt werden, nicht genügend vor der Anwendung von Freipässen gewarnt werden kann. "Macht man die Spülöffnungen so weit, dass die Wellen ungehindert hindurchdringen können und infolgedessen die Wanderung des Sandes ungeschwächt vor sich gehen kann, so wird man den Hauptzweck, den die Mole erfüllen soll, eine ruhige Wasserfläche zu schaffen, nicht erreichen. Schränkt man dagegen die Spülöffnungen ein, so wird man die Sandablagerungen im Innern des Hafens befördern". DSCHUNKOWSKIJ schätzt in einer neueren Veröffentlichung [28] die Frage des Freipasses so ein, dass "der einzige Vorteil in der Möglichkeit besteht, sohlenvertiefende Arbeiten (Baggerungen) auf der geschützten Hafenfläche anstelle in der offenen See durchzuführen". PROETEL [94] fasste die Erfahrungen mit Freipässen dahingehend zusammen, dass ein solcher nur dann wirksam zu sein scheint, wenn die

Öffnung sehr gross und der feste Teil der Mole im Vergleich zu ihr nur kurz und parallel zum Strande gerichtet ist. "Es ist klar, dass solche Anlage nur wenig Wellenschutz bieten kann. Wird der Freipass enger gemacht, so wird die Küstenströmung im Hafen geschwächt, und die Ablagerungen werden grösser, als ob die Mole an das Ufer angeschlossen wäre".

7.13 Mechanismus des Sedimenttransportes an der Küste

7.131 Küstennahe Strömungen

Die an der Küste auftretenden und auf das Sediment einwirkenden Strömungen, über die Orbitalbewegung der Wasserteilchen hinaus, sind recht verwickelter Natur. Sie werden unter dem Begriff der ufernahen Zirkulation (nearshore circulation) zusammengefasst. Obwohl noch keine vollständigen Vorstellungen über Mechanismus, Grösse und Richtung dieser vielgestaltigen turbulenten Bewegungen bestehen, ermöglichen neuere systematisch durchgeführte Beobachtungen in der Natur und an grossflächigen Modellen zumindest eine schematische Darstellung des küstennahen Wasserumlaufs, welche die morphologischen Wirkungen abzuschätzen gestattet, siehe Abb. 115.

Innerhalb des küstennahen Wasserumlaufs existieren teils voneinander abhängige, teils unabhängig voneinander oder auch allein auftretende Strömungen, die sich in zwei Hauptgruppen einteilen lassen:

1. die sog. Küstentrift, Triftströmung oder Küstenströmung;
2. das Strömungssystem in der Brandungszone.

Die Triftströmung ist im Gesamtkomplex der küstennahen Wasserbewegung die einzige unabhängig vom Seegang, d.h. den fortschreitenden kurzperiodischen Wellen, existierende Strömungsform. Da für sie verschiedene Bezeichnungen gebräuchlich sind, scheint - wie die Erfahrung zeigt - bei nicht genügend tiefgründiger Betrachtung insbesondere durch den Ausdruck Küstenströmung die Gefahr zu bestehen, hierunter die Gesamterscheinung der küstennahen Strömung verstehen zu wollen. Die eigentliche Küstenströmung oder Küstentrift besteht jedoch nur in einer in dem der Küste ausserhalb der Brandungszone vorgelagerten Gebiete tieferen Wassers auftretenden verhältnismässig gleichförmigen und uferparallelen Strömung, welche durch Windeinflüsse, Gezeiten, Seebeckenschwingungen (sog. Seiches) u.ä. hervorgerufen wird. Nach Untersuchungen von SADRIN und ZUBKOVA (Abb. 116) haben Trift- und Wellenströmungen eine völlig unterschiedliche zonale Geschwindigkeitsverteilung.

Das Strömungssystem in der Brandungszone kann unabhängig vom Vorhandensein der Küstenströmung auftreten und umgekehrt. Seine Ursache ist in jedem Fall der Seegang, in engerem Sinne die Brandung. Darunter sind die Vorgänge zu verstehen, welche sich beim Auflaufen einer Welle auf den strandnahen Unterwasserhang abspielen, nachdem diese Fühlung mit der Seeschle genommen hat. Mit wachsendem Störzustand der Welle, d.h. mit abnehmender Wassertiefe, wird das Wellenprofil immer unsymmetrischer, womit ein Wassertransport in Wellenfortschrittsrichtung verbunden ist, welcher durch einen Aufstau vor der Wasserlinie und Rückstrom an der Sohle kompensiert wird. Das Rückfliessen kann auf breiter Fläche oder konzentriert an einzelnen Stellen als sog. Rippströmung (rip current) erfolgen. Bei einer bestimmten kritischen Wassertiefe kommt es schliesslich zum Brechen der Welle. Nach dem Brechen kann sich eine sekundäre Welle bilden; bei entsprechender Tiefenverhältnissen kann während des Brandungsvorganges der Wellenbruch mehrmals eintreten. In den Brecherzonen erfolgt die Riffbildung. Laufen die Wellen unter einem Winkel auf die Küste auf, so wird eine küstenparallele Strömungskomponente hervorgerufen, welche die Brandungsströmung (longshore current) auslöst. Die Stärke der Strömung wächst mit dem Auftreffwinkel der Wellen. Seine grösste Geschwindigkeit hat der Brandungsstrom auf den Riffen und dem Strandwall; seewärts der Brecherzone ist die Strömung nur gering. Die aus dem Wellenauflauf resultierende Brandungsströmung kann ihrerseits wieder eine Umformung der auflaufenden Wellen hervorrufen.

Den Abschluss der Brandung bildet das Wechselspiel zwischen Schwall und Sog am Strandwall oberhalb der Wasserlinie.

Die normal und parallel zur Küste gerichteten Strömungserscheinungen überlagern sich vielfach, so dass oft keine der Einzelkomponenten deutlich ausgeprägt erscheint. Da die Strömung ausserhalb der Brecherzone, wo die küstenparallele Komponente fast ausschliesslich in der Küstenströmung oder -trift besteht, nur gering ist, wird der küstenparallele Materialtransport im wesentlichen durch die Wellen bestimmt.

7.132 Ausbildung des Reliefs des strandnahen Unterwasserhangs

Beim Auflaufen der Wellen auf die Küste ergeben sich Wechselwirkungen zwischen der Welle und dem strandnahen Unterwasserhang, welche zu gesetzmässigen Verformungen sowohl der Welle als auch des Hangreliefs führen und die durch das Bestreben zum Gleichgewicht bedingt sind. Die Sedimentbewegung wird durch die Unsymmetrie der Orbitalbewegung der Wasserteilchen der gestörten Welle bedingt. Die Bilanzierung der an jedem Punkt der Schorre bewegten Sedimentmengen ermöglicht Aussagen über die resultierende Sedimentbewegung und die sich daraus ergebende Gestaltung des Reliefs des Unterwasserhanges. Exaktere Untersuchungen über das morphologische Geschehen auf dem strandnahen Unterwasserhang stammen erst aus neuerer Zeit. In einer auf Grossmodellversuchen basierenden Arbeit hat JOHNSEN [52] diese Vorgänge ausführlich dargestellt. Aus den eingehenden Betrachtungen zahlreicher Einzelfaktoren, welche die Reliefgestaltung beeinflussen, so z.B. der Veränderlichkeit der Riffe beim Wechsel der Wellenabmessungen, des Wasserstandes usw., lassen sich wesentliche Schlussfolgerungen über die Wirkung bestimmter Seegangsverhältnisse und von Seebauwerken ziehen. Als massgeblicher Faktor der Reliefgestaltung ist das Verhältnis der Korngrössen des Strandmaterials zur Grösse der Wellen anzusehen. Auch die Verlagerungsrichtung der Sinkstoffe - seewärts oder landwärts - , wobei gleichzeitig eine Sortierung nach Korngrössen erfolgt, wird dadurch bestimmt. Bei ausschliesslich senkrecht zur Küste anlaufenden Wellen findet auch nur ein küstennormaler Materialtransport statt. Der ausschliessliche Küstentransport ist aber in den seltensten Fällen gegeben. Vielmehr laufen die Wellen unter mehr oder weniger grossen Winkeln auf die Küste auf und verursachen so die küstenparallele Brandungsströmung.

7.133 Der Küstenlängstransport

Durch die oszillierende Bewegung der Wasserteilchen unter der Welle wird das Sediment so vom Boden gelöst, angehoben und schwebend oder auf dem Grunde bewegt, dass es unter dem Einfluss von Strömungen weitertransportiert werden kann. Der seitliche, d.h. küstenparallele Transport wird im wesentlichen durch die Brandungsströmung bedingt. Die Brandungsströmung kann evtl. durch die Küstenströmung überlagert und verstärkt sein. Die resultierende küstenparallele Strömung verursacht den Küstenlängstransport, Die Menge des bewegten Materials wird Küstenversatz, Strandvertriftung oder Strandtrift (littoral drift) genannt, die verursachende resultierende Strömung danach auch Küstenversatzstrom. Je nach der Transportkraft der Strömung und der Sedimentzusammensetzung und -lagerung ergeben sich an der Küste Abtragungs-, Anlandungs- oder Gleichgewichtsstrekken. Der absolute Gleichgewichtszustand wird selten erreicht, da sich die Wellenkräfte mit dem Wind und dem Wasserstand ständig verändern.

Da die Wellen und die von ihnen ausgelöste Brandungsströmung auf den Riffen in der Brecherzone und am Strandwall ihre grösste Wirkung zeigen, sind diese Reliefkörper als Transportbänder des Sedimentversatzes anzusehen. Der grösste Materialtransport findet in der Brecherzone, auf den Riffen, statt; ausserhalb der Brecherzone ist kein wesentlicher Längstransport vorhanden. Aufschluss darüber geben verschiedene Messungen aus neuerer Zeit (Abb. 117 und 118).

Aus den geschilderten Grundzügen des Mechanismus des Sedimenttransportes an der Küste ergeben sich folgende Überlegungen bzw. Grundsätze für die Beurteilung der morphologischen Wirkung bestimmter natürlicher Erscheinungen oder von Seebauwerken:

a) Den entscheidenden Anteil am Küstenlängstransport hat die Brandungsströmung.
b) Ursache der Brandungsströmung ist die Brandung der anlaufenden Wellen auf dem strandnahen Unterwasserhang. Wo also die Brandung unterbrochen wird, lässt auch die Brandungsströmung nach; Änderungen der Wellenabmessungen, des Anlaufwinkels der

Wellen oder der Strandneigung verursachen ebenfalls Änderungen der Brandung und der Brandungsströmung.
c) Änderungen der Brandungsströmung bedingen Änderungen der Transportkraft derselben. Wo die Brandungsströmung nachlässt, wird Material abgelagert, wo sie zunimmt, mehr Material fortgeführt. Durch diese Unterschiede in der Transportkraft entstehen Abtragungs- oder Anlandungsgebiete.
d) Wird der Küstenlängstransport durch Querbauten - Buhnen oder Molen - unterbrochen, so wird an der Luvseite eine Ablagerung des mitgeführten Materials hervorgerufen. Die hinter dem Bauwerk auftretende küstenparallele Strömung reichert sich erst wieder mit Sediment an. Dadurch entsteht in Lee ein Abbau des Strandes, welcher als Lee-Erosion bezeichnet wird. Ist die Materialbilanz einer Küste nicht ausgeglichen, sondern erfolgt Küstenlängstransport mit Strandabtragung, so tritt die Lee-Erosion auch hinter einer gegen den Abtrag künstlich gesicherten Küstenstrecke auf. Dasselbe ist der Fall, wenn durch lokale Küstenschutzbauten eine streckenweise Verminderung der Brandungsströmung verursacht wird.

7.14 Wirkung von Molen mit Freipässen und von freistehenden Wellenbrechern

Die vorstehenden, auf neueren Forschungsergebnissen beruhenden Darlegungen über den Mechanismus der Sedimentbewegung an der Küste erlauben nunmehr eine genauere Deutung der Wirkung von Freipässen an Molen. Bereits in früheren diesbezüglichen Arbeiten finden sich z.T. treffende Feststellungen, die durch die neueren Untersuchungen theoretisch fundiert werden können.

Sieht man von der über dem Wasserspiegel liegenden und der Verbindung mit dem Lande dienenden Überbrückung der Freipässe ab, so handelt es sich bei dem massiven Molenstück um freistehende Wellenbrecher, die je nach der Grundrissgestaltung parallel oder unter einem Winkel zur Küste liegen. Damit wird die Betrachtung der Wirkung von Molen mit Freipässen auf die von freistehenden Wellenbrechern geführt.

Einige Gedanken zur Wirkung freistehender Wellenbrecher enthalten die bereits erwähnten Diskussionen um Freipässe in Molen.

Eingehendere theoretische Untersuchungen und die Vermittlung einiger quantitativer Werte über die Funktion freistehender Wellenbrecher stammen erst aus neuerer Zeit, wo man deren Anwendung für Küstenschutzzwecke erwog.

Die prinzipielle Wirkung freistehender Wellenbrecher ergibt sich aus den in Abschn. 7.133 herausgearbeiteten Grundsätzen. Die anlaufenden Wellen werden durch den Wellenbrecher von der Küste ferngehalten bzw. geschwächt. Damit wird die Brandung auf dem strandnahen Unterwasserhang unterbrochen und die Brandungsströmung vermindert oder ganz unterbunden. Das Resultat ist die Ablagerung des Sedimentes im Schatten des Wellenbrechers. Durch leeseitige Wiederzunahme der Brandungsströmung tritt dort die Lee-Erosion auf.

Die Abbildungen 119 bis 122 veranschaulichen die morphologische Wirkung freistehender Wellenbrecher. Ein Wellenbrecher wirkt immer auf der Küstenstrecke, die seiner Projektion senkrecht zur Wellenanlaufrichtung entspricht. Analog zu Abb. 12o ergibt sich daraus die Wirkung von nicht küstenparallelen Bauwerken.

Abb. 122 zeigt einen im Verhältnis zu seinem Abstand von der Küste langen Wellenbrecher. Dabei kann die Sedimentablagerung bis zur Bildung einer Halbinsel fortschreiten; vergleiche hierzu die Versandung des Hafens von Ceara (Abb. 114). Aus den Untersuchungen über freistehende Wellenbrecher ergibt sich auch eine Bestätigung der von PROETEL genannten Erfahrung, dass Freipässe nur dann wirksam zu sein scheinen, wenn die Öffnung sehr gross und das massive Molenstück im Verhältnis zu ihr nur kurz ist und parallel zur Küste liegt. Bei einem solchen Bauwerk handelt es sich offensichtlich um einen völlig freistehenden Wellenbrecher, wofür kaum die Bezeichnung Mole mit Freipass passend ist. Nach den vorliegenden Untersuchungen erreicht bei einem im Verhältnis zu seinem Abstand von der Küste kurzen Wellenbrecher die Anlandung in dessen Wellenschatten einen bestimmten Höchstwert, und in dem eingeengten Raum soll eine sekundäre Strömung den Längstransport fortsetzen. Ist die Länge eines Wellenbrechers kleiner als sein Abstand vom Ufer, so ist hinter ihm die durch Wellenausbreitung von seinen Enden aus auftretende Wellenbewegung noch so stark, dass sie eine transportierende Fähigkeit besitzt. Eine allgemeingültige Beziehung zwischen der Länge eines Wellenbrechers, seinem Abstand von der Küste und der sich hinter ihm bildenden Ablagerung ist noch nicht gefunden worden.

7.15 Wirkung durchbrochener Molen als Freipässe

Aus den voraufgegangenen Ausführungen über den Mechanismus des Sedimenttransportes an der Küste ergibt sich, dass es sich bei der Vorstellung, durchbrochene Molen könnten einen ungehinderten Sedimenttransport durch einen Hafen hindurch - ohne Gefahr von Akkumulation und Erosion - ermöglichen, um einen Trugschluss handelt. Ursache dafür ist eine nicht genügend tiefgründige Betrachtung des küstennahen Strömungssystems. Vorschub hierfür leisteten unklare Definitionen in dem Normblatt DIN 4054, Bl. 2 (Fachausdrücke im See- und Hafenbau). So wurde darin als "Küstenströmung" summarisch die "Strömung des Wassers unmittelbar an der Meeresküste" definiert, und eine Mole sollte danach "gegen Versandung infolge des Küstenstroms" wirken.

Die unabhängig von den anlaufenden Wellen existierende eigentliche Küstenströmung oder Triftströmung liegt im wesentlichen ausserhalb der Brandungszone in Gebieten tieferen Wassers. Durch Öffnungen an der Molenwurzel könnten bestenfalls geringe Teilströme derselben in den Hafen gelangen. Da die transportierende Wirkung dieser Strömung an sich schon gering ist, kann dadurch wohl kaum Geschiebe durch den Hafen befördert werden. Auch ist von diesen geringen Teilströmen keine Spülwirkung zu erwarten (hierzu wird auch auf die Erfahrungen am Hafen Zeebrügge mit Tideströmungen verwiesen). Den Küstenlängstransport verursacht im wesentlichen die Brandungsströmung. Weil diese aber durch die anlaufenden Wellen hervorgerufen wird, ist es abwegig, durch ein wellendämpfendes Bauwerk - wie eine durchbrochene Mole - günstige Bedingungen für diese Strömung schaffen zu wollen. Da der küstenparallele Materialtransport im wesentlichen durch die Wellen bestimmt wird, kann auch durch eine durchbrochene Mole eine Unterbrechung desselben nicht verhindert werden. Auf der hinter der Mole liegenden Hafenfläche ist die Brandung abgeschwächt, die Brandungsströmung vermindert oder ganz unterbrochen, und das Sediment lagert sich ab. Als Folge tritt gleichfalls die Lee-Erosion auf.

Analog gilt dies auch für schwimmende Wellenbrecher. So sind LOCHNER, FABER und PENNEY der Ansicht, dass bei schwimmenden Wellenbrechern infolge einer Nichtbeeinflussung "lokaler Unterwasserströmungen" keine Versandung auftritt [73]. Dies ist jedoch nur richtig, wenn es sich um Triftströmungen handelt. Im Gegenteil dazu sieht MAGENS [76] Anwendungsmöglichkeiten für schwimmende Wellenbrecher sehr richtig u.a. in der temporären Bildung von Anlandungen für Belange des Küstenschutzes.

Auch bei durchbrochenen Molen sowie schwimmenden Wellenbrechern ist also mit ähnlichen Erscheinungen wie an freistehenden Wellenbrechern bzw. Molen mit Freipässen zu rechnen. Im Gegensatz zu der Vorstellung, vermittels durchbrochener Molen unerwünschte Ablagerungen im Hafenbecken verhindern zu können, wird man bei der Anwendung solcher Molen sogar berücksichtigen müssen, dass dadurch u.U. dort Ablagerungen hervorgerufen werden, wo solche bei Anordnung vollflächiger Bauwerke nicht zu befürchten wären. So würde eine massive Mole auf jeden Fall dem mit dem Küstenlängstransport verfrachteten Sediment den Zutritt zum Hafenbecken versperren. Bei einer durchbrochenen Mole besteht die Gefahr, dass dieses Sediment durch die Öffnungen der Mole hindurch in den Hafen eintritt und erst hinter der Mole im Gebiet abgeschwächter Wellenbewegung abgelagert wird. In welchem Masse diese evtl. Ablagerungen störend wirken, hängt von der örtlichen Anordnung der Hafenanlagen ab. Es ist durchaus möglich, dass Ablagerungen in einem bestimmten Teil des Hafens nicht so störend sind, wie z.B. Versandungen der Zufahrtrinne in Nähe des Molenkopfes; eine laufende Baggerung ist jedoch in beiden Fällen erforderlich.

Die Errichtung durchbrochener Molen als Hafenaussenwerke an sandigen Küsten bedingt in jedem Einzelfall eingehende Voruntersuchungen. Erforderlich sind örtliche Untersuchungen über die Sedimentbewegung. Durch grossmaßstäbliche Modellversuche mit beweglicher Sohle lassen sich Lage und relative Grösse der zu erwartenden Ablagerungen sowie die günstigste Anordnung der Bauwerke bestimmen [10].

Grundsätzlich können bei Häfen an sandigen Küsten im Flachwasser, also im Bereich bodenwirksamer Wellen, die Versandungserscheinungen wohl beeinflusst, aber nicht völlig verhindert werden.

7.2 Modellversuche über die Umformung des Seebodens in Bauwerksnähe

7.21 Allgemeines und Zielstellung der Versuche

Modellmässige Untersuchungen des Sedimenttransportes an Häfen im Flachwasser erfordern grossflächige, dreidimensionale Modelle. Von der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau wurden bereits vor Jahren die Versandungserscheinungen an mehreren Ostseehäfen untersucht, wobei die Modellmaßstäbe zwischen 1:15 und 1:50 lagen [10]. An solchen Modellen könnten auch die Probleme des Sedimenttransportes bei Anordnung durchbrochener Molen untersucht werden. So liessen sich prinzipiell die Erörterungen und Folgerungen des voraufgegangenen Abschnittes experimentell überprüfen. Leider stand zur Zeit der Untersuchungen über durchbrochene Molen kein derartiges Modell zur Verfügung. Es ist daher zu empfehlen, bei evtl. zukünftigen praktischen Planungen von Häfen mit durchbrochenen Molen die Fragen des Sedimenttransportes an dreidimensionalen Grossmodellen mit beweglicher Sohle zu untersuchen. Grundsätzliche sind die Einrichtungen dazu in der Versuchsanstalt Potsdam der Forschungsanstalt vorhanden.

Ausser der grossräumigen Sedimentbewegung ist die Umformung des Seebodens in Bauwerksnähe von Bedeutung, vor allem für die Standsicherheit des Bauwerkes. Aus Untersuchungen in neuerer Zeit ist bekannt, dass es durch Wellenreflexion vor steilen Seebauten (z.B. Deckwerke, Molen) zu erhöhter Strandabtragung kommen kann, wobei als Ursache dafür Veränderungen der bodennahen Geschwindigkeitsverteilung durch die zurückgeworfenen Wellen, welche ein Überwiegen des seewärtigen Transports hervorrufen, angesehen werden [102], [125]. Diese Erkenntnis hat in jüngster Zeit mehrfach zur Konstruktion von Molen und Wellenbrechern mit verminderter Reflexion geführt (Beispiel "perforierter Wellenbrecher").

Auch durchbrochene Molen in Form von Tauchwänden, Resonatoren und Quadern haben geringere Reflexionskoeffizienten als vollflächige steilwandige Bauwerke. Von grossem Einfluss auf den Strandabtrag sind neben dem Grad des Reflexionsvermögens natürlich noch die jeweiligen örtlichen Verhältnisse wie der Wellenauftreffwinkel und die dadurch erzeugte Brandungsströmung sowie die Hangneigung. VOLLBRECHT schreibt u.a.: "Die Effekte machen sich ... noch in mehr oder weniger grosser Entfernung (vom Bauwerk) bemerkbar und haben mit den Erscheinungen, die sich unmittelbar an dem Bauwerk abspielen (Druck- und Sogwirkung), kaum etwas zu tun [125]." Schlussfolgernd weist er jedoch darauf hin, dass beim Entwurf steilwandiger Seebauwerke der Strandabtrag in Rechnung gesetzt und das Bauwerk entsprechend tief gegründet werden muss, sofern man nicht die abtragende Wirkung der Wellen unterbindet, "indem man die vorgelagerte Schorre mit Geröll abdeckt, das vom maximal möglichen Seegang nicht mehr bewegt werden kann". In Anbetracht der etliche Wellenlängen weit reichenden Reflexionswirkung darf diese Abdekkung dann natürlich nicht nur auf den unmittelbaren Bauwerksbereich beschränkt bleiben. Die in unmittelbarer Nähe des Bauwerks auftretenden Sedimentumlagerungen sind jedoch für dessen Standsicherheit von besonderer Bedeutung. Für den Entwurf durchbrochener Molen ist es wichtig, zu wissen, in welcher Weise sich die Wasserbewegungen unmittelbar am Bauwerk, welche bei den verschiedenen Bauwerkstypen unterschiedlich sind, auf den beweglichen Seeboden auswirken. Ein spezieller Punkt ist dabei die Frage nach dem Verhalten der Pfeiler, auf denen der wellendämpfende Oberbau ruht. Die Untersuchung dieser Fragen ist an einem zweidimensionalen Modell, also in einer Wellenrinne, möglich.

7.22 Versuchsanlage und Versuchsdurchführung

Für diese Untersuchungen stand der bereits bei den Versuchen über die Wellendämpfung als Versuchsstand 3 (Abb. 39) benutzte Wellentank zur Verfügung. Für die Sedimentversuche wurde er als Versuchsstand 4 bezeichnet. Im Bereich der durchbrochenen Mole erhielt die Betonsohle auf einer Länge von rd. 8 m eine 5 cm dicke Überdeckung durch Seesand (Kornverteilungskurve s. Abb. 139). Unmittelbar unter dem wellendämpfenden Bauwerk wurde in einem Drittelpunkt der Rinnenbreite ein maßstabgerechter Brückenpfeiler, der auf der Betonsohle aufstand, angeordnet.

Aus zeitlichen Gründen konnte an diesem Versuchsstand nur ein begrenztes Versuchsprogramm durchgeführt werden. Sämtliche Versuche wurden nur mit einer Versuchswelle gefahren. Ausser der Ausgangswelle, d.h. durchgehende Wellenrinne ohne Einbauten, wurden die drei Bauwerkstypen Tauchwand, Resonator und Quader mit nur jeweils einer Tauchtiefe, und zwar auf halber Wassertiefe (s. Abb. 141), also $y = 0{,}5\ h$, untersucht. Bei diesen Bauwerksanordnungen ergeben sich nach den Untersuchungen über die Wellendämpfung für die benutzte Versuchswelle N die folgenden Dämpfungskoeffizienten:

Tauchwand	$k_D = 0{,}52$
Resonator	$k_D = 0{,}34$
Quader	$k_D = 0{,}22$.

Um die Sandsohle umzubilden, war eine längere Zeitdauer der Welleneinwirkung erforderlich. Bei kontinuierlichem Betrieb der Wellenmaschine hätte sich jedoch zwischen dieser und dem Bauwerk infolge Reflexionen eine unregelmässige "kabbelige See" eingestellt, welche das Erkennen grundsätzlicher Vorgänge erschwert hätte. Ausserdem traten nach längerem Betrieb auch bereits in anderen Versuchsanstalten beobachtete Querschwingungen auf. Aus diesen Gründen erfolgte die Wellenerzeugung bzw. -einwirkung in 20 Intervallen von je 30 s Dauer, also insgesamt 10 Minuten lang. Um eine kräftige Umbildung der Sandsohle zu erreichen, war die "bodenwirksamste" Versuchswelle, d.h. diejenige mit der kleinsten relativen Wassertiefe h/L, gewählt worden.

Die Umbildung der beweglichen Sandsohle im Bauwerksbereich wurde fotografisch festgehalten. Ferner wurden in halber Höhe der freibleibenden Öffnung unter dem Bauwerk mittels Doppelmikroflügel die dort auftretenden Oszillationsgeschwindigkeiten gemessen (Versuchsanordnungen s. Abb. 141).

7.23 Versuchsergebnisse

7.231 Sedimentumlagerung

Auf Grund des in der Natur auftretenden weiten Spektrums von Wellen- und Sedimentabmessungen und der demgegenüber im Modell fehlenden Variationen können die Versuchsergebnisse über die Sedimentumlagerung nur qualitativ gewertet werden.

Die Kennzeichen der verschiedenen Versuche wurden in Tabelle 16 zusammengestellt; ihre Ergebnisse werden durch die Lichtbilderserie der Abb. 123 bis 138 mit den dazugehörigen Erläuterungen veranschaulicht. Zusammengefasst ist daraus zu entnehmen:

1. Der Brückenpfeiler hat sich sowohl bei durchlaufenden Wellen als auch unter den verschiedenen Typen der durchbrochenen Molen in keiner Weise auf die Sedimentumlagerungen am Seeboden ausgewirkt.

2. Unter der Tauchwand tritt nur in ihrem unmittelbaren Bereich (von geringer Ausdehnung) eine leichte Kolkbildung auf. Der hinter der Tauchwand sichtbare schmale Streifen mit stärkerer Riffelbildung (Abb. 126) ist Indikator dafür, dass unmittelbar hinter der Wand noch grössere Schwingungsamplituden auftreten (vergl. entspr. Angaben von RUDASCHEWSKIJ, Abb. 57).

3. Unter dem Quader tritt weder Riffelbildung noch Auskolkung auf.

4. Im Bereich des Resonators treten erhebliche Auskolkungen auf. Die Kolke liegen jeweils unter der see- und hafenseitigen Wand. Die beiden Kolksysteme sind deutlich voneinander getrennt; d.h., dass nicht die eigentlichen Schwingungen in dem von den beiden Wänden gebildeten Schacht kolkend wirken, sondern die durch die-

se Schwingungen hervorgerufenen "Strömungen" (periodischer Ein- und Ausstrom) im Bereich der Unterkante der Wände.

5. Gerade die Versuche mit Resonatoren zeigen das überraschende Ergebnis, dass schon Bauteile sehr geringer Ausdehnung an der Bauwerksunterkante die Art der Kolkbildung erheblich beeinflussen. Bereits sehr dünne Streben parallel zur Wellenauflaufrichtung verhindern die Kolkbildung direkt unter sich und lassen deutlich voneinander getrennte Einzelkolke entstehen. Angedeutet wird dies auch bei der Tauchwand. Diese Erscheinung zeigt, wie empfindlich diese Art der Schwingung bzw. Umströmung auf Störkörper (Widerstände) reagiert.

6. Interessant sind die Beobachtungen über die Riffelbildung unter den stehenden Wellen vor den Bauwerken. Wie Abb. 137 veranschaulicht, traten in regelmässigen Abständen Zonen mit stark reduzierter Riffelbildung auf; sie hatten Breiten von etwa 15 cm. Die Aufmessungen ergaben, dass diese Streifen jeweils eine halbe Wellenlänge voneinander entfernt waren, d.h. sie lagen unter den Bäuchen der stehenden Wellen. Bei der Erörterung der internen Vorgänge bei der Wellenreflexion in Abschn. 2.5 war dargelegt worden, dass an diesen Stellen bei vollständiger, verlustloser Reflexion nur vertikale Bewegungen stattfinden, während bei teilweiser Reflexion auch dort horizontale Komponenten auftreten. Der bei den Sediment-Versuchen aufgetretene Reflexionskoeffizient kann angenähert zu $k_R = 0,6$ angenommen werden. Die stark reduzierte Riffelbildung (s. Abb. 138) verdeutlicht, dass trotz dieser verlustreichen Reflexion auch in den Schwingungsbäuchen nur verhältnismässig schwache horizontale Komponenten aufgetreten sein können.

7. Die Beobachtungen über die Zonen reduzierter Riffelbildung, in denen es auch zur Ablagerung leichter Schwebstoffe kommt, liefern gleichzeitig einen interessanten Beitrag zur Frage der Umbildung einer beweglichen Sohle unter der Einwirkung stehender Wellen, zu welcher z.Z. noch teilweise differierende Beobachtungen und Hypothesen vorliegen [70], [71], [125], [133]. Die Versuche des Verfassers waren zeitlich nicht ausgedehnt genug, um eine vollständige Umbildung der Sohle unter

Einschluss aller Kornfraktionen zu ermöglichen. Aus den Ansammlungen der Schwebstoffe kann noch nicht ohne weiteres auf die endgültige Sohlenkonfiguration geschlossen werden. Für den Fall abgeschlossener Schwingungssysteme (Wasserbecken) erkennt auch VOLLBRECHT [125] die von LETTAU aufgestellte Hypothese an, dass "bei stehenden Wellen die Orte minimaler horizontaler Wasserbewegung bevorzugte Akkumulationsgebiete darstellen sollen" (Abb. 140). Die Versuche des Verfassers bewiesen, dass zumindest das leicht in Suspension gehende Material infolge der bodennahen Geschwindigkeitsverteilung von den mobilen Zonen in die ruhigeren abwandert.

8. Bei der Tauchwand und beim Resonator erfolgte unter dem ersten Schwingungsbauch am Bauwerk keine Akkumulation von Schwebstoffen wie unter den weiteren Bäuchen, jedoch beim Quader (s. Abb. 124).
Während die nächsten Zonen bzw. Streifen reduzierter Riffelbildung einen gegenseitigen Abstand - gemessen von Mitte zu Mitte - von genau einer halben Wellenlänge hatten, war der Abstand des ersten Streifens von der Bauwerksvorderkante bei den durchbrochenen Molen immer einige Zentimeter grösser, am meisten beim Resonator (vergl. hierzu den Hinweis von MACAGNO, dass sich bei dessen Versuchen mit Quadern "der erste Bauch der partiellen stehenden Welle ... etwas oberstrom von der vertikalen Wand des Körpers" befindet, S. 54). Vor der vergleichsweise mit untersuchten vollflächigen Mole betrug auch hier der Abstand genau eine halbe Wellenlänge.

Der Vergleich einiger aus unseren Sedimentversuchen erkannter Effekte(grössere Amplituden unmittelbar hinter der Tauchwand, Verschiebung der ersten Schwingungsbäuche nach oberstrom) mit den von anderen Forschern aus der Beobachtung der Wasserbewegung gewonnenen gleichartigen ist ein anschauliches Beispiel dafür, wie sich die Erscheinungen der Wasserbewegung auf die bewegliche Sohle auswirken.

7.232 Oszillationsgeschwindigkeiten

Erstmalig wurden von uns Oszillationsgeschwindigkeiten an durchbrochenen Molen gemessen. Diese mit zeitraubenden Auswertungen verbundenen Messungen mussten vorerst allerdings auf einige informatorische Versuche beschränkt bleiben. Die Messungen erfolgten jeweils nur in einem Punkt der Wassertiefe. Die Messergebnisse ergänzen trotzdem sehr gut die fotografischen Kolkbilder. Auf Abb. 142 wurden Ausschnitte der oszillographischen Registrierungen zusammengestellt. Bereits ein Blick auf die Oszillogramme zeigt die bei den verschiedenen Bauwerkstypen unterschiedliche Impulsdichte der Flügelkontakte, welche proportional 1/v ist. Die unterschiedlichen Oszillationsgeschwindigkeiten erklären auch die unterschiedlichen Auskolkungen. Wie die Versuchsanordnungen auf Abb. 141 zeigen, befand sich die Achse der Messflügel rd. 11 cm über der beweglichen Sandsohle, so dass allerdings nicht die unmittelbar an der Sohle auftretenden Geschwindigkeitsgrössen gemessen wurden; die Geschwindigkeiten in den verschiedenen Höhen über der Sohle stehen jedoch in einem bestimmten Verhältnis zueinander, so dass die qualitative Aussage dadurch nicht berührt wird.

Abb. 143 zeigt die gemessenen Oszillationsgeschwindigkeiten. Aus einer grossen Anzahl einzelner Wellen wurde der mittlere Verlauf der Geschwindigkeiten während einer Wellenperiode bestimmt. Aus Kontinuitätsgründen müssten die Flächen unter den Kurven für die see- und strandwärtige Komponente jeweils gleich sein, sofern nicht irgendwo ein Aufstau oder Ausgleichsströmungen auftreten. Auf Abb. 143 ist offensichtlich keine Flächengleichheit unter den Kurven vorhanden, auch nicht bei der Ausgangswelle im unverbauten Wellentank. Dieser Fakt wurde bei zahlreichen mit Doppelmikroflügeln bei verschiedenen Wellenverhältnissen durchgeführten Oszillationsgeschwindigkeitsmessungen festgestellt, ohne dass bisher eindeutig geklärt werden konnte, welche Ursachen hierfür vorliegen. Aufstau- und Rückströmungserscheinungen (siehe Schema des küstennahen Wasserumlaufs auf Abb. 115) lassen sich nicht durch Messungen an einem Punkt, sondern nur durch eine Vielzahl von Messungen in verschiedenen Abständen vom Strand aufdecken. Ferner bleibe dahingestellt, inwieweit das Messverfahren selbst bzw. die Versuchsanordnung darauf Einfluss haben. Das gilt besonders für die Messungen an durchbrochenen Molen, da hier neben den regulären Oszillationsgeschwindigkeiten der Wellen auch noch anderweitige Strömungskomponenten (durch Umströmung der Bauwerkskanten, senkrechte Schwingungen im Resonator usw.) auftreten dürften. In diesem Falle stellen die gemessenen Geschwindigkeitskomponenten die Resultierende im jeweiligen Messpunkt dar. Aus diesen Gründen wurde auch darauf verzichtet, die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen für hydrodynamische Untersuchungen zu benutzen; prinzipiell wären Messungen der Oszillationsgeschwindigkeiten z.B. sehr geeignet, die bisher auf Aufnahmen beruhenden Betrachtungen über die Schwingungen in Resonatoren zu fundieren. Die gemessenen und auf Abb. 143 dargestellten Oszillationsgeschwindigkeiten sollen daher nur für die Erklärung der Erosion unter den Bauwerken herangezogen werden, wobei auch weniger der Verlauf über eine Wellenperiode, als die absolute Grösse der maximal auftretenden Geschwindigkeit betrachtet werden. Hierzu sei noch angeführt, dass bei dem verwendeten Sandgemisch die erste Bewegung bei einer Geschwindigkeit von $v_{p_{max}} = 16$ bis 17 cm/s beobachtet wurde [52]; nach dem bekannten Diagramm von HJULSTRÖM liegt die untere Grenze der erodierenden Geschwindigkeit bei etwa 30 cm/s. Eine dementsprechende Auswertung der Graphik auf Abb. 145 bringt folgende Erkenntnisse:

1. Die Dauer der positiven und negativen Komponente ist auch bei den durchbrochenen Molen etwa gleich derjenigen der Ausgangswelle. Unter dem Quader und unter der strandseitigen Wand des Resonators scheint eine geringfügige Verschiebung vorzuliegen; trotz der allgemeinen Streuung der Messergebnisse ist diese Verschiebung im Mittelwert deutlich ausgewiesen.

2. Unter dem Quader und unter der strandseitigen Wand des Resonators sind die Geschwindigkeiten etwa gleich derjenigen der Ausgangswelle. Während beim Quader auch keine Auskolkungen festgestellt werden konnten, traten solche jedoch unter der strandseitigen Resonatorwand auf. Es liegt die Vermutung nahe, dass diese Kolkung mit auf senkrechte Geschwindigkeitskomponenten, welche beim periodischen Ein- und Ausstrom in den Schacht an den Unterkanten der Wände auftreten, zurückzuführen

ist.+)

3. Unter der Tauchwand werden sowohl bei der positiven als auch negativen Komponente die Geschwindigkeiten der Ausgangswelle um rd. 5o % überschritten und erreichen damit Werte, die bereits erodierend wirken können. Ausgeprägt ist eine Geschwindigkeitsspitze in der Mitte des negativen Teils der Periode.

4. Der Kurvenverlauf für die Geschwindigkeit unter der seeseitigen Wand des Resonators weicht entscheidend von den anderen ab. Während $v_{p_{max}}$ nur etwas über dem Wert für die Tauchwand liegt, hat die seewärtige (negative) Komponente eine ausgeprägte Spitze, die mit 8o cm/s das 4-fache des Wertes der Ausgangswelle erreicht! Danach tritt gegen Ende der Periode der Geschwindigkeitsabfall sehr steil ein, was zu einem schnellen Wechsel zwischen den negativen und positiven Maximalwerten führt. Die grosse Geschwindigkeitsspitze erklärt die starke Auskolkung unter der seeseitigen Resonatorwand. Die Unterschiede der Geschwindigkeiten unter der see- und strandseitigen Wand zeigen, dass ein periodischer Austausch der Wassermassen vor allem zwischen dem Schwingungsschacht und der See stattfindet.

8. Übertragbarkeit der Modellversuchsergebnisse auf Naturverhältnisse

Modellversuche für den Seebau sind erst in neuerer Zeit ein wichtiges Hilfsmittel geworden. KIRSCHMER stellt fest, "dass Modellversuche für See- und Hafenbauten zu den schwierigsten Aufgaben gehören, die es im hydraulischen Versuchswesen gibt" [61]. Die Versuche für den Seebau sind z.T. deshalb so schwierig, weil zum Vergleich zwischen Modell und Natur zu wenig brauchbare Messungen aus der Natur vorhanden sind. Viele Versuche für den Seebau wurden an zu kleinen Modellen durchgeführt. Das trifft, wie bereits eingangs erwähnt, auch für verschiedene bisher durchgeführte Versuche für durchbrochene Mo-

---

+) Bei der gewählten Messanordnung wurden nur horizontale Geschwindigkeitskomponenten erfasst.

len zu, was z.B. MACAGNO veranlasste, darauf zu verzichten, seine Versuchsergebnisse auf Naturverhältnisse umzurechnen. Auf Grund dieser Erkenntnisse hat die Forschungsanstalt insbesondere für Versuche des Seebaues möglichst grosse Modellmaßstäbe und absolut grosse Modelle gewählt. Unsere modellmässigen Untersuchungen für durchbrochene Molen erfolgten in den für derartige Versuche bisher grössten absoluten Abmessungen.

Bei der Durchführung von Modellversuchen und der Übertragung ihrer Ergebnisse auf die Natur müssen die Gesetze der Ähnlichkeitsmechanik beachtet werden. Erforderlich ist sowohl geometrische als auch dynamische Ähnlichkeit. Dies bedeutet, dass in ähnlich gelegenen Punkten von Modell und Natur die wirkenden Kräfte im gleichen Verhältnis stehen und die gleiche Richtung haben müssen. Unter Abschätzung der wirkenden Kräfte muss man bei jeder Versuchsdurchführung prüfen, ob und inwieweit die Modellversuche richtige und maßstäblich genaue Schlüsse auf die Naturausführung zulassen, d.h. man muss die Grenzen der Zulässigkeit der Übertragung kennen oder festzustellen suchen. KIRSCHMER schreibt, dass es gefährlich sein kann, "sich allein auf Versuche zu stützen, sofern man sich damit nur begnügt, die Ergebnisse durch mehr oder weniger zutreffende empirische Formeln in ein mathematisches Gewand zu kleiden. Extrapolationen können in solchen Fällen zu schweren Fehlern führen. Wohl gebührt dem Experiment der Vorrang; es ist damit aber die Verpflichtung verbunden, die Ergebnisse richtig zu deuten und nur solche Gesetzmässigkeiten zuzulassen, die physikalisch vertretbar sind. Wir wissen, dass wir dieses Ziel nicht immer erreichen und uns deshalb mit manchem Notbehelf begnügen müssen. Es leuchtet ein, dass grosse Übung und Erfahrung dazu gehören, um beurteilen zu können, welche Abweichungen vom Ähnlichkeitsgesetz noch statthaft sind. Eine richtige Entscheidung ist nur möglich, wenn man die physikalischen Zusammenhänge kennt, d.h. wenn man die Theorie beherrscht" [61].

Wird eine Wasserbewegung überwiegend durch Trägheits- und Schwerekräfte bestimmt, während die Zähigkeits- bzw. Reibungskräfte den erstgenannten gegenüber zurücktreten, so gilt das

FROUDEsche Ähnlichkeitsgesetz. Für Vorgänge mit überwiegenden Trägheits- und Reibungskräften gilt das REYNOLDSsche Ähnlichkeitsgesetz. Bei kleinen REYNOLDSschen Zahlen, also geringer Geschwindigkeit, insbesondere bei laminarer Bewegung, wirken vor allem Zähigkeitskräfte; beim Übergang von laminarer zu turbulenter Bewegung treten diese immer mehr zurück, während bei ausgebildeter Turbulenz die Trägheits- und Schwerekräfte die Zähigkeitskräfte bei weitem überwiegen. Der Nachweis der Gültigkeit des FROUDEschen Gesetzes läuft also auf den Nachweis turbulenter Bewegung, d.h. Auftreten entsprechend grosser REYNOLDSscher Zahlen hinaus.

Für die Wellenbewegung ist in der Hauptsache die Schwerkraft verantwortlich. Daher ist es üblich, Wellenversuche nach dem FROUDEschen Ähnlichkeitsgesetz zu übertragen. Nachfolgend wird für die von uns durchgeführten Versuche die Grössenordnung der wirkenden Kräfte abgeschätzt.

Die REYNOLDSsche Zahl wird definiert zu

$$Re = \frac{\text{Geschwindigkeit x Länge}}{\text{kinematische Zähigkeit}}$$

Bei Wellenversuchen kann man als Geschwindigkeit die Orbitalgeschwindigkeit ansetzen und als charakteristische Länge die Wassertiefe, also

$$Re = \frac{v \cdot h}{\nu} \tag{179}$$

Nach den bei unseren Grossmodellversuchen gemessenen sowie berechneten Orbitalgeschwindigkeiten ergeben sich für die Modelle REYNOLDSsche Zahlen in der Grösse von etwa 10^4 bis 10^5.

Eine modifizierte REYNOLDSsche Zahl ist die sog. KREYsche Kennzahl

$$v \cdot R \cdot \rho$$

mit R = hydraulischer Radius und $\rho = \frac{1,2}{\nu \cdot 10^6}$, so dass die Beziehung besteht

$$v \cdot R \cdot \rho = Re \cdot \frac{1,2}{10^6}$$

Nach den Forschungsergebnissen der früheren Preussischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau herrscht turbulente Strömung, wenn

$$v \cdot R \cdot \rho > 0{,}007$$

Setzt man $R = h$, so erhält man für $Re = 10^4$

$$v \cdot h \cdot \rho = \frac{10^4 \cdot 1{,}2}{10^6} = 1{,}2 \cdot 10^{-2} = 0{,}012 > 0{,}007$$

Bei unseren Versuchen herrschte also voll ausgebildete Turbulenz.

Messungen der Forschungsanstalt im Flachwasser der Ostsee ergaben $Re \approx 10^6$; den gleichen Wert nennt HEALY als für einen "typischen" Naturstrand gültig [42]. Ein Vergleich mit den Re-Zahlen für die Modelle von etwa 10^4 bis 10^5 ergibt, dass sowohl für Natur als auch Modell diese Werte in einem Bereich liegen, in welchem die Reibungseffekte etwa von gleicher Grössenordnung sind und - wie auch die vorstehende Berechnung der Turbulenzgrenze zeigt - in ihrer Wirkung zurücktreten. Der Vergleich zeigt weiter, dass bei unseren Versuchen infolge der grossen Abmessungen die Unterschiede zwischen den REYNOLDSschen Zahlen von Modell und Natur etwa noch innerhalb der Grössenordnung einer Zehnerpotenz liegen, wodurch die Reibungseinflüsse die Ähnlichkeitsverhältnisse nicht beeinträchtigen.

Nach JOHNSTON "kann die Reibung einige Wirkung auf die resonante Wasserbewegung haben. Die Dämpfungswirkung der Reibung könnte im Modell grösser sein als in der Natur, weil das Modell eine sehr viel kleinere REYNOLDSsche Zahl hat" [55]. Für kleinmaßstäbliche Modelle ist das sicher richtig. So liegt bei den Resonator-Versuchen von JOHNSTON im Maßstab 1:120 der Unterschied zwischen den REYNOLDSschen Zahlen von Natur und Modell in der Grössenordnung von 10^3 (hinzu kommt evtl. noch der Einfluss der Oberflächenspannung infolge absolut zu kleiner Modelle), während er sich bei unseren Versuchen in der Spanne von 10^1 bis 10^2 bewegt. Die evtl. vorhandenen Abweichungen werden dabei auch für quantitative Angaben über den Dämpfungseffekt kaum ins Gewicht fallen, da dabei, wie bereits erwähnt, die Reibungseffekte fast von gleicher Grössenordnung sein werden.

Bei absolut zu kleinen Modellen - unabhängig vom Maßstab - kann sich der Einfluss der Oberflächenspannung bemerkbar machen. Um diesen bei Wellenversuchen auszuschalten, gibt KIRSCHMER als Regel an, "dass die Wassertiefe im Modell an keiner Stelle kleiner als 5 cm und die Wellenhöhe nicht kleiner als 2 cm sein soll". Überprüft man daraufhin die bisher für durchbrochene Molen durchgeführten Versuche (s. Tab. 4), so bestätigt sich die Feststellung, dass viele dieser insgesamt schon wenigen Untersuchungen an absolut zu kleinen Modellen durchgeführt wurden und daher erhebliche Mängel aufweisen. So verwendete JOHNSTON für seine Resonator-Versuche z.B. Ausgangswellen mit Höhen zwischen 1,o und 1,7 cm, MACAGNO für seine Quaderversuche solche zwischen o,8 und 7,7 cm. Auch sowjetische Versuche mit Ausgangswellenhöhen von 2,5 cm liegen nur wenig über dem Grenzwert.

Bei unseren Versuchen betrug die kleinste Ausgangswellenhöhe 6,1 cm. Nur bei den gedämpften Wellen wurden z.T. Wellenhöhen kleiner als 2 cm gemessen, wobei diese Werte in den praktisch weniger interessierenden Bereichen der Dämpfungskurven liegen. Demgegenüber ergeben sich bei den bereits geringen Ausgangswellenhöhen der oben genannten Forscher über den gesamten Messbereich sehr niedrige gedämpfte Wellen, so z.B. bei JOHNSTON von max. rd. 1,o cm.

Zusammenfassend kann auf Grund der vorstehenden Überlegungen und Abschätzungen festgestellt werden, dass die Ergebnisse unserer Grossmodellversuche über die Wellendämpfung mittels durchbrochener Molen nach dem FROUDEschen Ähnlichkeitsgesetz auf die Natur übertragen werden können. Hervorzuheben ist noch, dass bei diesen Untersuchungen die Wahl eines eigentlichen Modellmaßstabes nicht notwendig war; die genügend gross gewählten absoluten Modellabmessungen gestatteten die Ermittlung allgemeiner Gesetzmässigkeiten, quasi im Maßstab 1:1. Selbstverständlich können die Modellabmessungen auch zu denen von konkreten Naturausführungen ins Verhältnis gesetzt werden. So erhält man z.B. bei der Gegenüberstellung der Tauchwand-Mole an der Insel Riems (s. Abschn. 1o.4) mit unseren Modellabmessungen einen Maßstab 1: m $\approx$ 1:5. Da für unverzerrte Modelle die Beziehung

$$\frac{Re_N}{Re_M} = m^{1,5}$$

gilt, beträgt in diesem Falle das Verhältnis der Re-Zahlen von Natur und Modell nur $5^{1,5} = 11,2 = 1,12 \cdot 10^1$, also gerade eine Zehnerpotenz.

Durch die halb-empirische Betrachtungsweise konnten mit den physikalischen Gesetzmässigkeiten übereinstimmende quantitative Ergebnisse erzielt werden, woraus sich allgemeingültige Berechnungsformeln ableiten liessen. Exakt haben die experimentell ermittelten Abhängigkeiten allgemeine Gültigkeit in den durch die Messungen erfassten Bereichen; durch die kritische Einschätzung theoretischer Formeln an Hand der Modellversuchsergebnisse konnten die Ausgangsmöglichkeiten noch erweitert werden, so dass z.B. die Berechnung von Tauchwänden bei anderen als den untersuchten relativen Wassertiefen mit Hilfe dieser Formeln möglich ist. Allgemein wurden jedoch durch die Versuche die für die praktische Anwendung in Frage kommenden Bereiche erfasst. Ausser den Berechnungen mittels der angegebenen Formeln besteht noch die Möglichkeit, aus den Modellversuchen direkte Übertragungen auf eine Grossausführung vorzunehmen, wenn sich eindeutige Maßstabsbeziehungen zwischen den Modellabmessungen und denen einer entsprechenden geometrisch ähnlichen Grossausführung ergeben.

Im Gegensatz zu den exakt übertragbaren Versuchen über die Wellendämpfung können die Ergebnisse der Sedimentversuche auf Grund der komplizierten Ähnlichkeitsbedingungen bei Versuchen mit beweglicher Sohle nur qualitativ gewertet werden.

9. Vergleichende Betrachtung der verschiedenen Bauwerkstypen

9.1 Vergleich des Dämpfungseffektes

Es konnte gezeigt werden, dass sich die Dämpfungskoeffizienten für sämtliche Typen durchbrochener Molen formal-mathematisch als negative Exponentialfunktion

$$k_D = a \cdot e^{-\delta} \tag{18o}$$

darstellen lassen, worin δ als Dämpfungskonstante zu bezeichnen ist. Während für Tauchwände bei endlicher Wassertiefe sowie Quader dieser Ausdruck rein empirisch entwickelt wurde, konnte er für Resonatoren in Anlehnung an die Theorie der akustischen Filter halb-empirisch abgeleitet werden. Dagegen erhält man für Tauchwände bei unendlicher Wassertiefe diesen Ausdruck als Ergebnis der theoretischen Ableitung aus der Wellenenergiebilanz. Wenn auch die Herleitung für die verschiedenen Bauwerkskategorien auf unterschiedlichen Wegen und nicht immer streng theoretisch erfolgte, so ist die Tatsache der einheitlichen mathematischen Formulierung doch sehr beachtlich+), und sie gestattet in vorteilhafter Weise einen Vergleich der Dämpfungswirkung der verschiedenen Bauwerke untereinander.

In der allgemeinen Gleichung (18o) nimmt der Beiwert a für die verschiedenen Bauwerkstypen folgende Werte an:

Tauchwand bei unendlicher Wassertiefe++)	a = 1,o
Tauchwand bei endlicher Wassertiefe	a = 1,5
Quader	a = o,8
Resonator	a = 1,o

Die Dämpfungskonstanten δ sind:

Gl. (59): $\delta_{T_\infty} = 2\pi \frac{y}{L}$

Gl. (1o4) $\delta_{T\,endl.} = 1{,}1 \frac{y}{h}\, e^{3{,}2\, h/L}$

+) In diesem Zusammenhang verdient darauf hingewiesen zu werden, dass z.B. auch das Abklingen der Amplitude stehender Wellen sowohl theoretisch [7o] als auch experimentell [77] als der negativen Exponentialfunktion gehorchend nachgewiesen wurde.

++) Um Missverständnissen vorzubeugen, sei darauf hingewiesen, dass auf Grund der unterschiedlichen Herleitung ein Grenzübergang von der Formel für endliche in die für unendliche Wassertiefe nicht gegeben ist (s.S. 137).

Gl. (105): $\delta_Q = 1{,}4 \frac{y}{h} \, e^{3{,}2\, h/L}$

Gl. (172 b): $\delta_R = 45 \left(\frac{y}{L}\right)^{1{,}56}$

Daraus errechnen sich die Verhältniswerte $\varkappa$ wie folgt:

$$\varkappa_Q = \frac{k_{D_Q}}{k_{D_T}} = \frac{0{,}8\, e^{-\delta_Q}}{1{,}5\, e^{-\delta_T}} = 0{,}534 \frac{e^{-\delta_Q}}{e^{-\delta_T}} = 0{,}534 \frac{e^{\delta_T}}{e^{\delta_Q}} = 0{,}534\, e^{\left(\delta_T - \delta_Q\right)}$$

$$\varkappa_R = \frac{k_{D_R}}{k_{D_T}} = \frac{e^{-\delta_R}}{1{,}5 e^{-\delta_T}} = 0{,}666 \frac{e^{-\delta_R}}{e^{-\delta_T}} = 0{,}666 \frac{e^{\delta_T}}{e^{\delta_R}} = 0{,}666\, e^{\left(\delta_T - \delta_R\right)}$$

Nach Einsetzen der jeweiligen Werte für δ erhält man:+)

$$\delta_T - \delta_R = 1{,}1 \frac{y}{h} e^{3{,}2\, h/L} - 45 \left(y/L\right)^{1{,}56}$$

$$= 1{,}1\, y/L \cdot \frac{1}{h/L} e^{3{,}2\, h/L} - 45 \left(y/L\right)^{1{,}56}$$

Mit der Substitution

$$\frac{1}{h/L} e^{3{,}2\, h/L} = \varphi$$

wird

$$\delta_T - \delta_R = 1{,}1\, \varphi\, y/L - 45 \left(y/L\right)^{1{,}56}$$

und

$$\varkappa_R = 0{,}666\, e^{1{,}1\, \varphi\, y/L - 45 \left(y/L\right)^{1{,}56}} \qquad (181)$$

+) Die Berechnung erfolgt hier nur für $\delta_{\text{Tendl.}}$

Analog ergibt sich

$$\delta_T - \delta_Q = 1{,}1 \frac{y}{h} e^{3{,}2\, h/L} - 1{,}4 \frac{y}{h} e^{3{,}2\, h/L}$$

$$= -0{,}3 \frac{y}{h} e^{3{,}2\, h/L}$$

$$\delta_T - \delta_Q = -0{,}3\, \varphi^{\; y/L}$$

$$\varkappa_Q = 0{,}534\, e^{-0{,}3\, \varphi^{\; y/L}} \tag{182}$$

Auf Abb. 144 wurden die Gl. (181) und (182) graphisch dargestellt für Werte von $h/L = 0{,}20$ und $0{,}35$. Es zeigt sich, dass der Einfluss der relativen Wassertiefe h/L auf die absolute Grösse des Wertes $\varkappa$ nur gering ist; auch die unter Einsetzen von $k_{D_{T\infty}}$ berechneten Kurven weichen nur wenig von denen für $h/L = 0{,}35$ ab. Der Vergleich zeigt, dass die von BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ angegebenen Beiwerte viel zu global sind und ihre Anwendung zur Berechnung von Resonatoren und Quadern zu schwerwiegenden Fehlern führen kann. Beim Quader liegen im praktisch interessierenden Bereich die $\varkappa$-Werte gänzlich unter dem von den beiden genannten Verfassern angegebenen Wert von 0,5, was zu einer Überdimensionierung führen würde. Dagegen wird dieser Wert beim Resonator sowohl über - als auch unterschritten. Zutreffend ist er nur bei einem Verhältnis $y/L = 0{,}10$ bis $0{,}11$, was nach Abb. 81 $k_{D_Q} \approx 0{,}25$ entsprechen und damit bereits praktisch interessieren würde.

Für die allgemeine Berechnung des Dämpfungseffektes von Resonatoren und Quadern eignen sich die von BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ angegebenen Beiwerte nicht.

Die Abb. 144 zeigt, dass die Dämpfungswirkung von Resonatoren und Quadern im praktisch interessierenden Bereich diejenige einer einfachen Tauchwand wesentlich übertrifft. Die Abbildung gestattet auch einen Vergleich der Wirkungen von Quadern und Resonatoren untereinander. Auf Abb. 144 a zeigt der Schnittpunkt der Kurven für $\varkappa_R$ und $\varkappa_Q$, dass bei $y/L < 0{,}14$ die Dämpfung durch den Quader besser ist und bei $y/L > 0{,}14$ die durch den Resonator.+)

BOJITSCH machte Angaben über die unterschiedliche Dämpfung von Resonatoren und Quadern, wobei er sie zur Ausgangswellenhöhe in Beziehung setzte. Unsere Untersuchungen bewiesen, dass die Angabe von Kennwerten durchbrochener Molen in Beziehung zur Wellenhöhe im allgemeinen nicht charakterisierend ist; einen gewissen Wert hat dies nur bezüglich der minimalen Bauwerkseintauchung, um die Bildung von Luftsäcken zu vermeiden. Unbeschadet dieser Einwände erfolgt ein Vergleich unserer Ergebnisse mit den Angaben von BOJITSCH. Er führt an, dass "ein unten geschlossener Überbau (Quader) die Wirkung nur bei sehr bedeutender Breite von etwa l = 8 ... 1o H erhöhe". Bei unseren Quader-Versuchen lagen die Abmessungen in dem Bereich $5{,}4\ H_A < l < 11{,}8\ H_A$; jedoch bereits bei dem unteren Grenzwert, der noch unter dem von BOJITSCH genannten Wert liegt, machte sich die bei kleineren relativen Tauchtiefen bessere wellendämpfende Wirkung des geschlossenen Überbaues bemerkbar.

Des weiteren hält es BOJITSCH "nur dann (für) zweckmässig, den Überbau unten zu schliessen, wenn ein sehr hoher Grad der Dämpfung verlangt wird, z.B. 9o bis 95 %," d.h. $k_D = 0{,}10$ bis $0{,}05$. Nun zeigt die Abb. 71, dass um $k_D \approx 0{,}10$ zu erreichen, nach unseren Versuchsergebnissen die relative Tauchtiefe y/L mindestens etwa gleich o,15 sein muss. Nach unserem Vergleich ist jedoch in diesem Bereich keine bessere Wirkung des unten geschlossenen Überbaues (Quader) mehr vorhanden, sondern sogar bereits die optimale Tauchtiefe des Resonators erreicht. Das vorstehend zitierte Argument von BOJITSCH für die Anwendung von Quadern bei erwünschter sehr grosser Dämpfung entfällt daher.

Die Dämpfungswirkung eines Resonators kann durch Anordnung einer dritten Wand erhöht werden. Dadurch werden zwei Resonatorkammern hintereinandergeschaltet, und es entsteht ein "Kettenleiter". Unsere bisherigen Untersuchungen betrafen nur zweiwandige Resonatoren. Nach der Theorie der akustischen Filter ergab sich die

---

+) Bei $y/L = 0{,}15$ ist bereits die optimale Tauchtiefe des Resonators erreicht (s. Abb. 81).

Dämpfung für ein Filterglied bzw. eine Resonatorkammer zu

$$D = 8{,}69\,\delta$$

bzw.

$$k_D = e^{-\delta}$$

Bei n Gliedern erhält man [3]

$$D_n = 8{,}69\,n\,\delta$$

bzw.

$$k_{D_n} = e^{-n\delta}$$

für einen dreiwandigen Resonator mit zwei Kammern also

$$k_{D2} = e^{-2\delta} \tag{183}$$

Eine andere Betrachtungsweise kann davon ausgehen, dass man sich die Gesamtdämpfung $k_{D_2} = H_H/H_A$ in zwei Anteile k_D' und k_D'', je einen für eine Resonatorkammer, zerlegt denkt. Bezeichnet man mit k_D' die Dämpfung durch die erste Kammer und mit H' die hinter derselben noch verbliebene Amplitude, so erhält man

$$k_D' = \frac{H'}{H_A} \quad \text{bzw.} \quad H' = H_A \cdot k_D'$$

$$k_D'' = \frac{H_H}{H'} = \frac{H_H}{H_A \cdot k_D'}$$

$$k_{D_2} = \frac{H_H}{H_A} = k_D' \cdot k_D'' = k_{D_1}^{\;2} \tag{184}$$

$$k_{D_2} = \left(e^{-\delta}\right)^2 = e^{-2\delta}$$

Beide Ansätze führen also zu demselben Endergebnis.

Der Verhältniswert χ_{R_2} berechnet sich aus (184) zu

$$\chi_2 = \frac{k_{D_2}}{k_{D_T}} = \frac{k_{D_1}^{\;2}}{k_{D_T}} = \chi_1 \cdot k_{D_1} \tag{185}$$

Auf Abb. 145 wurde die nach den Gl. (184) und (185) berechnete Dämpfungswirkung dreiwandiger Resonatoren graphisch dargestellt, zum Vergleich auch die Kurven für zweiwandige Resonatoren. Die vom Verfasser berechneten Dämpfungen für dreiwandige Resonatoren wurden allerdings nicht experimentell überprüft. Der von BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ angegebene und auf Abb. 145 b mit eingezeichnete Wert $\varkappa_2 = 0,25$, welcher aus speziellen Modellversuchen abgeleitet wurde, und der Vergleich mit den entsprechenden $\varkappa_1$-Werten lässt sie aber wahrscheinlich erscheinen. Wie bei den $\varkappa_1$-Werten , ist jedoch auch der $\varkappa_2$-Wert von BOJITSCH und DSCHUNKOWSKIJ zu global.

9.2 Vergleichende Gesamteinschätzung

Aus einer vergleichenden Betrachtung der verschiedenen Typen durchbrochener Molen ergeben sich Hinweise für die Wahl des zweckmässigsten Bauwerkes. Dabei sind vor allem die drei Faktoren

Dämpfungseffekt, Erosion und Baukonstruktion

zu berücksichtigen.

Die einfache Tauchwand ist sowohl bezüglich der Erosionssicherheit des Seebodens als auch der konstruktiven Gestaltung günstig, jedoch hat sie den geringsten Dämpfungseffekt.

Werden grössere Dämpfungen gewünscht, so kommen Quader und Resonatoren in Frage. Bei relativen Tauchtiefen $y/L < 0,14$ ist die Dämpfung durch den Quader besser als die durch einen zweiwandigen Resonator; auch ist beim Quader keine Erosionsgefahr vorhanden. Den in einem bestimmten Bereich günstigeren Wirkungen des Quaders stehen bautechnische Nachteile gegenüber.
Auf die untere horizontale Fläche wirkt der zusätzliche Auftrieb durch den Wellendruck, und es besteht auch die Gefahr der Bildung von Luftsäcken. Im allgemeinen wird das Eigengewicht des unten geschlossenen Überbaues grösser. All das bedingt stärkere Dimensionierungen, insbesondere der Stützen, und auch besondere Befestigungen des Überbaues gegen Abheben von den Stützenpfeilern. Bei der relativen Tauchtiefe $y/L = 0,14$, wo die Dämpfung durch Quader und zweiwandigen Resonator etwa gleich ist, beträgt sie rd. $k_D = 0,10$; bei grösseren relativen Tauchtiefen werden bessere Dämpfungseffekte durch den Resonator erzielt. Wo also grössere Dämpfungen (etwa $k_D \leqq 0,10$) angestrebt werden, ist es vorteilhafter, Resonatoren anzuwenden,

denen nicht die genannten konstruktiven Nachteile der Quader anhaften; bei ihnen sind im oberen Teil des Überbaues Luftöffnungen anzuordnen, durch welche Über- oder Unterdrücke durch Lufteinschlüsse usw. ausgeschlossen werden. Bei erosionsgefährdetem Seeboden muss bei Resonatoren allerdings eine Sicherung durch Steinschüttungen, evtl. auf Faschinenmatten o. dgl. als Unterlage, erfolgen (s. Abb. 149).

Da die Dämpfungswirkung der Resonatoren durch die Resonanz bedingt ist, welche von der durch die Eintauchtiefe gegebenen Eigenfrequenz abhängt, hat die relative Wassertiefe h/L beim Resonator nicht den bedeutenden Einfluss wie bei den Quadern und Tauchwänden. Dadurch würde gerade der Resonator zum geeigneten Typ für Seichtwasser, vorausgesetzt, dass die absolute Wassertiefe ausreicht, um die für den angestrebten Dämpfungsgrad erforderliche Tauchtiefe des Resonators bei angemessenem Öffnungsverhältnis zu erzielen. Während beim Vergleich zwischen Quader und zweiwandigem Resonator bei $k_{D erf.} \leqq 0{,}10$ und damit relativen Tauchtiefen y/L von mind. 0,14 die Entscheidung - wie bereits dargelegt - stets zu Gunsten des Resonators ausfällt, kann bei nur geringen möglichen Tauchtiefen die dann bessere Dämpfungswirkung des Quaders ausschlaggebend sein. Mit einem dreiwandigen Resonator jedoch erhält man auch im Bereich $y/L < 0{,}14$ bessere Dämpfungen als durch einen Quader. In solchen Fällen sind die resultierenden Vor- und Nachteile gegeneinander abzuwägen; insbesondere ist zu untersuchen, ob die oben genannten bautechnischen Nachteile des Quaders die durch eine dritte Wand entstehende Verbreiterung und damit Komplizierung des Bauwerks rechtfertigen. Bei hohen geforderten Dämpfungen und geringer möglicher Tauchtiefe ist der dreiwandige Resonator der einzige den Gegebenheiten entsprechende Bauwerkstyp. Hervorzuheben ist noch, dass die optimale Tauchtiefe von Resonatoren bereits bei $y/L = 0{,}15$ bis $0{,}16$ erreicht ist, wobei Dämpfungskoeffizienten von angenähert gleich Null erzielt werden; grössere Tauchtiefen sind also praktisch sinnlos.

Sämtliche Typen der durchbrochenen Molen haben den Nachteil, dass ihr Dämpfungseffekt entscheidend von den herrschenden Wellen- und Wasserstandsverhältnissen abhängt, da sie jeweils für ganz bestimmte Verhältnisse ausgelegt werden müssen. Um zu gewährleisten, dass die durch die Bauwerke angestrebten Schutzwirkungen auch tatsächlich erreicht werden, sind sie für die ungünstigsten Fälle auszulegen, welche durch eingehende Analyse der möglichen Schwankungen ermittelt werden müssen. Diese Fragestellung hat eine gewisse Ähnlichkeit mit der Berechnung des Wellendrucks für Molen und Wellenbrecher; auch dabei müssen die Bauwerke für die ungünstigsten möglichen Verhältnisse von Wasserstand und Wellenabmessungen berechnet werden. Nach BRUNS [17], [18] ist für die Wellendruckberechnung im Falle eines Meeres ohne oder mit sehr schwachen Tidebewegungen als ruhiger Meeresspiegel der überhaupt bekannte höchste Wasserstand (HHW) anzunehmen, der auch die Stauhöhe der Sturmfluten mitberücksichtigt. Durch die Annahme soll in den Berechnungen der ungünstigste vorkommende Belastungsfall erhalten werden, da anzunehmen sei, dass tatsächlich bei grossen andauernden Stürmen zu gleicher Zeit nicht nur die grössten Wasserstauungen, sondern auch die grössten Wellen auftreten können. Auch DIETZE [26] betrachtet dies als Regelfall. Für die Berechnung der Dämpfungswirkung durchbrochener Molen sind gleichfalls sowohl die Wellenabmessungen als auch der Wasserstand massgebend. Damit sie auch bei niedrigeren Wasserständen noch genügend Wellenschutz bieten, ist zusätzlich zu der bei der Wellendruckberechnung aufgeworfenen Problematik die Eintauchtiefe als entscheidendes Kriterium zu berücksichtigen, welche also nicht nur für HHW-Verhältnisse bemessen werden darf. Auf jeden Fall nimmt durch grössere projektierte Eintauchtiefen die Wirksamkeit des Bauwerkes zu, andererseits wachsen damit jedoch auch die Aufwendungen. Zwecks eines optimalen Ergebnisses müssen daher auch die Wellenverhältnisse bei niedrigeren Wasserständen untersucht werden. Um die möglichen technischen und ökonomischen Vorteile der durchbrochenen Molen nutzen zu können, sind also eingehende hydrologische Voruntersuchungen erforderlich, was voraussetzt, dass für die in Frage kommenden Küstenstrecken, Seen usw. langjährige Messreihen vorliegen.

1o. Anwendungsmöglichkeiten durchbrochener Molen

1o.1 Berechnungsbeispiele zur Wellendämpfung mittels durchbrochener Molen

An Beispielen verschiedener Hafenplanungen wird die Berechnung der Dämpfungswirkung durchbrochener Molen mittels der angegebenen Formeln bzw. Graphiken gezeigt; die unterschiedlichen Bedingungen und Ergebnisse der Beispiele geben gleichzeitig einen Einblick in die Anwendungsmöglichkeiten durchbrochener Molen. Dabei ist jedoch zu beachten, dass die aus der Fachliteratur entnommenen Beispiele im wesentlichen nur die Wellendaten als Ausgangswerte für die Berechnung liefern. Daraus können selbstverständlich nicht alle im konkreten Fall zu berücksichtigenden Bedingungen abgeleitet werden. Die Berechnungsbeispiele sollen nur einen Einblick in die grundsätzlichen Verhältnisse gewähren, ohne dass damit den letztlich unter Berücksichtigung aller beeinflussenden technischen und ökonomischen Faktoren zu treffenden Entscheidungen vorgegriffen wird.

Bei der Ermittlung der Dämpfungswirkung durchbrochener Molen ist zu berücksichtigen, ob die zu schützende Wasserfläche durch senkrechte oder steil geneigte reflektierende Ufer, Kaianlagen usw. begrenzt wird, da in diesen Fällen die Wellenhöhe auf der zu schützenden Fläche um das Mass der Reflexionen vergrössert wird. Ferner ist zu beachten, dass bei Häfen durch die Einfahrt Wellen eindringen, sich im Hafeninnern ausbreiten und sich den durch die durchbrochenen Molen gedämpften Wellen überlagern. Bei freistehenden Wellenbrechern laufen die Wellen infolge der begrenzten Ausdehnung des Bauwerks um dessen Enden herum und breiten sich hinter dem Bauwerk aus. Durch diese Vorgänge ist in der Natur auf der mittels durchbrochener Molen oder Wellenbrecher zu schützenden Wasserfläche unter Umständen eine grössere Wellenhöhe zu erwarten, als sie sich nach der auf der zweidimensionalen Betrachtungsweise beruhenden Berechnung ergibt. Das muss bei Planungsarbeiten unbedingt berücksichtigt werden; für die Bestimmung der Ausbreitungs- (Diffraktions-)Vorgänge wurden von verschiedenen Forschern Verfahren angegeben (eine Zusammenstellung für praktische Zwecke siehe z.B. in [76]).

Beispiel 1:

Für die Planung des Hafens Assab am Roten Meer (Äthiopien) [44] wurden folgende ungünstigste Wellendimensionen, mit deren Auftreten einmal im Jahr zu rechnen ist, ermittelt:

$$H_A = 2{,}1\ m^{+)} \quad ; \quad L_A = 44\ m \quad ; \quad T = 5{,}5\ s$$

Gefordert wurde, "dass im Interesse einer möglichst freizügigen Benutzbarkeit des Hafenbeckens für alle Schiffsgrössen eine Wellengrösse von o,5 m (bis allenfalls 1,o m am Übergang zum Vorhafen) nur einmal im Jahr erreicht bzw. überschritten werden darf". Daraus ergab sich die Notwendigkeit der Anordnung eines Wellenbrechers; die verschiedenen Varianten der Planung sahen diesen stets in massiver Form in einer Wassertiefe von $h \approx 13$ m vor. Die Berechnung als durchbrochene Mole ergibt:

$$k_D = \frac{H_H}{H_A} = \frac{0{,}5}{2{,}1} = 0{,}24 \qquad h/_L = 13/_{44} = 0{,}30$$

Berücksichtigt man noch Reflexionserscheinungen an senkrechten Hafenbegrenzungen mit Verdoppelung der dortigen Wellenhöhen, so wird

$$k_{D_{erf}} = 0{,}24 \cdot 0{,}5 = 0{,}12$$

Daraus ergeben sich für die verschiedenen Typen durchbrochener Molen folgende erforderliche Tauchtiefen:

Tauchwand

nach Abb. 77 : $\frac{y}{h} < 0{,}8$ (von vornherein undiskutabel), ergibt $y < 0{,}8 \cdot 13 = \underline{10{,}40\ m}$

nach Abb. 2o (LOGINOW): $y/L = 0{,}24$; $y = 0{,}24 \cdot 44 = 10{,}60$ m

Quader

nach Abb. 77 : $\frac{y}{h} = 0{,}55$; $y = 0{,}55 \cdot 13 = \underline{7{,}15\ m}$

+) charakteristische Wellenhöhe = Mittelwert des grössten Drittels aller Wellenhöhen im Spektrum.

Resonator (zweiwandig)

nach Abb. 111: $y = \underline{5{,}8o\ m}$

Für eine Tauchwand ist die Tauchtiefe undiskutabel; auch der Quader erfordert bereitseeine relativ grosse Tauchtiefe, hinzu kommen dessen konstruktive Nachteile. Der zweiwandige Resonator bietet mit $y/h = 5{,}8o/13 = o{,}45$ eine günstige Lösung. Er würde dieselbe Wirkung haben wie die wahrscheinlich aufwendigeren massiven Wellenbrecher! Den endgültigen Entscheid muss eine entsprechende Variantenuntersuchung erbringen.

Beispiel 2:

In der Wasserbauversuchsanstalt der M.A.N. (Gustavsburg) wurden Modellversuche zur Verringerung der Wellenhöhe in dem verhältnismässig kleinen Hafen Ystad (Schweden) durchgeführt [86], [92]. Als Ziel war eine Beruhigung des inneren Hafens auf o,35 m Wellenhöhe gefordert. Die Anordnung eines 18o m vor der Hafeneinfahrt liegenden massiven Wellenbrechers von ebenfalls 18o m Länge brachte eine wesentliche Beruhigung im gesamten Hafen, erschien jedoch zu aufwendig. Wie die nachfolgende überschlägliche Berechnung zeigt, könnte dieselbe Wirkung mit einem durchbrochenen Wellenbrecher, wodurch sich der Aufwand senken liesse, erreicht werden. Da an den steilwandigen inneren Hafenbegrenzungen starke Reflexionen auftreten, wird unter Berücksichtigung der Diffraktionserscheinungen am Wellenbrecher mit $k_{D_{erf}} \approx 0$ gerechnet.

Es waren anlaufende Wellenlängen bis zu 2o m und Wellenhöhen bis zu 1 m beobachtet worden.

$$h = 7{,}5\ m \quad ; \quad h/L = 7{,}5/2o = o{,}375$$

Eine Tauchwand scheidet bei der geforderten 1oo %-igen Dämpfung aus. Für einen zweiwandigen Resonator wäre nach Abb. 111 eine Tauchtiefe

$$y = \underline{3{,}oo\ m} \quad (\text{bzw.} \quad y = o{,}15\ L = o{,}15 \cdot 2o = 3{,}oo\ m)$$

erforderlich, d.h. $y/h = 3{,}oo/7{,}5 = o{,}4o$.

Auch hier wäre also durch einen Resonator eine recht günstige Lösung möglich.

Beispiel 3:

Die Einfahrt eines nordafrikanischen Hafens sollte gegen Wellen aus einer bestimmten Richtung besser als bisher geschützt werden [61]. Es lagen Wellenbeobachtungen in der Natur an einem ungestörten Punkt ausserhalb des Hafens über eine längere Zeitdauer vor; als Durchschnittswerte ergaben sich dort:

$$h = 12 \text{ m} \; ; \quad L_A = 48 \text{ m} \; ; \quad T = 6{,}33 \text{ s}$$

charakteristische Wellenhöhe $H_A = 3{,}6$ m

Verlangt war im vorliegenden Fall, durch Änderungen an den vorhandenen Molen, gegebenenfalls durch neue Molen, durch Wellenbrecher und andere geeignete Massnahmen eine solche Beruhigung im Hafenbecken zu erzielen, dass die Wellenhöhe nicht den Wert von o,35 m überschreitet:

$$k_{D_{erf}} = \frac{0{,}35}{3{,}6} = 0{,}10$$

Mit $h/L = 12/48 = 0{,}25$ erhält man folgende Tauchtiefen für durchbrochene Wellenbrecher:

Tauchwand

nach Abb. 77 : $\frac{y}{h} > 0{,}8$ (von vornherein undiskutabel)

Quader

nach Abb. 77 : $\frac{y}{h} = 0{,}7$; $y = 0{,}7 \cdot 12 = \underline{8{,}40 \text{ m}}$

Resonator

a) zweiwandig
nach Abb. 111: $y = \underline{6{,}40 \text{ m}}$

b) dreiwandig
nach Abb. 145 a: $y/L = 0{,}097$; $y = 0{,}097 \cdot 48 = \underline{4{,}65 \text{ m}}$

Für einen zweiwandigen Resonator ist $\frac{y}{h} = \frac{6{,}40}{12} = 0{,}53$, beim dreiwandigen $= 4{,}65/12 = 0{,}39$.

Während die einfache Tauchwand praktisch ausscheidet und auch ein Quader wenig zweckmässig ist, können auch in diesem Fall Resonatoren sinnvoll in die Entscheidung einbezogen werden.

Beispiel 4:

Am Genfer See wurde ein Wellenbrecher aus Betonfertigteilen errichtet (s. Abschn. 10.3 und Abb. 150). In der Publikation [132] sind leider nicht die vollständigen Wellendaten angeführt. Aus der dort angegebenen Wellenperiode $T = 4{,}5$ s und der Wassertiefe $h = 3{,}5$ m errechnet sich

$$L_A = 23{,}3 \text{ m} \; ; \quad h/L = {}^{23{,}3}/_{3{,}5} = 0{,}15$$

Wird $k_D \approx 0$ gefordert, so müsste bereits ein Resonator eine Tauchtiefe

$$y = 0{,}15 \cdot 23{,}3 = 3{,}50 \text{ m}$$

erhalten, also gleich der überhaupt vorhandenen Tiefe. Nimmt man

$$y/h = 0{,}6 \rightarrow y = 0{,}6 \cdot 3{,}50 = 2{,}10 \text{ m}$$

an, so erhielte man nach Abb. 111 für einen zweiwandigen Resonator

$$k_{D_R} = 0{,}37$$

Für einen Quader wäre bei der angenommenen, bereits relativ grossen Tauchtiefe nach Abb. 77 schätzungsweise $k_D \approx 0{,}25$ bis $0{,}30$ zu erwarten. Unsere Versuche wurden auf relative Wassertiefen $h/L < 0{,}20$ nicht ausgedehnt, da - wie auch das vorstehende Beispiel zeigt - in diesen Fällen mit durchbrochenen Molen allgemein keine grosse Dämpfung erzielt werden kann.

Beispiel 5:

Vom Staatlichen Institut für Projektierung der Binnenschiffahrt der UdSSR ("Hyproretschtrans") wurde eine durchbrochene Mole für einen tiefen Binnensee-Häfen entworfen (Abb. 146). Leider fehlen auch hier die vollständigen Wellendaten, jedoch lassen sich aus den vorhandenen Angaben [13] die Verhältnisse angenähert ermitteln.

Bei der Variante in Form eines zweiwandigen Resonators beträgt, in Abhängigkeit vom Wasserstand,

$$y_{NW} = 4{,}5o \text{ m} \quad \text{und} \quad y_{HW} = 7{,}2o \text{ m} .$$

Die Wellenhöhe wurde mit $H_A \approx 2{,}o5$ m angegeben. Nimmt man eine Wellensteilheit von 1:2o an, so wird

$$L_A \approx 4o \text{ m} .$$

$$\frac{y_{NW}}{L} = \frac{4{,}5o}{4o} = o{,}11 \quad ; \quad \frac{y_{HW}}{L} = \frac{7{,}2o}{4o} = o{,}18 > o{,}15$$

Bei HW wird also $k_D \approx 0$, d.h. praktisch vollständige Wellenlöschung wie bei einer massiven Mole. Bei NW wird

$$k_D = o{,}9o - 6{,}o \cdot o{,}11 = o{,}9o - o{,}66 = o{,}24 \; ;$$

mit $H_A = 2{,}o5$ m wird dann

$$H_H = o{,}24 \cdot 2{,}o5 = o{,}49 \text{ m} .$$

An Hand unserer Versuchsergebnisse mit unterschiedlichen Tauchtiefen der beiden Wände eines Resonators lässt sich die Auswirkung der Verkürzung der hafenseitigen Wand abschätzen. Aus der Abbildung konnte die vom Projektierungsinstitut vorgesehene Verkürzung zu etwa $\Delta y = 2$ m entnommen werden. Unsere Versuchswelle G hatte ebenfalls eine Steilheit von 1:2o; berechnet man aus den Wellenhöhen den Modellmaßstab, so erhält man

$$m = \frac{H_N}{H_M} = \frac{2o5}{11{,}65} = 17{,}6 .$$

Für NW ergibt sich mit $y/L = o{,}11$ der Modellwert

$y_{1_M} = o{,}11 \cdot 2{,}38 = o{,}262$ m . Das Verhältnis

$\frac{y_{1_N}}{y_{2_N}}$ ist $\frac{4{,}5o}{4{,}5o - 2{,}oo} = \frac{4{,}5o}{2{,}5o} = 1{,}8$ und daraus

$$y_{2_M} = \frac{0,262}{1,8} = 0,15 \text{ m} .$$

Die geringste bei den Modellversuchen untersuchte Tauchtiefe $y_{2_{min}}$ beträgt jedoch 0,20 m. Für $y_2 = 20$ cm und $y_1 = 30$ cm ergab sich (s. Abb. 85)

$$\frac{k_{D_{\Delta y}}}{k_D} = \frac{0,22}{0,13} = 1,7 \quad \rightarrow \quad k_{D_{\Delta y}} = 1,7 \; k_D$$

Überträgt man diesen Wert auf das Projekt von "Hyproretschtrans", erhält man

$$k_{D_{\Delta y}} = 1,7 \cdot 0,24 = 0,41$$

und

$$H_H = 0,41 \cdot 2,05 = 0,84 \text{ m}$$

(Bei einer gleichmässigen Tauchtiefe beider Wände von $y_{min} = 2,50$ m hätte man nach Abb. 111 mit $k_D = 0,53$ zu rechnen).

Bei HW wirkt sich die Verkürzung der hafenseitigen Wand weniger aus; das Tauchtiefenverhältnis y_1/y_2 beträgt hier nur $\frac{7,20}{7,20 - 2,00} = \frac{7,20}{5,20} = 1,4$. Analog zu der obigen Berechnung erhält man für HW folgende Modellwerte:

$y_{1_M} = 0,18 \cdot 2,38 = 0,42 \text{ m} \approx 0,40 \text{ m}$

$y_{2_M} = \frac{0,42}{1,4} = 0,30 \text{ m}$

Bei gleichmässiger Tauchtiefe $y = 40$ cm ergab sich nach Abb. 85 $k_D = 0,05$, bei hinten auf 30 cm verkürzter Tauchtiefe $k_D = 0,10$. Bei gleichmässig verringerter Tauchtiefe von 30 cm ergäbe sich mit

$$\frac{y}{L} = \frac{5,20}{40} \text{ bzw. } \frac{0,30}{2,38} = 0,13$$

die Dämpfung zu $k_D = 0,12$. Auch durch einen Vergleich damit dürfte für die Variante mit hinten kürzerer Wand

$$k_D \approx 0{,}1o$$

richtig sein; also $H_H = o{,}1o \cdot 2{,}o5 = o{,}2o$ m .

Eine weitere projektierte Variante sah einen unten durch zylindrische Flächen, ähnlich einer Bogenbrücke, geschlossenen Überbau vor, also eine konstruktive Abwandlung eines Quaders (Abb. 146). Der Bogenscheitel hat dabei dieselbe Tauchtiefe wie der Resonator. Bei NW mit $y/L = o{,}11$ ergibt sich nach Abb. 144

$$\frac{\varkappa_Q}{\varkappa_R} = \frac{o{,}39}{o{,}45} = o{,}87 = \frac{k_{D_Q}}{k_{D_R}}$$

und daraus mit $k_{D_R} = o{,}24$

$$k_{D_Q} = o{,}87 \cdot o{,}24 = o{,}21$$

$$H_H = o{,}21 \cdot 2{,}o5 = o{,}43 \text{ m}$$

Dagegen erhält man für HW mit $y/L = o{,}18$

$$\frac{\varkappa_Q}{\varkappa_R} = \frac{k_{D_Q}}{k_{D_R}} = \frac{o{,}38}{o{,}18} = 1{,}83 > 1{,}oo$$

d.h. durch den Quader eine schlechtere Dämpfung als durch den Resonator. Da auch bei NW sich die Dämpfungen nicht wesentlich unterscheiden, ist sowohl aus hydraulischen Gründen als auch vom Aufwand für den Überbau her - selbst ohne Berücksichtigung der konstruktiven Nachteile - der geschlossene Überbau als ungünstiger abzulehnen.

Mit dem vorstehenden Beispiel konnte sehr gut gezeigt werden, wie sich die verschiedenen beim Entwurf durchbrochener Molen auftretenden Fragen an Hand der Untersuchungsergebnisse des Verfassers beantworten lassen.

Beispiel 6:

Ähnliche Verhältnisse wie in Beispiel 5 liegen bei dem Projekt "Leningrad" (Abb. 1 e) vor, jedoch ist hier die seeseitige Wand des Resonators kürzer. Nach [13] beträgt die Tauchtiefe der beiden Wände das o,15- bzw. o,2o-fache der Wellenlänge. Damit ist $k_D \approx 0$, d.h. die anlaufenden Wellen werden praktisch völlig von der zu schützenden Wasserfläche zurückgehalten. Das projektierte Bauwerk hat dieselbe Wirksamkeit wie ein massiver Wellenbrecher! Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die optimale Resonatortauchtiefe bei o,15 L liegt, könnte die hafenseitige Wand noch verkürzt werden.

1o.2 Allgemeine Möglichkeiten der Anwendung durchbrochener Molen

Das Kriterium für die Anwendung durchbrochener Molen bzw. Wellenbrecher muss die Zweckmässigkeit sein. D.h., sie sollen nicht schlechthin anstelle bisher üblicher Bauwerksarten treten, sondern sie sollen - wie es der Entwicklung neuartiger Konstruktionen entspricht - dort angewendet werden, wo mit ihrer Hilfe neue und bessere technische Lösungen sowie wirtschaftlichere Ausführungen möglich sind. Die wirtschaftliche Lösung einer konkreten Bauaufgabe muss, wie in jedem Falle, durch Variantenvergleiche ermittelt werden. Die vorliegenden Untersuchungen bieten die Grundlagen für die technische Beurteilung und erweitern die technischen Lösungsmöglichkeiten.

Die sowohl technischen als auch ökonomischen Grenzen ihrer Anwendung sind zu einem grossen Teil in der von den Wellen- und Wasserstandsverhältnissen abhängigen hydraulischen Wirksamkeit der durchbrochenen Molen begründet. Die voraufgegangenen Darlegungen, insbesondere auch die Berechnungsbeispiele, zeigen jedoch, dass es viele praktische Fälle gibt, in denen die Anwendung dieser Bauwerke zweckmässig und sinnvoll erscheint. Unbeschadet der eingehenden Variantenuntersuchung jeder konkreten Bauaufgabe lassen sich aus der Einschätzung der ihre wellendämpfende Wirksamkeit beeinflussenden Faktoren sowie der überschlägigen Beurteilung des Bauaufwandes einige allgemeine Hinweise geben, in welchen Fällen die Anwendung durchbrochener

Molen oder Wellenbrecher unter günstigen Bedingungen möglich und damit angebracht sein dürfte.

1. Ganz allgemein sind durchbrochene Wellenbrecher dann in die nähere Wahl zu ziehen, wenn die anlaufenden Wellen nur geringere Höhe haben bzw. bei geringerer erforderlicher Dämpfung. Diese Beschränkung auf geringere Beruhigungen der Wasserfläche gilt vor allem bei nur kleineren möglichen Tauchtiefen.

Grössere erforderliche Dämpfungen setzen bei einfachen Tauchwänden und Quadern nicht zu kleine relative Wassertiefen h/L (möglichst nicht unter o,3), bei Resonatoren die Möglichkeit absoluter Tauchtiefen von etwa mind. o,14 L voraus.

2. Diese Voraussetzungen sind an Flachküsten mit geringen Wassertiefen und von See her anlaufenden längeren Wellen meist nicht gegeben. An der See liegen günstige Bedingungen für durchbrochere Molen vor allem im Bereich tieferer Reeden vor sowie bei mehr oder weniger abgeschlossenen Meeresbuchten mit begrenzten Streichlängen und damit geringeren Wellendimensionen. Bei längeren Molen, an derem seewärtigen Ende noch grössere Wassertiefen vorhanden sind, welche dann zur Molenwurzel hin abnehmen, ist es möglich bzw. angebracht, etwa bei Erreichen des Brandungsgebietes einen Wechsel in der Molenbauart vorzunehmen; im Bereich der Brandung sind geschüttete und geböschte Molen bzw. Wellenbrecher zweckmässig.

3. Günstige Bedingungen für die Anwendung durchbrochener Molen bzw. Wellenbrecher dürften vielfach an Stauseen vorliegen+), wo durch den steilen Abfall der überstauten Hänge bereits in Ufernähe grössere Wassertiefen vorhanden sind und ferner in vielen Fällen durch die begrenzte Streichlänge relativ kurze Wellen auftreten. Sehr wesentlich ist dabei, dass die Bauwerke vor dem Einstau im Trockenen errichtet werden können, was grosse Möglichkeiten für günstige konstruktive und technologische Lösungen bietet.

+) Worauf bereits von sowjetischen Ingenieuren hingewiesen wurde [72].

Charakteristische Beispiele dafür bieten die grossen Stauseen in der Sowjetunion, z.B. im Zuge des Großschiffahrtsweges des Wolga-Don-Kanals. Der sich auf den grossen Wasserflächen entwickelnde Seegang mit max. Wellenhöhen von 2,5 ... 3,5 m kann zu erheblichen Störungen der Schiffahrt führen. Daher wurden in Abständen von 3o bis 4o km Schutzhäfen geschaffen. Bei den erforderlichen Bauten wurden die Vorteile der Errichtung im Trockenen genutzt und z.T. Konstruktionen geschaffen, die von üblichen Seebauwerken abweichen. U.a. wurden in grösserem Umfange vorgefertigte Betonteile verwendet [95]. Auf den grossen Seen wurde auch der Schutz von Schleusenvorhäfen durch Wellenbrecher erforderlich, für welche u.a. ebenfalls senkrechte Betonwände vorgesehen wurden / 88 /. Unter solchen Gegebenheiten würde sich die Errichtung durchbrochener Molen direkt anbieten. Als Beispiel dafür sei auf den auf Abb. 146 dargestellten und im Berechnungsbeispiel 5 behandelten Vorschlag des Projektierungsinstitutes der sowjetischen Binnenschiffahrt verwiesen.

4. Durchbrochene Molen, in einfachster Form als Tauchwände, eignen sich gut zum Schutz von Sportboothäfen gegen Wellen aus Windeinwirkung sowie den Schwell vorbeifahrender Schiffe bzw. Motorboote. Ein erfolgreicher Wellenschutz ist allerdings nur möglich, wenn die Häfen soweit von der Fahrtroute der vorbeifahrenden Schiffe entfernt sind, dass die Wasserspiegelschwankungen als echte Schwingungswellen wirken.

Auf Abb. 147 wurde die Möglichkeit eines solchen Schutzes für einen Sportboothafen skizziert. Die Tauchwände können in einfacher Form an den Stegen montiert werden. Es ist zweckmässig, sie leicht demontierbar auszuführen, damit sie im Winter zum Schutz vor Zerstörung durch Eis hereingeholt werden können. Z.B. würden sich hierfür auf Rahmen geschraubte Wellasbestzementplatten eignen.

Bootshäuser können mit Schiebetoren versehen werden, welche gleichzeitig als Tauchwand wirken (Abb. 148).

5. In ähnlicher Weise kann Wellenschutz in Häfen geschaffen werden, wenn Anlegestege durch Tauchwände als Zwischenmolen

ausgebildet werden (Beispiel s. Abb. 69). Wenn sowohl Vor- als auch Rückseite eines Steges mit einer Wand versehen werden, können so Resonatoren mit noch günstigerer wellendämpfender Wirkung geschaffen werden.

6. Bei Vorliegen der übrigen Voraussetzungen lassen sich durchbrochene Molen um so günstiger einsetzen, je geringer die zu erwartenden Wasserstandsschwankungen sind.

7. Es wurde bereits mehrfach betont, dass die günstigste Lösung einer bestimmten Bauaufgabe durch Variantenuntersuchungen ermittelt werden muss. Dabei spielen viele Faktoren mit. Es ist jedoch anzunehmen, dass durchbrochene Molen keine grösseren wirtschaftlichen Vorteile bringen werden, wenn sie zur Erzielung der geforderten Dämpfung so tief eintauchen müssen, dass zwischen Bauwerksunterkante und Seeboden nur noch ein relativ geringer Zwischenraum verbleibt. Überschlägig dürfte ein Öffnungsverhältnis $\frac{h-y}{h} \geqq 0{,}5$ (entspr. $y/h < 0{,}5$) als Grenzwert anzusehen sein.

10.3 Hinweise zur konstruktiven Gestaltung und statischen Berechnung durchbrochener Molen

Die durchbrochenen Molen unterscheiden sich in ihrer Konstruktion wesentlich von den "klassischen" Molen - bzw. Wellenbrecherbauwerken. Für die wellendämpfenden Überbauten kommen im wesentlichen dünnwandige Stahlbetonbauteile in Frage. Da jedoch Schalungs- und Betonierungsarbeiten an Ort und Stelle wegen der Bauausführung unter Wasser sowie unter den Bedingungen des Seeganges im allgemeinen nicht ausführbar sind, ist für diese Bauwerke die Verwendung vorgefertigter Bauelemente notwendig. Damit kommen sich zwei Seiten des modernen Bauwesens entgegen: Auf der einen Seite ist die Fertigteilbauweise wesentlicher Bestandteil der Industrialisierung der Bauproduktion. Andererseits offenbaren sich gerade bei Wasserbauten bedeutende technologische Vorteile der Fertigteilanwendung; sie gestattet die Wahl von Konstruktionen, die in monolithischer Bauweise nicht ausführbar sind. Die verschiedenen Arten durchbrochener Molen sind demonstrative Beispiele dafür.

Für die konstruktive Gestaltung durchbrochener Molen gibt es zahlreiche Möglichkeiten. Einige Beispiele sind bereits in den vorangegangenen Ausführungen enthalten (siehe Abb. 1, 7, 146). Darüber hinaus kann die Mannigfaltigkeit der Ausführungsmöglichkeiten mit Stahlbetonfertigteilen, wie sie in vielen verschiedenartigen Seebauwerken aus neuerer Zeit zum Ausdruck kommt+), auch für die Ausbildung durchbrochener Molen genutzt werden. Zu den unter Verwendung verschiedengestaltiger vorgefertigter Bauteile ausgeführten Seebauten, welche in abgewandelter Form auch als "Modelle" für durchbrochene Molen bzw. Wellenbrecher herangezogen werden können, gehören insbesondere Landungsstege sowie die in letzter Zeit mehrfach gebauten Tankerlöschbrücken. Charakteristisch für viele in Montagebauweise errichtete Anlegebrücken und Kaibauwerke ist der Ortbetonjochholm als Verbindungsglied zwischen den vorgefertigten Elementen der Gründung (Pfähle) und der Brückendecke. Mittels der Ortbetonverbindung kann ein den angreifenden Kräften monolithisch entgegenwirkendes Bauwerk erzielt werden. Am Ölpier Wilhelmshaven sind auch die Jochholme als Fertigteilbalken gestaltet; die gerippte Oberfläche der Aussparungen sowie Stahlanker in den Pfählen ergaben nach dem Vergiessen mit Beton eine biegesteife Verbindung. Entwurf und Bauausführung der in vielen Details interessanten Ölumschlaganlage Wilhelmshaven, u.a. die Gegenüberstellung mehrerer Varianten, sind in [111] ausführlich beschrieben.

Für die Konstruktion eines zweiwandigen Resonators hat SCHULZ [107] einen Vorschlag erarbeitet (Abb. 149). Bei den kastenartigen Konstruktionen der Resonatoren ist die Anordnung von Öffnungen im oberen Teil zum Zwecke des Druckausgleichs sehr wichtig. Bei erosionsgefährdetem Seeboden muss bei Resonatoren eine Sohlensicherung erfolgen. Besondere Beachtung ist der konstruktiven Durchbildung zur Verbindung des Überbaues mit den Stützen durch Anker, Ortbetonplomben usw. zu widmen.

+) Zahlreiche Beispiele sind u.a. in [92] und [130] zusammengestellt.

Abb. 15o zeigt einen neuerdings von der schweizerischen Firma BERGER und STAEMPLI entwickelten Wellenbrecher aus Betonfertigteilen, welcher zum Schutz gegen Wellen bei Chambesy am Genfer See errichtet wurde [132]. Im "Laboratoire Central d' Hydraulique de France" wurden bei Modellversuchen im Maßstab 1:1o die Standsicherheit sowie die Wellendämpfung dieses Bauwerkstyps untersucht. Es wurden Versuche mit verschiedenen seitlichen Abständen zwischen den Beton-Beinen sowie mit Schliessung von Teilen der Lücken zwischen den Beinen durchgeführt. Gute Ergebnisse wurden erreicht, wenn das Bauwerk sowohl nahe der Sohle als auch nahe dem Wasserspiegel dicht ausgebildet wurde. Wir haben es hier also mit einer abgewandelten Resonatorkonstruktion zu tun. Im Berechnungsbeispiel 4 wurde auf Grund unserer Untersuchungsergebnisse gezeigt, dass bei den vorliegenden Wellen- und Wassertiefenverhältnissen mit einer nur vom Wasserspiegel aus eintauchenden durchbrochenen Mole keine grösseren Dämpfungen zu erzielen sind. In Nähe des Wasserspiegels wurden spezielle Rauhigkeitselemente vorgesehen, durch welche die anlaufenden Wellen aufgerissen und somit die Wellenauflaufhöhe und die Höhe der Reflexwellen vermindert werden.

Die Grösse der Wellenauflaufhöhe ist massgebend für die erforderliche Höhenlage der Molenoberkante. Hierfür finden sich in der Literatur unterschiedliche Richtwerte. Unter Annahme vollständiger (verlustloser) Reflexion kann vor vollflächigen Molen mit resultierenden Wellenhöhen vom etwa 2,o-fachen der Ausgangswelle gerechnet werden. Die in unseren Modellversuchen ermittelten Wellenauflaufhöhen geben entsprechende Richtwerte für durchbrochene Molen. Mit $H_{Result.} = H_W$ kann bei Tauchwänden ein mittlerer Wert von $H_W/2 = 0{,}9\ H_A$ angenommen werden, bei Resonatoren ein solcher von etwa $0{,}8\ H_A$; für Quader ist wie für vollflächige Molen mit $1{,}0\ H_A$ zu rechnen. Unter der Voraussetzung, dass die Wellenmittellinie identisch ist mit dem ruhigen Wasserspiegel, entsprechen diese Werte der Höhe des Wellenberges über demselben. Es hat sich jedoch gezeigt, dass auch bei nichtbrechenden Wellen wesentlich mehr als 5o % der Wellenhöhe bereits der anlaufenden Wellen oberhalb des Ruhewasserspiegels liegen können; entsprechende Untersuchungen über "Entwurfswellen" wurden von BRETSCHNEIDER durchgeführt (Wiedergabe einer diesbezüglichen Graphik siehe [26]). Je nach Bedeutung des Bauwerkes sowie Hochwasserhäufigkeit sind entsprechende Sicherheitszuschläge zu machen. Die Höhe des Wellenauflaufs ist nicht nur für die Mauerkrone, welche evtl. durch eine Brüstung gebildet werden kann, wichtig, sondern bei Tauchwänden und Resonatoren auch für die Höhenlage der Gehsteig- oder Fahrbahn-Plattform. Es muss vermieden werden, dass die höchsten zu erwartenden Wellen die Unterseite der Plattform erreichen, da sonst unkontrollierbare Stossbeanspruchungen auftreten würden, welche z.B. schon zur Zerstörung von Radarinseln geführt haben.

Die konstruktive Gestaltung durchbrochener Molen steht im gegenseitigen Zusammenhang mit der Bautechnologie. Schon bei der Projektierung müssen die für die Bauausführung bestehenden Möglichkeiten - entsprechend den Ausrüstungen der Baubetriebe - berücksichtigt werden. Besonders die Fertigteilbauweise stellt spezielle Anforderungen hinsichtlich Vorfertigung, Transport und Montage. Bereits STENZEL [72] weist darauf hin, dass "die Errichtung (durchbrochener Molen) das Vorhandensein einer soliden mechanischen Ausrüstung erfordert. ... Jedoch kann bei Vorhandensein der notwendigen Ausrüstungen das Wellenbrecherbauwerk in sehr kurzer Zeit ausgeführt werden, was einen grossen Vorteil der durchbrochenen Konstruktionen darstellt." Der Bau der durchbrochenen Mole an der Insel Riems (s. Abschn. 1o.4) bestätigte dies in überzeugender Weise. Auch für umfangreiche Seebauwerke ähnlichen Typs liegen entsprechende Erfahrungen vor, z.B. vom Ölpier Wilhelmshaven, wo in grossem Masse Fertigteile verwendet und leistungsfähige Baugeräte, wie eine Hubinsel und ein Schwimmkran mit 15o Mp Tragkraft, eingesetzt wurden [111].

Besondere Probleme wirft die Standsicherheitsuntersuchung durchbrochener Molen auf. Hier sind noch zahlreiche Einzelfragen, vor allem nach den angreifenden Wellenkräften, offen. Die Untersuchung dieser Fragen geht über die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit hinaus. Um jedoch auch in dieser Hinsicht die

Einführung der neuen Bauweise in die Praxis zu fördern, werden nachfolgend einige Hinweise für den Projektanten gegeben, welche aus dem derzeitigen Stand der in der Fachliteratur veröffentlichten Erkenntnisse sowie ersten Erfahrungen des Verfassers resultieren.

Wenn schon der Wellendämpfungseffekt durchbrochener Molen bisher nur unzureichend geklärt war, so ist die Wellenbelastung der aufgelösten Bauwerke noch bei weitem weniger erforscht. In der Literatur hat sich bisher nur STENZEL in der von LJACHNITZKIJ herausgegebenen Monographie über hydrotechnische Hafenbauwerke [72] dazu geäussert. In seinen Ausführungen, die sich auf Versuche der bereits eingangs genannten sowjetischen Ingenieure P.A. KUSNEZOW und S.P. SUROWZEW u.a. stützen, betont er, dass "die Frage der Wellenbelastung sowohl auf die Wände als auch auf den Boden (eines Quaders) weniger klar sei. Für vorläufige Berechnungen kann man die Belastung der Wand nach SAINFLOU annehmen, welcher für die Bestimmung der Belastung bei der Wirkung der stehenden Welle Empfehlungen gibt, wobei man den unteren Teil des Druckdiagramms unberücksichtigt lässt (zwischen Seeboden und Kastenboden). Dabei wird im Vergleich zu den Versuchswerten eine gewisse Sicherheit erhalten, so dass die effektive Belastung geringer ist. Die Belastung auf den Boden der Kästen der oben angeführten Stützweiten (2o bis 3o m) kann auf der Grundlage dieser Versuche bestimmt werden aus der Beziehung

$$R = 2\, H_A^{\,2} \qquad [\mathrm{Mp/m}] \tag{186}$$

und der spezifische Druck nach der Formel

$$p_{max} = 0{,}6\, H_A \qquad [\mathrm{Mp/m^2}] \tag{187}$$

Diese Formeln dürften allerdings nur für ganz spezielle Verhältnisse gelten. Weiter vorn hatte STENZEL bereits sehr richtig betont, "dass die Grösse des Drucks abhängt von der Eintauchtiefe und Breite des Kastens". KUSNEZOW und SUROWZEW ermittelten aus ihren Versuchen als Richtwerte, mit denen eine etwa 8o %-ige Wellendämpfung erreicht werden könne, $y = 2\,H$ und $l = 6\,H$. Anscheinend beziehen sich auch auf diese Verhältnisse die Gl. (186) und (187). Für den Wellendruck auf die Unterseite eines Quaders (Auftriebswellendruck) liegen somit bisher überhaupt keine allgemeingültigen Ansätze vor. Der Verfasser könnte sich vorstellen, dass man für Vorberechnungen eine Druckverteilung zugrunde legt, wie sie auf Abb. 96 gestrichelt dargestellt ist.

Der Verfasser hatte Gelegenheit, über die Frage des Wellendrucks auf durchbrochene Molen einen Meinungsaustausch mit W.N. LOGINOW, dem Leiter der Wellendruckmeßstation in Sotschi an der kaukasischen Schwarzmeerküste, zu führen. W.N. LOGINOW erachtet die Durchführung von Druckmessungen am Modell des jeweiligen Bauwerks für zweckmässig. Da die durchbrochenen Molen für eine günstige wellendämpfende Wirkung grössere Wassertiefen erfordern, werden die Wellen am Bauwerk "ruhig reflektiert", und somit könne die Übertragung auf die Grossausführung nach dem FROUDEschen Ähnlichkeitsgesetz erfolgen. In neuerer Zeit sind dem Verfasser einige Hinweise bekannt geworden [46], [89], wonach sich das Hafenbautechnische Forschungsinstitut des japanischen Ministeriums für Transportwesen sowie das Institut für Wasserbau und Wasserwirtschaft an der Technischen Universität in Berlin-Charlottenburg mit der modellmässigen Untersuchung des Wellendrucks auf eine Tauchwand befassen. Die Ergebnisse dieser Versuche sind noch nicht bekannt. Bis dahin wird man sich, sofern man nicht für ein bestimmtes Bauwerk spezielle Modellversuche durchführt, entsprechend den Empfehlungen von STENZEL damit begnügen, den unterhalb der Bauwerkskante befindlichen Teil des nach einem der üblichen Verfahren+) berechneten Wellendruckdiagramms abzuschneiden. Nach STENZEL ist, "wie die Erfahrung zeigt", die tatsächliche Belastung einer Tauchwand kleiner als die auf diese Weise ermittelte, "und für praktische Berechnungen kann diese Methode mit einer gewissen Sicherheit benutzt werden".

+) z.B. nach der sowjetischen Bau-Norm 92-6o.

Bei einem Resonator greifen an der hinteren Wand kleinere Kräfte an als an einer den anlaufenden Wellen unmittelbar zugekehrten. Aus unseren Versuchsergebnissen mit zweiwandigen Resonatoren lassen sich dafür Überschlagswerte angeben. Bei der Ermittlung der auf die hintere Wand wirkenden Belastung ist die Art der Wasserbewegung im Resonatorschacht zu berücksichtigen. Es ist bereits dargelegt worden, dass die Wassermasse im Resonator je nach dem Verhältnis des Wandabstandes zur Wellenlänge verschiedene Schwingungsformen aufweist. Neben ein- oder mehrknotigen Schwingungen kommt es bei relativ kleinem Wandabstand zu nur vertikalen Auf- und Abbewegungen mit horizontaler Wasseroberfläche. Bei den Wellen- und Wassertiefenverhältnissen, in denen durchbrochene Molen sinnvoll angewendet werden können, sind die maximalen Wellendruckordinaten in Höhe des ruhenden Wasserspiegels nach den verschiedenen bekannten Wellendruck-Berechnungsverfahren bzw. -Untersuchungen im allgemeinen kleiner als der der Wellenauflaufhöhe entsprechende hydrostatische Druck [32]. Ferner nimmt bei Schwingungswellen der Wellendruck nach der Tiefe ab. Bei den üblichen Schwingungswellen (mit wellenförmiger Wasseroberfläche) ist ein dynamischer Wellendruckanteil vorhanden, dessen Zusammenwirken mit dem hydrostatischen Druck recht verwickelt ist. Die bisherigen Wellendruckuntersuchungen befaßten sich mit den Kräften, welche durch gegen ein Bauwerk anlaufende Wellen hervorgerufen werden. Ähnliche Verhältnisse liegen auch bei den stehenden Wellen mit mindest zwei- oder mehrknotiger Schwingung in einem Resonatorschacht vor. Anders liegen sie bei den Schwingungen mit vertikaler Auf- und Abbewegung ("im Block"). Inwieweit etwa auch hier ein den hydrostatischen Druck vermindernder dynamischer Druckanteil auftritt, ist vorläufig unbekannt. Sicherheitshalber wird man hier den vollen, durch die Schwingungsamplitude gegebenen hydrostatischen Überdruck anzusetzen haben. Praktisch werden bei den allgemein längeren Naturwellen die Resonatorwände keine Abstände erreichen, welche zwei- oder mehrknotige Schwingungen mit Druckabnahme nach der Tiefe ermöglichen. Es wird daher vorgeschlagen, für den Druck im Resonatorschacht allgemein den hydrostatischen Überdruck anzusetzen (Abb. 151). Nach Abb. 103 ist bei den für eine ausreichende Wellendämpfung erforderlichen Resonatortauchtiefen das Verhältnis $H_R/H_A \leqq 0{,}4$. Nimmt man die maximale Wasserspiegelerhebung im Resonatorschacht zu $0{,}5\ H_R$ an, so wird die hydrostatische Druckordinate

$$p = 0{,}2\ H_A \qquad [\ \mathrm{Mp/m^2}\ ] \tag{188}$$

und der gesamte Druck

$$P = H_A\ (0{,}2\ y + 0{,}02\ H_A) \qquad [\ \mathrm{Mp/m}\ ] \tag{189}$$

Gegenüber der tatsächlichen Belastung enthält auch dieser Ansatz gewisse Sicherheiten.

An einer durchbrochenen Mole treten sowohl see- als auch hafenseitig Wasserspiegelschwingungen auf, bei Resonatoren auch noch zwischen den Wänden (im Resonatorschacht). Da keine allgemeingültigen Angaben über den zeitlichen Zusammenhang dieser an den verschiedenen Seiten der Wände auftretenden Schwingungen gemacht werden können, müssen für die Standsicherheitsuntersuchung die ungünstigsten jeweils möglichen Kombinationen ermittelt werden.

Für die Stützelemente können die in neuerer Zeit zur Ermittlung der Wellenkräfte auf Pfähle entwickelten halbempirischen Verfahren angewendet werden. Eine Darlegung des von der amerikanischen Forschergruppe MORISON, O'BRIEN, JOHNSON und SCHAAF entwickelten Berechnungsverfahrens in deutscher Sprache hat kürzlich DIETZE veröffentlicht [26]. Entsprechende Ansätze enthält auch die sowjetische Bau-Norm 92-6o. An weiteren Forschungen auf diesem Gebiet wird gearbeitet.

Besondere Aufmerksamkeit verdient auch die Einleitung der auf den Überbau einwirkenden Kräfte über die Stützen in den tragenden Baugrund. Gegenüber den vollflächigen Molen besteht die Besonderheit darin, dass die grossen aus dem Wellendruck resultierenden Horizontalkräfte statt über die Bauwerkslänge fortlaufend nur an einigen Stellen konzentriert aufgenommen werden müssen. Je nach Stützweite des Überbaues rufen die Horizontalkräfte erhebliche Neigungen der Resultierenden hervor, was zu klaffenden Fugen mit beschränkter Gleitkörperbreite und stark verminderter Tragkraft, d.h. geringerer Grundbruchsicherheit, führt. STENZEL empfiehlt Stützweiten zwischen 2o und 3o m, da kleinere Weiten grösseren Materialaufwand erforderten und daher unwirtschaftlich seien; grössere Stützweiten bedingten schwerere Stützen und wären "gefährlich wegen der Möglichkeit des Entstehens bedeutender Temperaturspannungen". Diese Empfehlung kann man aber wegen der genannten Gründungsprobleme nicht als allgemeingültig ansehen; für die Ermittlung der zweckmässigsten Stützweite sind die Baugrundeigenschaften sehr ausschlaggebend. Die Standsicherheitsuntersuchung muss Hand in Hand mit der konstruktiven Gestaltung des Überbaues und der Stützen erfolgen. Durch Variantenuntersuchungen mit unterschiedlichen Stützweiten und den für den betreffenden Baugrund möglichen verschiedenen Stützenarten (massive Pfeiler, Rammpfähle, Stahl- oder Stahlbetonpfähle) ist die jeweils optimale Lösung zu ermitteln.

Aufgelöste Konstruktionen sind naturgemäss anfälliger gegen Eisbelastung als massive Bauwerke. Daher ist die möglichst zutreffende Ermittlung dieser Belastung eine weitere Besonderheit der statischen Berechnung durchbrochener Molen. Zu berücksichtigen sind:

a) Eisstoss (aus der Bewegung der Eisschollen)
b) Eisdruck (aus der Bewegung einer festen Eisdecke)
c) evtl. thermischer Eisdruck (bei Temperaturveränderung)
d) vertikale, nach aufwärts gerichtete Kräfte beim Ansteigen des Wasserspiegels (wichtig, da Gefahr des Anhebens der Überbaukonstruktion).

Die genaue Ermittlung der Eiseinwirkungen auf Wasserbauwerke ist recht kompliziert und noch längst nicht soweit erforscht, dass auch im Einzelfall zutreffende allgemeingültige Angaben gemacht werden können. Im Rahmen dieser Arbeit kann auf die Berechnungsmethoden für die Eisbelastungen nicht näher eingegangen werden; es wird auf die insbesondere aus neuerer Zeit in der Fachliteratur vorliegenden einschlägigen Abhandlungen und Richtlinien verwiesen. Besonders in der Sowjetunion, wo das Klima mehr als bei uns dazu zwingt, wurden in den letzten Jahren entsprechende Berechnungsmethoden ausgearbeitet (s. z.B. [134]).

Hier soll nur auf die besondere Bedeutung der Ermittlung der Eisbelastungen für durchbrochene Molen hingewiesen werden und vor allem auf die sehr von der jeweiligen Örtlichkeit abhängende Grösse der auftretenden Kräfte, bedingt durch die unterschiedlichen Strömungs- und Wind- sowie Eisverhältnisse. Z.B. hat Seewassereis eine wesentlich geringere Festigkeit als Süsswassereis. Zwecks einigermassen zutreffender Ermittlung der Eiseinwirkungen sind daher eingehende örtliche Erhebungen notwendig. Ein Bericht über das Verhalten der Tankerlöschbrücke in Wilhelmshaven bei Eisgang [22] gibt beispielsweise einen guten Einblick in das komplexe Zusammenwirken der örtlich bedingten Faktoren. Messungen und Beobachtungen während der Bauzeit, u.a. über die Grösse der anzusetzenden Eisfläche, führten zu nachträglichen Verspannungen der Pfähle, um den angenommenen Eisstoss mit Sicherheit aufnehmen zu können. Obwohl bei der Planung der Löschbrücke die Bedrohung durch Eis "teilweise sehr pessimistisch beurteilt" wurde, hat der harte Winter 1962/1963 mit seinem abnorm schweren Eisgang gezeigt, dass die auf Grund der Beachtung örtlicher Besonderheiten gewählte Konstruktion der Brücke stark genug ist, auch ohne Eisbrechertätigkeit den Eisstoss aufzufangen.
Ähnlich wie beim Entwurf der Tankerlöschbrücke Wilhelmshaven wurden auch verschiedentlich Bedenken hinsichtlich der Standsicherheit durchbrochener Molen gegenüber Eiseinwirkungen an unserer Ostseeküste, an welcher relativ grosse Wasserstandsschwankungen auftreten, geäussert. Diese sind nicht ganz unbegründet, wenn man bedenkt, dass z.B. die grossen, allerdings aus Holzpfählen bestehenden Seebrücken der Badeorte auf Rügen und Usedom fast durchweg durch Eispressungen in den sehr strengen Eiswintern anfangs der vierziger Jahre, vor allem 1941/1942, zerstört wurden [98]. Kritisch sind vor allem die Eispressungen, welche bei Seegang durch meterhohes Übereinanderschieben der Eisschollen entstehen, während im allgemeinen nicht mit gleichzeitigem Auftreten der Wellen- und Eisbelastungen gerechnet wird. Die Bewährung der Tankerlöschbrücke Wilhelmshaven am Jadebusen (Nordsee) als auch der Tauchwandmole Insel Riems am Greifswalder Bodden (Ostsee) in dem aussergewöhnlich harten

Eiswinter 1962/1963 beweist jedoch, dass es bei sachkundiger Planung und Bauausführung unter Beachtung der örtlichen Bedingungen durchaus möglich ist, auch gegenüber Eiseinwirkungen standfeste aufgelöste Seebauwerke zu schaffen.

10.4 Praktisches Anwendungsbeispiel (Werkhafen Insel Riems)

Für den Werkhafen der im Greifswalder Bodden (Ostsee) gelegenen Insel Riems sollte eine Mole errichtet werden. Von verschiedenen vorgeschlagenen Konstruktionen kamen eine Mole aus geschütteten Steinen und eine Spundwandkonstruktion in die engere Wahl. Es ist das Verdienst von Dipl.-Ing. G. ULBRICH vom VEB Industrieprojektierung Stralsund, welcher mit der Entwurfsbearbeitung beauftragt war, dass die endgültige Entscheidung auf eine durchbrochene Mole in Form einer Tauchwand fiel [118]. Ausgangspunkt dabei waren "Überlegungen mit dem Ziel, zur Vereinfachung des Bauablaufes den Anteil an monolithischem Beton einzuschränken".

Abb. 152 zeigt den Querschnitt der ausgeführten Molenkonstruktion. Die Bauausführung erfolgte durch den VEB See- und Hafenbau Stralsund und verlief reibungslos und zügig. Die Gehstegplatten und Tauchwände wurden in einem winkelförmigen Stahlbetonfertigteil zusammengefasst und an der Kaikante betoniert (Abb. 153). Von einem Schwimmkran wurden sie dort aufgenommen, zur Einbaustelle gebracht und verlegt. Als Verbindungsglied zwischen den Gründungspfählen und dem Platten-Fertigteil dient auch hier ein Ortbeton-Jochholm. Die Mole hat eine Gesamtlänge von rd. 70 m und wurde im Grundriss in Form etwa eines Viertelkreises gestaltet (Abb. 154 und 155). Gegenüber der Spundwandkonstruktion betrugen die Kosten nur 75 % und der Stahlbedarf nur rd. 60 %.

Im Verlaufe der Entwurfsbearbeitung wurden dem Projektierungsbetrieb in einer Konsultation Ergebnisse unserer Untersuchungen über die wellendämpfende Wirkung durchbrochener Molen mitgeteilt und Hinweise für eine diesbezüglich zweckmässige Ausbildung des geplanten Bauwerks gegeben. Leider lagen keine genauen Wellenmessungen aus der Natur vor, sondern nur Schätzungen der maximalen Wellenhöhe, welche zu 0,50 bis 0,75 m angegeben wurde.

Bei Annahme einer Wellensteilheit 1:2o ergeben sich daraus maximale Wellenlängen von 1o bis 15 m. Die Wassertiefe nimmt von 5,3o m am Molenkopf bis auf o,5o an der Molenwurzel ab; im Mittelteil kann mit einer mittleren Tiefe $h = 3{,}oo$ m gerechnet werden. Die genannten maximalen Wellendimensionen sollten nur bei maximalem Windstau auftreten können, wobei Wasserstände von mehr als 1,oo m über NW möglich sein sollten. Mit diesen Werten erhält man relative Wassertiefen

$$h/L = \frac{3{,}o + 1{,}o}{1o \;...\; 15} = \frac{4{,}o}{1o} \text{ bis } \frac{4{,}o}{15} = o{,}4o \text{ bis } o{,}27 \;.$$

Vom Projektierungsbetrieb wurde angestrebt, die Tauchtiefe nicht grösser als 1,2o m unter MW auszuführen, d.h. $y_{max} = 1{,}2o + 1{,}oo = 2{,}2o$ m. Mit $y/h = 2{,}2o/4{,}o = o{,}5$ erhält man nach Abb. 77

$$k_D \approx o{,}3$$

und $\quad H_H = o{,}3 \cdot o{,}5o \text{ bis } o{,}3 \cdot o{,}75 = o{,}15 \text{ bis } o{,}23 \text{ m} \;.$

Bei MW mit geringerer Tauchtiefe treten auch nur geringere Wellen auf. Die Abb. 154 und 155 zeigen die Mole bei etwa MW-Stand und der ungünstigsten Windrichtung, Windstärke 4 bis 5; grössere Wellen sind selten. Wie auf den Bildern ersichtlich, bietet die Wasserfläche vor der Mole ein unruhiges Bild; ausgeprägte stehende Wellen infolge teilweiser Reflexion an der aussen liegenden Tauchwand (Abb. 154) sind nicht zu erkennen, wahrscheinlich auf Grund der Krümmung der Mole. Die Höhe der Kreuzsee vor der Mole ist jedoch grösser als die der anlaufenden und am Molenkopf vorbeilaufenden Wellen. Für die anlaufenden Wellen wurden dort ermittelt

$$H_A = o{,}3o \text{ bis } o{,}4o \text{ m} \;; \quad L_A = 6{,}o \text{ m} \;.$$

Hinter der Tauchwand traten regelmässige Wellenzüge von ca. o,1o m Höhe auf. Das entspricht Dämpfungskoeffizienten

$$k_D = \frac{H_H}{H_A} = \frac{o{,}1o}{o{,}3o \;...\; o{,}4o} = o{,}25 \text{ bis } o{,}3o \;.$$

Bei einer mittleren Wassertiefe von 3 m und 6 m Wellenlänge wird $h/L = 0,5$; es handelt sich also etwa um Tiefwasserwellen. Dafür ergibt sich der theoretische Dämpfungskoeffizient zu

$$k_D = e^{-\frac{2\pi}{L} y} = e^{-\frac{2\pi}{6} \cdot 1,20} = 0,28 \; ,$$

also eine sehr gute Übereinstimmung mit den in der Natur ermittelten Werten. Dazu ist noch zu bemerken, dass bei der betreffenden Wellenauflaufrichtung kein merklicher Einfluss der Diffraktion zu verzeichnen ist.

Aus der Abb. 155 ist deutlich die Beruhigung der Wasserfläche durch die Tauchwand ersichtlich. An der Innenseite der Mole erkennt man einen Schaumstreifen, der auf die "Umströmung" der Tauchwandkanten zurückzuführen ist.

An den Stössen der Fertigteile ist bei der Tauchwand aus baulichen Gründen ein jeweils etwa 15 cm breiter Zwischenraum verblieben (auf Abb. 154 deutlich erkennbar). Dieser Spalt macht sich nicht allzu störend bemerkbar, da hinter demselben stets die Rammpfähle stehen. Es dürfte jedoch auch bautechnisch eine Lösung möglich sein, die diese Spalte, durch welche noch ein Teil der ankommenden Wellenenergie läuft, vermeidet. Ferner lässt sich durch Abwandlung der Konstruktion ein zweiwandiger Resonator schaffen, welcher eine noch bessere Wellendämpfung ermöglicht.

Die durchbrochene Mole am Werkhafen der Insel Riems wurde im Sommer 1962 fertiggestellt. Sie steht also bereits mehrere Jahre und hat ihre Bewährungsprobe bestanden. Bereits im ersten Winter nach der Errichtung, dem aussergewöhnlich harten Eiswinter 1962/1963, trat im Bereich der Mole eine massive Eisdecke mit Eisstärken von 30 bis 40 cm auf. Befürchtungen, dass die Eisdecke die Tauchwandplatten von den Stützen abheben könnte, bestätigten sich nicht. Trotz wechselnder Wasserstände zeigten sich keine Veränderungen des Bauwerkes; im Bereich der Pfahljoche blieb das Eis fest, während es an den Rändern der Tauchwand abriss bzw. sich wölbte und so dem neuen Wasserstand anpasste. Nach nunmehr über vierjährigem Bestehen zeigen die Lagerung der

Tauchwand-Fertigteile sowie die Fugen keine Anzeichen von Bewegungen oder Veränderungen. Auskolkungen des Seebodens wurden bisher ebenfalls nicht festgestellt. Seitens des Auftraggebers und Nutzers des Bauwerks sind sowohl hinsichtlich des Wellenschutzes als auch der Standfestigkeit keinerlei Beanstandungen zu verzeichnen.+)

Ein kleineres Objekt wie das der Mole an der Insel Riems ist sehr geeignet, praktische Erfahrungen mit der neuen Bauweise zu sammeln. Die dabei gemachten positiven Ergebnisse sollten Veranlassung sein, weitere geeignete Objekte als Experimentalbauten in Form durchbrochener Molen auszuführen.

11. Zusammenfassung

Wenn in der Einleitung gesagt wurde, dass ein entscheidender Grund für die bisher nur in wenigen Fällen erfolgte Anwendung durchbrochener Molen im Fehlen ausreichender Kenntnisse über die wellendämpfende Wirkung in Abhängigkeit von den Wellen- und Bauwerksabmessungen zu suchen sei, so glaubt der Verfasser abschliessend feststellen zu können, mit der vorliegenden Arbeit diese Lücken soweit geschlossen zu haben, dass nunmehr für die wichtigsten Fälle der Praxis hydraulische Bemessungsgrundlagen zur Verfügung stehen.

Im ersten Teil der Arbeit wurden die bisherigen Untersuchungen zu verschiedenen Teilproblemen auf diesem Gebiet an Hand der allgemeinen wellentheoretischen Grundlagen kritisch eingeschätzt und daraus bereits einige Möglichkeiten und Grenzen der Anwendbarkeit der verschiedenen Typen durchbrochener Molen sowie ihrer theoretischen Berechnung erkannt. Aus dem Résumé der bisherigen Untersuchungen ergab sich die Notwendigkeit weiterer, vor allem experimenteller Forschungen an ausreichend

---

+) Für die laufende Beobachtung des Bauwerkes sowie die diesbezüglichen Auskünfte sei der Forschungsanstalt für Tierseuchen Insel Riems (Friedrich-Loeffler-Institut der Deutschen Akademie der Landwirtschaftswissenschaften) vielmals gedankt.

grossen Modellen.

Im weiteren Verlauf der Arbeit gelang durch eine komplexe Betrachtungsweise und Auswertung sowohl theoretischer als auch experimenteller Erkenntnisse eine einheitliche Darstellung der hydraulischen Probleme der drei Grundtypen durchbrochener Molen: einfache Tauchwand, Quader und Resonator. Der Tauchwandeffekt konnte sowohl in Tief- als auch Flachwasser in ein- und derselben Weise erklärt werden, wonach in beiden Fällen die Höhe der hinter einer Tauchwand auftretenden reduzierten Welle gleich der vertikalen Amplitude der Teilchen in der Ausgangswelle in Höhe der Tauchwandunterkante ist. Es konnte gezeigt werden, dass sich die Dämpfungskoeffizienten für sämtliche Typen durchbrochener Molen formal-mathematisch als negative Exponentialfunktion darstellen lassen. Auf dieser Grundlage konnte für die praktische Anwendung eine Graphik zur Bemessung von Tauchwänden und Quadern aufgestellt werden.

Die Untersuchungen ergaben, dass sich zur Erzielung grosser Dämpfungen, auch im Flachwasser und unter Berücksichtigung konstruktiver Probleme, Resonatoren besonders eignen. Da gerade aber für diese Bauwerksart quantitative Bemessungsregeln bisher überhaupt fehlten, wurde deren Schaffung als ein Schwerpunkt der Untersuchungen angesehen. Auf Grund einer Analyse des Wirkungsmechanismus der Resonatoren unter Einschluss von Analogiebetrachtungen über elektrische, akustische und hydraulische Schwingungssysteme konnten der hydraulische Resonator als Tiefpassfilter interpretiert und auf der Basis der Grossmodellversuche in Anlehnung an die Theorie der akustischen Filter halbempirische Bemessungsformeln aufgestellt werden. Zur Erleichterung der praktischen Anwendung dient ein Nomogramm.

Erstmals wurden Modellversuche über den Einfluss durchbrochener Molen auf die Sedimentbewegung durchgeführt und daraus wesentliche Erkenntnisse über die zweckmässigste Anordnung der Bauwerke gewonnen.

Das Hauptgewicht der Arbeit liegt auf der Untersuchung der wellendämpfenden Wirkung durchbrochener Molen als wesentliche Grundlage für ihre praktische Anwendung. Es konnte nachgewiesen werden, dass sie auch unter den Wellenverhältnissen an der deutschen Ostseeküste wirksam einzusetzen sind. An Hand von Berechnungsbeispielen für unterschiedliche Gewässer und Wellenverhältnisse wurde die Anwendung der empfohlenen Berechnungsansätze demonstriert und dabei gleichzeitig gezeigt, unter welchen Bedingungen durchbrochene Molen sinnvoll angewendet werden können. Besonders günstige Voraussetzungen bieten sich bei Stauseen. Die Anwendung durchbrochener Molen und Wellenbrecher stellt jedoch nicht nur in hydraulischer, sondern auch in konstruktiver und bautechnologischer Hinsicht wissenschaftliches und technisches Neuland dar. Soweit sie aus den bisherigen Untersuchungen und Erfahrungen abgeleitet werden konnten, wurden auch zur konstruktiven Gestaltung sowie zur statischen Berechnung Hinweise gegeben. Auf diesem Teilgebiet sind noch weitere Forschungs- und Entwicklungsarbeiten erforderlich.

Die in der Forschungsanstalt mit den verschiedenen Bauwerkstypen durchgeführten Grossmodellversuche erfolgten in dem für derartige Versuche bisher grössten Umfang, und es konnte durch Ähnlichkeitsbetrachtungen nachgewiesen werden, dass infolge des grossen Maßstabes eine einwandfreie Übertragbarkeit der Modellversuchsergebnisse auf Naturverhältnisse gegeben ist. Eine Bestätigung dafür ergaben Überprüfungen in der Grossausführung. An der Insel Riems im Greifswalder Bodden hat sich eine durchbrochene Mole in Form einer Tauchwand, für deren Bemessung von uns durchgeführte Modellversuche als Grundlage dienten, seit mehreren Jahren gut bewährt. Mit diesem Bauwerk wurden die Grundgedanken der vorliegenden Arbeit bereits praktisch verwirklicht. Die dabei erzielten guten Ergebnisse beweisen, dass sich mit der neuen Bauweise sehr wirtschaftliche Konstruktionen schaffen lassen.

Literaturverzeichnis

[1] AGATZ, A.: Seeverkehrswasserbau. Taschenbuch für Bauingenieure, herausgegeben von F. SCHLEICHER, 2. Auflage, 2. Band, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1955.

[2] AJBULATOV, N., GRIESSEIER, H. u. SADRIN, J.: Küstendynamische Untersuchungen in der Uferzone der Anapa-Nehrung. "Acta Hydrophysica", Band VII, Heft 2, S. 105. Akademie-Verlag, Berlin 1962.

[3] BENTELE, M.: Schalldämpfer für Rohrleitungen. VDI-Verlag, Berlin 1938.

[4] BERGMANN, L. u. SCHAEFER, Cl.: Lehrbuch der Experimentalphysik. Verlag Walter de Gruyter und Co. I. Band, Berlin 1945, II. Band, Berlin 1950.

[5] BIESEL, F. u. LE MÊHAUTÊ, B.: Etude théorique de la reflexion de la houle sur certains obstacles. "La Houille Blanche", Jg. 1955, Nr. 2, S. 130.

[6] BIESEL, F. u. LE MÊHAUTÊ, B.: Mouvements de résonance à deux dimensions dans une enceinte sous l'action d'ondes incidentes. "La Houille Blanche", Jg. 1956, Nr. 3, S. 348.

[7] BIRARD, C.: Etude sur modèle réduit du Port-en-Bessin. "La Houille Blanche", Jg. 1954, Nr. B, S. 681.

[8] BLAU, E.: Die Messung der Geschwindigkeitsoszillation in Wellen und der Sedimentbewegung. "Wasserwirtschaft-Wassertechnik", Jg. 1956, Heft 8, S. 257.

[9] BLAU, E.: Die Messung der Geschwindigkeitsoszillation in Wellen sowie kleiner Strömungsgeschwindigkeiten und ihrer Richtung. "Wasserwirtschaft-Wassertechnik", Jg. 1958, Heft 7, S. 308.

[10] BLAU, E.: Die modellmäßige Untersuchung der Versandung von Hafeneinfahrten. "Wasserwirtschaft-Wassertechnik", Jg. 1959, Heft 6, S. 244 .

[11] BOIVIN, R.: Comments on vertical breakwaters with low coefficients of reflection. "The Dock and Harbour Authority", Juni 1964, S. 56 .

[12] BONNET, L. u. LAMOEN, J.: Etude de ports Belges de la Mer du Nord. "Annales des Travaux Publics de Belgique", Jg. 1948, Hefte 3 bis 6 .

[13] BOJITSCH u. DSCHUNKOWSKIJ, N.N.: Der Seegang und seine Wirkung auf Bauwerke und Ufer. Moskau 1949 (russ.).

[14] BÖSS, P.: Technische Hydromechanik. Taschenbuch für Bauingenieure, herausgegeben von F. SCHLEICHER, 2. Auflage, 2. Band, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1955.

[15] BÖSS, P.: Grundlagen der technischen Hydromechanik. Schriftenreihe GWF: Wasser-Abwasser, Nr. 3, Verlag R. Oldenbourg, München 1956.

[16] BRADLEY, J.N. u. PETERKA, A.J.: Hydraulic design of stilling basins: Stilling basin and wave suppressors for canal structures, outlet works and diversion dams. "Proc. ASCE", Vol. 83, Nr. HY 5, Oktober 1957, Paper 1404 .

[17] BRUNS, E.: Berechnung des Wellenstoßes auf Molen und Wellenbrecher. Jahrbuch der Hafenbautechnischen Gesellschaft, 19. Band, S. 92, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1951.

[18] BRUNS, E.: Handbuch der Wellen der Meere und Ozeane. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1955.

[19] BUCHMANN, G. u. WILLMS, W.: Schalldämpfung in Rohrleitungen. "Die Schalltechnik", Jg. 1933, Nr. 1/2, S. 12.

[20] BULSON, P.S.: Large scale bubble breakwater experiments. "The Dock and Harbour Authority",

Oktober 1963, S. 191.

[21] CHRISTOFOROV, V.S.; STROKIN, A.A.; ZAGRJADSKIJ, S.V. u. KRAVCUK, J.D.: Die dämpfende Wirkung pneumatischer Wellenbrecher nach Angaben von Versuchen im Labor, Versuchsfeld und in der Natur. "Hydrotechnisches Bauwesen" (russ.), Jg. 1963, Heft 12, S. 23.

[22] CLEMENS, G.: Das Verhalten der Tankerlöschbrücke in Wilhelmshaven bei Eisgang. "Hansa", Jg. 1963, Nr. 15, S. 1525.

[23] COTÉ, G.J. u. SIMARD, G.R.: The breakwater quay at the Bay of Comeau, a new type of wall. "The Dock and Harbour Authority" April 1964, S. 372.

[24] DEAN, W.R.: On the reflexion of surface waves by a submerged plane barrier. "Proceedings Cambridge Phil. Soc.", Vol. 41, 1945, S. 231.

[25] DEFANT, A.: Dynamische Ozeanographie. Verlag Julius Springer, Berlin 1929.

[26] DIETZE, W.: Seegangskräfte nichtbrechender Wellen auf senkrechte Pfähle. "Der Bauingenieur", Jg. 1964, Heft 9, S. 354.

[27] DOMZIG, H.: Wellendruck und druckerzeugender Seegang. "Mitteilungen der Hannoverschen Versuchsanstalt für Grundbau und Wasserbau, Franzius-Institut der TH Hannover, Heft 8, Hannover 1955.

[28] DSCHUNKOWSKIJ, N.N., KASPARSON, A.A., SMIRNOW, G.N. u. SIDOROWA, A.G.: Häfen und Hafenanlagen. Band 1. Bauverlag, Moskau 1964 (russ.).

[29] DÜSING u. SCHÄFER: Experimentalphysik. 20. Auflage, Fachbuchverlag, Leipzig 1952.

[30] ENGELS, H.: Handbuch des Wasserbaues. 3. Auflage, Verlag Wilhelm Engelmann, Leipzig 1923.

[31] FRANZIUS, O.: Strömungsverhältnisse an der Mole von Seebrügge. "Zentralblatt der Bauverwaltung", Jg. 1908, Nr. 33, S. 232.

[32] GLAZIK, G.: Berechnung des Außenwerkes für einen Schutzhafen.
Diplomarbeit, TH Dresden, Institut für Fluß- und Seebau, 1959.

[33] GLAZIK, G. u. SCHINKE, H.: Die wellendämpfende Wirkung durchbrochener Molen.
Abschlußbericht zur Forschungsarbeit; Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau, Berlin 1960 (unveröffentlicht).

[34] GLAZIK, G. u. SCHINKE, H.: Großmodellversuche über die Wirkung von Wellenresonatoren auf die Welle.
Abschlußbericht zur Forschungsarbeit; Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau, Berlin 1962 (unveröffentlicht).

[35] GLAZIK, G.: Beitrag zur Frage der Standardisierung von Uferbefestigungen für Binnenwasserstraßen.
"Mitteilungen der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau", Heft 1, Berlin 1961, S. 51.

[36] GLAZIK, G.: Theoretische und modellmäßige Untersuchungen über die Wechselbeziehungen zwischen Seeschiff und Seekanal.
"Mitteilungen der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau, Schriftenreihe Wasser- und Grundbau", Heft 2, Berlin 1962, S. 82.

[37] GLAZIK, G.: Hydraulische Gesichtspunkte bei der Wahl von Uferbefestigungen für Binnenwasserstraßen.
"Mitteilungen der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau, Schriftenreihe Wasser- und Grundbau", Heft 11, Berlin 1964, S. 47.

[38] GOUDA, M.A.: Hydrodynamic wave pressure on breakwaters.
"Proc. ASCE", Vol. 86, Nr. WW 1, März 1960, S. 13.

[39] GRESLOU, L. u. MAHE, Y.: Etude du coefficient de reflexion d'une houle.
Proceedings V. Conference on Coastal Engineering, Grenoble 1954, S. 68.

[40] HAGEN, G.: Handbuch der Wasserbaukunst.
3. Teil, 2. Band.
Verlag von Ernst und Korn, Berlin 1863.

[41] HAINDL, K.: Wave agitation damping below chuts saused by roll-waves at a supercritical flow.

IAHR, XI. Kongress, Leningrad 1965, Vol. I (1.5).

[42] HEALY, J.J.: Wave damping effect of beaches. IAHR, Proceedings Minnesota International Hydraulics V Convention, Minneapolis, Minnesota 1953, S. 213.

[43] HENSEN, W.: Modellversuche über den Wellenauflauf an Seedeichen im Wattengebiet. " "Mitteilungen der Hannoverschen Versuchsanstalt für Grundbau und Wasserbau, Franzius-Institut der TH Hannover". Heft 5, Hannover 1954.

[44] HÖFT, H.-D.: Hafenprobleme eines Entwicklungslandes Äthiopien und der Ausbau des Hafens Assab. "Hansa", Jg. 1962, Nr. 19, S. 1973.

[45] HORT, W.: Differentialgleichungen der Technik und Physik. 5. Auflage. Johann Ambrosius Barth-Verlag, Leipzig 1950.

[46] Institut für Wasserbau u. Wasserwirtschaft der TU Berlin: Wellendruck auf eine starre Tauchwand. "Bulletin Hydraulic Research 1962/1963", herausgegeben von IAHR, Vol. 18, November 1964.

[47] JACOBY, E.: Die Berechnung von Bauwerken, die der Wirkung von Meereswellen ausgesetzt sind. "Die Bautechnik", Jg. 1950, Heft 7, S. 220.

[48] JARLAN, G.E.: Observation on the use of a perforated vertical wall breakwater. VII. Conference on Coastal Engineering, Hague-Scheveningen, August 1960.

[49] JARLAN, G.E.: A perforated vertical wall breakwater. "The Dock and Harbour Authority", April 1961, S. 394 .

[50] JARLAN, G.E.: Un nouveau type de jetée vertical. "Travaux", Juni 1962, S. 477.

[51] JARLAN, G.E./ METZ, H.E.: Correspondence "The Comeau breakwater". "The Dock and Harbour Authority", Juni 1965, S. 62.

[52] JOHNSEN, R.: Wechselbeziehungen zwischen der Welle und dem strandnahen Unterwasserhang. "Veröffentlichungen der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau, Berlin", Nr. 9, Akademie-Verlag, Berlin 1961.

[53] JOHNSEN, R.: Unruhe im Hafen. "Mitteilungen der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau, Schriftenreihe Wasser- und Grundbau", Heft 4, Berlin 1962, S. 52.

[54] JOHNSON, J.W.: The littoral drift problem at shoreline harbours. "Proc. ASCE", Vol. 83, Nr. WW 1, April 1957, Paper 1211.

[55] JOHNSTON, A.K.: Recherches sur les brise-lames flottants destinés à réfléchir la houle en eau peu profonde. "La Houille Blanche", Jg. 1958, Nr. 5, S. 540 und Nr. 6, S. 619.

[56] JOLAS, P.: Passage de la houle sur un seuil. "La Houille Blanche", Jg. 1960, Nr. 2, S. 148.

[57] JUNG, H.: Modellversuche über die Gestaltung der Hafeneinfahrt Zeebrügge. "Hansa", Jg. 1949, Nr. 49, S. 1219.

[58] KAUFFMANN, A. u. SCHMIDT, U.: Schalldämpfer für Automobilmotoren. Verlag von M. Krayn, Berlin 1932.

[59] KAUFFMANN, W.: Technische Hydro- und Aerodynamik. 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1963.

[60] KOTSCHIN, N.J., KIBEL, I.A. u. ROSE, N.W.: Theoretische Hydromechanik. Band I und II. Akademie-Verlag, Berlin 1954/1955.

[61] KIRSCHMER, O.: Die Theorie der Meereswellen als Grundlage von Modellversuchen für Seebauten. M.A.N.-Forschungsheft 1952, 2. Halbjahr, S. 26.

[62] KLUGE, M.: Problem der Dämpfung des Auspuffschalles der Kraftfahrzeugmotoren. "Automobiltechnische Zeitschrift", Jg. 1933, Nr. 3, S. 192 und Nr. 4, S. 244.

[63] KLUGE, M.: Die Dämpfung des Auspuffschalles der Kraftfahrzeugmotoren. Mitteilungen des Instituts für Kraftfahrwesen der TH Dresden,

IX. Sammelband, Verlag von Klasing und Co., Berlin 1934, S. 50.

[64] KOLLBRUNNER u. HAJDIN: Beitrag zur Berechnung von Stauwehrklappen. "Mitteilungen über Forschung und Konstruktion im Stahlbau", herausgegeben durch die AG. Conrad Zschokke, Döttingen (Aargau/Schweiz), Heft Nr. 28, Dezember 1961.

[65] KRÜMMEL, O.: Handbuch der Ozeanographie. Stuttgart 1911.

[66] KUSMINSKAJA, G.G.: Die Untersuchung der Wellendämpfung durch schwimmende Wellenbrecher verschiedener Typen. "Arbeiten v. Sojusmorniiprojekt", Nr. 2, Moskau 1962, S. 63; ferner persönliche Mitteilung, Sotschi 1962.

[67] LATES, M.: Funktionsmerkmale der Seehafeneinfahrten mit Resonatoren. Vortrag auf der Wissenschaftlichen Tagung der Forschungsanstalt für Wasserbau in Bukarest, Mai 1962 (rumän.).

[68] LATES, M.: Hydraulische Gesichtspunkte betreffend das Verhalten kleiner Seehäfen unter Einwirkung von Wellen und Geschiebe. "Hidrotehnica" (rumän.), Jg. 1963, Nr. 11, S. 398.

[69] LATES, M.: Recherches hydraulique de laboratoire sur l'efficatite de quelques types d'ouvrages de protection des petits ports maritimes contre la penetration des vagues et des alluvions chariees. IAHR, X. Kongress, London 1963, Vol. 1 (1.4), S. 25.

[70] LETTAU, H.: Seiches des Frischen Haffes. "Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie", Jg. 1932, S. 229.

[71] LETTAU, H.: Stehende Wellen als Ursache umgestaltender Vorgänge in Seen. "Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie", Jg. 1932, S. 385.

[72] LJACHNITZKIJ, W.E. u.a.: Hydrotechnische Hafenbauwerke, Bd. I. Leningrad 1955 (russ.).

[73] LOCHNER, R., FABER, O. u. PENNEY, W.G.: The "Bombardon" floating breakwater. The Institution of Civil Engineers; Symposium of Papers on War-time Engineering Problems, 1948 .

[74] LOGINOW, W.N.: Persönliche Mitteilung, Sotschi 1962 .

[75] MACAGNO, E.O.: Houle dans un canal présentant un passage en charge. "La Houille Blanche", Jg. 1954, Nr. 1, S. 10.

[76] MAGENS, C.: Seegang und Brandung als Grundlage für Planung und Entwurf im Seebau und Küstenschutz. "Mitteilungen der Hannoverschen Versuchsanstalt für Grundbau und Wasserbau, Franzius-Institut der TH Hannover", Heft 14, Hannover 1958 .

[77] MARCOU, C.: Etude expérimentale de l'amortissement d'un clapotis plan au voisinage de la resonance. "Comptes Rendus des Seánces de l'Academie des Sciences", Tome 261, Nr. 8, Paris 1965, S. 1799.

[78] MARTIN, H.: Auspuffschalldämpfungsanlage und Ansaugegeräuschdämpfer. In BUSSIEN, R.: Automobiltechnisches Handbuch, 2. Band, 17. Auflage, Technischer Verlag Herbert Cram, Berlin 1953.

[79] MÜLLER, O.: Einführung in die symbolische Methode der Wechselstromtechnik. 4. Auflage, Fachbuchverlag GmbH., Dr. Max Jänecke Verlag, Leipzig 1949.

[80] NEUMANN, G.: Die Impedanz mechanischer Schwingungssysteme und ihre Anwendung auf die Theorie der Seiches. "Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie", Jg. 1944, Heft III, S. 65.

[81] NEUMANN, G.: Eine Methode zur Berechnung der Eigenperioden zusammengesetzter (gekoppelter) Seebeckensysteme. "Annalan der Hydrographie und Maritimen Meteorologie", Jg. 1944, Heft VII, S. 193.

[82] NEUMANN, G.: Über Resonanzschwingungen von Meeresbuchten und die Mündungskorrektur bei Seiches. "Deutsche Hydrographische Zeitschrift", Band 1, Heft 2/3 (Juni 1948), S. 79.

[83] OGRIS, H.: Der gewellte Wassersprung. (Versuch einer theoretischen Deutung) "Österreichische Wasserwirtschaft", Jg. 1962, Heft 3, S. 55.

[84] OGRIS, H.: Zur Theorie der Deckwalze. "Österreichische Wasserwirtschaft", Jg. 1963, Heft 3/4, S. 60.

[85] PADELT, E. u. LAPORTE, H.: Einheiten und Größenarten der Naturwissenschaften. VEB Fachbuchverlag, Leipzig 1964.

[86] PETRIKAT, K.: Neue Versuchs-Einrichtungen und Ergebnisse von der Wasserbauversuchsanstalt der M.A.N. Gustavsburg M.A.N.-Forschungsheft 1952, 2. Halbjahr, S. 3.

[87] PIENING, W.: Schalldämpfung der Ansauge- und Auspuffgeräusche von Dieselanlagen auf Schiffen. "VDI-Zeitschrift", Bd. 81 (1937), Nr. 26, S. 770.

[88] PIWOWAROW, B.I.: Errichtung eines Wellenbrechers im Vorhafen des Krementschug-Wasserkraftwerkes. "Hydrotechnisches Bauwesen" (russ.), Jg. 1960, Heft 8, S. 42 (Referat in "Bauplanung-Bautechnik", Jg. 1961, Heft 2).

[89] Port and Harbour Technical Research Institute, Ministry of Transportation, Yokosuka, Japan: Experimental Investigations of a curtain-wall breakwater. "Bulletin Hydraulic Research 1962/1963", herausgegeben von IAHR, Vol. 18, November 1964.

[90] PREISSLER, G.: Der Schutz von Wasserflächen vor der Wellenbewegung. Dissertation, TH Dresden, 1957.

[91] PREISSLER, G.: Wellendämpfung durch Preßluft. "Wasserwirtschaft-Wassertechnik", Jg. 1960, Heft 11, S. 514 und Heft 12, S. 560.

[92] PRESS, H.: Seewasserstraßen und Seehäfen. Verlag von Wilhelm Ernst und Sohn, Berlin und München 1962.

[93] PROETEL, H.: Die neuen Hafen- und Fähranlagen in Sassnitz.
"Zeitschrift für Bauwesen", Jg. 1913, S. 287.

[94] PROETEL, H.: See- und Seehafenbau.
Handbibliothek für Bauingenieure, III. Teil, 2. Band, Verlag Julius Springer, Berlin 1921.

[95] PROTSEROV, I.: Bericht zum XIX. Internat. Schiffahrtskongreß, London 1957, S. I, Q. 3, Seite 145.

[96] RAICHLEN, F. u. IPPEN, A.T.: Wave induced oscillations in harbours.
"Proc. ASCE", Vol. 91, Nr. HY 2, März 1965, S. 1.

[97] RECKNAGEL, A.: Physik.
Lehrbriefe für das Fernstudium, TH Dresden, 1951/1952.

[97a] RECKNAGEL, A.: Physik.
Schwingungen und Wellen, Wärmelehre. 4. Auflage, VEB Verlag Technik, Berlin 1961.

[98] REINHARD, H.: Eispressungen an der Küste.
"Wissenschaftl. Zeitschrift der Ernst-Moritz-Arndt-Universität Greifswald", Jg. IV, 1954/1955, Mathem.-naturw. Reihe, Nr. 6/7, S. 667.

[99] RÖMISCH, K.: Berechnungsverfahren zur praktischen Ermittlung der in einem Kanal durch ein fahrendes Schiff hervorgerufenen maximalen Wasserspiegelschwankungen.
Dissertation, Hochschule für Verkehrswesen "Friedrich List" Dresden, 1966.

[100] ROUVILLE, de: A combined breakwater and quay wall of the vertical type protected by a perforated front wall and wave energy dissipation chamber, Baie Comeau Harbour Canada.
"La Houille Blanche", Jg. 1965, Nr. 4, S. 325.

[101] ROY, S.K.: The hydromechanics of breaking waves-energy absorption in maritime structures.
"Irrigation and Power Journal", Vol. XIII., Nr. 2, April 1956, S.44.

[102] RUSSELL, R.C.H.: Coast erosion and defence.
Departement of Scientific and Industrial Research,

Hydraulics Research Paper № 3, 1960.

[103] SCHELLENBERGER, G.: Untersuchungen über Windwellen auf einem Binnensee. "Acta Hydrophysica", Band VIII, Heft 1, S. 67. Akademie-Verlag, Berlin 1962.

[104] SCHORLEMMER, C.: Der Ursprung und die Entwicklung der organischen Chemie. Braunschweig 1889. (Zitiert nach: Von Liebig zu Laue - Ethos und Weltbild großer deutscher Naturforscher und Ärzte. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1963).

[105] SCHULEJKIN, W.W.: Theorie der Meereswellen. Akademie-Verlag, Berlin 1960.

[106] SCHULER, M.: Mechanische Schwingungslehre. Teil I und II, 2. Auflage, Akademische Verlagsgesellschaft Geest u. Portig KG., Leipzig 1958/1959.

[107] SCHULZ, R.-D.: Molenkonstruktion mit Tauchwand. Diplomarbeit, TU Dresden, Institut für Fluß- und Seebau, 1965.

[108] SEXL, Th.: Über den von E.G. Richardson entdeckten "Annulareffekt". "Zeitschrift für Physik", 61. Bd., 1930, 5. u. 6. Heft, S. 349.

[109] SILVESTER, R.: Offshore breakwaters, "Proc. ASCE", Vol. 83, Nr. WW3, Sept. 1957, Paper 1368.

[110] SOMMERFELD, A.: Vorlesungen über Theoretische Physik. Band II: Mechanik der deformierbaren Medien. 4. Auflage, Akademische Verlagsgesellschaft Geest u. Portig KG., Leipzig 1957.

[111] Strabag Bau-AG.: Ölumschlaganlage Wilhelmshaven. "Strabag-Schriftenreihe", 4. Folge, Heft 1, Köln-Deutz 1958.

[112] STRECK, O.: Grund- und Wasserbau in praktischen Beispielen. Band I, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1956.

[113] SUQUET, F. u. WALLET, A.: Basic experimental wave research. IAHR, Proceedings Minnesota International Hydraulics Convention, Minneapolis, Minnesota 1953, S.173.

[114] TAKANO, K.: Effets d'un obstacle parallélépipédique sur la propagation de la houle.
"La Houille Blanche", Jg. 1960, Nr. 3, S. 247.

[115] THIERRY, G. de: Über durchbrochene Hafenmolen.
"Zentralblatt der Bauverwaltung", Jg. 1908, Nr. 47, S. 327.

[116] THORADE, H.: Probleme der Wasserwellen.
Probleme der Kosmischen Physik, Band XIII und XIV,
Verlag von Henri Grand, Hamburg 1931 .

[117] TRENDELENBURG, F.: Einführung in die Akustik.
2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1950.

[118] ULBRICH, G.: Über Rammpfähle und eine vorgefertigte Tauchwand.
"Wissenschaftl. Zeitschrift der Hochschule für Bauwesen Cottbus", Jg. 1962, Heft 5, S. 483.

[119] URSELL, F.: The effect of a fixed vertical barrier on surface waves in deep water.
"Proceedings Cambridge Phil. Soc.", Vol. 43, 1947, S. 374.

[120] VALEMBOIS, J.: Contribution a l'etude de la mesure des pressions variables.
Actualités scientifiques et industrielles, Nr. 1047.
Verlag Hermann u. Cie., Paris 1948.

[121] VALEMBOIS, J.: Etude de l'action d'ouvrages resonants sur la propagation de la houle.
IAHR, Proceedings Minnesota International Hydraulics Convention, Minneapolis, Minnesota, 1953, S. 193.

[122] VALEMBOIS, J. u. BIRARD, C.: Le ouvrages resonants et leur application a la protection des ports.
Proceedings V. Conference on Coastal Engineering, Grenoble 1954, S. 637.

[123] VALEMBOIS, J.: Experiences sur l'utilisation d'ouvrages resonants dans une zone de deferlement.
IAHR, Proceedings of the VI. General Meeting, Hague 1955, Vol. 4, D 20 .

[124] VOLLBRECHT, K.: Beiträge zum Problem brandender Wellen.
"Acta Hydrophysica", Band II, Heft 1, S. 10.
Akademie-Verlag, Berlin 1954.

[125] VOLLBRECHT, K.: Strandabtragung durch Wellenreflexion an steilwandigen Küstenschutzbauten.
"Wasserwirtschaft-Wassertechnik", Jg. 1955, Heft 8, S. 251 und Heft 10, S. 333.

[126] WAETZMANN, E. u. NOETHER, F.: Über akustische Filter.
"Annalen der Physik", 5. Folge, Band 13, 1932, S. 212.

[127] WESTPHAL, W.H.: (Herausgeber) Physikalisches Wörterbuch.
Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1952 .

[128] WEY, J.: Die Energie der Meereswellen als Grundlage zur Berechnung von Molen.
Jahrbuch der Hafenbautechnischen Gesellschaft, 3. Band, S. 201.
Verlag Boysen und Maasch, Hamburg 1920.

[129] WIEGEL, R.L.: Transmission of waves past a rigid vertical thin barrier.
"Proc. ASCE", Vol. 86, Nr. WW 1, März 1960, S. 1 .

[130] WÖLFEL, W.: Stahlbetonfertigteile im Grund- und Wasserbau.
Band I und II.
VEB Verlag für Bauwesen, Berlin 1965/1966.

[131] -.- Technische Bedingungen zur Bestimmung des Welleneinflusses auf See- und Flußbauwerke und Ufer.
Bau-Norm SN 92-60.
Staatl. Komitee für Bauwesen beim Ministerrat der UdSSR.
Moskau 1960 (russ.).

[132] -.- Precast units for breakwaters.
"The Dock and Harbour Authority", Januar 1966, S. 287.

[133] GOLDSTERN, P.P.: Modelle von Küstenschutzbauwerken in der UdSSR (Diskussionsbeitrag).
"Proc. ASCE", Vol. 89, Nr. WW 4, November 1963, S. 99.

[134] PETRUNICEV, PECHOVIC u. ALEJNIKOV: Koordinationskonferenz über das Thema "Eiseinwirkungen auf die Anlagen und Verhütungsmethoden bei Eisschwierigkeiten". "Hydrotechnisches Bauwesen" (russ.), Jg. 1964, Heft 2, S. 58.

Verzeichnis der Abbildungen

Nr. der
Abb.

Verzeichnis der Tabellen

Übersicht häufig benutzter Bezeichnungen

Zeichen	Begriff	Dimension
H	Wellenhöhe, gemessen als Höhenunterschied zwischen Wellenberg und Wellental	m
H_A	Ausgangswellenhöhe	m
H_W	Wellenhöhe am Pegel Wand	m
H_R	Wellenhöhe am Pegel Resonator	m
H_H	Wellenhöhe am Pegel Hafen	m
$H_{Refl.}$	Wellenhöhe der reflektierten Welle	m
L	1. Wellenlänge, gemessen von Wellenberg zu Wellenberg	m
	2. Induktivität	H
δ	1. Wellensteilheit = H/L	–
	2. Dämpfungskonstante	–
ε	Erhebung der Schwingungs- bzw. Wellenmittellinie über das Niveau bei ruhendem Wasserspiegel	m
c	1. Wellenfortschrittsgeschwindigkeit	m/s
	2. elastische bzw. Federkonstante	kg/s^2
T	Zeitdauer einer Schwingung, Wellenperiode	s
f	Frequenz = 1/T	1/s
ω	Kreisfrequenz = $2\pi f$	1/s
E_K	kinetische Wellenenergie	m^2kg/s^2
E_p	potentielle Wellenenergie	m^2kg/s^2
E_t	totale Wellenenergie = $E_K + E_p$	m^2kg/s^2
h	Wassertiefe	m
y	Tauchtiefe bzw. Tiefenlage eines Punktes unter dem ruhenden Wasserspiegel	m
α	Tauchtiefen- oder Öffnungsverhältnis = $\frac{h - y}{h}$	–
β	relative Wassertiefe = h/L	–
l	Wandabstand beim Resonator bzw. Längenausdehnung des Quaders in Wellenfortschrittrichtung	m

Zeichen	Begriff	Dimension
r	1. Orbitalbahnradius 2. Reibungskonstante	m kg/s
x	Wegstrecke, Elongation	m
t	Zeit	s
v	Geschwindigkeit	m/s
φ	Phasenverschiebung	Grad (°)
m	Masse	kg
ρ	1. Dichte 2. Temperaturbeiwert nach KREY $= \frac{1,2}{\nu \cdot 10^6}$	kg/m^3 s/m^2
ν	kinematische Zähigkeit	m^2/s
P	Kraft	kp
p	Druck	kp/m^2
C	1. Kapazität 2. Widerstandskoeffizient	F -
D	Dämpfung in Dezibel	dB
k_D	Dämpfungskoeffizient $= {}^{H_H}/_{H_A}$	-
k_R	Reflexionskoeffizient $= \frac{H_{Refl.}}{H_A} = \frac{H_W}{H_A} - 1$	-
Δ_E	Energieverlustkoeffizient $= 1 - (k_R{}^2 + k_D{}^2)$	-
$\varkappa$	$\frac{k_{D_R}}{k_{D_T}}$ bzw. $\frac{k_{D_Q}}{k_{D_T}}$	-
z	Verstimmung $= {}^{\omega_W}/_{\omega_E}$	-
Z	Impedanz	s. Definitionen S. 157
g	Erdbeschleunigung	m/s^2
e	Basis der natürlichen Logarithmen	-
i	$\sqrt{-1}$, (imaginäre Einheit)	-

Indizes

o	Werte an der Wasseroberfläche (auf ruhenden Wasserspiegel bezogen)
∞	Werte für unendliche Wassertiefe
ak	akustisch
W	zur Ausgangswelle gehörige Schwingungswerte
E	Eigenschwingungswerte des angeregten Systems
Refl	Reflex- bzw. reflektierte Welle
Res	Resonanz
R	Resonator
T	Tauchwand
Q	Quader

Anmerkung

Sämtliche Berechnungen wurden mit dem Rechenschieber ausgeführt (Rechenschiebergenauigkeit !).