

Strahlabtrennung des Windes an den Wellenkämmen des Seegangs

Von Hans Gienapp

Inhalt

| | |
|--|----|
| 1. Historischer Rückblick auf die Seegangsforschung | 14 |
| 2. Das Kriterium von Jin Wu | 18 |
| 3. Beobachtungen über Strahlabtrennung („Grenzschichtabriß“) des Windes an den Wellenkämmen des Seegangs | 20 |

Zusammenfassung

Beobachtungen über das Verhalten der Gischt im Seegang, über Rauch im Seewind an der Wasseroberfläche sowie von Segelbooten an den Leebhängen von großen Wellen bei Sturm bestätigen die Auffassung von Jin Wu, nach der die Strahlabtrennung des Windes an den Wellenkämmen des Seeganges eine verbreitete Erscheinung ist. Folglich sind alle Theorien der Seegangsanfachung, die auf der alleinigen Voraussetzung schwacher Wechselwirkung zwischen Wind und Wasseroberfläche beruhen, revisionsbedürftig. Die Strömung des Windes über die Meeresoberfläche ist, abgesehen bei kleinen Geschwindigkeiten, aerodynamisch rauh.

Summary

Studies on the behaviour of sea spray on waves, of smoke in a sea wind on the surface of the water, and of sailing boats at the lee slopes of high waves during a gale, confirm Jin Wu's opinion that flow separation of the wind at wave crests is a common phenomenon.

As a consequence, all theories on the generation of waves that are based solely on the premise of weak interaction between wind and the surface of the water are in need of revision.

Except for low velocities, the air flow over the surface of the sea is aerodynamically rough.

1. Historischer Rückblick auf die Seegangsforschung

Der Mechanismus der Anregung von Wasserwellen durch Wind ist in der „Seegangsforschung“ seit einem halben Jahrhundert umstritten. H. JEFFREYS hat 1925 den ersten Versuch gemacht, eine Theorie der Erzeugung von Wasserwellen durch Wind zu entwerfen. Als Ursache dieses Phänomens sah er die „Leewirbelbildung“ an; das soll heißen, im Kamm der Welle findet „Strahlabtrennung“ (Grenzschichtabriß) statt, und demzufolge entsteht auf ihrer dem Winde abgewandten Seite ein Unterdruckgebiet. Diese Asymmetrie der Druckverteilung über der Welle bewirkt den Energiefluß R_V vom Wind ins Wasser. Für ihn gilt die Beziehung:

$$(1) \quad R_v = \frac{1}{L} \cdot \int_0^L P_{yy} \cdot u_y(0) dx;$$

R_v = Energiefluß vom Wind ins Wasser pro sec und cm^2 , gemittelt über die Wellenlänge L ; P_{yy} = Normalkomponente des Druckes an der Oberfläche; $u_y(0)$ = Vertikal-komponente der Geschwindigkeit der Wasserteilchen an der Oberfläche = $\kappa a \cdot c \cdot \cos[\kappa(x - ct)]$; κ = Wellenzahl, a = Amplitude, c = Phasengeschwindigkeit.

Die Druckkomponente P_{yy} zerlegt JEFFREYS in einen über der Welle variablen Anteil Δp und einen konstanten Bezugsdruck p ,

$$(2) \quad P_{yy} = -p - \Delta p.$$

Δp denke man sich nun in eine trigonometrische Reihe mit den Perioden $L, L/2, L/3 \dots$ entwickelt. Dann kann Energiefluß ins Wasser nur von dem mit $u_y(0)$ in Phase befindlichen Anteil von Δp bewirkt werden. Für ihn machte JEFFREYS die Annahme:

$$(3) \quad \Delta p = s \cdot \rho' (U - c)^2 \frac{d\eta}{dx};$$

ρ' = Dichte der Luft, U = Windgeschwindigkeit. Den Proportionalitätsfaktor s nannte JEFFREYS „sheltering coefficient“. Seine physikalische Bedeutung ist unklar. Nimmt man nun die Wasserwelle als sinusförmig an,

$$(4) \quad \eta = a \cdot \sin \kappa(x - ct),$$

so ergibt sich durch Zusammenfassung der Gleichungen (1) bis (4) für den Energiefluß ins Wasser die Beziehung:

$$(5) \quad R_v = \frac{1}{2} \cdot s \cdot \rho' (U - c)^2 \kappa^2 a^2 \cdot c.$$

Er fällt um eine Größenordnung zu klein aus, wenn man s (sinngemäß) als Widerstandsbeiwert auffaßt.

Die JEFFREYSsche Theorie ist von P. L. KAPICA in den Jahren 1948/49 in mehreren Aufsätzen wegen der Verwendung des Koeffizienten s , dessen physikalische Bedeutung unklar ist, kritisiert worden. Leider sind diese Arbeiten nur wenig bekannt geworden. Sie sollen deshalb referiert werden.

KAPICA untersucht den Druck, den eine Gasströmung auf eine wellenförmige Oberfläche ausübt. Die Grundvorstellung ist dabei die gleiche wie bei JEFFREYS, nämlich die Strahlabtrennung. Abb. 1 (nach KAPICA) dient zu ihrer Veranschaulichung. Es wird angenommen, daß in einer genügend großen Entfernung von der Oberfläche der Wind parallel zur x -Achse sei und den konstanten Wert U habe. Der Druck sei dort p_0 . Als Form der Oberfläche wird eine Sinuswelle angenommen:

$$(6) \quad \eta = a_0 \cdot \varphi = a_0 \cdot a \cdot \sin N x.$$

Die zugehörige Strömungsfunktion des Windes hat die Form:

$$(7) \quad \Psi = U_0 \cdot (y - a_0 \cdot a \cdot \sin N x \cdot e^{-Ny}).$$

Als Komponenten der Windgeschwindigkeit ergeben sich daraus, falls man Potentialströmung annimmt:

$$(8) \quad U_x = \frac{\delta \Psi}{\delta y} = U_0 (1 + a_0 a N \cdot \sin N x e^{-Ny}),$$

$$(9) \quad U_y = -\frac{\delta\Psi}{\delta x} = U_0 \cdot a_0 \cdot \alpha \cdot N \cos Nx \cdot e^{-Ny}.$$

Daraus ergibt sich als Drucküberschuß an der Oberfläche der Welle:

$$(10) \quad p - p_0 = -\frac{1}{2} \cdot \rho' \cdot (U_x^2 + U_y^2)_{y=0} \\ = -\frac{1}{2} \rho' \cdot U_0^2 \cdot \left\{ 1 + 2a_0 \cdot \alpha \cdot N \sin Nx + a_0^2 \alpha^2 N^2 \right\}.$$

Bedenkt man, daß sich die Welle mit der Phasengeschwindigkeit c fortbewegt, und läßt man das von x unabhängige Glied fort, so folgt:

$$(11) \quad p - p_0 = -a_0 \cdot \alpha \cdot N \cdot \rho' (U_0 - c)^2 \cdot \sin Nx,$$

bzw. für den Druckgradienten

$$(12) \quad \frac{\delta p}{\delta x} = -a_0 \cdot \alpha \cdot N^2 \cdot \rho' (U_0 - c)^2 \cdot \cos Nx.$$

Dabei gilt immer noch die Voraussetzung der Potentialströmung.

Jetzt muß das Phänomen der Strahlabtrennung in die Betrachtung einbezogen werden. Das geschieht anhand der Abb. 1. „Die dortige Kurve 1 stellt die Wasseroberfläche dar, Kurve 2 gibt die Geschwindigkeit in einer gewissen kleinen Entfernung von der Oberfläche der Welle an. Wenn es keine Strahlabtrennung gäbe, würden die Geschwindigkeiten der gestrichelten Kurve folgen. Im Falle eines Grenzschichtabrisses bewahrt die

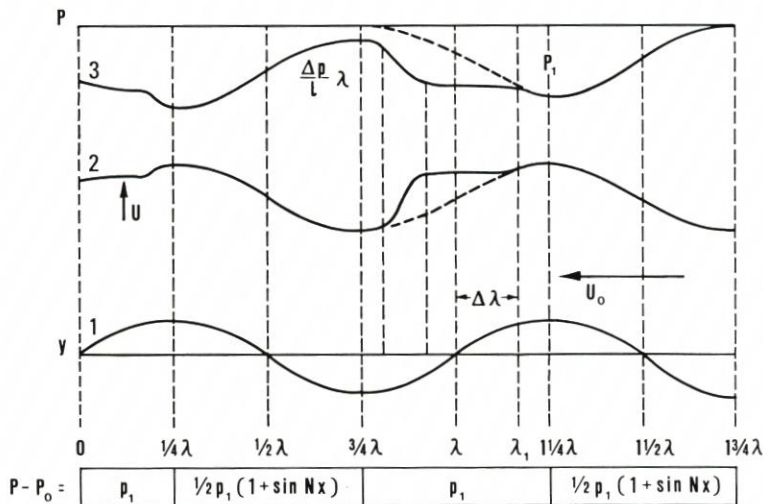


Abb. 1

Geschwindigkeit im Punkte λ_1 , im ablaufenden Teil der Welle, anstatt sich stetig zu verringern, ihren hohen Wert. Danach wird die Verringerung der Geschwindigkeit wegen der Dissipation der Geschwindigkeit im Intervall $\Delta \lambda$ irreversibel verlaufen. Im aufsteigenden Teil der Welle nimmt die Geschwindigkeit wieder ihren normalen Wert an. Danach wiederholt sich der ganze Prozeß. Die Kurve 3 stellt den durch das strömende Gas nahe der Wellenoberfläche erzeugten Druck dar. Die gestrichelte Kurve zeigt den Fall

ohne Abriß des Strahles, während die durchlaufende Linie den Verlauf mit Strahlabtrennung zeigt. In diesem letzteren Falle wird der Druck an der Oberfläche hinter der Stelle λ_1 nicht mehr seinen ursprünglichen Wert annehmen, sondern einen Wert nahe dem minimalen haben“ (nach P. L. KAPICA).

Um den beschriebenen Prozeß quantitativ fassen zu können, macht KAPICA dann die Annahme, daß der Wind sich an der aufsteigenden Flanke der Welle genauso verhält wie im reversiblen Prozeß. Dann ergibt sich als maximale Veränderung des Druckes an der Oberfläche:

$$(13) \quad p_1 = -2a_0 \alpha \cdot N \cdot \rho' (U_0 - c)^2.$$

Die Ermittlung der Abrißstelle λ_1 am Wellenkamm bereitet erhebliche Schwierigkeiten. Bekanntlich hängt sie sowohl vom hydrodynamischen Zustand des Gasstromes als auch von der Wellenform ab. Im Abrißpunkt erfolgt eine starke Druckveränderung an der Oberfläche der Flüssigkeit, die rückwirkend deren Form beeinflusst. Näherungsweise wird angenommen, daß gilt:

$$(14) \quad \lambda_1 = \frac{1}{4} \cdot \lambda.$$

Die Länge $\Delta \lambda$, auf der der Druckausgleich erfolgt, kann als klein gegen λ gelten. Mit diesen Voraussetzungen kann man dann die Schubspannung τ_m , die der Gasstrom an der Oberfläche des Wassers erzeugt, folgendermaßen berechnen:

$$(15) \quad \tau_m = \frac{1}{\lambda} \cdot \int_0^{\lambda} p \, dy.$$

Beim Ausführen des Integrals sind die p -Werte aus der ersten Zeile von Abbildung 1 zu nehmen. Dann folgt:

$$(16) \quad \tau_m = -\frac{1}{\pi} \cdot (a_0 \alpha N)^2 \cdot \rho' (U - c)^2.$$

Als Leistung, die vom Wind in den Seegang übergeht, folgt damit, wenn man noch einen Berichtigungskoeffizienten $\gamma \leq 1$ einführt:

$$(17) \quad W = \gamma \cdot \tau_m \cdot c, \quad \gamma \leq 1.$$

Der Fortschritt gegenüber der JEFFREYSSchen Betrachtung besteht darin, daß man nun einen recht genauen Einblick in die Strömungsprozesse an der Grenzfläche genommen hat und damit den „sheltering coefficient“ verstanden hat. Der Energiefluß kommt den Erfahrungswerten zahlenmäßig nahe.

Wie bereits erwähnt, sind die theoretischen und experimentellen Untersuchungen von KAPICA zum Seegangproblem nur wenig bekannt geworden. Das hat zur Folge gehabt, daß in jüngerer Zeit einige Theorien der Wellenanfachung auf der Grundlage schwacher Wechselwirkungen, d. h. ohne Grenzschichtabriß, ersonnen worden sind. An erster Stelle ist hier die Resonanztheorie von O. M. PHILLIPS (1957, 1958) zu nennen. Ihre Grundvorstellung ist, daß die von der Turbulenz im Wind an der Wasseroberfläche hervorgerufenen Druckschwankungen Wachstum von Wellen bewirken können. Als charakteristischer Grundzug dieser Theorie ergibt sich ein zeitlich und räumlich lineares Wachstum des Spektrums. Experimentelle Untersuchungen einerseits von T. P. BARNETT und J. C. WILKERSON (1967) sowie von R. S. SNYDER und Ch. S. COX (1966) haben ergeben, daß die Resonanztheorie von PHILLIPS keinen genügend großen Energiefluß vom Wind ins Wasser erklären kann.

Die Instabilitätstheorie von J. W. MILES (1957) untersucht die Kopplung zwischen Oberflächenwellen und den von ihnen verursachten Druckschwankungen ebenfalls vom Standpunkt schwacher Wechselwirkung. Der zugrunde liegende Mechanismus wirkt über den BERNOULLI-Druck gemäß der Zusammendrückung bzw. dem Auseinanderrücken von Stromlinien des Windes über den Wellenbergen bzw. -tälern*. Das Wachstum der Welle erfolgt in diesem Falle zeitlich und räumlich exponentiell, im Gegensatz zum Resonanzmechanismus. Der Energiefluß W fällt auch nach der MILESSchen Theorie viel zu klein aus.

Neuerdings hat DIETER HASSELMANN (1971) einen weiteren Mechanismus für Wellenanregung auf der Grundlage schwacher Wechselwirkungen angegeben. Da die Originalarbeit noch nicht zugänglich ist, möchte ich über diese Untersuchung das Kurzreferat aus dem EOS-Heft der AGU-Tagung aus dem Jahre 1971 zitieren:

„The interaction of ocean waves and turbulence is studied in the framework of weak interaction theory, following ideas formulated by K. HASSELMANN. The main process is seen to be parametric wave growth, which is caused by a mechanism very similar to that of MILES, only that now turbulence allows every height to become a critical height. Thus energy and momentum are extracted from the mean motion not only at the MILES critical layer, but in a region extending to roughly a wave length above the surface. Divergences in the expansion procedure can be avoided by calculating the self-consistent response, which also gives a measure for the relaxation time of the atmosphere to the surface disturbance. Knowledge of the exact structure of turbulence is not critical for the calculations, the dominating contributions arising from the inertial subrange. The results are in reasonable agreement with experiment.“

Diese Theorie ist bisher wohl nur mit Seegangsmessungen bei kleinen Windgeschwindigkeiten verglichen worden.

2. Das Kriterium von JIN WU

Die beschriebenen Theorien der Seegangsanfischung unterscheiden sich nach der Grundvoraussetzung der starken bzw. schwachen Wechselwirkung, d. h., sie nehmen entweder Grenzschichtabriss an oder nicht. Diese Streitfrage ist neuerdings von JIN WU (1969) in Laborversuchen eingehend untersucht worden. Sein Ausgangspunkt ist die KARMAN-PRANDTLsche Formel für die mittlere Geschwindigkeit einer turbulenten Strömung über einer rauhen Festkörperoberfläche:

$$(18) \quad \frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \left(\frac{y}{\eta} \right) i$$

U = Geschwindigkeit in der Entfernung y von der Oberfläche;

U_* = Schubspannungsgeschwindigkeit;

κ = Karmansche Konstante;

η = Rauheitslänge.

Ferner erinnert man sich, daß für den Schubspannungskoeffizienten die Beziehung gilt:

$$(19) \quad C_y = \frac{\tau_0}{\rho U^2} = \frac{U_*^2}{U^2}.$$

Die Gültigkeit der Beziehung 18.) ist von JIN WU in Laborversuchen auch für wellenbewegte Wasseroberflächen gezeigt worden, vorausgesetzt, der Abstand y ist

*) Dabei sind noch Phasenbeziehungen zwischen Welle und Druck zu bedenken. Optimal ist $\varphi_p - \varphi_w = 90^\circ$.

nicht sehr klein. Unter dieser Bedingung bleiben das Profil der mittleren Geschwindigkeit und die Struktur der Turbulenz erhalten.

Bei aerodynamisch glatter Strömung existiert nahe der Oberfläche eine viskose Grenzschicht der Dicke:

$$(20) \quad \delta = 11,6 \cdot \frac{\nu}{U_*},$$

in der die mittlere Geschwindigkeit herrscht:

$$(21) \quad V = \frac{1}{2} \cdot \frac{\tau_0}{\mu} \cdot \sqrt{\frac{11,6 \nu}{\tau_0/\rho}} = 5,8 \cdot U_*;$$

ν (μ) = kinematische (dynamische) Zähigkeit.

Das neue, aus Laborexperimenten herausgelesene Ergebnis von JIN WU besteht in der Erkenntnis, daß ein Übergang zu aerodynamisch rauher Strömung, also „Grenz-

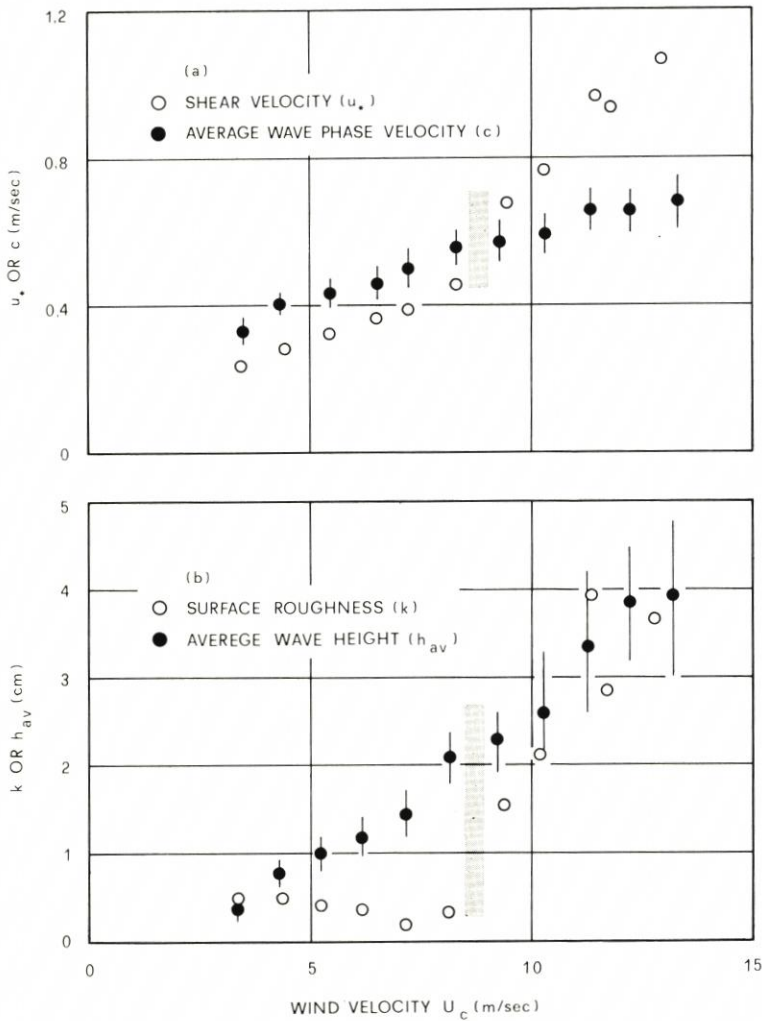


Abb. 2

schichtabriß“, immer dort zu erwarten ist, wo die „Oberflächenrauigkeit“ (z. B. Welle) sich mit einer kleineren Phasengeschwindigkeit bewegt als der Schubspannungsgeschwindigkeit. Die Abb. 2 zeigt die wichtigsten Meßergebnisse von JIN WU. Die hellgrauen Balken ungefähr in der Mitte der Bilder geben einerseits (oben) die Gleichheit von Schubspannungs- und Phasengeschwindigkeit, andererseits (unten) den Übergang von geringer zu großer Oberflächenrauigkeit an. Erfahrungsgemäß sind beide Gebiete durch das Auftreten von Schaumkämmen auf den Wellen voneinander getrennt (JIN WU, loc. cit.).

Tabelle 1
Strömungsbedingungen in der Luft – Wasser – Grenzschicht

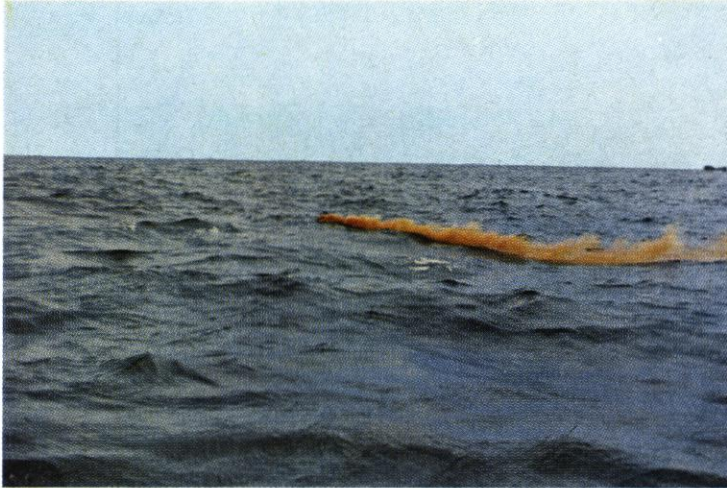
| Strömungsbereich | Bereichsgrenzen | Windgeschwindigkeitsbereich (m/sec) |
|------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|
| Aerodynamisch glatt | $k \cdot \frac{U_*}{\nu} < 5$ | $U_{10} < 3$ m/sec |
| Übergangs- gebiet | $5 < \frac{k \cdot U_*}{\nu} < 70$ | $3 < U_{10} < 7$ |
| Aerodynamisch rauh | $\frac{k \cdot U_*}{\nu} > 70$ | $U_{10} > 7$ |

Die Tabelle 1 orientiert über die Strömungsbedingungen in der Luft-Wasser-Grenzschicht. Im Falle aerodynamisch glatter Luftströmung an der Meeresoberfläche wird die Rauigkeit durch Kapillarwellen bestimmt, bei aerodynamisch rauher Strömung durch Schwerewellen. Die Gültigkeit des Kriteriums von JIN WU ($U_x = C$ bei Grenzschichtabriß) auf freier See ist vom genannten Autor bisher anscheinend nur indirekt geprüft worden. Da der Wind auf freier See andere Turbulenzeigenschaften hat als im Windkanal, sind weitere Beobachtungen angebracht.

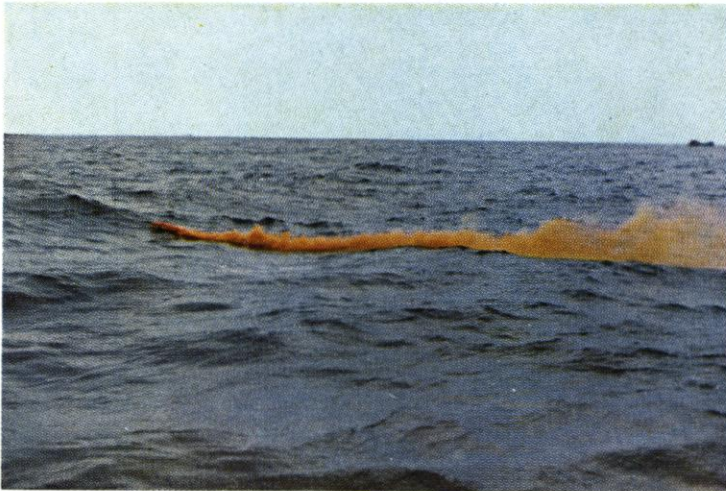
3. Beobachtungen über Strahlabtrennung („Grenzschichtabriß“) des Windes an den Wellenkämmen des Seegangs

Während eines Aufenthaltes auf dem Leuchtturm „Alte Weser“ im November 1969 bot sich mir eine bemerkenswerte Gelegenheit, über das Verhalten der Gischt bei Sturm an den Wellenkämmen Beobachtungen zu machen. Am Vormittag des 20. 11. 1969 herrschte über der Nordsee ein schwerer Sturm mit Windstärke 8–9, in Böen noch wesentlich stärker. Beispielsweise wurden bei „Alte Weser“ um 10.40 40 Knoten Windgeschwindigkeit registriert. Ich habe damals dem Verhalten der Gischt im Wind besondere Aufmerksamkeit zugewandt und gesehen, daß der Schaum von den Kronen der Wellen praktisch horizontal vom Wind mitgerissen wird. Das ist ein schwerwiegendes Indiz für „Grenzschichtabriß“ – beim damaligen Fall 4–5 m hoher Wellen und 40 Knoten Windgeschwindigkeit bei 12 m Wassertiefe. Das beschriebene Phänomen der horizontalen Mitführung der Gischt vom Wind wird übrigens von physikalischen Laien (dem Leuchtturmpersonal) als „Abrasieren“ bezeichnet. Leider hatte ich damals nicht die Gelegenheit, diese Erscheinungen zu fotografieren.

In die gleiche Richtung wie die Schaumkammebeobachtungen weist eine alte Erfahrung der Hochsee-Segler, wonach die Segel bei Sturm an den Leehängen großer Wellen „*back-schlagen*“ (auf die andere Schiffseite übergehen) können. Diese Beobachtung ist mit der



3a



3b

Abb. 3a, b: Rauchsignalexperiment am 19. 6. 1971 beim Leuchtturm „Tegeler Plate“. Westwind, 4 Beaufort. $H_{1/3} \approx 0,6$ m

Vorstellung der Strahlabtrennung und Leewirbelbildung zwanglos erklärbar. Bei kleineren Windgeschwindigkeiten gibt das Verhalten der Gischt an den Wellenkämmen keine Hinweise auf Strahlabtrennung. Die Beobachtungen werden durch die Fallbewegung der Wassertropfen beeinflusst. Man kann diese Schwierigkeit umgehen, wenn man die in der Seefahrt gebräuchlichen Seenot-Rauchsignale¹ zur Kennzeichnung von Stromlinien

¹⁾ Das sind Blechbüchsen etwa von der Größe normaler Konservendosen, die Rauch abgeben, wenn sie ins Wasser geworfen werden.



4a



4b

Abb. 4a, b: Rauchsignalexperiment beim Leuchtturm „Alte Weser“. Windgeschwindigkeit 20 bzw. 24 Knoten; $H_{1/3} \approx 0,8$ bzw. 1,0 m

und deren Verwirbelung verwendet. Die Abbildungen 3a und 3b zeigen als entgegengesetzten Grenzfall zu den beschriebenen Beobachtungen über das Verhalten der Gischt bei Sturm einige Rauchsignalexperimente bei mäßigem Wind (Stärke 4, 13 Knoten). Die Stromlinien schmiegen sich anscheinend eng an die Wasseroberfläche an. Das ist auch bei noch kleineren Windgeschwindigkeiten so beobachtet worden. Dieses Verhalten ermöglicht Seegangsanfachungstheorien auf der Basis schwacher Wechselwirkung.

Die Aufnahmen Abb. 4a und 4b sind bei stärkerem Wind (20–24 Kn entsprechend Windstärke 5–6) gemacht worden. An den stärker zugespitzten Wellen zeigt der Rauch



5a



5b

Abb. 5a, b: Rauchsignalexperiment vor der Wesermündung am 3. 4. 1973. Windstärke 8, fallend, NNW. $H^{1/2} \approx 3$ m; $T \approx 8$ sec.

jetzt ein wesentlich anderes Verhalten als in den Fällen der Abbildung 3a, b: Nachdem er die aufsteigende Flanke der Welle hinaufgeströmt ist, schießt er im Wellenkamm geradeaus weiter, und die Stromlinie biegt sich erst später wieder zur Wasseroberfläche hin.

Ich werte diese Beobachtung als Indiz für Strahlabtrennung an den zugespitzten Wellen bei Windgeschwindigkeiten ab 20 Knoten.

Abbildung 5a und b zeigt Rauchsignalexperimente bei Windstärke 8, fallend. Man sieht an den Abbildungen 5a und b wie der Wind in gerader Stromlinie über die Wellenkämme hinwegzieht. Im Falle der Abbildung 5a scheint der Abrißpunkt etwas hinter dem Kamm an der abfallenden Flanke der Welle zu liegen, wie es der Vorstellung von KAPICA entspricht. – Gelegentlich sind auch plötzlich ganz starke Verwirbelungen der Stromlinien zu beobachten. Vermutlich ist das dann der Fall, wenn der Rauch in einen Leewirbel hineingerät.

Die geschilderten Beobachtungen über das Verhalten von Gischt und Rauch erlauben zusammen mit den Ergebnissen von KAPICA und WU ein recht geschlossenes Bild über die Seegangsanfachung durch Wind. Bei sehr starkem Wind (8 Bft) wird die KAPICASche Vorstellung der Strahlabtrennung nahe am Wellenkamm mit guter Näherung richtig sein, jedoch ist seine Größe $\Delta\lambda$ (Abstand Wellenkamm-Abrißstelle) = 0. Bei kleineren Windgeschwindigkeiten wird Strahlabtrennung nur noch an den besonders zugespitzten oder besonders kleinen Wellen (nach WU) auftreten. Demzufolge tritt ein Defizit für den Energiefluß vom Wind ins Wasser auf. Es kann wettgemacht werden durch einen nichtlinearen Mechanismus der Wellen-Wellen-Wechselwirkung, der im Rahmen des JOINT NORTH SEA WAVE PROJECTS 1968/69 gefunden worden ist (DHZ, Eng. – Heft A 12, 1973). Er bewirkt Energiefluß von den kurzen zu den langen Wellen. Seegangsanfachtungstheorien auf der Basis schwacher Wechselwirkungen spielen nur für flache Wellen bei schwachem Wind eine Rolle. Man darf erwarten, daß diese Auffassung im Rahmen des Projektes JONSWAP II (1973) bestätigt wird.

Schriftenverzeichnis

- BARNETT, T. P. und J. C. WILKERSON, 1967: On the generation of ocean wind waves as inferred from airborne radar measurements of fetch limited spectra. *J. Mar. Res.* 25, 292.
- HASSELMANN, D., 1971: The Interaction of ocean gravity waves and atmospheric turbulence. *EOS* 52, 234, 1971.
- JEFFREYS, H., 1925: On the formation of water waves by wind. *Proc. Roy. Soc. A* 107 (A 742), 189.
- JONSWAP I, 1973: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project. *DHZ, Eng. – Heft A 12, 1973.*
- KAPICA, P. L., 1948: Das wellenförmige Fließen dünner Schichten einer viskosen Flüssigkeit. *Zurnal eksperimental'noj i teoreticeskoj fiziki* 18, 3–18 (Teil 1), 19–28 (Teil 2) und 19, 105–120 (Teil 3).
- KAPICA, P. L., 1949: Zum Problem der Entstehung der Meereswellen durch Wind. *Doklady Akad. Nauk SSSR* 64, 513.
- MILES, J. W., 1957: On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.* 3, 185.
- PHILLIPS, O. M., 1957: On the generation of waves by turbulent wind. *J. Fluid Mech.* 2, 417.
- PHILLIPS, O. M., 1958: On some properties of the spectrum of wind-generated ocean waves. *J. Mar. Res.* 16, 231.
- SNYDER R. L., and Ch. S. COX: A field study of the wind generation of ocean waves. *J. Mar. Res.* 24, 141.
- WU, J., 1969: A criterion for determining air-flow separation from wind-waves. *Tellus* 21, 707.