

EINFLUSS STATIONÄRER UND PULSIERENDER STRAHLEN
AUF DIE EROSION EINES SANDBETTS

von

B. Westrich und H. Kobus

SFB 80 / ET / 17
Januar 1974

SONDERFORSCHUNGSBEREICH 80
AUSBREITUNGS- UND TRANSPORTVORGÄNGE IN STRÖMUNGEN
UNIVERSITÄT KARLSRUHE

VORWORT

Vertikale Strahlen können beim Auftreffen auf bewegliche Sohlen zu beachtlichen Erosionen führen. Zur Vermeidung von Erosionsgefahren an wasserbaulichen Anlagen und zum effektiven Einsatz von Wasserstrahlen bei der Lockerung und Erosion von natürlichen Böden ist eine systematische Untersuchung der Erosionswirkung von Strahlen mit und ohne Geschwindigkeitspulsation erforderlich. Das Teilprojekt B2 im Sonderforschungsbereich 80 ist deshalb der Erforschung der Wechselwirkungen zwischen Strahlströmung und Erosion gewidmet und soll anhand experimenteller Untersuchungen und analytischer Betrachtungen Erkenntnisse über den Einfluß der Strömungsparameter auf die Erosion liefern.

Eine grundlegende Behandlung des Problems erfordert Kenntnisse sowohl des Erosionsvorgangs als auch des Strömungsfeldes in Sohlhöhe. Da jedoch zuverlässige Strömungsmessungen in Wasser-Feststoffgemischen nicht möglich sind und zudem Hitzdraht-Turbulenzmessungen in Luft einfacher durchgeführt werden können, wurde das experimentelle Untersuchungsprogramm in zwei Teile gegliedert:

Teil 1: Untersuchung der Erosionswirkung vertikaler Strahlen mit und ohne Pulsation im Wassermodell mit beweglicher Sohle (unter Verzicht auf Strömungsmessungen);

Teil 2: Untersuchung des Strömungsfeldes vertikaler Strahlen mit und ohne Pulsation im Luftmodell mit fixierter, horizontaler Sohle (unter Verzicht auf Erosionsmessungen).

Der vorliegende Bericht enthält analytische Betrachtungen und die experimentellen Ergebnisse der Erosionsuntersuchungen (Teil 1). Er ist im wesentlichen identisch mit der Dissertationsschrift des Erstautors, die dieser im Januar 1974 unter dem Titel "Erosion eines gleichkörnigen Sandbettes durch stationäre und pulsierende Strahlen" an die Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen der Universität Karlsruhe eingereicht hat.

INHALTSVERZEICHNIS

Vorwort

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der Bilder

1.	EINLEITUNG	1
1.1	Strahlerosion und ihre praktische Bedeutung	1
1.2	Problemstellung und Ziel der Arbeit	4
2.	UNTERSUCHUNGEN ÜBER STRAHLEROSIONEN	8
2.1	Allgemeiner Überblick	8
2.2	Vertikaler Strahl	9
2.3	Geneigter Strahl	13
2.4	Horizontaler Strahl	16
2.5	Gemeinsame Charakteristiken	19
3.	STRÖMUNGSFELD STATIONÄRER UND PULSIERENDER STRAHLEN	21
3.1	Allgemeines	21
3.2	Stationäre Freistrahlen	23
3.3	Pulsierende Freistrahlen	26
3.3.1	Übersicht	26
3.3.2	Bewegungsgleichungen	28
3.3.3	Ähnlichkeitsanalyse	41
3.3.4	Vergleich mit experimentellen Ergebnissen	44
3.4	Strömung im Umlenkbereich	55
3.4.1	Übersicht	55
3.4.2	Sohlschubspannung	57
3.4.3	Druck- und Geschwindigkeitsverteilung	60

4.	STRAHLSTRÖMUNG UND EROSION	64
4.1	Strömung und Sedimentkörper	64
4.1.1	Übersicht	64
4.1.2	Sedimenteigenschaften	64
4.1.3	Kolk und Strömung	65
4.1.4	Sickerströmung	71
4.2	Sohlangriff und Sohlform	77
4.2.1	Übersicht	77
4.2.2	Zeit- und Geschwindigkeitsparameter	78
4.2.3	Abstandsparameter	82
4.2.4	Kolkformen	83
4.2.5	Pulsationsparameter	86
4.2.6	Optimale Erosion	87
5.	EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG	90
5.1	Versuchsstand	90
5.2	Versuchsprogramm	95
6.	EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE	99
6.1	Allgemeine Darstellung des Erosionsprozesses	99
6.2	Stationäre Strahlen	101
6.2.1	Zeitparameter	101
6.2.2	Abstands- und Geschwindigkeitsparameter	102
6.2.3	Optimale Erosion	113
6.2.4	Kolkformen	118
6.3	Pulsierende Strahlen	129
6.3.1	Zeitparameter	129
6.3.2	Frequenzparameter	133
6.3.3	Amplitudenparameter	135
6.4	Vergleich stationärer und pulsierender Strahlen	138
6.4.1	Geschwindigkeitsparameter	139
6.4.2	Abstandsparameter	142
6.4.3	Pulsationsparameter	147
6.4.4	Massen-, Impuls- und Energiefluß	151
6.4.5	Kolkform	155
6.4.6	Mittlere und turbulente Strömungsgrößen	158

7.	VERALLGEMEINERUNG DER ERGEBNISSE	162
7.1	Übertragbarkeit der Ergebnisse	162
7.2	Erosion durch Strahlen mit geneigter Achse	163
7.3	Erosion durch Strahlen in einer Außenströmung	169
8.	ANWENDUNGSMÖGLICHKEITEN	170
8.1	Rohreinspülung	170
8.2	Saugbaggern	173
8.3	Strahl Trocknung	175
9.	ZUSAMMENFASSUNG	
9.1	Umfang der Untersuchungen	177
9.2	Schlußfolgerungen	177
9.2.1	Stationäre Strahlen	179
9.2.2	Pulsierende Strahlen	182
	Symbolverzeichnis	185
	Literaturverzeichnis	187

VERZEICHNIS DER BILDER

1	Erosion eines Sandbettes durch einen vertikalen Strahl im Modell	1
2	Beispiel zur Erosionsgefahr bei Wehranlagen	2
3	Erosion durch einen Schiffsantriebsstrahl in Natur nach [17]	3
4	Definitionsskizze zur Strahlerosion	5
5	Impulsfluss- und Abstandsbedingungen bei Bewegungsbeginn im Luftmodell nach [18]	9
6	Einfluss der Strahlgeschwindigkeit auf Kolkform und Strömungsbild nach [19]	11
7	Einfluss des Maßstabes und der Korngröße auf die Entwicklung der Kolktiefe nach [19]	12
8a,b	Versuchsanordnung und Ausbildung typischer Kolkformen nach [20] Form des Ähnlichkeitskolkes bei relativ kleinen Strahlgeschwindigkeiten nach [20]	15
9a,b	Versuchsanordnung, typisches Strömungsbild mit Sohlform nach [28] Einfluss der Gitterströmung auf die Erosionswirkung des Strahles nach [28]	17
10	Definitionsskizze zum Strömungsfeld	22
11	Abnahme der mittleren und turbulenten Geschwindigkeiten auf der Strahlachse nach [32]	26
12	Verteilung der mittleren und turbulenten Geschwindigkeiten im Ähnlichkeitsbereich [46]	26
13	Normiertes Energiespektrum für die Längsschwankungen nach [38]	42
14a,b	Einfluss der Strouhal-Zahl auf den Abfall der Achsgeschwindigkeit nach [34] Einfluss der Strouhal-Zahl auf die Strahlausbreitung nach [35]	45
15a,b	Zunahme der Strahlbreite durch den Einfluss der Pulsation nach [34] Einfluss der Pulsation auf die Gesamt-Längsschwankung entlang der Strahlachse nach [35]	46

16a,b,c	Verteilung der Gesamt-Längsschwankungen entlang der Strahlachse nach [37]	48
	Verteilung der Gesamt-Querschwankungen in Strömungsrichtung nach [37]	
	Verteilung der Gesamt-Querschwankungen in Strömungsrichtung auf $r/D=1/2$ nach [37]	
17a,b	Verteilung der Gesamt-Schubspannung in Strömungsrichtung nach [37]	49
	Verteilung der gemessenen Gesamt-Schubspannung im Strahlquerschnitt nach [37]	
18	Verteilung der Gesamtschwankung in Achsrichtung entlang der Strahlachse nach [35]	52
19	Abklingen des periodischen Geschwindigkeitsanteils in Strömungsrichtung nach [35]	52
20	Verteilung der turbulenten Längsschwankung entlang der Strahlachse nach [35]	52
21	Spektralverteilung der Gesamtschwankungen für eine Pulsationsfrequenz von 92 Hz nach [38]	53
22	Verteilung der Wandschubspannung, des Wanddrucks und der maximalen Radialgeschwindigkeit nach [59]	59
23	Einfluss des Amplitudenparameters α_0 auf den mittleren Impuls- und Energiefluß	62
24	Stationärer und pulsierender Strahl mit gleicher Verteilung der mittleren fiktiven Geschwindigkeiten	62
25	Einfluss der Durchlässigkeit des Sedimentbettes auf sohlnahe Strömung, qualitativ	73
26	Einfluss des Korndurchmessers auf den Durchlässigkeitsbeiwert k_f nach [68]	73
27	Entwicklung der Kolkformen bei zunehmender Strahlgeschwindigkeit	79
28	Entwicklung des Ähnlichkeitskolkes II für verschiedene Düsenabstände und mittlere Strahlgeschwindigkeiten	85
29	Skizze und Foto des Versuchsstandes	90
30	Zeitlicher Verlauf des Strahl-Staudruckes	92

31	Kornverteilungskurve der benutzten Sandsorten	92
32	Blockdiagramm zur Druckmessung	93
33	Meßeinrichtung: x-y Schreiber, Meßverstärker, Oszillograph, Tintenschreiber	94
34	Blockdiagramm zur Aufnahme des Kolkprofils	95
35	Tabelle der untersuchten Parameterbereiche	97
36	Blockdiagramm für Strahlerosion	99
37	Zeitliche Entwicklung von Kolkradius und Kolktiefe für verschiedene Impulsflussparameter, stationärer Strahl	103
38	Einfluss des Impulsflussparameters auf Kolktiefe und Kolkradius, stationärer Strahl	103
39a	Einfluss des Zeit- und Impulsflussparameters auf das Kolkwachstum für stationäre Strahlen	107
39b	Kolkform und Strömungsbild bei ausgeprägter Strahlumlenkung und -ablösung	108
40a,b	Einfluss des Impulsflussparameters auf das Kolkvolumen, stationärer Strahl Einfluss des Impulsflussparameters auf das Kolkvolumen	110
41	Abhängigkeit des Kolkvolumens von der Strahlgeschwindigkeit, stationärer Strahl	114
42a	Optimaler Düsenabstand bei vorgegebener Strahlgeschwindigkeit, stationärer Strahl	114
42b	Einfluß von Düsenabstand, Strahlgeschwindigkeit und Auskolkzeit auf den Strahlwirkungsgrad	117
43	Form des Ähnlichkeitskolkes I für stationäre Strahlen	119
44a	Zeitliche Entwicklung der Kolkgrößen z_0 und R für den Ähnlichkeitskolk I, stationärer Strahl	120
44b	Entwicklung von Kolkradius und -tiefe für Ähnlichkeitskolk I bei $M^+ < 5 \cdot 10^{-2}$	120
45a	Kolkprofil im Übergangsbereich zwischen Form I und Form II, stationärer Strahl	122

45b	Kolk im Übergang von Form I zu Form II für stationären Strahl	123
46a,b	Einfluss des Impulsflussparameters auf die Form des Ähnlichkeitskolkes II	125
	Einfluss des Impulsflussparameters auf die Form des Ähnlichkeitskolkes II	
47	Entwicklung der Kolkform II für stationären Strahl	126
48	Entwicklung des charakteristischen Verhältnisses von Kolkradius zu -tiefe R/z_0 , stationärer Strahl	127
49a,b	Einfluss des Abstandsparameters auf die Form des Ähnlichkeitskolkes II, stationäre Strahlen	128
	Einfluss des Abstandsparameters auf die Form des Ähnlichkeitskolkes II, stationäre Strahlen	
50	Einfluss der Strahlpulsation auf die Erhöhung der Auskolkrate bei $l/D = 9,5$	130
51	Einfluss der Strahlpulsation auf die Erhöhung der Auskolkrate bei $l/D = 12,25$	131
52	Einfluss der Strahlpulsation auf die Erhöhung der Auskolkrate bei $l/D = 14,5$	132
53	Einfluss der Pulsationsfrequenz auf die Erhöhung der Auskolkrate	136
54	Einfluss der Pulsationsamplitude auf die Erhöhung der Auskolkrate	136
55	Einfluss der mittleren Strahlgeschwindigkeit auf die relative Auskolkrate bei verschiedenen Frequenzparametern	140
56	Verstärkung bzw. Verringerung der Erosionswirkung durch Pulsation	140
57	Einfluss des Düsenabstandes auf die Erhöhung der Auskolkrate	143
58	Einfluss der mittleren Strahlgeschwindigkeit auf das Verhältnis der Auskolkraten m für pulsierende und stationäre Strahlen	144
59	Einfluss des Düsenabstandes auf die Erhöhung der Erosionsrate durch Pulsation	146

60a,b	Einfluss der Pulsationsamplitude auf die Erhöhung der Auskolkraten m für stationäre und pulsierende Strahlen bei $\ell/D = 9,5$ Einfluss der Pulsationsamplitude auf die Erhöhung der Auskolkraten m für stationäre und pulsierende Strahlen bei $\ell/D = 9,5$	148
61a,b	Einfluss der Pulsationsamplitude auf die Erhöhung der Auskolkraten m für stationäre und pulsierende Strahlen bei $\ell/D = 12,25$ Einfluss der Pulsationsamplitude auf die Erhöhung der Auskolkraten m für stationäre und pulsierende Strahlen bei $\ell/D = 12,25$	149
62a,b	Einfluss der Pulsationsamplitude auf die Erhöhung der Auskolkraten m für stationäre und pulsierende Strahlen bei $\ell/D = 14,5$ Einfluss der Pulsationsamplitude auf die Erhöhung der Auskolkraten m für stationäre und pulsierende Strahlen bei $\ell/D = 14,5$	150
63a	Vergleich der Erhöhung der Erosionsrate infolge Strahlpulsation bei gleichem mittleren Massen-, Impuls- und Energiefluss	153
63b	Erhöhung des mittleren Strahlwirkungsgrades durch Pulsation nach sehr langer Erosionszeit ($T^+ = 10^5$)	154
64	Bereich des Impulsflussparameters mit maximalem Pulsationseffekt	156
65a	Einfluss der Pulsation auf Form und Abmessungen des Ähnlichkeitskolkes II	156
65b	Einfluss der Pulsation auf die Entwicklung der Kolkform II	157
66	Einfluss der turbulenten Strömungsgrößen auf die Erosion, vergleich pulsierender und stationärer Strahlen	160
67	Einfluss der Grundturbulenz des Strahles auf die Erosion bei stationärem Strahl	160

68	Strömungsfeld für geneigte Strahlen bei ungestörter Sohle (Erosionsbeginn) Symmetrischnitt, qualitativ	164
69	Typische Kolkformen bei schrägem Strahl-angriff unterschiedlicher Intensität, qualitativ	166
70	Einspülen von Rohren durch Wasserstrahlen	173
71	Saugbagger-Kopf mit Erosionsstrahl	173
72	Saugkopf mit Erosionsstrahl zur Erhöhung der Förderleistung	174

1. EINLEITUNG

1.1 Strahlerosion und ihre praktische Bedeutung

Als Strahlerosionen werden solche Erosionen bezeichnet, die durch Einwirkung von Strömungen mit Strahlcharakter (z.B. runde oder ebene Impulsstrahlen) verursacht werden. Das charakteristische Merkmal für Strahlerosionen ist der konzentrierte lokale Sohlangriff, der durch relativ starke Drücke und Geschwindigkeiten im Auftreffbereich des Strahles auf der Sohle hervorgerufen wird. Die örtlich und zeitlich stark unterschiedlichen Sohldeformationen sowie das Auftreten von Zonen mit ausgeprägter Geschiebebewegung und Zonen mit vorwiegendem Transport in Suspension sind die Folgen des typischen Strahleffektes.

Strahlen können einen außerordentlich intensiven lokalen Sohlangriff verursachen, der zu Erosionen mit erheblichen Sohldeformationen, Sohlauflockerungen oder Sohlzerstörungen führen kann, siehe Bild 1. Bei praktischen Wasserbauanlagen treten

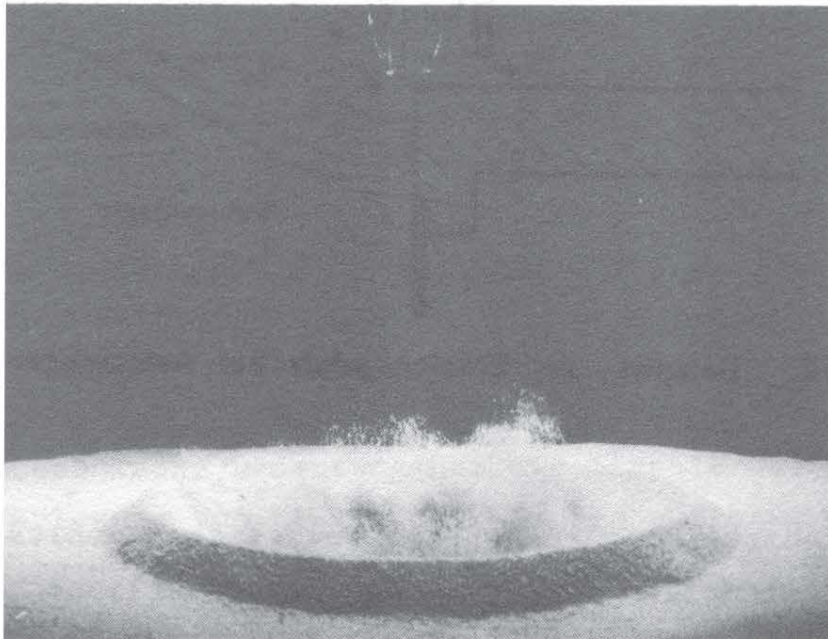


Bild 1 : Erosion eines Sandbettes durch einen vertikalen Strahl (Modell)

häufig Strömungen mit überwiegendem Strahlcharakter auf, die im Bereich beweglicher Sohle die Frage nach der Erosionswirkung solcher Strahlströmungen als relevant erscheinen lassen.

Bei Stauanlagen mit überströmten oder durchströmten Hochwasserentlastungsorganen treten meist Freistrahlen auf, die mit hoher kinetischer Energie in das Unterwasser eintreten und dort zur Erosion des Sohlmaterials führen können (siehe Bild 2). Als Beispiel sei hier das Problem des Erosionsschutzes beim Kabora Bassa-Staudamm angeführt, bei dem durch teilweises Zerstäuben der Freistrahlen und entsprechende Sicherung der Sohle im Unterwasser der Gefahr einer Erosion begegnet wurde [26]. Bei extrem ungünstigen Verhältnissen kann durch eine Erosion im Unterwasser sogar die Standsicherheit eines Bauwerks beeinträchtigt werden.

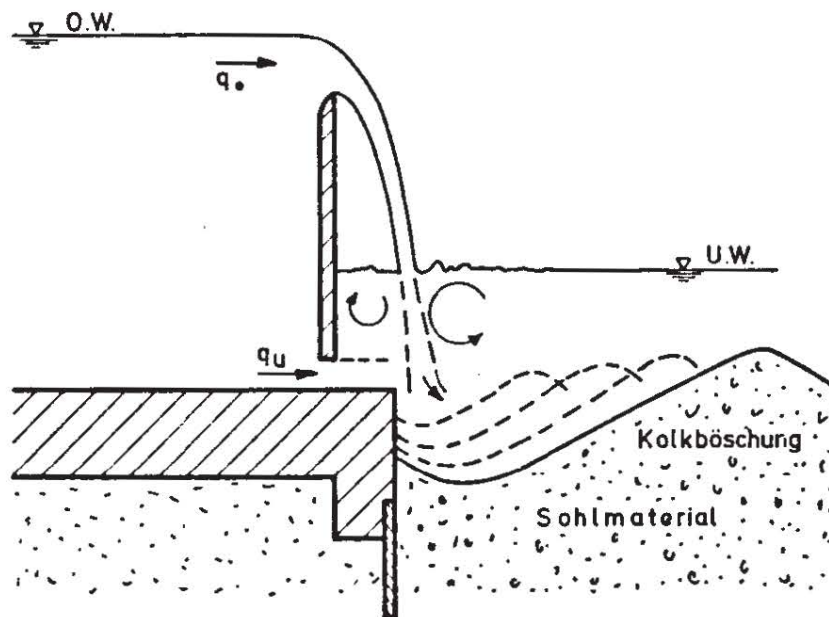


Bild 2 Beispiel zur Erosionsgefahr bei Wehranlagen

Schiffantriebsstrahlen können bei beweglichen Sohlen insbesondere bei niedrigen Wasserständen zu beachtlichen Veränderungen der Sohle der Schiffswegen führen, siehe Bild 3. Bei der Einleitung von industriellem Brauchwasser, Abwasser oder Kühlwasser insbesondere in Ufer- oder Sohlennähe eines fließenden Gewässers können Erosionen als unerwünschte Begleiterscheinungen auftreten, die man durch bauliche Maßnahmen zu kontrollieren oder zu vermeiden bestrebt ist.



Bild 3 Erosion durch einen Schiffsantriebsstrahl in Natur nach [17]

Bei Arbeiten mit Saugbaggern werden Wasserstrahlen zur Vorlockerung festgepackter Sedimentböden eingesetzt, wobei eine beachtliche Leistungssteigerung der Anlage erzielt wird. Der optimale Einsatz von Wasserstrahlen zur Steigerung der Förderleistung ist nur möglich, wenn auf der Grundlage experimenteller Versuchsergebnisse der Erosionseffekt eines Strahles quantifiziert wird und die Einsatzbedingungen vorgeschrieben werden.

Eine großtechnische Bedeutung hat die Strahlerosion bereits bei der Verlegung von Kabeln oder Rohren auf bzw. unter Gewässersohlen erlangt (z.B. das Einspülen von Öl - Pipelines von ca. 120 cm Durchmesser in der Nordsee). In diesem Zusammenhang muß aus Sicherheitsgründen auf eine ausreichend tiefe Einspülung und eine möglichst gleichmäßige Einbettung der Rohre geachtet werden. Zum sicheren Einsatz und wirtschaftlichen Betrieb einer Rohreinspülungsanlage ist unter anderem die Kenntnis der Erosionswirkung des Einspülstrahles

erforderlich. Auch die durch Luftkissenfahrzeuge (Hovercrafts) verursachten Bodenerosionen können mit Kenntnis der Erosionswirkung von Luftstrahlen bei verschiedenen Bodenverhältnissen abgeschätzt und beurteilt werden.

Die bisherigen Untersuchungen über Strahlerosionen enthalten keine Angaben über den Einfluß von Strahlgeschwindigkeit, Düsenabstand und Düsendurchmesser auf die Erosion. Völlig unberücksichtigt blieb bislang der Einfluß der im Auftreffbereich des Strahles induzierten Sickerströmung im Sedimentkörper auf das Ausmaß der Erosion. Die Versuchsergebnisse wurden meist unter speziellen Bedingungen erhalten, so daß keine allgemeingültigen Aussagen über den Einfluß der Verteilung von Druck und Geschwindigkeit in unmittelbarer Nähe der Sohle auf den Erosionsvorgang gemacht werden können. Die Kenntnisse über die Zusammenhänge zwischen Strömungsform, Kolkform und Sedimenttransport sind zum Verständnis der Strahlerosion unzureichend. Über den Einfluß von Strahlstörungen meist in Form von Geschwindigkeitsschwankungen (Strahlpulsationen) auf die Erosion sind keinerlei Untersuchungen bekannt.

1.2 Problemstellung und Ziel der Arbeit

Die in der Praxis durch Strahlen verursachten Sohlbelastungen können unterschiedliche Erosionen erzeugen, je nach Strahlgeschwindigkeit, Entfernung zwischen Strahlursprung und Sediment, Angriffsrichtung sowie Entstehung des Strahls. Freie Überfallstrahlen bei Stauanlagen, Einleitungsstrahlen aus turbulenten Rohrströmungen, hochfrequent pulsierende drallbehaftete Schiffspropellerstrahlen sowie Strahlen mit intensiver Pulsation besitzen unterschiedliche Erosionswirkungen. Es ist zweckmäßig und sinnvoll, Erosionen durch solche Strahlströmungen zu untersuchen, die von besonderer praktischer Bedeutung sind und deren wesentliche Strömungsgrößen in Nähe der ungestörten Sohle experimentell ausreichend untersucht sind und gegebenenfalls auch analytisch beschrieben werden können. Einerseits ist das Strömungsfeld des vertikal gegen die Sohle auftreffenden Strahles ausreichend bekannt und

andererseits ist diese Art des Sohlgriffs zum Studium der Charakteristiken der Strahlerosion besonders geeignet. Aus diesen Gründen behandelt die vorliegende Arbeit die Erosion eines Sandbettes durch einen runden vertikalen Strahl in einem ruhenden Wasserkörper, siehe Bild 4. Die komplexen Strömungs- und Erosionsvorgänge erfordern eine eingehende systematische analytische und experimentelle Untersuchung.

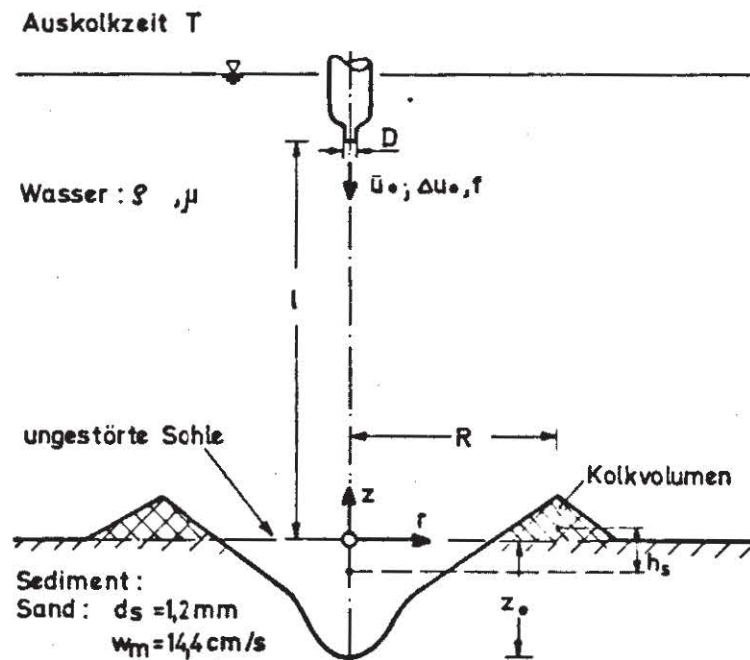


Bild 4 Definitionsskizze zur Strahlerosion

Da bei Bemessungs- und Beurteilungsfragen ein praktisches Interesse an der quantitativen Angabe des Effektes einer Anfangsstörung eines Strahles unterschiedlicher Intensität auf die Erosion besteht, werden in der Arbeit Strahlen mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsamplituden und Geschwindigkeitsfrequenzen einschließlich des stationären Strahles mit zeitlich konstanter Austrittsgeschwindigkeit untersucht. Der Übersichtlichkeit, Einfachheit und versuchstechnischen Realisierbarkeit wegen werden nur monofrequente periodische Geschwindigkeitsschwankungen erzeugt, deren zeitlicher Verlauf in erster Näherung einer harmonischen Oszillation entspricht. Wegen der außergewöhnlich großen Zahl der für das Erosionsproblem relevanten physikalischen Größen konzentriert sich die Unter-

suchung auf die experimentelle Ermittlung des Einflusses von mittlerer Strahlgeschwindigkeit, periodischer Geschwindigkeitsschwankung (Amplitude, Frequenz), Düsendurchmesser und Abstand zwischen Düse und Sediment als Hauptparameter. Die interessierende Größe des Erosionsprozesses ist die zeitliche Entwicklung der Sohldeformation. Durch Kolktiefe z_0 , Kolkradius R und Kolkform wird der Zustand der Sohle definiert. Das erodierte Volumen ist gleichzeitig ein Maß für die vom Strahl geleistete Erosionsarbeit. Die Sedimenteigenschaften (Quarzsand mit dem spezifischen Gewicht von $2,65 \text{ g/cm}^3$, dem maßgeblichen Korndurchmesser von $1,2 \text{ mm}$) werden in den Hauptuntersuchungen konstant gehalten.

Der stationäre Strahl stellt die einfachste Strömungssituation und den Grenzfall eines pulsierenden Strahles dar (Amplitude $\rightarrow 0$, Frequenz $\rightarrow 0$) mit minimalem mittlerem Impuls- und Energiefluß bei konstantem mittlerem Massenfluß. Zur Beurteilung der Effektivität der Strahlpulsation wird die durch pulsierende Strahlen bewirkte Erosion mit der durch stationäre Strahlen erzeugten Erosion verglichen. Pulsierende Strahlen können selbst bei gleicher mittlerer Ausgangsleistung zufolge des höheren Wirkungsgrades ein bis mehr als zweihundert Prozent höheres Kolkvolumen nach sehr langen Erosionszeiten erreichen als der stationäre Strahl bei sonst gleichen Bedingungen.

Vom wissenschaftlichen Standpunkt aus ist es außerdem von besonderem Interesse zu erfahren, in welcher Weise die Geschwindigkeitspulsation das Strömungsfeld des Tauchstrahls beeinflusst und somit den Sohlgriff und die Erosion begünstigt. Insbesondere durch die Betrachtung der Strömung in unmittelbarer Nähe der ungestörten Sohle zu Beginn der Erosion kann ein tieferer Einblick in die Wechselwirkung zwischen Strömung und Erosion sowie eine geeignete Ausgangsbasis zur allgemeineren Anwendung der hier erhaltenen Erkenntnisse gewonnen werden. Die durch die analytischen Betrachtungen teilweise voraussagbaren und durch das Experiment bestätigten Ergebnisse der Strahlerosion erlauben einige wesentliche qualitative Aus-

sagen über Erosionserscheinungen bei anderen Sohlmaterialien und Strahlen mit geneigter Achse. Hauptziel der Forschung ist es, für die Praxis quantitative Bemessungsgrundlagen sowie brauchbare allgemeine Beurteilungskriterien für Strahlererosionen zu liefern und einen Beitrag zur Beschreibung des Erosionsmechanismus stationärer und pulsierender Strahlen zu leisten.

2. UNTERSUCHUNGEN ÜBER STRAHLEROSIENEN

2.1 Allgemeiner Überblick

Bei Erosion und Transport von Feststoffen durch eine Strömung kann man zwischen großflächigem, meist relativ gleichmäßigem Sohlangriff (z.B. Bewegung einer Flußsohle) und lokal konzentriertem, meist stark ungleichförmigem Sohlangriff unterscheiden. Bei der letzteren Art kann man unterscheiden zwischen Erosionen, die durch die Anwesenheit von Störkörpern (z.B. Brückenpfeiler, Tragpfähle, Bodenschwellen) in einer Strömung und in solchen, die unmittelbar durch eine Strömung infolge lokaler Impulszufuhr (z.B. Strahlströmung) entstehen. Im Gegensatz zur Erosion bei Störkörpern in einer sonst nicht erodierenden Strömung ist die Strahlerosion dadurch gekennzeichnet, daß im Erosionsgebiet hohe mittlere und turbulente Geschwindigkeiten sowie in den meisten Fällen erhebliche Druckgradienten auftreten, die den Vorgang entscheidend beeinflussen. Unter dem Einfluß des Druck- und Geschwindigkeitsfeldes in unmittelbarer Sohlnähe tritt eine lokal stark unterschiedliche Eintiefungsgeschwindigkeit der Sohle ein. Dies hat zur Folge, daß sich die Strömung in Sohlnähe und der damit verbundene Vorgang der Erosion und des Transportes des Sohlmaterials örtlich und zeitlich stark verändern. Diese Eigengesetzlichkeit der Strahlerosion rechtfertigt eine eingehende systematische Untersuchung der relevanten Parameter des Problems. Die bisherigen Untersuchungen über Strahlerosionen sind lückenhaft und lassen keine ausreichenden Verallgemeinerungen zu.

In den folgenden Abschnitten werden die wesentlichen Ergebnisse und Erkenntnisse aus den maßgeblichen Untersuchungen über Strahlerosionen herausgestellt und diskutiert.

2.2 Vertikaler Strahl

Bewegungsbeginn. Poreh und Hefez [18] haben den Bewegungsbeginn einer Sandsohle beim Angriff eines runden vertikalen Luftstrahles untersucht. Da die Sedimentsohle nur aus zwei lockeren Sandlagen auf fester undurchlässiger Unterlage bestand, sind die hier gewonnenen Ergebnisse nur gültig für den Fall einer undurchlässigen Sohle. Die Durchlässigkeit einer Sedimentsohle beeinflusst die Strömungsverhältnisse in unmittelbarer Sohlennähe und somit den Sohlangriff entscheidend. Da ein natürliches Sandbett im allgemeinen eine mit dem Korndurchmesser zunehmende Durchlässigkeit besitzt, ist das von Poreh und Hefez angegebene Kriterium für den Bewegungsbeginn wegen mangelnder Allgemeingültigkeit auf natürliche Verhältnisse nicht anwendbar. Die im Bild 5 dargestellten Ergebnisse zeigen, daß bei der hier gewählten Sohlbeschaffenheit und Sandart ($\Delta\gamma = \gamma_s - \gamma = 1,65 \text{ p/cm}^3$) der Bewegungsbeginn der Sohle nur vom Strahlimpulsfluß M_0 , Düsenabstand l und Korndurchmesser d_s abhängt. Im Gegensatz zu den Verhältnissen in offenen Gerinnen (siehe [1]) ist der Bewegungsbeginn hier unabhängig von den Zähigkeitskräften. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die im Strahl produzierte Turbulenz für eine vollturbulente Kornumströmung sorgt.

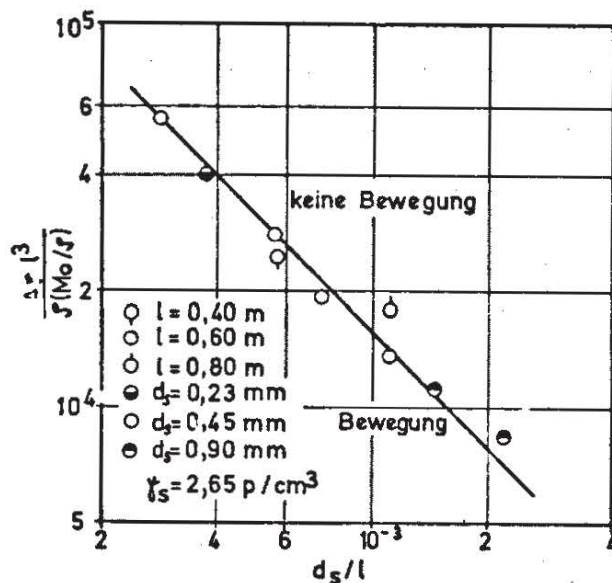


Bild 5 Impulsfluß - und Abstandsbedingung bei Bewegungsbeginn im Luftmodell nach [18]

Ausgeprägte Strahlerosion. Rouse [19] hat experimentelle Untersuchungen über die Sohlerosion durch einen tiefgetauchten vertikalen ebenen Wandstrahl (Spaltweite $s = 1$ cm bzw. 2 cm) durchgeführt (siehe Bild 6). Die Versuche wurden bei relativ hohen Verhältnissen von Strahlgeschwindigkeit u_0 zu mittlerer Sinkgeschwindigkeit w_m der Einzelkörner im ruhenden Medium durchgeführt ($4,0 \leq u_0/w_m \leq 20$), wobei das Verhältnis von Düsenabstand l zur Spaltweite s stets konstant ($l/s = 8$) gehalten wurde. Die Ergebnisse wurden in zwei Modellen (Maßstab 1:1 und 1:2) ermittelt, wobei jeweils drei verschiedene Korngrößen benutzt wurden. Rouse ging von der Annahme aus, daß bei Strahlerosionen mit überwiegendem Transport der Körner in Suspension die Sinkgeschwindigkeit w_m eines Teilchens die dominierende Sedimenteigenschaft ist. Da im Bereich der Erosion (Staupunktbereich des Strahles) die Dicke δ_l der viskosen Unterschicht als charakteristische Strömungsabmessung sehr viel kleiner als der mittlere Korndurchmesser d_s angenommen werden kann, beeinflußt die Korngröße lediglich die Sinkgeschwindigkeit. Bei den hier untersuchten Geschwindigkeits- und Abstandsverhältnissen erfolgt im Staubereich des auf die Sohle auftreffenden Strahles eine ausgeprägte Erosion, die mit einer starken Sohleintiefung in Staupunktnähe verbunden ist. Diese starke Sohldeformation führt dazu, daß der an der Sohle umgelenkte Strahl eine Ablösung erfährt. Unter diesen Strömungsbedingungen wird das Sohlmaterial im Staupunktbereich erodiert, anschließend im umgelenkten Strahl als Suspension transportiert und schließlich abgelagert, siehe Bild 6. Auf Grund des relativ geringen Düsenabstandes und der Zweidimensionalität der Strömung ist der Effekt der Einmischung des umgebenden Fluids in den ankommenden vertikalen Strahl (Einmischungswirkung) relativ stark. Bei kleinen Werten von u_0/w_m ist keine merkliche Beeinflussung des umgelenkten Strahles durch den vertikalen Strahl vorhanden. Bei diesen Verhältnissen erfolgt ein Wiederanlegen des umgelenkten Strahles, so daß das gesamte erodierte Material auf direktem Wege entlang der Innenböschung nach außen transportiert werden kann, siehe Bild 6. Mit steigendem Geschwindigkeitsverhältnis macht sich die Einmischungswirkung auf die

Strömung im umgelenkten Strahl zunehmend bemerkbar. Oberhalb eines bestimmten Wertes von u_0/w_m ist einerseits die Einmischungswirkung so stark und andererseits der Umlenkwinkel δ des auftreffenden Strahles so groß, daß der umgelenkte Strahl teilweise direkt in den vertikalen Strahl eingemischt wird, siehe Bild 6b. Die Messungen zeigen, daß die Strömung mit dem um nahezu 180° umgelenkten Strahl trotz erhöhter Strahlgeschwindigkeit eine geringere Erosionswirkung hat. Dies ist darauf zurückzuführen, daß ein Großteil des erodierten Materials einesteils direkt in den vertikalen Strahl eingemischt wird und anderenteils wegen der ungünstigen Transportbedingungen im umgelenkten Strahl rasch zum Absetzen gelangt.

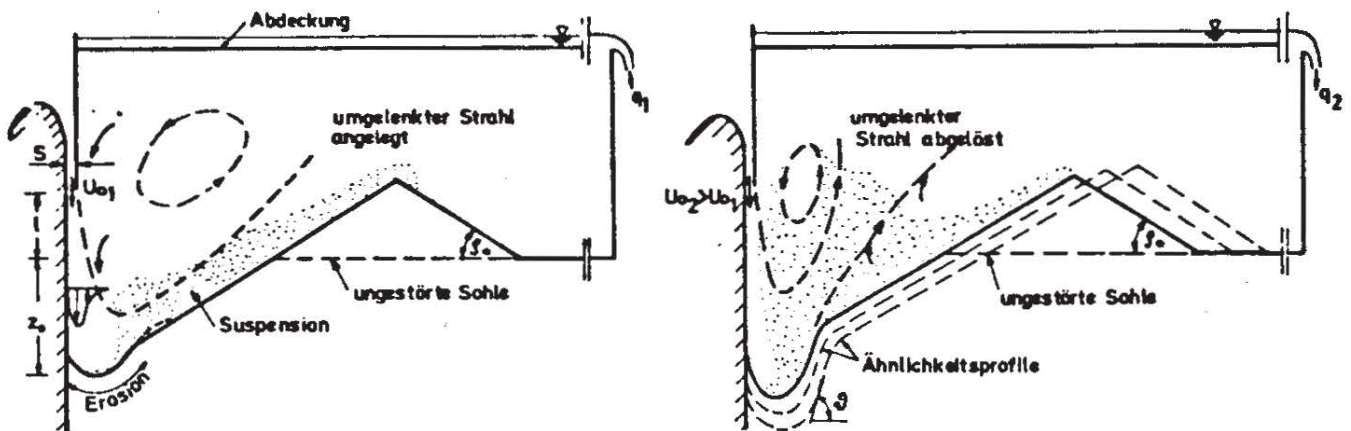


Bild 6aβ Einfluß der Strahlgeschwindigkeit auf Kolkform und Strömungsbild nach [10]

Bild 6b zeigt außerdem die Kolkprofile nach verschiedenen Auskolkzeiten T . Unter Vernachlässigung des Einflusses der vertikalen Wand auf die Geschwindigkeitsverteilung im ankommenden Halbstrahl (Wandstrahl) sind die Kolkprofile als geometrisch ähnlich zu betrachten.

Die Ergebnisse von Rouse scheinen nicht mit der Annahme übereinzustimmen, daß die Sinkgeschwindigkeit w_m die einzige für die Erosion relevante Sedimenteigenschaft ist. Aus dem Vergleich von Bild 7a und 7b (gleicher Modellmaßstab) wird ersichtlich, daß die Eintiefungsgeschwindigkeit der Kolktaufe z_0 bei gleichem Geschwindigkeitsverhältnis u_0/w_m mit abneh-

mender Korngröße bzw. Reynoldszahl des Kornes zunimmt. Aus dem Vergleich der Ergebnisse in Bild 7a (Maßstabsverhältnis 1:2) läßt sich schließen, daß bei konstanter Reynoldszahl des Kornes Re_s im wesentlichen der gleiche Erosionsvorgang in beiden Modellen vorliegt. Der Autor selbst weist auf die Unstim-

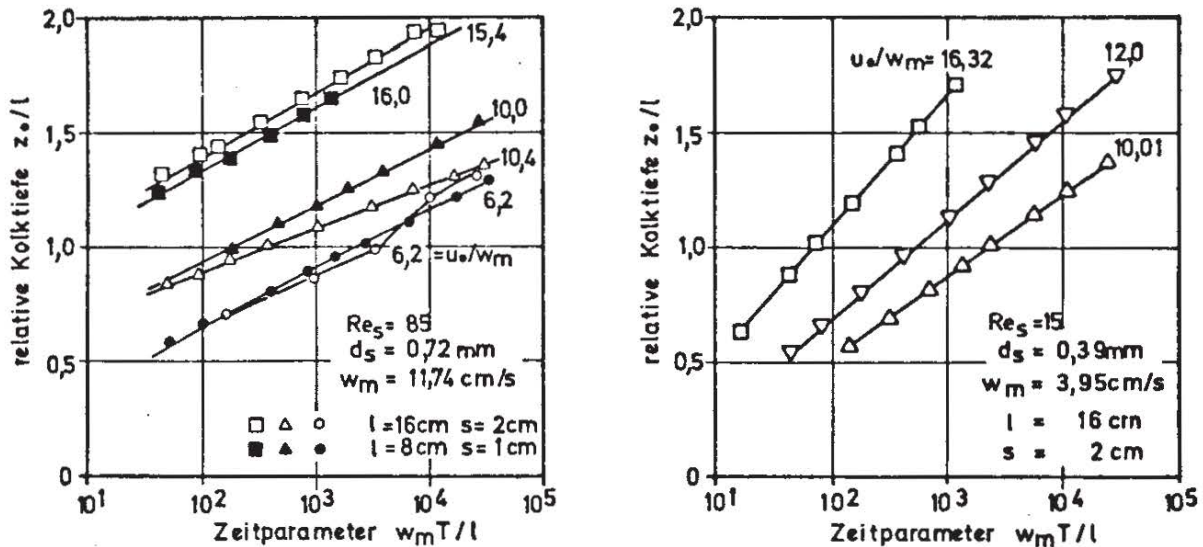


Bild 7ab Einfluß des Maßstabes und der Korngröße auf die Entwicklung der Kolktiefe nach [19]

migkeiten in den Ergebnissen hin, die nicht überzeugend erklärt werden konnten. Mit Hilfe einiger Überlegungen, die im Abschnitt 4.1.3 näher erläutert werden, läßt sich für den Einfluß des Parameters Re_s eine plausible Erklärung finden. Der Korndurchmesser hat insofern einen direkten Einfluß auf die Erosion als er den Durchströmungswiderstand des Sedimentkörpers entscheidend mitbestimmt. Da mit abnehmendem Korndurchmesser bzw. Korn-Reynoldszahl der Durchströmungswiderstand des Sedimentkörpers zunimmt, geht weniger kinetische Strahlenergie im Sedimentkörper verloren, so daß die eigentliche Erosionswirkung relativ zunimmt. Diese Tendenz steht in Übereinstimmung zu den experimentellen Ergebnissen in Bild 7.

In den experimentellen Untersuchungen von Rouse bleibt der Einfluss des Abstandes zwischen Düse und Sedimentbett (l/s) sowie die Erosionsverhältnisse für kleine Geschwindigkeits- und Zeitparameter ($u_0/w_m < 4$; $w_m T/l < 5 \cdot 10^1$) unbekannt. Die Ergebnisse deuten darauf hin, daß bei intensivem Sohlangriff der

Strömungswiderstand des Sickerkörpers die Erosion merklich beeinflussen kann.

Altinbilek und Okyay [24] haben Untersuchungen an einem ebenen Wasserstrahl durchgeführt, der aus einem Schlitz ($s = 1 \text{ cm}$, 2 cm) frei austritt und anschließend unter starker Luftaufnahme in ein Wasserpolster eintritt. Unter Vernachlässigung des Einflusses der mitgerissenen Luftblasen stellen die Untersuchungsergebnisse eine qualitative Teilergänzung zu denen von Rouse [19] dar. Aus dem Vergleich beider Untersuchungen kann gefolgert werden, daß bei kleineren Strahlgeschwindigkeiten die Erosion durch einen getauchten ebenen Halbstrahl (Schlitzweite $s/2$) mit vertikaler Führungswand bei symmetrischer Ergänzung praktisch gleich ist der Erosion durch einen getauchten ebenen Vertikalstrahl (Schlitzweite s) ohne Wandeinfluß. Es zeigt sich, daß bei größeren Strahlgeschwindigkeiten der Erosionsvorgang durch eine Oszillation des Strahles senkrecht zur Strahlachse (verursacht durch den Einfluß von freier Oberfläche und/oder Wandbegrenzung) entscheidend beeinflusst werden kann. Die Ergebnisse der Untersuchungen von Altinbilek und Okyay zeigen bei kleinen Strahlgeschwindigkeiten eine qualitative Übereinstimmung der in der Symmetrieebene aufgenommenen Kolkprofile mit den durch runde Strahlen verursachten (vgl. [18]). Es ist plausibel anzunehmen, daß auch bei intensivem Strahlangriff die Ausbildung der Kolkformen durch ebene und runde Strahlen gemeinsame Merkmale zeigen. Der unzulängliche Versuch der Darstellung der gemessenen Kolkprofile in einem "Einheitsprofil" zeigt, daß bei größerer Variation der Strahlgeschwindigkeit außer dem Kolkradius R noch eine zweite unabhängige Bezugslänge zur Darstellung von Ähnlichkeitsprofilen benötigt wird.

2.3 Geneigter Strahl

Die Arbeit von Laursen [20] kann als eine Variante der Untersuchung von Rouse angesehen werden. Laursen hat einen ebenen tiefgetauchten Strahl an der horizontalen Sohle eingeleitet.

Um eine oszillatorische Instabilität (Flattern) des Erosionsstrahles zu vermeiden, wurde dem austretenden Strahl durch eine Führungskante eine unbekannte Anfangsneigung erteilt, die für den Erosionsvorgang wesentlich ist, siehe Bild 8a. Bei der Versuchsdurchführung wurde Natursand mit drei verschiedenen Korngrößen (Korndurchmesser $d_s = 0,18 \text{ mm}$; $0,7 \text{ mm}$; $1,8 \text{ mm}$) benutzt, wobei das Geschwindigkeitsverhältnis u_0/w_m jeweils von 11 bis 61 (Sand 1), von 4 bis 22 (Sand 2) und von 3,3 bis 11 (Sand 3) variiert wurde. Da die Strahlumlenkung an der Sohle bei der vorliegenden Einleitung des Strahles relativ schwach ist, ist der Einfluß des Druck- und Geschwindigkeitsfeldes im Auftreffbereich des Strahles im allgemeinen wesentlich geringer als bei vertikalem Strahlangriff. Bei kleinen Geschwindigkeitsverhältnissen u_0/w_m ist der Einfluß der Druck- und Geschwindigkeitsverteilung entlang der Sohle vernachlässigbar klein. Die in horizontaler und vertikaler Richtung gemessene Wachstumsgeschwindigkeiten sind in jedem Punkt des Kolkprofiles proportional zueinander, so daß ein formkonstantes Kolkwachstum vorliegt, siehe Bild 8b. Das Verhältnis der Erosions- und Transportkapazität infolge mittlerer und turbulenter Geschwindigkeiten zwischen zwei beliebigen Punkten an der Sohle ist zeitlich konstant. Dies deutet außerdem darauf hin, daß die Strömung in Sohlnähe ähnlich ist. Das heißt, das Verhältnis der Geschwindigkeit $u(x,T)$ in Sohlnähe zur charakteristischen Geschwindigkeit $u_{\max}(T)$ in Sohlnähe ist nur abhängig vom Verhältnis der Längskoordinate x zur charakteristischen Länge $R(T)$ des Kolkes, $u/u_{\max} = \varphi(x/R)$. Zur einheitlichen Darstellung dieser formstabilen Kolkprofile A genügt eine charakteristische Bezugsgröße ($R = \text{Abstand Strahlachse} - \text{Kolkkrater}$), siehe Bild 8b.

Bei kleinen Geschwindigkeitsverhältnissen mit vorwiegender Geschiebbewegung ist der Erosionsvorgang, der Transportmechanismus und die Kolkform in erster Näherung mit den Verhältnissen vergleichbar wie sie in offenen Gerinnen (z.B. hinter Sohl-schwellen oder Tiefschützöffnungen) auftreten, wo es zu starker lokaler Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit in Sohlnähe

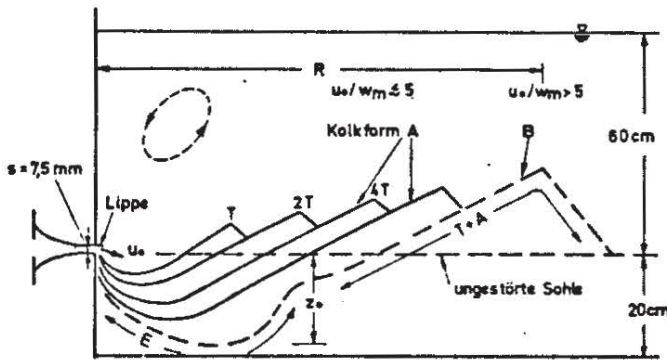


Bild 8a Versuchsanordnung und Ausbildung typischer Kolkformen nach [20]

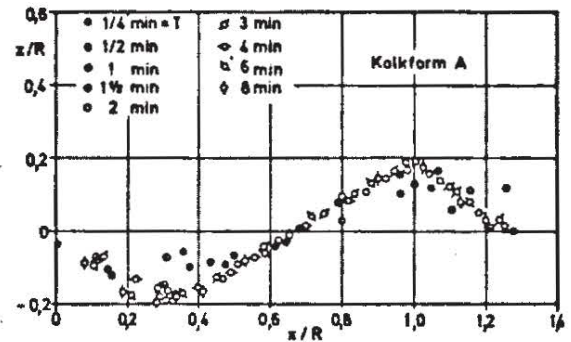


Bild 8b Form des Ähnlichkeitskolkes bei relativ kleinen Strahlgeschwindigkeiten nach [20]

mit strahlartigem Charakter kommt. Strömungsuntersuchungen über den durch Sohlschwellen verursachten Erosionsmechanismus wurden von Schoppmann gemacht und sind in [21] eingehend erläutert.

Bei großen Werten von u_0/w_m tritt der charakteristische Strahlereffekt ein, bei dem die für Strahlerosionen typische Kolkform B mit ausgeprägter Erosions- und Transportzone (E und T) auftritt. Laursen hat gezeigt, daß sich die Ausdehnung des Kolkes asymptotisch einem Grenzwert nähert, bei dem ein stabiler stationärer Endzustand erreicht ist. Wenn man von der Annahme ausgeht, daß der Einfluß des Behälterbodens ausgeschaltet wurde oder vernachlässigbar klein war, so lassen die Ergebnisse von Laursen - im Gegensatz zu denen von Rouse - auf eine mit zunehmendem Korndurchmesser beschleunigte Erosion schließen. Bei den Versuchsbedingungen von Rouse geht mit wachsender Reynolds-Zahl des Kornes in zunehmendem Maße mehr Energie in die Sickerströmung über, was mit einer Verminderung der Erosion verbunden ist. Die Versuchsergebnisse von Laursen dagegen zeigen, daß bei geringer Intensität der Sickerströmung infolge flacher Strahlneigung, die Erosion mit zunehmender Reynolds-Zahl des Kornes begünstigt wird. Dies ist darauf zurückzuführen, daß geringe Sickergeschwindigkeiten die Grenzschichtdicke verringern und so eine Erhöhung der für die Strömungskraft auf die Körner maßgebenden Angriffsgeschwindigkeit bewirken. In diesem Falle überwiegt der Einfluss der Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit in unmittelbarer Sohlhöhe

den Einfluss der Verminderung infolge Sickerströmung. Führt man als charakteristischen Parameter zur Beschreibung des Einflusses der Sickerströmung auf die Erosion die Reynolds-Zahl des Kornes ein, so zeigt sich bezüglich Re_s eine gute Korrelation der Ergebnisse ($Re_s = w_m d_s / \nu = 9,2; 80; 460$).

Die Analyse der Ergebnisse von Laursen sowie deren Vergleich mit den Ergebnissen von Rouse bestätigt, daß bei Problemen der Strahlerosion die Reynolds-Zahl des Kornes Re_s den Einfluss der Sickerströmung beinhaltet und das Geschwindigkeitsverhältnis u_o/w_m eine charakteristische Größe für die Strahlerosion darstellt. Der Einfluss der Reynolds-Zahl Re_s auf Ausmaß und Geschwindigkeit der Erosion ist abhängig von der Intensität und der Richtung des Strahlangriffs sowie dem Abstand zwischen Strahlursprung und Sedimentbett. Mit steigender Reynolds-Zahl kann die Erosion je nach den Strömungsbedingungen verzögert oder beschleunigt werden. Der Einfluß des Dichteverhältnisses (ρ_s/ρ) auf die Erosion kann trotz relativ starker Partikelbeschleunigung infolge Strahlangriff nach den experimentellen Ergebnissen von Field [22] vernachlässigt werden.

2.4 Horizontaler Strahl

Ebener Strahl an Sohle eingeleitet. O'Loughlin, Mehrotra u.a. [28] haben eine weitergehende detaillierte Untersuchung des Erosionsphänomens am Beispiel eines horizontal an der Sohle eingeleiteten zweidimensionalen Strahles vorgenommen, siehe Bild 9a. Das Ziel dieser Untersuchung war die quantitative Ermittlung des bei unterschiedlichen geometrischen Abmessungen auftretenden Maßstabeffektes zufolge des Zähigkeitseinflusses. In zwei geometrisch ähnlichen Modellen (Maßstab 1:2) wurde bei zwei Froudezahlen des Kornes ($Fr = u_o / \sqrt{\Delta\gamma d_s / \rho} = 2,53$ bzw. $3,14$) die Reynoldszahl des Kornes $Re_s = u_o d_s / \nu$ zwischen $2,2 \cdot 10^3$ und $2,3 \cdot 10^4$ variiert und das zeitliche Wachstum des erodierten Kolkvolumens gemessen. Die Meßergebnisse zeigen in Übereinstimmung mit den vergleichbaren Ergebnissen von Laursen einen merklichen Einfluß der Reynoldszahl des Kornes.

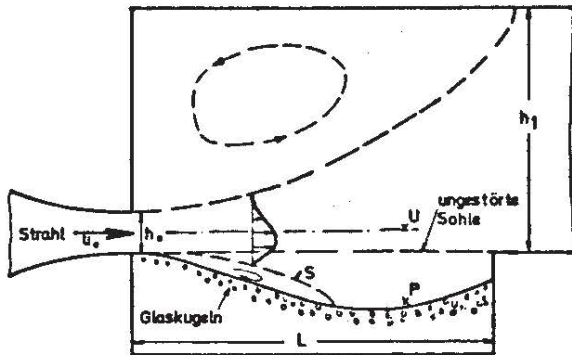


Bild 9a Versuchsanordnung, typisches Strömungsbild mit Sohlform nach [28]

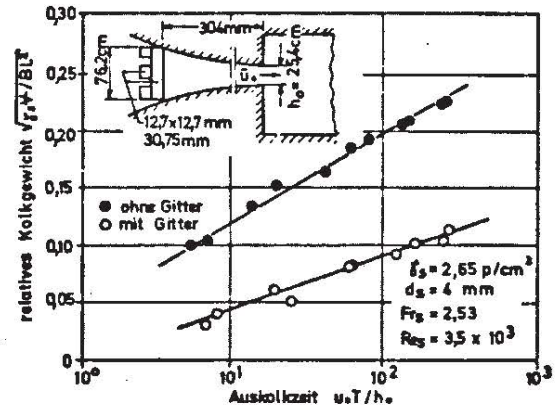


Bild 9b Einfluß der Gitterströmung auf die Erosionswirkung des Strahles nach [28]

Das Kolkvolumen wird bei den vorgegebenen Bedingungen mit zunehmender Reynoldszahl größer. Zusatzversuche mit und ohne Gittereinbau in der Einlaufstrecke haben daraufhin gezeigt, daß die durch das Gitter erzeugte Grundturbulenz des Strahles einen unerwartet starken Einfluß auf die Erosion besitzt, wie Bild 9b klar zeigt. Bemerkenswert dabei ist, daß bei dieser Strömungskonfiguration eine Erhöhung der Grundturbulenz des Strahles eine Verminderung des Erosionseffektes zur Folge hat. Es ist naheliegend anzunehmen, daß die in der Scherzone S (Bild 9a) erzeugten Makrowirbel, die vorwiegend für die Erosion und den Transport des Materials verantwortlich sind (vgl. [21]), durch die Wechselwirkung mit den in der Strahlströmung vorhandenen kleineren Wirbeln gestört werden und an Erosionsenergie verlieren. Außerdem erniedrigt sich die mittlere Angriffsgeschwindigkeit an der Sohle durch den turbulenzbedingten schnelleren Geschwindigkeitsausgleich mit der Umgebung. Detailliertere Messungen mittlerer und turbulenter Strömungsgrößen (\bar{u} - Verteilung, $\overline{u'^2}$ - Verteilung, Spektralverteilung von u' und p' in den Punkten P und U (Bild 9a)) in einem Luftmodell mit glatter und rauher Sohle zeigen, daß die Reynoldszahl der Strömung keinen wesentlichen Einfluß auf die Spektralverteilung von Geschwindigkeits- und Druckschwankung hat ($Re = u_0 h_1 / \nu = 7,9 \cdot 10^3$ bis $8,3 \cdot 10^4$). Daraus kann geschlossen werden, daß bei dieser Versuchsanordnung die Anfangsstörung des Strahles über die Verminderung der mittleren

Geschwindigkeiten in Sohlnähe einen empfindlichen Einfluß auf die Erosion ausübt.

Die diskutierten Untersuchungsergebnisse machen deutlich, daß die Anfangsstörung (turbulenter oder periodischer Natur) eines Strahles einen erheblichen Einfluß auf die Erosionswirkung haben kann. Dies gilt insbesondere dann, wenn die Erosionssohle sehr nahe am Strahlursprung und/oder die ungestörte Sohle in Nähe der turbulenten Scherzone des Strahles liegt (Grundturbulenz im Austrittsquerschnitt des Strahles nicht vernachlässigbar). Mit zunehmender Entfernung der Sedimentsohle vom Strahlursprung ist eine Verringerung des Einflusses der Zähigkeitskraft ebenso wie des der Grundturbulenz zu erwarten, während die durch den Impulsfluß bestimmte eigenerzeugte Turbulenz dominierend wird. Bei derartigen Strahlerosionen hat die durch eine Störung bedingte Veränderung der mittleren Strömungsgrößen in Sohlnähe einen entscheidenden Einfluß auf den Erosionsvorgang.

Schiffsantriebsstrahl. Die von Felkel und Steinweller [17] durchgeführten Untersuchungen der Erosion durch den Schraubenstrahl eines ruhenden Schiffes in Modell und Natur (Bild 3) zeigen, daß die Zähigkeitskräfte das Ausmaß der Erosion in diesem Fall beeinflussen. Die im Modell kleinere Reynoldszahl des Kornes ($Re_s^+ = \sqrt{\tau_0/\rho} d_s/\nu$) gegenüber der in Natur vorhandenen verursachte einen relativ größeren Kolk. Mit abnehmendem Abstand des Antriebsstrahles zum Sediment vermindert sich der Zähigkeitseinfluß auf Grund des intensiveren Sohlangriffs und der zunehmend turbulenten Kornumströmung an der Sohle. Infolge der relativ geringen Vertikalgeschwindigkeiten ist der Einfluß des Druckfeldes im Auftreffbereich des Strahles und damit der induzierten Sickerströmung vernachlässigbar klein. Der Drall des Schraubenstrahls macht sich in einer leichten Unsymmetrie des Kolkes bemerkbar.

2.5 Gemeinsame Charakteristiken

Alle durch Strahlen verursachten Erosionsvorgänge haben ein gemeinsames charakteristisches Zeitverhalten, das im wesentlichen aus zwei Entwicklungsphasen mit Übergangsphase besteht. Die einzelnen Phasen - ausgenommen die Übergangsphase - sind durch ein logarithmisches Zeitgesetz sehr gut beschreibbar. Alle geometrischen Kolkabmessungen wachsen proportional zum Logarithmus der Auskolkzeit T , d.h. die Wachstumsraten nehmen in den Einzelphasen proportional $1/T$ ab. Die Erosionswirkung eines Strahles ist demnach zu Beginn der Strahleinwirkung stets am größten. Die erste Phase ist dadurch gekennzeichnet, daß die fortschreitende Sohldeformation keinen wesentlichen Einfluß auf die Charakteristik der Strömung ausübt und keine Änderung des Erosions- und Transportmechanismus hervorruft. In der Übergangsphase setzt eine merkliche Rückkopplung zwischen Sohlform und Strömungsbild in Sohlhöhe ein, was veränderte Erosions- und Transportbedingungen zur Folge hat. In der Phase zwei ist ein neuer dynamischer Gleichgewichtszustand erreicht, bei dem die Form des Kolkes sowie die Ähnlichkeit des Strömungsbildes bis zum stationären Endzustand erhalten bleibt. Mit steigendem Verhältnis von Strahlgeschwindigkeit zu Sinkgeschwindigkeit des Kornes und zunehmendem Einfluß des Druckfeldes im Auftreffbereich des Strahles wird der Unterschied in den zeitlich nacheinander folgenden Phasen 1 und 2 (vgl. Kolk A und B in Bild 8a) der Kolkentwicklung ausgeprägter.

Die wesentlichen Einflußgrößen auf Ausmaß, Geschwindigkeit und Art der Erosion (Erosionsvolumen, Wachstumsgeschwindigkeit des Volumens, Kolkform) sind das Verhältnis von Strahlgeschwindigkeit zu Sinkgeschwindigkeit des Kornes u_o/w_m , das Verhältnis von Abstand zwischen Düse und Sediment zum Düsendurchmesser l/D , die bezogene Auskolkzeit $w_m T/l$ sowie der Strahlneigungswinkel φ . Die Reynolds-Zahl des Kornes Re_s kann sich zwar beschleunigend oder verzögernd auswirken auf die Erosion, ihr Einfluss kann jedoch in einer Großzahl prak-

tischer Fälle als zweitrangig betrachtet werden. Da bei vertikal gerichteten Strahlen der Einfluß des Druckfeldes am größten ist, sind diese zur Untersuchung typischer Vorgänge bei Strahlerosionen und zur Verallgemeinerung der Ergebnisse besonders geeignet.

3. STRÖMUNGSFELD STATIONÄRER UND PULSIERENDER STRAHLEN

3.1 Allgemeines

Um die Erosion eines Sedimentbettes infolge Strahlangriff verstehen und den Einfluß der hydrodynamischen Größen und Sedi-
menteigenschaften klar herausstellen zu können, erscheint eine
getrennte Behandlung der ungestörten Strömung ohne Einfluß der
Sohle und der Strömung im Einflußbereich der Sohle als zweck-
mäßig. Zunächst wird das Strömungsfeld eines freien tiefge-
tauchten Strahles behandelt und daran anknüpfend die Sohlströ-
mung unter Berücksichtigung der Umlenkung an einer horizon-
talen rauhen und unbeweglichen Wand. Die Beschreibung des
Erosionsvorganges erfolgt unter Berücksichtigung der Wechsel-
wirkung zwischen Strahlströmung in Sohlhöhe und den Sediment-
eigenschaften.

Obwohl im Sinne der Zeitreihenanalyse Strahlen mit konstanter
Geschwindigkeit und solche mit periodischem Geschwindigkeits-
anteil als stationäre Strahlen zu bezeichnen sind, soll den
Definitionen aus der Strömungsmechanik der Vorzug gegeben wer-
den. Somit werden im folgenden Strahlen mit konstanter Aus-
trittsgeschwindigkeit als stationäre und solche mit zeitlich
veränderlicher (periodischer) Austrittsgeschwindigkeit als
instationäre (hier pulsierende) Strahlen bezeichnet.

Da das Strömungsfeld stationärer Freistrahlen hinreichend be-
kannt ist (Schlichting [31], Hinze [32], Rotta [33]), kann aus
den experimentellen Ergebnissen über die Strahlerosion ein
unmittelbarer Einblick in den Zusammenhang zwischen Sohl-
angriff und Sohlerosion sowie deren Rückwirkung auf die Strö-
mung in unmittelbarer Sohlhöhe gewonnen werden. Obwohl pul-
sierende Freistrahlen noch einer eingehenden Erforschung be-
dürfen, lässt sich doch auf Grund einiger bislang untersuchter
wesentlicher Strahlcharakteristiken eine physikalisch be-
gründete Aussage über den Einfluß der Strahlpulsation auf die
Erosion gewinnen. Die Erosion ist bei vorgegebenem Sediment
von den unmittelbar in Sohlhöhe herrschenden zeitlich ver-

änderlichen Strömungsgrößen abhängig. Der Erosionsvorgang soll vorwiegend in Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen und der Auskolkzeit erläutert und diskutiert werden. Die Anfangsbedingungen zum Zeitpunkt des Erosionsbeginns ($T = 0$) sind eindeutig durch die Druck- und Geschwindigkeitsgrößen an der ungestörten ebenen Sohle gegeben. Da experimentelle Daten über das Strömungsfeld eines an einer ebenen glatten Wand umgelenkten turbulenten Freistrahls (Poreh, Tsuei und Cermak [52], Bradshaw und Love [59]) vorliegen, können in der vorliegenden Arbeit die Strömungsbedingungen zu Beginn des Erosionsvorganges unter vereinfachenden Zusatzannahmen quantitativ beschrieben werden. Diese zu Beginn der Erosion vorliegendem Strömungsbedingungen sind vollständig durch die im Strahlquerschnitt in der Entfernung der Sohle vorhandenen fiktiven Strömungsgeschwindigkeiten gegeben und werden zweckmäßigerweise durch diese beschrieben. Als fiktive Strömungsgrößen werden diejenigen mittleren und turbulenten Geschwindigkeiten verstanden, die in einem gedachten Freistrahls (keine Wand) im Abstand $x=l$ von der Düse (Querschnitt im Abstand der Sohle) auftreten, siehe Bild 10. Eine solche Betrachtungsweise ist einer analytischen Teilbehandlung des Problems am besten zugänglich und ermöglicht zudem eine physikalisch plausible Verallgemeinerung der hier gewonnenen Erkenntnisse über die Erosion durch stationäre und pulsierende Strahlen.

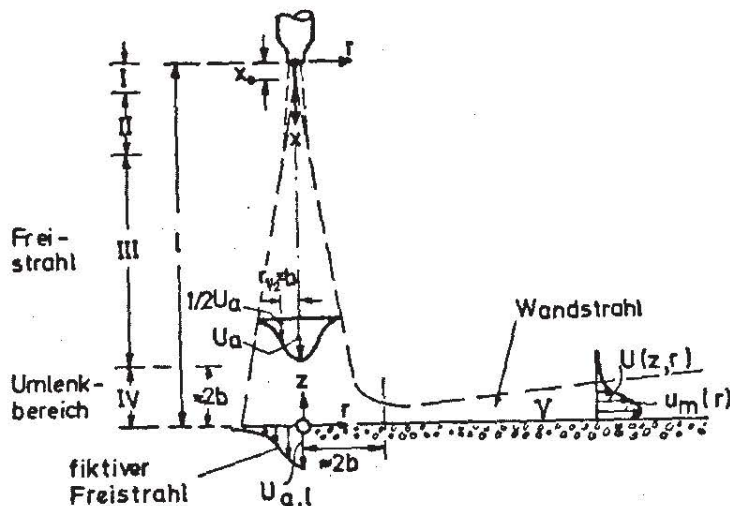


Bild 10: Definitionsskizze zum Strömungsfeld

3.2 Stationäre Freistrahlen

Im Fall eines Freistrahles mit konstanter Düsenaustrittsgeschwindigkeit u_0 , der in ein ruhendes gleichartiges Medium eintritt, lässt sich mit Hilfe einiger Ähnlichkeitsannahmen über die mittleren und turbulenten Geschwindigkeitsverteilungen eine exakte Lösung der auf die Grenzschichtgleichung reduzierten Bewegungsgleichungen unter Einschluß empirischer Konstanten erreichen, (Schlichting [31], Hinze [32], Naudascher [42,43]). Durch zahlreiche experimentelle Untersuchungen an turbulenten Freistrahlen ist die Gültigkeit der Ähnlichkeitsgesetze zumindest innerhalb des Bereiches noch meßbarer Strömungsgrößen bestätigt und erhärtet worden. Die Messungen des Strömungsfeldes zeigen, daß für Werte von $x/D > \text{ca. } 12 \div 16$ die Verteilung der mittleren Geschwindigkeiten und für $x/D > \text{ca. } 40 \div 50$ die der turbulenten Schwankungsgrößen nach [46] ähnlich ist, d.h. die auf einen geeigneten Geschwindigkeits- und Längenmaßstab bezogenen Feldgrößen sind unabhängig von der Lauflänge x . Die Makrostruktur der Strömung wird in diesem Bereich allein durch den Impulsfluß M_0 des Strahles bestimmt. Über eine dimensionsanalytische Betrachtung lässt sich das Strömungsfeld allgemein beschreiben in der Form:

mittlere Geschwindigkeiten:
$$\frac{u}{\sqrt{M_0/g}/(x-x_0)} = \bar{f} \left(\frac{r}{x-x_0} \right) \quad (1)$$

Schwankungsgrößen:
$$\frac{\sqrt{u'^2}}{\sqrt{M_0/g}/(x-x_0)} = \bar{g} \left(\frac{r}{x-x_0} \right) \quad (2)$$

Reynoldsspannungen:
$$\frac{-\overline{u'v'}}{(M_0/g)/(x-x_0)} = \bar{g}_{12} \left(\frac{r}{x-x_0} \right) \quad (3)$$

Die analytische Beschreibung durch die Ähnlichkeitstheorie geht von einer virtuellen punktförmigen Impulsquelle im Punkte $x = x_0$ mit verschwindendem Volumenstrom $Q = 0$ und endlichem Impulsfluß $M_0 = \text{konst}$ aus. Die reale Impulsquelle dagegen besteht aus den endlichen Abmessungen der Düse mit dem Durchmesser D und dem Volumenstrom $Q = Q_0$ bei $x = 0$. Strahlen mit gleichem Impulsfluß aber unterschiedlicher Verteilung der mittleren und unterschiedlicher Intensität der turbulenten Geschwindigkeiten im Austrittsquerschnitt besitzen unterschiedlich schnelle Anfangsdurchmischung mit der Umgebung. Dies kann in geringfügig unterschiedlichen x_0 -Werten ausgedrückt werden (Crow und Champagne [47], Corrsin [48]). Der Einfluß dieser Strömungsgrößen sowie der Einfluß der Form des Düsenquerschnitts ist nur in unmittelbarer Düsennähe bemerkbar und kann für $x/D \gg 1$ vernachlässigt werden.

Die Abschätzung der Größenordnung der Einzelterme der dimensionslosen Bewegungsgleichung in Hauptströmungsrichtung zeigt, daß der Einfluß der Zähigkeitskräfte vernachlässigt werden kann, wenn die Reynoldszahl der Strömung

$$Re = u_0 D / \nu > 10^5$$

ist, (Hinze [32]). Dies ist in fast allen praktisch vorkommenden Strömungen der Fall. Das bedeutet, daß die Grobstruktur des Strahles (Strahlbreite, Verteilung der mittleren Geschwindigkeiten, sowie die der statistisch gemittelten Schwankungsgrößen) unabhängig von der Reynoldszahl ist. Für den Freistrahel in ruhender Umgebung lässt sich darüber hinaus zeigen, daß nach dem Reynolds'schen Ähnlichkeitsgesetz ($Re = u_a b / \nu = \text{konst}$) sogar die Feinstruktur des Strömungsfeldes (alle statistischen Größen der Turbulenz) bei einem vorgegebenen Strahl im Rahmen der aus den Grenzschichtvereinfachungen resultierenden Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung ähnlich ist. Die Ähnlichkeit des Strömungsfeldes fordert für

mittlere Geschwindigkeiten:
$$\frac{u}{u_a} = f\left(\frac{r}{b}\right) \quad (4)$$

Schwankungsgrößen:
$$\frac{\sqrt{\overline{u^2}}}{u_a}, \frac{\sqrt{\overline{v^2}}}{u_a}, \frac{\sqrt{\overline{w^2}}}{u_a}, \frac{\sqrt{\overline{q^2}}}{u_a} = g_{1,4} \left(\frac{r}{b} \right) \quad (5)$$

Reynoldsspannungen:
$$\frac{\overline{v^2}}{u_a^2} = g_{1,2} \left(\frac{r}{b} \right) \quad (6)$$

mit
$$\overline{q^2} = \frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})$$

Hierbei müssen die Funktionen f , g_i , $g_{1,2}$ empirisch bestimmt werden. Im folgenden werden die Ähnlichkeitsbetrachtungen nur für runde Strahlen durchgeführt, sie können in analoger Form auch für ebene Strahlen in ruhendem Medium angestellt werden. Durch Einsetzen dieser Ähnlichkeitshypothesen in die Bewegungsgleichung erhält man nach Integration und Umformung das Gesetz für die Strahlausbreitung

$$\frac{b}{x-x_0} = \text{konst} = C_1 \quad (7)$$

und die Achsgeschwindigkeit

$$\frac{u_a}{\sqrt{M_0 \rho} / (x-x_0)} = \text{konst} = C_2 \quad (8)$$

Alle stationäre Strahlen im ruhenden Medium besitzen ein universelles Ausbreitungsgesetz mit linear anwachsender Strahlbreite (b gilt als Maß für die Breite der Diffusionszone, wo $u = 0,5 u_a$ ist) und hyperbolischem Abfall der Achsgeschwindigkeit nach Gl. (7) bzw. (8). Die Bilder 11 und 12 zeigen die Verteilung der wesentlichen Strömungsgrößen in Hauptströmungsrichtung und quer dazu für einen vollturbulenten Freistrahler in ruhender Umgebung. Die turbulenten Geschwindigkeiten auf der Strahlachse nehmen im Bereich der vollentwickelten Strömung etwa in gleichem Maße wie die mittleren mit der Entfernung von der Düse ab. Die auf die lokale mittlere Achsgeschwindigkeit bezogene turbulente Längsschwankung auf der Strahlachse wächst stetig an und nähert sich einem konstanten Wert im Bereich der Ähnlichkeit. Die Verteilung der mittleren und turbulenten Geschwindigkeiten über den Strahlquerschnitt für genügend große Entfernungen ist qualitativ ähnlich und weist ein Maximum auf der Strahlachse auf. Die turbulente

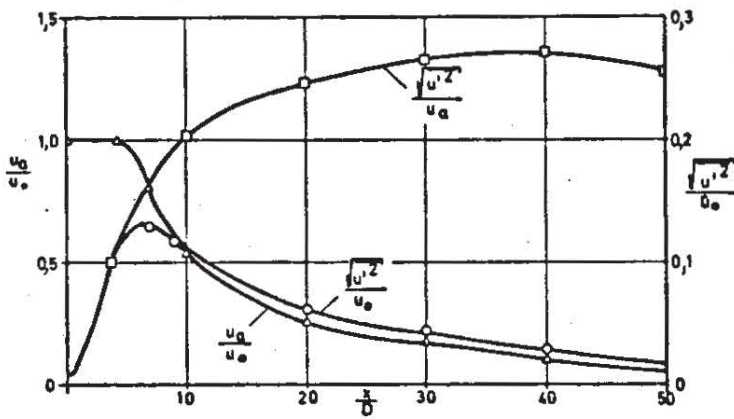


Bild 11 Abnahme der mittleren und turbulenten Geschwindigkeiten auf der Strahlachse nach [32].

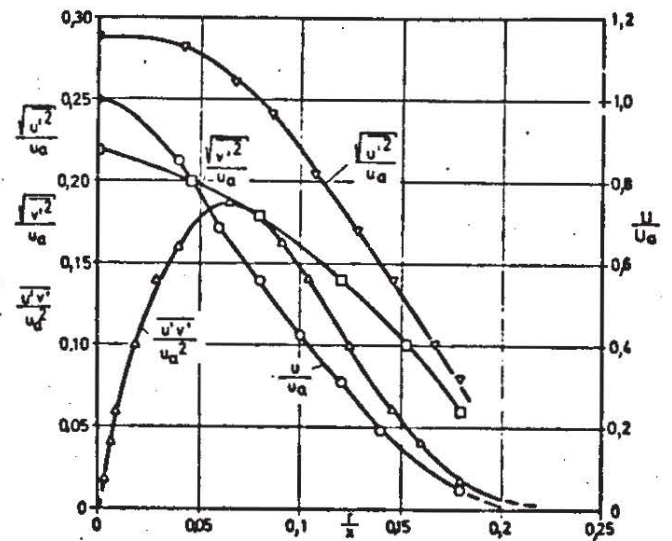


Bild 12 Verteilung der mittleren und turbulenten Geschwindigkeiten im Ähnlichkeitsbereich nach [46].

Schubspannung dagegen wird auf der Strahlachse und gegen den Strahlrand hin Null und besitzt dazwischen ein ausgeprägtes Maximum.

Da der Auskolkprozess bei gegebenen Sedimenteigenschaften eindeutig durch die Charakteristik des Freistrahles bestimmt wird, ist auf Grund der vorhandenen Ähnlichkeitsgesetze der Strahlströmung unter noch zu definierenden Bedingungen auch eine Ähnlichkeit der erzeugten Kolkprofile zu erwarten. Da die Strahlströmung für $x/D < 12 \div 16$ außer vom Impulsfluß M_0 auch merklich vom Abstandsverhältnis x/D abhängt, ist in diesem Bereich von Abstandsverhältnissen außer mit dem Einfluß von M_0 auch mit einem Einfluß des Abstandsverhältnisses x/D auf die Erosion zu rechnen. Außerhalb des Einflussbereiches des Abstandsverhältnisses wird die Strömung und die daraus resultierende Erosion allein durch den Ausgangsimpulsfluss des Strahles bestimmt.

3.3 Pulsierende Freistrahlen

3.3.1 Übersicht

Im folgenden Abschnitt werden die instationären Bewegungsgleichungen für pulsierende turbulente Freistrahlen an Hand der Betrachtung der Größenordnung der einzelnen Terme der Gleichungen diskutiert. Es werden zwei prinzipielle Möglichkeiten

der Aufspaltung der momentanen Geschwindigkeiten u, v und w in einen stochastischen und einen nicht-stochastischen Anteil und die entsprechenden Wege der Mittelwertbildung nach Substitution in die Bewegungsgleichungen beschrieben.

Die erste Methode entspricht dem konventionellen Weg der Überführung der Navier-Stokes Gleichungen in die sogenannten Reynolds-Gleichungen, wobei eine zeitliche Mittelwertbildung (Bezeichnung z.B. \bar{u}) über den Zeitmaßstab der turbulenten und der periodischen Bewegungen vorgenommen wird. Das resultierende Gleichungssystem und die bei einem Lösungsversuch derzeit kaum überwindbaren grundsätzlichen Schwierigkeiten werden erörtert.

Der zweite Weg zu theoretisch fundierten Aussagen über das Strömungsfeld des pulsierenden Strahles zu gelangen, besteht in der statistischen Mittelwertbildung über ausreichend viele (theoretisch $n \rightarrow \infty$) Realisierungen der Strömung unter den stets "gleichen" Anfangs- und Randbedingungen zur gleichen Zeit t (Bezeichnung z.B. $\langle u \rangle$). Dieses Vorgehen geht nach Remke [37] offenbar auf Monin und Jaglom [49] zurück und wurde von Remke übernommen. Auf Grund der Stationarität und Ergodizität der Strömungsereignisse kann man den gleichen Ensemble-Mittelwert auch bei einer einzigen Realisierung der Strömung erhalten. Zu diesem Zweck muß über eine ausreichend große Anzahl n von diskret aufgenommenen Strömungsgrößen gemittelt werden, die zur Zeit $t = t_0 + n \cdot t_p$ ($n = 0, 1, 2, \dots, \infty$) an einem Punkt auftreten, mit $0 \leq t_0 \leq n t_p$ ($t_p =$ Schwingungsdauer einer Periode), siehe Chang, Plate u.a. [51]. Die statistische Mittelwertbildung zu einer festen Zeit t über ein Ensemble von Strömungen hat gegenüber der zeitlichen Mittelwertbildung den Vorteil, daß die periodischen Anteile der Strömungsgrößen bei der Mittelung nicht geglättet werden, sondern in den Bewegungsgleichungen erhalten bleiben und dort bei der Abschätzung der Größenordnungen eine entscheidende Aussage über den Einfluß der Pulsation ermöglichen. Remke, der sich als erster mit der analytischen Behandlung des pulsierenden Freistrahls befasste, hat bei der Betrachtung der Größenordnungen der Terme der Bewegungsgleichung nur die mittlere Achsgeschwindigkeit

als Bezugsgröße benutzt. Hierbei ging eine entscheidene Information über den Einfluß der Pulsationsamplitude verloren. Remke hat eine Lösung für den asymptotischen Bereich vorgeschlagen, die eine tatsächlich nicht vorhandene periodische Zeitfunktion enthält und keine Aussage über den Einfluß der Pulsation auf die Strahlverbreiterung macht.

In der vorliegenden Arbeit wird durch die Einführung zweier unabhängiger Geschwindigkeitsmaßstäbe (einen für die konvektiven und einen für die lokalen Beschleunigungen) bei der Abschätzung der Größenordnungen eine allgemeingültigere Aussage über den Pulsationseinfluß erreicht, weil die beiden unabhängigen Pulsationsgrößen (Frequenz und Amplitude) gleichzeitig erfaßt werden können. Mit Hilfe physikalischer Plausibilitätsbetrachtungen und der Unterstützung durch experimentelle Ergebnisse vorwiegend aus der Arbeit von Favre-Marinnet, Binder u.a. [34,35] wird gezeigt, daß das Strömungsfeld aus einem düsennahen unmittelbar durch die Pulsation beeinflussten Bereich und einem stromab gelegenen stationären Bereich mit erhöhter Turbulenzintensität besteht. Der zweite (für die Strahlerosion besonders interessante) Bereich wird durch eine Ähnlichkeitsanalyse beschrieben, die unter Verwendung der experimentellen Daten von [34,35] einen Beitrag zur analytischen Behandlung der Erosion durch stationäre und pulsierende Strahlen leistet.

3.3.2 Bewegungsgleichungen

Die experimentelle und theoretische Forschung hat auf dem Gebiet der stationären turbulenten freien Scherströmungen mit Grenzschichtcharakter für die einfacheren Fälle mit turbulenzarmen Grundströmungen bereits wesentliche Erkenntnisse gebracht, die in mathematische Modelle Eingang fanden. Der Stand der Kenntnis über die freien Scherströmungen mit periodischem Geschwindigkeitsanteil ist jedoch noch sehr unzureichend, so daß selbst relativ einfache Strömungen weder analytisch noch numerisch bislang erfassbar sind.

Das bei dem vorliegenden Erosionsvorgang auftretende Strömungsfeld, erzeugt durch einen Düsenstrahl mit konstanter mittlerer Austrittsgeschwindigkeit $\bar{u}_0 = \text{konst}$ und einem periodischen Geschwindigkeitsanteil $u_p(t) = u_{p0} \cdot \sin 2\pi ft$, stellt einen relativ einfachen Fall eines periodisch pulsierenden turbulenten Freistrahls dar. Die Abschätzung der Größenordnungen der einzelnen Terme der Gleichungen für die Massen- und Impulserhaltung soll unter Berücksichtigung empirischer Daten zeigen, unter welchen Bedingungen und in welchem Bereich der Strömung sich der Einfluß der Strahlpulsation bemerkbar macht. Außerdem soll die Tendenz der pulsationsbedingten Änderung charakteristischer Makrogrößen gegenüber dem stationären Strömungsfeld vorausgesagt werden. Obwohl die technisch erzeugten pulsierenden Strahlen meist mehr als einen harmonischen Pulsationsanteil haben, soll hier der Einfachheit und Übersichtlichkeit wegen nur die Grundschwingung zur Analyse herangezogen werden. Dies ist in erster Näherung dann gerechtfertigt, wenn die Grundschwingung den weitaus größten Energieanteil der Pulsation beinhaltet. Der Satz der Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls bei inkompressiblen Strömungen ohne Schwerkräfteinfluß lautet in Zylinderkoordinaten x, r und φ :

$$\text{Massenerhaltung:} \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial rv}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} = 0 \quad (9)$$

$$\text{Impulserhaltung:} \quad (10)$$

$$x: \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u$$

$$r: \quad \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} - \frac{w^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\nabla^2 v - \frac{v}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial w}{\partial \varphi} \right)$$

$$\varphi: \quad \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{w}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{vw}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \nu \left(\nabla^2 w - \frac{w}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \varphi} \right)$$

$$\text{mit} \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2}$$

Zeitliche Mittelung: Die momentanen Geschwindigkeiten u, v, w einer Strömung werden in einen zeitunabhängigen, einen periodischen und einen rein statistischen Anteil wie folgt aufgespalten:

$$\begin{aligned} u(x, r, \varphi, t) &= \bar{u}(x, r) + u_p(x, r, t) + u'(x, r, \varphi, t) \\ v(x, r, \varphi, t) &= \bar{v}(x, r) + v_p(x, r, t) + v'(x, r, \varphi, t) \\ w(x, r, \varphi, t) &= \bar{w}(x, r) + w_p(x, r, t) + w'(x, r, \varphi, t) \\ p(x, r, \varphi, t) &= \bar{p}(x, r) + p_p(x, r, t) + p'(x, r, \varphi, t) \end{aligned}$$

Nach Substitution dieser Ausdrücke in die oben stehenden Navier-Stokes-Gleichungen und einer anschließenden zeitlichen Mittelung einer realisierten Strömung im Reynolds'schen Sinne, mit

$$\bar{f}(x, r, \varphi) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{nt_p} \int_0^{nt_p} f(x, r, \varphi, t) dt \quad (11a)$$

$$0 = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{nt_p} \int_0^{nt_p} f_p \cdot f' dt \quad (11b)$$

werden die Mittelwerte sämtlicher Zeitableitungen $\partial / \partial t$ zu Null. Somit ergibt sich unter Einbeziehung der Kontinuitätsgleichung bei den konvektiven Gliedern auf der linken Seite folgendes Gleichungssystem:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \varphi} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{v}}{\partial r} = 0 \quad (12)$$

und

$$x: \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial r \bar{u} \bar{v}}{r \partial r} + \frac{\partial \bar{u} \bar{w}}{r \partial \varphi} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} r (\bar{u}_p \bar{v}_p + \bar{u}' \bar{v}') + \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{u}_p \bar{w}_p + \bar{u}' \bar{w}') \right\} - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_p^2 + \bar{u}'^2) + \nu \nabla^2 \bar{u} \quad (13)$$

$$r: \frac{\partial \bar{u} \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial r \bar{v}^2}{r \partial r} + \frac{\partial \bar{v} \bar{w}}{r \partial \varphi} - \frac{\bar{w}^2}{r} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} - \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} r (\bar{v}_p^2 + \bar{v}'^2) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{v}_p \bar{w}_p + \bar{v}' \bar{w}') - (\bar{w}_p^2 + \bar{w}'^2) \right\} - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_p \bar{v}_p + \bar{u}' \bar{v}') + \nu (\nabla^2 \bar{v} - \frac{\bar{v}^2}{r} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \bar{w}}{\partial \varphi})$$

$$\varphi: \frac{\partial \bar{u} \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial r \bar{u} \bar{w}}{r \partial r} + \frac{\partial \bar{w}^2}{r \partial \varphi} + \frac{\bar{w} \bar{v}}{r} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} r (\bar{v}_p \bar{w}_p + \bar{v}' \bar{w}') + \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{w}_p^2 + \bar{w}'^2) + \bar{w}_p \bar{v}_p + \bar{w}' \bar{v}' \right\} - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_p \bar{w}_p + \bar{u}' \bar{w}') + \nu (\nabla^2 \bar{w} - \frac{\bar{w}^2}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \varphi})$$

Dies sind die Reynolds-Gleichungen in Zylinderkoordinaten mit den Zusatztermen für die turbulenten Normal- und Schubspannungen infolge Pulsation (z.B. $\overline{u_p^2}$, $\overline{u_p v_p}$). Da im folgenden nur vollturbulente Strömungen betrachtet werden, können die mit ν multiplizierten Glieder vernachlässigt werden. Da es sich um eine axialsymmetrische drallfreie Strahlströmung handelt, werden folgende Größen zu Null

$$\begin{aligned} \overline{w} &= 0 \quad , \quad w_p = 0 \quad , \\ \frac{\partial}{\partial \varphi} &= 0 \quad , \\ \overline{w v'} &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

Das vereinfachte Gleichungssystem lautet somit

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial r \overline{v}}{r \partial r} &= 0 \\ \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial x} + \frac{\partial r \overline{u v}}{r \partial r} &= - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x} - \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} r (\overline{u_p v_p} + \overline{u' v'}) \right\} - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u_p^2} + \overline{u'^2}) \\ \frac{\partial \overline{u v}}{\partial x} + \frac{\partial r \overline{v^2}}{r \partial r} &= - \frac{\partial \overline{p}}{\partial r} - \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} r (\overline{v_p^2} + \overline{v'^2}) - \overline{w'^2} \right\} - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u_p v_p} + \overline{u' v'}) \\ 0 &= - \frac{\partial}{\partial x} \overline{u' w'} \end{aligned} \quad (15)$$

Die Größe L_x bzw. L_r wird als charakteristischer Längenmaßstab für die x-Richtung bzw. die r-Richtung und U_a bzw. V als Geschwindigkeitsmaßstab für die u-Komponente bzw. die v-Komponente gewählt. Als Maßstab für die turbulenten Geschwindigkeitsgrößen wird v^2 gewählt. Da $\overline{u'^2} \sim \overline{v'^2} \sim \overline{w'^2} \sim v^2$ ist, können die turbulenten Schubspannungen als Produkt des Korrelationskoeffizienten R und der Referenzgeschwindigkeit v^2 ausgedrückt werden. Man erhält dann die Größenordnungen der einzelnen Terme unter der Voraussetzung des Grenzschichtcharakters der Strömung ($L_x/L_r \gg 1$):

Kontinuitätsgleichung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial r \overline{v}}{r \partial r} &= 0 \\ \frac{U_a}{L_x} + \frac{V}{L_r} &, \quad \rightarrow \quad \frac{U_a}{V} \sim \frac{L_x}{L_r} \gg 1 \end{aligned} \quad (16)$$

Impulsgleichung:

(17)

$$\begin{aligned}
 x: \quad \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial r \bar{u} \bar{v}}{r \partial r} &= - \frac{\partial \bar{p}}{\rho \partial x} - \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} r (\bar{u}_p \bar{v}_p + \bar{u}' \bar{v}') \right\} - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_p^2 + \bar{u}'^2) \\
 \frac{u_a^2/L_x}{1} \quad \frac{V u_a/L_r}{1} & \quad \frac{\Delta p_x/\rho L_x}{\frac{1}{\rho} \frac{\Delta p_x}{u_a^2}} \gg 1 \quad \frac{R_{u_p v_p} v_p^2/L_r}{\gg 1} \quad \frac{R_{u' v'} v'^2/L_r}{\gg 1} \quad \frac{v_p^2/L_x}{\ll 1} \quad \frac{v'^2/L_x}{\ll 1} \\
 r: \quad \frac{\partial \bar{u} \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial r \bar{v}^2}{r \partial r} &= - \frac{\partial \bar{p}}{\rho \partial r} - \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} r (\bar{v}_p^2 + \bar{v}'^2) - \bar{w}^2 \right\} - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_p \bar{v}_p + \bar{u}' \bar{v}') \\
 \frac{u_a v/L_x}{1} \quad \frac{V^2/L_r}{1} & \quad \frac{\Delta p_r/\rho L_r}{\frac{1}{\rho} \frac{\Delta p_r (L_x)^2}{u_a^2}} \gg 1 \quad \frac{v_p^2/L_r}{\gg 1} \quad \frac{v'^2/L_r}{\gg 1} \quad \frac{v^2/L_r}{\gg 1} \quad \frac{R_{u_p v_p} v_p^2/L_x}{1} \quad \frac{R_{u' v'} v'^2/L_x}{1} \\
 \varphi: \quad 0 &= - \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}' \bar{w}' \\
 & \quad \frac{R_{u' v'} v'^2/L_x}{\ll 1}
 \end{aligned}$$

Die Gleichsetzung der Terme gleicher Größenordnung der Bewegungsgleichung in radialer Richtung liefert

$$0 = - \frac{\partial \bar{p}}{\rho \partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (\bar{v}_p^2 + \bar{v}'^2) + \frac{\bar{w}^2}{r} \quad (18)$$

Nach Integration über r

$$\frac{\bar{p}}{\rho} = \frac{\bar{p}_\infty}{\rho} - (\bar{v}_p^2 + \bar{v}'^2) + \int_r^\infty \frac{(\bar{v}_p^2 + \bar{v}'^2) - \bar{w}^2}{r} dr \approx \frac{\bar{p}_\infty}{\rho} - (\bar{v}_p^2 + \bar{v}'^2) \quad (19)$$

und Einsetzen in die Bewegungsgleichung in x-Richtung ergibt sich

$$\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial r \bar{u} \bar{v}}{r \partial r} = - \frac{d \bar{p}_\infty}{\rho dx} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r (\bar{u}_p \bar{v}_p + \bar{u}' \bar{v}') \right\} - \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_p^2 + \bar{u}'^2 - (\bar{v}_p^2 + \bar{v}'^2)) \quad (20)$$

Mit $d \bar{p}_\infty / dx = 0$ und der Abschätzung $\bar{u}_p^2 \approx \bar{v}_p^2$ und $\bar{u}'^2 \approx \bar{v}'^2$ lautet die Gleichung

$$\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial r \bar{u} \bar{v}}{r \partial r} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r (\bar{u}_p \bar{v}_p + \bar{u}' \bar{v}') \right\} \quad (21)$$

Mit den Definitionen für die Schubspannungen infolge periodischer und turbulenter Schwankungen ($\tau_p = -\rho \overline{u_p v_p}$, $\tau_t = -\rho \overline{u'v'}$) folgt der vollständige Gleichungssatz

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial r \bar{v}}{r \partial r} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial r \bar{u} \bar{v}}{r \partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r (\tau_p / \rho + \tau_t / \rho) \right\} \end{aligned} \quad (22)$$

mit den zugehörigen Randbedingungen.

Die Bewegungsgleichung hat formal die gleiche Gestalt wie die für nicht-pulsierende Strömungen. Die Pulsation äußert sich nicht nur in dem Zusatzterm τ_p , sondern auch im Term τ_t . Dies bedeutet, daß der Pulsationseffekt am Strahlursprung vorwiegend in der Größe $\overline{u_p v_p}$ steckt, während er in größerer Entfernung von der Pulsationsquelle allmählich ganz in die Erhöhung von $\overline{u'v'}$ übergeht. Zur Schließung des Gleichungssystems bzw. zur Berechnung der mittleren Geschwindigkeiten \bar{u} , \bar{v} müßte demnach eine Turbulenzhypothese getroffen werden, die es ermöglicht, die beiden zusätzlichen unbekanntenen Schubspannungen τ_p und τ_t mit den mittleren Geschwindigkeiten zu koppeln. Beim Angehen dieses Problems treten einige grundsätzliche Schwierigkeiten auf, die es beim derzeitigen Stand der Kenntnisse nahezu unmöglich machen, eine theoretische Berechnung anzustellen: Die Bewegungsgleichung in x-Richtung, die auf die Grenzschichtvereinfachungen zurückgeht, verliert ihre Gültigkeit im Bereich der düsennahen Strömung, wo die Abmessungen in Hauptströmungsrichtung und quer dazu in der gleichen Größenordnung liegen. Die dem Strahl an der Düsenaustrittsebene aufgeprägte Pulsation wird erstens stark amplitudengedämpft und zweitens infolge Strömungsinstabilität und Nichtlinearitätseffekt sehr schnell in andersfrequente (höher- und niederfrequente) turbulente Bewegung überführt. Daher verschwindet jede periodische Größe bereits nach wenigen Düsendurchmessern - vergleiche hierzu das Zerfallen der Kármán'schen Wirbel hinter einem umströmten Zylinder bei $Re > 300$ nach [50]. Dies bedeutet jedoch, daß der periodische Teil des Strömungsfeldes sich mit den Grenzschichtgleichungen voraussetzungs-

gemäß kaum erfassen lässt. Der Versuch, das vollständige Gleichungssystem zu lösen, erscheint in Anbetracht der Schwierigkeit bei der Beschreibung der zeitlich gemittelten Schubspannungen aus periodischem und turbulenter Anteil als wenig erfolgversprechendes Unternehmen. Das hierzu notwendige analytische Vorgehen bedient sich anderer Mittel und Methoden als die in der vorliegenden Arbeit herangezogenen. Die bisherigen analytischen Untersuchungen über die amplituden- und frequenzabhängige Entwicklung der instabilen turbulenten Scherschicht zwischen austretendem Strahl und ruhender Umgebung liefern nur Stabilitätsaussagen, die für die Beschreibung des Strömungsfeldes unzulänglich sind.

Statistische Mittelung. Da bei der zeitlichen Mittelung der Bewegungsgleichungen die Information über den Einfluß der Pulsationsfrequenz und -amplitude fast gänzlich verloren geht, ist es zur Abschätzung dieses Einflusses sinnvoll, eine Ensemble-Mittelung durchzuführen. Die Strömungsgrößen werden in einen stochastischen (z.B. u') und einen periodischen Anteil (z.B. $\langle u \rangle$) aufgespaltet, wobei der periodische Anteil den konstanten Mittelwert (z.B. \bar{u}) enthält. Die Ersatzgrößen lauten somit:

$$\begin{aligned}u(x, r, \varphi, t) &= \langle u \rangle (x, r, \varphi, t) + u' (x, r, \varphi, t) \\v(x, r, \varphi, t) &= \langle v \rangle (x, r, \varphi, t) + v' (x, r, \varphi, t) \\w(x, r, \varphi, t) &= \langle w \rangle (x, r, \varphi, t) + w' (x, r, \varphi, t) \\p(x, r, \varphi, t) &= \langle p \rangle (x, r, \varphi, t) + p' (x, r, \varphi, t)\end{aligned}$$

Beim Einsetzen dieser Ersatzterme in die Navier-Stokes Gleichung und der anschließenden Mittelbildung zur Zeit t über alle Realisierungen ist zu beachten, daß der Ensemble-Mittelwert gleich dem zeitlichen Mittelwert über eine Realisierung ist.

Dies bedeutet physikalisch, daß der Turbulenzanteil im Mittel aller Realisierungen gleich Null wird, d.h. $\langle u' \rangle = \overline{u'} = 0$, desgleichen für v' , w' , p' .

Bei der Behandlung der Gleichungen werden die gleichen Längenmaßstäbe wie in Gl.(16) und ein zusätzlicher Geschwindigkeitsmaßstab gewählt. Der Maßstab für die Längskoordinate x sei L_x , für die Querkoordinate r sei L_r . Es gelte $L_x/L_r \gg 1$. Der Maßstab für die Geschwindigkeit im konvektiven Beschleunigungsterm sei die maximale Differenz der mittleren Geschwindigkeiten im Strahlquerschnitt, für die x -Komponente U_a , für die r -Komponente V . Der Maßstab für die Geschwindigkeit im lokalen Beschleunigungsterm sei die maximale zeitliche Geschwindigkeitsdifferenz, für die x -Komponente ΔU_a , für die r -Komponente ΔV . Als Zeitmaßstab zur Charakterisierung des instationären Vorgangs wird die Periodendauer $t_p = 1/f$ der Strahlpulsation eingesetzt. Die Unterscheidung in zwei Geschwindigkeitsmaßstäbe U_a und ΔU_a und die Wahl der aufgeprägten Pulsationsfrequenz f als Zeitmaßstab ist deshalb erforderlich, weil die mittlere Strahlgeschwindigkeit, die Pulsationsamplitude und die Pulsationsfrequenz unabhängig voneinander sind und somit getrennt erfaßt werden müssen. Remke [37] dagegen, der nur einen Geschwindigkeitsmaßstab vorgibt, kann daher keine unmittelbare Information über den Einfluß der Pulsationsamplitude als Verhältnis von $\Delta U_a/U_a$ erhalten. Als Maßstab für die turbulenten Geschwindigkeiten werden die gleichen Größen wie in Gl. (17) benutzt. Unter der Annahme, daß die Methodik der Behandlung stationärer Strömungen als bekannt vorausgesetzt werden kann (Schlichting [31]), Hinze [32]), soll im wesentlichen das Augenmerk auf den Einfluß des instationären Zusatzterms \mathcal{P} (Pulsationsterm) gerichtet werden.

Das Gleichungssystem für die vollturbulente axialsymmetrische Strömung mit der Angabe der Größenordnung der Einzelterme bzw. deren Verhältnis zueinander lautet somit:

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \frac{\partial r \langle v \rangle}{r \partial r} = 0$$

$$u_a/L_x \quad V/L_r \quad \rightarrow \quad \frac{V}{L_r} \sim \frac{u_a}{L_x} ; \quad \frac{\Delta V}{L_r} \sim \frac{\Delta u_a}{L_x} \quad (23a)$$

Impulsgleichung:

(23b)

$$\begin{aligned}
 x: \quad \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} + \langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial r} &= - \frac{\partial \langle p \rangle}{\rho \partial x} - \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{r \partial r} - \frac{\partial \langle u'^2 \rangle}{\partial x} \\
 \frac{\Delta u_a / t_p}{u_a} \cdot \frac{L_x}{u_a t_p} \quad 1 \quad 1 &\quad \frac{\Delta p_x / \rho L_x}{\rho u_a^2} \quad R_{uv'} \cdot \frac{v^2 / L_r}{u_a^2} \quad \frac{v^2 / L_x}{u_a^2} \\
 \\
 v: \quad \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial t} + \langle u \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial r} &= - \frac{\partial \langle p \rangle}{\rho \partial r} - \frac{\partial \langle v'v' \rangle}{r \partial r} + \frac{\langle w'^2 \rangle}{r} - \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial x} \\
 \Delta v / t_p \quad u_a v / L_x \quad v^2 / L_r &\quad \Delta p_r / \rho L_r \quad v^2 / L_r \quad R_{v'v'} \cdot \frac{v^2 / L_x}{L_r} \\
 \frac{\Delta u_a \cdot L_x}{u_a \cdot u_a t_p} \quad 1 \quad 1 &\quad \frac{\Delta p_r}{\rho u_a^2} \left(\frac{L_x}{L_r} \right)^2 \quad \frac{v^2}{u_a^2} \left(\frac{L_x}{L_r} \right)^2 \quad R_{u'v'} \cdot \frac{v^2}{u_a^2} \frac{L_x}{L_r} \\
 \\
 \varphi: \quad 0 &= - \frac{\partial}{\partial x} \langle u'w' \rangle \\
 &\quad R_{u'w'} \cdot \frac{v^2}{L_x} \\
 &\quad \ll 1
 \end{aligned}$$

Im folgenden werden die Größen

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta u_a}{u_a} &= \alpha \quad \text{als Amplitudenparameter} \\
 \text{und} \quad \frac{L_x}{u_a t_p} = \frac{L_x f}{u_a} &= S \quad \text{als Frequenzparameter}
 \end{aligned}$$

festgelegt. Der Term

$$P = \alpha \cdot S = \frac{\Delta u_a}{u_a} \cdot \frac{L_x f}{u_a}$$

wird als Pulsationsparameter bezeichnet. Die Größe P stellt das Verhältnis von den lokalen zu den konvektiven Beschleunigungsgliedern dar. Da der Pulsationsterm P ein Produkt aus Amplitudenparameter und Frequenzparameter ist, bestimmen Pulsationsamplitude und Pulsationsfrequenz unabhängig voneinander die Größe P . Selbst bei relativ hohen Geschwindigkeitsamplituden kann P vernachlässigt werden, falls die Schwingungsfrequenz f nur genügend klein ist und umgekehrt (quasistationäre Strömungsbedingungen). Da die zur Abschätzung der Größenordnung dienenden Terme dimensionslos sind,

erhält man durch Einsetzen geeigneter konstanter Bezugsgrößen in der Bewegungsgleichung (23) und den zugehörigen Anfangs- und Randbedingungen die Ähnlichkeitsparameter für die freie Strömung. Als Bezugslänge wird der Düsendurchmesser $D(L_x \hat{=} D)$, als Bezugsgeschwindigkeiten die Werte im Düsenaustrittsquerschnitt mit Index 0 gewählt ($\Delta U_a \hat{=} \Delta u_0$, $U_a \hat{=} \bar{u}_0$). Als Bezugsdruck wird $(\Delta p)_{\max}$ gewählt. Die Bewegungsgleichungen liefern somit die Ähnlichkeitskennzahlen des voll-turbulenten Strömungsfeldes:

$$\text{Pulsationsparameter } \mathcal{P} = \frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0} \cdot \frac{fD}{\bar{u}_0}$$

und Druckparameter $\frac{(\Delta p)_{\max}}{\rho \bar{u}_0^2}$,

mit dem Amplitudenparameter $\Delta u_0 / \bar{u}_0 = \alpha$ und dem Frequenzparameter bzw. der Strouhalzahl fD / \bar{u}_0 . Die anschließende Diskussion wird zeigen, daß im interessierenden Bereich von Pulsationsparametern ($\mathcal{P} \sim 1$) der Einfluß des Druckparameters auf die Strömung vernachlässigbar klein ist ($(\Delta p)_{\max} / \rho \bar{u}_0^2 \approx 0$).

Im folgenden sollen einige Einflussbereiche des Parameters \mathcal{P} an Hand der Betrachtungen der Größenordnungsverhältnisse in Gl. (23) diskutiert werden:

a.) Pulsationseinfluß vernachlässigbar:

Falls der Pulsationsterm

$$\mathcal{P} = \frac{\Delta u_a}{u_a} \frac{L_x}{u_a t_p} \ll 1$$

ist, kann der Term \mathcal{P} gegenüber den anderen Termen mit der Größenordnung 1 in guter Näherung vernachlässigt werden. Dies hat zur Folge, daß das Strömungsfeld als quasistationär betrachtet werden kann und die bekannten stationären Lösungen verwendet werden können.

Dadurch, daß Remke nur eine Ähnlichkeitskennzahl, nämlich die Strouhalzahl $S = \omega L_x / U_a$ einführt, treten Schwierigkeiten bei der Interpretation des Einflusses von S auf, wenn $L_x \rightarrow \infty$ und $U_a \rightarrow 0$ geht. Durch die lokale Ähnlichkeitskennzahl P läßt sich zeigen, daß ein unmittelbarer Pulsationseinfluß nur solange besteht als die Amplitude ΔU_a des periodischen Anteils größer als Null ist. Zufolge der Zähigkeitskräfte und des turbulenten Impulsaustausches wird ΔU_a mit zunehmendem x sehr rasch gedämpft, so daß P schließlich Null wird.

b.) Pulsationseinfluß wesentlich:

Wenn die lokale Beschleunigung die Größenordnung der konvektiven Beschleunigung erreicht ($P \sim 1$), so besagt die Gleichung für die Radialrichtung, daß unter der Annahme $(v^2 / U_a^2)_{\max} \sim 1$ das Druckglied $(\Delta p)_r / \rho U_a^2$ höchstens von der gleichen Größenordnung wie v^2 / U_a^2 sein kann. Aus dieser Forderung folgt nun durch Gleichsetzen der Terme mit der höchsten Größenordnung

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial r \langle u'^2 \rangle}{\partial r} + \frac{\langle w'^2 \rangle}{r} \quad (24)$$

Nach Integration über r folgt

$$0 = -\frac{1}{\rho} (\langle p \rangle_\infty - \langle p \rangle) - \frac{\langle v'^2 \rangle}{r} + \int_r^\infty \frac{\langle w'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle}{r} dr, \quad (25)$$

unter Vernachlässigung des Integrals wegen $\langle w'^2 \rangle \approx \langle v'^2 \rangle$ ergibt sich

$$\frac{\langle p \rangle}{\rho} = \frac{\langle p \rangle_\infty}{\rho} + \langle v'^2 \rangle, \quad (26)$$

eine Beziehung, die der für stationäre Strahlen völlig gleich ist. Diese Beziehung in die Gleichung für die Hauptbewegungsrichtung eingesetzt, ergibt mit $\langle p \rangle_\infty = \text{konst}$ die instationäre Grenzschichtgleichung in der Form

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} + \langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial r \langle u'v' \rangle}{\partial r} - \frac{\partial (\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle)}{\partial x} \quad (27)$$

mit den Anfangsbedingungen

$$x = 0, \quad 0 \leq r \leq D/2: \quad u_0 = \bar{u}_0 + \frac{\Delta u_0}{2} \sin 2\pi ft$$

Führt man mit Hilfe der konstanten Bezugsgrößen D (Länge), $1/f$ (Zeit) und Δu_0 bzw. \bar{u}_0 (Geschwindigkeit) dimensionslose Größen (mit $^+$ bezeichnet) ein, so ergibt sich

$$\frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0} \cdot \frac{fD}{\bar{u}_0} \cdot \frac{\partial \langle u^+ \rangle}{\partial t^+} + \langle u^+ \rangle \frac{\partial \langle u^+ \rangle}{\partial x^+} + \langle v^+ \rangle \frac{\partial \langle u^+ \rangle}{\partial r^+} = - \frac{\partial r^+ \langle u^+ v^+ \rangle}{r^+ \partial r^+} - \frac{\partial (\langle u^{+2} \rangle - \langle v^{+2} \rangle)}{\partial x^+} \quad (28)$$

mit Anfangsbedingung: $x/D = 0, \quad 0 \leq r/D \leq 1/2:$

$$\frac{u}{\bar{u}_0} = 1 + \frac{\Delta u_0/2}{\bar{u}_0} \sin 2\pi ft,$$

wobei $\langle u^+ \rangle = \frac{\langle u \rangle}{\bar{u}_0}$, $\langle v^+ \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\bar{u}_0}$, $x^+ = \frac{x}{D}$, $r^+ = \frac{r}{D}$, $t^+ = \frac{t}{f}$ ist.

Dies zeigt, daß die Strömung eindeutig durch die Ähnlichkeitsparameter $S = fD/\bar{u}_0$ und $\alpha = \Delta u_0/\bar{u}_0$ bestimmt ist.

c.) Pulsationseinfluß dominierend:

Bei Lokalbeschleunigungen, die sehr viel größer sind als die Konvektivbeschleunigungen, kann der Pulsationsterm P nur noch durch das Druckglied $(\Delta p)_x/U_a^2 g$ oder gegebenenfalls noch durch das Turbulenzglied $R_{u,v} v^2/U_a^2 \cdot L_x/L_r$ kompensiert werden. Strömungsfälle, bei denen das Verhältnis von Lokal- zu Konvektivbeschleunigung bzw. das Druckglied sehr viel größer als "1" ist, sollen hier nicht untersucht werden. Hier handelt es sich um eine Strömung mit zusätzlicher oder vorwiegender Ausbreitung von Verdichtungswellen (Druckwellen), was im vorliegenden Fall nicht relevant ist.

Die folgenden Betrachtungen zeigen, wie die instationäre Gleichung außerhalb des Bereiches des unmittelbaren Pulsationseinflusses in die stationäre Gleichung übergeht.

Integriert man die Grenzschichtgleichung (27) in der Form

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \langle u^2 \rangle}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \langle u v \rangle}{\partial r} = - \frac{1}{r} \frac{\partial r \langle u' v' \rangle}{\partial r} - \frac{\partial (\langle u^2 \rangle - \langle v^2 \rangle)}{\partial x} \quad (29)$$

einmal nach r von der Strahlachse bis zum Strahlrand, der für die Integration durch ∞ ersetzt werden kann, so erhält man

(30a)

$$2\pi \int_0^{\infty} \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} r dr + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ 2\pi \int_0^{\infty} \langle u^2 \rangle r dr \right\} + 2\pi [r \langle u v \rangle] \Big|_0^{\infty} = - 2\pi [r \langle u' v' \rangle] \Big|_0^{\infty} - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ 2\pi \int_0^{\infty} (\langle u^2 \rangle - \langle v^2 \rangle) r dr \right\}$$

$$2\pi \int_0^{\infty} \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} r dr + 2\pi \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \int_0^{\infty} (\langle u^2 \rangle + (\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle)) r dr \right\} = 0 \quad (30b)$$

Eine weitere Integration über x ergibt

$$2\pi \int_{x_1}^{x_2} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} r dr \right\} dx + \left[2\pi \int_0^{\infty} \{ \langle u^2 \rangle + (\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle) \} r dr \right] \Big|_{x_1}^{x_2} = 0 \quad (31a)$$

oder

$$2\pi \int_0^{\infty} \left\{ \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} dx \right\} r dr + \left[2\pi \int_0^{\infty} \{ \langle u^2 \rangle + (\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle) \} r dr \right] \Big|_{x_1}^{x_2} = 0 \quad (31b)$$

Legt man die Integrationsgrenze $x_1 < x_2$ so fest, daß für $x > x_1$ der periodische Anteil von $\langle u \rangle$ verschwindet, so wird das erste Integral zu Null und für die Ensemble-Mittelwerte können die zeitlichen Mittelwerte gesetzt werden. Die Gleichung lautet somit

$$2\pi \left[\int_0^{\infty} \{ \bar{u}^2 + (\bar{u}'^2 - \bar{v}'^2) \} r dr \right] \Big|_{x_1}^{x_2} = 0 \quad (32)$$

Da die obere Grenze x_2 beliebig sein kann, bedeutet dies, daß der Impulsfluß

$$M = 2\pi g \int_0^{\infty} \{ \bar{u}^2 + (\bar{u}'^2 - \bar{v}'^2) \} r dr = \text{Konst} \quad (33)$$

und gleich dem zeitlich gemittelten Impulsfluß \bar{M}_0 des Düsenstrahls ist, mit

$$\bar{M}_0 = 2\pi \int_0^{nt_p} \frac{1}{nt_p} \left\{ \int_0^{D/2} u_0^2 r dr \right\} dt = 2\pi \int_0^{nt_p} \frac{1}{nt_p} [\bar{u}_0 (1 + \frac{\alpha}{2} \sin 2\pi ft)]^2 dt$$

$$\bar{M}_0 = \int \bar{u}_0^2 (1 + \frac{\alpha^2}{8}) \cdot F_{Düse}$$

Für $x > x_1$ vereinfacht sich somit die Bewegungsgleichung (27) zur Form

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{u}' \bar{v}'}{\partial r} - \frac{\partial (\bar{u}'^2 - \bar{v}'^2)}{\partial x} \quad (34)$$

die völlig gleichlautend den Gleichungen für den stationären turbulenten Freistrahls ist.

3.3.3 Ähnlichkeitsanalyse

Aus obigen Überlegungen wird ersichtlich, daß der Gesamtimpulsfluß eine von x und t unabhängige invariante Größe des Strömungsfeldes erst für $x > x_1$ darstellt. Unter diesen Bedingungen ist eine zeitunabhängige rein geometrische Ähnlichkeit des Strömungsfeldes möglich. Falls eine derartige Ähnlichkeit existiert, liesse sich unter Heranziehung einiger experimentell ermittelter Strömungsgrößen ein sehr enger physikalisch und analytisch begründeter Zusammenhang zwischen dem Strömungsfeld stationärer und pulsierender Strahlen herstellen. Gleichzeitig könnte dadurch ein tieferer Einblick in die Wirkungsweise pulsierender Strahlen bei der Sohlerosion gewonnen werden. Die Hauptfrage nach dem Effekt der Strahlpulsation bezieht sich auf die Verteilung der mittleren Geschwindigkeiten und die Entwicklung der Strahlbreite. Von zweitrangigem Interesse ist die Frage nach der Verteilung und Intensität der turbulenten Schwankungsgrößen.

Die experimentellen Untersuchungen von Favre-Marinet, Binder u.a. [34,35] sowie von Remke [37] zeigen, daß für die mittleren Geschwindigkeitsprofile bereits für x/D etwa 6 das gleiche Ähnlichkeitsprofil vorliegt wie beim stationären Strahl, der erst bei $x/D > \text{ca. } 12 \div 16$ diese Ähnlichkeit zeigt. Die Messungen von Remke, können abgesehen von den relativ starken Streuungen der Meßergebnisse innerhalb des Meßbereichs ($x/D \leq 15$) noch keine Ähnlichkeitsprofile für die turbulenten Schwankungsgrößen nachweisen. Auf Grund der rasch sich einstellenden Affinität der mittleren Geschwindigkeiten kann auch infolge der durch die mittleren Geschwindigkeiten produzierten Eigenturbulenz mit einer rascheren Einstellung der Affinität der Turbulenzgrößen ($x/D \approx 20 \div 30$) im Vergleich zum stationären Strahl ($x/D \approx 40 \div 50$) gerechnet werden. Die Messungen von Binder und Miyake [41] zeigen, daß auf der Strahlachse bereits nach $12 D$ die Verteilung der turbulenten Energieanteile auf die einzelnen Frequenzen gleich ist wie im stationären Strahl, siehe Bild 13. Dies legt den physikalisch plausiblen Schluß nahe, daß die Turbulenzstruktur in beiden Strömungen gleich ist und daher auch mit gleichen Ähnlichkeitsprofilen für die Turbulenzgrößen bereits bei relativ kleinen x/D -Werten gerechnet werden kann.

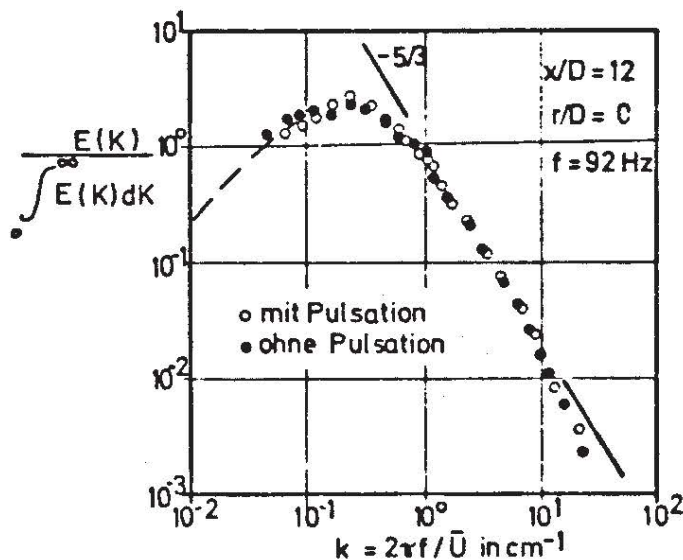


Bild 13 Normiertes Energiespektrum für die Längsschwankungen nach [39].

Durch die plausible Annahme der Gültigkeit der Ähnlichkeitsgesetze für den pulsierenden Freistrahл ist mit Einbeziehung experimenteller Daten eine quantitative Angabe über die Veränderung der fiktiven Strömungsgrößen in unmittelbarer Sohl-nähe möglich. In Verbindung mit dem Experiment kann eine Aus-sage über die Auswirkung der Pulsation auf den Erosionsvor-gang gemacht werden.

Die Ähnlichkeitsfunktionen mit $\eta = r/b$

$$\begin{aligned} u &= u_a f(\eta); \\ \overline{u^2} &= u_a^2 g_1(\eta), \quad \overline{v^2} = u_a^2 g_2(\eta); \\ \overline{u'v'} &= u_a^2 g_{1,2}(\eta), \end{aligned} \quad (35)$$

ergeben nach Einsetzen dieser Beziehungen in die Bewegungs-gleichung (34) unter Berücksichtigung der Kontinuität folgende Gleichung

$$\frac{db}{dx} \left\{ f^2 + \frac{1}{\eta} f' \int_0^\eta f \eta d\eta \right\} = \frac{1}{\eta} \frac{d}{d\eta} (\eta g_{1,2}) - \frac{db}{dx} \left\{ 2(g_1 - g_2) + \eta (g_1' - g_2') \right\} \quad (36)$$

Setzt man die Ähnlichkeitsfunktionen in das Impulsintegral (33) ein, so ergibt sich

$$M/\rho = 2\pi (u_a b)^2 \int_0^1 \{ f^2 + (g_1 - g_2) \} \eta d\eta \quad (37)$$

Da $M = \overline{M_0} = \text{Konstant}$ ist, ergibt sich damit

$$u_a \cdot b = \text{Konst.} = \bar{c} \quad (38)$$

Dies besagt nach [33], daß für $x > x_1$

$$u_a(x) \propto (x - x_0)^{-1} \quad (39)$$

und

$$b(x) \propto (x - x_0) \quad (40)$$

ist.

Aus der Beziehung (38) ergibt sich der Zusammenhang zwischen der Breitenzunahme des Strahles und der Abnahme der Achsgeschwindigkeit mit

$$\frac{db}{dx} = (u_a b) \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{u_a} \right) = \bar{c} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{u_0} \right) \quad (41)$$

Da die Ähnlichkeit der mittleren Geschwindigkeitsprofile nachgewiesen ist, gibt die gemessene Größe $d(1/u_a)/dx$ ein Maß für die Zunahme der Strahlbreite mit der Entfernung x .

Da die turbulenten Schubspannungen verantwortlich sind für die Ausbreitung des Strahles, kann bei Gültigkeit der Ähnlichkeit für die Schubspannung diese durch die Größe db/dx bzw. umgekehrt db/dx durch die Größe τ/ρ nach Integration der Gleichung (30) nach η ausgedrückt werden. Unter Vernachlässigung des Einflusses der turbulenten Normalspannungen nach Rotta [33] liefert die Integration

$$-\frac{\tau/\rho}{u_a^2} = \frac{\overline{u'v'}}{u_a^2} = g_{12} = \frac{db}{dx} \frac{f}{\eta} \int_0^\eta f \eta d\eta \quad (42)$$

Da die Funktion $f(\eta)$ für pulsierende und stationäre Strahlen nach [35,37] gleich ist, bestimmt die auf die mittlere Achsgeschwindigkeit u_a bezogene Schubspannung $\rho \overline{u'v'}$ die Ausbreitungsrate db/dx .

3.3.4 Vergleich mit experimentellen Ergebnissen

Die experimentellen Ergebnisse der Arbeit von Favre-Marinet, Binder u.a. stehen in guter Übereinstimmung mit den hier angestellten analytischen Betrachtungen und sind konsistent in

ihren Aussagen. Aus der Arbeit werden die wesentlichen Ergebnisse, die für die Interpretation der Ergebnisse der Strahlerosion von Bedeutung sind, zitiert und diskutiert. Das Bild 14a zeigt den Einfluß der Pulsation auf die Abnahme der Achsgeschwindigkeit \bar{u}_a . Man erkennt deutlich, daß der Bereich der Ähnlichkeit der mittleren Geschwindigkeiten früher erreicht wird als beim stationären Strahl. Gleichzeitig ist eine geringe x_0 -Verschiebung zu verzeichnen. Bild 14b zeigt, daß unterhalb einer Strouhalzahl $S = fD/\bar{u}_0 = 0,02$ bei den hier erreichten Amplitudenverhältnissen $\alpha_0 = \sqrt{u_p^2}/\bar{u}_0$ (Definition von α_0 nach [34]) keine stärkere Ausbreitungsrate, sondern nur ein x_0 -Verschiebung eintritt. Dies läßt offenbar den Schluß zu, daß bei fester Amplitude eine bestimmte Grenzfrequenz bzw. bei fester Frequenz eine bestimmte Amplitude erreicht werden muß, um durch die Pulsationsenergie eine erhöhte Impulsübertragung und somit eine raschere Strahlausbreitung zu erreichen. Ebenso scheint es eine von der Amplitude abhängige Frequenz zu geben, oberhalb derer keine weitere Steigerung der Strahlausbreitung erreicht werden kann.

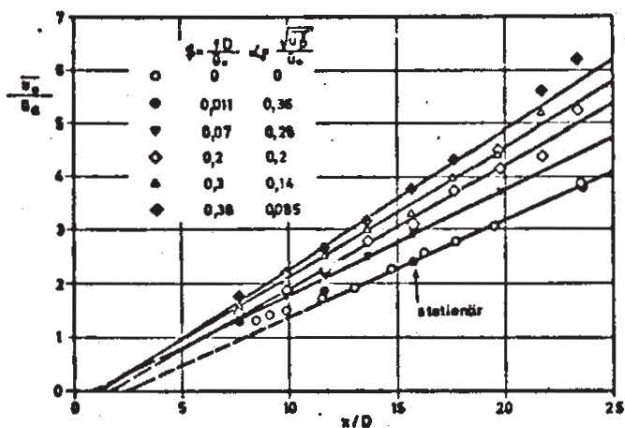


Bild 14a Einfluß der Strouhal-Zahl auf den Abfall der Achsgeschwindigkeit nach [34]

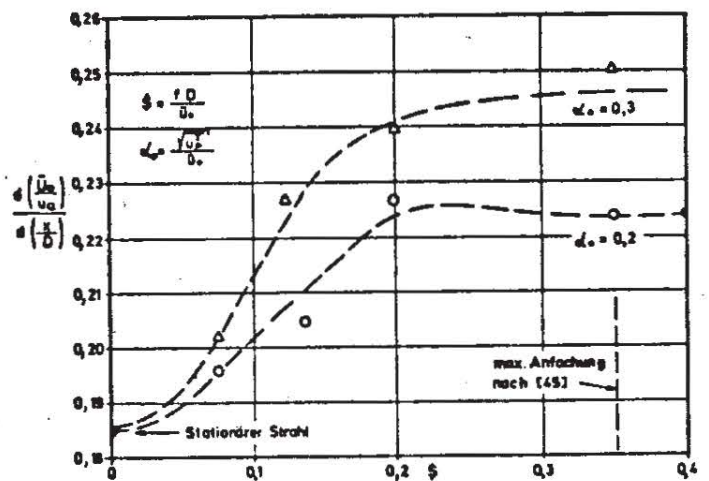


Bild 14b Einfluß der Strouhal-Zahl auf die Strahlausbreitung nach [35].

Die der Abnahme der Achsgeschwindigkeit entsprechende Vergrößerung der repräsentativen Strahlbreite b ist in Bild 15a dargestellt, für den Fall relativ hoher Pulsationsparameter mit $S = 0,18$ und $\alpha_0 = 0,3$. Die Breite des Strahles ist proportional $(x - x_0)$, wobei der Ausbreitungswinkel db/dx größer ist als der des stationären Strahls. Die Verschiebung des virtuellen Ursprungs um x_0 infolge Pulsation ist unwesentlich im Vergleich zum Ausbreitungseffekt bei größeren Werten von x .

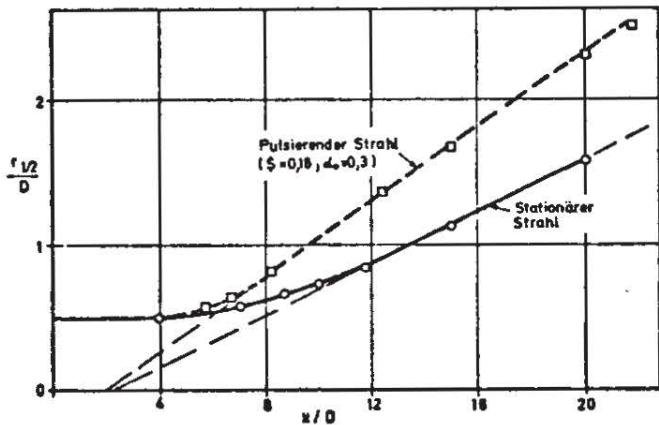


Bild 15a Zunahme der Strahlbreite durch den Einfluß der Pulsation nach [34].

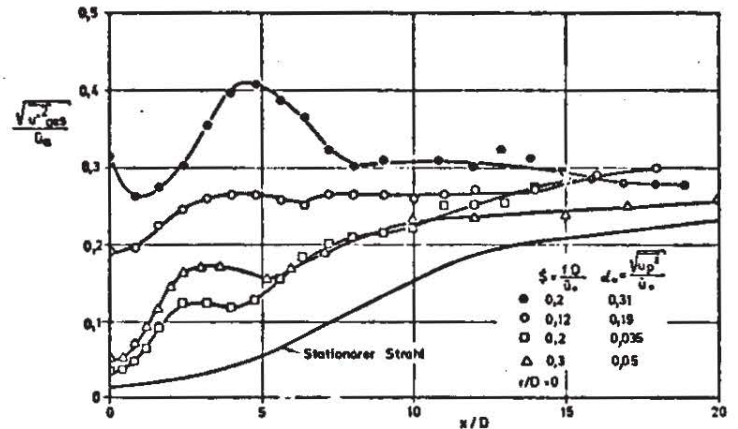


Bild 15b Einfluß der Pulsation auf die Gesamt-Längsschwankung entlang der Strahlachse nach [35]

Leider wurden von Favre-Marinet, Binder u.a. weder im düsen-nahen noch -fernen Bereich Schubspannungsmessungen durchgeführt, mit denen verdeutlicht werden könnte, daß die intensivere Impulsübertragung infolge Pulsation eine raschere Ausbreitung des Strahls zur Folge hat und mit denen auch die Affinität für die turbulenten Größen gezeigt werden könnte. Die Turbulenzmessungen der Autoren beziehen sich im wesentlichen auf die Ermittlung der Längsschwankungen $\sqrt{u'^2}_{ges}$ und $\sqrt{u_p^2}$ entlang der Strahlachse. In Bild 15b sind die Ergebnisse nach [35] für einige Pulsationsparameter dargestellt. Im gesamten Meßbereich (bis $x/D = 20$) sind höhere Turbulenzgrade $\sqrt{u'^2}/u_a$ zu verzeichnen. Dies bedeutet eine höhere turbulente Gesamtenergie, da man bei unveränderter Makrostruktur der Turbulenz mit einer gleichen Verteilung der Energienanteile auf die Schwankungskomponenten u', v', w' im stationären Strahl rechnen

kann (vgl. Bild 13). Sofern die Schubspannungshypothese von Bradshaw (siehe [33]), der eine Proportionalität zwischen Schubspannung und turbulenter kinetischer Energie zugrunde liegt,

$$\tau/\rho = -\overline{u'v'} \propto \overline{q^2}, \quad (43)$$

auch hier als gültig angesehen werden kann, lässt sich somit eine Erhöhung der Schubspannungen zufolge höherer turbulenter Energie erklären.

Der Vergleich der Ergebnisse der analytischen Ähnlichkeitsbetrachtungen mit den teils analytischen teils experimentellen Ergebnissen aus der Arbeit von Remke [37] zeigt, daß einige Unstimmigkeiten in den dort gemachten Aussagen bestehen. Obwohl Remke eine quasistationäre Lösung angibt, die besagt, daß die turbulenten Schubspannungen durch die Strahlpulsation im Mittel um den Faktor $(1 + \alpha_0^2/2)$ erhöht werden, wie dargestellt

$$\left[\frac{\overline{u'v'}}{u_a^2} \right]_{\text{Puls.}} = \left(1 + \frac{\alpha_0^2}{2} \right) \left[\frac{\overline{u'v'}}{u_a^2} \right]_{\text{Stat.}} \quad (44)$$

werden keine weiteren Konsequenzen für die Strahlausbreitung daraus gezogen. Remkes eigene experimentellen Ergebnisse und die in seiner Arbeit mitverwerteten Ergebnisse älterer Arbeiten (die keine direkten Angaben über b , db/dx , x_0 enthalten) werden trotz gewisser systematischer Streuungen so interpretiert, als sei die Ausbreitungsrate unbeeinflusst und nur eine x_0 -Verschiebung infolge Pulsation vorhanden. Im Gegensatz zu Favre-Marinet, Binder u.a., die beispielsweise für $S = 0,18$ und $\alpha_0 = 0,3$ einen x_0 -Wert von $-2,0 D$ angeben (Bild 15a), extrapoliert Remke für die gleichen Pulsationsparameter auf einen Wert $x_0 = -4,5 D$. Die Schwierigkeit für Remke, die Streuung der Ergebnisse als meßtechnisch oder strömungsmechanisch bedingt zu interpretieren, lag darin, daß der Autor eine relativ geringe Variation der Pulsationsparameter

durchgeführt hat ($0,045 \leq S = fD/\bar{u}_0 \leq 0,11$ und $0,17 \leq \alpha_0 \leq 0,36$). Trotz der bestehenden Zweifel an einigen Meßergebnissen von Remke, sollen im folgenden diejenigen gemessenen turbulenten Strömungsgrößen aus der Arbeit zitiert werden, die zum Verständnis der Strahlströmung beitragen und die Daten von Favre-Marinet und Binder teilweise ergänzen. Die Bilder 16a bis 16c zeigen den Verlauf der Gesamtschwankungen in axialer bzw. radialer Richtung nach den Messungen von Remke.

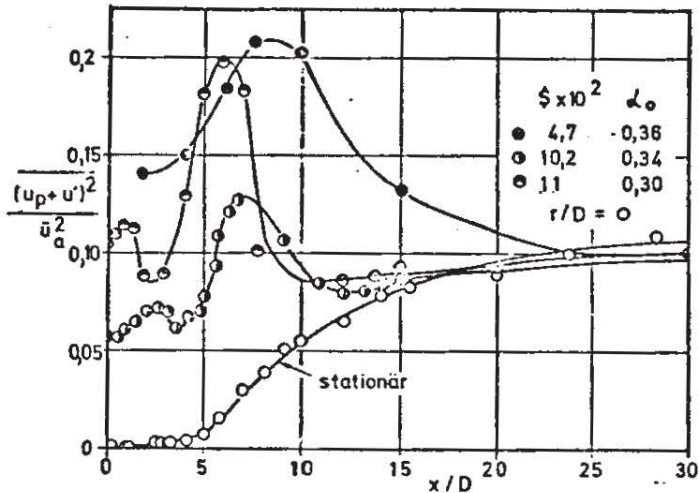


Bild 16a Verteilung der Gesamt-Längsschwankungen entlang der Strahlachse nach [37]

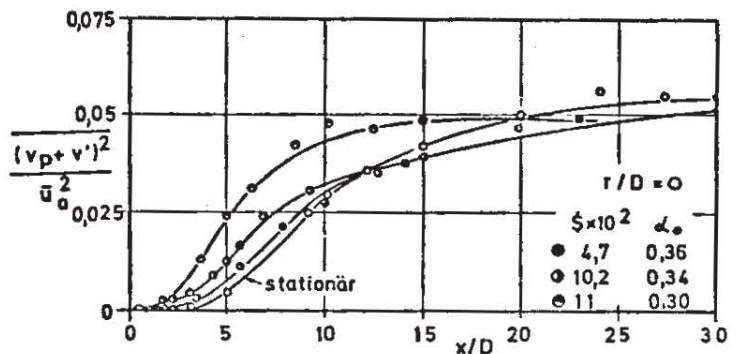


Bild 16b Verteilung der Gesamt-Querschwankungen in Strömungsrichtung nach [37]

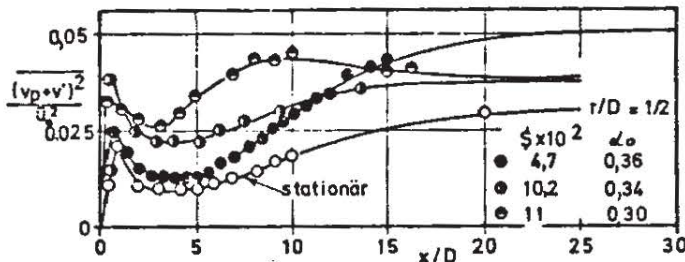


Bild 16c Verteilung der Gesamt-Querschwankungen in Strömungsrichtung auf $r/D = 1/2$ nach [37]

Die Gesamtlängsschwankungen (Bild 16a) wachsen in x-Richtung zunächst sehr stark an und fallen ebenso rasch wieder ab, während die gesamten Querschwankungen (Bild 16b,c) allmählich anwachsen und weit weniger durch die Pulsation beeinflusst sind. Einen den Längsschwankungen ähnlichen Verlauf zeigen die in Bild 17a dargestellten Gesamtschubspannungen. In Düsennähe treten sehr hohe Schubspannungswerte auf, was auf eine sehr intensive Impulsübertragung auf das ruhende Medium hinweist. Die Meßpunkte für größere Werte von x müssen angezweifelt werden, da sie für pulsierende Strahlen kleinere Schubspannungen anzeigen als für stationäre Strahlen.

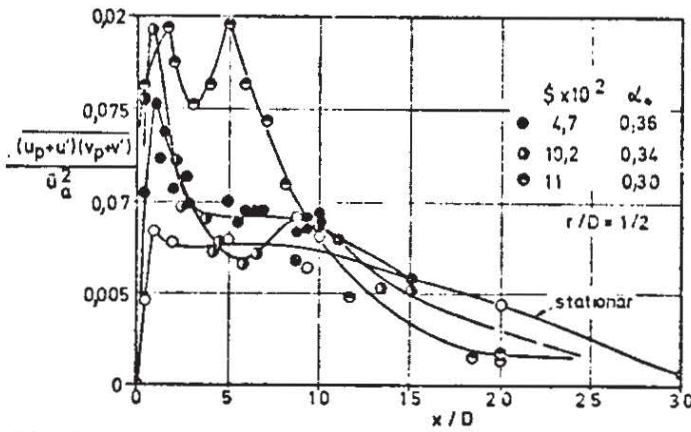


Bild17a Verteilung der Gesamt-Schubspannung in Strömungsrichtung nach [37]

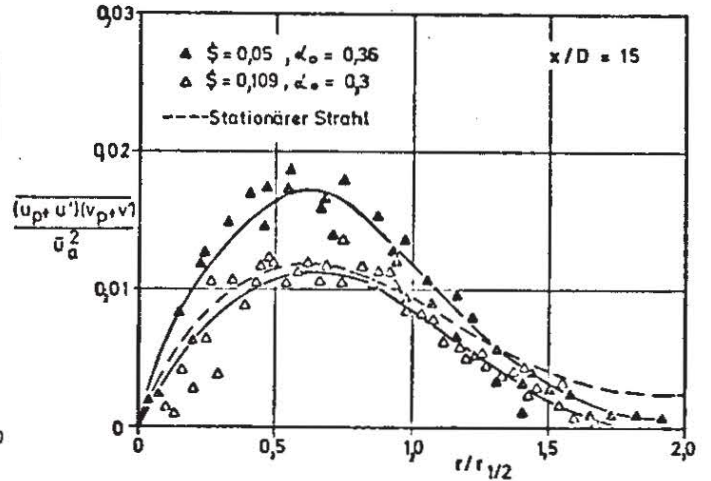


Bild17b Verteilung der gemessenen Gesamt-Schubspannung im Strahlquerschnitt nach [37]

Die in Bild 17b dargestellte Verteilung der Schubspannung über den Strahlquerschnitt für relativ große Abstandparameter ($x/D = 15$) zeigt für einige Versuchsreihen eine Vergrößerung der Schubspannung. Wegen der Schwierigkeit der Schubspannungsmessung für sehr große Werte von x ist hier nicht experimentell nachgewiesen worden, ob die Affinität der turbulenten Größen innerhalb der Meßbereichslänge schon erreicht wurde oder nicht.

Ein wesentlicher Unterschied der Ergebnisse der Turbulenzmessungen von Favre-Marinet, Binder u.a. und der von Remke besteht darin, daß die pulsierenden Strahlen im Meßbereich bis $x/D = 20$ nach den Messungen der ersteren Autoren stets einen höheren Turbulenzgrad besitzen als die stationären, während nach den Messungen des letzteren Autors bereits bei $x/D = 20$ für pulsierende Strahlen niedrigere Turbulenzgrade gemessen wurden als für den stationären Strahl. Obwohl in beiden Arbeiten ein Strahl mit nahezu den gleichen Pulsationsparametern ($S = 0,11; \alpha_0 = 0,23$) untersucht wurde, sind die Ergebnisse unterschiedlich. Die Ergebnisse von Favre-Marinet, Binder u.a. sind aus den bereits genannten Gründen der Konsistenz und der Übereinstimmung mit der theoretischen Analyse überzeugender.

Für die Frage nach der Erosionskapazität eines Wasserstrahls ist jedoch nicht allein die Größe und Verteilung der mittleren Geschwindigkeit maßgebend, sondern auch die Größe der turbulenten Normal- und Scherspannungen. Die turbulenten Normalspannungen in unmittelbarer Nähe des Sedimentkörpers können mit den Druckschwankungen an der Oberfläche des Körpers als korreliert betrachtet werden. In Analogie zu den Ergebnissen von Rifai und Smith [61] können die Druckschwankungen an der Körperoberfläche proportional der Sohlschubspannung und diese proportional der turbulenten Normalspannung in unmittelbarer Sohlhöhe (u' parallel zur Sohle) angenommen werden

$$\sqrt{p'^2} \propto \tau \propto \rho \overline{u'^2} \quad (45)$$

Die Größe $\overline{u'^2}$ kann sowohl für die Herauslösekraft der Sandkörner aus der Sohle als auch für die effektive Sinkgeschwindigkeit der Einzelkörner während des Transportes in suspendiertem Zustand als repräsentativ angesehen werden. Daher spielt bei der Erosion das Verhältnis der charakteristischen turbulenten Geschwindigkeit $\overline{v'^2} \propto \overline{u'^2}$ zur Sinkgeschwindigkeit w_m eines Einzelkornes im ruhenden Medium eine Rolle. Bild 19 zeigt das Abklingen der Pulsations- bzw. Turbulenzintensität auf der Strahlachse bezogen auf die konstante Austrittsgeschwindigkeit \bar{u}_0 für einen pulsierenden und einen stationären Strahl. Bereits nach ca. 10 Düsendurchmesser ist keine periodische Schwankung mehr vorhanden, ein Großteil der Pulsationsenergie ist bereits in turbulente Energie übertragen. Wegen des starken Abfalls der Achsgeschwindigkeit ist die Intensität der Längsschwankungen für $x/D > 14$ sogar geringer als im stationären Strahl, d.h. die Pulsation vermindert bei größeren Düsenabständen die Intensität der Turbulenz und somit deren Einfluß auf den Sohlangriff und den Sedimenttransport. Für genügend große Entfernungen außerhalb des periodischen Einflußbereiches der Pulsation lässt sich für die auf die mittlere Strahlgeschwindigkeit bzw. die Sinkgeschwindigkeit bezogene Turbulenzintensität schreiben:

$$\left[\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}_0} \right]_{\text{Puls}} < \left[\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}_0} \right]_{\text{stat}} \quad (46a)$$

bzw.

$$\left[\frac{\sqrt{u'^2}}{w_m} \right]_{\text{Puls}} < \left[\frac{\sqrt{u'^2}}{w_m} \right]_{\text{stat}}, \quad \bar{u}_0_{\text{Puls}} = \bar{u}_0_{\text{stat}} \quad (46b)$$

Hierbei ist zu unterscheiden, daß die auf die lokale Achsgeschwindigkeit \bar{u}_a bezogene Intensität der Gesamtschwankungen $\sqrt{u'^2_{\text{ges}}}$ durch die Pulsation stets erhöht wird (Bild 15b), d.h. es ist

$$\left[\frac{\sqrt{u'^2_{\text{ges}}}}{\bar{u}_a} \right]_{\text{Puls}} > \left[\frac{\sqrt{u'^2_{\text{ges}}}}{\bar{u}_a} \right]_{\text{stat}} \quad (47a)$$

Dies bedeutet, daß bei der Erosion eines stationären und eines pulsierenden Strahles mit gleicher Verteilung der mittleren fiktiven Geschwindigkeiten

$$u_{a,\ell} \text{ puls} = u_{a,\ell} \text{ stat},$$

$$b_{\ell} \text{ puls} = b_{\ell} \text{ stat}$$

stets eine erhöhte Turbulenzintensität im pulsierenden Strahl vorliegt, was beim Vergleich berücksichtigt werden muß. Das heißt, bei diesen Vergleichsbedingungen ist wegen $\overline{u'^2} \text{ puls} > \overline{u'^2} \text{ stat}$ auch

$$\left[\frac{\sqrt{u'^2_a}}{w_m} \right]_{\text{Puls}} > \left[\frac{\sqrt{u'^2_a}}{w_m} \right]_{\text{stat}}; \quad u_{a,\ell}, b_{\ell} = \text{konst.} \quad (47b)$$

Wie die analytischen Betrachtungen zeigen, kann der Einfluß der Strahlpulsation auf die Erosion bei sonst gleichen Bedingungen ($\ell, D, \bar{u}_0, w_m = \text{konst}$) im wesentlichen auf drei Ursachen zurückgehen: 1.) Verbreiterung der fiktiven Strahlbreite b_{ℓ} ; 2.) Verminderung der mittleren fiktiven Geschwindigkeiten u_{ℓ} ; 3a.) Erhöhung der turbulenten bzw. Gesamtschwankungen

innerhalb und 3b.) Verminderung der turbulenten Schwankungen außerhalb des Bereiches periodischer Schwankungsanteile. Durch Untersuchung stationärer und pulsierender Strahlen gleicher mittlerer fiktiver Geschwindigkeiten kann der Einfluß der Turbulenzintensität von dem der mittleren Größen getrennt werden. Im Experiment ist zu klären, welche der genannten Einflußgrößen auf die Erosion dominierend bzw. vernachlässigbar ist.

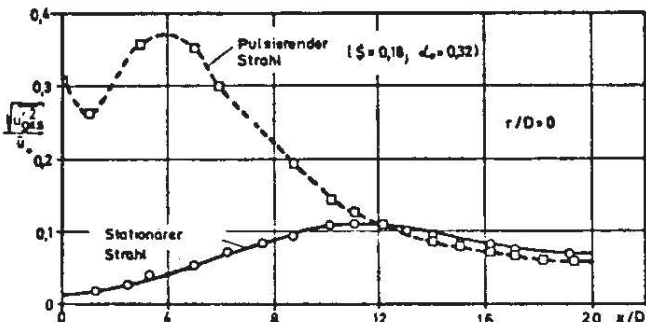


Bild 18 Verteilung der Gesamtschwankung in Achsrichtung entlang der Strahlachse nach [35].

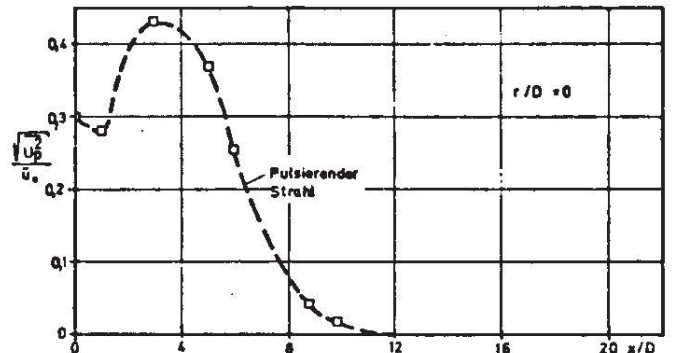


Bild 19 Abklingen des periodischen Geschwindigkeitsanteils in Strömungsrichtung nach [35].

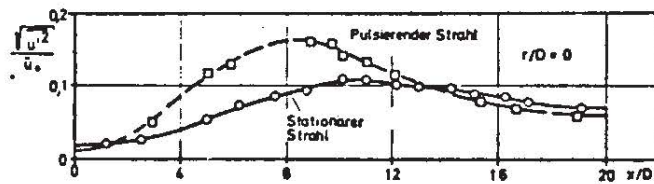


Bild 20 Verteilung der turbulenten Längsschwankung entlang der Strahlachse nach [35].

Die experimentellen Ergebnisse nach [34,35] in Verbindung mit der hier angestellten Ähnlichkeitsbetrachtungen zeigen, daß die Zunahmerate der Strahlbreite und somit die Abnahme der Strahlgeschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung darauf zurückzuführen ist, daß die turbulente Schubspannung $-\rho \overline{u'v'}$ durch die Pulsation erhöht wird und einen rascheren Impuls- und Energieaustausch zur Folge hat. Die der mittleren Geschwindigkeit überlagerte Pulsationsgeschwindigkeit bewirkt offensichtlich eine schnellere und größere Energieübertragung aus der mittleren Bewegung in die turbulente Bewegung als dies bei stationären Strahlen möglich ist. Diese Verschie-

bung der Energieanteile zugunsten der turbulenten Energie ist durch die gleichzeitige Erhöhung der turbulenten Scherspannungen und einer daraus resultierenden rascheren Durchmischung des Strahles mit der ruhenden Umgebung verbunden. Die in Bild 21 dargestellte Spektralverteilung der Energie der Gesamtschwankungen für eine Pulsationsfrequenz von 92 Hz zeigt, daß die Pulsationsenergie sehr rasch in turbulente Bewegung höherer und niederer Frequenz als der Erregerfrequenz abgegeben wird. Die Energiespitze im Spektrum zerfließt gleichsam nach beiden Seiten und erhöht letztlich die Turbulenzenergie gleichmäßig im Bereich $x/D < \text{ca. } 14$ (vgl. Bild 13).

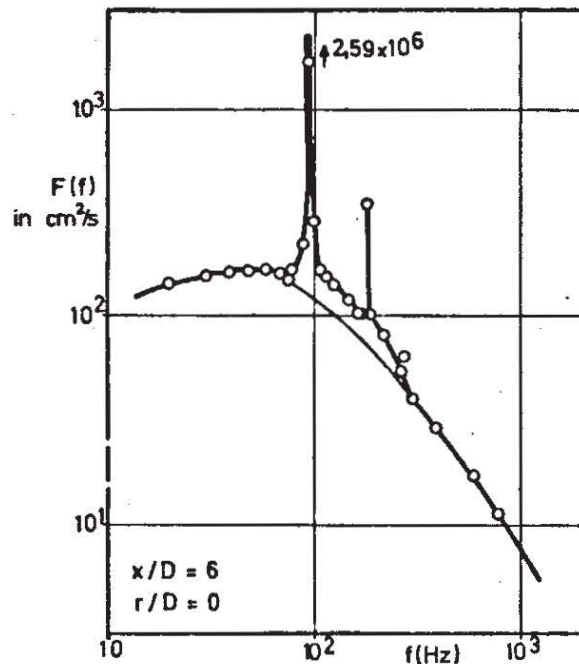


Bild 21: Spektralverteilung der Gesamtschwankungen für eine Pulsationsfrequenz von 92 Hz nach [38].

Eine quantitative Angabe darüber zu machen, wieviel von der gesamten Anfangsenergie des Strahles oder wieviel allein von der Pulsationsenergie des Strahles in die Energie der turbulenten Bewegung in Abhängigkeit von Pulsationsfrequenz und -amplitude übertragen wird, ist auf theoretischem Wege ein zur Zeit noch unerreichtes Ziel. Die Problematik der Berechnung der pulsierenden Strahlströmung ist ähnlich wie bei der stationären Strahlströmung und beinhaltet eines der ungelösten Turbulenzprobleme schlechthin. Es ist daher wie bei Unter-

suchungen an stationären Strahlen unumgänglich, das Strömungsfeld unter zusätzlichem Einfluß einer Strahlpulsation experimentell zu bestimmen und die Erkenntnisse nachträglich in einem mathematischen Turbulenzmodell zur Anwendung zu bringen.

Pulsationsanfachung: Die künstlich aufgeprägte Frequenz steht vermutlich in einer bestimmten Relation zur natürlichen Frequenz der sich in der instabilen Scherschicht hinter der Düse aufrollenden Ringwirbel bei Strahlen konstanter Austrittsgeschwindigkeit, siehe Wille [39]. Im Hinblick auf praktisch vorkommende Strahlen interessiert in diesem Zusammenhang vorwiegend die Frage der Instabilität der turbulenten Scherschichten und deren maximale Anfachungsbedingungen. In einer neueren Untersuchung hat Michalke [45] durch Lösung des Instabilitätsproblems mit Hilfe eines Störungsansatzes gezeigt, daß als entscheidende Strömungsparameter das Verhältnis von Impulsverlustdicke

$$\delta_2 = \int_0^{\infty} \frac{u(r)}{u_a} \left(1 - \frac{u(r)}{u_a}\right) r dr \quad (u_a = \text{Achsgeschwindigkeit}) \quad (48)$$

zum Düsendurchmesser D und die Störfrequenz f bezogen auf einen charakteristischen Geschwindigkeitsgradienten u_a/D eingehen. Daraus geht nach [45] hervor, daß der Düsendurchmesser als Maß für die Axialsymmetrie der turbulenten Scherschicht neben der Impulsverlustdicke den Instabilitätsgrad entscheidend beeinflusst. Die Anfachungsbeziehung kann dargestellt werden als

$$\text{Störungsanfachung} = \Phi \left(\frac{D}{\delta_2}, \frac{fD}{u_a} \right) \quad (49)$$

Legt man der Untersuchung ein typisches instabiles turbulentes Scherprofil zugrunde, so entspricht das nach [45] Werten von D/δ_2 von etwa 12,5. Für die maximale Anfachung,

$$\text{max. Anfachung} = \Phi^+ \left(\frac{fD}{u_a} \right) \quad (50)$$

ergibt die theoretische Rechnung den Wert 0,35 für fD/u_a , der in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen von Crow und Champagne [47] und Favre-Marinet, Binder u.a. [35] steht (vgl. Bild 14b), da die Achsgeschwindigkeit u_a gleich der mittleren Düsengeschwindigkeit \bar{u}_0 gesetzt werden kann. Dies zeigt, daß es offenbar eine der natürlichen Frequenz benachbarte erzwungene Frequenz gibt, bei der der größte Anteil der Energie der Pulsation in die Strömung übertragen werden kann.

Die Zähigkeit hat nur insoweit einen Einfluß auf die Instabilität als sie die Impulsverlustdicke mitbeeinflusst. Auf die Vorgänge jenseits der Stabilitätsgrenze dürfte der Zähigkeitseinfluß jedoch vernachlässigbar sein.

Bei pulsierenden Strahlströmungen kann im Gegensatz zu stationären die Düsenform und die Reynoldszahl bei extremen Variationen einen merklichen Einfluß auf die Strahlausbreitung bei sonst gleichen Bedingungen besitzen. Es liegen noch keine systematischen Untersuchungen über den Einfluß der Reynoldszahl bei solchen oder ähnlichen Strömungen vor.

3.4 Strömung im Umlenkbereich

3.4.1 Übersicht

Der Erosionsstrahl trifft auf ein im Abstand $x = \ell$ von der Düse beim Erosionsbeginn ungestörtes horizontales Sedimentbett auf und wird dort axialsymmetrisch in radialer Richtung umgelenkt. Die im Abschnitt 3.2 und 3.3 gemachten Aussagen über das Strömungsfeld sind daher nur bis zum Bereich III gültig, wo die Strahlumlenkung beginnt, siehe Bild 10. Eine analytische Behandlung der Strömung im Bereich der Umlenkung muß das vollständige Gleichungssystem berücksichtigen, da der Druckgradient von den Ortskoordinaten r und x abhängt und die Voraussetzung einer Grenzschichtströmung, nämlich $u/v \sim L_x/L_r \gg 1$, nicht mehr erfüllt sind. Im Umlenkbereich wird das Ver-

hältnis der beiden Geschwindigkeitskomponenten allmählich umgekehrt, d.h. $u/v \gg 1$ wird zu $v/u \gg 1$ im umgelenkten Wandstrahl des Bereiches V. Der Wandstrahl seinerseits kann als Grenzschichtströmung behandelt werden, siehe Poreh, Tsuei [52], Kruka, Eskinazi [34], Newman [57]. Das Interesse im Zusammenhang mit der Erosion durch Strahlen richtet sich hauptsächlich auf den Bereich der Strömungsumlenkung und auf den Anfangsbereich des radialen Wandstrahles mit vernachlässigbarem Druckgradienten. Der eigentliche Bereich des Wandstrahles ist wegen der zu geringen Wandschubspannung ohne Bedeutung für die Erosion bei vertikalem Strahlangriff.

Wenn der Abstand der Düse von Sediment innerhalb des Affinitätsbereiches der freien Strahlströmung liegt, besteht unter definierbaren Bedingungen auch Affinität für die Strömungsgrößen im Querschnitt unmittelbar über der Sedimentsohle. Alle hydrodynamischen Größen im Staupunktbereich und im anschließenden Wandstrahlbereich V können in Abhängigkeit von den im Querschnitt $x = \lambda$ des Freistrahles gedachten Größen dargestellt werden. Durch die Verknüpfung der fiktiven bzw. tatsächlichen Strömungsgrößen in Sohlnähe mit den empirisch ermittelten Größen des Erosionsvorgangs kann die Frage nach der Auskolkung zunächst unabhängig von der Entstehungs- und Vorgeschichte der Strahlströmung behandelt werden. Diese Methodik ermöglicht einen tieferen Einblick in den Zusammenhang zwischen Sohlströmung und Bewegungszustand des Sedimentes sowie in die Wechselwirkung zwischen Strömungskonfiguration und Kolkform. Dieses Vorgehen erlaubt eine größere Verallgemeinerung der ermittelten Abhängigkeiten auf vergleichbare Strömungs- und Erosionsprobleme. Außerdem erscheint der Bezug auf die Strömung in der Nähe der ungestörten ebenen Sohle zweckmäßig, weil für Strahlen gegen ebene glatte Wände bereits einige experimentelle Ergebnisse vorliegen [59], deren Gültigkeit sich unter gewissen Vereinfachungen auf die sandrauhe Sohle ausdehnen läßt. Die beiden nächsten Abschnitte beziehen sich auf die Beschreibung der in unmittelbarer Sohlnähe vorhandenen Druck-, Geschwindigkeits- und Schubspannungsvertei-

lungen, die Aufschluß über das Erosionsgeschehen liefern. Der Einfluß der von der Auskolkzeit abhängigen Sohlform auf die sohlnahe Strömung kann in Ermangelung lokaler Strömungsmessung nur physikalisch plausibel beschrieben werden.

3.4.2 Sohlschubspannung

Die Sohle wird als einheitlich rauh und für die theoretischen Vorbetrachtungen in erster Näherung als undurchlässig angenommen. Da die Sohlschubspannung die relevante Größe für den Sohlangriff darstellt, ist die Kenntnis ihrer Abhängigkeit von den übrigen Parametern des Strömungsproblems wesentlich. Für stationäre Strahlen besteht eine eindeutige Abhängigkeit zwischen der Sohlschubspannung τ_0 , den Strömungsbedingungen (u_0, ℓ, D), den Fluideigenschaften (ρ, μ), der Sandrauhigkeit (Rauhigkeit $k_s = d_s$) und der Kolkform in der Form

$$\tau_0 = f_1(M_0/\rho, \ell, D, \rho, \mu, d_s, r, \text{Rauhigkeitsform, Kolkform}) \quad (51a)$$

$$\text{oder } \frac{\tau_0/\rho}{M_0/\rho \ell^2} = f_2\left(\frac{r}{\ell}, \frac{\ell}{D}, \frac{\sqrt{M_0/\rho} d_s}{\ell}, \frac{d_s}{\ell}, \text{Rauhigkeitsform, Kolkform}\right) \quad (51b)$$

Für $\ell/D \gg 1$ ist der Schubspannungsverlauf unabhängig von ℓ/D und der Düsenabstand ℓ wird in guter Näherung wegen $b \propto \ell$ zweckmäßigerweise durch die Strahlbreite b ersetzt. In ähnlicher Weise läßt sich wegen annähernder Proportionalität zwischen $(\sqrt{M_0/\rho})/\ell$ und der mittleren fiktiven Achsgeschwindigkeit u_a die linke Seite von (51b) durch $\tau_0/\rho u_a^2$ substituieren. Die Rauhigkeitselemente sollen in ihrer absoluten Größe gleich dem mittleren Korndurchmesser d_s sein. Die Form der Rauhigkeit bzw. der Sandkörner soll nicht extrem variieren (z.B. natürlicher Sand), so daß der Formeinfluß unbedeutend ist. Mit diesen Voraussetzungen vereinfacht sich die Beziehung für eine gegebene Kolkform zu

$$\frac{\tau_0}{\rho u_a^2} = f_2\left(\frac{r}{b}, \frac{u_a d_s}{v}, \frac{d_s}{b}\right) \quad (52)$$

Zur Abschätzung der Grenze der Reynoldszahl des Kornes ($Re_s = u_a d_s / \nu$), oberhalb derer die Zähigkeitskräfte ohne merklichen Einfluß sind, geben die Betrachtungen der Verhältnisse bei Bewegungsbeginn der Sohle eine zuverlässige Aussage, weil bei diesen Strömungsbedingungen der größte Zähigkeitseinfluß zu erwarten ist. Da die Sohle beim Einsetzen der Bewegung ungestört eben ist, können unter der vereinfachenden Annahme der Undurchlässigkeit der Sohle die Ergebnisse von Bradshaw, Love [59] und der Annahme der Vernachlässigbarkeit des Druckgradienten bezüglich Bewegungsbeginn das Kriterium von Shields [1] herangezogen werden. Die Versuche von Poreh, Hefez [18] haben gezeigt, daß bei Strahlerosionen mit hoher Turbulenz in Staupunktnähe die Sohlschubspannung im Bereich des Maximalwertes für den Bewegungszustand der Sohle maßgebend ist. Aus den Messungen von Bradshaw, Love (Bild 22) geht hervor, daß somit die entscheidende Beziehung

$$\tau_0 / \rho \approx 4 \cdot 10^{-2} u_a^2 \quad (53a)$$

oder

$$\sqrt{\tau_0 / \rho} \approx 0,2 u_a \quad (53b)$$

lautet. Die für den Bewegungsbeginn erforderliche Schubspannung errechnet sich nach Shields aus

$$\min Re_s^+ = \sqrt{\tau_0 / \rho} d_s / \nu \approx 10^3 \quad (54a)$$

zu

$$\sqrt{\tau_{0 \min} / \rho} \approx 10^3 \nu / d_s \quad (54b)$$

Aus der Gleichsetzung beider Schubspannungsgeschwindigkeiten $\sqrt{\tau_0 / \rho}$ ergibt sich die Bedingung für die kritische Reynoldszahl des Kornes

$$Re_{s \text{ krit}} = u_a d_s / \nu \approx 5 \cdot 10^3 \quad (55)$$

Für Werte von $Re_s > 5 \cdot 10^3$ kann demnach mit einer vollturbulenten Kornumströmung gerechnet werden. Unter diesen Bedingungen ist der Einfluß des Korndurchmessers nur noch im Rau-

higkeitsparameter d_s/b enthalten. Wenn der Bewegungsbeginn unabhängig von Re_s ist, so ist auch bei intensiverem Strahl- angriff die Erosion unabhängig von den Zähigkeitskräften - solange nicht die Durchlässigkeit des Sedimentkörpers von Einfluß ist.

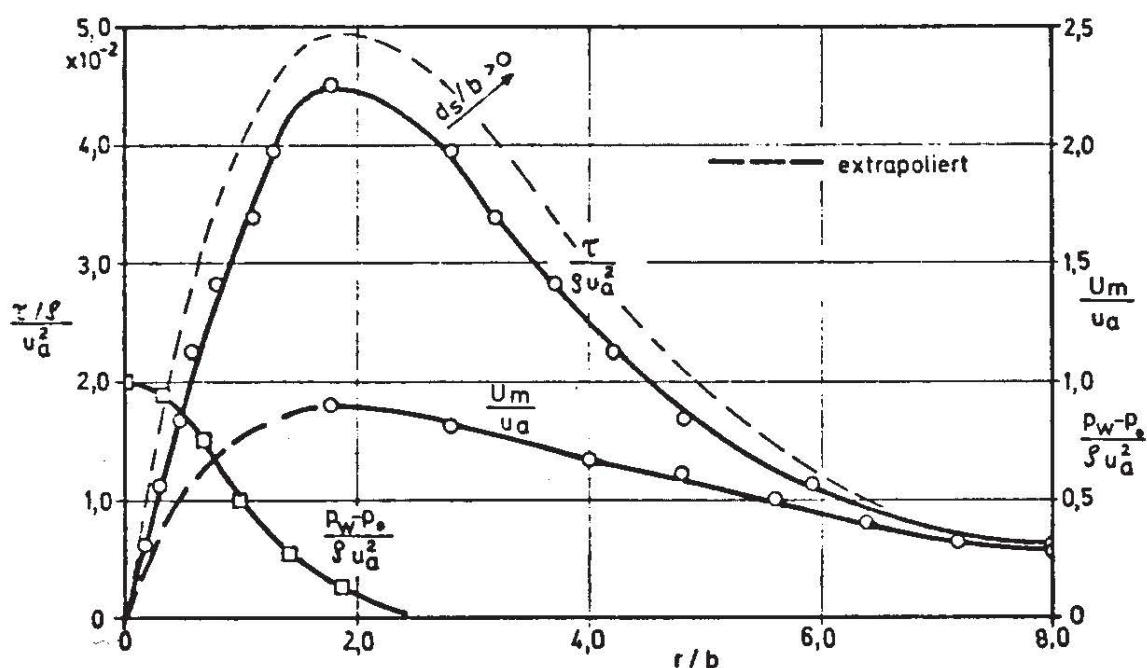


Bild 22 Verteilung der Wandschubspannung, des Wanddruckes und der maximalen Radialgeschwindigkeit nach [59].

Da keine experimentellen Untersuchungen über den Einfluß der Wandrauigkeit bei umgelenkten turbulenten Strahlen vorliegen, soll dies mit Hilfe der an der ebenen rauhen Platte gewonnenen Kenntnisse nach Schlichting [31] qualitativ abgeschätzt werden. Der relative Einfluß der Kornrauigkeit wächst in dem Maße, in dem das Verhältnis der charakteristischen Grenzschichtdicke zum Korndurchmesser abnimmt. Da die Grenzschichtdicke δ_ℓ im Umlenkbereich IV mit zunehmender Radialgeschwindigkeit u_m abnimmt, ist der größte Effekt der Kornrauigkeit auf die Erhöhung der Wandschubspannung in der unmittelbaren Nähe des Maximums von u_m zu erwarten. Im Bereich des Wandstrahles mit vernachlässigbarem Druckgradienten wächst die Grenzschichtdicke bei gleichzeitigem Abfall der Radialgeschwindigkeit an, siehe

[49], d.h. der Einfluß von d_s/b nimmt in radialer Richtung wieder ab. Die Abschätzung des Rauigkeitseinflusses nach Schlichting für einen Korndurchmesser von 1,2 mm ergibt eine Erhöhung der maximalen Wandschubspannung in der Größenordnung von 70 Prozent. Die Tendenz des Rauigkeitseinflusses auf die Schubspannung ist in Bild 22 durch eine gestrichelte Linie angedeutet.

3.4.3 Druck- und Geschwindigkeitsverteilung

Da der Druck an der Sohle ebenso wie die Geschwindigkeit und die Wandschubspannung eine abhängige Größe des Strömungsfeldes ist, gilt die zu Gl. (52) analoge Beziehung unter Vernachlässigung des Zähigkeitseinflusses für $l/D \gg 1$

$$\frac{p - p_0}{\rho u_a^2} = h\left(\frac{r}{b}, \frac{d_s}{b}, \text{Kolkform}\right) \quad (56)$$

Unter Vernachlässigung der Rauigkeitseinflusses ist auch eine affine Druckverteilung bei konstanter Kolkform vorhanden

$$\frac{p - p_0}{\rho u_a^2} = h\left(\frac{r}{b}\right) \quad (57)$$

wobei p_0 der Ruhedruck an der Sohle ohne Strahlströmung ist. Die Funktion h ist der Funktion f in $u/u_a = f(r/b)$ der mittleren Geschwindigkeitsverteilung sehr ähnlich. Der Druck fällt in radialer Richtung stark ab bei gleichzeitiger Radialbeschleunigung der Strömung und erreicht etwa im Punkte maximaler Radialgeschwindigkeit bzw. Sohlschubspannung den Außendruck p_0 bei $r/b \approx 2,0$.

Die bisherigen Aussagen setzten voraus, daß die Strahlurbulenz bei vollturbulenter Strömung eine eindeutige Funktion des mittleren kinematischen Impulsflusses \overline{M}_0/ρ und der relativen Ortskoordinaten r und x ist (siehe Gl. 2; 3). Dies ist allein für stationäre Strahlen gültig. Bei pulsierenden Strahlen müssen zusätzlich die Geschwindigkeitsfrequenz und -amplitude

des Austrittsstrahles als unabhängige Variable zur Beschreibung der Turbulenz aufgenommen werden. Nimmt man die turbulente Längsschwankung $\overline{u'^2}$ als repräsentative Turbulenzgröße an, so lautet die zu Gl. (51b) analoge Form für die Geschwindigkeitsschwankung in Sohlhöhe

$$\frac{\overline{u'^2}}{M_0/gt^2} = F_1 \left(\frac{r}{l}, \frac{l}{D}, \frac{ds}{l}, \frac{fD}{u_0}, \frac{\Delta u_0}{u_0}, \text{Kolkform} \right) \quad (58)$$

Da die mittleren Geschwindigkeitsprofile für stationäre und pulsierende Strahlen für $l/D \gg 1$ durch eine Ähnlichkeitsfunktion f ausgedrückt werden können,

$$\frac{u}{u_0} = f\left(\frac{r}{b}\right), \quad f\left(\frac{r}{b}\right)_{\text{Stat.}} = f\left(\frac{r}{b}\right)_{\text{Puls.}}, \quad (59)$$

ist es stets möglich, bei stationären und pulsierenden Strahlen solche Strömungsquerschnitte einander zuzuordnen, in denen identische mittlere Strömungsgeschwindigkeiten vorliegen. Wegen der stärkeren Strahlausbreitung besitzt der pulsierende Strahl bereits im Abstand l diejenige Strahlbreite, die der stationäre erst im Abstand $l + \Delta l$ erreicht. Um beiden Strahlen den gleichen mittleren Impulsfluss zu erteilen, muß der Impulsfluss des stationären Strahles erhöht werden. Dies bedeutet bei gleichem Düsendurchmesser, daß die Austrittsgeschwindigkeit des stationären Strahles um einen von der Schwingungsform und -amplitude abhängigen konstanten Faktor $\beta_j \geq 1$ erhöht werden muß, um vollständige Gleichheit der fiktiven mittleren Strömung zu erreichen. Bild 23 zeigt die Abhängigkeit des Impulsflussfaktors β_j ,

$$\beta_j = \frac{\overline{u_0^2}}{\overline{u_0'^2}} \quad (60a)$$

für drei typische stilisierte Schwingungsformen. Die im Versuch angestrebte Sinus-Form liegt zwischen der Sägezahn-Form mit dem niedrigsten und der Rechteck-Form mit dem höchsten β -Faktor. Amplitudenparameter $\alpha_0 > 1$ sind nicht aufgenommen, weil bei solchen Schwingungen negative Geschwindigkeiten auftreten würden. Da bei späteren Betrachtungen auch ein Energiefluß-Vergleich angestellt wird, ist im Bild 23 gleichzeitig der jeweilige Energieflußfaktor β_E gemäß

$$\beta_E = \frac{\overline{u_0^3}}{u_0^3} \quad (60b)$$

aufgenommen.

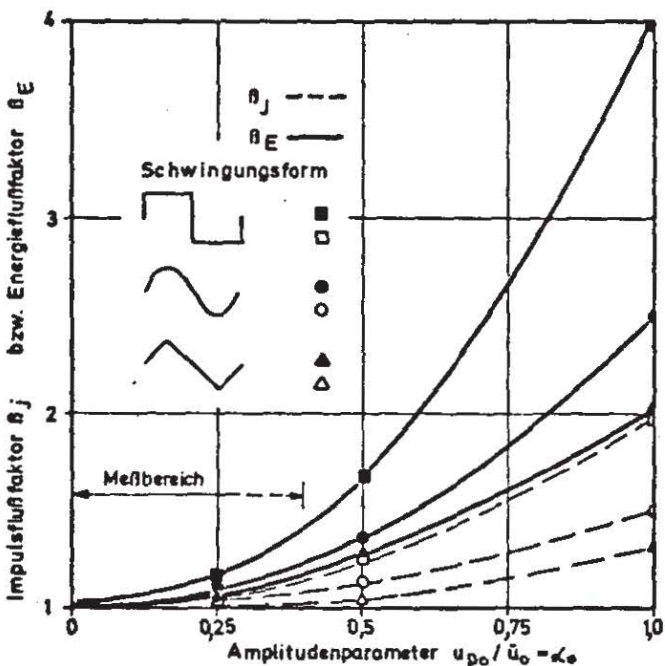


Bild 23: Einfluß des Amplitudenparameter α_0 auf mittleren Impuls- und Energiefluß

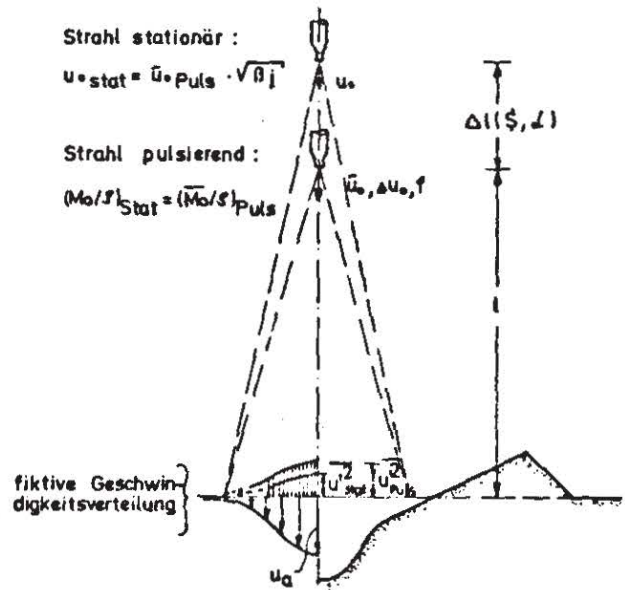


Bild 24: Stationärer und pulsierender Strahl mit gleicher Verteilung der mittleren fiktiven Geschwindigkeiten ($\Delta u_0/2 \hat{=} u_{p0}$)

Der pulsierende Strahl besitzt jedoch im vergleichbaren Strahlquerschnitt (Bild 24) eine größere Turbulenzintensität. Nach den Betrachtungen in Abschnitt 3.2.3 kann davon ausgegangen werden, daß sich die Ähnlichkeitsfunktionen der turbulenten Schwankungen für ($l/D \gg 1$) nur in einem von der Pulsation abhängigen Faktor γ unterscheiden

$$g(\eta)_{Puls.} = \gamma \cdot g(\eta)_{Stat} \quad (61)$$

Dies heißt für den Vergleich stationärer und pulsierender Strahlen mit gleicher fiktiver Strahlbreite und Achsgeschwindigkeit, daß

$$\begin{bmatrix} \overline{u'^2} \\ \overline{v'^2} \\ \overline{w'^2} \end{bmatrix}_{\text{Puls.}} = \begin{bmatrix} \gamma_1 \overline{u'^2} \\ \gamma_2 \overline{v'^2} \\ \gamma_3 \overline{w'^2} \end{bmatrix}_{\text{stat.}} \quad (62)$$

ist, mit $\gamma_i = \gamma_i(S > 0, \alpha > 0) \geq 1$. Wenn die γ -Faktoren für verschiedene Pulsationsparameter experimentell bestimmt sind, dann können die turbulenten Größen pulsierender und nicht-pulsierender Strahlen in Querschnitten mit gleicher mittlerer Geschwindigkeitsverteilung in Beziehung gesetzt und daraus der Turbulenzeinfluß auf die Erosion getrennt bestimmt werden.

In wieweit die Größe und die Verteilung der turbulenten Schwankungsbewegungen im Freistrahls unter dem Einfluß der Druck- und Geschwindigkeitsgradienten im Umlenkbereich an der Sohle verzerrt werden, kann nur grob qualitativ angedeutet werden. Nach den Untersuchungen von Hunt [60] und Bearmann [62] über die Beeinflussung der Turbulenz in einer turbulenten ebenen Staupunktströmung ist zu vermuten, daß auch bei der vorliegenden rotationssymmetrischen Staupunktströmung wegen $\Lambda_x \sim 2b$ nach Goldschmidt, Chuang [40] (Λ_x Makromaßstab der Turbulenz) vorwiegend die Tangentialkomponente w' eine Verstärkung erfährt, da die Fluidelemente in dieser Richtung die geringste Verformungsgeschwindigkeit erleiden. Da die radialen- und vertikalen Komponenten der Geschwindigkeitsschwankungen vermutlich den Haupteinfluß auf die Erosion ausüben und durch das vorhandene Staupunktgebiet eher abgeschwächt als verstärkt werden, könnte dies eine Verminderung des Einflusses der Turbulenz auf die Erosion zur Folge haben.

4. STRAHLSTRÖMUNG UND EROSION

4.1 Strömung und Sedimentkörper

4.1.1 Übersicht

In den folgenden Abschnitten werden die für die Erosionsbedingungen wesentlichen Verhältnisse bei durchlässiger und beweglicher Sohle beschrieben. Die für die Art des Sedimenttransports charakteristischen Korneigenschaften und die für den Sohlangriff relevanten Strahl- und Abstandsgrößen werden in eine dimensionsanalytisch begründete funktionale Beziehung zu den davon abhängigen Kolkabmessungen (Kolktaiefe, -radius, -volumen, -form) gebracht. Es wird gezeigt, daß die Erosionswirkung des Strahles wesentlich von der durch den Korndurchmesser beeinflussten Durchlässigkeit des Sohlkörpers bei sonst gleichen Bedingungen abhängt. Da bei vertikalem Strahlangriff ein ausgeprägtes Druckfeld in Sohlnähe zu erwarten ist, muß der Erscheinung der Sickerströmung einige Bedeutung zugemessen werden.

4.1.2 Sedimenteigenschaften

Solange sich die gesamte Sedimentsohle noch in Ruhe befindet, ist lediglich der Korndurchmesser d_s und gegebenenfalls noch die Lagerungsart der Körner für die Sohlströmung von Bedeutung. Zur Festlegung des Erosionsbeginns und zur Beschreibung der fortschreitenden Erosion ist außerdem der Einfluß der Schwerkraft entscheidend, da das Einzelkorn durch die momentan angreifenden Strömungskräfte gegen die Gewichtskraft - vermindert um den statischen Auftrieb - von der Sohle abgehoben werden muß. Da bei Strahlerosionen der Sedimenttransport vorwiegend in Suspension erfolgt, ist die Sinkgeschwindigkeit des Einzelkornes eine entscheidende Größe. Zur Beschreibung dieser Korneigenschaft wird die mittlere Sinkgeschwindigkeit w_m der Einzelkörner im ruhenden Medium großer Ausdehnung gewählt. Die Sinkgeschwindigkeit w_m enthält die wesentlichen Einflussgrößen

auf das Feststoffverhalten beim Transport in einem Trägerfluid: Schwerkraft-, Trägheitskraft- und Zähigkeitskrafteinfluß. Wenn die Abmessungen des Strömungsfeldes sehr viel größer sind als der Korndurchmesser, gilt die Größe w_m zur Beschreibung des Suspensionsverhaltens der Körner als vollständig. Die Vernachlässigbarkeit des Korngrößen- und des Zähigkeitseinflusses ist nur zulässig für Erosionsbedingungen mit vernachlässigbarem Einfluß der Sickerströmung und vollturbulenter Kornumströmung ($Re_s = u_a d_s / \nu \geq 5 \cdot 10^3$). Bei natürlichen Erosionen mit Einfluß der Sickerströmung müssen daher neben der Größe w_m auch die Einflussgrößen d_s und ν , ausgedrückt in der Reynoldszahl $Re_s = w_m d_s / \nu$, mitberücksichtigt werden.

4.1.3 Kolk_und_Strömung

Sowohl die Kolkgrößen wie auch die fiktiven Strömungsgrößen können in Abhängigkeit der gleichen Ausgangsgrößen des Problems ($u_0, \Delta u_0, f, D, \lambda, d_s, w_m, T$) dargestellt werden. Dadurch ist über den Rahmen des äußeren Problems hinaus eine Verknüpfung der im Experiment zu ermittelnden Kolkgrößen mit charakteristischen inneren Strömungsgrößen in unmittelbarer Nähe der Sohle gegeben. Da die Strömungen stationärer und pulsierender Strahlen ähnlich sind, können durch diese Methode Erosionen infolge Strahlen mit gleichen fiktiven mittleren und unterschiedlichen turbulenten Strömungsgrößen miteinander verglichen werden. Dadurch ist eine Möglichkeit der alleinigen Darstellung des Turbulenzeinflusses gegeben. Die Darstellung der Kolkgrößen als Funktion der fiktiven Strömung ist eine theoretisch begründete allgemeingültigere Vergleichsbasis für Erosionen durch stationäre und pulsierende Strahlen.

Kolk_und_Strahl:

a.) Mit Pulsation: Bei Einführung der Korneigenschaften d_s (mit Standardabweichung σ_s) und w_m sowie der Auskolkzeit T , die vom Beginn der Erosion an gezählt wird, erhält man für monofrequent pulsierende Strahlen mit konstanter Schwingungs-

form folgende allgemeine Beziehung:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Kolktiefe } z_0 \\ \text{-radius } R \\ \text{-volumen } \Psi \\ \text{-form} \end{array} \right\} = \varphi_{1, \dots, 4}(\bar{u}_0, \Delta u_0, f, D, \rho, \mu, l, w_m, d_s, \sigma_s, T) \quad (63a)$$

In dimensionsloser Gruppierung lautet die Beziehung

$$\text{relative Kolkgrößen } \left\{ \begin{array}{l} z_0/l \\ R/l \\ \Psi/l^3 \\ \text{Form} \end{array} \right\} = \Phi_{1, \dots, 4} \left(\frac{fD}{\bar{u}_0}, \frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0}, \frac{l}{D}, \frac{\bar{u}_0 D}{\nu}, \frac{\bar{u}_0}{w_m}, \frac{w_m T}{l}, \frac{w_m d_s}{\nu}, \sigma_s \right) \quad (63b)$$

Da der Zähigkeitseinfluß auf die freie Strahlströmung vernachlässigbar ist ($\bar{u}_0 D / \nu \gg 1$) und ein bestimmter Sand vorgegeben wird ($w_m d_s / \nu$; $\sigma_s = \text{konst}$), lautet die Form

$$\text{relative Kolkgrößen} = \Phi \left(\frac{fD}{\bar{u}_0}, \frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0}, \frac{l}{D}, \frac{\bar{u}_0}{w_m}, \frac{w_m T}{l} \right) \quad (64)$$

Dies ist die einfachste Form der funktionalen Abhängigkeit, die gleichzeitig die größte Allgemeingültigkeit besitzt, da keine Einschränkungen bezüglich des Einflusses des Abstandsparameters oder bezüglich der Ähnlichkeit der Strömungen gemacht werden müssen. Es wird bewußt an Stelle des Geschwindigkeitsparameters \bar{u}_0 / w_m kein Impulsflußparameter der Gestalt $M^+ = \bar{u}_0^2 D^2 / (w_m^2 l^2) = (M_0 / \rho) / w_m^2 l^2$ gewählt, weil der aus der mittleren Strahlgeschwindigkeit \bar{u}_0 gewonnene Impulsfluß bei pulsierenden Strahlen weder im Nahbereich noch im Fernbereich der Düse für das Strömungsfeld relevant ist (vgl. hierzu Abschnitt 3.2.4) - im Gegensatz zum stationären Strahl. Zur Ermittlung der fiktiven Strömungsgrößen in Abhängigkeit von den Ausgangsgrößen an Hand der verfügbaren Literatur [32,35] einerseits und zur getrennten Erfassung der Pulsationsparameter andererseits ist die Wahl des Frequenz- und Amplitudenparameters ($S = fD / \bar{u}_0$, $\alpha = \Delta u_0 / \bar{u}_0$) zweckmäßig. Der Abstandsparameter l/D ist eine Verhältnisgröße, die einerseits die Größe

der Angriffsgeschwindigkeit (Maximalgeschwindigkeit im Umlenkbereich) an der Sohle mitbestimmt und andererseits ein Maß für die Abmessungen der Strahlangriffsfläche bzw. des Transportweges der Körner darstellt. Der Geschwindigkeitsparameter \bar{u}_0/w_m ist ein charakteristisches Maß für das Verhältnis von Transportgeschwindigkeit des Trägerfluids zur Sinkgeschwindigkeit des Feststoffteilchens im ruhenden ausgedehnten Medium. Im Zeitparameter $T^+ = w_m T/\ell$ wird als Bezugsgröße die Zeit gewählt, die das Korn benötigt, um bei der Sinkgeschwindigkeit w_m den Weg ℓ zurückzulegen, der als Maß für die Transportweite des Kornes gilt. Der Zeitparameter ist unabhängig von der Strahlgeschwindigkeit definiert, so daß keine Verquickung mit dem Geschwindigkeitsparameter gegeben ist. Dies hat den Vorteil, daß der Zeitparameter $w_m T/\ell$ für $\ell/D \gg 1$ proportional dem Zeitparameter $w_m T/b$ ist, der in der Beziehung zwischen Kolk und fiktiver Strömung benutzt werden wird. Die gewählte Parametergruppierung ist besonders vorteilhaft beim Vergleich der Erosionswirkung eines stationären mit der eines pulsierenden Strahles gleichen mittleren spezifischen Massenflusses \bar{u}_0 am Düsenaustritt, gleichen Abstands- und Zeitparameters. Durch einfaches Multiplizieren des Geschwindigkeitsparameters \bar{u}_0/w_m mit dem Faktor $\sqrt{\beta_j}$ bzw. $\sqrt[3]{\beta_E}$ erhält man einen Geschwindigkeitsparameter auf der Basis gleichen mittleren spezifischen Impuls- und Energieflusses für stationäre und pulsierende Strahlen

$$(\sqrt{\beta_j} \bar{u}_0 = \sqrt{u_0^2} \text{ bzw. } \sqrt[3]{\beta_E} \bar{u}_0 = \sqrt[3]{u_0^3})$$

b.) Ohne Pulsation: Bei stationären oder quasistationären Strahlen mit vernachlässigbarem Pulsationseinfluß vereinfacht sich die Beziehung von Gl. (64) auf die Form

$$\text{relative Kolkgrößen} = \Phi\left(\frac{\ell}{D}, \frac{\bar{u}_0}{w_m}, \frac{w_m T}{\ell}\right) \quad (65a)$$

Bei genügend großem Düsenabstand, wo ausschließlich der Impulsfluß die Strömung bestimmt und die Größe D bedeutungslos wird, erhält man die einfachste Form der Beziehung

$$\text{relative Kolkgrößen} = \Phi \left(\frac{M_0 / \rho}{w_m l^2}, \frac{w_m T}{l} \right) \quad (65b)$$

Fiktive Strömung und Strahl:

Die Beschreibung der fiktiven Strömungsgrößen in Abhängigkeit von der Strahlaustrittsgeschwindigkeit, der Pulsation, dem Düsendurchmesser und dem Düsenabstand kann unmittelbar aus der analytischen Beschreibung der freien Strömung stationärer bzw. pulsierender Strahlen (Abschnitt 3.2 bzw. 3.3) übernommen werden. Die fiktiven Strömungsgrößen in der Entfernung l von der Düse sind (bei Annahme der Affinität) eindeutig definiert durch die Angabe der mittleren und turbulenten Geschwindigkeiten auf der Strahlachse ($u_{a,l}, \sqrt{u_{a,l}^2}$) und die dazugehörige Strahlbreite b_l . Die dimensionslose Beziehung zwischen den Ausgangsgrößen und den fiktiven Größen lautet bei vollturbulenter Strömung

a.) im Falle des pulsierenden Strahles:

$$\left. \begin{array}{l} u_a / \bar{u}_0 \\ \sqrt{u_a^2} / \bar{u}_0 \\ b / l \end{array} \right\} = \Psi_{1,3} \left(\frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0}, \frac{fD}{\bar{u}_0}, \frac{l}{D} \right) \quad (66a)$$

b.) im Falle des stationären Strahles:

$$\left. \begin{array}{l} u_a / (\sqrt{M_0 / \rho} / l) \\ \sqrt{u_a^2} / (\sqrt{M_0 / \rho} / l) \\ b / l \end{array} \right\} = \bar{\Psi}_{1,3} \left(\frac{l}{D} \right) \quad (66b)$$

wobei für $l/D \gg 1$ die Funktionen $\bar{\Psi}$ jeweils konstante Werte annehmen.

Kolk und fiktive Strömung:

Da sowohl die Kolkgrößen als auch die fiktiven Strömungsgrößen in Abhängigkeit von den äußeren oder Ausgangsparametern des Problems in den Gl. (63) bis (66) formuliert sind, können nun die Kolkgrößen unter Elimination der äußeren Parameter (\bar{u}_0, D, ℓ) in direkten Bezug zur fiktiven Strömung gesetzt werden. Hierbei tritt an die Stelle der Strahlgeschwindigkeit \bar{u}_0 die Achsgeschwindigkeit $u_{a,\ell}$ und an Stelle des Düsendurchmessers und -abstandes die Strahlbreite b_ℓ . Die Abhängigkeit der auf die fiktive Strahlbreite b_ℓ bezogenen Kolkabmessungen von fiktiver Strömung und Sedimenteigenschaft lautet für $\ell/D \gg 1$

a.) für pulsierenden Strahl

$$\text{relative Kolkgrößen} = \chi \left(\frac{u_{a,\ell}}{w_m}, \frac{w_m T}{b_\ell}, \frac{fD}{\bar{u}_0}, \frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0} \right) \quad (67a)$$

b.) für stationären Strahl

$$\text{relative Kolkgrößen} = \bar{\chi} \left(\frac{u_{a,\ell}}{w_m}, \frac{w_m T}{b_\ell} \right) \quad (67b)$$

Kolk und fiktive Turbulenzgrößen:

Es ist zu bemerken, daß in den Gl. (67a) und (67b) der Einfluß der im fiktiven Strahlquerschnitt vorhandenen Turbulenz auf die Erosion miteinbegriffen ist. Während beim stationären Strahl die Turbulenzintensität allein durch die Größen $u_{a,\ell}$ und b_ℓ bestimmt ist, wird sie beim pulsierenden Strahl außerdem durch die Pulsationsterme $S = fD/\bar{u}_0$ und $\alpha = \Delta u_0/\bar{u}_0$ festgelegt. Bei gleichen fiktiven mittleren Geschwindigkeiten, gleicher Auskolkzeit T und gleichem Sediment,

$$\frac{u_a}{w_m} = \text{konst} , \quad \frac{w_m T}{b} = \text{konst} , \quad (68)$$

für stationären und pulsierenden Strahl wird die unterschiedliche Erosion nur noch durch die pulsationsbedingte unterschiedliche Turbulenz bewirkt. Die im fiktiven Strahlquerschnitt vorhandene Turbulenz lässt sich durch die Größe $\sqrt{u'^2}_{a,\ell}/u_{a,\ell}$ charakterisieren. Bezieht man zweckmäßigerweise die Turbulenzintensität $\sqrt{u'^2}_{a,\ell}$ auf die Sinkgeschwindigkeit w_m , um den Einfluß der Turbulenz auf die effektive Sinkgeschwindigkeit zum Ausdruck zu bringen, so erhält man schließlich die Beziehung

relative Kolkgrößen bei

$$\begin{bmatrix} \bar{M}_0 \\ u_{a,\ell} \\ b_\ell \\ T \end{bmatrix}_{\text{Stat}} = \begin{bmatrix} \bar{M}_0 \\ u_{a,\ell} \\ b_\ell \\ T \end{bmatrix}_{\text{Puls}} = \chi^+ \left(\frac{\sqrt{u'^2}_{a,\ell}}{w_m} \right) \quad (69)$$

die es ermöglicht, den Einfluß der Turbulenz auf die Erosion zu ermitteln.

Über den Einfluß der Turbulenz auf die Sinkgeschwindigkeit gibt es noch keine allgemein gültigen Aussagen aus experimentellen Untersuchungen. Betrachtet man die Turbulenz einer Strömung bezüglich ihrer Wirkung auf die Sinkgeschwindigkeit eines Teilchens stark vereinfacht als harmonische vertikale Flüssigkeitsbewegung mit einer charakteristischen Frequenz, so lassen sich aus den Ergebnissen von Ho [6] und Molerus, Werther [7] qualitative Aussagen machen. Nach Ho (Messung der mittleren Sinkgeschwindigkeit in einem vertikal schwingenden Behälter) nimmt die mittlere Sinkgeschwindigkeit mit wachsender Frequenz und Amplitude der Schwingung sowie Reynoldszahl des Teilchens ($Re_s = w_m d_s / \nu$) ab. Rouse [5] hat durch Messung der Feststoff-Konzentrationsverteilung in einen Rundbehälter, dessen Flüssigkeit durch vertikal schwingende Gitter (äquidistant angeordnet) in Turbulenz versetzt wurde, indirekt über den Konzentrationsgradienten den Einfluß der

Schwingungsfrequenz (Amplitude stets konstant) auf die Verminderung der Sinkgeschwindigkeit der Sandkörner ($d_s = 1/4; 1/8; 1/16; 1/32$ mm) nachgewiesen. Aus beiden Untersuchungen kann gefolgert werden, daß eine Erhöhung der Turbulenz die Sinkgeschwindigkeit vermindert und dadurch die Transportkapazität einer Strömung erhöht wird (z.B. Feststofftransport in offenen Gerinnen und Rohren), falls nicht gleichzeitig die mittlere Geschwindigkeit der Trägerströmung durch die Turbulenz spürbar nachteilig beeinflusst wird. Da der Vorgang der Strahlerosion einerseits durch die Verzögerung der mittleren radialen Transportgeschwindigkeit (infolge pulsationsbedingter erhöhter Ausbreitung des umgelenkten Strahles) und andererseits durch die Verminderung der Sinkgeschwindigkeit bestimmt ist, kann auf Grund dieser Überlegungen nicht gesagt werden, ob die erhöhte Turbulenz infolge Pulsation die Erosion beschleunigt oder verzögert.

4.1.4 Sickerströmung

In die unter Abschnitt 3.4 aufgestellten Beziehungen zwischen den Strömungsgrößen des gedachten ungestörten Strahles und den in Sohlnähe vorliegenden Geschwindigkeits-, Druck- und Schubspannungsverhältnissen geht im allgemeinen Fall noch die Durchlässigkeit der Sohle ein. Da sich die vorliegenden experimentellen Untersuchungen ausschließlich auf die Erosion locker gepackter, rolliger (nichtbindiger) Sandböden beziehen, muß der Einfluß der Durchlässigkeit des Sandbettes mitberücksichtigt werden. Eine exakte Bestimmung des Einflusses der Sickerströmung auf die Staupunkt- und Umlenkströmung würde eine äußerst aufwendige Rechnung unter Verwendung wesentlicher empirischer Konstanten (Lagerungsdichte, Widerstandsgesetz) erfordern und erscheint in diesem Zusammenhang als un gerechtfertigter Aufwand. Eine einfache Betrachtungsweise dagegen erlaubt es, in erster Näherung eine Abschätzung dafür zu geben, wie die tatsächlichen Strömungsverhältnisse bei durchlässiger Sohle von den unter 3.4 für eine undurchlässige Sohle angegebenen Verhältnissen in unmittelbarer Nähe der

Sohle abweichen. Die Durchlässigkeit des Sedimentkörpers hat auf die Strömung im Staupunktbereich quasi eine Absaugwirkung, die durch die Verteilung der Filtergeschwindigkeiten V_{fo} nach Darcy gegeben ist, Bild 25. Die Verteilung der Filtergeschwindigkeit V_{fo} beim Eintritt in den Sedimentkörper ist dann ähnlich ($V_{fo}/V_{fo\ max} = F(r/b)$), wenn das Strom- und Potentialliniennetz geometrisch ähnlich ist, d.h. der Sickerkörper als homogen und ausgedehnt angenommen werden kann. Starke Inhomogenitäten des Sedimentbettes im Auftreffbereich des Strahles mit intensiver Sickerströmung können sich demnach auf die Sickerströmung und die Erosion auswirken. Die dimensionsanalytische Beziehung zwischen den tatsächlichen Strömungsparametern in der Nähe der ebenen Sohle (Bewegungsbeginn) und dem Durchlässigkeitseffekt läßt sich durch Erweiterung der Gl. (56) einfach darstellen als

$$\left. \begin{array}{l} u/u_a \\ (\rho-\rho_0)/\rho u_a^2 \\ \tau_0/\rho u_a^2 \end{array} \right\} = H_{1,3} \left(\frac{r}{b}, \frac{ds}{b}, \frac{V_{fo}}{u_a} \right) \quad (70)$$

Unter der Annahme laminarer Sickerströmung gilt die Darcy'sche Beziehung der Proportionalität zwischen der Filtergeschwindigkeit und dem Gradienten der piezometrischen Höhe $h = p/\gamma + z$

$$V_{fo} = k_f \left[\frac{\partial(p/\gamma + z)}{\partial s} \right]_{z=0} = k_f \left[\frac{\partial p/\gamma}{\partial s} \right]_{z=0} \quad (71)$$

Der Wert k_f seinerseits ist abhängig vom Porenvolumenanteil (d.h. vom Korndurchmesser, der Kornform und der Lagerungsdichte, vom Verhältnis von frei beweglichem zum adhäsiv gebundenen Wasservolumenanteil), der Durchströmungsrichtung, der Dichte und der dynamischen Zähigkeit des Fluids. Der Einfluß des Porenvolumenanteils ϵ bzw. des Korndurchmessers d_s ist insbesondere bei rolligen Sedimenten der wesentlichste, weil k_f proportional $\epsilon^{4 \div 5}$ bzw. d_s ist, siehe Bild 26 und [67]. Es ist daher zu erwarten, daß das Erosionsverhalten von Sand-

böden mit starker Streuung in der Kornverteilung allein auf Grund der Lagerungsdichte unterschiedlich ist. Für die hier dargestellten Betrachtungen soll stets k_f als konstant angenommen werden. Nimmt man weiterhin der Einfachheit halber an, daß die Filtergeschwindigkeiten nach der Funktion f ähnlich verteilt sind wie die fiktiven Geschwindigkeiten, so gibt das Verhältnis $V_{fa}/u_{a,e} = \lambda$ ($0 \leq \lambda < 1$) gleichzeitig das Verhältnis der fiktiven zur Sickergeschwindigkeit in jedem Punkt der Sohle an. Der an den Sickerkörper abfließende Massen-, Impuls- und Energiefluß kann damit leicht abgeschätzt werden als das λ , λ^2 bzw. λ^3 -fache der entsprechenden fiktiven Werte. Zur Abschätzung der beiden Geschwindigkeiten entnimmt man aus Bild 25 unter Berücksichtigung der Axialsymmetrie der Strömung die Größe der maßgebenden Sicker-

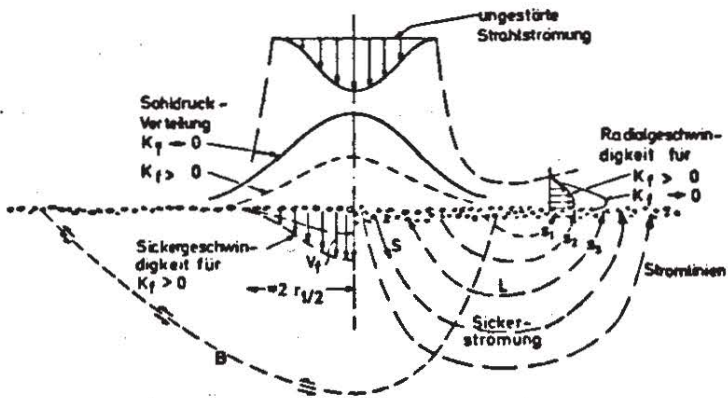


Bild 25: Einfluß der Durchlässigkeit des Sedimentbettes auf sohlennahe Strömung, qualitativ.

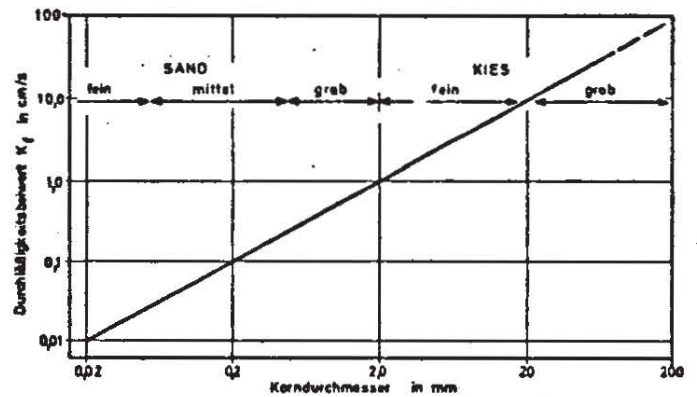


Bild 26: Einfluß des Korndurchmessers auf den Durchlässigkeitsbeiwert K_f nach (68)

strecke $L \sim 2b$ und $\partial(p/\gamma)/\partial s \sim u_{a,e}^2/2gL$. Damit ist das Geschwindigkeitsverhältnis näherungsweise gegeben

$$\frac{V_{fa}}{u_{a,e}} \approx k_f \frac{(u_{a,e}^2/2g)/2bL}{u_{a,e}} = k_f \frac{u_{a,e}}{2bL} \cdot \frac{1}{2g} \quad (72)$$

Aus dieser Abschätzung ergeben sich für natürliches rolliges Sohlmaterial folgende Konsequenzen: Der Einfluß der Sickerströmung ist umso ausgeprägter je größer die fiktive Achsgeschwindigkeit im Verhältnis zur fiktiven Strahlbreite ist.

Dies besagt in anderen Worten, daß bei konstantem Düsenabstand l ($l \approx \text{konst} \cdot b$) selbst bei völliger Vernachlässigung der Sohldeformation umso mehr Strömungsenergie in den Sickerkörper übergeht je größer die Achsgeschwindigkeit des Strahles bzw. dessen Austrittsgeschwindigkeit ($u_0 \propto u_a$) ist. Falls ein Erosionsstrahl mit minimalem Sickerströmungsverlust arbeiten soll, so muß bei vorgegebenem Sedimentbett ($k_f = \text{konst}$) ein möglichst geringes Verhältnis von Staudruckhöhe $u_{a,l}^2/2g$ zu fiktiver Strahlbreite b_l angestrebt werden. Das heißt, die Erosion muß im Bereich des Bewegungsbeginns erfolgen (maximaler Strahlwirkungsgrad, vgl. Abschn. 6.1.2 und 6.1.3). Durch die Pulsation eines Strahles wird bei sonst gleichen Bedingungen ($\bar{u}_0/w_m, l/D, w_{mds}/\nu = \text{konst}$) eine geringere Sickergeschwindigkeit induziert und damit weniger Energie an die Sickerbewegung abgegeben als dies ohne Pulsation der Fall ist. Soll dagegen die Erosion einer Sohle minimal gehalten werden, dann kann - falls es die jeweiligen Untergrundverhältnisse erlauben - dies durch Heranführen der Strahldüse bis unmittelbar oberhalb (oder gar unterhalb) der Sohle erreicht werden. Bei diesen Verhältnissen wird nahezu die gesamte Strömungsenergie in den Untergrund abgeleitet und dort dissipiert.

Die Erosionswirkung eines vertikalen Strahles ist demnach stark von der Korngröße des Erosionsmaterials abhängig, d.h. rolliges Grobmaterial läßt sich bei gleicher Sinkgeschwindigkeit weniger effektiv durch einen Vertikalstrahl erodieren als rolliges Feinmaterial unter sonst gleichen Bedingungen. Die sich hieraus ergebenden Konsequenzen bezüglich der Verminderung des Sohldruckes und der Neigung der Strahlachse soll in Abschnitt 7.2 näher diskutiert werden.

Aus der Beziehung in Gl. (72) können insbesondere für extreme Bodenverhältnisse folgende weiteren Konsequenzen gezogen werden:

a.) Fast undurchlässiges Sedimentbett ($k_f \rightarrow 0$):

Bei nahezu undurchlässigem Sedimentbett ($k_f \rightarrow 0$) ist der Ein-

fluß der Sickerströmung praktisch nicht vorhanden. Die Bedingung $k_f \rightarrow 0$ liefert Verhältnisse wie sie den Erläuterungen zu Bild 22 zugrundeliegen. Der gesamte Massen- und Impulsfluß kann zufolge des aufgebauten Druckgradienten in radialer Richtung umgelenkt werden, wobei der größtmögliche Teil der kinetischen Energie des Fluids bei Erosion und Transport der Körner Arbeit leisten kann. Unter typischen Bedingungen im Modellversuch bei intensiver Erosion ($u_{a,\ell} = 1,5$ m/s, $b_\ell = 0,04$ m, $d_s = 1,2$ mm, $k_f = 0,7$ cm/s) ist nach Gl. (72) eine Filtergeschwindigkeit vorhanden in der Größe von

$$V_{fa}/u_{a,\ell} = 0,01 \quad (73)$$

Bei diesen Verhältnissen kann der Sickerströmungsverlust (Massen-, Impuls- und Energieverlust) selbst vernachlässigt werden. Es ist jedoch zu bemerken, daß bereits Absauggeschwindigkeiten von wenigen Prozent der Angriffsgeschwindigkeit (maximale Radialgeschwindigkeit $u_m(r)$) über die Verringerung der Grenzschichtdicke einen erheblichen Einfluß auf die Kornbewegung besitzen - dies zeigen laufende Forschungsarbeiten im SFB 80 über den Einfluß der Sickerströmung auf den Bewegungsbeginn einer beweglichen Gerinnesohle [15].

b.) Stark durchlässiges Sedimentbett ($k_f \gg 0$):

Betrachtet man den anderen Extremfall mit sehr großem Durchlässigkeitsbeiwert (theoretischer Grenzfall: Keine Strahlumlenkung), so ergeben sich dabei die ungünstigsten Bedingungen für die Erosion. Eine radiale Strahlumlenkung an der Sohle ist wegen des geringen Sickerwiderstandes und des hieraus resultierenden Fehlens des Staudruckgebietes kaum möglich. Fast die gesamte in Sohlnähe noch vorhandene kinetische Energie des Strahles wird in den Untergrund abgeleitet und dort durch Reibungsverluste im Sickerkörper allmählich dissipiert.

Unabhängig davon welchen Einfluß die Beschaffenheit des Sohlkörpers auf den Strömungsangriff der obersten Kornschichten (hydrodynamische Erosion) ausübt, ist insbesondere bei extremer Strahlbelastung die unmittelbare bodenmechanische Bean-

sprachung des Sedimentkörpers zu berücksichtigen. Böden aus rolligem oder bindigem Material besitzen eine Tragfähigkeits- bzw. Belastbarkeitsgrenze, oberhalb derer mit einem plötzlich eintretenden Grundbruch zu rechnen ist. Die Betrachtung der Verhältnisse bei stark unterschiedlicher Durchlässigkeit des Bodens ($k_f \rightarrow 0$ bzw. $\gg 0$) zeigt, daß die Sohlzerstörung bei sehr hohen Strahldrücken auf zwei wesentliche Ursachen zurückgehen kann. Im folgenden wird das Gesamtverhalten des durch sehr hohen Strahl- und Sickerdruck unmittelbar belasteten Sohlkörpers diskutiert. Bei Überschreitung einer kritischen Sohlendruckverteilung (charakterisiert durch einen Grenzwert des Verhältnisses von Staudruck $\xi u^2_{a,l}$ zu Strahlbreite b_l) wird die Belastungsgrenze des Bodens überschritten. Die eintretende Sohldeformation wird nicht durch die Erosion, sondern durch das Bruchverhalten des Sohlkörpers beherrscht.

$k_f \rightarrow 0$: Bei sehr feinem rolligem oder bindigen Sohlmaterial kann der Einfluß der Sickerströmung auf die Bruchbedingungen vernachlässigt werden. Bei überkritischen Sohlendruckgradienten ($\xi u^2_{a,l}/b_l > (\xi u^2_{a,l}/b_l)_{krit}$ - abhängig von Reibungswinkel φ_0 , Kohäsion C , spezifischer Dichte ρ_s) werden die Grenzwerte der Normal- und Schubspannungen im Sedimentkörper überschritten, wobei sich der Bruchkörper entlang der Bruchlinie B (qualitativ, Bild 25) verschiebt. Der Vorgang wird bekannterweise als Grundbruch bezeichnet. Der Strahl bricht unmittelbar nach Auftreffen auf der Sohle in den Untergrund ein. Die nachfolgenden Strömungsbedingungen sind mehr als Strahlinjektion denn als Strahlerosion zu bezeichnen.

$k_f \gg 0$: Bei Sohlmaterial aus grobem Sand oder Kies muß neben der direkten Sohlendruckbelastung die Belastung des Sickerkörpers infolge Strömungsdruck mitberücksichtigt werden. Bei genügend hohem Verhältnis von Staudruck zu Strahlbreite tritt im Bereich der vertikal nach oben austretenden Sickerströmung (S_1, S_2, S_3 in Bild 25) ein so starker Sickerdruck ($\partial(p/\gamma)/\partial s$) auf, daß ein hydraulischer Grundbruch eingeleitet wird. Der Sedimentkörper wird infolge des hohen Sicker- und Sohlendruckes sehr rasch ausgespült. Der Erosionsstrahl bricht tief in den

Sohlkörper ein, die Folgeerscheinungen sind ähnlich wie beim normalen Grundbruch.

Die Betrachtungen zeigen, daß außer rolligen selbst bindige Böden durch Wasserstrahlen mit hoher Auftreffgeschwindigkeit und kleiner Strahlbreite teilweise zerstört werden können. Der vertikale Strahl besitzt hierbei auf Grund der Erzeugung des größtmöglichen Staudruckes die stärkste Zerstörungswirkung.

4.2 Sohlangriff und Sohlform

4.2.1 Übersicht

Ebene und runde Strahlen mit gleicher Verteilung der fiktiven Geschwindigkeiten (Strahlbreite b_ℓ und Achsgeschwindigkeit $u_{a,\ell}$) unterscheiden sich bei der Betrachtung des Strömungsbildes in entsprechenden Symmetrieebenen (x,y -Ebene bzw. x,r -Ebene) im wesentlichen nur durch den unterschiedlich starken Abfall von Druck und Geschwindigkeit in Sohlnähe mit dem Abstand von der Strahlachse und der Auskolkzeit. Es wird daher auf Grund der bisherigen Betrachtungen angenommen, daß die Ausbildung der Strömung in Sohlnähe und der Kolkform (im Symmetrieschnitt) bei der Erosion durch einen ebenen und einen runden Strahl im wesentlichen nach vergleichbaren Gesetzmäßigkeiten erfolgt.

Im folgenden Abschnitt wird die Wechselwirkung zwischen Strömung und Sohlform qualitativ erläutert und diskutiert, soweit dieser Zusammenhang aus den bisherigen Ergebnissen über Strahlerosionen (Poreh, Hefez [18], Rouse [19] und Altinbilek, Okyay [24]) und auf Grund physikalischer Überlegungen gefolgert werden kann. Der Vorgang der Sohlerosion wird in Abhängigkeit von Zeitparameter ($T^+ = w_m T / \ell$), Geschwindigkeitsparameter (\bar{u}_0 / w_m), Abstandparameter (ℓ / D) und Pulsationsparameter ($fD / \bar{u}_0, \Delta u_0 / \bar{u}_0$) qualitativ beschrieben. Die sich einstellenden Kolkprofile werden in zwei Kategorien eingeteilt: Kolkform I und II. Die mit

der jeweiligen Kolkform verbundene Form der Erosion und des Transports der Sedimentkörner wird geschildert. Der Begriff des dynamischen Gleichgewichtszustandes zwischen Strömungsangriff und Kolkform sowie der Formstabilität der Kolkprofile wird eingeführt und erläutert.

4.2.2 Zeit- und Geschwindigkeitsparameter

Der zeitliche Verlauf des Auskolkungsprozesses und seine Abhängigkeit von der Strahlgeschwindigkeit ist bei der Erosion durch stationäre und pulsierende Strahlen gleicher mittlerer fiktiver Strömungsgrößen qualitativ gleich. Im folgenden wird daher der Übersichtlichkeit wegen allein der Erosionsvorgang durch stationäre Strahlen beschrieben. Die Berücksichtigung des Pulsationseffektes bei sonst unveränderten Bedingungen erfolgt in Abschnitt 4.2.5 gesondert.

Kolkform I:

Steigert man bei vorgegebenem Sediment, Düsenabstand und Düsendurchmesser (w_m ; l/D ; = konst) allmählich von Null ausgehend die Strahlgeschwindigkeit, so erreicht man bei einem bestimmten Wert von u_0 die Grenze zum Bewegungsbeginn der Körner. Im Bereich von u_0 krit ist der Sandtransport wie bei Gerinneströmungen mit Sedimenttransport sehr empfindlich gegen kleine Änderungen von u_0 . Überschreitet man u_0 krit geringfügig, so setzt vom Zeitpunkt $T = 0$ des Einwirkens der Strahlströmung ein Sandtransport entlang der Sohle in radialer Richtung ein, der mit einer allmählichen Sohldeformation verbunden ist, vgl. Poreh, Hefez [18]. Gemäß dem Verlauf der zeitlich gemittelten Schubspannung entlang der Sohle (Bild 22) dürfte bei alleiniger Bedeutung der zeitlich mittleren Strömungsgrößen im Strahlstaupunkt kein Sedimenttransport erfolgen. Wegen der mit der Achsgeschwindigkeit anwachsenden Turbulenzintensität in Staupunktnähe treten relativ hohe Momentanwerte der Geschwindigkeits-, Druck- und Schubspannungsschwankungen auf, die einen Sedimenttransport im Staupunkt verursachen. Die einwirkende Strahlströmung wird demnach eine fortschreitende

Eintiefung des Sedimentbettes im Zentrum bei gleichzeitiger Ablagerung in den Außenzonen solange aufrechterhalten, bis ein neuer Gleichgewichtszustand zwischen Sohlströmung und Sohlform erreicht ist. Die Kornbewegung erfolgt hierbei als Geschiebe tangential zur Sedimentsohle bis zu einem kritischen Radius R , außerhalb dessen die Schubspannung für einen weiteren Transport nicht mehr ausreichend ist. Der (kritische) Kolkradius R bleibt zeitlich konstant, während sich die Sohle in vertikaler Richtung bis zum Endzustand stetig eintieft. Durch die Sohleintiefung werden die Strömungsgeschwindigkeiten in Sohlhöhe vermindert und die Zunahme der Böschungsneigung erschwert den Transport entgegen der Schwerkraft, so daß schließlich ein Endzustand erreicht wird. Der umgelenkte Strahl liegt im ganzen Erosionsgebiet an der Sohle an. Die so ausgebildete Kolkform wird Kolkform I genannt, siehe Bild 27.

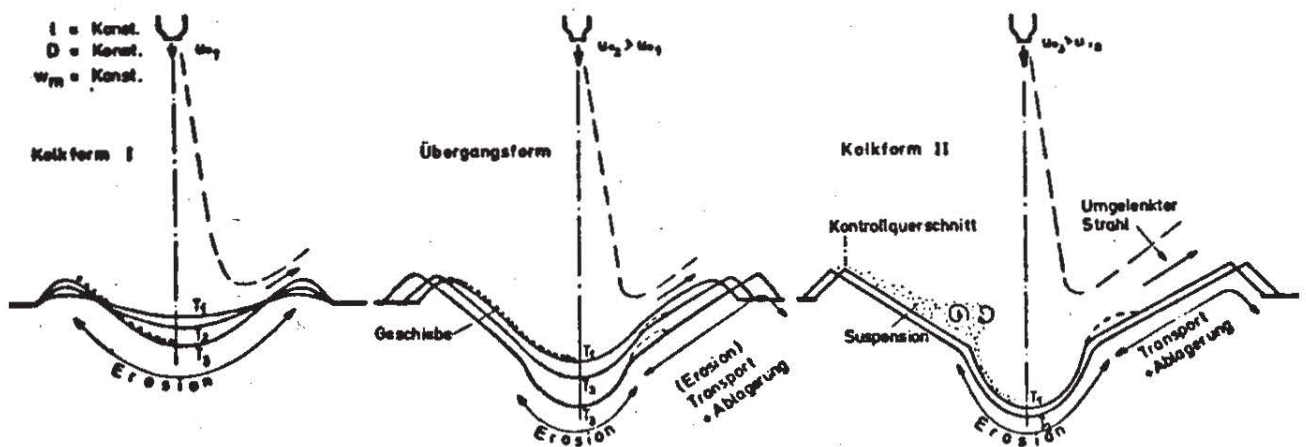


Bild 27 : Entwicklung der Kolkformen bei zunehmender Strahlgeschwindigkeit

Übergangsform:

Beginnt man (zu einem neuen Zeitpunkt $T = 0$) einen neuen Erosionsversuch mit erhöhter Strahlgeschwindigkeit u_0 bei sonst unveränderten Bedingungen, so läuft der Erosionsvorgang beschleunigt ab, d.h. die einzelnen Stadien der Kolkform I werden infolge der größeren Erosionsfähigkeit rascher durchlaufen. Der Strahl mit der größeren Geschwindigkeit erreicht

zu einem früheren Zeitpunkt das gleiche Kolkprofil. Da die Erosionskraft bei erhöhter Strahlgeschwindigkeit größer ist, wird ein anderer stabiler Endzustand angestrebt. Im weiteren Verlauf der Erosion tritt die für Strahlerosionen charakteristische Kolkform mit stark unterschiedlicher örtlicher Kolk-tiefe auf. Qualitativ läßt sich in Anlehnung an die Ergebnisse von Rouse [19] sagen, daß mit steigender Strahlgeschwindigkeit bei sonst gleichen Bedingungen die Sohleintiefung in Nähe der Strahlachse schneller erfolgt als weiter außerhalb. Dies hat ein zunehmend ungleichförmiger werdendes Sohlprofil zur Folge, was notwendigerweise dazu führt, daß bei einer bestimmten Strahlgeschwindigkeit und einer bestimmten Auskolkzeit der an der Sohle umgelenkte Strahl eine Ablösung erfährt (vgl. auch [19]). Es ist zu erwarten, daß die Strahlablösung die Erosionskapazität des Strahles und die Kolkform beeinflusst. Man kann daher in einem bestimmten Bereich von Strahlgeschwindigkeiten mit einem Übergang von der ablösungsfreien Kolkform I zur Kolkform II mit eindeutiger Strahlablösung rechnen, Bild 27.

Kolkform II:

Erhöht man in diesem Endzustand die Strahlgeschwindigkeit weiter, so wird die Erosionsgeschwindigkeit erhöht und das Wachstum des ausgeworfenen Kolkvolumens beschleunigt. Die Kolkeintiefung im zentralen Erosionsbereich E (Bild 27, vgl. Bild 6) wird so beschleunigt, daß die Kolkform alsbald einen scharfen Knick zwischen dem Staupunktbereich und der Außenregion aufweist. Diese Sohlform mit stark unterschiedlichem Verlauf im Staupunktbereich und in der Außenregion ist eine charakteristische Erscheinung bei intensiver Strahlerosion, sie wird Kolkform II genannt. Die Form hat eine ausgeprägte Strömungsablösung zur Folge, so daß der zum Wiederanlegen gezwungene Umlenkstrahl keine ausreichende Erosionsenergie mehr besitzt. Die im Zentrum erodierten Körner werden mit relativ hoher Geschwindigkeit unter steilem Auswurfwinkel ϑ in die Strömung getragen und dort in suspendiertem Zustand in Hauptströmungsrichtung radial nach aussen transportiert und teil-

weise abgelagert. Man kann daher von einer ausgeprägten Erosionszone (E) im Staupunktgebiet und einer daran angeschlossenen ausgeprägten Transportzone (T) mit Ablagerung (A) sprechen. Die Trennung zwischen Erosions- und Transportzone ist beim axialsymmetrischen Strahlengriff stärker ausgeprägt als beim ebenen. Während sich der Kolk in der Mitte bei fortschreitender Erosion stetig eintieft führt die stetige Ablagerung auf den Innenböschungen zur Böschungsinstabilität, weil der Böschungshaltesdruck (Druck infolge Strahlumlenkung) mit der Eintiefung abnimmt. Die gegenläufige Tendenz der Abnahme der Böschungshaltekräfte und der Zunahme der Böschungsbelastung durch die Sedimentablagerung an den Innenflanken führt zu einem sich selbst regelnden Gleichgewichtszustand. Diese dynamischen Gleichgewichtszustände entwickeln sich aus den zeitlich vorangegangenen Zuständen unter Einwirkung ähnlicher Strömungsverhältnisse. Es ist daher in Übereinstimmung mit der Beobachtung eines formstabilen Gleichgewichtskolkes bei ebenen Strahlen in [18, 24] auch eine geometrische Ähnlichkeit der Kolkformen II bei runden Strahlen zu erwarten. Der Zustand der Formstabilität des Kolkprofils ist dadurch gekennzeichnet, daß alle auf charakteristische Längenmaße des Kolkes (Kolkradius R , -tiefe z_0) bezogenen Koordinaten des Kolkprofils (r, z) in einem zeitunabhängigen konstanten Verhältnis stehen, vgl. Bild 6 und 27. Die Böschungsflanken rutschen stetig in das Kolkinnere nach und die Sedimentkörner werden dort einer erneuten Erosion ausgesetzt. Nur diejenigen Körner, die durch den höchst gelegenen Querschnitt (Kontrollquerschnitt über Krater) transportiert werden können, werden aus dem Kreislauf "Erosion-Transport-Ablagerung-Nachrutschen-Erosion" herausgenommen und tragen zum Wachstum des Kolkvolumens bei. Bei stetiger Verminderung der Erosionsrate stellt sich ein asymptotischer Endzustand ein.

Bei sehr großer Strahlgeschwindigkeit stellt sich eine Strahlumlenkung von nahezu 180° ein. Abgesehen davon, daß bei diesen Verhältnissen infolge des hohen Umlenkdruckes relativ viel Energie in den Sedimentkörper abfließt (vgl. Abschnitt 4.1.4),

ist die dynamisch stabile Kolkform und die damit verbundene Transportströmung so ungünstig, daß trotz erhöhtem Sohlangriff das effektiv ausgekolkte Volumen verhältnismäßig wenig zunimmt. Durch die starke Strahlumlenkung wird außerdem ein Teil des bereits erodierten suspendierten Materials sogleich wieder in den ankommenden vertikalen Strahl eingemischt und so in einer direkten inneren Zirkulation gehalten, die mit Energieverzehr verbunden ist und selbst keine Steigerung des Kolkvolumens bewirkt.

Es kann nach den bisherigen Überlegungen damit gerechnet werden, daß das Kolkvolumen mit zunehmender Strahlgeschwindigkeit im wesentlichen größer wird. Im Gegensatz zu den Betrachtungen über den Einfluß des Düsenabstandes in Abschnitt 4.2.3 kann bezüglich des Einflusses der Strahlgeschwindigkeit nicht gefolgert werden, ob es eine optimale Strahlgeschwindigkeit gibt, bei der unter vorgegebenen Bedingungen ($l/D, w_m T/l, w_m = \text{konst}$) ein maximales Erosionsvolumen erzeugt wird.

4.2.3 Abstandsparameter

Im Gegensatz zum Geschwindigkeitsparameter u_0/w_m , der nur ein Maß für das Verhältnis von Transport- zu Absetzgeschwindigkeit des Sedimentes darstellt, besitzt der Abstandsparameter l/D bei vorgegebenem Strahl- und Zeitparameter ($u_0/w_m, T^+ = w_m T/l = \text{konst}$) einen Einfluß sowohl auf die Größe der lokalen Transportgeschwindigkeit als auch auf die Transportweite. Mit steigendem Düsenabstand l nimmt zwar die Transportgeschwindigkeit im gleichen Maß wie die Achsgeschwindigkeit u_a ab, die Transportweite jedoch nimmt in gleichem Maße wie die Strahlbreite b zu. Da das erodierte Sedimentvolumen von beiden Größen gleichsinnig beeinflusst wird (Volumen ungefähr proportional $u_{a,l}^2 \cdot b_l^2$ ($\tau_0 \propto u_a^2$)), geht das Erosionsvolumen gegen Null, wenn eine der Größen gegen Null strebt. Dies bedeutet, daß für $l > l_{\text{krit}}$ (Achsgeschwindigkeit zu klein) das Kolkvolumen ebenso wie für $l \rightarrow 0$ (Transportweite sehr klein) gegen Null geht. Auf Grund der stetigen Änderung der beiden wesentlichen

Transportgrößen $u_{a,\ell}$ und b_ℓ mit dem Düsenabstand kann mindestens bei einem bestimmten Wert von ℓ ein maximales Kolkvolumen erwartet werden. Da die Transportgröße $u_{a,\ell}$ proportional der Strahlgeschwindigkeit u_0 ist, verschiebt sich das so definierte maximale Kolkvolumen mit zunehmendem Werten von u_0/w_m zu größeren Werten von ℓ/D . Die Erosionsbedingungen, unter denen sich das maximale Kolkvolumen zu einer festen Zeit T^+ oder das maximale Kolkendvolumen ($T^+ \rightarrow \infty$) einstellt, sind demnach gekennzeichnet durch eine bestimmte fiktive Achsgeschwindigkeit $u_{a,\ell}$ und Strahlbreite b_ℓ . Da das Erosionsvermögen und die Transportkapazität der umgelenkten Strahlströmung sehr rasch in radialer Richtung gegen Null abfällt - qualitativ kann die Verteilung dieser Größen mit der Verteilung von τ_0 bzw. u_m in Bild 22 angenähert werden - muß das radiale Kolkwachstum für beliebige Düsenabstände und Strahlgeschwindigkeiten stets einen asymptotischen Endwert erreichen.

Bei pulsierenden Strahlen ist der Einfluß des Abstandsparmeters größer als bei stationären, da sich zufolge des Pulsationseinflusses die Strömung mit der Entfernung von der Strahldüse stärker ändert als bei stationären Strahlen. Bei der Erosion durch pulsierende Strahlen ist demnach ein stärker ausgeprägtes Maximum des Kolkvolumens bezüglich der Variation des Düsenabstandes zu erwarten.

4.2.4 Kolkformen

Kolkform I:

Die Kolkprofile, die sich bei wenig überkritischen Strahlgeschwindigkeiten einstellen sind zeitlich ähnlich, da sich der Kolk gleichmäßig ohne merkliche Änderung des Strömungsbildes eintieft. Bei vorgegebenem Strahl und Sediment ($u_0, w_m, D = \text{konst}$) ist die Kolktiefe z_0 von der Auskolkzeit T und vom Düsenabstand ℓ abhängig. Der (kritische) Kolkradius R ist dagegen nur eine Funktion des Düsenabstandes ℓ (für $\ell/D \gg 1$). Die Ähnlichkeit der Kolkformen liegt dann vor, wenn sie sich durch eine universelle Funktion $z/z_0 = \theta(r/R)$ darstellen lassen, wobei eine

Normierung beider Koordinaten durch Kolktiefe bzw. Kolkradius durchgeführt wird.

Kolkform II:

Im Zustand der Kolkform II vergrößert sich der Kolk in beiden Koordinatenrichtungen z und r mit zunehmender Auskolkzeit. Wenn das Verhältnis der vertikalen und horizontalen Kolkabmessungen unabhängig von der Auskolkzeit ist, liegt Formstabilität bzw. Ähnlichkeit der Profile vor. Durch Anwendung der Dimensionsanalyse läßt sich die Wachstumsrichtung des Kolkes beschreiben. Einfachheitshalber beschränkt man sich auf die Erosion durch stationäre Strahlen. Die Kolkform wird unter den Voraussetzungen zu Gl. (67b) und der vereinfachenden Annahme von $z_0/\ell \ll 1$ beschrieben durch die abhängige Tiefenkoordinate z_k und die unabhängige Radialkoordinate r in der Form

$$\frac{z_k}{r} = \chi \left(\frac{u_{a,\ell}}{w_m}, \frac{w_m T}{b}, \frac{r}{b} \right) \quad (74)$$

Bei Formstabilität der Kolkprofile ist für einen gegebenen Strahl ($u_{a,\ell}/w_m = \text{konst}$) z_k/r nur noch eine Funktion von r/b . Für alle Ähnlichkeitsgeraden der Strahlströmung mit $r/b = \text{konst}$ ist das Verhältnis von Kolktiefe z_k zum Radialabstand r ebenfalls konstant, d.h. alle betrachteten Punkte eines Kolkprofils bewegen sich vom Ähnlichkeitszentrum des Kolkes auf dem Ähnlichkeitsstrahl $z_k/r = \text{konst}$ während des Kolkwachstums radial nach aussen. Dies gilt nach der obigen Beziehung für alle Strahlen, bei denen die fiktive Achsgeschwindigkeit gleich und der Einfluß des Düsenabstandsparameters vernachlässigbar klein ist. Bild 28 veranschaulicht die Ähnlichkeit der Kolkform II für zwei Strahlen mit unterschiedlichem Abstand ℓ bzw. unterschiedlicher Strahlbreite b aber gleicher Achsgeschwindigkeit $u_{a,\ell}$ zu verschiedenen Auskolkzeiten T^+ . Durch eine Normierung mit z_0 und R können alle Kolke zur Deckung gebracht werden.

Wenn in diesem dynamischen Gleichgewichtszustand die Strahlgeschwindigkeit erhöht wird, stellt sich nach einer gewissen Zeit ein neues Gleichgewicht mit einer neuen Ähnlichkeitsform des Kolkes ein (siehe gestrichelte Linie in Bild 28). Auf Grund des stärkeren Sohlangriffs tieft sich der Kolk im Zentrum stärker ein und zufolge des größeren Druckes im Erosionsgebiet stellt sich ein größerer Böschungswinkel ϑ ein. Die Kolkformen erfahren mit höher werdenden Strahlgeschwindigkeiten eine zunehmende Eintiefung im Erosionsbereich, die mit einer verstärkten Abgrenzung zwischen Erosionszone und Transport- bzw. Ablagerungszone verbunden ist.

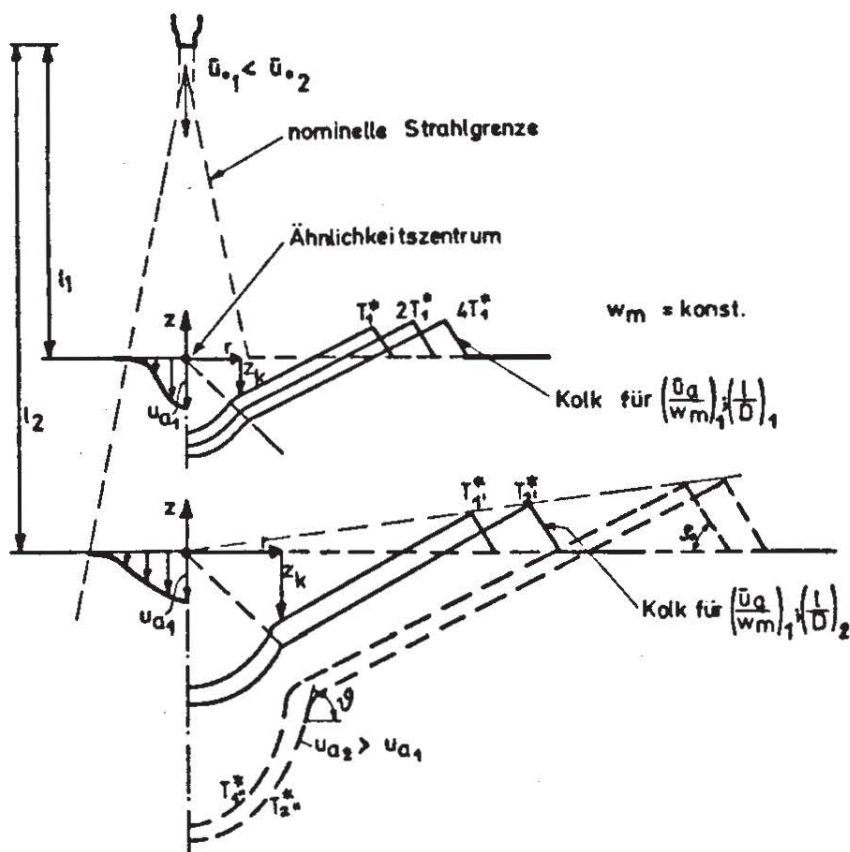


Bild 28 : Entwicklung des Ähnlichkeitskolkes II für verschiedene Düsenabstände und mittlere Strahlgeschwindigkeiten.

4.2.5 Pulsationsparameter

Die Frage nach dem Erosionseffekt eines pulsierenden Strahles gegenüber einem stationären Strahl gleicher mittlerer Strahlgeschwindigkeit \bar{u}_0 , gleichem Düsendurchmesser D und gleichem Abstand ℓ zwischen Düse und Sediment ist für Vergleichszwecke von besonderem Interesse. Da die Strahlpulsation bei sonst gleichen Bedingungen ($\bar{u}_0, D, \ell = \text{konst}$) im wesentlichen eine Abflachung der mittleren Geschwindigkeitsprofile bei größerer Strahlbreite und veränderter Turbulenz verursacht, ist es möglich, durch die Pulsation einen Einfluß auf die Erosionsgeschwindigkeit, das Erosionsvolumen, die Kolkform und die Sickerströmung auszuüben. Da bei Überschreitung einer bestimmten Pulsationsintensität keine weitere Steigerung der Ausbreitungsrate des Strahles erreicht werden kann, ist durch eine Pulsation nur bis zu einem bestimmten Grade eine Änderung der Geschwindigkeitsverteilung in Sohlhöhe erreichbar. Eine Steigerung der Pulsationsfrequenz ist daher nur bis zu einer Strouhalzahl von etwa 0,35 praktisch interessant. Die Grenze der Pulsationsamplitude, oberhalb derer keine wesentliche Steigerung der Ausbreitungsrate mehr zu erreichen ist, liegt weder theoretisch noch experimentell genau fest. Vom praktischen Standpunkt aus dürfte eine Steigerung des Amplitudenparameters $\Delta u_0 / \bar{u}_0$ über $0,6 \div 0,8$ hinaus wegen des stark ansteigenden Leistungsbedarfs zur Pulsationserzeugung unwirtschaftlich sein. Die Pulsation hat auf die fiktiven Strömungsgrößen im wesentlichen die gleiche Wirkung wie eine Vergrößerung des Düsenabstandes ℓ um $\Delta \ell$ und geringfügige Erhöhung des Impulsflusses beim nicht-pulsierenden Strahl. Da nach den Ausführungen in Abschnitt 4.2.3 das Kolkvolumen bezüglich der Variation des Düsenabstandes ein Maximum haben muß, kann je nach Düsenabstand grundsätzlich mit einer Erhöhung oder Verminderung der Erosion infolge Pulsation gerechnet werden. Es kann bereits gesagt werden, daß der pulsierende Strahl gegenüber dem stationären Strahl dann eine

Verbesserung der Erosion bringt, wenn das vom Geschwindigkeitsparameter abhängige optimale Abstandsverhältnis $(\ell/D)_{opt}$ größer ist als das vorgegebene Abstandsverhältnis. Die Pulsation bewirkt dann eine Verminderung der Erosion, wenn $(\ell/D)_{opt}$ kleiner ist als der vorgegebene Werte von (ℓ/D) .

Die Effektivität der Strahlpulsation ist nicht nur von der Pulsationsintensität selbst (Amplituden- und Frequenzparameter), sondern auch vom Geschwindigkeits-, Abstands- und Zeitparameter abhängig. Vom wissenschaftlichen und praktischen Standpunkt aus stellt sich die interessante Frage, wie groß die Pulsationsparameter sein müssen, um bei gegebenen Abstands- und Geschwindigkeitsverhältnissen $(\ell/D, \bar{u}_0/w_m)$ eine maximale Erosionssteigerung zu erzielen. In diesem Zusammenhang soll auch die Frage nach den Erosionsbedingungen geklärt werden, bei denen der absolut größte Pulsationseffekt auf die Erosion vorliegt. Für die praktische Anwendung ist die quantitative Angabe der Erosionssteigerung und eine Abschätzung des zusätzlichen Leistungsaufwandes infolge Pulsation wesentlich. Es ist außerdem aufschlußreich zu wissen, wie stark sich die Erosionsleistung des pulsierenden von der des stationären Strahles auf der Basis gleicher mittlerer Impuls- und Energieflußdichte (\bar{u}_0^2 bzw. $\bar{u}_0^3 = \text{konst}$) bei sonst identischen Bedingungen ($\ell, D, w_m = \text{konst}$) unterscheidet. Diese Fragen können nur durch das Experiment quantitativ beantwortet werden.

4.2.6 Optimale Erosion

Die optimalen Bedingungen bei Erosionen durch stationäre oder pulsierende Strahlen sind je nach der zu optimierenden Größe unterschiedlich. Die Frage nach Optimierungszielen ist deshalb berechtigt, weil das Erosionsproblem vielparametrig ist und sich daher unterschiedliche Optimierungsziele anbieten. Im Hinblick auf praktische Anwendungen ist das erodierte Sedimentvolumen \star die interessanteste Kolkgröße, weil sie ein Maß

für die Erosionsarbeit des Strahles ist. In Bezug auf das Kolkvolumen können zwei wesentliche Optimierungsziele formuliert werden. Erstens: Maximierung des Strahlwirkungsgrades als Verhältnis von erreichter Erosionsleistung zu aufgebrachtener Strahlleistung unter jeweils vorgegebenen Strahl-, Abstands- und Zeitbedingungen. Dieser Aspekt ist deshalb von Bedeutung, weil unter bestimmten Bedingungen eine Steigerung der Erosion nur durch eine unverhältnismäßig starke Erhöhung der Strahlleistung bewirkt werden kann, was einen Rückgang des Wirkungsgrades des Strahles bedeutet. Zweitens: Maximierung des Erosionsvolumens bzw. der Erosionsgeschwindigkeit unter jeweils vorgegebenen Strömungs-, Abstands- und Zeitbedingungen. Hierbei muß der Strahlwirkungsgrad nicht notwendigerweise maximal sein.

Definition des Strahlwirkungsgrades η : Der Wirkungsgrad des Strahles wird festgelegt als das Verhältnis der effektiv geleisteten Arbeit pro Zeiteinheit beim Aushub des Sedimentes gegen die Schwerkraft zur aufgewendeten Strahlleistung am Düsenaustritt:

$$\eta = \frac{\text{Hubarbeit pro Zeiteinheit}}{\text{Ausgangsleistung des Strahls}},$$

d.h.

$$\eta = \frac{\frac{\partial}{\partial T} \{(\gamma_s - \gamma) h_s \cdot V\}}{\beta_E \frac{\rho}{2} \bar{u}_0^3 F_{\text{Düse}}} = \frac{\Delta\gamma \frac{\partial}{\partial T} (h_s V)}{\beta_E \frac{\rho}{2} \bar{u}_0^3 F_{\text{Düse}}} \quad (75)$$

Mit $\Delta\gamma = \gamma_s - \gamma$, h_s als Hubhöhe des Massenschwerpunkts (siehe Bild 4), F_D als Fläche des Düsenquerschnittes und β_E als Energieflußfaktor, der für stationäre Strahlen gleich eins ist und für pulsierende Strahlen aus Bild 23 entnommen werden kann.

Auf Grund des relativ raschen Abfalls der Erosionsgeschwindigkeit spielt der Zeitparameter bei der Optimierungsfrage die dominierende Rolle (siehe Abschn. 2.5). Von zweitgrößter Bedeutung ist der Geschwindigkeits- und der Abstands-

parameter, während die Pulsationsparameter und die Reynoldszahl des Kornes im allgemeinen als drittrangig anzusehen sind. Die Beziehung zwischen den zu optimierenden Größen des Erosionsproblems und den in der Rangfolge aufgelisteten unabhängigen Parametern lautet:

$$\left. \begin{array}{l} \max \eta \\ \left(\max \frac{\partial \Psi}{\partial T} \right) \frac{1}{w_m \ell^2} \text{ bzw. } \left(\max \frac{\partial \Psi}{\partial T} \right) \frac{1}{w_m D^2} \\ \left(\max \Psi \right) \frac{1}{\ell^3} \text{ bzw. } \left(\max \Psi \right) \frac{1}{D^3} \end{array} \right\} = \tilde{\Phi} \left\{ \frac{w_m T}{\ell}, \frac{\bar{u}_0}{w_m}, \frac{\ell}{D}, \frac{f D}{\bar{u}_0}, \frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0} \right\} \quad (76)$$

Zur deutlichen Hervorhebung des Einflusses von Auskolkzeit T , Strahlgeschwindigkeit \bar{u}_0 und Düsenabstand ℓ ist in Gl. (76) eine alternative Darstellung der Abhängigkeit vom jeweils interessierenden Parameter gewählt worden. Der Zeitparameter kann gegebenenfalls durch Extrapolation des Zeitgesetzes auf den asymptotischen Endwert eliminiert werden. Zum Vergleich mit den experimentellen Daten wird die Gl. (75) zweckmäßigerweise in den gleichen dimensionslosen Parametern dargestellt wie Gl. (76):

$$\eta = \frac{4}{\pi} \left(\frac{\ell}{D} \right)^2 \frac{1}{\beta_E} \frac{1}{\left(\frac{\bar{u}_0}{w_m} \right)^3} \frac{\Delta T \ell}{\frac{g}{2} w_m^2} \frac{\partial \left(\frac{\Psi}{\ell^3} \frac{h_s}{\ell} \right)}{\partial \left(\frac{w_m T}{\ell} \right)} ; \ell = \text{Konst} \quad (77a)$$

bzw.

$$\eta = \frac{4}{\pi} \frac{D}{\ell} \frac{1}{\beta_E} \frac{1}{\left(\frac{\bar{u}_0}{w_m} \right)^3} \frac{\Delta T \ell}{\frac{g}{2} w_m^2} \frac{\partial \left(\frac{\Psi}{D^3} \frac{h_s}{D} \right)}{\partial \left(\frac{w_m T}{D} \right)} ; D = \text{Konst} \quad (77b)$$

Zur Beurteilung der Effektivität des Strahles bei langzeitiger Erosion liefert die Größe des zeitlich gemittelten Wirkungsgrades $\bar{\eta}$ eine bedeutende Aussage. Hierbei wird $\bar{\eta}$ definiert als

$$\bar{\eta} = \frac{1}{T} \int_0^T \eta(t) dt \quad (78)$$

Mit Hilfe der eingeführten Kenngrößen soll an Hand der experimentellen Ergebnisse der Einsatz von Erosionsstrahlen diskutiert und beurteilt werden.

5. EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG

5.1 Versuchsstand

Versuchsaufbau: Die experimentellen Untersuchungen wurden in einem wassergefüllten Rundbehälter mit 2 m Innendurchmesser und 1 m Gesamttiefe durchgeführt, Bild 29.

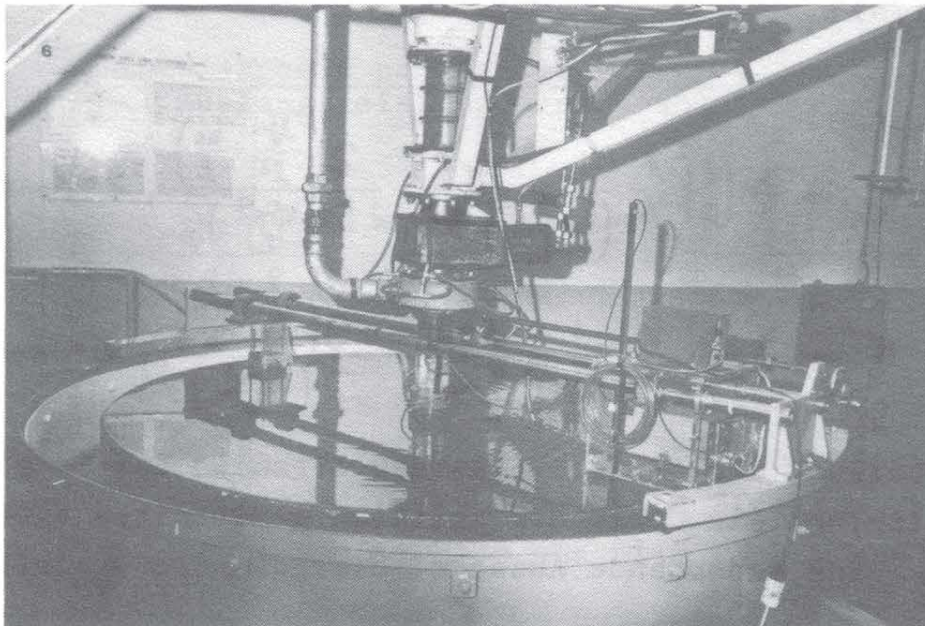
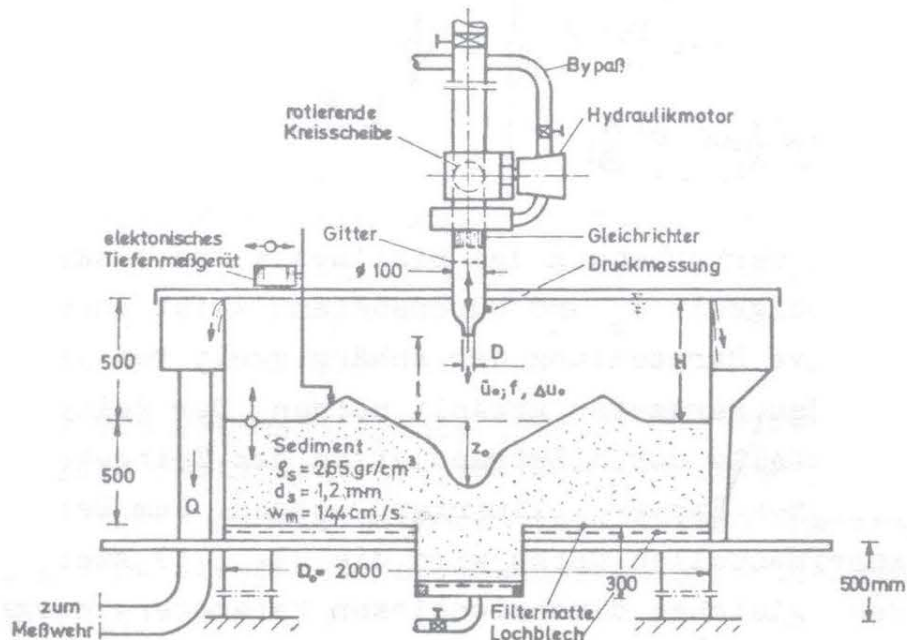


Bild 29: Skizze und Foto des Versuchsstandes

Ausgehend von einem Hochbehälter wurde über eine Versorgungsleitung mit abschließender Düsenverengung ein axialsymmetrischer Strahl vertikal eingeleitet. Der Strahl war stets tiefgetaucht, so daß der Einfluß der Eintauchtiefe vernachlässigt

werden kann. Die Behälterabmessungen wurden so gewählt, daß der Einfluß der Behälterwände auf Strahlströmung und Erosion vernachlässigbar klein ist. Die Strahlpulsation wurde durch eine von einem Hydraulikmotor angetriebene Kreisscheibe erzeugt, die in der Hauptleitung (Durchmesser 100 mm) eingebracht war. Durch die Antriebsart konnte eine konstante Rotationsgeschwindigkeit trotz stark schwankender Belastung der Kreisscheibe sichergestellt werden. Es konnten Pulsationsfrequenzen bis zu 25 Hz erreicht werden. Mit Hilfe eines Bypasses konnte bei vorgegebenem Düsendurchmesser D das Verhältnis der Geschwindigkeitsschwankungen an der Düse Δu_0 zur mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit \bar{u}_0 unabhängig voneinander variiert werden. Der Düsendurchmesser wurde zwischen 2 cm und 4 cm variiert, wobei stets die strömungsgünstige Form der Düse (Düsenform nach Wille [39]) konstant gehalten wurde. Die mittleren Strahlgeschwindigkeiten \bar{u}_0 betragen minimal 0,7 m/s und maximal 4,78 m/s, die Geschwindigkeitsschwankungen an der Düse $\Delta u_0 = u_{0 \max} - u_{0 \min}$ konnten bis 3,1 m/s gesteigert werden. Der Abstand zwischen Düse und Sediment konnte teils durch Verlängerung des Vertikalrohres und teils durch die Dicke des Sedimentkörpers zwischen $l = 0$ und 82 cm variiert werden. Die Versuchsbedingungen wurden stets so gewählt, daß der Einfluß des Behälterbodens vernachlässigbar klein war. Bei den Versuchen mit pulsierenden Strahlen blieb der Abstand zwischen Pulsationserzeugung und Düse unverändert, so daß die Länge der Beruhigungsstrecke stets einen konstanten Einfluß hatte. Durch den Einbau eines Gleichrichters und zweier Gitter war gewährleistet, daß der austretende Strahl drallfrei war und eine über den gesamten Düsenquerschnitt nahezu gleichmäßige Verteilung der mittleren und pulsierenden Geschwindigkeitsanteile besaß. Die infolge starker periodisch auftretender Unterdrücke aus dem gesättigten Wasser austretende Luft wurde kontinuierlich abgesaugt, so daß die Versuchsbedingungen konstant gehalten wurden. Bei allen Versuchsreihen wurde darauf geachtet, daß sich zeitlich stabile Strahloszillationen mit möglichst gleicher Schwingungsform einstellten. Zu diesem Zweck wurden während der laufenden Versuche ständig Kontrollmessungen der

periodischen Geschwindigkeitsschwankungen vorgenommen. Bild 30 zeigt exemplarisch den nahezu sinusförmigen Verlauf des gemessenen Strahlstaudruckes $1/2 \cdot \rho u_0^2$ für eine Frequenz von 12,5 Hz.

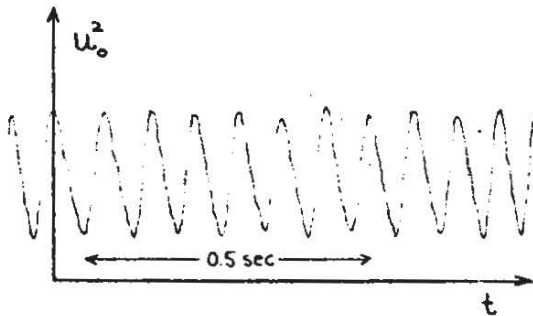


Bild 30: Zeitlicher Verlauf des Strahl-Staudruckes

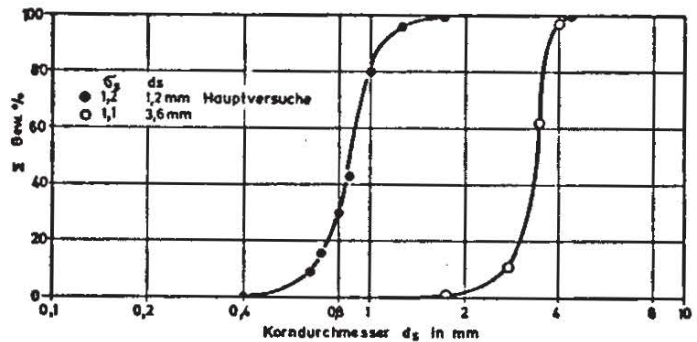


Bild 31: Kornverteilungskurve der benutzten Sandsorten ($\rho_s = 265 \text{ p/cm}^3$)

Die Sedimenteigenschaften wurden in den Hauptversuchen konstant gehalten. Es wurde natürlicher Quarzsand ($\rho_s = 2,65 \text{ p/cm}^3$) mit der in Bild 31 dargestellten Sieblinie benutzt. Für das Erosionsproblem kann das Sohlmaterial als gleichförmiger Einkornsand mit dem maßgeblichen gewichteten Korndurchmesser $d_s = d_{95} = 1,2 \text{ mm}$ betrachtet werden. Die zugeordnete mittlere Sinkgeschwindigkeit wurde über die experimentelle Bestimmung der Sinkgeschwindigkeit w_{mi} der einzelnen Kornfraktionen aus

$$w_m = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\text{Gew.-%}}{100} \right)_i w_{mi} \quad (75)$$

zu $w_m = 14,4 \text{ cm/s}$ ermittelt.

Meßeinrichtungen: Zur Ermittlung des mittleren Strahldurchflusses wurde ein Thomson-Meßwehr benutzt. Durch die Größe des Versuchsbehälters mit allseitigem Überfall und eines nachgeschalteten Behälters mit freiem Wasserspiegel war die Glättung des pulsierenden Stromes so stark, daß im Meßwehr keine Spiegelschwankungen zu registrieren waren. Somit konnte der mittlere Durchfluß bzw. die mittlere Strahlgeschwindigkeit direkt ermittelt werden. Unabhängig davon wurde die mittlere Strahlgeschwindigkeit durch die Messung des Staudruckes im Austrittsstrahl ermittelt. Zur Bestimmung der Geschwindigkeitsamplitude $\Delta u_0 = u_{0 \text{ max}} - u_{0 \text{ min}}$ und der Geschwindigkeitsfre-

quenz wurde der zeitliche Verlauf des Strahlstaudruckes auf der Strahlachse im Abstand D vom Düsenaustritt mit Hilfe eines Pitot-Rohres gemessen, Bild 32. Die Länge des metallischen Pitot-Rohres wurde so weit verkürzt, daß innerhalb des untersuchten Frequenzbereichs eine unverfälschte Wiedergabe der Meßgröße gewährleistet war (Frequenzgang $H = 1$). Zur Kontrolle wurden die Ergebnisse der Staudruckmessungen mit denen eines trägheitsfreien Druckaufnehmers (Widerstandsprinzip), der den Wanddruck in der Düsenvorkammer aufnahm, verglichen und korreliert. Die Übereinstimmung der aus beiden Meßgrößen unabhängig voneinander ermittelten Maximal- und Minimalgeschwindigkeiten (Beziehung zwischen beiden Meßgrößen über Euler-Gleichung) ergab im Mittel Abweichungen von weniger als 3 Prozent der mittleren Geschwindigkeit. Der Differenzdruck zwischen Atmosphäre und Staudruck wurde mit einem induktiv-Aufnehmer gemessen (Hottinger Differenzdruckmeßdose mit Meßbereich 1mWS bei kleinen und 10 mWS bei großen Drücken). Durch Abgleichen der nachgeschalteten Meßbrücke konnte der statische Druckanteil unterdrückt werden, so daß ausschließlich die aus der Geschwindigkeit resultierende Druckhöhe über einen Tintenschreiber (Oszillomink) analog registriert werden konnte, siehe Bild 33.

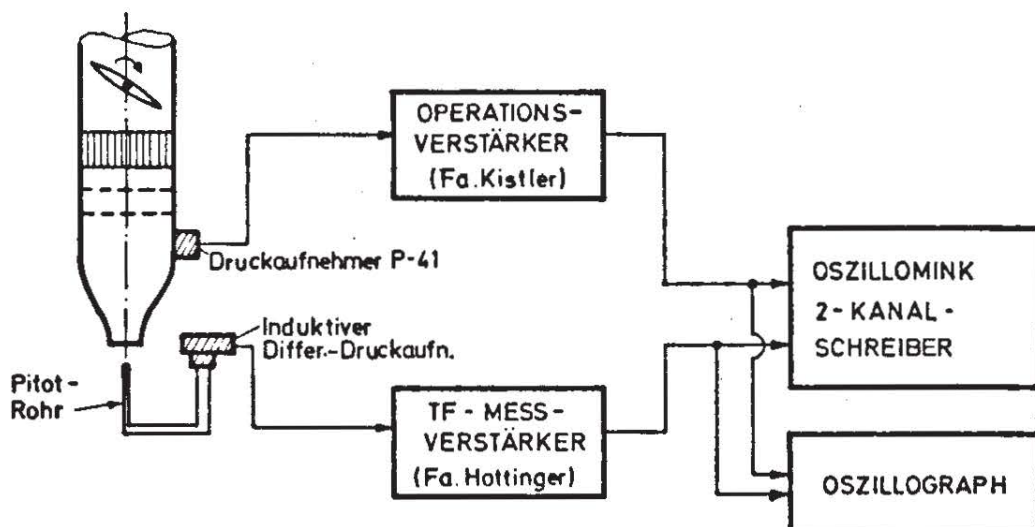


Bild 32: Blockdiagramm zur Druckmessung

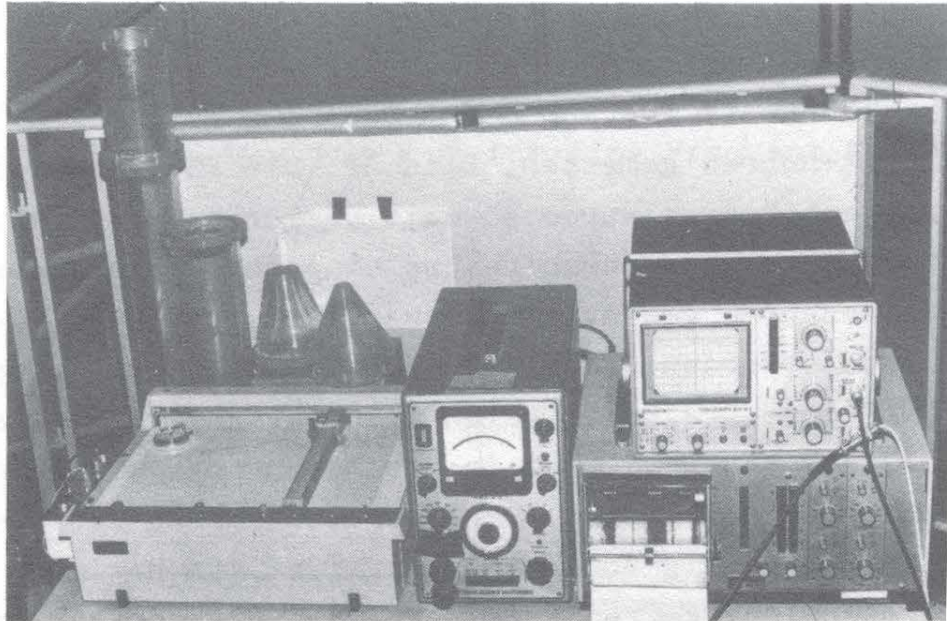


Bild 33 Meßeinrichtungen: x-y Schreiber , Meßverstärker
Oszillograph , Tintenschreiber

Mit Hilfe eines elektronisch geregelten Profilmeßgerätes (electronic profile indicator Delfter Bauart [30]) wurden während des laufenden Erosionsvorgangs in bestimmten Zeitabständen die momentan vorhandenen Kolkprofile in vier zueinander senkrecht stehenden Radialschnitten aufgenommen (Bild 29). Das Meßgerät ist so eingeregelt (Prinzip der Widerstandsmessung, Bild 34), daß der Fühler in einem konstanten Abstand von ca. $0,5 \div 2$ mm berührungsfrei über dem Sediment entlanggleitet. Das Meßgerät selbst, das auf einem drehbaren Meßwagen aufgebaut war, konnte in radialer Richtung über eine Drehspindel und in tangentialer durch Drehung verschoben werden, so daß jeder Punkt des Kolkes erreicht werden konnte. Die Positionskoordinaten des Meßfühlers wurden durch zwei Spannungsgrößen angegeben, die Radialkoordinate r durch ein an der Drehspindel installiertes Linear-Potentiometer und die Tiefenkoordinate z durch die Regelgröße des Profil-Indikators selbst, siehe Bild 34. Die aufgenommenen Kolkprofile wurden im Maßstab 1:2 auf einem x-y Schreiber zur weiteren Auswertung festgehalten. An Hand der Profilaufzeichnungen mit Angabe der zugehörigen Auskolkzeit T konnte der zeitliche Vorgang der Erosion

beschrieben und alle Kolkgrößen wie Kolkradius R , Kolktiefe z_0 , Kolkvolumen Ψ sowie Kolkform ermittelt werden.

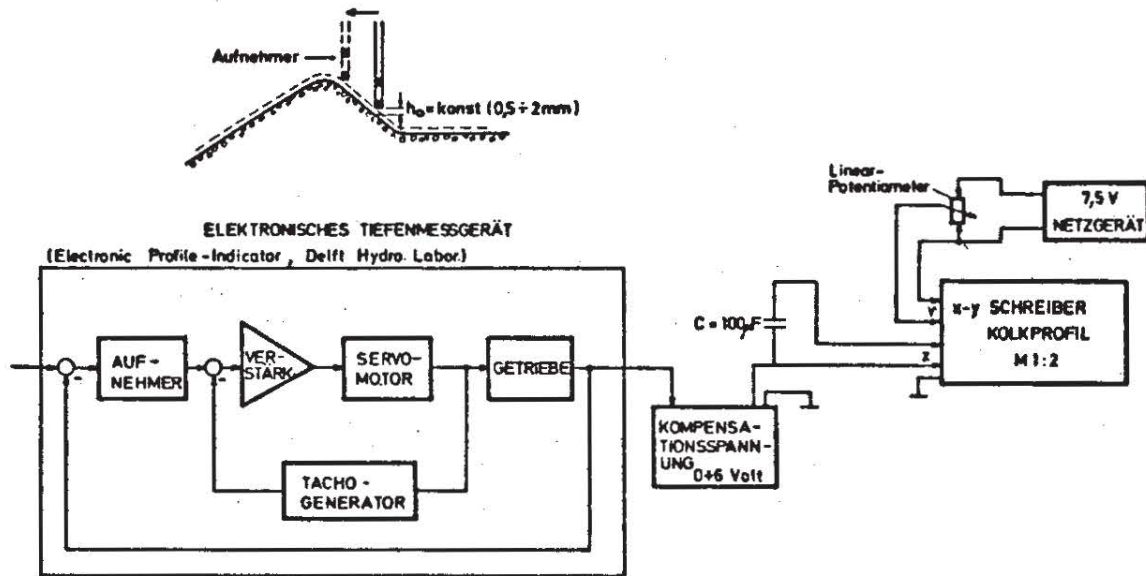


Bild 34: Blockdiagramm zur Aufnahme des Kolkprofils

5.2 Versuchsprogramm

Die allgemeine funktionale Beziehung zwischen den relevanten Größen des Problems der Erosion für vollturbulente Strahlen lautet nach Gl. (63b)

$$\text{relative Kolkgrößen} \begin{Bmatrix} z_0/l \\ R/l \\ \Psi/l^3 \\ \text{Form} \end{Bmatrix} = \Psi \left(\frac{\bar{u}_0}{w_m}, \frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0}, \frac{fD}{\bar{u}_0}, \frac{l}{D}, \frac{w_m T}{l}, \frac{w_m d_s}{\nu}, \sigma_s \right) \quad (76)$$

Wegen der großen Zahl der unabhängigen Variablen beschränkt sich die experimentelle Untersuchung fast ausschließlich auf die Ermittlung des Einflusses der Strahlparameter (\bar{u}_0/w_m , $\Delta u_0/\bar{u}_0$, fD/\bar{u}_0), des Abstandsparmeters (l/D) und des Zeitparameters ($w_m T/l$). In den Hauptuntersuchungen werden die Sedimentparameter konstant gehalten ($Re_s = w_m d_s/\nu = \text{konst}$, $\sigma_s = \text{konst}$). Unter charakteristischen Versuchsbedingungen bei stationärem Strahl wurde für einen groberen Quarzsand der Einfluß der Reynoldszahl des Kornes ermittelt, um die Tendenz des Zähigkeitseinflusses abschätzen zu können.

Stationärer Strahl: Im ersten Arbeitsabschnitt wird die Erosion durch stationäre Strahlen untersucht, weil diese Untersuchungen versuchstechnisch einfacher sind und grundlegende Kenntnisse über Strahlerosionen vermitteln, mit deren Hilfe das Versuchsprogramm für die pulsierenden Strahlen besser abgesteckt und effektiver gestaltet werden kann.

Dem Versuchsprogramm liegt folgende Beziehung zu Grunde die sich aus Gleichung (76) ableitet

$$\left. \begin{array}{l} z_0/l \\ R/l \\ \psi/l^3 \\ \text{Form} \end{array} \right\} = \psi_0 \left(\frac{M_0/g}{w_m^2 l^2}, \frac{l}{D}, \frac{w_m T}{l} \right) \equiv \psi_0 \left(M^+, \frac{l}{D}, T^+ \right) \quad (77)$$

Durch große Variation des kinematischen Impulsflusses M_0/g und des Düsenabstandes l wird eine extreme Änderung des Impulsflußparameters M^+ erreicht. Damit wird der gesamte interessante Bereich möglicher Erosionsbedingungen vom Einsetzen der Kornbewegung ($M^+ = M^+_{\text{krit}}$) über die ausgeprägte Strahlerosion bis hin zum "Injektionsbereich" ($M^+ \gg 1$) erfaßt.

Es wird insbesondere der Wert des Abstandsparameters l/D ermittelt, oberhalb dessen kein meßbarer Einfluß des Düsendurchmessers mehr vorhanden ist. Da der Abstand l zwischen 7 cm und 82 cm, der Düsendurchmesser 2 cm, 3 cm und 4 cm beträgt, kann l/D zwischen 1,6 und 41 variiert werden.

Der Zeitparameter wird in weiten Grenzen variiert (von $T^+ = 0$ bis $> 10^5$), um die einzelnen Entwicklungsphasen der Kolkbildung möglichst vollständig erfassen zu können.

In Bild 35 sind sämtliche Versuchsparameter und ihre Variationsbreite aufgezeichnet.

dim. los dim. beh.	u_0/w_m \bar{u}_0/w_m 6,1 bis 30	l/D 1,6 bis 41	$M^* = \frac{M_0 \sqrt{\rho}}{w_m \sqrt{l}}$ $2,3 \cdot 10^{-2}$ bis 10^{-1}	$T^* = w_m \sqrt{l}$ 0 bis 10^5	$S = lD/\bar{u}_0$ (22 bis 272) 10^3	$\alpha = \Delta u_0/\bar{u}_0$ 0 bis 0,81	$Re = \bar{u}_0 D/\nu$ (3,1 bis 18) 10^3	$Re_s = w_m ds/\nu$ 140 bzw. 900	G_s 12 (bzw. 11)
u_0 bzw. \bar{u}_0 in m/s	0,76 bis 4,2		0,7 bis 4,78		0,7 bis 4,2	0,7 bis 4,2	0,7 bis 4,2		
w_m in cm/s	14,4 (bzw. 26,0)		14,4 (bzw. 26,0)	14,4 bzw. (26,0)				14,4 (bzw. 26,0)	
l in cm		7 bis 82	7 bis 82	7 bis 82					
D in cm		2, 3, 4	2, 3, 4		3, 4		2, 3, 4		
T in min				0 bis 10^4					
f in Hz					2 bis 255				
Δu_0 in m/s						0 bis 3,1			
$\nu = \mu/\rho$ in m^2/s							$1,1 \times 10^{-6}$	$1,05 \times 10^{-6}$	
ds in mm							1,2 (bzw. 3,6)	1,2 (bzw. 3,6)	

Bild 35: Tabelle der untersuchten Parameterbereiche (dimensionsbehaftet und dimensionslos)

Pulsierender Strahl: Da bei pulsierenden Strahlen der Düsen-
durchmesser D außer auf den Strahlimpulsfluß noch einen Ein-
fluß auf die Strahlausbreitung hat, spielt der Impulsfluß nicht
dieselbe dominierende Rolle wie beim stationären Strahl. Es ist
daher sinnvoll, die Untersuchung bei Trennung des Impulsfluss-
parameters in Geschwindigkeits- und Abstandsparameter vorzu-
nehmen. Im experimentellen Programm ist die Beziehung zwischen
folgenden Versuchsparametern zu ermitteln

$$\left. \begin{array}{l} z_0/l \\ R/l \\ \psi/l^3 \end{array} \right\} = \psi_1 \left(\frac{\bar{u}_0}{w_m}, \frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0}, \frac{fD}{\bar{u}_0}, \frac{l}{D}, \frac{w_m T}{l} \right) \quad (78)$$

Kolkform

Es wird eine möglichst große Variationsbreite der einzelnen
Versuchsparameter angestrebt. Da das Hauptgewicht der experi-
mentellen Untersuchung auf der quantitativen Bestimmung des

Pulsationseffektes liegt, wird insbesondere im Bereich starker Pulsationswirkung bei großen Kolkabmessungen (geringere relative Meßfehler) der Einfluß der Pulsationsparameter detailliert untersucht. Ein wesentliches Ziel ist zudem die Klärung der Frage, unter welchen Bedingungen die Wirkung der Strahlpulsation im Vergleich zur Wirkung des nicht pulsierenden Strahles bei sonst gleichen Bedingungen maximal bzw. optimal ist. Zu diesem Zweck werden die Pulsationsparameter genügend groß gewählt und konstant gehalten ($\alpha = 0,5$; $S = 0,022$; $0,052$; $0,117$; $0,162$), während Geschwindigkeits- und Abstandsparameter systematisch in relativ weiten Grenzen variiert werden (\bar{u}_0/w_m von 6,1 bis 29 und l/D von 6,25 bis 14,5).

Durch diese Art der Programmgestaltung kann das bereits reduzierte fünfparametrische Problem versuchstechnisch durch einen angemessenen Arbeitsaufwand bewältigt werden, wobei gewährleistet ist, daß die praktisch interessanten und wissenschaftlich aufschlußreichen Einflußbereiche der Pulsation detailliert erfaßt und die Randbereiche abgesteckt werden können.

Stationärer und pulsierender Strahl: Durch Änderung des Abstandes l um Δl (aus [35] entnommen) wird unter charakteristischen Erosionsbedingungen versucht, für beiden Strahlen die gleichen fiktiven mittleren Geschwindigkeiten herzustellen, um so den Einfluß der turbulenten Geschwindigkeiten (aus [35] entnommen) auf die Erosion zu erhalten, wie dies in Bild 24 angedeutet ist.

6. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

6.1 Allgemeine Darstellung des Erosionsprozesses

In Form eines Blockdiagramms ist der komplexe Erosionsprozess in Bild 36 dargestellt. Um die Erosion durch stationäre und pulsierende Strahlen gleichzeitig diskutieren und eine besseren Übersichtlichkeit gewährleisten zu können, wird die Erosion in Abhängigkeit der fiktiven Strömungsgrößen b_ℓ , $u_{a,\ell}$ und $u'_{a,\ell}{}^2$ bzw. als Funktion der Parameter

$$u^+ = \frac{u_{a,\ell}}{w_m}$$

$$T^+ = \frac{w_m \cdot T}{b_\ell}$$

$$u'^+ = \frac{\sqrt{u'_{a,\ell}{}^2}}{w_m}$$

beschrieben. Es kann vorwegnehmend gesagt werden, daß der Einfluß des pulsationsbedingten Turbulenzparameters u'^+ von untergeordneter Bedeutung ist. Da der Erosionsprozess an Hand des Blockdiagramms nur qualitativ diskutiert wird, ist die Darstellung des Vorgangs in Abhängigkeit der beiden internen Hauptparameter (u^+ , T^+) ausreichend.

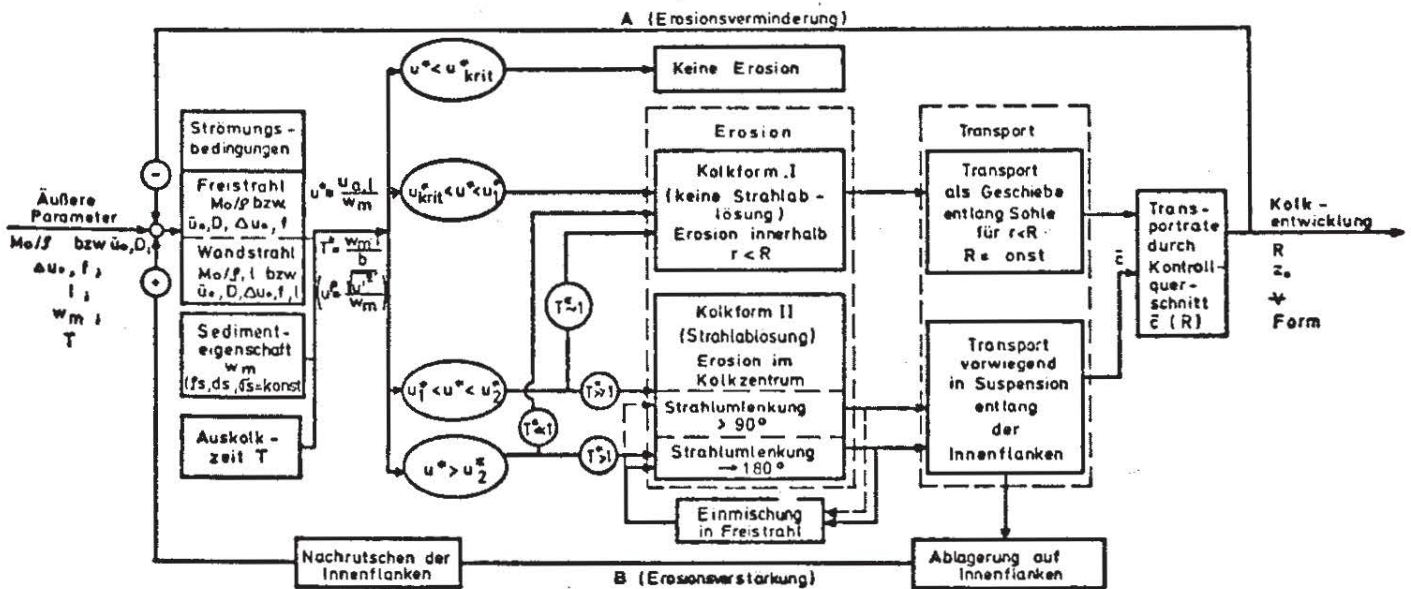


Bild 36 : Blockdiagramm für Strahlerosion

Durch die Darstellung soll insbesondere die gegenseitige Beeinflussung von Kolkform und Strahlangriff verdeutlicht werden. Die Erosion der Sohle setzt ein, wenn ein kritisches Verhältnis von Achsgeschwindigkeit zu Sinkgeschwindigkeit u^+_{krit} überschritten wird. Bei Werten von $u^+_{krit} < u^+ < u^+_1$ wird die Kolkform I ausgebildet bei einer Strahlumlenkung an der Sohle von ca 90° (vgl. Bild 43). Die Rückwirkung der Sohlform auf das Strömungsbild ist kaum vorhanden. Die Rückkopplung A ist dominierend, da die stetige Kolkeintiefung eine Verminderung des Strömungsangriffs zur Folge hat. Bei höheren Werten von u^+ ($u^+_1 < u^+ < u^+_2$) bildet sich nur in der Anfangsphase ($T^+ < 1$) die Kolkform I aus, die mit fortschreitender Erosionszeit ($T^+ \gg 1$) allmählich in die Kolkform II übergeht, bei der der Strahlumlenkungswinkel ϑ wesentlich größer als 90° ist. Bei diesen Bedingungen wird das Sediment vorwiegend im Kolkzentrum erodiert und als Suspension nach außen bis über den Kolkradius R (Kontrollquerschnitt) transportiert. Bei intensivem Strahlangriff ($u^+ > u^+_2$) ist bereits nach kurzer Erosionszeit die Strahlumlenkung so groß ($\vartheta \rightarrow 180^\circ$), daß ein Teil des erodierten Materials direkt in den vertikalen Strahl eingemischt wird und nicht zur Kolkentwicklung beiträgt. Bei Werten von $u^+ > ca\ u^+_2$ setzt nach entsprechend langer Auskolkzeit T^+ eine Stabilisierung der Kolkform und des Strömungsbildes ein. Dieser Zustand ist dadurch gekennzeichnet, daß infolge Nachrutschen der Kolkinnenflanken eine Erosionsverstärkung eintritt, die in einem zeitkonstanten Verhältnis zur Erosionsverminderung steht. Der Endzustand tritt dann ein, wenn die Kolkentwicklung abgeschlossen ist und sich ein stabiles Gleichgewicht einstellt. Dies ist entweder möglich, wenn $u^+ < u^+_{krit}$ ist (Kolkform I ohne Kornbewegung) oder wenn sich negative und positive Rückkopplung gegenseitig aufheben (Kolkform II mit Kornbewegung im Zentrum).

6.2 Stationäre Strahlen

6.2.1 Zeitparameter

Alle gemessenen Kolkgrößen, wie maximale Kolktiefe, Kolkradius und Kolkvolumen, zeigen das für Strahlerosionen charakteristische logarithmische Zeitverhalten, das sich aus drei charakteristischen Phasen zusammensetzt: Phase 1, Phase 2 und Endphase e, Bild 37. Phase 1 ist durch das stetige Eintiefen des Kolkzentrums (z_0) gekennzeichnet, während der Kolkradius (R) konstant bleibt. Nach einer relativ kurzen Übergangsphase schließt sich die Entwicklungsphase 2 an, in der sich der Kolk sowohl radial nach außen wie auch vertikal in die Tiefe ausdehnt, bis ein dynamischer Gleichgewichtszustand zwischen Strömungsangriff und Sohlform (Ähnlichkeitszustand) erreicht wird. In beiden Phasen wächst die Kolktiefe z_0 proportional zum Logarithmus der Auskolkzeit T , wobei der Proportionalitätsfaktor in Phase 1 stets größer ist als in Phase 2. Der Kolkradius dagegen ist in Phase 1 nur vom Impulsflußparameter abhängig und in Phase 2 zusätzlich vom Zeitparameter. Die Endphase e bringt nur noch eine geringfügige Vergrößerung der Kolkabmessungen, wobei sich Kolktiefe, -radius und -volumen asymptotisch einem Grenzwert nähern, der für $\ell/D > 12$ allein vom Impulsflußparameter M^+ abhängt. Man erkennt aus Bild 37 insbesondere, daß die Wachstumsgeschwindigkeit der Kolkgrößen

$$\frac{\partial(z_0/\ell)}{\partial(w_m T/\ell)} \text{ bzw. } \frac{\partial(R/\ell)}{\partial(w_m T/\ell)} \propto \frac{1}{w_m T/\ell}$$

ist und mit steigendem Impulsflußparameter M^+ zunimmt. Das heißt, die Erosion ist zu Beginn der Strahleinwirkung stets am größten.

6.2.2 Abstands- und Geschwindigkeitsparameter

Kolktiefe und Kolkradius: Die einzelnen Phasen der fortschreitenden Auskolkung können am besten an der Entwicklung der maximalen Kolktiefe z_0 und des Kolkradius R erläutert werden, weil das Verhältnis beider Größen für die Kolkform charakteristisch ist und beide Größen ein typisches Zeitverhalten aufweisen. Bild 37 zeigt die zeitliche Entwicklung von Kolktiefe und -radius für verschiedene Impulsflußparameter. Der gestrichelte Kurvenabschnitt a verdeutlicht den Anlaufvorgang der Strahlströmung nach dem Entfernen der Prallplatte bei Versuchsbeginn. Bereits nach kurzer Zeit ist die Strömung voll entwickelt, so daß der eigentliche Erosionsvorgang beginnen kann. Die Geradenabschnitte 1 und 2 beschreiben die beiden Hauptphasen der Kolkentwicklung mit den entsprechenden Kolkformen I und II. Der asymptotische Endbereich e macht sich in einer deutlichen Abweichung vom logarithmischen Entwicklungsgesetz bemerkbar, so daß eine ausreichend gute Extrapolation auf den Endzustand möglich ist. Es ist deutlich zu erkennen, daß für Impulsflußparameter oberhalb des Bewegungsbeginns ($M^+_{\text{krit}} \text{ ca } 2,3 \cdot 10^{-2}$) bis etwa $M^+ = 5 \cdot 10^{-2}$ nur die Entwicklungsphase 1 mit der Ähnlichkeitsform I des Kolkes existiert. Der Kolkradius ist bei gegebenem Düsenabstand ℓ bei dieser Ähnlichkeitsform unabhängig von der Zeit, während die Kolktiefe bis zu einem Endwert stetig zunimmt. Diese Art der Erosion kann als gleichmäßige Erosion bezeichnet werden, d.h. die Verteilung der turbulenten und mittleren Geschwindigkeiten an der Sohle bewirkt eine formähnliche Sohldeformation ohne merkliche Rückwirkung auf die Sohlströmung. Mit zunehmendem Impulsflußparameter über etwa $5 \cdot 10^{-2}$ stellt sich die Phase 2 mit intensiver werdender Erosion ein. Der Übergang beider Kolkgrößen von Phase 1 nach Phase 2 zeigt sich in der vorteilhaften halb-logarithmischen Darstellung als bemerkenswert abrupt. Dieser ausgeprägte Unterschied in der Kolk-Entwicklungsgeschwindigkeit (Übergang einfachheitshalber als Knick interpretiert) verdeutlicht, daß in den beiden Phasen unterschiedliche Erosionsverhältnisse und Transportmechanismen vorherrschen. Da das Kolkvolumen V unter

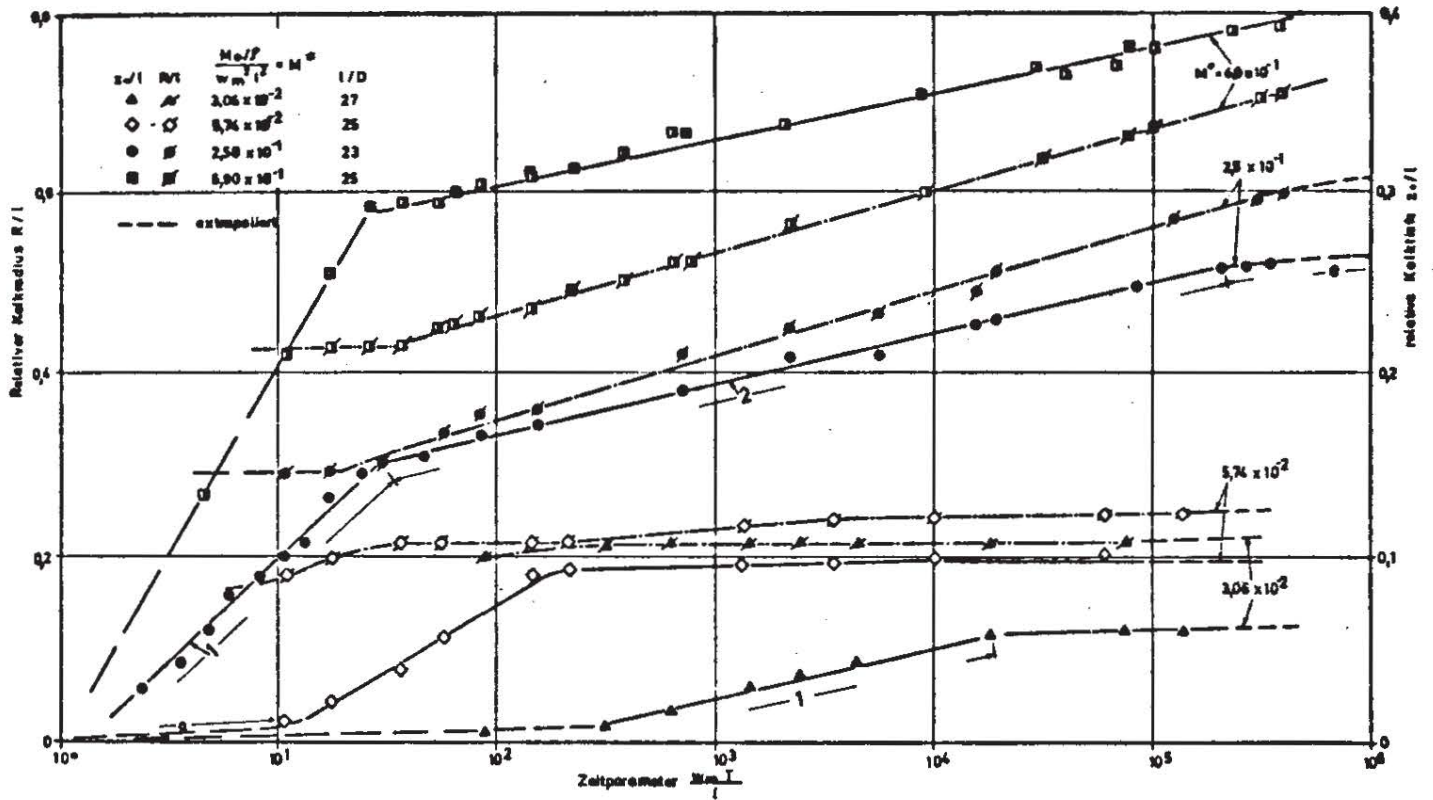


Bild 37: Zeitliche Entwicklung von Kolkradius und Kolktiefe für verschiedene Impulsflußparameter, stationärer Strahl

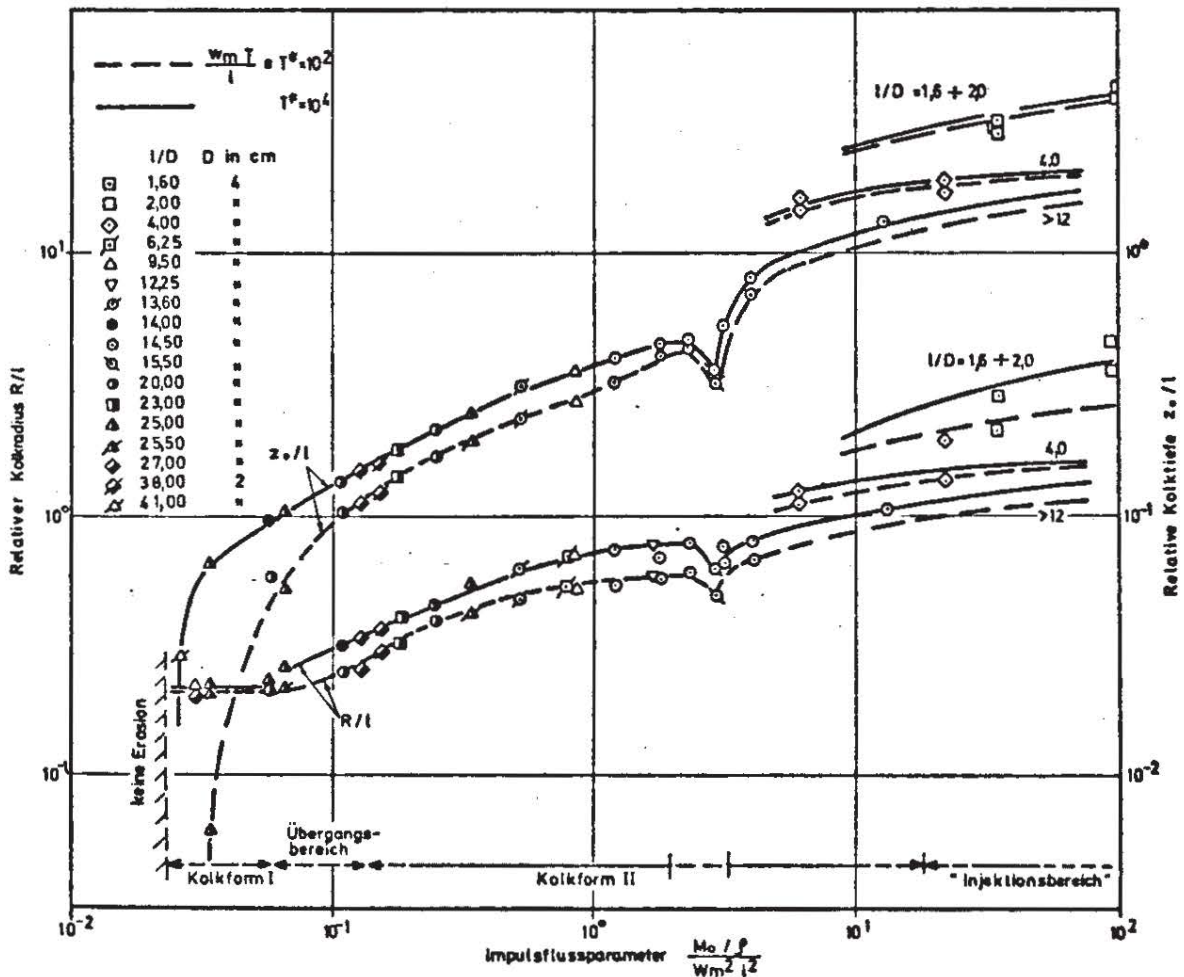


Bild 38: Einfluß des Impulsflußparameters auf Kolktiefe und Kolkradius, stationärer Strahl

Vernachlässigung der veränderlichen Kolkform ungefähr proportional zu $R^2 \cdot z_0$ ist, überwiegt der Einfluß der Erhöhung der radialen Wachstumsgeschwindigkeit den der Verringerung der vertikalen Eintiefungsgeschwindigkeit auf die Erosionsgeschwindigkeit. Dies bedeutet, daß der Übergang vom angelegten zum abgelösten Umlenkstrahl mit einer relativ beachtlichen Steigerung der Erosionsleistung (Zunahme der Volumenzuwachsrates) verbunden ist - was in Übereinstimmung mit den Ergebnissen in Bild 39 steht. Wählt man bei der Darstellung der Ergebnisse als Abszisse den Numerus des Zeitparameters, so zeigt dies, daß diese Steigerung der Erosionsleistung natürlich nur in einem relativ kurzen Zeitintervall in unmittelbarer Nähe des Übergangszeitpunktes auftritt. Es kann jedoch daraus gefolgert werden, daß die mit der Strahlablösung verbundene Wirbelablösung einen effektiveren Transportmechanismus (Transport in Suspension) in Relation zu den Bedingungen in Phase 1 darstellt. Der erhöhte Energieverlust der Strömung infolge Ablösung wird durch den günstigeren Auswurfwinkel des erodierten Materials und der erhöhten Transportleistung des abgelösten Umlenkstrahles kurzzeitig überkompensiert. In der Phase 2 stellt sich ein neuer dynamischer Gleichgewichtszustand zwischen Strömung und Kolk ein, der durch die Kolkform II charakterisiert ist, welche zeitunabhängig ist. Dies ist daran zu erkennen, daß in der Ähnlichkeitsphase II die dargestellten charakteristischen Kolkgrößen z_0 und R in einem konstanten Verhältnis zueinander stehen (Bild 37 und 48), was auf eine formkonstante Kolkvergrößerung hinweist.

Mit zunehmendem Strahlimpuls (z.B. $M^+ = 6,9 \cdot 10^{-1}$) wird die Erosionsgeschwindigkeit in Phase 1 und 2 erwartungsgemäß erhöht. Selbst bei sehr hohen Impulsflußparametern wird die Erosion in der ersten Phase noch beschleunigt. In der zweiten Phase dagegen verursacht die intensiver werdende Strahlablösung und der zunehmend ungünstiger werdende Umlenkungswinkel ϑ für Werte von $M^+ > 1,2$ (Bild 39a) einen starken Rückgang der Erosionsleistung - was bei der Interpretation von

Bild 39a näher diskutiert werden wird. Das Bild 39b zeigt einen Kolk im Axialschnitt bei diesen ungünstigen Erosionsbedingungen. Man erkennt die starke Strahlumlenkung im Erosionszentrum ($\vartheta \rightarrow 180^\circ$) und die anschließende Strahlablösung mit intensiver Wirbelbildung. Die radiale Transportgeschwindigkeit der Strömung wird durch die erhöhte Strahlumlenkung stärker reduziert als der Transportmechanismus infolge Wirbelbildung begünstigt wird. Mit wachsendem Strahlimpuls verschiebt sich gleichzeitig auch der Phasenübergang zu kleineren Zeiten. Die reale Auskolkzeit T während der Phase 1 schrumpft bei sehr großem Impulsflußparameter (Grundbruchphänomen, "Injektionsstrahl") stark zusammen, so daß die Phase 1 des Erosionsprozesses dominierend ist, weil in dieser Phase das Kolkvolumen bereits über 90 Prozent des Endvolumens erreichen kann.

Die Abhängigkeit der Kolktiefe und des Kolkradius vom Impulsflußparameter M^+ zu verschiedenen Zeiten T^+ ist in Bild 38 dargestellt. Die beiden auf den Düsenabstand l bezogenen Kolkgrößen z_0 und R sind unabhängig vom Abstandsparameter l/D für den Fall, daß $l/D > ca\ 10$ ist. Für $M^+ < ca\ 5 \cdot 10^{-2}$ bildet sich nur die Kolkform I aus, die gleichzeitig dadurch gekennzeichnet ist, daß sich nur die Kolktiefe z_0 nicht aber der Kolkradius R ändert. Die relative Zunahme der fiktiven Achsgeschwindigkeit $((u_{a,l}/w_m)^2 \propto M^+)$ bewirkt eine Zunahme der Erosion im Kolkzentrum und eine Erhöhung der radialen Transportweite. Wenn der Impulsflußparameter im Bereich von etwa $2 \cdot 10^0$ bis $4 \cdot 10^0$ liegt, ist mit wachsendem M^+ -Wert sogar ein Rückgang von Kolktiefe und -radius vorhanden. Bei diesen Bedingungen wird der umgelenkte Strahl bereits durch den vertikalen Strahl eingemischt, was die Strahlumlenkung noch verstärkt. Wie aus dem Vergleich mit Bild 40a,b hervorgeht, ist dieser Umschlag des Strömungsbildes im Bereich der gewählten Verhältnisse von Behälterdurchmesser zu Düsendurchmesser (D_0/D) und Wassertiefe zu Düsendurchmesser (H/D) allein vom Zeit- und Impulsflußparameter abhängig. Es ist anzunehmen, daß die untersuchten Verhältnisse den Bedingungen $D_0/D \rightarrow \infty$ bzw. $H/D \rightarrow \infty$ entsprechen. Bei relativ kleinen Abmessungen von D_0 und H üben beide Größen einen

Einfluß auf die Erosion aus. Die Änderung des Strömungsbildes hat die bereits beschriebene Erosionsverminderung zur Folge. Der Strahl erfährt bei Überschreitung der kritischen Bedingungen eine Umlenkung an der Sohle von nahezu 180° . Dadurch nimmt die Kolkentiefe bei weiterer Steigerung von M^+ schneller zu als der Kolkradius. Diese ungünstige Sohlform bedeutet eine erhöhte Energieabgabe in den Untergrund und ein rasches Absinken des Strahlwirkungsgrades. Das gleiche Phänomen des Umschlages der Kolk- und Strömungsform in Abhängigkeit vom Geschwindigkeits- und Zeitparameter ($u_o/w_m, w_m T/\ell$), hat Rouse [18] in verstärktem Ausmaße an einem 2-dimensionalen vertikalen Halbstrahl festgestellt und als Strömungsinstabilität bezeichnet (vgl. Abschn. 2.2). Für $M^+ > ca\ 2 \cdot 10^1$ liegt keine echte Strahlerosion, sondern nur eine Art "Strahlinjektion" vor, die offenbar durch einen Grundbruch eingeleitet wird und nicht mit einem Erosionsvorgang gleichgesetzt werden kann.

Kolkvolumen: Den besten Aufschluß über die Erosionswirkung eines Strahles gibt das ausgekolkte Sedimentvolumen zwischen der ungestörten ebenen Sohle und der jeweiligen Kolkkontur unterhalb bzw. oberhalb des Ausgangsniveaus, siehe Definitionsskizze in Bild 4. Die in Bild 39a dargestellten Ergebnisse gelten für Düsenabstände $\ell > 12D$, wo der Einfluß des Abstandsparameters ℓ/D nicht mehr feststellbar ist. Die Meßergebnisse zeigen, daß ähnlich wie Kolkentiefe und -radius auch das Kolkvolumen in den einzelnen Phasen der Erosion proportional dem Logarithmus der Zeit anwächst. In Kolkphase 1 nimmt die Wachstumsrate des Kolkvolumens wegen der zunehmenden Sohl Schubspannung mit M^+ stetig zu, da die Kolkform die Sohlströmung kaum beeinflusst. Mit steigendem Impulsflußparameter bis zu Werten von $M^+ ca\ 1,2$ wird im Zeitpunkt des Übergangs von Phase 1 zu Phase 2 eine zunehmende Erhöhung der Wachstumsrate des auf den Düsenabstand bezogenen Kolkvolumens erreicht. Bei M^+ -Werten zwischen $1,2 \cdot 10^0$ und $2,3 \cdot 10^0$ ist trotz erhöhter Strahlleistung der Strömungsverlust infolge Ablösung des umgelenkten Strahles und der ungünstigen Transportbedingungen so stark, daß sich ein relativ starker Abfall der Wachstumsgeschwindigkeit bemerk-

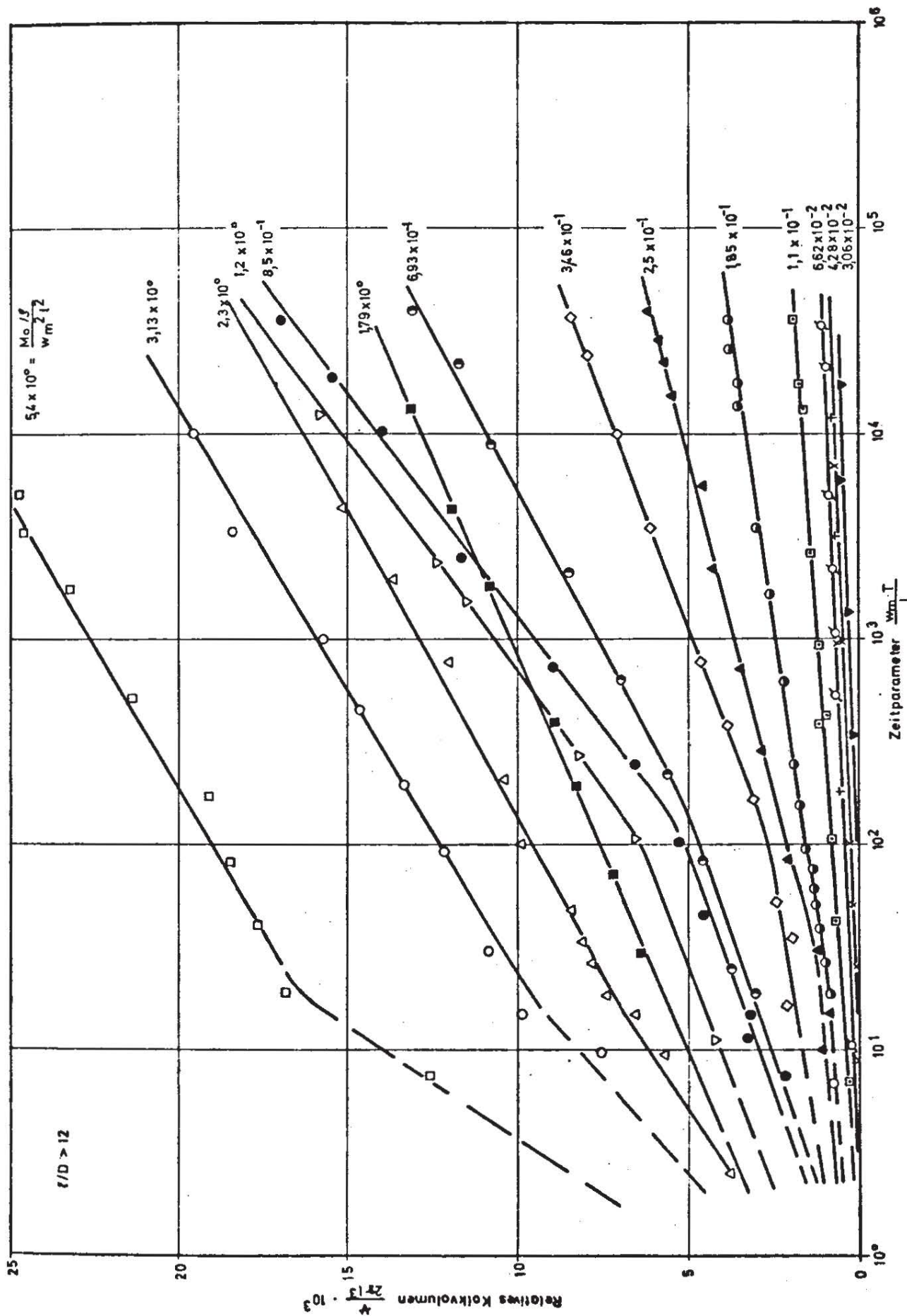
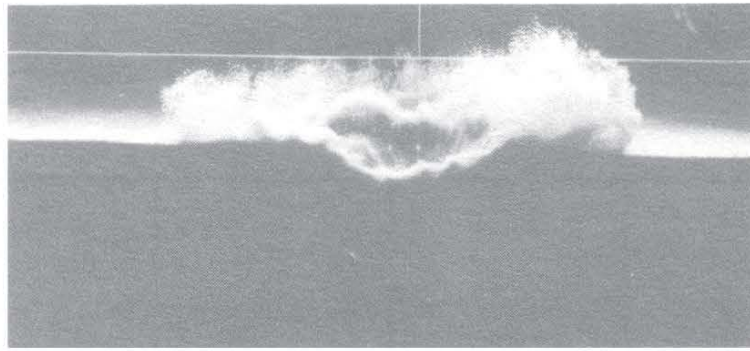
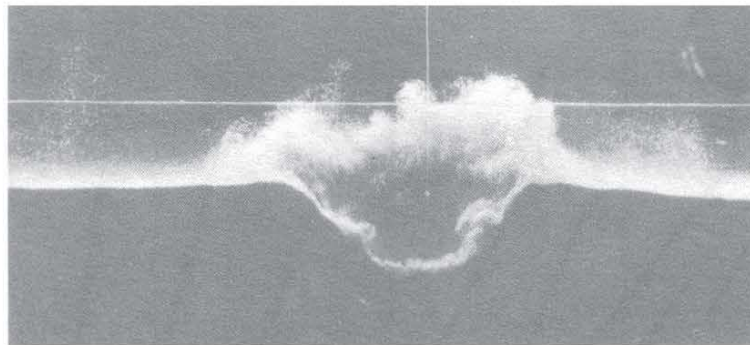


Bild 39a: Einfluß des Zeit- und Impulsflußparameters auf das Kolkwachstum für stationäre Strahlen



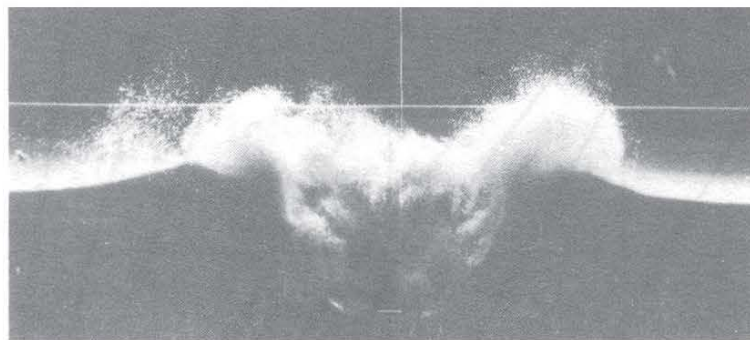
T = 2 sec

$T^* = 4,9 \cdot 10^{-1}$



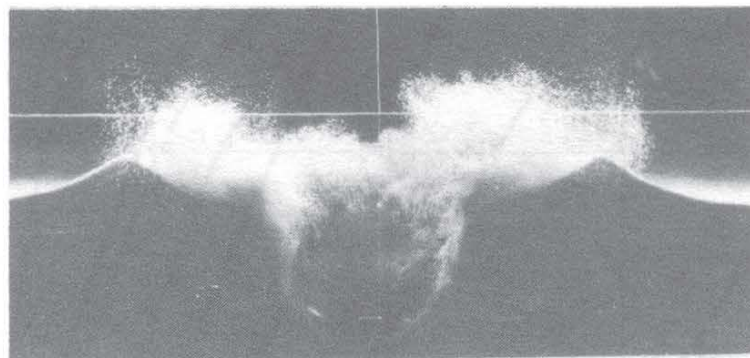
5 sec

$1,2 \cdot 10^0$



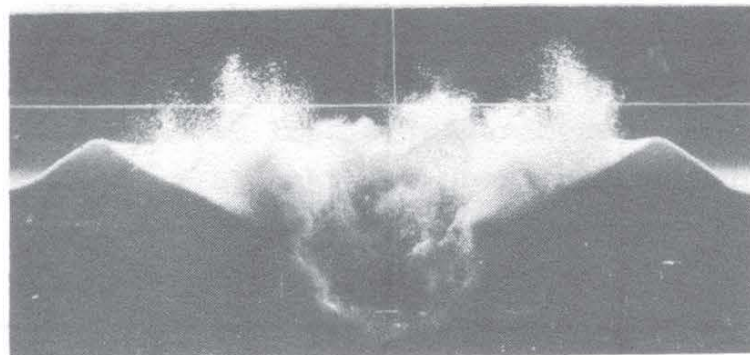
10 sec

$2,4 \cdot 10^0$



15 min

$2,2 \cdot 10^2$



30 min

$4,4 \cdot 10^2$

$$\frac{U_o}{W_m} = 18,5 ; \quad \frac{f}{D} = 14,5 ; \quad M^* = 1,35$$

Bild 39 b : Kolkform und Strömungsbild bei ausgeprägter Strahlumlenkung und -ablösung

bar macht. Bei weiterer Steigerung des Impulsflußparameters nimmt die Erosionsgeschwindigkeit in Phase 2 allmählich wieder zu und nähert sich offenbar einem Grenzwert. Für Zeitparameter T^+ größer als ca 10^2 liegt für alle M^+ -Werte die Kolkphase 2 mit der Ähnlichkeitsform II vor. Bei kleinen Zeitparametern ist die Volumenbestimmung insbesondere bei großen M^+ -Werten versuchstechnisch schwierig. Die Streuung der Meßpunkte in diesem Zeitbereich geht auf die starke Fluktuation der Erosionsrate zufolge des großen Strahlimpulses zurück.

Der Einfluß des Impulsfluß- und des Abstandspparameters auf das Kolkvolumen zu zwei verschiedenen Zeiten ist in Bild 40a,b dargestellt. Durch die extreme Variation des Parameters M^+ ($2,3 \cdot 10^{-2} \div 10^2$; $Re_s = 140$) konnten sämtliche Erosionsbedingungen vom Bewegungsbeginn mit Kolkform I über den Zustand intensiver Erosion mit Kolkform II bis zum "Injektionsbereich" verifiziert werden. Um relativ große Ungenauigkeiten bei der Ermittlung der Kolkgrößen zu vermeiden, wurde insbesondere für kleine M^+ -Werte der Abstandspparameter genügend groß gewählt. Es kann festgestellt werden, daß der Abstandspparameter für Werte von $l/D > ca 12$ keinen meßbaren Einfluß mehr auf das Kolkvolumen besitzt. Für abnehmende Werte von l/D ($l/D < ca 12$) nimmt das Volumen insbesondere bei großen M^+ -Werten zu, da sich der zunehmende Einfluß des Düsendurchmessers und die gleichmäßigere Geschwindigkeitsverteilung im Strahl positiv auf das Erosionsvermögen auswirkt.

Den größten Einfluß auf das Kolkvolumen besitzt die Strahlgeschwindigkeit bzw. der Impulsflußparameter im Bereich des Bewegungsbeginns der Sohle. Der Bewegungsbeginn für $Re_s = 140$ setzt bei einem M^+ -Wert von etwa $(2,3 \div 2,5) 10^{-2}$ ein, das entspricht einem Verhältnis der fiktiven Achsgeschwindigkeit $u_{a,l}$ zur Sinkgeschwindigkeit w_m von 1,1; d.h. beide Geschwindigkeiten sind bei diesen Strömungs- und Sedimentverhältnissen nahezu gleich groß. Dies deutet darauf hin, daß die momentanen Strömungsgeschwindigkeiten in Sohlnähe in der Größenordnung der Sinkgeschwindigkeit w_m liegen. Bei Poreh und Hefez [19] ist

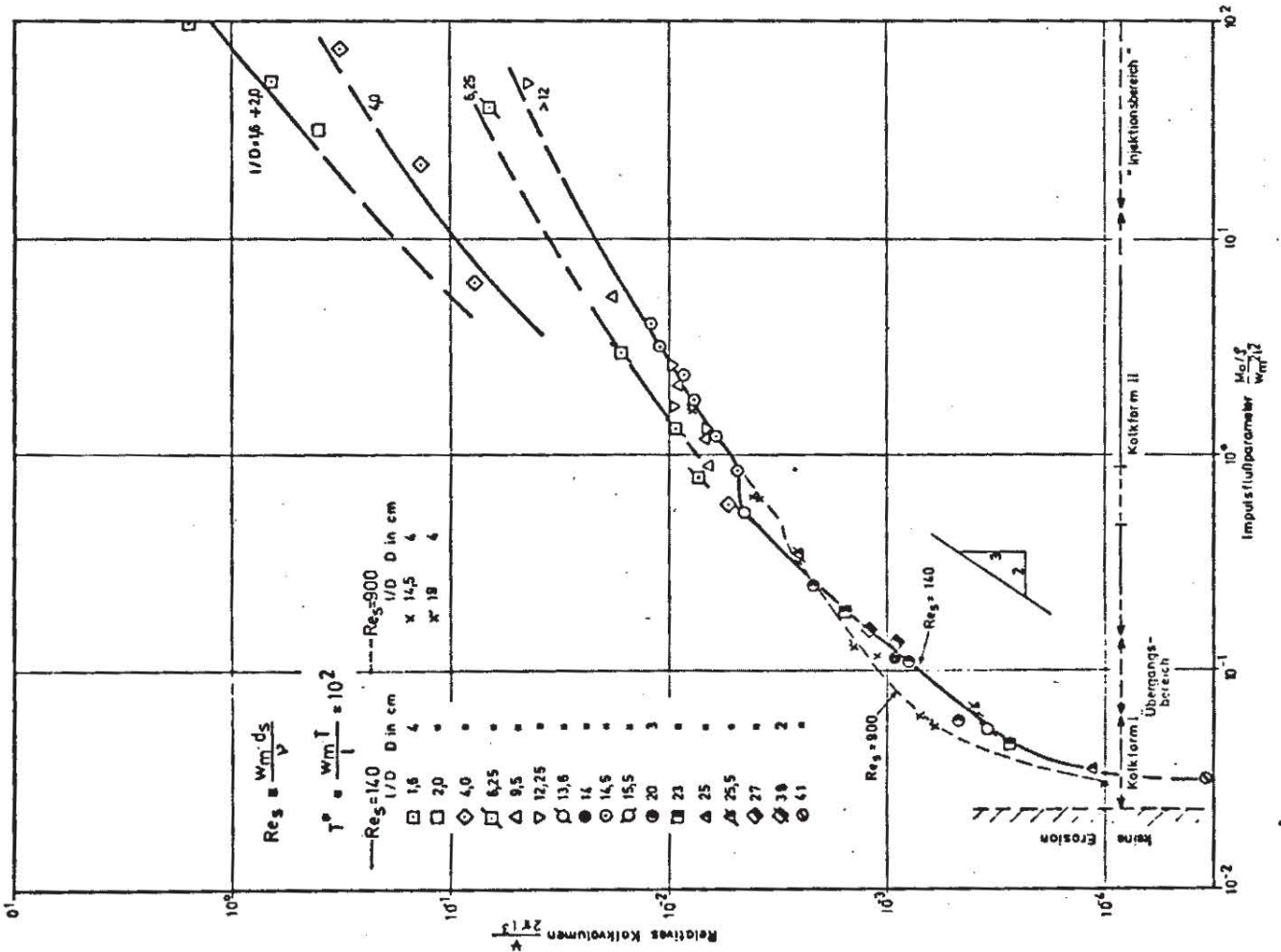


Bild 40a: Einfluß des Impulsflußparameters auf das Kolkvolumen, stationärer Strahl

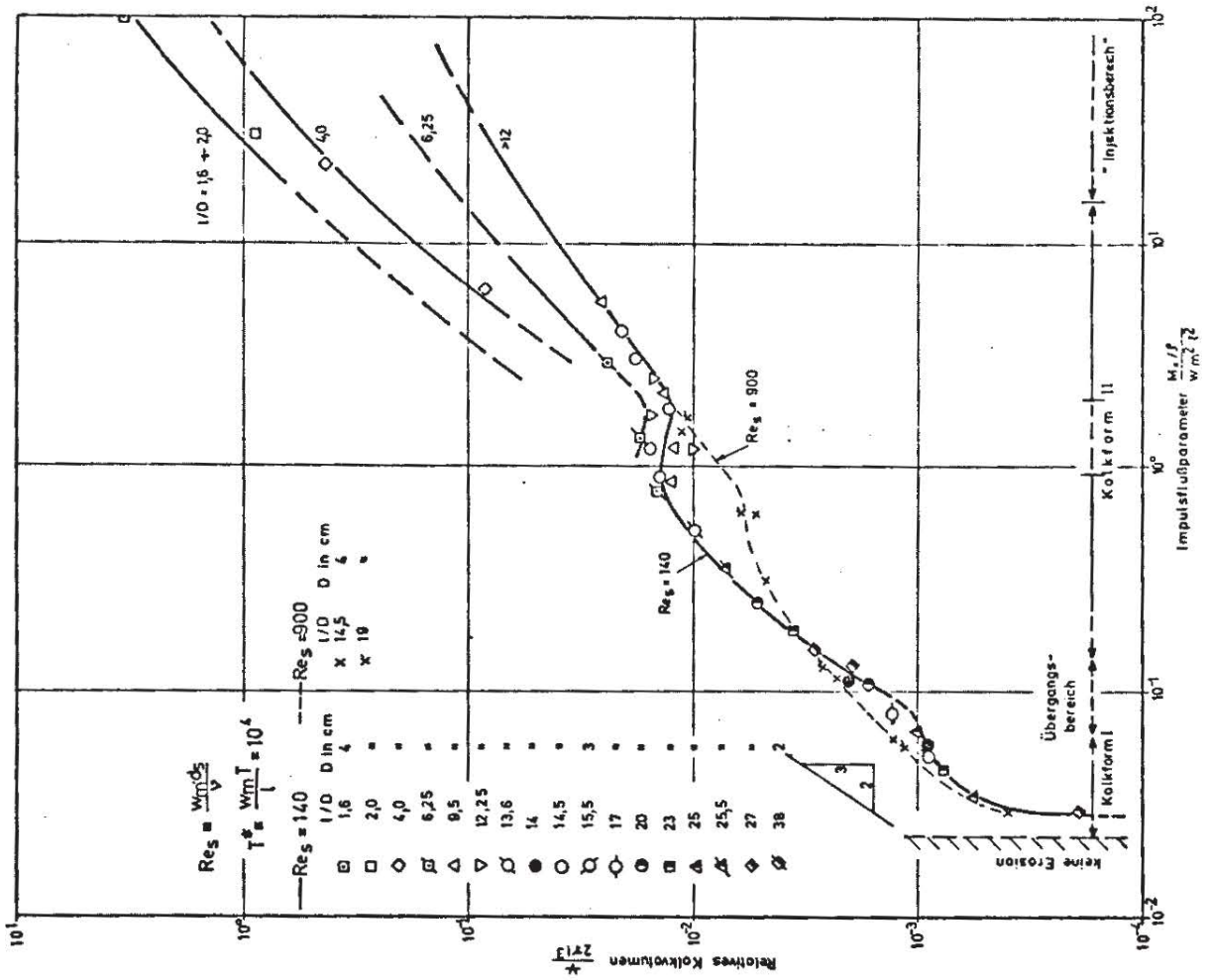


Bild 40b: Einfluß des Impulsflußparameters auf das Kolkvolumen, stationärer Strahl

das Verhältnis $(u_{a,l}/w_m)_{\text{krit}} \approx 0,3$, d.h. um ca. 70 Prozent niedriger als nach den hier vorliegenden Meßergebnissen. Diese Diskrepanz ist teils auf den Unterschied in der Durchlässigkeit des Sickerkörpers und der Fluidzähigkeit und teils auf die subjektive Festlegung des Erosionsbeginns zurückzuführen (keine Durchlässigkeit des Sedimentbettes im Luftversuch ($v_L \approx 15v_w$) bei Poreh und Hefez).

Mit fortschreitender Erosionszeit heben sich die vom Impulsflussparameter abhängigen Kolkformen I und II stärker gegeneinander ab. Der Einfluß der Strahlgeschwindigkeit auf das Kolkvolumen bei vorgegebenem Düsenabstand und -durchmesser ist besonders nach langer Erosionszeit ($T^+ = 10^4$, Bild 40b) stark unterschiedlich. Mit Ausnahme des Bereiches des Bewegungsbeginns ist durch eine Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit im Bereich $M^+ = 10^{-1}$ ($Re_s = 140$) die stärkste Volumensteigerung zu erzielen: dies ist im Übergangsbereich von Kolkform I zu Kolkform II der Fall. Man erkennt weiter, daß das Kolkvolumen bezüglich der Variation der Strahlgeschwindigkeit u_0 bei $M^+ = 9 \cdot 10^{-1}$ ($T^+ = 10^4$) ein relatives Maximum besitzt: eine allmähliche Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit über diesen optimalen Wert hinaus hat einen Rückgang des Erosionsvolumens zur Folge. Erst wenn die Strahlgeschwindigkeit nahezu verdoppelt wird - gleichbedeutend mit einer Erhöhung von $M^+ = 9 \cdot 10^{-1}$ auf $2,8 \cdot 10^0$ - kann eine weitere Steigerung des Kolkvolumens erreicht werden. Ein Vergleich des über die Auskolkzeit $T^+ = 10^4$ gemittelten Strahlwirkungsgrades η gemäß Gl. (75) für $M^+ = 9 \cdot 10^{-1}$ und $2,8 \cdot 10^0$ zeigt, daß die Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit um nahezu das zweifache eine Reduktion des Strahlwirkungsgrades um das Fünffache zur Folge hat.

Bei sehr großem Strahlimpuls ($M^+ > 3,0$) wird die Zunahme des Volumens im Vergleich zur Erhöhung des Strahlimpulses immer kleiner, was einer stetigen Verminderung der Effektivität der Strahlerosion gleichkommt. Hierbei wird mit zunehmendem Strahlimpuls die an der Sohle ankommende Strahlenergie in erhöhtem Maße in der Sickerströmung dissipiert.

Aus den Bildern 40a und b kann außerdem die Tendenz des Einflusses der Reynoldszahl des Kornes Re_s auf das Erosionsvolumen abgelesen werden. Der Kornbewegungsbeginn ist für beide Korngrößen infolge hoher Strahlerturbulenz praktisch unabhängig von der Reynoldszahl. Im untersuchten Bereich von Korngrößen ($d_s = 1,2$ bzw. $3,6$ mm) zeigt sich, daß mit zunehmender Re_s -Zahl bei sonst konstanten Bedingungen für Werte von M^+ kleiner als $0,2$ bis $0,3$ das Erosionsvolumen (bis zu 40%) gesteigert und für größere Werte von M^+ (bis zu 100%) verringert wird. Im ersteren Fall wird mit zunehmender Reynoldszahl Re_s (geringfügige Erhöhung der Sicker-*g*eschwindigkeit) eine die Erosion begünstigende Erhöhung des Verhältnisses von radialer Angriffsgeschwindigkeit auf das Korn zur Sinkgeschwindigkeit erreicht. Im letzteren Fall wird mit steigendem Wert von Re_s die Sicker-*g*eschwindigkeit soweit intensiviert, daß eine starke Verminderung der Radialgeschwindigkeit im Vergleich zur Sinkgeschwindigkeit eintritt, was eine Verringerung des Erosionsvolumens zur Folge hat. Für Impulsflußparameter $M^+ > ca. 2 \cdot 10^0$ ($T^+ = 10^4$) ist im untersuchten Bereich von Reynoldszahlen des Kornes ($140 \leq Re_s \leq 900$) die Durchströmung des Sickerkörpers im wesentlichen vollturbulent, so daß kein meßbarer Einfluß der Reynoldszahl Re_s auf das Erosionsvolumen mehr vorhanden ist. Hieraus kann gefolgert werden, daß auch für $Re_s > 900$ die Erosion unabhängig von Re_s ist, d.h. der Einfluss des Durchmesser des Sandkornes nicht in Erscheinung tritt. Unter diesen Erosionsbedingungen ist die Sinkgeschwindigkeit w_m die einzige charakteristische Korneigenschaft.

6.2.3 Optimale Erosion

Erosionsvolumen und -geschwindigkeit: Bei Variation der Strahlgeschwindigkeit ist nur ein schwach ausgebildetes relatives Maximum des Kolkvolumens zu erreichen (Strömungsinstabilität), Bild 41. Im Gegensatz dazu kann durch Variation des Düsenabstandes bei sonst konstant vorgegebenen Bedingungen das Kolkvolumen absolut maximiert werden. Aus Bild 42a geht klar hervor, daß ein absolutes und ein relatives Volumenmaximum existiert, das durch einen gegebenen Strahl ($u_0, D, w_m = \text{konst}$) bei zwei verschiedenen Düsenabständen erreicht werden kann. Das absolute Maximum liegt stets im Bereich relativ großer Düsenabstände ($l < l_{\text{krit}}$), wo bei ablösungsfreiem Umlenkstrahl das Material als Geschiebe transportiert wird (Kolkform I). Das relative Maximum dagegen ist stets durch Erosionsbedingungen gekennzeichnet, bei denen der umgelenkte Strahl abgelöst ist und der Materialtransport in Suspension erfolgt (Kolkform II). Der zwischen beiden Extremwerten liegende Kurvenabschnitt zeigt, daß die mit abnehmendem Düsenabstand allmählich einsetzende Strahlablösung auf Grund des erhöhten Energieverlustes und der begünstigten Kornablagerung eine Verminderung des Erosionsvolumens zur Folge hat. Aus den theoretischen Vorüberlegungen in Abschn. 4.2.2 und 4.2.3 konnte ein Maximum sicher erwartet werden. Das Auftreten des absoluten Volumenmaximums im Bereich der Kolkform I ohne Ablösungsverluste und schwach ausgebildeter Sickerströmung war am ehesten zu vermuten. Die Existenz des relativen Maximums, das nicht ohne weitere Kenntnis des Strömungsbildes in Sohlnähe vorhergesagt werden kann, ist darauf zurückzuführen, daß hier optimale Bedingungen für die Kombination von Erosion und Transport vorliegen. Die Erosion, die in erster Linie von der Achsgeschwindigkeit $u_{a,l}$ abhängig ist und im Kolkzentrum erfolgt, liefert das Angebot von erodiertem Material für die umgelenkte Transportströmung. Das Kolkwachstum wird demnach von den Bedingungen des Materialangebotes und -transportes bedingt. Durch die Abnahme des Düsenabstandes ist die Erhöhung des Angebotes an erodiertem Sohlmaterial größer und die Verteilung

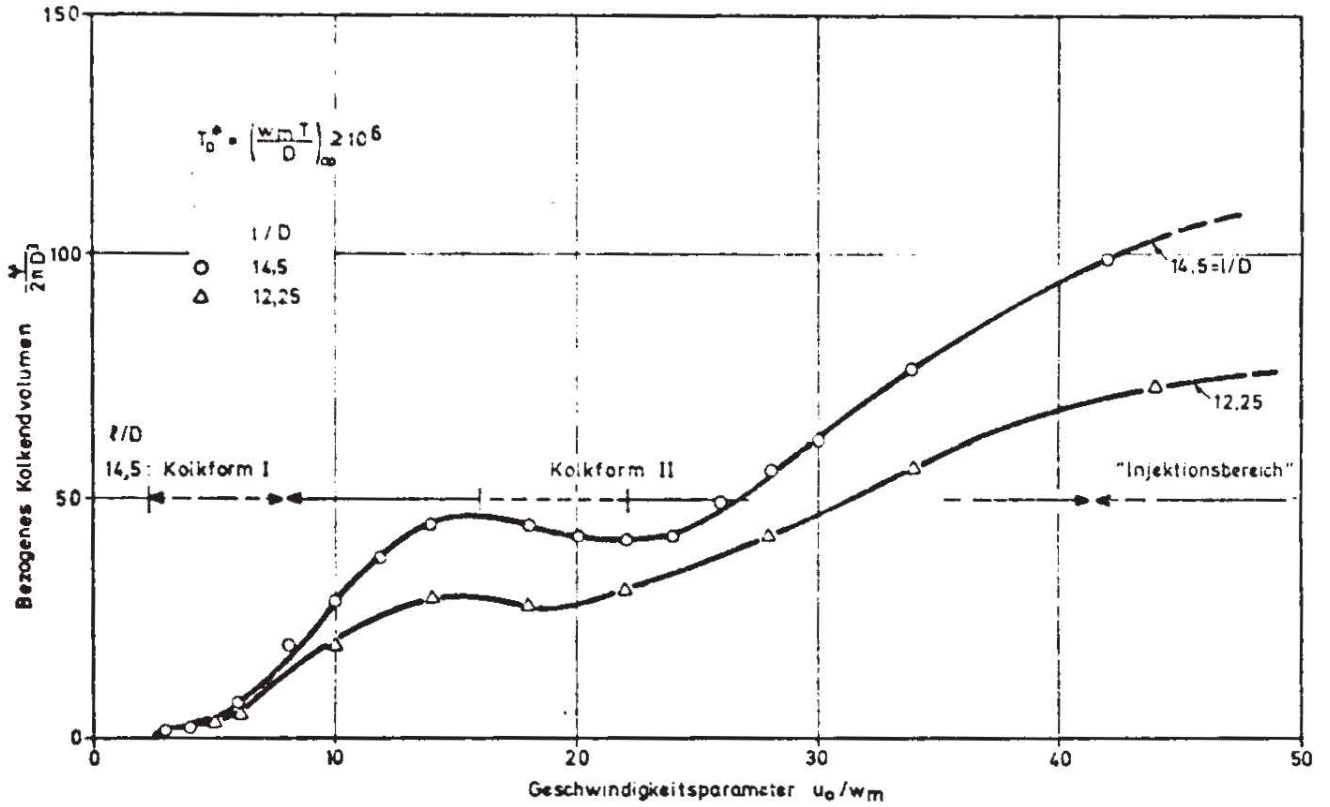


Bild 41: Abhängigkeit des Kolkvolumens von der Strahlggeschwindigkeit, stationärer Strahl

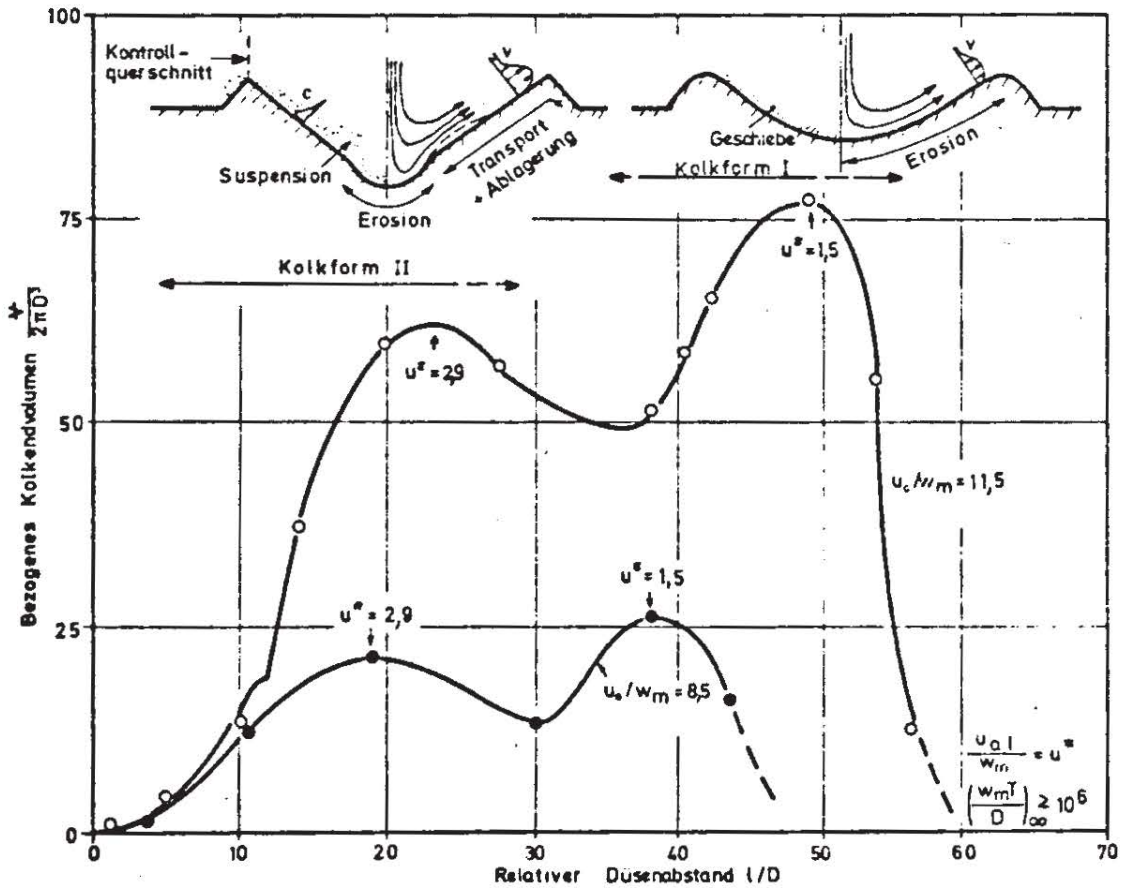


Bild 42 a: Optimaler Düsenabstand bei vorgegebener Strahlggeschwindigkeit, stationärer Strahl

von Anfangskonzentration und Anfangsgeschwindigkeit im radialen Wandstrahl günstiger als der erhöhte negative Einfluß der Ablösung der umgelenkten Strömung. Nach Überschreiten des relativen Maximums in Richtung kleinerer Düsenabstände nimmt das Volumen sehr rasch ab und ist bei sehr kleinen Abständen um mehr als eine Größenordnung kleiner. Bild 40 beinhaltet in allgemeinerer Darstellung die Ergebnisse von Bild 41 bzw. 42a. Daß das Kolkvolumen bezüglich des Düsenabstands ein Maximum besitzt, kann ebenso aus Bild 40b ersichtlich gemacht werden. In den Punkten, in denen das Volumen das gesuchte Maximum hat, ist $\partial V / \partial \ell = 0$, d.h. V ist unabhängig von ℓ . Dies ist genau dann der Fall, wenn

$$[V/2\pi\ell^3] \propto [(M_0/\rho) / w_m^2 \ell^2]^{3/2}$$

ist, d.h. in den Punkten mit der Tangentensteigung $3/2$ bei doppellogarithmischer Auftragung. Die demnach eingetragenen Tangenten zeigen bei $T^+ = 10^4$ ein absolutes Maximum bei kleinem $M^+ (\approx 4 \cdot 10^{-2})$ und ein relatives Maximum bei größerem $M^+ (\approx 1,5 \cdot 10^{-1})$. Auf Grund der allgemeingültigen Darstellung in Bild 40 läßt sich verallgemeinernd sagen, daß langfristig die absolut größte Erosionsarbeit geleistet wird, wenn die fiktive Achsgeschwindigkeit $u_{a,\ell}$ etwa 1,5 mal größer ist als die Sinkgeschwindigkeit w_m , das ist bei $M^+ \approx 4 \cdot 10^{-2}$ ($Re_s = 140$) der Fall.

Strahlwirkungsgrad: In Bild 42b sind die bezüglich des Strahlwirkungsgrades nach Gl.(75) ausgewerteten Versuchsergebnisse dargestellt. Der maximale Strahlwirkungsgrad η_{\max} tritt beim optimalen Impulsflussparameter M^+_{opt} unmittelbar zu Beginn der Erosion $T_D^+ \rightarrow 0$ auf

$$\eta_{\max} = \lim_{T_D^+ \rightarrow 0} \bar{\eta} (M^+ = M^+_{\text{opt}})$$

Beim praktischen Einsatz von Erosionsstrahlen ist der Düsendurchmesser des Strahls meist vorgegeben ($D = \text{konst}$) und das Abstandsverhältnis ℓ/D kann im allgemeinen größer als 12 an-

genommen werden. Es existiert für $D = \text{konst.}$ zu Beginn der Erosion ($0 < T_D^+ < \text{ca.} 10$) ein optimales Verhältnis von Strahlgeschwindigkeit zu Düsenabstand (M^+_{opt}), bei dem ein maximales Verhältnis von Erosions- zu Strahlleistung erreicht wird. Der kurzzeitige Strahlwirkungsgrad ist für Impulsflussparameter M^+ im Bereich von $4 \cdot 10^{-2}$ bis $\text{ca.} 10^0$ nahezu konstant maximal. Für Werte von $M^+ > 10^0$ macht sich der zunehmende Energieverlust infolge Sickerströmung durch einen starken Abfall des Strahlwirkungsgrades bemerkbar. Bei extrem starkem Strahlangriff ($M^+ > \text{ca.} 20$) muß bei natürlichem Sandbett ($Re_s = 140$) mit einem starken Anstieg des Wirkungsgrades zufolge eines Grundbruch unmittelbar nach Erosionsbeginn gerechnet werden. Wegen der großen Erosionsgeschwindigkeit unter diesen extremen Bedingungen konnte der Strahlwirkungsgrad nicht quantitativ angegeben werden. Es ist durchaus denkbar, daß der momentane Strahlwirkungsgrad beim Auftreten des Grundbruches der absolut maximale ist.

Da die Erosionsgeschwindigkeit proportional $1/T^+$ abfällt, nimmt auch der Strahlwirkungsgrad η etwa proportional $1/T^+$ mit zunehmender Auskolkzeit ab. Die Abnahme des mittleren Strahlwirkungsgrades $\bar{\eta}$ ist etwa proportional derjenigen von η . Im Endzustand des Kolkes ist wegen $\partial \psi / \partial T = 0$ auch η gleich Null. Die zeitliche Abnahme des auf η_{max} bezogenen mittleren Strahlwirkungsgrades $\bar{\eta}$ ist umso stärker, je größer der Impulsflussparameter ist, weil mit zunehmenden Werten von M^+ der Übergang von Kolkform I in Kolkform II bei kleineren Erosionszeiten erfolgt. Nach einer Erosionszeit von beispielsweise $T_D^+ = 10^2$ ist bei M^+_{opt} $\bar{\eta}$ nur noch 55 Prozent von η_{max} . Bei langfristiger Erosion ($T_D^+ \gg \text{ca.} 10^2$) verschieben sich die optimalen Erosionsbedingungen zu kleineren Werten des Impulsflussparameters, d.h. von $M^+ = 1,5 \cdot 10^{-1}$ zu $M^+ = 5 \cdot 10^{-2}$ (Kolkform I).

Bei praktischen Problemen muß stets eine Kompromißlösung gefunden werden zwischen der Forderung nach einer hohen Erosionsgeschwindigkeit, die mit M^+ anwächst, und der Forderung

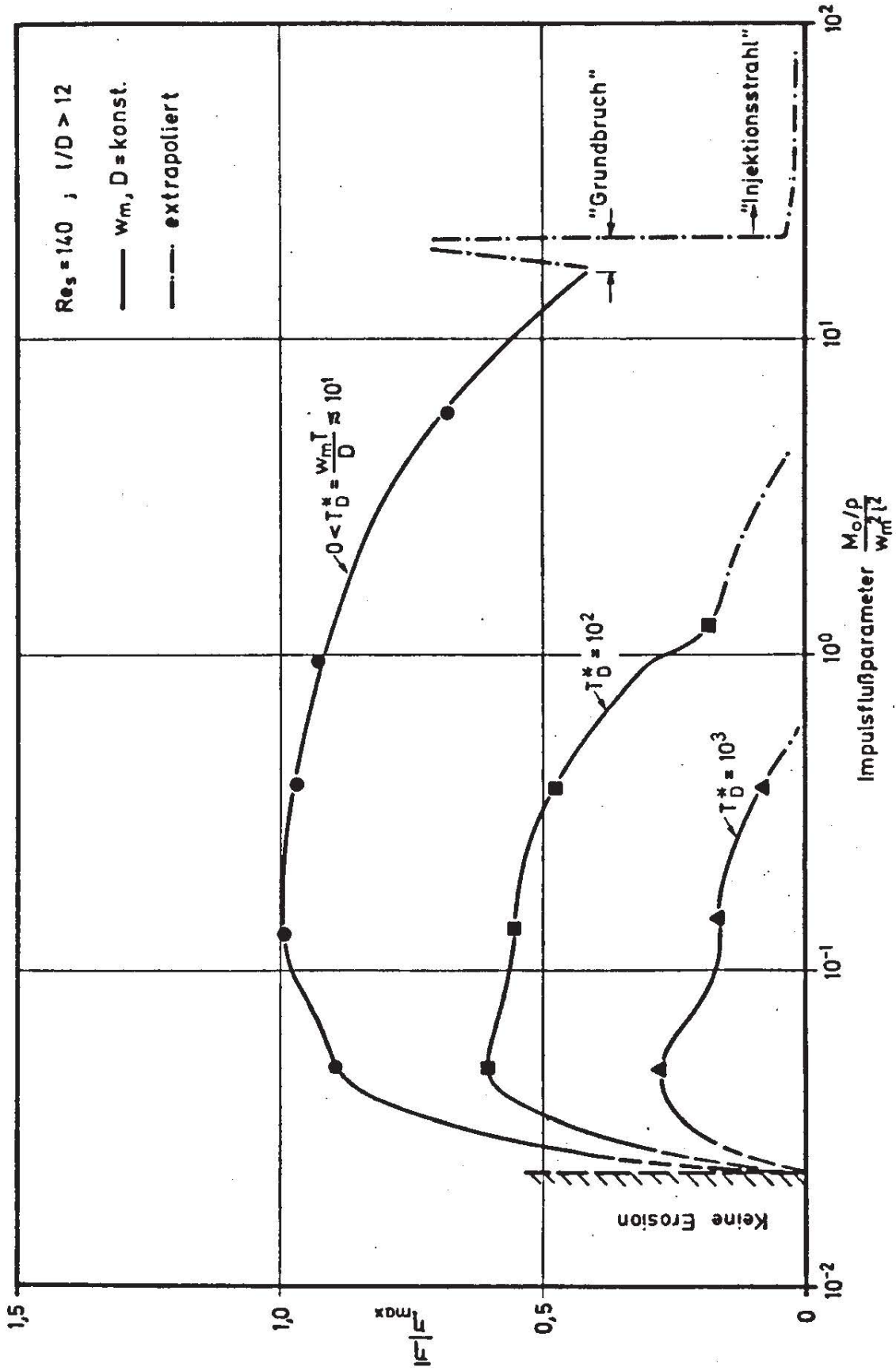


Bild 42b: Einfluß von Düsenabstand, Strahlgeschwindigkeit und Auskolkzeit auf den Strahlwirkungsgrad bei stationären Strahlen

nach einem maximalen Wirkungsgrad, der bei großen Werten von M^+ zumindest nach kurzen Erosionszeiten rasch abfällt. Wegen des konzentrierteren Sohlgriffs und der völligen Herauslösung der Körner aus der Sohle ist der kurzzeitige Einsatz der Strahlerosion im Bereich von $M^+ = 0,2$ bis 20 von praktischem Interesse.

6.2.4 Kolkformen

Ähnlichkeitskolk_I: Bild 43a stellt die Form des Ähnlichkeitskolkes I dar. Aus der Darstellung ist zu ersehen, daß beim Ähnlichkeitskolk I im gesamten Bereich des umgelenkten Strahles bis zum Kolkkrater keine Ablösegefahr besteht (siehe Bild 43b) und die Form im groben etwa der der Geschwindigkeitsprofile im fiktiven Querschnitt in Sohlhöhe gleichkommt. Die durch die mittleren und turbulenten Strömungsgrößen verursachte Erosion hat eine formähnliche Sohldeformation zur Folge. Der Sedimentabtrag erfolgt örtlich und zeitlich gleichmäßig, so daß die relative Verteilung der Erosionsrate zeitlich ähnlich ist. Das spricht dafür, daß bei diesem Erosionszustand der direkte Strömungseinfluß dominierend und die Rückwirkung der Sohlform auf die Strömung sehr gering ist. Der Ähnlichkeitskolk I besitzt eine strömungs- und zeitunabhängige Form, so daß für $M^+ < ca. 5 \cdot 10^{-2}$ gilt

$$z/z_0 = \theta (r/R).$$

Die zeitliche Entwicklung der charakteristischen Größe z_0 und R des Ähnlichkeitskolkes I zeigt Bild 44a,b. Für Impulsflußparameter $M^+ < ca. 5 \cdot 10^{-2}$ ist der auf den Düsenabstand bezogene Kolkradius mit Ausnahme eines vernachlässigbaren Anlaufbereiches zeitlich konstant,

$$R/l \text{ ca. } 0,23.$$

Ein Strahl mit vorgegebenem Düsenabstand erzeugt bei diesem Erosionsvorgang stets den gleichen Kolkradius. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Schubspannungsverteilung allein durch

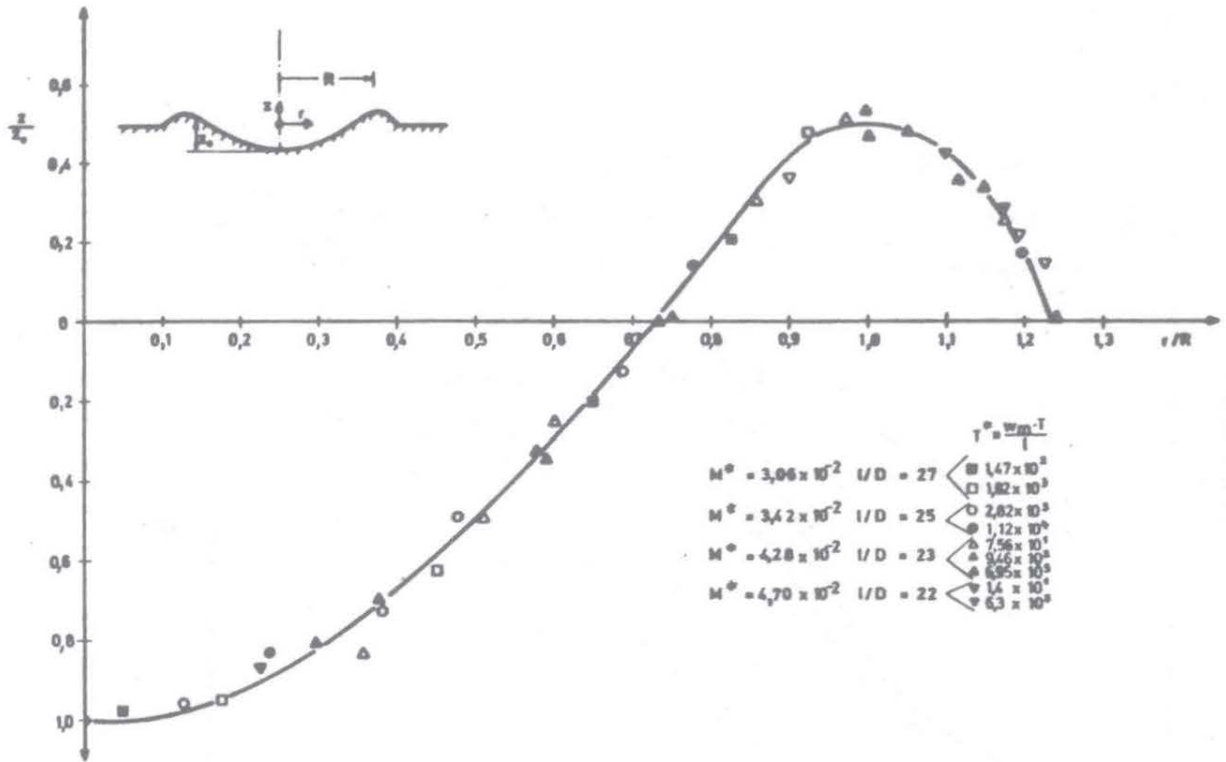
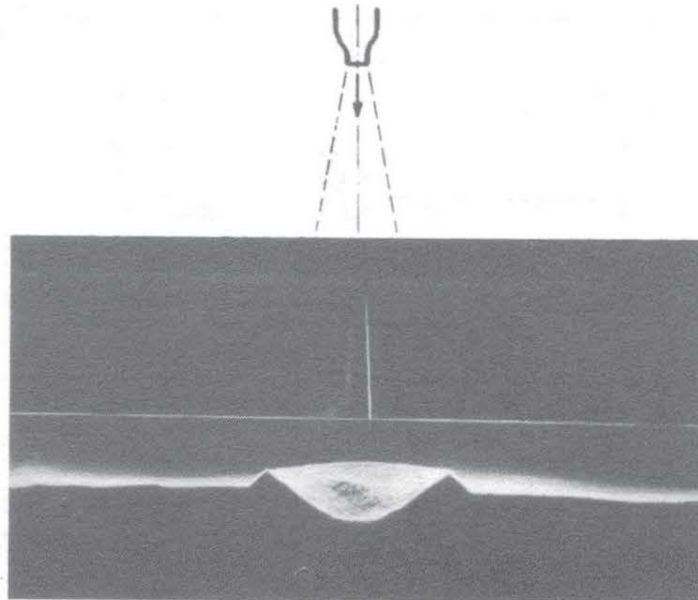


Bild 43a : Form des Ähnlichkeitskolkes I für stationäre Strahlen



$$\frac{u_0}{w_m} = 4,7 ; \quad \frac{l}{D} = 14,5 ; \quad T^* = 2 \cdot 10^3 ; \quad M^* = 5,08 \cdot 10^{-2}$$

Bild 43b : Ähnlichkeitskolk I für stationären Strahl
 ($l = 58 \text{ cm}$, $D = 4 \text{ cm}$, $u_0 = 0,7 \text{ m/s}$)

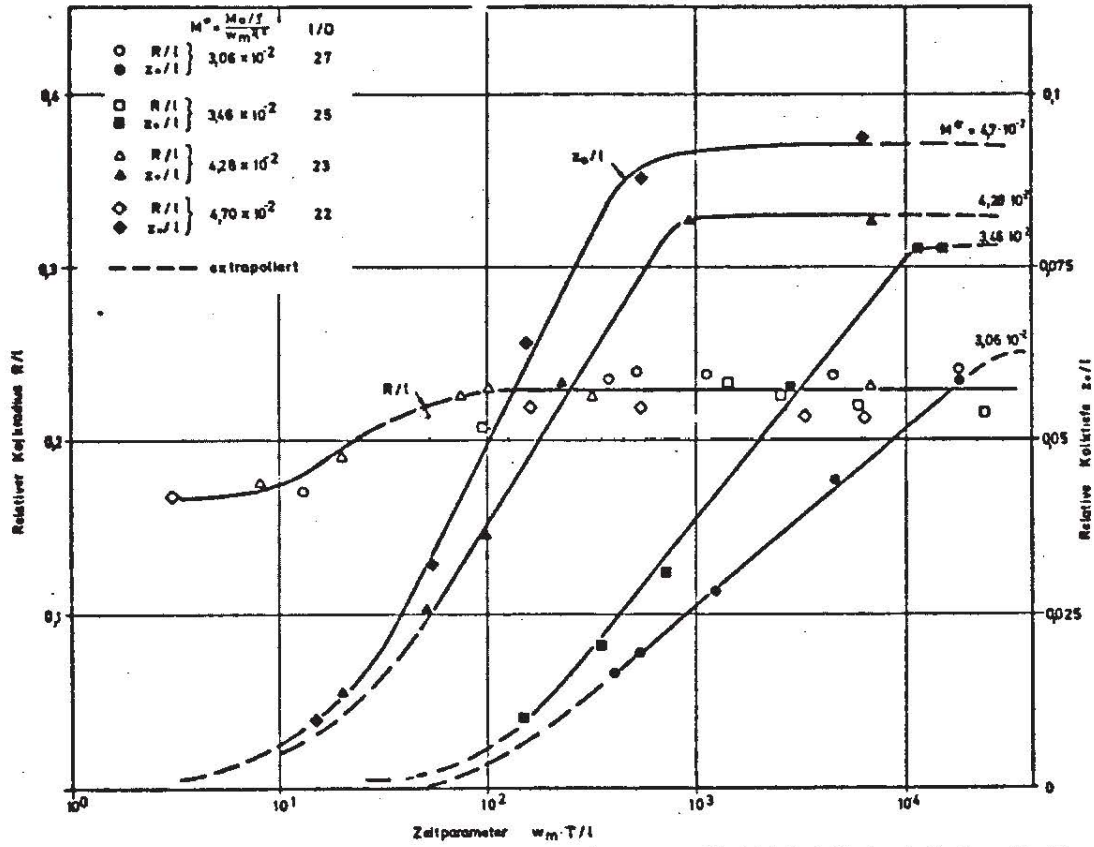


Bild 44a: Zeitliche Entwicklung der Kolkgrößen z_0 und R für den Ähnlichkeitskolk I, stationärer Strahl

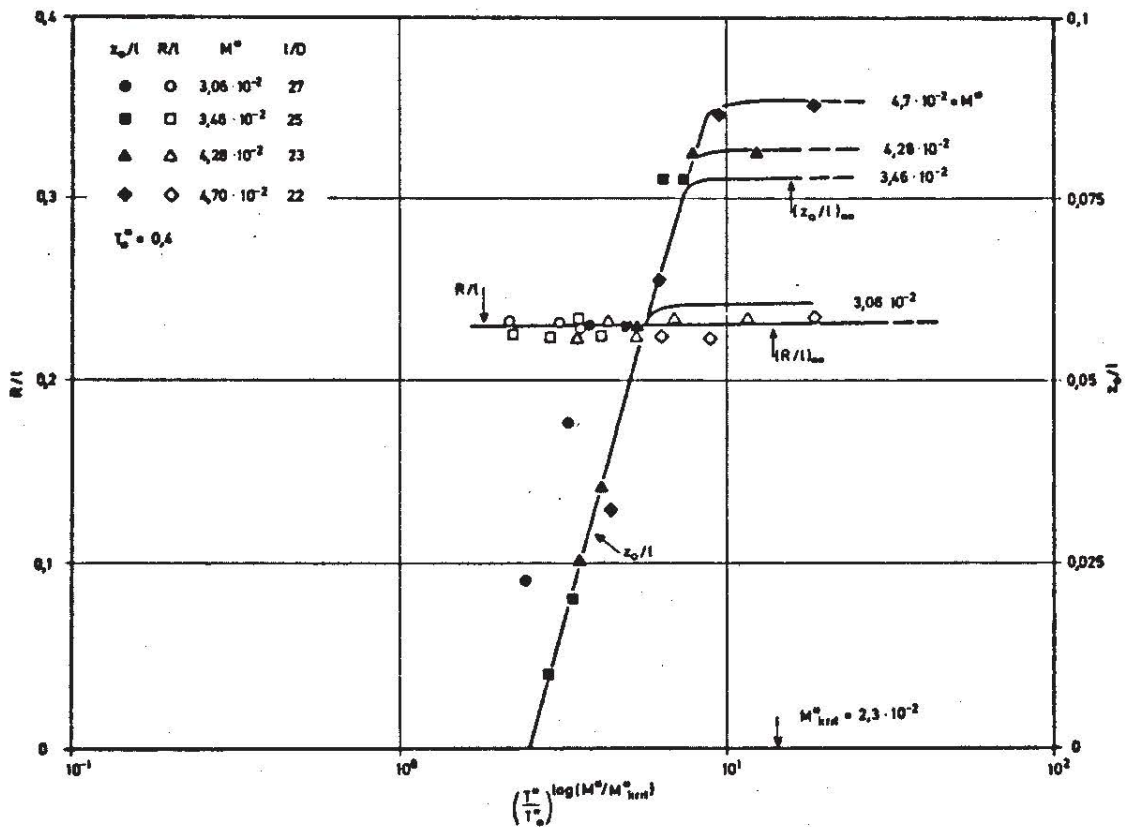


Bild 44b: Entwicklung von Kolkradius und -tiefe für Ähnlichkeitskolk I bei $M^0 < 5 \cdot 10^{-2}$

die Strahlbreite und die Größe der fiktiven Achsgeschwindigkeit bestimmt ist (vgl. Bild 22). Die Größe des Impulsflußparameter M^+ beeinflusst die Erosionsgeschwindigkeit, die Endkolkentiefe und den Zeitpunkt des Erreichens des Endzustandes, wie aus Bild 44a ebenfalls ersichtlich ist. Bild 44b zeigt eine einheitliche Darstellung der gleichen Kolkgrößen für die Ähnlichkeitsform I. Die Darstellung basiert darauf, daß die zeitliche Zunahme der Kolkiefen für die Ähnlichkeitsform I durch eine Geradenschar beschrieben werden kann, die durch den Punkt $(z_0/l)_0 = -0,1$ und $(w_m T/l)_0 = 0,4$ geht, wobei eine mit dem Verhältnis des jeweiligen Impulsflußparameters zum kritischen Impulsflußparameter M^+/M^+_{krit} zunehmende Steigung der Geraden vorliegt (Bild 37 und 44a). Die Kombination des Zeit- und Impulsflußparameters verdeutlicht das universelle Ähnlichkeitsgesetz der Kolkentwicklung.

Übergangskolk: Typische Übergangsprofile von der Ablösungsfreien zur ablösungsbehafteten Sohlform zeigt Bild 45a,b für $M^+ = 1,33 \cdot 10^{-1}$, wie sie vom Profilindikator aufgenommen wurden. Das Profil ist anfänglich vom Typ I und geht dann mit fortschreitender Auskolkung in den Typ II über. Die Ablösung beginnt in der Nähe des Kolkkraters R, dem Punkt mit der größten Ablösegefahr, und bewegt sich soweit zur Strahlachse hin, bis ein neues dynamisches Gleichgewicht zwischen Strömung und Sohlform erreicht ist. Es wird daraus gleichzeitig ersichtlich, daß die Kolkformen ebenso wenig wie die Sohlströmung in diesem Übergangsstadium ähnlich sein können. Die einsetzende Strömungsablösung ist noch zu schwach ausgebildet, als daß eine intensive Wirbelablösung die Transportkapazität erhöhen und so den Energieverlust kompensieren könnte. Der Vergleich mit Bild 42a verdeutlicht, daß die Erosionsbedingungen bei $M^+ = 1,33 \cdot 10^{-1}$ im Übergangsbereich von den absolut optimalen zu den relativ optimalen Verhältnissen liegen.

Ähnlichkeitskolk_II: Einen Überblick über den Einfluß des Impulsflußparameters M^+ auf die Kolkform II im Ähnlichkeitszustand ($T^+ > ca 10^2$) zeigt Bild 46a. Der Abstandsparameter

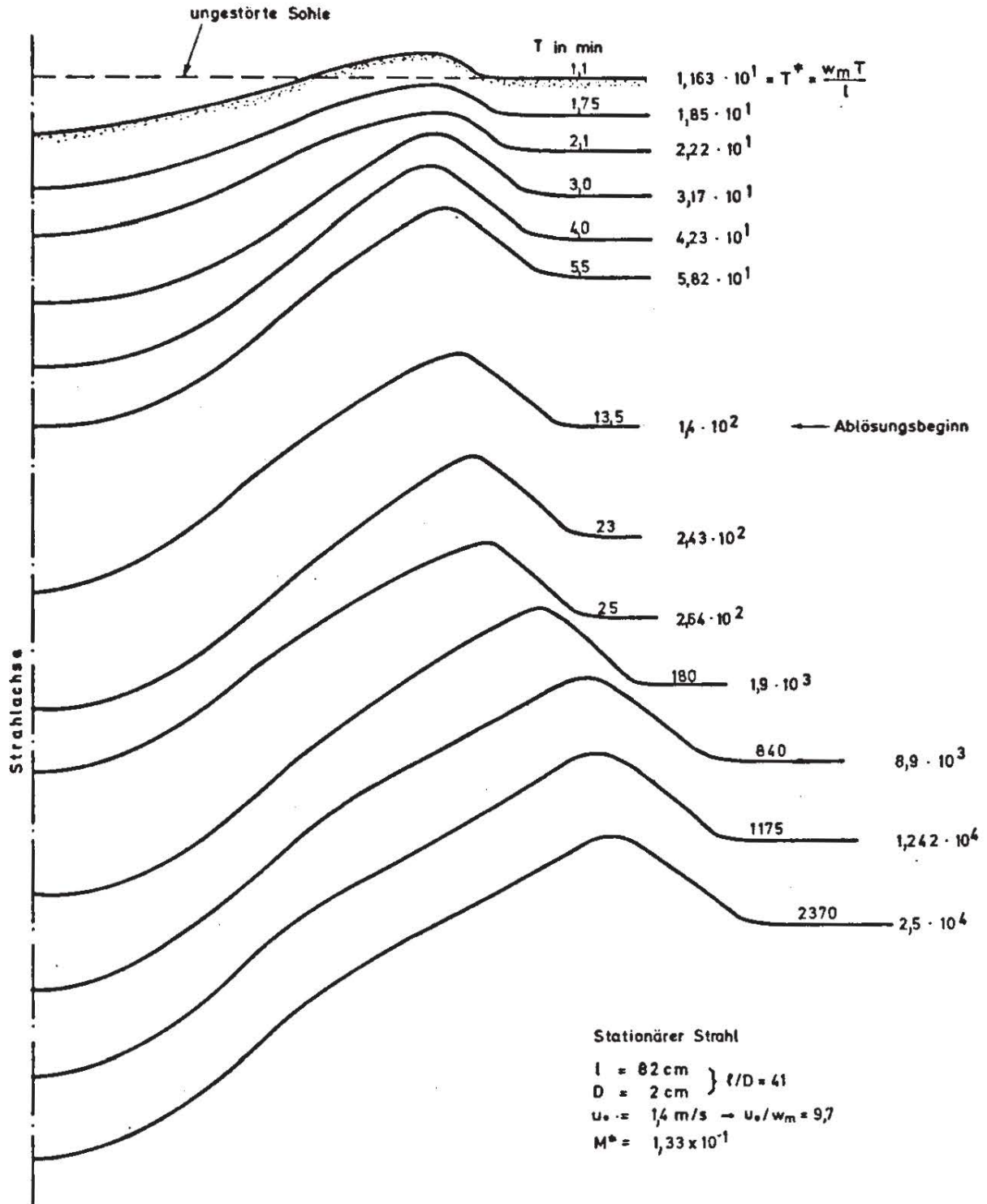
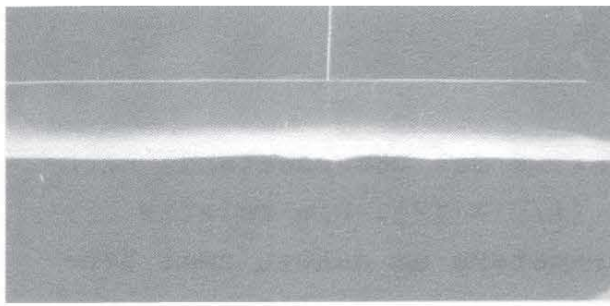
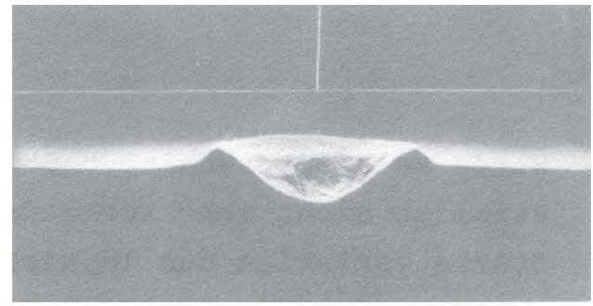


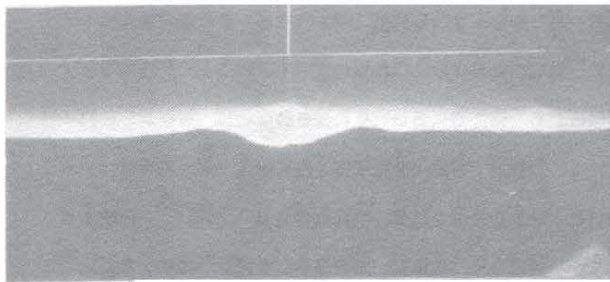
Bild 45a : Kolkprofil im Übergangsbereich zwischen Form I und Form II



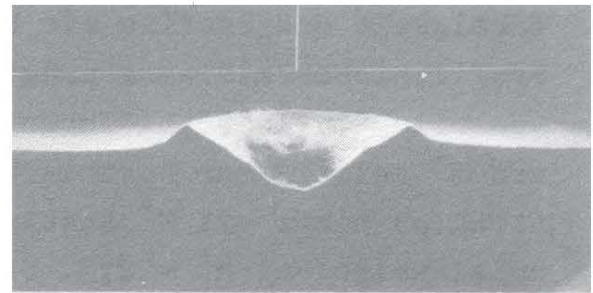
t = 2 sec



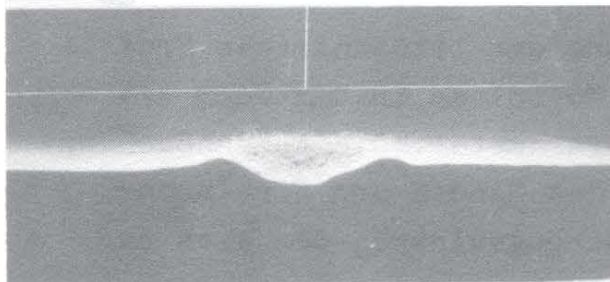
1 min



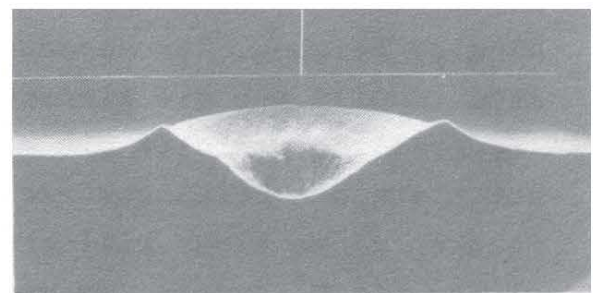
9 sec



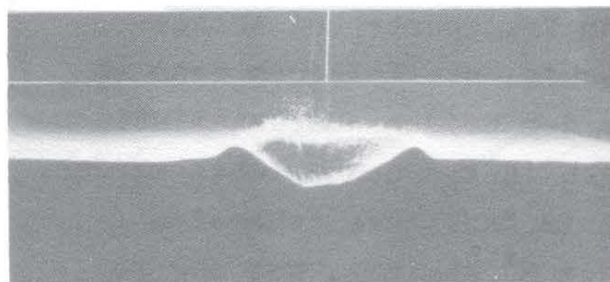
3 min



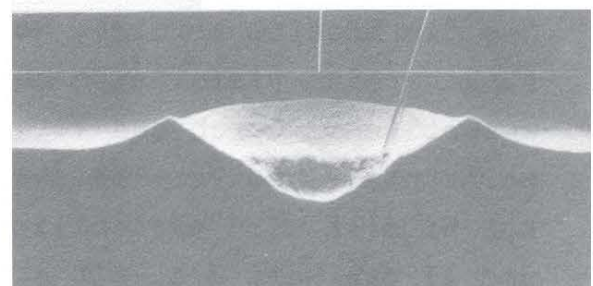
15 sec



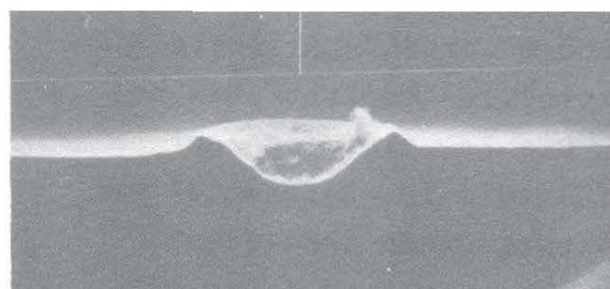
30 min



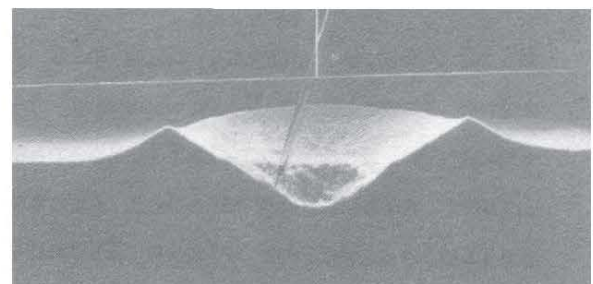
25 sec



90 min



45 sec



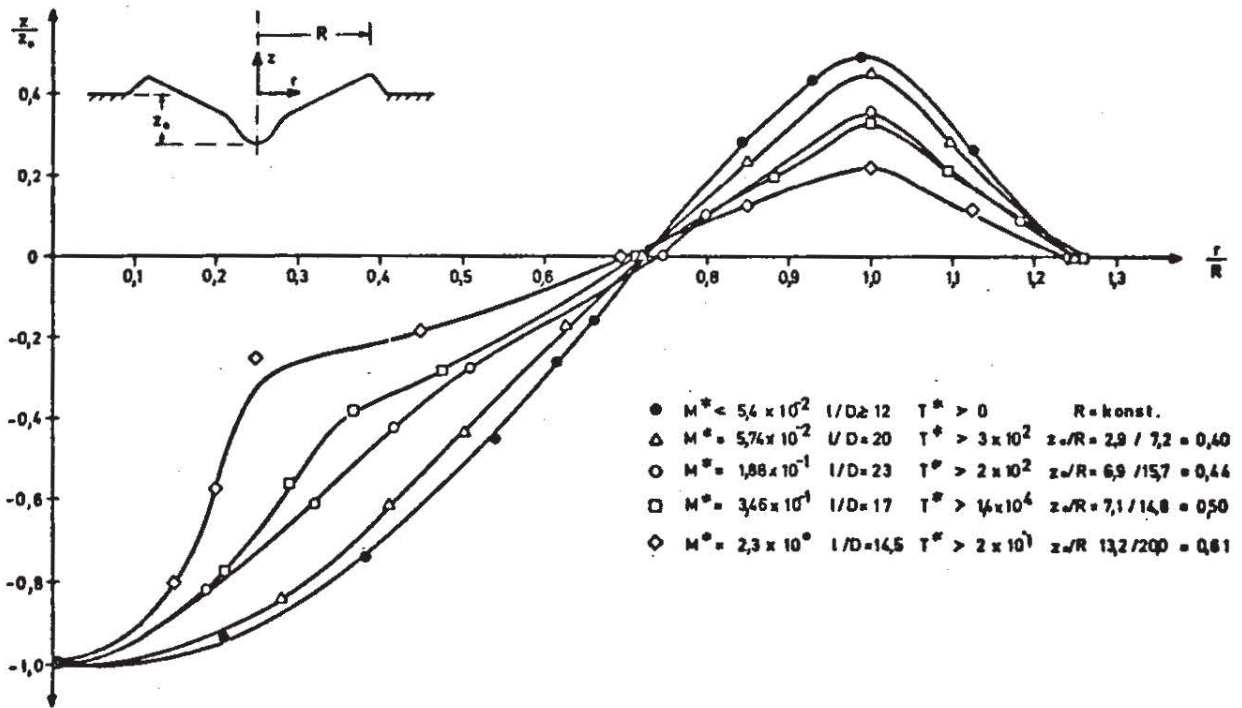
120 min

$$\frac{u_0}{w_m} = 6,9 ; \quad \frac{l}{D} = 14,5 ; \quad M^* = 1,8 \cdot 10^{-1}$$

Bild 45b : Kolk im Übergang von Form I zu Form II für stationären Strahl ($l = 58 \text{ cm}$, $D = 4 \text{ cm}$, $u_0 = 1 \text{ m/s}$)

wurde so groß gewählt, daß der Einfluß des Düsenabstands nachweislich nicht mehr vorhanden ist ($l/D > 12$). Die relativ starke Variation des Impulsflußparameters um nahezu zwei Zehnerpotenzen läßt deutlich die Verformung des Profils erkennen. Mit zunehmendem Impulsflußparameter verstärkt sich die Ungleichförmigkeit des Profils bis hin zur Ausbildung eines starken Profilknickes mit ausgeprägter Strömungsablösung (vgl. Photo von Bild 47). Der Ablösepunkt wandert mit zunehmenden Werten von M^+ relativ zur Strahlachse hin. Der Umlenkwinkel ϑ des Strahles nimmt mit M^+ stetig zu und erreicht nahezu 180° beispielsweise bei $M^+ = 2,3$. Durch die Wahl der Bezugsgröße z_0 fallen alle Profile in den Punkt $z/z_0 = -1$ und es scheint als hätten die Geradenabschnitte der Profile eine von M^+ abhängige Neigung. Zur Verdeutlichung der tatsächlichen Profile sind in Bild 46b die gleichen Verhältnisse in der Form $z/l = \ominus (r/l)$ dargestellt mit M^+ als Parameter. Die Außenböschung hat stets den Reibungswinkel φ_0 des Sandes und die Innenflanken einen etwas kleineren Böschungswinkel, der sich nur gering mit M^+ ändert. Im wesentlichen wird mit wachsendem Strahlimpulsfluß nur der innere Kolkbereich eingetieft, in dem die Erosion erfolgt, wobei der Transport- und Ablagerungsbereich radial nach außen wächst. Die Kolkform kann im wesentlichen durch das Verhältnis der beiden charakteristischen Horizontal- und Vertikalabmessungen (R/z_0) beschrieben werden. Aus Bild 48 wird ersichtlich, daß im Ähnlichkeitsbereich I und II der Wert R/z_0 mit steigendem M^+ abnimmt, was die relative Zunahme der zentralen Kolkeintiefung ausdrückt.

Bild 49a,b zeigt, daß mit abnehmendem Abstandsparameter l/D eine ähnliche Verformung des Kolkprofils auftritt wie bei Zunahme des Impulsflußparameters. Die Kolktiefe im Zentrum nimmt mit abnehmendem Abstandsverhältnis zu. Betrachtet man beispielsweise einen Strahl mit vorgegebenem Impulsfluß $M_0 = \text{konst}$ ($w_m = \text{konst}$) bei festem Düsenabstand l , so ergibt sich aus den dargestellten Profilen, daß der Strahl mit zunehmendem Düsendurchmesser eine stärkere Kolkeintiefung im Zentrum und eine stärkere radiale Ausdehnung nach gleicher



46a : Einfluß des Impulsflußparameters auf die Form des Ähnlichkeitskolkes ,stationärer Strahl

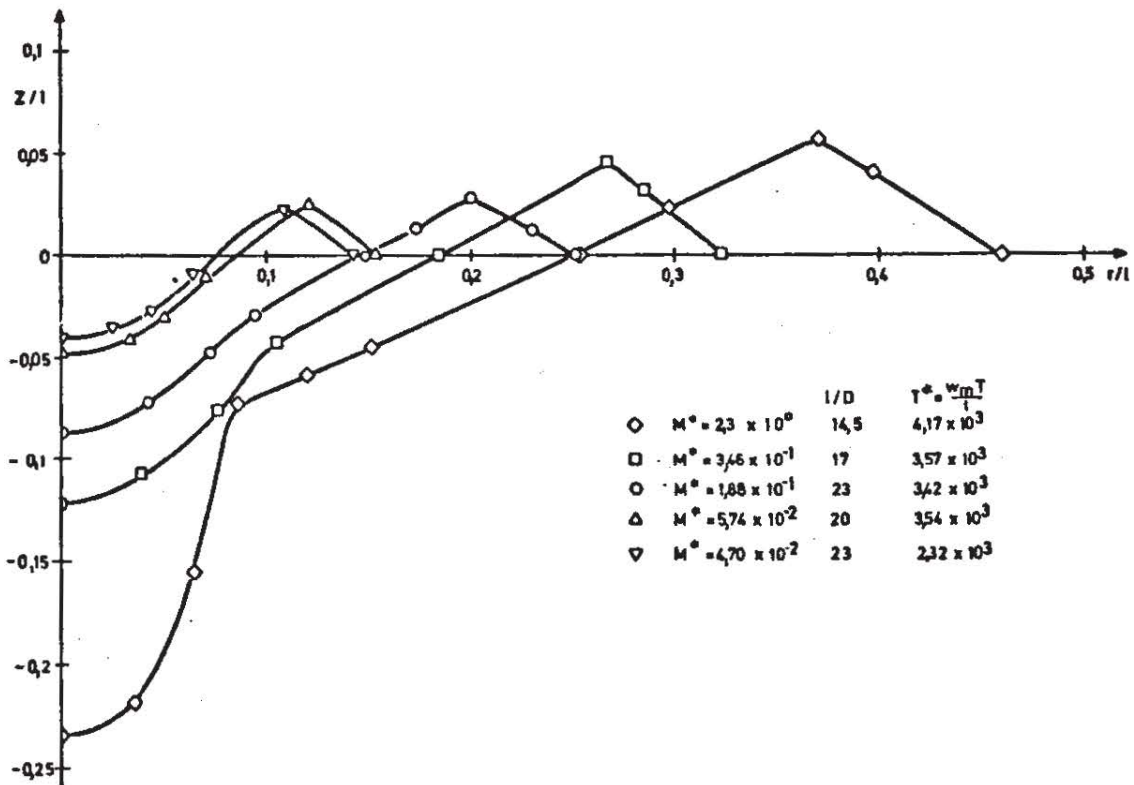
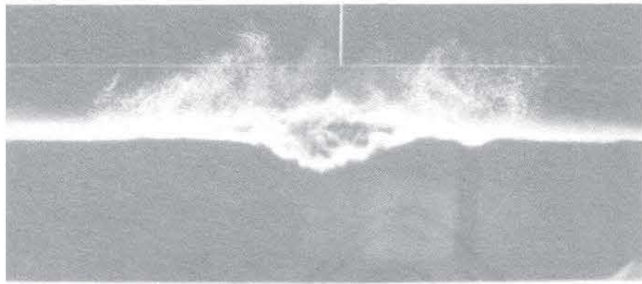
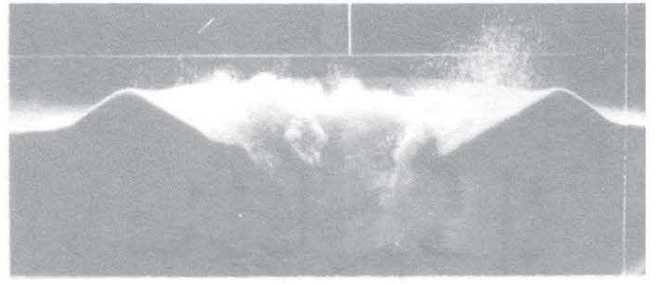


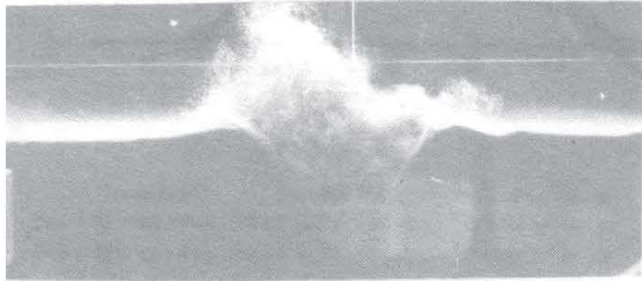
Bild 46b : Einfluß des Impulsflußparameters auf die Form des Ähnlichkeitskolkes ,stationärer Strahl



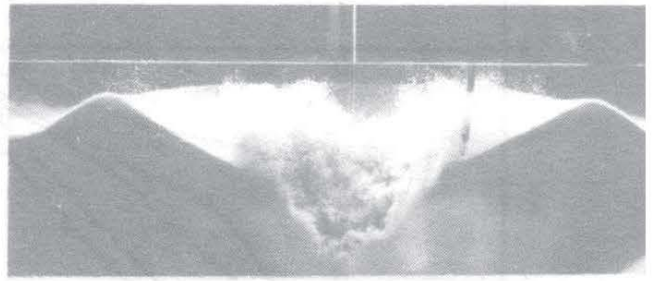
T = 2 sec



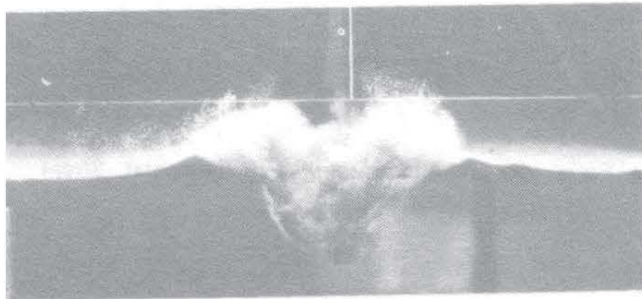
T = 13 min



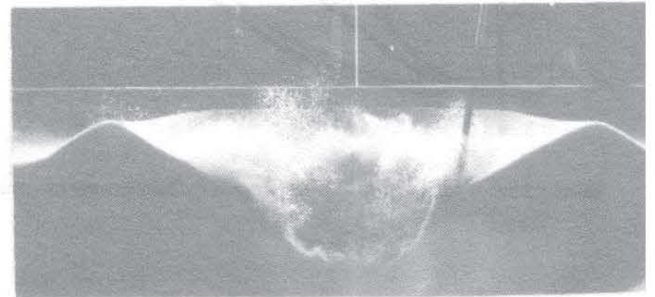
T = 5 sec



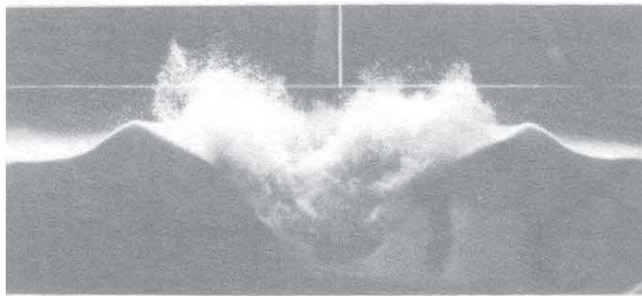
T = 20 min



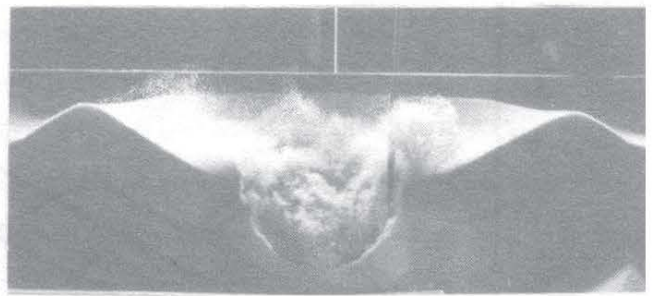
T = 10 sec



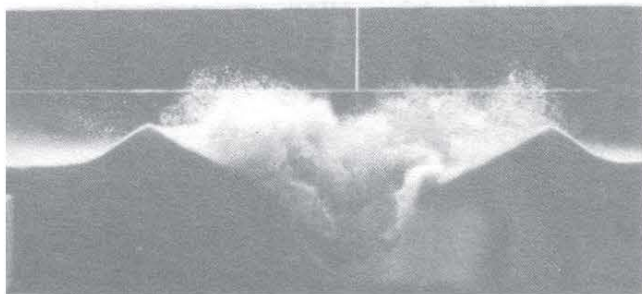
T = 40 min



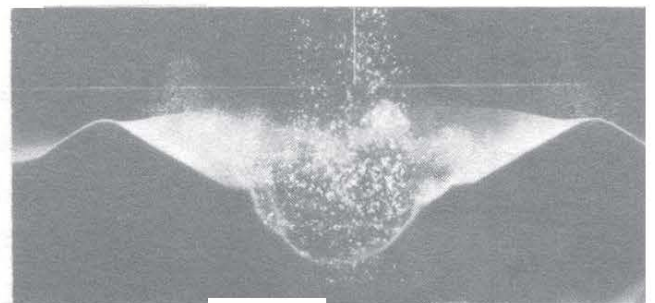
T = 30 sec



T = 60 min



T = 10 min



T = 120 min

$$\frac{u_0}{w_m} = 13,9 ; \quad \frac{l}{D} = 14,5 ; \quad M^* = 7,2 \cdot 10^{-1}$$

Bild 47 : Entwicklung der Kolkform Π für stationären Strahl
($l = 58 \text{ cm}$, $D = 4 \text{ cm}$, $u_0 = 2 \text{ m/sec}$)

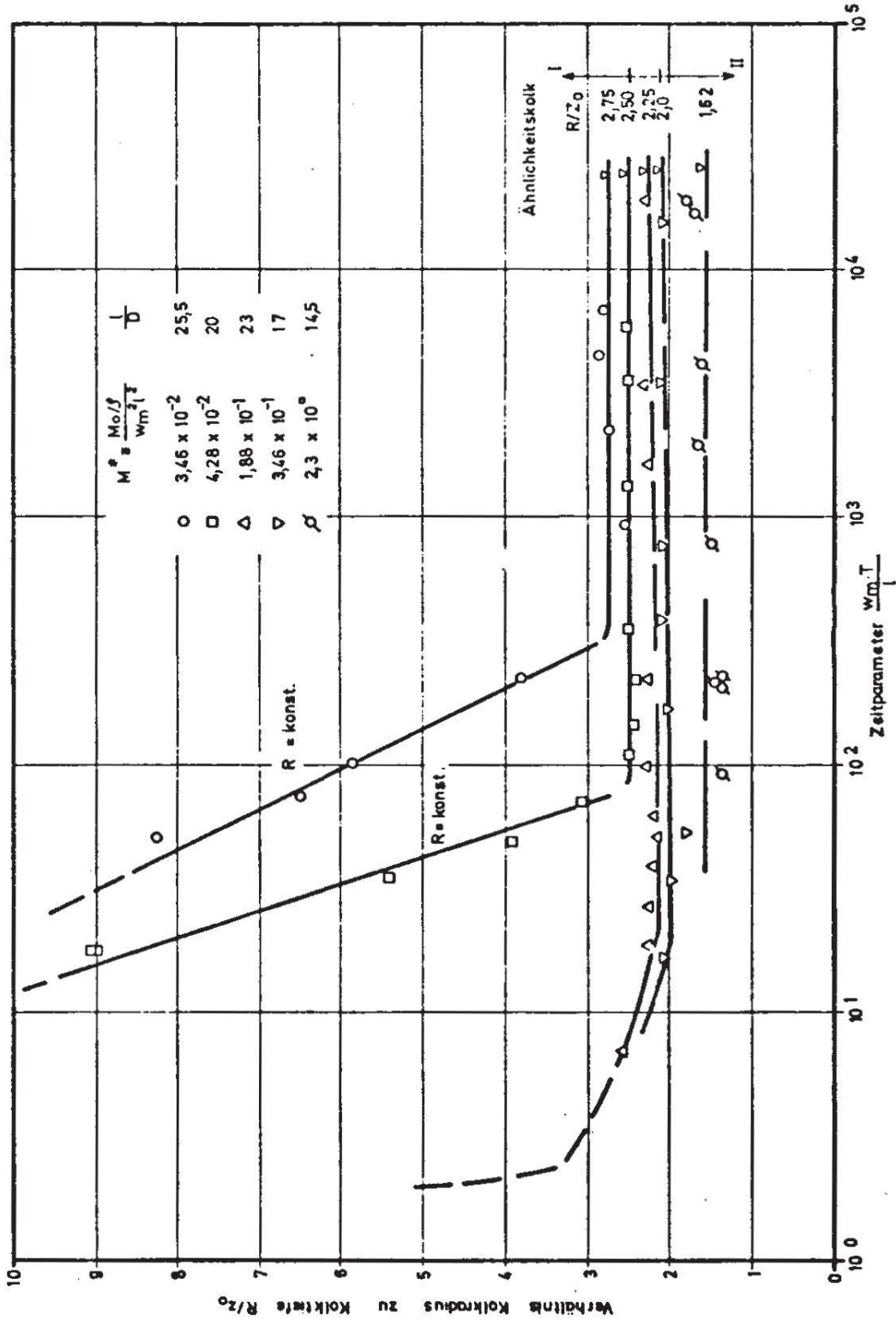


Bild 48 : Entwicklung des charakteristischen Verhältnisses von Kollradius zu -tiefe R/z_0 , stationärer Strahl

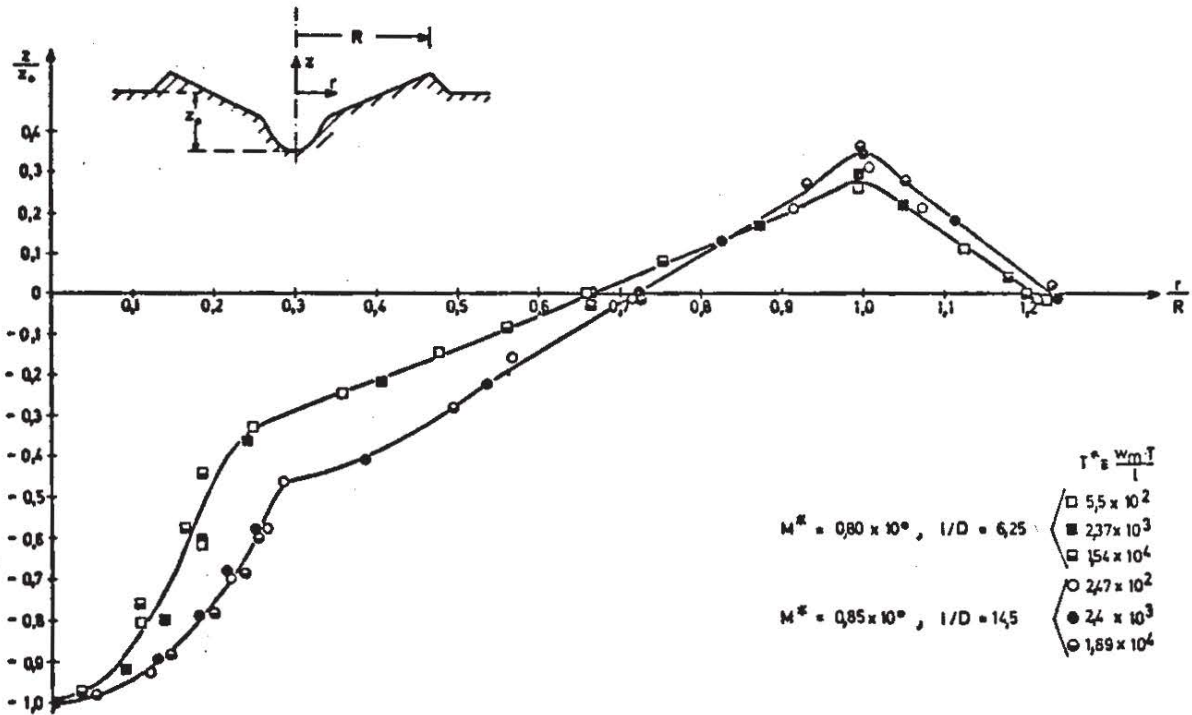


Bild 49a: Einfluß des Abstandsparmeters auf die Form des Ähnlichkeitskolkes für stationäre Strahlen

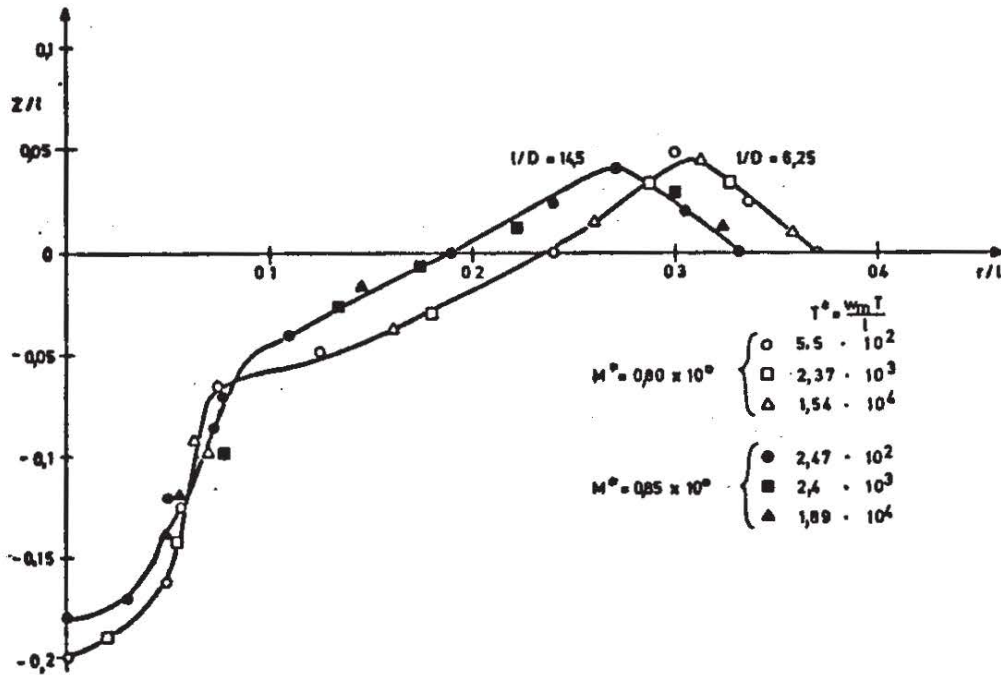


Bild 49b: Einfluß des Abstandsparmeters auf die Form des Ähnlichkeitskolkes II, stationärer Strahl

Auskolkzeit verursacht, was gleichzeitig eine Erhöhung der Erosion bedeutet. Daraus wird ersichtlich, daß der zunehmende Einfluß des Düsendurchmessers eine Erhöhung der Erosionskapazität im Kolkzentrum und eine Verbesserung des Transportvermögens bewirkt. Diese Aussagen stehen in Übereinstimmung mit den zu Bild 40 gemachten bezüglich des Einflusses von l/D auf das Kolkvolumen.

6.3 Pulsierende Strahlen

Wie in Abschnitt 4.2.5 bereits angedeutet, ist mit einer sehr starken Abhängigkeit der Pulsationswirkung vom Zeitparameter $w_m T/l$, vom Geschwindigkeitsparameter U_o/w_m und vom Abstandsparameter l/D zu rechnen. Im Abschnitt 6.1 wurde der Einfluß des Geschwindigkeits- und Abstandsparameters, der für den stationären Strahl durch den Impulsflußparameter ausgedrückt werden konnte, an Hand der Ergebnisse ausführlich diskutiert, so daß im folgenden die Wirkung der Strahlpulsation stets in Relation zur Wirkung des vergleichbaren nicht-pulsierenden Strahles gesetzt werden kann. Durch diesen direkten Bezug des pulsierenden Strahles zum stationären Strahl kommt der Effekt und der Einflußbereich der Pulsation unmittelbar zum Ausdruck.

6.3.1 Zeitparameter

Da die Strömungen stationärer und pulsierender Strahlen durch Ähnlichkeitsgesetze gleicher Bauart beschrieben werden können, ist auch ein qualitativ ähnliches Zeitgesetz bei Erosionen durch pulsierende und nicht-pulsierende Strahlen vorhanden. Die in Bild 50 bis 52 dargestellte zeitliche Abhängigkeit des Kolkvolumens zeigt, daß für beiden Strahltypen in den einzelnen Kolkphasen ein proportionaler Zusammenhang zwischen Volumen und Logarithmus der Auskolkzeit vorliegt.

Wegen der Ähnlichkeit der Strömung wurde auf die Ermittlung des Endzustandes des Kolkes für pulsierende Strahlen verzichtet

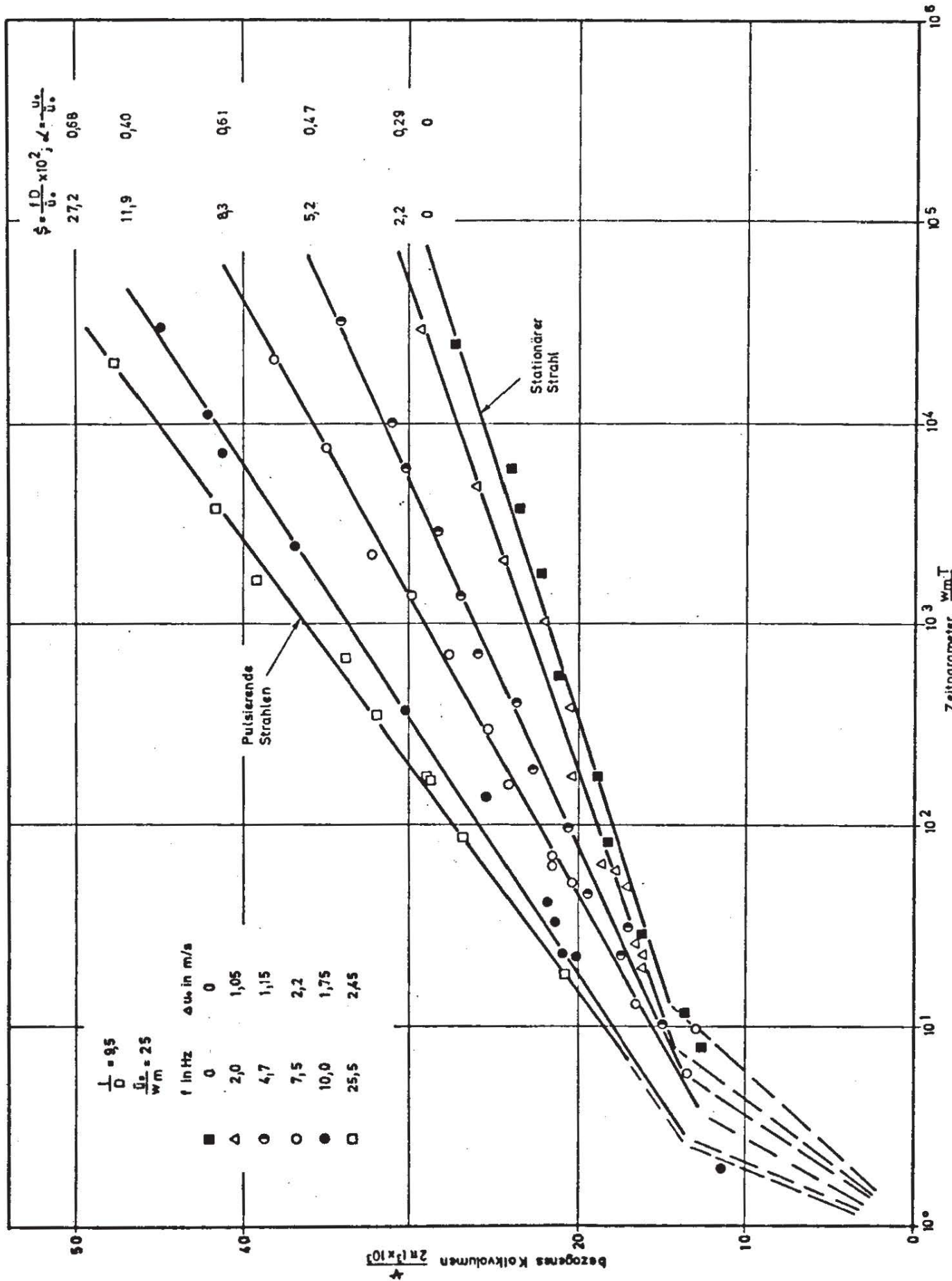


Bild 50: Einfluß der Strahlpulsation auf die Erhöhung der Auskolrate bei $l/D = 9,5$

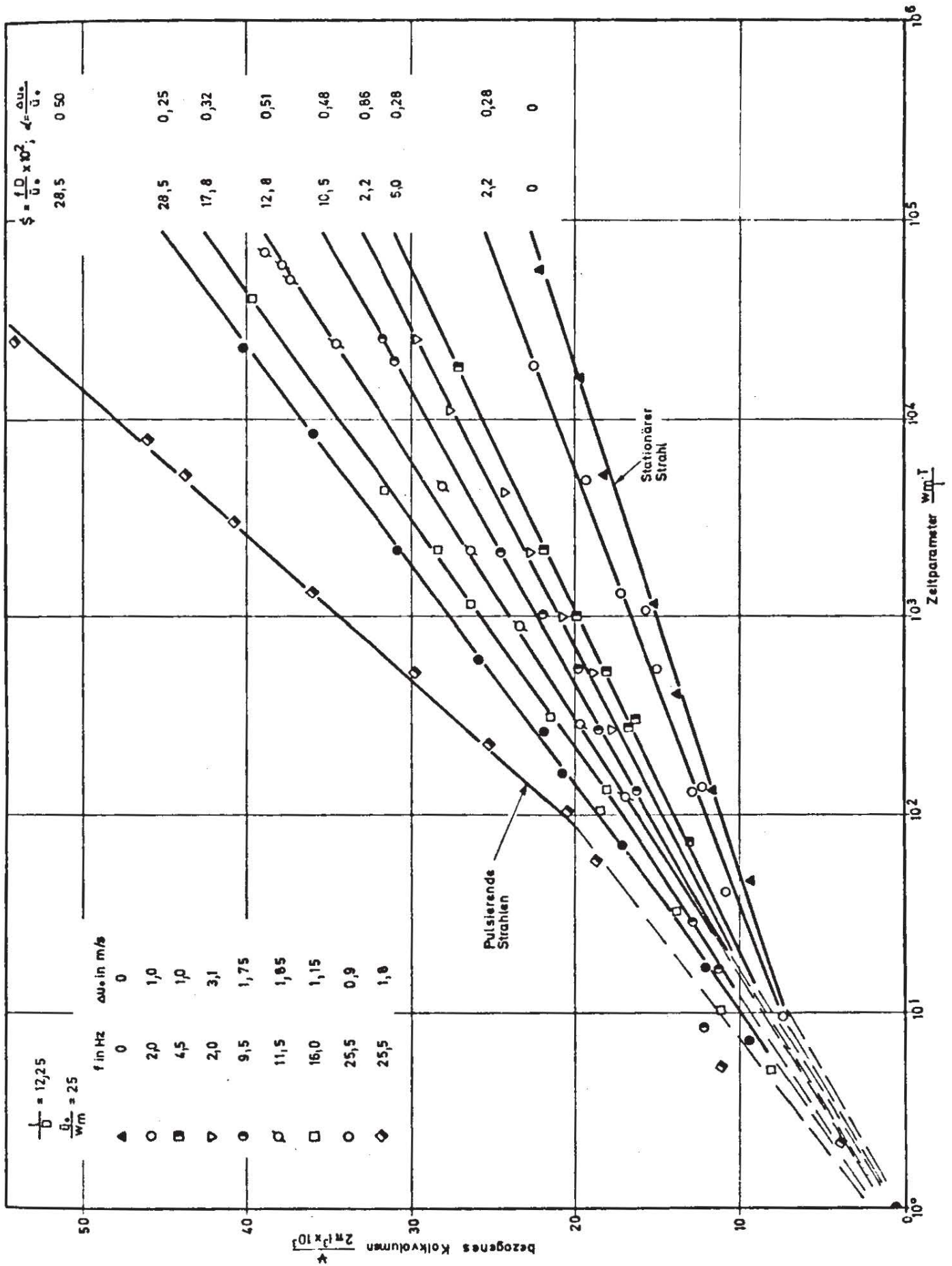


Bild 51: Einfluß der Strahlpulsation auf die Erhöhung der Auskolkrate bei $l/D = 12,25$

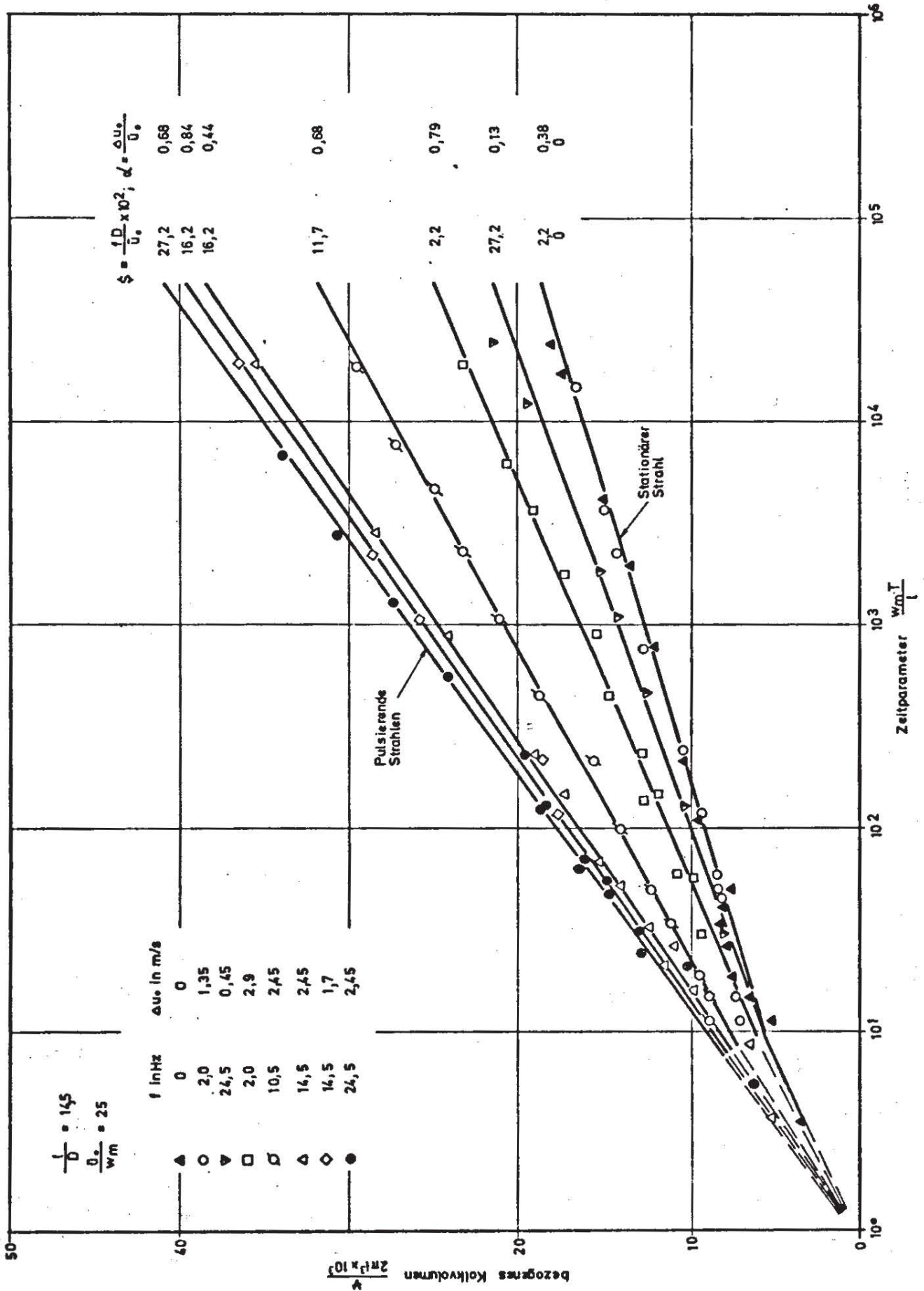


Bild 52: Einfluß der Strahlpulsation auf die Erhöhung der Auskolrate bei $l/D = 145$

- wenige Testfälle bei relativ niedrigen Pulsationsparametern bestätigen die gleiche Gesetzmäßigkeit der Endphase wie bei stationären Strahlen. Das Kolkendvolumen kann für spezielle Fälle aus Bild 42 genau und für beliebige Bedingungen aus Bild 40b genügend genau durch Extrapolation von $\Psi^+(T^+ = 10^4)$ auf Ψ^+ entnommen werden. Hierbei kann davon ausgegangen werden, daß das Kolkvolumen zur Zeit $T^+ = 10^4$ etwa 80 bis 95 Prozent des Kolkendvolumens erreicht hat. Das Kolkendvolumen wird durch die Pulsation umso größer, je stärker die Zunahme der Erosionsrate infolge Pulsation ist. Durch die Pulsation erhöht sich die Erosionsgeschwindigkeit in den Auskolkungsphase 1 und 2 bei leichter Verschiebung des Übergangzeitpunktes. Der Steigungsfaktor $m (m = \Delta \Psi^+ / \Delta (\log T^+))$ als Maß für die Geschwindigkeit der Volumenzunahme nimmt bei den dargestellten Geschwindigkeits- und Abstandsverhältnissen mit steigendem Frequenz- und Amplitudenparameter stetig zu. Aus dem zeitlichen Verhalten der Kolkgrößen ist zu entnehmen, daß der Kurzzeiteffekt der Strahlpulsation, das heißt die Wirkung der Pulsation bei kurzer Einwirkungszeit nach Erosionsbeginn ($T^+ < \text{ca. } 10$), als relativ gering zu bezeichnen ist. Dies zeigt, daß die pulsationsbedingte stärkere Strahlausbreitung keine wesentlichen Erhöhung der Erosionsrate bei der Kolkform I (Kolkphase 1) bewirkt. Im Gegensatz dazu werden die Erosionsbedingungen bei der Kolkform II (Kolkphase 2) entscheidend verbessert, so daß der Langzeiteffekt ($T^+ > 10^5$) eine Volumensteigerung bis zu 100% für den in Bild 51 dargestellten Fall ($S = 0,285, \alpha = 0,5$) bringt.

6.3.2 Frequenzparameter

Aus den in Bild 50 bis 52 dargestellten Ergebnissen geht hervor, daß die Erosionsrate im untersuchten Frequenzbereich mit wachsender Pulsationsfrequenz stetig zunimmt. Die Meßergebnisse bestätigen die in Abschnitt 3.3.2 gemachten Aussagen, daß sich Strahlen mit sehr kleinem Pulsationsparameter wie quasi-stationäre Strahlen verhalten. Beispielsweise ist die Erosionswirkung des Strahles mit dem Frequenzparameter

$S = 2,2 \cdot 10^{-2}$ und dem Amplitudenparameter $\alpha = 0,38 (\bar{u}_0/w_m = 25, \ell/D = 14,5)$ nahezu gleich der des zugehörigen stationären Strahles gleicher mittlerer Strahlgeschwindigkeit (Bild 52).

Im folgenden soll stets die Volumen-Wachstumsgeschwindigkeit in der Auskolkphase 2 als Vergleichsgröße zwischen der Erosion durch stationäre und pulsierende Strahlen herangezogen werden. Die Erosionsgeschwindigkeit in Phase 2 wird als Vergleichsgröße deshalb gewählt, weil sie den größten Informationsgehalt über das Erosionsgeschehen beinhaltet, aus folgenden Gründen:

- a.) In der Kolkphase 2 besitzt die Pulsation den Haupteinfluß auf das Erosionsgeschehen (vgl. Bild 50 bis 52);
- b.) Die Erhöhung der Erosionsgeschwindigkeit in Phase 2 infolge Pulsation ist qualitativ proportional derjenigen in Kolkphase 1 (vgl. Bild 50 bis 52);
- c.) Die Erhöhung der Erosionsgeschwindigkeit durch die Pulsation gilt als qualitatives Maß für die Steigerung des Kolkvolumens zur Zeit T^+ bzw. des Endvolumens;
- d.) In der Kolkphase 2 ist Ähnlichkeit von Sohlströmung und Kolkform für gegebene Strömungs- und Abstandsbedingungen vorhanden;
- e.) Die Erosionsgeschwindigkeit ist ein direktes Maß für den Strahlwirkungsgrad (vgl. Gl. 75);
- f.) In der Kolkphase 2 sind relativ geringe Streuungen der Meßpunkte um eine Gerade (in halblogarithmischer Darstellung) vorhanden.

Die Erosionsgeschwindigkeit wird definiert als Steigungsfaktor m in der Auftragung $\Psi^+ = \Psi^+ (\log T^+)$

$$m = \frac{\Delta (\Psi / 2\pi \ell^3)}{\Delta (\log T_{wm}(\ell))} = \frac{\Delta \Psi^+}{\Delta \log T^+}$$

Da m unabhängig von $\log T^+$ ist, wird die auf den jeweiligen stationären Strahl bezogene Erosionsrate

$$\mu = \frac{m_{\text{puls}}}{m_{\text{stat}}} = \frac{(\Delta \Psi^+ / \Delta \log T^+)_{\text{puls}}}{(\Delta \Psi^+ / \Delta \log T^+)_{\text{stat}}}$$

auch unabhängig vom Logarithmus der dimensionslosen Zeit T^+ . Für $w_m = \text{konst}$, $\lambda = \text{konst}$ und $\Delta(\log T) = \text{konst}$ ist

$$\mu = \Delta \Psi^+_{\text{puls}} / \Delta \Psi^+_{\text{stat.}}$$

Die in Bild 53 dargestellten Ergebnisse sind repräsentativ für den Einfluß der Pulsationsfrequenz S auf die Wachstumsgeschwindigkeit des Kolkvolumens bei relativ hohen mittleren Strahlgeschwindigkeiten im Ähnlichkeitsbereich der Kolkformen II. In diesem Bereich von Geschwindigkeits- und Abstandsverhältnissen wird eine stetige Vergrößerung der Erosionswirkung bei zunehmendem Frequenzparameter erreicht, was auf die zunehmende Verflachung der Geschwindigkeitsprofile der Strahlströmung zurückgeht. Auf Grund der Tatsache, daß über einer bestimmten oberen Grenze der Strahlfrequenz offenbar keine weitere Strahlverbreitung mehr erzielt werden kann (vgl. Bild 14b), ist auch ein Grenzwert der Wachstumsrate des Kolkes zu erwarten. Die Ergebnisse in Bild 53 bestätigen offensichtlich diesen Sachverhalt innerhalb des Bereichs von erreichten Frequenzen bis zu 24 Hz. Die Kurven wurden durch Interpolation der Kurven $m(\alpha)$ für $S = \text{konst}$ erhalten (Bild 54).

6.3.3 Amplitudenparameter

Im Gegensatz zum Frequenzparameter, der die Ausbreitung des Strahles beeinflusst, besitzt der Amplitudenparameter darüber hinaus noch einen Einfluß auf die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten bzw. den Impuls- und Energiefluß des Strahles.

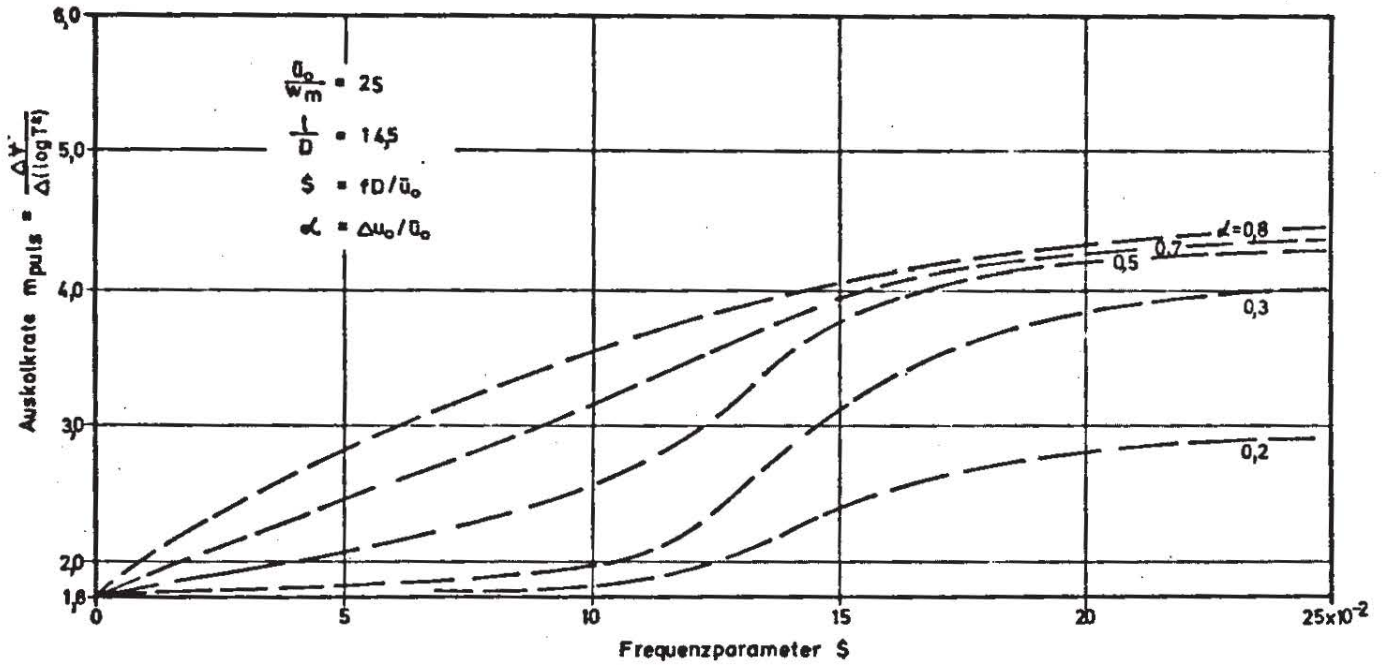


Bild 53: Einfluß der Pulsationsfrequenz auf die Erhöhung der Auskolkrate, $m_{Stat} = 1,8$

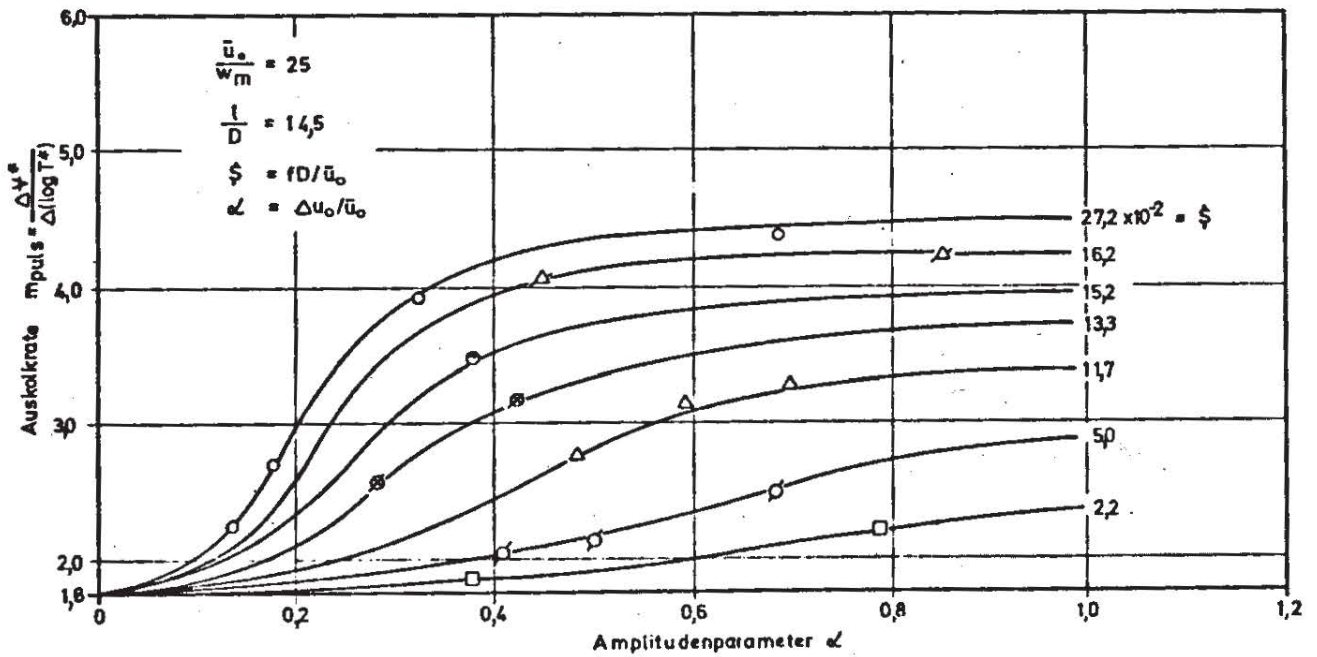


Bild 54: Einfluß der Pulsationsamplitude auf die Erhöhung der Auskolkrate, $m_{Stat} = 1,8$

Unter der Annahme einer harmonischen Geschwindigkeitsschwankung erhöht sich der mittlere Impuls- bzw. Energiefluss um den Faktor

$$\beta_j = 1 + \alpha_0^2/2 = 1 + \alpha^2/8$$

bzw.

$$\beta_E = 1 + 3/2 \cdot \alpha_0^2 = 1 + 3/8 \cdot \alpha^2$$

Die im Experiment erreichten Werte von $\alpha_0 = \Delta u_0 / 2\bar{u}_0$ liegen meist unter 0,4, so daß eine Impuls- bzw. Energieflußerhöhung von höchstens 8% bzw. 20% erreicht wurde. Eine nähere Diskussion in Abschnitt 6.4.4 wird zeigen, daß die Impuls- und Energieflußerhöhung infolge α eine untergeordnete Rolle für die Erosion spielt und der Haupteffekt in der Strahlausbreitung zu sehen ist. Dadurch, daß die Pulsationsanfachung und damit die Strahlausbreitung mit steigender Frequenz und Amplitude wächst (siehe Abschnitt 3.2.4), ist ein qualitativ ähnlicher Einfluß der beiden Pulsationsparameter zu erwarten. Die in Bild 53 dargestellten Ergebnisse sind in korrespondierender Form im Bild 54 dargestellt, um die Abhängigkeit der Erosionsrate vom Amplitudenparameter aufzuzeigen. Ähnlich wie die Pulsationsfrequenz bewirkt auch eine steigende Pulsationsamplitude eine Erhöhung der Erosionsgeschwindigkeit. Es besteht auch hier Grund zur Annahme, daß durch Steigerung des Amplitudenparameters die Erhöhung der Erosionsrate einem asymptotischen Grenzwert bei den hier gewählten Geschwindigkeits- und Abstandsverhältnissen zustrebt.

6.4 Vergleich stationärer und pulsierender Strahlen

Der Vergleich der Erosionsrate m eines stationären mit der eines pulsierenden Strahles soll stets bei

gleichem Sediment, d.h. $w_m = \text{konst}$,
gleichem Düsendurchmesser und -abstand,
d.h. $D_{\text{puls}} = D_{\text{stat}}$ und $\ell_{\text{puls}} = \ell_{\text{stat}}$

unter folgenden Bedingungen angestellt werden:

- a.) Gleiche Größe des Geschwindigkeitsparameters \bar{u}_0/w_m ;
d.h. Vergleich von Strahlen mit gleicher mittlerer Austrittsgeschwindigkeit \bar{u}_0 ;
- b.) Gleicher mittlerer Impulsparameter $(\sqrt{u_0^2/w_m})_{\text{puls}} = (u_0/w_m)_{\text{stat}}$;
- c.) Gleicher mittlerer Energieparameter $(\sqrt[3]{u_0^3/w_m})_{\text{puls}} = (u_0/w_m)_{\text{stat}}$;
- d.) Gleiche mittlere Geschwindigkeitsprofile im fiktiven Querschnitt der ungestörten Sohle für genügend große Abstandsparameter (unterschiedliche ℓ und \bar{u}_0 für stationären und pulsierenden Strahl, Ähnlichkeit der Strömung angenommen).

Geschwindigkeitsverhältnisse \bar{u}_0/w_m zwischen 15 und 25 und Abstandsverhältnisse ℓ/D zwischen 9,5 und 14,5 sind für detaillierte Untersuchungen des Pulsationseinflusses besonders geeignet, da bei diesen Verhältnissen der maximale Pulsationseffekt auftritt. Die detaillierte Untersuchung in diesem Bereich hat außerdem den Vorteil, daß die relative Genauigkeit der ermittelten Daten von Strömung und Erosion, die mit der absoluten Größe der Strahlgeschwindigkeit und der Kolkabmessungen wächst, sehr gut ist.

6.4.1 Geschwindigkeitsparameter

Den Einfluß des Verhältnisses von Strahlgeschwindigkeit zu Sinkgeschwindigkeit \bar{u}_o/w_m auf die relative Auskolkrate μ zeigt Bild 55 für einen konstanten Amplitudenparameter ($\alpha = 0,5$) bei einem Abstandsverhältnis von $l/D = 14,5$ ($l = 58$ cm, $D = 4$ cm). Bei sehr großen Strahlgeschwindigkeiten ($\bar{u}_o/w_m > 30$; Kolkform II) ergeben sich so ungünstige Erosionsbedingungen, daß die Geschwindigkeit keinen Einfluß mehr auf die Erosionsrate hat und das Verhältnis $m_{puls}/m_{stat} = \mu$ nur noch von der Strouhal-Zahl S abhängt. Durch Verringerung des Geschwindigkeitsverhältnisses auf $\bar{u}_o/w_m = 21$ bis 22 ist bei dem gewählten Abstandsverhältnis $l/D = 14,5$ eine maximale Steigerung des Pulsationseffektes zu erreichen. Mit stetiger Abnahme der Größe \bar{u}_o/w_m unter den Wert 22 ist ein stetiger Rückgang der Erosionssteigerung infolge Pulsation zu verzeichnen. Für Werte von \bar{u}_o/w_m unterhalb von $15,2$ wurde sogar eine Verringerung der Erosionsrate festgestellt. Das optimale Geschwindigkeitsverhältnis verschiebt sich mit wachsender Strouhal-Zahl geringfügig zu größeren Werten.

Der Zusammenhang zwischen Erosionssteigerung und Veränderung der fiktiven Strömungsgrößen zeigt die unmittelbare Pulsationswirkung. Da für $\alpha = \text{konst}$ und $S = \text{konst}$ die Strahlausbreitung festliegt, wird über den Geschwindigkeitsparameter die Größe der Achsgeschwindigkeit bestimmt. Beispielsweise kann für $S = 0,162$ nur durch eine Abnahme des fiktiven Geschwindigkeitsverhältnisses bis $U_{puls}^+ = 7,8$ bzw. $U_{stat}^+ = 9,8$ eine Steigerung des Pulsationseffektes auf $\mu = 3,15$ erzielt werden. Bei einer weiteren Verringerung der Achsgeschwindigkeit $u_{a,l}$ schwächt sich der Pulsationseffekt wieder ab, bis schließlich kein Einfluß der Pulsation auf die Erosionsrate mehr vorhanden ist. Eine Abnahme des Verhältnisses der fiktiven Achsgeschwindigkeit zur Sinkgeschwindigkeit U^+ um 15% (von $U_{stat}^+ = 9,1$ auf $U_{puls}^+ = 7,8$) bei gleichzeitiger Erhöhung der fiktiven Strahlbreite um 45% (von $b_{l,stat}^+ = 2,18$ auf $b_{l,puls}^+ = 3,15$) bewirkt eine Erhöhung der Erosionsrate bzw. des Strahlwirkungs-

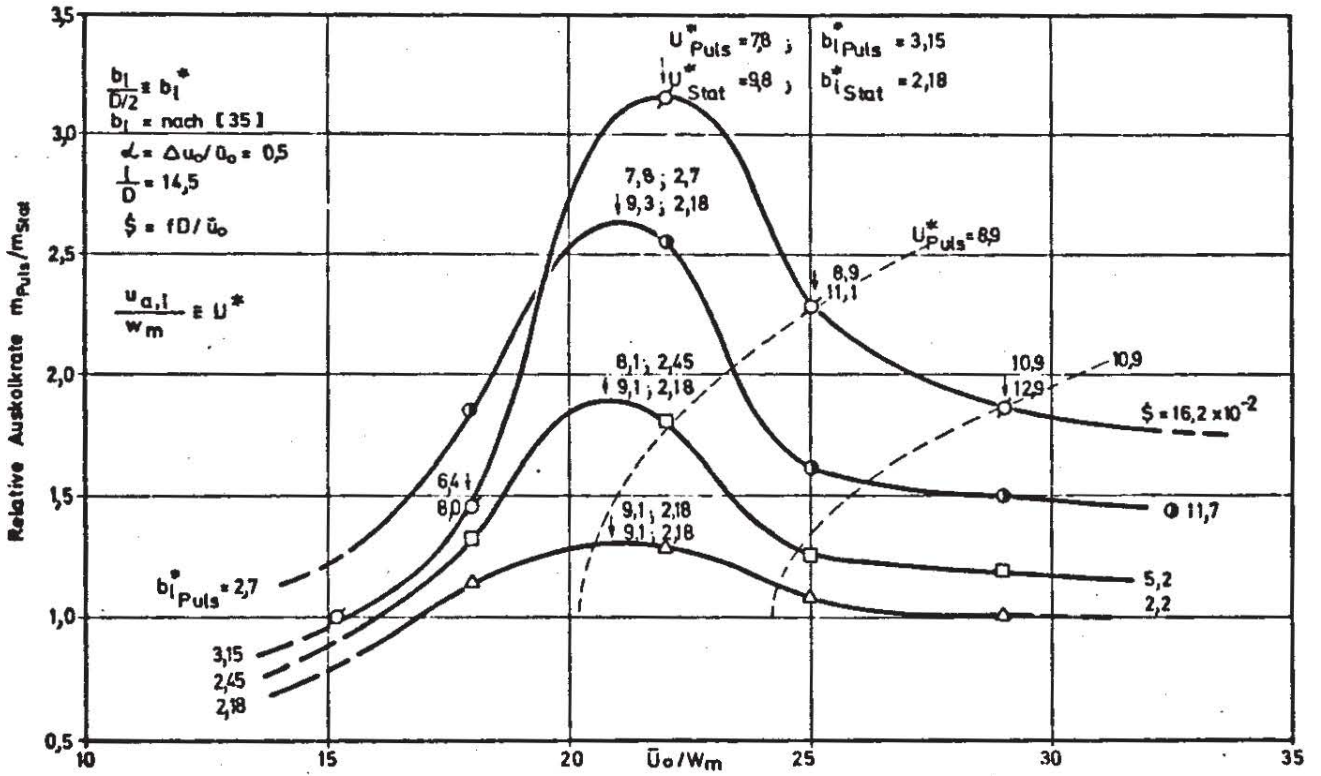


Bild 55: Einfluß der mittleren Strahlgeschwindigkeit auf die relative Auskolkrate bei verschiedenen Frequenzparametern

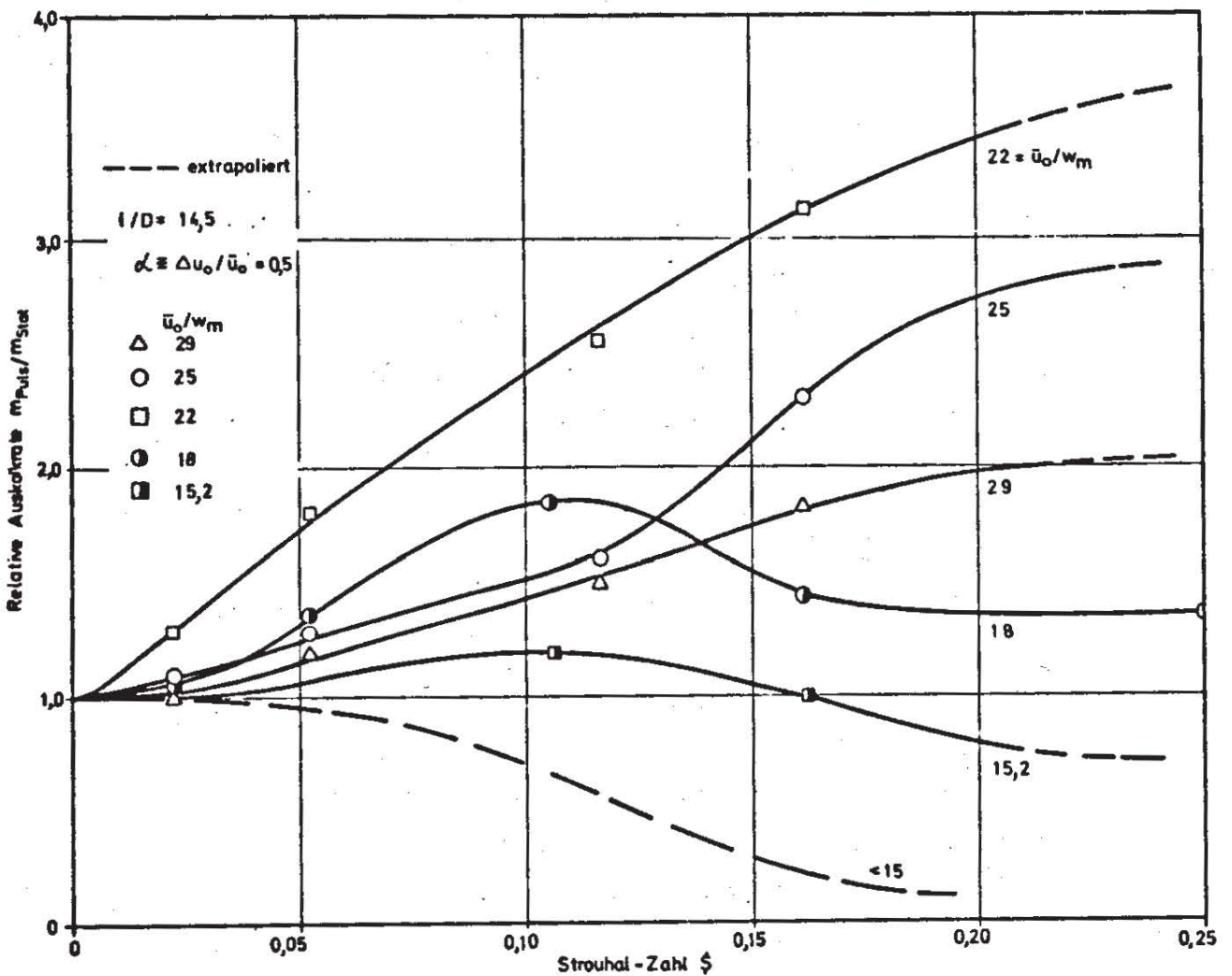


Bild 56: Verstärkung bzw. Verringerung der Erosionswirkung durch Pulsation

grades um ca 200% (Bild 51). Aus Bild 55 ist weiter zu entnehmen, daß allein durch Erhöhung der fiktiven Strahlbreite b_{ℓ}^+ (z.B. b_{ℓ}^+ von 2,18 auf 3,15) bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis U_{puls}^+ (z.B. $U_{\text{puls}}^+ = 8,9$) in ähnlicher Weise wie durch Abnahme des Wertes von U^+ bei $b_{\ell}^+ = \text{konst}$ eine Erosionssteigerung erzielt werden kann. Da bei einem bestimmten Verhältnis der fiktiven Geschwindigkeitsgrößen U^+ und b_{ℓ}^+ optimale Bedingungen vorliegen, muß mit steigender Strahlbreite b_{ℓ}^+ (d.h. mit steigender Strouhalzahl) zur Erhaltung der Optimalbedingung auch die Achsgeschwindigkeit U^+ (d.h. die Strahlgeschwindigkeit) zunehmen (vgl. Abschnitt 4.2.5). Dieser Sachverhalt wird durch die Verschiebung der Maxima mit wachsender Strouhalzahl zu höheren Werten des Geschwindigkeitsparameters bestätigt.

Bild 56 zeigt die Abhängigkeit des Verhältnisses der Erosionsraten vom Frequenzparameter für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse bei $\ell/D = 14,5$. Aus der Darstellung geht insbesondere hervor, daß bei sehr hohem Verhältnis \bar{u}_o/w_m vermutlich keine optimale Strouhalzahl existiert, bei der die Pulsationswirkung einen echten Extremwert annimmt. Selbst für Bedingungen mit maximaler Pulsationsanfachung bei $S \rightarrow 0,35$ nähert sich die Relativgröße μ anscheinend einem asymptotischen Grenzwert (Übereinstimmung mit Bild 14b). Erst bei kleineren Geschwindigkeitsverhältnissen (z.B. $\bar{u}_o/w_m = 18$ und $15,2$) zeigt sich eine optimale Strouhalzahl. Für Werte von $S > S_{\text{opt}}$ ist die Strahlverbreiterung so stark und die Verminderung der Achsgeschwindigkeit so groß, daß beispielsweise für $\bar{u}_o/w_m = 15,2$ eine Abnahme der Erosion gegenüber dem stationären Strahl offensichtlich eintritt. Für Strouhalzahlen $S < S_{\text{opt}}$ ist die Veränderung des fiktiven Geschwindigkeitsprofils wegen der relativ kleinen Frequenzen noch nicht optimal. Es ist plausibel, daß für kleine Geschwindigkeitsverhältnisse ($\bar{u}_o/w_m < \text{ca } 15$) die Pulsation die fiktiven Geschwindigkeiten so stark vermindert, daß die Erosionsrate stets kleiner wird als beim

nicht-pulsierenden Strahl. Es kann angenommen werden, daß bei hohen Geschwindigkeitsparametern ($\bar{u}_o/w_m > \text{ca } 25$ bei $\ell/D=14,5$) auch für Werte von $S > 0,25$ keine optimale Strouhal-Zahl existiert, bei der μ ein Maximum annimmt. Dies heißt, daß bei genügend großen Werten von \bar{u}_o/w_m mit zunehmender Pulsationsintensität eine stetige Erhöhung von μ bis auf einen asymptotischen Grenzwert erreicht wird. Der Grund liegt letztlich darin, daß die Pulsation einen begrenzten Einfluß auf die Strahlaufweitung hat.

6.4.2 Abstandsparameter

Erwartungsgemäß hat der Abstand zwischen Strahldüse und Sedimentbett einen entscheidenden Einfluß auf den Pulsationseffekt. Die Bilder 57a bis 57c zeigen, daß der Einflußbereich des Düsenabstandes im Vergleich zum Einflußbereich der Strahlgeschwindigkeit (vgl. Bild 55) enger begrenzt ist. Bei dem hier gewählten relativ hohen Geschwindigkeitsverhältnis von $\bar{u}_o/w_m = 25$ ist, wie aus der Diskussion der Strahlströmung und der Kolkform II zu erwarten war, die Lage des optimalen Düsenabstandes innerhalb einer geringen Streuung unabhängig vom Frequenz- und Amplitudenparameter bei ℓ/D ca 12. Der Einfluß des Frequenz- und Amplitudenparameters auf die Erhöhung der Erosionsrate ist bei ℓ/D ca 12 am stärksten. Innerhalb des Bereiches der untersuchten Strouhalzahlen ($S = 0,022$ bis $0,272$) und Amplitudenverhältnisse ($\alpha = 0,3$ bis $0,8$) ist eine gleichsinnige Zunahme der Erosionsrate mit der Zunahme des jeweiligen Pulsationsparameters vorhanden.

Bild 58 zeigt in dreidimensionaler Darstellung, daß der Pulsationseffekt stark vom Abstands- und Geschwindigkeitsverhältnis abhängt. Bei festgehaltenen Pulsationsparametern ($S, \alpha = \text{konst}$) liegt die Strahlausbreitung fest, so daß bei $\ell/D = \text{konst}$ allein die Veränderung der Strahlgeschwindigkeit die Erosionswirkung bestimmt. Die Verhältnisse mit maximal erreichtem Pulsationseffekt ($\bar{u}_o/w_m = 15,2$; $\ell/D = 12,25$) wurden erzielt

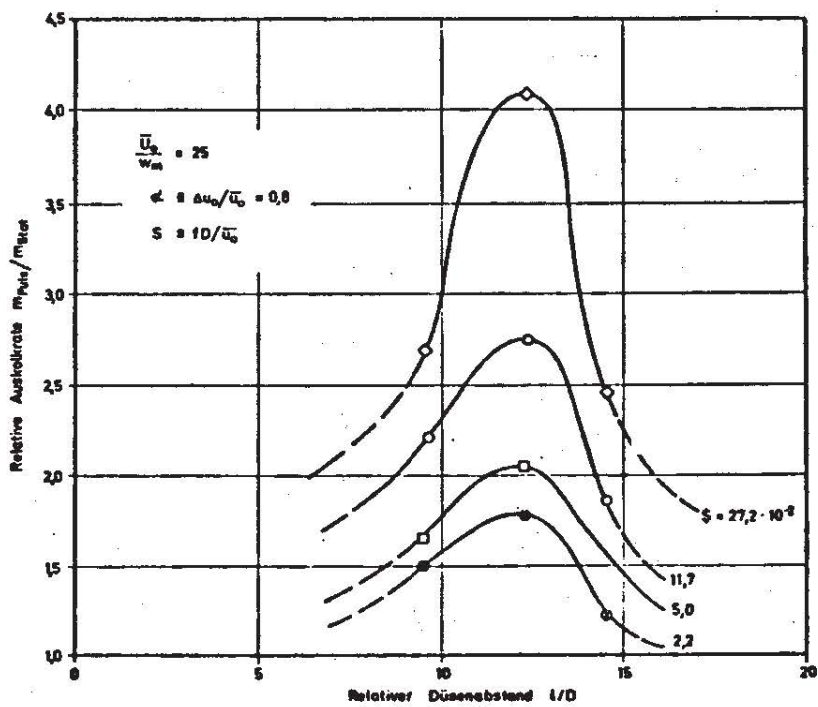
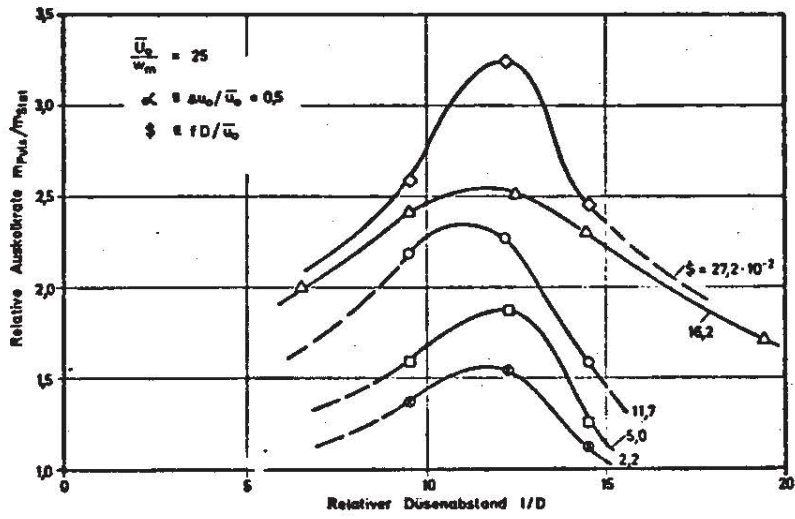
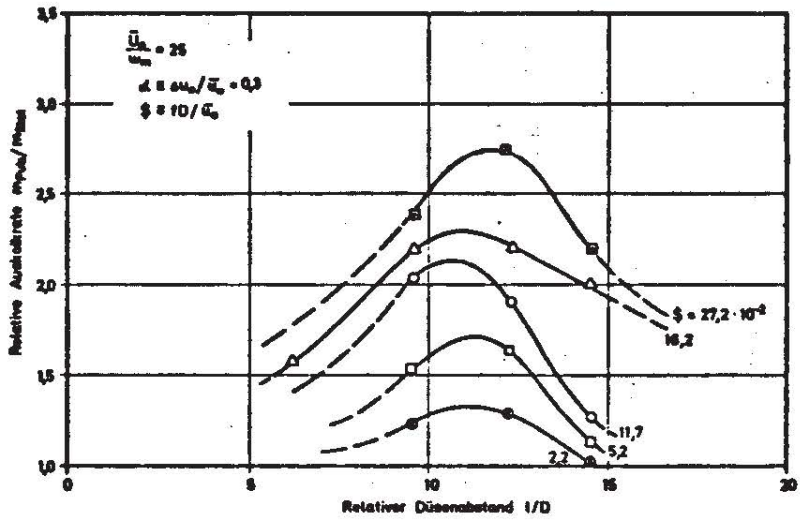


Bild 57a,b,c: Einfluß des Düsenabstandes auf das Verhältnis der Auskolk-raten m für pulsierende und stationäre Strahlen

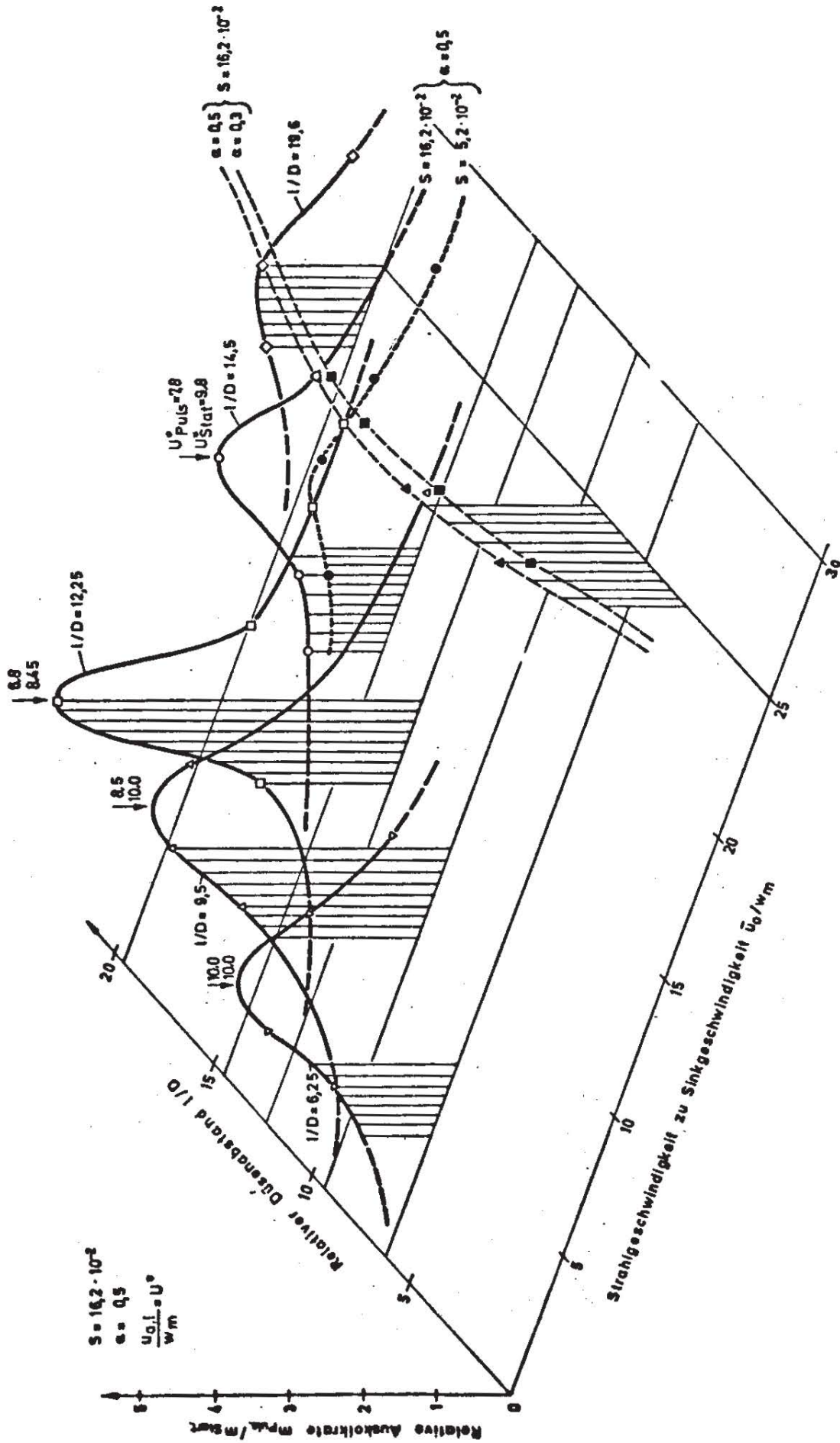


Bild 58 : Einfluß der mittleren Strahlgeschwindigkeit und des Düsenabstandes auf das Verhältnis der Auskolkraten m für pulsierende und stationäre Strahlen

durch eine Verminderung der fiktiven Achsgeschwindigkeit um 19% (von $U_{\text{stat}}^+ = 8,45$ auf $U_{\text{puls}}^+ = 6,8$) und eine Erhöhung der zugehörigen Strahlbreite um 37% (von $b_{\ell \text{ stat}}^+ = 1,85$ auf $b_{\ell \text{ puls}}^+ = 2,55$) gegenüber dem stationären Strahl.

Für sehr hohe Geschwindigkeitsverhältnisse gibt es offensichtlich einen Grenzwert für die Erhöhung der Erosionsgeschwindigkeit bzw. der Erosion durch die Pulsation. Unterhalb der horizontalen Ebene $\mu = 1,0$ ist die Erosion des stationären Strahles größer, weil die Wirkung der größeren fiktiven Achsgeschwindigkeit (höhere Erosions-Kapazität) gegenüber der geringeren Strahlbreite (kleinere Transportweite) überwiegt.

Eine Variation des Frequenzparameters bei den Abstandsverhältnissen $\ell/D = 12,25; 9,5$ und $6,25$ würde ein qualitativ ähnliches Ergebnis liefern wie die Messungen bei $\ell/D = 14,5$ die in Bild 55 bzw. 56 dargestellt sind. Es ist mit abnehmendem Abstandsverhältnis ℓ/D ein abnehmendes optimales Geschwindigkeitsverhältnis $(\bar{u}_o/w_m)_{\text{opt}}$ zu erwarten, bei dem die Steigerung der Erosionsrate durch Pulsation maximal wird (analog zu Bild 55).

Eines der wichtigsten Ergebnisse aus dieser Meßreihe ist die Feststellung, daß die Effektivität der Pulsation bei einem bestimmten Düsenabstand (ℓ ca $12D$) maximal ist. Da der Unterschied in der Verteilung der mittleren Strömungsgrößen mit wachsendem ℓ/D ($S, \alpha = \text{konst}$) zwischen beiden Strahlen stetig größer wird, nimmt die Wirkung der Pulsation für ℓ/D größer als 12 wieder stetig ab. Es muß daraus gefolgert werden, daß bei größeren Düsenabständen der Einfluß der Abnahme der mittleren und turbulenten Geschwindigkeiten gegenüber dem Einfluß der Erhöhung der Strahlbreite überwiegt, so daß ein allmählicher Rückgang des Verhältnisses der Erosionsraten für pulsierende und stationäre Strahlen eintritt. Im Punkt mit maximalem Pulsationseffekt wird eine optimale Verbesserung des Verhältnisses von Achsgeschwindigkeit und Strahlbreite erzielt. Beim optimalen Düsenabstand wirkt die Kombination beider

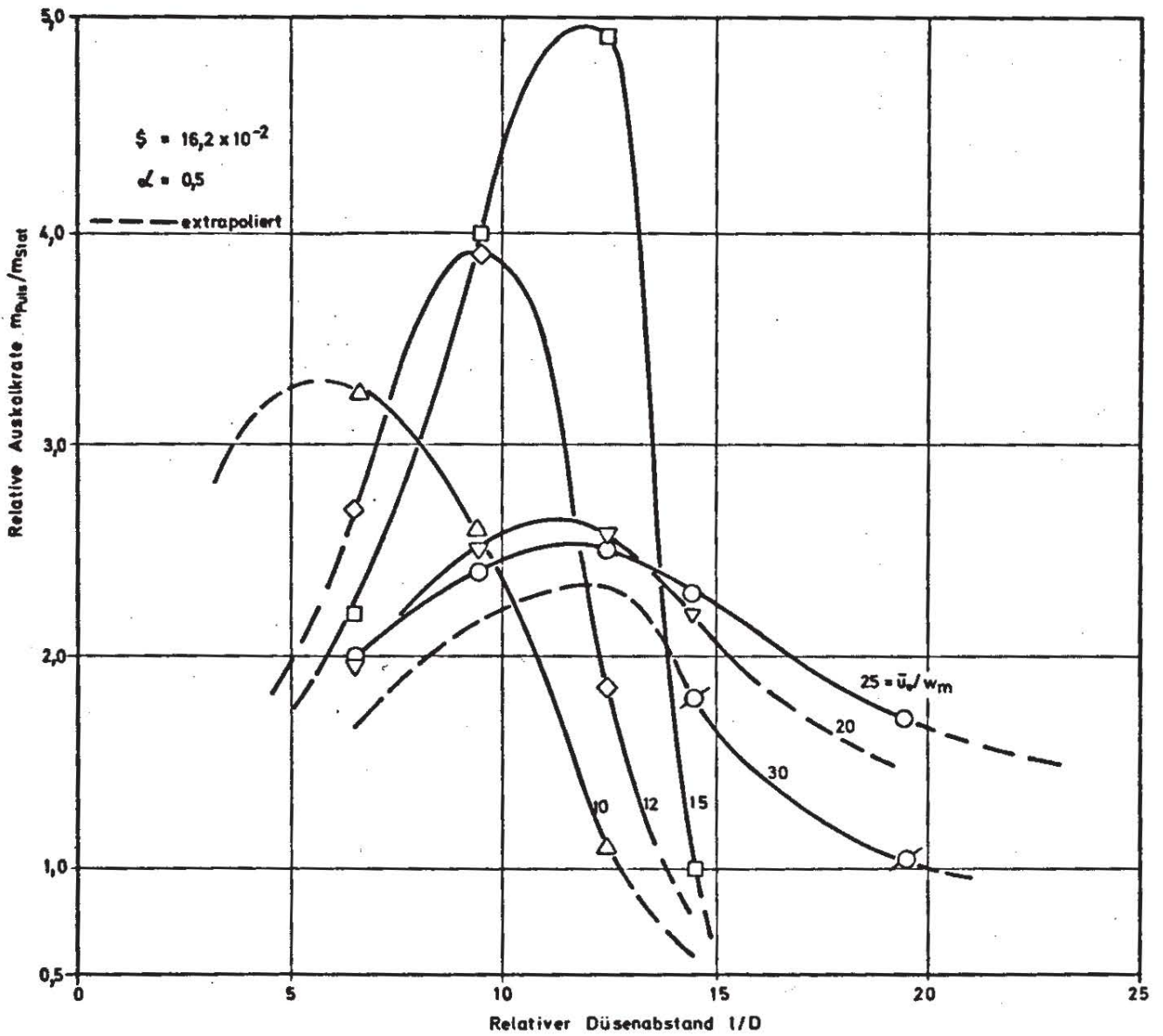


Bild 59: Einfluß des Düsenabstandes auf die Erhöhung der Erosionsrate durch Pulsation

Größen optimal auf die Erosion. Beim Abstand $l/D = 6,25$ befindet sich die Sohle noch im Einflußbereich der Pulsation, und die Gesamt-Längsschwankungen betragen nach vergleichbaren Verhältnissen in Bild 18 mehr als das dreifache derer im stationären Strahl. Dennoch ist der Effekt relativ gering, weil der Einfluß der turbulenten gegenüber dem der mittleren Geschwindigkeiten eine untergeordnete Bedeutung hat. Es zeigt sich somit, daß die Effektivität der Pulsation bezüglich ihrer Erosionswirkung vorwiegend auf der Veränderung der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten beruht.

Bild 59 stellt die Ergänzung zum vorangegangenen Bild 58 dar und zeigt, daß der optimale Düsenabstand bis zu einem Geschwindigkeitsverhältnis von \bar{u}_o/w_m ca 15 erwartungsgemäß zunächst rasch bis auf $(l/D)_{opt}$ ca 12 ansteigt, sich dann aber für $\bar{u}_o/w_m > ca 15$ mit zunehmendem Geschwindigkeitsverhältnis nur noch geringfügig zu höheren Werten verschiebt. Da bei $l/D, S, \alpha = konst$ die fiktive Strahlbreite konstant ist, gleichen sich mit steigendem Geschwindigkeitsverhältnis die fiktiven Geschwindigkeitsprofile des pulsierenden und stationären Strahles relativ an. Das heißt der Pulsationseffekt verringert sich. In diesem Sinne wurde die Kurve für $\bar{u}_o/w_m = 30$ extrapoliert. Der Bezug zum stationären Strahl zeigt, daß der maximale Pulsationseffekt bei dem Wert von $M^+ = 1,1$ auftritt, in einem Bereich also, wo die Erosion sehr empfindlich von der Verteilung der fiktiven Strömungsgrößen abhängt (Übergang von schwacher zu starker Strahlumlenkung, Bild 40).

6.4.3 Pulsationsparameter

Der Einfluß der Pulsationsfrequenz und -amplitude auf die Erosionssteigerung bei einem Geschwindigkeitsverhältnis von $\bar{u}_o/w_m = 25$ ist in Bildern 60 bis 62 dargestellt (bei $l/D = 9,5; 12,25; 14,5$). Die Aufspaltung der einzelnen Kurven nach den Pulsationsparametern ist beim Abstandsverhältnis $l/D = 12,25$ am stärksten, da der Pulsationseffekt bei diesem Abstandsverhältnis maximal ist. Der Kurvenverlauf ist bei den

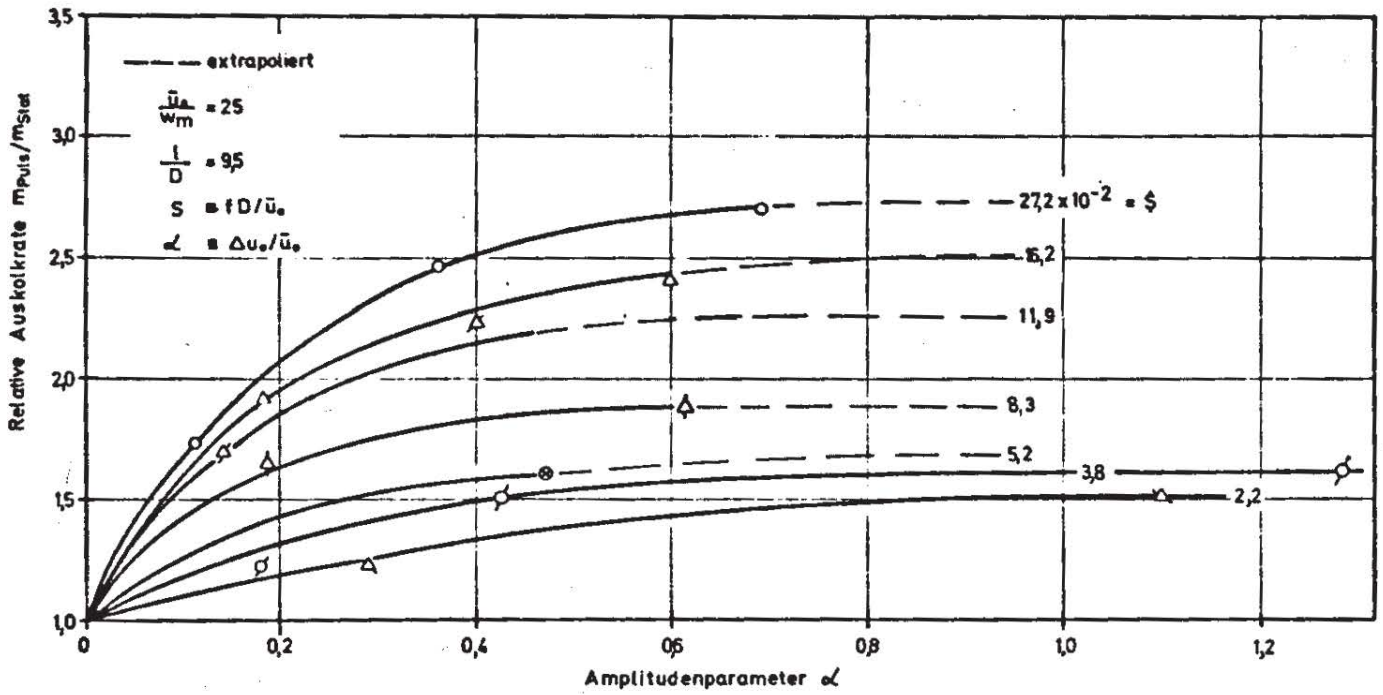


Bild 60a: Einfluß der Pulsationsamplitude auf das Verhältnis der Auskolkraten m für pulsierende und stationäre Strahlen bei $l/D = 9.5$

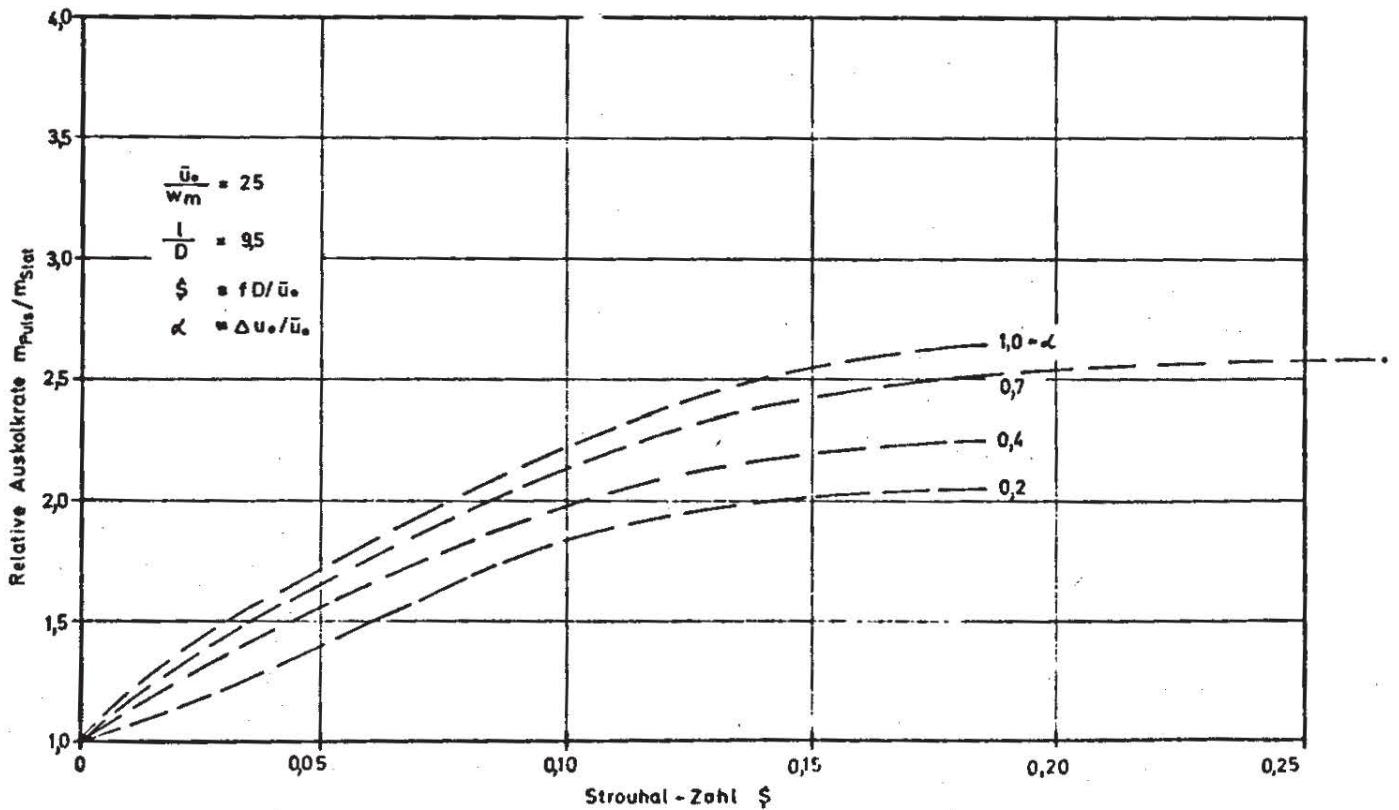


Bild 60b: Einfluß der Pulsationsfrequenz auf das Verhältnis der Auskolkraten m für pulsierende und stationäre Strahlen bei $l/D = 9.5$

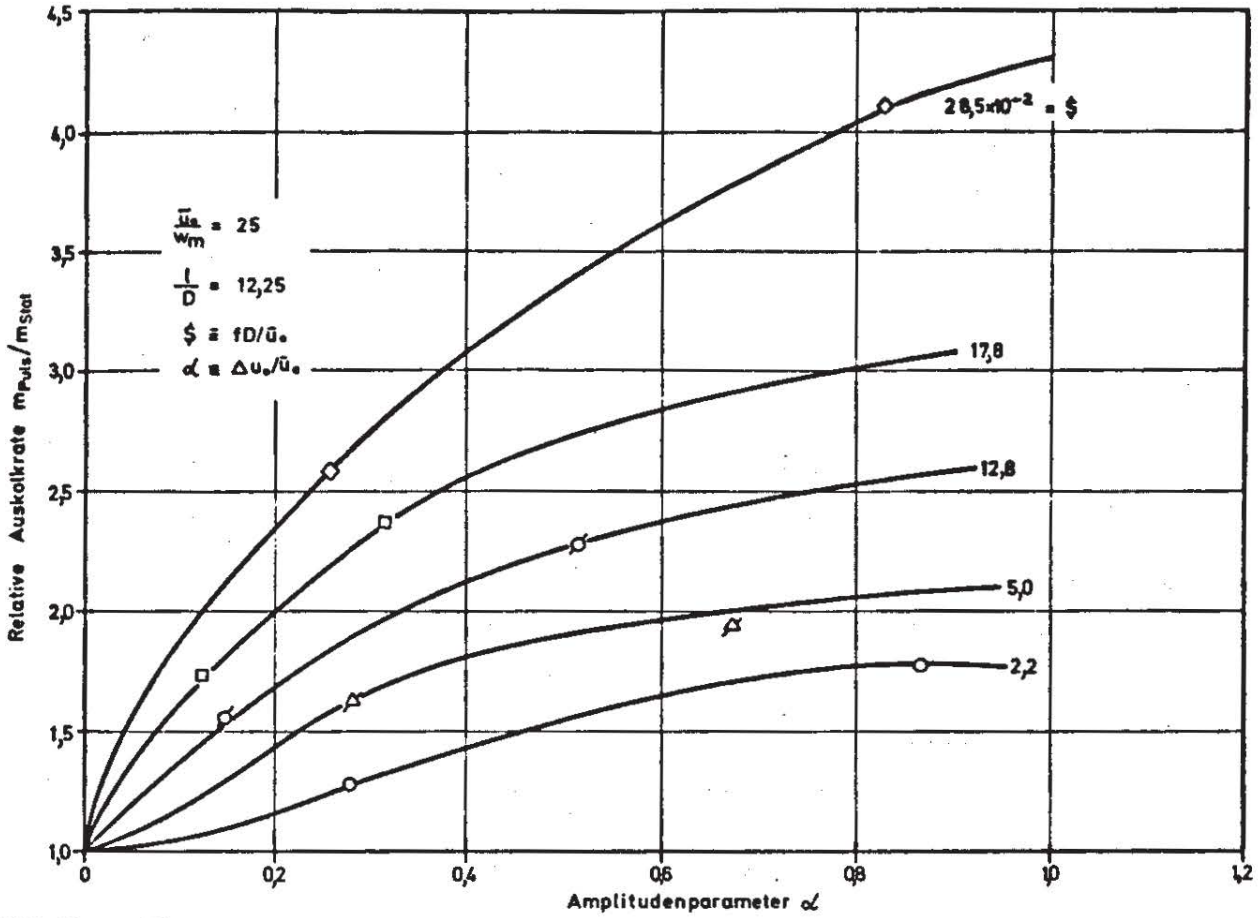


Bild 61a: Einfluß der Pulsationsamplitude auf das Verhältnis der Auskolkraten m für pulsierende und stationäre Strahlen bei $l/D=12,25$

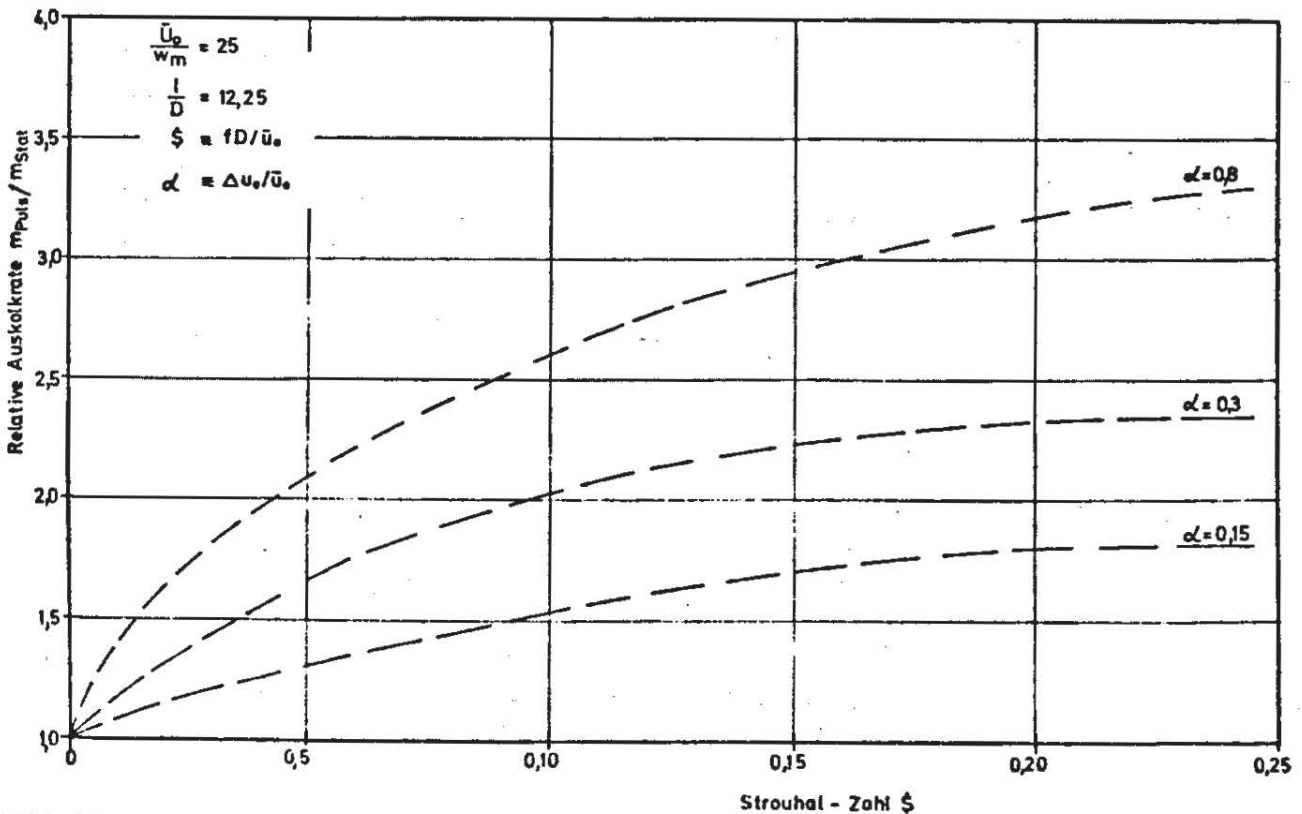


Bild 61b: Einfluß der Pulsationsfrequenz auf das Verhältnis der Auskolkraten m für pulsierende und stationäre Strahlen bei $l/D=12,25$

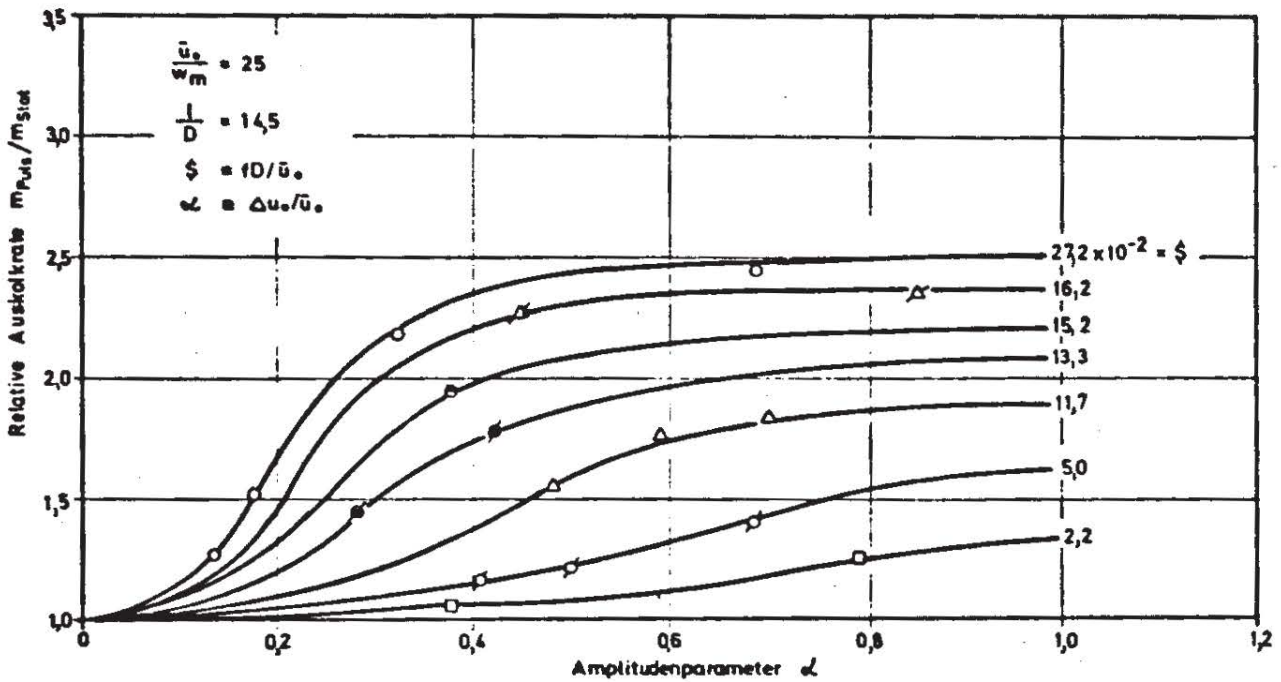


Bild 62a: Einfluß der Pulsationsamplitude auf das Verhältnis der Auskolkraten m für pulsierende und stationäre Strahlen bei $l/D=14.5$

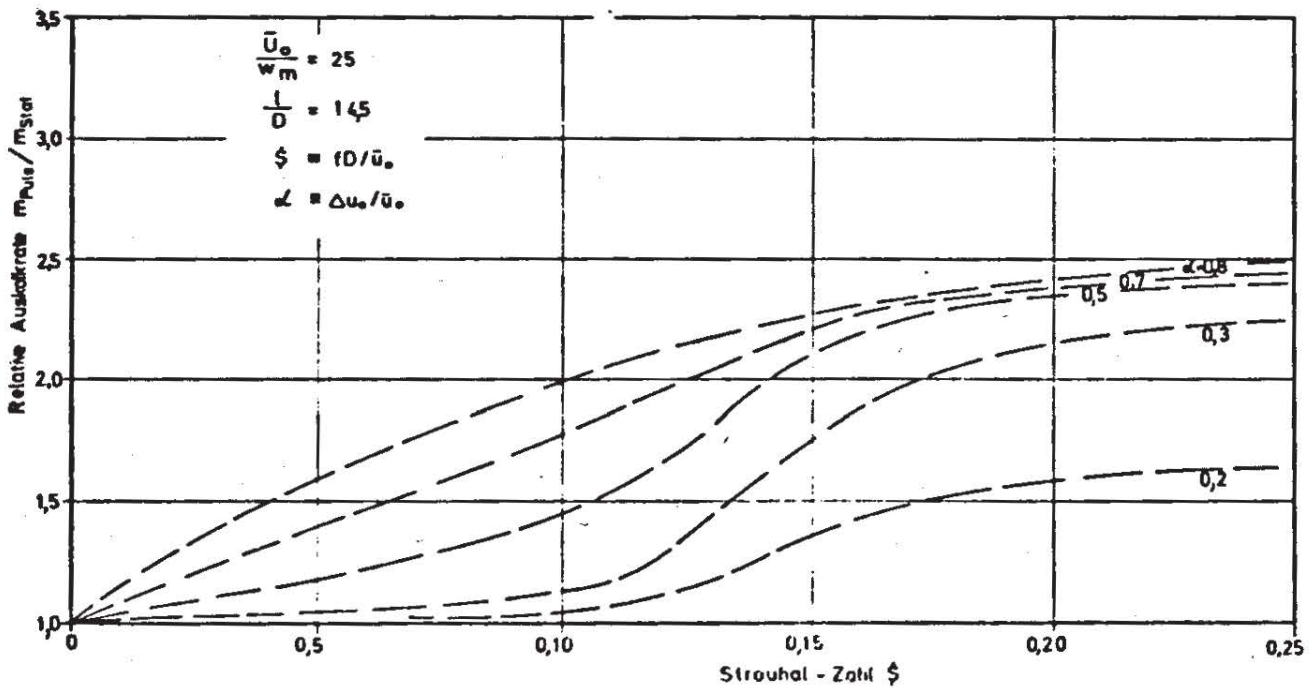


Bild 62b: Einfluß der Pulsationsfrequenz auf das Verhältnis der Auskolkraten m für pulsierende und stationäre Strahlen bei $l/D=14.5$

drei Abstandsverhältnissen für beide Pulsationsparameter qualitativ ähnlich. Es ist zu bemerken, daß insbesondere beim relativ kleinem Abstandsverhältnis von $l/D = 9,5$ (für $S = 0,022$ und $S = 0,038$) die asymptotische Annäherung der Erosionserhöhung mit wachsendem Amplitudenparameter bis $\alpha = 1,1$ bzw. $1,28$ an den Grenzwert $\mu + 1,5$ bzw. $1,7$ experimentell nachgewiesen werden konnte (Bild 60a). Ein Vergleich der Bilder 60 bis 62 mit den entsprechenden Bildern 50 bis 52 bringt die Zuordnung der Erhöhung der Erosionsrate zum Kolkvolumen. Die maximal gemessene Volumensteigerung beträgt bei $l/D = 12,25; S = 27,2 \cdot 10^{-2}$; $\alpha = 0,5$ und $\bar{u}_0/w_m = 25$ etwa 200% nach einer Zeit von $T^+ = 10^6$. Dies ist gleichbedeutend mit einer Erhöhung des mittleren Wirkungsgrades um den Faktor drei.

6.4.4 Massen-, Impuls- und Energiefluß

Wegen der nichtlinearen Abhängigkeit des Impuls- und Energieflusses von der Geschwindigkeit wird bei konstantem mittleren Massenfluß der zeitlich gemittelte Impuls- und Energiefluß mit zunehmender Schwankungsamplitude im Vergleich zum nichtpulsierenden Strahl größer. Der mittlere Energiefluß des Strahles multipliziert mit dem Wirkungsgrad des Pulsationsgenerators liefert den erforderlichen mittleren Leistungs-Input zur Erzeugung des pulsierenden Strahls. Bei dem Versuch, Strahlen mit gleichem mittleren Impuls- bzw. Energiefluß am Düsenaustritt miteinander zu vergleichen, muß demnach die Geschwindigkeit des stationären Strahles mit gleichem Düsendurchmesser D um den Faktor $^2\sqrt{\beta_j}$ bzw. $^3\sqrt{\beta_E}$ erhöht werden. Bei gleichem mittleren Impuls- bzw. Energiefluß ist demnach

$$\bar{M}_0 / \rho F_D = \overline{u_0 |u_0|}_{\text{Puls}} = \frac{1}{T} \int_0^T \{ (\bar{u}_0 + u_{p_0} \sin 2\pi ft) | \bar{u}_0 + u_{p_0} \sin 2\pi ft | \} dt = \beta_j u_0^2 |u_0|_{\text{Stat}}$$

bzw.

$$\bar{E}_0 / \frac{\rho}{2} F_D = \overline{u_0^2 |u_0|}_{\text{Puls}} = \frac{1}{T} \int_0^T \{ (\bar{u}_0 + u_{p_0} \sin 2\pi ft)^2 | \bar{u}_0 + u_{p_0} \sin 2\pi ft | \} dt = \beta_E u_0^3 |u_0|_{\text{Stat}}$$

Wenn wie in der vorliegenden Untersuchung nur positive Geschwindigkeiten ($u_0(t) \geq 0$) auftreten, vereinfacht sich die Beziehung durch Weglassen der Betragsstriche. Die Auswertung des Integrals liefert

$$\bar{M}_0 / \rho F_D = \bar{u}_0^2 \text{ Puls.} = \bar{u}_0^2 (1 + \alpha^2/8) = \beta_j u_{0 \text{ stat}}^2$$

bzw.

$$\bar{E}_0 / \frac{\rho}{2} F_D = \bar{u}_0^3 \text{ Puls.} = \bar{u}_0^3 (1 + 3\alpha^2/8) = \beta_E u_{0 \text{ stat}}^3$$

Falls $u_0(t)$ auch kleiner Null zugelassen wird, muß der Integrationsbereich in zwei Intervalle aufgeteilt werden, deren Grenzen als Funktion von (\bar{u}_0/u_{p0}) ausgedrückt werden können. Der Übersichtlichkeit wegen sei hier nur der Grenzfall aufgezeigt, bei dem $\bar{u}_0=0$ ist und nur der pulsierende Anteil existiert.

$$\bar{M}_0 / \rho F_D = 0$$

bzw.

$$\bar{E}_0 / \frac{\rho}{2} F_D = \frac{4}{T} \int_0^T \left\{ (u_{p0} \sin 2\pi f t)^2 \cdot |u_{p0} \sin 2\pi f t| \right\} dt = \frac{4}{3\pi} u_{p0}^3$$

Wegen der mit steigender Strahlgeschwindigkeit im allgemein zunehmenden Erosion, wird beim Vergleich stationärer und pulsierender Strahlen auf der Basis gleichen mittleren Impuls- bzw. Energieflusses der Einfluß der Pulsationsparameter im allgemeinen etwas verringert. Das Bild 63a zeigt diesen Vergleich für Strahlen gleichen mittleren Impuls- bzw. Energieflusses bei gleichem Abstand l und gleichem Düsendurchmesser D , wobei für pulsierende Strahlen S und $\alpha = \text{konst}$ ist. Die auf der Impuls- bzw. Energiebasis erforderliche Vergleichsrate m_{stat} des stationären Strahles konnte durch Interpolation der Erosionsraten bei benachbarten Geschwindigkeiten sicher ermittelt werden. Aus den relativ geringen Abweichungen ist zu entnehmen, daß weder die Erhöhung des mittleren Impulsflusses noch die Erhöhung der mittleren Ausgangsleistung einen entscheidenden Einfluß auf die erhöhte Erosionswirkung des pulsierenden Strahles mit gleichem Massenfluß hat. Auf den Kurvenabschnitten, auf denen das Verhältnis der Erosionsraten

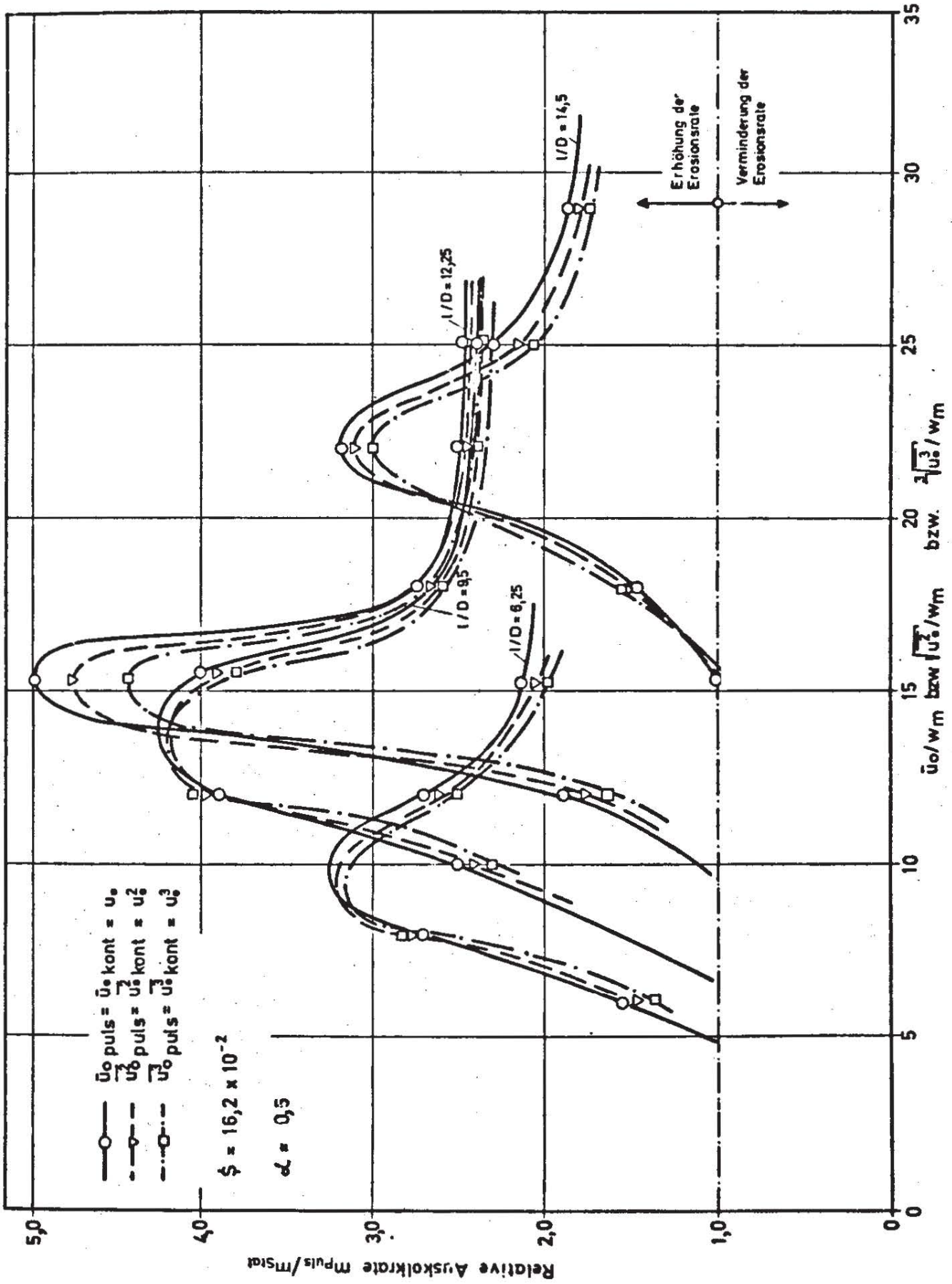


Bild 63a: Vergleich der Erhöhung der Erosionsrate infolge Strahlpulsation bei gleichem mittleren Massen-, Impuls- und Energiefluß

auf der Impuls- und Energiebasis größer ist als auf der Basis gleichen Massenflusses, nimmt die Erosionsrate mit steigender Strahlgeschwindigkeit ab. Bild 63b zeigt das Verhältnis des Strahlwirkungsgrades für pulsierende und stationäre Strahlen auf der Basis gleicher Ausgangsleistung über die Zeit $T^+ = 10^5$ gemittelt. Der Strahlwirkungsgrad erfährt eine maximale Steigerung durch die Pulsation beim gleichen Abstands- und Geschwindigkeitsverhältnis wie die Erosionsrate. Der absolute Strahlwirkungsgrad jedoch ist für beide Strahlen nach $T^+ = 10^5$ praktisch gleich Null (vgl. Bild 42b).

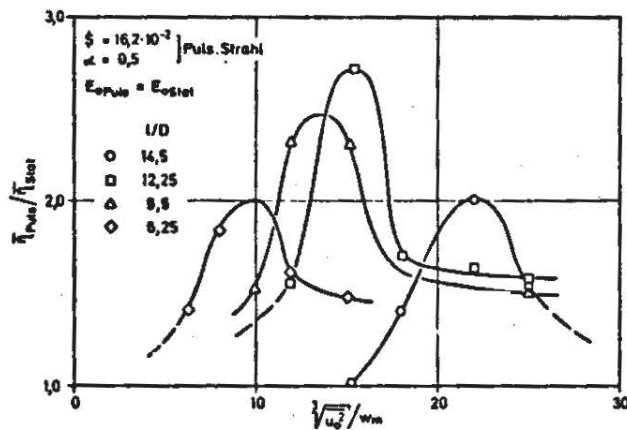


Bild 63b: Erhöhung des mittleren Strahlwirkungsgrades durch Pulsation nach sehr langer Erosionszeit ($T^+ = 10^5$)

Bild 64 stellt den Einfluß der Pulsation auf das Kolkvolumen für Strahlen mit gleichem Impulsflußparameter $M^+ = (u_0^2 D^2 \pi / 4) / w_m^2 l^2$ dar. Die Darstellung verdeutlicht die relativ schmale Wirkungsbreite der Pulsation im Bereich von M^+ ca 1 bis 10. Das heißt, daß außerhalb dieses Wertebereichs von M^+ der Pulsationseffekt für die Erosion von geringer Bedeutung ist. Der Maximaleffekt liegt im Bereich des Übergangs vom schwach zum stark umgelenkten Erosionsstrahl. Beim intensiv pulsierenden Strahl ist die aus der Verflachung der Geschwindigkeitsprofile resultierende Verflachung der Kolkprofile so stark (siehe Abschn. 6.4.5), daß der Strahl an der Sohle weniger stark umgelenkt wird und der Übergang zur 180° -Umlenkung des Strahls allmählich erfolgt. Es ist zweckmäßig, den praktischen Einsatz von pulsierenden Strahlen auf den Bereich von M^+ ca.2 und l/D ca.15 (Bild 64 und 58) zu beschränken. Hierbei ist zu beachten, daß bei $M^+ = 2$ mit zunehmenden Werten von l/D große Werte von \bar{u}_0 und damit sehr große Geschwindigkeitsschwankungen Δu_0

erforderlich sind, um überhaupt einen Pulsationseffekt zu erzielen. Die mit Δu_0 und f anwachsenden Belastungen des Pulsationsgenerators erfordern einen zunehmenden technischen Aufwand, der eine effektive Erosion durch pulsierende Wasserstrahlen bei größeren Düsenabständen unwirtschaftlich macht.

6.4.5 Kolkform

Der Einfluß der pulsationsbedingten Verflachung der Geschwindigkeitsprofile bzw. der Vergleichmäßigung des Sohlangriffs macht sich auch auf die Form des Kolkes bemerkbar. Bild 65a zeigt die vom Profilindikator aufgenommenen Kolkprofile für einen stationären und einen pulsierenden Strahl zu gleichen Zeiten im Ähnlichkeitszustand bei sonst gleichen Bedingungen. Je flacher die fiktiven Geschwindigkeitsprofile desto flacher sind auch die zugehörigen Kolkprofile und umgekehrt. Der Kolkvolumenunterschied wächst mit zunehmender Auskolkzeit stetig an. Durch die Wechselbeziehung zwischen Sohlströmung und Sohlform ist die Kolkform unter Berücksichtigung des Zeitfaktors stets ein Indikator für die Geschwindigkeitsverteilung in der Nähe der Sohle. So kann die Pulsationswirkung auch durch den Unterschied der Profilformen bei stationären und pulsierenden Strahlen demonstriert werden.

Als wesentlich erweist sich die Verteilung der Geschwindigkeiten in Nähe der Sohle, die durch die Pulsation vergleichmäßigt wird und die Erosion begünstigt, siehe Bild 65b. Durch die Verflachung der fiktiven Strömungsprofile wird eine bessere Relation zwischen Erosions- und Transportkapazität erreicht, aus folgenden Gründen:

- a.) Vergrößerung der direkten Strahlengriffsfläche im Kolkzentrum;
- b.) Flacherer Auswurfwinkel ϑ des erodierten Materials und daher günstigere Transportbedingungen;
- c.) Reduktion des unmittelbar in den Vertikalstrahl eingemischten Anteils des erodierten Materials;

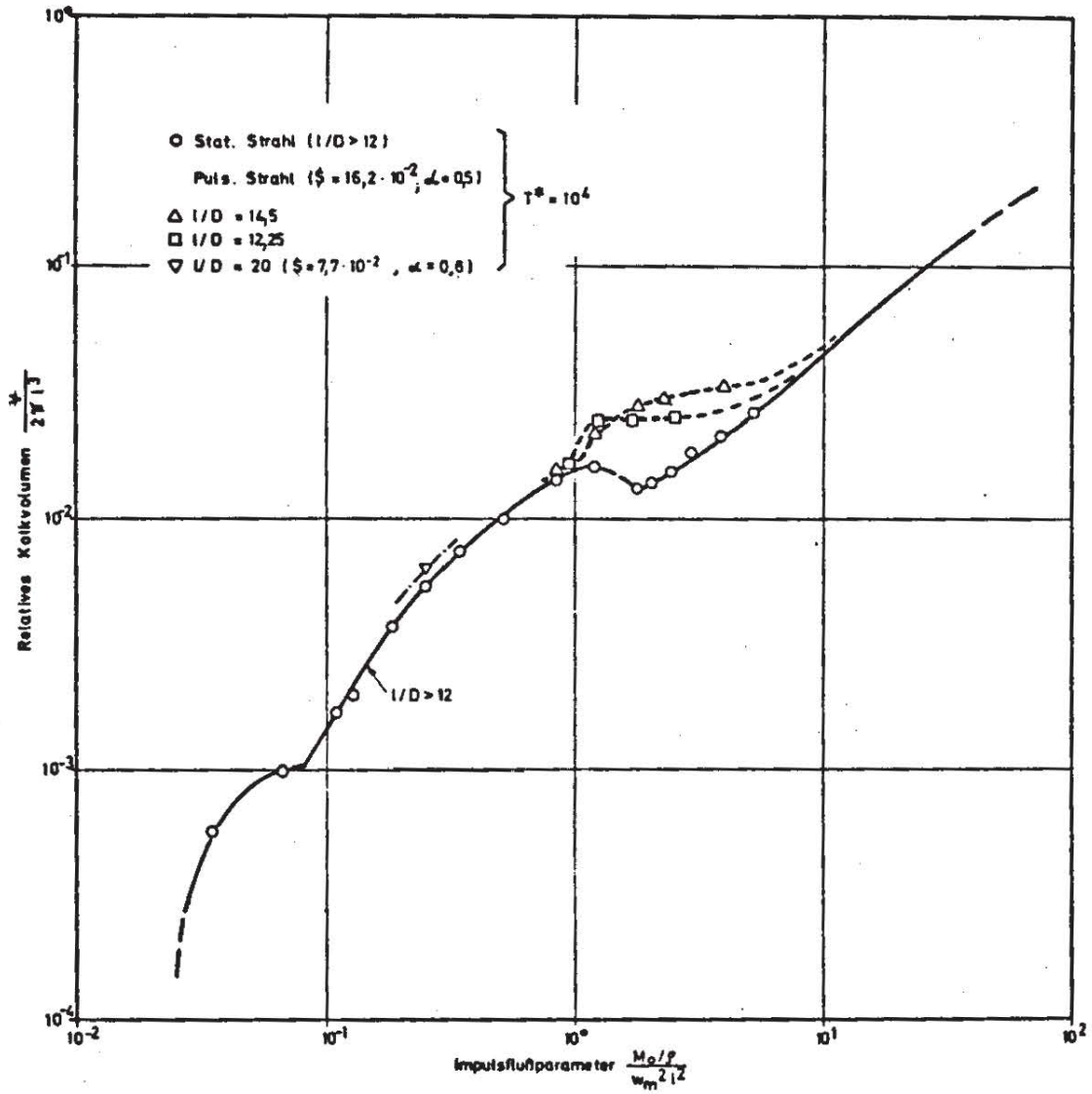


Bild 64: Bereich des Impulsflußparameters mit maximalem Pulsationseffekt

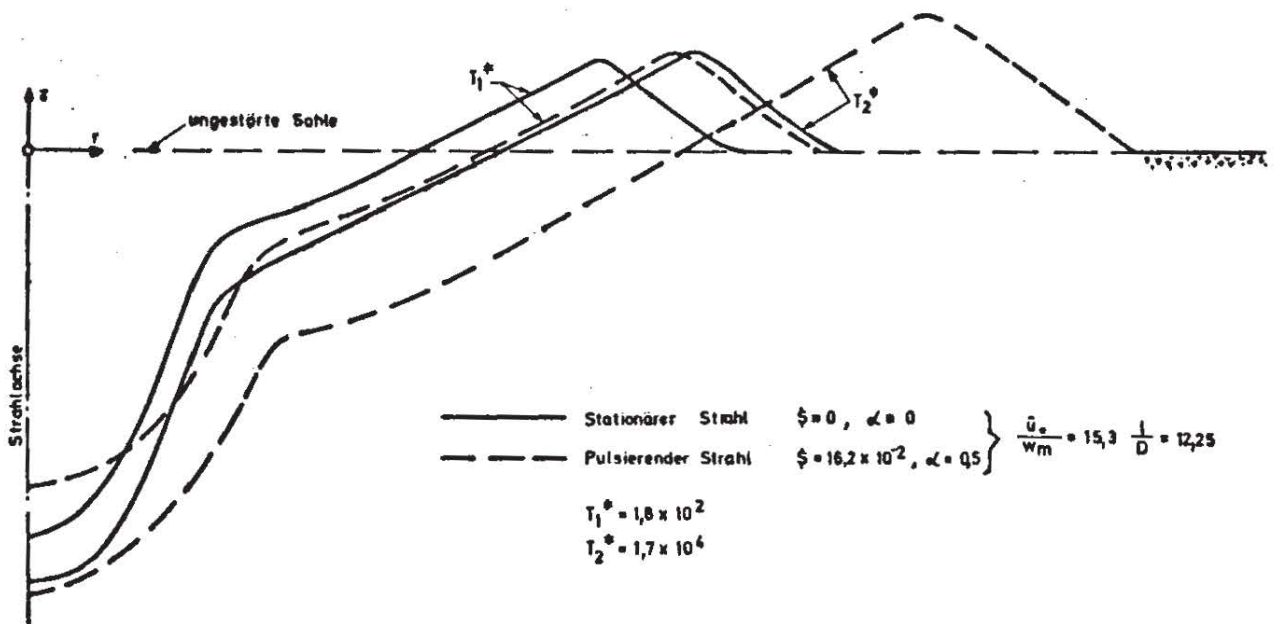


Bild 65a: Einfluß der Pulsation auf Form und Abmessung des Ähnlichkeitskolkes II

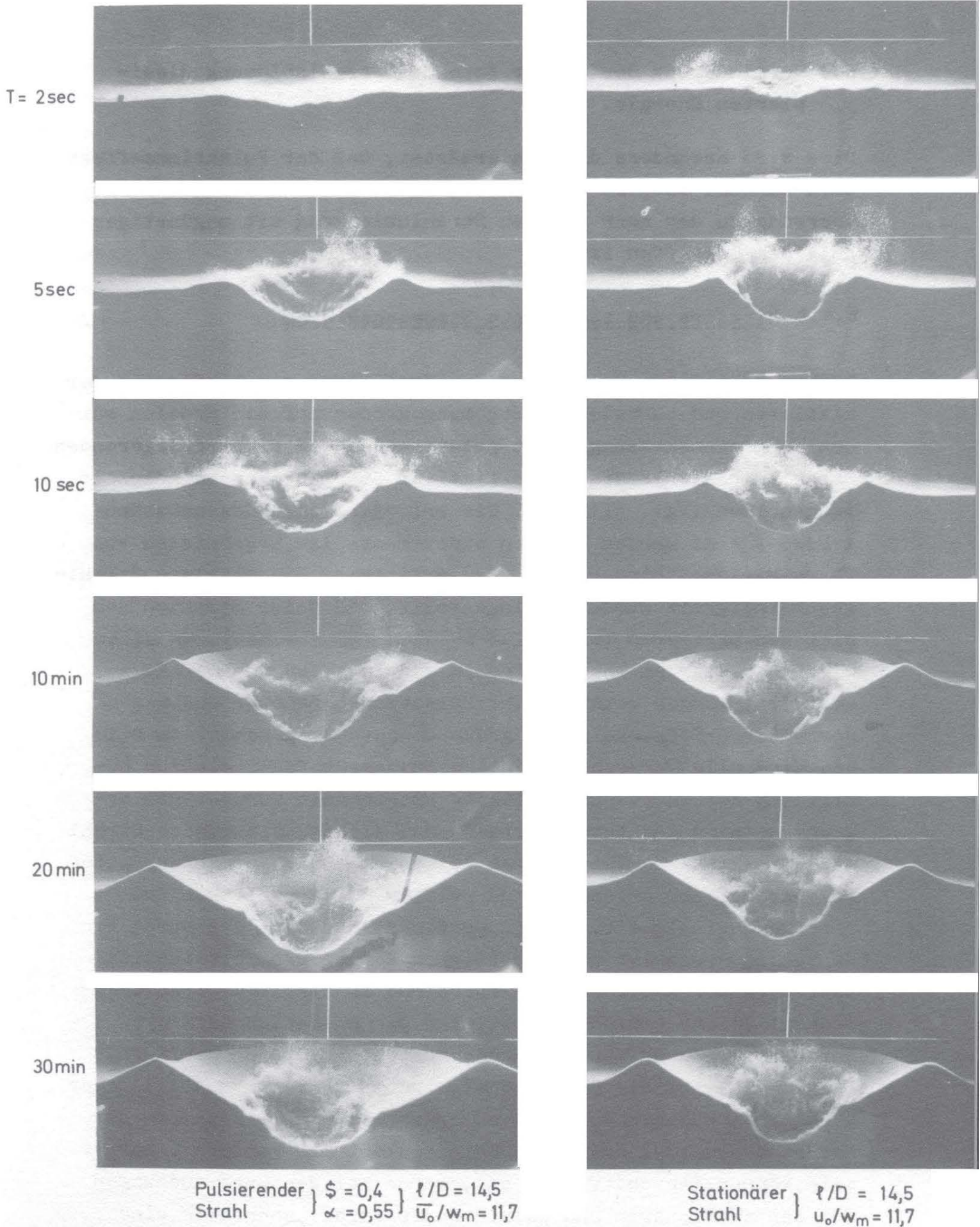


Bild 65b Einfluß der Pulsation auf die Entwicklung der Kolkform II
($D = 4 \text{ cm}$, $\ell = 58 \text{ cm}$, $\bar{u}_0 = 1,7 \text{ m/s}$)

d.) Verminderung der in der Zone der Strahlablösung dissipierten Energie.

Dies wird besonders dadurch erhärtet, daß der Pulsationseffekt dort maximal ist, wo die Erosion durch stationären Strahl im Übergang zu der sehr starken Strahlumlenkung mit ungünstiger Kolkform begriffen ist.

6.4.6 Mittlere und turbulente Strömungsgrößen

Turbulenz infolge Pulsation: Zur Ermittlung des Einflusses der mittleren und turbulenten Strömungsgrößen auf die Erosion wurden Vergleichsmessungen mit pulsierenden und nicht-pulsierenden Strahlen gleicher mittlerer fiktiver Strömungsgeschwindigkeit vorgenommen (vgl. Bild 24). Die erforderlichen Düsenabstände λ bzw. $\lambda + \Delta\lambda$ wurden aus den experimentellen Ergebnissen von Favre-Marinet, Binder u.a. [34] ermittelt. Die mittlere Strahlgeschwindigkeit wurde so eingestellt, daß beide Strahlen den gleichen mittleren Impulsfluß besaßen ($\overline{M}_0 = \text{konst}$). Um einen möglichst starken Unterschied in der Turbulenzintensität zu erzielen, wurden relativ hohe Pulsationsparameter und wegen der höheren Meßgenauigkeit größere Abstände gewählt. In Bild 66 sind alle Versuchsergebnisse zusammengefaßt, die zur Ermittlung des Turbulenzeinflusses unternommen wurden. Die Ergebnisse sind insofern überraschend, als der stationäre Strahl ein um maximal ca 20% höheres Kolkvolumen nach gleichen Zeiten erzeugt als der entsprechende pulsierende Strahl. Die Erosionsgeschwindigkeit, die proportional der Zahl der durch den Kontrollquerschnitt transportierten Körner pro Zeiteinheit ist, wird durch die erhöhte Turbulenz im fiktiven Strahlquerschnitt leicht erniedrigt. Zufolge der pulsationsbedingten Turbulenzerhöhung wäre nach den Ausführungen über den Turbulenzeinfluß auf die Sinkgeschwindigkeit (Abschnitt 4.1.3) eher eine Erosionsbeschleunigung zu erwarten. Da die Entnahme der Meßdaten aus [34] sowie die Daten selbst mit Fehlern behaftet sein können (Abschätzung $< 5\%$), wurde bei den Untersuchungen für den stationären und pulsierenden Strahl ebenfalls eine

Variation des Düsenabstandes in der Größe der Fehlergrenze vorgenommen. Die gewonnenen Ergebnisse zeigen einen zuverlässigen Trend für den Turbulenzeffekt. Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, daß durch die erhöhte Turbulenz die für die Erosionsgeschwindigkeit maßgebliche Transportkapazität der Umlenkströmung nicht erhöht wird. Abgesehen davon, welche Veränderungen die turbulenten Größen beim Durchgang durch die Umlenkungszone erfahren, verursacht die erhöhte Turbulenz auch in der umgelenkten Strömung eine stärkere Ausbreitung und einen erhöhten Abfall der mittleren radialen Transportgeschwindigkeit. Es kann außerdem davon ausgegangen werden - in Übereinstimmung mit den Untersuchungen in [21] - daß die transportintensiven Makrowirbel, die in der Scherzone zwischen abgelöstem Strahl und Rückströmung entstehen, (Übergangspunkt Erosion → Transport), durch den Einfluß der erhöhten Turbulenz an Energie verlieren und so an Transportkapazität einbüßen. Dies bedeutet mit anderen Worten, daß der letztgenannte Turbulenzeffekt bei den gewählten Strömungsbedingungen eine größere Bedeutung hat als die Beeinflussung der Größe von w_m . Die Transportkapazität der umgelenkten Strömung, deren Transportvermögen wesentlich durch die Ablösebedingungen mitbestimmt werden, ist trotz erhöhter Turbulenz geringer oder kann es zumindest sein. Analoge Schlußfolgerungen wurden in Abschnitt 2.4 aus dem erosionsvermindernden Einfluß der gittererzeugten Turbulenz in einem an der Sohle eingeleiteten Strahl gezogen (siehe Bild 9b).

Grundturbulenz: Um den Einfluß der Turbulenz des Strahles am Düsenaustritt auf die Erosion zu demonstrieren, wurde in der Düsenvorkammer ein relativ grobes Gitter eingebaut, das dem Strahl am Düsenaustritt eine gewisse Grundturbulenz erteilt (siehe Bild 67). Es wurde von den Geschwindigkeits- und Abstandsverhältnissen ausgegangen, bei denen durch die Pulsation der maximale Effekt erzielt wurde ($l/D = 12,25$, $\bar{u}_0/w_m = 15,2$). Im Bild 67 erkennt man, daß die durch das Gitter erzeugte höhere Ausgangsturbulenz des Strahles einen meßbaren Einfluß auf die Erosionsrate hat. Da die Grundturbulenz bei

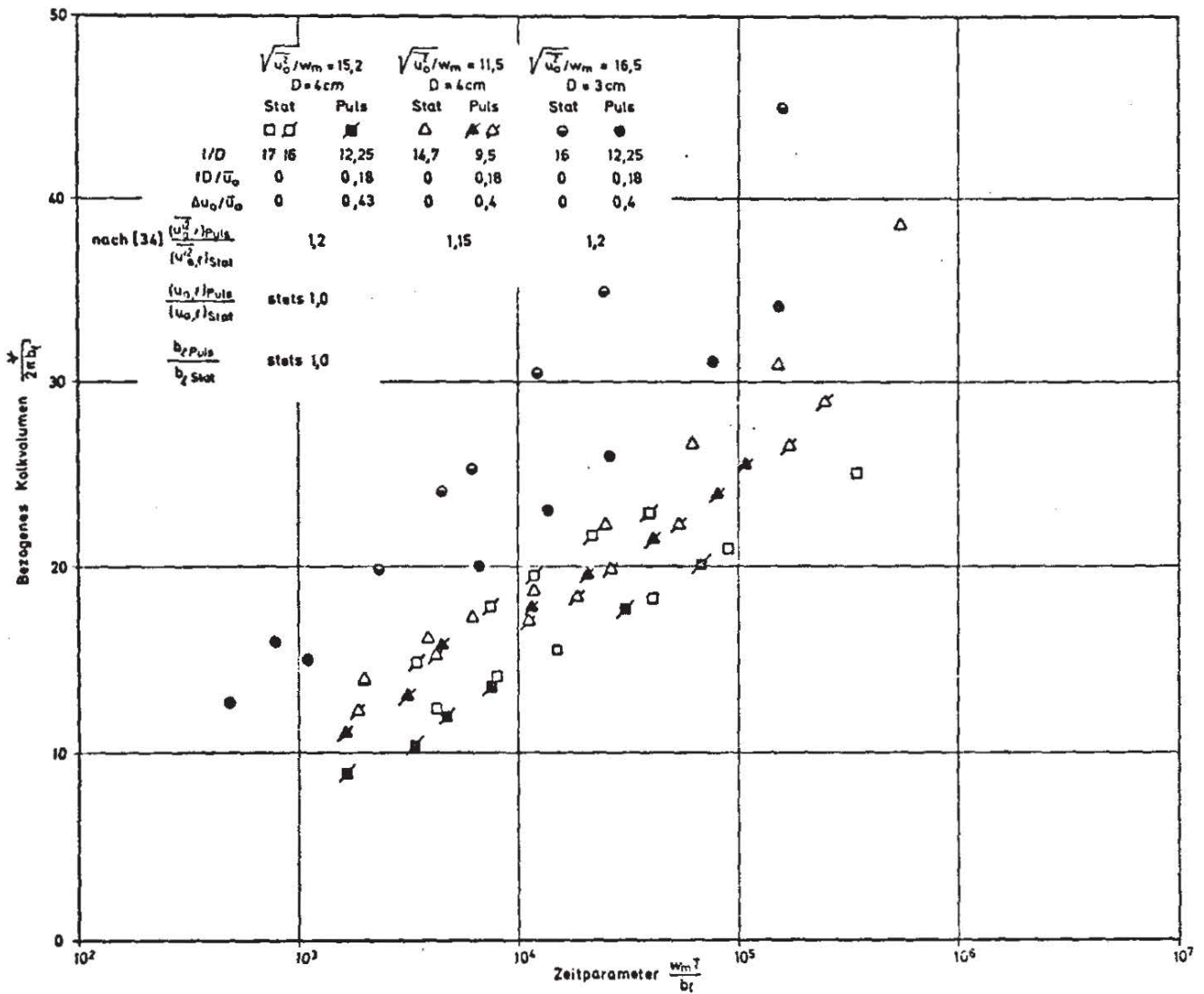


Bild 66: Einfluß der turbulenten Strömungsgrößen auf die Erosion, Vergleich pulsierender und stationärer Strahlen

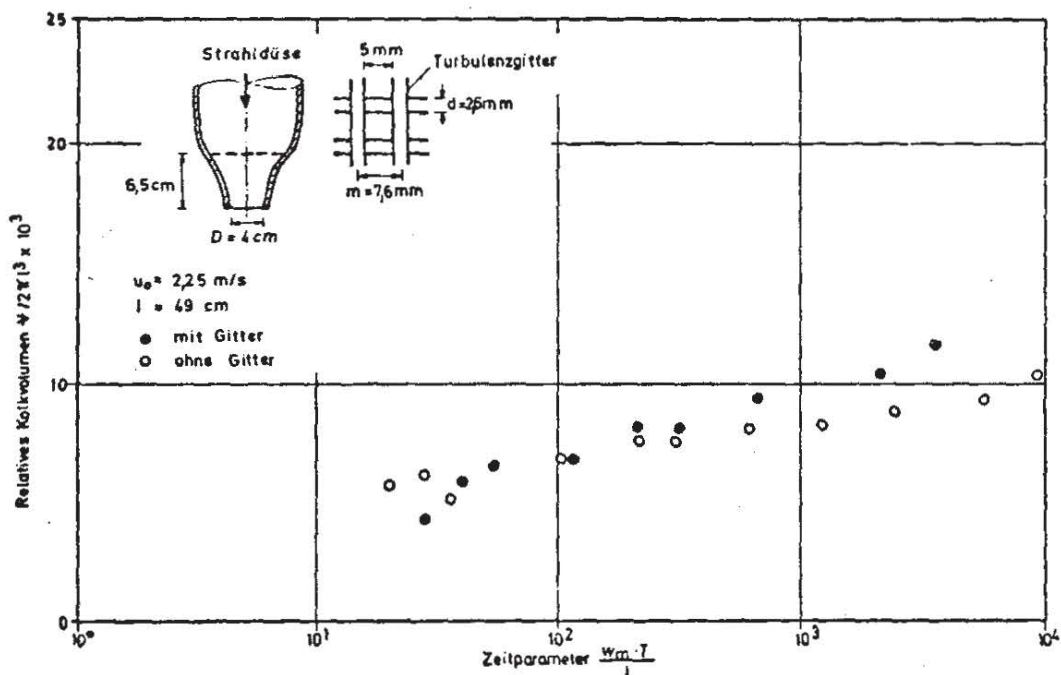


Bild 67: Einfluß der Grundturbulenz des Strahles auf Erosion bei stationärem Strahl

größeren Abstandsverhältnissen im wesentlichen nur die Strahlbreite beeinflußt, nicht dagegen die Ausbreitungsrate des Strahles, besteht der Effekt der Erhöhung der Ausgangsturbulenz letztlich in einer geringen Verflachung der mittleren Geschwindigkeit in Sohlhöhe (siehe [36]). Bei den gewählten Verhältnissen wurde dadurch eine Verbesserung der Erosion geschaffen.

Die hier gemachten Aussagen sind qualitativ und stellen den Versuch einer dem Erosionsproblem angemessenen physikalisch plausiblen Erklärung der Ergebnisse dar. Es ist einleuchtend, daß letztlich nur durch geeignete Strömungsmessungen die Schlußfolgerungen erhärtet werden können.

7. VERALLGEMEINERUNG DER ERGEBNISSE

7.1 Übertragbarkeit der Ergebnisse

Die in der vorliegenden Untersuchung mit vollturbulenten Strahlen gewonnenen Ergebnisse sind auf Naturverhältnisse mit anderen Größenordnungen übertragbar. Da der Abstands-, Geschwindigkeits- und Zeitparameter die dominierenden Einflußgrößen auf die Erosion darstellen, sind bei der Übertragung der Ergebnisse auf vollturbulente stationäre Strahlen die geometrische, kinematische und zeitliche Ähnlichkeit vorrangig zu beachten ($(\ell/D)_M = (\ell/D)_N$; $(u_o/w_m)_M = (u_o/w_m)_N$; $(w_m T/\ell)_M = (w_m T/\ell)_N$). Bei pulsierenden vollturbulenten Strahlen müssen in Modell und Natur außerdem der Frequenz- und Amplitudenparameter (fD/\bar{u}_o ; $\Delta u_o/\bar{u}_o$) die gleiche Größe besitzen. Diese Ähnlichkeitsforderung ist umso wesentlicher je größer der Zeitparameter ist. Bei stationären Strahlen mit Düsenabständen größer als 12 Düsendurchmesser ($\ell > 12D$) ist lediglich nach dem Impulsflußparameter $M^+ = (M_o/\rho)/w_m^2 \ell^2$ und dem Zeitparameter $w_m T/\ell$ zu übertragen. Die Größe von M^+ beinhaltet in diesem Falle gleichzeitig die geometrische Ähnlichkeit. Die Übertragbarkeit bei pulsierenden Strahlen setzt voraus, daß die Pulsationsenergie überwiegend in einer Frequenz enthalten ist und die Schwingungsform in erster Näherung harmonisch erfolgt. Inwieweit pulsierende Strahlen mit einem Gemisch von Frequenzen vergleichbaren Energieinhalts die Erosion beeinflussen, kann ohne weitere experimentelle Untersuchung solcher Strahlen nicht vorausgesagt werden.

Zum Erreichen der angenäherten Ähnlichkeit des Erosionsvorgangs ist der Einfluß der Durchlässigkeit des Sedimentkörpers zu berücksichtigen. Die Übertragung des Einflusses der Durchströmung des Sedimentkörpers ist nur bei gleicher Reynoldszahl des Kornes $(Re_s)_M = (Re_s)_N$ mit $Re_s = w_m d_s/\nu$ voll gewährleistet. Bei intensivem Strahlengriff ($M^+ > 2,0$) ist kein merklicher Einfluß der Reynoldszahl Re_s auf die Erosion vorhanden, weil die Durchströmung des Sedimentkörpers größten-

teils vollturbulent erfolgt. Der Einfluß der Reynoldszahl der Strahlströmung ($Re = u_0 D/\nu$ bzw. $\bar{u}_0 D/\nu$) auf die Erosion ist bei vollturbulenten stationären und pulsierenden Strahlen nicht vorhanden. Da diese Voraussetzung in fast allen praktischen Fällen gegeben ist, besitzt die Reynoldszahl des Strahles keine Relevanz.

Die Ergebnisse sind allgemeingültig auch für rollige Erosionsmaterialien anderer spezifischer Dichte, solange der Korndurchmesser sehr viel kleiner als eine charakteristische Abmessung der Strahlströmung in Sohlnähe ist und die Kornform sowie die Verteilung der Korngrößen nicht wesentlich von den hier vorgegebenen Bedingungen abweichen. Die Allgemeingültigkeit der Ergebnisse fordert außerdem, daß der zu erodierende Sedimentkörper im Bereich der ungestörten Sickerströmung als quasi-homogen betrachtet werden kann. Undurchlässige Störungsschichten in unmittelbarer Nähe des Strahlaufreffpunktes können die Erosionsgeschwindigkeit beträchtlich erhöhen - wie im Versuch beobachtet werden konnte. Über den Einfluß des Neigungswinkels der Strahlachse auf die Erosion können wesentliche qualitative Aussagen gemacht werden.

7.2 Strahlen mit geneigter Achse

Strömungsfeld bei ungestörter Sohle

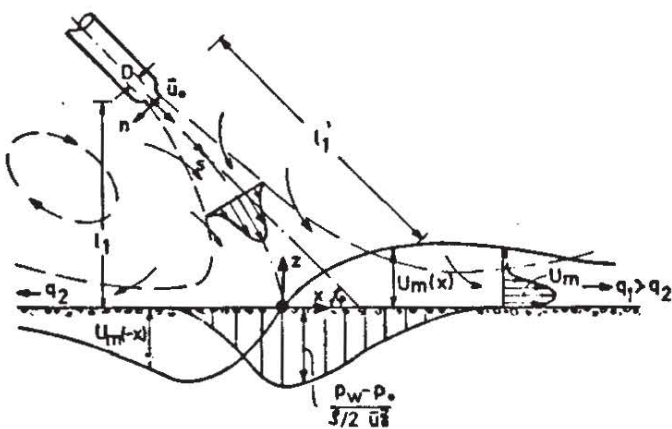
Die Untersuchungen des Erosionsvorgangs bei vertikalem Strahlangriff haben gezeigt, daß die Verteilung des Drucks und der Geschwindigkeit in unmittelbarer Sohlnähe einen entscheidenden Einfluß auf Art und Ausmaß der Erosion sowie Größe der Erosionsgeschwindigkeit ausübt. Mit abnehmendem Neigungswinkel φ (siehe Bild 68) der Strahlachse gegen das horizontale ungestörte Sandbett werden bei sonst konstant gehaltenen Bedingungen folgende wesentliche Veränderungen des Strömungsfeldes hervorgerufen, die in Ermangelung von Forschungsergebnissen nur qualitativ

angegeben werden können:

- a) Verminderung des Sohldruckes
- b) Verminderung der sohnahen Geschwindigkeit
- c) Vergrößerung der Sohlgriffsfläche
- d) Zunahme der Unsymmetrie von Druck- und Geschwindigkeitsfeld
- e) Aufteilung des Massen-, Impuls- und Energiestromes zugunsten des weniger stark umgelenkten Teiles der Strahlströmung (q_1)
- f) Bei sehr kleinen Neigungswinkeln φ nur Strahlumlenkung in Hauptströmungsrichtung.

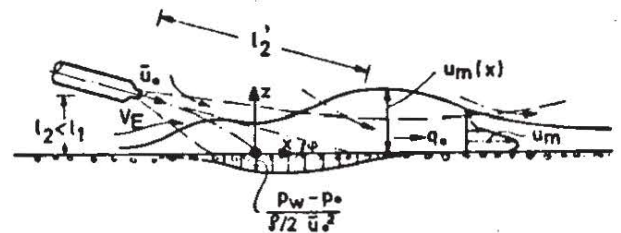
Im Bild 68 sind drei typische Strömungskonfigurationen in der vertikalen Symmetrieebene dargestellt, in der die größten Druck- und Geschwindigkeitsgradienten in Sohnähe auftreten. Bemerkenswert hierbei ist, daß mit abnehmender Vertikalkomponente der Strahlgeschwindigkeit ($\varphi \rightarrow 0$ abnehmend) und abnehmendem Abstandsverhältnis l/D (zunehmender Einfluß der Einmischgeschwindigkeit V_E , $V_E \propto u_a$) der Druckgradient im Auf-

Neigungswinkel: $\varphi = 45^\circ$

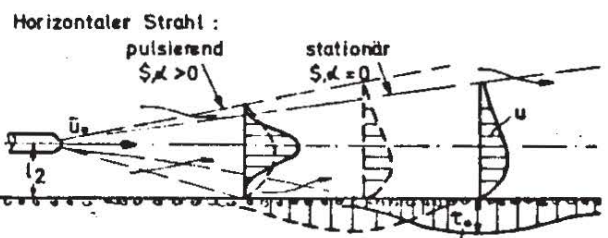


Sohldruckverteilung wesentlich

Neigungswinkel: $\varphi = 10^\circ$



Sohldruckverteilung vernachlässigbar



Sohldruck vernachlässigbar; Erhöhung der Sohl Schubspannung

Bild 68: Strömungsbild für geneigte Strahlen bei ungestörter Sohle (Erosionsbeginn), Symmetrieschnitt, qualitativ

treffbereich des Strahls nur noch zu einer Teilverzögerung der Strömung im Bereich negativer Werte von x ausreicht, siehe Bild 68. Bei diesen Verhältnissen ist die Strömung im gesamten Bereich des Sohlgriffs relativ stark in Hauptströmungsrichtung (x -Richtung) orientiert und die Sohl Schubspannung ist gleichmäßiger über eine größere Sohlfläche verteilt. Bei sehr schwach geneigtem oder horizontal gerichtetem Strahl ist im gesamten Strömungsbereich ein quasi-statisches Druckfeld vorhanden. Die Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung ist dominierend.

Die hier gemachten Aussagen über das Strömungsbild bei schräger Sohlströmung gelten (aufgrund der Ähnlichkeitsbeziehung zwischen den Strahlströmungen) qualitativ für stationäre und pulsierende Strahlen.

Auswirkung der Strahlneigung auf Erosion

Im folgenden werden zwei Bereiche mit extremem Einfluß der Neigung der Strahlachse auf die Erosion diskutiert. Im Bereich 1 (ca. $30^\circ < \varphi < 90^\circ$) ist ein wesentlicher Einfluß des Druckfeldes vorhanden, da der maximale dynamische Wanddruck in der Größenordnung des aus der maximal auftretenden Sohlgeschwindigkeit resultierenden Staudruckes liegt, d.h.

$(p_w - p_o)_{\max} \sim (\rho/2) u_m^2_{\max}$. Mit stetiger Verringerung des Neigungswinkels ist mit einer stetigen Abnahme des Einflusses des Druckfeldes auf die Erosion zu rechnen. Im Bereich 2 ($0^\circ \leq \varphi < \text{ca. } 10^\circ$) ist der Einfluß der Sohl Druckverteilung für das Erosionsproblem vernachlässigbar klein.

Bereich 1: Auf diesen Bereich der Strahlneigung können die in der Untersuchung vertikaler Erosionsstrahlen gewonnenen Ergebnisse extrapoliert und dabei einige wesentliche qualitative Aussagen getroffen werden. Bei vorgegebenem Sediment ($w_m, d_s = \text{konst}$) und vorgegebenem stationärem Strahl ($u_o, D = \text{konst}$) ist das Erosionsvolumen stark vom Düsenabstand l

bzw. l' abhängig. Es existiert ein optimaler Düsenabstand l_{opt} , bei dem das Kolkendvolumen einen Maximalwert annimmt. Eine Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit u_0 bewirkt im wesentlichen eine stetige Volumenvergrößerung. Mit abnehmendem Neigungswinkel ist wegen des zunehmenden Einflusses des Strömungsbereiches mit dem geringeren Druckgradienten ($u_m(x)$ positiv) ein weniger ausgeprägter Unterschied in den einzelnen Kolkentwicklungsphasen (Variation von T^+) und Kolkformen (Variation von M^+) zu erwarten.

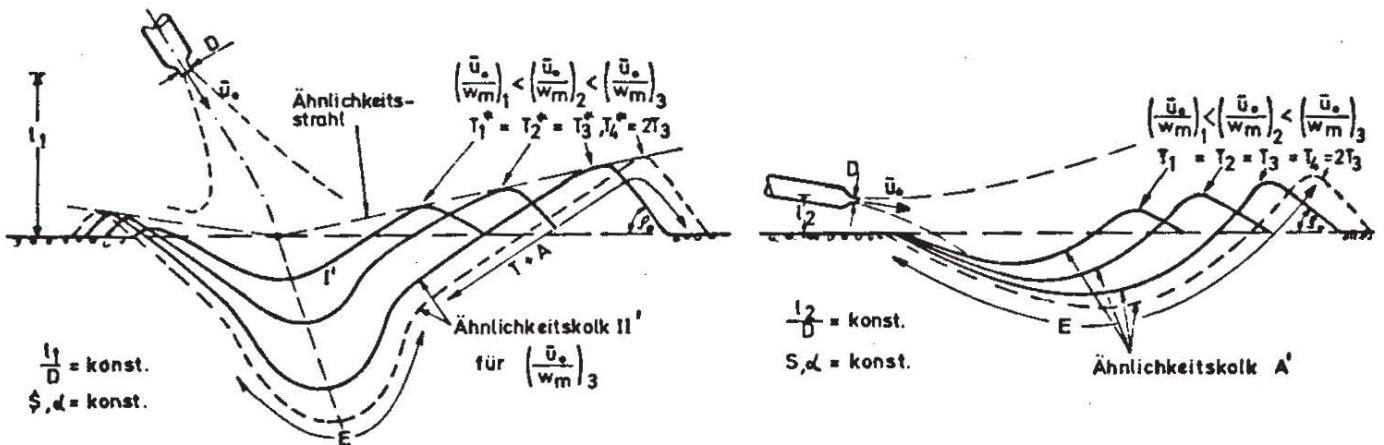


Bild 69: Typische Kolkformen bei schrägem Strahlgriff unterschiedlicher Intensität, qualitativ

Bei vorgegebenem Strahl und Sediment ($u_0, D, w_m = \text{konst}$) hat die Verminderung des Neigungswinkels φ bei konstantem Abstand l eine ähnliche Wirkung wie die Erhöhung des Abstandes l bei konstantem Neigungswinkel φ , da in beiden Fällen die entscheidende fiktive Geschwindigkeitsverteilung qualitativ ähnlich geändert wird. Daraus ergibt sich, daß ein vorgegebener Strahl insbesondere bei kleinen Düsenabständen bei einer Achsneigung ein maximales Kolkvolumen erzeugt, das erheblich größer sein kann als das bei vertikalem Strahlgriff. Da der Verlust an Strömungsenergie infolge Sickerströmung mit abnehmendem Neigungswinkel φ bei sonst gleichen Bedingungen abnimmt, erhöht sich bei einer Volumenvergrößerung gleichzeitig der Strahlwirkungsgrad. Mit abnehmendem Strahlneigungswinkel ver-

ringert sich die Gefahr bzw. die Möglichkeit der Sohlzerstörung infolge normalen oder hydraulischen Grundbruchs bei extremer Sohldruckbelastung. Die Verringerung des Strahlengriffswinkels hat bei relativ schwachem Strahlengriff im allgemeinen eine geringe Erhöhung des Zähigkeitseinflusses auf die Erosion zur Folge.

Der Einfluß der Pulsation auf die Erosion ist bei vertikal gerichteten Strahlen am größten, weil hier die Pulsation die stärkste Verflachung der Sohlruckprofile bewirkt. Mit abnehmendem Strahlneigungswinkel tritt eine zunehmende Verminderung des Sohlruckes und eine Vergleichmäßigung der Angriffsgeschwindigkeit auf, so daß die Pulsation für die Erosion relativ an Bedeutung verliert (siehe Bild 68). Eine Abnahme des Strahlneigungswinkels bedeutet einen allmählichen Rückgang des Einflusses der Pulsation auf die Erosionswirkung des Strahles. Auf Grund der Ähnlichkeit der Strahlströmung in Bezug auf die natürlichen Koordinaten s und n (Bild 68) ist auch bei geneigten Strahlen mit der Ähnlichkeit der Kolkformen zu rechnen. Bei relativ kleinen Strahlgeschwindigkeiten tritt die Form I' und bei größeren die Form II' auf. Beide Kolkformen sind in Bild 69 angedeutet. Die Unsymmetrie des Sohlengriffs schlägt sich in einer nicht axialsymmetrischen Kolkform nieder.

Bereich 2: Bei vorgegebenem Strahl ($u_0, D = \text{konst}$) und sehr kleinem Angriffswinkel ($\varphi < \text{ca } 10^\circ$) wächst das Kolkvolumen stetig mit abnehmendem Düsenabstand und erreicht bei $l \rightarrow 0$ einen Maximalwert. Während bei vertikalen Strahlen ein schwach ausgebildetes Maximum des Kolkvolumens bezüglich der Variation der Strahlgeschwindigkeit zu verzeichnen ist (Bild 41), ist ein solches Maximum bei nahezu tangentialem Sohlengriff nicht vorhanden. Bei sehr schwachem Neigungswinkel wächst das Erosionsvolumen (Kolktiefe, Kolkradius) stetig mit zunehmender Strahlgeschwindigkeit. Der Zustand der "Strahlinjektion" tritt auch bei hohen Strahlgeschwindigkeiten nicht in Erscheinung.

Falls aus der Kenntnis der Strahlströmung mit Wandeinfluß Angaben über die Größe der Sohlschubspannungen gemacht werden könnten, ließe sich damit eine Aussage über den Bewegungszustand der Sohle nach dem Shields'schen Kriterium machen. Mit kleiner werdenden Reynoldszahlen des Kornes ($Re_s^+ = \sqrt{\tau_0/g} d_s/\nu < 2 \cdot 10^2$) ist mit einer Erhöhung der Erosion zu rechnen.

Als Beispiel sei der Vergleich zwischen der unterschiedlichen Erosion in Modell und Natur durch einen Schiffsantriebsstrahl nach [17] angeführt. Bei intensivem Sohlangriff dagegen ($Re_s^+ > ca. 10^3$) ist für den gesamten Erosionsvorgang der Zähigkeitseinfluß vernachlässigbar; als Beispiel hierzu werden die Kolkversuche durch einen horizontalen an der Sohle eingeleiteten Strahl in [28] aufgeführt.

Der Einfluß der Strahlpulsation auf die Erosion ist bei sehr kleinen Neigungswinkeln der Strahlachse relativ gering, vorausgesetzt, daß sich die Sohle nicht im unmittelbaren Einflußbereich periodischer Geschwindigkeitsschwankungen befindet. Bei vorgegebener mittlerer Strahlgeschwindigkeit, vorgegebenem Düsenabstand, Sediment und Neigungswinkel ($\bar{u}_0/w_m, \ell/D, \varphi = konst$) vergrößert die Pulsation lediglich die Strahlangriffsfläche bei gleichzeitiger Verminderung der Sohlschubspannungen. Da beide Effekte gegenläufig die Erosionsleistung bestimmen, ist der Pulsationseffekt relativ gering, wenn nicht völlig vernachlässigbar.

Der pulsierende Strahl mit horizontaler Achse erzeugt im Abstand x diejenige mittlere Sohlgeschwindigkeit, die der stationäre Strahl im Abstand $x + \Delta x$ hervorruft, Bild 68. Da der Turbulenzeinfluß im allgemeinen keine wesentliche Bedeutung hat, ist der Sohlangriff für größere Abstandsverhältnisse ($\ell/D > ca. 3 \div 5$) praktisch unabhängig von der Art der Strahlerzeugung und nur abhängig vom mittleren Strahlimpulsfluß, vom Abstandsverhältnis und der vorhandenen Außenströmung. Wegen des vernachlässigbaren Einflusses des Druckfeldes auf die Strömung existiert eine universelle Kolkform A' (analog zu Form A in Bild 69), die vom Abstands-, Geschwindigkeits-

und Zeitparameter unabhängig ist, siehe Bild 72b. Der Sedimenttransport erfolgt vorwiegend in Hauptströmungsrichtung, so daß die Längsabmessungen der Sohldeformation stets größer sind als die Querabmessungen.

7.3 Erosion durch Strahlen in Außenströmung

Die bisherigen Aussagen gehen davon aus, daß der Erosionsstrahl in ein weit ausgedehntes und ruhendes Wasserpolster getaucht ist. Die experimentelle und analytische Untersuchung hat ergeben, daß die Verteilung von Druck und Geschwindigkeit in Sohlhöhe die Erosion entscheidend bestimmt. Die in der Praxis vorkommenden oder eingesetzten strahlartigen Strömungen können durch eine bereits vorhandene Grund- oder Außenströmung in ihrer Erosionswirkung stark beeinflußt werden, z.B. ein Schiffsschraubenstrahl durch den Einfluß des Schiffskörpers und der Flußströmung oder ein Erosionsstrahl in einer Querströmung. Angesichts der teilweise noch ungeklärten Fragen der Strömungsmechanik derartiger Strahlausbreitungsvorgänge kann nur eine grob qualitative Aussage über Erosionsvorgänge durch Strahlen in nicht-ruhender Außenströmung gemacht werden. Hierbei ist im wesentlichen zu berücksichtigen, daß eine Außenströmung eine Ablenkung verursacht. Dies bedeutet, daß eine Außenströmung einen beachtlichen Einfluß auf Größe und Richtung des Strahlangriffs ausüben kann - vergleichbar mit dem Einfluß des Neigungswinkels φ der Strahlachse.

Es ist offensichtlich, daß der Bewegungsbeginn bzw. die Erosion einer beweglichen Sohle durch technisch eingesetzte Erosionsstrahlen oder Schiffsantriebsstrahlen bei Anwesenheit einer der Strahlströmung gleichgerichteten Außenströmung wesentlich begünstigt wird. Da der Zustand einer Flußsohle in der Nähe des Bewegungsbeginnes durch geringe Erhöhung der Sohlschubspannungen empfindlich gestört werden kann, können selbst Strahlen geringer Leistung beachtliche Sohlveränderungen hervorrufen.

8. ANWENDUNGSMÖGLICHKEITEN

Die in den vorangegangenen Abschnitten dargestellten Ergebnisse und Erkenntnisse aus den Untersuchungen werden im folgenden zur möglichen Anwendung bei der Lösung praktischer Ingenieuraufgaben vorgeschlagen. Obwohl in vielen praktischen Fällen andere Strömungskonfigurationen (insbesondere andere Strahlneigung) als die in der vorliegenden Arbeit untersuchten maßgeblich sind, können die hier gewonnenen Ergebnisse dennoch zur quantitativen Vorbemessung herangezogen werden. Das Grundanliegen besteht darin, weniger Beurteilungskriterien zur Vermeidung von Erosionserscheinung zu liefern, als vielmehr die Möglichkeiten eines praktikablen und wirtschaftlichen Einsatzes von stationären Strahlen beim Abbau von natürlichen Böden aufzuzeigen. Darüber hinaus wird die Möglichkeit des Einsatzes pulsierender Strahlen bei Problemen der Vermischung sowie der Stoff- und Wärmeübertragung angedeutet.

8.1 Rohreinspülung

Die Anwendung der Strahlerosion bei der kontinuierlichen Verlegung von Rohrleitungen ist dann wirtschaftlich, wenn die Verlegung in größeren Tiefen unter Wasser ($> ca\ 30\ m$) erfolgt und der Boden nicht oder schwachbindig ist [65,67]. Mitbestimmend für die Wahl des Einspülverfahrens ist die zulässige maximale Biegeverformung der Verlegungsleitung [64]. Bei biegesteifen Strahlrohren ist die bereits praktizierte Einspülung per Einspülschlitten zweckmäßig, siehe Bild 70.

Bei der Verlegung von biegeweichen Kunststoffrohren (meist als Schutzhülle für Strahlrohre verwendet) kann die Einspülung durch einen am Verlegepunkt frontal oder seitlich installierten Strahl vorteilhaft sein, siehe Bild 70. Durch den hohen Druck im Umlenkbereich wird die seitliche Böschung gehalten und fällt bei fortschreitender Verlegung wieder zusammen, wobei das Rohr teilweise oder ganz unter Sohle zu liegen kommt. Während die Tiefe des Verlegungskanals vorwiegend durch die

Strahlgeschwindigkeit bestimmt werden kann, muß die Breite B' des Kanals durch die Breite des Strahls (d.h. Düsenabstand ℓ) bestimmt werden. Die erforderliche Leistung des Erosionsstrahls wird bestimmt durch den Rohrdurchmesser D_0 , die erwünschte Rohrüberdeckung h , den Strahlneigungswinkel φ , die Bodenverhältnisse (w_m, d_s) und die Verlegungsgeschwindigkeit U . Zur Bestimmung der erforderlichen Größenordnung von Leistung, Volumenstrom und Abmessungen des Erosionsstrahls wird eine Vordimensionierung mit Hilfe der Ergebnisse für den vertikalen Strahl vorgenommen. Hierbei seien folgende Daten vorgegeben:

Rohrdurchmesser: $D_0 = 100 \text{ cm}$
Rohrüberdeckung: $h = 0,4 D_0$
Verlegungsgeschwindigkeit: $U = 30 \text{ m/h}$
Sohlmaterial: rolliger Feinsand:
 $d_s = 0,7 \text{ mm}$, $w_m = 11 \text{ cm/s}$
 $\rho_s = 2,65 \text{ gr/cm}^3$

Wählt man die Abmessungen des Verlegungskanals zu $B' = 1,2 D_0$ und $z_0 = 1,5 D_0$, so ergibt sich nach Bild 46b für die gewählte Kolkform II die Abschätzung der erforderlichen Größe von B' aus $r/\ell = 0,1$ zu $B'/\ell = 2 \cdot 0,1 = 0,2$. Das heißt der Düsenabstand ℓ muß etwa 5-mal größer sein als die Breite B' des Verlegungskanals: $\ell = 5B' = 5 \cdot 1,2 D_0 = 6 \text{ m}$.

Gibt man weiter einen Düsendurchmesser von $D = 0,2 \text{ m}$ vor ($\ell/D = 30 > 12$), so ergibt sich die Abschätzung der erforderlichen Strahlgeschwindigkeit aus der Eintiefungsgeschwindigkeit des Strahles im Zentrum, die sich durch die Verlegungsgeschwindigkeit U abschätzen läßt. Wenn der Strahl um die Strecke $B' = 1,5 D_0$ in Verlegungsrichtung mit $U = 0,5 \text{ m/min}$ verschoben wird, muß er sich etwa in der gleichen Zeit

$$T = B'/U = 1,5 D_0/U = 3 \text{ min}$$

auf die Tiefe $z_0 = 1,5 D_0$ eintiefen. Dies heißt bei

$$T^+ = w_m T/\ell = 3,3$$

muß $z_0 = 1,5 D_0$
oder $z_0/l = 1,5 D_0/l = 0,25$
sein.

Zweckmäßigerweise wählt man den Impulsflußparameter so groß, daß für $T^+ > 3,3$ keine wesentliche Zunahme der Tiefe z_0 erfolgt (Bild 38, vgl. Bild 37):

$$\text{gewählt } M^+ = 1,8$$

Bild 42b zeigt, daß der gewählte Wert von M^+ noch im Bereich relativ hoher Strahlwirkungsgrade liegt.

Aus den ermittelten Abstands- und Impulsverhältnissen ergeben sich die erforderlichen Kenndaten des Einspülstrahls. Die benötigte Strahlgeschwindigkeit errechnet sich zu

$$u_0 = \sqrt{M^+ / (\pi/4)} \cdot w_m(l/D) = 5,0 \text{ m/s}$$

Der Volumenstrom beträgt bei vorgegebenem Düsendurchmesser

$$Q_0 = u_0 \pi D^2 / 4 = 0,157 \text{ m}^3/\text{s}$$

was einer Strahlleistung von

$$N_0 = \frac{1}{2} \rho \cdot u_0^3 F_D = 2,65 \text{ PS} \hat{=} 1,92 \text{ kW}$$

entspricht. Nach Division von N_0 mit dem Pumpenwirkungsgrad η_p erhält man die Input-Leistung von

$$N = \frac{1}{\eta_p} N_0$$

Die Förderleistung des Strahls beträgt $1,1 \text{ m}^3$ Feststoff/min.

Da die Strahlströmung und die Sickerströmung vollturbulent sind ($Re = u_0 D / \nu = 10^6$; $Re_s = 77$; $M^+ = 1,8$) ist der Erosionsvorgang unabhängig von den Zähigkeitskräften. Die Sickerverluste sind wegen $k_f \approx 0,3 \text{ cm/s}$ vernachlässigbar klein.

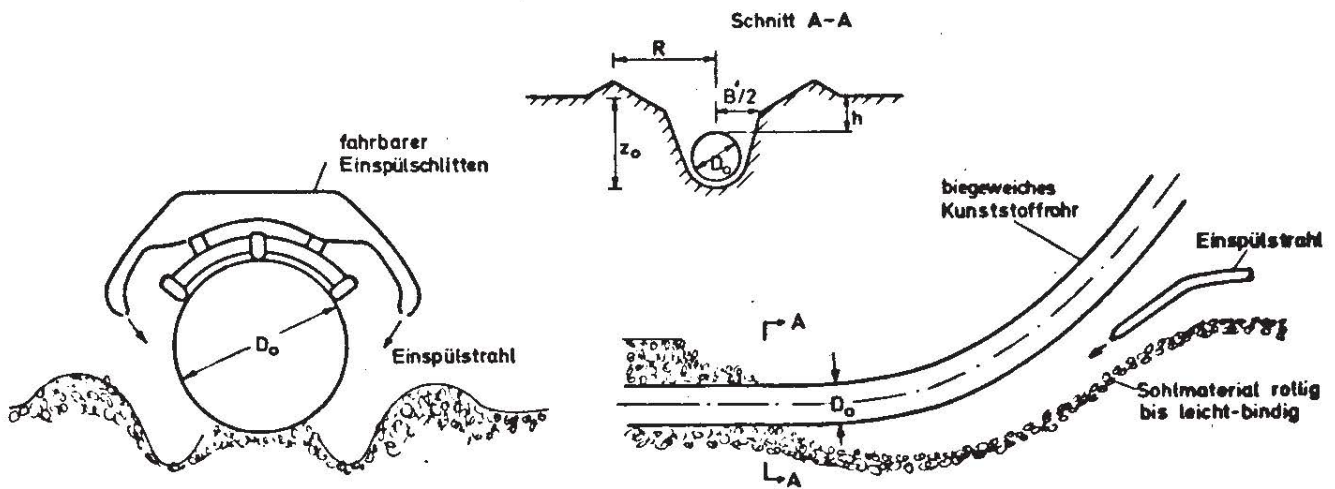


Bild 70a,b: Einspülung von Rohren durch Wasserstrahlen

8.2 Saugbagger

Der Einsatz von Saugbaggern bei der Freihaltung von Hafenanlagen und Schifffahrtswegen von Feststoffablagerungen hat sich besonders in Verbindung mit der hydraulischen Förderung des gewonnenen Sohlmaterials (meist Fein- bis Grobsand) über längere Strecken als wirtschaftlich erwiesen [66, 67, 70]. Für die Effektivität eines Saugbaggers ist die Gestaltung des Saugkopfes wesentlich, weil hiermit die Bedingungen für die Materialaufnahme und die Transportkonzentration entscheidend bestimmt werden. Insbesondere bei der Absaugung von schwachbindigen Böden wird durch das Vorschalten eines oder mehrerer Erosionsstrahlen (dünnstrahlig, große Geschwindigkeit) zur Sohlauflockerung der Wirkungsgrad entscheidend verbessert (Bild 71). Durch die Zerstörung des zusammengepackten Sohlmaterials zufolge des extremen Strahldrucks ("Injektionsstrahl" günstig) in kleinere Einheiten kann der hydraulische Transport erst gewährleistet oder effizienter gestaltet werden. Durch Änderung von Geschwindigkeit und Neigung des Strahles kann der Erosionsstrahl den Gegebenheiten des Bodens optimal angepasst werden.

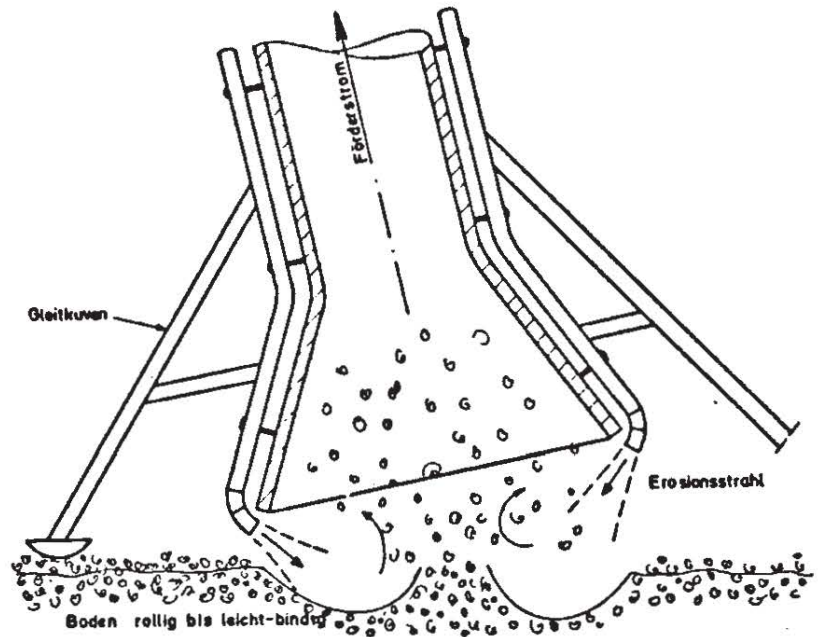
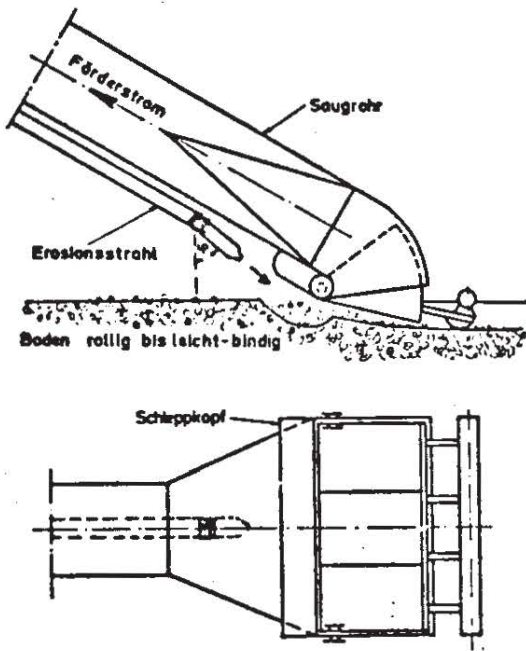


Bild 71: Saugbagger-Kopf mit Erosionsstrahl

Bild 72: Saugkopf mit Erosionsstrahlen zur Erhöhung der Förderleistung

Baggern in Tiefsee: Im Gegensatz zum Schleppekopf des Saugbaggers, der im Flachwasser operiert und direkt vom Schwimmkörper aus gesteuert wird, ist der Saugkopf beim Tiefseebagger weit weniger manovrierfähig und anpassungsfähig, da er über lose Leitungen (ca. 1000 - 2000 m) vom Schwimmkörper ausgeführt werden muß. Ein noch nicht zufriedenstellend gelöstes Problem ist die optimale Gestaltung des Saugkopfes zur Aufnahme des Sohlmaterials [69,71]. Beim konventionellen Saugkopf besteht beim Absaugen des Materials häufig die Gefahr des plötzlichen Aufsetzens des Saugkopfes (Festsaugen), was mit unerwünschten Stoßbelastungen der ohnedies stark belasteten Förderleitung und einem Förderstopp verbunden ist. Durch Anbringen mehrerer versetzter Erosionsstrahlen am Saugkopf kann das Fördergut gelöst und dem Saugkopf zugefördert werden. Somit kann das Aufsetzen des Saugkopfes vermieden (Gleitkuven als Abstandshalter) und bei optimaler Betriebsweise die Transportkonzentration des Fördergutes erhöht werden (Bild 72).

8.3 Strahl-trocknung

Während der Einsatz pulsierender Strahlen in der Praxis des Wasserbaues im allgemeinen mit relativ hohem technischen Aufwand verbunden ist, kann die Anwendung des Pulsationsprinzips bei kleineren technischen Anlagen der Verfahrenstechnik wirtschaftlich durchaus interessant sein. Beispielsweise kann die Durchmischung zweier Fluide durch pulsierende Einleitung in ein Mischsystem intensiviert und somit ein rascherer Konzentrationsausgleich oder günstigere Reaktionsbedingungen erreicht werden.

Die bei der Erzeugung der Pulsation auftretenden technischen Probleme sind bei Gas- oder Luftstrahlen relativ einfach zu lösen, da verhältnismäßig geringe Druckschwankungen und Materialbeanspruchungen auftreten. Da der Vorgang der Impuls-, Stoff- und Wärmeübertragung analog erfolgt, kann bei pulsierenden Prallstrahlen (Strahlen gegen feste Wände) zufolge erhöhter Wandschubspannung und Strahlbreite mit einer erhöhten Stoff- bzw. Wärmeabfuhr gerechnet werden. Bei der Material-trocknung mit Hilfe von Luftstrahlen bietet sich somit die Strahlpulsation zur Steigerung der Trocknungsleistung an. Ein einfaches Rechenbeispiel zeigt, in welcher Größenordnung die Steigerung der Trocknungsleistung zu erwarten ist (\dot{m} = Stoffstrom der verdunstenden Phase).

Annahme: $\dot{m} \propto \int_F \tau_0 \, dF$ (F = beaufschlagte Fläche)

Daraus folgt unter der Voraussetzung der Affinität der Wandschubspannungen, $\tau_0 / \rho u_a^2 = g_{1,2}^+(\eta)$ und sonst gleichen Bedingungen ($\bar{M}_{0 \text{ puls}} \approx M_{0 \text{ stat}}$):

$$\frac{\dot{m}_{\text{puls}}}{\dot{m}_{\text{stat}}} = \frac{2\pi (u_a b)_{\text{puls}}^2 \gamma_{1,2}^+ \int_0^1 g_{1,2}^+ \eta \, d\eta}{2\pi (u_a b)_{\text{stat}}^2 \int_0^1 g_{1,2}^+ \eta \, d\eta} = \gamma_{1,2}^+ \geq 1$$

mit

$$(u_a b)_{\text{puls}} \approx (u_a b)_{\text{stat}}$$

Dies bedeutet eine Steigerung des Stoffübergangs um etwa $(\gamma_{1,2}^+ - 1)100[\%] \approx 10$ bis 20 Prozent nach Bild 15b, wenn für $\gamma_{1,2}^+ = \overline{u'v'}_{\text{puls}} / \overline{u'v'}_{\text{stat}}$ in erster Näherung gesetzt wird.

Es ist einsichtig, daß der Einsatz pulsierender Strahlen dann ökonomisch vertretbar ist, wenn der durch die Pulsation verursachte zusätzliche Aufwand an Investitionen, Betriebs- und Verschleißmaterial (Pulsationserzeuger, Wirkungsgrad, Abnutzung) in einem minimalen/optimalen Verhältnis zu der Ertragssteigerung steht.

9. ZUSAMMENFASSUNG

9.1 Umfang der Untersuchungen

Die für die Erosion wesentlichen Charakteristiken des Strömungsfeldes stationärer, turbulenter, runder Freistrahlen wurden an Hand bekannter theoretischer und empirischer Daten beschrieben. Analytische Betrachtungen der Bewegungsgleichungen für axialsymmetrische pulsierende turbulente Freistrahlen wurden angestellt und unter Einbeziehung physikalisch plausibler Annahmen und verfügbarer experimenteller Daten diskutiert. Die Ergebnisse der Analyse zeigen, daß in genügender Entfernung von der Düse der pulsierende Strahl stets in eine stationäre Strahlströmung mit konstantem Impulsfluß und erhöhter Strahlausbreitung entartet. Daran anknüpfend konnte mit Hilfe der Ähnlichkeitstheorie das Strömungsfeld bis auf empirische Konstanten definiert werden. Die Ergebnisse der analytischen Untersuchungen ergänzt durch die mit ihr in Einklang stehenden experimentellen Daten von Favre-Marinet, Binder u.a. [35] ermöglichten die Beschreibung der fiktiven freien Strahlströmung in Querschnitten beliebiger Entfernung von der Düse. Der Analyse zufolge verursacht die Pulsation eine Verminderung der mittleren Achsgeschwindigkeit u_a , eine Vergrößerung der Ausbreitungsrate db/dx sowie eine Erhöhung des Turbulenzgrades $\sqrt{u'^2}/u_a$ im fiktiven Strahlquerschnitt. Die Verknüpfung der fiktiven Strömungsgrößen mit den gemessenen Kolkgrößen ermöglicht eine allgemeine Aussage über den Einfluß der Verteilung der mittleren und turbulenten Geschwindigkeiten auf die Erosion und den direkten Vergleich zwischen stationären und pulsierenden Strahlen.

Im experimentellen Teil der Arbeit wurde für stationäre Strahlen der Einfluß des Geschwindigkeitsverhältnisses u_o/w_m , des Abstandsverhältnisses l/D , des Zeitparameters $w_m T/l$ sowie der Reynolds-Zahl des Kornes Re_s auf die Sohlerosion untersucht. Die Untersuchung der Erosionswirkung pulsierender Strahlen bezieht sich insbesondere auf die Ermittlung der Geschwindig-

keits-, Abstands- und Zeitverhältnisse, bei denen vorgegebene Pulsationsparameter eine beträchtliche bzw. maximale Wirkung auf die Erosion ausüben. Im Bereich starker Erosionssteigerung infolge Pulsation wurde der Einfluß des Amplituden- und Frequenzparameters ($\Delta u_0/\bar{u}_0$, fD/\bar{u}_0) ermittelt. Die getrennte Darstellung des Einflusses des Geschwindigkeits- und Abstandsparameters an Stelle des Impulsflussparameters ist bei pulsierenden Strahlen zweckmäßig, da das Strömungsfeld im Gegensatz zum stationären Strahl nicht allein durch den Impulsfluß M_0 , sondern auch durch die Pulsationsparameter (fD/\bar{u}_0 , $\Delta u_0/\bar{u}_0$) bestimmt wird. Außerhalb des untersuchten Bereiches von Abstands- und Geschwindigkeitsparametern ist der Pulsationseffekt vernachlässigbar klein.

Die zu bestimmende Beziehung zwischen den zu variierenden Parametern und den gesuchten Kolkgrößen lautet in dimensionsloser Darstellung:

$$\left. \begin{array}{l} \text{rel. Kolkradius} \quad R/l \\ - \text{tiefe} \quad z_0/l \\ - \text{volumen} \quad V/D^3, V/l^3 \end{array} \right\} = \Phi \left(\frac{\bar{u}_0}{w_m}, \frac{l}{D}, \frac{w_m T}{l}, \frac{\Delta u_0}{\bar{u}_0}, \frac{fD}{\bar{u}_0}, \frac{w_m d_s}{v} \right)$$

Kolkform

Außer in wenigen Sonderfällen wurde stets der gleiche Sand (natürlicher Quarzsand: $w_m = 14,4$ cm/s, $d_s = 1,2$ mm) als Erosionsmaterial benutzt, so daß $Re_s = w_m d_s / \nu$ in der Hauptuntersuchung konstant war.

9.2 Schlußfolgerungen

9.2.1 Stationäre Strahlen

a) Abstandsparameter ℓ/D : Bei vorgegebenem Geschwindigkeitsverhältnis u_o/w_m tritt dann Erosion ein, wenn das Abstandsverhältnis ℓ/D unterhalb eines bestimmten Grenzwertes $(\ell/D)_{\text{grenz}}$ liegt (Bewegungsbeginn). Hierbei ist der Grenzwert des Abstandsverhältnisses proportional zum Geschwindigkeitsverhältnis,

$$(\ell/D)_{\text{grenz}} = 5,9 (u_o/w_m) \text{ für } \ell/D > 12.$$

Es existiert ein von der Größe u_o/w_m abhängiger Wert des Abstandsparameters $(\ell/D)_1$, bei dem das bezogene Kolkendvolumen V/D^3 (für $w_m T/D \rightarrow \infty$) ein absolutes Maximum und ein anderer Wert $(\ell/D)_2$, bei dem das bezogene Kolkendvolumen ein relatives Maximum annimmt. Diese Abstandsverhältnisse sind proportional zum Geschwindigkeitsverhältnis:

$$(\ell/D)_1 = 4,4(u_o/w_m); (\ell/D)_2 = 2,3(u_o/w_m).$$

b) Geschwindigkeitsparameter u_o/w_m : Bei vorgegebenem Abstands- und Zeitparameter nimmt das erodierte Volumen bei einem bestimmten Geschwindigkeitsverhältnis u_o/w_m ein relatives Maximum an. Das optimale Geschwindigkeitsverhältnis ist nahezu unabhängig vom Zeitparameter und etwa proportional zum Abstandsverhältnis, d.h.

$$(u_o/w_m)_{\text{opt}} \approx 1,0(\ell/D) \text{ für } \ell/D > 12$$

Eine weitere Volumensteigerung ist erst bei Werten von $(u_o/w_m) \geq 2 \cdot (u_o/w_m)_{\text{opt}}$ zu erzielen.

c) Impulsflußparameter $(M_o/\rho)/w_m^2 \ell^2$: Für Düsenabstände $\ell/D > 12$ kann der Einfluß des Geschwindigkeits- und Abstandsparameters im Impulsflußparameter zusammengefaßt werden. Die ermittelten Kolkgrößen sind somit nur noch eine Funktion von $M^+ = (M_o/\rho)w_m^2 \ell^2$ und $T^+ = w_m T/\ell$.

c1) Impulsflussparameter $M^+ = 2,3 \cdot 10^{-2}$ bis $5 \cdot 10^{-2}$: Der Bewegungsbeginn der Sohle setzt bei einem Impulsflussparameter von etwa $2,3 \cdot 10^{-2}$ ein, dies entspricht einem Verhältnis von fiktiver Achsgeschwindigkeit im Abstand ℓ von der Düse zu Sinkgeschwindigkeit von etwa 1,1. Im Bereich dieser sehr kleinen Werte von M^+ wird das Sandmaterial entlang der Sohle als Geschiebe transportiert. Hierbei stellt sich die Kolkform I ein, bei der der an der Sohle umgelenkte Strahl bis zum Kolkrand hin anliegt.

c2) Impulsflussparameter $M^+ = 5 \cdot 10^{-2}$ bis $8 \cdot 10^{-1}$: Im Bereich dieser Werte des Impulsflussparameters wird eine intensive Sohlerosion erreicht. Diese ist dadurch gekennzeichnet, daß der Materialtransport vorwiegend als Suspension erfolgt. Die für diesen M^+ -Bereich typische Kolkform II zeigt mit zunehmenden Werten von M^+ eine stärker werdende Verformung des Sohlprofils, die zur Ablösung des umgelenkten Strahles führt.

c3) Impulsflussparameter $M^+ = 8 \cdot 10^{-1}$ bis 10^0 : Bei diesen Bedingungen erfolgt nach kurzer Auskolkzeit $T^+ > 10^1$ der Übergang von Kolkform I in Kolkform II, wobei die Strahlumlenkung an der Sohle von ca. 90° auf nahezu 180° erhöht wird. Dieser Umschlag von Kolk- und Strömungsform ist wegen erhöhter Energieverluste und ungünstiger Transportbedingungen mit einem starken Rückgang der Erosionskapazität des Strahles verbunden.

c4) Impulsflussparameter $M^+ > 10^0$: Der Erosionsstrahl wird mit zunehmenden Werten von M^+ zum "Injektionsstrahl". Dies bedeutet, daß der größte Teil der Energie des Strahles in den durchlässigen Sickerkörper abfließt und dort dissipiert wird.

d) Zeitparameter $w_m T / \ell$: Sämtliche Kolkabmessungen wachsen in der Entwicklungsphase 1 und 2 - ausgenommen die Endphase - proportional dem Logarithmus der Auskolkzeit T . In der Entwicklungsphase 1 bleibt der Kolkradius konstant, während sich die Kolktiefe vergrößert; in der Phase 2 wachsen beide Größen gleichsinnig an und streben in der Endphase einem asymptotischen Grenzwert zu. Die Kolkphase 1 ist durch die Kolkform I und die Kolkphase 2 durch die Kolkform II charakterisiert.

e) Maximale Erosion: Das absolute Maximum des Erosionsvolumens bezüglich der Variation des Abstandsparmeters erhält man nach sehr langer Erosionszeit ($T^+ \rightarrow \infty$) bei einem Impulsflussparameter von $M^+ = 4 \cdot 10^{-2}$, das relative Maximum des Volumens bei einem Wert von $M^+ = 1,5 \cdot 10^{-1}$. Bezüglich der Variation des Geschwindigkeitsverhältnisses wird ein relatives Maximum des Kolkvolumens bei $M^+ \approx 10^0$ erzielt. Bei einer Steigerung des Impulsflussparameters über $2 \cdot 10^0$ hinaus ist eine stetige aber geringer werdende Zunahme des Kolkvolumens zu verzeichnen.

f) Optimale Erosion: Der Strahlwirkungsgrad als Verhältnis der Erosionsleistung beim Aushub des Sohlmaterials zur aufgebrauchten Strahlleistung ist beim kurzzeitigen Strahleinsatz ($0 < w_m T/D < 10$) für alle Werte des Impulsflussparameters am größten. Der kurzzeitige Wirkungsgrad besitzt bei M^+ ca. 0,15 ein flaches Maximum. Der Strahlwirkungsgrad fällt etwa proportional $1/(w_m T/D)$ mit zunehmender Auskolkzeit ab und zwar umso schneller je größer der Impulsflussparameter ist. Mit zunehmender Erosionszeit verschieben sich die Optimalbedingungen zu kleineren Werten von M^+ . Bei langzeitiger Erosion ($w_m T/D > ca\ 10^2$) liegen für $M^+ = 0,05$ optimale Erosionsbedingungen mit maximalem mittleren Wirkungsgrad vor (Langzeiteffekt).

g) Zähigkeitseinfluß: Der Einfluß der Fluidzähigkeit macht sich bei einer Erhöhung der Reynoldszahl des Kornes von 150 auf 900 bei Werten von $M^+ < ca\ 3 \cdot 10^{-1}$ in einer geringen Erhöhung (ca 20% ÷ 40% bei $T^+ = 10^4$) und bei $M^+ > ca\ 3 \cdot 10^{-2}$ in einer Verringerung des Erosionsvolumens (bis 100% für $T^+ = 10^4$) bemerkbar. Bei intensivem Strahlangriff ($M^+ > 2 \cdot 10^0$) ist der Erosionsvorgang im untersuchten Bereich von Reynoldszahlen des Kornes unabhängig von der Größe Re_s , da die Sickerströmung vollturbulent ist. Es kann damit gerechnet werden, daß bei $M^+ > 2 \cdot 10^0$ auch für $Re_s > 900$ die Erosion nicht durch die Reynoldszahl des Kornes beeinflusst wird.

h) Strahlneigungswinkel φ : Mit abnehmendem Neigungswinkel der Strahlachse gegen die Horizontale ($\varphi < 90^\circ$) wird infolge gleichmäßigerer Verteilung von Druck- und Geschwindigkeit in Sohlhöhe meist ein günstigerer Sohlangriff erreicht. Insbesondere bei kleinen Abstands- und großen Geschwindigkeitsverhältnissen kann unter sonst gleichen Bedingungen durch optimalen Neigungswinkel der Strahlachse eine erhebliche Erosionsverbesserung gegenüber dem vertikalen Strahl erzielt werden. Bei sehr kleinem Strahlangriffswinkel ($\varphi < 10^\circ$) erhöht sich die Erosion mit abnehmenden Werten von $l/D (< l/D_{\text{grenz}})$ und zunehmenden Werten von u_o/w_m stetig. Der Einfluß der Sickerströmung auf die Erosion nimmt mit kleiner werdendem Neigungswinkel stetig ab.

9.2.2 Pulsierende Strahlen

a) Optimale Bedingungen bezüglich Geschwindigkeits- und Abstandsparameter (\bar{u}_o/w_m ; l/D): Die maximale Steigerung der Erosion ist bei Geschwindigkeitsverhältnissen \bar{u}_o/w_m von 15 bis 16 und bei Abstandsverhältnissen l/D von 12 bis 13 zu erreichen, d.h. bei $M_{\text{opt}}^+ \approx 1,5$. Dies zeigt, daß ein merklicher Pulsationseffekt nur innerhalb eines relativ engen Bereiches von Abstands- und Geschwindigkeitsparametern vorhanden ist.

b) Optimale Bedingungen bezüglich Frequenz- und Amplitudenparameter ($S = fD/\bar{u}_o$; $\alpha = \Delta u_o/\bar{u}_o$): Im Bereich des optimalen Impulsflußparameters M_{opt}^+ wächst das erodierte Volumen mit zunehmendem Frequenz- und Amplitudenparameter stetig an und strebt offenbar einem Grenzwert zu. Die maximale Erosionssteigerung infolge Pulsation liegt dann vor, wenn infolge der pulsationsbedingten Strahlverbreiterung und der damit verbundenen Verminderung der Achsgeschwindigkeit ein optimales Verhältnis zwischen Erosions- und Transportkapazität erreicht wird. Im Bereich von M^+ ca 0,8 bis ca 1,3 existieren optimale Pulsationsparameter (S_{opt} bzw α_{opt}), bei denen die Erosionssteigerung ein Maximum erreicht. Für $M^+ < \text{ca } 0,8$ bewirkt die Pulsation eine geringe Verminderung der Erosion.

c) Zeitparameter $w_m T / \ell$: Bei kurzzeitiger Strahleinwirkung ($T^+ < 10$) kann der Pulsationseffekt vernachlässigt werden. Dagegen bei langzeitiger Strahleinwirkung ($T^+ \sim 10^5$) kann bei optimalen Abstands- und Geschwindigkeitsbedingungen ($\ell/D=12,2$; $\bar{u}_0/w_m = 15,2$) sowie hoher Pulsationsintensität ($S=0,27$; $\alpha=0,5$) eine Steigerung des Erosionsvolumens bis über 200 Prozent erreicht werden.

d) Vergleich stationärer und pulsierender Strahlen: Der Vergleich der Erosion durch stationäre und pulsierende Strahlen bei gleichem Geschwindigkeits-, Abstands- und Zeitparameter (\bar{u}_0/w_m , ℓ/D , $w_m T / \ell = \text{konst}$) zeigt in Verbindung mit den analytischen Ergebnissen, daß die Hauptursache der Erosionssteigerung durch Pulsation in der Verminderung der Achsgeschwindigkeit bei gleichzeitiger Vergrößerung der Strahlbreite besteht. Der Effekt der pulsationsbedingten Erhöhung des mittleren Impuls- und Energieflusses bei konstantem mittleren Massenfluß ist im untersuchten Bereich von Pulsationsparametern für die Erosion sekundär. Der Vergleich der Erosionswirkung stationärer und pulsierender Strahlen gleicher Verteilung der fiktiven mittleren Geschwindigkeiten ($u_{a,\ell}$; $b_\ell = \text{konst}$) zeigt, daß die leicht erhöhte Turbulenzintensität infolge Pulsation für die Strahlerosion von untergeordneter Bedeutung ist.

Weiterführung der Arbeiten: In den bisher durchgeführten Experimenten wurde an Hand eines Wassermodells das äußere Problem untersucht und die Frage geklärt, welchen Einfluß die Ausgangsgrößen des Strahles und die geometrischen Verhältnisse auf die Erosion haben. Die aus der Literatur entnommenen Aussagen über die fiktive Strahlströmung und über die davon abgeleitete tatsächliche Strömung im Umlenkbereich sind nur unmittelbar anwendbar für den Augenblick des Erosionsbeginns bei noch ungestörter Sohle. Die Kenntnis der zeitlichen Veränderung der mittleren und turbulenten Strömungsgrößen im Bereich der Strahlumlenkung ist letztlich unumgänglich zum Verständnis der unmittelbaren Wechselwirkung zwischen Sohlform und Strömung bei fortschreitender Erosion. Die weiterführenden Arbeiten am vorliegenden Projekt bestehen daher in Untersuchungen an einem Luftmodell, bei denen die mittleren und turbulenten Strömungsgrößen (turbulente Normal- und Schubspannungen, 2-Punkte-Korrelationen und Sohlendruck) im Auftreffbereich des Strahles bei ebener rauher Sohle in Abhängigkeit der Strahl- und Abstandsparameter systematisch ermittelt werden. Mit Hilfe dieser Strömungsuntersuchungen kann dann insbesondere die noch offene Frage nach dem Einfluß der Turbulenzintensität auf die Erosion experimentell geklärt werden. Zur Untersuchung der zeitlichen Veränderung der Erosions- und Transportbedingungen sollen einige charakteristische Kolkprofile nachgebildet und die sich einstellende Strömung in Sohlnähe ausgemessen werden.

Die im Wasser- und Luftmodell gewonnenen und sich ergänzenden Ergebnisse und Erkenntnisse sind geeignet, den Mechanismus der Strahlerosion am typischen Beispiel eines Strahles in einem abgerundeten Rahmen quantitativ zu beschreiben und zur Frage des Einflusses von Strahlpulsationen auf die Erosion einen Beitrag zu liefern.

SYMBOLVERZEICHNIS

b	Strahlbreite bei $u = 1/2 \cdot u_a$
D	Düsendurchmesser
E	Energiefluß
d_s	mittlere Korngröße des Feststoffes
f	Pulsationsfrequenz in Hz
g	Erdbeschleunigung
k_f	Durchlässigkeitsbeiwert
l	Düsenabstand
M	Impulsfluß
M/ξ	kinematischer Impulsfluß
p	Druck
\bar{p}	zeitlich gemittelter Druck
$\langle p \rangle$	statistisch gemittelter Druck zur Zeit t
p'	turbulenter Druckanteil
P_p	periodischer Druckanteil
R	Kolkradius
r	Radialkoordinate
T	Auskolkzeit
u, v, w	Geschwindigkeit in x, r, φ -Richtung
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$,	zeitlich gemittelte Geschwindigkeit in x, r, φ -Richtung
$\langle u \rangle, \langle v \rangle, \langle w \rangle$	statistisch gemittelte Geschwindigkeit in x, r, φ -Richtung
u', v', w'	turbulenter Geschwindigkeitsanteil in x, r, φ -Richtung
u_p, v_p, w_p	periodische Geschwindigkeitsanteile
Δu_0	maximale Geschwindigkeitsdifferenz an der Düse
w_m	mittlere Sinkgeschwindigkeit der Feststoffkörner
z_0	Kolktiefe

δ, δ_s	spezifisches Gewicht des Fluids bzw. des Kornes
V	Kolk-Volumen
δ_2	Impulsverlustdicke
δ_2	viskose Grenzschichtdicke
ϑ	Strahlumlenkungs- bzw. Ablöswinkel
ϵ	Porenvolumenanteil
η	Strahlwirkungsgrad
φ	Neigung der Strahlachse gegen die Horizontale
λ, γ_i	Proportionalitätsfaktoren
μ	dynamische Zähigkeit des Fluids
ν	kinematische Zähigkeit des Fluids, $\nu = \mu / \rho$
S, S_s	spezifische Dichte des Fluids bzw. des Kornes
ξ_0	Reibungswinkel der Körner
τ	Schubspannung
\sim	gleiche Größenordnung
\approx	ungefähr gleich
\propto	proportional

Dimensionslose Kennzahlen:

P	Pulsationsparameter, $P = S \cdot \alpha$
Re	Reynoldszahl der Strömung, $Re = u_0 \cdot D / \nu$
Re_s	Reynoldszahl des Kornes, $Re_s = w_m d_s / \nu$
S	Strouhalzahl der Strömung, $S = f D / \bar{u}_0$
α	Amplitudenparameter, $\alpha = \Delta u_0 / \bar{u}_0$

Indices:

o	an der Düse bzw. im Staupunkt
a	auf der Strahlachse
a, l	auf der Strahlachse in Entfernung l von der Düse
s	Sediment
M, N	im Modell, in Natur

LITERATURVERZEICHNIS

Allgemeines

- [1] Shields, A., "Anwendungen der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung." Mitt. Preuß. Versuchsanst. für Wasserbau und Schiffsbau, H. 26, 1936.
- [2] Sutherland, A.J., "Proposed Mechanism for Sediment Entrainment by Turbulent Flows." Journ. Geoph. Res., Vol. 72, No. 24, December 1967.
- [3] Euteneuer, G.A., "Ein Mechanismus des Einsetzens von Geschiebebewegungen in Strömungen." Forschung im Ingenieurwesen, Bd. 35, Nr. 6, 1969.
- [4] Broer, L.J.F., "Die Bewegung kleinster Teilchen in Flüssigkeiten und Gasen." VDI-Bericht, Band 6, 1955.
- [5] Rouse, H., "Experiments on the Mechanics of Sediment Suspension." Fifth Int. Cong. Appl. Mech., 1938.
- [6] Ho Hau-Wong, "Fall Velocity of a Sphere in a Field of Oscillating Fluid." State University of Iowa, Ph.D. Thesis, June 1964.
- [7] Molerus, O., Werther, J., "Berechnung der Sinkbewegung kugelliger Teilchen in einem vertikal pulsierenden Strömungsfeld." Chemie-Ing.-Techn., Heft 11, 1968.
- [8] Brauer, H., "Grundlagen der Einphasen- u. Mehrphasenströmung." Verlag Sauerländer, Aarau und Frankfurt/Main, 1971.
- [9] Ismail, H.M., "Turbulent Transfer Mechanism and Suspended Sediment in Closed Channels." Am. Soc. of Civ. Eng., Paper No. 2500, February 1951.

- [10] Murray, S.P., "Settling Velocities and Vertical Diffusion of Particles in Turbulent Water." Journ. Geoph. Res., Vol. 75, No. 9, March 1970.
- [11] Hjelmfelt, A.T., Mockros, L.F., "Motion of Discrete Particles in a Turbulent Fluid." Appl. Science Res., Vol. 16, 1966.
- [12] Vanoni, V.A., "Transportation of Suspended Sediment by Water." Am. Soc of Civ. Eng., Paper No. 2267, 1946.
- [13] Singamsetti, S.R., "Diffusion of Sediment in a Submerged Jet." Proc. Am. Soc. Civ. Eng., Hyd. Div., March 1966.
- [14] Kazanskij, I., "Zur Turbulenzstruktur von Feststoff-Wasser-Strömungen in Rohrleitungen." Mitt. des Franzius-Instituts für Grund- und Wasserbau der TU Hannover, H. 37, 1972.
- [15] Tätigkeitsbericht des Sonderforschungsbereichs 80, "Ausbreitungs- und Transportvorgänge in Strömungen." Universität Karlsruhe, Projekt B3, 1972/73.
- [16] Plate, E., "Analyse kontinuierlicher Zufallsfunktionen." Mitteilungen des Instituts Wasserbau III, Universität Karlsruhe, H.1, 1971.

Strahlerosionen

- [17] Felkel, K., Steinweller, H., "Natur- und Modellversuche über die Wirkung der Schiffe auf Flußsohlen aus Grobkies (Breisacher Versuche)." Wasserwirtschaft 62, H.8, 1972.
- [18] Poreh, M., Hefez, E., "Initial Scour and Sediment Motion due to an Impinging Submerged Jet." IAHR, Fort Collins, U.S.A., Vol. 3, 1967.

- [19] Rouse, H., "Criteria for Similarity in the Transportation of Sediment." Proc. of Hydr. Conf., Pasadena, 1942.
- [20] Laursen, E., "Observation on the Nature of Scour." Proc. Fifth Hyd. Conf., published by the State University of Iowa, No. 426, June 1952.
- [21] Schoppmann, B., "Strömungs- und Transportmechanismen einer fortschreitenden Auskolkung." Diss. Fak. Bauing.- und Vermessungsw., Universität Karlsruhe, 1972.
- [22] Field, W.G., "Effects of Density Ratio on Sedimentary Similitude." Journal of the Hyd. Div., Proc. Am. Soc. of Civ. Eng., May 1968.
- [23] Tsuchiya, Iwagaki, "On the Mechanism of the Local Scour from Flows Downstream of an Outlet." Proc. Twelfth Congr. of IAHR, September 1967.
- [24] Altinbilek, Okyay, "Localized Scour in a Horizontal Sand Bed under Vertical Jets." IAHR, Istanbul, 1973.
- [25] Colaric, Pichon, Sanaues, "Etude des Affouillements a l'Aval d'un Seuil Deversant." Proc. Twelfth Cong. of IAHR, September 1967.
- [26] Volland, W., "Die Wasserkraftanlage Cabora Bassa in Mozambique." Wasserwirtschaft 63, H. 5/6, 1973.
- [27] Gruat, Pichon, "Influence de la Turbulence sur le Transport Solide à l'Aval d'un Seuil Deversant." IAHR, Société Hydrotechnique de France, 1971.
- [28] O'Loughlin, E.M., Mehrotra, S.C., Chang, Y.C., Kennedy, J.F., "Scale Effects in Hydraulic Model Tests of Rock Protected Structures." IIHR Rep., Iowa Inst. of Hyd. Res., February 1970.

- [29] Banks, R.B., Bhavamai, A., "Experimental Study of the Impingement of a Liquid Jet on the Surface of a Heavier Liquid." Journ. of Fluid Mech., Vol. 23, part 2, pp. 229-240, 1965.
- [30] "Electronic Profile-Indicator." Delft Hydraulics Laboratory, Laboratory De Voorst, Noordoostpolder, Holland, May 1970.

Freistrahlen

- [31] Schlichting, H., "Grenzschicht-Theorie." Verlag G. Braun, Karlsruhe, 5.Auflage, 1964.
- [32] Hinze, J.O., "Turbulence, an Introduction to its Mechanism and Theory." Technol. Univ., Delft, McGraw-Hill Book Company, 1959.
- [33] Rotta, J., "Turbulente Strömungen." B.G. Teubner-Verlag, Stuttgart, 1972.
- [34] Binder, G., Favre-Marinet, M., Craya, A., Te Veug Hac, "Jets Instationnaires." Laboratoires de Mécanique des Fluides, Université de Grenoble, Juin 1972.
- [35] Binder, G., Favre-Marinet, M., Kueny, J.L., Craya, A., Laty, R., "Jets Instationnaires." Labor. Mécanique des Fluides, Univ. Grenoble, Oct. 1971.
- [36] Vagt, J.D., "Untersuchungen zur Turbulenzstruktur runder Freistrahlen." Interner Bericht Herm.-Föttinger Inst. Strömungsmechanik, TU Berlin, 1970 (nicht veröffentlicht).
- [37] Remke, K., "Vergleich des Ähnlichkeitsverhaltens rotationssymmetrischer, turbulenter, stationärer und pulsierender Freistrahlen." Chem. Techn. 20. Jr., H.8, August 1968.

- [38] Binder, G., Miyake, Y., "Amortissement de la Pulsation et Turbulence dans un Jet Pulsant." C.R. Acad. Sc. Paris, Oct. 1970.
- [39] Wille, R., "Beiträge zur Phänomenologie der Freistrahlen." Zeitschrift für Flugwissenschaften, H.11, 1963.
- [40] Goldschmidt, V.W., Chuang, S.C., "Energy Spectrum and Turbulent Scales in a Circular Water Jet." Journ. of Basic Eng., March 1972.
- [41] Binder, G., Miyake, Y., "Evolution d'un Jet Pulsant." C.R. Acad. Sc. Paris 271, Sept. 1970.
- [42] Naudascher, E., "On a General Similarity Analysis for Turbulent Jet and Wake Flows." IIHR-Rep. No. 106, Iowa Inst. of Hyd. Res., December 1967.
- [43] Naudascher, E., "On the Distribution and Development of Mean-Flow and Turbulence Characteristics in Jet and Wake Flows." IIHR Rep. No. 110, Iowa Inst. of Hyd. Res., August 1968.
- [44] Schade, H., Michalke, A., "Zur Entstehung von Wirbeln in einer freien Grenzschicht." Zeitschrift für Flugwissenschaft, H. 4/5, 1962.
- [45] Michalke, A., "Instabilität eines kompressiblen, runden Freistrahls unter Berücksichtigung des Einflusses der Strahlgrenzschichtdicke." Zeitschrift für Flugwissenschaft, H. 8/9, 1971.
- [46] Rodi, W., "The Prediction of Free Turbulent Boundary Layers by use of a Two-Equation Model of Turbulence." Ph.D. Thesis, Mech. Eng. Dep., Imperial College, London, December 1972.

- [47] Crow, S.C., Champagne, F.M., "Orderly Structure in Jet Turbulence." Journ. of Fl. Mech., Vol. 48, p. 3., 1971.
- [48] Corrsin, S., "Natl. Advisory Comm. Aeronaut. Wartime Repts., No. 94, 1943
- [49] Monin, A.S., Jaglom, A.M., "Statistische Hydromechanik, Form I." Nauka, Moskau, 1965.
- [50] Roshko, A., "The Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets." Cal. Inst. Techn., Rep 1191.
- [51] Chang, P.C., Plate, E., Hidy, G.M., "Turbulent Air Flow over Water Waves." Journ. Fl. Mech., Vol 47, p.1, 1971.

Prall- und Wandstrahlen

- [52] Poreh, M., Tsuei, Y.G., Cermak, J.E., "Investigation of a Turbulent Radial Wall Jet." Journ. of Appl. Mech., June 1967.
- [53] Beltaos, S., Rajaratnam, N., "Plane Turbulent Impinging Jets." M. Sc. Thesis, Univ. of Alberta, Edmonton, Canada,
- [54] Kruka, V., Eskinazi, S., "The Wall-Jet in a Moving Stream." Journ. of Fluid Mech., Vol. 20, part 4, pp 555-579, 1964.
- [55] Poreh, M., Cermak, J.E., "Flow Characteristics of a Circular Submerged Jet Impinging Normally on a Smooth Boundary." M.Sc. Thesis, Color. State Univ., 1959.
- [56] Wolfshtein, M., "Some Solutions of the Plane Turbulent Impinging Jet." Journ. of Basic Eng., Dec. 1970.
- [57] Newman, B.G., "The Prediction of Turbulent Jets and Wall Jets." Can. Aeron. and Space Journ., Vol. 15, No.8, October 1969.

- [58] Lam Lau, B.A., "Flow Characteristics of Wall-Jet on Smooth, Rough and Porous Walls." M.Sc. Thesis, Dept. of Mech. Eng., Univ. of Toronto, 1963.
- [59] Bradshaw, P., Love, E.M., "The Normal Impingement of a Circular Air Jet on a Flat Surface." Reports and Memoranda No. 3205, September 1959.
- [60] Hunt, J.C.R., "A Theory for Fluctuating Pressures on Bluff Bodies in Turbulent Flows." Paper B5, Symp. Flow-Induced Struct. Vibrations, Karlsruhe, August 1972.
- [61] Discussion by Rifai, M., Smith, K., "Pressure Fluctuations in Reattaching Flows." Journ. of Hyd. Div., September 1969.
- [62] Bearman, P.W., "Some Measurements of the Distortion of Turbulence Approaching a Two-Dimensional Body." Symp. Turbulence, London, 1972.
- [63] Karlsson, S.K.F., "An Unsteady Turbulent Boundary Layer." Journ. of Fluid Mech., 1958.

Anwendungen:

- [64] Schwaigers, S., "Rohrleitungen, Theorie und Praxis." Springer Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1967.
- [65] Knäpper, K., "Die Entwicklung des Vibro-Einspül-Verfahrens zu seinen heutigen technischen Verwendungsmöglichkeiten im Dükerbau." Rohre-Rohrleitungsbau, Rohrleitungstransport, H.2, 1964.
- [66] Huston, I., "Dredging Fundamentals." Proc. ASCE, Nr. WW3, Paper 5390, 1967.

- [67] Marnitz, F., "Naßbaggeraufgaben und Naßbaggergeräte in heutiger Zeit." Der Bauingenieur, H.9, 1959.
- [68] Grasshoff, Siedek, Kübler, "Erd- und Grundbau." Band 2, Teil 1, Weiner-Verlag, Düsseldorf, 1964.
- [69] Fürböter, A., "Zur Frage der hydraulischen Förderung von Meereserzen." Mitt. des Franzius-Instituts für Grund- und Wasserbau der TU Hannover, H. 35, 1970.
- [70] Witt, W., "Untersuchungen an Schleppsaugköpfen für Naßbagger." Mitt. der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffsbau, Berlin H.46, 1963.
- [71] Clauss, G., "Wirtschaftliche Aspekte der Manganknollen-Gewinnung." Fördern und Heben 22, Nr. 14, S. 795 - 803, 1972.