

# Turbulentes Strömungsgeräusch an gekrümmten Schleppantennen

Jan Abshagen, Volkmar Nejedl

WTD71, Forschungsbereich für Wasserschall und Geophysik,

Berliner Strasse 115, 24340 Eckernförde, Deutschland, Email: Jan.Abshagen@bwb.org

## Einleitung

Lineare Schleppantennen, sog. „Towed Arrays“, werden vorwiegend zur Ortung und zur seismischen Exploration im Meer eingesetzt. Sie bestehen zumeist aus flexiblen Schläuchen mit einem Radius  $a$  von wenigen Zentimetern und einer Länge  $L$  von bis zu einigen hundert Metern. Bei hinreichendem Abstand vom Schleppschiff und bei ausreichender Tiefe liegt die wichtigste Ursache für das sogenannte Eigenstörgeräusch in der sich um den Schlauch ausbildenden turbulenten Grenzschicht, die bei typischen Schleppgeschwindigkeiten von  $O(1 \frac{m}{s})$  bis  $O(10 \frac{m}{s})$  im Antennenbereich auftritt. Die in der Grenzschicht entstehenden Druckfluktuationen werden durch die Schlauchwand in das Innere der Antenne übertragen und in den einzelnen Hydrofonen als Störgeräusch registriert. Diese turbulenten Fluktuationen können zudem mechanische Wellen im Array induzieren. Beide Effekte tragen zum strömungsinduzierten Eigenstörgeräusch bei, welches die akustische Leistungsfähigkeit einer Antenne limitiert.

Die Eigenschaften der turbulenten Grenzschicht eines Zylinders in *axialsymmetrischer* Anströmung [1] unterscheiden sich von denen an ebenen Platten [2] sofern die Grenzschichtdicke größer als der Radius wird, was wegen  $L/a = O(10^3 - 10^4)$  bei Towed Arrays im Antennenbereich typischerweise der Fall ist. Cipolla and Keith [3] haben Untersuchungen der turbulenten Grenzschicht an einem experimentellen Towed-Array mit  $L = 129,8$  m und  $a = 19$  mm durchgeführt. Die Hydrophonsektion bildete mit 24 cm nur einen sehr kleinen Teil des Arrays, erlaubte aber wegen des sehr geringen Hydrofonabstandes von 5 mm eine detaillierte Untersuchung der konvektiven Turbulenzspuren im Wellenzahl-Frequenz-Raum für bis zu  $k \approx 100 \frac{1}{m}$ . Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde auch die Entwicklung der Grenzschichtturbulenz bei Fahrt von Drehkreisen untersucht, die zu einer Querkomponente in der Anströmung des Arrays führen. Queranströmung von Zylindern kann zur Ablösung von Wirbeln führen [4].

## Experiment

Während einer Forschungsfahrt mit FS „Planet“ im Skagerak in 2009 wurden Untersuchungen zum turbulenten Strömungsgeräusch mit einem Towed Array durchgeführt. Das Towed Array hatte eine Gesamtlänge von mehreren hundert Metern und wurde zwischen 600 m und 1000 m hinter FS „Planet“ mit einer Geschwindigkeit von 4–10 kn ( $2,1 - 5,1 \frac{m}{s}$ ) geschleppt. Die Lauftiefe des Towed Arrays lag zwischen 80 m und 120 m, das akustische Umgebungsstörgeräusch war relativ hoch.

Die für die Untersuchungen benutzte Hydrofonsektion war ca. 200 m hinter dem Anfang des Arrays positioniert und hatte eine Länge von  $L = 17,98$  m. Sie bestand aus 32 Hydrofonen, die äquidistant in einem Abstand von  $\Delta x = 0,58$  cm angeordnet waren. Der Radius des Arrays betrug  $a = 35$  mm, d.h.  $L/a = O(10^4)$ . Es wurden sowohl stationäre Messungen bei konstanter Schleppgeschwindigkeit  $v$  durchgeführt als auch GPS-gestützte Drehhalbkreise mit unterschiedlichen Winkelgeschwindigkeiten  $\Omega$  und konstantem  $v$  gefahren.

## Ergebnisse

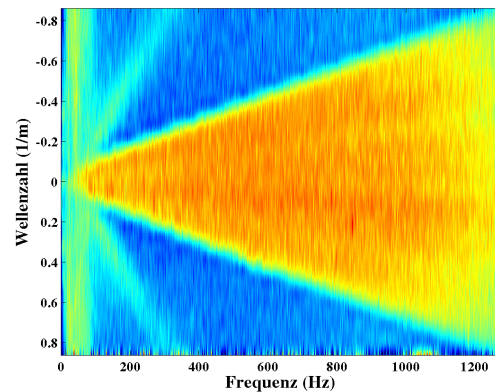
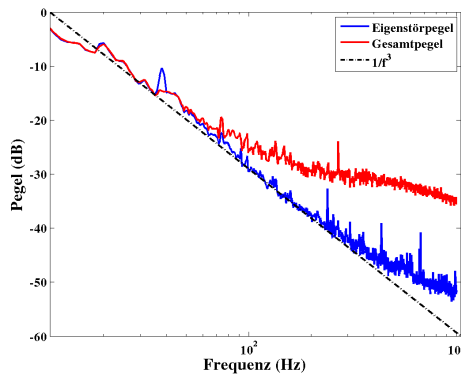


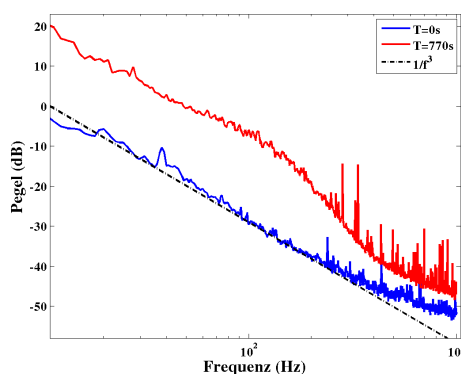
Abbildung 1: Wellenzahl-Frequenz-Diagramm bei  $v = 4,1 \frac{m}{s}$ .

Im Gegensatz zu [3] war diese Untersuchung auf den *sub-konvektiven* Wellenzahlbereich, der sich unmittelbar oberhalb des akustischen anschließt, fokussiert. Nur für sehr niedrige Frequenzen finden sich konvektive Turbulenzspuren. Ein Wellenzahl-Frequenz-Diagramm einer stationären Messung, die bei einer Schleppgeschwindigkeit von  $v = 4,1 \frac{m}{s}$  durchgeführt wurde, ist in Abbildung 1 zu sehen. Aus Darstellungsgründen ist der Wellenzahlraum interpoliert worden. Das für Linearantennen typische Dreieck, welches den akustischen Bereich markiert, reflektiert die sich mit Überschallgeschwindigkeit entlang des Arrays ausbreitenden projizierten Wasserschallwellen, die aus unterschiedlichen Richtungen einfallen. Außerhalb dieses Dreiecks findet man den sog. *virtuellen* Bereich, d.h. einen Störpegel, der wegen der zu geringen Ausbreitungsgeschwindigkeit keinen akustischen Ursprung haben kann. Außer den Spuren von strömungsinduzierten Seilwellen findet man in Abbildung 1 eine im Wesentlichen homogene Verteilung im *virtuellen* Bereich des Wellenzahlraumes, was im tieffrequenten (konvektiven) Bereich auch auf die Wellenzahlauflösung zurückzuführen ist.



**Abbildung 2:** Gesamtpegel und Eigenstörpegel bei  $v = 4,1 \frac{m}{s}$ .

Die Separation von akustischem und *virtuellem* Bereich erlaubt eine Schätzung des strömungsinduzierten Eigenstörpegels unabhängig von den akustischen Messbedingungen. Diese Schätzung beruht auf der Annahme, dass sich der Pegel im virtuellen Bereich homogen in den akustischen fortsetzt, dort aber von den akustischen Störgeräuschen überlagert wird. Die Schätzung des strömungsinduzierten Eigenstörpegels für den Frequenzbereich von 10 Hz - 1 kHz bei  $v = 4,1 \frac{m}{s}$  ist in Abbildung 2 zu sehen. Der spektrale Abfall des strömungsinduzierten Eigenstörpegels gehorcht einem Skalengesetz  $P \propto 1/f^3$  über einen weiten Frequenzbereich (elektronisches Rauschen ist eine mögliche Ursache für die *Abflachung* bei hohen Frequenzen). Zum Vergleich ist der mittlere Gesamtpegel an einem Hydrofon in Abbildung 2 eingezeichnet. Bei niedrigen Frequenzen dominiert der Eigenstörpegel den Gesamtpegel, während der Gesamtpegel zu höheren Frequenzen spektral flacher abfällt, so dass dieser dort dominant ist.



**Abbildung 3:** Eigenstörpegel von geradem und gekrümmten Array bei  $v = 4,1 \frac{m}{s}$ .

In Abbildung 3 ist ein Vergleich des strömungsinduzierten Eigenstörpegels eines geraden und eines gekrümmten Arrays bei der Schleppgeschwindigkeit  $v = 4,1 \frac{m}{s}$  dargestellt. Die Messung mit geradem Array wurden vor und die mit gekrümmtem Array unmittelbar nach Beendigung einer Drehung um  $180^\circ$  mit einer Winkelgeschwindigkeit von  $\Omega = 18^\circ/\text{min}$  durchgeführt. Die Drehung von

FS „Planet“ wurde GPS-gestützt gefahren, während das Array zu Beginn mit einiger Verzögerung der Bewegung des Schiffes auf einer dreidimensionalen Trajektorie folgt. Zum Messzeitpunkt ist aber von einer festen Krümmung des Arrays auszugehen.

In Abbildung 3 ist eine deutliche Erhöhung des strömungsinduzierten Eigenstörpegels beim gekrümmten Array im Vergleich zum geraden Array zu beobachten. Ein signifikanter Anstieg tritt vorrangig im tieffrequenten Bereich bis  $f \approx 200$  Hz auf, aber auch im höheren Frequenzbereich steigt der Eigenstörpegel leicht an. Im Wellenzahl-Frequenz-Raum ist dieser tieffrequente Anstieg relativ homogen über den gesamten Wellenzahlbereich verteilt, so dass der mittlere Pegel im *virtuellen* Bereich ein plausibler Schätzer für diese Messungen darstellt. Die vorhandene Messkonfiguration erlaubt jedoch keine Separation von turbulenten Fluktuationen, Wirbelablösungen und den strömungsinduzierten mechanischen Wellen des Towed Arrays.

## Zusammenfassung

Untersuchungen mit einem *großen* Towed Array haben gezeigt, dass es einen signifikanten Unterschied im Eigenstörpegel von geraden und gekrümmten Antennen gibt. Insbesondere im tieffrequenten Bereich kann es zu einem signifikanten Anstieg des strömungsinduzierten Eigenstörpegels bei gekrümmten Arrays kommen. Beim gekrümmten Array gibt es neben der axialen Komponente der Anströmung auch eine zusätzliche Querkomponente. Reine Querströmung würde zu einer Karman'schen Wirbelstraße führen, während die genauen Eigenschaften der Wirbelablösung am Zylinder von dem Verhältnis von Längs- und Querstrom abhängen. Diese Untersuchungen sind in qualitativer Übereinstimmung mit denen von Cipolla und Keith [3], quantitativ finden sich jedoch Unterschiede im Frequenzbereich. Die Pegelerhöhungen sind hier bis zu signifikant höheren Frequenzen zu beobachten als bei [3].

## Literatur

- [1] G.N.V. Rao, J. Appl. Mech. **89**, 237 (1967); W.W. Willmath and C.S. Young, J. Fluid Mech. **41**, 47 (1970); A.L.W. Bokde, R.M. Lueptow, and B. Abraham, Phys. Fluids **11**, 151 (1999).
- [2] W.W. Willmarth, Annu. Rev. Fluid Mech. **7**, 13, (1975); W. Blake, *Mechanics of Flow-induced Sound and Vibration I, II*, AP (1986); M. Bull, J. Sound Vib. **190**, 299, (1996); W.R. Graham, J. Sound Vib. **206**, 541, (1997); Y. F. Hwang, W. K. Bonnes, and S.A. Hambric, J. Sound Vib. **319**, 199, (2009); M.S. Howe, J. Sound. Vib. **314**, 113 (2008).
- [3] K.M. Cipolla and W.M. Keith, Ocean Eng. **35**, 1052 (2008); W.L. Keith, K.M. Cipolla, and D. Furey, Exp. Fluids **46**, 181 (2009).
- [4] M.K. Bull, W.A. Dekker, Phys. Fluids A **5**, 3296 (1993); D. Bucker and R. Lueptow, Exp. Fluids **25**, 487 (1998).