

LABORUNTERSUCHUNGEN ZU SCHWEREWELLEN

EXPERIMENTS ON GRAVITY WAVES

R. Büttner, M. Brede, A. Leder, F.-J. Lübken*

Universität Rostock, Lehrstuhl Strömungsmechanik, Albert-Einstein-Straße 2, 18051 Rostock

* Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik, Schlossstraße 6, 18225 Kühlungsborn

Interne Schwerewellen, geschichtete Strömung, Brechen, Turbulenz
internal gravity waves, stratified flow, wave breaking, turbulence

Zusammenfassung

In stabil dichteschichteten Medien können sich Wellenphänomene ausbreiten, deren Rückstellkraft die Gravitation ist. Da Ozeane und auch die Atmosphäre dichteschichtet sind, können hier Schwerewellen beobachtet werden. Insbesondere in der Atmosphärenphysik und in der Ozeanographie sind sie von Interesse, da sie Impuls und Energie transportieren und aufgrund ihrer großen Reichweite zu den bedeutendsten Kopplungsmechanismen gezählt werden.

Um die physikalischen Eigenschaften und die Turbulenzerzeugung durch brechende Schwerewellen zu verstehen, werden am Kanal für geschichtete Strömungen experimentelle Beobachtungen durchgeführt: in ersten Versuchen soll zunächst die Ausbreitung und Dämpfung der Wellen beobachtet und dann folgend verschiedene Mechanismen untersucht werden, die zur Brechung der angeregten Wellen führen. Darauf aufbauend kann dann der turbulente Übergang und das charakteristische Abklingverhalten näher untersucht werden. Dazu werden die an der Versuchsanlage vorhandenen Messverfahren Particle Image Velocimetry, Planar Laser Induced Fluorescence und Laser Doppler Anemometrie eingesetzt. Vorgestellt werden soll der aktuelle Versuchsaufbau und das wissenschaftliche Umfeld.

Einleitung

Wird in einer stabil dichteschichteten Umgebung ein Volumenelement aus seiner Ruhelage vertikal ausgelenkt, so erfährt es einen Auftrieb, der als Rückstellkraft wirkt und das Fluidvolumen wieder in die Richtung seiner Ursprungslage beschleunigt. Aufgrund der Masseträgheit bewegt es sich über seine Ruhelage hinaus und vollführt eine Schwingungsbewegung. Da mittels vorhandener Reibung benachbarte Volumenelemente miteinander koppeln, bildet sich eine Welle, die sich im jeweiligen Medium ausbreiten kann. Diese Wellen werden als Schwerewellen (SW) bzw. Gravity Waves bezeichnet.

Sie können durch verschiedene Mechanismen angeregt werden: beispielsweise durch strömungsbedingte Interaktion mit der Bodentopographie (Leewellen an einem Berg bzw. an Bodenschwellen in Gewässern (Zhang et al. 2007)) oder als Abstrahlung bei vertikaler Konvektion. Ihre Periodendauern können stark variieren und reichen von 5 Minuten (hochfrequente SW) bis hin zu mehreren Stunden (Trägheits-SW), ebenso ihre Wellenlängen, die im Bereich von einigen hundert Metern bis zu 1000 Kilometern zu finden sind (Hines 1960).

Besonders in der Ozeanographie und der Atmosphärenphysik sind sie in den Fokus des Interesses gerückt, da sie Impuls und Energie über große Distanzen transportieren. Dabei ist für atmosphärische Betrachtungen häufig nicht ihre horizontale Ausdehnung von Interesse, sondern ihre vertikale Bewegung, da sie so Energie aus den unteren Schichten der Atmosphäre, insbesondere aus der Troposphäre (bis etwa 10 km Höhe), in die höher gelegenen

Schichten, beispielsweise die Mesosphäre (~80 km Höhe) überführen, in denen Klimaprozesse von globalem Einfluss stattfinden. Der Energieübertrag vollzieht sich mittels Dissipation, d.h. durch das Brechen der Wellen, das Turbulenz erzeugt, welche dann aufgrund der viskosen Dämpfung abklingt.

Ein besonders eindrucksvolles Beispiel für das Auftreten von SW in der Atmosphäre sind leuchtende Nachtwolken (NLC, Abb. 1), die in der Mesopause (etwa 83 km Höhe) entstehen. Die NLC bestehen aus Eiskristallen, die im Sommer in mittleren und hohen Breiten gebildet werden, da hier die mittlere Temperatur auf bis zu 120 K absinkt obwohl permanenter Sonnenschein vorliegt (Lübken 1999). Die thermische Struktur weicht somit um bis zu 70 Grad vom Strahlungsgleichgewicht ab, was nur durch dynamische Prozesse erklärt werden kann. Nach heutigem Verständnis spielen Schwerewellen und Turbulenz hierbei eine entscheidende Rolle.



Abb. 1: leuchtende Nachtwolken als Folge der Schwerewellenaktivität in der Mesopause (Photo: Derick Rethans)

In den Ozeanen ist eine ähnliche Situation zu finden: Um die vertikalen Mischungsprozesse, die für die großskalige meridionale Zirkulation benötigt werden, zu erklären, müssen Mischungskoeffizienten angenommen werden, die jedoch durch Messungen nicht bestätigt werden konnten, da die gemessenen Koeffizienten wesentlich kleiner als die theoretisch vorhergesagten sind. Eine in der Ozeanographie favorisierte Erklärung für das „missing mixing“ ist eine erhöhte Vermischungsrates besonders in Bodennähe, deren Ursache brechende SW sind (Kerr 1997). Dazu wird angenommen, dass durch Gezeiten hervorgerufene Strömungen in Interaktion mit der Topographie des Bodens Schwerewellen erzeugen, die dann sukzessiv Brechen und in Turbulenz übergehen. Auch in kleineren Meeren, wie etwa der Ostsee, kann dieses Phänomen beobachtet werden.

Eigenschaften von Schwerewellen

Weil SW sich in verschiedenen Medien ausbreiten können, müssen zur Betrachtung ihrer physikalischen Eigenschaften zwei Fälle unterschieden werden: liegt ein Medium mit einer diskreten Schichtung vor, wie es zum Beispiel in der Ostsee oder in norwegischen Fjorden zu finden ist, oder ist das Medium kontinuierlich dichtegeschichtet, wie etwa in der Atmosphäre. Abbildung 2 zeigt die

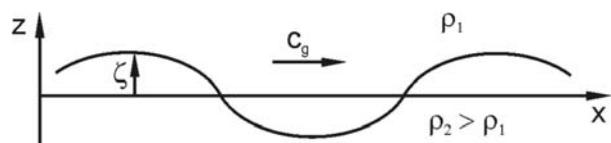


Abb. 2: Schwerewelle in einem 2-Layer-System

schematische Darstellung einer SW an der Grenzschicht von zwei Medien unterschiedlicher Dichte. Ein Volumenelement, das aus seiner Ruhelage um ξ ausgelenkt wird, besitzt eine Geschwindigkeit v_z in vertikaler Richtung, jedoch kann sich die SW nur entlang des Interface ausbreiten, so dass diese selbst keine vertikale Geschwindigkeitskomponente besitzt. Folglich haben SW in diskret geschichteten Medien nur horizontale Geschwindigkeitskomponenten. Anders verhält es sich bei einer kontinuierlichen Schichtung, da hier auf aufgrund von vertikal ausgedehnten Dichtegradienten auch eine Vertikalgeschwindigkeit auftritt. Im Folgenden soll deshalb der allgemeine Fall einer periodischen Schwankungsbewegung in drei Raumrichtungen betrachtet werden. Angenommen wird zunächst ein ruhendes und isothermes Betrachtungsgebiet, in dem vertikale Bewegungen adiabatisch erfolgen. Der Druck $p(z)$ sei höhenabhängig und erfülle

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g = 0 \quad (1)$$

Zusätzlich wird für ein Volumenelement Inkompressibilität angenommen. In der Atmosphäre und im Ozean wird diese Bedingung für kleine Strömungsgeschwindigkeiten hinreichend erfüllt.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_z \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

Die reibungsfreien Bewegungsgleichungen lauten dann

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial z} + g\rho = 0. \quad (5)$$

Für den einfachen Fall, dass keine horizontalen Strömungen und auch keine Druckschwankungen im Medium auftreten, ist aus Gl. 2 und Gl. 5. folgende Schwingungsdifferentialgleichung ableitbar

$$\frac{\partial^2 v_z}{\partial t^2} - \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial^2 \rho_0}{\partial z} v_z = 0. \quad (6)$$

Die oszillierende Lösung dieser Gleichung hat dann die Eigenfrequenz

$$\omega_z^2 \equiv N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}. \quad (7)$$

N wird als Brunt-Väisälä-Frequenz oder auch Auftriebsfrequenz bezeichnet und charakterisiert gerade die zeitliche Periode, mit der ein um seine Ruhelage ausgelenktes Fluidvolumen oszilliert. Werden im allgemeinen Fall Druckschwankungen zugelassen, geht Gl. 6 über in

$$\frac{\partial^2 v_z}{\partial t^2} - \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial^2 \rho_0}{\partial z} v_z + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p}{\partial t \partial z} = 0. \quad (8)$$

Wird der Druck p aus Gl. 8 mittels der horizontalen Impulsgleichung eliminiert, folgt unter der Annahme, dass die hier beschriebenen Wellen klein im Vergleich zur Skalenhöhe sind

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 v_z + N^2 \nabla_h^2 v_z = 0. \quad (9)$$

Es lässt sich an dieser Stelle bereits erkennen, dass die räumliche Ausbreitung dieser Wellen nicht mehr isotrop erfolgt, da sich ∇_h nur auf die horizontalen Ableitungen bezieht.

Werden ebene Wellen der Form

$$v_z = v_z^0 \cos(\vec{K}\vec{x} - \omega t) \quad \text{mit} \quad \vec{K}\vec{x} = k \cdot x + l \cdot y + m \cdot z \quad (10)$$

als Lösungsansatz verwendet, ergibt sich die Dispersionsrelation

$$\omega^2 K^2 = N^2 (k^2 + l^2). \quad (11)$$

Die Eigenfrequenz der SW beträgt dann

$$\omega = \pm N \frac{K_h}{K} = \pm N \cos \vartheta, \quad (12)$$

wobei K_h hier die horizontalen Komponenten des Wellenvektors beschreibt.

Dabei ist zu beachten, dass die Frequenz, mit der sich eine SW ausbreitet, bei vorgegebener Schichtung N nur von der Orientierung des Wellenvektors K abhängig ist. Abbildung 3 stellt dies zur Verdeutlichung dar.

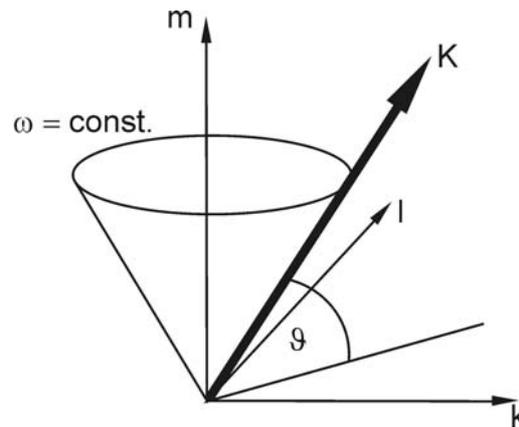


Abb.3: Orientierung des Wellenvektors K mit Fläche konstanter Frequenz

Eine weitere Eigenschaft, die sich ableiten lässt, ist die Orientierung der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit zueinander. Die Gruppengeschwindigkeit beträgt

$$\vec{c}_g = \vec{e}_x \frac{\partial \omega}{\partial k} + \vec{e}_y \frac{\partial \omega}{\partial l} + \vec{e}_z \frac{\partial \omega}{\partial m}, \quad (13)$$

so dass für das Skalarprodukt

$$\vec{K} \cdot \vec{c}_g = \frac{N^2 m^2}{\omega K^4} (k^2 + l^2 - K_h^2) = 0. \quad (14)$$

gilt. Dies bedeutet, dass die Phasengeschwindigkeit und die Gruppengeschwindigkeit senkrecht aufeinander stehen. Bewegt sich die Phase φ einer SW aufwärts, so ist ihre Gruppengeschwindigkeit c_g abwärts gerichtet (Abb. 4). Folglich bewegt sich ein Fluidelement entlang einer Front konstanter Phase, ebenso die Energie, die durch diese Welle transportiert wird, so dass diese Wellen auch als Scherwellen bezeichnet werden (Kundu und Cohen 2008).

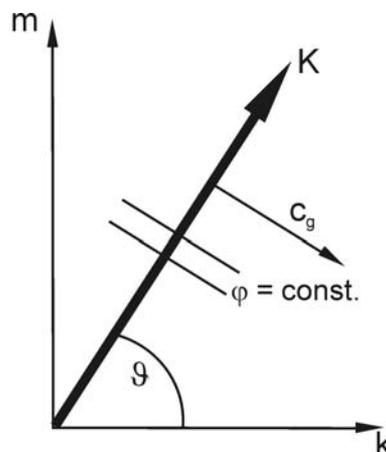


Abb. 4: Orientierung von Wellenvektor, Phasenfront und Gruppengeschwindigkeit zueinander

Für SW mit Periodendauern, die in der Größenordnung der Inertialfrequenz f liegen, ist aufgrund ihrer großen Wellenlängen die Erdrotation nicht mehr zu vernachlässigen. Wird die Corioliskraft mit berücksichtigt, dann folgt für Gl. 9 (Pedlosky 2003)

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2 v_z + f^2 \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} + N^2 \nabla_h^2 v_z = 0. \quad (15)$$

f ist die Coriolisfrequenz

$$f = 2\Omega \sin \theta, \quad (16)$$

Ω die Rotationsgeschwindigkeit und θ der geographische Breitengrad. Für die Eigenfrequenz ω der SW kann dann abgeleitet werden

$$\omega^2 = f^2 \sin \theta + N^2 \cos \theta. \quad (17)$$

Das Spektrum für SW ist damit begrenzt, da sie maximal mit der Auftriebsfrequenz N und minimal mit der Coriolisfrequenz f oszillieren können.

Laboruntersuchungen

Trotz der bekannten Eigenschaften von SW sind insbesondere deren Wirkungs- bzw. Wechselwirkungsmechanismen mit der Umgebung nur unzureichend bekannt. Um die beschriebenen Fragestellungen zu untersuchen, werden neben Feldmessungen (Höffner und Lautenbach 2009, Gerding et al. 2007, Gerding et al. 2009, Burchard et al. 2008) auch numerische Modelle (Becker und McLandress 2009, Zülicke und Peters 2008) eingesetzt, die jedoch hinsichtlich der verwendeten Parametrisierung des turbulenten Übergangs von SW aufgrund von dynamischen Instabilitäten verbessert werden müssen.

Im Rahmen eines Graduiertenkollegs zur weiterführenden Untersuchung von Schwerewellen und Turbulenz in der Atmosphäre und im Ozean sollen nun neue quantifizierende Messungen erfolgen. Neben Feldmessungen, die durch die Leibniz-Institute für Atmosphärenphysik (Kühlungsborn) und Ostseeforschung (Warnemünde) durchgeführt werden, können in-situ Labormessungen besonders im Bereich kleinskaliger Prozesse zur Erweiterung des physikalischen Verständnisses beitragen.

Der Kanal für geschichtete Strömungen (Abb. 5) wird hier die experimentelle Grundlage bilden. Konzipiert als maßstabsgetreues Modell der Ostsee im Bereich des Arkona-Beckens kann (Menzel et al. 2008) die Versuchsanlage 2-Phasen-Wasserströmungen erzeugen. Eine horizontale Schichtung erfolgt durch die Regulierung der Dichte, die durch Zugabe von Salz beeinflusst wird. Ebenso können im Rahmen der geometrischen Abmessungen der Messstrecke die Höhen der Layer beeinflusst werden.

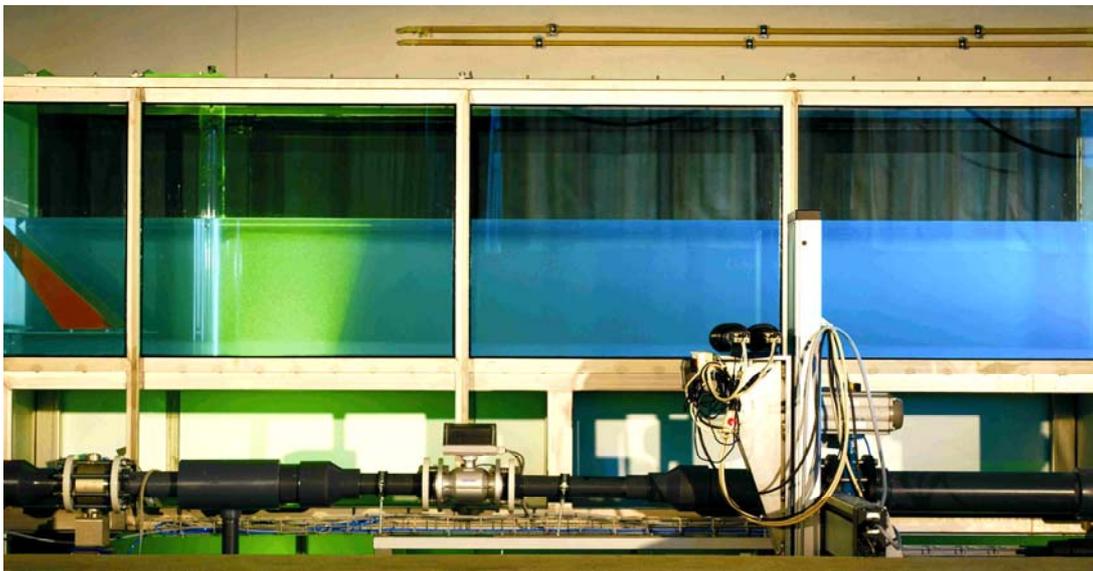


Abb. 5: Messstrecke des Kanals für geschichtete Strömungen mit PIV/PLIF-Messsystem

Für quantifizierende Untersuchungen verfügt der Kanal über ein kombiniertes Particle Image Velocimetry (PIV) und Planar Laser-Induced Fluorescence Messsystem (PLIF), das erreichbare Auflösungen von 1 mm x 1 mm bei einem Beobachtungsgebiet von 22 cm x 12 cm mit einer zeitlichen Auflösung von 15 Hz ermöglicht.

Aufbauend auf den bisher in diesem Bereich gewonnenen Erfahrungen hinsichtlich der eingesetzten Erzeugungsmechanismen für SW (Troy und Koseff 2005, Gostiaux et al. 2006a) wird die Versuchsanlage mit einem System zur Erzeugung von SW ausgerüstet, dessen Grundlage ein horizontal orientierter Vollzylinder ist (Abb. 6). Dieser kann mittels eines Linearaktuators vertikal verfahren werden. So können einerseits durch harmonische Oszillationsbewegungen des Aktuators monofrequente SW an der Grenzschicht der Layer mit einer beliebigen Frequenz (unter Berücksichtigung der Auftriebsfrequenz) erzeugt werden. Darüber hinaus bietet der gewählte Anregungsmechanismus die Möglichkeit, unter Ausnutzung der Dispersionsrelation von SW an einem 2-Schichten-System, polychromatische Wellenzüge zu erzeugen,

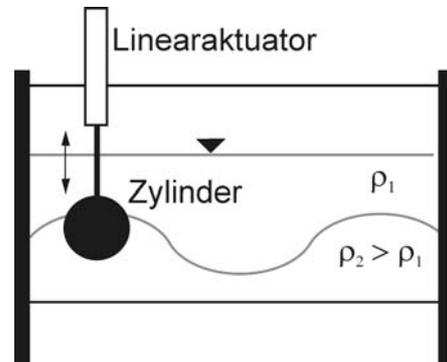


Abb. 6: schematische Darstellung des Wellenerzeugers

die dann bei geeigneter Parameterwahl durch konstruktive Überlagerung instabil werden und schließlich durch Turbulenzanregung zerfallen. Besonders hervorzuheben ist hier außerdem, dass die Möglichkeit, SW mit einer gleichzeitigen, definierten Scherschichtströmung zu untersuchen, erstmals unter Laborbedingungen durchgeführt werden kann.

Neben der Transition aufgrund dynamischer Prozesse sind Untersuchungen geplant, die den Einfluss von SW beim Auflaufen auf einen Flachhang (Gostiaux et al. 2006b) qualitativ in Hinblick auf das Mischungsverhalten untersuchen. Ebenfalls soll geklärt werden, inwieweit die Frequenz der SW diesen Mischungsprozess beeinflussen kann.

Zusammenfassung

Obwohl das Phänomen der Schwerewellen seit vielen Jahrzehnten bekannt ist, ermöglichen erst moderne Messtechniken wie LIDAR, LIV oder PIV aussagekräftige Untersuchungsergebnisse. Dennoch sind viele Prozesse, die im Zusammenhang mit der Ausbreitung und dem Zerfall von Schwerewellen stattfinden, unzureichend verstanden. Die geplanten Messungen am Kanal für geschichtete Strömungen sollen in Zusammenarbeit mit den kooperierenden Einrichtungen helfen, ausgewählte Lücken im Verständnis zu schließen.

Literatur

- Zhang, H.P., King, B., Swinney, H.L., 2007: "Experimental study of internal gravity waves generated by supercritical topography", *Phys. Fluids* 19, 096602
- Hines, C.O., 1960: "Internal atmospheric gravity waves at ionospheric Heights", *Canadian Journal of Physics*, 38, pp. 1441-1481
- Lübken, F.-J., 1999: "Thermal structure of the Arctic summer mesosphere", *Journal of Geophysical Research*, 1999, 104, pp. 9135-9149
- Kerr, R.A., 1997: "Earth Science: Elusive Ocean Mixing Nabbed", *Science* 275 (5297), 160b
- Kundu, P.K., Cohen, I.M., 2008: "Fluid Mechanics", 4th Ed., Elsevier Academic Press
- Pedlosky, J., 2003: „Waves in the Ocean and Atmosphere“, Springer-Verlag
- Höffner, J., Lautenbach, J., 2009: "Daylight measurements of mesopause temperature and vertical wind with the mobile scanning iron lidar", *Opt. Lett.*, 34, pp. 1351-1353
- Gerding, M., Höffner, J., Rauthe, M., Singer, W., Zecha, M., Lübken, F.-J., 2007: "Simultaneous observation of noctilucent clouds, mesospheric summer echoes, and temperature at a midlatitude station (54°N)", *J. Geophys. Res.*, 112, D12111
- Gerding, M., Theuerkauf, A., Suminska, O., Lübken, F.-J., 2009: "Balloon-borne hot wire anemometer for stratospheric turbulence soundings", *ESA Special Publication No. 671*
- Burchard, H., Craig, P.D., Gemrich, J.R., van Haren, H., Mathieu, P.-P., Meier, H.E.M., Nimmo Smith, W.A.M., Prandke, H., Rippeth, T.P., Skillingstad, E.D., Smyth, W.D., Welsh, D.J.S., Wijesekera, H.W., 2008: "Observational and numerical modeling methods for quantifying coastal ocean turbulence and mixing", *Progr. Oceanogr.*, 76, pp. 399-442
- Becker, E., McLandress, C., 2009: "Consistent scale interaction of gravity waves in the Doppler-spread parameterization", *J. Atmos. Sci.*, 66, pp. 1434–1449
- Zülicke, C., Peters, D., 2008: "Parameterization of strong stratospheric inertia-gravity waves forced by poleward breaking Rossby waves", *Mon. weather rev.* 136, pp. 98 -119
- Menzel, P., Hüttmann, F., Leder, A., 2008: „PLIF/PIV- sowie Stereo-PIV-Untersuchung der Mischung in einer geschichteten Salzwasserströmung im Nachlauf eines Kreiszyinders“, *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik - 16. Fachtagung der GALA e.V. 2008*, Universität Karlsruhe, pp. 16.1 – 16.8
- Troy, C.D., Koseff, J.R., 2005: "The generation and quantitative visualization of breaking internal waves", *Exp. i. Fl.*, 38, pp. 549–562
- Gostiaux, L., Didelle, H., Mercier, S., Dauxois, T., 2006: "A novel internal waves generator", *Exp. Fluids*, 42, pp. 123-130
- Gostiaux, L., Dauxois, T., Didelle, H., Sommeria, J., Viboud, S., 2006: "Quantitative laboratory observations of internal wave reflection on ascending slopes", *Phy. o. Fl.*, 18(5), 056602-056602-10