

# **Turbulente Vermischungsprozesse und Zirkulation im Auftriebsgebiet vor Nordwestafrika**

## **Dissertation**

zur Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Christian-Albrechts-Universität  
zu Kiel

vorgelegt von

**Jens Schafstall**

Kiel

2010



**IFM-GEOMAR**

Leibniz-Institut für Meereswissenschaften  
an der Universität Kiel

Referent: Dr. Marcus Dengler  
Korreferent: Prof. Dr. Claus Böning

Tag der mündlichen Prüfung: 19.05.2010  
Zum Druck genehmigt: 19.05.2010

---

Prof. Dr. rer. nat. Lutz Kipp  
– Dekan –

## **Widmung**

Ich widme diese Dissertationsarbeit meiner Tochter Mira Luise.



# Eidesstattliche Versicherung

Ich versichere an Eides statt, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation – abgesehen von der Beratung durch meine Betreuer – selbstständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt und alle benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben habe. Ich erkläre, dass die vorliegende Arbeit gemäß der Grundsätze zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft erstellt wurde.

Ich versichere ferner, dass weder diese noch eine ähnliche Arbeit zur Erlangung eines Doktorgrades bereits an anderer Stelle eingereicht worden ist.

Kiel, 25. Mai 2010

---

(Jens Schafstall)



# Zusammenfassung

Das mauretanische Auftriebsgebiet ist eine der biologisch produktivsten Region im Weltozean und ist ferner als Quelle verschiedener klimarelevanter Spurengase bekannt, wodurch ihm eine wichtige Rolle im globalen Ökosystem zukommt. Diese Studie untersucht klimarelevante physikalische und biogeochemische Prozesse anhand von Mikrostruktur-, CTD- und ADCP-Messungen, die auf fünf Forschungsfahrten zwischen 2005 und 2008 erhoben wurden.

Ziel dieser Arbeit ist die Identifikation dominanter turbulenter Vermischungsprozesse und die Quantifizierung ihrer Bedeutung für das Auftriebsgebiet vor Nordwestafrika. Hierzu wurde sowohl Stärke als auch räumliche Verteilung des vertikalen Austauschkoeffizienten anhand von Energie-dissipationsraten bestimmt. Die während der verschiedenen Reisen durchgeführten Turbulenzmessungen zeigten, dass die Vermischung im mauretanischen Auftriebsgebiet nahe des Kontinentalhangs am größten ist. Die beobachtete mittlere Dissipationsrate küstenwärts der 500-m-Isobathe (entfernt von der Oberfläche) beträgt  $5 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$ . Der resultierende mittlere Austauschkoeffizient in dieser Region ist mit  $K_\rho = 12 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  um mehr als eine Größenordnung stärker gegenüber den Werten, die weiter entfernt von der Küste bestimmt wurden. Diese verstärkte Vermischung liefert einen erheblichen Anteil des Austausches von Wärme, klimarelevanten Spurengasen und von Nährstoffen zwischen der Deckschicht und dem tieferen Ozean. Eine Vielzahl von Prozessen ist verantwortlich für die erhöhte Vermischung, wobei die Wechselwirkungen zwischen internen Gezeiten und Topographie dominieren. Die präsentierten Beobachtungen zeigen ferner das hohe Maß an räumlicher und zeitlicher Variabilität der Vermischung im oberen Ozean.

Zusätzlich ergaben die Untersuchungen zur Zirkulation ein modifiziertes Bild der Oberflächenströmungen im Vergleich zu vorangegangenen Untersuchungen. Insbesondere konnte eine süd-wärtige Fortsetzung des Kanarenstroms auf dem Schelf nicht beobachtet werden. Die Existenz eines östlichen Randstroms, der in der Literatur als Upwelling Undercurrent (UUC) beschrieben wird, konnte bestätigt und sein mittlerer Transport mit etwa 1 Sv abgeschätzt werden. Er stellt den wesentlichen Versorgungspfad für das küstennahe Auftriebsgebiet mit nährstoffreichem Süd-atlantischen Zentralwasser aus dem Süden dar. Im Allgemeinen wird die Zirkulation jedoch durch Wirbel dominiert. Eine zyklonale Zirkulationszelle zwischen der afrikanischen Küste und den Kapverdischen Inseln konnte insofern bestätigt werden, als dass küstennah verstärkt eine nord-wärtige und küstenfern verstärkt eine süd-wärtige Strömungstendenz beobachtet wurde.



# Abstract

The upwelling region off Mauritania is an important region for the global ecosystem as it is one of the most productive areas of the world ocean. Additionally it is an oceanic source for several climate relevant trace gasses such as CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>O. This study determines physical and biogeochemical processes from microstructure, CTD and ADCP measurements taken on five ship surveys during the period 2005 – 2008.

The main focus of this study is to identify turbulent mixing processes and to quantify their importance for the upwelling region off Mauritania. Therefore magnitude and spatial distribution of vertical diffusivities has been determined from energy dissipation rates. The turbulence measurements taken from these surveys show that the mixing is greatest close to the shelf break. The observed mean dissipation rates inshore of the 500 m isobath (away from the surface) is  $5 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$ . The resulting mean diffusion coefficient of  $K_{\rho} = 12 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  is more than one magnitude higher compared to the values found at greater distances from the coast. This increased mixing is responsible for an increased exchange of heat, climate relevant trace gases and nutrients between the surface layer and the deeper ocean. Many processes are responsible for the increased mixing dominated by the interaction between internal tide and topography. The presented observations also show high variabilities, both spatial and temporal, in the mixing rates of the upper ocean.

Additionally, studies of the circulation show a modified surface circulation in comparison to previous studies. A southward continuation of the Canary Current on the shelf was not observed. The existence of an easterly boundary current, also known as Upwelling Undercurrent (UUC), could be confirmed with a mean transport of 1 Sv. It describes the main supply of the nutrient rich South Atlantic Central Water for the coastal upwelling region. Generally the circulation is dominated by eddies. The observed intensified inshore northwards and offshore southwards current tendency between the African coast and the Cape Verde Islands give the confirmation for a cyclonical circulation cell.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>i</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Zirkulation und Hydrographie des tropischen Nordostatlantiks</b>	<b>7</b>
2.1. Saisonale Verlagerung der Intertropischen Konvergenzzone . . . . .	7
2.2. Großräumige Zirkulation des tropischen Atlantiks . . . . .	9
2.3. Zirkulation vor der nordwestafrikanischen Küste . . . . .	12
2.4. Wassermassen im oberen tropischen Atlantik . . . . .	16
<b>3. Daten und Methoden</b>	<b>21</b>
3.1. Forschungsfahrten . . . . .	21
3.2. Verankerungsprogramm . . . . .	22
3.3. CTD-Daten . . . . .	24
3.4. Akustische Strömungsmessungen . . . . .	25
3.5. Mikrostrukturmessungen . . . . .	26
3.6. Satellitenbeobachtungen . . . . .	37
<b>4. Windgetriebener Küstenauftrieb</b>	<b>41</b>
4.1. Theorie der windgetriebenden Zirkulation . . . . .	41
4.2. Saisonalität des windgetriebenden Küstenauftriebs vor Mauretanien . . . . .	45
4.3. Zusammenfassung . . . . .	51
<b>5. Zirkulation im mauretanischen Auftriebsgebiet</b>	<b>55</b>
5.1. Wassermasseneigenschaften vor Mauretanien . . . . .	55
5.2. Zirkulation des Oberflächenwassers . . . . .	64
5.3. Zirkulation des Zentralwassers . . . . .	68
5.4. Upwelling Unterstrom . . . . .	71
5.5. Gezeitensignale am Hang . . . . .	77
5.6. Zusammenfassung . . . . .	93
<b>6. Turbulente Vermischung</b>	<b>97</b>
6.1. Turbulente Vermischungsprozesse . . . . .	98
6.2. Vermischungsparametrisierung . . . . .	110
6.3. Diapyknische Stoffflüsse . . . . .	117

6.4. Zusammenfassung . . . . .	130
<b>7. Synthese</b>	<b>133</b>
<b>A. Tidal induced mixing and nutrient fluxes in the Mauritanian upwelling region</b>	<b>139</b>
A.1. Introduction . . . . .	140
A.2. Data and methods . . . . .	141
A.3. Observations . . . . .	144
A.4. Finescale scaling of turbulent dissipation . . . . .	158
A.5. Nutrient Fluxes . . . . .	163
A.6. Summary and Conclusions . . . . .	165
<b>B. Fehlerbetrachtung</b>	<b>171</b>
<b>C. Beiträge zu wissenschaftlichen Konferenzen</b>	<b>175</b>
C.1. MOCA, 2009 - Vortrag . . . . .	175
C.2. SOPRAN Jahrestreffen, 2009 - Vortrag . . . . .	176
C.3. SOPRAN Jahrestreffen, 2008 - Poster . . . . .	177
C.4. AMMA, Karlsruhe, 2007 - Vortrag . . . . .	178
C.5. Liege, 2007 - Vortrag . . . . .	179
C.6. WTD, 2005 - Vortrag . . . . .	180
<b>D. Glossar</b>	<b>181</b>
Abkürzungen . . . . .	181
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>183</b>
Abbildungen . . . . .	185
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>187</b>
Tabellen . . . . .	187
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>189</b>
Literatur . . . . .	205
<b>Danksagung</b>	<b>207</b>

# 1. Einleitung

Zielsetzungen dieser Arbeit sind: Die turbulente Diffusion und die mit ihr verbundenen Stoffflüsse sowie die Zirkulation im Auftriebsgebiet vor Mauretanien besser zu verstehen. Bevor diese Zielsetzungen motiviert werden, ist es zunächst wichtig, zu erklären, was turbulente Diffusion ist und welchen Einfluss sie auf das System Ozean besitzt.

Die diapyknische Diffusion ist ein kleinskaliger Vermischungsprozess über Flächen gleicher Dichte. Für den bewegungslosen Fall mit vertikaler Schichtung wird die diapyknische Diffusion allein durch die Brownsche Bewegung bestimmt. Im Ozean wird dieser Prozess durch kleinskalige Turbulenzen intensiviert, bekannt als turbulente Diffusion. Dabei verstärken turbulente Bewegungen die Gradienten von Temperatur und anderen gelösten Stoffen (wie Salz und Nährstoffe) im Ozean, die ihrerseits in einer beschleunigten Diffusion auf molekularen Skalen resultieren. Der resultierende Effekt der diapyknischen Vermischung ist eine Änderung der Wassermasseneigenschaften, d. h. eine Änderung der Position des Schwerpunkts in der Wassersäule. Ein Teil der kinetischen Energie, die in der Turbulenz enthalten ist, wird in potenzielle Energie umgewandelt. Die Stärke der Turbulenz wird typischerweise über die Energieverlustrate der turbulenten kinetischen Energie (TKE) pro Masse quantifiziert, die mit dem Parameter  $\varepsilon$  angegeben wird. Die turbulente Strömung kann somit nur aufrechterhalten werden, wenn der Verlust an kinetischer Energie, der durch Reibungskräfte dauerhaft aufgebraucht wird, ständig ausgeglichen wird. Als die wesentlichen Energielieferanten werden die Gezeiten und der Wind angesehen, die beide etwa zu gleichen Anteilen die Energie bereitstellen (MUNK UND WUNSCH, 1998; WUNSCH UND FERRARI, 2004). Die Turbulenz beschreibt dabei den finalen Schritt innerhalb einer Energiekaskade, die bei den großskaligen Strömungen beginnt und zu kleinskaligen Phänomenen wie Wirbeln und Wellen weitergeht, die schließlich brechen und Teile ihrer kinetischen Energie auf molekularer Ebene durch Dissipation verlieren (BECKENBACH UND TERRILL, 2008; PRINSENBERG ET AL., 1974; RUDNICK ET AL., 2003). Die Verbindung zwischen den unterschiedlichen Skalen bilden die internen Wellen.

Um die Rolle der diapyknischen Diffusion im Ozean zu verstehen, ist es notwendig einen Überblick über die großräumige Zirkulation zu bekommen. Eine übliche Betrachtungsweise der meridionalen Umwälzzirkulation (meridional overturning circulation, MOC) ist, dass schweres Wasser in hohen Breiten gebildet wird, dort absinkt, sich in der Tiefe über das Ozeaninnere ausbreitet und schließlich in Upwellingregionen wieder zur Oberfläche gelangt. MUNK (1966) postulierte, dass

diese aufwärtsgerichtete Advektion von schwerem, kaltem Wasser durch eine abwärtsgerichtete Diffusion von Wärme balanciert wird, aus der die beobachtete Schichtung unterhalb der Thermokline resultiert. Ohne tief reichende Vermischung würde die stetige Bildung von kaltem, schwerem Wasser in den hohen Breiten dazu führen, dass sich das tiefe Innere der Ozeane unterhalb einer dünnen, warmen Deckschicht gleichmäßig mit kaltem Wasser auffüllt (SANDSTRÖM, 1908).

Den für das Gleichgewicht benötigten vertikalen Austauschkoeffizienten schätzte MUNK (1966) als einen Mittelwert über das gesamte Ozeanbecken mit  $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  ab. Im Gegensatz zu dieser gleichmäßigen Vermischungsrate haben direkte Messungen der vertikalen Vermischung entfernt von den Rändern in Tiefseeebenen gezeigt, dass der Austauschkoeffizient in der Größenordnung von  $1 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  liegt (GREGG, 1987; LEDWELL ET AL., 1993; KUNZE UND SANFORD, 1996). Um mehrere Größenordnungen erhöhte Vermischungsraten wurden dagegen an den Rändern und an unregelmäßiger Topographie wie z. B. den mittelozeanischen Rücken und untermeerischen Bergen festgestellt (z. B. POLZIN ET AL., 1995, 1997; TOOLE ET AL., 1997; LUECK UND MUDGE, 1997; LEDWELL ET AL., 2000; ALTHAUS ET AL., 2003). MUNK UND WUNSCH (1998) konnten zeigen, dass die Horizontalgeschwindigkeiten in der Tiefe ausreichend hoch sind, um stark vermisches Wasser gleichmäßig im Ozean zu verteilen. In der Folge stieg das wissenschaftliche Interesse an der Suche nach sogenannten „Hot Spots“ besonders starker Vermischung. Heute wird es als anerkannte Paradigma angesehen, dass das erforderliche Maß an Vermischung im Wesentlichen an den Rändern des Ozeans stattfindet.

Die Prozesse, die für das erhöhte Maß an Vermischung verantwortlich sind, sind vielfältig und überspannen einen weiten räumlichen sowie zeitlichen Bereich. Dabei wird die Hydrodynamik an den Rändern durch die Topographie selbst entscheidend beeinflusst, woraus sich Konsequenzen für die Vermischungsprozesse und turbulenten Transporte ergeben. Insbesondere bildet die Wechselwirkung der barotropen Gezeiten im geschichteten Ozean mit der Topographie, die zur Erzeugung von baroklinen Bewegungen führt, einen Schritt innerhalb der benannten Energiekaskade hin zu den turbulenten Skalen (z. B. INALL ET AL., 2000). Die Erzeugung von nichtlinearen, internen Wellen großer Amplitude sowie von Paketen derartiger Wellen ist vielfach Teil dieses Prozesses (GERKEMA UND ZIMMERMAN, 1995).

Wenn, wie vermutet wird, die Vermischung an den Rändern einen entscheidenden Faktor auch für die Schichtung im Inneren des Ozeans darstellt und dadurch zu einem wesentlichen Teil die Stärke der meridionalen Umwälzzirkulation bestimmt, ist es essenziell, die effektiven Prozesse zu verstehen, die die Vermischung an der geeigneten Topographie verstärkt. Die Bestimmung der Prozesse und der Rate des Energietransfers zwischen ihrer kinetischen und potenziellen Form innerhalb des Ozeans sowie die Dissipation von Energie, die durch Turbulenz verursacht wird, und deren Transfer zu Wärme sind zentrale Fragen innerhalb der Wissenschaft der Ozeanographie. Überdies bilden die Ränder der Ozeane mit ihren Schelfregionen und Kontinentalhängen auch eine Schlüsselregion für eine Vielzahl weiterer Fragestellungen innerhalb aller Disziplinen der Ozeanographie. Um die Bedeutung der Schelfregionen im Allgemeinen und der Küstenregion von

Mauretanien im Speziellen zu unterstreichen, seien hier nur einige Faktoren genannt.

Obwohl die küstennahen Regionen nur einen verhältnismäßig kleinen Anteil an der Oberfläche des Weltozeans einnehmen (ca. 7 %), sind es in der Regel Regionen von gesteigerter biologischer Produktivität, die zusammen für 15–30 % der totalen ozeanischen Primärproduktion verantwortlich sind (WOLLAST, 1998; MULLER-KARGER ET AL., 2005). Als Konsequenz kommt ihnen auch eine im Vergleich zur Fläche überproportional große Bedeutung in Bezug auf die Kohlenstoffdioxidaufnahme von 20–50 % des Gesamten zu (RIPPETH, 2005). Die Schelfrandregionen stellen damit eine kritische Grenzfläche im Erdsystem dar, die die biogeochemischen Kreisläufe der Kontinente, des Ozeans und der Atmosphäre miteinander verbindet.

Der Antrieb für die erhöhten biogeochemischen Stoffkreisläufe ist dabei ein erhöhtes Nährstoffangebot innerhalb der ozeanischen Deckschicht. Dieses reiche Nährstoffangebot in Küstenregionen wird allgemein von den Rändern durch Flusswasserzustrom sowie Eintrag aus der Atmosphäre (wie z. B. Staubeintrag von der Sahara (GUERZONI UND MOLINAROLI, 2005)) oder aber durch den Ozean selbst gespeist.

Eine entscheidende Grenzfläche innerhalb des Wassers nimmt dabei die saisonale Thermokline ein, welche die lichtdurchflutete Deckschicht von den lichtlimitierten, nährstoffreichen, tieferen Regionen abgrenzt. So konnten z. B. LEWIS ET AL. (1986) zeigen, dass der vertikale Fluss von Nährstoffen über die Thermokline hinweg in den oberen Ozean eine Schranke für die Exportrate von organischem Kohlenstoff aus der ozeanischen Deckschicht darstellt. Der Export ist der primäre Weg über den der Ozean als Senke von atmosphärischem CO<sub>2</sub> dienen kann.

Die Küstenregion vor Mauretanien im Speziellen ist Teil eines ausgedehnten, windgetriebenen Küstenauftriebsgebietes, das sich von der nordwestafrikanischen Küste bis hin zur Iberischen Halbinsel erstreckt. Dabei ist der Küstenauftrieb in dieser Region einem starken saisonalen Gang mit auftriebunterstützenden Winden im borealen Winterhalbjahr unterworfen. Weiterhin bildet diese Region die Übergangszone zwischen Nordatlantischem und Südatlantischem Zentralwasser, die im Wesentlichen den Auftrieb vor Nordwestafrika speisen. Beide Wassermassen weisen erhebliche Unterschiede bezüglich ihrer Wassermasseneigenschaften, aber auch bezüglich ihrer Tracerkonzentrationen auf. Die biologische Reaktion auf den Eintrag dieser Wassermassen in die euphotische Zone hängt daher stark von deren Ursprung und Zusammensetzung ab.

Im Winterhalbjahr zeichnet sich das mauretanische Auftriebsgebiet durch ein extrem reiches Nährstoffangebot aus, wodurch die biologische Produktion stark angetrieben wird und Mauretanien zu einer der biologisch aktivsten Regionen des Weltozeans macht. Dieses schlägt sich unter anderem auf einen verstärkten Fischfang in dieser Region nieder, der mit einem Bruttoumsatz von einer halben Milliarde US-Dollar pro Jahr einen bedeutenden ökonomischen Faktor darstellt.

Mit dem Aufsteigen von kühlerem, nährstoffreichen Wasser zur Oberfläche ist auch ein Eintrag von z. B. Distickstoffmonoxid (N<sub>2</sub>O, Lachgas) und Methan (CH<sub>4</sub>) verbunden, wodurch eine Übersättigung der Deckschicht bezüglich dieser Gase im Vergleich zur Atmosphärenkonzentration erzeugt wird. Diese Übersättigung resultiert in einem Ausgasen der genannten Stoffe aus dem

Ozean. Beide Gase wirken in der Troposphäre als starke Treibhausgase.  $N_2O$  ist zudem in der Stratosphäre indirekt an einem der wichtigsten Ozonreaktionszyklen beteiligt. Für den globalen Haushalt von  $N_2O$  kommt der ozeanischen  $N_2O$ -Emission eine große Bedeutung zu (BANGE, 2008a). Vergleichbar mit andere Küstenauftriebsgebiete – wie sie z. B. im Arabischen Meer und vor Kalifornien zu finden sind und die als starke ozeanischer  $N_2O$ -Quellen bekannt (NEVISON ET AL., 2004) sind – stellt auch das mauretaniche Auftriebsgebiet eine bedeutende ozeanische Quelle für  $N_2O$  dar.

Bedeutung erlangt dieses Gebiet auch als eine Schlüsselregion für ein besseres Verständnis von Klimafluktuationen im Bereich des tropischen Atlantiks. Es konnte gezeigt werden, dass die Variabilität der Ozeanoberflächentemperatur in der Auftriebsregion vor Nordwestafrika und des Guinea Domes eng mit der zwischenjährlichen Niederschlagsvariabilität über Nordwestafrika sowie der Sahelzone verbunden ist (z. B. CHANG ET AL., 2006).

Alle diese genannten Faktoren werden entscheidend durch die irreversible, turbulente Vermischung im Ozean beeinflusst, welche sich auf jegliche Verteilung von Tracern niederschlägt, seien es dynamisch relevante wie Temperatur und Salzgehalt oder auch biogeochemisch bedeutsame Stoffe wie Nährstoffe, Sauerstoff oder andere gelöste Gase.

Bevor die Schichtung und Zirkulation in Schelfregionen realistisch modelliert werden kann und die Reaktionen innerhalb der Schelfregion auf Klimaveränderungen glaubwürdig vorhergesagt werden können, müssen die Verteilung der Vermischung festgestellt und die wesentlichen Vermischungsprozesse erkannt und parametrisiert werden (RIPPETH, 2005). In dieser Arbeit wird die Signatur der turbulenten Vermischung insbesondere am Kontinentalhang und auf dem Schelf vor Mauretanien untersucht. Ziel ist es, die entscheidenden Vermischungsprozesse zu identifizieren und den Beitrag der ozeanischen Vermischung zu dem vertikalen Austausch von Nährstoffen und klimarelevanten Gasen in dieser Region zu quantifizieren. Darüber hinaus werden die Zirkulation und die Hydrographie des oberen Ozeans im Untersuchungsgebiet untersucht und die Versorgungspfade des Auftriebsgebiets identifiziert.

Diese Arbeit ist wie folgt aufgebaut: Zunächst wird im folgenden Kapitel ein Überblick über das Zirkulationssystem, das Windfeld und die generelle Bedeutung des tropischen Atlantiks gegeben. In Kapitel 3 wird der für diese Arbeit zur Verfügung stehende Datensatz präsentiert und die Methoden zur Bestimmung der turbulenten Energiedissipation aus Mikrostrukturbeobachtungen beschrieben. Das dominante Phänomen des windgetriebenen Küstenauftriebs vor Nordwestafrika wird in Kapitel 4 vorgestellt. In Kapitel 5 werden die beobachteten hydrographischen Eigenschaften und die Zirkulation im Auftriebsgebiet vor Mauretanien gezeigt und mit vorangegangenen Studien in Verbindung gesetzt. Ein Fokus wird insbesondere auf die durch die internen Gezeiten hervorgerufenen Geschwindigkeitssignale gelegt. Es schließt sich das Kapitel 6 zu der turbulenten Vermischung an, in dem zunächst die Verteilung der Turbulenz präsentiert und die wesentlichen Vermischungsprozesse identifiziert werden, bevor anschließend die aus der Turbulenz resultierenden vertikalen Flüsse gezeigt und ihre Bedeutung diskutiert werden.

Es zeigt sich, dass die durch die Gezeiten induzierte Vermischung am Kontinentalhang den dominanten Prozess darstellt. Zu diesem Themenkomplex wurde das Manuskript „Tidal induced mixing and diapycnal nutrient fluxes in the Mauritanian upwelling region“ beim *Journal of Geophysical Research* zur Veröffentlichung eingereicht und ist im Anhang A zu finden.



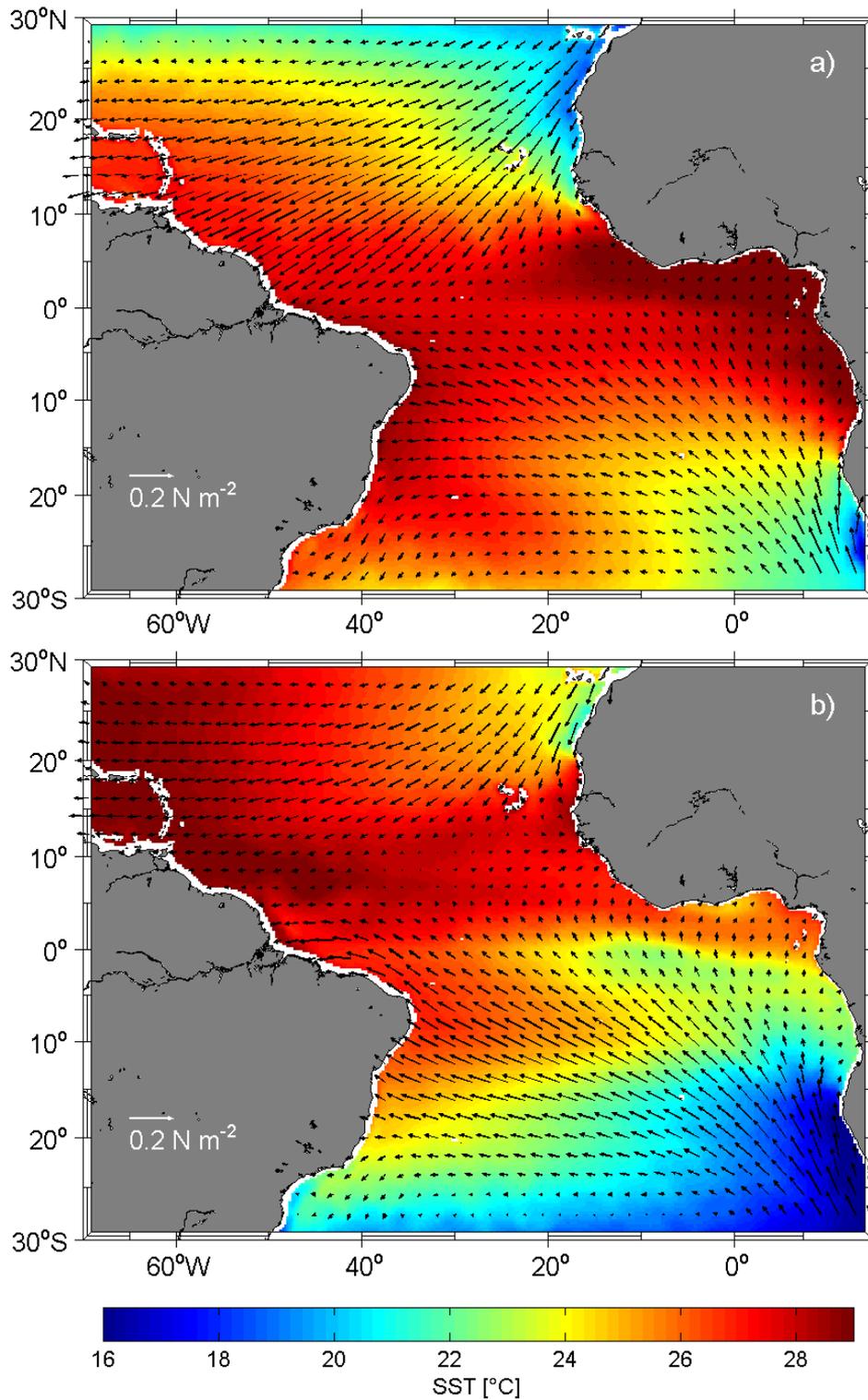
## **2. Zirkulation und Hydrographie des tropischen Nordostatlantiks**

Dieses Kapitel stellt die wesentlichen hydrographischen Eigenschaften des Untersuchungsgebietes vor. Die Wassermassen im Zusammenhang mit Zirkulationspfaden des oberen tropischen Nordatlantiks werden zusammengefasst und der Einfluss des Untersuchungsgebietes auf verschiedene klimarelevante Faktoren hervorgehoben. Diese Ausführungen werden anschließend in dieser Arbeit mit neuen Beobachtungen der Strömung und Wassermasseneigenschaften der oberen 600 m in dem Untersuchungsgebiet in Zusammenhang gestellt und verglichen. Ferner bilden die Erläuterungen in diesem Kapitel den Hintergrund für die anschließende Analyse der diapyknischen Vermischungsprozesse und der resultierenden vertikalen Stoffflüsse.

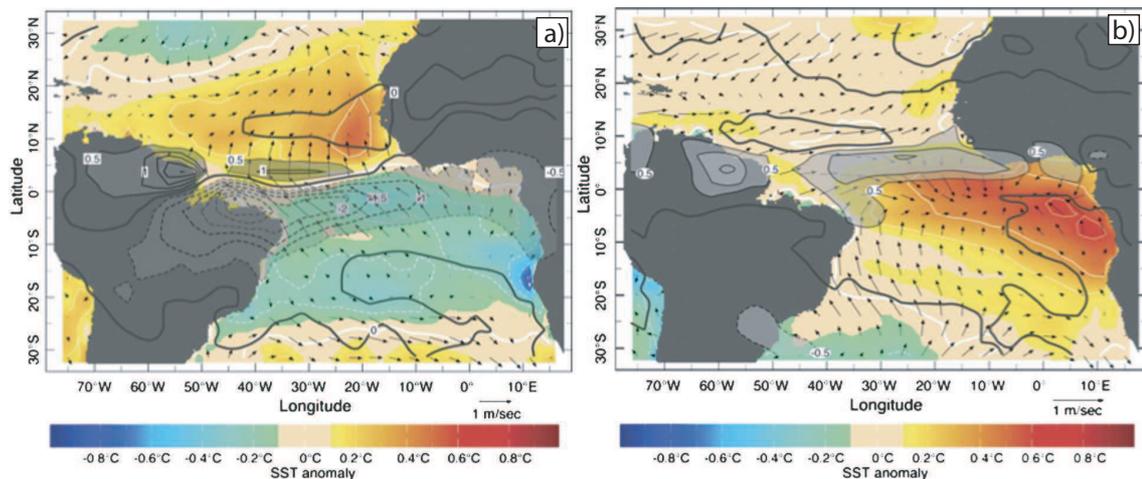
### **2.1. Saisonale Verlagerung der Intertropischen Konvergenzzone**

Die Intertropische Konvergenzzone (ITCZ), auch Kalmenzone genannt, ist eine wenige hundert Kilometer in meridionaler Richtung breite Tiefdruckrinne in Äquatornähe. Der ITCZ Komplex beinhaltet die Konvergenzzone der Passate mit ihrer Konvektionsregion und ihrem Niederschlagsmaximum, die Tiefdruckrinne und das lokale Maximum in der Ozeanoberflächentemperatur (SST). Er ist durch Konvektionserscheinungen und eine in der Regel starke Quellbewölkung gekennzeichnet. Im Jahresverlauf verlagert sich die ITCZ in meridionaler Richtung, wobei sie annähernd parallel zum Äquator verbleibt und dabei lediglich eine leichte Neigung nach Norden im östlichen Teil des Atlantischen Ozeans aufweist. Die markante saisonale Verlagerung der ITCZ, die durch die Schwachwindzone (Kalmen) in der Frontalzone zwischen Nordost- und Südost-Passat beschrieben werden kann, zeigt sich deutlich in der jahreszeitlichen Änderung des Windfeldes (Abb. 2.1). Sie steht in Verbindung mit der Zone der höchsten Oberflächentemperaturen (SST), die während des borealen Frühjahrs (Abb. 2.1a) in der Nähe des Äquators zu finden sind. Im borealen Sommer (Abb. 2.1b) erreicht die ITCZ ihre nördlichste Position von etwa 20°N vor der Küste Afrikas.

Das Muster der saisonalen Wanderung der ITCZ variiert von Jahr zu Jahr, und diese Änderungen sind die bestimmende Quelle für Klimavariabilität im tropischen Atlantik. Der bemerkenswerteste klimatische Einfluss in dieser Region manifestiert sich darin, dass die Variabilität des



**Abbildung 2.1.:** Monatlich gemittelter Windstress (NCEP, Pfeile) für a) Februar und b) August sowie Ozeanoberflächentemperaturen (TMI, farbig) über dem tropischen und subtropischen Atlantik.



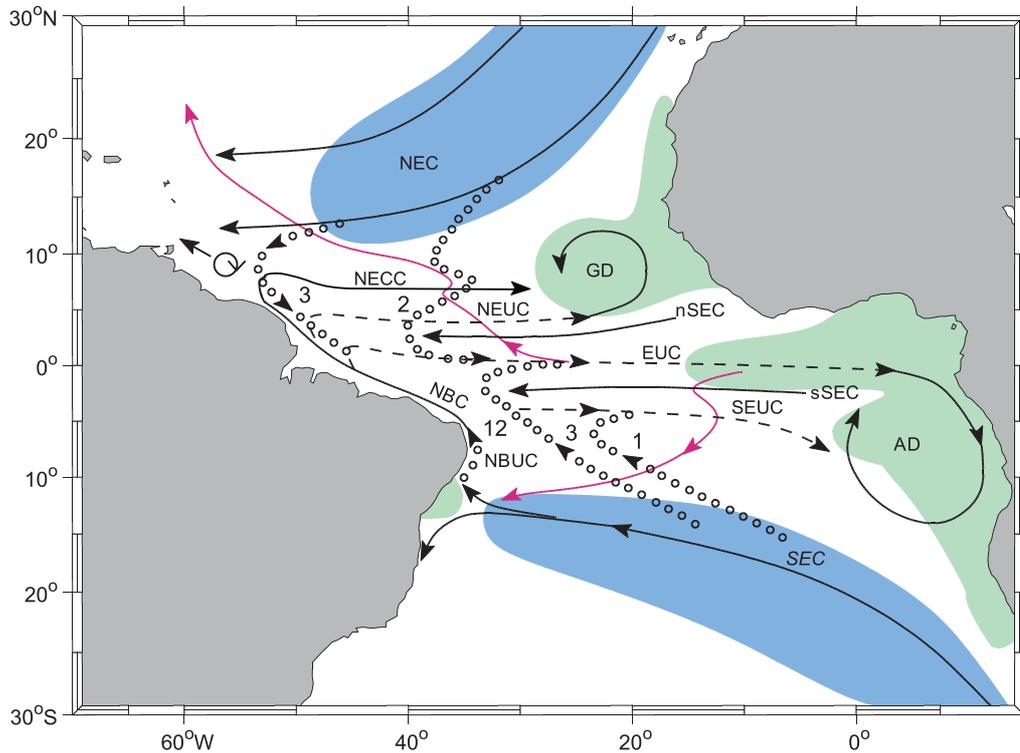
**Abbildung 2.2.:** Die dominanten Muster der Ozean-Atmosphären Variabilität im tropischen Atlantik während des borealen Frühlings (a) und Sommers (b). Die schwarzen Konturen beschreiben die erste EOF der regionalen Niederschlagsanomalien (mm pro Tag). Farbige zeigt die SST Anomalien entwickelt aus der prinzipiellen Komponente Zeitserie der Niederschlags EOF. Die Pfeile geben die saisonal gemittelten Oberflächenwinde an, reproduziert aus der gleichen Zeitserie. (Aus KUSHNIR ET AL. (2006))

Niederschlags über dem Nordosten Brasiliens und der Küstenregionen, die den Golf von Guinea umgeben, sowie die Fluktuationen von Niederschlag und Trockenheit in der Sahel-Zone eng mit den Anomalien der ITCZ Position und deren Intensität verbunden sind (CHANG ET AL., 2006). Die tropische Ozean-Atmosphären Wechselwirkung ist saisonal unterschiedlich. Während des borealen Frühjahrs ist die Variabilität des Regenfalls gut mit der SST Differenz zwischen nördlichem und südlichem tropischen Atlantik korreliert (Abb. 2.2 a), verbunden mit beckenweiten SST Anomalien im Passatwindgürtel. Dieses SST Muster wird als der meridionale Gradienten Mode bezeichnet. Während des borealen Sommers ist die Niederschlagsvariabilität gut mit der SST Anomalie entlang des Äquators und südlich davon in der östlichen äquatorialen Kaltzunge korreliert (Abb. 2.2 b). In beiden Fällen steigt die Niederschlagsmenge auf der anomal wärmeren Seite der mittleren ITCZ. Die enge Korrelation zwischen SST Variabilität und Wind- sowie Niederschlagsanomalien ermöglicht die Vorhersagbarkeit von Regenfallvariabilität in Abhängigkeit der SST.

Somit ergibt sich durch ein besseres Verständnis der Ozeandynamik, die entscheidend die SST kontrolliert, ein direkter Nutzen für die Wirtschaft einiger der ärmsten Regionen der Welt, die zugleich stark von der Landwirtschaft abhängig sind.

## 2.2. Großräumige Zirkulation des tropischen Atlantiks

Das Strömungssystem im tropischen Atlantik ist gekennzeichnet durch das Zusammenspiel der großskaligen, windgetriebenen Zirkulation mit den flachen Subtropischen-Tropischen Zellen (STCs) und der globalen, meridionalen Umwälzelle. Eine schematische Darstellung der Zirkulation des oberen tropischen Atlantiks nach SCHOTT ET AL. (2004) ist in Abbildung 2.3 gegeben.



**Abbildung 2.3.:** Schematische Darstellung der atlantischen STC Zirkulation nach SCHOTT ET AL. (2004) mit Subduktions (blau)- und Upwellingregionen (grün). An der STC beteiligte Strömungspfade sind der Äquatoriale Unterstrom (EUC), der Nord- und der Südäquatoriale Strom (NEC und SEC), der Nordäquatoriale Gegenstrom (NECC), der Nord- und der Südäquatoriale Unterstrom (NEUC und SEUC) sowie der Nordbrasilianische Strom bzw. Unterstrom (NBC bzw. NBUC). GD und AD bezeichnen den Guinea und den Angola Dome. Innere äquatorwärtige Thermoklinenpfade sind durch Kreise und Oberflächen-drift durch magentafarbige Pfeile angedeutet. Ausgewählte Transportabschätzungen sind mit Zahlenwerten in Sverdrup gegeben.

Die flache, ozeanische Zirkulation wird angetrieben durch das großskalige Windfeld, welches in den Tropen und Subtropen durch die Südost- und Nordost-Passate dominiert wird. Für den Nordatlantik bildet im offenen Ozean nördlich der Kapverdischen Inseln der nördliche äquatoriale Strom (NEC) die südliche Flanke des Subtropenwirbels (BOURLES ET AL., 1999b). Er wird vom Kanarenstrom gespeist, der sich etwa bei 21°N von der afrikanischen Küste ablöst und nach Westen dreht. Die Region südöstlich des NEC und des Kanarenstroms ist nicht direkt beteiligt an der beckenweiten antizyklonalen Wirbelzirkulation (HAGEN, 2001). Sie ist im Wesentlichen ausgeschlossen von der saisonalen Ventilation der höheren Breiten und wird als Schattenzone bezeichnet (LUYTEN ET AL., 1983). Sie bildet eine Sauerstoffminimumzone (OMZ), die sich zwischen dem äquatorialen Strömungssystem im Süden und dem NEC im Norden befindet (STRAMMA ET AL., 2008). Die angesprochene Ventilation der Thermoklinen im Bereich des NEC erfolgt durch Subduktion, während nahe der nordwestafrikanischen Küste sowie südlich der Kapverdischen Inseln im Guinea Dome (GD) Auftrieb auftritt (z. B. SCHOTT ET AL., 2004). Der Guinea Dome ist ein

hervorstechendes Phänomen im östlichen tropischen Atlantik, das im Wesentlichen die Schicht des Zentralwassers beeinflusst (STRAMMA ET AL., 2008). Der Dome ist eine permanente, quasi-stationäre Erscheinung, die sich durch eine Anhebung der Isothermen in den oberen 300 m auszeichnet, hervorgerufen durch die Rotation des Windfeldes. Das Zentrum des Guinea Domes liegt etwa bei  $9^{\circ}\text{N}$ ,  $25^{\circ}\text{W}$  im borealen Sommer und bei  $10,5^{\circ}\text{N}$ ,  $22^{\circ}\text{W}$  im Winter (SIEDLER ET AL., 1992).

Die Subtropischen-Tropischen Zellen des Atlantischen Ozeans verbinden die subtropischen Subduktionszonen beider Hemisphären mit den östlichen, äquatorialen und den nördlich und südlich des Äquators liegenden Auftriebsregionen durch äquatorwärtige Strömungen innerhalb der Thermoklinen und polwärtige Oberflächenströmungen (z. B. LIU ET AL., 1994; MCCREARY UND LU, 1994; SCHOTT ET AL., 2004). Die STCs bilden flache Umwälzzirkulationen, die auf die oberen 500 m beschränkt sind. Die unterhalb der Oberflächenschicht befindlichen Strompfade der STCs transportieren Wasser innerhalb der Thermoklinen äquatorwärts. Dieses geschieht entweder in westlichen Randströmen, nachdem das Wasser das Ozeanbecken durch den Subtropenwirbel nach Westen überquert hat oder direkt durch innere Transportpfade (Abb. 2.3 offene Kreise). Obwohl Beobachtungen gezeigt haben, dass die Subduktionsraten beider Hemisphären vergleichbar sind (QIU UND HUANG, 1995; KARSTENSEN UND QUADFASEL, 2002), so zeigt sich für den nördlichen Atlantik, dass der größte Teil des subduzierten Wassers innerhalb des NEC in den Golfstrom übergeht und nach Norden zurückkehrt. Im Südatlantik transportiert der Südäquatoriale Strom (SEC) das im südöstlichen Ozean subduzierte Wasser innerhalb der Thermokline nach Nordwesten (z. B. JOHNS ET AL., 1998). Beim Erreichen der brasilianischen Küste spaltete sich der SEC in einen nordwärtigen und einen südwärtigen Zweig auf (etwa bei  $12\text{-}15^{\circ}\text{S}$ ). Der südliche Zweig rezirkuliert im Subtropenwirbel. Der nördliche Zweig geht über in den Nordbrasilianischen Unterstrom (NBUC), der den Großteil des an der STC beteiligten Wassers äquatorwärts transportiert (SCHOTT ET AL., 2004). Nach dem Passieren von Cape San Roque (bei etwa  $5^{\circ}\text{S}$ ) verliert er seinen Unterstromcharakter und fließt weiter nordwärts bzw. nordwestwärts als oberflächenintensivierter Nordbrasilianischer Strom (NBC) (SCHOTT ET AL., 1998; JOHNS ET AL., 1998). Auf seinem Weg Richtung Norden speisst der NBC verschiedene zonale Strombänder, von Süd nach Nord den Südäquatorialen Unterstrom (SEUC), den äquatorialen Unterstrom (EUC) und den Nordäquatorialen Unterstrom (NEUC) (BOURLES ET AL., 1999a). Diese ostwärtigen Unterströme sind die vorrangigen Stromzweige, die das Wasser unterhalb der Deckschicht nach Osten transportieren. In den ausgedehnten Auftriebsgebieten am Äquator sowie vor den subtropischen-tropischen Küstenregionen Nordwest- und Südwestafrikas erreicht es wieder die Oberfläche. Die Zelle wird geschlossen durch polwärtige Oberflächenströmungen (magentafarbene Pfeile), im Wesentlichen durch Ekmanströmungen, die das aufgetriebene Wasser zurück in die Subtropen befördern (z. B. MCCREARY UND LU, 1994; SCHOTT ET AL., 2004). Die meridionalen Transportpfade sind kompliziert aufgrund ihrer Interaktion mit den starken zonalen Strombändern im tropischen Atlantik sowie mit der atlantischen meridionalen Umwälzzirkulation, die einen interhemisphärischen

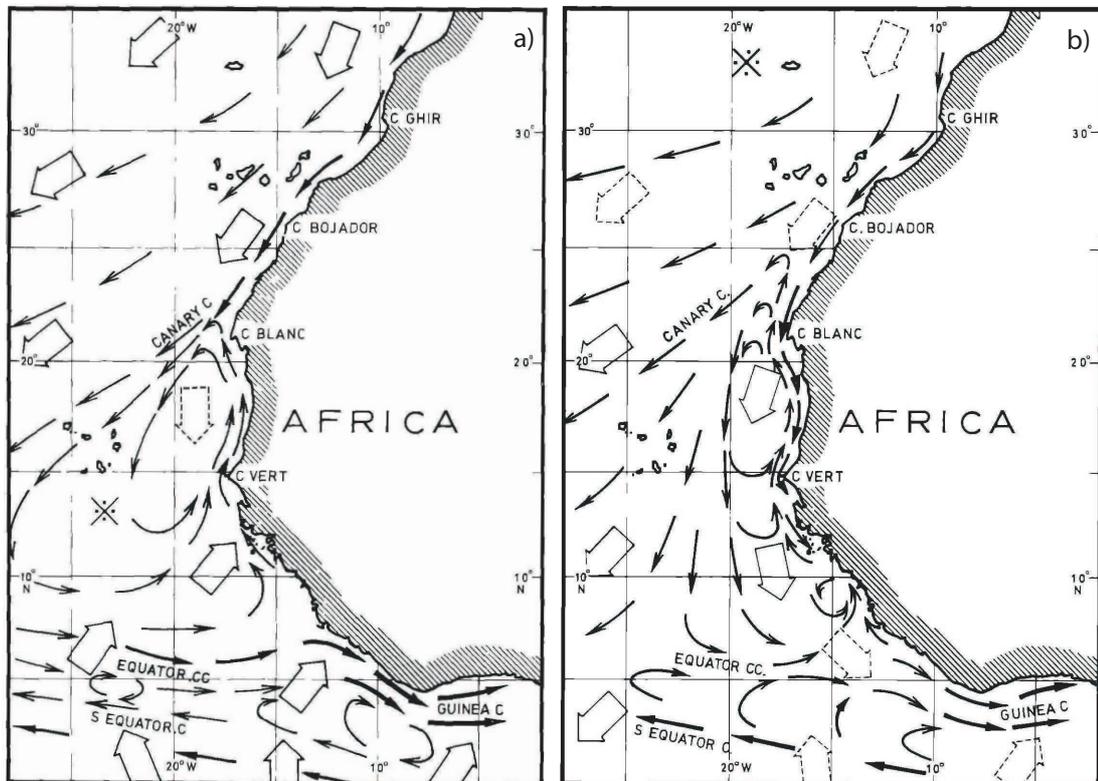
Transport von etwa  $15 \text{ Sv}^1$  warmen Wassers nach Norden erzeugt (GANACHAUD UND WUNSCH, 2000). Als ein Resultat dieser Interaktion ist die südliche STC stärker als die nördliche STC ausgebildet (z. B. FRATANONI ET AL., 2000; ZHANG ET AL., 2003). Der NBC bildet den wesentlichen Strom im Atlantik, der oberflächennahe Wasser über den Äquator hinweg nach Norden transportiert (GANACHAUD UND WUNSCH, 2000). An der Oberfläche setzt sich der NBC bis etwa  $7^\circ\text{N}$  fort, wo er retroflektiert (z. B. LUMPKIN UND GARZOLI, 2005). Dabei werden teilweise antizyklonal rotierende Ringe abgeschnürt, die weiter entlang der Küste von Guyana propagieren und dabei Wärme nach Norden transportieren (DIDDEN UND SCHOTT, 1993; WILSON ET AL., 2002). Zum anderen wird bei dieser Retroflektion der Nordäquatorialen Gegenstrom (NECC) gespeist, der vom Süden stammendes Wasser des NBCs ins Innere des Ozeans transportiert (PETERSON UND STRAMMA, 1991). Der NECC zeigt eine starke Saisonalität, die vom großskaligen Windfeld und der meridionalen Lage der ITCZ abhängig ist (PHILANDER UND PACANOWSKI, 1986; STRAMMA UND SCHOTT, 1999). Im August, wenn die ITCZ ihre nördlichste Position erreicht, ist der NECC mit maximalen ostwärtigen Geschwindigkeiten verbunden, wohingegen er sich zum borealen Frühjahr hin abschwächt (STRAMMA ET AL., 2005). Für das westliche Becken konnten RICHARDSON UND WALSH (1986) sogar zeigen, dass der NECC zu dieser Jahreszeit größtenteils verschwindet.

### 2.3. Zirkulation vor der nordwestafrikanischen Küste

Die Regionen vor der Küste Nordwestafrikas sind Teil eines der vier großen östlichen Randstromsysteme in den Passatregionen der Ozeane (HAGEN, 2001). Sie zeichnen sich durch besonders starke biologische Produktivität aufgrund des windgetriebenen Küstenauftriebs von kaltem, nährstoffreichem Wasser aus (z. B. AMBAR UND DIAS, 2008; MESSIE ET AL., 2009). Die saisonale Verlagerung des Passatwindbandes in Nord-Süd-Richtung ist der Grund dafür, dass der Küstenauftrieb entlang der nordwestafrikanischen Küste einen ausgeprägten Jahresgang zeigt (WOOSTER ET AL., 1976; NYKJAER UND VANCAMP, 1994). Südlich von  $20^\circ\text{N}$  bis etwa  $10^\circ\text{N}$  tritt Küstenauftrieb während des borealen Winters und Frühjahrs auf, zwischen  $20^\circ\text{N}$  und  $25^\circ\text{N}$  ist das Upwelling ein ganzjähriges Phänomen mit maximaler Intensität im Sommer, und nördlich von  $25^\circ\text{N}$  findet Küstenauftrieb im Wesentlichen im Sommer und Herbst statt (z. B. BARTON ET AL., 1998). Der Begriff „Upwellingsaison“ charakterisiert im Folgenden den Zeitraum des Jahres, in dem am häufigsten und intensivsten Küstenauftrieb zu beobachten ist.

Das Zirkulationsmuster in der küstennahen Region südlich von  $35^\circ\text{N}$  wurde von MITTELSTAEDT (1983, 1991) zusammengefasst und in einem idealisierten, saisonalen Oberflächenzirkulationsschema dargestellt (Abb. 2.4). Demnach herrscht über das gesamte Jahr hinweg ein äquatorwärts gerichteter Strom oberhalb des Kontinentalhangs und des Schelfs zwischen den meridionalen Grenzen des Passatwindbandes (etwa  $20$  bis  $30^\circ\text{N}$ ), der als südwärtiger bzw. südwestwärtiger

<sup>1</sup>Sv: Sverdrup entspricht  $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$



**Abbildung 2.4.:** Idealisiertes Oberflächenströmungsschema nach MITTELSTAEDT (1983) für die Sommer- (a) und Wintersituation (b). Die großen offenen Pfeile kennzeichnen die vorherrschende Windrichtung, die unterbrochenen Pfeile beschreiben wechselhafte Windrichtungen und schwache Windgeschwindigkeiten. Das Kreuz mit den vier Punkten steht für schwache und variable Winde.

Kanarenstrom bekannt ist. Der Kanarenstrom ist ein relativ breiter und schwacher windgetriebener Strom auf gleicher nördlicher Breite wie der Golfstrom. Er bildet den östlichen Zweig des anti-zyklonal rotierenden Subtropenwirbels im Nordatlantik. Er stellt einen relativ kühlen Strom dar, der Wasser aus höheren in niedere Breiten transportiert. Seine niedrige SST wird beeinflusst von Einträgen kühlen Wassers, welches nahe der Küste aufgetrieben und seewärts advehiert worden ist. Etwa auf Höhe von Cap Blanc ( $21^{\circ}\text{N}$ ) löst sich der Kanarenstrom von der Küste und speist den NEC (HAGEN, 2001). Südlich dieser Kappe schließt sich die Küstenregion von Mauretanien an, die durch einen annähernd meridional verlaufenden Kontinentalhang charakterisiert ist. Die Schelfkante wird im Wesentlichen durch die 100-m-Isobathe wiedergegeben und verläuft etwa parallel 30 km entfernt zur Küste. Entsprechend der Abbildung 2.4 wird für diese Region eine große permanente zyklonale Zirkulationszelle zwischen dem ablandigen Kanarenstrom und der Küste erwartet. Der Kanarenstrom bildet dabei die nördliche und die diffuse südwärtsströmende Westflanke.

Die südliche Grenze der zyklonalen Zirkulation liegt südlich von  $10^{\circ}\text{N}$  und kann mit Ausläufern

des nördlichen NECC, der den Guinea Dome südlich passiert und dann auf die Küste Afrikas trifft, assoziiert werden. Beim Auftreffen auf die Küsten werden Teile dieses Stroms nach Norden abgelenkt und resultieren in einem nordwärtigen Strom, den einige Autoren als Mauretanischen Strom, MC, bezeichnen (z. B. MITTELSTAEDT, 1991; STRAMMA ET AL., 2008). Dieser Strom zusammen mit dem etwas weiter seewärtsliegenden, oberen Teil des Upwelling Unterstroms (UUC) bildet im Wesentlichen die nordwärtsströmende Ostflanke der zyklonalen Zirkulationszelle.

Für die Hauptauftriebssaison südlich von  $20^{\circ}\text{N}$  im Winter und Frühjahr wird angenommen, dass der Wind eine äquatorwärtige Strömung über dem Schelf antreibt, deren Stärke vornehmlich von den lokalen Winden abhängig ist (HAMANN ET AL., 1981). So konnten z. B. MITTELSTAEDT UND HAMANN (1981) zeigen, dass auch während einer Upwellingssaison wann immer die Passatwinde nachlassen, sich der polwärtige Strom über dem Kontinentalhang küstenwärts ausbreitet und zu diesen Zeiten auch auf dem gesamten Schelf nordwärtige Strömungen zu beobachten sind. Verbunden mit der angesprochenen äquatorwärtigen Strömung auf dem Schelf zeigt der MC eine starke saisonale Variation, die mit dem Jahresgang des NECC in Verbindung gebracht werden kann. Im Winter und Frühjahr erreicht der MC nur Breiten von etwa  $14^{\circ}\text{N}$ . Zu dieser Jahreszeit begünstigt das Windfeld entlang der afrikanischen Küste zwischen  $14^{\circ}\text{N}$  und  $20^{\circ}\text{N}$  Küstenauftrieb. Wegen der Verstärkung des NECC und des Nachlassens der Nordost-Passate (Abb. 2.1) im Sommer und Herbst erreicht der MC Breiten von etwa  $20^{\circ}\text{N}$  einhergehend mit dem Abklingen des Küstenauftriebs südlich dieses Breitengrades. Der MC transportiert dabei warmes, salzarmes Wasser von den Tropen bis hin zum Cap Blanc (MITTELSTAEDT, 1991). Wegen der kräftigen Passatwinde weiter nördlich zu dieser Jahreszeit kann das warme Wasser nicht über diese Breite hinweg vorstoßen (MITTELSTAEDT, 1983). Im Gegensatz zu der von MITTELSTAEDT (1991) postulierten jahreszeitlichen Richtungsumkehr der Strömung auf dem Schelf verbleibt die oberflächennahe Strömungsrichtung über dem Kontinentalhang ganzjährig polwärts.

### **Upwelling Unterstrom**

Ein gemeinsames Phänomen der Zirkulation in östlichen Randstromsystemen ist ein polwärtiger Unterstrom, der aus dem Ansteigen der Isopyknen in Richtung Küste resultiert und vor der nordwestafrikanischen Küste durch den angesprochenen Upwelling Unterstrom gebildet wird (z. B. MITTELSTAEDT, 1983; BARTON ET AL., 1998). Es wird angenommen, dass er von Süden kommend durch die nördliche Flanke des NECC, der den Guinea Dome an der südöstlichen Flanke passiert und nördlich von  $10^{\circ}\text{N}$  auf die afrikanische Küste trifft, gespeist wird (z. B. MITTELSTAEDT, 1991; HAGEN, 2001).

Bisherige Untersuchungen des UUC beschränken sich meist auf einzelne Verankerungen oder Ketten von Verankerungen, die mit punktuellen Strömungsmessern in variablen Tiefen bestückt waren. Ein intensives Verankerungsnetz mit derartigen Strömungsmessern wurde im Januar bzw. Februar des Jahres 1977 im Zuge des Experiments „Auftrieb 77“ entlang der Küste Mauretaniens

ausgelegt. Die wesentlichen Beobachtungen der Strömungsmesser, mit denen die Verankerungen bestückt waren, zusammen mit Verankerungsbeobachtungen weiter nördlich sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Aus diesen Beobachtungen ergibt sich ein relativ variables Bild des UUC. Gemeinsam ist den Beobachtungen aber, dass der UUC vor der Küste Mauretaniens auch mit nordwärtigen Strömungen innerhalb der Deckschicht über dem Kontinentalhang verbunden ist im Gegensatz zu der Region nördlich von 21°N, wo der Kanarenstrom sich noch nicht von der Küste gelöst hat. Nur während Auftriebsbedingungen wurden signifikante südwärtige Strömungen über dem kontinentalen Schelf beobachtet (MITTELSTAEDT UND HAMANN, 1981). Wenn die Passatwinde nachlassen, breitet sich der polwärtige Strom über den Hang küstenwärts aus, erfasst die gesamte Schelfregion und lässt sich nicht mehr von dem angesprochenen MC unterscheiden (MITTELSTAEDT, 1991). Es wird angenommen, dass sich der polwärtige Strom beim Zusammentreffen mit dem Kanarenstrom bei etwa 21°N weiter nach Norden als Unterstrom fortsetzt. So zeigten Verankerungsbeobachtungen bei 21°40'N den UUC im Mittel über elf Tage als klar von der Oberfläche getrennten, schmalen (Breite < 30 km) Strom in Tiefen zwischen 200 m bis 400 m, mit mittleren, nordwärtigen Geschwindigkeiten im Kern bei 300 m von ca. 10 cm s<sup>-1</sup> (MITTELSTAEDT ET AL., 1975). Ein Fortsetzen des polwärtigen Stroms in Schichten unterhalb der Deckschicht nach Norden konnte auch anhand von Wassermasseneigenschaften festgestellt werden. TOMCZAK (1973) und HUGHES UND BARTON (1974) konnten eine nordwärtige Ausbreitung des UUC bis 28°N

Latitude °N	Wassertiefe [m]	Kerntiefe [m]	Amplitude [cm s <sup>-1</sup> ]	Ausdehnung		Zeitpunkt der Beob.	Literatur
				hori. [km]	vert. [m]		
26°00'	550	450	< 10	<10	400 – 500	7 Tage, August 1972	1)
21°40'	400	300	> 10	20	100 – >400	Mär./Apr. 1974	2)
19°30'	500	150	> 10	70	50 – 300	Feb./Mär. 1972	3)
19°00'	/	/	< 0	/	/	31 Tage, Jan./Feb. 1977	4)
18°30'	150	80	3	/	/	31 Tage, Jan./Feb. 1977	4)
17°50'	100 – >1000	/	< 10	>80	0 – 200	28 Tage, Jan./Feb. 1977	4)
17°00'	150	80	> 20	/	0 – >150	25 Tage, Jan./Feb. 1977	4)

**Tabelle 2.1.:** Vorangegangene Beobachtungen des UUC. Nummern der Literaturangaben sind wie folgt: 1) JOHNSON ET AL. (1975); 2) MITTELSTAEDT ET AL. (1975); 3) SHAFFER (1974) und 4) MITTELSTAEDT UND HAMANN (1981).

anhand von Anomalien in den Temperatur-Salzgehaltseigenschaften sowie Nährstoffkonzentrationen nahe des Hangs nachweisen. Es wird allerdings angenommen, dass sich der UUC nördlich von etwa 24°N auf Tiefen größer als 300 m beschränkt, also jenseits des Niveaus, von wo aus das Upwelling versorgt wird (MITTELSTAEDT, 1991).

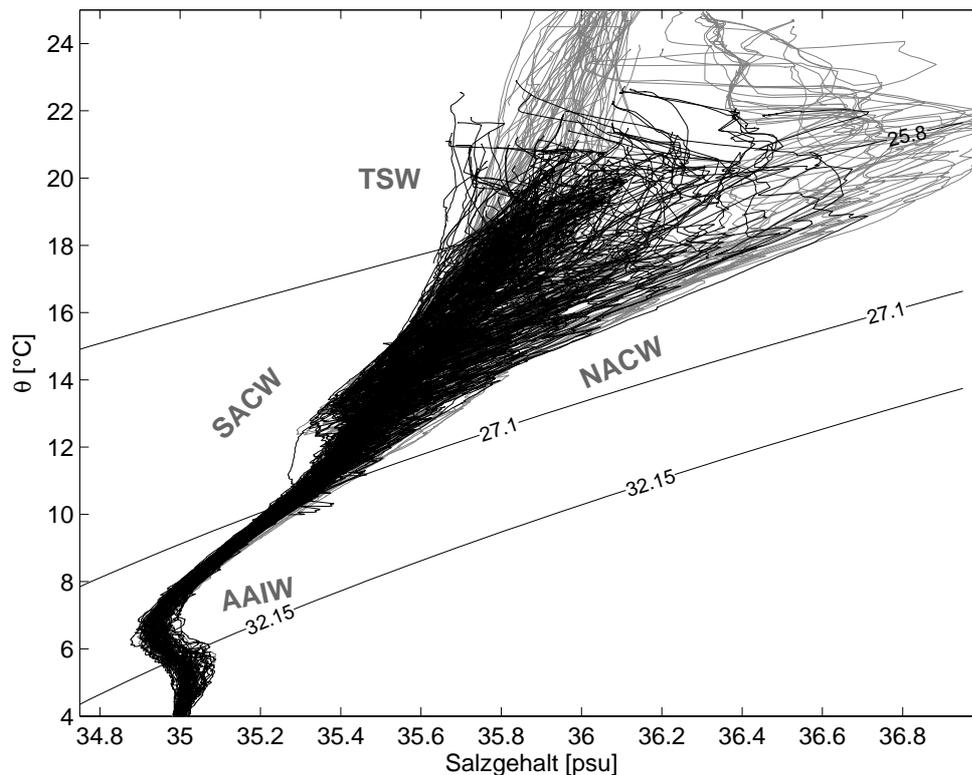
Bestätigend haben Modellbeobachtungen gezeigt, dass der Küstenauftrieb vor Mauretanien im Wesentlichen über Transportpfade aus dem Süden gespeist wird (GLESSMER ET AL., 2009). Übereinstimmend mit der Argumentation von HAGEN (2001), wonach auch der Nordäquatoriale Unterstrom aus dem Süden stammendes Wasser Richtung Osten transportiert, dort teilweise den zyklonal rotierenden Guinea Dome (GD) speist, sich aber auch östlich des GD ein Strömungszweig abtrennt und den Unterstrom vor Cape Verde (15°N) versorgt. Allerdings haben direkte Beobachtungen der Transportpfade anhand von Argo Tiefendriftern gezeigt, dass von zwölf im westlichen tropischen Atlantik ausgesetzten Argo Floats, die ballastiert waren, um in 200 m Tiefe zu driften, keines die Region östlich der Kapverdischen Inseln erreicht hat (STRAMMA ET AL., 2008).

## 2.4. Wassermassen im oberen tropischen Atlantik

Eine Wassermasse ist ein Wasserkörper, der eine bestimmte, ähnliche Bildungsgeschichte seiner Bestandteile besitzt (TOMCZAK, 1999). Die für diese Untersuchung relevanten Wassermassen bilden die Wassersäule von der Oberfläche bis in etwa 600 m Tiefe ( $\sigma_\theta = 27,3 \text{ kg m}^{-3}$ ). Die Charakterisierung der Wassermassen und Definition ihrer Dichtegrenzen erfolgt in dieser Studie in Anlehnung an STRAMMA UND SCHOTT (1999).  $\Theta/S$ -Diagramme einer Vielzahl von CTD-Beobachtungen im mauretanischen Auftriebsgebiet zwischen der afrikanischen Küste und den Kapverdischen Inseln sind in Abbildung 2.5 gezeigt.

### 2.4.1. Oberflächenwasser

Das tropische Oberflächenwasser (Tropical Surface Water, TSW) besteht meist aus warmem, sehr leichtem Wasser ( $\sigma_\theta < 25,8 \text{ kg m}^{-3}$ ), welches in direktem Kontakt mit der Atmosphäre steht und sich daher durch sehr hohe Sauerstoffkonzentrationen auszeichnet. Die vertikale Mächtigkeit variiert im tropischen Atlantik von etwa 10 m bis annähernd 100 m Schichtdicke. Insbesondere während des Winters ist die vom TSW gebildete Deckschicht im mauretanischen Auftriebsgebiet sehr dünn ( $< 40 \text{ m}$ ). Die  $\Theta/S$ -Eigenschaften nahe der Oberfläche zwischen der mauretanischen Küste und den Kapverdischen Inseln streuen im Winterhalbjahr zwischen  $\Theta = 17^\circ\text{C}$  und  $\Theta > 22^\circ\text{C}$  (in der Regel entfernt von der Küste) und  $35,5 \leq S \leq 36,5$  (siehe Abb. 2.5). Im Sommer hingegen werden oftmals oberflächennahe Temperaturen beobachten, die  $25^\circ\text{C}$  überschreiten. Unterhalb der Deckschicht ist gelegentlich ein Maximum im Salzgehalt zu erkennen. Dieses wird durch das Subtropische Unterwasser (STUW) gebildet. Das STUW, das im tropischen Atlantik auch als Salzge-

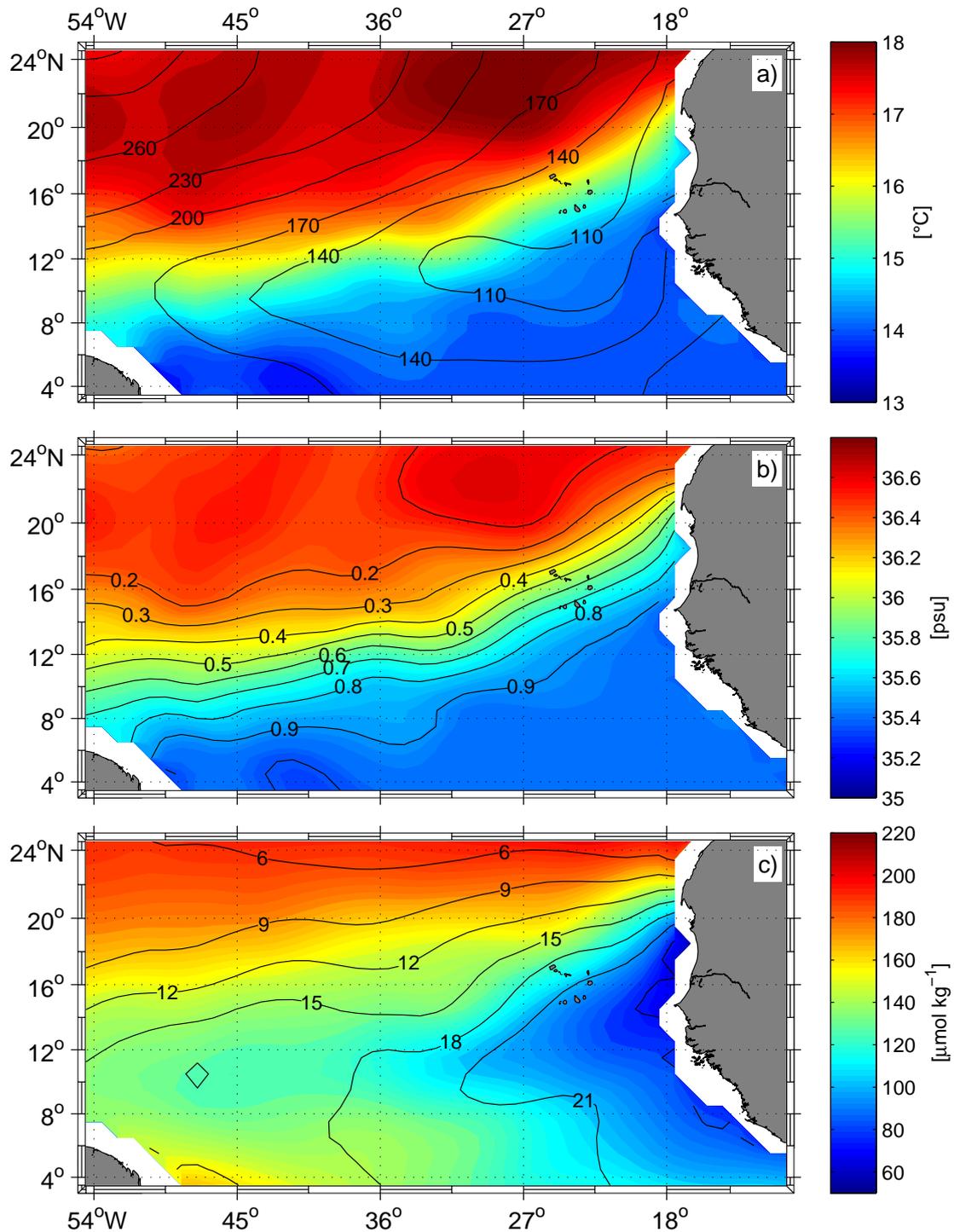


**Abbildung 2.5.:**  $\Theta/S$ -Diagramm erstellt aus CTD-Profilen, die zwischen den Kapverdischen Inseln und der mauretanischen Küste aufgezeichnet wurden (schwarz Winterhalbjahr, grau Sommer). Isopyknen  $\sigma_\theta = 25,8$ ,  $27,1$ , und  $\sigma_1 = 32,15$  beschreiben die Untergrenzen des Oberflächenwasser (TSW), der Zentralwassermassen (SACW und NACW) und des Antarktischen Zwischenwassers (AAIW), in der Reihenfolge.

haltsmaximumwasser (SMW) bezeichnet wird, hat seinen Ursprung im zentralen Subtropenwirbel (STRAMMA ET AL., 2005).

### 2.4.2. Zentralwasser

Die Zentralwassermassen (CW) nehmen die Dichteschichten zwischen  $\sigma_\theta = 25,8 \text{ kg m}^{-3}$  und  $\sigma_\theta = 27,1 \text{ kg m}^{-3}$  ein (STRAMMA ET AL., 2005). Sie sind gekennzeichnet durch eine annähernd lineare  $\Theta/S$  Beziehung. Das Nordatlantische Zentralwasser (NACW) hat seinen Ursprung in den nordatlantischen Subduktionszonen, die sich durch Ekmanpumping mit negativen, vertikalen Geschwindigkeiten auszeichnen. Sie erreichen Wasserschichten unterhalb der Oberflächenschicht bei niederen Breiten durch Thermoklinenzirkulation (SARMIENTO ET AL., 1982; KAWASE UND SARMIENTO, 1985). Nur die Wassermassen, die während des Spätwinters bzw. frühen Frühlings gebildet werden, besitzen eine genügend hohe Dichte und vertikale Ekmanpumpgeschwindigkeit, um die Deckschicht zu verlassen und in die permanente Thermokline eingespeist zu werden. Während des restlichen Jahres verbleibt das subduzierte Wasser in der durchmischten Deckschicht (Mixed-Layer), da die Subduktionsgeschwindigkeit, die vom Ekmanpumping verursacht wird, kleiner ist



**Abbildung 2.6.:** Wassereigenschaften auf der Dichtefläche  $\sigma_\theta = 26,5 \text{ kg m}^{-3}$  nach dem World Ocean Atlas 2005 (COLLIER UND DURACK, 2006). a) zeigt die Temperaturverteilung (farbig) zusammen mit der Tiefenlage dieser Schicht (Konturen in Meter); b) Salzgehalt (farbig) sowie der in Kapitel 5 definierte Anteil an qSACW (Konturen) und c) die Sauerstoff- (farbig) bzw. Nitratverteilung (Konturen, in  $\mu\text{mol l}^{-1}$ ).

als die saisonale Vertiefung der Mixed-Layer (PASTOR ET AL., 2008). Die vertikale Ausdehnung des NACW in niederen Breiten wird dabei bestimmt durch maximale Oberflächendichte im Winter innerhalb der Subduktionszonen, typischerweise  $\sigma_\theta = 27,3 \text{ kg m}^{-3}$ . Südlich von etwa der Kap-Verden-Frontalzone (CVFZ) dominiert das Südatlantische Zentralwasser (SACW) (z. B. ZENK ET AL., 1991). Da das Nordatlantische Zentralwasser (NACW) die gleichen Dichteschichten besetzt, ist ein Wassermassenaustausch über die Front hinweg leicht möglich. Der Ursprung des SACW liegt in der subtropischen Konvergenz der Südhemisphäre, wo dieses Wasser ebenfalls durch Subduktion gebildet wird (z. B. TOMCZAK UND GODFREY, 1994).

Die klimatologischen Wassermasseneigenschaften auf der Dichtefläche  $\sigma_\theta = 26,5 \text{ kg m}^{-3}$  im tropisch-subtropischen Nordatlantik (Abb. 2.6) zeigen, dass das SACW generell salz- und sauerstoffärmer sowie nährstoffreicher und kühler als das Wasser nördlichen Ursprungs ist. Die Übergangszone, CVFZ, erreicht dabei vor der Westküste Afrikas etwa  $20^\circ\text{N}$  und weist in Richtung Westen eine Neigung nach Süden auf und liegt vor Südamerika etwa bei  $5^\circ\text{N}$ . Die Lage der CVFZ wird durch die Sverdrupbalance bestimmt (TOMCZAK UND GODFREY, 1994). Darüber hinaus erfolgt der Übergang im Osten deutlich rascher, gut zu erkennen an verstärkten meridionalen Gradienten in allen Wassermasseneigenschaften. Weiter Richtung Westen verliert die Front an Intensität, da Vermischung von SACW und NACW innerhalb des NEC die horizontalen Gradienten erodiert (TOMCZAK UND GODFREY, 1994).

Die Ursache für die Unterschiede in den Sauerstoff- und Nährstoffkonzentrationen dieser beiden Wassermassen ist in ihrer Verweildauer unterhalb der Deckschicht zu finden. Biologisches Material, das in dem jeweiligen Wasser nach der Subduktion enthalten ist, bzw. durch herabsinkendes, abgestorbenes Plankton von den oberflächennahen Schichten nachgeliefert wird, wird mit der Zeit durch Bakterien abgebaut, wobei die enthaltenen Nährstoffe remineralisiert werden und gleichzeitig Sauerstoff verbraucht wird. Gut ausgebildet ist die angesprochene Sauerstoffminimumzone südlich und östlich der Kapverdischen Inseln (Abb. 2.6 c). Auf dieser Dichtefläche zeichnet sie sich durch Sauerstoffkonzentrationen kleiner als  $80 \mu\text{mol kg}^{-1}$  aus. Auch der angesprochene Guinea Dome ist anhand der Anhebung der Isopykne gut zu erkennen (Abb. 2.6 a).

### 2.4.3. Antarktisches Zwischenwasser

Das Antarktische Zwischenwasser (AAIW) wird in den subpolaren Regionen um die Antarktis durch Subduktion gebildet und breitet sich von Süden her in alle Ozeane aus (STRAMMA UND ENGLAND, 1999). Im Atlantik erfolgt der nordwärtige Transport im Wesentlichen entlang des Kontinentalabhanges von Südamerika bis etwa  $10^\circ\text{N}$  durch den NBC und NBUC (STRAMMA ET AL., 1995). Nahe des Äquators wird der Pfad des AAIW gestört durch die in der Richtung wechselnden, zonalen äquatorialen Strombänder (SCHMID ET AL., 2003). Signaturen des AAIW sind bis etwa  $25^\circ\text{N}$  zu verfolgen. Das AAIW nimmt dabei den Dichtebereich von  $\sigma_\theta = 27,1 \text{ kg m}^{-3}$  bis  $\sigma_1 = 32,15 \text{ kg m}^{-3}$  ein und bildet damit die Unterkante der Wasserschichten, die in

dieser Studie untersucht werden. Im tropischen Atlantik lässt es sich anhand eines Salzgehaltsminimums in Tiefen zwischen 600 und 900 m identifizieren (STRAMMA ET AL., 2005). Nördlich des Äquators steigen der Salzgehalt und die potenzielle Dichte innerhalb des AAIW an.

Die Zirkulation der AAIW Schicht im östlichen tropischen Nordatlantik ist weniger gut verstanden als die Zirkulation innerhalb der darüber liegenden Schichten. STRAMMA UND SCHOTT (1999) präsentierten eine schematische Darstellung der AAIW Strömung im tropischen Atlantik, aber benannten auch einige offene Fragen und widersprechende Schemata in der Literatur für den östlichen Nordatlantik.

## 3. Daten und Methoden

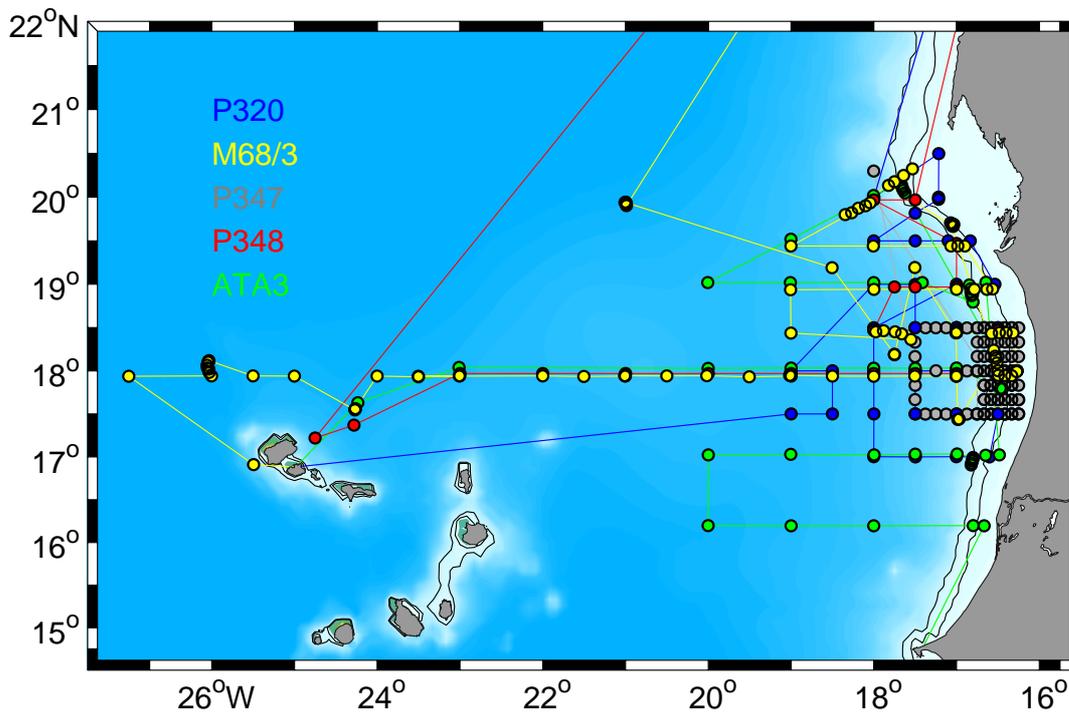
Die Untersuchung der diapkyknischen Vermischungsprozesse im tropischen Atlantik bildet den Schwerpunkt der DFG Emmy-Noether-Nachwuchsgruppe, im Rahmen derer diese Arbeit angefertigt wurde. In diesem Abschnitt werden die Daten vorgestellt, welche für die vorliegenden Untersuchungen verwendet wurden. Zunächst werden die Forschungsfahrten in das Untersuchungsgebiet kurz vorgestellt. Ein besonderes Augenmerk in diesem Abschnitt wird auf die Mikrostrukturmessungen und deren Auswertung gelegt, da sie einen zentralen Teil dieser Untersuchung und zumindest für dieses Institut eine verhältnismäßig neue Messmethodik darstellen.

### 3.1. Forschungsfahrten

Die Untersuchungen in dieser Arbeit konzentrieren sich auf das Auftriebsgebiet vor der Küste von Nordwestafrika insbesondere zwischen der Küste von Mauretanien und den Kapverdischen Inseln. Die Datengrundlage dieser Arbeit basiert im Wesentlichen auf insgesamt fünf Expeditionen in dieses Gebiet. Die Forschungsreisen sind im Einzelnen in Tabelle 3.1 aufgelistet und die zugehörigen Fahrtrouten sind in Abbildung 3.1 gezeigt. Vier dieser Forschungsreisen wurden während starker Auftriebsphasen im borealen Winter bzw. Frühling unternommen, wohingegen die Forschungsreise Meteor 68/3 im Sommer 2006 durchgeführt wurde. Zu diesem Zeitpunkt wurden nur schwache Auftriebssignale beschränkt auf den nördlichen Bereich des Untersuchungsgebietes beobachtet. Bei allen Fahrten handelte es sich um multidisziplinäre Forschungsreisen, auf denen nicht nur physikalische Prozesse untersucht wurden, sondern auch biogeochemische Untersuchungen durchgeführt wurden.

Expedition	Zeitraum	Verankerungen	Fahrtberichte
Poseidon 320	März – Apr. 2005		BANGE (2008a)
Meteor 68/3	Juli – Aug. 2006		KÖRTZINGER (2009)
Poseidon 347	Jan. – Feb. 2007	MUMP1, MUMP2	DENGLER ET AL. (2008)
Poseidon 348	Feb. 2007		BANGE (2008b)
L'Atalante 3	Feb. 2008	ATA3	KÖRTZINGER (2008)

**Tabelle 3.1.:** Forschungsexpeditionen zur Erhebung der Datengrundlage



**Abbildung 3.1.:** Überblick über die Stationsarbeiten im Untersuchungsgebiet. Die Konturlinien geben die ungefähre Lage der Schelfkante (90-m-Isobathe) und der 450 m Tiefenlinie an.

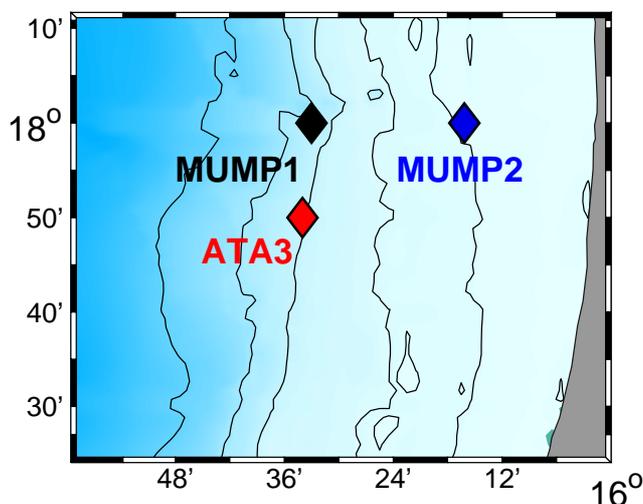
### 3.2. Verankerungsprogramm

Wie bereits die erste Studie Poseidon Reise 320/1 zeigte, ist die turbulente Vermischung in der Nähe der Topographie deutlich erhöht im Vergleich zu der Vermischung entfernt von der Küste (BANGE, 2008a). Um die Prozesse, die für diese gesteigerte Turbulenz verantwortlich sind, zu identifizieren und genauer zu untersuchen, wurde auf den sich anschließenden Reisen ein Verankerungsprogramm durchgeführt. Insgesamt wurden drei Kurzzeitverankerungen nahe der Schelfkante ausgelegt (Abb. 3.2). Die Verankerungsperioden waren jeweils auf die Dauer der Schiffsbeobachtungen in dem Untersuchungsgebiet beschränkt, womit sich Operationsdauern von zehn bis zwölf Tagen ergaben. Die verankerten Geräte waren dabei so programmiert, dass sie mit einer höchstmöglichen zeitlichen Auflösung Messungen vorgenommen haben. Zwei der Verankerungen waren am Kontinentalabhang in Wassertiefen von 385 m und 265 m platziert, während eine dritte auf dem Schelf bei einer Tiefe von 38 m verankert war. Detaillierte Informationen zu den Verankerungspositionen und dem jeweiligen Geräteinsatz sind der Tabelle 3.2 zu entnehmen.

Die Verankerung MUMP1 war im Wesentlichen mit einem verankerten McLane Profiler (MMP) bestückt, der programmiert war, alle 30 Minuten den Tiefenbereich von 40 bis 365 m abzufahren. Der MMP zeichnet während des Profilierens das dreidimensionale Geschwindigkeitsfeld und CTD Daten auf. Wegen einer nicht optimalen Ballastierung benötigte das Gerät generell für den Weg

<b>MUMP 1</b>				
Lat: 17°59.65'N, Lon: 16°32.00'W°, Wassertiefe: 386 m Start: 22.01.2007 10:26 Ende: 01.02.2007 13:15				
Instrumente	Seriennummer	Parameter	Tiefe	Messrate
Mini T	3388	t, p	25 m	300 s
Moored Profiler	RO1 (JT)	u, v, w, p, t, c	40-380 m	30 min pro Profil
Microcat	2249	t, c	385 m	180 s
Argonaut	179	u, v	386 m	180 s
<b>MUMP 2</b>				
Lat: 18°00.08'N, Lon: 16°16.15'W°, Wassertiefe: 38 m Start: 22.01.2007 16:28 Ende: 01.02.2007 08:20				
Instrumente	Seriennummer	Parameter	Tiefe	Messrate
ADCP (1200kHz)	001	Profile von u, v, w	12-32 m	2 s (10 subping, Mode 12)
Mini T	56	t, p	36 m	300 s
Microcat	2251	t, c	37 m	180 s
<b>ATA 3</b>				
Lat: 17°50.00'N, Lon: 16°34.00'W°, Wassertiefe: 264 m Start: 05.02.2008 10:00 Ende: 16.02.2008 10:20				
Instrumente	Seriennummer	Parameter	Tiefe	Messrate
ADCP (1200kHz)	001	Profile von u, v, w	205-220 m	2 s (10 subping, Mode 12)
ADCP (300kHz)	001	Profile von u, v, w	50-200 m	5 s
Microcat	1316	t, c	204 m	5 s
Microcat	1317	t, c	225 m	5 s
Microcat	1318	t, c	235 m	5 s
Microcat	1321	t, c	245 m	5 s

**Tabelle 3.2.:** Verankerungsprogramm. Die Parameter bezeichnen: zonale (u), meridionale (v) und vertikale (w) Geschwindigkeiten sowie Temperatur (t), Leitfähigkeit (c) und Druck (p).



**Abbildung 3.2.:** Überblick über die Verankerungsaktivitäten im Untersuchungsgebiet. Die einzelnen Verankerungen MUMP1, MUMP2 und ATA3 waren jeweils etwa für einen Zeitraum von zehn Tagen bei Wassertiefen von 380 m, 38 m und 280 m (in der Reihenfolge) verankert.

nach oben länger und verbrauchte mehr Strom als bei den abwärts gerichteten Profilen. Dieses hatte zur Folge, dass das Gerät ab dem dritten Tag der Verankerungsperiode in den 30 Minuten, die als Wiederholungszyklus vorgegeben waren, nach oben nur noch unvollständige Profile aufzeichnen konnte, bevor ein abwärtsgerichtetes Profil angefangen wurde. Dadurch ist die Datenabdeckung für den Zeitraum vom 25.01. bis zum 01.02.2007 auf Tiefen unterhalb von etwa 80 m beschränkt.

### 3.3. CTD-Daten

Vertikale Profile von Leitfähigkeit, Temperatur, Druck und Sauerstoff (CTD/O<sub>2</sub>) wurden auf den Expeditionen mit einer Seabird Electronics Sonde (SBE 911 plus) aufgenommen. Der Salzgehalt wurde dann aus den Temperatur- und Leitfähigkeitsmessungen bestimmt. Die CTD Sonde war auf allen Reisen an einem Kranzwasserschöpfer angebracht, der mit bis zu 24 Wasserschöpfern bestückt war, um Wasserproben aus unterschiedlichen Tiefen an Bord des Schiffes zu bringen. Die Wasserproben wurden für die *in situ* Kalibrierung des Leitfähigkeits- und Sauerstoffsensors verwendet, dienten aber auch der Analyse verschiedener gelöster Substanzen wie Nährstoffe, Kohlendioxid, Lachgas, Helium und Iod. Die Leitfähigkeitsanalysen der Wasserproben aus den Schöpfern wurden teilweise an Bord und teilweise im Labor in Kiel mit einem Autosalinometer durchgeführt. Die aus diesen Leitfähigkeitsproben resultierenden Kalibrierungen führten auf allen Fahrten zu einer Datenqualität der CTD-Profile, die im Salzgehalt besser als 0,005 (psu) war. Der gelöste Sauerstoffgehalt wurde durch Titration nach dem Winklervorgang bestimmt. Die Nährstoffanalysen erfolgten mit einem Autoanalyser (Continuous-Flow-Autoanalyser, CFA), der am IFM-GEOMAR entwickelt und gebaut wurde. Zur Bestimmung vertikaler Profile der Lachgaskonzentrationen wurden stets Dreifachproben aus den Wasserschöpfern entnommen, die anschließend an Bord der Schiffe mit einem Gaschromatographen untersucht wurden. Insgesamt wurden über 350 CTD Profile aufgezeichnet. Genauere Angaben zu den CTD-Messungen und der Datenqualität können der Tabelle 3.3 und den jeweiligen Fahrtberichten<sup>1</sup> entnommen werden. Die Positionen der einzelnen CTD Stationen sind in der Abbildung 3.1 vermerkt und tabellarisch in den Fahrtberichten aufgeführt.

Expedition	Profile	Salzgehalt	Sauerstoff
Poseidon 320	42	0,005	0,04 ml/l
Meteor 68/3	96	0,002	0,06 ml/l
Poseidon 347	126	0,005	0,07 ml/l
Poseidon 348	33	0,005	0,07 ml/l
L'Atalante 3	61	0,003	0,07 ml/l

**Tabelle 3.3.:** Anzahl der CTD-Profile der verschiedenen Fahrten sowie Genauigkeiten der Salzgehalts- und Sauerstoffmessungen.

<sup>1</sup>erhältlich unter <http://www.ifm-geomar.de>

### 3.4. Akustische Strömungsmessungen

Während aller Expeditionen wurden die Strömungen in den oberen Schichten der Wassersäule kontinuierlich von akustischen Dopplerstromprofilern gemessen, die fest im Rumpf des Schiffes installiert sind (VMADCP). Zum größten Teil kam ein von der Firma RD Instruments entwickelter 75 kHz Ocean Surveyor zum Einsatz. Geräte dieses Typs sind sowohl an Bord des Forschungsschiffes Meteor als auch auf der Poseidon installiert. Die Reichweite dieses Gerätes bei einer vertikalen Auflösung von 8 m ist meist größer als 500 m und somit ausreichend für die Untersuchungen innerhalb dieser Arbeit. Daher wurde auch darauf verzichtet, die Daten des 38 kHz ADCP zu verwenden, das ebenfalls während der Expedition Meteor 68/3 die Strömungen innerhalb der oberen Schichten der Wassersäule aufzeichnete. Zur Datenaufzeichnung wurde die von RDI zur Verfügung gestellte Data Acquisition System (DAS) Software verwendet. Auf dem französischen Forschungsschiff L'Atalante waren zwei ADCPs installiert, ein 300 kHz ADCP, das mit einer vertikalen Auflösung von 4 m betrieben wurde und dessen maximale Reichweite auf weniger als 150 m beschränkt war und ein 75 kHz ADCP mit einer Reichweite von etwa 400 m bei einer vertikalen Auflösung von 16 m. Bei der Datenprozessierung wurden Standardtechniken für die Kalibrierung verwendet (z. B. FISCHER ET AL., 2003). Dabei wurde besondere Sorgfalt auf die Bestimmung des jeweiligen Einbauwinkels des Geräts relativ zur Schiffsachse gelegt, da Kenntnis über die exakte Lage des Instruments zwingend erforderlich ist, um die Schiffsbewegung aus den relativen Bewegungsmessungen des Wassers zu entfernen. Systematische Fehler, die sich bei typischen Schiffsgeschwindigkeiten von 10 Knoten (entsprechend  $5 \text{ m s}^{-1}$ ) aus der Ungenauigkeit der Bestimmung des Einbauwinkels ergeben, sind für die einzelnen Forschungsexpeditionen wie folgt: Poseidon 320/1  $1,1 \text{ cm s}^{-1}$ , Poseidon 347  $0,4 \text{ cm s}^{-1}$ , Poseidon 348  $0,6 \text{ cm s}^{-1}$ , Meteor 68/3  $0,6 \text{ cm s}^{-1}$  (75 kHz) und  $0,6 \text{ cm s}^{-1}$  (38 kHz) sowie  $0,7 \text{ cm s}^{-1}$  für beide Geräte, die während der L'Atalante Reise benutzt wurden. Für eine ausführliche Beschreibung der Datenqualität auf den einzelnen Reisen sei auf die Fahrtberichte verwiesen. Gerätespezifische Messgenauigkeiten der verwendeten ADCPs, wie sie vom Hersteller angegebenen werden, sind in Tabelle 3.4 vermerkt.

Forschungsschiff	ADCP	Frequenz	Binlänge	Pingrate	Genauigkeit
FS Poseidon	Ocean Surveyor	75 kHz	8 m	2,5 s	$30 \text{ cm s}^{-1}$
FS Meteor	Ocean Surveyor	75 kHz	8 m	2,4 s	$30 \text{ cm s}^{-1}$
FS Meteor	Ocean Surveyor	38 kHz	16 m	2,8 s	$12 \text{ cm s}^{-1}$
FS L'Atalante	Schmalband ADCP	75 kHz	16 m	2,4 s	$7,6 \text{ cm s}^{-1}$
FS L'Atalante	Schmalband ADCP	300 kHz	4 m	1,0 s	$3 \text{ cm s}^{-1}$

**Tabelle 3.4.:** Schiffsinstallierte ADCPs mit technischen Kenngrößen. Die angegebenen Genauigkeiten beziehen sich dabei auf Einzelmessungen und sind gerätespezifisch und abhängig von den jeweiligen Einstellungen.

### Messprinzip eines ADCP

Ein akustischer Dopplerstromprofiler nutzt den bekannten Dopplereffekt aus, um Strömungsgeschwindigkeiten im Wasser zu messen. Dabei sendet das Gerät eine akustische Welle einer bestimmten Frequenz aus und empfängt das Echo, das an Streupartikeln im Wasser reflektiert wird. Für den Fall, dass sich Sender (ADCP) und Rückstreuer nicht mit derselben Geschwindigkeit bewegen, ist die Frequenz der akustischen Welle, die am Gerät wieder ankommt, Doppler verschoben. Die Frequenz, mit der das Gerät arbeitet, bestimmt dabei die Größe geeigneter Rückstreuer. Eine Frequenz von  $f \approx 75$  kHz entspricht dabei einer Wellenlänge  $\lambda = c/f \approx 2$  cm. Kleine Partikel im Wasser von der Größenordnung der Wellenlänge (wie z. B. Plankton) werden durch die vom ADCP ausgesandte akustische Welle angeregt und senden dann ihrerseits eine Schallwelle aus. Die Strömung wird aus der Dopplerverschiebung bestimmt, wobei angenommen wird, dass sich die Rückstreuer mit der gleichen mittleren Geschwindigkeit wie das Wasser bewegen, sich also nicht selbstständig fortbewegen, sondern lediglich vom Wasser transportiert werden.

Über die Laufzeit des Signals vom Aussenden bis zum Empfangen lässt sich bei bekannter Schallgeschwindigkeit die Tiefe bestimmen, in der das Signal zurückgestreut wurde. Dadurch, dass der Empfänger des ADCP in einer Vielzahl von Zeitfenstern lauscht, kann ein vertikales Profil der Strömungsgeschwindigkeiten innerhalb der oberen Wassersäule bestimmt werden. Die Länge eines jeden Zeitfensters entspricht dabei einer bestimmten vertikalen Distanz um die Tiefenstufe herum, über die die Geschwindigkeit gemittelt wird. Das Gerät sendet in der Regel vier gegeneinander geneigte, unabhängige Schallstrahlen aus. Die Strahlen der Geräte, die für diese Arbeit verwendet wurden, sind dabei in der Janus-Konfiguration ausgerichtet, wobei die vier ausgesendeten Strahlen jeweils um  $90^\circ$  versetzt angeordnet sind, wodurch eine dreidimensionale Geschwindigkeitsbestimmung ermöglicht wird. Gegen die Vertikale bilden die Strahlen einen  $30^\circ$  Winkel.

## 3.5. Mikrostrukturmessungen

Das Kernstück der vorliegenden Arbeit ist ein Beobachtungsprogramm bestehend aus Mikrostrukturmessungen von Scherung und Temperatur sowie Leitfähigkeits-, Temperatur- und Druckmessungen und Strömungsbeobachtungen innerhalb der oberen Wassersäule.

Das Mikrostruktur Messsystem MSS90L sowie die etwas größere Version MSS90D der Firma Sea&Sun sind Instrumente zur simultanen Messung von Mikrostrukturen und physikalischen Parametern in Seewasser. Die Mikrostruktur bezeichnet turbulente Fluktuationen mit Skalen kleiner als 1 m. Die Geräte sind darauf ausgelegt, vertikale Profile der oberen Wassersäule zu erstellen (Druckfestigkeit der MSS90L = 500 m und der MSS90D = 2000 m). Die Sonden arbeiten mit einer ausreichend hohen Übertragungsrate (1024 Hz), um die vertikalen Skalen der turbulenten Dissipation im Ozean auflösen zu können (z. B. OSBORN UND COX, 1972). In der Basisversion sind die Sonden ausgerüstet mit jeweils zwei Scherungssensoren (Airfoil, PNS), einem hoch-

Seriennummer	MSS26	MSS28	MSS32
Typ	MSS90D	MSS90L	MSS90D
Reichweite	2000 m	500 m	2000 m
Länge	1,5 m	1,2 m	1,5 m
Gewicht	28 kg	15 kg	28 kg
Datenübertragung	1024 Hz	1024 Hz	1024 Hz
Rauschniveau [ $\text{W kg}^{-1}$ ]	$5 \times 10^{-10}$	$1 \times 10^{-9}$	$5 \times 10^{-10}$
<b>Sensoren</b>			
CTD	x	x	x
Scherung	2*PNS	2*PNS	2*PNS
Beschleunigung	x	x	x
schneller Thermistor	FP07	FP07	FP07
schnelle Leitfähigkeit	o	x	o
Sauerstoff	o	Oxygardt	Oxygardt
Trübung	o	o	Seapoint
Neigung	x	o	o

**Tabelle 3.5.:** Übersicht der verwendeten Mikrostruktursonden und deren Ausstattung, x (o) bedeutet, dass ein entsprechender Sensor (nicht) vorhanden ist.

auflösenden Temperatursensor (Microthermistor, FP07), einem Beschleunigungssensor sowie mit Standard CTD-Sensoren für präzise Messungen von Temperatur, Leitfähigkeit und Druck, die mit einer Frequenz von 24 Hz arbeiten. Zusätzlich sind an einzelnen MSS-Systemen Sauerstoff- und Trübungssensoren sowie Neigungssensoren angebracht (für eine detaillierte Übersicht siehe Tab. 3.5). Die freifallende Sonde ist auf eine Sinkgeschwindigkeit von  $0,6 \text{ m s}^{-1}$  optimiert. Die Sinkgeschwindigkeit wird durch eine geeignete Wahl von Gewichts- und Auftriebselementen am Gehäuse der Sonde variiert und an die Wassermasseneigenschaften angepasst. Um störende, interne Vibrationen des Gehäuses selbst zu kontrollieren, die mit den Scherungsmessungen interferieren, misst ein Vibrationssensor die horizontale Beschleunigung der Sonde. Alle Sensoren sind an der Spitze der Sonde angebracht, wobei die Mikrostruktursensoren (NTC und PNS) durch einen verlängerten Schaft etwa 150 mm vor den CTD Sensoren platziert sind, um das Profil ungestört zu erfassen. Das freifallende Sensorsystem ist mittels eines Kevlarkabels, das ein flexibles Datenkabel umgibt, mit einer Winde an Bord des Schiffes verbunden. Störungen durch Vibration des Kabels oder durch Schiffsbewegungen müssen weitestgehend ausgeschlossen werden. Das wird dadurch erreicht, dass das Kabel mit einer ausreichend hohen Geschwindigkeit ins Wasser gelassen wird, um Zugspannung auf das Kabel zu vermeiden, die die Messung beeinträchtigen würden. Zur Regulierung der Kabelgeschwindigkeit wird eine speziell entworfene Winde von der Firma ISW Wassermesstechnik benutzt. Über das Kabel werden die gemessenen Daten zunächst an eine Bordeinheit weitergegeben und von dort aus an einen Aufzeichnungsrechner, auf dem die eingehenden Daten während der Messung gespeichert werden.

Auf einer Station wurden in der Regel mindestens drei Mikrostrukturprofile aufgezeichnet, um

Forschungsfahrt	MSS-Profil (-Stationen)	Mikrostruktursystem
Poseidon 320	106 (16)	MSS20
Meteor 68/3	210 (37)	MSS28
Poseidon 347	582 (100)	MSS26 MSS28 MSS32
Poseidon 348	58 (20)	MSS26
L'Atalante 3	172 (32)	MSS32

**Tabelle 3.6.:** Mikrostrukturbeobachtungen während der verschiedenen Forschungsreisen. Angegeben ist die Anzahl der individuellen Mikrostrukturprofile bzw. die Anzahl der zugehörigen Stationen in Klammern. Die rechte Spalte gibt die zum Einsatz gekommenen Systeme an (siehe Tab. 3.5).

die statistische Signifikanz der Messungen zu erhöhen. Insgesamt summiert sich die Anzahl der gewonnenen Mikrostrukturprofile während der verschiedenen Forschungsexpeditionen auf mehr als 1100. Einen Überblick über die Verteilung dieser Beobachtungen auf die einzelnen Reisen gibt die Tabelle 3.6. Für detaillierte Informationen bezüglich Zeiten und Positionen der Mikrostrukturbeobachtungen sei auf die jeweiligen Fahrtberichte verwiesen.

### 3.5.1. Dissipationsratenbestimmung

Der durch turbulente Vermischung angetriebene, vertikale Austausch ist der entscheidende Prozess, der im Ozean Impuls und Wärmeflüsse aber auch Tracertransportwege bestimmt. In den vergangenen Jahren wurde zunehmend Arbeit darauf verwendet, diesen Prozess in der marinen Umgebung zu messen, aber auch die Messsysteme zu verbessern bzw. neue Messmethoden zu entwickeln, um die turbulente Vermischung oder auch Wassermassentransformation zu quantifizieren. Die erweiterte Möglichkeit, einen Schlüsselparameter der Turbulenz, die Dissipationsrate,  $\varepsilon$ , der turbulenten kinetischen Energie, TKE, zu messen, hat zu einer grundlegenden Verbesserung des Verständnisses der vertikalen Austauschprozesse geführt und auch deren Parameterisierbarkeit und somit eine verbesserte Implementierung in Modellen ermöglicht.

Zur Einordnung der Bedeutung von  $\varepsilon$  zur Beschreibung der Turbulenz seien hier nur drei Gründe genannt:

1.  $\varepsilon$  ist ein Maß der Energie, die von der Turbulenz abgegeben wird.
2.  $\varepsilon$  kann direkt mit der Ausgabe von Turbulenzmodellen, die die TKE balancieren, verglichen werden.
3. Man kann  $\varepsilon$  benutzen, um die diapynische Diffusivität,  $K_\rho$ , abzuschätzen, wenn man OSBORN (1980) folgend annimmt, dass:

$$K_\rho = \Gamma \frac{\varepsilon}{N^2} \quad , \quad (3.1)$$

wobei  $\Gamma$  die Vermischungseffektivität und  $N^2$  die Stabilität der Wassersäule beschreibt. Dabei ist  $\Gamma$  von der Größenordnung 0,1, das bedeutet, dass die meiste TKE durch viskose Reibung dissipiert,

während nur ein kleiner Teil entsprechend  $\Gamma$  benutzt wird, um das Wasser zu vermischen (und somit den Schwerpunkt anzuheben, LUECK ET AL. (2002)).

Im Folgenden werden kurz die theoretischen Grundlagen und Details der Messmethode zur Bestimmung von  $\varepsilon$  basierend auf schiffsgestützten Profilen der kleinskaligen Strömungsfuktuationen vorgestellt.

### 3.5.1.1. Theoretische Grundlagen

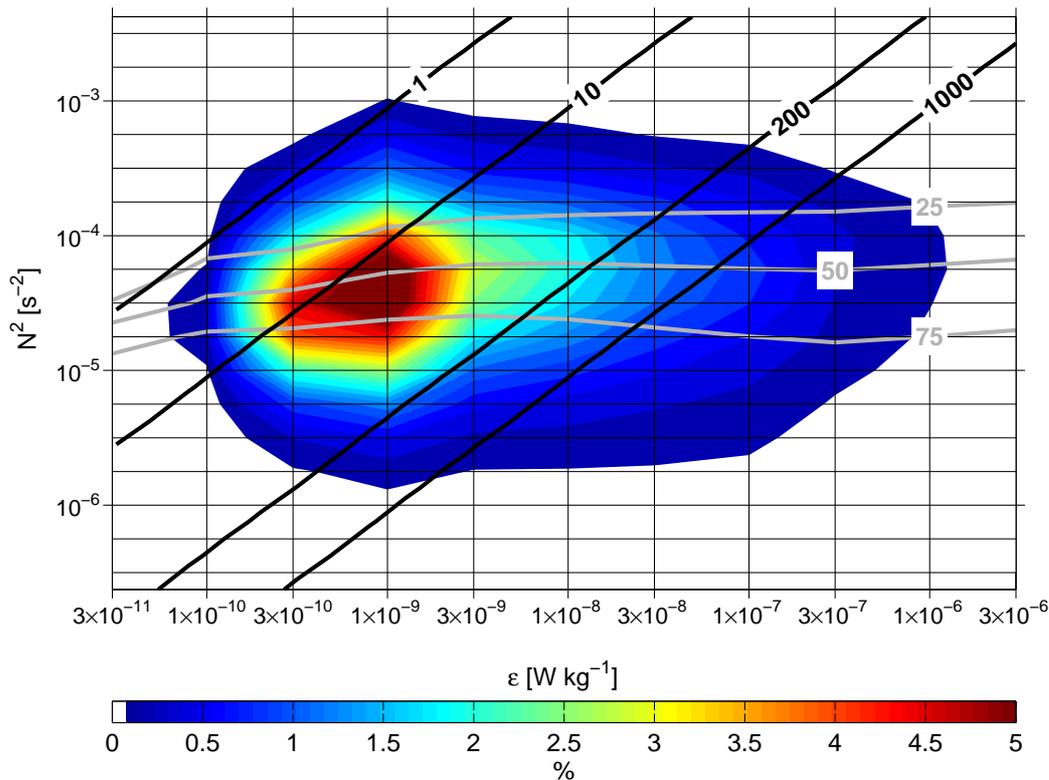
In der Reynolds-gemittelten TKE-Gleichung ist die Dissipationsrate definiert als:

$$\varepsilon = \nu \cdot \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \cdot \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)} \quad . \quad (3.2)$$

Hier ist  $\nu$  die kinematische Viskosität des Seewassers (im Wesentlichen eine Funktion der Temperatur);  $u$  bezeichnet die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen;  $x$  beschreibt das räumliche Koordinatensystem; die Indizes beschreiben die Standardtensornotation mit der Summation über die drei Komponenten. Die Gleichung beinhaltet zwölf Terme der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen. Im Falle von isotroper Turbulenz sind die Terme einfach miteinander verbunden, und es bleibt nur ein unabhängiger Term übrig. GREGG (1989) zeigte, dass somit Gleichung 3.2 geschrieben werden kann als:

$$\varepsilon = 7,5\nu \left\langle \left( \frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle = 15\nu \int_0^\infty \Phi_S dk_z \quad . \quad (3.3)$$

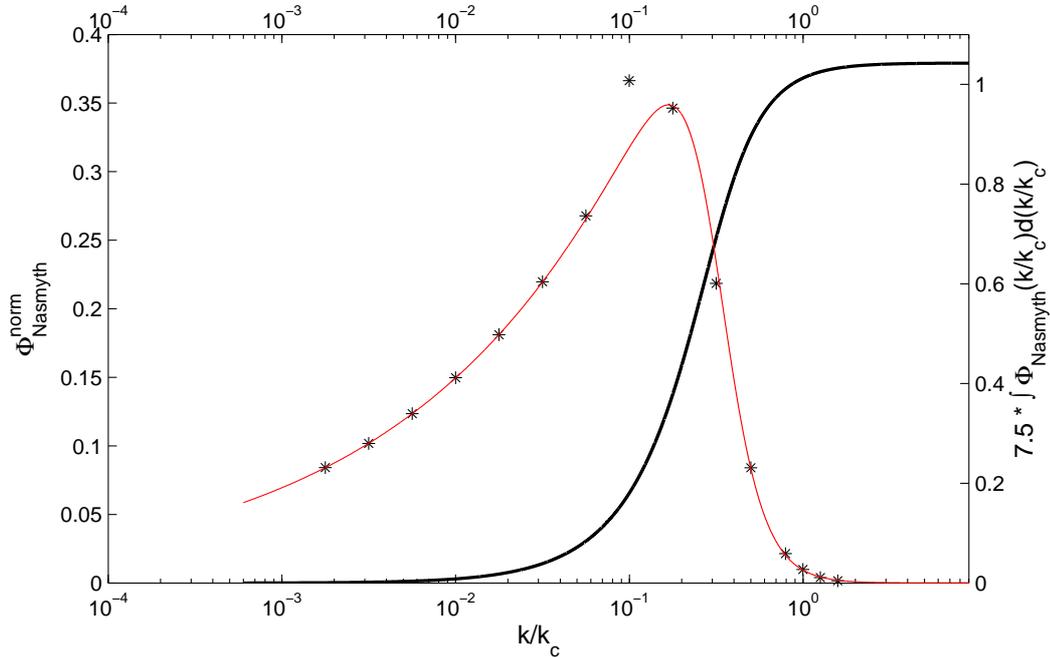
Praktisch wird dabei die Varianz der Scherung durch das Integral des Scherungsspektrums ( $\Phi_S$ ) über alle Wellenzahlen ( $k_z$ ) bestimmt. GARGETT ET AL. (1984) konnten jedoch zeigen, dass die Annahme der Isotropie im geschichteten Ozean nicht immer gegeben ist. Insbesondere im Falle sehr geringer Turbulenz (kleines  $\varepsilon$ ) oder für stark geschichtete Bedingungen (großes  $N$ ) würde man  $\varepsilon$  überschätzen, wenn lediglich die vertikale Komponente der Geschwindigkeitsfluktuationen bekannt ist und  $\varepsilon$  nach Gleichung 3.3 bestimmt wird. Als Grenze zwischen Isotropie und Anisotropie benannten GARGETT ET AL. (1984) einen Isotropieindex,  $I = \varepsilon/\nu N^2$ , von 200. Für Regionen, die diese Bedingung nicht erfüllen, sei die Turbulenz nicht vollständig isotrop, da durch die vertikale Dichteschichtung die vertikalen, turbulenten Fluktuationen unterdrückt werden, wodurch der Faktor 7,5 in Gleichung 3.3 die wahre Dissipationsrate um maximal einen Faktor von 3,75 überschätzt (HOSEGOOD ET AL., 2005). Die Mikrostrukturbeobachtungen, die im Zuge dieser Arbeit im mauretischen Auftriebsgebiet gesammelt wurden, erfüllen zu einem großen Teil diese Bedingung nicht (Abb. 3.3). Lediglich 34% der individuellen Dissipationsratenabschätzungen liefern ein  $I > 200$ . Korrelationsanalysen zwischen simultan messenden Scherungssensoren, die räumlich 35 mm voneinander getrennt waren, haben jedoch gezeigt, dass für  $\varepsilon/\nu N^2 > 10$  die Überschätzung von  $\varepsilon$  bereits deutlich reduziert ist (FISCHER 2010, persönliche Kommunikation). Dabei liefern nur 3% der Beobachtungen, die auch einen Isotropieindex von 10 unterschreiten, Dissipati-



**Abbildung 3.3.:** Prozentuale Häufigkeit von Dissipationsratenabschätzungen in gleichmäßig eingeteilten Grenzen der Schichtung (linear) und der Dissipationsraten (logarithmisch). Graue Konturlinien geben dabei die von starker Schichtung zu schwacher Schichtung hin aufsummierten Häufigkeiten für feste Dissipationsratenintervalle wieder. Die zugehörige Isotropieindizes werden durch die schwarzen Linien angezeigt.

onsraten von  $> 10^{-9} \text{ W kg}^{-1}$ . Für kleine Dissipationsraten ist eine Korrektur meist unangebracht, da die Dissipationsratenbestimmung bereits durch das Rauschniveau der Sonden beeinträchtigt ist. Ferner liegt der Fokus dieser Arbeit auf der Identifikation von starken Vermischungsereignissen (für die die Annahme der Isotropie in der Regel gerechtfertigt ist) sowie auf der Bestimmung von mittleren Verteilungen der Turbulenz. Bei der Mittlung von Dissipationsraten, die oft über mehrere Dekaden variieren, wird der Mittelwert stets durch die stärksten Ereignisse dominiert (z. B. CARTER ET AL., 2005). Aus diesem Grund wird im Rahmen dieser Arbeit eine mögliche Anisotropie der Turbulenz vernachlässigt.

Beobachtungen mit einer Vielzahl von Sensoren haben gezeigt, dass die Wellenzahlenspektren der Geschwindigkeitsscherung eng einer universellen Form folgen, wenn die Turbulenz gut entwickelt ist (GREGG, 1999). Als Referenz für beobachtete Spektren können empirische wie das von NASMYTH (1970) oder theoretische Spektren wie das von PANCHEV UND KESICH (1969) dienen. Das Panchev-Kesich Spektrum zeigt erhöhte Werte im Bereich kleiner Wellenzahlen im Vergleich zum Nasmyth-Spektrum, weshalb in dieser Arbeit das Nasmyth-Spektrum als Referenz benutzt



**Abbildung 3.4.:** Das empirische Spektrum nach Nasmyth, wie es bei Oakey (1982) angegeben ist (schwarze Sterne) und der nach Gl. 3.4 approximierte Verlauf (rote Linie). Die kumulative Varianz (schwarze Linie) ist auf der rechten y-Achse aufgetragen.

wird. Eine analytische Formulierung, welche die universelle Form nach Nasmyth approximiert, ist bei WOLK ET AL. (2002) gegeben mit:

$$\phi_{Nasmyth} = \frac{8.05 k_n^{\frac{1}{3}}}{1 + (20 k_n)^{3.7}} \quad , \quad (3.4)$$

wobei  $k_n = k/k_c$  die mit der Kolmogorov-Wellenzahl,  $k_c$  (siehe Gl. 3.5), normierte dimensionslose Wellenzahl ist. Eine grafische Darstellung dieser Funktion zusammen mit den bei OAKEY (1982) gegebenen Werten ist in Abbildung 3.4 gezeigt.

Um die Dissipationsrate aus den gemessenen vertikalen Scherungsprofilen zu erhalten, muss die Varianz der Scherung im turbulenten Wellenzahlenbereich bestimmt werden. Nach Gleichung 3.3 erhält man diese durch Integration des Spektrums. Während die obere Grenze klar durch die Kolmogorov Wellenzahl,

$$k_c \equiv \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\varepsilon}{\nu^3} \right)^{\frac{1}{4}} \quad [cpm], \quad (3.5)$$

definiert ist, ist die untere Schranke nicht in ähnlicher Form vorgegeben. In der Realität gibt es keine scharfe Grenze zwischen hochfrequenten, nicht-turbulenten Bewegungen und niederfrequenten, turbulenten Bewegungen. Beide Prozesse interagieren, und die Skalen überlappen sich teilweise. Folglich muss die untere Grenze für die Dissipationsratenberechnung empirisch gesetzt

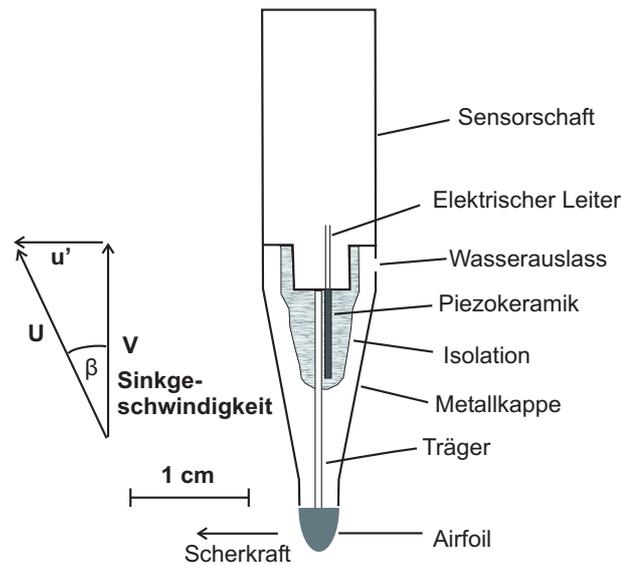


Abbildung 3.5.: Schematischer Querschnitt eines PNS Schersensors.

werden. Normalerweise wird eine Wellenzahl von 2 cpm benutzt. Es wird angenommen, dass dieses die höchste Wellenzahl der internen Wellen bildet. Der Peak des universellen Spektrums liegt bei  $0,125 k_c$ . Die schwarze Kurve in Abbildung 3.4 beschreibt das kumulative Integral über Gleichung 3.4. Integration bis  $1/4 k_c$  bzw.  $1/2 k_c$  resultiert in 50 % bzw. 90 % der Varianz. Geschwindigkeitsscherungen auf diesen kleinen Skalen im Ozean zu messen, ist eine schwierige Herausforderung. Ein auf hinreichend kleinen Skalen messender Sensor ist der Airfoil Scherungssensor, der nachfolgend detailliert beschrieben wird.

### 3.5.1.2. Airfoil Scherungssensoren

Der gebräuchlichste und am besten geeignete Sensor, um die Mikrostruktur von Geschwindigkeitsfluktuationen zu messen, ist der Airfoil Scherungssensor (LUECK ET AL., 2002). Der Airfoil wurde ursprünglich für den Gebrauch im Windkanal von SIDDON UND RIBNER (1965) erfunden und von SIDDON (1971) für den Einsatz im Wasser modifiziert. 1972 benutzte T. Osborn erstmals erfolgreich einen Scherungssensor auf einem Mikrostrukturprofilier in natürlichen Gewässern (OSBORN, 1974).

Zwei Jahre später wurden Scherungssensoren dieses Typs zur Messung der Dissipationsrate von OSBORN UND CRAWFORD (1980) auch im Ozean während des GARP (global atmospheric research program) Atlantic tropical experiment (GATE) eingesetzt. Die Erfolgsgeschichte der Airfoil Scherungssensoren als effektives Beobachtungswerkzeug der Geschwindigkeitsmikrostruktur im Ozean begründet sich darin, dass das Ausgangssignal dieser Sensoren wesentlich stärker ist als das ihrer Vorgänger und dass Scherungssensoren dieses Typs vollständig unabhängig von Temperaturfluktuationen im Bereich der Mikrostruktur sind (MACOUN UND LUECK, 2004). Die Scher-

ungssensoren, die bei den hier verwendeten Mikrostruktursonden zum Einsatz kommen, sind in ähnlicher Weise konstruiert wie die Airfoils, welche bei OSBORN UND CRAWFORD (1980) im Detail beschrieben sind. Abbildung 3.5 zeigt eine schematische Darstellung eines solchen Sensors. Die Länge und der Durchmesser der an den MSS-Systemen verwendeten Airfoils, die vom Hersteller als PNS bezeichnet werden, sind 3,5 mm und 3 mm. Der sensitive Teil des Sensors ist ein piezoelektrisches Element, das bei Verformung entlang seiner sensitiven Achse (rechts-links in Abbildung 3.5) eine elektrische Spannung erzeugt. Die Spannung, die eine Geschwindigkeit hervorruft, die entlang dieser Achse angreift und so zu einer Auslenkung des Piezoelements führt, lässt sich beschreiben durch:

$$E_0(t) = S \left( \frac{V^2}{2g} \right) \frac{u'(t)}{V} \quad , \quad (3.6)$$

wobei  $S$  die Sensitivität des Sensors beschreibt,  $g$  die Schwerebeschleunigung,  $V$  die mittlere Geschwindigkeit und  $u'$  die Geschwindigkeitsfluktuation entlang der sensitiven Achse des Sensors. Dabei ist die mittlere Geschwindigkeit,  $V$ , die Geschwindigkeit, die von der Sinkbewegung des Instruments selbst hervorgerufen wird. Das Ausgabesignal der Airfoils steigt linear mit der Anströmgeschwindigkeit, also im Falle einer freifallenden, profilierenden Sonde mit der Sinkgeschwindigkeit. Die Zeitreihe des aufgezeichneten Signals kann unter Taylor's "frozen field" Annahme<sup>2</sup> in vertikale Geschwindigkeitsscherung umgewandelt werden:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{V} \frac{\partial u}{\partial t} \quad , \quad (3.7)$$

womit sich für das Ausgabesignal des Airfoils ergibt:

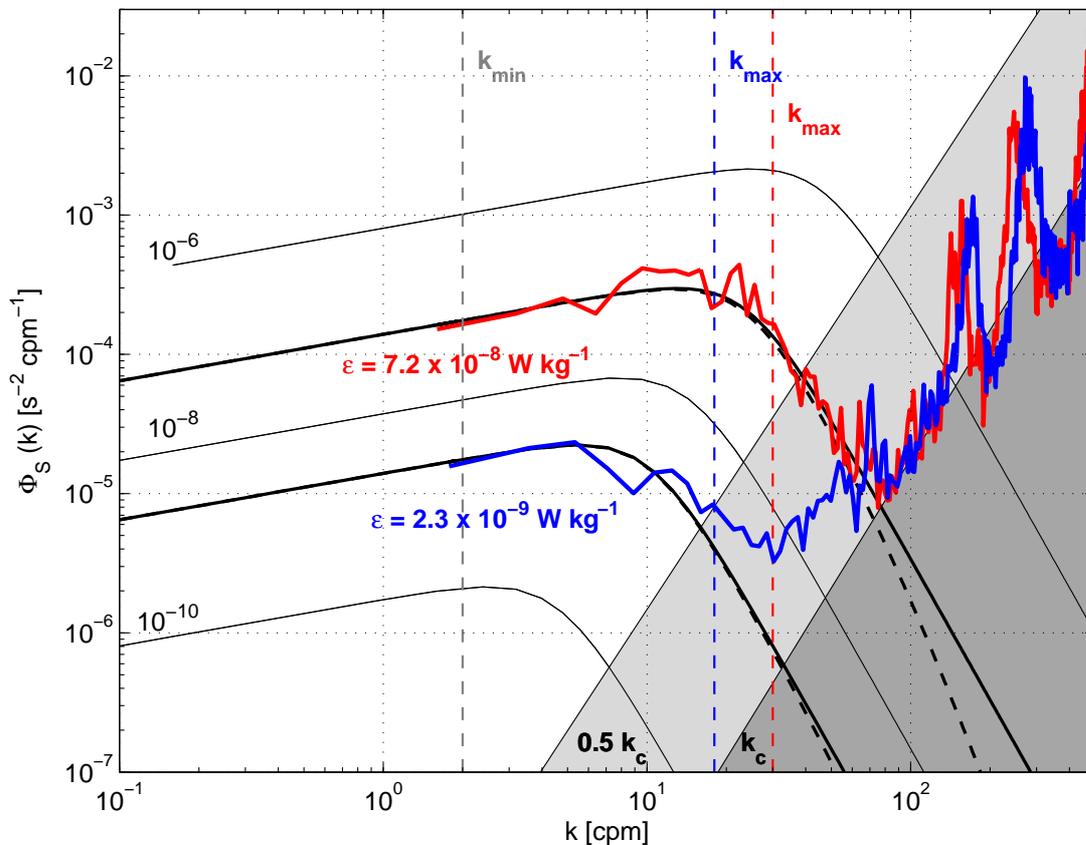
$$E_S(t) = \frac{\partial E_0(t)}{\partial t} = S \left( \frac{V^2}{2g} \right) \frac{\partial u'(t)}{\partial z} \quad . \quad (3.8)$$

Die endliche Größe dieser Sensoren beinhaltet eine untere Grenze der Wirbelgröße, die korrekt gemessen werden kann. Die kleinsten Wirbel der Turbulenz werden von Sensoren, deren sensitiver Teil von der gleichen räumlichen Größenordnung ist, nur als räumliches Mittel erfasst, somit bestimmt die Größe des Sensors sein dynamisches Ansprechverhalten. OAKEY (1977) nahm an, dass Airfoils wie ein einpoliger Tiefpassfilter antworten und bestimmte das quadratische Ansprechverhalten als:

$$H_{Oakey}^2(k) = \frac{1}{1 + \left(\frac{k}{k_s}\right)^2} \quad . \quad (3.9)$$

Für die PNS Airfoils ergibt sich eine sensitive Wellenzahl,  $k_s$ , von 100 cpm (PRANDKE ET AL., 2000). Da sich das Scherungsspektrum mit steigendem  $\varepsilon$  zu kleineren Skalen verschiebt, wächst auch der Verlust an Varianz durch das räumliche Mitteln mit steigendem  $\varepsilon$ . Für eine detaillierte Beschreibung des Ansprechverhaltens von Airfoils in Abhängigkeit von ihrer Größe und Geome-

<sup>2</sup>Die Taylor's "frozen field" Annahme besagt, dass zeitliche Ableitung gleich der räumlichen Ableitung in der Richtung der mittleren Strömung ist, wenn sich das Strömungsfeld langsam relativ zu der Beobachtungszeit ändert.



**Abbildung 3.6.:** Wellenzahlenabhängiger Verlauf der spektralen Energiedichte. Die glatten Kurven sind die universellen Spektren nach Nasmyth für verschiedene Dissipationsraten. Die rote und die blaue Kurve zeigen das im Januar 2007 gemessene Spektrum über Tiefenintervalle von 32,5 m–34,5 m (blau) und 53 m–55,5 m (rot) auf dem Mauretanischen Schelf bei 17,5°N und 16,3°W. Entsprechende Abschätzungen der Dissipationsraten aus Integration dieser Kurven zwischen  $k_{min}$  und  $k_{max}$  (gestrichelte vertikale Linien) sind als Zahlenwerte gegeben. Die dicken schwarzen Kurven zeigen als Reverenz die empirischen Nasmyth-Spektren für diese  $\epsilon$  Werte. Die geneigte Linie, die die dunkel schraffierten Regionen zu großen Wellenzahlen begrenzt, beschreibt die dissipationsratenabhängigen Kolmogorov Wellenzahlen. Der Übergang vom hellgrauen zum unschraffierten Bereich markiert  $0,5 k_c$ .

trie sei auf MACOUN UND LUECK (2004) verwiesen. Nachfolgend wird am Beispiel von zwei Scherungsspektren, die von PNS-Sensor aufgezeichnet wurden, die Vorgehensweise beschrieben, mit der innerhalb dieser Arbeit Dissipationsraten bestimmt werden.

### 3.5.1.3. Datenanalyse

OSBORN (1980) schlug vor, dass man die Dissipationsrate einerseits durch die Varianz der kleinskaligen Scherung oder andererseits durch eine Anpassung des gemessenen Spektrums an das universelle Spektrum abschätzen kann. Mit kleineren Abweichungen sind diese beiden Methoden immer noch praktikabel. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Varianz-Methode benutzt.

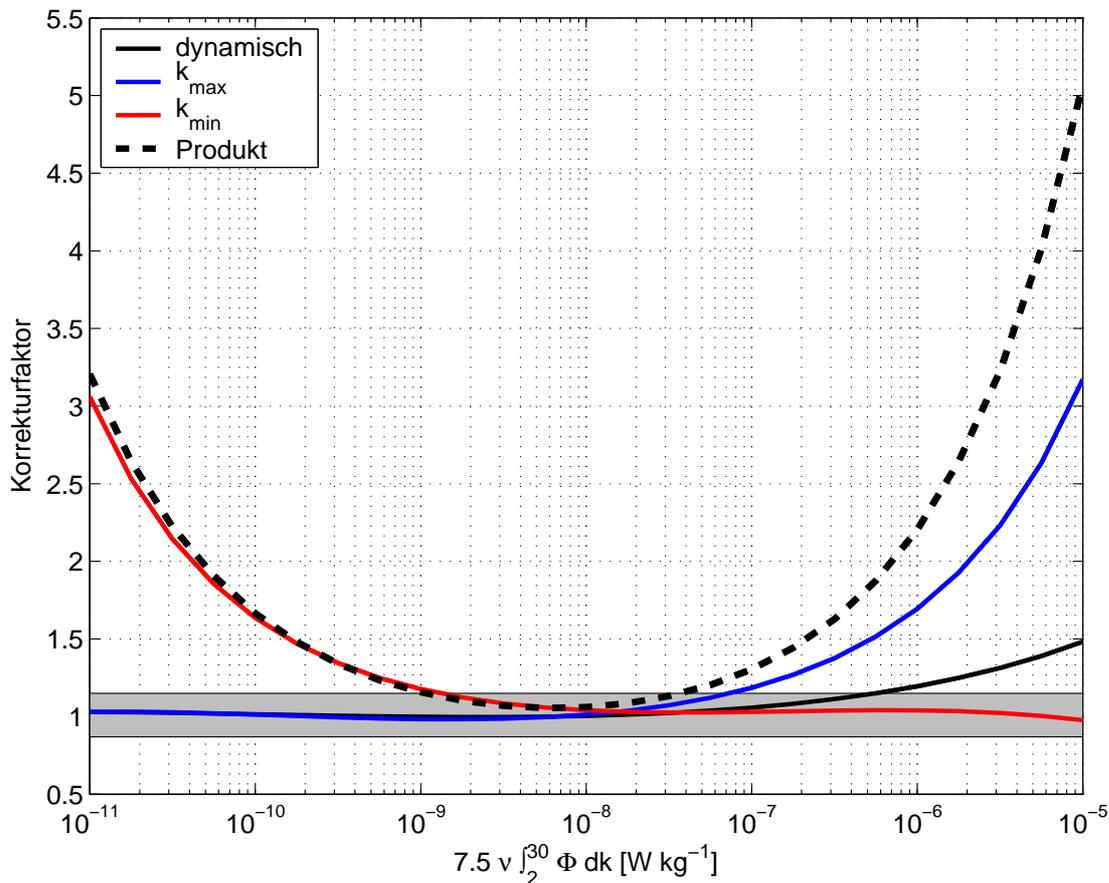
Nach GREGG (1998) kann unter der Annahme von spektraler Isotropie durch Integration des

Spektrums der horizontalen Geschwindigkeitsfluktuationen die Dissipationsrate  $\varepsilon$  abgeleitet werden (Gl. 3.3). Abbildung 3.6 zeigt exemplarisch zwei Scherungsspektren, die von den Scherungssensoren an der MSS26 über Tiefenintervalle von 32,5 m-34,5 m (blau) und von 53 m-55,5 m (rot) beobachtet wurden. Als Referenz ist das Nasmyth-Spektrum für die berechneten Dissipationsraten (dicke schwarze Kurven) sowie für drei weitere  $\varepsilon$ -Werte (dünne schwarze Kurven) angegeben, die den Bereich an Dissipationsraten überspannen, wie sie in der Forschungsregion beobachtet wurden. Eine von den verwendeten Sensoren abhängige Korrektur entsprechend Gleichung 3.9 ist durch die gestrichelten Kurven angezeigt, die lediglich bei großen Wellenzahlen von dem Nasmyth-Spektrum abweichen. Der Verlauf der beobachteten Spektren folgt über einen breiten Wellenzahlenbereich jeweils dem empirischen Nasmyth-Spektrum. Eine vollständige Auflösung der spektralen Varianz erfordert die Integration bis zur Kolmogorov Wellenzahl,  $k_c$ , angezeigt durch die geneigte Linie, die den dunkel schraffierten Bereich abgrenzt. Beim Erreichen dieses Bereichs wird vom Integral eines gegebenen Spektrums 97% der Energie erfasst (z. B. WOLK ET AL., 2002). In der Regel ist eine Integration bis zu dieser Wellenzahl mit Airfoil Scherungssensoren nicht möglich, da sie nicht genügend kleine Skalen auflösen können, es sei denn das Niveau der Turbulenz ist hinreichend klein. Allerdings kann insbesondere für niedrige Dissipationsraten das breitbandige Signalrauschen das Integral des gemessenen Spektrums verfälschen, da das Rauschen das spektrale Niveau der Messung übersteigt, bevor  $k_c$  erreicht ist.

Setzt man jedoch voraus, dass die Form des gemessenen Spektrums der kleinskaligen Scherung mit der Form des universellen turbulenten Scherungsspektrums übereinstimmt, ist es auch nicht notwendig, die Integration bis  $k_c$  durchzuführen. Der hell schraffierte Bereich in Abbildung 3.6 beschreibt den Bereich  $k_c > k > 0,5 k_c$ . Annähernd 90% der turbulenten Energie ist in dem Spektrum im Wellenzahlenbereich unterhalb von  $0,5 k_c$  enthalten, womit sich auch für ein vorzeitiges Abbrechen der Integration eine glaubwürdige Abschätzung der Dissipationsrate ergibt (WOLK ET AL., 2002). Mit dieser Abschätzung kann das empirische Spektrum skaliert werden und die fehlende Varianz jenseits der Integrationsgrenzen abgeschätzt werden.

Die verwendeten Integrationsgrenzen sind durch die gestrichelten, vertikalen Linien  $k_{min}$  und  $k_{max}$  markiert.  $k_{min}$  ist dabei für beide Integrationen als 2 cpm gewählt. Zum einen beschreibt diese Wellenzahl, wie oben bereits erwähnt, den Übergang vom internen Wellenspektrum zum turbulenten Regime und zum anderen ist sie das untere Ende der Wellenzahlen von Strukturen, die durch eine freifallende Sonde mit einer Länge von einem Meter (wie der MSS Sonden) aufgelöst werden können. Da die Kolmogorov Wellenzahl selbst eine Funktion von  $\varepsilon$  ist, wird bei der Datenanalyse die Wellenzahlenobergrenze,  $k_{max}$ , iterativ angepasst. Ein vergleichbares Vorgehen wurde auch von MOUM ET AL. (1995) angewendet. Als größte Integrationsobergrenze wurde in dieser Arbeit 30 cpm verwendet, um sensor- und/oder sondenspezifisches Rauschen bei der Integration auszuschließen.

Der nicht berücksichtigte Beitrag der Wellenzahlenbereiche unterhalb und oberhalb des Integrationsintervalls kann als Funktion der Dissipationsrate dargestellt werden. Der Verlust an Vari-



**Abbildung 3.7.:** Effekte der Korrekturfunktionen auf  $\varepsilon$ -Abschätzungen durch Integration des Scherungsspektrums. Die Bedeutung der einzelnen Korrekturen sind: schwarz Transferfunktion, blau Verlust der Varianz oberhalb von 30 cpm, rot Verlust der Varianz unterhalb von 2 cpm. Die schwarze, gestrichelte Linie gibt das Produkt der drei Korrekturen an. Der grau unterlegte Bereich verdeutlicht Korrekturen von weniger als 15%.

anz kann dann entsprechend der Kurven in Abbildung 3.7 korrigiert werden. Man erkennt, dass das unvollständige Integrieren zu den kleinen Wellenzahlen sich nennenswert (Korrektur >15 %) nur für kleine Dissipationsraten  $< 10^{-9} \text{ W kg}^{-1}$  bemerkbar macht (rote Kurve), wohingegen das Abschneiden zu großen Wellenzahlen erst bei erhöhten Dissipationsraten  $> 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$  eine Korrektur von mehr als 15 % erforderlich macht (blaue Kurve). Ferner wird eine Korrektur der Übertragungsfunktion entsprechend Gleichung 3.9 angewendet. Die Wirkung dieser Korrekturen ist ebenfalls in Abbildung 3.7 (schwarze Kurve) gezeigt.

Die MSS-Sonden sind generell mit zwei Scherungssensoren vom Airfoil Typ bestückt. Die Berechnungen der Dissipationsraten werden jeweils für beide Scherungssensoren separat durchgeführt. Um fehlerhafte Abschätzungen, die z. B. durch Plankton bei nur einem Sensor verursacht werden, zu identifizieren, werden die beiden simultanen Messungen miteinander verglichen und

für den Fall, dass das Verhältnis der beiden  $\epsilon$  Bestimmungen 5 überschreitet, wird nur der kleinere Wert weiter benutzt, anderenfalls werden die beiden Abschätzungen gemittelt. Abschließend werden alle Dissipationsprofile einer Station einer visuellen Qualitätskontrolle unterzogen.

## 3.6. Satellitenbeobachtungen

Satellitengestützte Fernerkundung des Ozeans für eine Reihe von Parametern hat in den vergangenen Jahren und Jahrzehnten wertvolle Datensätze geliefert, die bezüglich Abdeckung, Kontinuität und Dauer konkurrenzlos sind und die Untersuchung von räumlichen sowie saisonalen und inter-annualen Variationen im Ozean ermöglichen.

### 3.6.1. Winddaten

#### Scatterometer Daten

Die Winde an der Oberfläche des Ozeans wurden traditionell an Bord von Schiffen oder von Bojen aus gemessen, die aber stets nur eine begrenzte räumliche Abdeckung lieferten. QuikSCAT ist ein Erdbeobachtungssatellit der National Aeronautics and Space Administration (NASA), dessen Aufgabe es ist, für die National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) Informationen über die Windgeschwindigkeit und -richtung über dem Ozean zu sammeln. QuikSCAT wurde 1999 in eine sonnensynchrone Erdumlaufbahn gebracht und ist Teil des Earth Observing System. In einer Höhe von 803 km umrundet QuikSCAT die Erde alle 101 Minuten und vermisst dabei entlang seiner Umlaufbahn einen etwa 1800 km breiten Streifen mit dem Scatterometer SeaWinds. Dieses Instrument sendet hochfrequente Mikrowellenimpulse (13,4 Gigahertz) zur Meeresoberfläche aus und erfasst die an der Oberfläche zurückgestreuten Radarstrahlen. Dabei wird gleichsam die vom Wind verursachte Meeresoberflächenrauigkeit abgetastet, woraus die Windrichtung und -stärke abgeleitet wird. Aufbereitete Daten auf einem regelmäßigen Gitter mit  $0,25^\circ$  horizontaler Auflösung sind erhältlich unter <ftp://eclipse.ncdc.noaa.gov/raid1c/seawinds/>.

### 3.6.2. Oberflächentemperatur

#### TRMM Microwave Imager

Die Daten der Meeresoberflächentemperatur (Sea Surface Temperatur, SST), die in dieser Untersuchung benutzt werden, stammen von dem Radiometer an Bord des Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM) Satelliten. Der TRMM Microwave Imager (kurz TMI) ist ein Radiometer, das mit einer Frequenz von 10,7 GHz arbeitet. Der große Vorteil eines solchen Radiometers im Vergleich zu traditionellen Infrarotmessgeräten der SST ist, dass die SST auch durch Wolken, die für Mikrowellen dieser Frequenz annähernd transparent sind, gemessen werden kann. Gerade in Gebieten mit einer starken Bewölkung wie z. B. in den Tropen bietet sich daher ein solches Gerät an. Ein Nachteil der SST-Messung mit Mikrowellen ist, dass sie im Gegensatz zu Infrarotmessungen von der Rauigkeit der Meeresoberfläche beeinträchtigt werden.

Für diese Untersuchung wurden Daten dieses Messgerätes benutzt, die von der SSMI Homepage<sup>3</sup> stammen. Die Messwerte befinden sich auf einem  $0,25^\circ$  Gitter von  $40^\circ\text{N}$  bis  $40^\circ\text{S}$  und besitzen eine zeitliche Auflösung von drei Tagen.

### MODIS

MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) ist ein wesentliches Instrument an Bord der beiden Satelliten Terra (EOS AM) und Aqua (EOS PM), die 1999 von der NASA in eine Umlaufbahn gebracht wurden. Die Satelliten umkreisen die Erde alle 99 Minuten auf einer sonnensynchronen Umlaufbahn in einer Höhe von 705 km, womit sich für das Teleskop von MODIS mit einem  $\pm 55^\circ$ -Aufnahmemuster ein 2330 km breiter Streifen ergibt, so dass die gesamte Erdoberfläche alle ein bis zwei Tage auf 36 spektralen Bändern von MODIS vermessen wird. Die räumliche Auflösung der für diese Arbeit relevanten Spektralbänder beträgt 1000 m. Die SST wird durch Messungen im Wellenlängenbereich von  $3,66\text{--}4,08\ \mu\text{m}$  (also im mittleren Infrarotbereich) bestimmt.

Diese Daten werden auf ein regelmäßiges Gitter projiziert und in unterschiedlicher zeitlicher Auflösung (täglich, wöchentlich, monatlich oder saisonal) bereit gestellt<sup>4</sup>. Die räumliche Auflösung dieser aufbereiteten Daten beträgt entweder 4 km oder 9 km, was einen erheblichen Vorteil gegenüber den Mikrowellenbeobachtungen darstellt. Allerdings zeigen Infrarotmessungen große Schwierigkeiten bei Wolkenbedeckung. Insbesondere für die Auftriebssaison ist dieses aber unproblematisch, da zu dieser Jahreszeit nur schwache Bewölkung in dem Untersuchungsgebiet herrscht.

### 3.6.3. Chlorophyll-Konzentrationen

Chlorophyll ist die Substanz (Pigment) in Pflanzen, die grün erscheint und Energie vom Sonnenlicht aufnimmt. Das Sonnenlicht wird dabei vom Phytoplankton zusammen mit Kohlendioxid und Wasser benutzt, um Kohlenhydrate für das Zellwachstum zu bilden. Satelliten, die mit Spektrometern ausgerüstet sind, die im sichtbaren Wellenlängenbereich operieren, sind damit in der Lage, Plankton durch Beobachtung ihrer Fluoreszenz fernzuerkunden. Mit dem menschlichen Auge kaum sichtbare Unterschiede in der Farbe der Ozeane weisen auf verschiedene Arten und Konzentrationen von Phytoplankton hin.

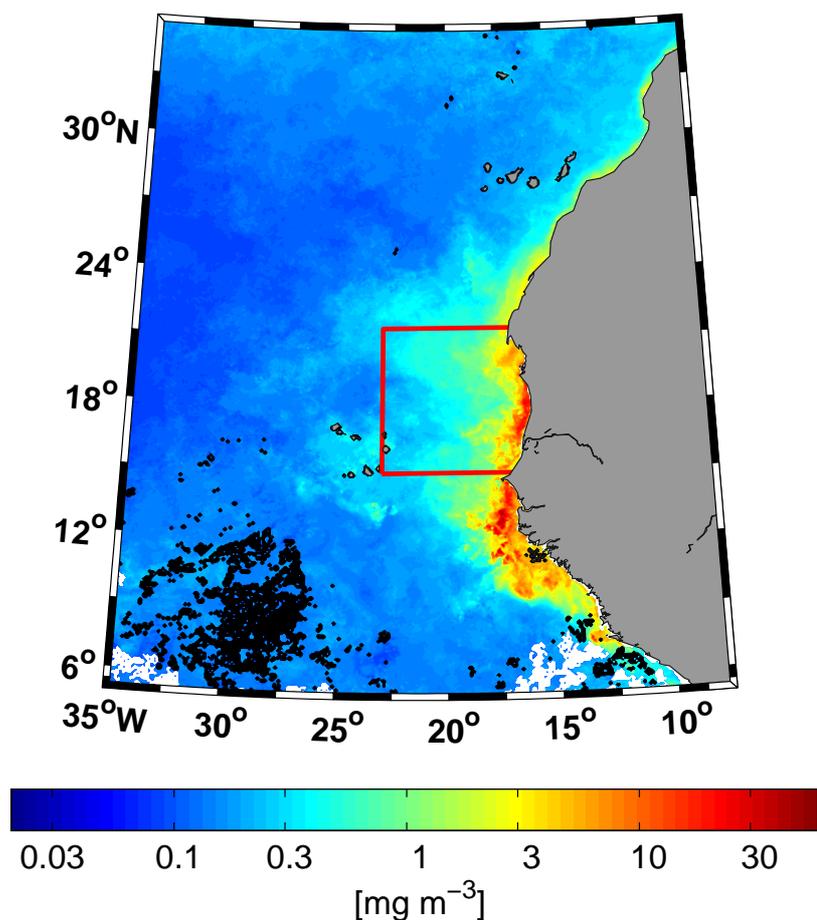
Sea-viewing Wide Field-of-View Sensor (SeaWiFS) ist ein Sensor zur Ermittlung der Ozeanfarbe und damit zur Untersuchung der Primärproduktion im Ozean. SeaWiFS befindet sich an Bord des SeaStar-Satelliten, der 1997 in seine sonnensynchrone Umlaufbahn in 705 km Höhe gebracht wurde. SeaWiFS besteht aus einem optischen Scanner und einem Elektronikmodul. Seine räumliche Auflösung beträgt 1,13 km. Der Sensor zeichnet dabei Bilddaten in acht Wellenlängenbändern zwischen 402 – 885 nm auf, allesamt im sichtbaren Bereich.

<sup>3</sup><http://www.ssmi.com/tmi/>

<sup>4</sup><ftp://oceans.gsfc.nasa.gov/MODISA/Mapped/>

Ebenso verfügt das bereits benannte Spektrometer MODIS über Frequenzbänder, die im sichtbaren Bereich liegen. Einzelne Produkte sowie kombinierte Produkte werden frei verfügbar bereitgestellt<sup>5</sup>. Die mittlere Chlorophyllkonzentration für den Monat Februar 2006 aus einem kombinierten Produkt dieser beiden Spektrometer ist exemplarisch für die Auftriebssaison in Abbildung 3.8 gezeigt.

<sup>5</sup>abrufbar unter <ftp://oceans.gsfc.nasa.gov/>



**Abbildung 3.8.:** Chlorophyllverteilung als Monatsmittelwerte für den Februar 2006 kombiniert aus Produkten von SeaWiFS und MODIS. Das Untersuchungsgebiet vor der mauretanischen Küste ist durch die rote Box markiert.



## 4. Windgetriebener Küstenauftrieb

Das dominante Signal entlang der nordwestafrikanischen Küste im Ozean ist der windgetriebene Küstenauftrieb. In diesem Kapitel werden zunächst kurz die Theorie der windgetriebenen Zirkulation und die Möglichkeiten des windinduzierten Auftriebs vorgestellt. Anschließend werden neben der Saisonalität die Auswirkungen des Auftriebs im Untersuchungsgebiet gezeigt, wie sie mittels Satellitenmessungen beobachtbar sind.

### 4.1. Theorie der windgetriebenen Zirkulation

Eine der ältesten Theorien der windgetriebenen Zirkulation ist die von EKMAN (1905). Er schlug eine Balance der Kräfte in der Oberflächenschicht zwischen einem beständigen Windstress und der Corioliskraft vor. Daraus resultiert ein Nettomassentransport innerhalb der Oberflächenschicht im rechten Winkel zur Windrichtung, dargestellt in folgender Formel:

$$M_{Ex} = \int_{-D}^0 \rho u dz = \frac{\tau_y}{f}, \quad M_{Ey} = \int_{-D}^0 \rho v dz = -\frac{\tau_x}{f}, \quad (4.1)$$

wobei  $\tau_x$  und  $\tau_y$  die zwei Komponenten des Windstresses,  $\rho$  die Dichte des Wassers,  $f$  der Coriolisparameter und  $u$  sowie  $v$  die durch den Wind angetriebenen Geschwindigkeiten bis zur Eindringtiefe  $D$  des Windstresses sind. Wie Ekman bereits zeigen konnte, müssen Divergenzen oder Konvergenzen, die sich innerhalb der windgetriebenen Schicht durch Variationen des Windfeldes oder aufgrund der Nähe zu Rändern ergeben, durch vertikale Bewegungen ausgeglichen werden.

#### 4.1.1. Auftrieb im offenen Ozean

Unter Auftrieb werden Vertikalbewegungen als Ergebnis des Austausches zwischen oberflächennahem Wasser und tiefergelegenen Schichten verstanden. Diese Tatsache wird auch mit dem Begriff Upwelling bezeichnet, der im Wesentlichen auf Sverdrup zurückgeht (HAGEN, 1974). Über dem realen Ozean ist das Windfeld horizontal variabel. Angenommen, die Richtung des Windes bleibt konstant, aber seine Stärke ändert sich entlang dieser Richtung, dann ändert sich auch der Ekmantransport senkrecht zum Wind und es ergeben sich Konvergenzen und Divergenzen im oberflächennahen Wasser. Die Kontinuität erfordert dann, dass eine Konvergenz von einer abwärtsgerichteten Bewegung (Downwelling) begleitet wird und eine Divergenz von einer aufwärtsgerichteten Bewegung (Auftrieb oder Upwelling). Ausgehend von der Kontinuitätsgleichung kann man somit zeigen:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \text{mit } \rho \text{ multipliziert und vertikal integriert}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-D}^0 (\rho u) dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-D}^0 (\rho v) dz - \rho w \Big|_{-D} = 0$$

$$\text{mit Gl. 4.1 folgt} \quad w_e = \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\tau_y}{f} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( -\frac{\tau_x}{f} \right) \right] = \frac{1}{\rho} \nabla \times \left( \frac{\tau}{f} \right) \quad (4.2)$$

falls Windfeldskala  $\ll$  Skala der Änderung von  $f$

$$\rightarrow \boxed{w_e \approx \frac{1}{\rho f} \nabla \times \tau} \quad (4.3)$$

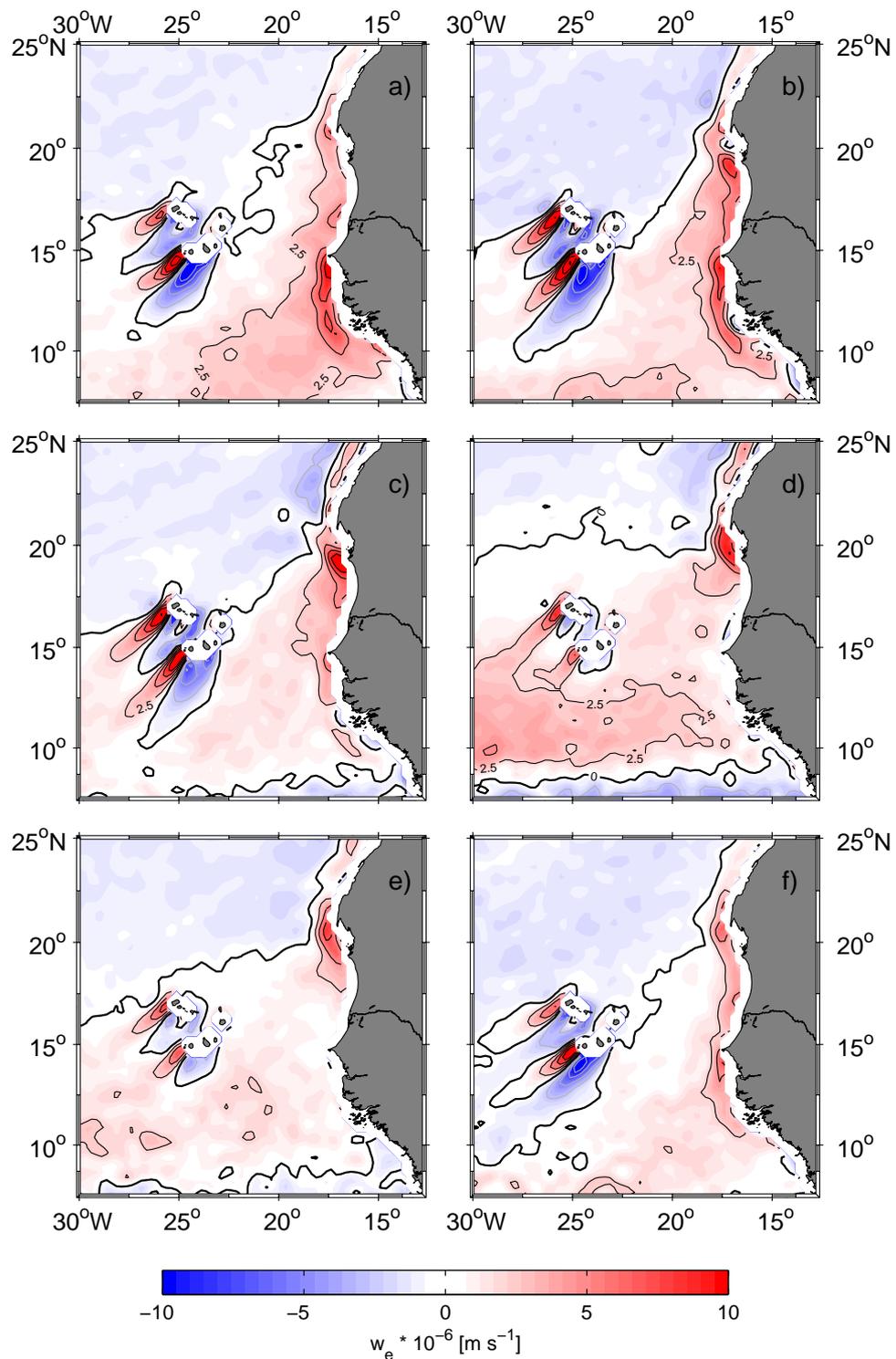
Somit ist die Rotation des Windfeldes ein Maß für die vertikale Ekmangeschwindigkeit. In Abbildung 4.1 sind die sich aus obigen Gleichungen ergebenden vertikalen Ekmangeschwindigkeiten gezeigt. Zur Berechnung wurden klimatologische Winde<sup>1</sup> benutzt und die jährliche Variation als Mittel jeweils über zwei Monate dargestellt. Man erkennt, dass die Rotation des Windfeldes über das ganze Jahr hinweg südlich von etwa 15°N und in Küstennähe aufwärtsgerichtete Vertikalgeschwindigkeiten hervorruft. Insbesondere in der ersten Jahreshälfte ergeben sich vor der mauretanischen Küste positive vertikale Ekmangeschwindigkeiten von bis zu  $10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ . Das Band von positiven (oder schwach negativen)  $w_e$  bei etwa 10°N reicht bis weit entfernt von der Küste in das Innere des Nordatlantiks und schränkt die an der STC beteiligten inneren Transportpfade in Richtung Äquator ein (SCHOTT ET AL., 2004). Die Region des Subtropenwirbels nordwestlich von Mauretanien und den Kapverdischen Inseln zeigt hingegen ganzjährig negative Ekmanvertikalgeschwindigkeiten. Diese Region wird auch als Subduktionszone bezeichnet (SCHOTT ET AL., 2004) und stellt das Erzeugungsgebiet des Nordatlantischen Zwischenwassers dar.

In ähnlicher Form zu der Rotation des Windfeldes verursacht der Wind an den Rändern, an denen er keinen Ekmantransport über die Küstenlinien hinweg antreiben kann, ebenfalls Konvergenzen und Divergenzen, die durch vertikale Bewegungen ausgeglichen werden müssen.

#### 4.1.2. Auftrieb an der Küste

Im Ozean findet windgetriebener Küstenauftrieb dort statt, wo der Wind eine Komponente parallel zur Küste besitzt, wobei das Land auf der nördlichen (südlichen) Hemisphäre links (rechts) vom Wind liegt. Diese Windverhältnisse treiben einen oberflächennahen Ekmantransport (entspre-

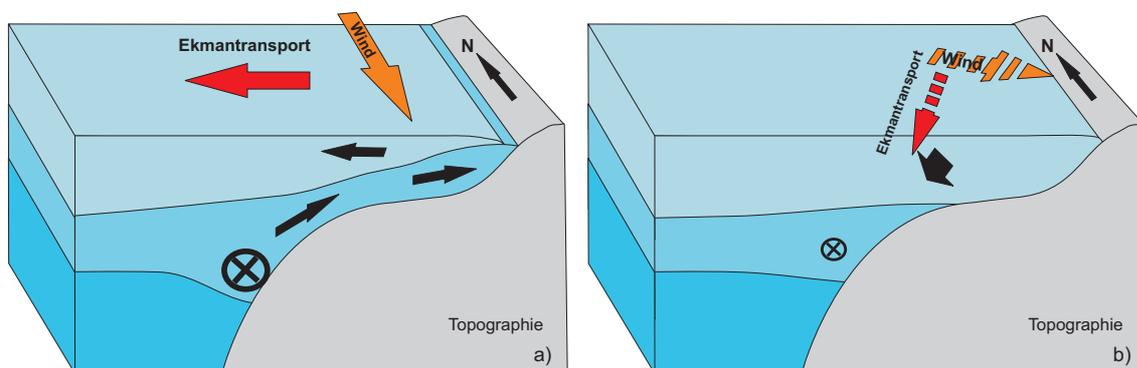
<sup>1</sup>SCOW Klimatologie von RISIEN UND CHELTON (2008)



**Abbildung 4.1.:** Vertikalgeschwindigkeiten nach Ekman berechnet aus klimatologischen Winden. Jeweils als Mittel über zwei Monate, a) Jan.-Feb., b) März-Apr., c) Mai-Juni, d) Juli-Aug., e) Sep.-Okt. und f) Nov.-Dez.

chend Gl. 4.1) an, der  $90^\circ$  nach rechts vom Wind gerichtet ist, wodurch eine von der Küste weg gerichtete Bewegung des Oberflächenwassers hervorgerufen wird (Abb. 4.2 a). Das Wasser, das an der Oberfläche von der Küste weg bewegt wird, muss aus tieferen Schichten nachgeliefert werden, woraus aufwärtsgerichtete Wasserbewegungen nahe der Küste resultieren.

Das Wasser, das nahe der Küste aufsteigt, muss im Gegenzug von Regionen weiter seewärts nachgeliefert werden. Auf dem Schelf kann dieses in einer Bodengrenzschicht passieren (TOMCZAK UND GODFREY, 1994). Weiter seewärts stammt dieses Wasser aus mittleren Tiefen und wird durch einen langsamen, geostrophischen Strom innerhalb der oberen wenigen hundert Meter zur Küste transportiert. Diese Bewegung wird durch einen Druckgradienten aufrecht erhalten, der vom Äquator zu den Polen gerichtet ist und aus der großskaligen Ozeanbewegung resultiert. Die Balance der antreibenden Kräfte (ein polwärtiger Druckgradient gegen eine äquatorwärts gerichtete Coriolis-Kraft) kann nicht in der unmittelbaren Nähe zum Kontinentalhang aufrecht erhalten bleiben, wo die zur Küste hin gerichtete Bewegung und dadurch die Corioliskraft gegen Null gehen. Nahe der Topographie strömt daher das Wasser den Druckgradienten folgend polwärts als östlicher Randstrom. Es wird ein stationärer Zustand erreicht zwischen der Druckgradientenkraft und der Reibung am Hang. Beobachtungen zeigen, dass in Auftriebsregionen die obere Thermokline, welche im Ozean in Tiefen von wenigen hundert Metern liegt, in Richtung Küste ansteigt (Abb. 4.2 a). Dieses ist ein Resultat von aufwärtsgerichteter Wasserbewegung nahe der Küste. Wenn der Küstenauftrieb stark ist bzw. über eine hinreichend lange Zeit anhält, kann die Thermokline so weit nach oben gezogen werden, dass sie die Oberflächenschicht erreicht und als Front entlang der Küste gesehen werden kann, die sich dann entsprechend der Stärke des antreibenden Windes vor und zurück bewegt. Bei nachlassenden oder zur Küste hin drehenden Winden kommt der Küstenauftrieb weitestgehend zum Erliegen, und die Thermokline verlagert sich wieder nach unten (Abb. 4.2 b).

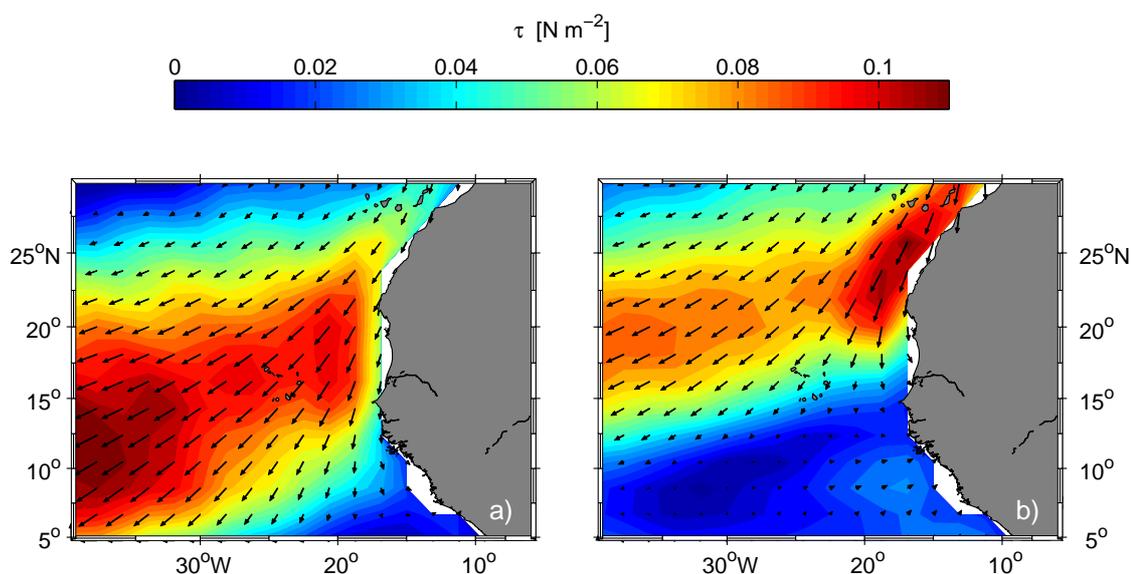


**Abbildung 4.2.:** Vereinfachte Lage der Isopyknen und zugehörige Strömungsrichtungen (Pfeile) zur Upwellingssaison (a) und unter Schwachwindbedingungen (b) auf der Nordhalbkugel.

## 4.2. Saisonalität des windgetriebenen Küstenauftriebs vor Mauretanien

Die mauretanische Küstenregion ist Teil eines Upwelling Systems, das sich entlang des zentralen nordwestafrikanischen Kontinents bis hin zur Iberischen Halbinsel erstreckt. Die südliche Ausdehnung reicht etwa bis 10°N, wobei die Ränder einem starken saisonalen Gang unterliegen. Nördlich von 20°N ist das Windfeld entlang des afrikanischen Kontinents das ganze Jahr hindurch durch stetige Nordost-Passate dominiert, die eine starke küstenparallele Komponente besitzen, wodurch der Küstenauftrieb dort ein ganzjähriges Phänomen ist (BARTON, 1998). Südlich von Cap Blanc ändern sich die Windverhältnisse im Jahresverlauf durch die Wanderung der Intertropischen Konvergenzzone (ITCZ) stark. Upwelling unterstützende, küstenparallele Winde herrschen während der borealen Winter- und Frühjahrsmonate, wenn die ITCZ ihre südlichste Position erreicht und die Küstenregionen Mauretaniens und des Senegals unter den Einfluss der Passatwinde geraten.

Während des borealen Sommers (Juli-September) erreicht die südliche Grenze der Passatwinde etwa 20°N. Südlich dieses Breitengrades treten auch während dieser Zeit nach wie vor nördliche Winde auf, die aber generell eher schwach sind und die gelegentlich durch einen südlichen Monsun beeinflusst werden. Des Weiteren ist ein kontinentaler Passat bekannt, Harmattan genannt, der von Nordost bis Ost entlang der mauretanischen und senegalesischen Küste weht und sich vom maritimen Nordost-Passat unterscheiden lässt. Insbesondere während des Winters reicht der Harmattan gelegentlich bis über den Ozean und weht sehr trockene und warme Luft in Richtung Ozean, was oft mit erhöhtem Staubeintrag von der Sahara einhergeht (MITTELSTAEDT, 1983).



**Abbildung 4.3.:** Saisonale gemittelte Windstress aus 55 Jahren NCEP Reanalysedaten für a) Winter (Januar - März), b) Sommer (Juli - September).

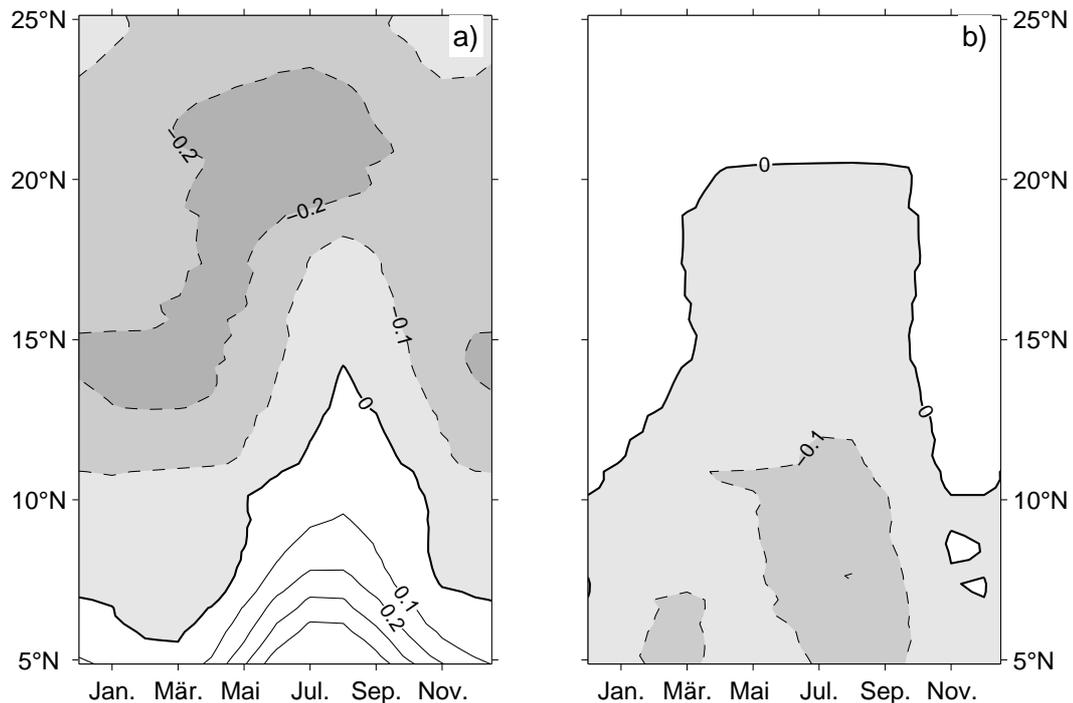
Die ausgeprägt meridionale Wanderung des Passatwindbandes zeigt sich eindrucksvoll bei der Betrachtung saisonal gemittelter Windfelder in dieser Region (Abb. 4.3). Sowohl die Richtung der Windstressvektoren als auch ihre Stärke (Länge der Pfeile und Farbcode) offenbaren starke halbjährliche Unterschiede. Im Winter reichen die Nordost-Passate mit Upwelling begünstigenden, küstenparallelen Winden bis etwa  $10^{\circ}\text{N}$ , wohingegen sich zum Sommer hin dieses Band stark nach Norden verlagert und im Mittel Upwelling begünstigende Winde nur bis etwa  $20^{\circ}\text{N}$  – also der nördlichen Grenze des mauretanschen Küstengebietes – zu finden sind.

Ein entsprechend der Gleichung 4.1 berechneter klimatologischer Ekmantransport entlang des nordwestafrikanischen Kontinents zeigt sowohl in seiner zonalen (a) als auch in seiner meridionalen (b) Komponente ausgeprägte jahreszeitliche Änderungen (Abb. 4.4). Die Transporte in zonaler Richtung zeigen nördlich von  $15^{\circ}\text{N}$  ganzjährig eine ablandige Bewegung. Südlich dieser Breite sind insbesondere im borealen Sommer ostwärtige Transporte angedeutet, die aus dem Einfluss des Südostpassates resultieren (vergleiche Abb. 4.3 b). Vor der Küste von Mauretaniens ( $15^{\circ}\text{N}$  bis  $20^{\circ}\text{N}$ ) ergeben sich während der Monate Februar bis April maximal seewärtige Transporte von  $0,2 \text{ Sv}$  pro Grad. Der meridionale Ekmantransport vor der Küste von Mauretaniens ist ganzjährig schwach, wobei im Winterhalbjahr nordwärtige und im Sommerhalbjahr südwärtige Transporte angedeutet sind. Ferner ist zu erkennen, dass die meridionalen Transporte nur eine schwache Variation mit der Breite aufweisen, womit anzunehmen ist, dass sich diese entlang der mauretanschen Küste zwischen der nördlichen und südlichen Berandung weitestgehend kompensieren. Das bedeutet andererseits, dass der ablandige Ekmantransport ein gutes Maß für die Divergenzen der oberflächennahen Schichten sowie des daraus resultierenden Küstenauftriebs ist. MITTELSTAEDT (1983) zeigte, dass die hydrographischen Eigenschaften des kürzlich aufgestiegenen Wassers an der Oberfläche oberhalb des Schelfs zu den Schichten zwischen 75 m und 150 m Tiefe weiter seewärts korrespondieren. Die tatsächliche Tiefe, aus der das Wasser zur Oberfläche aufsteigt, sei vermutlich nicht größer als 100 m bis 200 m. Die Versorgung der Oberflächenschicht in Küstennähe mit Wasser aus größeren Tiefen, das in der Regel deutlich kühler sowie reicher an Nährstoffen ist, hat weitreichende Konsequenzen für die Ozeanoberflächentemperatur aber auch die Biologie in dieser Region. Signale dieser Reaktionen sind gut mittels Satelliten fernzuerkunden.

#### 4.2.1. Auftriebssignale aus Satelliten-Beobachtungen

Eine besonders charakteristische Eigenschaft von Küstenauftriebsgebieten ist, dass die Ozeanoberflächentemperatur (SST) an der Küste im Vergleich zu dem ablandigen Wasser erniedrigt ist.

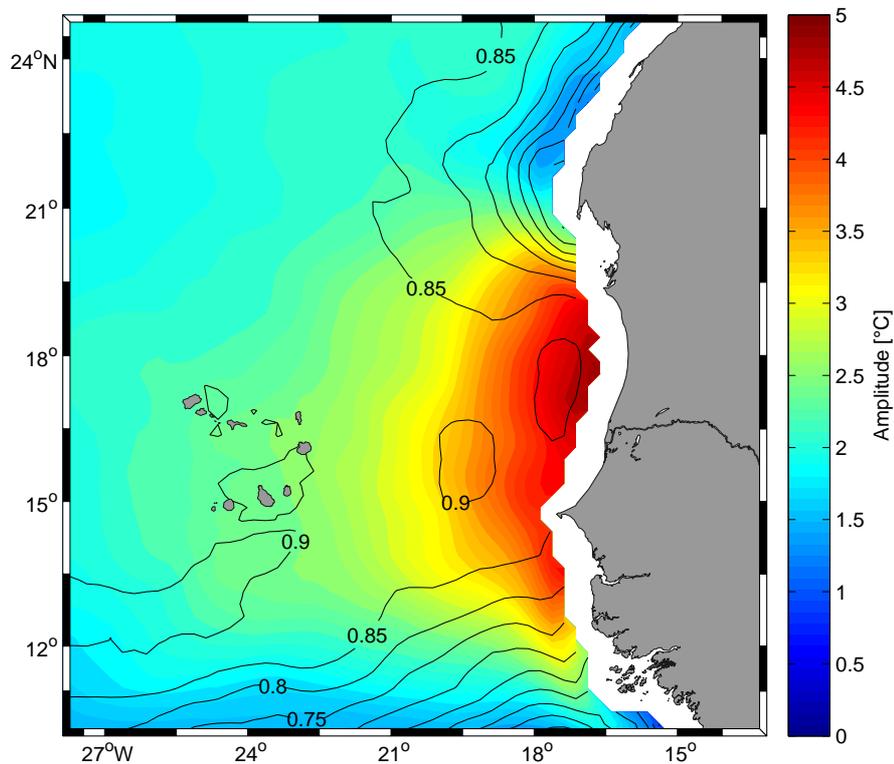
Abbildung 4.5 zeigt die Amplitude einer jahreszeitlichen, harmonischen Anpassung mit fester Periode von 365 Tagen an die beobachteten SST-Schwankungen über einen Zeitraum von fünf Jahren. Die starke Zunahme der Amplitude auf bis zu  $5^{\circ}\text{C}$  dicht an der Küste Mauretaniens verdeutlicht den starken Einfluss der durch den Küstenauftrieb verursachten Abkühlung im borealen Winter, wenn die Oberflächentemperatur bis auf Werte von etwa  $18^{\circ}\text{C}$  absinkt. Die horizontale Variation in der Stärke des Jahresganges sowohl in meridionaler als auch in zonaler Richtung zeigt



**Abbildung 4.4.:** Jahresgang des Ekmantransportes in zonaler (a) und meridionaler Richtung (b) entlang der nordwestafrikanischen Küste. Konturlinien geben Ekmantransporte in Sverdrup pro Grad an. Schraffierte Bereiche kennzeichnen negative Transporte, also westwärts in a) bzw. südwärts in b). Die Berechnung erfolgte ausgehend von der Gleichung 4.1 jeweils ca. 100 km entfernt von der Küste aus NCEP Reanalyse-daten.

an, dass der Jahresgang der SST nicht nur durch die jahreszeitliche Änderung des Sonnenstandes bestimmt wird. Entfernt von der Küste ist der Jahresgang mit einer Amplitude von meist nicht größer als  $2^{\circ}\text{C}$  weniger stark ausgeprägt, wobei dieser harmonische Jahresgang generell mehr als 85% der beobachteten Variabilität erklärt. Ferner erkennt man auch, dass nördlich von  $20^{\circ}\text{N}$  die Amplitude des Jahresganges stark abnimmt, da der Küstenauftrieb in dieser Region ein ganzjähriges Phänomen ist. Aus diesem Grund ist auch die durch die harmonische Anpassung erklärte Varianz geringer. Die SST-Variabilität in dieser Region ist deutlich schwächer an einen mittleren Jahresgang gekoppelt.

Die biologische Reaktion auf den Küstenauftrieb schlägt sich in hoher Produktivität nieder. Ursächlich dafür ist der mit dem Aufstieg von kaltem Wasser aus tieferen Schichten verbundene Nährstoffeintrag in die euphotische Zone. Großräumig beobachtbar ist die erhöhte biologische Produktion mittels optischer Satellitenbeobachtungen der Chlorophyllverteilung. Abbildung 3.8 zeigt die über den Monat Februar 2006 gemittelte Chlorophyll-*a* (Chl-*a*) Konzentration entlang der nordwestafrikanischen Küste. Entsprechend der unterschiedlichen hydrometeorologischen Klimaten zwischen Gibraltar ( $36^{\circ}\text{N}$ ) im Norden und Guinea ( $10^{\circ}\text{N}$ ) im Süden, besitzt das aufsteigende Wasser unterschiedliche hydrographische Eigenschaften. Zu einem großen Teil werden diese Un-



**Abbildung 4.5.:** Amplitude der jahreszeitlichen SST-Variation. Schwarze Konturlinien geben die durch den Jahresgang erklärte Varianz an.

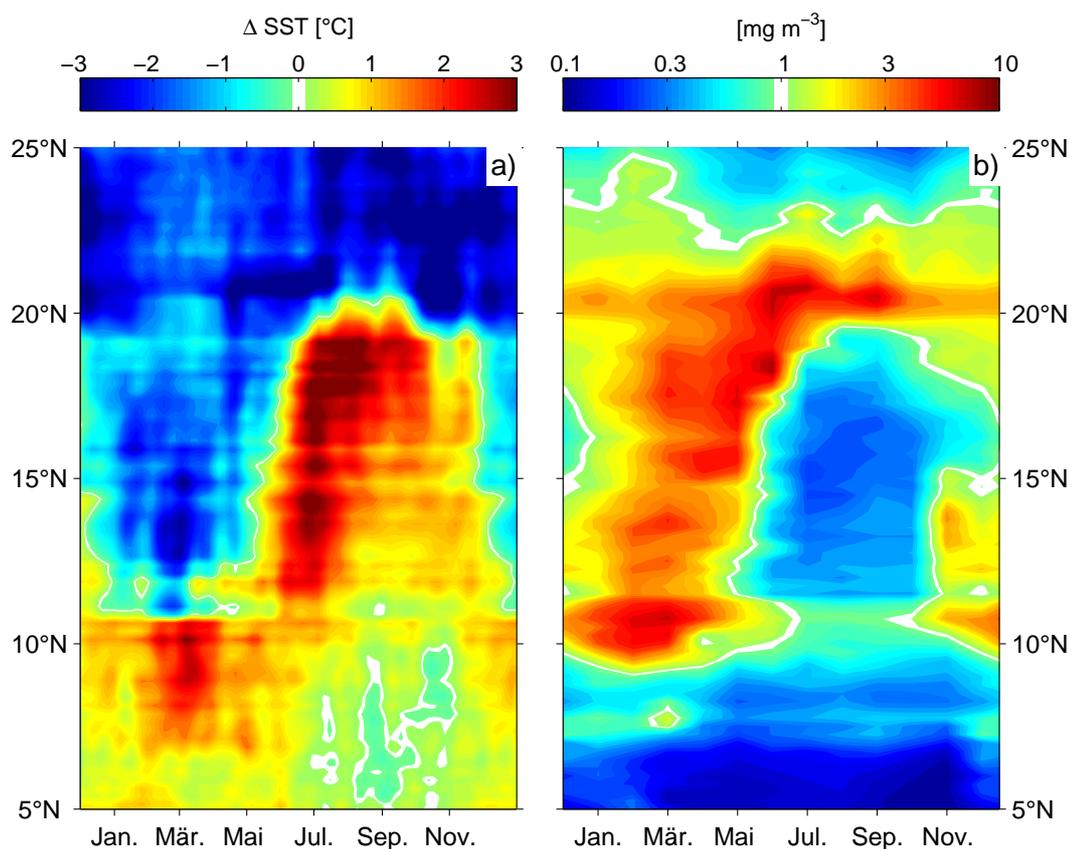
terschiede durch den unterschiedlichen Ursprung des Wassers hervorgerufen. Südlich von Cap Blanc ( $\sim 21^\circ\text{N}$ ) liefert das salzärmere SACW den wesentlichen Beitrag zum Auftrieb (BARTON, 1998). Nördlich von Cap Blanc besitzt das aufgetriebene Wasser einen signifikanten Anteil an salzreicherem NACW. Der höhere Nährstoffgehalt des SACWs im Vergleich zum NACW ist die Ursache dafür, dass das Upwelling vor Mauretanien deutlich produktiver ist als in weiter nördlich gelegenen Küstenregionen (HAMANN ET AL., 1981). Diese zwei Upwelling Regionen verschiedener Wassermassen werden durch eine deutliche Übergangszone bei etwa  $21^\circ\text{N}$  getrennt (Abb. 3.8).

Darüber hinaus gab MITTELSTAEDT (1972) bereits zu bedenken, dass – bedingt durch das lokale Aufwölben der Isothermen von Nord nach Süd (vergleiche auch Abb. 2.6 a) – bei gleicher Intensität des Auftriebs in unterschiedlichen Regionen entlang der Küste von Nordwestafrika Wasser mit unterschiedlichen Temperaturen an die Oberfläche gebracht wird. Dieser Tatsache muss man Rechnung tragen, wenn man die Intensität des Auftriebs basierend auf SSTs betrachtet. Die Anwendung von Temperaturdifferenzen zur Intensitätsbeschreibung führt zur Unabhängigkeit von der geographischen Breite. Darüber hinaus wird bei der Betrachtung der Auftriebsintensität anhand von SST-Beobachtungen vorausgesetzt, dass das Dichtefeld im Wesentlichen durch die Temperatur bestimmt wird. Eine Annahme, die für das Auftriebsgebiet vor Nordwestafrika zuläs-

sig ist, aber für andere Auftriebsregionen wie z. B. Oregon, wo der Salzgehalt eine dominante Rolle spielt, nicht gegeben sein muss (SHAFFER, 1974).

NYKJAER UND VANCAMP (1994) schlugen einen auf SST-Differenzen basierenden Upwelling-Index vor, der sich aus den Oberflächentemperaturdifferenzen zwischen Küstenregion und offenem Ozean auf der gleichen Breite berechnet. Für den Fall, dass das Wasser an der Küste kälter ist als das Wasser 500 km entfernt von der Küste, ist die Differenz und damit der Index negativ und die Autoren sprechen von Upwellingbedingungen. Ein mittlerer Jahresgang der SST-Differenzen aus täglichen Satellitenbeobachtungen, die mit einem Tiefpassfilter von zehn Tagen versehen wurden, gemittelt über fünf Jahre für den Zeitraum 2004-2008 ist in Abbildung 4.6 a als Hovmöllerdiagramm gezeigt. Die zugrundeliegenden SST-Bestimmungen basieren auf den  $1/4^\circ$  aufgelösten Trimm-SST-Daten, die auch für die Berechnung des mittleren Jahresganges benutzt wurden (Abb. 4.5).

Zum Vergleich ist in Abbildung 4.6 b ein analoges Hovmöllerdiagramm dieser Region für den



**Abbildung 4.6.:** Hovmöller-Diagramm der SST-Differenzen und Chlorophyllkonzentrationen entlang der nordwestafrikanischen Küste. a) Mittlere Temperaturdifferenzen zwischen Küstengebieten und offenem Ozean für den Zeitraum 2004-2008. Negative Werte bezeichnen Küstentemperaturen, die kälter sind als küstenferne Temperaturen. b) Klimatologische Chlorophyllkonzentrationen gemittelt über einen 300 km breiten Streifen entlang der Küste.

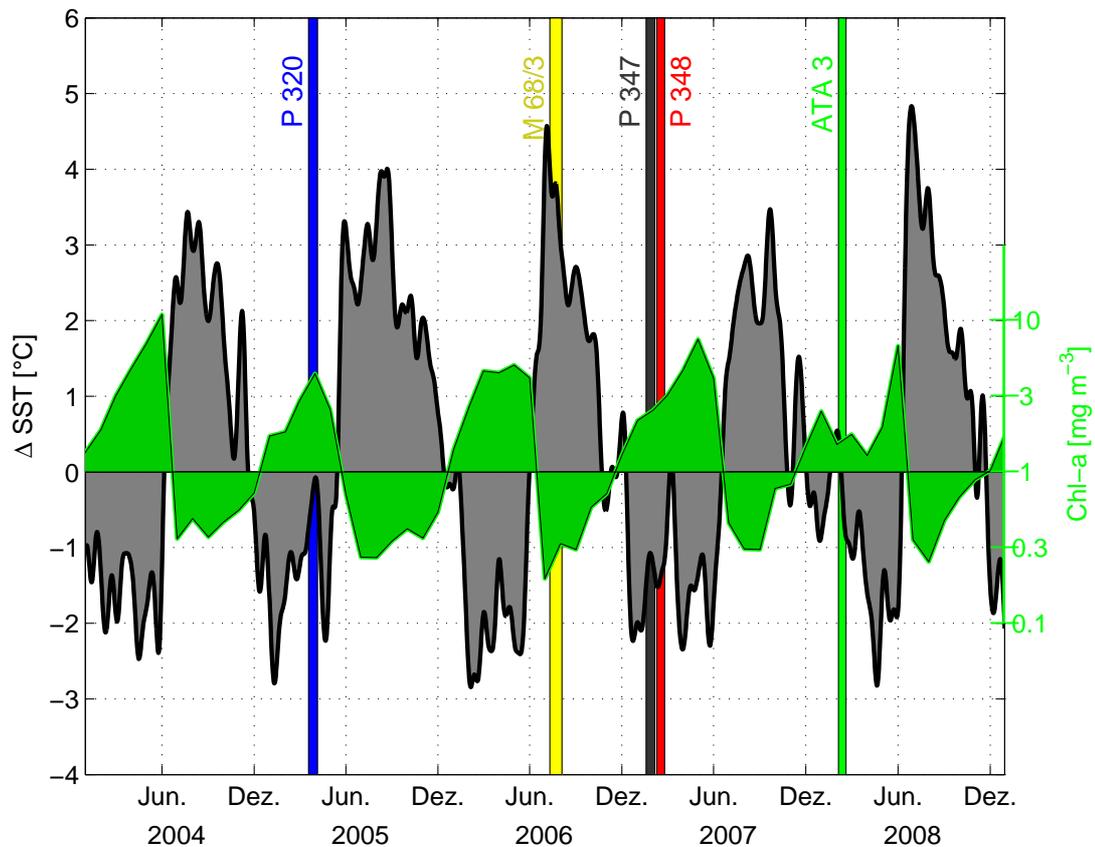
Jahresgang der küstennahen Chl-*a*-Konzentrationen gezeigt. Grundlage dieser Darstellung sind monatliche, klimatologische Chlorophyllverteilungen, gemessen vom Satelliten MODIS, die jeweils über einen 300 km breiten Streifen entlang der zentralen nordwestafrikanischen Küste gemittelt wurden.

Anhand beider Parameter ist zu erkennen, dass südlich von 10°N im Mittel keine Upwellingsignale zu beobachten sind. Die küstennahen SSTs sind meist wärmer als die SST auf gleicher Breite entfernt von der Küste. Auch die Chl-*a*-Konzentrationen zeigen in der Regel keine erhöhten Werte ( $< 1 \text{ mg m}^{-3}$ ). Zwischen 10°N und 20°N stellt sich in beiden Abbildungen ein ausgeprägter Jahresgang dar, mit Upwellingsignalen während des borealen Winters zwischen Dezember und Mai. Spitzenwerte der Chl-*a*-Konzentrationen von bis zu  $10 \text{ mg m}^{-3}$  werden im April erreicht. Bei 20–21°N, in etwa die Breite, bei der der Kanarenstrom die afrikanische Küste verlässt, sind ganzjährig erhöhte Chl-*a*-Konzentrationen zu beobachten. Weiter nördlich nimmt der Chlorophyllgehalt ab. Im Gegensatz dazu zeigen die SST-Differenzen (Abb. 4.6 a) deutlich, dass nördlich von etwa 20°N auch bis 25°N das ganze Jahr hindurch Küstenauftrieb auftritt, mit maximaler Intensität während des Sommerhalbjahres (Mai bis November). Die deutlich schwächere Reaktion der biologischen Produktion nördlich von 21°N (Abb. 4.6 b) ist ein Resultat der angesprochenen unterschiedlichen Nährstoffkonzentrationen der Wassermassen, mit denen der Auftrieb gespeist wird.

Eine entsprechende über zehn Tage tiefpassgefilterte Zeitreihe der mittleren SST-Differenzen zwischen 17,5°N und 18,5°N vor der Küste Mauretaniens (Abb. 4.7) zeigt, dass das Upwelling bei 18°N im Dezember einsetzt (siehe auch Abb. 4.6 a). Anschließend sind an der Küste bis einschließlich Mai kältere Oberflächentemperaturen zu beobachten als entfernt von der Küste. Im Mittel ist die SST während dieser Periode an der Küste um 1,3°C kühler. Im Sommerhalbjahr ist der SST-Gradient entgegengesetzt gerichtet und die Oberflächentemperatur des küstennahen Wasser ist um ca. 2°C wärmer. Man erkennt aber auch, dass es sowohl Schwankungen in der Intensität des Küstenauftriebs als auch zwischenjährliche Variation im Zeitpunkt des Einsetzens des Auftriebssignals gibt. Darüber hinaus sind auch in dieser über zehn Tage tiefpassgefilterten Darstellung gelegentlich kurzzeitige Unterbrechungen mit positiven SST-Differenzen innerhalb der Upwellingsaison zu erkennen.

Die mittlere Chlorophyllkonzentration zeigt über diesen Zeitraum einen gegenläufigen Verlauf zur SST (Abb. 4.7), mit maximalen Chlorophyllkonzentrationen zwischen März und Mai und einem anschließenden rapiden Rückgang der Konzentrationen einhergehend mit einem kräftigen Anstieg der SST in Küstennähe und einer Umkehr des SST-Gradienten. Minimale Chlorophyllkonzentrationen werden im borealen Sommer zwischen Juli und September beobachtet, während der auf SST-Differenzen basierende Upwelling-Index maximal positiv ist.

Mit Ausnahme von der Meteor Reise M68/3 im Sommer 2006 fanden die Forschungsexpeditionen jeweils während kräftig ausgeprägter Upwellingphasen statt. Monatlich gemittelte Verteilungen der SST zusammen mit der zugehörigen Chlorophyllverteilung für die einzelnen Fahrten sind in Abbildung 4.8 gegeben. Generell wurden während aller vier Forschungsexpeditionen, die im

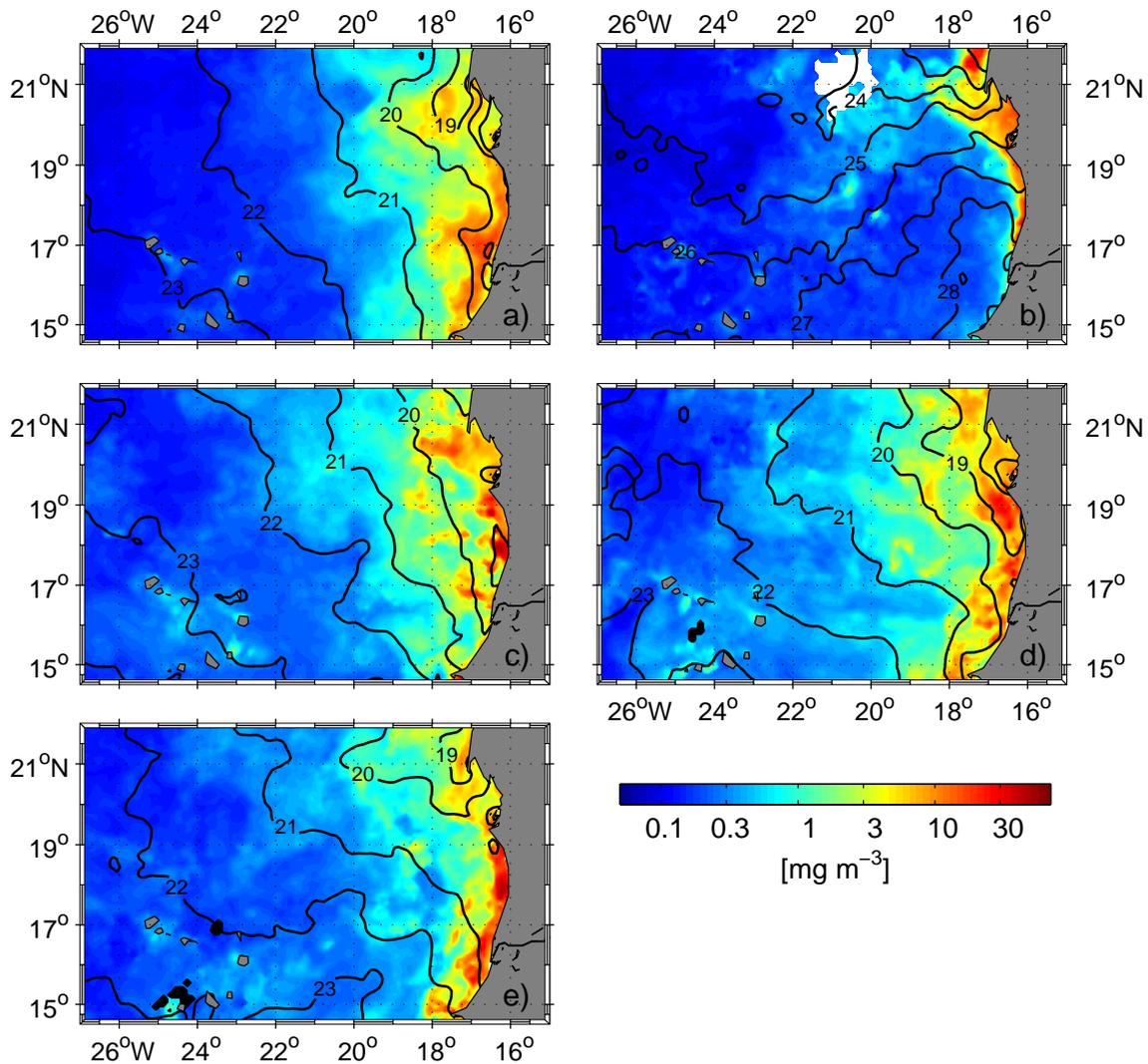


**Abbildung 4.7.:** Zeitreihe der mittleren Temperaturdifferenzen zwischen Küstengebieten und offenem Ozean (grau), sowie Zeitreihe der mittleren Chlorophyllkonzentrationen (grün) zwischen 17°N und 19°N. Die Temperaturzeitserie basiert auf über zehn Tage tiefpassgefilterten TRIM-SST Daten und die Chlorophyllkonzentrationen basieren auf monatlich gemittelten MODIS Daten. Perioden der Forschungs Expeditionen sind farbig unterlegt.

Frühjahr durchgeführt wurden, westlich von 19°W entlang der gesamten mauretanischen Küste Oberflächenchlorophyllkonzentrationen beobachtet, die  $1 \text{ mg m}^{-3}$  zum Teil deutlich überschritten. Die SSTs nahmen in der Regel zur Küste hin auf Werte von kleiner als  $20^\circ\text{C}$  ab. Im Gegensatz dazu wurden während der Reise Meteor 68/3 im Sommer 2006 nur in der Nähe der Banc d'Arguin erhöhte Chl-*a*-Konzentrationen beobachtet. Die SST an der zentralen mauretanischen Küste war mit  $28^\circ\text{C}$  deutlich wärmer als die Temperaturen, die entfernt von der Küste gemessen wurden.

### 4.3. Zusammenfassung

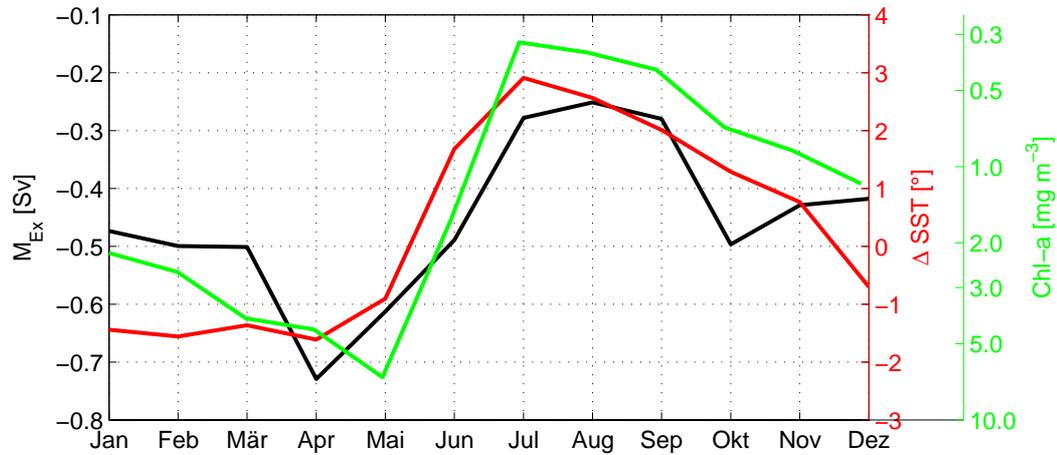
Die Nordost-Passate über dem tropisch-subtropischen Nordatlantik treiben ein ausgedehntes Auftriebsgebiet entlang der nordwestafrikanischen Küste an. Dabei sorgen die annähernd küstenparallelen Winde für einen ablandigen Ekmantransport, woraus eine Divergenz der Wassermassen innerhalb der Deckschicht an der Küste resultiert. Diese Divergenz wird durch vertikale Bewe-



**Abbildung 4.8.:** Chlorophyll- und SST-Verteilung während der Forschungsexpeditionen Poseidon 320 (Mär.-Apr. 2005, a), Meteor 68/3 (Jul.-Aug. 2006, b), Poseidon 347 (Jan.-Feb. 2007, c), Poseidon 348 (Feb. 2007, d) und L'Atalante 3 (Feb. 2008, e).

gungen innerhalb des Ozeans ausgeglichen, die mit einem Eintrag kühleren, nährstoffreicheren Wassers in die Deckschicht aus tieferen Schichten verbunden sind.

Aufgrund der starken saisonalen Variation des Windes entlang der mauretanischen Küste zeigt der Küstenauftrieb in dieser Region einen ausgeprägten Jahresgang, der sich sowohl auf die Ozeanoberflächentemperatur als auch auf die biologische Produktion (ersichtlich in den Chlorophyllkonzentrationen) niederschlägt. Zusammengefasst sind die mittleren Jahresgänge des zonalen Ekmantransports ( $M_{Ex}$ ), der  $\Delta$ SST-Werte und der Chl-*a*-Konzentrationen in Abbildung 4.9 gezeigt.  $\Delta$ SST und Chl-*a* bezeichnen dabei über die Breiten gemittelte Werte zwischen 16°N und 19°N, und der Ekmantransport den ablandigen Transport zwischen diesen beiden Grenzen über 18,5°W



**Abbildung 4.9.:** Mittlerer Jahresgang des ablandigen Ekmantransportes (schwarz), der Chlorophyllkonzentration (grün) und der Temperaturdifferenzen zwischen Küstengebieten und offenem Ozean (rot) jeweils gemittelt (bzw. integriert für die  $M_{Ek}$ ) über  $16^{\circ}N$  bis  $19^{\circ}N$ . Man beachte, dass die y-Achse für Chlorophyll gedreht ist.

hinweg beschreibt.

Für die Küstenregion von Mauretanien kann man festhalten, dass das Upwelling ein halbjährliches Phänomen ist, das im Mittel im Dezember einsetzt und im Juni zum Erliegen kommt. Von den fünf Forschungs Expeditionen, die zwischen 2005 und 2008 in dieses Gebiet unternommen wurden, fanden vier (P320, P347, P348 und ATA3) während der Upwellingsaison im borealen Winter bzw. Frühjahr statt, während die Meteor Reise 68/3 im Sommer 2006 durchgeführt wurde, zu einer Phase in der das Upwelling größtenteils zum Erliegen gekommen war.



## 5. Zirkulation im mauretanischen Auftriebsgebiet

Eine zentrale Zielsetzung der Beobachtungsaktivitäten zur maximalen Auftriebssaison war die Feststellung des Ursprungs und der Eigenschaften der Wassermassen, mit denen der Auftrieb vor der Küste Mauretaniens versorgt wird. Darüber hinaus stellt sich die Frage nach einer Verbindung bzw. möglichen Ventilationspfaden zu der Sauerstoffminimumzone (OMZ), die sich im Süden des Untersuchungsgebietes anschließt. CTD Hydrographie, ADCP Geschwindigkeiten sowie Verankerungsbeobachtungen wurden benutzt, um diesen Fragestellungen nachzugehen.

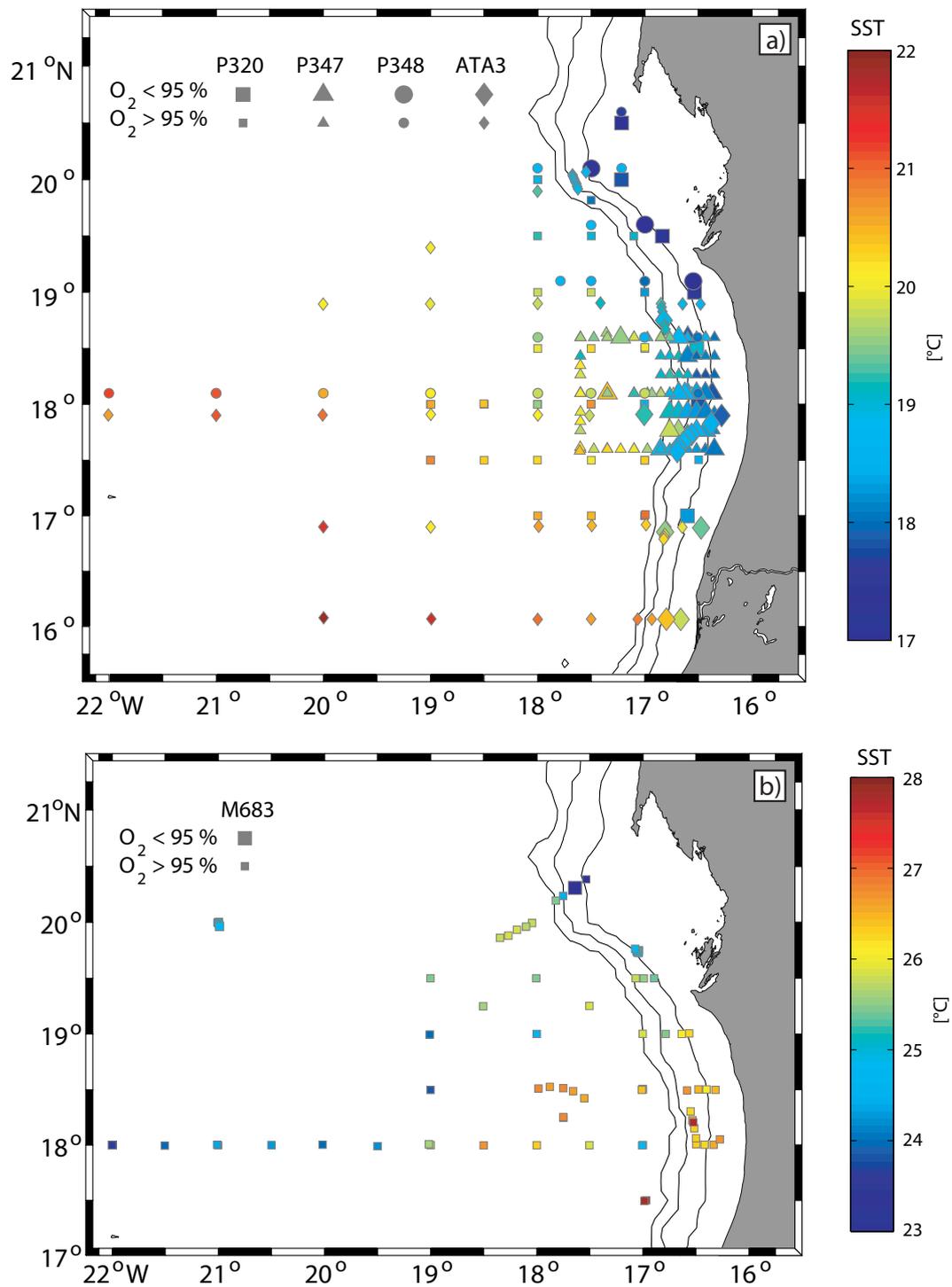
Dieses Kapitel stellt die beobachteten Zirkulationsmuster in dem Untersuchungsgebiet vor. Es wird auf die saisonale Variation der Strömungsverhältnisse sowie der Wassermasseneigenschaften eingegangen. Die Verankerungsbeobachtungen liefern eine gute Basis, um der internen Gezeiten in der Nähe der Topographie genauer zu beschreiben.

### 5.1. Wassermasseneigenschaften vor Mauretanien

Die hydrographischen und chemischen Schnitte zeigen deutlich die Wirkung des küstennahen Auftriebs auf die Wassersäule anhand der saisonalen Unterschiede zwischen den Forschungsfahrten während Winter und Sommer. Zunächst werden die Oberflächenbedingungen während der einzelnen Reisen beschrieben, bevor dann anhand von drei repräsentativen zonalen Schnitten entlang von 18°N während der Reisen M68/3, P348 und ATA3, die den Schnitt zwischen den Kapverdischen Inseln und der afrikanischen Küste vollständig überspannen, auf die vertikalen Strukturen und insbesondere auf die Eigenschaften des Zentralwassers eingegangen wird.

#### 5.1.1. Eigenschaften des Oberflächenwassers

Die niedrigen Temperaturen ( $< 18^{\circ}\text{C}$ ) nahe der Küste während der Winterreisen zeigen eindeutig das Aufsteigen von kühlerem Wasser zur Oberfläche hin (Abb. 5.1 a). Das frisch aufgestiegene Oberflächenwasser nahe der Küste zeichnet sich durch ein Minimum in der Sauerstoffsättigung aus. Während der Forschungsexpedition M68/3 im Sommer 2006 waren Auftriebssignale auf die nördlichsten Stationen nahe der Banc d'Arguin beschränkt (Abb. 5.1 b). Südlich von 20°N konnte in der Regel ein Temperaturanstieg zur Küste hin beobachtet werden, außerdem wurden während



**Abbildung 5.1.:** Oberflächenwerte aus CTD-Beobachtungen während der Monate Januar bis April a) bzw. während des Sommers 2006 b). Die unterschiedlichen Symbole repräsentieren einzelne Forschungs Expeditionen, die Größe der Symbole markiert frische Auftriebssignale in der Sauerstoffsättigung.

keiner CTD-Station signifikante Sauerstoffuntersättigungen des Oberflächenwassers gemessen. Im Gegensatz dazu herrschte während der übrigen Forschungs Expeditionen (Abb. 5.1 a), die im Winter bzw. Frühjahr durchgeführt wurden, jeweils kräftiger Küstenauftrieb bis zu den südlichsten Stationen.

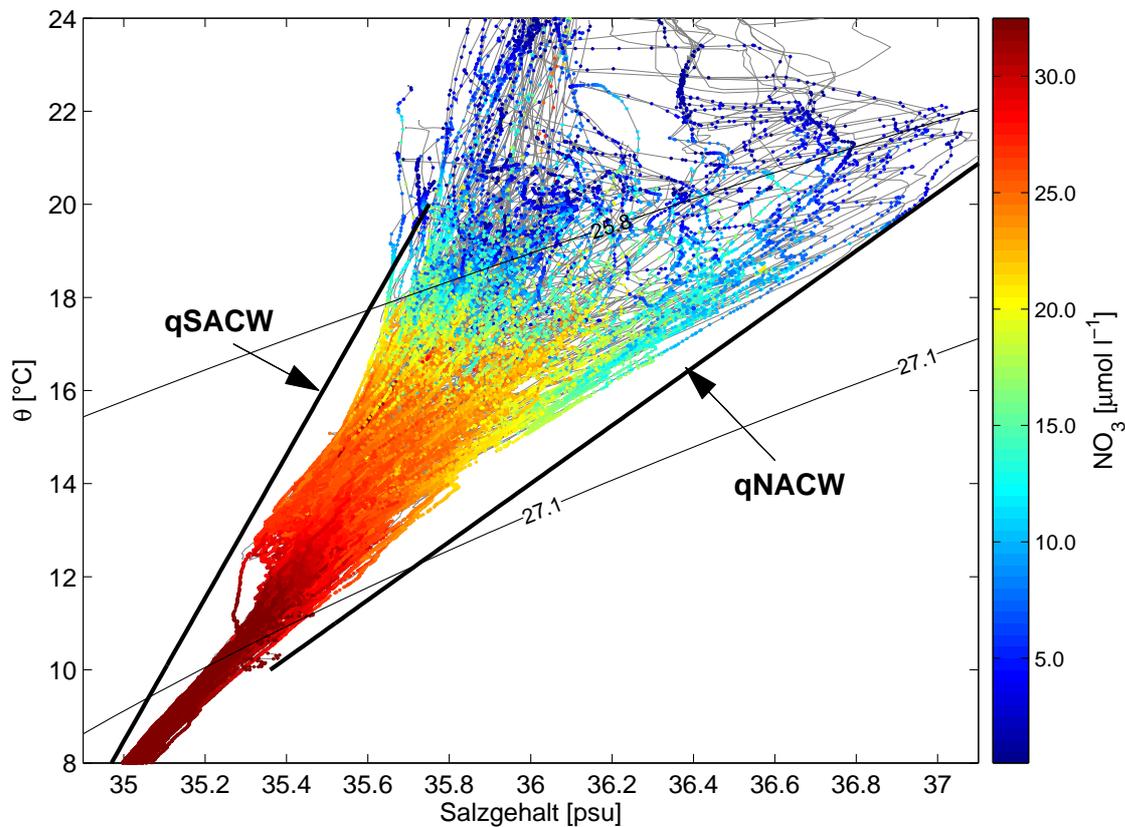
Rein aus den Überlegungen zu dem windgetriebenen Küstenauftrieb, wie sie in dem vorangegangenen Kapitel beschrieben wurden, würde man die stärksten Auftriebssignale direkt an der Küste erwarten. Teilweise wurden die stärksten Signale mit zonalen SST-Minima und maximalen Untersättigungen in der Sauerstoffkonzentration sowie Übersättigung im Kohlendioxid aber auch einige 10 km entfernt von der Küste in der unmittelbaren Nähe zur Schelfkante gemessen (DENGLER ET AL., 2008). Von ähnlichen Beobachtungen berichteten bereits MITTELSTAEDT UND HAMANN (1981).

### 5.1.2. Eigenschaften des Zentralwassers

Wie in Abschnitt 2.4 angesprochen, wird das Wasser des Tiefenbereichs unterhalb der Deckschicht bis etwa 500 m Tiefe durch die Zentralwassermassen nördlichen (NACW) und südlichen (SACW) Ursprungs gebildet. Vertikale Temperatur- und Salzgehaltsprofile einzelner Stationen innerhalb des Untersuchungsgebietes offenbaren eine Vielzahl von Intrusionen, die durch das Vorhandensein dieser zwei Wassermassen mit unterschiedlichen  $\theta/S$ -Eigenschaften bei gleicher Dichte hervorgerufen werden. Neben den unterschiedlichen  $\theta/S$ -Eigenschaften dieser beiden Wassermassen gibt es auch starke Differenzen bezüglich anderer biogeochemisch relevanter, gelöster Stoffe. Das SACW zeichnet sich durch deutlich höhere Nährstoffkonzentrationen aus, wie in Abbildung 5.2 anhand der Nitratkonzentration gezeigt wird. Folgt man einer Dichtekonturlinie von hohem Salzgehalt (NACW) zu kleineren Salzgehalten (SACW), so erkennt man eine ansteigende Konzentration von gelöstem  $\text{NO}_3$ .

Um im Folgenden eine Zuordnung einzelner Wasserpakete nach nördlichem und südlichem Ursprung vorzunehmen, wird an dieser Stelle -unabhängig von Wassermassendefinitionen anderer Autoren- eine Definition von quasi Südatlantischem (qSACW) und quasi Nordatlantischem Zentralwasser (qNACW) vorgenommen, die durch die in Abbildung 5.2 gegebenen Geraden beschrieben werden und annähernd alle beobachteten  $\theta/S$  Werte innerhalb der Dichteschicht  $25,8 \text{ kg m}^{-3} \leq \sigma_\theta \leq 27,1 \text{ kg m}^{-3}$  einschließen. Die Geraden sind definiert durch die Punkte:

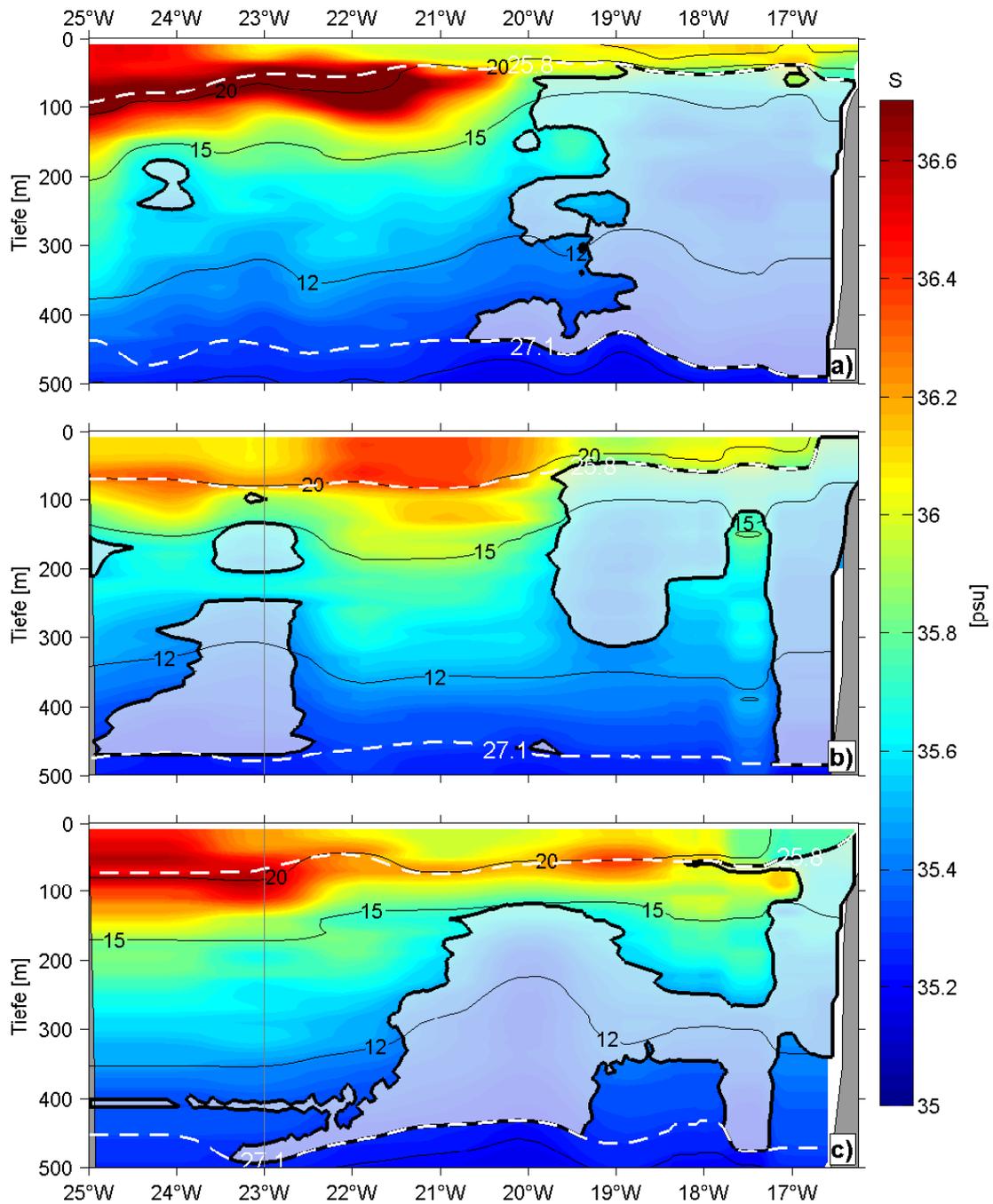
$$\begin{array}{ccc}
 \text{qNACW} & \text{und} & \text{qSACW} \\
 \theta_1 = 10^\circ\text{C}, & S_1 = 35, 36; & \theta_1 = 10^\circ\text{C}, & S_1 = 35, 10 \\
 \theta_2 = 20^\circ\text{C}, & S_2 = 36, 96; & \theta_2 = 20^\circ\text{C}, & S_2 = 35, 75
 \end{array}$$



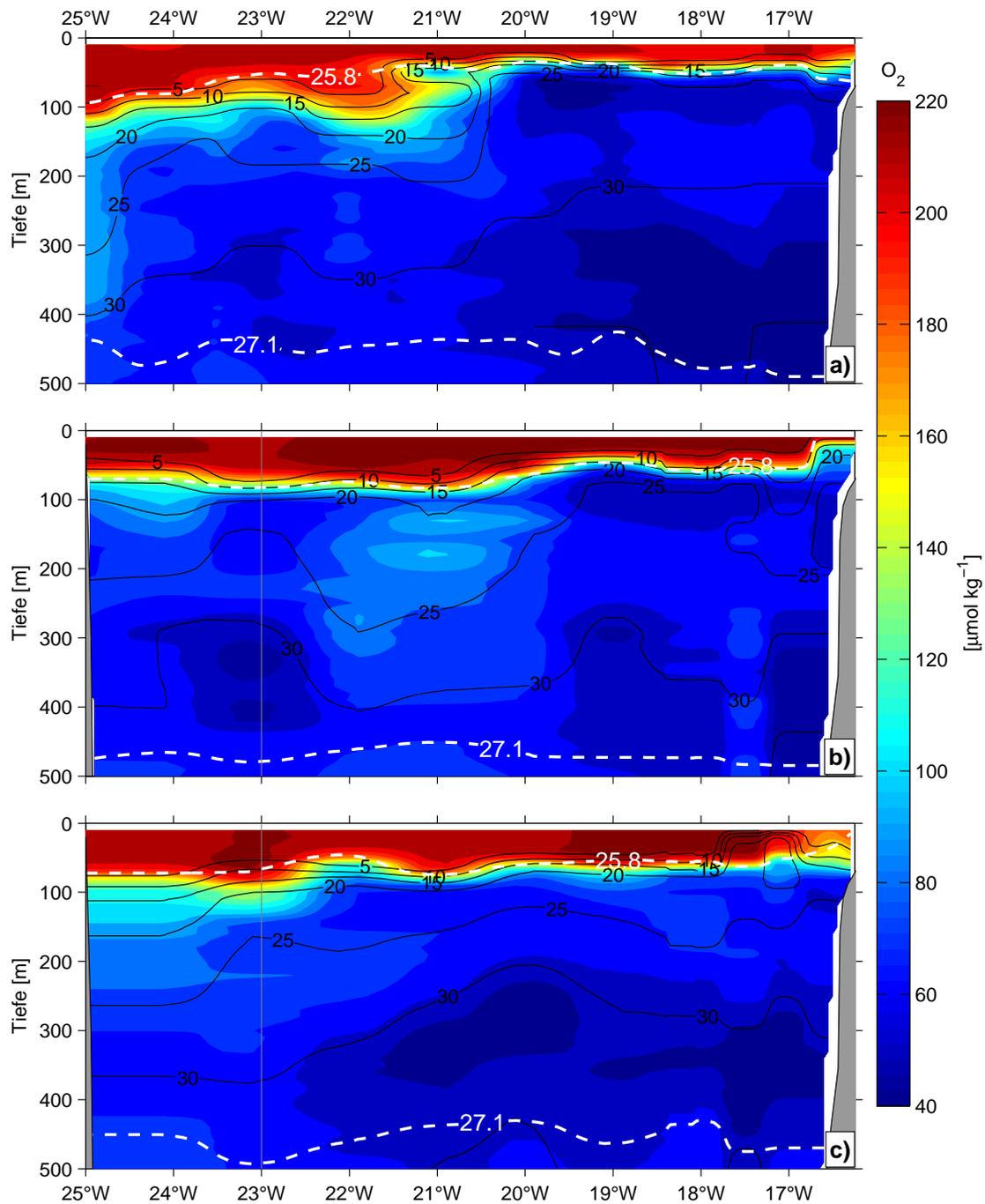
**Abbildung 5.2.:**  $\Theta/S$ -Diagramm erstellt aus allen im Winter gesammelten CTD-Profilen im Untersuchungsgebiet kombiniert mit Nitratkonzentration bestimmt aus diskreten Wasserproben. Die schwarzen Linien geben die im Text definierten  $\Theta/S$ -Eigenschaften des quasi Nordatlantischen (qNACW) und quasi Südatlantischen Zentralwassers (qSACW) an.

Mithilfe dieser Definition wurde der prozentuale Gehalt von qSACW für einzelne  $\theta/S$ -Eigenschaften bestimmt.

Die Abbildung 5.3 zeigt Salzgehalts- und Temperaturverteilung entlang von  $18^\circ\text{N}$  für die Zeiträume Juli/August 2006 a), Februar 2007 b) und Februar 2008 c). Gebiete, in denen die  $\theta/S$ -Eigenschaften zu mehr als 70 % durch oben angegebene Charakteristiken des qSACW bestimmt werden, sind aufgehellt. Generell ist zu erkennen, dass sowohl eine Temperatur- als auch eine Salzgehaltsabnahme mit der Tiefe erfolgt, wobei gelegentlich unterhalb der Deckschicht in Tiefen von 50 m bis 100 m ein Salzgehaltsmaximum auftritt. Besonders stark ist dieses Maximum während des Sommers westlich von  $20^\circ\text{W}$  ausgeprägt und steht vermutlich mit Ausläufern des Subtropischen Unterwassers (STUW) in Verbindung. Neben dem Maximum im Salzgehalt ist dieses Wasser mit hohen Sauerstoffkonzentrationen assoziiert (Abb. 5.4). Ferner zeigt die Salzgehaltsverteilung eine Vielzahl von Intrusionen in Tiefen von 100 m bis 400 m, die sich aus dem Über-einanderschichten zweier Wassermassen unterschiedlichen Ursprungs ergeben. Insbesondere für die Sommerbeobachtungen (Abb. 5.3 a) zwischen  $19^\circ$  und  $20^\circ\text{W}$  sind derartige Intrusionen auch



**Abbildung 5.3.:** Verteilung von Salzgehalt (Farbe) und Temperatur (Konturlinien) entlang von 18°N während Juli/August 2006 (a), Februar 2007 (b) und Februar 2008 (c). Ober- und Untergrenzen des Zentralwassers sind durch weiße, gestrichelte Linien gezeigt. Die aufgehellten Flächen beschreiben einen  $qSACW$ -Gehalt von größer 70 %. Graue, vertikale Linien (bei b und c) markieren das Abknicken des Schnittes nach Südwesten.

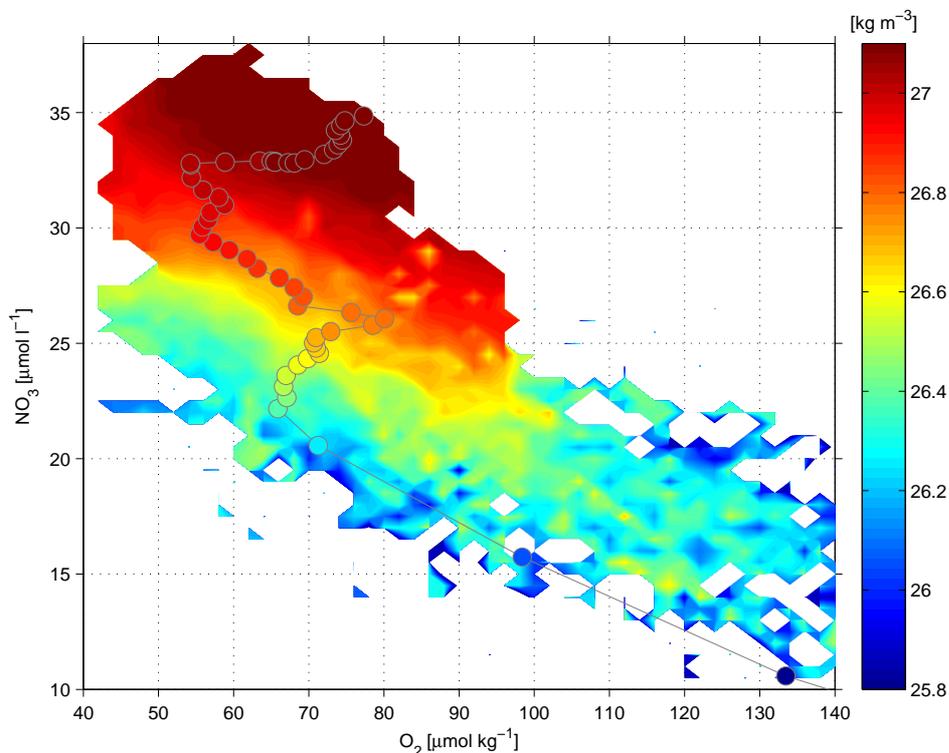


**Abbildung 5.4.:** Verteilung von Sauerstoff (Farbe) und Nitrat (Konturlinien) entlang von 18°N während Juli/August 2006 (a), Februar 2007 (b) und Februar 2008 (c). Ober- und Untergrenzen des Zentralwassers sind durch weiße, gestrichelte Linien gezeigt. Graue, vertikale Linien markieren das Abknicken des Schnittes nach Südwesten.

gut durch den prozentualen Gehalt von qSACW erfasst. Generell ist eine Salzgehaltsabnahme von West nach Ost zu erkennen, die sich auch im qSACW Gehalt widerspiegelt. Die Temperatur der oberen 100 m zeigt im Winter eine deutliche Abnahme in Richtung Küste sowie eine Temperaturzunahme im Sommer (analog zu den Ausführungen in Kapitel 4).

Einhergehend mit einer Abnahme der Deckschichttiefe (Mixed Layer Depth, MLD) steigt im Winter auch die Isopykne  $\sigma_\theta = 25,8 \text{ kg m}^{-3}$  an und erreicht jeweils oberhalb des Kontinentalhangs (P348, Abb. 5.3 b) bzw. des Schelfs (ATA3, Abb. 5.3 c) die Oberfläche. Die Dichtefläche  $\sigma_\theta = 25,8 \text{ kg m}^{-3}$  folgt dabei eng der  $20^\circ \text{ C}$  Isotherme. Die Isopykne  $\sigma_\theta = 27,1 \text{ kg m}^{-3}$ , die als Unterkante der Zentralwasserschicht benutzt wird (STRAMMA UND SCHOTT, 1999), zeigt keine auffällige saisonale oder interannuale Variation in der Tiefe.

Die Wirkung des Küstenauftriebs zeigt sich auch in der vertikalen und zonalen Verteilung von Sauerstoff und Nitrat (Abb. 5.4). Insbesondere wird eine aufwärts gerichtete Verlagerung von sauerstoffarmem und nährstoffreichem Wasser nahe des Kontinents sichtbar für die Beobachtungen, die im Februar durchgeführt wurden (Abb. 5.4 b, c). Bei einem Vergleich mit Abbildung 5.3 fällt auf, dass Gebiete, die sich durch einen hohen Gehalt an qSACW auszeichnen, mit relativer Sauerstoffarmut bzw. relativem Nährstoffreichtum einhergehen. Dieses gilt in besonderem Maße in Küstennähe, aber auch entfernt vom afrikanischen Kontinent wie z. B. zwischen  $24^\circ \text{ W}$  und  $21^\circ \text{ W}$

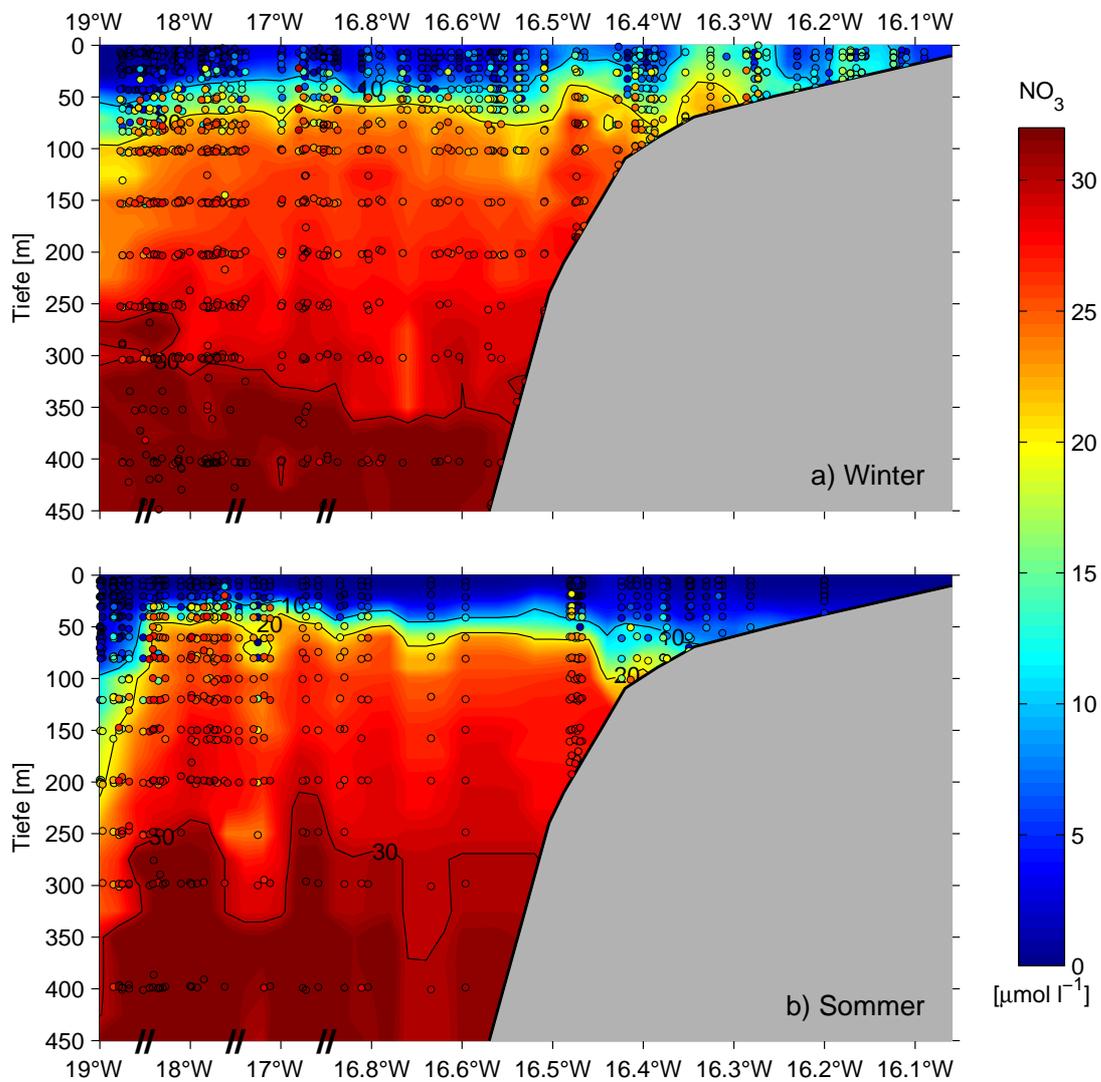


**Abbildung 5.5.:** Sauerstoff- gegen Nitratkonzentrationen im Dichteintervall  $\sigma_\theta = 25,8 \text{ kg m}^{-3}$  bis  $\sigma_\theta = 27,1 \text{ kg m}^{-3}$ . Kreise geben den Verlauf auf einer individuellen Station ( $20^\circ \text{ W}$ ,  $18^\circ \text{ N}$  während P348) an. Farblich sind die zugehörigen potenziellen Dichten gezeigt.

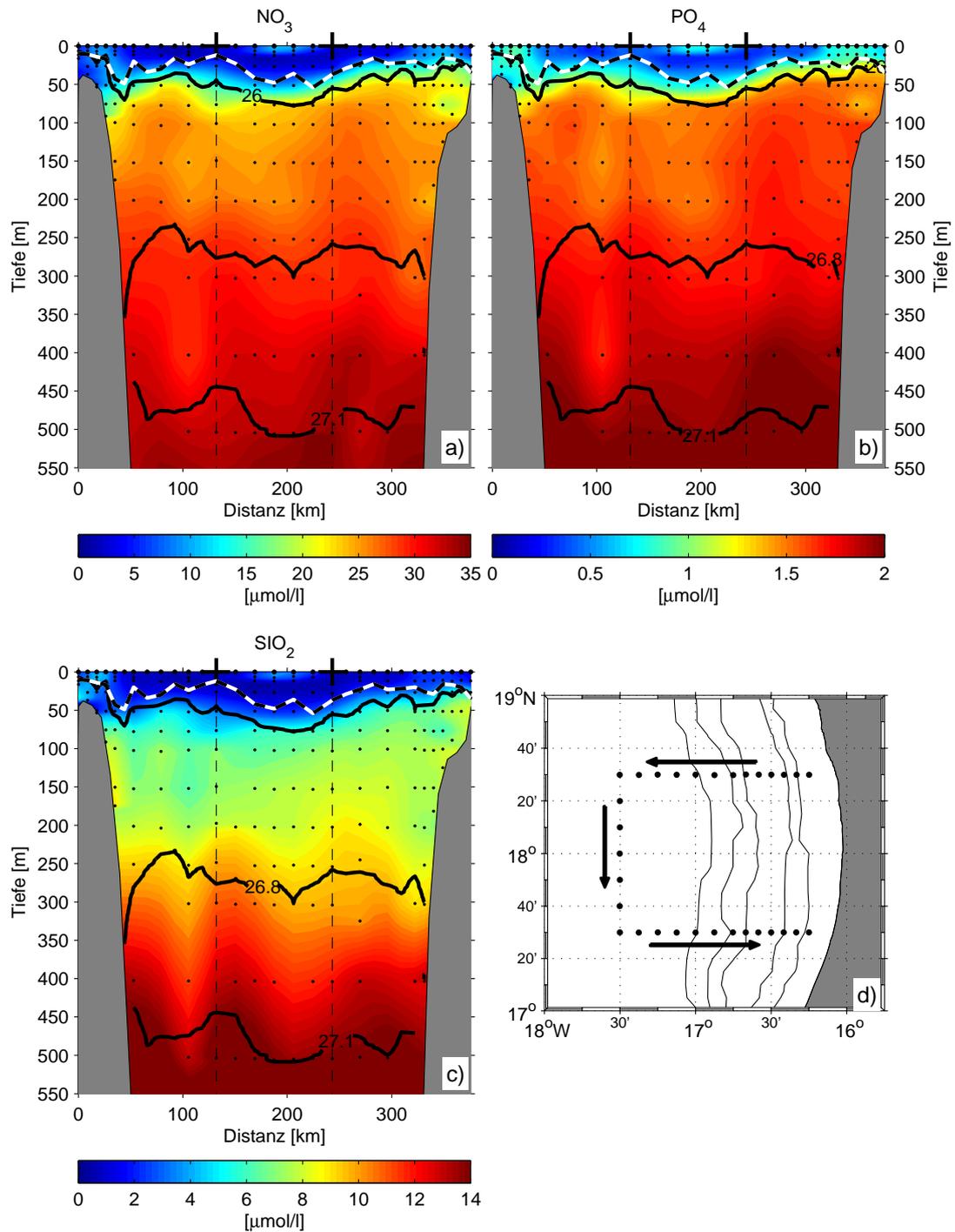
während des Februars 2007 (Abb. 5.3 b) oder zwischen 21°W und 19°W im darauffolgenden Jahr (Abb. 5.3 c).

Wie anhand der Abbildung 5.4 zu erkennen, gibt es eine enge Verbindung zwischen der Sauerstoff- und der Nitratkonzentration des Zentralwassers vor Mauretanien. Deutlicher dargestellt ist dieser Zusammenhang in Abbildung 5.5. Gezeigt sind in einem gleichmäßig eingeteilten Sauerstoff-Nitrat-Raum die mittleren Dichten aller zugehörigen CTD-Beobachtungen südlich von 19°N. Zwei wesentliche Punkte lassen sich aus dieser Darstellung ablesen:

1. Leichtes, oberflächennahes Wasser (blauer Bereich) besitzt generell hohe Sauerstoff- und niedrige Nitratkonzentrationen. Mit der Tiefe bzw. Dichte nimmt die Sauerstoffkonzentration ab und



**Abbildung 5.6.:** Künstlicher zonaler Schnitt der Nitratverteilung a) Winter und b) Sommer. Konzentrationen einzelner Schöpfer sind als farbige Kreise gekennzeichnet.



**Abbildung 5.7.:** Verteilungen von Nährstoffen entlang einer geschlossenen Box im Januar 2007. Die Verteilungen von a) Nitrat, b) Phosphat und c) Silikat wurden aus diskreten Schöpferproben (gekennzeichnet durch schwarze Punkte) bestimmt. Schwarze Konturlinien geben den Verlauf ausgewählter Isopyknen an. Schwarz-weiße Linien repräsentieren die jeweiligen Mixed Layer Tiefen. d) zeigt die zugehörige Fahrtroute und die Positionen der einzelnen CTD-Stationen.

die Nitratkonzentration zu.

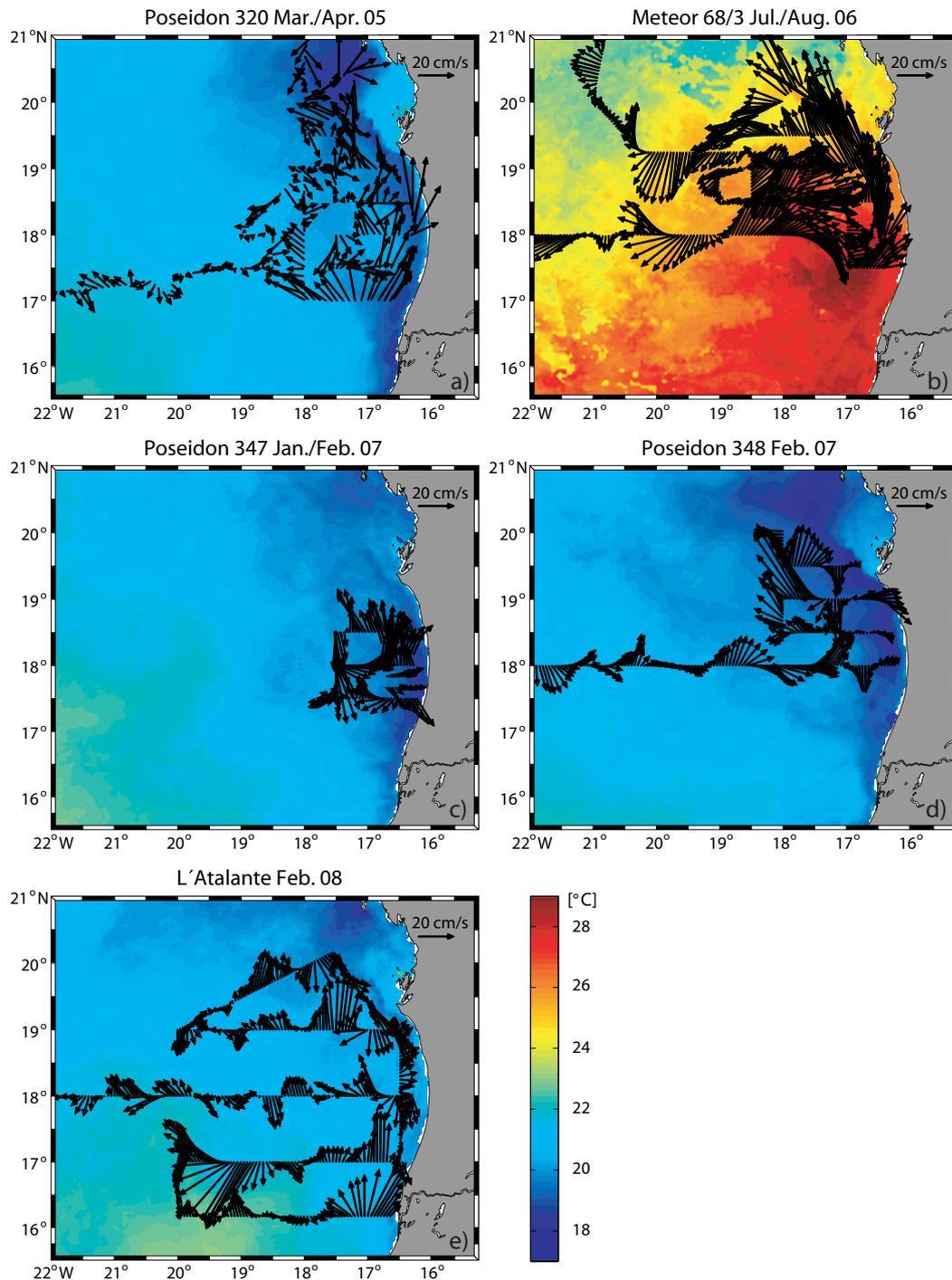
2. Entlang konstanter Dichte (gleiche Farben) geht eine Sauerstoffabnahme einher mit einer Nährstoffzunahme und anders herum. Diese Tatsache ist konsistent mit Abbildung 5.2 und mit dem in Abschnitt 2.4 bereits angesprochenen Mechanismus, dass das biologische Material innerhalb einer Wassermasse mit der Zeit durch Bakterien abgebaut wird, wobei die enthaltenen Nährstoffe remineralisiert werden und gleichzeitig Sauerstoff verbraucht wird. Mit diesem Wissen wird im Folgenden, wenn von sauerstoffarmen Zentralwasser gesprochen wird, impliziert, dass es sich dabei auch um nährstoffreiches Wasser handelt und anders herum.

Eine genauere Betrachtung des mit dem Aufsteigen des Wassers in Küstennähe verbundenen Nährstoffreichtums während des Frühjahrs im Gegensatz zum Sommer ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Die Verteilung von Nährstoffen anhand des Beispiels von Nitrat ( $\text{NO}_3$ ) ist auf einem exemplarischen Schnitt gezeigt, der die topographischen Bedingungen bei  $18^\circ\text{N}$  vereinfacht wiedergibt. Für die Darstellung sind alle Schöpferdaten südlich von  $19^\circ\text{N}$  für die jeweilige Jahreszeit genutzt und entsprechend der Wassertiefe auf einen künstlichen Schnitt projiziert worden. Im borealen Frühjahr (Abb. 5.6 a) übersteigt die Nitratkonzentration nahe der Schelfkante in einzelnen Beobachtungen innerhalb der Deckschicht Werte von  $15 \mu\text{mol l}^{-1}$ , Konzentrationen, die im Sommer nur jenseits von 50 m bis 100 m Tiefe beobachtet wurden. Die Nitroklinen zeigen im Sommer vielmehr eine abwärts gerichtete Neigung zur Küste hin, denn ein Ansteigen.

Aufgrund der Tatsache, dass sowohl Phosphat also auch Silikat bezüglich ihrer vertikalen Verteilung oft ein annähernd analoges Verhalten zu Nitrat zeigen (Abb. 5.7), wird innerhalb dieser Arbeit Nitrat stets repräsentativ für die im Wasser gelösten Nährstoffe benutzt. Unterstrichen wird die Bedeutung von Nitrat dadurch, dass in weiten Teilen des Weltozeans in erster Linie ein Nitratmangel die biologische Produktion hemmt (z. B. HALES ET AL., 2005).

## 5.2. Zirkulation des Oberflächenwassers

Die oberflächennahen Zirkulationsmuster – wie sie sich in schiffsgebundenen Momentaufnahmen der Strömung während der genannten Forschungsfahrten darstellen – zeigen eine stark mesoskalige Wirbelaktivität (Abb. 5.8). Die Existenz einer zyklonalen Zirkulationszelle, die von MITTELSTAEDT (1983) vorgeschlagen wurde und in der Abbildung 2.4 idealisiert gezeigt wird, lässt sich mit diesen Aufnahmen nur schwer bestätigen. Die mit den beobachteten Wirbeln in Verbindung stehenden Signale in den Geschwindigkeitsfeldern sind für einen derartigen Vergleich meist zu dominant. Im Einklang mit der postulierten zyklonalen Zirkulation ist den gezeigten Geschwindigkeitsfeldern allenfalls zu entnehmen, dass nahe der Küste (westlich von  $\sim 18^\circ\text{N}$ ) verstärkt nordwärtige Geschwindigkeiten beobachtet wurden, wohingegen kräftige, südwärtige Oberflächenströmungen meist auf küstenfernere Regionen beschränkt waren. Insbesondere die Strömungsbeobachtungen vom Sommer 2006 zeigen vergleichsweise kräftige süd- bis südwestwärtige Strömungen westlich von  $19^\circ\text{W}$ , die als Ausläufer des Kanarenstroms interpretiert werden



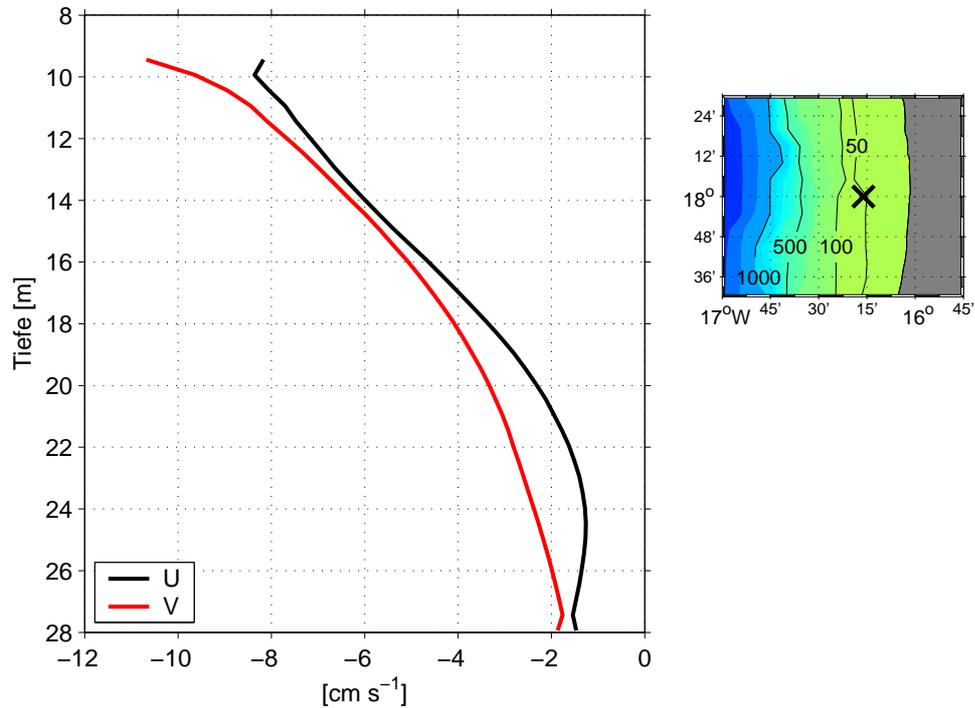
**Abbildung 5.8.:** Monatlich gemittelte, vom Satelliten beobachtete SST-Verteilung während der einzelnen Forschungs Expeditionen (farbig). Pfeile geben die vom schiffsgebundenen ADCP beobachtete, oberflächennahe Zirkulation entlang der Fahrtrouten an. Ein Referenzpfeil, dessen Länge eine Strömungsgeschwindigkeit von  $20 \text{ cm s}^{-1}$  entspricht, ist jeweils am rechten oberen Bildrand gegeben.

können, der sich nach MITTELSTAEDT (1983) etwa bei  $21^{\circ}\text{N}$  von der afrikanischen Küste löst, nach Südwesten dreht und die nördliche sowie westliche Flanke der angesprochenen zyklonalen Zirkulation bildet.

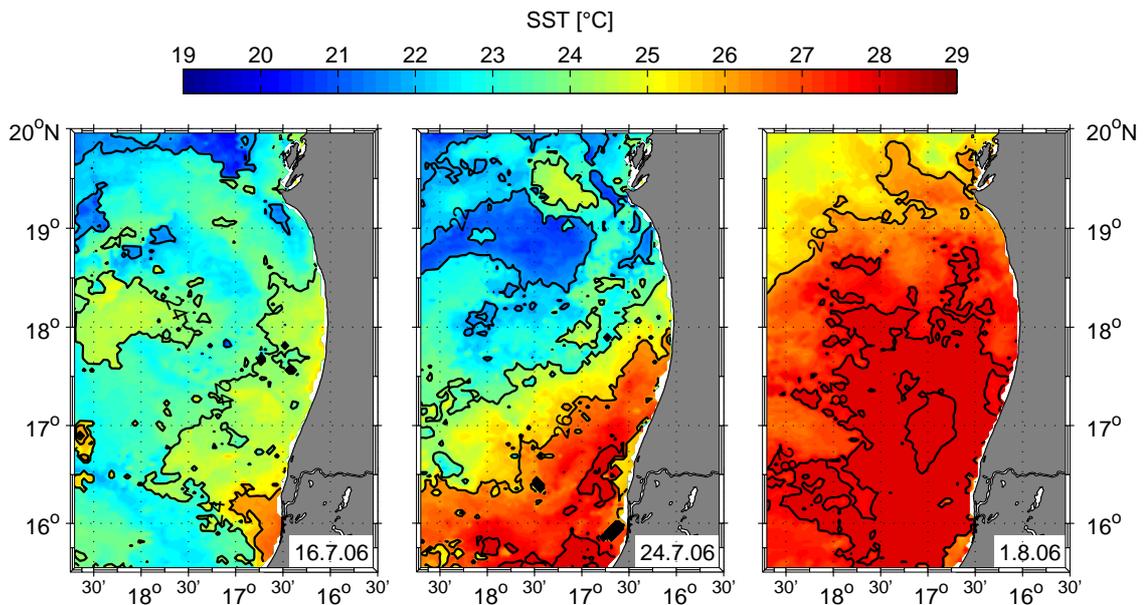
In dem idealisierten Zirkulationsschema von MITTELSTAEDT (1983) (Abb. 2.4 a) für den Winter ist küstenwärts der nordwärts gerichteten Wirbelflanke eine südwärtige Strömung vermerkt, die vom Kanarenstrom gespeist wird. Die Existenz dieser Strömung lässt sich durch das Windfeld begründen. Während des borealen Winters und Frühlings ist das Windfeld entlang der nordafrikanischen Küste südlich von  $20^{\circ}\text{N}$  nach Süden gerichtet, dieses führt zu einem seewärtigen Ekmantransport und einem Absenken der Meeresoberfläche an der Küste, woraus ein südwärtiger, geostrophischer Strom resultiert (STRAMMA UND SCHOTT, 1999). Während der Beobachtungsperioden, die sich über die Monate Januar bis April erstreckten (Abb. 5.8 a, c, d, e), konnte diese südwärtige Strömung jedoch in der Regel nicht beobachtet werden. Eine Ausnahme bildet die Reise im Februar 2008, während derer zumindest bis etwa  $18^{\circ}\text{N}$  verhältnismäßig kräftige, südwärtige Strömungen von etwa  $20\text{ cm s}^{-1}$  nahe der Küste herrschten.

Die Beobachtungen von MITTELSTAEDT UND HAMANN (1981) basieren auf einer Reihe von Verankerungen, die im Winter 1977 für die Dauer von etwa vier Wochen zwischen  $17^{\circ}\text{N}$  und  $19^{\circ}\text{N}$  ausgelegt waren. Es ist aber anzumerken, dass alle Verankerungen, deren Strömungsmesser im Mittel südwärtige Strömungen zeigten, bei Wassertiefen von weniger als 60 m verankert waren. Die mittleren, südwärtigen Geschwindigkeiten der einzelnen Strömungsmesser erreichten dabei Maximalwerte von etwa  $25\text{ cm s}^{-1}$ . Allerdings ist auch festzuhalten, dass kein Gerät, das im Mittel Geschwindigkeiten von  $> 10\text{ cm s}^{-1}$  beobachtete, tiefer als 30 m verankert war. Es ist daher davon auszugehen, dass es sich bei dieser südwärtigen Strömung, wie sie von MITTELSTAEDT UND HAMANN (1981) beschrieben und schematisch in dem idealisierten Strömungsbild von MITTELSTAEDT (1983) gezeigt ist, um eine sehr flache, küstennahe Zirkulationkomponente handelt, die von den schiffsgebundenen ADCP Beobachtungen nicht hinreichend aufgelöst werden. Das mittlere Strömungsprofil eines auf dem Schelf verankerten ADCP (MUMP2), welches für einen Zeitraum von zehn Tagen im Januar 2007 nahe des Meeresbodens in 38 m tiefem Wasser platziert war, deutet eine schwache süd- bis südwestwärtige Strömung an (Abb. 5.9). Im Mittel erreicht dabei die meridionale Geschwindigkeit etwa  $10\text{ cm s}^{-1}$  nach Süden und die zonale Geschwindigkeit  $8\text{ cm s}^{-1}$  in westliche Richtung in 10 m Tiefe. Dieses mittlere Geschwindigkeitsprofil über einen verhältnismäßig kurzen Zeitraum von zehn Tagen kann aber auch durch kurzzeitige Variationen des Geschwindigkeitsfeldes, die auf wetterbedingte Variabilität zurückzuführen ist, so stark beeinflusst sein, dass eine fundierte Aussage über die Existenz eines südwärts strömenden Pfades auf dem Schelf nicht möglich ist. MITTELSTAEDT UND HAMANN (1981) konnten anhand ihrer ca. vierwöchigen Zeitreihen bereits zeigen, dass die Variation des Windfeldes in Stärke und Richtung entscheidenden Einfluss auf die Lage aber auch Existenz dieser südwärtigen Strömung auf dem Schelf hat.

Während des Sommers und Herbstes schwächt sich der südwärtige Wind nahe der Küste ab.



**Abbildung 5.9.:** Mittleres Geschwindigkeitsprofil auf dem Schelf, zonale Geschwindigkeit in schwarz und meridionale Geschwindigkeit in rot. Die Profile bilden ein Mittel über zehn Tage vom Januar 2007, bestimmt aus Geschwindigkeitsmessungen eines 1200 kHz ADCP, dessen Verankerungsposition bei 38 m Wassertiefe im rechten Bild gezeigt ist.



**Abbildung 5.10.:** Zeitliche Entwicklung der Ozeanoberflächentemperatur während der Reise Meteor 68/3, gezeigt als achttägige Mittelwerte beobachtet vom Satelliten MODIS aqua.

Es wird angenommen, dass sich mit dem Nachlassen des Windes ein nordwärtiger Strom, der Mauretanische Strom (MC), ausbildet (STRAMMA UND SCHOTT, 1999), der den Küstenauftrieb unterbindet (MITTELSTAEDT, 1983). Dementsprechend wurden während der Forschungsreise im Sommer 2006 (M68/3) sehr starke, flache, nordwärtige Strömungen nahe der Küste beobachtet (siehe Abb. 5.8 b). Während dieser Beobachtungsperiode herrschte kein oder nur sehr schwacher Küstenauftrieb (vergleiche Abb. 5.1 a).

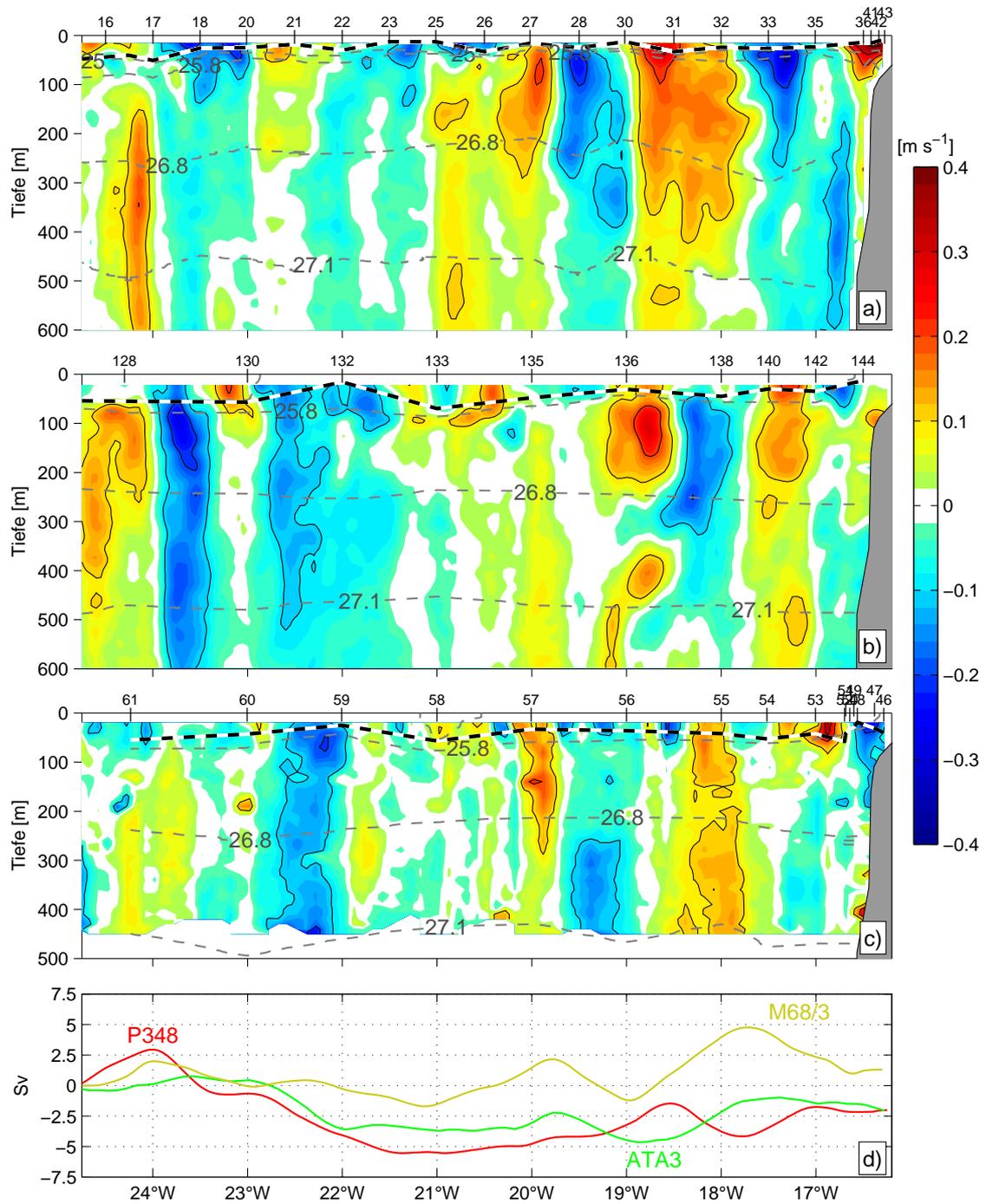
Entsprechend dieser starken nordwärtigen Zirkulation in Küstennähe ist auch die zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperatur während dieser Forschungsexpedition zu sehen (Abb. 5.10). Die vom Satelliten<sup>1</sup> beobachtete Ozeanoberflächentemperatur vor der mauretanischen Küste zeigte von Juli bis August 2006 eine rapide Erwärmung, teilweise um bis zu 5°C innerhalb von zwei Wochen. Ein derartiger Temperaturanstieg innerhalb einer typischerweise 20 m mächtigen Deckschicht würde einen positiven Wärmefluss von  $340 \text{ W m}^{-2}$  erfordern. Die Strömungsbeobachtungen legen aber den Verdacht nahe, dass diese Erwärmung eher auf die Advektion wärmeren Wassers aus dem Süden zurückzuführen ist.

### 5.3. Zirkulation des Zentralwassers

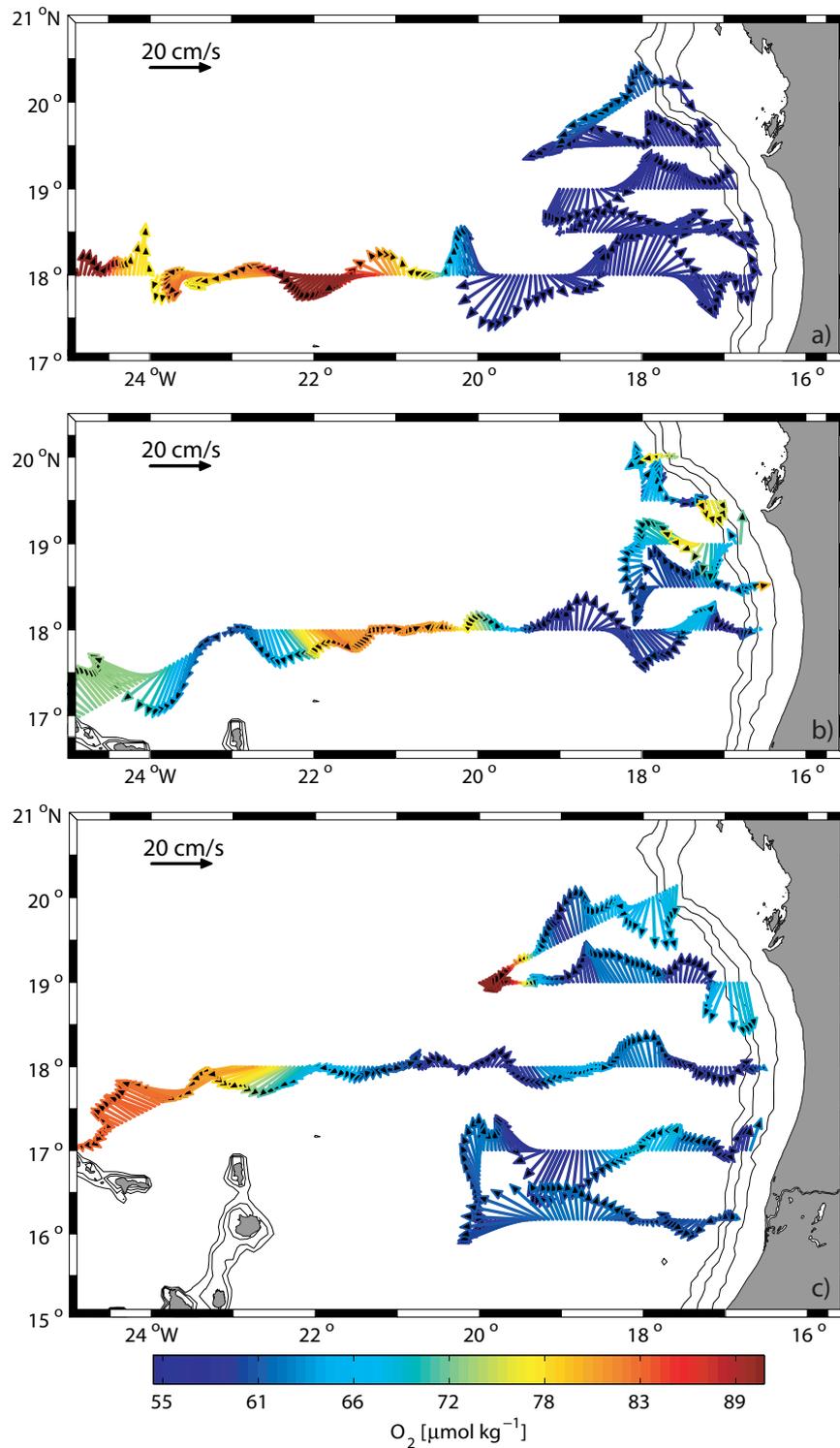
Die schiffsgebundenen Strömungsbeobachtungen in dem Untersuchungsgebiet zwischen der mauretanischen Küste und den Kapverdischen Inseln zeigen erhebliche Schwankungen. Das Geschwindigkeitsfeld ist im Wesentlichen durch Wirbel dominiert. Individuelle ADCP-Schnitte entlang von 18°N offenbaren Transportschwankungen von bis zu 7 Sv zwischen den Isopyknen  $\sigma_\theta = 25,8$  und  $27,1 \text{ kg m}^{-3}$  (Abb. 5.11). Diese Dichteschicht beschreibt nach STRAMMA ET AL. (2005) das Zentralwasser. Die Dichteeinteilung erfolgt über die CTD-Beobachtungen, die entlang der Schnitte durchgeführt wurden. Die Nettotransporte zwischen der afrikanischen Küste und 25°W bzw. den Kapverdischen Inseln variieren zwischen den drei Forschungsreisen, die den Schnitt vollständig abdecken, zwischen 2,5 Sv südwärts für die beiden Winterbeobachtungen und etwa 2 Sv nach Norden im Sommer. Individuelle Wirbel sind mit Geschwindigkeitsfluktuationen von  $30 \text{ cm s}^{-1}$  nahe der Oberfläche und Transportschwankungen von  $> 5 \text{ Sv}$  verbunden. Tendenziell ist jeweils ein Flacherwerden der durchmischten Schicht zur Küste hin angedeutet, allerdings weniger stark im Sommer (M68/3). Zu dieser Zeit war die Mixed Layer Tiefe generell sehr flach (mit Ausnahme von den küstenfernsten Stationen westlich von 23°W stets flacher als 30 m). Einhergehend mit dem Flacherwerden der MLD steigt im Winter auch die Isopykne  $\sigma_\theta = 25,8 \text{ kg m}^{-3}$  an und erreicht jeweils oberhalb des Kontinentalhangs (P348) bzw. des Schelfs (ATA3) die Oberfläche. Die Isopykne  $\sigma_\theta = 27,1 \text{ kg m}^{-3}$ , die als Unterkante für die Transportberechnung benutzt wird, zeigt keine auffällige saisonale oder zwischenjährliche Variation in der Tiefe und verbleibt in allen drei Beobachtungen in Tiefen zwischen 450 und 500 m.

---

<sup>1</sup>MODISA



**Abbildung 5.11.:** Meridionale Strömungskomponente gemessen entlang von 18°N während M68/3 im Juli/August 2006 (a), P348 im Februar 2007 (b) und ATA3 im Februar 2008 (c). Die Dichteverteilung (gestrichelte Konturlinien) und die Tiefe der durchmischten Deckschicht (schwarz-weiße Linie) wurden anhand von CTD-Beobachtungen bestimmt (CTD-Stationennummern an den oberen Rändern der Bilder). Grafik d) zeigt die kumulativen Volumentransporte zwischen den Isopyknen  $\sigma_\theta = 25,8$  und  $27,1$  kg m<sup>-3</sup> entlang der Schnitte.



**Abbildung 5.12.:** Zirkulationsmuster und Sauerstoffverteilung zwischen den Dichteschichten  $\sigma_\theta = 25,8 \text{ kg m}^{-3}$  und  $\sigma_\theta = 27,1 \text{ kg m}^{-3}$  während M68/3 (a), P348 (b) und ATA3 (c). Die Pfeile geben die Stärke und Richtung der Strömung an. Die Sauerstoffkonzentration ist farbig gekennzeichnet.

Generell zeigen alle Aufnahmen verstärkt einen südwärtigen Transport entfernt von der Küste und schwachen nordwärtigen Transport östlich von etwa  $19^{\circ}\text{W}$ , wie sie bereits in verschiedenen früheren Arbeiten beobachtet wurden (z. B. MITTELSTAEDT, 1983; STRAMMA ET AL., 2008).

Entsprechend setzt sich die küstennahe, nordwärtige Zirkulationsflanke des Zentralwassers auch nördlich und südlich des  $18^{\circ}\text{N}$  Schnittes während dieser drei Reisen fort (Abb. 5.12). Die über die Tiefe gemittelten Strömungen dieser Dichteschicht zusammen mit den Sauerstoffkonzentrationen zeigen ein recht chaotisch wirkendes Zirkulationsmuster, das auf das Vorhandensein von mesoskaligen Wirbeln (mit horizontalen Skalen von  $\sim 100\text{ km}$ ) schließen lässt. Generell ist zu erkennen, dass sauerstoffarmes Zentralwasser verstärkt mit einer nordwärtigen Propagation assoziiert ist. Dieses gilt insbesondere in Küstennähe, wohingegen sauerstoffreicherer Wasser mit südwärtigen Strömungen in Verbindung steht. Im Norden, nahe der Banc d'Arguin, ist während der Forschungsreise im Feb. 2008 (Abb. 5.12 c) küstennah eine südwärtige Strömungskomponente auszumachen, die mit erhöhten Sauerstoffkonzentrationen verbunden ist. Bei der küstenfernen Station bei  $19^{\circ}\text{N}$  ist ein ausgeprägtes Maximum in der Sauerstoffkonzentration zu erkennen. Dieses Maximum steht vermutlich mit dem Übergang vom SACW zum NACW entlang der Kap-Verden-Frontalzone in Verbindung. In ähnlicher Form ist die Grenze dieser beiden Wassermassen auch für die anderen beiden Reisen zu erkennen.

STRAMMA ET AL. (2008) präsentierten eine schematische Darstellung der Zirkulation des östlichen tropischen Nordatlantiks in 200 m und 400 m Tiefe und diskutierten sie im Zusammenhang mit der Sauerstoffversorgung der OMZ (deren Abb. 12). Danach existieren die geringsten Sauerstoffwerte zwischen den Kapverdischen Inseln und der afrikanischen Küste, eingebettet in eine zyklonale Zirkulationszelle, die dieses sauerstoffarme Wasser einschließt. Teilweise im Einklang mit diesen Beobachtungen sind auch die Verteilungen der Sauerstoffkonzentrationen entlang von  $18^{\circ}\text{N}$  zu sehen (Abb. 5.4), die generell geringe Sauerstoffkonzentration innerhalb der Zentralwasserschicht zwischen den Kapverdischen Inseln und der afrikanischen Küste zeigen. Daneben ist insbesondere im Februar 2008 eine deutliche Sauerstoffabnahme in östlicher Richtung zu erkennen. Eine Ventilation durch sauerstoffreicherer Wasser aus dem Norden ist nur sehr schwach und auf küstenferne Regionen nahe der Kapverdischen Inseln beschränkt.

## 5.4. Upwelling Unterstrom

Ein wesentlicher Bestandteil der Zirkulation vor der Küste Mauretaniens ist der polwärtige Unterstrom, UUC. Dieser Strom ist häufig erwähnt aber verhältnismäßig wenig quantifiziert. Ursächlich dafür mag seine variable Struktur sein. Das Bild dieses Unterstroms, das sich aus den verschiedenen Erwähnungen in der Literatur ergibt, lässt sich wie folgt zusammenfassen:

Es kann angenommen werden, dass der UUC von Süden kommend durch die nördliche Flanke des NECC sowie durch Teile des NEUC, die den Guinea Dome an der südöstlichen Flanke passieren und nördlich von  $10^{\circ}\text{N}$  auf die afrikanische Küste treffen, mit Südatlantischem Zentralwasser

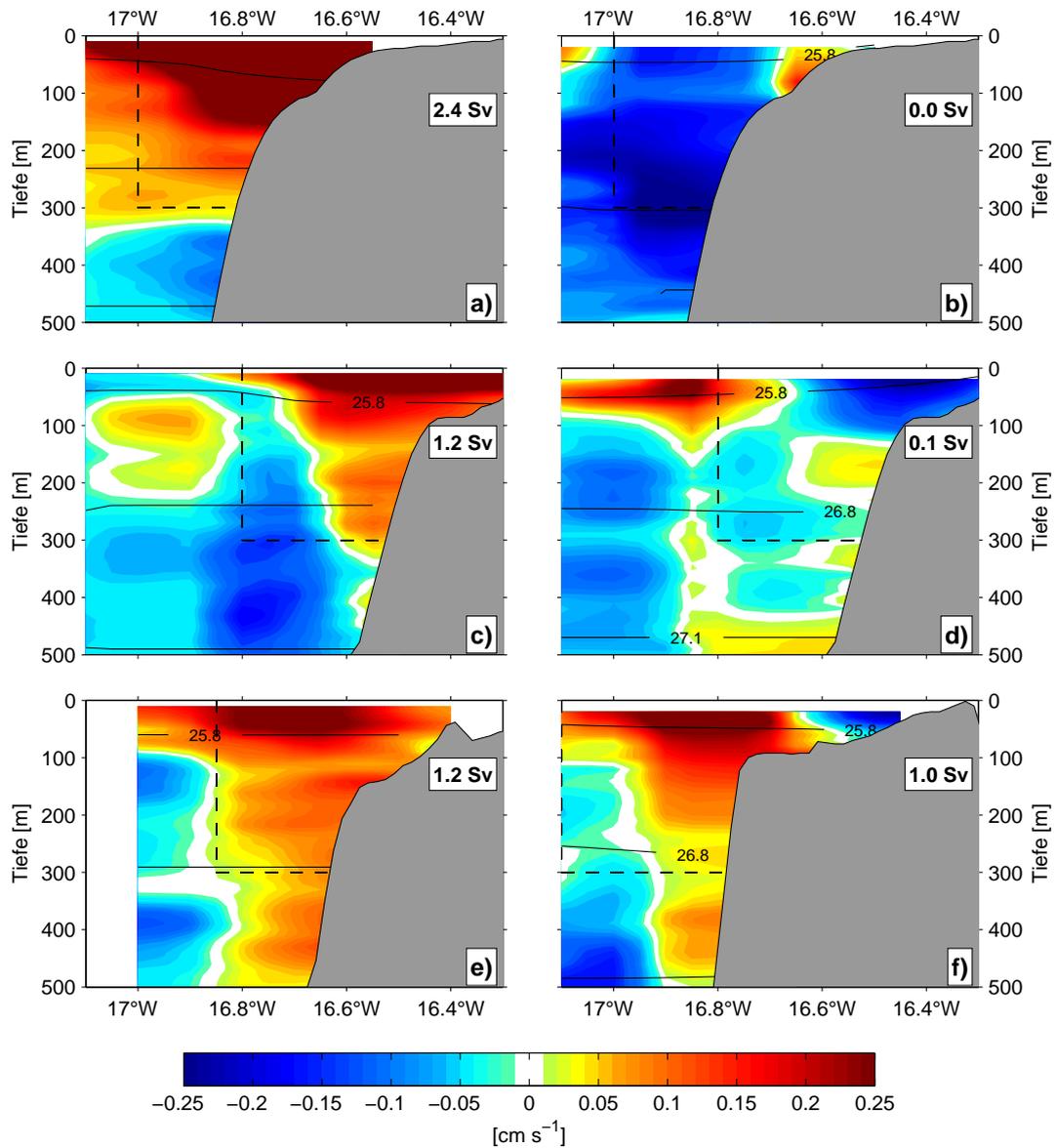
gespeist wird (z. B. MITTELSTAEDT, 1991; HAGEN, 2001). Er breitet sich als ein weniger als 100 km breiter Storm seewärts der Schelfkante nach Norden aus.

Bis etwa 21°N, wo der Kanarenstrom sich noch nicht von der Küste gelöst hat, ist der UUC über dem Kontinentalhang auch mit nordwärtigen Strömungen innerhalb der Deckschicht verbunden. Unter schwachen Windverhältnissen breitet sich der polwärtige Strom über den Hang küstenwärts aus und erfasst die gesamte Schelfregion (MITTELSTAEDT UND HAMANN, 1981). Es wird angenommen, dass beim Zusammentreffen mit dem südwestwärts strömenden Kanarenstrom bei etwa 21°N der UUC in den oberen 300 m bis 400 m gezwungen wird, ebenfalls in südwestliche Richtung abzdrehen und sich nur der tiefere Teil des polwärtigen Stroms weiter nach Norden als Unterstrom fortsetzt (MITTELSTAEDT, 1991). Generell sind die Geschwindigkeiten innerhalb des Kerns im Mittel nicht wesentlich größer als  $10 \text{ cm s}^{-1}$ . Die mit dem UUC verbundenen Transporte sind bislang in der Literatur nur selten beschrieben. Eine Ausnahme bildet die Arbeit von SHAFER (1974), in der der Transport des polwärtigen Unterstroms mit 1,4 Sv bei 19°30'N abgeschätzt wurde.

Den früheren Beobachtungen entsprechend stellte sich der UUC auch während der dieser Arbeit zugrundeliegenden Forschungsexpeditionen als sehr variabel bezüglich seiner Intensität, Form und Lage dar (vergleiche Tabelle 2.1). Unterschiede in der Struktur des UUC konnten von Fahrt zu Fahrt (Abb. 5.13), aber auch im Verlaufe einer Fahrt festgestellt werden, so wurden z. B. während der Forschungsreise Poseidon 347 im Januar 2007, deren Untersuchungen sich auf ein verhältnismäßig kleines Gebiet von ca.  $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$  beschränkten, zonale Schnitte entlang von 17°30'N, 18°N und 18°30'N im Abstand von weniger als zwei Wochen wiederholt aufgenommen (Abb. 5.14). Phasenweise zeigte sich der UUC als stark ausgeprägter Strom mit maximalen Geschwindigkeiten von bis zu  $0,3 \text{ m s}^{-1}$  in Oberflächennähe (z. B. Abb. 5.13 a,c,e,f sowie Abb. 5.14 a,c). Während anderer Beobachtungsphasen war das Signal des UUC jedoch stark von mesoskaligen Wirbeln überdeckt. Transportberechnungen aus individuellen Geschwindigkeitsbeobachtungen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Bei der Transportberechnung wurden jeweils nur nordwärtige Geschwindigkeiten oberhalb von 300 m Tiefe benutzt. Als horizontale Integrationsgrenzen wurden die Küste und ein in meridionaler Richtung variabler Punkt 40 km seewärts der

Latitude	P320	M68/3	P347	P348	ATA3	Mittel
19°00'N	1,2	2,4	/	0,4	0,0	1,0
18°30'N	0,4	1,4	1,0/0,6	0,2	/	0,7
18°00'N	1,4	1,2	1,3/0,5	0,3	0,1	0,8
17°30'N	1,6	1,2	0,1/0,1	/	/	0,8
17°00'N	1,8	/	/	/	1,0	1,4
16°00'N	/	/	/	/	1,0	1,0
Mittel	1,3	1,6	0,7	0,3	0,6	0,9/1,0

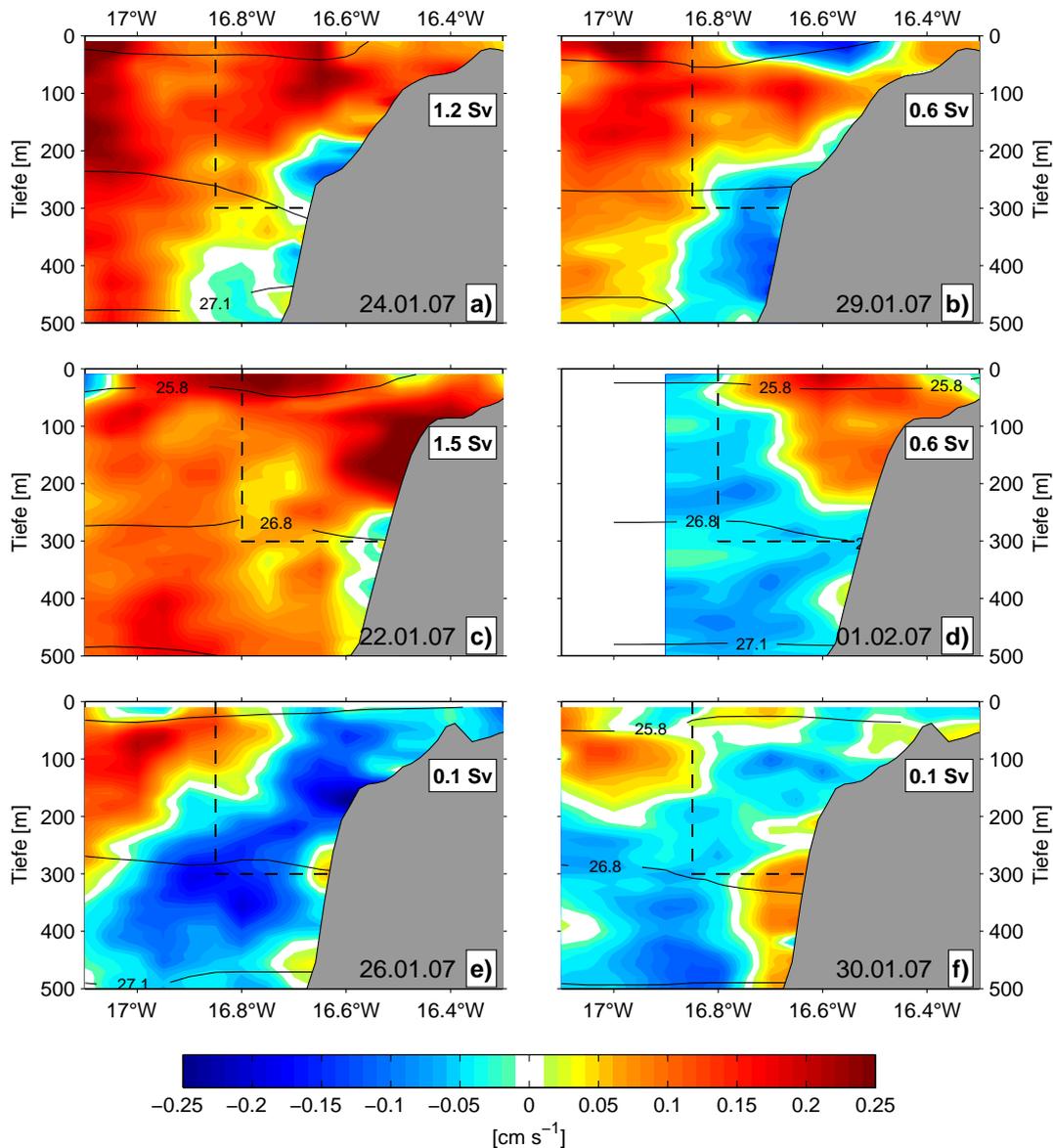
**Tabelle 5.1.:** Transportabschätzungen des UUC in Sv.



**Abbildung 5.13.:** Momentaufnahmen des UUC. Links (a,c,e) Beobachtungen im Sommer 2006, rechts (b,d,f) aus dem Winter 2008. Von oben nach unten entspricht von Norden nach Süden, 19°N (a,b), 18°N (c,d), 17,5°N (e) bzw. 17°N (f). Individuelle Transportabschätzungen sind als Zahlenwerte angegeben. Gestrichelte Linien geben die Grenzen für die Transportberechnungen an.

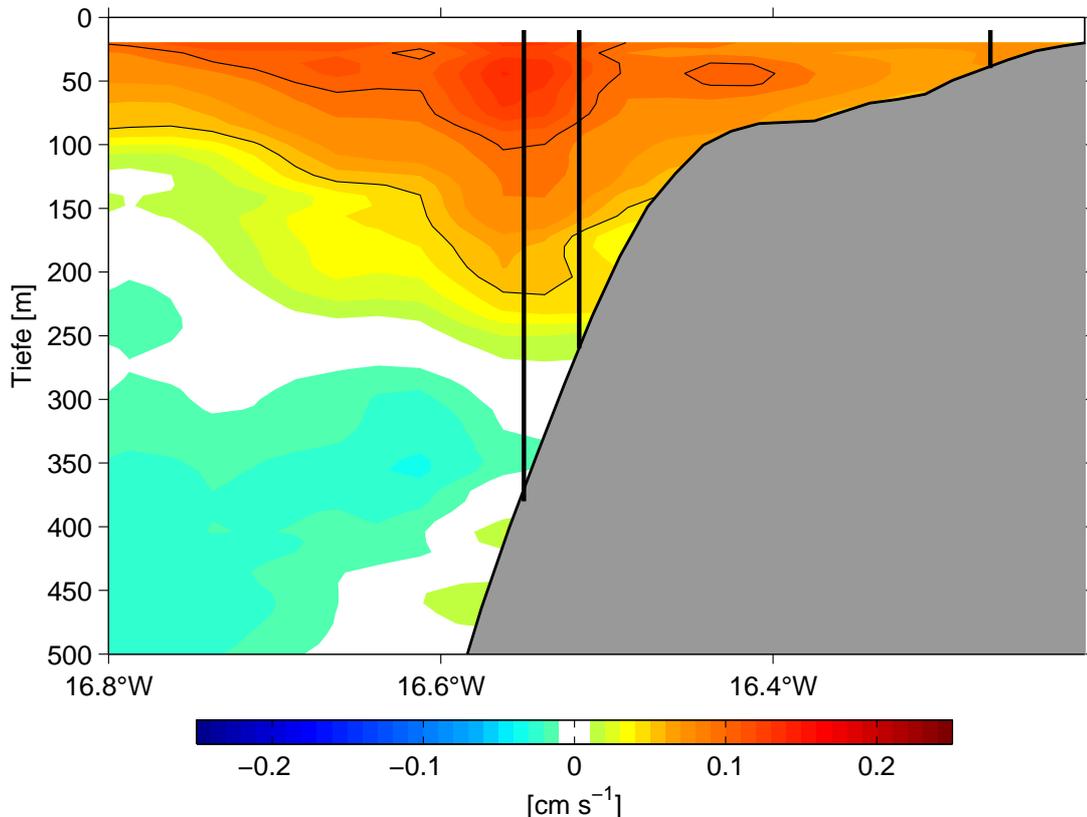
100-m-Isobathe (Schelfkante) gewählt (als gestrichelte Linien in den Abb. 5.13 und 5.14 markiert).

Während individueller Beobachtungen scheint sich der Unterstrom seewärts vom Schelfrand bis in Oberflächennähe auszudehnen, eine Beobachtung, die vergleichbar bereits während des Experiments „Auftrieb 77“ gemacht wurde (MITTELSTAEDT UND HAMANN, 1981). Die Momentaufnahmen des UUC-Transports schwanken zwischen annähernd 0 und 2,4 Sv. Im Mittel ergibt



**Abbildung 5.14.:** Momentaufnahmen des UUC für einen Zeitraum von weniger als zehn Tagen im Winter 2007. Von oben nach unten Schnitte entlang von  $18,5^{\circ}\text{N}$  (a,b),  $18^{\circ}\text{N}$  (c,d) und  $17,5^{\circ}\text{N}$  (e,f). Individuelle Transportabschätzungen sowie Beobachtungszeitpunkte sind als Zahlenwerte gegeben.

sich ein nordwärtiger Transport von  $0,9 \text{ Sv}$ . Die Transportabschätzungen im Sommer (während der Forschungsreise Meteor 68/3) offenbaren den am stärksten ausgeprägten Strom. Der mittlere Transport während dieser Beobachtungsperiode wird stark durch den zonalen Schnitt bei  $19^{\circ}\text{N}$  bestimmt. Entlang dieses Schnittes wurden sehr starke, oberflächennahe Strömungen nach Norden ( $> 0,5 \text{ m s}^{-1}$ ) beobachtet. Die oberflächennahe Intensivierung im Sommer (Abb. 5.13 a,c,e) sowie die küstenwärtige Verbreiterung des nordwärtigen Stroms auf dem Schelf kann als Resultat

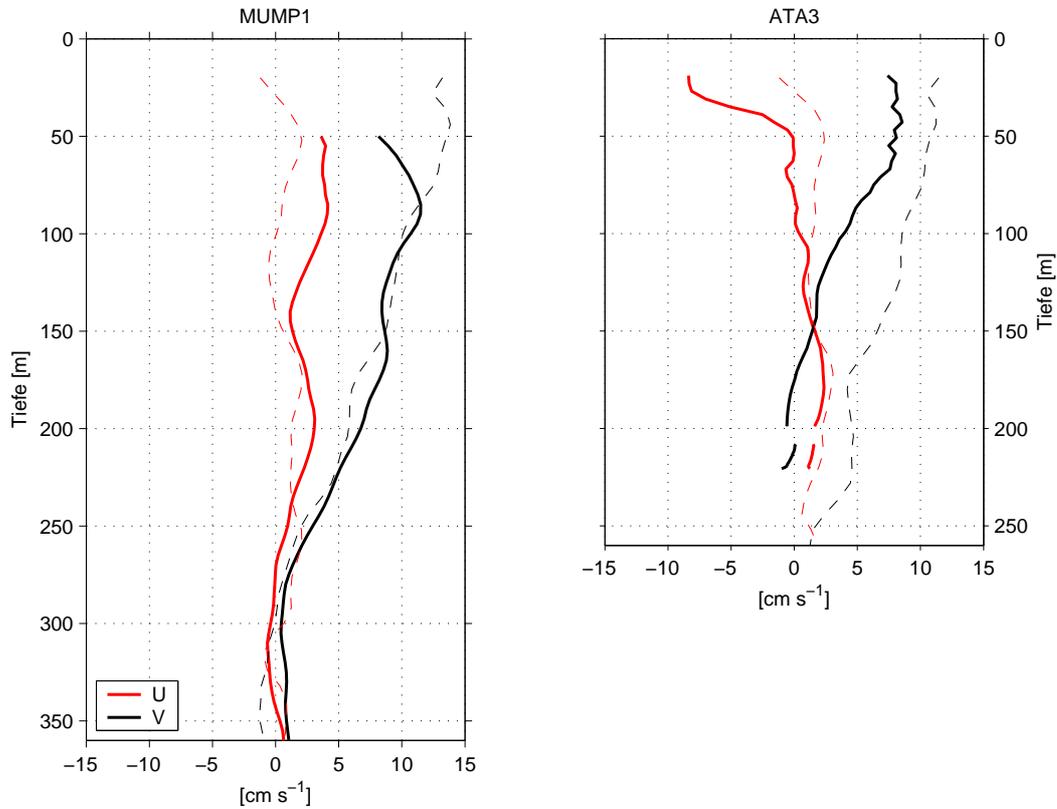


**Abbildung 5.15.:** Mittlerer Schnitt der meridionalen Geschwindigkeit. Bestimmt aus VMADCP Messungen zwischen  $17^{\circ}\text{N}$  und  $19^{\circ}\text{N}$  während der Forschungsreisen P320, P347, P348 und ATA3. Abstand der Konturlinien ist  $5 \text{ cm s}^{-1}$ . Die schwarzen, vertikalen Linien geben die Position bzw. Wassertiefe der Verankerungen an (von links nach rechts MUMP1, ATA3 und MUMP2).

des deutlich schwächeren Windes angesehen werden.

Trotz der hohen Variabilität der Strömungen im küstennahen Bereich, die durch Gezeitenströmungen, interne Wellen und Wirbel bedingt ist, zeigt die mittlere Geschwindigkeitsverteilung den UUC als persistenten Strom (Abb. 5.15, dargestellt als zonaler Schnitt entlang einer Topographie, die vereinfacht die Situation entlang von  $18^{\circ}\text{N}$  wiedergibt). Für die Erzeugung dieses mittleren Schnittes wurden alle zonalen Schnitte südlich von  $19^{\circ}\text{N}$ , die während der vier Forschungsfahrten zur Auftriebsjahreszeit aufgezeichnet wurden, zunächst zu mittleren Schnitten der einzelnen Reisen zusammengefasst und anschließend diese vier Schnitte gemittelt. Die Projektion der einzelnen Schiffsschnitte auf die Referenzbreite  $18^{\circ}\text{N}$  erfolgte dabei ähnlich zu der Variation der seeseitigen Integrationsgrenze bei den obigen Transportberechnungen des UUC, um der meridionalen Variation der Topographie Rechnung zu tragen. Wegen der intensiven, nordwärtigen Strömungen im Sommer 2006 sind diese Geschwindigkeitsbeobachtungen hier nicht berücksichtigt worden.

Eine Transportabschätzung aus dem mittleren Schnitt der meridionalen Geschwindigkeit oberhalb von 300 m und küstenwärts von  $16^{\circ}50'\text{W}$  (etwa 40 km seewärts der Schelfkante) ergibt einen mittleren nordwärtigen Transport von 0,7 Sv. Der Stromkern liegt in diesem mittleren Schnitt ober-



**Abbildung 5.16.:** Vergleich zwischen mittleren Geschwindigkeitsprofilen aus VMADCP (gestrichelt) und Verankerungsbeobachtungen (durchgezogen). In schwarz die meridionale und in rot die zonale Geschwindigkeitskomponente. Die Positionen der Verankerungen sind in Abb. 5.15 skizziert.

halb von 100 m und besitzt Geschwindigkeiten, die knapp  $10 \text{ cm s}^{-1}$  überschreiten. Diese Messungen bestätigen damit vorangegangene Beobachtungen, die Geschwindigkeiten zwischen  $0,05$  und  $0,2 \text{ m s}^{-1}$  feststellten (z. B. BARTON ET AL., 1998).

Anhand der Strömungszeitserien aus der Verankerung in 380 m Tiefe am Kontinentallhang auf  $18^\circ\text{N}$  (MUMP1) konnte eine mittlere nordwärtige Strömung im Unterstrom von  $0,12 \text{ m s}^{-1}$  (Mittel aus elftägiger Messung) bestimmt werden. Verglichen mit dem mittleren Geschwindigkeitschnitt (Abb. 5.15) erkennt man bemerkenswert gute Übereinstimmungen bezüglich der Lage und Amplitude des UUC mit dem mittleren Geschwindigkeitsprofil der Verankerung MUMP1 (Abb. 5.16 a). Darüber hinaus zeigt auch die mittlere Strömungsverteilung, die ein Jahr später etwas weiter südlich in knapp 100 m flacherem Wasser für einen Zeitraum von zehn Tagen aufgezeichnet worden ist, sehr gute Übereinstimmung mit dem mittleren VMADCP-Schnitt. Die Lage des Stromkerns sowie die Amplitude der beiden annähernd unabhängigen Beobachtungen stimmen überein.

## 5.5. Gezeitensignale am Hang

Interne Gezeiten sind ein allgegenwärtiges Phänomen im Weltozean. Sie treten verstärkt an der Kante des kontinentalen Schelfs und über unterseeischen Gebirgszügen auf, wo sie durch barotrope Gezeiten angetrieben werden. Diese internen Gezeiten sind lange, interne Wellen mit Perioden der antreibenden barotropen Gezeit und mit Wellenlängen von einigen 10 Kilometern. Häufig werden diese langen, internen Wellen begleitet von bzw. bilden Instabilitäten wie z. B. interne Boren, kurzperiodische Wellen und solitonähnliche Wellen (z. B. HOLLOWAY, 1987; NEW UND PIN-GREE, 1990, 1992). Diese kurzen Wellen haben Perioden auf der Skala von zehn Minuten und Wellenlängen von Hunderten von Metern.

Obwohl die Bedeutung der internen Gezeiten für die Vermischung im Weltozean unbestritten ist, ist diese doch wenig quantifiziert (HOLLOWAY ET AL., 1997). Es konnte jedoch gezeigt werden, dass Vermischung durch interne Gezeiten an der Schelfkante verstärkte biologische Produktion hervorrufen kann (HOLLIGAN ET AL., 1985; SANDSTROM UND ELLIOTT, 1984; SHARPLES ET AL., 2001a) und einen verstärkten Austausch über die Schelfkante hinweg begünstigt (INALL ET AL., 2001). Mit den internen Gezeiten verbundene Wellen können außerdem signifikant den Bodenstress modifizieren und dabei Einfluss auf die Strömung am Hang aber auch auf den Sedimenttransport haben (HEATHERSHAW, 1985; BOGUCKI ET AL., 1997).

Im Kontext dieses Wissens werden in diesem Abschnitt zunächst die wesentlichen hydrographischen Beobachtungen in der Nähe des Kontinentalabhanges gezeigt, die auf interne Gezeiten zurückzuführen sind. Im nachfolgenden Kapitel werden die beobachteten Phänomene mit Vermischungsbeobachtungen verknüpft und abschließend wird ihre Bedeutung für die Partikelflüsse quantifiziert.

### 5.5.1. Hintergrund

Als Erzeugungsmechanismus für langperiodische, interne Wellen wird üblicherweise das Passieren eines oszillierenden Gezeitenstroms entlang einer variablen Topographie im geschichteten Ozean angesehen, wobei oszillierende, vertikale Geschwindigkeiten hervorgerufen werden, die Auslenkungen der Isopyknen mit der Gezeitenperiode verursachen. Die resultierenden Wellen sind als interne Gezeiten bekannt (BAINES, 1982).

Wie alle internen Trägheitsschwerewellen (mit Ausnahme von reinen Trägheitswellen) verdanken auch die internen Gezeiten ihre Existenz der rücktreibenden Kraft der Gravitation, die entgegen einer auslenkenden Störung im stabil geschichteten Ozean angreift. Trägheitsschwerewellen sind beschränkt auf ein Frequenzband zwischen der Trägheitsfrequenz und der Brunt-Väisälä Frequenz ( $f < \omega < N$ , wobei  $\omega$  die Frequenz der Welle bezeichnet) (z. B. LEBOND UND MYSAK, 1978) und werden im Folgenden auch kurz als interne Wellen bezeichnet. Ihre Ausbreitung lässt sich in Hinblick auf ihre Energiepropagation entlang von internen Wellencharakteristiken

beschreiben, die den Pfad des Vektors der Gruppengeschwindigkeit durch folgende Formel beschreibt:

$$s = \left( \frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \right)^{1/2} = \tan\beta \quad (5.1)$$

Der Winkel  $\beta$  beschreibt dann den Neigungswinkel der Ausbreitungsrichtung einer internen Welle mit Frequenz  $\omega$  gegen die Horizontale (z. B. ERIKSEN, 1982).

Gleichung 5.1 besagt, dass für eine gegebene Frequenz bei gleicher geographischer Breite die Neigung der internen Wellencharakteristiken mit zunehmender Schichtung abnimmt. Im Falle von internen Gezeiten mit der  $M_2$ -Frequenz von  $\omega = 1,4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (entsprechend 12,42 Stunden Periodendauer) ergibt sich bei einer typischen Schichtung unterhalb der saisonalen Thermokline von  $N = 3 \text{ cph}$  ( $5,2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ) ein Neigungswinkel von etwa  $1,5^\circ$  gegen die Horizontale. In Tabelle 5.2 sind ausgewählte Neigungswinkel der internen  $M_2$ -Gezeit der zugehörigen Schichtung bei einer Referenzbreite von  $18^\circ\text{N}$  (entsprechend  $f = 4,5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) gegenübergestellt.

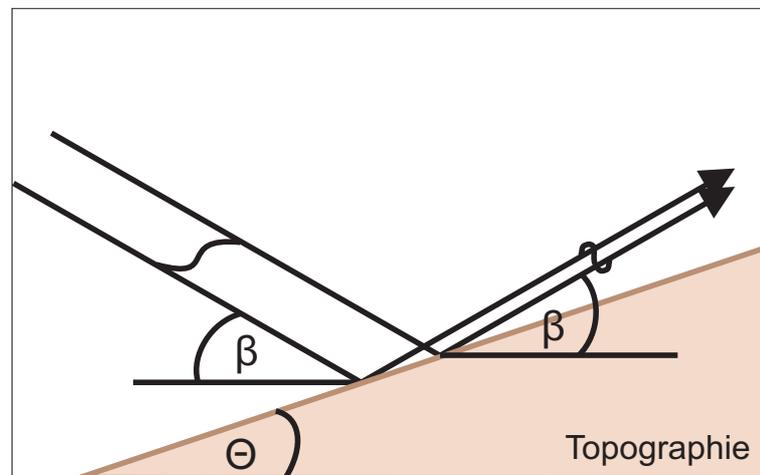
N [cph]	8,8	5,8	4,4	3,5	2,9	2,5	2,2	2,0	1,8	1,6	1,5
$\theta_c$ [°]	0,5	0,75	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	2,25	2,5	2,75	3,0
$\Delta Z$ [m]	9	13	17	22	26	31	35	39	44	48	52

**Tabelle 5.2.:** Kritische Hangneigung bei gegebener Schichtung.  $\Delta Z$  beschreibt dabei die Tiefeänderung pro Kilometer horizontaler Distanz (entsprechend,  $\Delta Z = \tan(\theta_c) \times 1 \text{ km}$ ).

Es wird angenommen, dass die Erzeugung von internen Gezeiten besonders effektiv ist, wenn die Neigung der internen Gezeitencharakteristiken näherungsweise der Neigung des Hangs entspricht oder diese überschreitet (HOLLOWAY UND MERRIFIELD, 1999; HOLLOWAY ET AL., 2001; LAMB, 2004; HOSEGOOD ET AL., 2005; PEREIRA UND CASTRO, 2007). Die topographische Neigung wird klassifiziert als superkritisch, kritisch und subkritisch, wenn sie größer, gleich oder kleiner der Neigung der internen Wellen ist (HOLLOWAY, 1985).

Die Wechselwirkung der Gezeiten mit der Topographie, wie sie durch die lineare Theorie beschrieben wird, führt zur Erzeugung von internen Wellen mit vergleichsweise großen horizontalen Wellenlängen, während unter Einbeziehung von nichtlinearen, nichthydrostatischen Effekten auch die Erzeugung von nichtlinearen, internen Wellen mit viel kleineren Wellenlängen (Hundertern von Metern) und hohen Frequenzen (in der Nähe von  $N$ ) erlaubt sind (z. B. LEGG UND ADCROFT, 2003). Beobachtungen haben gezeigt, dass interne Gezeiten beim Propagieren in flacheres Wasser gelegentlich hinreichend nichtlinear werden, um interne Boren zu bilden, denen Gruppen von hochfrequenten, nichtlinearen, internen Wellen nachfolgen (z. B. DUDA ET AL., 2004). Interne Boren und hochfrequente, interne Wellen sind oft beobachtete Phänomene in Regionen variabler Topographie, wie z. B. an Schelfkanten (HUTHNANCE, 1989; SMALL ET AL., 1999; JEANS UND SHERWIN, 2001).

Modelluntersuchungen haben gezeigt, dass die Erzeugung derartiger Boren nicht nur aus der Verringerung der Wassertiefe und aus einem daraus resultierenden Aufsteilen der Welle erklärt



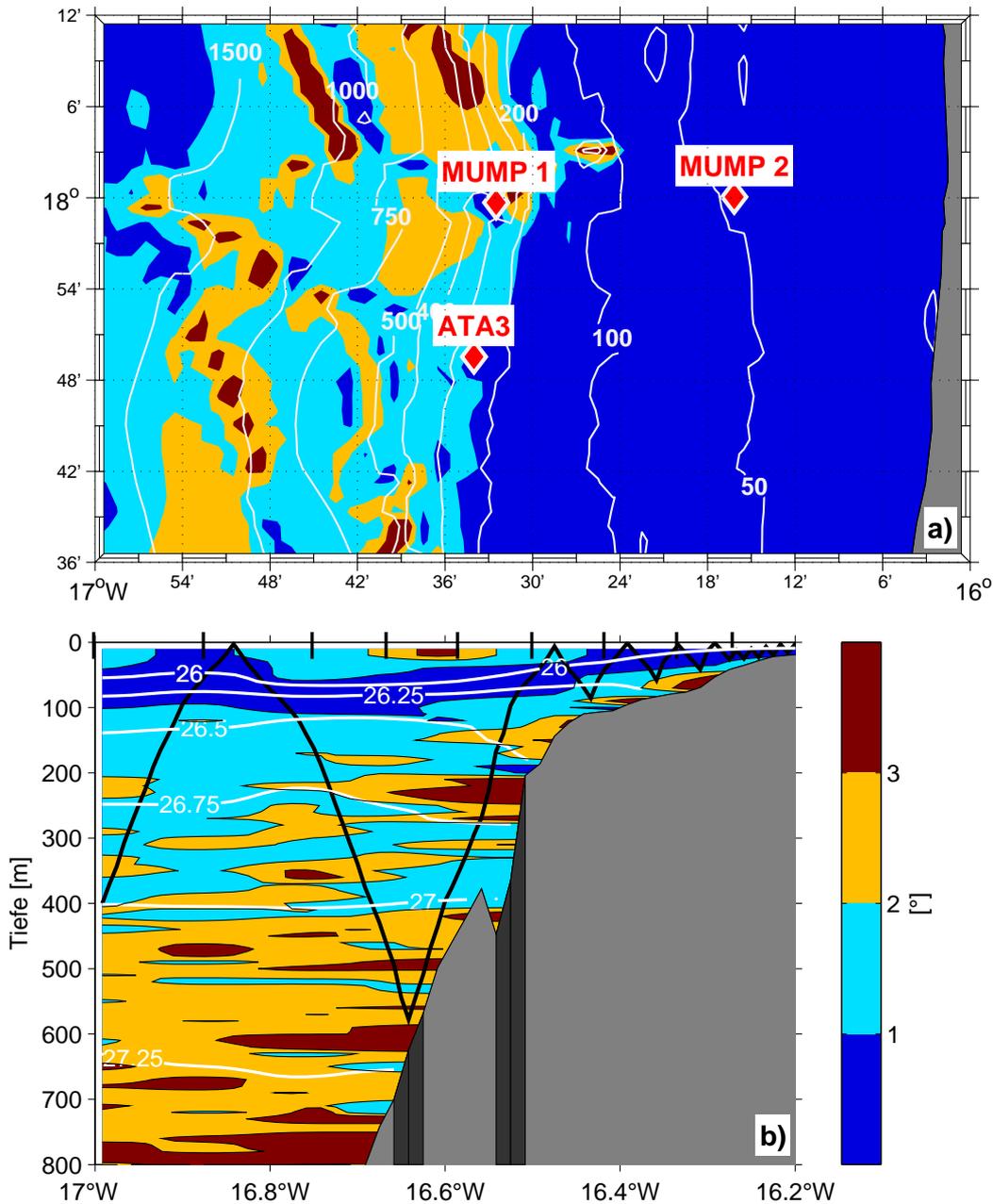
**Abbildung 5.17.:** Schematische Darstellung der Reflexion interner Schwerewellen an geneigter Topographie mit Hangneigung  $\Theta$ . Die interne Welle propagiert unter dem Winkel  $\beta$  zur Horizontalen.

werden kann, sondern auch aus der Reflexion einer linearen, internen Gezeit an einem topographischen Hindernis (LEGG UND ADCROFT, 2003). Im Gegensatz zu z. B. Licht folgen interne Wellen bei der Reflexion an einem festen Rand nicht dem Snell'schen Gesetz (PHILLIPS, 1977). Stattdessen bewahren sie sich bei der Reflexion ihren Winkel zur Horizontalen und nicht zu der Reflektionsebene (siehe Abb. 5.17). Die Tatsache, dass die Richtung der Gruppengeschwindigkeit entlang von sogenannten Charakteristiken geneigt ist, führt zu interessanten Erscheinungen bei der Reflexion an topographischen Hindernissen mit ähnlicher Neigung.

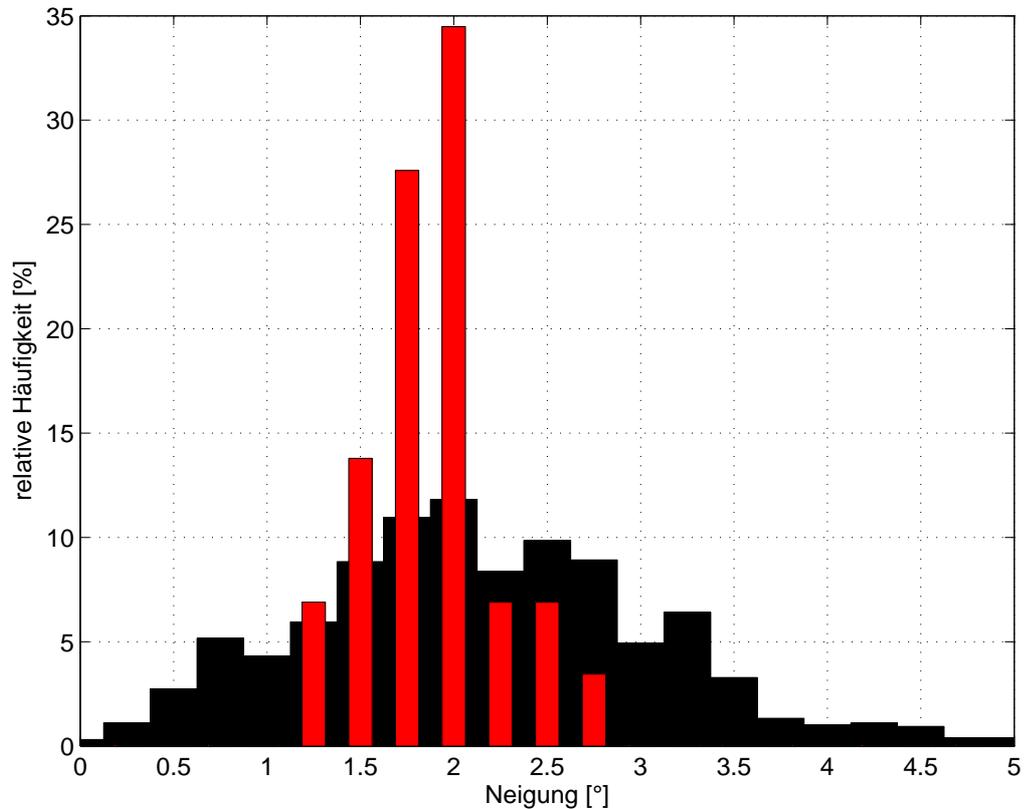
Bei der Reflexion an einer geneigten Topographie kann sowohl die Energiedichte in einer linearen, internen Welle als auch die vertikale Wellenzahl ansteigen, während die Gruppengeschwindigkeit und die Wellenlänge abnehmen. Dabei können nichtlineare Effekte wichtig werden und die vertikale Geschwindigkeitsscherung ansteigen. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Scherungsinstabilitäten wird dadurch erhöht, woraus ein Brechen der Welle resultieren kann, bei dem die Energie an die turbulente Vermischung weitergegeben wird. Beobachtungen haben gezeigt, dass die Reflexion einer einfallenden Welle an einem annähernd kritischen Hang zu verstärkter Vermischung führen kann (z. B. ERIKSEN, 1998; NASH ET AL., 2004).

Bei der Betrachtung der topographischen Neigungswinkel am Kontinentalhang vor der zentralen mauretanischen Küste in der Umgebung der Verankerungspositionen zeigt sich, dass das Schelf generell schwach meist mit Winkeln kleiner als  $1^\circ$  geneigt ist (Abb. 5.18 a). Seewärts der etwa 200-m-Isobathe nimmt die Hangneigung stark zu, lokal werden topographische Neigungswinkel von  $3^\circ$  erreicht. Ein Vergleich zu den sich aus den beobachteten Schichtungsverhältnissen resultierenden Ausbreitungspfaden einer internen  $M_2$ -Gezeit entlang von  $18^\circ\text{N}$  zeigt, dass die Hangneigung oftmals kritische oder superkritische Bedingungen erfüllt (Abb. 5.18 b).

Ein qualitative Gegenüberstellung dieser beiden Winkel ist in Abbildung 5.19 gegeben. Gezeigt



**Abbildung 5.18.:** a) Karte der Verankerungspositionen MUMP1, MUMP2 und ATA3 zusammen mit der topographischen Hangneigung in zonaler Richtung. b) zonaler Schnitt der nach Gl. 5.1 berechneten Wellencharakteristiken der  $M_2$  Gezeit, unter den Schichtungsverhältnissen, wie sie im Jan. 2007 entlang dieses Schnittes aus CTD-Beobachtungen bestimmt wurden und anhand der Lage ausgewählter Isopyknen (weiße Linien) wiedergegeben werden. Die Positionen der zugehörigen CTD-Stationen sind am oberen Bildrand durch die dicken schwarzen Linien markiert. Ein willkürlicher Pfad einer internen Gezeitenwelle ist als Referenz gezeigt. Kritische bzw. superkritische Hangneigungen sind dunkel schraffiert.



**Abbildung 5.19.:** Häufigkeitsverteilung der Hangneigung (schwarz) gegenüber der Verteilung der berechneten Neigung einer internen  $M_2$ -Gezeitenwelle (rot).

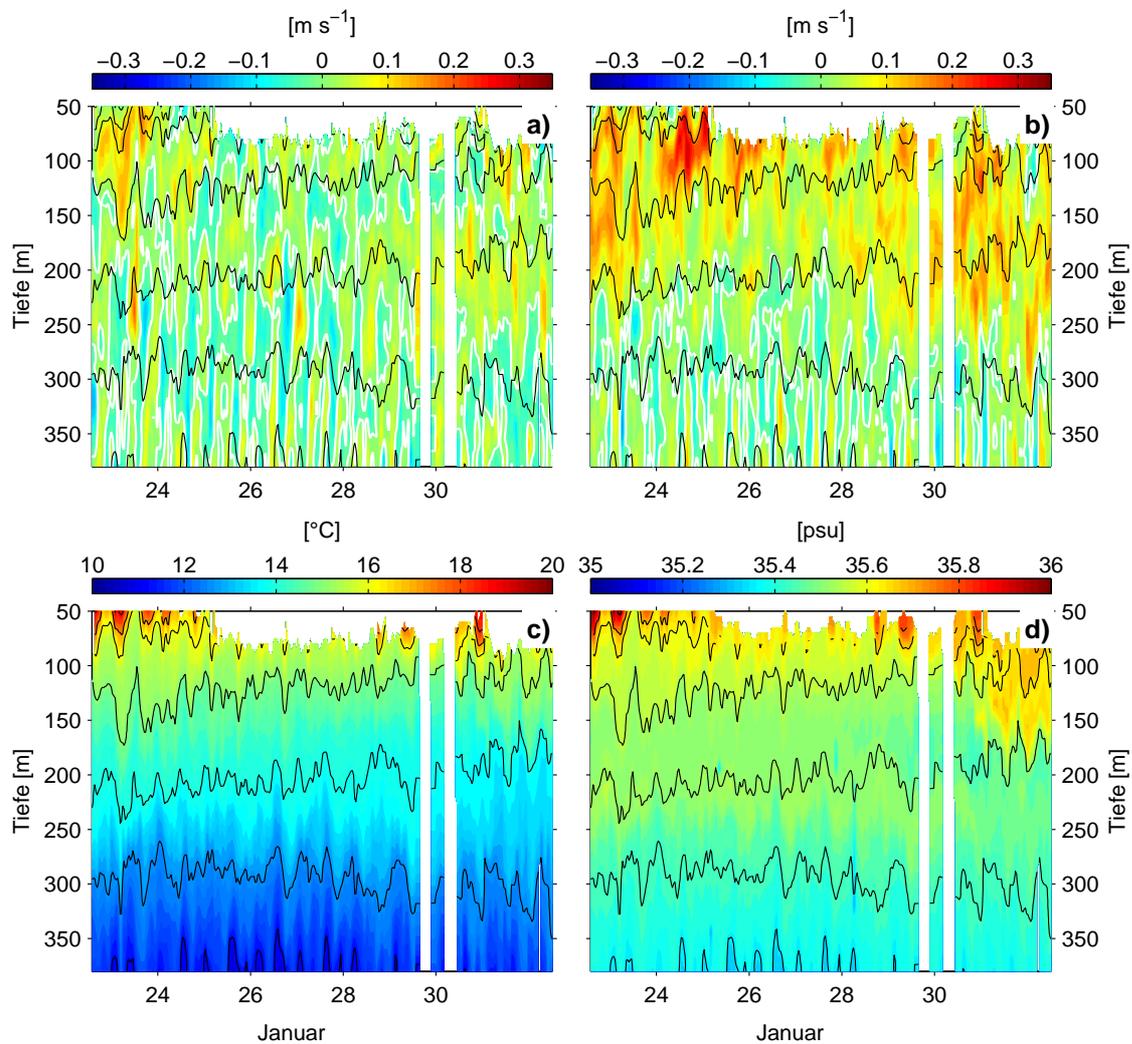
sind die Häufigkeitsverteilung der Neigungen der internen Gezeitenwellen,  $\beta$ , sowie die topographischen Hangneigungen,  $\Theta$ , in einem Tiefenbereich zwischen 200 m und 600 m. Der Winkel  $\beta$  ist dabei entsprechend der Gleichung 5.1 aus CTD-Beobachtungen berechnet, wobei jeweils für die Schichtung,  $N$ , nur die unteren 100 m oberhalb des Meeresbodens benutzt werden. Zur Bestimmung der Hangneigung wurde die globale, auf Satellitenaltimetrie basierende Topographie<sup>2</sup> von SMITH UND SANDWELL (1997) in  $1^\circ \times 1^\circ$  Auflösung verwendet. Die Maxima beider Häufigkeitsverteilungen liegen jeweils bei  $2^\circ$  Neigung, wobei die topographische Neigung im Vergleich eine breitere Streuung besitzt und einen Winkelbereich zwischen  $0^\circ$  und  $5^\circ$  einnimmt. Die Neigungen der internen Gezeitencharakteristiken beschränkten sich für die beobachteten Schichtungsverhältnisse auf Winkel zwischen  $1^\circ$  und  $2,8^\circ$ , die einem Bereich von  $N$  zwischen  $7,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  bis  $2,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  entsprechen.

Es ist somit davon auszugehen, dass die Hangneigung entlang der mauretanischen Küste oftmals geeignet ist, um Energie von den barotropen Gezeiten hin zu baroklinen Signalen zu transferieren und das Auftreten von nichtlinearen Wellen begünstigt.

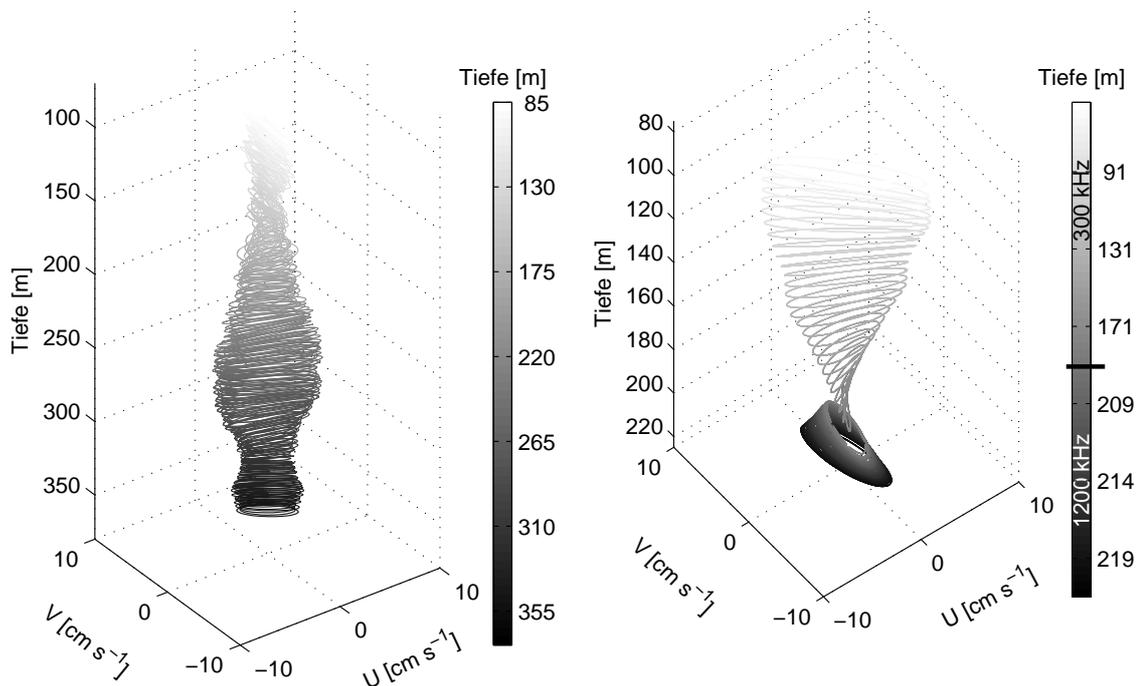
<sup>2</sup>erhältlich unter <http://topex.ucsd.edu/cgi-bin/>

### 5.5.2. Beobachtungen

Im Januar 2007 war für einen Zeitraum von ca. zehn Tagen die Verankerung MUMP1 am Kontinentalhang bei einer Wassertiefe von etwa 380 m platziert (siehe Abb. 5.18 a). Diese Verankerung war im Wesentlichen mit einem McLane-Profilier ausgerüstet, der programmiert war, alle 30 Minuten ein vertikales Profil der drei Geschwindigkeitskomponenten sowie Temperatur- und Leitfähigkeitsprofile aufzuzeichnen. Die Zeitserie der vertikalen Geschwindigkeitsprofile (Abb. 5.20 a, b) zeigt das Vorhandensein zeitlich sehr variabler Geschwindigkeitsfluktuationen, denen man augenfällig eine halbtägige Periode zuschreiben würde. Eine harmonische Anpassung mit der Periode der  $M_2$ -Gezeit an die vertikal gemittelten Geschwindigkeiten zeigen aber nur geringe Amplituden



**Abbildung 5.20.:** Verankerungsbeobachtungen im Jan. 2007 bei  $18^{\circ}N$ . a) zonale Geschwindigkeit, b) meridionale Geschwindigkeit sowie c) Temperatur und d) Salzgehalt. Die schwarzen Konturlinien geben jeweils die Lage ausgewählter Isopyknen im Abstand von  $0,2 \text{ kg m}^{-3}$  wieder.



**Abbildung 5.21.:** Tiefenabhängigkeit der Partialtide  $M_2$  am Kontinentalhang bestimmt aus einer harmonischen Anpassung an die Geschwindigkeitsfelder beobachtet im Januar 2007 vom MMP bei 380 m Wassertiefe (links) und von den verankerten ADCPs im Februar 2008 bei 265 m Wassertiefe (rechts).

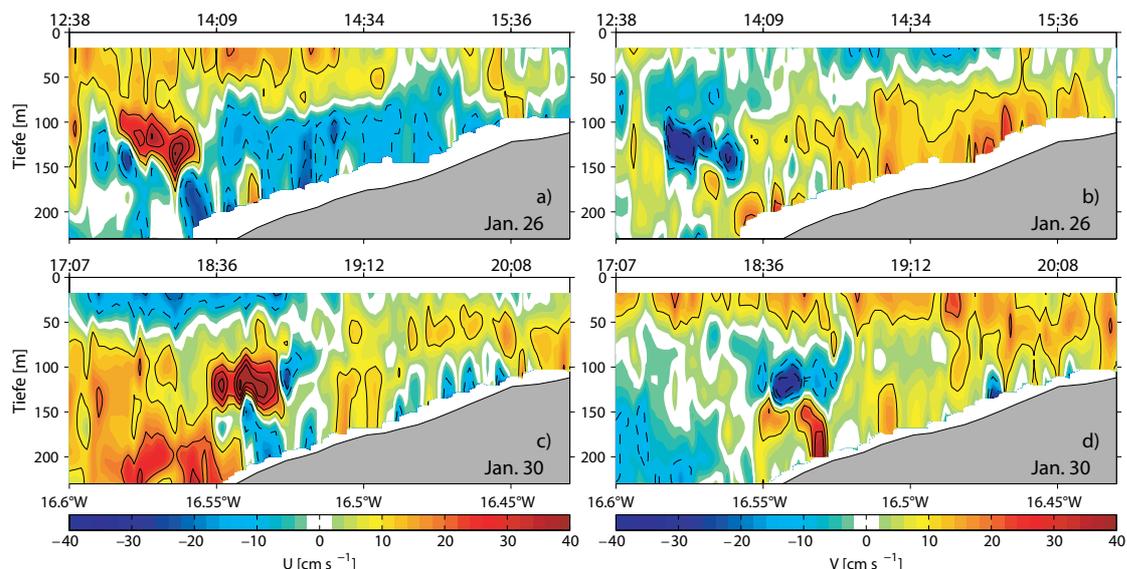
(ca.  $1 \text{ cm s}^{-1}$  parallel sowie senkrecht zur Hangneigung). Die Signale sind stark baroklin und verursachen starke vertikale Auslenkungen der Isopyknen. Entsprechend ergeben sich ausgeprägte, halbtägige Auslenkungen der Isopyknen, bestimmt aus den CTD-Daten des verankerten McLane-Profilers (Abb. 5.20 c, d), mit Amplituden zwischen Spitze zu Tal von 30 m im flachen Wasser (50–150 m) und 70 m in mittleren Tiefen. Diese Auslenkungen können direkt einen Einfluss auf die Biologie in der Wassersäule ausüben, indem sie durch das Bewegen eines Wasserpaketes in der Vertikalen gleichsam das Umgebungslicht ändern, welches für die Photosynthese benötigt wird.

Aufgrund der kurzen Messdauern beider Verankerungen am Hang (MUMP1 und ATA3) ist eine ausführliche Gezeitenanalyse aus den beobachteten Geschwindigkeitsfeldern nicht möglich. Überdies deckten die Strömungsmesser beider Verankerungen nicht die gesamte Wassersäule ab, womit eine Trennung des barotropen Anteils von den baroklinen Geschwindigkeitskomponenten ohne weiteres nicht möglich ist. Aus diesen Gründen wurde an den Geschwindigkeitszeitserien dieser Verankerungen lediglich eine harmonische Anpassung mit fester Periodendauer von 12,42 Stunden entsprechend der halbtägigen  $M_2$  Partialtide, die den größten Beitrag liefert, vorgenommen. Die tiefenabhängigen Gezeitenellipsen aus den Geschwindigkeitsmessungen des MMP, der im Januar 2007 bei einer Wassertiefe von 380 m verankert war und der beiden ADCPs, die etwa ein Jahr später etwas weiter südöstlich auf dem Hang bei einer Wassertiefe von 265 m platziert waren, zeigen, dass der Anteil der barotropen Gezeitenströmung der  $M_2$  Tide vergleichsweise gering

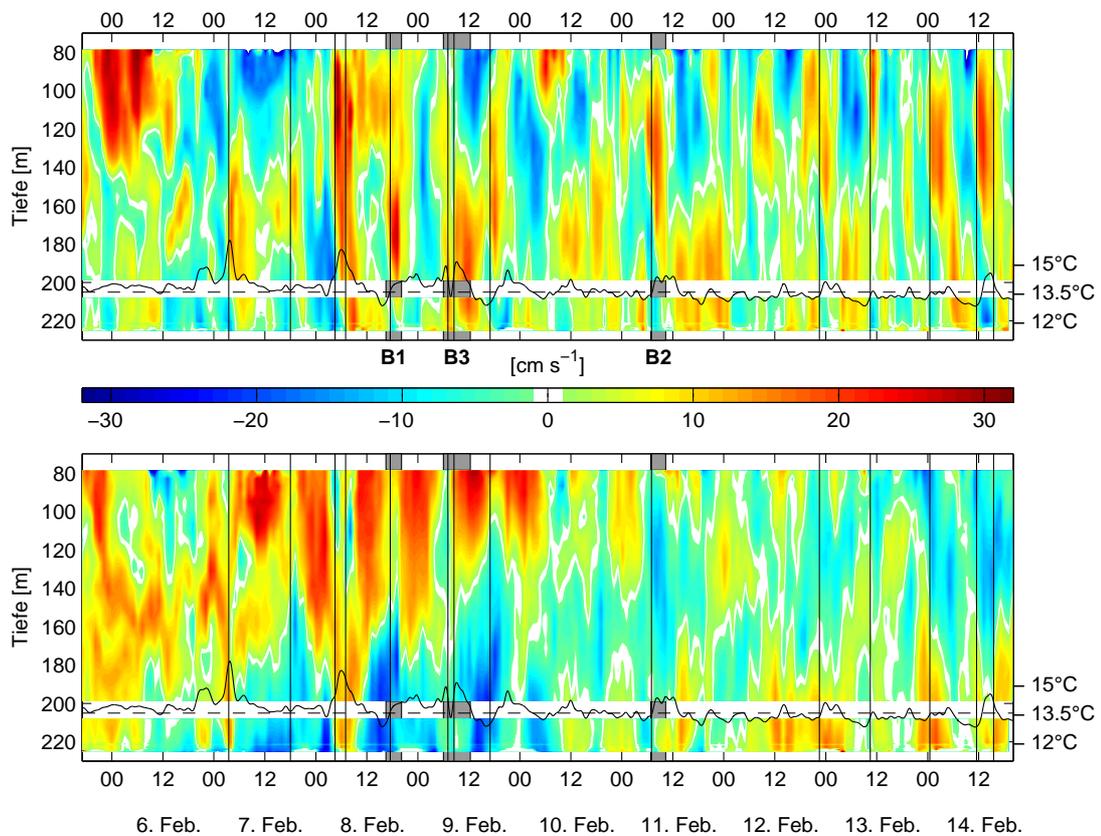
ist (Abb. 5.21). Die individuellen Anpassungen für einzelne Tiefenstufen liefern erhebliche Variationen mit der Tiefe. Vielmehr ist für beide Zeitserien eine zyklonale Rotation der Stromellipsen mit der Tiefe angedeutet. Eine derartige Rotation mit der Tiefe deutet eine aufwärts gerichtete Energiepropagation der internen Wellen an (LEAMAN UND SANFORD, 1975; GILL, 1982). Die Amplituden dieser Partialtide erreichen Geschwindigkeiten von maximal  $5 \text{ cm s}^{-1}$  sowohl in meridionaler (hangparalleler) als auch zonaler (hangaufwärts gerichteter) Richtung. Insgesamt erklären die tiefenabhängigen, harmonischen Anpassungen mit  $M_2$ -Periode aber nur einen vergleichsweise geringen Anteil der totalen Varianz der beobachteten Geschwindigkeitsfelder von etwa 10 %.

Neben den periodischen, linearen, internen Gezeiten erfassen die Verankerungsbeobachtungen am oberen Kontinentalhang Mauretaniens (Abb. 5.20) auch eine Vielzahl der erwähnten kleinskaligen Phänomene. So deuten sich starke Strömungsmaxima mit Amplituden von  $30 \text{ cm s}^{-1}$  sporadisch in mittleren Tiefen (z. B. am 23. und am 26. Januar) an. Diese Signale sind jedoch mit einem MMP wegen der geringen zeitlichen Auflösung nicht gut erfasst.

Ein genaueres Bild liefern die schiffsgebundenen ADCP-Beobachtungen. Einige der senkrecht zum Hang aufgezeichneten Geschwindigkeitsschnitte zeigen starke hangaufwärtsgerichtete Signale auf vergleichsweise kleinen horizontalen (2–3 km) und vertikalen (50–80 m) Skalen (Abb. 5.22). Die Geschwindigkeiten innerhalb dieser Phänomene, die in mittleren Tiefen zwischen 75 und 150 m auftauchen (Abb. 5.22) und die in dieser Arbeit als Boren bezeichnet werden, überschreiten Werte von  $0,4 \text{ m s}^{-1}$  in Richtung Küste und  $0,3 \text{ m s}^{-1}$  parallel zum Hang. Auf ihrer küstenwärtigen Seite ist die horizontale Strömung stark konvergent, ein typisches Merkmal von internen Boren. Innerhalb dieser Phänomene sind einzelne Geschwindigkeitsmaxima zu unter-



**Abbildung 5.22.:** Zu zwei unterschiedlichen Zeiten aufgezeichnete Schnitte der zonalen (senkrecht zum Hang, links a, c) und meridionalen (hangparallel, rechts b, d) Geschwindigkeiten, beobachtet vom schiffsgebundenen ADCP entlang von  $17^{\circ}50'N$  (Konturintervalle sind  $0,1 \text{ m s}^{-1}$ ).

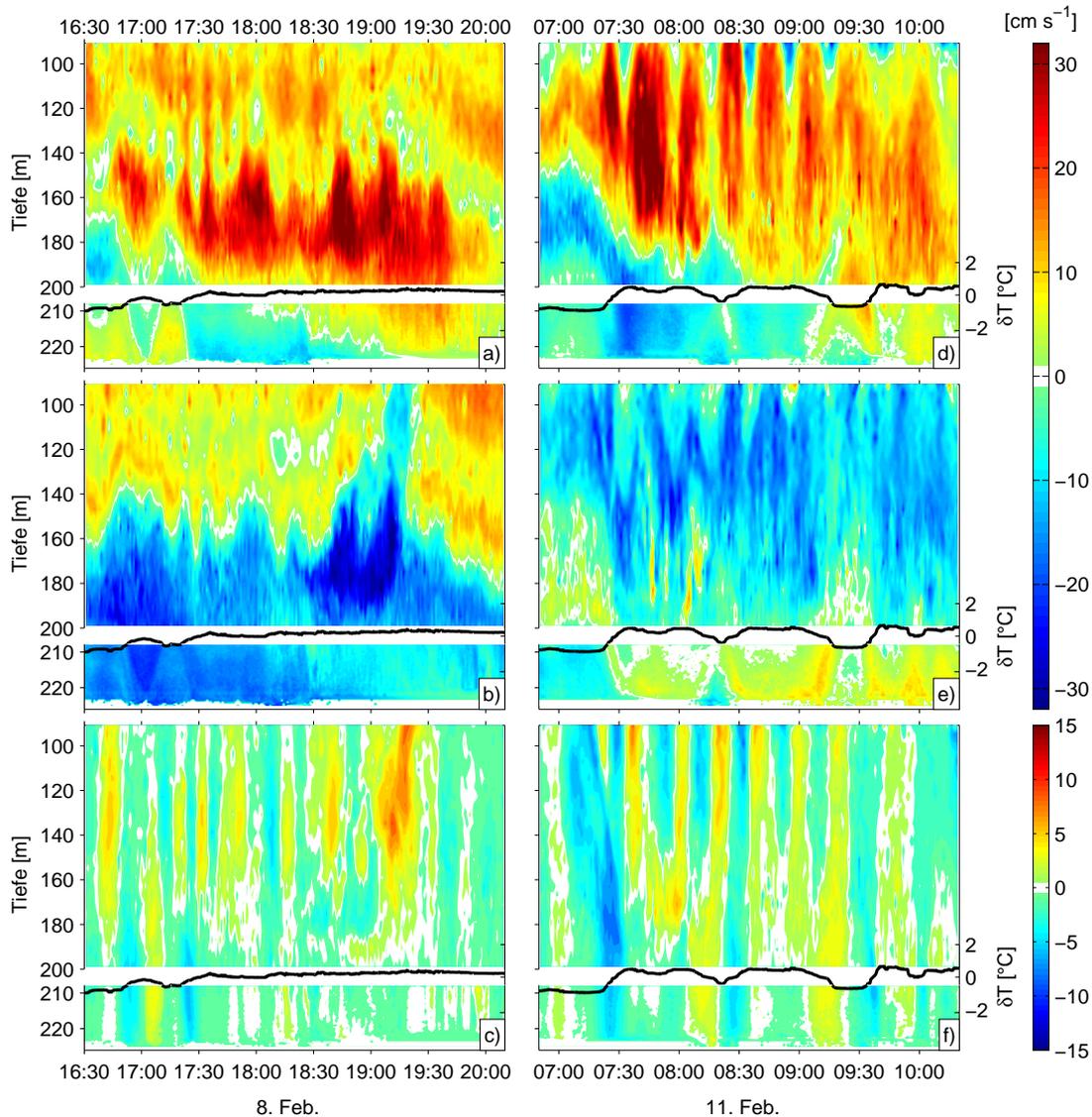


**Abbildung 5.23.:** Zeitserien der zonalen (senkrecht zum Hang, oben) und meridionalen (hangparallel, unten) Geschwindigkeiten (farbig) sowie der Temperatur in 205 m Tiefe (dicke schwarze Linie). Schraffierte Bereiche (B1 -B3) markieren die Zeitpunkte, die in Abb. 5.24 (B1 und B2) und Abb. 5.25 (B3) gezeigt sind. Messungen des nach unten gerichteten 1200 kHz ADCP sind leicht gestreckt verglichen zu den Beobachtungen der nach oben schauenden 300 kHz ADCP (Tabelle. 3.2).

scheiden.

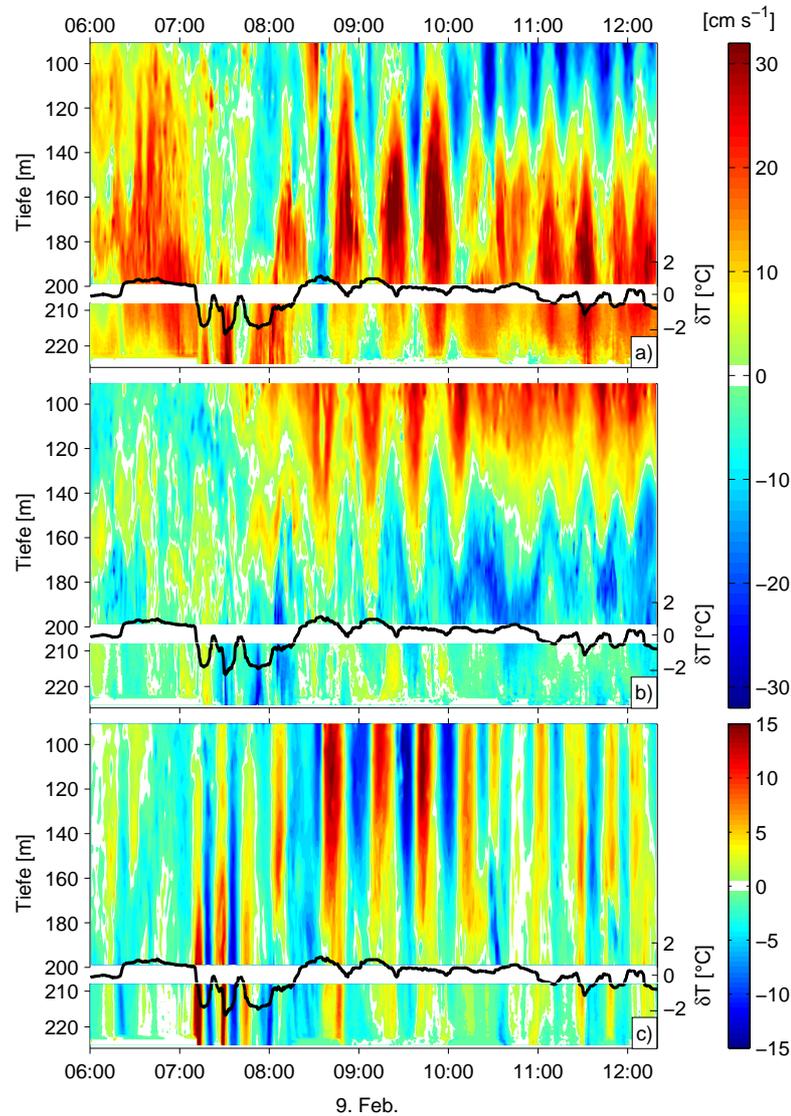
Vergleichbare interne Boren zeigen sich auch in den Geschwindigkeitszeitserien (Abb. 5.23) der verankerten ADCPs, die bei einer Wassertiefe von 265 m platziert waren (vergleiche Tabelle 3.2). Diese Verankerung befand sich auf der gleichen nördlichen Breite, auf der auch die in Abbildung 5.22 gezeigten Beobachtungen gemacht wurden. Die elftägige Zeitserie zeigt starke Maxima in den Horizontalgeschwindigkeiten von einer bis fünf Stunden Dauer. Die Geschwindigkeiten in diesen Maxima überschreiten oft Werte von  $0,3 - 0,4 \text{ m s}^{-1}$  und ihre vertikale Ausdehnung liegt zwischen 50 und 100 m. Diese Boren, die bevorzugt ost- bis südostwärtige Geschwindigkeiten besitzen, werden meist begleitet von raschen Temperaturänderungen von  $1 - 2^\circ\text{C}$  in Tiefen von 205 m, also etwa 60 m oberhalb des Meeresbodens (Abb. 5.23). Offensichtlich sind diese Boren nicht an eine bestimmten Gezeitenphase gekoppelt. In der Regel konnten ein bis zwei derartige interne Boren pro Tag beobachtet werden (Tab. 5.3).

Bevor eine interne Bore die Verankerung passiert, zeigt sich anhand der Temperaturzunahme



**Abbildung 5.24.:** Zeitserie der zonalen (a, d), meridionalen (b, e) und vertikalen (c, f) Geschwindigkeiten (farbig) und Temperaturanomalien in 205 m Tiefe (dicke schwarze Linien) jeweils als 1-min. Mittelwerte. Für Details siehe auch Abb. 5.23.

von ca.  $1^{\circ}\text{C}$  in 205 m Tiefe und den kräftigen negativen Geschwindigkeiten eine abwärtsige Verlagerung der Isothermen (Abb. 5.24 c, f). Zusammen mit dieser Absenkung der Dichteflächen vertieft sich auch die Schicht mit küstenwärtigen Geschwindigkeiten. Innerhalb dieser Bore sind verschiedene, pulsähnliche, küstenwärtige (also ost- oder südostwärtige) und zu einem geringeren Maße vertikale Geschwindigkeiten zu erkennen (Abb. 5.24, 5.25). Diese individuellen Wellen besitzen Zeitskalen von 20 bis 40 Minuten. Die zugehörigen Temperatureaufzeichnungen sind in guter Übereinstimmung mit den vertikalen Geschwindigkeiten, die ein Aufwärts- und Abwärtsal-



**Abbildung 5.25.:** Zeitserie der zonalen (a), meridionalen (b) und vertikalen (c) Geschwindigkeiten (farbig) und Temperaturanomalien in 205 m Tiefe (dicke schwarze Linien) jeweils als 1-min. Mittelwerte für einen Zeitraum von sechs Stunden am 9. Februar 2008 (B3 in Abb. 5.23).

ternieren der Isopyknen beim Passieren der individuellen Wellen beschreiben.

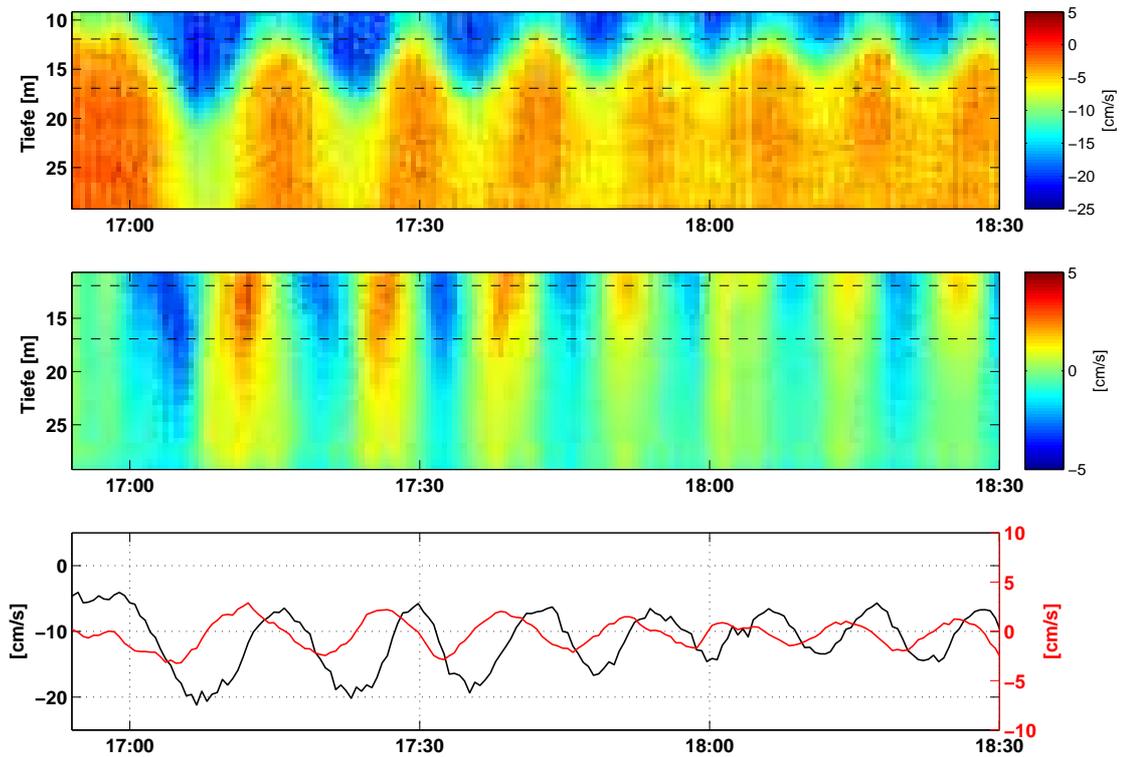
Das Auftauchen einzelner Pulse innerhalb der Bore verdeutlicht den dispersiven Charakter dieser Boren. Wegen der nichtlinearen und nichthydrostatischen Dispersion transformiert sich eine küstenwärts propagierende Bore in eine der Amplitude nach geordnete Gruppe von nichtlinearen Wellen. Die Phasengeschwindigkeit der Einzelwellen steigt dabei mit der Amplitude. Als ein Resultat dieser Amplitudendispersion vergrößert sich die horizontale Ausdehnung eines solchen Wellenpaketes mit der Zeit (APEL, 2003). Die maximale Anzahl von Wellen innerhalb eines Paketes wird dabei durch die Balance zwischen Dispersion, Nichtlinearität und Dissipation bestimmt.

Zeitpunkt	vertikale Ausdehnung	Dauer	$U_{max}/V_{max}$
07.02. 03:30	120–200 m	90 min	30 / – 15 cm s <sup>-1</sup>
07.02. 18:00	120–180 m	90 min	30 / – 25 cm s <sup>-1</sup>
08.02. 04:30	80–200 m	240 min	40 / – 15 cm s <sup>-1</sup>
08.02. 07:00	>160 m	75 min	20 / – 10 cm s <sup>-1</sup>
08.02. 17:30	130–210 m	160 min	30 / – 20 cm s <sup>-1</sup>
09.02. 07:00	>160 m	65 min	25 / – 15 cm s <sup>-1</sup>
09.02. 08:30	100–210 m	120 min	30 / – 15 cm s <sup>-1</sup>
09.02. 17:00	100–200 m	120 min	30 / – 25 cm s <sup>-1</sup>
11.02. 07:00	80–180 m	180 min	40 / – 15 cm s <sup>-1</sup>
12.02. 22:30	<80–160 m	120 min	35 / – 10 cm s <sup>-1</sup>
13.02. 10:30	<80–140 m	80 min	35 / – 15 cm s <sup>-1</sup>
14.02. 00:30	80–170 m	180 min	35 / – 20 cm s <sup>-1</sup>
14.02. 11:30	80–180 m	240 min	40 / – 15 cm s <sup>-1</sup>
14.02. 15:30	>150 m	70 min	10 / + 10 cm s <sup>-1</sup>

**Tabelle 5.3.:** Eigenschaften der Boren

Neben den internen Boren in mittleren Tiefen wurden auch verstärkt Boren am Boden beobachtet (z. B. Abb. 5.25, 07:15-08:15). Die Geschwindigkeitsstruktur dieser Boren ist vergleichbar mit denen aus mittleren Tiefen. Im Gegensatz zu den Boren in mittleren Tiefen sind sie bei ihrer Ankunft mit einer aufwärts gerichteten Verlagerung der Isopyknen verbunden (in Abb. 5.25 um 06:15). Daneben zeichnen sich diese nahe des Bodens intensivierten Boren in der Regel durch stärkere vertikale Geschwindigkeiten und kürzere Zeitskalen der individuellen Wellen aus. Generell dauert die Passage einer bodennahen Bore kürzer als die der Boren in mittleren Tiefen. Darüber hinaus ist die Anzahl der individuellen Wellen innerhalb dieser Boren meist kleiner (3-6) als die der Wellen in den internen Boren. Eine einzelne Welle innerhalb dieser Pakete passiert die Verankerung innerhalb von 10–15 Minuten, wodurch eine Frequenz nahe der lokalen Schichtungsfrequenz angedeutet wird.

Wie in der Abbildung 5.23 markiert, lassen sich 14 vergleichbare Boren innerhalb der Geschwindigkeitszeitserie identifizieren (Tabelle 5.3), von denen elf ihr Geschwindigkeitsmaximum in mittleren Tiefen zeigen und drei bodenintensive Geschwindigkeitsmaxima besitzen. Alle beobachteten Boren weisen eine vergleichbare, hangaufwärts gerichtete Propagationsrichtung auf bei zum Teil großen Unterschieden bezüglich ihrer Struktur (Abb. 5.24, 5.25). Eine mögliche Erklärung für diese Unterschiede mag in den unterschiedlichen Erzeugungsregionen dieser Boren am Hang liegen. Es ist möglich, dass enge Boren (Abb. 5.24 d-f) vergleichsweise dicht an der Verankerungsposition gebildet wurden, wohingegen die Boren, innerhalb derer sich die einzelnen Wellen bereits aufgrund der Dispersion voneinander separiert haben (z. B. Abb. 5.25 a-c), weiter entfernt von der Verankerung gebildet wurden. Unabhängig davon sind diese internen Boren in aller Regel an ihren Rändern mit Zonen kräftiger Scherung verbunden.



**Abbildung 5.26.:** Geschwindigkeitsentwicklung an der Verankerungsposition MUMP2 während des 23. Jan. 2007, gezeigt ist die zeitliche Entwicklung der zonalen (oben) und der vertikalen (Mitte) Geschwindigkeitsprofile, sowie die Zeitreihe der mittleren Geschwindigkeitskomponenten (unten, u in schwarz und w in rot) über ein 5 m Tiefenintervall, das durch die gestrichelten Linien markiert wird.

Auf dem Schelf konnte auch eine Vielzahl von Paketen interner Gezeiten beobachtet werden, wobei das Erscheinen dieser Wellenereignisse keine offensichtliche Periodizität aufwies. Daneben waren die beobachteten Amplituden der beteiligten internen Wellen innerhalb einer Gruppe oft geringer als die Geschwindigkeitsamplituden der entsprechenden Wellen innerhalb der Boren am Hang. Ein exemplarischer, zweistündiger Ausschnitt der Geschwindigkeitszeitserie, die an der Verankerungsposition MUMP2 im Januar 2007 gemessen wurde, zeigt deutlich das Passieren einer Gruppe von internen Wellen (Abb. 5.26). Eine einzelne Welle lässt sich dabei als oberflächennahe, seewärtspropagierende Depressionswelle interpretieren. Die Wellen innerhalb dieses Paketes sind der Amplitude nach geordnet, wobei die stärkste Welle das Paket anführt. Es ist zu erwähnen, dass die Amplituden der horizontalen Geschwindigkeitskomponente von kleiner als  $10 \text{ cm s}^{-1}$  im Vergleich zu den weiter oben beschriebenen Geschwindigkeitsfluktuationen innerhalb einer internen Bore am Hang gering sind.

### 5.5.3. Spektrale Energieverteilung und Diskussion

Die Betrachtung einzelner Gruppen von internen Wellen zeigt interessante Verhaltenseigenschaften auf, ist aber für die Darstellung des internen Wellenfelds nur unzulänglich geeignet. Eine adäquate Beschreibung des mittleren Zustandes des internen Wellenfelds ist dagegen die spektrale Darstellung.

Obwohl die Propagation und die Form von individuellen Wellen stark von den physikalischen Umgebungsverhältnissen wie Hintergrundströmung und -schichtung abhängen, die ihrerseits sowohl räumlich als auch zeitlich sehr variabel sind, haben beobachtete Wellenzahlen- oder Frequenzspektren der horizontalen Geschwindigkeiten aus einer Vielzahl von Regionen eine bemerkenswert ähnliche Form gezeigt. Motiviert von dieser Tatsache entwickelten GARRETT UND MUNK (1972) in den frühen 1970er Jahren ein semi-empirisches Modell für interne Wellen, welches auf den linearisierten Bewegungsgleichungen basiert und als Synthese aller zur Verfügung stehenden Daten zu verstehen ist.

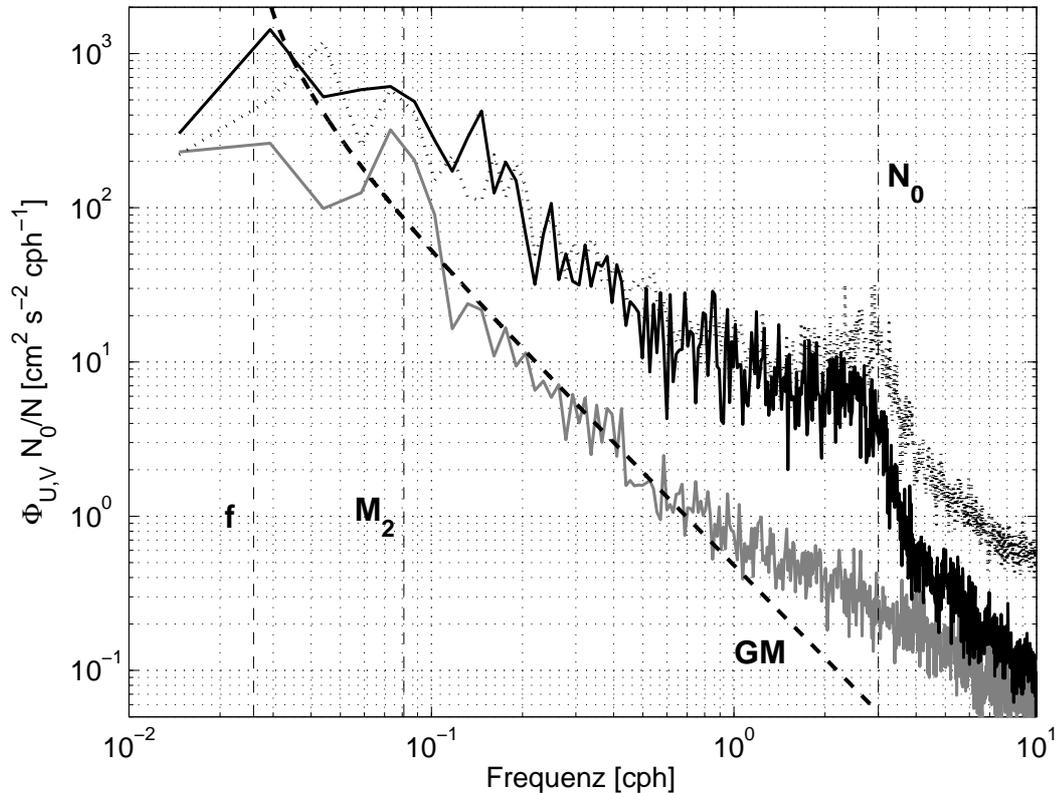
Das ursprüngliche Modell wurde in der Folge an neue Messungen angepasst (GARRETT UND MUNK, 1975; CAIRNS UND WILLIAMS, 1976; MUNK, 1981) und entwickelte sich so in eine vergleichsweise allgemeingültige Beschreibung des internen Wellenfelds (LEVINE, 2002), das für gewöhnlich als das Garrett-Munk-Modell (oder kurz GM-Modell) bezeichnet wird. Dieses kanonische Spektrum wird oft als repräsentative, statistische Beschreibung des internen Wellenfelds benutzt. Natürlich ist diese Allgemeingültigkeit nicht exakt, und es sind gerade die Abweichungen davon, die wichtige Ansätze zur Erklärung von Erzeugung, Propagation und Dissipation der Wellen liefern (z. B. WUNSCH, 1975). In Regionen angrenzend zu den Rändern werden insbesondere Abweichungen von dem universellen Spektrum erwartet.

Im Folgenden wird das GM-Modell, wie es bei MUNK (1981) gegeben ist und oft als GM79 bezeichnet wird, als Referenz für die Frequenzspektren der verankerten Geschwindigkeitsmessungen herangezogen. Das GM79-Modell beschreibt das Frequenzspektrum der Horizontalgeschwindigkeiten ( $\Phi_u(\omega)$ ) in dimensionsbehafteter Form mit:

$$\Phi_u(\omega) = \frac{2}{\pi} E_{GM} b^2 N_0 N(z) f \omega^{-2} \frac{\omega^2 + f^2}{\omega \sqrt{\omega^2 - f^2}} \quad . \quad (5.2)$$

$E_{GM} = 6,3 \times 10^{-5}$  bezeichnet darin eine dimensionslose Energiekonstante und  $N_0 = 3 \text{ cph}$  stellt eine Referenzgröße der Brunt-Väisälä-Frequenz dar. Der Faktor  $b$  wird als Skalierungstiefe der Thermoklinen bezeichnet und beschreibt das Verhältnis aus der vertikalen Ableitung der Dichte zu der zweiten Ableitung der Dichte nach der Tiefe und wird in der Regel mit dem Wert  $b = 1300 \text{ m}$  verwendet. Der Energiegehalt des Wellenfelds in der GM79-Formulierung hängt von der Schichtung ab. Es erlaubt aber in der mit der Schichtung skalierten Form Vergleiche zwischen Datensätzen aus unterschiedlichen Regionen.

Die mit der Schichtung skalierte spektrale Energiedichte (Abb. 5.27) aus den Verankerungsbeobachtungen zeigt eine starke Energieabnahme vom Kontinentalhang zum Schelf auf Zeitska-



**Abbildung 5.27.:** Geschwindigkeitsspektren aus verankerten ADCP-Daten. Für Tiefenintervalle von 205 bis 212 m (1200 kHz ADCP, durchgezogen) bzw. 150 bis 175 m (300 kHz, gestrichelt) an der Verankerung ATA3 (schwarz) sowie für das Tiefenintervall von 20 bis 28 m an der Verankerung MUMP2 (1200 kHz, grau). Das kanonische Garrett-Munk-Geschwindigkeitsspektrum (GM79) ist als Referenz mit der schwarz gestrichelten Linie gezeigt. Vertikale Linien geben von links nach rechts an: die Trägheitsfrequenz ( $f$ ), die Frequenz der halbtägigen Mondzeit ( $M_2$ ) und die Auftriebsfrequenz ( $N_0$ ).

len zwischen zehn Minuten und wenigen Stunden. Auf dem Schelf folgt das Spektrum der horizontalen Geschwindigkeiten über einem weiten Frequenzbereich dem kanonischen Garrett-Munk Spektrum, wobei nur eine leichte Erhöhung bei Frequenzen oberhalb von 1 cph zu erkennen ist. Im Gegensatz dazu zeigt das Spektrum der Strömungsbeobachtungen desselben Geräts (ein Jahr später zur gleichen Jahreszeit) auf dem Hang eine Erhöhung der Energiedichte um ein bis zwei Größenordnungen verglichen mit dem GM79-Modell. Diese Tatsache verdeutlicht bereits, dass die zugehörigen hochfrequenten Wellen mit verhältnismäßig starken Amplituden entweder auf ihrem Weg Richtung Küste reflektiert werden oder einen Teil ihre Energie durch Dissipation an die Turbulenz verlieren. Für eine ausführliche Diskussion dieser Beobachtung sei auf das nachfolgende Kapitel 6 sowie auf den Anhang A verwiesen.

Es ist davon auszugehen, dass die erhöhte Energiedichte oberhalb des Kontinentalhangs bei Frequenzen deutlich oberhalb der  $M_2$ -Frequenz ein Resultat der in dem vorangegangenen Abschnitt gezeigten Boren und hochfrequenten internen Wellen ist. Modellsimulationen (LEGG UND AD-

CROFT, 2003) haben gezeigt, dass die Erzeugung von derartigen kräftigen, nichtlinearen Wellen aus der Reflektion einer einfallenden internen Gezeit resultiert und dabei entscheidend von der Hangneigung sowie der Schichtung abhängig ist. Als Bedingung für die Erzeugung dieser Wellen forderten LEGG UND ADCROFT (2003), dass die reflektierte Welle instabil wird, also dass die Teilchengeschwindigkeit innerhalb der Welle die Phasengeschwindigkeit der reflektierten Welle überschreitet. Das Verhältnis von Teilchengeschwindigkeit ( $U_0$ ) zu Phasengeschwindigkeit ( $c_p$ ) beschreibt die Froude-Zahl, die für die reflektierten Wellen bestimmt wird durch:

$$Fr_R = \frac{(U_0)_R}{(c_p)_R} = \frac{(U_0)_I}{(c_p)_I} \left[ \frac{\sin(\beta + \theta)}{\sin(|\beta - \theta|)} \right]^2 \quad (5.3)$$

Darin bezeichnen die Indizes  $I$  und  $R$  Parameter der einfallenden und der reflektierten Welle (in der Reihenfolge). Der Winkel  $\theta$  beschreibt die topographische Hangneigung und der Winkel  $\beta$  die Neigung der internen Wellencharakteristik (vergleiche Gl. 5.1). Die Bildung von Instabilitäten ist zu erwarten, wenn die Froude-Zahl 1 überschreitet, womit sich ein Bereich des topographischen Winkels angeben lässt, für den diese Bedingung erfüllt ist. Für Reflektion unter dem kritischen Winkel (d. h. die topographischer Neigungswinkel ist gleich dem Ausbreitungspfad der Welle,  $\theta = \beta$ ), ist diese Bedingung a priori erfüllt. Der Bereich um diesen Winkel herum (subkritische und superkritische Reflektion bei Hangneigung flacher und steiler als die Neigung der einfallenden Welle), der zu einer Froude-Zahl  $> 1$  der reflektierten Welle führen kann, lässt sich wie folgt angeben:

$$\tan(\theta_1) = \tan \beta \frac{Fr_I^{-1/2} - 1}{Fr_I^{-1/2} + 1} \quad \text{und} \quad \tan(\theta_2) = \tan \beta \frac{Fr_I^{-1/2} + 1}{Fr_I^{-1/2} - 1} \quad , \quad (5.4)$$

wobei  $Fr_I = (U_0)_I / (c_p)_I$  die Froude-Zahl der einfallenden Wellen beschreibt. Die topographischen Neigungswinkel, die durch diese beiden Winkel eingeschlossen werden ( $\theta_1 < \theta < \theta_2$ ), werden nachfolgend als annähernd kritisch bezeichnet.

LEGG UND ADCROFT (2003) diskutierten ihre Modellergebnisse bereits in Bezug auf die Übertragbarkeit auf den realen Ozean. Innerhalb ihrer Modellstudien war der Bereich der Hangneigung sehr groß, der bei gegebener einfallender Welle (mit  $U_0 = 5 \text{ cm s}^{-1}$ ) für eine Froude-Zahl der reflektierten Welle  $> 1$  geeignet war. Dieses war zum einen auf die geringe Wassertiefe (kleine Phasengeschwindigkeit) und damit auf die bereits erhöhte Froude-Zahl der einfallenden Welle zurückzuführen und zum anderen auf die im Vergleich zu Beobachtungen geringe Schichtung, die ebenfalls die Phasengeschwindigkeit verlangsamt. Die Autoren schlussfolgerten, dass für eine typische Schichtung mit  $N \sim 15 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , wie sie zum Beispiel von NASH UND MOUM (2001) auf dem Oregon Schelf beobachtet wurde, eine wesentlich stärkere antreibende Welle mit  $U_0 > 1 \text{ m s}^{-1}$  notwendig ist, um Boren über einen vergleichbaren Bereich von topographischen Neigungswinkeln zu erzeugen.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zeigen hingegen, dass insbesondere

im Winter die Schichtung in der Nähe der Topographie stark geschwächt ist. Werte von  $N < 5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  sind danach eher typisch für diese Region und vielerorts am Hang geeignet, um eine reflektierte Welle instabil werden zu lassen, woraus eine Bore resultieren kann. Weiterführend zu der eingangs zu diesem Unterkapitel gezeigten, qualitativen Gegenüberstellung der topographischen Hangneigung zu der Neigung der internen Wellencharakteristiken (Abb. 5.19) lässt sich der Argumentation von LEGG UND ADCROFT (2003) folgend anhand von CTD-Profilen für einzelne Stationen berechnen, welcher Winkelbereich für z. B. die erste Mode einer internen  $M_2$ -Gezeit annähernd kritisch ist. Danach ergibt sich selbst bei einer vergleichsweise konservativen Annahme über deren Amplitude von  $3 \text{ cm s}^{-1}$ , dass bei ca. 70% aller Stationsbeobachtungen, die zwischen der 200-m- und der 600-m-Isobathe gemacht wurden, lokal die Hangneigung in den Bereich fällt, der von  $\theta_1$  und  $\theta_2$  eingeschlossen wird.

## 5.6. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Wassermasseneigenschaften sowie die Zirkulationsmuster im Untersuchungsgebiet vor der Küste Mauretaniens vorgestellt. Die Datengrundlage bilden auf ADCP- und CTD-Schnitten sowie kurzzeitiger Verankerungsbeobachtungen in der Nähe der Schelfkante, die während fünf Forschungsreisen im Zeitraum März 2005 bis März 2008 gewonnen wurden. Die Analyse der Daten zeigt verschiedene Phänomene und Muster, die charakteristisch für die Zirkulation sowohl dieser Region als auch für andere östliche Auftriebsregionen sind. Zusätzlich konnten neue, noch nicht dokumentierte Phänomene der Region dargestellt werden

Entsprechend der jahreszeitlichen Variation des Windfeldes zeigen die CTD-Beobachtungen deutliche saisonale Unterschiede in den hydrographischen Eigenschaften für diese Region. Alle Messungen, die während des borealen Winter und Frühjahr durchgeführt wurden, zeigten kräftige Auftriebssignale sowohl in den SSTs als auch in der oberflächennahen Sauerstoffkonzentrationen. Desweiteren zeigten die Messdaten, die entlang der zonalen beziehungsweise senkrecht zur Küste verlaufenden hydrographischen Schnitte gesammelt wurden, eine starke aufwärtsgerichtete Verlagerung der Dichtefläche  $\sigma_\theta = 25,8 \text{ kg m}^{-3}$  bis hin zur Oberfläche nahe der afrikanischen Küste. Im Gegensatz dazu waren Auftriebssignale, die während der Sommermonate gemessen wurden, auf die nördlichsten Stationen beschränkt. Die SST im Sommer überschritt küstennah meist Temperaturen von  $26^\circ\text{C}$ , während im Winter Temperaturen von kleiner als  $18^\circ\text{C}$  beobachtet wurden.

Die Wassermassen in dem Becken zwischen Mauretanien und den Kapverdischen Inseln sind unterhalb der Deckschicht und oberhalb von etwa 500 m Tiefe im Wesentlichen durch Wassermassen aus dem Süden (SACW) dominiert, unabhängig von der Beobachtungsperiode. Generell ist eine Zunahme der SACW-Charakteristiken nach Osten, zur Küste hin, beobachtet worden. Das SACW zeichnet sich neben einem geringeren Salzgehalt auch durch einen relativen Nährstoffreichtum sowie eine relative Sauerstoffarmut gegenüber dem NACW aus. Dementsprechend wurde für die wiederholt durchgeführten CTD-Schnitte entlang von  $18^\circ\text{N}$  jeweils ein Anstieg der Nähr-

stoffkonzentrationen sowie eine Abnahme der Sauerstoffkonzentrationen zur afrikanischen Küste hin festgestellt.

Die Beobachtungen der oberflächennahen Zirkulation zeigen ausgeprägte mesoskalige Wirbelaktivität. Einheitlich zu allen Beobachtungsphase ist verstärkt eine nordwärtige Strömungstendenz nahe der afrikanischen Küste angedeutet, wohingegen südwärtige Strömungen überwiegend westlich von etwa 20°W beobachtet wurden. Mit Hilfe der Verankerungsdaten und der schiffsgebundenen Strömungsbeobachtungen konnte ganzjährig, also während allen Beobachtungsperioden, ein schwacher östlicher Randstrom am Kontinentalhang von Mauretanien festgestellt werden. Der mittlere Transport dieses polwärtigen Unterstroms, der in der Literatur als Upwelling Under Current (UUC) bezeichnet wird, beträgt etwa 1 Sv. Die Analyse dieses östlichen Randstroms anhand einzelner Beobachtungen zeigt eine starke Variabilität im Transport im Bereich von 0 Sv bis 2,4 Sv, die durch die Überlagerung von mesoskaligen Wirbeln zustande kommen. VMADCP-Beobachtungen ergaben übereinstimmend mit den Verankerungen, dass dieser UUC im Mittel einen Stromkern mit einer Amplitude von etwas stärker als  $10 \text{ cm s}^{-1}$  in Oberflächennähe besitzt und meist auf Schichten flacher als 300 m beschränkt ist. Seine horizontale Ausdehnung ist variabel, aber meist nicht breiter als 50 km.

Im Gegensatz zu den Ergebnissen vorangegangener Untersuchungen (MITTELSTAEDT UND HAMANN, 1981) konnte eine südwärtige Fortsetzung des Kanarenstroms auf dem Schelf während der Auftriebssaison in der Regel nicht beobachtet werden. Vielmehr breitete sich der mit dem UUC verbundene, nordwärtige Strom auch zu Zeiten starken Upwellings bis auf den kontinentalen Schelf aus. Zusätzlich wurde insbesondere im Sommer eine intensivierete nordwärtige Oberflächenströmung im Bereich des kontinentalen Hangs und Schelfs beobachtet, wie sie bereits in früheren Studien beschrieben wurde (MITTELSTAEDT UND HAMANN, 1981).

Eine Ventilation der sich südlich der Untersuchungsregion anschließenden Sauerstoffminimum-Zone mit sauerstoffreichem NACW (STRAMMA ET AL., 2008) ist nur andeutungsweise für küstenferne Bereiche erkennbar. Abschließend zur Zirkulation im Untersuchungsgebiet ist anzumerken, dass diese stark durch Wirbel dominiert ist und somit eine höhere zeitliche Auflösung an Beobachtungsdaten erforderlich ist, um eine eindeutige mittlere Zirkulation darzustellen.

Die Verankerungsmessungen sowie die verschiedenen schiffsgebundenen Strömungsmessungen oberhalb des Kontinentalhangs zeigen starke Geschwindigkeitssignale auf verhältnismäßig kleinen räumlichen und zeitlichen Skalen, die vermutlich aus der Wechselwirkung von Gezeiten mit der Topografie resultieren. Allerdings zeigten Gezeitenanpassungen, dass nur ein geringer Teil der beobachteten Varianz des Geschwindigkeitsfeldes durch eine feste Frequenz, die der  $M_2$ -Gezeit entspricht, erklärt werden kann. Detaillierte Aufnahmen der Geschwindigkeitsstruktur aus VMADCP-Messungen sowie Messungen der verankerten ADCPs innerhalb dieser Phänomene weisen diese als interne Boren oder Gruppen von nichtlinearen Wellen aus. Diese Boren haben horizontale Skalen von 2–3 km und eine vertikale Ausdehnung von 50–100 m. Die Geschwindigkeitsstruktur stimmt grundsätzlich mit am Hang gebildeten Boren in numerischen Simulationen

überein (VLASENKO UND HUTTER, 2002; LEGG UND ADCROFT, 2003).

Ein Vergleich mit dem als repräsentativ für den mittleren Zustand des internen Wellenfeldes geltenden Modells von GARRETT UND MUNK (1972) zeigt, dass das auf dem Schelf beobachtete interne Wellenfeld gut mit dem GM79-Spektrum übereinstimmt. Am Hang (Wassertiefe  $\sim 300$  m) hingegen ist das Energieniveau insbesondere für Frequenzen oberhalb von 1 cph um mehr als eine Größenordnung höher als das des GM79-Spektrums. Als Verursacher für diese starke Energiezunahme können interne Boren und Gruppen von stark nichtlinearen Wellen angesehen werden, die vielfältig in den verschiedenen Strömungsmessungen beobachtet wurden. Die Erzeugung dieser Wellen wird vermutlich entscheidend durch die oftmals annähernd kritische Hangneigung bezüglich der  $M_2$ -Gezeit begünstigt.



## 6. Turbulente Vermischung

Die diapkyknische turbulente Vermischung ist ein notwendiger Prozess, um die MOC aufrecht zu erhalten, da sie ein direkter Weg für den vertikalen Wärmetransport innerhalb des geschichteten Ozeans ist. Zusätzlich ist die turbulente Vermischung ein wichtiger Prozess für den Gas- und Nährstofftransport und die Ausbreitung von Wassermassen. Im Ozean wird sie durch molekulare Diffusion hervorgerufen. Im Allgemeinen beschreibt die Diffusion das Vermischen von Molekülen aufgrund von molekularer, thermischer Bewegung. Eine mathematische Beschreibung der Diffusion wurde erstmals durch das erste Fick'sche Gesetz gegeben (FICK, 1855), wonach der Fluss proportional zum räumlichen Gradienten der Konzentration ist und in Richtung der geringeren Konzentration erfolgt. Die Proportionalitätskonstante ist der Diffusionskoeffizient. Turbulente Bewegungen verstärken lokale Gradienten und sind daher maßgebend für den Grad der vertikalen Vermischung im Ozean. Die vertikalen Skalen dieser turbulenten Bewegungen liegen in der Größenordnung von einigen Metern bis zu Millimetern und werden als die Mikrostruktur des Ozeans bezeichnet. Die Stärke der diapkyknischen Vermischung, die im offenen Ozean typischerweise mit Werten der turbulenten Diffusivität ( $K_\rho$ ) in der Größenordnung von  $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  oder kleiner gefunden wird (z. B. LEDWELL ET AL., 1998; GREGG, 1987), ist bei weitem zu klein, um die geforderten 2 TW (Terrawatt =  $10^{12}$  Watt) zur Aufrechterhaltung der vertikalen Dichteverteilung im Ozean bereitzustellen, die die globale thermohaline Umwälzelle antreibt (MUNK UND WUNSCH, 1998). Beobachtungen haben dagegen gezeigt, dass die turbulente Diffusion nahe topographischer Hindernisse und an den ozeanischen Rändern um zwei bis drei Größenordnungen größer ist (z. B. TOOLE, 1996; POLZIN ET AL., 1996; FERRON ET AL., 1998).

Ozeanische Strömungen, Wind und Gezeitenenergie bilden die wesentlichen Quellen, die die Energie bereitstellen, die von der Vermischung im Inneren benötigt wird. Die Energiekaskade von großskaligen Bewegungen zu kleineren Phänomenen wie Fronten, Wirbeln, Wellen und schließlich zu turbulenten Bewegungen, in denen die Energie auf molekularer Skala dissipiert, ist in der Nähe von Rändern beschleunigt. Die Verbindung zwischen den unterschiedlichen Skalen bilden dabei die internen Wellen, die an der Oberfläche durch den Wind oder in der Tiefe durch Interaktion von ozeanischen Strömungen mit der Topographie angeregt werden und die dann ihre Energie durch Instabilitäten und Brechen an kleine turbulente Skalen weitergeben.

Die Turbulenz, die durch Scherungsinstabilitäten hervorgerufen wird, wird als die entscheidende Quelle für die diapkyknische Vermischung im Ozean angesehen (z. B. GREGG, 1987). Die Möglichkeit eines gescherten Stroms, Instabilitäten zu erzeugen, wird durch die Richardson-Zahl

( $Ri$ ) bestimmt. Sie drückt das Verhältnis von der stabilisierenden potenziellen Energie und der die Instabilitäten antreibenden Scherungsenergie aus

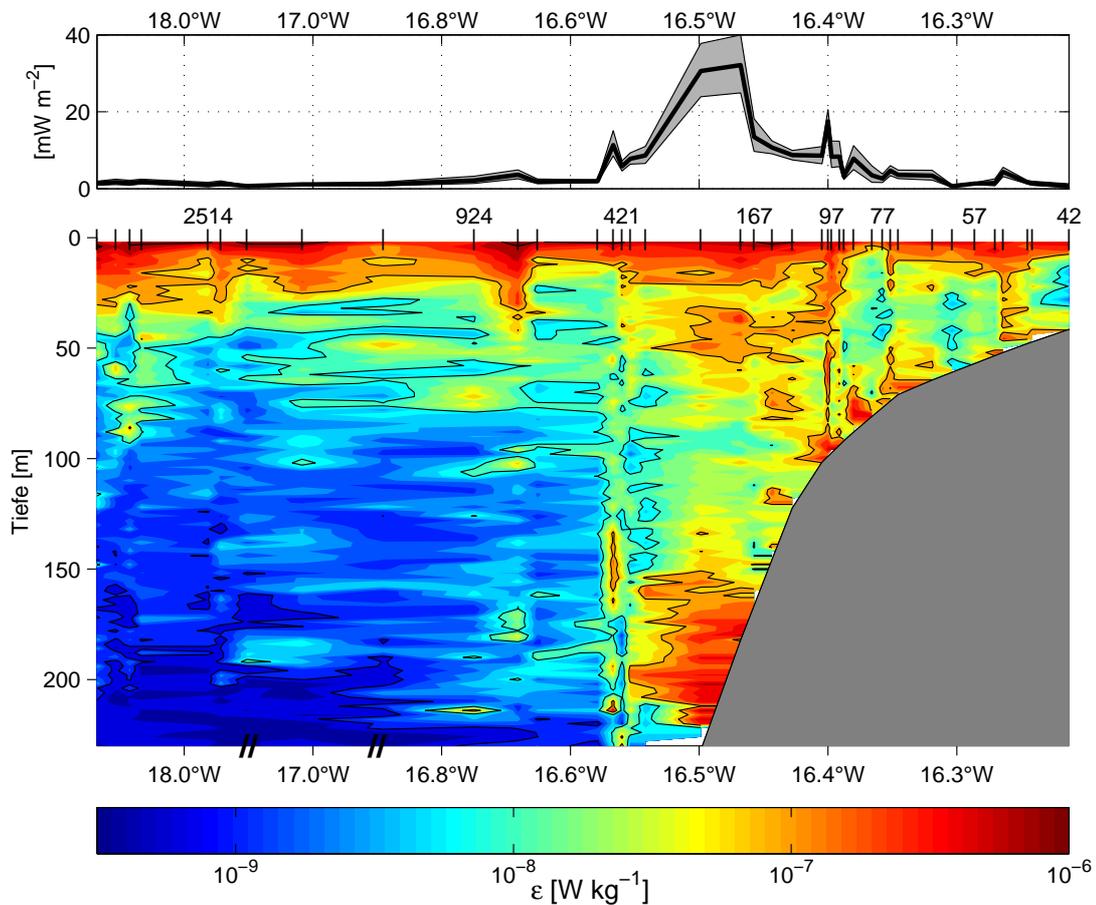
$$Ri = \frac{N^2(z)}{\left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2\right]}, \quad (6.1)$$

wobei  $N(z)$  das Brunt-Väsiälä Frequenz Profil ist und  $\partial u/\partial z$  und  $\partial v/\partial z$  die vertikalen Gradienten der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten beschreiben. Für einen stationär geschichteten Scherstrom wird typischerweise angenommen, dass er durch kleine Störungen instabil wird, wenn  $R < 1/4$  (MILES, 1961). Wenn diese Bedingung lange genug erfüllt ist, werden Instabilitäten in Form von Kelvin-Helmholtz Walzen gebildet, die in einem Überdrehen (Overturning) und vertikaler Vermischung resultieren (THORPE, 1973). Das meiste der dissipierten Energie geht dabei in turbulente kinetische Energie über, ein signifikanter Anteil wird jedoch in potenzielle Energie der Wassersäule umgewandelt, wodurch der Schwerpunkt innerhalb der Wassersäule angehoben wird. Dieser Anteil wird durch die Vermischungseffizienz ( $\Gamma$ ) angegeben, die oft als 0,2 angesetzt wird (MOUM, 1996).

Generell ist die turbulente Vermischung in Schelfregionen wesentlich variabler als im offenen Ozean (CARTER ET AL., 2005). Obwohl vergleichsweise wenige direkte Turbulenzmessungen auf dem Schelf gemacht wurden, variieren die beobachteten diapyknischen Diffusivitäten um mehr als vier Größenordnungen vom etwa molekularen Niveau bis hin zu  $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  (z. B. GREGG, 1999; GREGG UND ÖZSOY, 1999; NASH UND MOUM, 2001). Als Ursache für diese verstärkte Variabilität sind eine Vielzahl von Faktoren zu nennen, wie z. B. die Nähe zur Topographie, stärkere Gezeitenströmungen, die Erzeugung von internen Gezeiten sowie die Tatsache, dass ein großer Teil der Wassersäule zur Oberflächen- oder zur Bodengrenzschicht gehört. In den vergangenen Jahren wurde begonnen, unterschiedliche Regime zu untersuchen, dominante Prozesse zu identifizieren und die Dissipation zu parametrisieren (z. B. SIMPSON ET AL., 1996; HORNE ET AL., 1996; GREGG, 1999; NASH UND MOUM, 2001; MACKINNON UND GREGG, 2003a,b).

## 6.1. Turbulente Vermischungsprozesse

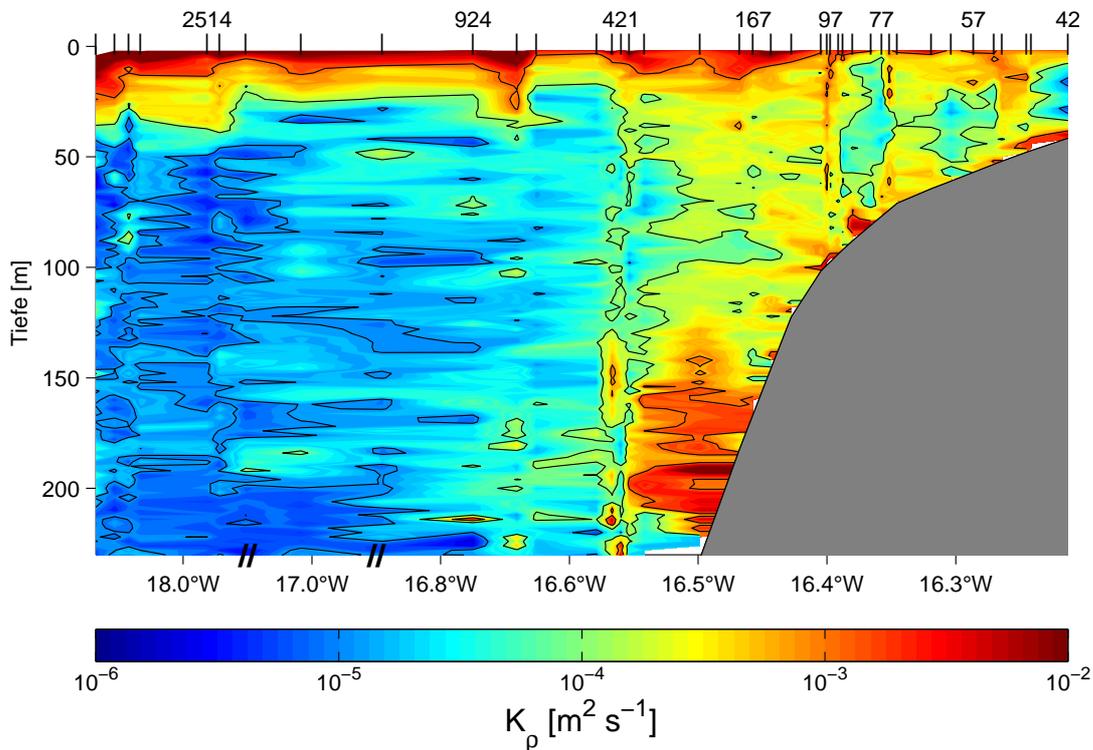
Die Mikrostrukturbeobachtungen, die während der Beobachtungsperioden durchgeführt wurden, erstrecken sich über eine verhältnismäßig große Region mit variabler Topographie. Wiederholte Profile auf einer Station wurden verstärkt am Kontinentalabhang und auf dem Schelf aber auch bis zu 1000 km entfernt von der Küste in Regionen durchgeführt, in denen die Wassertiefe 3000 m überschreitet (vergleiche Abb. 3.1). Eine Kombination aller Mikrostrukturbeobachtungen während des Winterhalbjahres, dargestellt als mittlere Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie entlang eines zonalen Schnitts, verdeutlicht die Variabilität der Turbulenz im oberen Ozean in den unterschiedlichen topographischen Umgebungen (Abb. 6.1). Zur Darstellung wurden alle Mikrostrukturprofile, die südlich von  $19^\circ\text{N}$  aufgezeichnet wurden, entsprechend der zugehörigen



**Abbildung 6.1.:** Unten: Mittlere Verteilung der Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie bestimmt aus allen MSS-Beobachtungen während der Upwellingsaison. Die kurzen, schwarzen Striche am oberen Rand der Abbildung markieren die Ränder der zu Mittel zusammengefassten Profile (jeweils 20), und die Zahlenwerte geben die zugehörigen Wassertiefen an. Oben: vertikal integrierte Energiedissipation (schwarz) mit zugehörigen Fehlerschranken (grau).

Wassertiefe an der Beobachtungsposition auf einen zonalen Schnitt projiziert, wobei eine vereinfachte Topographie entlang von  $18^\circ\text{N}$  verwendet wurde. Die Dissipationsraten von jeweils 20 der Wassertiefe nach geordneten Profilen wurden dabei arithmetisch auf Tiefenintervalle gemittelt und konturiert. Die höchsten Dissipationsraten wurden generell nahe der Oberfläche beobachtet (weitestgehend innerhalb der Mixed Layer). Häufig sind diese hohen Dissipationsraten direkt durch den Wind oder auch durch das Schiff selbst verursacht und werden daher für die nachfolgenden Betrachtungen nicht berücksichtigt.

Es zeigt sich, dass entfernt von der Topographie bei Wassertiefen  $> 500\text{ m}$  (westlich von  $16,6^\circ\text{W}$ ) die mittleren Dissipationsraten unterhalb von etwa  $100\text{ m}$  sehr gering sind ( $\varepsilon \sim 10^{-9}\text{ W kg}^{-1}$ ). Entsprechende turbulente Diffusivitäten (Abb. 6.2) von  $K_\rho \sim 10^{-5}\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$  sind vergleichbar mit Beobachtungen aus dem offenen Ozean (z. B. LEDWELL ET AL., 1998; OSBORN, 1980).



**Abbildung 6.2.:** Mittlere Verteilung der turbulenten Diffusivität. Für Details siehe Abb. 6.1.

Nur sporadisch wurden auf einzelnen Stationen entfernt von der Topographie unterhalb von etwa 100 m Vermischungsereignisse beobachtet, die durch die vereinzelt lokalen Maxima in der mittleren Dissipationsrate zu erkennen sind (Abb. 6.1). Im deutlichen Gegensatz dazu zeigten die meisten der Mikrostrukturprofile, die in flacherem Wasser aufgezeichnet wurden, deutlich erhöhte Dissipationsraten. Maxima in  $\varepsilon$  wurden oftmals nahe des Bodens beobachtet sowie in mittleren Tiefen (30 m bis 100 m). Das Maximum zwischen  $16,4^\circ\text{W}$  und  $16,55^\circ\text{W}$  im Tiefenintervall 30 m bis 100 m besitzt mittlere Dissipationsraten von teilweise größer als  $10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$  und wurde aus mehr als 200 Mikrostrukturprofilen bestimmt und ist daher als robustes Ergebnis zu sehen. Aufgrund der relativ starken Schichtung in diesen Tiefen ist das Maximum in  $K_\rho$  weniger kräftig ausgeprägt. Im Gegensatz dazu zeigt die Verteilung des mittleren  $K_\rho$  in größeren Tiefen nahe des Bodens sehr stark erhöhte Werte von teilweise  $> 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Küstenwärts der Schelfkante sind die mittleren Dissipationsraten und Diffusivitäten ebenfalls erhöht – wenn auch weniger stark als oberhalb des Kontinentalhangs. Die mittleren Dissipationsraten für Tiefen größer als 30 m küstenwärts der 500-m-Isobathe sind  $5 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$  und somit um etwa eine Größenordnung verstärkt gegenüber den ablandigen Beobachtungen, die im Mittel eine Dissipationsrate von  $7,5 \times 10^{-9} \text{ W kg}^{-1}$  ergeben. Die mittleren  $\varepsilon$  und  $K_\rho$  Werte für die unterschiedlichen Tiefenbereiche sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

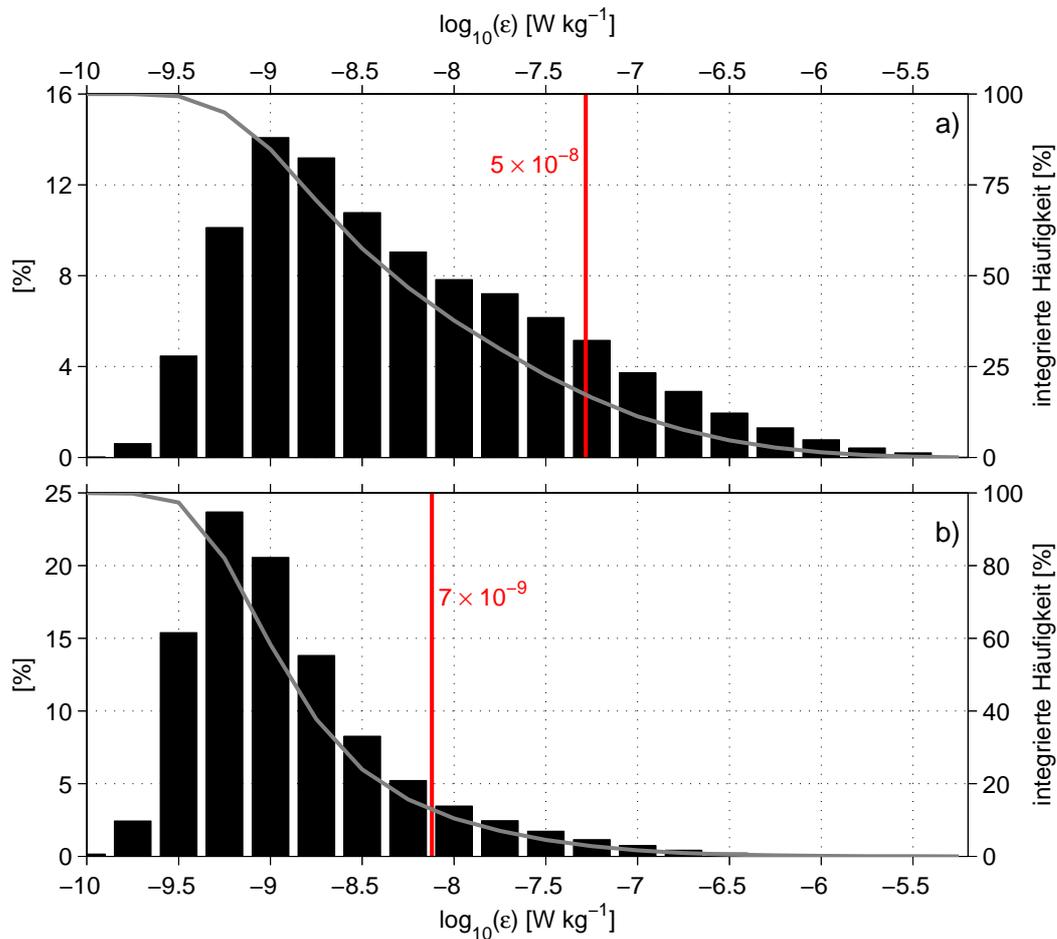
Bei der Interpretation dieser mittleren Verteilung der Dissipationsraten ist jedoch anzumer-

Tiefenbereich	$\bar{\varepsilon}$ [ $\text{W kg}^{-1}$ ]	95% Konfidenzint. [ $\text{W kg}^{-1}$ ]
Z > 500 m	$7,5 \times 10^{-9}$	$[7,1 - - 8,0] \times 10^{-9}$
500 m > Z > 90 m	$54,0 \times 10^{-9}$	$[52,0 - - 55,9] \times 10^{-9}$
Z < 90 m	$43,9 \times 10^{-9}$	$[40,7 - - 47,7] \times 10^{-9}$
Tiefenbereich	$\overline{K_\rho}$ [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ]	95% Konfidenzint. [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ]
Z > 500 m	$7,6 \times 10^{-5}$	$[6,9 - - 8,1] \times 10^{-5}$
500 m > Z > 90 m	$13,2 \times 10^{-4}$	$[12,3 - - 14,2] \times 10^{-4}$
Z < 90 m	$10,6 \times 10^{-4}$	$[9,5 - - 11,4] \times 10^{-4}$

**Table 6.1.:** Mittlere Dissipationsraten und diapkyhnische Diffusivitäten. Daten näher als 30 m an der Oberfläche bzw. 10 m am Boden wurden ausgeschlossen. Die 95% bootstrap Konfidenzintervalle der Mittelwerte sind in den rechten Spalten gegeben.

ken, dass die beobachteten Dissipationsraten über mehrere Größenordnungen variieren, von nahe dem Rauschniveau der Mikrostruktursonden ( $\sim 5 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ ) bis hin zu Werten von  $> 5 \times 10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$ . Eine Vielzahl von Beobachtungen hat gezeigt, dass die Häufigkeitsverteilungen von  $\varepsilon$  in der Regel annähernd logarithmisch normalverteilt sind. Dieses gilt allerdings nur unter festen lokalen Umgebungsvariablen, wie Scherung und Schichtung (DAVIS, 1996). Nichtsdestotrotz zeigt die Verteilung aller Dissipationsraten (Abb. 6.3), die in mittleren Tiefen (unterhalb von 30 m sowie mindestens 10 m oberhalb des Meeresbodens) abgeschätzt wurden, eine näherungsweise logarithmische Normalverteilung. Das Rauschniveau der Sonden trägt allerdings erheblich zu der nicht symmetrischen Häufigkeitsverteilung bei kleinen Werten bei (WASHBURN UND GIBSONN, 1984). Die Häufigkeitsverteilungen demonstrieren ferner, dass die Mittelwerte entscheidend durch die stärksten Ereignisse dominiert werden. Lediglich 14 % (bzw. 10 %) der individuellen Dissipationsraten überschreiten die sich aus der Verteilung ergebende gemittelte Dissipationsrate von  $5 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$  ( $7 \times 10^{-9} \text{ W kg}^{-1}$ ) küstenwärts (bzw. seewärts) der 500-m-Isobathe. Diese Tatsache unterstützt auch die Vernachlässigung einer möglichen Anisotropie der Turbulenz bei der Datenauswertung. Im Anhang B ist gezeigt, wie sich ein stark vereinfachter Ansatz, der Anisotropie Rechnung zu tragen, auf die mittlere Verteilung von  $\varepsilon$  niederschlägt.

Die vertikal integrierte Dissipationsrate multipliziert mit der Dichte ergibt den Gesamtverlust an kinetischer Energie entlang dieses Schnitts und ist in der oberen Grafik von Abbildung 6.1 gezeigt. Um die hohen, oberflächennahen Dissipationsraten auszuschließen, die durch den Wind oder aber durch das Schiff selbst verursacht wurden, beginnt die Integration erst ab einer Tiefe von 30 m. Im Mittel beträgt die gesamte Energiedissipation innerhalb der Wassersäule zwischen der 500-m- und 95-m-Isobathe  $13 \text{ mW m}^{-2}$ . Dieser Wert ist vergleichbar mit Abschätzungen für andere Schelfkantenregionen wie z. B.  $11 - 40 \text{ mW m}^{-2}$  bestimmt von INALL ET AL. (2000) am Malin Schelf oder  $15 \pm 10 \text{ mW m}^{-2}$  für die Schelfkante nordöstlich von Neuseeland (SHARPLES



**Abbildung 6.3.:** Häufigkeitsverteilung aller Abschätzungen der Dissipationsraten unterhalb von 30 m sowie mindestens 10 m oberhalb des Bodens, die in die Erzeugung von Abb. 6.1 eingegangen sind. a) küstenwärts der 500-m-Isobathe und b) seewärts dieser Tiefe jeweils mehr als 65000 individuelle Abschätzungen. Die roten Zahlenwerte geben die zugehörigen Mittelwerte an. Die grauen Linien beschreiben entsprechend der rechten y-Achsen die von hohen Dissipationsraten aufintegrierten Häufigkeiten.

ET AL., 2001a), wobei letztere Abschätzung auf den Verlust an Energie zwischen zwei Verankerungspositionen beruht und weniger auf direkten Beobachtungen der Dissipationsraten.

Für schwach geneigte, wenig variable kontinentale Schelfregionen haben frühere Mikrostruktur- und Tracer-Experimente gezeigt, dass die diapyknische Diffusivität entfernt von den Mixed Layern an der Oberfläche und am Boden oft vergleichbar ist mit dem diapyknischen Austausch ( $K_\rho \approx 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ), der in der Thermokline des offenen Ozeans beobachtet wurde. Beispiele dieser früheren Beobachtungen sind:  $K_\rho = 1 - 5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  am Oregon Schelf (NASH UND MOUM, 2001),  $\overline{K_\rho} = 0,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  (MACKINNON UND GREGG, 2003a) und  $K_\rho = 0,1 - 1 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  (SUNDERMEYER UND LEDWELL, 2001; LEDWELL ET AL., 2004) auf dem Schelf von New England,  $K_\rho = 1 - 5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  auf dem Schottischen Schelf (SANDSTROM

UND OAKEY, 1995) und  $K_\rho = 4 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  im Englischen Kanal (SHARPLES ET AL., 2001b).

Kleinskalige topographische Hindernisse und/oder eine starke antreibende Kraft können die turbulente Vermischung wesentlich verstärken (CARTER ET AL., 2005). Von drastisch verstärkten  $K_\rho$  Werten von  $37 - 170 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  berichteten NASH UND MOUM (2001) im Zusammenhang mit einer 20 m hohen Schwelle, die einen hydraulischen Strom erzeugt. Beobachtungen aus Regionen, die stark von Gezeiten beeinflusst werden wie z. B. die Georges Bank, lieferten  $K_\rho = 0,5 - 20 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  (HORNE ET AL., 1996). Für Regionen mit starken internen Gezeiten wie z. B. dem Neuseeländischen Schelf lieferten Mikrostrukturmessungen ein  $K_\rho \sim 5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  (SHARPLES ET AL., 2001a).

Die mittleren Diffusivitäten, die für den oberen Kontinentalhang und für das Schelf von Mauretanien entfernt von den Rändern bestimmt wurden, reihen sich demnach bei den hohen Diffusivitäten aus Regionen ein, die stark durch die Präsenz der Topographie beeinflusst sind.

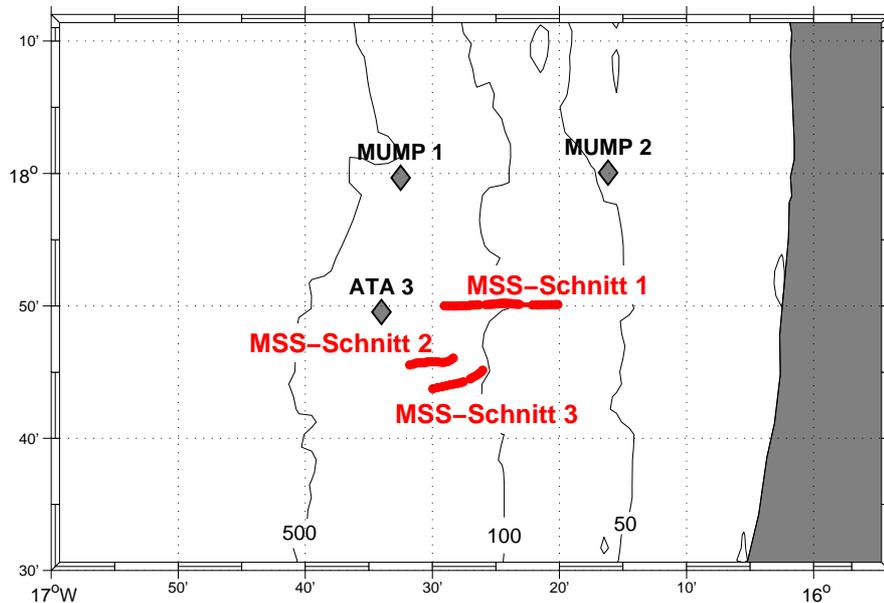
Eine zentrale Frage, die im Zuge dieser Arbeit beantwortet werden soll, ist die nach den dominanten turbulenten Prozessen, die das mauretaniche Auftriebsgebiet beeinflussen. In dem Paper "Tidal induced mixing and diapycnal nutrient fluxes in the Mauritanian upwelling region", das zur Veröffentlichung als Manuskript bei dem *Journal of Geophysical Research* eingereicht ist und in der eingereichten Form im Appendix A zu finden ist, wird gezeigt, dass die Turbulenz in der Nähe des Kontinentalhangs und des Schelfs während der Auftriebsaison im Wesentlichen durch die internen Gezeiten dominiert wird.

Im Folgenden werden die wesentlichen Aspekte des genannten Manuskripts noch einmal aufgegriffen. Anschließend werden weitere Beobachtungen entfernt von der Küste sowie während der Nicht-Auftriebsaison gezeigt, deren Beschreibung nicht Teil des erwähnten Papers ist.

### 6.1.1. Gezeiteninduzierte Vermischung

Im Ozean wird die Vermischung im Wesentlichen durch das Brechen von internen Wellen erzeugt (D'ASARO ET AL., 2007). Die Eigenschaften dieser Wellen sind generell gut beschrieben durch ein Modellspektrum, das Garrett und Munk entwickelten (MUNK, 1981). Wie GREGG (1989) bereits zeigen konnte, steigt die Vermischungsrate rapide an, wenn das Niveau der Scherung der internen Wellen über das GM Niveau steigt. Dieses untermauert die entscheidende Rolle der internen Wellen für die vorherrschende Vermischung. Strömungen, die topographische Besonderheiten überqueren (wie z. B. den kontinentalen Hang oder die Schelfkante) erzeugen intensiv interne Wellen und lokale Vermischung (z. B. MOUM UND NASH, 2000). Insbesondere erzeugen barotrope Gezeitenströmungen, die mit solchen topographischen Besonderheiten interagieren, barokline Gezeiten.

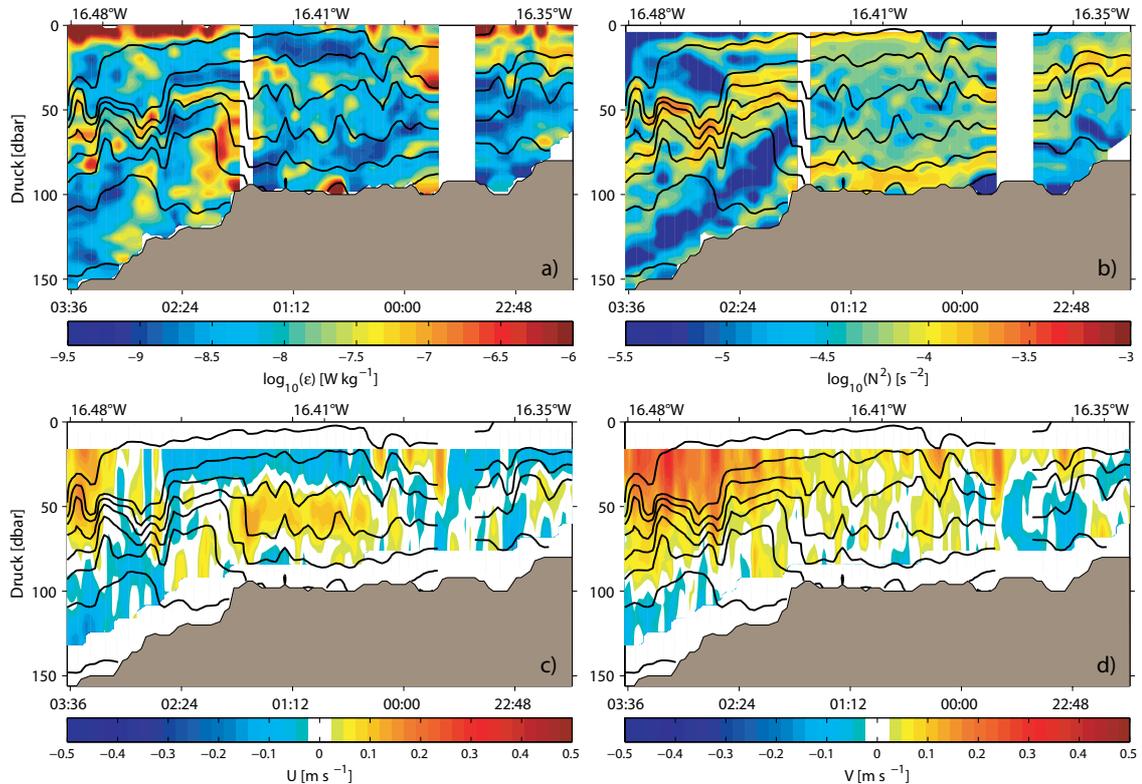
Wie in dem vorangegangenen Kapitel gezeigt wurde, stellt der Kontinentalhang vor Mauretanien insbesondere wegen seiner oft kritischen Neigung bezüglich der  $M_2$ -Gezeit einen vortrefflichen Ort dar, um interne Gezeiten sowie hochfrequente, energiereiche interne Wellen zu erzeugen. Das



**Abbildung 6.4.:** Lage der im Text diskutierten Mikrostrukturschnitte MSS-Schnitte 1 bis 3. Schnitt 1 besteht aus 45 Profilen, die in der Nacht vom 30. auf den 31. Januar 2007 während der Reise P347 aufgezeichnet wurden und Tiefen von 80 m bis 160 m überspannen. Die Schnitte 2 (16 Profile) und 3 (15 Profile) wurden am 14. bzw. 15. Februar 2008 während der Reise L'Atalante 3 bei Wassertiefen zwischen 90 m und 190 m durchgeführt. Zur Orientierung sind die 50-m-, 100-m- und 500-m-Isobathen sowie die Verankerungspositionen (schwarze Rhomben) gezeigt.

Geschwindigkeitsspektrum der internen Wellen oberhalb des Kontinentalhangs (siehe Abb. 5.27) zeigt eine starke Erhöhung der Energiedichte verglichen mit dem GM79-Spektrum. Insbesondere bei Frequenzen oberhalb von 1 cph ist die spektrale Energie um ein bis zwei Größenordnungen erhöht. Der gravierende Unterschied zu dem Spektrum, das auf dem Schelf beobachtet wurde, wo ein vergleichbarer Energieanstieg fehlt, zeigt bereits, dass die zugehörigen Wellen große Teile ihrer Energie auf ihrem Weg Richtung Küste entweder durch Dissipation oder durch Reflektion verlieren müssen.

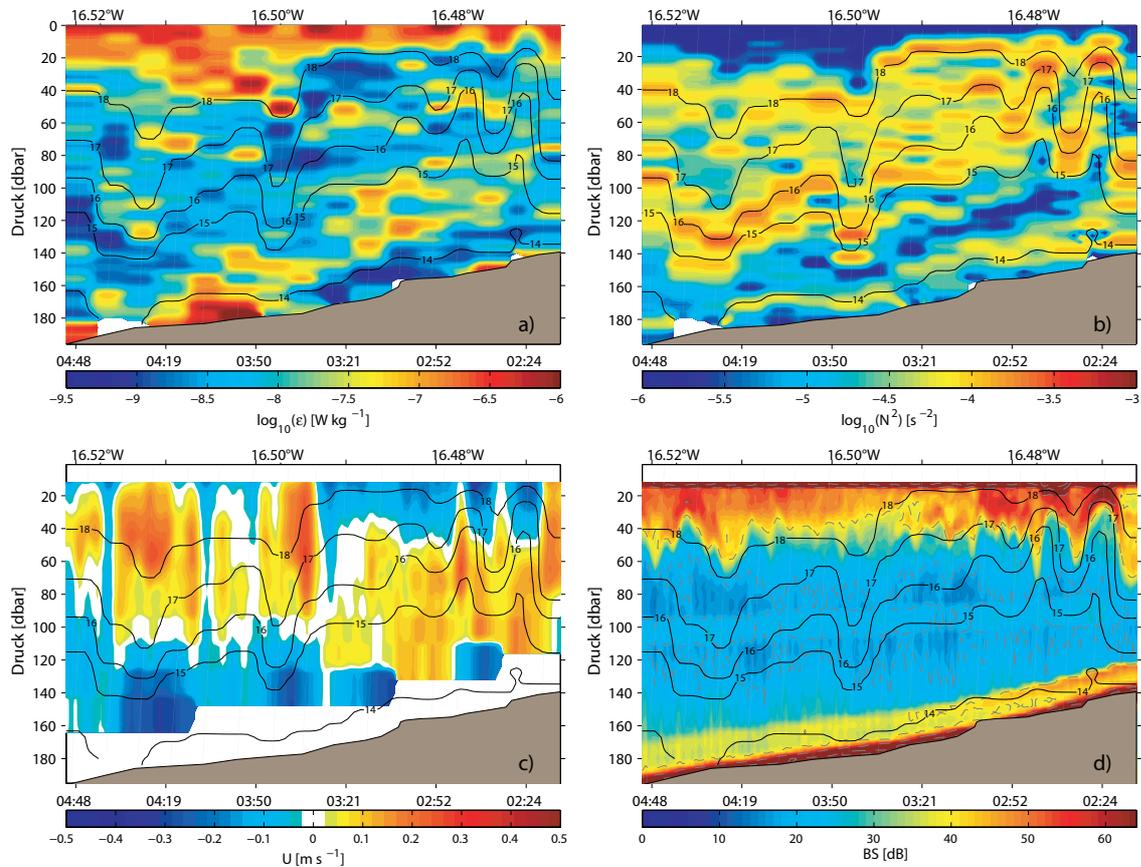
Aufgrund ihrer sporadischen Natur ist es schwer, in Beobachtungen derartige energiereiche Wellen mit einzelnen Vermischungsereignissen zu verbinden. Nichtsdestotrotz geben einzelne Schnitte über den Hang und die Schelfkante hinweg, die kontinuierliche Beobachtungen der Strömungsprofile sowie der Rückstreustärke vom VMADCP und simultane Mikrostrukturbeobachtungen beinhalten, Hinweise auf die Verbindung zwischen diesen Wellen und erhöhter Turbulenz. Nachfolgend werden drei Schnitte in der Nähe der Schelfkante gezeigt, während derer kontinuierlich MSS-Profile aufgezeichnet wurden. Diese Beobachtungen wurden nicht zeitgleich gemacht und sind auch räumlich voneinander getrennt (siehe Abb. 6.4). Die Darstellungen zeigen die Variabilität der Vermischung und verdeutlichen, dass die durch die Gezeiten angeregten, hochfrequenten Wellen oft mit hohen Dissipationsraten assoziiert sind und den dominanten Beitrag zu der



**Abbildung 6.5.:** MSS Messungen (obere Abbildungen): a)  $\log_{10}$  der turbulenten kinetischen Energie-dissipation ( $\varepsilon$ ) und b)  $\log_{10}$  der Brunt-Väisälä-Frequenz ( $N^2$ ). Untere Abbildungen zeigen VMADCP Beobachtungen: c) zonale und d) meridionale Geschwindigkeitskomponenten. Auf allen Abbildungen ist die Dichteverteilung – beobachtet von dem MSS-Profilier – durch die schwarzen Konturlinien gezeigt.

erhöhten Vermischung am Hang liefern (Abb. 6.1).

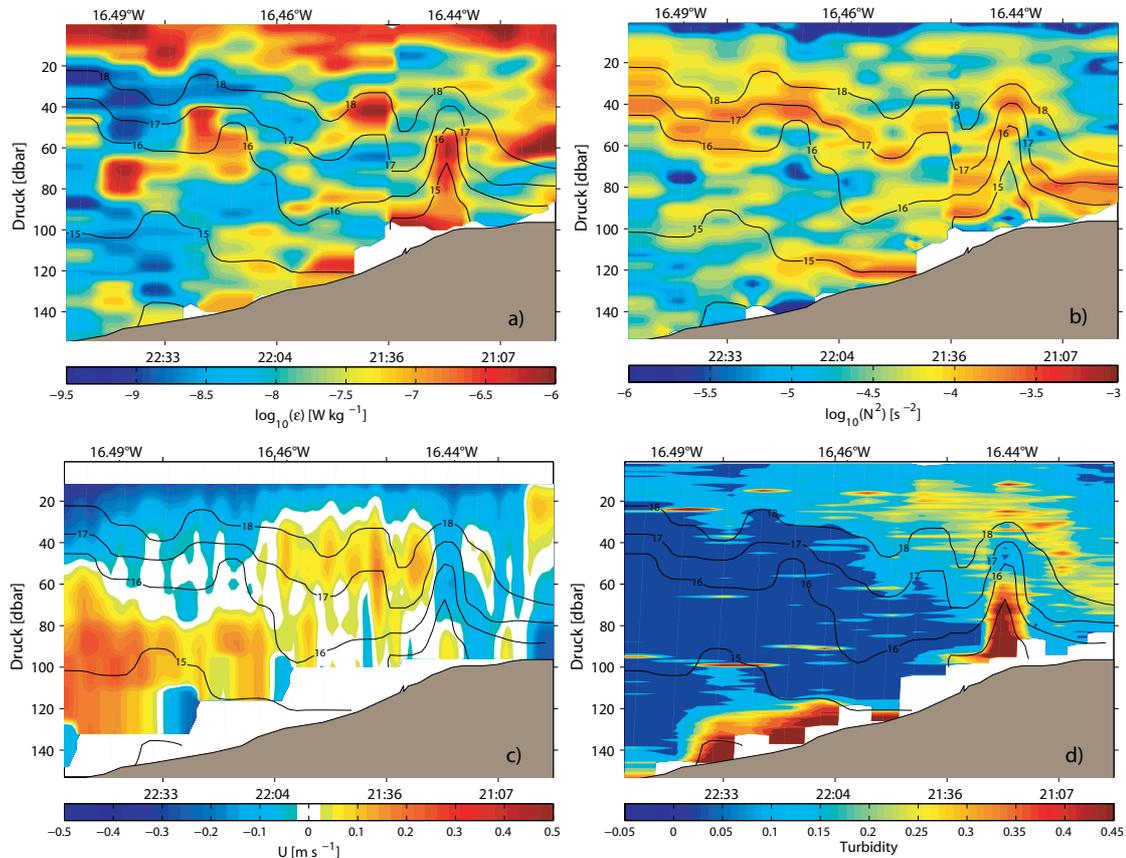
Während der verschiedenen Mikrostrukturschnitte, die im Folgenden der Übersichtlichkeit halber MSS-Schnitt 1 (Abb. 6.5), MSS-Schnitt 2 (Abb. 6.6) und MSS-Schnitt 3 (Abb. 6.7) genannt werden, variieren die beobachteten Dissipationsraten um drei bis vier Größenordnungen, vom Rauschniveau (etwa  $5 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ ) bis zu mehr als  $10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$ . Die stärksten Dissipationsraten wurden innerhalb der Deckschicht sowie nahe des Meeresbodens gefunden. Ein wiederkehrendes Phänomen innerhalb dieser MSS-Schnitte (1 und 2) ist ein annähernd hangparalleles Band reduzierter Schichtung typischerweise 20 bis 50 m oberhalb des Meeresbodens (Abb. 6.5b, 6.6b). Eine so schwache Schichtung kann das Resultat aus starker Vermischung sein. Insbesondere während des MSS-Schnitts 2 waren innerhalb dieses Bandes, das annähernd durch die  $14^\circ\text{C}$  und die  $15^\circ\text{C}$  Isothermen eingeschlossen wird (Abb. 6.6 b), die Dissipationsraten erhöht. Die sich ergebende turbulente Diffusion in diesem Tiefenbereich erreicht Werte von  $10^{-3}$  bis  $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Eine mögliche Erklärung liefert die angesprochene Interaktion der Gezeiten mit der Topographie, wobei das Band der reduzierten Schichtung und erhöhten Dissipation den Pfad einer hangaufwärts propagierenden internen Bore repräsentiert, in dem durch die verstärkte Scherungsinstabilität und der



**Abbildung 6.6.:** MSS Messungen (obere Abbildungen): a)  $\log_{10}$  der turbulenten kinetischen Energie-dissipation ( $\varepsilon$ ) und b)  $\log_{10}$  der Brunt-Väisälä-Frequenz ( $N^2$ ). Untere Abbildungen zeigen VMADCP Beobachtungen: c) zonale Geschwindigkeit, d) relative Rückstreustärke des Wassers. Auf allen Abbildungen ist die Temperaturverteilung – beobachtet von dem MSS-Profilier – durch schwarze Konturlinien gezeigt.

nachfolgenden Vermischung die Schichtung geschwächt wird. Das untere Ende dieses speziellen Bandes, das den Meeresboden erreicht, wird durch ein ausgeprägtes bodennahes Maximum in der Dissipation etwa bei der 170-m-Isobathe charakterisiert (Abb. 6.6 a). Am oberen Rand des Bandes sind ausgeprägte Ondulationen in der Temperatur sowie in der Verteilung der Rückstreustärke sichtbar (Abb. 6.6 d), die vermutlich aus einzelnen, hochfrequenten internen Wellen resultieren, die hier als Paket der benannten Bore nachlaufen. Vergleichbare Bänder reduzierter Schichtung wurden auch in hochauflösenden numerischen Modellen beobachtet, die die Interaktion der Gezeiten mit der Topographie simulierten (LEGG UND ADCROFT, 2003).

Die Dissipationsraten unterhalb der Deckschicht und oberhalb der Bodengrenzschicht sind aufgrund der verschiedenen Prozesse, die mit der Dynamik der durch gezeiteninduzierten Wellen in Verbindung stehen, überaus variabel. Dissipationsraten überschreiten teilweise Werte von  $5 \times 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$  (Abb. 6.5 a, 6.6 a, 6.7 a). Besonders auffällig in den Beobachtungen sind Pakete interner Wellen mit stärksten Signalen nahe der Deckschicht. Ein derartiges, küstenwärts propagie-



**Abbildung 6.7.:** MSS Messungen: a)  $\log_{10}$  der turbulenten kinetischen Energiedissipation ( $\varepsilon$ ) und b)  $\log_{10}$  der Brunt-Väisälä-Frequenz ( $N^2$ ) und d) die optische Trübung. c) VMADCP Beobachtungen der zonalen Geschwindigkeit. Auf allen Abbildungen ist die Temperaturverteilung – beobachtet von dem MSS-Profilier – durch schwarze Konturlinien gezeigt.

rendes Wellenpaket ist in dem zum MSS-Schnitt 1 gehörenden Geschwindigkeitsfeld oberhalb des Schelfs bei Wassertiefen von weniger als 100 m gut zu erkennen (Abb. 6.5 c). Die vertikale Auslenkungen der Isopyknen, die mit den einzelnen Wellen verbunden sind, sind zwar angedeutet, aber weniger gut aufgelöst. Nach der kurzen Unterbrechung innerhalb der MSS Beobachtungen kurz vor Mitternacht zeigt sich die führende Welle eines internen Wellenpaketes mit stärkster küstenwärtiger Strömung und tiefster vertikaler Ausdehnung bis zu einer Tiefe von ca. 50 m in Verbindung mit einem Maximum in der Dissipationsrate (Abb. 6.5 a). Selbst bei annähernd kontinuierlichem Profilieren mit einer Mikrostruktursonde können derartig hochfrequente interne Wellen nur unzureichend aufgelöst werden. Während starke Auslenkungen der Isopyknen im flacheren Teil des MSS-Schnitts 2 (Abb. 6.6) noch aus den diskreten Beobachtungen der Mikrostruktursonde zu erkennen sind, zeigt sich eine weitaus bessere Wiedergabe der oberflächennahen Wellen in der hochauflösenden Rückstreustärke des ADCP (Abb. 6.6 d). Folglich können insbesondere spitzenartige Maxima in der Dissipationsrate nicht immer mit individuellen, internen Wellenereignisse in

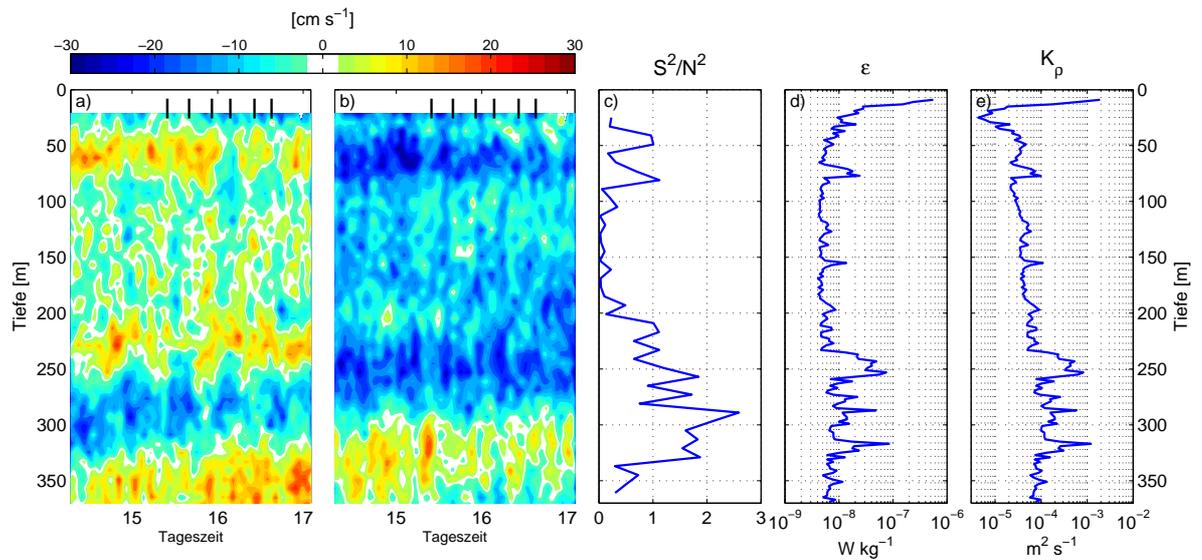
Verbindung gebracht werden.

Teilweise wurde zusätzlich an der Mikrostruktursonde ein Trübungssensor eingesetzt. Zu Beginn des MSS-Schnitts 3 etwa um 21:20 (UTC) konnte ein bodennahes Maximum in den Dissipationsraten sowie der Trübung zeitgleich mit dem Passieren einer bodennahen Welle beobachtet werden, die sich durch eine starke, aufwärts gerichtete Auslenkung der Isothermen von 30 bis 40 m zeigt. Diese stark turbulente, interne Welle führte zu einem kräftigen Anstieg an gelöstem Sediment in der Bodengrenzschicht. Bis zu einer Höhe von 50 Metern oberhalb des Meeresbodens war die Dissipationsrate um einen Faktor 10 bis 100 erhöht im Vergleich zu den umgebenden Werten. Die Trübung des Wassers war vermutlich aufgrund von resuspendiertem Sediment ebenfalls stark erhöht bis zu vergleichbaren Höhen. Von ähnlichen Beobachtungen am Schelf von Oregon berichteten bereits KLYMAK UND MOUM (2003). Sie konnten erhöhte 880 nm optische Rückstreuung innerhalb eines Paketes von solitären Wellen nachweisen. Ferner beschrieben HOSEGOOD ET AL. (2004) bereits die Wichtigkeit von hangaufwärts propagierenden Boren für den Sedimenttransport im Faeroer-Schottland-Kanal. Unter Verwendung von Sinkstofffallen konnten sie einen um den Faktor 100 erhöhten, täglichen Sedimenteintrag nach dem Passieren eines Paketes solitärer Wellen zeigen.

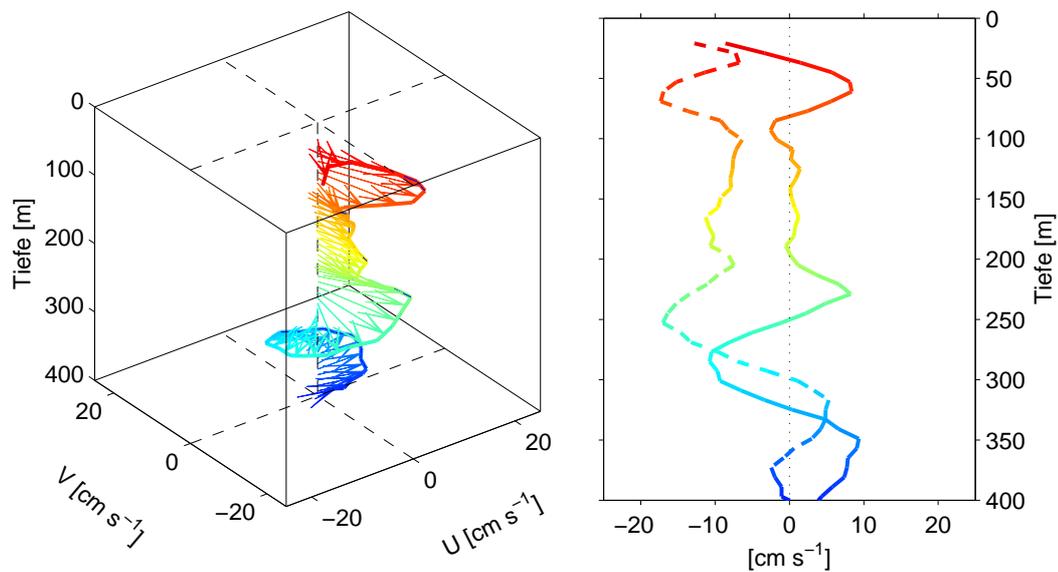
### 6.1.2. Scherungsinstabilitäten durch inertielle Wellen

Es wird angenommen, dass der Wind neben den Gezeiten den bedeutendsten Beitrag zu der ozeanischen Vermischung leistet. Der Energietransfer erfolgt dabei einerseits durch den Antrieb großskaliger Strömungen, die dann insbesondere über variabler Topographie Teile ihre Energie durch Reibung verlieren und zur Vermischung beitragen. Auf der anderen Seite trägt der Wind auch durch die Erzeugung von internen Wellen und deren nachfolgender Dissipation zur Vermischung bei (z. B. WUNSCH, 1998; ALFORD, 2001, 2003). Der Wind treibt dabei inertielle Bewegungen innerhalb der ozeanischen Deckschicht an, die dann interne Wellen in die geschichtete Wassersäule unterhalb der Deckschicht abstrahlen (D'ASARO, 1985; D'ASARO ET AL., 1995; NAGASAWA ET AL., 2000). Diese internen Wellen werden mit einer Frequenz nahe der inertialen oder Coriolis Frequenz erzeugt und als annähernd inertielle Wellen (NIWs) bezeichnet.

Entfernt von der Küste lässt sich eine Vielzahl der beobachteten Ereignisse von erhöhter Turbulenz auf die Existenz von windinduzierten NIWs zurückführen. Eine detaillierte Beobachtung vom März 2005 (Abb. 6.8) zeigt in den Geschwindigkeitszeitreihe stark barokline Geschwindigkeitsfluktuationen mit Amplituden von  $20 \text{ cm s}^{-1}$  in Tiefen von 250 m bis 350 m. Die Geschwindigkeitsvektoren weisen eine antizyklonale Rotation mit der Tiefe auf (Abb. 6.9) und eine aufwärts gerichtete Phasenpropagation, beides spricht deutlich für eine NIW mit abwärts gerichteter Energiepropagation. Die Zonen erhöhter Scherung und hoher inverser Richardson-Zahl ( $S^2/N^2$ ) sind verbunden mit Spitzen in der Dissipationsrate und der diapynischen Diffusion, die auf kleinen vertikalen Bereichen ( $< 10 \text{ m}$ ) Werte von  $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  überschreitet. Es ist allerdings anzumerken,



**Abbildung 6.8.:** Stationsbeobachtungen am 31. März 2005 bei  $18^\circ\text{N}$  und  $17,5^\circ\text{W}$ . a) und b) zeigen über etwa drei Stunden die Zeitserien der zonalen und meridionalen Geschwindigkeiten, c), d) und e) zeigen mittlere Profile der dimensionslosen inversen Richardson-Zahl, der Dissipationsrate und des turbulenten Austauschkoeffizienten (in der Reihenfolge).



**Abbildung 6.9.:** Das zu Abb. 6.8 gehörende mittlere Geschwindigkeitsprofil.

dass die Richardson-Zahl in diesem Tiefenintervall nicht den kritischen Wert von  $1/4$  unterschreitet, eine Tatsache, die generell als notwendige Bedingung für die Erzeugung von Richardson-Instabilitäten angesehen wird.

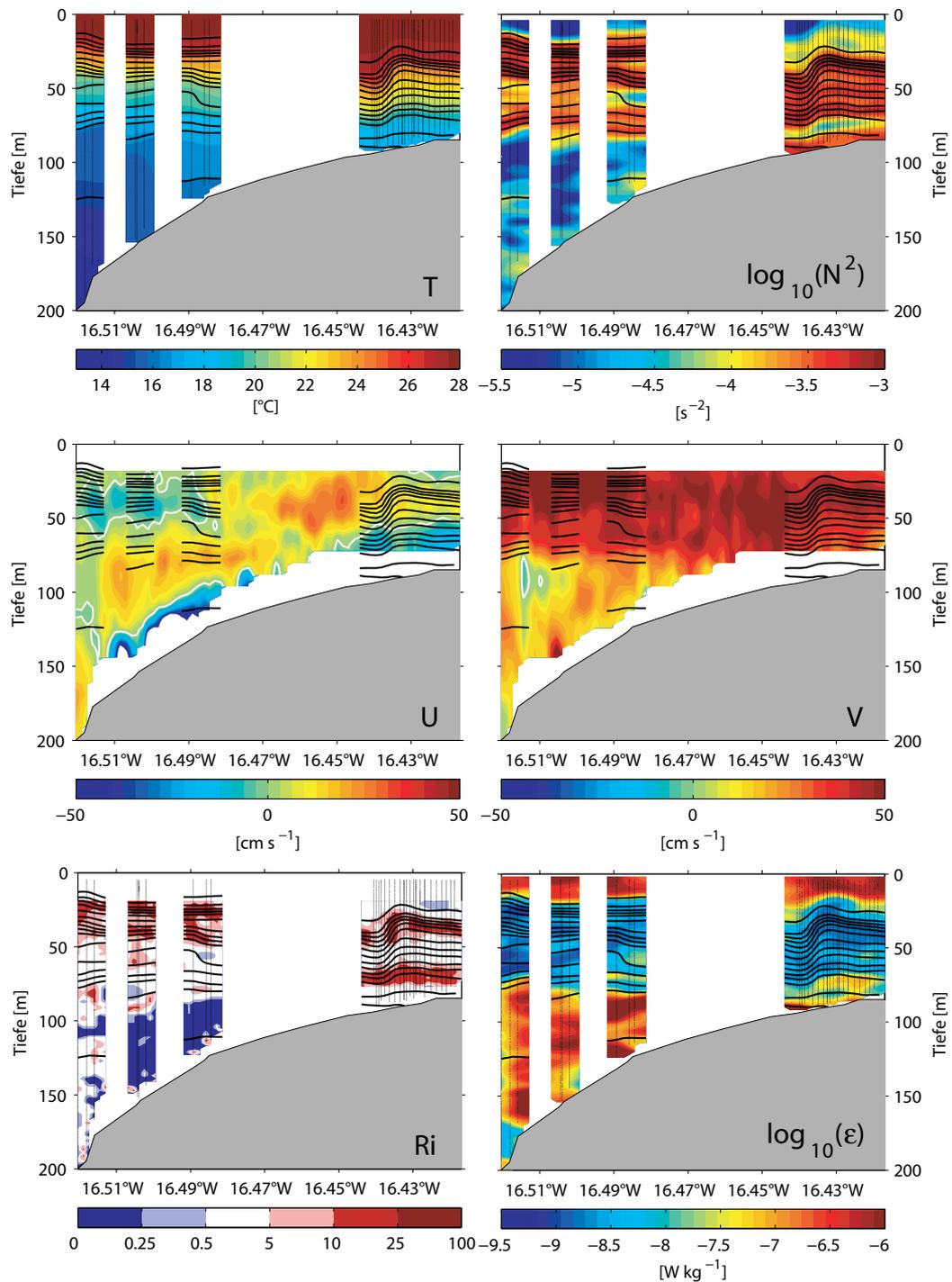
### 6.1.3. Scherungsinstabilitäten durch intensivierete Oberflächenströmung

Im August 2006 war die Situation nahe der mauretanischen Küste gekennzeichnet durch sehr warme Temperaturen an der Oberfläche (vergleiche Abb. 5.10) und innerhalb einer flachen Mixed Layer von ca. 20 m vertikaler Mächtigkeit, die von den darunter liegenden Wassermassen durch eine scharfe, sehr stabil geschichtete Sprungschicht abgegrenzt war. Die Temperatur fiel innerhalb der Sprungschicht von 27°C auf Temperaturen kleiner als 20°C in einem vertikalen Bereich von weniger als 30 m (Abb. 6.10 a). Unterhalb dieser starken Schichtung waren die vertikalen Gradienten sehr schwach und das Wasser annähernd homogen (Abb. 6.10 b). Zusätzlich existierte ein stark ausgeprägter, oberflächennaher, nordwärtiger Strom mit Strömungsgeschwindigkeiten von  $> 50 \text{ cm s}^{-1}$  (Abb. 6.10 c).

Die schwache Schichtung zusammen mit der starken Stromscherung unterhalb von 60 m bildet ein Tiefenintervall, das prädestiniert ist für die Bildung von Richardson Instabilitäten. Die dimensionslose Richardson Zahl (siehe Gl. 6.1) ist entlang des Schnitts zwischen dem Ozeanboden und einer Wassertiefe von etwa 80 m kleiner als  $1/4$  (Abb. 6.10 e). Dieses wird als notwendige Bedingung für die Erzeugung von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten angesehen. Bei der Anregung von Instabilitäten wird der Hauptströmung Energie entzogen und dem turbulenten Regime zugeführt. Das bedeutet, dass eine schwach geschichtete Wassersäule, in der eine hinreichend barokline Geschwindigkeitsstruktur herrscht, instabil und schließlich turbulent werden kann, wie unterhalb der ausgeprägten nordwärtigen Strömung beobachtet wurde. Die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie überschreitet zwischen dem Ozeanboden und unterhalb von etwa 80 m jenseits der 100-m-Isobathe deutlich Werte von  $10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$  und teilweise  $10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$  (Abb. 6.10 f). Es ist davon auszugehen, dass die starke nordwärtige Strömung und die damit verbundene Bereitstellung von ausreichend großer kinetischer Energie die Schichtung erodiert, wodurch dann beschleunigt Energie dem turbulenten Regime zugeführt wird.

## 6.2. Vermischungsparametrisierung

Verschiedene Beobachtungen (z. B. GREGG, 1989; POLZIN ET AL., 1995) haben gezeigt, dass ein erhöhtes Maß an Turbulenz oft mit erhöhter Energie der vertikalen Scherung des horizontalen Geschwindigkeitsfeldes auf Skalen zwischen einigen Metern und Hunderten von Metern – der sogenannten Feinstruktur des Ozeans – in Verbindung steht. Diese Tatsache ist augenfällig, da allgemein angenommen wird, dass die Turbulenz ihre Energie aus dieser Feinstruktur des Ozeans bezieht. Die Parametrisierung der Dissipation von turbulenter kinetischer Energie mittels physikalischer Hintergrundparameter wie Scherung und Schichtung, die deutlich einfacher zu messen sind und zu einem gewissen Teil auch explizit von numerischen Modellen aufgelöst werden, ist eine Herausforderung, die eine Vielzahl von Forschern in den letzten Dekaden zu theoretischen sowie zu beobachtenden Studien animiert hat (z. B. HENYEY ET AL., 1986; GREGG, 1989; POLZIN ET AL., 1995; MACKINNON UND GREGG, 2003a, 2005).



**Abbildung 6.10.:** MSS Transect im August 2006. Gezeigt sind (von oben nach unten und von links nach rechts) die Temperatur,  $T$ , das Quadrat des Schichtungsparameters,  $N$ , die vom ADCP beobachteten Geschwindigkeitskomponenten  $U$  und  $V$ , die sich ergebende Richardson-Zahl,  $Ri$ , und die Dissipationsrate,  $\epsilon$ . Die schwarzen Konturlinien geben jeweils die Lage von Isopyknen im Abstand von  $0,1 \text{ kg m}^{-3}$  an.

Im Folgenden sollen die Dissipationsraten des Mikrostrukturdatensatzes mit Feinstrukturparametrisierungen verglichen werden, die auf simultan gemessenen Daten der Scherung (vom ADCP) und der Schichtung (von der CTD) basieren. In der Literatur findet man eine Vielzahl von Parametrisierungen, die zeitlich als auch räumlich großflächige Mittelwerte der Dissipation mit denen der Scherung und Schichtung verbinden. Diese Formulierungen wurden teilweise empirisch bestimmt oder basieren zum Teil auf analytischen Modellen des internen Wellenfelds. Ein Modell, das vielfach Verwendung findet und robust gegen Mikrostrukturbeobachtungen getestet wurde (GREGG, 1989; POLZIN ET AL., 1995), ist das von HENYEY ET AL. (1986), das in der Literatur auch oft als HWF-Modell bezeichnet wird. Das zugrunde liegende einfache analytische Modell beschreibt das Verhalten von Testwellen in einem durch interne Wellen hervorgerufenen Strömungsfeld unter Verwendung der Eikonalen Methode (HENYEY UND POMPHREY, 1983). Die Testwellen wurden mit dem Monte Carlo Verfahren simuliert. Durch die Wechselwirkung mit dem vorherrschenden Scherungsfeld der umgebenden größeren Wellen schrumpft die vertikale Struktur der Testwellen, bis sie anfällig für Instabilitäten werden und brechen. Die Rate der turbulenten Dissipation ist darin verbunden mit dem Energiefluss zu kleineren Skalen, wie er durch die Eikonale Gleichungen beschrieben wird. Formal lässt sich der spektrale Energietransfer zu höheren vertikalen Wellenzahlen (zu kleineren Skalen) folgendermaßen mit der turbulenten Dissipation in Verbindung setzen:

$$\varepsilon = \left\langle \frac{\partial E}{\partial k} \left( - \frac{d\mathbf{U}}{dz} \cdot \mathbf{k} \right) \right\rangle . \quad (6.2)$$

$k$  bezeichnet darin die vertikale Wellenzahl,  $\mathbf{U}$  ist das Hintergrundgeschwindigkeitsfeld,  $\mathbf{k}$  ist der Wellenzahlvektor der Testwelle, und die eckigen Klammern markieren eine Mittlung über räumliche und zeitliche Skalen. Für die Form der Energiedichte und somit für den  $\partial E/\partial k$  Term wurde das interne Wellenfeld von MUNK (1981) verwendet. Im nachfolgenden wird hier eine Modifikation der HWF-Parametrisierung verwendet, wie sie von GREGG (1989) vorgeschlagen wurde. Die resultierende Parametrisierung der Dissipationsrate, wie sie üblicherweise als Gregg-Henyey-Skalierung (im Nachfolgenden GH) bezeichnet wird, besitzt die folgende Form:

$$\varepsilon_{GH} = 1,8 \times 10^{-6} \left( f \cosh^{-1} \left( \frac{N_0}{f} \right) \right) \left( \frac{N^2}{N_0^2} \right) \left( \frac{S_{10}^4}{S_{GM}^4} \right) , \quad (6.3)$$

mit der Einheit  $\text{W kg}^{-1}$ , wobei  $N_0 = 5,2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$  eine Referenz Brunt-Väsiälä-Frequenz beschreibt,  $f$  die Coriolisfrequenz,  $S_{10}$  ist die beobachtete Scherungsvarianz auf Skalen größer als 10 m und  $S_{GM}$  beschreibt die entsprechende Varianz der Scherung im Garrett-Munk Spektrum, in etwa  $3,6 \times 10^{-3} \langle N^2/N_0^2 \rangle^{0,5}$ .

Für Schelfregionen schlugen MACKINNON UND GREGG (2003a) eine andere Feinstrukturskalierung vor (im Folgenden MG-Modell), die die Dissipationsraten in Abhängigkeit der niederfre-

quenten Scherung ( $S_{lf}$ ) beschreibt:

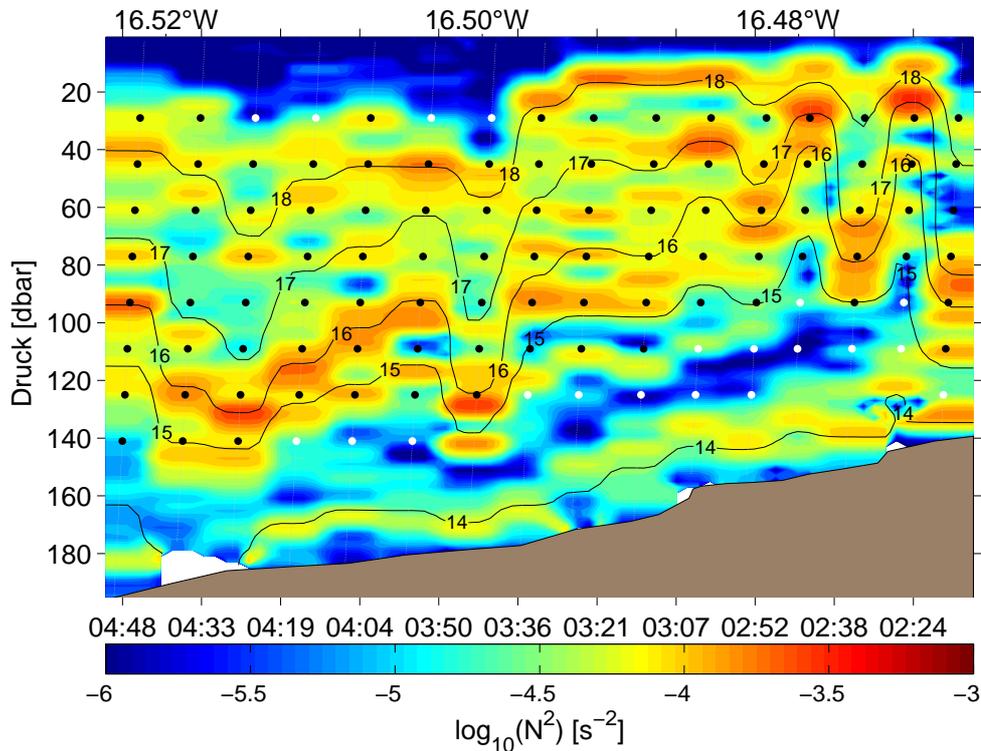
$$\varepsilon_{MG} = \varepsilon_0 \left( \frac{N}{N_0} \right) \left( \frac{S_{lf}}{S_0} \right) , \quad (6.4)$$

wobei die Referenzwerte für die Scherung ( $S_0$ ) und Schichtung ( $N_0$ ) als 3 cph angesetzt werden und  $\varepsilon_0 = 6,9 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ . Diese Formulierung basiert ebenfalls auf dem analytischen Modell von HENYEY ET AL. (1986) und beschreibt den Energiefluss der internen Wellen zu kleineren vertikalen Skalen aufgrund von Wellen-Wellen-Wechselwirkungen. Aber anstatt die Garrett-Munk Form des internen Wellenspektrums zu benutzen, nutzten die Autoren die Tatsache aus, dass unter WKB-Skalierung (welche die Tiefe so skaliert, dass die Schichtung konstant ist), der Term  $\partial E / \partial k \approx N$ .

Die Konstante  $\varepsilon_0$ , die verschiedene unbekannte Größen zusammenfasst, wurde bestimmt, indem die sich ergebenden  $\varepsilon_{MG}$  Werte an beobachtete Dissipationsraten vom Neu-England Schelf angepasst wurden. Für eine ausführliche Beschreibung dieses Modells sowie dessen Herleitung sei auf MACKINNON UND GREGG (2003a) sowie auf das Manuskript im Anhang A verwiesen.

Um die am Hang und auf dem Schelf von Mauretanien beobachteten Dissipationsraten mit dem MG- und GH-Modell zu vergleichen, werden die Dissipationsraten  $\varepsilon_{GH}$  und  $\varepsilon_{MG}$  in vergleichbarer Vorgehensweise zu der bei MACKINNON UND GREGG (2003a) beschriebenen berechnet. Unterschiede ergeben sich für die Berechnung der Geschwindigkeitsscherung aus den ADCP-Daten, die mit 8 m bzw. 16 m vertikaler Auslösung gemessen wurden. Es wird die Scherung aus 32 m tiefpassgefilterten, über eine Stunde gemittelten Geschwindigkeitsprofilen berechnet. Die Verwendung eines Tiefpassfilters ist notwendig, da das Wellenzahlenspektrum der Geschwindigkeitsscherung aufgrund von Rauschen in den Messungen oberhalb der Sättigungswellenzahl keinen Abfall zeigt. Der Verlust an Varianz, der sich aus dem Filtern ergibt, wird dadurch kompensiert, dass die Skalierungsgrößen  $S_0$  in Gleichung 6.4 sowie  $S_{GM}$  in der Gleichung 6.3 so angepasst werden, dass sie nur noch den eingeschränkten Wellenzahlenbereich widerspiegeln. Die Integration des Garrett-Munk Scherungsspektrums bis zu Wellenzahlen kleiner als  $32^{-1} \text{ m}^{-1}$  resultiert in 1,3 cph. Daher wird anstelle eines Wertes von  $S_0 = 3 \text{ cph}$  in Gleichung 6.4, der aus der vollständigen Integration des Garrett-Munk Scherungsspektrums resultiert,  $S_0 = 1,3 \text{ cph}$  verwendet. Vergleichbar wird  $S_{GM}$  in Gleichung 6.3 durch  $1,3 \times (N/N_0) \text{ cph}$  ( $S_{GM}^4 = 2,4 \times 10^{-11} (N^2/N_0^2)^2$ ) ersetzt. Zusätzlich muss der Verlust an Varianz, der sich aus dem räumlichen Mitteln bei der Geschwindigkeitsbestimmung aus ADCP-Messungen ergibt, Rechnung getragen werden. Dieses wird POLZIN ET AL. (2002) folgend erreicht, indem eine Korrektur der Form  $\text{sinc}^4(\Delta x k)$ , wobei  $\Delta x$  die Binlänge des ADCP ist und  $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/(\pi x)$ , für alle Wellenzahlen kleiner als  $32^{-1} \text{ m}^{-1}$  angebracht wird.

Der Vorgehensweise von MACKINNON UND GREGG (2003a) folgend werden die beobachteten  $\varepsilon$  und  $N^2$  Daten vertikal mit einem 16 m Bartlett Fenster geglättet und auf das von den ADCP-Daten vorgegebene Gitter mit in der Regel 8 m vertikaler Auflösung gebracht. Oberflächen- sowie bodennahe Bereiche sind nicht Teil des nachfolgenden Vergleiches aufgrund von Einschränkun-



**Abbildung 6.11.:** Schichtungsverhältnisse, die während des MSS-Schnittes 2 von der Mikrostruktursonde bestimmt wurden. Die Punkte zeigen dabei, in welcher Form die Daten der Mikrostruktursonde in die Parametrisierung eingehen. Ausgangspunkt ist jeweils das Vorhandensein von Scherungsinformationen aus ADCP-Beobachtungen. Aus diesem Grund bleiben boden- sowie oberflächennahe Bereich stets unberücksichtigt. Den einzelnen Punkten werden dann wie im Text beschrieben aus den kontinuierlichen Mikrostrukturprofilen mittlere  $\varepsilon$  und  $N^2$  Werte zugeordnet. Die weißen Punkte markieren dabei individuelle Beobachtungen, für die sich  $Ri < 1/4$  ergibt und die daher von der Parametrisierung unberücksichtigt bleiben.

gen, die sich aus der Verwendung von ADCP-Daten<sup>1</sup> zur Bestimmung des Geschwindigkeitsprofils ergeben. Ferner werden Teile der Wassersäule, in denen die Richardson-Zahl die Schranke von  $1/4$  unterschreitet, ebenfalls ausgeschlossen, da keine der beiden Skalierungen Gültigkeit beim Auftreten von Kelvin-Helmholtz Instabilitäten besitzen. Als Resultat dieser Einschränkungen sind die in dem vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Bänder von schwacher Schichtung zu einem großen Teil ausgeschlossen (Abb. 6.11).

Für den nachfolgenden Vergleich wurden alle Mikrostrukturprofile verwendet, die zur Auftriebssaison küstenwärts der 450-m-Isobathe aufgezeichnet wurden. Insgesamt beinhaltet der Datensatz demnach etwa 250 Mikrostruktur-, CTD- und einstündige ADCP-Profile vom Kontinentalhang und rund 210 Profile vom Schelf, die dann 2900 bzw. 900 individuelle acht Meter Abschätz-

<sup>1</sup>VMADCPs liefern erst ab einer gewissen Tiefe unterhalb des Schiffsrumpfes brauchbare Daten (für die Geräte, die innerhalb dieser Arbeit verwendet wurden, ab etwa 25 m). Außerdem ermöglichen sie keine glaubwürdigen Geschwindigkeitsabschätzungen innerhalb der unteren 15% der Wassersäule aufgrund von Interferenzen mit dem Bodenecho.

ungen von  $\varepsilon_{GH}$ ,  $\varepsilon_{MG}$  und  $\varepsilon_{obs}$  liefern.

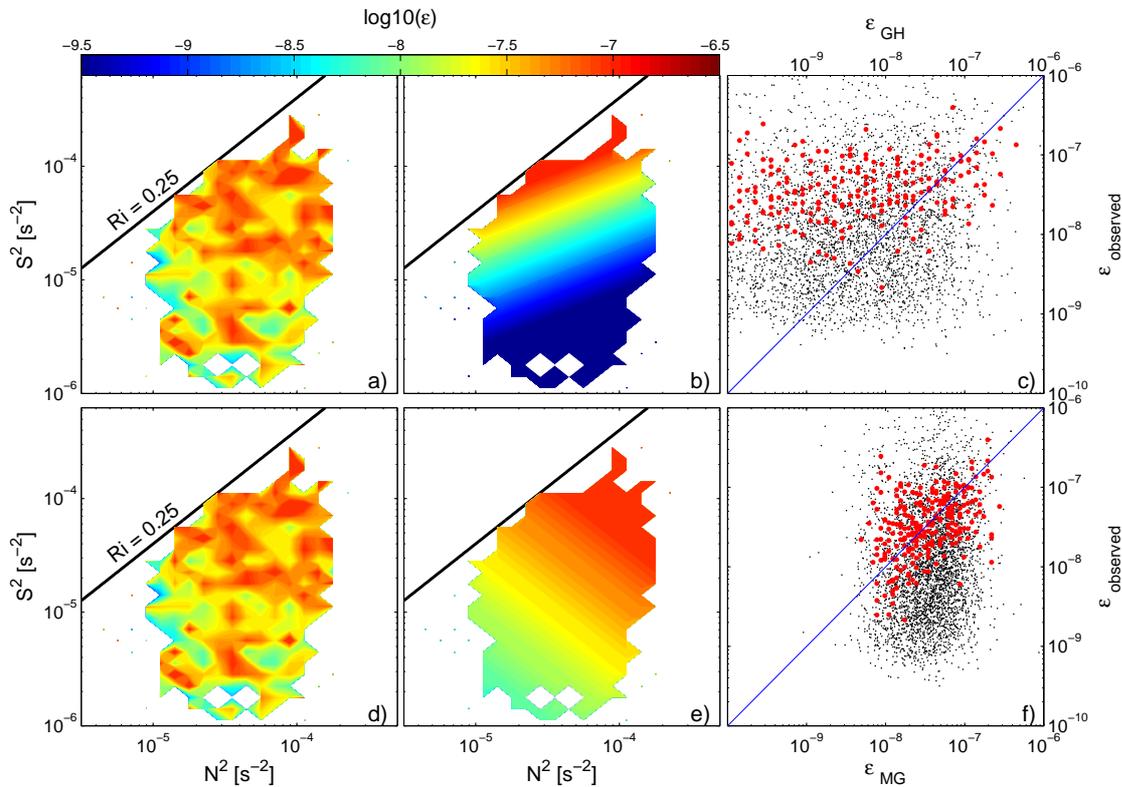
Die mittlere beobachtete Dissipationsrate für Wassertiefen von weniger als 450 m beträgt  $\varepsilon_{obs} = 4,9 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$  und ist (wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt) deutlich erhöht im Vergleich zu den Regionen weiter entfernt von der Küste. Die mittlere Dissipationsrate, die sich nach der GH-Skalierung aus Schichtungs- und Scherungswerten vom Schelf und dem Kontinentallhang berechnet, liefert einen etwas kleineren Wert von  $1,7 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$ .

Bedenkt man die deutlichen Abweichungen des beobachteten Frequenzspektrums zu dem GM-Modell insbesondere für hohe Frequenzen, so ist diese vergleichsweise gute Übereinstimmung der mittleren  $\varepsilon_{GH}$  und  $\varepsilon_{obs}$  bemerkenswert. Die Variabilität der  $\varepsilon_{GH}$  ist ebenfalls vergleichbar mit der Variabilität der beobachteten  $\varepsilon_{obs}$  ( $1,0 \times 10^{-12} \leq \varepsilon_{GH} \leq 1,5 \times 10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$  gegenüber  $3,1 \times 10^{-10} \leq \varepsilon_{obs} \leq 2,5 \times 10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$ ), insbesondere, wenn das Rauschniveau der Mikrostruktursonden berücksichtigt wird. Ungeachtet dessen zeigen aber die individuellen Abschätzungen für  $\varepsilon_{GH}$  und  $\varepsilon_{obs}$  eine sehr große Streuung (schwarze Punkte in Abb. 6.12 c), und ein eindeutiger Zusammenhang zwischen beobachteten und parametrisierten Dissipationsraten ist nicht zu erkennen. Diese Tatsache deutet bereits an, dass eine große Anzahl von Geschwindigkeits- und CTD-Daten notwendig ist, um aussagekräftige Mittelwerte zu berechnen.

Die sich aus der MG-Skalierung ergebende, mittlere Dissipationsrate ( $\varepsilon_{MG}$ ) ist um den Faktor 20 kleiner als die im Mittel beobachteten  $\varepsilon_{obs}$ . Um eine Übereinstimmung der mittleren Dissipationsraten zu erreichen, muss die Konstante  $\varepsilon_0$  in Gleichung 6.4 zu  $\varepsilon_0 = 1,6 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$  geändert werden. Die Streuung der individuellen  $\varepsilon_{MG}$  Abschätzungen ( $9,1 \times 10^{-10} \leq \varepsilon_{MG} \leq 8,7 \times 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$ ) ist weniger breit als die der beobachteten Dissipationsraten. Direkte Vergleiche zwischen individuellen Werten von  $\varepsilon_{MG}$  und  $\varepsilon_{obs}$ , die aus simultanen Messungen bestimmt wurden, zeigen ähnlich wie bei der GH-Skalierung keinen klaren Zusammenhang (Abb. 6.12 f, schwarze Punkte).

Ungeachtet der Unzulänglichkeiten der MG-Skalierung für diese Daten zeigten frühere Studien von anderen Schelfregionen, dass die funktionale Abhängigkeit von  $\varepsilon_{obs}$  von der Scherung und der Schichtung besser durch die MG-Skalierung wiedergegeben wird als von der GH-Skalierung (z. B. CARTER ET AL., 2005; PALMER ET AL., 2008). Diese funktionale Abhängigkeit lässt sich am besten illustrieren, wenn die beobachteten Dissipationsraten in ein logarithmisch gleichmäßig eingeteiltes Raster von  $S^2$  und  $N^2$  gemittelt werden (Abb. 6.12a,d). In dieser Betrachtungsweise zeigt sich der größte Unterschied zwischen den beiden Parametrisierungen darin, dass für eine feste Scherung die Dissipationsraten mit steigender Schichtung bei der GH-Skalierung (Abb. 6.12 d) abnehmen, während sie bei der MG-Skalierung (Abb. 6.12 e) zunehmen. Obwohl diese Beziehung für den vorliegenden Datensatz schwach ist, zeigen die in das  $S^2/N^2$ -Raster gemittelten Dissipationsraten einen Anstieg mit steigender Schichtung.

Allerdings birgt die Tatsache, dass  $\varepsilon_0$  in Gleichung 6.4 zunächst nicht bekannt ist, große Einschränkungen für die Anwendbarkeit der MG-Skalierung. Ähnlich wie zu den hier gezeigten Beobachtungen zeigten auch schon frühere Studien, dass die Wahl eines angemessenen  $\varepsilon_0$  sowohl



**Abbildung 6.12.:** Beobachtete Dissipationsraten gemittelt über Boxen von logarithmisch gleichmäßig eingeteilten Segmenten der Schichtung und der Scherung (a, d). Es sind nur Daten gezeigt, für die gilt:  $Ri > 1/4$ . Zum Vergleich ist die funktionale Abhängigkeit der  $\epsilon_{GH}$  (b) und  $\epsilon_{MG}$  (e) Parametrisierung von der Scherungs- und Schichtungsvarianz gezeigt. c) und f) zeigen individuelle (schwarz) und über Boxen gemittelte (rot) parametrisierte Dissipationsraten  $\epsilon_{GH}$  und  $\epsilon_{MG}$  gegen die zugehörigen Beobachtungen  $\epsilon_{obs}$ .

für dieselbe Position zu unterschiedlichen Jahreszeiten (d. h. für unterschiedliche Schichtungsverhältnisse innerhalb der saisonalen Thermoklinen) (MACKINNON UND GREGG, 2005) als auch für andere Schelfregionen variiert (z. B. CARTER ET AL., 2005; PALMER ET AL., 2008). Der Wert, der hier für  $\epsilon_0$  bestimmt wurde, beschreibt den höchsten Wert im Vergleich zu vorangegangenen Studien. Ähnlich ist auch die hier beobachtete mittlere Dissipationsrate größer als in anderen Studien beobachtet. CARTER ET AL. (2005) vermuteten bereits, dass einige grundlegende, physikalische Mechanismen von der MG-Skalierung unberücksichtigt bleiben, wie z. B. das Streuen von Wellen an der Topographie und der daraus resultierende Energietransfer zu höheren Wellenzahlen. Die hier gezeigten Ergebnisse stammen von einem Kontinentalhang, der oftmals annähernd kritisch für die  $M_2$ -Frequenz ist. Eine derartige Hangneigung begünstigt die Erzeugung von hochfrequenten, nichtlinearen Wellen, wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt wurde. Ferner lässt sich vermuten, dass diese nichtlinearen Wellen die dominante Quelle für die beobachteten, hohen Dissipationsraten sind. Da die Scherung, die durch diese Wellen verursacht wird, stark gedämpft

ist durch die Verwendung von einstündig gemittelten, tiefpassgefilterten Geschwindigkeitsprofilen zur Scherungsberechnung in der MG-Skalierung, bleibt das Maß an Nichtlinearität dieser internen Wellen weitestgehend unberücksichtigt. Dieses mag das Fehlen einer klaren, funktionalen Abhängigkeit von  $\varepsilon_{obs}$  von der Varianz der Scherung und Schichtung erklären, wie sie in früheren Studien für Regionen gefunden wurde, in denen lineare interne Wellen dominant sind.

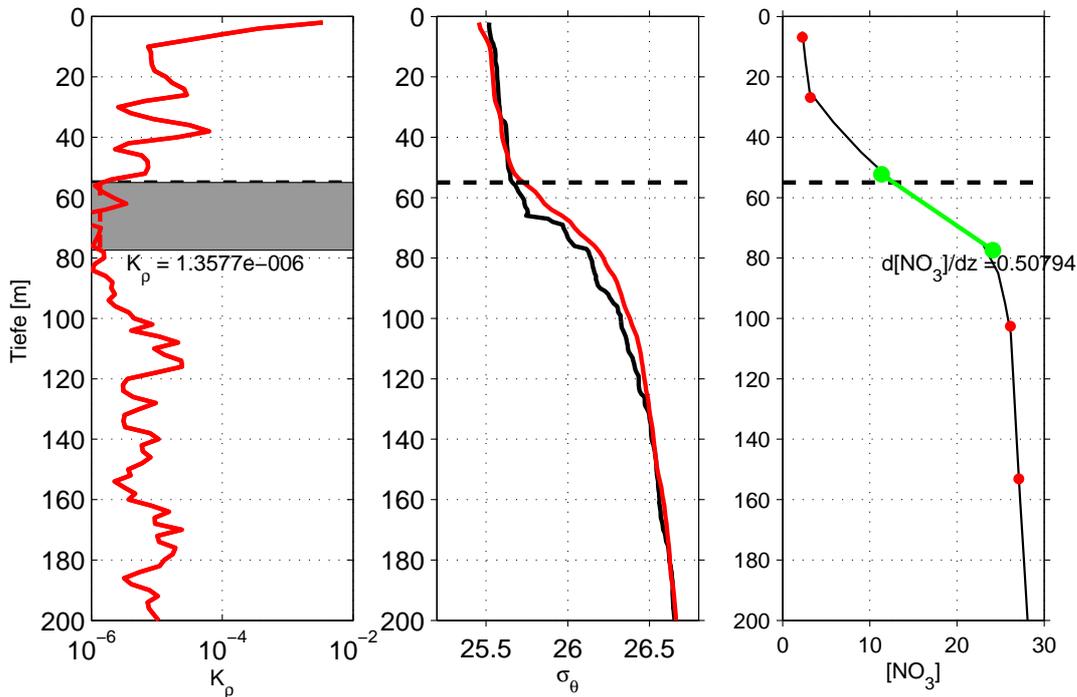
Ein eher unerwartetes Ergebnis ist die gute Übereinstimmung zwischen den mittleren beobachteten Dissipationsraten und den mittleren Dissipationsraten, die sich aus der GH-Skalierung ergeben. Unerwartet aus dem Grund, weil die zugrundeliegende Theorie der Wellen-Wellen-Wechselwirkung (HENYEY ET AL., 1986) weder die Wechselwirkung interner Wellen mit der Topographie noch die Erzeugung von nichtlinearen, internen Wellen berücksichtigt, die aber oftmals entlang der mauretanischen Küste beobachtet wurden. Nichtsdestotrotz fanden auch CARTER ET AL. (2005) ähnlich gute Übereinstimmungen zwischen mittleren Dissipationsraten bestimmt nach Gleichung 6.3 und Beobachtungen aus Mikrostrukturmessungen für die Schelfregion der Bucht von Monterey. Schlussfolgernd lässt sich festhalten, dass obwohl die MG-Skalierung die funktionale Abhängigkeit der Dissipation von Scherung und Schichtung besser wiederzugeben scheint, sich doch die Verwendung einer Skalierung nach Gleichung 6.3 als brauchbarer für die Berechnung von mittleren Größen der Turbulenz erweist.

### 6.3. Diapyknische Stoffflüsse

Die irreversible turbulente Vermischung im Ozean beeinflusst jegliche Verteilung von Tracern, seien es dynamisch relevante wie Temperatur und Salzgehalt oder auch biogeochemisch bedeutsame Stoffe wie Nährstoffe, Sauerstoff oder andere gelöste Gase. Insbesondere für Schelf- und Küstenregionen haben Untersuchungen gezeigt, dass die turbulente Vermischung ein entscheidender Mechanismus für die Umverteilung von Wassermasseneigenschaften ist (z. B. AIKMAN, 1984; SHARPLES ET AL., 2001a).

Die Turbulenz entzieht dabei dem internen Wellenfeld kinetische Energie und wendet diese auf, um entgegen der Schichtung zum Beispiel Wärme und Salz neu zu verteilen und in potenzielle Energie umzuwandeln. Die Turbulenz kann dabei angeregt werden durch Störungen an der Oberfläche durch Windstress, am Boden durch Bodenreibung oder auch innerhalb der geschichteten Wassersäule durch dynamische Instabilitäten interner Wellen (MACKINNON UND GREGG, 2005). SANDSTROM UND ELLIOTT (1984) zeigten, dass das Brechen und Dissipieren von starken solitären internen Wellen (SIWs) episodisch für Vermischungsereignisse verantwortlich ist, die dabei Nährstoffe in die Ozeandeckschicht pumpen und eine Blüte von Primärproduktion erzeugen.

An dem Beispiel von Nitrat, das in den meisten Fällen der limitierende Faktor für die biologische Produktion im Ozean ist, haben HALES ET AL. (2005) für die Küste von Oregon gezeigt, dass  $1/4$  des totalen vertikalen Transports durch turbulente Vermischung erfolgt und diese damit einen



**Abbildung 6.13.:** Exemplarische Stationsbeobachtungen vom 25.01.2007 bei 17,5°W und 17,7°N zur Veranschaulichung der diapyknischen Nitratflussberechnung. Von links nach rechts vertikale Profile des turbulenten Austauschkoefizienten,  $K_p$ , der Dichte,  $\sigma_\theta$  (schwarz von Mikrostruktursonde und rot von CTD), und der Nitratkonzentration,  $[\text{NO}_3]$ . Horizontale gestrichelte Linien geben die MLD an, der grau schraffierte Bereich im linken Bild kennzeichnet das Mittelungsintervall.

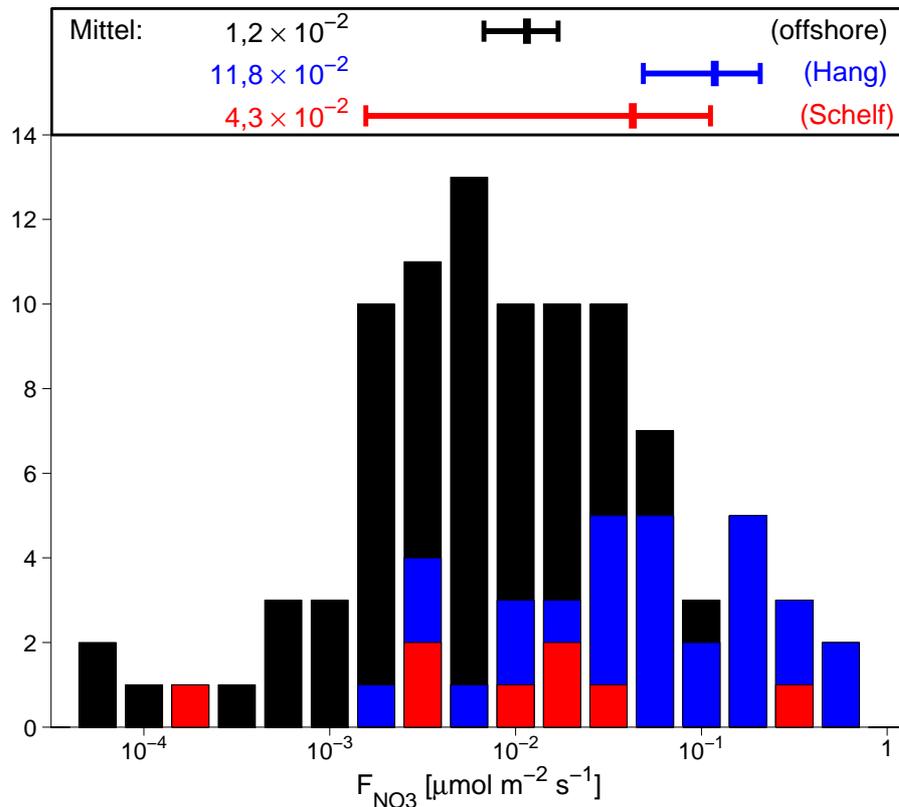
bedeutenden, irreversiblen Beitrag zu der beobachteten hohen biologischen Produktivität auf dem Schelf leistet.

Nachfolgend werden die aus der Turbulenz resultierenden, vertikalen Flüsse von Nitrat sowie Lachgas präsentiert. Zunächst wird kurz anhand einer Station die Berechnungsweise der turbulenten Flüsse exemplarisch vorgestellt. Da die Mikrostrukturbeobachtungen bereits eindrucksvoll zeigten, dass das mittlere Niveau der Turbulenz zwischen den unterschiedlichen topographischen Umgebungen stark variiert, wird insbesondere ein Fokus auf die regionale Verteilung der Flüsse gelegt. Abschließend wird die Bedeutung der turbulenten Flüsse diskutiert.

### 6.3.1. Regionale Verteilung der turbulenten Flüsse

#### Nitratflüsse

Auf jeder Station, auf der Turbulenzbeobachtungen durchgeführt wurden und annähernd gleichzeitig diskrete Wasserproben von Schöpfern genommen wurden, die anschließend im Labor auf Nährstoffe untersucht wurden, wurde der diapyknische Transport an der Unterkante der durch-



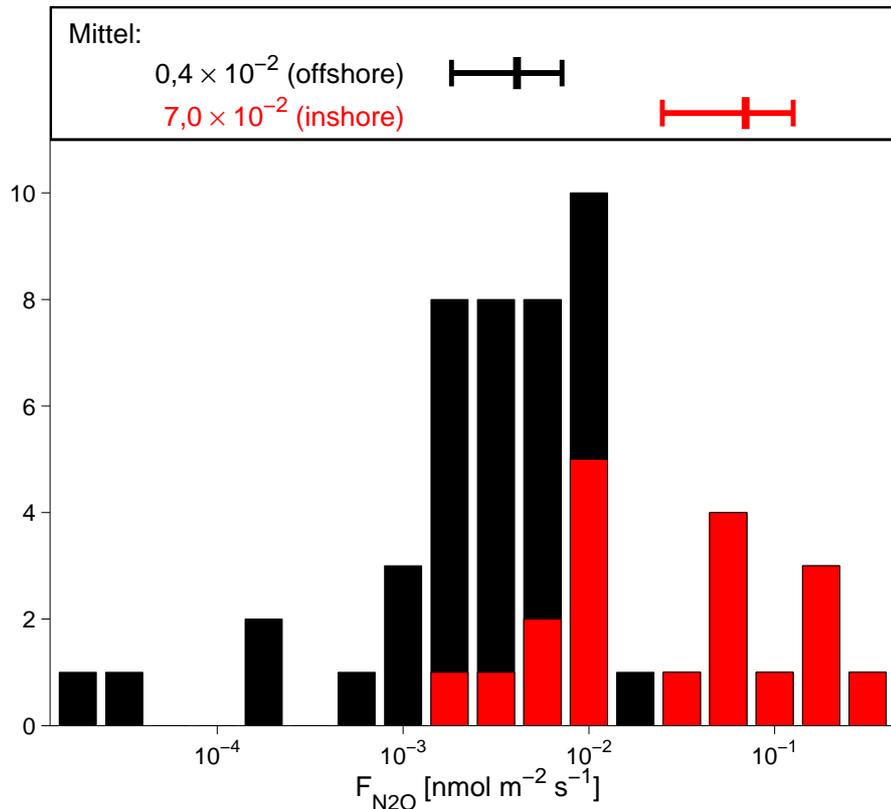
**Abbildung 6.14.:** Histogramm aller Abschätzungen des turbulenten diapyknischen Nitrattransports in die Mixed Layer während der Auftriebssaison. Eine regionale Einteilung erfolgte über die zugehörige Wassertiefe,  $Z$ , (schwarz  $Z > 450$  m, blau  $450 \text{ m} < Z < 95$  m, rot  $Z < 95$  m). Regional gemittelte Flüsse sowie Fehlerabschätzungen sind im oberen Teil der Abbildung gegeben.

gemischten Schicht bestimmt. Der Fluss wurde dabei abgeschätzt über:

$$F_{NO_3} = K_\rho \cdot \frac{\partial[NO_3]}{\partial z} \quad , \quad (6.5)$$

dabei bezeichnet  $[NO_3]$  die Nitratkonzentration und  $K_\rho$  den turbulenten Austauschkoeffizienten, der entsprechend der Gleichung 3.1 aus den Mikrostrukturmessungen bestimmt wurde. Die vertikalen Gradienten der Nitratkonzentration können dabei nur über verhältnismäßig große vertikale Distanzen bestimmt werden, da sie auf die diskreten Schöpferproben zurückgehen. Der Austauschkoeffizient wird daher als Mittelwert über das Tiefenintervall, das durch die Schöpfer eingeschlossen wird, benutzt. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 6.13 die für die Berechnung notwendigen Parameter exemplarisch gezeigt.

Die Häufigkeitsverteilung aller turbulenten, diapyknischen Nitratflüsse am Fuße der Deckschicht während der Auftriebssaison (Abb. 6.14) zeigt, dass die individuellen Abschätzungen über mehr als drei Größenordnungen streuen. Es wird ebenfalls deutlich, dass die Flüsse küstenwärts der 450-m-Isobathe (blau und rot) im Mittel um etwa eine Größenordnung erhöht sind gegenüber den



**Abbildung 6.15.:**  $N_2O$ -Flüsse in die Mixed Layer bestimmt aus Mikrostrukturmessungen der turbulenten Diffusivität und diskreten Wasserproben der  $N_2O$ -Konzentrationen. Eine regionale Unterteilung zwischen küstennahen (rot) und küstenfernen (schwarz)  $N_2O$ -Flüssen wurde anhand der 450-m-Isobathe vorgenommen. Regional gemittelte Flüsse sowie Fehlerabschätzungen sind im oberen Teil der Abbildung gegeben.

Flüssen im offenen Ozean (schwarz). Insbesondere der Bereich oberhalb des Kontinentalabhangs zeigt stark erhöhte Flüsse von im Mittel  $11,8 (4,9 - 20,7) \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Die Werte in Klammern bezeichnen obere und untere statistische Unsicherheiten, für eine detaillierte Beschreibung ihrer Berechnung sei auf den Anhang B verwiesen. Dahingegen sind die Flüsse auf dem Schelf in der Regel nur schwach erhöht im Vergleich zum mittleren Fluss im offenen Ozean von  $1,2 (0,6 - 1,7) \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Diese Tatsache lässt sich dadurch erklären, dass zwar die Stärke der Turbulenz vergleichbar ist mit den Verhältnissen über dem Hang, aber die vertikalen Gradienten der Nitratkonzentrationen deutlich schwächer sind. Das Wasser auf dem Schelf ist bereits weitestgehend durchmischt. Die starke Streuung der Flussabschätzungen einzelner Stationen verdeutlicht ferner, dass die mittleren Flüsse durch individuelle Vermischungsereignisse dominiert werden.

### Lachgasflüsse

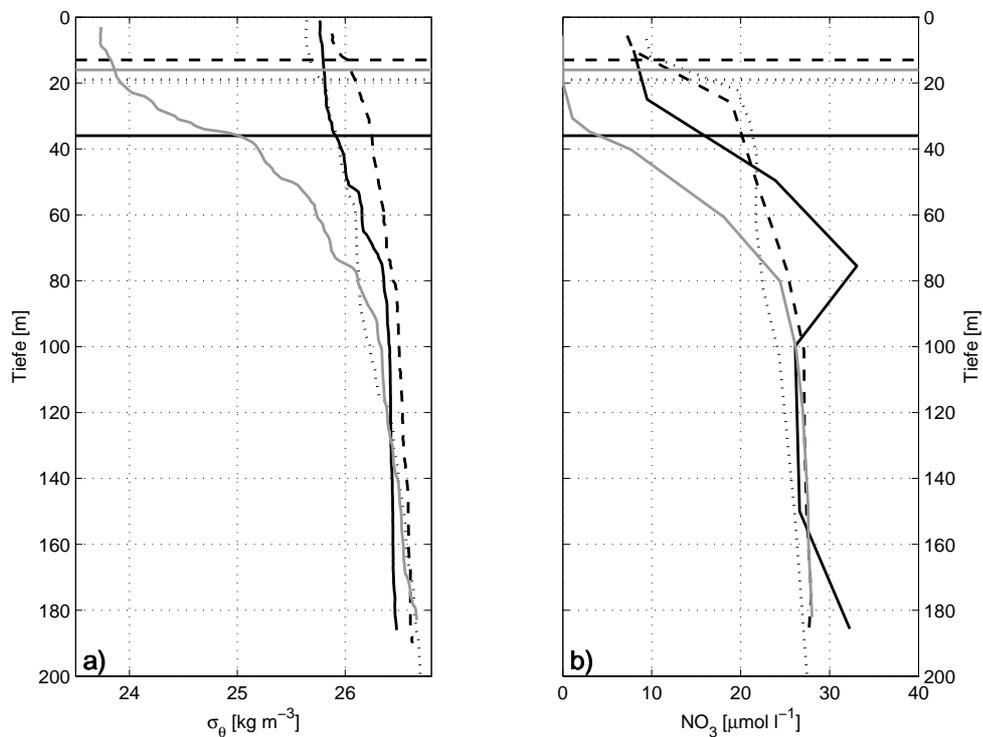
In analoger Form wurden auch die vertikalen Einträge von Lachgas in die winddurchmischte

Deckschicht berechnet (Abb. 6.15). Die im Mittel für die von der Küste entfernten Stationen beobachteten  $\text{N}_2\text{O}$ -Flüsse von  $0,4 (0,2 - 0,7) \times 10^{-2} \text{ nmol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  stimmen sehr gut mit Beobachtungen für den offenen tropischen Nordatlantik überein (WALTER ET AL., 2006). Die Flüsse oberhalb des Kontinentalhangs und auf dem Schelf sind ähnlich zu den  $\text{NO}_3$ -Flüssen um mehr als einen Faktor 10 erhöht und resultieren in einem mittleren Fluss von  $7,0 (2,5 - 12,6) \times 10^{-2} \text{ nmol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (entsprechend  $6 \times \mu\text{mol m}^{-2}$  pro Tag).

Im Zuge dieser Untersuchung standen deutlich weniger Flussabschätzungen für  $\text{N}_2\text{O}$  im Vergleich zu  $\text{NO}_3$  zur Verfügung. Aus diesem Grund wurde darauf verzichtet, eine Unterscheidung zwischen Kontinentalhang und Schelf vorzunehmen.

### 6.3.2. Saisonalität der turbulenten Flüsse

Wie in Kapitel 4 beschrieben, ist das Upwelling aufgrund der sich ändernden Windverhältnisse in dem Untersuchungsgebiet ein saisonales Phänomen, das weitreichende Konsequenzen auf die Wassersäule hat. Daher ist zu erwarten, dass die aus der turbulenten Vermischung resultierenden Stoffflüsse auch saisonal unterschiedlich sind. Betrachtet man z. B. die jahreszeitliche Änderung der Dichteprofile an einer Station (Abb. 6.16a), so werden drastische Unterschiede erkennbar. Im



**Abbildung 6.16.:** Exemplarische CTD-Profile aufgezeichnet bei 18°N und 16,5°W im Winter schwarz (P347 durchgehende Linie, P348 unterbrochene Linie und ATA3 gepunktete Linie) und im Sommer grau (M68/3). a) zeigt Dichteprofile und b) Nitratprofile. Horizontal verlaufende Linien geben die jeweiligen Mixed Layer Tiefen an.

Sommer wird die Mixed Layer durch sehr warmes und leichtes Wasser gebildet. Zum Vergleich sind die Oberflächendichten während aller Winter- bzw. Frühjahrsbeobachtungen deutlich höher. In Tiefen von etwa 100 m sind hingegen keine saisonalen Dichteunterschiede an dieser Position auszumachen. Das bedeutet zwangsläufig, dass die Schichtung oberhalb von 100 m im Sommer im Vergleich zur Upwellingsaison deutlich erhöht ist. Aus rein energetischen Überlegungen kann man somit sagen, dass im Sommer deutlich mehr Energie erforderlich ist, um entgegen dieser verstärkten Schichtung Wasserpartikel vertikal zu transportieren. Darüber hinaus sorgt der Wind für eine Präkonditionierung, indem er nährstoff- sowie  $N_2O$ -reicheres Wasser aus tieferen Schichten näher an die Oberfläche zieht. Auch anhand der Nitratprofile sind in Tiefen von ca. 100 m keine saisonalen Unterschiede zu erkennen, wohingegen oberhalb von 80 m die Nitratkonzentration (Abb. 6.16b) während der Sommerbeobachtung im Vergleich zu den Winterbeobachtungen deutlich erniedrigt war. Insbesondere der vertikale Gradient unterhalb der Mixed Layer, der für die gezeigten diapyknischen Einträge entscheidend ist, war um etwa den Faktor 10 verringert. Aufgrund der Tatsache, dass während der Sommerreise nicht ausreichend Abschätzungen der turbulenten Nitratflüsse zur Verfügung standen, um einen robusten mittleren Nitratfluss zu bestimmen, sei hier nur auf den mittleren vertikalen Nitratgradienten unterhalb der Mixed Layer verwiesen. Es ist aber davon auszugehen, dass der durch Vermischung hervorgerufene Nitratintrag in die Deckschicht gegenüber den Auftriebsmonaten im Sommer reduziert ist.

### 6.3.3. Bilanzgleichung der Deckschicht

Um die Bedeutung der präsentierten turbulenten Flüsse von Nitrat und Lachgas in die Mixed Layer einordnen zu können, sei hier zunächst eine allgemeine Tracer-Bilanz der Mixed Layer betrachtet. Die zeitliche Entwicklung einer Tracer-Konzentration,  $C$ , lässt sich beschreiben als:

$$\underbrace{\frac{\partial C}{\partial t}}_I + \underbrace{\sum_i u_i \frac{\partial C}{\partial x_i}}_{II} = D_C \underbrace{\sum_i u_i \frac{\partial C}{\partial x_i}}_{III} + \underbrace{\sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} K_i \frac{\partial C}{\partial x_i}}_{IV} + \underbrace{J(C)}_V \quad (6.6)$$

- I. lokale zeitliche Änderung der Konzentration
- II. Traceradvektion
- III. molekulare Diffusion
- IV. turbulente Diffusion
- V. Volumenterm.

Die Funktion  $J(C)$  fasst dabei eine Reihe von Prozessen (physikalisch, chemisch oder biologisch) zusammen, denen der Tracer  $C$  unterworfen ist (wie z. B. Austausch über die Grenzfläche Ozean-Atmosphäre, lokaler Verbrauch oder Erzeugung). Für die nachfolgenden Betrachtungen

soll zunächst angenommen werden, dass es innerhalb der Deckschicht keine horizontalen Gradienten in der Tracerkonzentration gibt und dass der turbulente den molekularen Fluss dominiert, so dass letzterer vernachlässigt werden kann. Damit vereinfacht sich Gleichung 6.6 zu:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + w \frac{\partial C}{\partial z} = K_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + J(C) \quad . \quad (6.7)$$

Durch vertikale Integration dieser Gleichung von der Oberfläche bis zur Tiefe H erhält man:

$$H \frac{\partial C}{\partial t} = -w \cdot (\overline{C_{0-H}} - C_H) + K_z \frac{\partial C}{\partial z} + H \cdot J(C) \quad . \quad (6.8)$$

Hierbei beschreibt die Konzentration  $\overline{C_{0-H}}$  die mittlere Konzentration in der Schicht von der Oberfläche bis zur Tiefe H. Für den Fall, dass es keine horizontalen Gradienten gibt, ist  $K_z = K_\rho$ . Somit spiegelt der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung 6.8 die im vorangegangenen Abschnitt präsentierten diapyknischen, turbulenten Flüsse wider, wenn die Tiefe H als die Mixed Layer Tiefe angesehen wird. Im Folgenden sollen nun die beiden anderen Terme auf der rechten Seite von Gleichung 6.8 jeweils für  $\text{NO}_3$  und  $\text{N}_2\text{O}$  betrachtet und mit den turbulenten Flüssen verglichen werden.

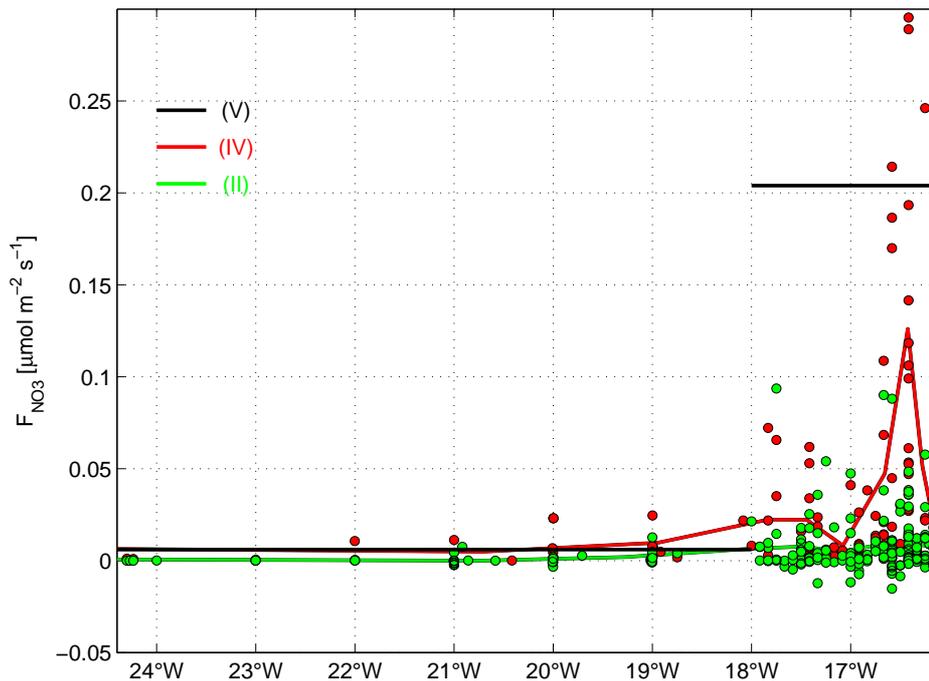
Die Verwendung der Mixed Layer Tiefe als Untergrenze der vertikalen Integration bietet sich an, da die photosynthetische Kohlenstofffixierung und damit der Nährstoffverbrauch zum Großteil innerhalb dieser Schicht erfolgt und die vom Wind angetriebenen Ekmantransporte sich im Wesentlichen auf diese Schicht beschränken (MACCREADY UND QUAY, 2001). Darüber hinaus kann angenommen werden, dass sich das Wasser innerhalb der Mixed Layer als ein Wasserpaket verhält und als solches mit der Atmosphäre in Wechselwirkung tritt.

### 6.3.3.1. Quellen und Senken der Deckschicht

Zunächst soll der Term V in der Bilanzgleichung 6.6, der mögliche Quellen und Senken innerhalb der Deckschicht zusammenfasst, betrachtet und mit den Abschätzungen der turbulenten diapyknischen Einträge verglichen werden.

#### Nitrat

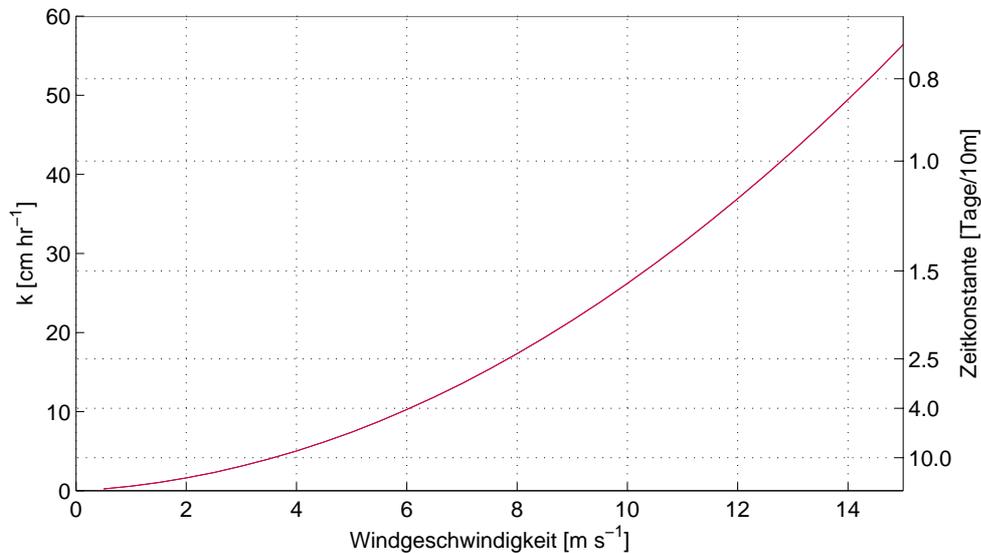
Die dominante, oberflächennahe Senke für Nitrat bildet die biologische Produktion. Im Wasser gelöstes Nitrat wird dabei von Plankton als Baustoff verwendet und bildet den Startpunkt für einen komplexen Stickstoffkreislauf im Ozean. Nimmt man an, dass der Eintrag an Nitrat in die Deckschicht von der Biologie vollständig für neue Produktion genutzt wird und ferner, dass das Redfield-Verhältnis, das das Verhältnis von Kohlenstoff- zu Stickstoffatomen mit 6,625 beschreibt, für das umgebende Phytoplankton Gültigkeit besitzt, so kann man den Nitratverbrauch der Deckschicht mit Kohlenstoffaufnahmeleistungen in Verbindung setzen.



**Abbildung 6.17.:** Abschätzungen der biologischen Nitrataufnahmeraten (schwarz) und advektive Vertikaltransporte (grün) im Vergleich zu turbulenten Nitratflüssen in die Mixed Layer. Punkte repräsentieren individuelle Stationsabschätzungen, die Linien geben den Verlauf von zu Ensembles zusammengefassten, mittleren Flüssen an.

STEINHOFF ET AL. (2010) schätzten die mittlere biologische Kohlenstoffaufnahme mit  $1,4 \text{ g m}^{-2} \text{ d}^{-1}$  für eine Box zwischen  $17,75^\circ\text{N}$  und  $20,75^\circ\text{N}$  sowie küstenwärts von  $18^\circ\text{W}$  im Februar 2008 ab. Dieser Wert entspricht einem Nitratverbrauch von  $20,3 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und beschreibt einen Mittelwert für einen ca. 200 km breiten Streifen entlang der Küste und ist als solcher in Abbildung 6.17 (schwarz) vermerkt. Ein Vergleich zu den turbulenten Flüssen (Abb. 6.17 rot) zeigt, dass diese lokal in der Nähe der Schelfkante erheblich zu der biologischen Produktion beitragen. Werden aber auch küstenfernere Regionen in die Betrachtung mit einbezogen, so ergibt sich ein deutlich größer Nitratbedarf, als die Turbulenz zur Verfügung stellt. In dieser Darstellung sind alle zur Verfügung stehenden Abschätzungen der turbulenten Nitratflüsse entsprechend der Wassertiefe, bei der die Beobachtung gemacht wurde, auf einen repräsentativen zonalen Schnitt projiziert. Als mittlerer turbulenter Nitrateintrag für eine 200 km breite Box entsprechend der Abschätzung von STEINHOFF ET AL. (2010), also küstenwärts von  $18^\circ\text{W}$ , ergibt sich aus den beobachteten turbulenten Flüssen  $5,2 (2,9 - 7,9) \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und somit eine potenzielle neue Kohlenstoffaufnahme von  $355 \text{ mg C m}^{-2} \text{ d}^{-1}$ . Diese große Diskrepanz deutet an, dass der Eintrag von  $\text{NO}_3$  durch turbulente Vermischung in die Deckschicht lediglich  $1/4$  der durch die Biologie getriebenen Kohlenstoffaufnahme versorgt.

Für küstenferne Regionen ist hier ein Wert der Nitrataufnahmeraten angegeben, den PAINTER



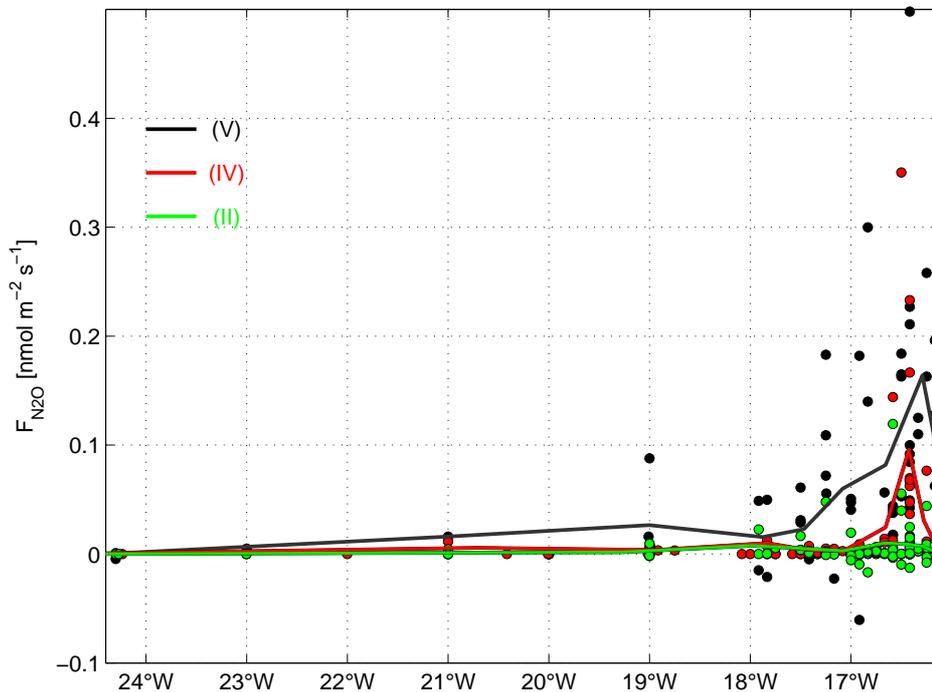
**Abbildung 6.18.:** Gas-Transfer-Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe nach NIGHTINGALE ET AL. (2000). Auf der rechten y-Achse ist entsprechend eine Abklingzeit angegeben, nach der sich die Ausgasrate einer 10 m dicken Deckschicht bei konstantem Wind auf 37% verringert hat.

ET AL. (2007) für eine Station bei 20,59°N im mauretanischen Gewässer im September 2003 bestimmten. Sie schätzten die tägliche Aufnahmerate an  $\text{NO}_3$  innerhalb der durchmischten Schicht (MLD = 13 m) mit  $0,53 \text{ mmol N m}^{-2} \text{ ab}$ , ein Wert der  $0,6 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  entspricht und somit gut mit dem mittleren turbulenten Flüsse von  $0,8 (0,4 - 1,2) \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  übereinstimmt, der sich für alle Stationen seewärts von 18°W ergibt.

### Lachgas

Im Gegensatz zu Nitrat gewinnt im Falle von Lachgas ein anderer Faktor an Bedeutung, der in dem Term V in der Bilanzgleichung 6.6 einbezogen wurde. Es kann zwar angenommen werden, dass sich  $\text{N}_2\text{O}$  in der Deckschicht annähernd inert verhält und es oberflächennah innerhalb des Wassers keine Quellen und Senken gibt (BANGE, 2008c), es muss aber davon ausgegangen werden, dass der Austausch über die Grenzfläche Ozean-Atmosphäre einen entscheidenden Einfluss auf die  $\text{N}_2\text{O}$ -Konzentration in der Deckschicht hat. Allgemein gilt, dass ein Wasserpaket, das in Kontakt mit der Atmosphäre steht, bestrebt ist, die Konzentrationen der in ihm gelösten Gase ins Gleichgewicht mit den Atmosphärenkonzentrationen zu bringen. Bei einer Zufuhr an  $\text{N}_2\text{O}$  aus darunter liegenden Schichten kann es zu einer Übersättigung der Deckschicht bezüglich der  $\text{N}_2\text{O}$ -Konzentrationen kommen, wodurch ein Ausgasen angetrieben wird.

Aufgrund von technischen Einschränkungen wird für gewöhnlich der Fluss von Gasen über die Grenzschicht Ozean-Atmosphäre nicht direkt gemessen, sondern aus dem Produkt von Konzentrationsdifferenz zwischen Ozeanoberfläche und Atmosphäre und einem kinetischen Faktor bestimmt, der als Gastransfer-Geschwindigkeit (k) bezeichnet wird (z.B. LISS UND MERLI-



**Abbildung 6.19.:** Ozean-Atmosphäre Ausgasraten (Term V, schwarz) und advective Vertikaltransporte (Term II, grün) im Vergleich zu turbulenten Lachgasflüssen (Term VI, rot) in die Mixed Layer. Punkte repräsentieren individuelle Stationsabschätzungen, die Linien geben den Verlauf von zu Ensembles zusammengefassten, mittleren Flüssen an.

VAT, 1986; NIGHTINGALE ET AL., 2000). Laborexperimente haben gezeigt, dass die Transfergeschwindigkeit von einer Reihe von Faktoren (wie z. B. Reibungsgeschwindigkeiten, Wellentypen, Oberflächenfilmen, Blasen, Luftfeuchte und Ähnlichem) beeinflusst wird, die wiederum ihrerseits im Wesentlichen vom Wind abhängen. Eine anerkannte Parametrisierung der Transfergeschwindigkeit aus Windgeschwindigkeiten ist die von NIGHTINGALE ET AL. (2000). Die nach dieser Parametrisierung berechneten Transfergeschwindigkeiten für  $N_2O$  zeigen einen raschen Anstieg mit der Windgeschwindigkeit (Abb. 6.18). Entsprechend dieser Beziehung wurde für die einzelnen Stationen während der verschiedenen Forschungsfahrten, auf denen  $N_2O$  Konzentrationen im Wasser gemessen wurden, die Ausgasraten bestimmt. Eine Gegenüberstellung der turbulenten diapyrnischen Lachgasflüsse zu den berechneten Ausgasraten durch die Grenzschicht Ozean-Atmosphäre in diesem Gebiet ist in Abbildung 6.19 gegeben. In dieser Darstellung sind analog zu der Vorgehensweise bei Abbildung 6.17 alle zur Verfügung stehenden Abschätzungen der turbulenten Flüsse und der Ausgasraten auf einen repräsentativen zonalen Schnitt projiziert.

Es zeigt sich, dass ähnlich wie bei den turbulenten Flüssen (Abb. 6.19, rot) auch bei den beobachteten Ausgasraten (schwarz) eine starke Zunahme zur Küste hin erfolgt. Ferner zeigt diese Darstellung, dass insbesondere küstennah der durch Turbulenz verursachte Lachgaseintrag in die Deckschicht zu einem großen Teil die Abgabe von  $N_2O$  vom Ozean an die Atmosphäre er-

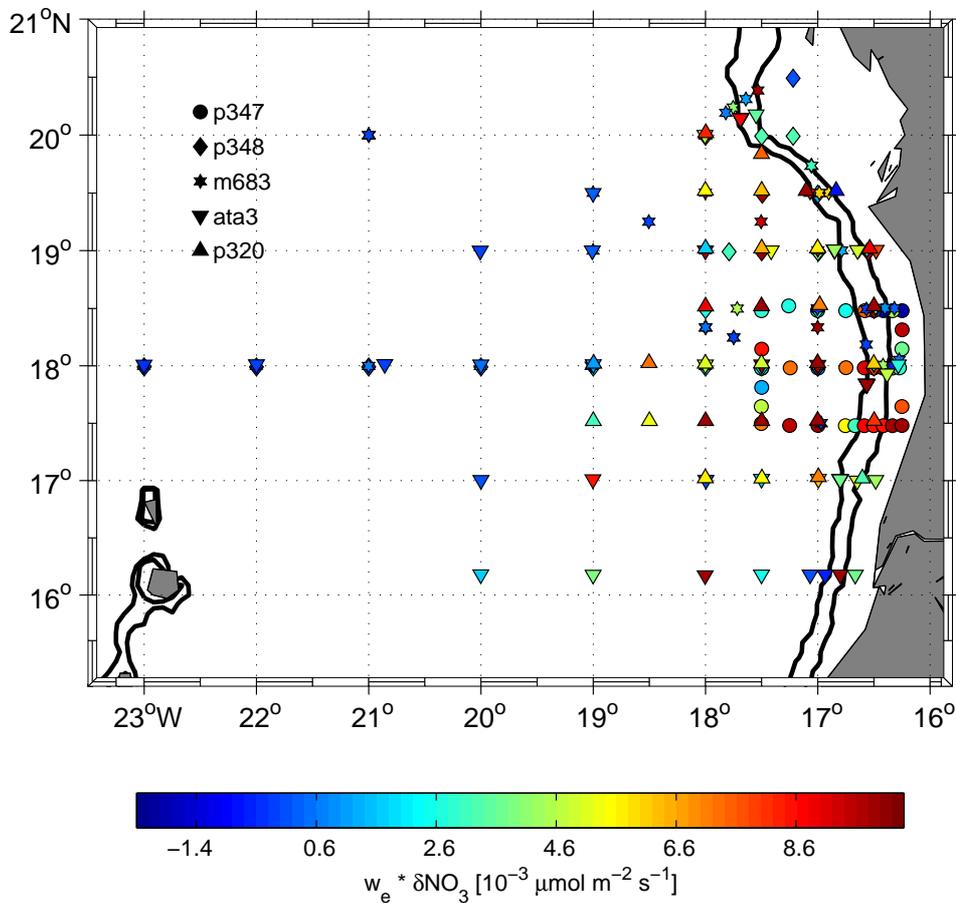
klärt. Maximal wurden diapyknische  $\text{N}_2\text{O}$ -Einträge in die Deckschicht von  $0,35 \text{ nmol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und maximale Ausgasraten von  $0,5 \text{ nmol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  bestimmt. Im Mittel ergibt sich küstenwärts von  $18^\circ\text{W}$  (entsprechend der Einteilung, die für das Nitrat getroffen wurde) eine Ausgasrate von  $8,8 \times 10^{-2} \text{ nmol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  im Vergleich zu  $3,3 (1,4 - 5,8) \times 10^{-2} \text{ nmol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  als turbulenten Deckschichteintrag. Für die küstenfernen Stationen (westlich von  $18^\circ\text{W}$  in Abb. 6.19) ergeben sich mittlere Werte von  $1,7 \times 10^{-2} \text{ nmol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  für die Ausgasrate bzw.  $0,4 (0,1 - 0,6) \times 10^{-2} \text{ nmol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  für den turbulenten Eintrag.

Somit ergibt sich auch für die  $\text{N}_2\text{O}$ -Flüsse wie schon bei den Nährstofftransporten (am Beispiel von Nitrat) eine erhebliche Diskrepanz zwischen der erforderlichen (hier Verlust durch die Grenzschicht Ozean-Atmosphäre) und der turbulenten Zufuhr. Insbesondere ist zu erkennen, dass sich erhöhte Ausgasraten vereinzelt auch rund 300 km entfernt von der Küste beobachten lassen, wohingegen die Beobachtungen von stark erhöhten turbulenten Flüssen ( $> 5 \times 10^{-2} \text{ nmol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) in die Deckschicht auf einen vergleichsweise schmalen Bereich oberhalb des Kontinentalhangs beschränkt sind.

### 6.3.3.2. Tracer-Flüsse durch vertikale Ekman-Geschwindigkeiten

Wie in Kapitel 4 beschrieben, erzwingen Divergenzen und Konvergenzen der oberflächennahen Ekmanströmungen vertikale Ausgleichsströmungen. Die damit verbundenen, vertikalen Geschwindigkeiten sind in der Regel sehr klein (von der Größenordnung einiger Zentimeter bis Meter pro Tag) im Vergleich zu den horizontalen Geschwindigkeiten und von konventionellen Beobachtungsgeräten nicht messbar. Setzt man allerdings die Gültigkeit der Ekman-Theorie voraus, kann man aus den gut beobachtbaren Winden diese vertikalen Geschwindigkeiten bestimmen (vergleiche Gl. 4.1). An dieser Stelle sollen die sich ergebenden vertikalen Transporte von Tracern zum Vergleich herangezogen werden. Entsprechend der Gleichung 6.8 wurde zur Berechnung dieser Transporte die Konzentrationsdifferenz zwischen der mittleren Konzentration innerhalb der Mixed Layer und der Konzentration darunter bestimmt. Die regionale Verteilung der advektiven, vertikalen Transporte in die Deckschicht ist an dieser Stelle exemplarisch für  $\text{NO}_3$  gezeigt (Abb. 6.20). Die Transportabschätzungen auf den einzelnen Stationen liefern ein sehr variables Bild, wobei generell eine Zunahme der Flüsse zur Küste hin auszumachen ist. Vereinzelt ergeben sich westlich von  $18^\circ\text{W}$  Transporte die  $5 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  überschreiten.

Ein direkter Vergleich zu den turbulenten Flüssen sowie zu dem abgeschätzten, biologischen Verbrauch (Abb 6.17) zeigt, dass die advektiven Vertikaltransporte (grün) generell den geringsten Beitrag liefern. Im Mittel sind sie in Küstennähe mit einem Wert von  $0,8 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  deutlich geringer als der beobachtete, mittlere turbulente Eintrag. Für die küstenfernen Stationen ergibt sich ein mittlerer advektiver Transport von  $0,5 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und ist dort vergleichbar mit dem mittleren turbulenten Fluss sowie der benannten Verbrauchsrate. Die in analoger Weise berechneten advektiven  $\text{N}_2\text{O}$ -Transporte sind entsprechend in der Abbildung 6.19 vermerkt. Es ergibt sich ein ähnliches Bild wie für die Nitratflüsse, wonach die advektiven Vertikaltransporte



**Abbildung 6.20.:** Advektiver Vertikaltransport von Nitrat aus Ekmangeschwindigkeiten,  $w_e$ . Zur Berechnung wurden über fünf Tage gemittelte QuikSCAT-Winde verwendet und die Rotation des Windstresses innerhalb einer  $1^\circ$  mal  $1^\circ$  Box um die Beobachtungsposition bestimmt.

eine untergeordnete Rolle zu spielen scheinen. Im Mittel ergibt sich für die Stationen küstenwärts (bzw. seewärts) von  $18^\circ\text{W}$  ein Transport von  $0,7 \times 10^{-2}$  (bzw.  $0,1 \times 10^{-2}$ )  $\text{nmol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

### 6.3.3.3. Diskussion der Bilanzgleichungen

Es konnte gezeigt werden, dass sowohl im Falle von Nitrat als auch im Falle von Lachgas die turbulenten Flüsse gegenüber den advektiven Vertikaltransporten, die sich aus Ekmangeschwindigkeiten ergeben, dominant sind. Darüber hinaus konnte gezeigt werden, dass insbesondere in der Nähe der Schelfkante die turbulenten Flüsse in die Deckschicht erheblich zu dem lokalen biologischen Verbrauch von Nitrat sowie zu den beobachteten Ausgasraten von Lachgas beitragen. Es ergaben sich jedoch für beide betrachteten Tracer, wenn dieser Vergleich bis auf ca. 200 km entfernt von der Küste liegende Stationen (entsprechend  $18^\circ\text{W}$ ) ausgedehnt wurde, deutliche Unterschiede zwischen dem, was der Deckschicht jeweils durch biologische oder chemische Prozesse

Term	N <sub>2</sub> O-Flüsse [nmol m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]		NO <sub>3</sub> -Flüsse [ $\mu$ mol m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	
	küstennah	küstenfern	küstennah	küstenfern
(II)	$0,7 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$0,8 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$
(IV)	$3,3 \times 10^{-2}$	$0,4 \times 10^{-2}$	$5,2 \times 10^{-2}$	$0,8 \times 10^{-2}$
(V)	$-8,8 \times 10^{-2}$	$-1,7 \times 10^{-2}$	$-20,3 \times 10^{-2}$	$-0,6 \times 10^{-2}$
$\Sigma$	$-4,8 \times 10^{-2}$	$-1,2 \times 10^{-2}$	$-14,3 \times 10^{-2}$	$+0,3 \times 10^{-2}$

**Tabelle 6.2.:** Mittlere Flüsse der Deckschichtbilanz. (II) bezeichnet die advektiven Transporte, die sich aus den vertikalen Ekmangeschwindigkeiten ergeben, (IV) die turbulenten Einträge und (V) die Senkenterme der Deckschichtbilanz Gl. 6.6, im Falle von N<sub>2</sub>O der Verlust über die Grenzfläche Ozean-Atmosphäre und für NO<sub>3</sub> der biologische Verbrauch. Als Grenze zwischen küstennah und küstenfern wurde eine Entfernung von ca. 200 km zur Küste gewählt (entsprechend 18°W in den Abb. 6.17 und 6.19).

entzogen wird und dem, was die Turbulenz nach den hier getroffenen Abschätzungen aus darunter liegenden Schichten nachliefern kann. Die einzelnen Terme sind noch einmal in der Tabelle 6.2 zusammengefasst. Danach ergibt sich, dass küstennah im Mittel die turbulenten Einträge ca.  $\frac{1}{4}$  bzw.  $\frac{1}{3}$  des mittleren Nitratbedarfs bzw. der mittleren Ausgasraten von Lachgas balancieren.

Ein derartiges Ungleichgewicht ließe sich aber nicht dauerhaft aufrecht erhalten. Diese Tatsache soll am Beispiel von Nitrat verdeutlicht werden. Als Quelle wurden hier küstenwärts von 18°W der mittlere turbulente Eintrag mit  $5,2 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$  und die vertikale Advektion mit  $0,8 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$  abgeschätzt. Denen gegenüber steht ein Senkenterm aufgrund der biologischen Nitrataufnahme von  $20,3 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , womit sich ein Defizit von  $14,3 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$  ergibt. Für eine typischerweise 20 m mächtige Deckschicht entspricht dieses Defizit einer Abnahme der Nitratkonzentration von  $0,6 \mu\text{mol l}^{-1}$  pro Tag. Die mittleren Nitratkonzentrationen, die während der Auftriebssaison in der Deckschicht beobachtet wurden, betragen weniger als  $6 \mu\text{mol l}^{-1}$  (Maximalwerte erreichten ca.  $15 \mu\text{mol l}^{-1}$ ) und wären demnach nach ca. zehn Tagen aufgebraucht. Zusätzlich kann argumentiert werden, dass die gezeigten, mittleren Komponenten der Bilanzgleichung jeweils regionale Mittelwerte von zeitlich beliebig verteilten Stichproben während der Auftriebssaison repräsentieren. Es ist aber davon auszugehen, dass für diesen Zeitraum die Deckschichtkonzentrationen im großräumigen Mittel konstant sind.

Die hier gezeigten Beobachtungen lassen sich demnach vielmehr dahingehend interpretieren, dass horizontalen Gradienten nicht zu vernachlässigen sind. Es ist folglich anzunehmen, dass die horizontalen Gradienten und die mit ihnen verbundenen Wirbelflüsse einen entscheidenden Einfluss auf die Mixed Layer Bilanz im mauretanischen Auftriebsgebiet haben. Insbesondere die zonale Verteilung der N<sub>2</sub>O-Ausgasraten legt die Vermutung nahe, dass küstennah ein deutlich größerer Lachgaseintrag in die Deckschicht erfolgen muss (Abb. 6.19). Die beschränkte Transfergeschwindigkeit über die Grenzschicht Ozean-Atmosphäre mit einer Zeitkonstanten von einigen Tagen (bei typischen Windgeschwindigkeiten von 5-10 m s<sup>-1</sup>, siehe Abb. 6.18) sorgt dafür, dass auch entfernt von der Küste erhöhte Ausgasraten zu beobachten sind, obwohl die turbulenten Einträge von Lachgas sehr gering sind.

## 6.4. Zusammenfassung

Umfangreiche Mikrostrukturdaten wurden während fünf Forschungsfahrten im Zeitraum von März 2005 bis Februar 2008 in dem mauretanischen Auftriebsgebiet gesammelt. Ziel war es, die dominanten Vermischungsprozesse zu identifizieren und den Beitrag der Turbulenz zum vertikalen Austausch zu quantifizieren. Die Beobachtungen zeigen, dass die Turbulenz in dieser Region sowohl räumlich als auch zeitlich überaus variabel ist. Generell wurde entfernt von der Küste ein schwaches Niveau an Turbulenz beobachtet. Nur sporadisch konnten erhöhte Dissipationsraten entfernt von der Oberfläche beobachtet werden, die in der Regel auf windinduzierte, inertiale Wellen zurückzuführen waren.

Die Mikrostrukturbeobachtungen in der Nähe der Schelfkante hingegen belegen, dass dieser Bereich einen „Hot Spot“ der turbulenten Vermischung darstellt. Die mittlere turbulente Dissipationsrate ist  $5 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$  und erreicht Spitzenwerte nahe der Schelfkante, wo die vertikal integrierte Dissipation maximal  $30 \text{ mW m}^{-2}$  und im Mittel für einen etwa 20 km breiten Streifen zwischen der 95-m- und der 450-m-Isobathe  $13 \text{ mW m}^{-2}$  erreicht. Die mittlere diapyknische Diffusivität in dieser Region innerhalb der Wassersäule wurde mit  $\overline{K_\rho} = 12 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  bestimmt und ist damit deutlich größer als Beobachtungen von anderen Schelfregionen zeigten, die nicht bedeutend durch die Bodentopographie beeinflusst waren.

Schnitte von kontinuierlichen Mikrostrukturaufnahmen unterstützen die Annahme, dass dieses mittlere Bild entscheidend von häufig auftauchenden Patches intensiver Vermischung innerhalb der saisonalen Thermoklinen bestimmt wird, die aus der erhöhten Scherung interner Wellen mit hohen Frequenzen resultieren. Aufnahmen der akustischen Rückstreustärke sowie Trübungsbeobachtungen, die nahe der Schelfkante durchgeführt wurden, zeigen starke Sedimentaufwirbelungen aufgrund von am Boden intensivierten, hochfrequenten Wellen, die mit hohen Dissipationsraten in Verbindung stehen.

Ein Vergleich von Dissipationsraten bestimmt aus Mikrostrukturbeobachtungen zu aus Feinstrukturdaten parametrisierten Dissipationsraten zeigte sowohl für die Gregg-Heney-Skalierung (GREGG, 1989) als auch für die MacKinnon-Gregg-Skalierung (MACKINNON UND GREGG, 2003a), die für Schelfregionen entwickelt wurde, Defizite auf. Keine der beiden Parametrisierungen gab die am Kontinentalhang und auf dem Schelf von Mauretanien beobachteten Dissipationsraten gut wieder. Ein wesentlicher Unterschied zu früheren Studien von anderen Schelfregionen (PALMER ET AL., 2008; MACKINNON UND GREGG, 2005), die insbesondere mit der MG-Parametrisierung gute Übereinstimmungen gefunden haben, ist vermutlich das häufige Auftreten von nichtlinearen, internen Wellen am Kontinentalhang von Mauretanien. Der Beitrag dieser Wellen zur Varianz der Scherung und Schichtung wird in Feinstrukturdaten (typischerweise einstündige Mittelwerte und über 16 m in der Vertikalen geglättete Geschwindigkeiten) nicht gut wiedergegeben, während diese Wellen aber bedeutend zur Turbulenz beitragen.

Die aus der Turbulenz resultierenden diapyknischen Stoffflüsse am Fuße der Deckschicht sind entsprechend der mittleren Verteilung der Dissipationsraten (Abb. 6.1) und der turbulenten Diffusi-

vität (Abb. 6.2) oberhalb des Kontinentalhangs in der Nähe der Schelfkante stark erhöht. Mittlere Nitrat- sowie Lachgasflüsse zwischen der 95-m- und 450-m-Isobathe übersteigen die mittleren Flüsse weiter entfernt von der Küste um mindestens eine Größenordnung. Die in dieser Arbeit präsentierten, mittleren turbulente Flüsse von Nitrat von  $11,8 (4,9 - 20,7) \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$  liegen bei den höchsten vergleichbaren Abschätzungen dieser Größe, die in der Literatur zu finden sind. Ein Mittel aller turbulenten Lachgaseinträge in die Deckschicht für die Region flacher als 450 m Wassertiefe ergibt  $7,0 (2,5 - 12,6) \times 10^{-2} \text{nmol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Es konnte gezeigt werden, dass insbesondere küstennah die turbulenten Flüsse in die Deckschicht erheblich zu dem lokalen biologischen Verbrauch von Nitrat sowie zu den beobachteten Ausgasraten von Lachgas beitragen. Es ergab sich jedoch für beide betrachteten Tracer eine deutliche Diskrepanz zwischen dem, was der Deckschicht jeweils durch biologische oder chemische Prozesse entzogen wurde und dem, was die Turbulenz aus darunter liegenden Schichten nachliefert, wenn eine Balance der Deckschicht bis auf weiter entfernt von der Küste liegende Stationen ausgedehnt wurde.



## 7. Synthese

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der vertikalen Vermischung im mauretanischen Auftriebsgebiet, das eine Schlüsselregion für eine Vielzahl von Fragestellungen innerhalb aller Disziplinen der Ozeanographie darstellt. Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Identifikation der dominanten Vermischungsprozesse sowie die Quantifizierung der vertikalen Vermischung. Dazu wurden Messdaten von fünf Forschungsexpeditionen und drei Verankerungszeitreihen ausgewertet. Anhand der gewonnenen Daten wurden Untersuchungen zu den Wassermasseneigenschaften, der Zirkulation und der turbulenten Vermischung im Auftriebsgebiet vor Mauretanien durchgeführt.

Die mauretanische Küstenregion ist Teil eines ausgedehnten Auftriebsgebietes entlang der nordwestafrikanischen Küste. Den Antrieb für diesen Küstenauftrieb bilden die Nordost-Passate, die über dem tropisch-subtropischen Nordostatlantik eine kräftige, küstenparallele Komponente besitzen und für einen ablandigen Ekmantransport sorgen. Daraus resultiert eine Divergenz der Wassermassen innerhalb der oberflächennahen Schichten an der Küste, die durch vertikale Bewegungen (Upwelling) innerhalb des Ozeans ausgeglichen wird. Dieser Mechanismus – der Auftrieb von tieferen Wassermassen an die Oberfläche – sorgt für einen Eintrag kühlen, nährstoffreichen Wassers in die Deckschicht.

Aufgrund der starken saisonalen Variation des Windes entlang der mauretanischen Küste zeigt der Küstenauftrieb in dieser Region einen ausgeprägten Jahresgang, der sich sowohl in der Ozeanoberflächentemperatur als auch in der biologischen Produktion niederschlägt. Die Analyse der zugrundeliegenden Daten zeigt in Übereinstimmung mit Satellitendaten eine starke Saisonalität in der SST- und Chlorophyllverteilung entlang der gesamten mauretanischen Küste. Maximale Auftriebssignale wurden im Winterhalbjahr beobachtet, wenn die ITCZ ihre südlichste Position erreicht und das mauretanische Auftriebsgebiet unter den Einfluss der Nordost-Passate gerät. Entsprechend waren Auftriebssignale während der Forschungsexpedition Meteor 68/3 vom Sommer 2006 auf die nördlichsten Stationen beschränkt, da die ITCZ zu dieser Jahreszeit nach Norden verlagert ist und nur schwache und variable Winde an der Küste von Mauretanien vorherrschen. Ausgehend von der Analyse der verschiedenen Satellitenprodukte konnte gezeigt werden, dass der Küstenauftrieb vor der zentralen mauretanischen Küste ein halbjährliches Phänomen ist, das im Mittel im Dezember einsetzt und im Juni zum Erliegen kommt.

Die Untersuchung der Zirkulation und der Hydrographie zwischen der Küste Mauretaniens und den Kapverdischen Inseln wurde mit der Zielsetzung durchgeführt, Versorgungspfade des Küstenauftriebs zu identifizieren und ein Bild über die Eigenschaften der Wassermassen zu erhalten, mit

denen der Auftrieb versorgt wird. Die gezeigten Analysen zu der vorherrschenden Zirkulation sind konsistent mit Ergebnissen vorangegangener Studien (z. B. STRAMMA ET AL., 2008; HAGEN, 2001; HAGEN UND SCHEMANINDA, 1989; MITTELSTAEDT, 1991) und zeigen eine persistente, nordwärtige Strömung nahe des afrikanischen Kontinents, die im Wesentlichen Südatlantisches Zentralwasser transportiert. Das Südatlantische Zentralwasser zeichnet sich gegenüber dem Nordatlantischen Zentralwasser durch ein Nährstoffmaximum aus, wodurch die mit dem Küstenauftrieb verbundene, biologische Produktion vor der mauretanischen Küste deutlich produktiver ist als weiter nördlich, wo der Auftrieb vornehmlich durch nährstoffärmeres Nordatlantisches Zentralwasser gespeist wird. Entsprechend haben kürzlich Modellsimulationen gezeigt, dass das mauretanische Auftriebsgebiet im Wesentlichen über südliche Transportpfade versorgt wird (GLESSMER ET AL., 2009). Die Existenz eines nordwärtsströmenden östlichen Randstroms, der in der Literatur gelegentlich als Upwelling Undercurrent (UUC) bezeichnet wird, konnte bestätigt und sein mittlerer Transport mit etwa einem Sverdrup abgeschätzt werden. Dagegen konnte eine südwärtsströmende Zirkulation auf dem Schelf, wie sie in früheren Studien für die Auftriebssaison mehrfach erwähnt wurde (z. B. HAMANN ET AL., 1981), in der Regel nicht beobachtet werden. Insgesamt zeigten die Strömungsbeobachtungen zwischen der afrikanischen Küste und den Kapverdischen Inseln eine erhebliche Wirbelaktivität mit starken räumlichen und zeitlichen Variationen.

Die Neigung des Kontinentalhangs vor der Küste Mauretaniens ist an vielen Stellen annähernd kritisch bezüglich der internen Wellencharakteristiken der  $M_2$  Gezeit. Diese Tatsache unterstützt die Erzeugung interner Gezeiten, interner Boren und hochfrequenter nichtlinearer Wellen, wobei Energie von den großskaligen barotropen Gezeiten zu kleineren Skalen transferiert wird. Die im Rahmen dieser Arbeit erhobenen Beobachtungen zeigen, dass das Geschwindigkeitsfeld oberhalb des Kontinentalhangs von zugehörigen Signalen dominiert wird.

Besonders hervorstechend sind die Momentaufnahmen von hangaufwärts gerichteten, internen Boren in den VMADCP-Beobachtungen, die bemerkenswert gute Übereinstimmungen mit Modellsimulationen zeigen (VLASENKO UND HUTTER, 2002; LEGG UND ADCROFT, 2003). Es ist allgemein anerkannt, dass sich die Erscheinung von Boren von anfänglich borenähnlich im Verlauf ihrer Existenz zu wellenähnlich wandelt. Dieses ist im Einklang mit den verankerten Strömungsbeobachtungen, die zum Teil klar abzugrenzende Pulse von starker ostwärtiger Strömung von wenigen Stunden Dauer zeigen, die als Boren interpretiert werden und teilweise eher den Charakter von Paketen nichtlinearer, interner Wellen zeigen, die als bereits dispersiv auseinander gelaufene Boren angesehen werden können.

Mögliche Ursachen für die zum Teil deutlichen Unterschiede zwischen den einzelnen Boren sowie für ihr unregelmäßiges Auftreten in Bezug auf einen Gezeitenzyklus sind: i) Unterschiedliche Erzeugungsregionen am kontinentalen Hang resultieren in unterschiedlichen Propagationsrichtungen und lokal in unterschiedlichen Stadien ihrer Entwicklung, ii) variable Schichtungsverhältnisse, die die vertikale Geschwindigkeitsstruktur der Boren sowie deren Ausbreitungsgeschwindigkeit ändern und iii) ein stark nichtlineares Verhalten, das die Wechselwirkung der Wellen mit der To-

pographie sowie das Brechen der internen Wellen einschließt.

Aufgrund der Existenz der Boren und zugehöriger Pakete nichtlinearer Wellen am Hang ist das schichtungsskalierte Spektrum der Horizontalgeschwindigkeit zu hohen Frequenzen hin stark erhöht gegenüber dem GM79-Spektrum. Im Gegensatz dazu konnte kein entsprechend starker Energieanstieg zu hohen Frequenzen auf dem Schelf nachgewiesen werden. Die mittlere Verteilung der Dissipationsrate (Abb. 6.1) unterstützt die Annahme, dass die zugehörigen internen Wellen mit hohen Frequenzen auf dem Weg Richtung Küste einen Teil ihrer Energie durch turbulente Dissipation verlieren. Im Mittel erreicht die Dissipationsrate in Regionen flacher als 500 m Werte von  $5 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$ . Diese starke mittlere Dissipationsrate wird entscheidend durch häufig auftauchende Patches intensiver Vermischung bestimmt.

Schnitte von kontinuierlichen Mikrostrukturmessungen zeigen oft starke Vermischungsereignisse in Verbindung mit Signalen hochfrequenter interner Wellen. Ein wiederkehrendes Phänomen in den MSS-Schnitten sind annähernd hangparallele Bänder reduzierter Schichtung. Vergleichbare Bänder wurden bereits in hochauflösenden, nichthydrostatischen zweidimensionalen Modellen simuliert (LEGG UND ADCROFT, 2003). Sie wurden als das Resultat von verstärkter Vermischung aufgrund von hangaufwärts propagierenden Boren interpretiert. Die Erzeugung der Boren bei der Reflektion einer einfallenden baroklinen Gezeit am Hang wurde in dem Modell in Abhängigkeit der Hangneigung untersucht. Der Argumentation von LEGG UND ADCROFT (2003) folgend, ist davon auszugehen, dass die schwache Schichtung während der Auftriebssaison einen entscheidenden Einfluss auf die Erzeugung der beobachteten energiereichen Boren und der daraus resultierenden verstärkten Vermischung am Hang hat.

Mikrostrukturmessungen der turbulenten Dissipation, wie sie im Zuge dieser Arbeit erhoben und verwendet wurden, sind nach dem aktuellen Stand der Messtechnik zeit- und damit kostenintensiv. Demzufolge ist die zeitliche und räumliche Abdeckung des Ozeans mit Beobachtungsdaten beschränkt. Alternativ zu den Mikrostrukturdaten kann die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie mittels physikalischer Hintergrundparameter wie Scherung und Schichtung parametrisiert werden. Ein Vergleich der beobachteten Dissipationsraten mit Dissipationsraten, die sich aus Feinstrukturparametrisierungen ergeben, zeigt sowohl für eine Parametrisierung, die auf Modellen zur Beschreibung der internen Wellen-Wellen-Wechselwirkung basiert (HENYEY ET AL., 1986; GREGG, 1989), als auch für eine Parametrisierung, die von MACKINNON UND GREGG (2003a) für Schelfregionen entwickelt wurde, Defizite in der Reproduktion der Mikrostrukturmessungen vom mauretanischen Kontinentalhang und Schelf auf. Insbesondere für die MacKinnon-Gregg Parametrisierung wurden dagegen erst kürzlich gute Übereinstimmungen für andere Schelfregionen gefunden (PALMER ET AL., 2008; MACKINNON UND GREGG, 2005). Als ein wesentlicher Unterschied zu Studien, die von guten Übereinstimmungen berichtet haben, ist vermutlich das häufige Auftreten von nichtlinearen internen Wellen am Kontinentalhang von Mauretanien anzusehen. Die empirische Konstante  $\varepsilon_0$ , die angepasst wurde, um den parametrisierten Dissipationsraten den gleichen Mittelwert wie den beobachteten zu verleihen, ist um etwa einen Faktor 20 größer

als ursprünglich von MACKINNON UND GREGG (2003a) vorgeschlagen. Frühere Vergleichsstudien zeigten bereits die Notwendigkeit, diesen Parameter anzupassen (MACKINNON UND GREGG, 2005; CARTER ET AL., 2005; PALMER ET AL., 2008). Dabei bildet das hier bestimmte  $\varepsilon_0$  von  $1,6 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$  den höchsten Wert. Entsprechend sind die bestimmten mittleren Dissipationsraten in der mauretanischen Küstenregion höher als bei den benannten früheren Studien.

Der variablen mittleren Stärke der Turbulenz in den unterschiedlichen topographischen Umgebungen entsprechend zeigen auch die aus der Turbulenz resultierenden, diapkyknischen Stoffflüsse in die Deckschicht deutliche Unterschiede zwischen den küstennahen und den küstenfernen Stationen. Mittlere Nitrat- sowie Lachgasflüsse küstenwärts der 450-m-Isobathe übersteigen die mittleren Flüsse weiter entfernt von der Küste um mindestens einen Faktor 10. Die mittleren turbulenten Einträge von Nitrat in die Deckschicht zwischen der 95-m- und der 450-m-Isobathe ergeben  $11,8 (4,9 - 20,7) \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Vergleichbare Flussabschätzungen in anderen Flachwasserregionen waren meist kleiner etwa  $1 - 4 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (z. B. SHARPLES ET AL., 2001a, 2007; HALES ET AL., 2009; RIPPETH ET AL., 2009) oder von ähnlicher Größe etwa  $6 - 14 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (z. B. SHARPLES ET AL., 2001b; HALES ET AL., 2005, 2009). Generell wurden sie jeweils als Quelle eines signifikanten Betrags zur biologischen Produktion angesehen. Obwohl der mittlere Nitratfluss, der in dieser Arbeit bestimmt wurde, am oberen Ende früherer Flussabschätzungen liegt, ist seine Bedeutung für die biologische Reaktion in dieser überaus produktiven Umgebung vor der Küste Mauretaniens nicht offensichtlich. Ein Vergleich mit mittleren Nitrataufnahmeraten, die STEINHOFF ET AL. (2010) für diese Region abgeschätzt haben, zeigt, dass insbesondere küstennah die turbulenten Flüsse in die Deckschicht zu einem großen Teil den lokalen biologischen Verbrauch versorgen können. Für küstenfernere Bereiche überschritt der biologische Verbrauch hingegen den turbulenten Eintrag. Entsprechend liefert der mittlere turbulente Nitratfluss für einen ca. 200 km breiten Streifen entlang der Küste etwa ein Viertel des abgeschätzten biologischen Bedarfs.

In ähnlicher Weise trägt auch der für die küstennahen Regionen abgeschätzte, mittlere turbulente Lachgaseintrag von  $7,0 (2,5 - 12,6) \times 10^{-2} \text{ nmol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erheblich zu den dort beobachteten Ausgasraten bei. Starke turbulente Einträge waren aber auf einen schmalen Streifen ( $\sim 30$  km) in der Nähe der Schelfkante beschränkt, wohingegen kräftige Ausgasraten auch bis zu 300 km entfernt von der Küste beobachtet werden konnten. Es ergeben sich somit für eine mittlere Deckschichtbalance deutliche Unterschiede zwischen diesen beiden Termen. Es konnte ferner gezeigt werden, dass ein zusätzlicher vertikaler Eintrag, wie er hier aus vertikalen Ekmangeschwindigkeiten bestimmt wurde, zu schwach ist, um das gezeigte Ungleichgewicht zu balancieren.

Die Datengrundlage erlaubt keine quantitative Unterscheidung der turbulenten Flüsse zwischen den Jahreszeiten. Die Messungen der Schichtungsverhältnisse und der Nitratverteilungen in der Nähe des afrikanischen Kontinents zeigen hingegen deutliche saisonale Unterschiede. Es ist davon auszugehen, dass die durch den Wind bedingte, aufwärtsgerichtete Verlagerung der nährstoff- und lachgasreichen Schichten sowie die schwache Schichtung über dem kontinentalen Hang und

Schelf einen erhöhten Nährstoff- sowie Lachgaseintrag während der Auftriebssaison begünstigen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit haben gezeigt, dass die turbulente Vermischung am mauretani-schen Kontinentalhang und Schelf erhöht ist – im Vergleich zu küstenfernen Regionen sowie zu anderen Schelfregionen – und einen erheblichen Einfluss auf den vertikalen Austausch von klima-relevanten Spurengasen und Nährstoffen zwischen der ozeanischen Deckschicht und den tieferen Schichten hat.



# A. Tidal induced mixing and nutrient fluxes in the Mauritanian upwelling region

Jens Schafstall<sup>1</sup>, Marcus Dengler<sup>1</sup>, Peter Brandt<sup>1</sup> and Hermann Bange<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Leibniz-Institut für Meereswissenschaften an der Universität Kiel, IFM-GEOMAR, Kiel, Germany

## **Abstract:**

The Mauritanian coastal area is one of the most biologically productive upwelling regions in the world ocean. Shipboard observations carried out during maximum upwelling season and short-term moored observations are used to investigate diapycnal mixing processes and to quantify diapycnal fluxes of nutrients. The observations indicate strong tide-topography interactions that are favored by near-critical angles occurring on large parts of the continental slope. Moored velocity observations reveal the existence of highly nonlinear internal waves and bores and levels of internal wave spectra are strongly elevated near the buoyancy frequency. Dissipation rates of turbulent kinetic energy at the slope and shelf determined from microstructure measurements in the upper 200 m averages to  $\varepsilon = 5 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$ . Particularly elevated dissipation rates were found at the continental slope close to the shelf break, being enhanced by a factor of 100 to 1000 compared to dissipation rates farther offshore. Vertically integrated dissipation rates per unit volume are strongest at the upper continental slope reaching values of up to  $30 \text{ mW m}^{-2}$ . A comparison of finescale parameterizations of turbulent dissipation rates for shelf regions and the open ocean to the measured dissipation rates indicates deficiencies in reproducing the observations. Diapycnal nitrate fluxes above the continental slope at the base of the mixed layer yielding a mean value of  $12 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  are amongst the largest published to date. However, they seem to only represent a minor contribution (10–20%) to the net community production in the upwelling region.

**Key Words:** Diapycnal mixing, upwelling, internal tides.

## A.1. Introduction

The coastal region off Mauritania is part of an eastern boundary upwelling system that extends from the northern tip of the Iberia peninsula at  $43^{\circ}\text{N}$  to south of Dakar at about  $10^{\circ}\text{N}$ . While between  $20^{\circ}\text{N}$  and  $25^{\circ}\text{N}$  upwelling is present throughout the year, upwelling strength to the north and to the south of these latitudes exhibits a pronounced seasonal cycle (BARTON ET AL., 1998). This seasonal variability is due to changes in wind forcing associated with the migration of the Intertropical Convergence Zone (ITCZ). Upwelling favorable winds along the coast off Mauritania prevail primarily from December to April.

The redistribution of nutrients, sediments, freshwater and pollutants throughout the water column at the transition zone between the open ocean and the coastal region, in which several of these quantities enter the ocean from terrestrial sources, is of local and global importance (CARTER ET AL., 2005). The hydrodynamics at the continental slope, however, are strongly influenced by the slope itself, which has consequences for mixing processes and transport. Interaction of the ocean with topographic boundaries accelerates an energy cascade from large scale open ocean tides to the small turbulent scales (e.g. SANDSTROM UND OAKEY, 1995). In general, the first step of this energy cascade is the interaction of barotropic tidal flow with topography leading to the generation of baroclinic motions in the presence of stratification. As described by linear theory the interaction between barotropic tides and topography leads to the generation of internal waves with comparably long horizontal wavelengths (tens of kilometers) which are known as internal tides (e.g. BAINES, 1982), while the inclusion of nonlinear and nonhydrostatic effects additionally allows generation of nonlinear internal waves with much shorter wavelength (hundreds of meters) and high frequency (close to  $N$ ) (e.g. LEGG UND ADCROFT, 2003). Observations from several continental slopes (e.g. DUDA ET AL., 2004; HOLLOWAY UND MERRIFIELD, 1999) showed internal tides becoming sufficiently nonlinear to form internal bores followed by groups of high-frequency nonlinear internal waves. These nonlinear internal waves that are often highly energetic and have particularly large particle velocities can locally be the dominant factor for ocean mixing (MACKINNON UND GREGG, 2003a; MOUM UND NASH, 2000; MOUM ET AL., 2003; PINGREE ET AL., 1986).

It is generally accepted that the scattering and the reflection of internal waves from sloping topography can promote mixing. At the critical frequency, where the characteristic slope of internal waves matches the bottom slope, internal wave energy is amplified upon reflection, favorable for shear instability and turbulence (e.g. ERIKSEN, 1982, 1998). Recent numerical simulations of internal wave reflection at topography by LEGG UND ADCROFT (2003) suggested that enhanced mixing occurs at a variety of near-critical topographic slopes regardless of their curvature due to the generation of nonlinear internal wave.

In the present study, we investigate the distribution of diapycnal mixing in the upper ocean of the Mauritanian upwelling region. Our observations from the continental slope and the shelf region, while showing internal tides and internal bores consisting of individual internal waves

indicate strong mixing occurring near the shelf edge. High resolution observations from moorings, shipboard velocity measurements and microstructure profilers resolve details of the velocity and density fluctuations from bores propagating on-slope with maximum velocity signals at mid-depth or near the bottom. Additionally, they allow quantification of diapycnal fluxes of nutrients for different regions within the upwelling system. Although mixing at the upper continental slope has long been recognized as an important mechanism for the nutrient supply to productive layers in coastal waters (e.g. SANDSTROM UND ELLIOTT, 1984), quantitative estimates of diapycnal nutrient fluxes in those regions are sparse. However, robust estimates of diapycnal transport of nutrients are vital for validating biogeochemical models and carbon export estimates from the euphotic zone (e.g. GNANADESIKAN ET AL., 2002).

The paper is organized as follows: Section A.2 describes the available dataset. Observations of turbulent mixing and large amplitude tidally induced internal waves are presented in section 3. In section 4, the observations are used to assess skill of different finescale parameterizations of turbulence. Estimates of diapycnal nutrient fluxes are presented in section 5, while we conclude with a summary in section 6.

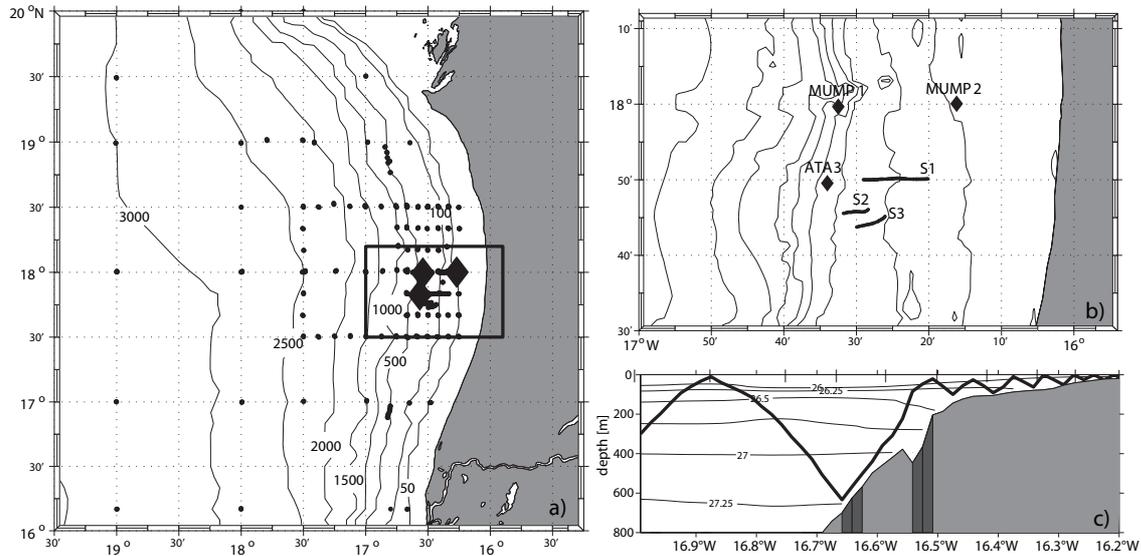
## A.2. Data and methods

### A.2.1. Data

Between July 2006 and February 2008, a physical and biogeochemical measurement program was carried out in the upwelling region off Northwest Africa as part of the Mauritanian Upwelling and Mixing process (MUMP) study and the Surface Ocean Processes in the Anthropocene (SOPRAN) project. Altogether, five cruises were carried out, four during maximum upwelling in January-March, and one cruise in summer when upwelling is lowest. The main goal of the observational program was to quantify physical and biogeochemical processes that contribute to variability of sea surface temperature and to emission of trace gases in the upwelling region.

The dataset presented here is a subset of the above observations and consists of shipboard observations from three cruises carried out in January (FS Poseidon cruise P347) and February 2007 (FS Poseidon cruise P348) and in February 2008 (N/O L'Atalante, IFM-GEOMAR cruise 3). Additionally, velocity as well as temperature and salinity time series were obtained from short-term mooring deployments of 10–12 day durations from different positions along the continental slope (Fig. A.1). Shipboard observations included microstructure shear and temperature profiles, continuous velocity measurements by vessel-mounted acoustic Doppler current profilers (VMADCPs) and conductivity-temperature-depth-oxygen (CTD-O<sub>2</sub>) profiles. Furthermore, water samples from Niskin bottles were taken from different depths and analyzed for salinity, oxygen, nutrients and other biogeochemical parameters.

Microstructure data were collected using different loosely-tethered microstructure profilers (MSS-90L and MSS90D) manufactured by Sea&Sun Technology in cooperation with ISW-Wassermess-



**Figure A.1.:** a) Shows map of positions of individual microstructure stations (black dots) and moorings (diamonds). b) Enlarged view of mooring positions and microstructure transects (S1, S2 and S3) discussed below. c) Shows representative bathymetric slope along 18°N. Arbitrary  $M_2$  tidal beam following equation (A.2) is indicated by thick black line. Critical and super-critical slopes are indicated by dark grey, subcritical slopes by light grey shading.

technik. All profilers were equipped with two shear sensors (airfoil), a fast temperature sensor (FP07), an acceleration sensor, tilt sensors and standard CTD sensors. In addition, an optical turbidity probe and an oxygen sensor (Oxygardt) were mounted to the profiler used during the February 2008 cruise. A detailed description of the instruments is given in PRANDKE UND STIPS (1998). The profilers were adjusted to decent at  $0.5 - 0.6 \text{ ms}^{-1}$ . High-frequency shear fluctuations measured by airfoils can be used to estimate the local dissipation rate of turbulent kinetic energy ( $\epsilon$ ) (see below). Noise levels of turbulent dissipation rates from the microstructure profilers are better than  $1 \times 10^{-9} \text{ W kg}^{-1}$  for the MSS90L and better than of  $4 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$  for MSS90D.

The microstructure sampling strategy chosen was a compromise between temporal and spatial resolution. Microstructure profiles were collected at about 160 stations during the three cruises encompassing the region from 16°N to 20°N and from the Cape Verde islands to the Mauritanian coast (Fig. A.1). At each station, 3 to 8 repeated microstructure profiles were recorded. Maximum sampling depths was about 250 m or the bottom in shallower waters. In addition to individual stations, several microstructure transects were sampled by continuous profiling along a sections while steaming at about 1.5 knots. The exact location of three of those yo-yo transects discussed in the present study are depicted in Fig. A.1.

During most of the microstructure stations, additional CTD- $\text{O}_2$  profiles and water samples were collected using a Seabird 911 system attached to a rosette of 12 (FS Poseidon) or 24 (N/O L'Atalante) Niskin bottles. Water samples were used for calibration purposes as well as for analysis

of biogeochemical parameters including nutrients. Water samples for calibration of Seabird conductivity sensors were analyzed on board using Guildline salinometers. Final accuracy of salinity derived from CTD measurements was in general better than 0.003.

On all cruises, continuous velocity data were recorded by vessel-mounted ADCPs. On FS Poseidon, a RDI-Ocean Surveyor (75 kHz) was available that was configured to record data at a pingrate of 2.4 s using 100 bins and a bin length of 8 m. On N/O L'Atalante, a 75 kHz broadband ADCP and a 300 kHz ADCP were simultaneously collecting data. Bin size here was 16 m and 4 m respectively. Standard techniques (e.g. FISCHER ET AL., 2003) were used during data post-processing.

<b>MUMP 1</b>	<b>Lat: 17°59.65'N, Lon: 16°32.00'W°, Water Depth: 386 m Start: 2007/22/01 10:26 Stop: 2007/02/01 13:15</b>			
<b>Instrument</b>	<b>Serial No.</b>	<b>Variables</b>	<b>Depth</b>	<b>Sampling rate</b>
Mini T	3388	t, p	25 m	300 s
Moored Profiler	RO1 (JT)	u, v, w, p, t, c	40-380 m	30 min/profile
Microcat	2249	t, c	385 m	180 s
Argonaut	179	u, v	386 m	180 s
<b>MUMP 2</b>	<b>Lat: 18°00.08'N, Lon: 16°16.15'W°, Water Depth: 38 m Start: 2007/22/01 16:28 Stop: 2007/02/01 08:20</b>			
<b>Instrument</b>	<b>Serial No.</b>	<b>Variables</b>	<b>Depth</b>	<b>Sampling rate</b>
ADCP (1200kHz)	001	profiles of u, v, w	12-32 m	2 s (10 subping, Mode 12)
Mini T	56	t, p	36 m	300 s
Microcat	2251	t, c	37 m	180 s
<b>Ata 3</b>	<b>Lat: 17°50.00'N, Lon: 16°34.00'W°, Water Depth: 264 m Start: 2008/02/05 10:00 Stop: 2008/02/16 10:20</b>			
<b>Instrument</b>	<b>Serial No.</b>	<b>Variables</b>	<b>Depth</b>	<b>Sampling rate</b>
ADCP (1200kHz)	001	profiles of u, v, w	205-220 m	2 s (10 subping, Mode 12)
ADCP (300kHz)	001	profiles of u, v, w	50-200 m	5 s
Microcat	1316	t, c	204 m	5 s
Microcat	1317	t, c	225 m	5 s
Microcat	1318	t, c	235 m	5 s
Microcat	1321	t, c	245 m	5 s

**Table A.1.:** Mooring instrumentation and setup

In addition to the shipboard observations, velocity and CTD time series from three short-term mooring deployments are available (Tab. A.1). Two moorings were deployed on the continental slope in a water depth of 385 m and 265 m while a third mooring was deployed on the shelf in a depth of 38 m (Fig. A.1). The deeper mooring on the continental slope was equipped with a McLane Moored Profiler (MMP) set to climb the depth range from 40 to 380 m every 30 minutes. The MMP records three dimensional velocity and CTD data while climbing up and down the mooring cable. The shallower mooring consisted of an upward looking 300 kHz, a downward

looking 1200 kHz ADCP and a few CTD and TD logger below and above the ADCPs. The ADCPs were configured to ping every 5 s using a bin size of 4 m (300 kHz) and every 2 s with 10 subpings (Mode 12) using a bin size of 0.5 m (1200 kHz). The mooring on the shelf was deployed in a water depth of 38 m. It was equipped with a 1200 kHz ADCP (Tab. A.1) that used the same configuration as the 1200 kHz ADCP above.

### A.2.2. Dissipation rate and turbulent eddy diffusivity calculation

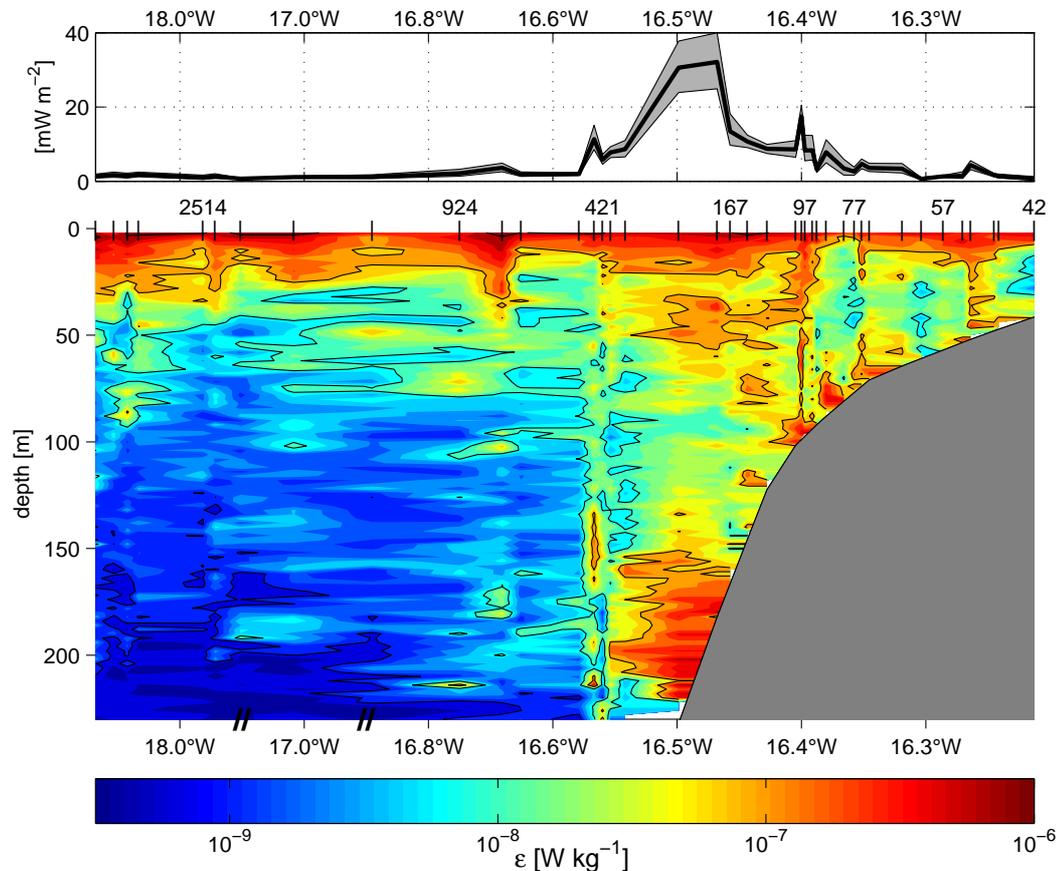
Estimating the rate of turbulent kinetic energy dissipation ( $\varepsilon$ ) from velocity shear measurements by airfoil probes has a long tradition in physical oceanography (e.g. GREGG, 1999; LUECK ET AL., 2002; OAKEY, 1982; OSBORN, 1974, 1980). Here, the variance method was used to calculate dissipation rates: Wavenumber spectra were calculated from one-second ensembles of shear data (1024 individual measurements) which corresponds to a vertical interval of 0.5-0.6 m. Estimates of  $\varepsilon$  are then derived by integrating the shear spectrum using the relationship for isotropic turbulence

$$\varepsilon = 7.5\nu \left\langle \left( \frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle = 15\nu \int_0^{\infty} \Phi_S dk_z \quad (\text{A.1})$$

where  $\nu$  is the dynamic viscosity of seawater and shear wavenumber spectrum. We obtained shear variance by integrating the shear wavenumber spectrum from a lower wavenumber  $k_{min}$  (taken as 3 cpm) to an upper cutoff number  $k_{max}$  which is dependent on the Kolmogorow wavenumber. The upper cutoff was varied by iteration between a maximum value of 30 cpm and a minimum value of 14 cpm when dissipation is low, similar to the procedure described in MOUM ET AL. (1995). The loss of variance due to incomplete integration was compensated by extrapolating the observed spectrum in the neglected wavenumber band using the theoretical Nasmyth spectrum (NASMYTH, 1970). Similarly, loss of variance resulting from spatial averaging due to the finite size of the sensor tip was corrected following PRANDKE ET AL. (2000). Calculations of for each of the two shear sensors were done separately. Before individual estimates were merged, the derived values for each sensor were carefully edited for outliers that predominately originate from collisions of the sensors with small particles. Dissipation rates from the first five meters below the surface are often contaminated by ship induced turbulence and are therefore excluded from the analysis. Turbulent eddy diffusivities ( $K_\rho$ ) were calculated from  $\varepsilon$  and the buoyancy frequency,  $N^2$ , as  $K_\rho = \Gamma \varepsilon / N^2$  (OSBORN, 1980). Mixing efficiency,  $\Gamma$ , was set to 0.2 (OAKEY, 1982).

### A.3. Observations

The microstructure observations available from the measurement campaign (Fig. A.1) span a wide region within the Mauritanian upwelling system. Repeated profiles were collected from 16°N to 20°N and from 25°W to the coast. Water depth in this region ranges from 3000 m in the west to less than 30 m close to the coast. A composite of the distribution of averaged dissipation rates



**Figure A.2.:** Turbulent kinetic energy dissipation rate against bottom depth compiled from all available profiles collected during high upwelling season (lower panel). Data are binned in groups of 20 profiles as indicated by ticks on top of the panel. Black line in upper panel shows vertically integrated (30 m to 220 m or bottom) dissipation rates. Grey shading indicated 95 % confidence intervals (bootstrap).

against bottom depth best illustrates the dependence of strength of turbulence on the different topographic environments (Fig. A.2). In this composite, each microstructure cast from south of 19°N is projected – according to water depth – on an arbitrary zonal section for which we used an idealized bathymetry along 18°N. Dissipation rates from 20 topographically adjacent profiles were arithmetically averaged on depth levels and contoured.

Away from the shelf region and the continental slope, turbulent dissipation rates and thus diapycnal mixing below the surface layer are lower than  $10^{-9} \text{ W kg}^{-1}$  (Fig. A.2). Here, only a few individual profiles showed elevated levels of turbulence. As diagnosed from simultaneously measured shipboard ADCP and CTD data (not shown), these elevated levels were often associated with baroclinic near-inertial waves. In contrast, the observations from the continental slope indicate strongly enhanced levels of turbulence, predominately close to the bottom and at mid-depth. Average dissipation rates inshore from 16.6°W, corresponding to bottom depths shallower than 450 m,

exceed values of  $10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$  almost everywhere while maxima are larger than  $10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$ . In fact, the mean dissipation rate for depth larger than 30 m and inshore of the 450 m isobaths yields  $4.9 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$ . The mid-depth maximum (40 m to 90 m) between  $16.55^\circ\text{W}$  and  $16.4^\circ\text{W}$  (Fig. A.2), having average dissipation rates  $\varepsilon > 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$ , was determined from more than 200 microstructure profiles from this region and thus marks a robust feature. Inshore from the shelf break, dissipation rates are also enhanced, but on average somewhat weaker than along the continental slope. In addition, the water column above the shelf is only weakly stratified with comparable low vertical and horizontal gradients. Elevated levels of  $\varepsilon$  in the mixed layer above 30 m depth are due to wind and night-time convection and will not be discussed further.

Accordingly, vertically integrated dissipation rates calculated from the maximal sampling depth (220 m or the seafloor in shallower waters) to the base of the mixed layer are strongly enhanced at the continental slope (Fig. A.2, upper panel). The integrated dissipation rate can be interpreted as the kinetic and potential energy extracted by turbulence from the background velocity and density fields. Background fields here indicate mean and variability caused by all other processes except turbulence. Close to the shelf break, integrated dissipation peaks at about  $30 \text{ mW m}^{-2}$  and the mean value for the approximately 20 km wide strip between the 450 and 95 m isobaths yields  $13 \text{ mW m}^{-2}$ . This average value is on the higher end of similar estimates from continental slopes in other oceanic regions (e.g. SHERWIN, 1988; INALL ET AL., 2000; SHARPLES ET AL., 2001a) indicating that turbulence production at the Mauritanian continental slope is somewhat increased compared to other continental slope regions.

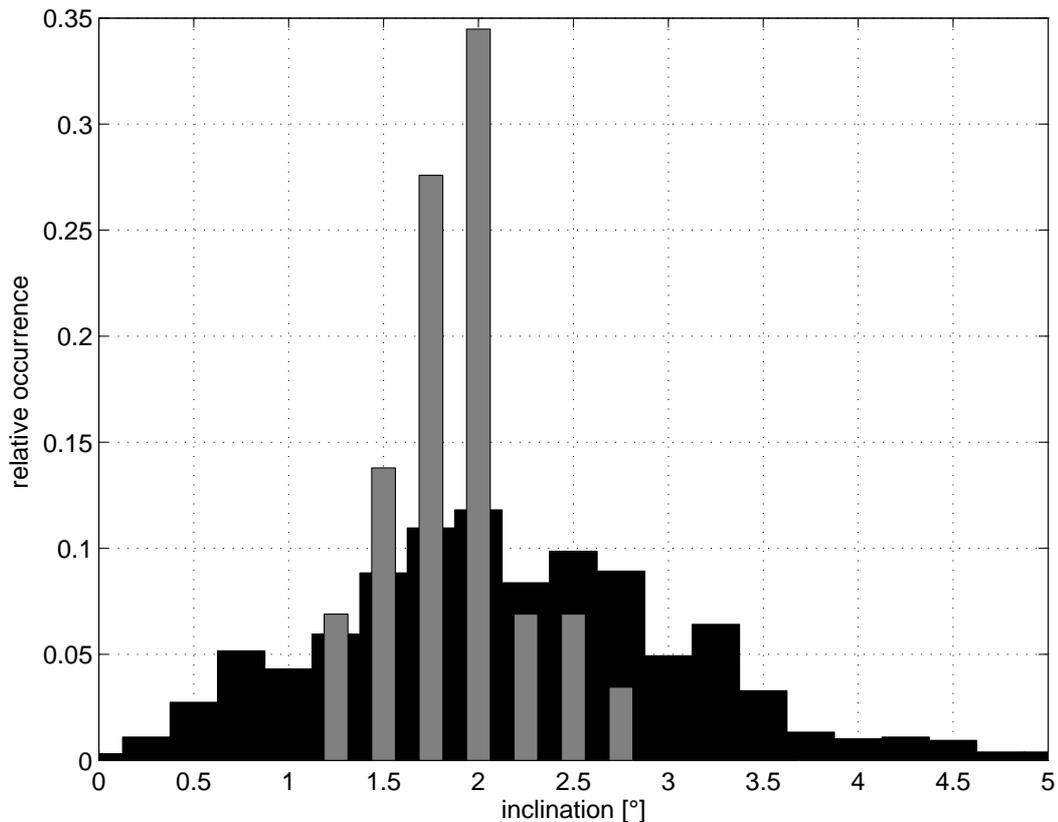
It should be noted that during high upwelling season, when the data was collected, the near-surface isopycnals slope upward toward the coast while at depths below 150 m isopycnals slope downward, resulting in a reduced stratification at the upper continental slope (Fig. A.1c). In the following, we focus on observations of oceanic processes that lead to enhanced turbulence at the continental slope off Mauritania below the mixed layer.

### A.3.1. Internal waves at the continental slope

Barotropic or low vertical mode baroclinic tidal currents passing topographic features such as mid-ocean ridges or continental slopes can efficiently generate internal tides of small vertical scale (e.g. GERKEMA UND ZIMMERMAN, 1995). This mechanism is particularly effective when the slope of topography matches the slope of the linear internal tide characteristic,  $s$  (i.e. the path of the group velocity vector) which is given by:

$$s^2 = \left( \frac{\sigma^2 - f^2}{N^2 - \sigma^2} \right) \quad (\text{A.2})$$

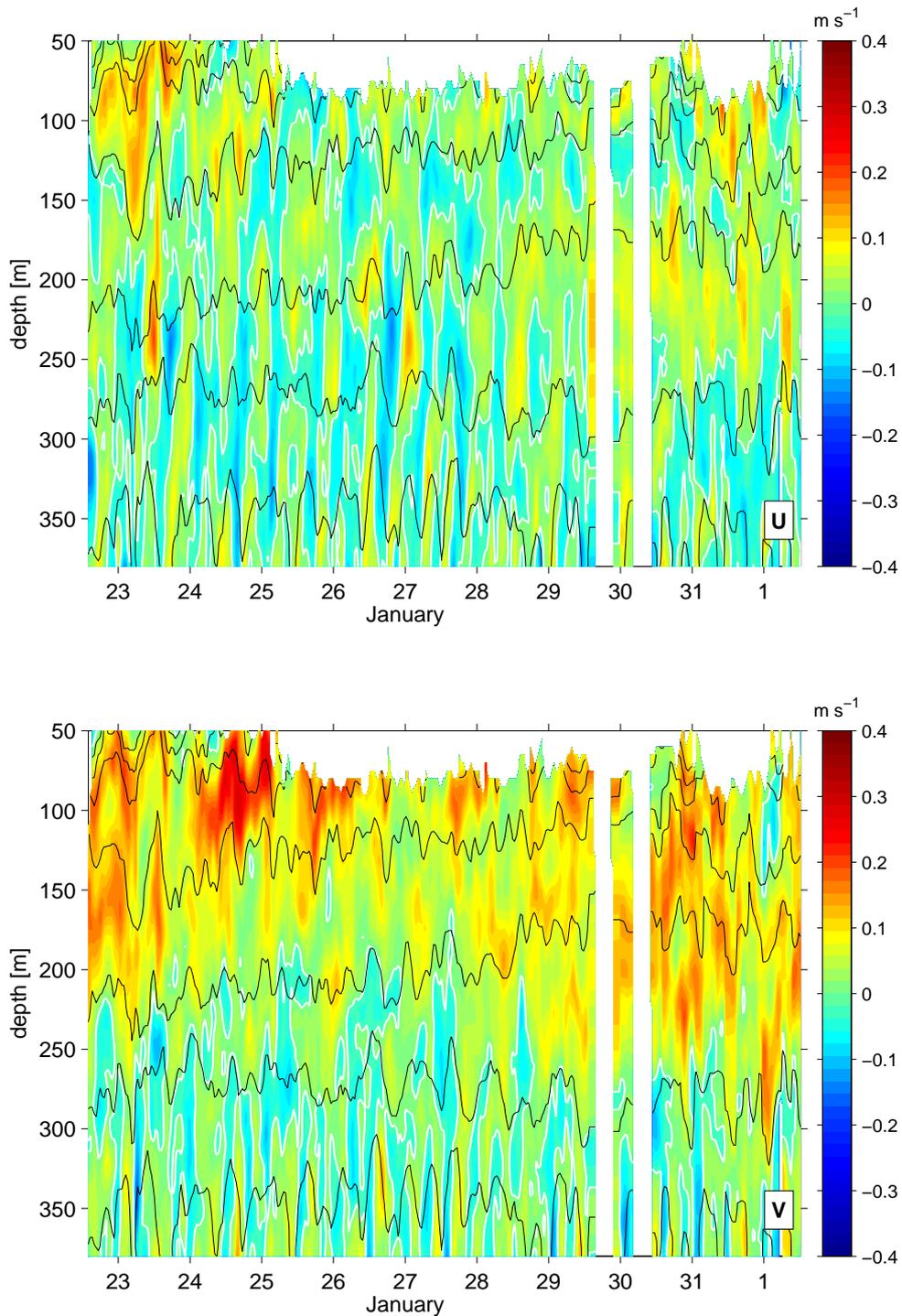
where  $f$  is the inertial frequency,  $\sigma$  is the frequency of the internal tide and  $N(z)$  the local buoyancy frequency as a function of depth. Topographic slopes are classified as supercritical, critical or subcritical when they are greater than, equal to or less than the internal wave slope, respectively (e.g.



**Figure A.3.:** Relative occurrence of topographic slope angles (black) and angles of the semidiurnal internal tide characteristics (gray) between 16.5°N and 19.5°N at the upper Mauritanian continental slope (200 m and 600 m depth).

HOLLOWAY, 1985). Upon reflection internal waves preserve their angle to the horizontal rather than to the reflecting surface (PHILLIPS, 1977), so that reflection from slopes near the critical angle leads to reflected waves with higher wavenumbers and greater shear (e.g. ERIKSEN, 1982, 1985). When the horizontal velocity of the wave approaches the wave phase speed, nonlinear processes need to be considered. Transformation of the wave into an internal bore, a series of distinct high frequency waves or wave trains having smaller wavelength may occur. The propagation of these non-linear waves is almost horizontally while following isopycnals instead of characteristic lines.

The upper continental slope off Mauritania is, for the observed stratification, frequently near-critical or critical for the  $M_2$  frequency (Fig. A.1c, Fig. A.3). In fact, about 90 % of the topographic inclinations derived from the 1°-resolution topography by SMITH AND SANDWELL (1997) for the upper continental slope (200–600 m) off Mauritania (16.5°N-19.5°N) are between 0.5° to 3.5° (Fig. A.3). The angles of internal tide characteristics, calculated using (A.2) from all CTD-profiles observed within the corresponding area, vary between 1° and 3° (for each profile an averaged N

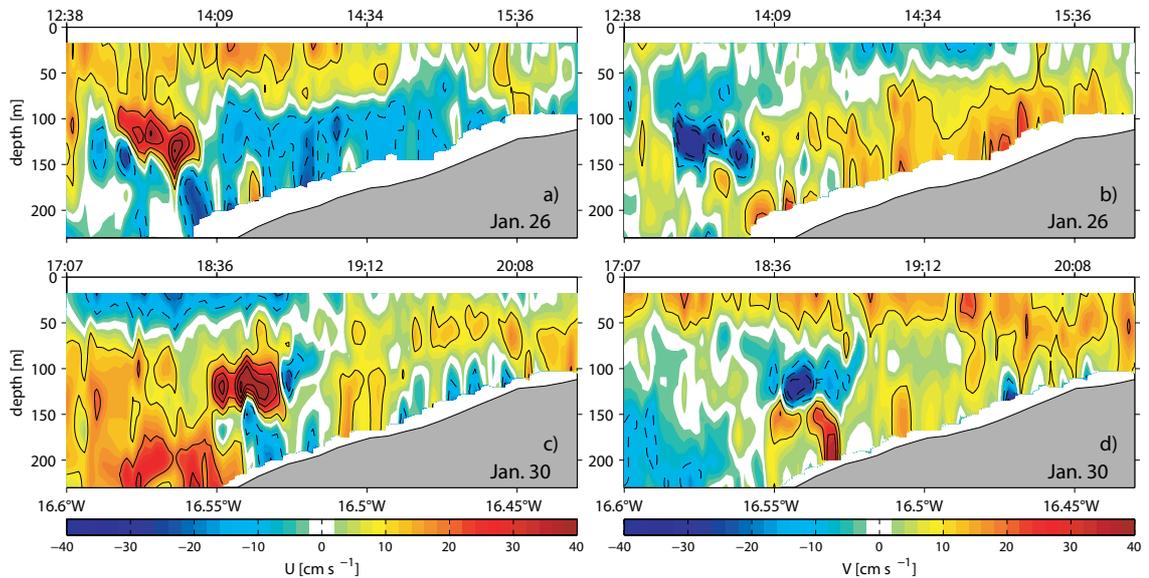


**Figure A.4.:** Time series of zonal (cross-slope, upper panel) and meridional (along-slope, lower panel) velocity profiles collected by the moored profiler deployed at 386 m depth. Zero isotachs are represented by white contours. Variability of isotherms (black contours) indicates associated vertical displacements.

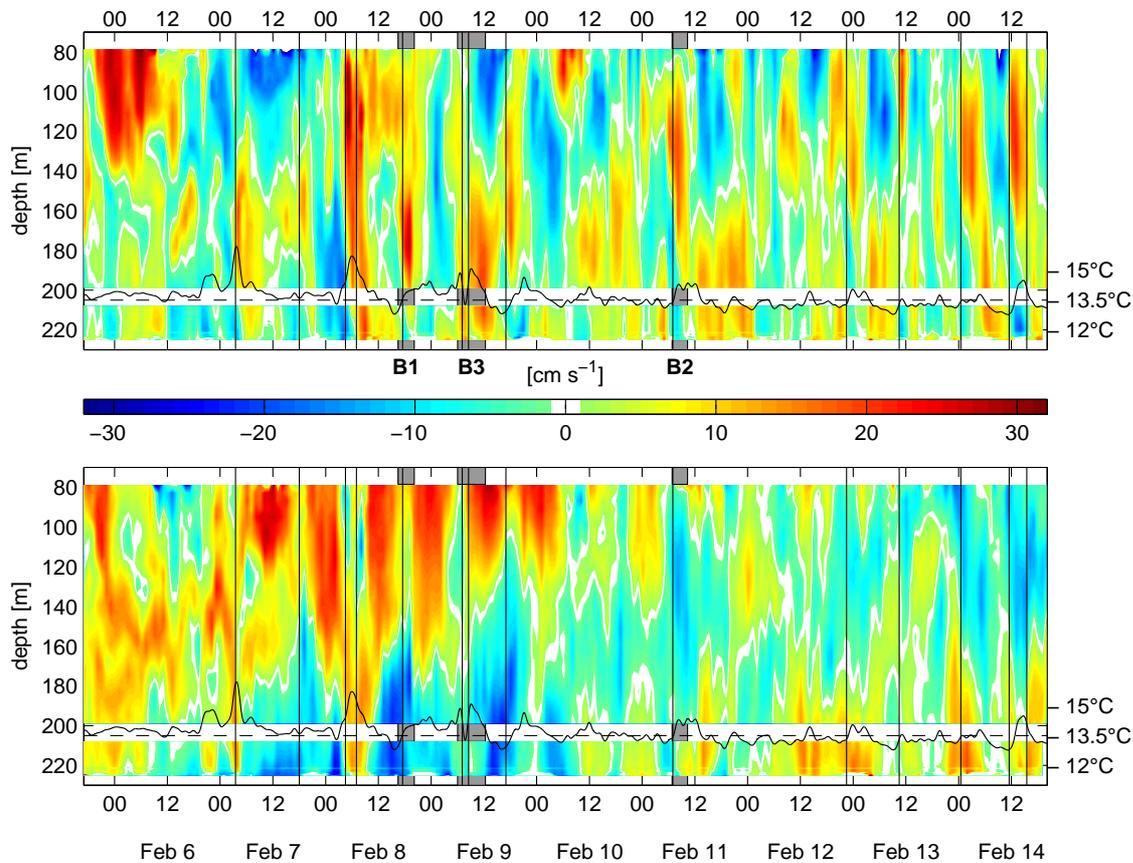
over the lower 100 m was used). As both probability distributions (Fig. A.3) peak at an angle of  $2^\circ$ , near critical reflection at the upper continental slope is likely.

Limitations in temporal and spatial data coverage do not allow a complete description of the internal tide evolution, including their offshore generation, shoreward propagation, possible disintegration into higher frequency waves, and finally dissipation over the outer continental shelf. Nevertheless, our observations from the upper Mauritanian continental slope captured some of the above processes. A 10-day velocity time series recorded by a moored profiler (Tab. A.1) deployed at the continental slope at about 400 m depth shows the presence of semi-diurnal tides (Fig. A.4). Even though the record is too short to permit a detailed tidal analysis, a rough estimate of the tidal amplitude was obtained by fitting a harmonic of  $M_2$  frequency to the time series. The results indicate that the  $M_2$  tide accounts for less than 10 % of the total variance and has amplitudes varying considerably with depth of about  $0.01 \text{ m s}^{-1}$  -  $0.025 \text{ m s}^{-1}$  in the along-slope component and  $0.025 \text{ m s}^{-1}$  -  $0.04 \text{ m s}^{-1}$  in the cross-slope component.

During several occasions, (e.g. at noon on  $23^{\text{rd}}$  and in the early morning of the  $27^{\text{th}}$  of January in Fig. A.4), particularly energetic baroclinic flows with vertical scales of about 50 m are found between 175 m and 275 m depths. Velocities within these events which are likely of tidal origin were of the order of  $0.3 \text{ m s}^{-1}$ , much stronger than the harmonic semi-diurnal velocity component. Due to the low sampling frequency of the moored profiler, detailed characterization of these signals are not possible. It should be noted that short-term isopycnal displacements of less than one-day determined from CTD data of the moored profiler were strongly pronounced with mean peak-



**Figure A.5.:** Zonal sections of zonal (cross-slope, left panels a, c) and meridional (along-slope, right panels b, d) velocity profiles collected by VMADCP along  $17^\circ 50' \text{N}$  (black contour intervals are  $0.1 \text{ m s}^{-1}$ ).



**Figure A.6.:** Time series of zonal (cross-slope, upper panel) and meridional (along-slope, lower panel) velocities (color contours) and temperature from 205 m depth (thick black line). Black vertical lines mark the appearance of individual bores listed in Tab. 2. Gray shaded areas (B1 – B3) indicate time series shown in Fig. A.7 (B1 and B2) and Fig. A.8 (B3). Data from the downward looking 1200 kHz ADCP sampling between 208 and 225 m are vertically stretched compared to data from the upward-looking 300 kHz ADCP (Tab. A.1).

to-through amplitudes of about 30 m in upper layers (50 m-150 m) and 70 m at mid-depth (about 300 m).

Some of the cross-slope VMADCP velocity sections show the presence of very strong cross-slope and along-slope velocity signals of short horizontal (2-3 km) and vertical scales (50–80 m) (Fig. A.5). Velocities within these features that are strongest at mid-depth, in a water depth between 75 m and 175 m (Fig. fig:fig4) exceeded  $0.4 \text{ m s}^{-1}$  in on-slope and  $0.3 \text{ m s}^{-1}$  in southerly direction. At their shoreward side, the horizontal flow is strongly convergent, typical for internal bores. Within an individual feature, several velocity maxima are distinguishable.

Similar bores were observed in velocity time series (Fig. A.6) from ADCPs that were moored at a water depth of 265 m (Tab. A.1). This mooring was situated somewhat inshore of the moored profiler discussed before (Fig. A.1b), but on the same latitude as the velocity sections shown

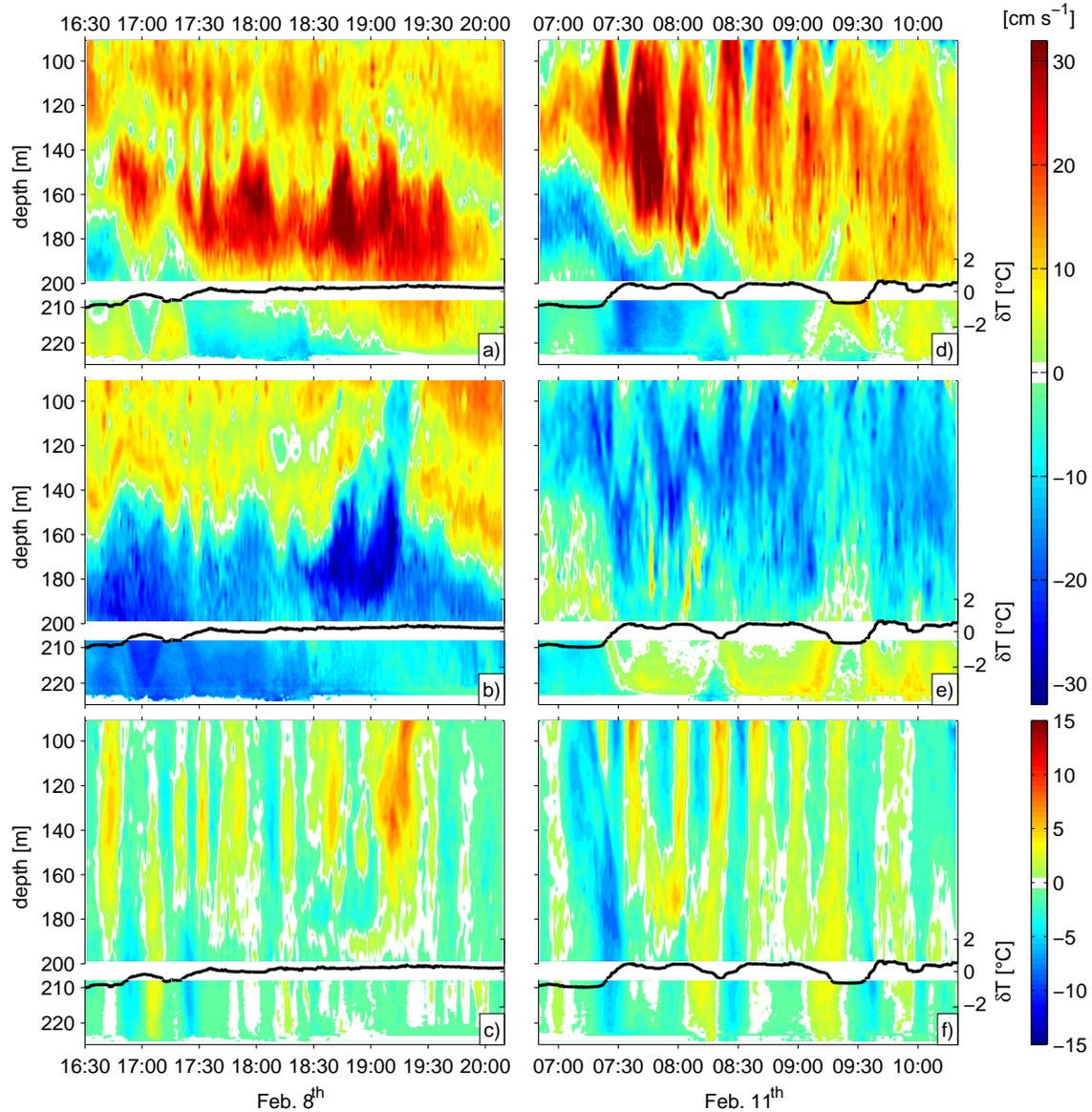
in Fig. A.5. The 11-day time series shows strong velocity maxima of 1 to 5 hour duration occurring at varying depth in the water column. Velocities within the features frequently exceed  $0.3\text{-}0.4\text{ m s}^{-1}$  and their vertical extent is between 50 m and 100 m. The bores that exhibit predominately on-shore and southward velocities are associated with temperature changes of  $1\text{-}2^\circ\text{C}$  and density changes of  $0.2\text{-}0.5\text{ kg m}^{-3}$  at a depth of 205 m, 60 m above the seafloor (Fig. A.6). Apparently, the occurrence of these bores did not correspond to the same phase of the  $M_2$  cycle, but in general two bores were observed during a 24 hour period (Tab. A.2). As indicated in Fig. A.6, 14 bores were indentified from the current record (Tab. A.2) having maximum velocity signals at mid-depth (11) or near the bottom (3). All events propagate in on-slope direction, but there are large differences in the structure of the individual bores (Fig. A.7, A.8).

Figure A.7 shows two examples of bores having maximum velocity signals at mid-depth. Before passing the mooring, a downward shift of the isotherms indicated by a temperature increase of about  $1^\circ\text{C}$  at 205 m depth and by strong negative vertical velocities (Fig. A.7 c, f), is observed. Associated with the lowering of the isopycnals, the layer of positive onshore flow deepens indicating onshore propagation. Within the bores, several pulse like on-slope, southward and vertical velocity events are detectable (Fig. A.7). Individual waves within the bore have associated time scales of 10–40 minutes. Temperature records are in good agreement with vertical velocity observations, indicating an alternating upward and downward shift of the isopycnals during the passing of individual waves. The existence of single pulses within the bore suggests a dispersive character. Nonlinear and non-hydrostatic effects act to transform the shoreward propagating bore into a sequence of individual internal waves typically arranged by amplitude (APEL, 2003).

For bores with near bottom intensified velocities (Fig. A.8, 07:15-08:15), on-shore propagation is indicated by the upward shift of isopycnals preceding the arrival of individual pulses, typical for

time	vertical extent	duration	$U_{max}/V_{max}$
07.02. 03:30	120–200 m	90 min	30 / – 15 $\text{cm s}^{-1}$
07.02. 18:00	120–180 m	90 min	30 / – 25 $\text{cm s}^{-1}$
08.02. 04:30	80–200 m	240 min	40 / – 15 $\text{cm s}^{-1}$
08.02. 07:00	>160 m	75 min	20 / – 10 $\text{cm s}^{-1}$
08.02. 17:30	130–210 m	160 min	30 / – 20 $\text{cm s}^{-1}$
09.02. 07:00	>160 m	65 min	25 / – 15 $\text{cm s}^{-1}$
09.02. 08:30	100–210 m	120 min	30 / – 15 $\text{cm s}^{-1}$
09.02. 17:00	100–200 m	120 min	30 / – 25 $\text{cm s}^{-1}$
11.02. 07:00	80–180 m	180 min	40 / – 15 $\text{cm s}^{-1}$
12.02. 22:30	<80–160 m	120 min	35 / – 10 $\text{cm s}^{-1}$
13.02. 10:30	<80–140 m	80 min	35 / – 15 $\text{cm s}^{-1}$
14.02. 00:30	80–170 m	180 min	35 / – 20 $\text{cm s}^{-1}$
14.02. 11:30	80–180 m	240 min	40 / – 15 $\text{cm s}^{-1}$
14.02. 15:30	>150 m	70 min	10 / + 10 $\text{cm s}^{-1}$

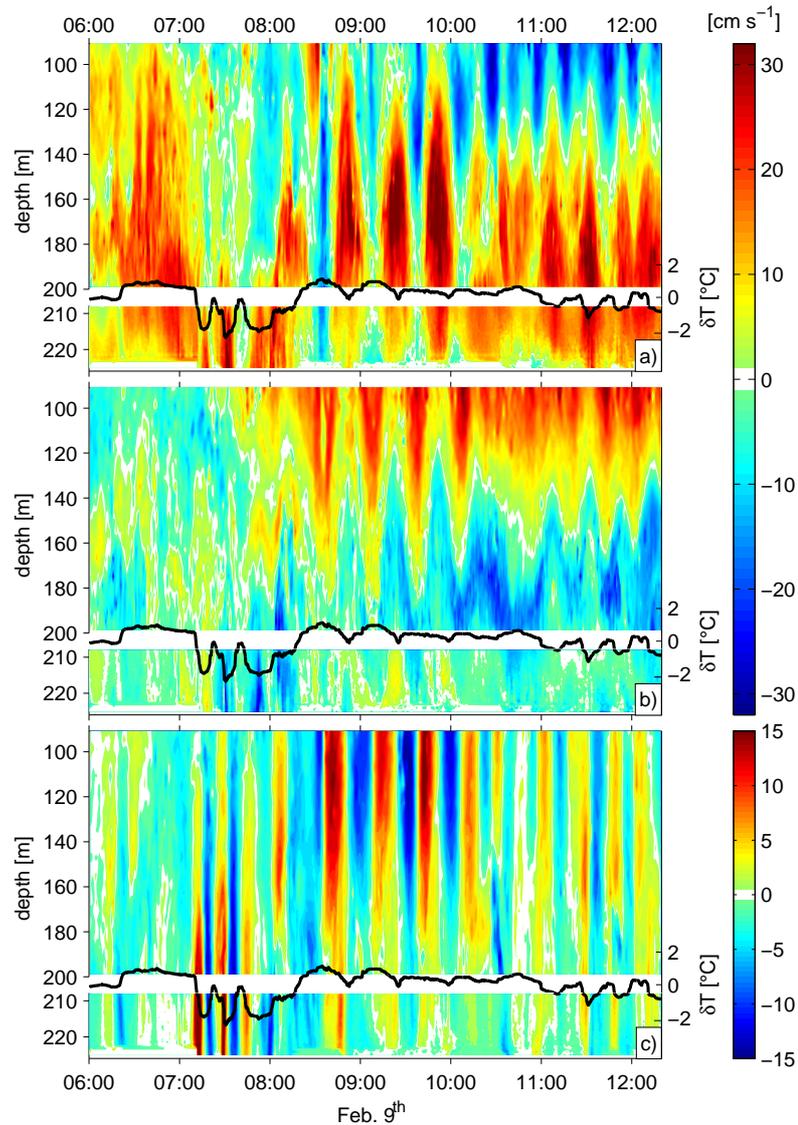
**Table A.2.:** Bore parameter



**Figure A.7.:** Time series of one-minute averages of zonal (a, d), meridional (b, e) and vertical (c, f) velocities (color contours) and temperature anomalies at 205 m depth (black tick line), see Fig. A.6 for details.

internal waves of elevation. These bottom-intensified bores have stronger vertical velocities and individual waves within the bores have shorter time scales. A single wave passes the mooring site within 10–15 minutes, indicating wave frequencies close to the local buoyancy frequency ( $N$ ).

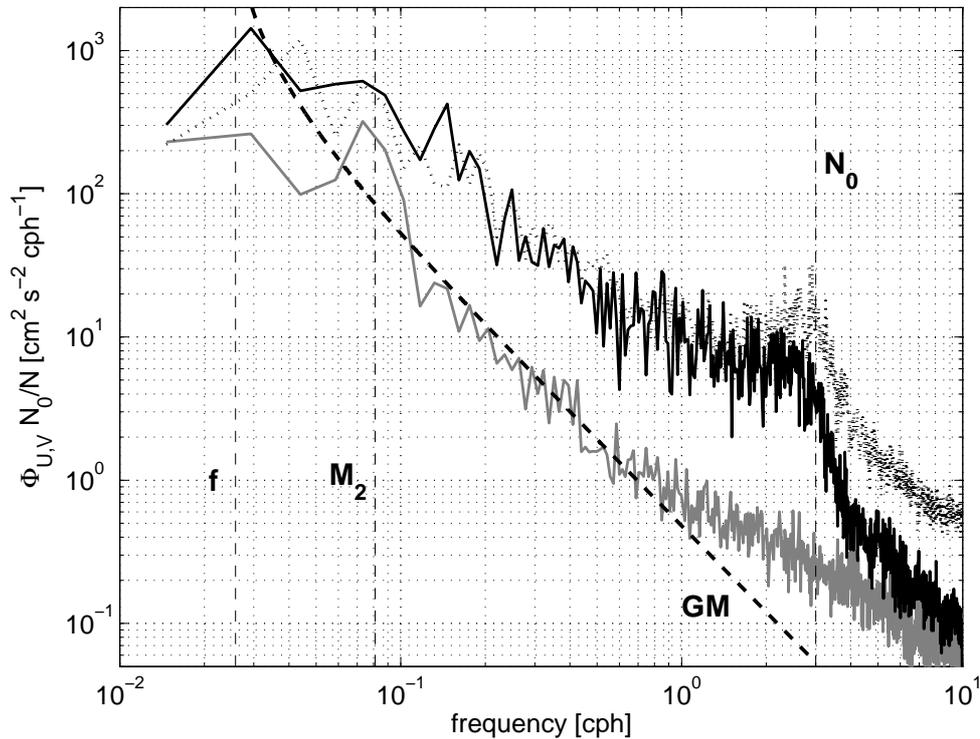
Possible explanations for the observed large differences between individual bores as well as their irregular occurrence with respect to the tidal cycle are i) variable generation sites along the continental slope resulting in varying local propagation directions and different stages of their evolution, ii) variable stratification affecting baroclinic structure and propagation speed and iii)



**Figure A.8.:** Same as Figure A.7 but for a 6 h period during 9th of Feb. 2008 (B3 in Fig. A.6).

highly nonlinear behavior including wave-topography interaction and internal wave breaking. It should be noted that the presence of the bores leads to strong vertical shear of horizontal velocity, particularly in the region below the bores.

Due to the presence of internal bores consisting of individual waves at the continental slope, buoyancy-scaled spectra of horizontal velocity are strongly elevated at higher frequency (Fig. A.9). While for near-inertial frequencies, the open ocean internal wave spectrum (Garrett and Munk spectrum, GM) (MUNK, 1981) and observed spectra at the continental slope have similar levels, levels of observed spectra at higher frequencies are strongly elevated. Instead of an  $\omega^{-2}$ -frequency dependence that is typical for open ocean spectra, the frequency spectra from the continental slope



**Figure A.9.:** Buoyancy scaled frequency spectra of horizontal velocity from continental slope at 265 m depth (1200 kHz ADCP, 205-225 m depth, solid black, 300 kHz ADCP, 125-175 m, dotted black line) and from the Mauritanian shelf close to the coast at 38 m water depth (1200 kHz ADCP, solid gray line). Dashed black line represents the Garret and Munk (GM) frequency spectrum (MUNK, 1981) for 18°N. Dashed vertical lines mark inertial ( $f$ ), principle lunar tide ( $M_2$ ) and buoyancy ( $N_0 = 3$  cph) frequency.

exhibit an  $\omega^{-1}$  dependence for frequencies between semi-diurnal tidal frequency and about 1 cph. For even higher frequencies the continental slope spectra begin to flatten, leading to a broad peak near the buoyancy frequency,  $N$ . Here, spectral levels are two orders of magnitudes higher than GM. In contrary, the frequency spectrum calculated from a velocity time series acquired by a 1200 kHz ADCP moored on the Mauritanian shelf in a water depth of 38 m about 30 km on-shore (see Tab. A.1), do not show comparable elevated spectral levels at higher frequencies (Fig. A.9). Moreover, this frequency spectrum is very similar to the GM except for frequencies larger than about 1 cph, where it is slightly increased relative to the GM. Accordingly, the velocity time series from the shelf only occasionally indicate the presence of bores (not shown). When present, the features had reduced amplitudes of individual waves ( $0.05$ - $0.15$   $\text{m s}^{-1}$ ) in comparison to the bores on the continental slope.

It should be stated that the 10 to 11-day time series from the shelf and the continental slope (265 m water depth) used in the spectral calculations were not recorded simultaneously. While both records are from the same month (February), they are from different years (2007 and 2008). The shipboard data (e.g. VMADCP, CTD) collected during mooring deployments and recoveries

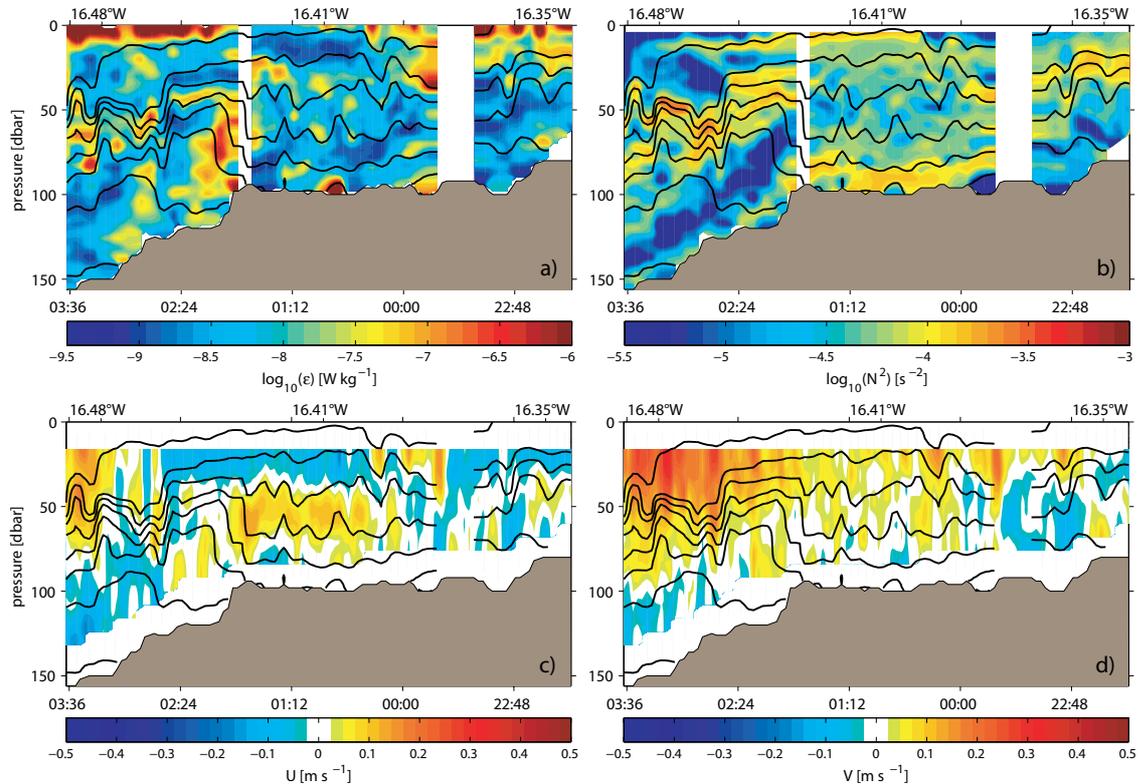
at the continental slope and on the shelf do not indicate large differences in the velocity variability and stratification during February of both years. We thus assume that the year-to-year variability was small and does not significantly affect the observed differences between spectra from the continental slope and the shelf.

As velocity variance on the shelf close to the coast is not particularly elevated, the bores and high frequency waves observed in a water depth of 265 m either reflect or dissipate on the continental slope, thereby transferring their energy to turbulence. The enhanced average dissipation rate of turbulent kinetic energy observed at the continental slope (Fig. A.2) certainly supports that a large part of velocity variance at the continental slope is locally dissipated, presumably due to shoaling and wave breaking

### A.3.2. Stratification and microstructure transects across the continental slope

Several transects across the continental slope and the shelf break were conducted during the different cruises that included continuous velocity and backscatter measurements by shipboard ADCPs and yo-yo-CTD and microstructure profiling (Fig. A.1b). During the different transects (Fig. A.10 - A.12), which are spatially as well as temporally separated from each other, observed dissipation rates vary by 4 orders of magnitude, from the noise level (about  $4 \times 10^{-10}$ ) to above  $10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$ ). Largest dissipation rates were found in the surface mixed layer and close to the bottom. A distinct feature common to these transects was a band of low stratification occurring parallel to the continental slope at depth between about 20 m and 50 m above the bottom (Figs. A.10b, A.11b). Such low stratification could be the result of enhanced mixing or of enhanced strain due to internal tides and waves. However, the latter mechanism seems to be unlikely as the low-stratification band was frequently observed in the available transects. The bands of low stratification are often accompanied by enhanced dissipation rates. This is particularly pronounced in the S2 transect (Fig. A.11) where elevated dissipation rates ( $> 1 \times 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$ ) frequently occur within the band above the slope. Turbulent diffusivities ( $K_\rho$ ) in this region reach large values of  $10^{-3}$  to  $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Similar low-stratification bands above the slope were identified in nonhydrostatic model simulations of tide-topography interactions at critical slopes (LEGG UND ADCROFT, 2003). In their model, the low-stratification layers were caused by enhanced mixing occurring in on-slope propagating bores.

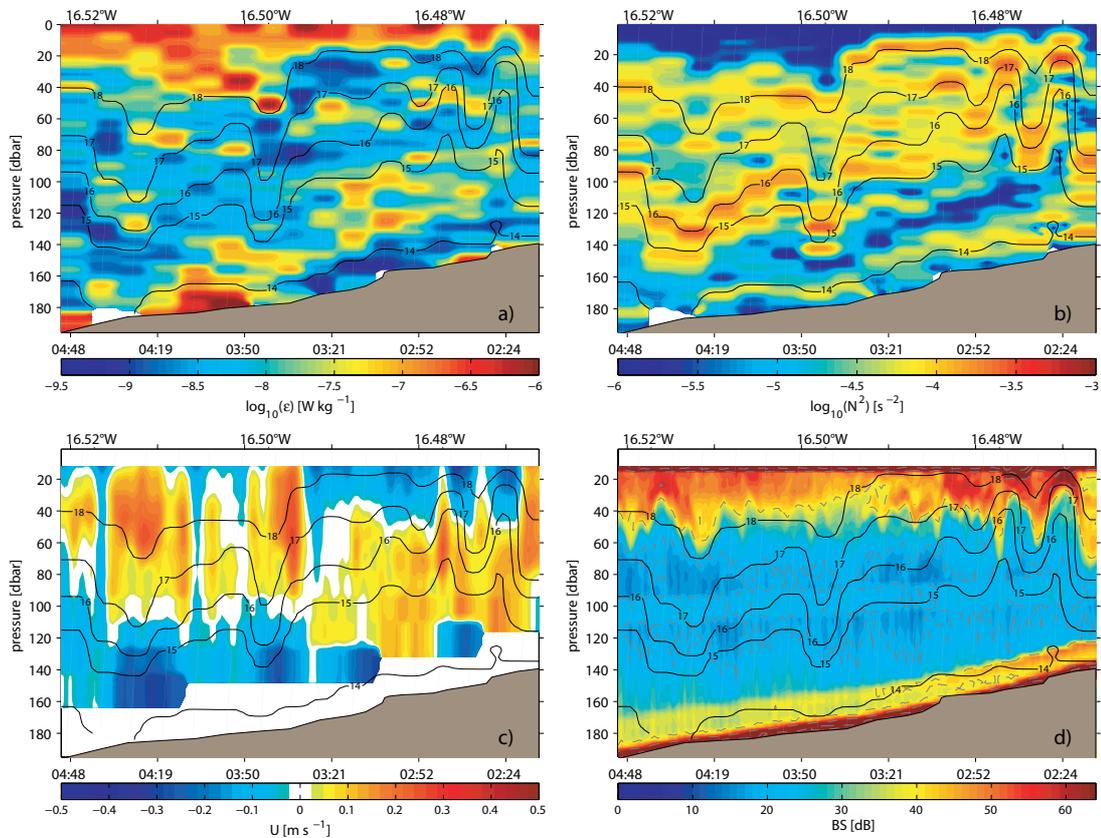
The dissipation rate below the surface mixed layer and above the bottom boundary layer is very variable due to different processes associated with tidally induced internal wave dynamics. Dissipation rates locally exceed values of  $5 \times 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$  (Fig. A.10a, A.11a, A.12a). Although many maxima in dissipation rate do not directly relate to features in velocity or backscatter amplitude, a few events that are coherent in the datasets are noteworthy. In the near surface layer of transect S1 (Fig. A.10c, shortly before midnight) zonal velocity reveals an internal wave packet propagating onshore above the shelf. The vertical excursions of the isopycnals associated with the individual



**Figure A.10.:** MSS measurements (upper panels): a)  $\log_{10}$  of turbulent kinetic energy dissipation ( $\varepsilon$ ) and b)  $\log_{10}$  buoyancy frequency squared ( $N^2$ ). Lower panels VMADCP measurements: c) zonal velocity and d) meridional velocity. On top of each section density distribution is indicated by black contour lines, measured by MSS-Profilers at locations represented by inclined gray dotted lines. In total 45 MSS-profiles used.

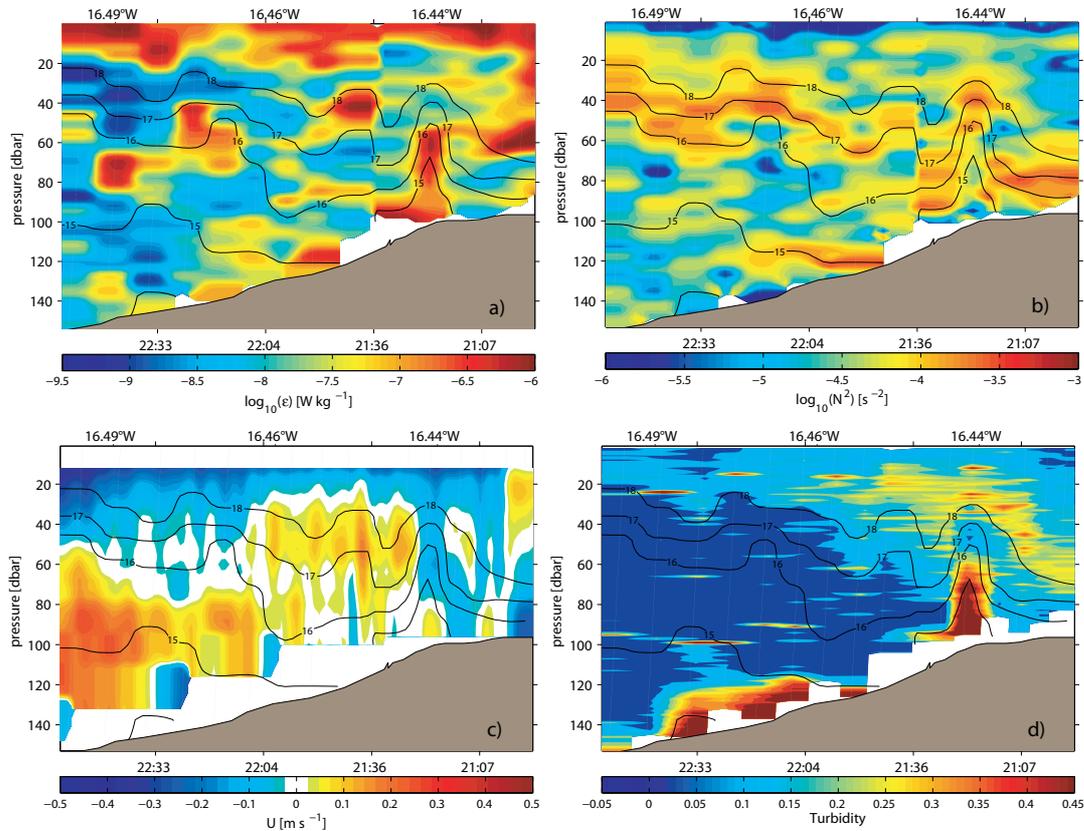
internal waves of the packet are also indicated but less resolved (Fig: A.10b). The leading wave of the internal wave packet with strongest onshore velocity component and deepest expression down to a depth of about 50 m is related to maximum dissipation rate (Fig. A.10a). Using yo-yo-MSS profiling, high-frequency internal waves can hardly be resolved. While strong undulations of the isopycnals are visible in the shallower part of transect S2 (Fig. A.11), a much better representation of the near-surface internal wave field is given by the comparable high-resolution acoustic backscatter strength of the VMADCP (Fig. A.11d). Thus individual spike-like maxima in the dissipation rate cannot always be associated to individual internal wave events.

During several transects an additional optical turbidity sensor attached to the MSS profiler were used. At the beginning of the section S3 at UTC 21:20 in Fig. A.12, near-bottom maxima in the dissipation rate and in the turbidity are coincidental with the passage of a near-bottom intensified wave of elevation, represented by a strong upward shift of the isotherms of around 30 - 40 m. This highly turbulent wave leads to a strong increase of suspended sediments in the bottom layer. Up to a height of 50 meters above the seafloor the dissipation rates are enhanced by a factor of



**Figure A.11.:** MSS measurements (upper panels): a)  $\log_{10}$  of turbulent kinetic energy dissipation ( $\epsilon$ ) and b)  $\log_{10}$  buoyancy frequency squared ( $N^2$ ). Lower panels VMADCP measurements: c) zonal velocity merged and gridded from 300 kHz and 75 kHz ADCP, d) relative water mass volume backscattering strength (form 300 kHz only). On top of each section temperature distribution is indicated by black contour lines, measured by MSS-Profiler at locations represented by inclined gray dotted lines.

10 to 100 compared to surrounding values. Resuspended bottom sediments are also strongly enhanced nearly up to the same height. A similar situation was described by KLYMAK UND GREGG (2003) on the Oregon shelf; they found elevated 880 nm optical backscatter corresponding to resuspended fine silt and clay within an internal wave train. In addition HOSEGOOD ET AL. (2004) demonstrated the importance of upslope propagating bores for sediment transport in the Faeroe-Shetland Channel. By using sediment traps they discovered an 100-fold increase in daily sediment flux after the passage of an internal wave packet. Model simulations (RIBBE UND HOLLOWAY, 2001; STASTNA UND LAMB, 2008) along with the body of observations reported in the literature (BOGUCKI ET AL., 1997, 2005; CARTER ET AL., 2005; HOSEGOOD ET AL., 2004) leave little doubt that internal waves in the coastal ocean play a crucial role in sediment resuspension and are able to mix up nutrients into the euphotic zone (COLOSI ET AL., 2001).



**Figure A.12.:** Same as Fig. A.11 except for panel d) where optical turbidity observed by MSS-profiler is shown.

#### A.4. Finescale scaling of turbulent dissipation

As described above, velocity and density fluctuations along the Mauritanian continental slope and on the shelf break are often related to nonlinear internal waves and turbulence is elevated compared to other slope and shelf regions. In this section we assess the applicability of finescale parameterizations for turbulent dissipation rates using physical properties of background conditions that allow estimates of mixing from more easily observed variables e.g. for inferring nutrient fluxes or mixing parameterizations in numerical models. Dissipation rates from the microstructure dataset are thus compared to finescale parameterizations using simultaneously measured finescale velocity and CTD data. From numerous turbulence parameterizations for shelf and open ocean environments in literature, two formulations have proven robust against microstructure observations. Both of them, however, have not been validated for oceanic regions that are dominated by highly nonlinear internal waves. For shelf regions, MACKINNON UND GREGG (2003a) proposed

a finescale scaling (herein MG-scaling) using low-frequency and low-baroclinic mode shear ( $S_{lf}$ ):

$$\varepsilon_{MG} = \varepsilon_0 \left( \frac{N}{N_0} \right) \left( \frac{S_{lf}}{S_0} \right) \quad (\text{A.3})$$

where reference shear ( $S_0$ ) and buoyancy ( $N_0$ ) is 3 cph and  $\varepsilon_0 = 6.9 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ . It was derived from WKB-scaling of an analytical model by HENYEY ET AL. (1986) describing the energy flux of internal waves to smaller vertical scales due to wave-wave interaction using ray-tracing. The constant  $\varepsilon_0$  that combines several unknown constants of the scaling was determined by fitting the derived  $\varepsilon_{MG}$  to observed dissipation rates from the New England shelf during late summer.

Several recent studies have found good agreement of average dissipation rates calculated from MG scaled velocity (ADCP) and CTD data and observed dissipation rates from microstructure datasets in other continental shelf regions (e.g. MACKINNON UND GREGG, 2005; PALMER ET AL., 2008). Similarly, average turbulent diffusivities inferred from dissipation rates determined by (A.3) from data collected on the southern New England shelf agreed well with turbulent diffusivities inferred from coastal dye releases (LEDWELL ET AL., 2004). However, MG-scaling failed to reproduce dissipation rates during the presence of internal bores in the New England shelf region (MACKINNON UND GREGG, 2003a). Away from oceanic boundaries and background shear flow and in regions where the internal wave field is roughly described by the Garrett-Munk model, wave-wave interaction theory (HENYEY ET AL., 1986) predicts a different scaling. As validated against microstructure data (e.g. GREGG, 1989; POLZIN ET AL., 1995; GREGG ET AL., 2003), average dissipation rates here are related to finescale shear and strain as:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{01} F(R_\omega) L(\theta, N) \left( \frac{N^2}{N_0^2} \right) \left( \frac{S^4}{S_{GM}^4} \right) \quad (\text{A.4})$$

where  $\varepsilon_{01} = 6.7 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ ,  $N_0 = 3 \text{ cph}$  and  $S_{GM}$  reference shear of the Garrett-Munk spectrum.  $F(R_\omega)$  describes the functional dependence of dissipation rate on the frequency content of the internal wave field (e.g. POLZIN ET AL., 1995) and  $L(\theta, N)$  its dependence on latitude (e.g. GREGG ET AL., 2003). Most of the above comparison studies find the scaling to collapse observed average dissipation rates to within a factor of 3. Restrictions apply for shear (S) calculation as it needs to be determined from internal wave velocity contributions having wavenumbers smaller than saturation wavenumber (i.e. from the near white part of the shear spectrum) (e.g. GARGETT, 1990; POLZIN ET AL., 1995). Additionally, attenuation of shear variance inherent to ADCP velocity measurements needs to be accounted for (POLZIN ET AL., 2002). Particularly the first issue severely restricts vertical resolution of data comparisons. To avoid this restriction, a simplified scaling is used here. GREGG (1989) showed that when the dependency of the internal wave frequency content is omitted and shear is calculated using 10 m binned velocity data, the parameterization still provides some skill in finescale scaling of dissipation rates. This often termed

Gregg-Henyeey scaling (hereinafter GH) is given by

$$\varepsilon_{GH} = 1.8 \times 10^{-6} \left( f \cosh^{-1} \left( \frac{N_0}{f} \right) \right) \left( \frac{N^2}{N_0^2} \right) \left( \frac{S_{10}^4}{S_{GM}^4} \right) \quad (\text{A.5})$$

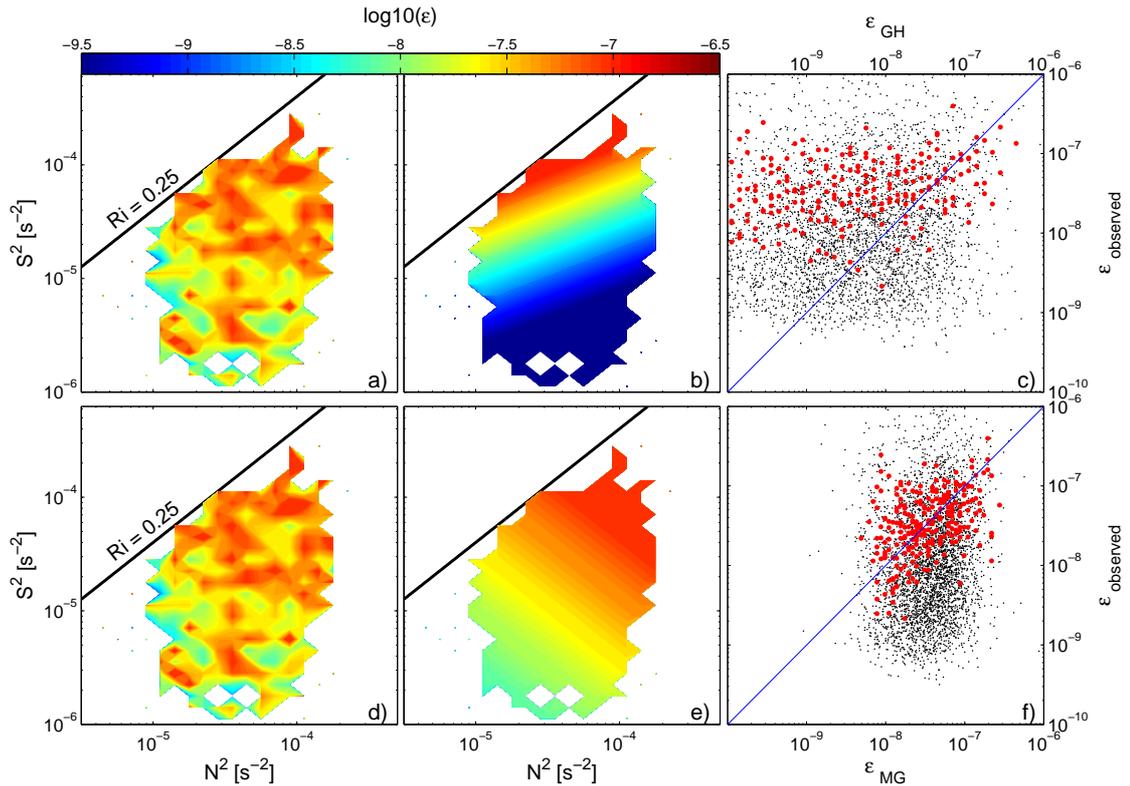
where  $L(\theta, N)$  from (A.4) has been substituted with  $f \cosh^{-1}(N_0/f)$  and a constant that altered  $\varepsilon_{01}$ . This formulation further implicitly assumes that the local shear to strain ratio  $R_\omega$  is 3 (i. e.  $F(R_\omega) = 1$ ). To compare observed dissipation rates from the continental slope and shelf off Mauritania to MG- and GH-scaling, we computed the two model dissipation rates  $\varepsilon_{GH}$ , and  $\varepsilon_{MG}$  in a similar manner as described by MACKINNON UND GREGG (2003a). However, instead of calculating shear from the 8-m or 16-m binned ADCP data, shear was calculation from 32 m low-pass filtered 1h mean ADCP velocity profiles. We found low-pass filtering to be necessary because vertical wavenumber ( $k$ ) spectra of velocity shear did not show a  $k^{-1}$ -dependence for wavenumbers larger than the saturation wavenumber  $k_c$ , which is probably due to noise. To account for the loss of shear variance due to low-pass filtering, the scaling variables  $S_0$  in (A.3) and  $S_{GM}$  in (A.5) were altered to reflect the reduced wavenumber range of the shear data. Integrating the Garret and Munk shear spectrum (MUNK, 1981) to wavenumbers smaller than  $32^{-1} \text{ m}^{-1}$  yields 1.3 cph. Thus, instead of using  $S_0 = 3$  cph in (A.3) which results from the full integration of the GM-shear spectrum,  $S_0 = 1.3$  cph was used. Similarly, for  $S_{GM}$  in (5)  $1.3 \times (N/N_0)$  cph ( $S_{GM}^4 = 2.4 \times 10^{-11} (N^2/N_0^2)^2$ ) was used. Additionally, lost shear variance due to inherent smoothing of ADCP shear was accounted for all wavenumbers smaller than  $32^{-1} \text{ m}^{-1}$  using  $\text{sinc}^4(\Delta x k)$ , where  $\Delta x$  is the bin length of ADCP data and  $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/(\pi x)$ , following POLZIN ET AL. (2002). It should be noted that correction for attenuation of ADCP shear for the wavelength interval used here is small and accounts for less than 10% of the observed shear variance. The results shown below should thus remain comparable to previous studies that did not account for shear attenuation by ADCPs.

Following MACKINNON UND GREGG (2003a), observed dissipation rates and  $N^2$  data were vertically smoothed using a 16-m Bartlett window and sub-sampled on 8-m depth bins to match the ADCP sampling. Due to the deficiencies of the ADCP velocity measurements<sup>1</sup> in the near-surface and bottom layers, comparisons from those depth intervals are excluded. Regions in the water column, where Richardson numbers dropped below 0.25 (about 4% of the available 8-m estimates) are excluded as both parameterizations do not apply when Kelvin-Helmholtz instabilities occur. Due to these constraints, most of the data from bands of low stratification discussed in the previous section are excluded. It should be noted that all available observations from shoreward of the 450 m isobaths are used in the comparison. This dataset comprises 250 microstructure, CTD and 1-h ADCP profiles from the continental slope and 210 profiles microstructure, CTD and ADCP profiles from the shelf region resulting in 2900 and 900 individual 8-m binned estimates of  $\varepsilon_{GH}$ ,

<sup>1</sup>VMADCPs are not able to provide reliable velocity measurements in the lower 15% of the water column due to sidelobe interferences.

and  $\varepsilon_{MG}$ , respectively.

As noted above, mean observed dissipation rates from waters shallower than 450 m were elevated and yielded  $\varepsilon_{obs} = 4.9 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$ . Mean dissipation rate calculated from GH-scaling ( $\varepsilon_{GH}$ ) was somewhat lower and yielded  $1.7 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$ . Considering that the average frequency content at the continental slope compared to GM is shifted towards gravity wave frequency (Fig. A.9), the GH-average  $\varepsilon_{GH}$  compares quite well to  $\varepsilon_{obs}$ . In fact, shear to strain ratios ( $R_\omega$ ) determined from ADCP and CTD data yielded values between 1.5 and 2. This would imply  $F(R_\omega)$  in (A.4) to be larger than a factor of 2 (e.g. KUNZE ET AL., 2006). Thus, average dissipation rate from wave-wave interaction parameterization (A.4) should be within a factor of 2 of the observations. The variability of  $\varepsilon_{GH}$  was also quite similar to the variability of  $\varepsilon_{obs}$  ( $1.0 \times 10^{-12} \leq \varepsilon_{GH} \leq 1.5 \times 10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$  versus  $3.1 \times 10^{-10} \leq \varepsilon_{obs} \leq 2.5 \times 10^{-6} \text{ W kg}^{-1}$ ), when considering the noise level of the instruments. However, individual estimates of  $\varepsilon_{GH}$  and  $\varepsilon_{obs}$  show large scatter (black dots in Fig. A.13c), indicating that a one to one relationship between observed and model dissipation is absent.



**Figure A.13.:** Averaged observed dissipation data binned in logarithmically spaced bins of stratification and shear variance (a, d). Only data with  $Ri > 1/4$  are shown. For comparison, the functional dependence of the GH and MG parameterization on shear variance and stratification is shown in panel b and e respectively. Panel c and f show individual (black) and bin-averaged (red) parameterized dissipation rates  $\varepsilon_{GH}$  and  $\varepsilon_{MG}$  against the observations,  $\varepsilon_{obs}$ .

Average dissipation rate from the MG-scaling ( $\varepsilon_{MG}$ ) was more than a factor of 20 lower than  $\varepsilon_{obs}$ . In order to agree with the observed average, the constant  $\varepsilon_0$  in (A.3) had to be altered to  $\varepsilon_0 = 1.6 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$ . Separately determined  $\varepsilon_0$  for slope and shelf region were within a factor of two with a lower value for the shelf. The scatter of individual  $\varepsilon_{MG}$  estimates ( $9.1 \times 10^{-10} \leq \varepsilon_{MG} \leq 8.7 \times 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$ ) was less widespread than the scatter of the observations. Similarly to the GH-scaling, individual  $\varepsilon_{MG}$  and  $\varepsilon_{obs}$  determined from simultaneous measurements show no clear relationship (Fig. A.13f, black dots).

The fact that  $\varepsilon_0$  is ad-hoc unknown makes the MG-scaling of limited applicability. Similar to the results above, previous studies have shown that  $\varepsilon_0$  varies for different season at the same location (i.e. for variable  $N$  in the depth range of the seasonal thermocline) (MACKINNON UND GREGG, 2005) and for different shelf regions (e.g. CARTER ET AL., 2005; PALMER ET AL., 2008). The value for  $\varepsilon_0$  determined here is the highest value compared to previous studies. Similarly, our average dissipation rates on the continental slope are larger than those reported in the other studies that found lower  $\varepsilon_0$ . CARTER ET AL. (2005) suggested that some underlying physics in the MG-scaling, like wave scattering from topography and energy transfer to higher wave numbers, might be unaccounted for.

Despite the shortcomings of the MG-scaling for this data, previous studies have shown that the functional dependence of  $\varepsilon_{obs}$  on shear and stratification is better represented by the MG-scaling than by GH-scaling (e.g. CARTER ET AL., 2005; PALMER ET AL., 2008). The functional dependence of the dissipation rates is best illustrated when  $\varepsilon_{obs}$  are averaged in logarithmic bins of  $S^2$  and  $N^2$  (Fig. A.13 a, d). In this respect, the major difference between the two parameterizations is that for fixed shear, dissipation rates decrease with increasing stratification for GH-scaling (Fig. A.13 b) while they increase for MG-scaling (Fig. A.13 e). When comparing the observed  $S^2$  and  $N^2$  binned dissipation rates to the distribution predicted by the two parameterizations there is no clear agreement with either of the two. However, there is some indication that bin-average dissipation rates increases for increasing stratification, in particular for buoyancy values of  $N^2 \sim 10^{-4} \text{ s}^{-2}$  and relatively low shear ( $S^2 < 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ ) (Fig. A.13 a and Fig A.13 c, red dots) but this relationship is weak. The results here were obtained from a continental slope that is frequently near-critical or critical for the  $M_2$ -frequency. A near-critical slope favors the development of nonlinear internal waves that were presented in the previous sections. In turn, it is suggested that these nonlinear waves are dominantly responsible for the elevated dissipation rates that were observed in this region. As shear contributions from those waves are strongly damped in the 1-h mean low-mode velocity profiles that are used in the shear calculation for the two parameterizations, the degree of nonlinearity of the internal waves remains unaccounted for. This probably explains the lack of a clear functional dependence of  $\varepsilon_{obs}$  for shear and buoyancy variance that has been found for previous studies in regions where linear internal wave were dominant. A rather unexpected result is the good agreement between the observed average dissipation rate and the average dissipation rate determined from wave-wave interaction parameterization (A.4). Internal wave-wave

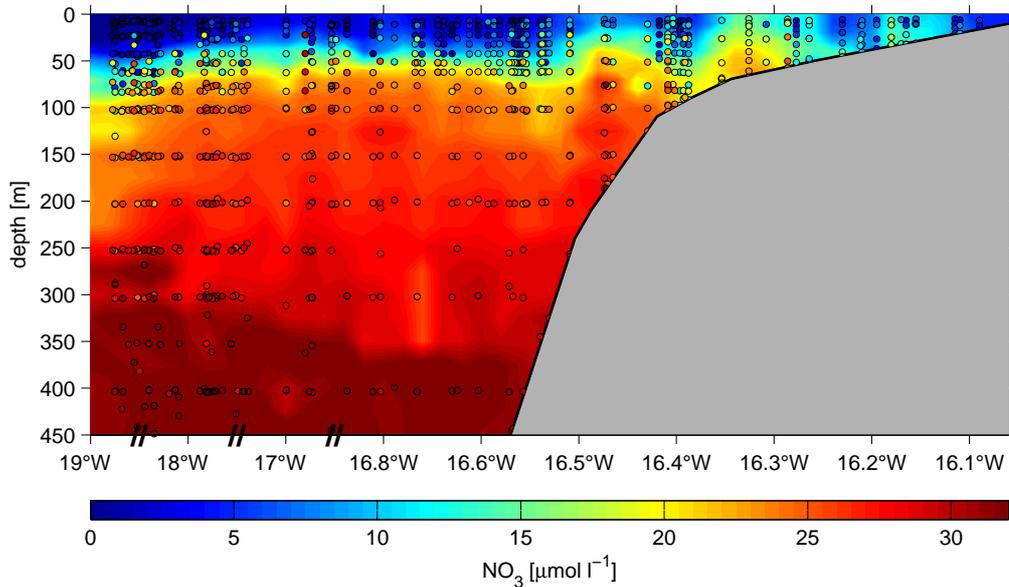
interaction theory (HENYEE ET AL., 1986) did not consider the development of nonlinear internal waves that are frequently observed off Mauritania nor was internal wave interaction with topography accounted for in their model. Nevertheless, CARTER ET AL. (2005) similarly found good agreement between average dissipation rates from observations and those determined from (A.4) in a data set from the Monterey Bay shelf.

## A.5. Nutrient Fluxes

Coastal upwelling areas constitute regions of strong biological production due to the nutrients supply to the surface from deeper levels. In the absence of turbulence and instantaneous consumption upwelling represents a reversible transport of fluid back and forth across the shelf. Turbulent mixing is the irreversible part of the process that acts to replenish the store of nutrients on the shelf and to mix it up higher within the water column so that it becomes available for photosynthesis. Here, we quantify the flux of nitrate due to turbulence to assess the importance of diapycnal nutrient fluxes in the Mauritanian upwelling region.

The vertical flux of nitrate by turbulent mixing was calculated by multiplying the eddy diffusivity with the vertical nitrate concentration gradients,  $\text{Flux}_{\text{NO}_3} = K_\rho d\text{NO}_3/dz$ . A detailed description of the calculation is given in Appendix A. The choice of the depth interval for calculation of diapycnal nitrate fluxes relevant for photosynthesis is somewhat arbitrary. Some studies (e.g. HALES ET AL., 2005) use a depth interval where largest nitrate gradients occur while others use the flux across the base of the mixed layer. A composite of all nitrate data projected - according to water depth - on a zonal section shows that these zones are partly collocated (Fig. A.14). Strongest vertical gradients of nitrate concentrations occur mostly slightly below the mixed layer, in depth of about 40–60 m (ascending towards the coast). From chlorophyll sampling within the upwelling regime it was indicated that phytoplankton preferentially accumulates at the base of the mixed layer. Thus, here the diapycnal flux of nitrate just below the mixed layer is determined as it appears to be most relevant for biological production in the upwelling region.

The distribution of nitrate concentration further reveals that in offshore regions surface waters are mostly nitrate depleted whereas above the continental slope and shelf occasionally near surface nitrate concentration exceeding  $5 \mu\text{mol l}^{-1}$  were observed (Fig. A.14). A regional subdivided histogram (Fig. A.15) of all available nitrate flux estimates (in total 95) from the three cruises during high upwelling season shows that averaged fluxes differ considerably between the different topographic environments. Averaged fluxes for offshore station are  $1.2 (0.6 - 1.7) \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , for stations above the slope  $11.8 (4.9 - 20.7) \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$  and for the shelf region  $4.3 (0.2 - 11.2) \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$  (values in brackets denote lower and upper statistical uncertainty limits, see Appendix A). On average, values above the continental slope exceed open ocean values by a factor of 10. On the shelf region, lower fluxes compared to the continental slope are predominately due to prevailing weak vertical gradients of nitrate concentration.

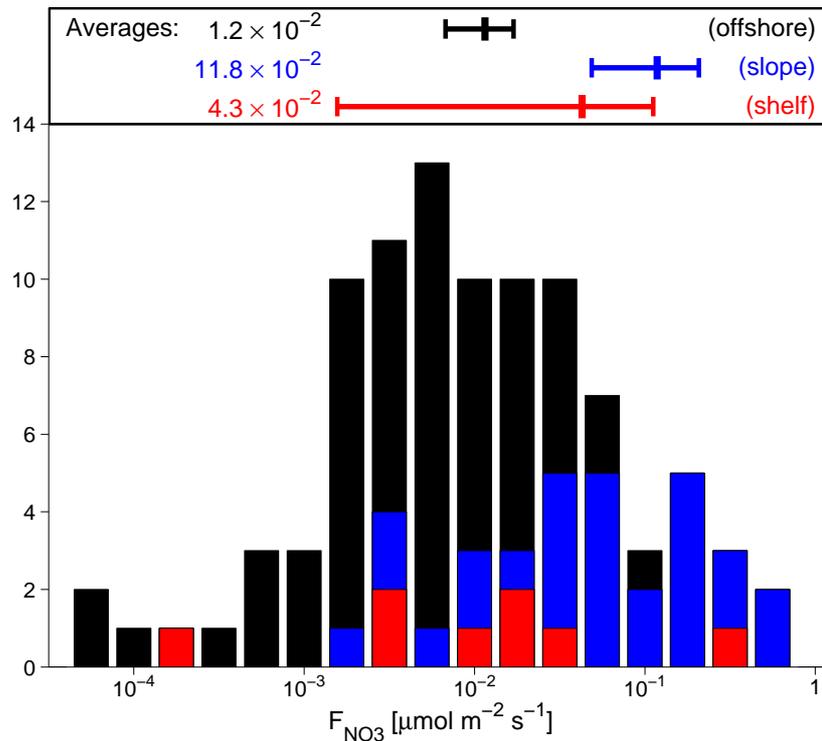


**Figure A.14.:** Artificial zonal section of nitrate distribution compiled from all water samples collected during high upwelling. Individual samples are indicated by colored dots.

The wide spreading of individual flux estimates (scattering over more than 3 decades, Fig. A.15) suggests that fluxes are dominated by sporadic mixing events.

Previous estimates of turbulent nitrate fluxes in other shallow water regions are of lower (about  $1 - 4 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , SHARPLES ET AL. (e.g. 2001a, 2007); HALES ET AL. (e.g. 2009); RIPPETH ET AL. (e.g. 2009)) or of similar magnitude ( $6 - 14 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$ , SHARPLES ET AL. (e.g. 2001b); HALES ET AL. (e.g. 2005, 2009)). Most of the above studies generally suggested that a significant part of total biological production on the shelves and continental slopes is driven by these turbulent nutrient fluxes. Although our nitrate flux estimates are at the upper end of previously presented fluxes, a direct biological impact in the upwelling environment off Mauritanian is not obvious.

To evaluate the importance of turbulent transport of nitrate for the biological demand, the observed fluxes were used to estimate the biological production rate that can be maintained by the fluxes. Assuming validity of the Redfield ratio (C:N  $\sim$  6.6) for phytoplankton, an averaged flux of  $12 \times 10^{-2} \mu\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$  would support a potential carbon fixation rate of  $0.8 \text{ g C m}^{-2} \text{ d}^{-1}$ . The biological parameter to which this value should directly compare is net community production, NCP (e.g. HALES ET AL., 2005). To date, no published estimates of this parameter exist for the Mauritanian upwelling region. However, STEINHOFF ET AL. (2010) proposed an indirect method to estimate NCP. They assumed that a temporal decrease of  $p\text{CO}_2$  concentration in freshly upwelled oversaturated surface waters minus the observed air-sea-gas exchange of  $\text{CO}_2$  is solely due to biological carbon uptake. Their average NCP estimate yielded  $1.4 \text{ g C m}^{-2} \text{ d}^{-1}$  for an approximately



**Figure A.15.:** Logarithmic-spaced histogram of nitrate fluxes at the base of the mixed layer in different regional settings (color): on the shelf (water depth < 95 m, red), above the continental slope (depth between 95 and 450 m, blue) and offshore (depth > 450 m, black). Upper panel indicates regional averages and their statistical uncertainty.

200 km wide box (inshore of  $18^\circ\text{W}$ ) along the Mauritania coast during February 2008. When averaging the diapycnal nitrate fluxes from above in the same region, a value of  $0.2 \text{ g C m}^{-2} \text{ d}^{-1}$  is obtained. This indicates that diapycnal fluxes of nutrients play only a minor role for the nutrients balance in the upwelling region by contributing 10–20% to the NCP. In the region of the shelf break however, diapycnal fluxes can fully balance the local biological demand.

## A.6. Summary and Conclusions

The inclination of the seafloor in the upper 600 m of the Mauritanian continental slope is dominantly near critical for the baroclinic  $M_2$  tide during winter stratification. This setting supports the generation of internal tides, bores and nonlinear internal wave trains. Velocity observations from VMADCPs from three cruises and velocity time series from short term mooring deployments from the continental slope and shelf region off Mauritanian collected during the maximum upwelling season exhibits characteristics of all of these features.

Most prominent in the velocity data from the continental slope were bores with maximum hor-

horizontal velocity signals at mid-depth. These bores have horizontal and vertical scales of 2-3 km and 50–100 m, respectively. Associated strong pulse-like on-shore and southward velocity signals frequently exceed  $0.3\text{--}0.4\text{ m s}^{-1}$ . The occurrence of the bores is irregular with respect to the tidal cycle, but in general two bores were observed during a 24 hour period. The velocity structures of the observed bores are in general agreement with numerical simulations of bores developing on the continental slope (VLASENKO UND HUTTER, 2002; LEGG UND ADCROFT, 2003). Due to the presence of the bores and associated nonlinear internal wave trains at the continental slope buoyancy-scaled spectra of horizontal velocity are strongly elevated by 1-2 decades compared to GM-scaling at higher frequency, whereas shelf spectra do not show elevated energy levels at these time scales.

LEGG UND ADCROFT (2003) demonstrated that upslope propagating bores in model simulations appear over a range of slopes, regardless to the specific shape of the seafloor, as long as the Froude number of the reflected wave exceeds 1. They determined a range of topographic angles  $\Theta_1 < \Theta < \Theta_2$  for which bores are generated, defined by:

$$\tan(\Theta_1) = s \frac{Fr_I^{-1/2} - 1}{Fr_I^{-1/2} + 1} \quad \text{and} \quad \tan(\Theta_2) = s \frac{Fr_I^{-1/2} + 1}{Fr_I^{-1/2} - 1} \quad (\text{A.6})$$

where  $Fr_I = (U_0)_I / (c_p)_I$  is the Froude number of the incoming wave. With increasing stratification the internal wave characteristic,  $s$ , would be reduced, as would the Froude number for a wave with given amplitude. Hence the range of angles over which bore formation might occur would be limited. Under this concept it is anticipated that low stratification due to upwelling may be key to the elevated energy of bores and nonlinear internal waves that were observed on the continental slope. During summer, the lack of upwelling favorable conditions enhances stratification along the continental slope and thus reduce the development of bores and associated mixing off Mauritania.

Microstructure observations reveal that the continental slope off Mauritanian is a mixing hot spot. Average turbulent dissipation rate is  $4.9 \times 10^{-8}\text{ W kg}^{-1}$  and peaks near the shelf break. Here, integrated dissipation peaks at  $30\text{ mW m}^{-2}$  and the mean value for the approximately 20 km wide strip between the 450 and 95 m isobaths yielded  $13\text{ mW m}^{-2}$ . Yo-yo microstructure profiling transects support the idea of frequently existing patches of intense mixing within the seasonal thermocline that are caused by elevated shear due to nonlinear internal waves. The broad maximum close to N in the frequency spectrum of horizontal velocity at the continental slope indicates the availability of enhanced kinetic energy on small temporal and spatial scales. A recurring feature to the presented transects are bands of low stratification partly collocated with high dissipation rates. Acoustic backscatter images as well as turbidity observations conducted suggest that sediment resuspends due to the presence of near-bottom intensified waves close to the shelf break. Cross-shelf transects show high  $\varepsilon$  and high turbidity at sharp near-bottom fronts.

A comparison of finescale internal wave-wave interaction parameterization of turbulent dissipation rates (e.g. GREGG, 1989; POLZIN ET AL., 1995; GREGG ET AL., 2003), as well as a more re-

cently developed finescale parameterization for shelf regions (MACKINNON UND GREGG, 2003a) to the microstructure measurements showed deficiencies in reproducing the dissipation rates from the Mauritanian continental slope and shelf. The major difference to studies from other slope and shelf regions that found agreement between observed and parameterized dissipation rates is the frequent occurrence of nonlinear internal waves at the continental slope off Mauritania. Shear and buoyancy contributions from those waves are not well represented in finescale data (typically 1h-averaged and 16m-vertically smoothed velocities), while they contribute substantially to turbulence. As the slope and shelf regions of the ocean, in which nonlinear internal waves are predominate, appear to be an important contributor to tidal dissipation and diapycnal fluxes, it is concluded that a general parameterization of mixing for continental slopes and shelf regions does not exist. In fact, the lack of a clear functional dependence of  $\varepsilon_{obs}$  to finescale shear and buoyancy in our data set indicates a more general parameterization, if at all possible, would require shear to be resolved at higher vertical and temporal scale.

Finally, although diapycnal nutrient fluxes at the continental slope are amongst the largest published to date, their overall contribution to net community production in the large-scale Mauritanian upwelling region is only in the order of 10–20%. This indicates that other nutrient supply pathways (e.g. eddy fluxes or vertical advection) have to be considered for the nutrient balance in this heavily productive upwelling region.

**Appendix A:****NO<sub>3</sub> flux calculation**

Nitrate concentration data were available from CTD-bottle samples that were collected immediately prior or after microstructure profiling. Typical vertical spacing of the nitrate data was 10 m in the top 40 m of the water column and 20 m below (Fig. A.15). The mixed layer depth (MLD) was defined as the depth where potential density is increased by 0.125 kg m<sup>-3</sup> compared to a reference value at 6 m depth. Flux calculations ( $F_{NO_3} = K_\rho dNO_3/dz$ ) were then performed for the depth interval from 5 m below the MLD to 15 m-25 m below the MLD. The variable lower boundary was dependent on availability of nitrate concentration measurements from the bottle data needed for nitrate concentration gradient calculations. Eddy diffusivities for the flux calculation were determined by arithmetically averaging  $K_\rho$  from all available microstructure casts performed on each station (usually 3-5, see section 2) within the selected depth interval.

**Standard error of NO<sub>3</sub> fluxes**

To evaluate uncertainties of averaged fluxes we used Gaussian error propagation to determine the standard error of average diapycnal diffusivity:

$$\Delta K_\rho = K_\rho \left[ \left( \frac{\Delta \Gamma}{\Gamma} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right)^2 + \left( \frac{\Delta N^2}{N^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A.7)$$

where  $\Delta$  denote the absolute uncertainties of the various average variables. This procedure is similar to estimates of uncertainties in the variance budgets of buoyancy recently published by FERRARI UND POLZIN (2005). For  $\Delta \Gamma$  a constant value of 0.04 is used as suggested by ST LAURENT UND SCHMITT (1999). The absolute uncertainty  $\Delta N^2$  was determined by the standard error of the depth averaged  $N^2$  from individual stations for each of the three topographic environments. The standard error here refers to the standard deviation divided by the square root of the number of estimates. Finally, the statistical uncertainty of  $\epsilon$  is calculated using a bootstrap method (EFRON, 1979).

Accordingly, the uncertainty on the estimates of averaged turbulent nitrate fluxes is given by:

$$\Delta F_{NO_3} = F_{NO_3} \left[ \left( \frac{\Delta K_\rho}{K_\rho} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \partial_z [NO_3]}{\partial_z [NO_3]} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A.8)$$

where  $\Delta \partial_z [NO_3]$  denotes the standard error of mean vertical gradients of nitrate concentrations. It should be noted that the analysis does not include biases or uncertainties due to measurement error. The error of the flux calculation may thus be larger than the statistical presented above.

**Acknowledgments:** Financial support for this study was provided by the Deutsche Forschungsgemeinschaft as part of the Emmy Noether Program (DE1369/1-1) and as part of the Mauritanian Upwelling and Mixing project (MUMP, grant DE1369/3-1). We would like to thank Captain Schneider and his crew of R/V Poseidon for professional support during cruise P347. Cruises P348 and M68/3 were part of the joint project SOPRAN funded by Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) grant 03F0462A. We thank the authorities of Mauritania for the permission to work in their territorial waters. We are indebted to Rebecca Hummels who helped with data processing.

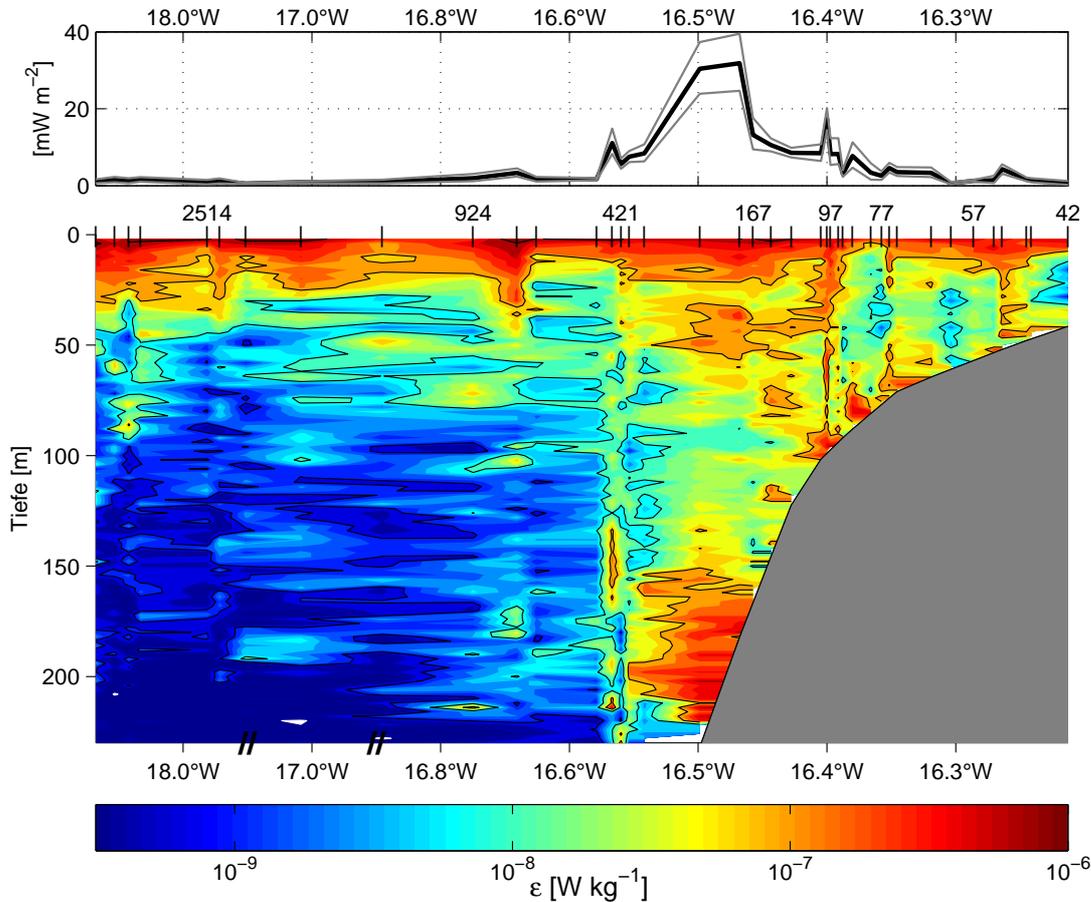


## B. Fehlerbetrachtung

### **Anmerkungen zur Isotropie**

Wie im Abschnitt 3.5 beschrieben, konnten GARGETT ET AL. (1984) zeigen, dass die Turbulenz häufig nicht isotrop ist. Ein prozentualer Anteil wie in Abbildung 3.3 gezeigt von über 60% (13%) aller Dissipationsratenabschätzungen, die einem Isotropiekriterium von  $\varepsilon/\nu N^2 > 200$  (10) nicht genügen, erscheint zunächst sehr hoch. Da der Fokus dieser Untersuchungen jedoch auf der Identifikation von starken Vermischungsereignissen sowie der Bestimmung von mittleren Verteilungen der Dissipationsraten und der turbulenten Flüsse liegt, ist diese Tatsache als wenig kritisch zu sehen. Bei der Mittlung dominieren stets die stärksten Ereignisse (z. B. CARTER ET AL., 2005), für die in der Regel die Annahme von isotroper Turbulenz gegeben ist. GARGETT ET AL. (1984) konnten zeigen, dass bei schwacher Turbulenz die Abschätzung der Dissipationsrate entsprechend der Gleichung 3.3 in einer Überschätzung resultiert. Das genaue Maß der Überschätzung in Abhängigkeit vom Isotropieindex ist allerdings nicht bekannt. Es wird jedoch angenommen, dass der Faktor 7,5 (vergleiche Gl. 3.3) im Extremfall durch einen Faktor von 2 ersetzt werden muss. Aus diesem Grund sei hier noch einmal die mittlere Verteilung der Dissipationsrate gezeigt, die sich aus allen Mikrostrukturprofilen ergibt (entsprechend Abb. 6.1). Alle Dissipationsratenabschätzungen, die in einem Isotropieindex von weniger als 200 resultieren, sind um einen Faktor 3,75 nach unten korrigiert worden. Bei einem Vergleich der Abbildungen 6.1 und B.1 werden zumindest in der Nähe der Topographie keine Unterschiede sichtbar. Lediglich für Regionen entfernt von der Küste, in denen die mittleren Dissipationsraten bereits nahe am Rauschniveau der Sonden lagen, sind Unterschiede zwischen den Darstellungen zu erkennen.

Insbesondere liefern auch die vertikal integrierten Dissipationsraten annähernd identische Werte. Somit ist davon auszugehen, dass die Vernachlässigung einer möglichen Anisotropie bei der Abschätzung von Dissipationsraten aus nur einer Komponente der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen für die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit unbedeutend ist.



**Abbildung B.1.:** Die gleiche Darstellung wie in Abbildung 6.1, wobei in diesem Fall Abschätzungen der Dissipationsraten, die zur einem Isotropieindex von kleiner als 200 führen, um den Faktor 3,75 erniedrigt wurden.

### Standardfehler der mittleren turbulenten Flüsse

Um die Unsicherheit der gemittelten turbulenten Flüsse zu bestimmen, kann die Gaussche Fehlerfortpflanzung benutzt werden. Der Standardfehler der gemittelten diapynischen Diffusivität lässt sich schreiben als:

$$\Delta K_\rho = K_\rho \left[ \left( \frac{\Delta \Gamma}{\Gamma} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right)^2 + \left( \frac{\Delta N^2}{N^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (\text{B.1})$$

wobei jeweils ein  $\Delta$  die absoluten Unsicherheiten der verschiedenen gemittelten Parameter beschreibt. Diese Vorgehensweise ist angelehnt an eine kürzlich von FERRARI UND POLZIN (2005) beschriebene Methode. Für  $\Delta \Gamma$  wird ein konstanter Wert von 0,04 benutzt (wie von ST LAURENT UND SCHMITT (1999) vorgeschlagen). Die absolute Unsicherheit von  $\Delta N^2$  lässt sich bestimmen durch den Standardfehler des über die Tiefe gemittelten  $N^2$  der individuellen Stationen für drei unterschiedliche topographische Regionen. Der Standardfehler ist dann die Standardabweichung

chung dividiert durch die Wurzel aus der Anzahl der Stationen, die zu Gruppen zusammengefasst wurden. Die statistische Unsicherheit von  $\varepsilon$  wird unter der Verwendung einer bootstrap Methode berechnet (EFRON, 1979).

Entsprechend lässt sich die Unsicherheit der mittleren turbulenten Flüsse im Falle von Nitrat angeben als:

$$\Delta F_{NO_3} = F_{NO_3} \left[ \left( \frac{\Delta K_\rho}{K_\rho} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \partial_z [NO_3]}{\partial_z [NO_3]} \right)^2 \right]^{1/2} . \quad (\text{B.2})$$

$\Delta \partial_z [NO_3]$  beschreibt hierbei den Standardfehler der mittleren vertikalen Gradienten der Nitratkonzentrationen. Es muss angemerkt werden, dass diese Analyse keine systematischen oder durch die Messung bedingten Fehler berücksichtigt.



## C. Beiträge zu wissenschaftlichen Konferenzen

### C.1. MOCA, 2009 - Vortrag

MOCA-09

Montreal, Canada

July, 19<sup>th</sup>-29<sup>th</sup> 2009

#### **On the circulation and mixing processes affecting the upwelling region off Mauritania**

Jens Schafstall<sup>1</sup>, Marcus Dengler<sup>1</sup>, Peter Brandt<sup>1</sup> and Hermann Bange<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Leibniz-Institut für Meereswissenschaften an der Universität Kiel, IFM-GEOMAR, Kiel, Germany

Key mechanism for the strength of biomass production in coastal areas is the isopycnal and diapycnal transport of scalars like nutrients into the euphotic zone. Diapycnal fluxes are driven by vertical mixing within the thermocline. To advance understanding of the processes driving fluxes and outgassing of CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>O in upwelling regions, within SOPRAN and adjacent programs several cruises are planned or already carried out off Mauritania. Field observations combine microstructure measurements, shipboard velocity observations and CTD data with chemical and biological parameters like nutrients, TOC, *p*CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>O. A dominant feature in current observations is the existence of a poleward flowing undercurrent, Upwelling Undercurrent (UUC), close to the shelf with a moderate transport of  $1 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  (1 Sv) and mean core velocity of 10-15 cm s<sup>-1</sup> in depth of around 150 m. The UUC transports nutrient rich South Atlantic Central Water (SACW), modified by mixing, from the North Equatorial Counter Current (NECC) into the upwelling region. Away from the continental slope mixing is small, but occasional enhanced mixing events due to breaking of near inertial waves are observed locally. On the shelf and along the continental slope we detected elevated levels of diapycnal mixing associated with internal tide reflection and subsequent upslope propagating solibores.

## **C.2. SOPRAN Jahrestreffen, 2009 - Vortrag**

2<sup>nd</sup> Annual **SOPRAN** Meeting,  
Kiel, March, 19<sup>th</sup>/20<sup>th</sup> 2009

Highlight-Talk

### **The impact of turbulent mixing on vertical fluxes within the Mauritanian upwelling region**

Jens Schafstall<sup>1</sup>, Marcus Dengler<sup>1</sup>, Hermann Bange<sup>1</sup> and Peter Brandt<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Leibniz-Institut für Meereswissenschaften an der Universität Kiel, IFM-GEOMAR, Kiel,  
Germany

### C.3. SOPRAN Jahrestreffen, 2008 - Poster

1<sup>st</sup> Annual SOPRAN Meeting,  
Warnemünde, March, 11<sup>th</sup>/12<sup>th</sup> 2008

#### **On the circulation and mixing processes affecting the upwelling region off Mauritania**

Jens Schafstall<sup>1</sup>, Marcus Dengler<sup>1</sup>, Hermann Bange<sup>1</sup> and Peter Brandt<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Leibniz-Institut für Meereswissenschaften an der Universität Kiel, IFM-GEOMAR, Kiel,  
Germany

Key mechanism for the strength of biomass production in coastal areas is the isopycnal and diapycnal transport of scalars like nutrients into the euphotic zone. Diapycnal fluxes are driven by vertical mixing within the thermocline. To advance understanding of the processes driving fluxes and outgassing of CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>O in upwelling regions, within SOPRAN and adjacent programs several cruises are planned or already carried out off Mauritania. Field observations combine microstructure measurements, shipboard velocity observations and CTD data with chemical and biological parameters like nutrients, TOC, pCO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>O. A dominant feature in current observations is the existence of a poleward flowing undercurrent, Upwelling Undercurrent (UUC), close to the shelf with a moderate transport of  $1 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  (1 Sv) and mean core velocity of 10-15 cm s<sup>-1</sup> in depth of around 150 m. The UUC transports nutrient rich South Atlantic Central Water (SACW), modified by mixing, from the North Equatorial Counter Current (NECC) into the upwelling region. Away from the continental slope mixing is small, but occasional enhanced mixing events due to breaking of near inertial waves are observed locally. On the shelf and along the continental slope we detected elevated levels of diapycnal mixing associated with internal tide reflection and subsequent upslope propagating solibores.

## C.4. AMMA, Karlsruhe, 2007 - Vortrag

African Monsoon Multidisciplinary Analysis

2<sup>nd</sup> International Conference

Karlsruhe, November, 26<sup>th</sup> 2007

### **On the circulation of water properties and mixing processes affecting the upwelling and productivity off NW Africa**

Jens Schafstall<sup>1</sup>, Marcus Dengler<sup>1</sup>, Peter Brandt<sup>1</sup> and Hermann Bange<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Leibniz-Institut für Meereswissenschaften an der Universität Kiel, IFM-GEOMAR, Kiel, Germany

Key mechanism for the strength of biomass production in coastal areas is the isopycnal and diapycnal transport of scalars like nutrients into the euphotic zone. Diapycnal fluxes are driven by vertical mixing within the thermocline. To advance understanding of the processes driving fluxes and outgassing of CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>O in upwelling regions, a measurement program consisting of four recent cruises was carried out off Mauritania. The data set combines microstructure measurements, shipboard velocity observations and CTD data with chemical and biological parameters like nutrients, TOC, pCO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>O. The upwelling and the related strong primary production in the coastal area of Mauritania show a prominent seasonal cycle with its maximum in boreal winter and minimum during July to September. We carried out three cruises during high upwelling season when trade winds were strongest and one cruise in summer when low wind prevailed and strong temperature stratification below the mixed layer reduced mixing levels. The circulation within the upper layers of the water column is dominated by a cyclonic velocity with a poleward flow close to the shelf and southward flow offshore. The poleward flow transports nutrient rich South Atlantic Central Water (SACW), modified by mixing, from the North Equatorial Counter Current (NECC) into the upwelling region. Away from the continental slope mixing is small, but occasional enhanced mixing events due to breaking of near inertial waves are observed locally. On the shelf and along the continental slope we detected elevated levels of diapycnal mixing associated with internal tide reflection and subsequent upslope propagating solibores. Sea surface distribution of trace gases and oxygen concentrations indicate that upwelling is most intense near the shelf break. Isopycnal and diapycnal transports of nutrients and trace gas into the upwelling regions are discussed.

## C.5. Liege, 2007 - Vortrag

39<sup>th</sup> International Liege Colloquium on Ocean Dynamics

And

3<sup>rd</sup> Warnemünder Turbulence Days

(May, 7<sup>th</sup>-11<sup>th</sup> 2007)

TURBULENCE RE-REVISITED

### **A comparison of strength and mechanisms of diapycnal mixing during three cruises in the upwelling region off Mauritania**

Jens Schafstall<sup>1</sup>, Marcus Dengler<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Leibniz-Institut für Meereswissenschaften an der Universität Kiel, IFM-GEOMAR, Kiel, Germany

A key mechanism for the strength of biomass production in coastal areas is the diapycnal transport of scalars like nutrients into the euphotic zone. These fluxes are driven by vertical mixing within the thermocline. To advance understanding of the processes driving diapycnal fluxes in upwelling regions, a measurement program consisting of three recent cruises was carried out off Mauritania. The data set combines microstructure measurements, shipboard velocity observations and CTD data with chemical and biological parameters like nutrients, POC,  $p\text{CO}_2$  and  $\text{N}_2\text{O}$ .

The upwelling and the related strong primary production in the coastal area of Mauritania show a prominent seasonal cycle with its maximum in boreal winter and minimum during July to September. We carried out two cruises during high upwelling season when trade winds were strongest and one cruise in summer when low wind prevailed.

We look into the variability of turbulence in this area and explore the processes that force diapycnal diffusivity like bottom friction and interactions of internal waves at topography.

## C.6. WTD, 2005 - Vortrag

2<sup>nd</sup> Warnemünde Turbulence Days 2005

Warnemünde, 28.09.2005

### **Diapycnal mixing processes in the Mauritanian upwelling region.**

Jens Schafstall<sup>1</sup>, Marcus Dengler<sup>1</sup>, Peter Brandt<sup>1</sup> and Hermann Bange<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Leibniz-Institut für Meereswissenschaften an der Universität Kiel, IFM-GEOMAR, Kiel,  
Germany

Microstructure shear and temperature data as well as velocity and hydrographic profiles are used to quantify diapycnal mixing processes in the coastal upwelling region off Mauritania. In this highly productive region, 106 microstructure profiles along with CTD and VMADCP data were collected in a rectangular grid between 17°N to 19.5°N and 18.5°W to the coast during a cruise in March, April 2005. Mixing processes in the upper 370 m are discussed in conjunction with local meteorological conditions, mixed layer dynamics, background flow and nutrients as well as Chlorophyll distribution.

## D. Glossar

### Parameter und Einheiten

$\sigma_\theta$	potenzielle Dichte
$\varepsilon$	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
$\theta$	potenzielle Temperatur
cph	Einheit einer Frequenz, entspricht Zyklen pro Stunde ( <b>cycles per hour</b> )
cpm	Einheit einer Wellenzahl, entspricht Zyklen pro Meter ( <b>cycles per meter</b> )
EKE	kinetische Wirbelenergie ( <b>Eddy Kinetic Energy</b> )
Fr	<b>Froude-Zahl</b>
$K_\rho$	turbulente Diffusivität oder diapyknischer Austauschkoefizient
MLD	Tiefe der durchmischten Deckschicht ( <b>Mixed Layer Depth</b> )
N	Brunt-Väisälä Frequenz [ $s^{-1}$ ]
NO <sub>3</sub>	Nitrat
N <sub>2</sub> O	Distickstoffmonoxid (Lachgas)
O <sub>2</sub>	Sauerstoff
PO <sub>4</sub>	Phosphat
psu	Einheit des Salzgehaltes ( <b>practical salinity unit</b> )
Ri	<b>Richardson Zahl</b>
S	Geschwindigkeitsscherung [ $s^{-1}$ ]
SiO <sub>2</sub>	Silikat
Sv	<b>Sverdrup</b> = $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
SST	Ozeanoberflächentemperatur ( <b>Sea Surface Temperature</b> )
TKE	turbulente kinetische Energie
U	zonale Geschwindigkeitskomponente
V	meridionale Geschwindigkeitskomponente

### Wassermassen und Stromsysteme

AAIW	Antarktisches Zwischenwasser ( <b>A</b> ntarctic <b>I</b> ntermediate <b>W</b> ater)
CVFZ	Kap-Verden-Frontalzone ( <b>C</b> ape- <b>V</b> erde <b>F</b> rontal <b>Z</b> one)
EIC	Äquatorialer Zwischenstrom ( <b>E</b> quatorial <b>I</b> ntermediate <b>C</b> urrent)
EUC	Äquatorialer Unterstrom ( <b>E</b> quatorial <b>U</b> ndercurrent)
GD	<b>G</b> uinea <b>D</b> ome
ISW	interne solitäre Welle ( <b>I</b> nternal <b>S</b> olitary <b>W</b> ave)
ITCZ	Innertropische Konvergenzzone ( <b>I</b> ntertropical <b>C</b> onvergency <b>Z</b> one)
MC	Mauretanischer Strom ( <b>M</b> auritanian <b>C</b> urrent)
MOC	Meridionale Umwälzzirkulation ( <b>M</b> eridional <b>O</b> vertuning <b>C</b> irculation)
NACW	Nordatlantisches Zentralwasser ( <b>N</b> orth <b>A</b> tlantic <b>C</b> entral <b>W</b> ater)
NADW	Nordatlantisches Tiefenwasser ( <b>N</b> orth <b>A</b> tlantic <b>D</b> eep <b>W</b> ater)
NBC	Nordbrasilianischer Strom ( <b>N</b> orth <b>B</b> razil <b>C</b> urrent)
NBUC	Nordbrasilianischer Unterstrom ( <b>N</b> orth <b>B</b> razil <b>U</b> ndercurrent)
NEC	Nordäquatorialer Strom ( <b>N</b> orth <b>E</b> quatorial <b>C</b> urrent)
NECC	Nordäquatorialer Gegenstrom ( <b>N</b> orthern <b>E</b> quatorial <b>C</b> ounter <b>C</b> urrent)
OMZ	Sauerstoffminimumzone ( <b>O</b> xygen <b>M</b> inimum <b>Z</b> one)
SACW	Südatlantisches Zentralwasser ( <b>S</b> outh <b>A</b> tlantic <b>C</b> entral <b>W</b> ater)
SMW	Salzgehaltmaximumwasser (( <b>S</b> alinity <b>M</b> aximum <b>W</b> ater)
STC	Subtropische-tropische Zelle ( <b>S</b> ubtropical- <b>T</b> ropical <b>C</b> ell)
STUW	Subtropisches Unterwasser ( <b>S</b> ubtropical <b>U</b> nder <b>W</b> ater)
TA	<b>T</b> ropischer <b>A</b> tlantik
TSW	tropisches Oberflächenwasser ( <b>T</b> ropical <b>S</b> urface <b>W</b> ater)
UUC	Auftriebsunterstrom ( <b>U</b> pwelling <b>U</b> ndercurrent)

### Geräte, Projekte und Institute

ADCP	akustischer Dopplerstromprofiler ( <b>A</b> coustic <b>D</b> oppler <b>C</b> urrent <b>P</b> rofiler)
AMMA	<b>A</b> frican <b>M</b> onsoon <b>M</b> ultidisciplinary <b>A</b> nalysis
CTD	Sonde zur Messung von Leitfähigkeit, Temperatur und Druck ( <b>C</b> onductivity- <b>T</b> emperature- <b>D</b> epth)
LADCP	<b>L</b> owered <b>A</b> coustic <b>D</b> oppler <b>C</b> urrent <b>P</b> rofiler
MMP	Verankerter Profiler ( <b>M</b> cLain <b>M</b> oored <b>P</b> rofiler)
MSS	<b>M</b> ikrostruktursonde
MUMP	Prozessstudie zum Auftrieb vor Mauretanien ( <b>M</b> auritanian <b>U</b> pwelling and <b>M</b> ixing <b>P</b> rozess- <b>S</b> tudy)
NASA	<b>N</b> ational <b>A</b> eronautics and <b>S</b> pace <b>A</b> dministration
NCEP	<b>N</b> ational <b>C</b> enter for <b>E</b> nvironment <b>P</b> rediction
NCAR	<b>N</b> ational <b>C</b> enter for <b>A</b> tmospheric <b>R</b> esearch
NOAA	<b>N</b> ational <b>O</b> ceanic and <b>A</b> tmospheric <b>A</b> dministration
SOPRAN	<b>S</b> urface <b>O</b> cean <b>P</b> ROcesses in the <b>A</b> Nthropocene
VMADCP	schiffsgebundener akustischer Dopplerstromprofiler ( <b>V</b> essel <b>M</b> ounted <b>A</b> coustic <b>D</b> oppler <b>C</b> urrent <b>P</b> rofiler)

# Abbildungsverzeichnis

2.1. Saisonale Verlagerung der ITCZ . . . . .	8
2.2. Zonaler und meridionaler Mode des TA . . . . .	9
2.3. STC Schema tropischer Atlantik . . . . .	10
2.4. Zirkulation nach Mittelstaedt . . . . .	13
2.5. $\Theta/S$ -Diagramm aller CTD-Profile . . . . .	17
2.6. Wassermasseneigenschaften auf $\sigma_\theta = 26,5 \text{ kg m}^{-3}$ . . . . .	18
3.1. Stationsübersicht der Forschungsreisen . . . . .	22
3.2. Verankerungspositionen . . . . .	23
3.3. Isotropie-Index . . . . .	30
3.4. Empirisches Spektrum nach Nasmyth . . . . .	31
3.5. Schematische Darstellung eines Airfoil Sensors . . . . .	32
3.6. Bedeutung der Kolmogorov Wellenzahl . . . . .	34
3.7. Korrekturen der Scherspektrenintegration . . . . .	36
3.8. Chlorophyllkonzentrationen Feb. 2006 . . . . .	39
4.1. Saisonale Variation der Rotation des Windstress . . . . .	43
4.2. Upwelling Schema . . . . .	44
4.3. Saisonale Variation des klimatologischen Windes . . . . .	45
4.4. Saisonale Variation des Ekmantransportes entlang der NW-Küste Afrikas . . . . .	47
4.5. Amplitude der jährlichen SST-Schwankung . . . . .	48
4.6. Hovmöller-Diagramm der SST-Differenzen und Chlorophyllkonzentrationen . . . . .	49
4.7. Upwelling-Index von 2004 bis 2008 . . . . .	51
4.8. Chlorophyll- und SST-Verteilung während der Forschungsexpeditionen . . . . .	52
4.9. Mittlerer Jahresgang der Auftriebssignale . . . . .	53
5.1. Oberflächenbedingungen aus CTD-Beobachtungen . . . . .	56
5.2. $\Theta/S$ -Diagramm aller CTD-Profile der Winterreisen . . . . .	58
5.3. Salzgehalts- und Temperaturverteilung entlang von $18^\circ\text{N}$ . . . . .	59
5.4. Sauerstoff- und Nitratverteilung entlang von $18^\circ\text{N}$ . . . . .	60
5.5. Sauerstoff- und Nitratkonzentrationen des Zentralwassers . . . . .	61
5.6. Mittlere $\text{NO}_3$ Schnitte im Vergleich Winter zu Sommer . . . . .	62

5.7. Nährstoffverteilungen entlang einer geschlossenen Box . . . . .	63
5.8. SST und oberflächennahe Zirkulation während der Messkampagnen . . . . .	65
5.9. Mittleres Strömungsprofil auf dem Schelf . . . . .	67
5.10. Änderung der SST während M68/3 . . . . .	67
5.11. Transportschwankungen entlang von 18°N . . . . .	69
5.12. Zirkulationsmuster und Sauerstoffverteilung des Zentralwassers . . . . .	70
5.13. Momentaufnahmen des UUC Sommer gegen Winter . . . . .	73
5.14. Momentaufnahmen des UUC während des Winters 2007 . . . . .	74
5.15. Mittlerer Geschwindigkeitsschnitt . . . . .	75
5.16. Vergleich Verankerung gegen VMADCP . . . . .	76
5.17. Schema Wellenreflektion . . . . .	79
5.18. Neigung Hang vs. interne Wellen . . . . .	80
5.19. Neigung der Topographie gegenüber der internen Gezeitencharakteristiken . . . . .	81
5.20. Geschwindigkeitszeitserie MMP . . . . .	82
5.21. Gezeitenströmung der Partialtide $M_2$ . . . . .	83
5.22. VMADCP Boren . . . . .	84
5.23. Geschwindigkeitszeitserie bei ATA3 . . . . .	85
5.24. Interne Boren in mittleren Tiefen . . . . .	86
5.25. Bodennahe Bore . . . . .	87
5.26. Wellenpakete auf dem Schelf . . . . .	89
5.27. Geschwindigkeitsspektren . . . . .	91
6.1. Mittlere Dissipationsrate . . . . .	99
6.2. Mittlere diapyknische Diffusivität . . . . .	100
6.3. Häufigkeitsverteilung von $\varepsilon$ . . . . .	102
6.4. Lage der MSS Schnitte . . . . .	104
6.5. MSS Schnitt 1 . . . . .	105
6.6. MSS Schnitt 2 . . . . .	106
6.7. MSS Schnitt 3 . . . . .	107
6.8. Vermischung durch inertielle Wellen . . . . .	109
6.9. Rotation des Geschwindigkeitsvektors . . . . .	109
6.10. Mikrostruktur Transect während M68/3 . . . . .	111
6.11. Beispiel der Datenerfassung für die Parametrisierung . . . . .	114
6.12. Dissipationsraten aus Feinstruktur-Parametrisierungen . . . . .	116
6.13. Flussberechnung . . . . .	118
6.14. Häufigkeitsverteilung der $\text{NO}_3$ Flüsse . . . . .	119
6.15. Häufigkeitsverteilung der $\text{N}_2\text{O}$ Flüsse . . . . .	120
6.16. Jahreszeitliche Änderung der Schichtung und der Nährstoffverteilung . . . . .	121
6.17. $\text{NO}_3$ Flüsse intern vs extern . . . . .	124

6.18. Gas-Transfer-Geschwindigkeit . . . . .	125
6.19. N <sub>2</sub> O Flüsse intern vs extern . . . . .	126
6.20. Ekmaninduzierter NO <sub>3</sub> -Fluss . . . . .	128
A.1. Working area . . . . .	142
A.2. Averaged dissipation section . . . . .	145
A.3. Wave and topographic inclination . . . . .	147
A.4. MMP timeseries . . . . .	148
A.5. VMADCP Bores . . . . .	149
A.6. Velocity timeseries ATA3 . . . . .	150
A.7. Mid-depth bores . . . . .	152
A.8. Near-bottom bore . . . . .	153
A.9. Frequency spectrum . . . . .	154
A.10. MSS transect 1 . . . . .	156
A.11. MSS transect 2 . . . . .	157
A.12. MSS transect 3 . . . . .	158
A.13. Finescale scaling . . . . .	161
A.14. Nitrate section . . . . .	164
A.15. Nitrate fluxes . . . . .	165
B.1. Mittlere Dissipationsrate . . . . .	172



# Tabellenverzeichnis

2.1. Beobachtungen zum UUC . . . . .	15
3.1. Forschungsexpeditionen . . . . .	21
3.2. Verankerungsprogramm . . . . .	23
3.3. CTD Programm . . . . .	24
3.4. Schiffsinstallierte ADCPs . . . . .	25
3.5. Mikrostruktursonden . . . . .	27
3.6. Mikrostrukturbeobachtungen . . . . .	28
5.1. Transportabschätzungen des UUC . . . . .	72
5.2. Kritische Hangneigung . . . . .	78
5.3. Eigenschaften der Boren . . . . .	88
6.1. Mittlere Turbulenzparameter . . . . .	101
6.2. Flüsse der Deckschichtbilanz . . . . .	129
A.1. Mooring instrumentation and setup . . . . .	143
A.2. Bore parameter . . . . .	151



# Literaturverzeichnis

- AIKMAN, F., 1984: Pycnocline development and its consequences in the Middle Atlantic Bight. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **89** (NC1), S. 685–694.
- ALFORD, M. H., 2001: Internal swell generation: The spatial distribution of energy flux from the wind to mixed layer near-inertial motions. *Journal of Physical Oceanography*, **31** (8), S. 2359–2368.
- ALFORD, M. H., 2003: Redistribution of energy available for ocean mixing by long-range propagation of internal waves. *Nature*, **423** (6936), S. 159–162.
- ALTHAUS, A. M., E. KUNZE und T. B. SANFORD, 2003: Internal tide radiation from Mendocino Escarpment. *Journal of Physical Oceanography*, **33** (7), S. 1510–1527.
- AMBAR, I. und J. DIAS, 2008: Remote Sensing of Coastal Upwelling in the North-Eastern Atlantic Ocean. In: *Remote Sensing of the European Seas*, V. Barale und M. Gade, Hg., Springer Netherlands, S. 141–152.
- APEL, J. R., 2003: A new analytical model for internal solitons in the ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **33** (11), S. 2247–2269.
- BAINES, P. G., 1982: On Internal Tide Generation Models. *Deep-Sea Research Part a-Oceanographic Research Papers*, **29** (3), S. 307–338.
- BANGE, H. W., 2008a: FS Poseidon Fahrtbericht / Cruise Report P320/1: Wo die Sahara den Atlantik trifft. Technischer Bericht, IFM-GEOMAR.
- BANGE, H. W., 2008b: FS Poseidon Fahrtbericht / Cruise Report P348: SOPRAN: Mauritanian Upwelling Study 2007. Technischer Bericht, IFM-GEOMAR.
- BANGE, H. W., 2008c: Gaseous nitrogen compounds (NO, N<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>) in the ocean. In: *Nitrogen in the Marine Environment*, D. Capone, D. Bronk, M. Mulholland und E. Carpenter, Hg., Elsevier, S. 51–94.
- BARTON, E. D., 1998: Eastern boundary of the North Atlantic: Northwest Africa and Iberia. In: *Regional Studies and Syntheses 11, The Sea: The Global Coastal Ocean*, A. Robinson und K. Brink, Hg., Wiley & Sons, New York, S. 633–657.

- BARTON, E. D., J. ARISTEGUI, P. TETT, M. CANTON, J. GARCIA-BRAUN, S. HERNANDEZ-LEON, L. NYKJAER, C. ALMEIDA, J. ALMUNIA, S. BALLESTEROS, G. BASTERRETxea, J. ESCANEZ, L. GARCIA-WEILL, A. HERNANDEZ-GUERRA, F. LOPEZ-LAATZEN, R. MOLINA, M. F. MONTERO, E. NAVARRO-PEREZ, J. M. RODRIGUEZ, K. VAN LENNING, H. VELEZ und K. WILD, 1998: The transition zone of the Canary Current upwelling region. *Progress in Oceanography*, **41** (4), S. 455–504.
- BECKENBACH, E. und E. TERRILL, 2008: Internal tides over abrupt topography in the Southern California Bight: Observations of diurnal waves poleward of the critical latitude. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **113** (C2).
- BOGUCKI, D., T. DICKEY und L. G. REDEKOPP, 1997: Sediment resuspension and mixing by resonantly generated internal solitary waves. *Journal of Physical Oceanography*, **27** (7), S. 1181–1196.
- BOGUCKI, D. J., L. G. REDEKOPP und J. BARTH, 2005: Internal solitary waves in the Coastal Mixing and Optics 1996 experiment: Multimodal structure and resuspension. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **110** (C2).
- BOURLES, B., Y. GOURIOU und R. CHUCHLA, 1999a: On the circulation in the upper layer of the western equatorial Atlantic. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **104** (C9), S. 21151–21170.
- BOURLES, B., R. MOLINARI, E. JOHNS, W. WILSON und K. D. LEAMAN, 1999b: Upper layer currents in the western tropical North Atlantic. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **104** (C1), S. 1661–1375.
- CAIRNS, J. L. und G. O. WILLIAMS, 1976: Internal wave observations from a midwater float .2. *Journal of Geophysical Research-Oceans and Atmospheres*, **81** (12), S. 1943–1950.
- CARTER, G. S., M. C. GREGG und R. C. LIEN, 2005: Internal waves, solitary-like waves, and mixing on the Monterey Bay shelf. *Continental Shelf Research*, **25** (12-13), S. 1499–1520.
- CHANG, P., T. YAMAGATA, P. SCHOPF, S. K. BEHERA, J. CARTON, W. S. KESSLER, G. MEYERS, T. QU, F. SCHOTT, S. SHETYE und S. P. XIE, 2006: Climate fluctuations of tropical coupled systems - The role of ocean dynamics. *Journal of Climate*, **19** (20), S. 5122–5174.
- COLLIER, M. A. und P. DURACK, 2006: The CSIRO netCDF version of the NODC World Ocean Atlas 2005. *CSIRO Marine and Atmospheric Research Paper*, **15**, S. 48.
- COLOSI, J. A., R. C. BEARDSLEY, J. F. LYNCH, G. GAWARKIEWICZ, C. S. CHIU und A. SCOTTI, 2001: Observations of nonlinear internal waves on the outer New England continental

- shelf during the summer Shelfbreak Primer study. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **106** (C5), S. 9587–9601.
- D'ASARO, E. A., 1985: THE ENERGY FLUX FROM THE WIND TO NEAR-INERTIAL MOTIONS IN THE SURFACE MIXED LAYER. *Journal of Physical Oceanography*, **15** (8), S. 1043–1059.
- D'ASARO, E. A., C. C. ERIKSEN, M. D. LEVINE, P. NIILER, C. A. PAULSON und P. VANMEURS, 1995: Upper-ocean inertial currents forced by a strong storm. Part 1: Data and comparisons with linear-theory. *Journal of Physical Oceanography*, **25** (11), S. 2909–2936, Part 2.
- D'ASARO, E. A., R. C. LIEN und F. HENYEY, 2007: High-frequency internal waves on the oregon continental shelf. *Journal of Physical Oceanography*, **37** (7), S. 1956–1967.
- DAVIS, R. E., 1996: Sampling turbulent dissipation. *Journal of Physical Oceanography*, **26** (3), S. 341–358.
- DENGLER, M., J. SCHAFSTALL, T. TANHUA, B. FIEDLER, G. KRAHMANN und U. E. LÖP-TIN, 2008: FS Poseidon Fahrtbericht / Cruise Report P347: Mauritanian Upwelling and Mixing Process Study. Technischer Bericht, IFM-GEOMAR.
- DIDDEN, N. und F. SCHOTT, 1993: Eddies in the North Brazil Current Retroreflection region observed by Geosat Altimetry. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **98** (C11), S. 20121–20131.
- DUDA, T. F., J. F. LYNCH, J. D. IRISH, R. C. BEARDSLEY, S. R. RAMP, C. S. CHIU, T. Y. TANG und Y. J. YANG, 2004: Internal tide and nonlinear internal wave behavior at the continental slope in the northern South China Sea. *Ieee Journal of Oceanic Engineering*, **29** (4), S. 1105–1130.
- EFRON, B., 1979: 1977 RIETZ LECTURE - Bootstrap methods - another look at the Jackknife. *Annals of Statistics*, **7** (1), S. 1–26.
- EKMAN, V. W., 1905: On the influence of the earth's rotation on ocean currents. *Arkiv Matematik Astronomic o. Fysik*, **11**, S. 1–52.
- ERIKSEN, C. C., 1982: Observations of internal wave reflection off sloping bottoms. *Journal of Geophysical Research-Oceans and Atmospheres*, **87** (NC1), S. 525–538.
- ERIKSEN, C. C., 1985: Implications of ocean bottom reflection for internal wave spectra and mixing. *Journal of Physical Oceanography*, **15** (9), S. 1145–1156.
- ERIKSEN, C. C., 1998: Internal wave reflection and mixing at Fieberling Guyot. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **103** (C2), S. 2977–2994.

- FERRARI, R. und K. L. POLZIN, 2005: Finescale structure of the T-S relation in the eastern North Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, **35** (8), S. 1437–1454.
- FERRON, B., H. MERCIER, K. SPEER, A. GARGETT und K. POLZIN, 1998: Mixing in the Romanche Fracture Zone. *Journal of Physical Oceanography*, **28** (10), S. 1929–1945.
- FICK, A., 1855: On liquid diffusion. *Philos. Mag. and J. Sci.*, **10**, S. 31–39.
- FISCHER, J., P. BRANDT, M. DENGLER, M. MÜLLER und D. SYMONDS, 2003: Surveying the upper ocean with the ocean surveyor: A new phased array Doppler current profiler. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **20** (5), S. 742–751.
- FRATANTONI, D. M., W. E. JOHNS, T. L. TOWNSEND und H. E. HURLBURT, 2000: Low-latitude circulation and mass transport pathways in a model of the tropical Atlantic ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **30** (8), S. 1944–1966.
- GANACHAUD, A. und C. WUNSCH, 2000: Improved estimates of global ocean circulation, heat transport and mixing from hydrographic data. *Nature*, **408** (6811), S. 453–457.
- GARGETT, A. E., 1990: Do we really know how to scale the turbulent kinetic energy dissipation rate  $\varepsilon$  due to breaking of oceanic internal waves? *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **95** (C9), S. 15971–15974.
- GARGETT, A. E., T. R. OSBORN und P. W. NASMYTH, 1984: Local isotropy and the decay of turbulence in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, **144** (JUL), S. 231–280.
- GARRETT, C. und W. MUNK, 1972: Oceanic mixing by breaking of internal waves. *Deep-Sea Research*, **19** (12), S. 823–832.
- GARRETT, C. und W. MUNK, 1975: Space-time scales of internal waves: A progress report. *Journal of Geophysical Research*, **80** (2), S. 291–297.
- GERKEMA, T. und J. T. F. ZIMMERMAN, 1995: Generation of nonlinear internal tides and solitary waves. *Journal of Physical Oceanography*, **25** (6), S. 1081–1094, Part 1.
- GILL, A. E., 1982: *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, New York.
- GLESSMER, M. S., C. EDEN und A. OSCHLIES, 2009: Contribution of oxygen minimum zone waters to the coastal upwelling off Mauritania. *Progress in Oceanography*, **83** (1-4), S. 143–150.
- GNANADESIKAN, A., R. D. SLATER, N. GRUBER und J. L. SARMIENTO, 2002: Oceanic vertical exchange and new production: a comparison between models and observations. *Deep-Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, **49** (1-3), S. 363–401.

- GREGG, M., 1998: Estimation and geography of diapycnal mixing in the stratified ocean. *Physical Processes in Lakes and Oceans*, **54**, S. 305–338.
- GREGG, M. C., 1987: Diapycnal mixing in the thermocline - a review. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **92** (C5), S. 5249–5286.
- GREGG, M. C., 1989: Scaling turbulent dissipation in the thermocline. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **94** (C7), S. 9686–9698.
- GREGG, M. C., 1999: Uncertainties and limitations in measuring epsilon and chi(tau). *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **16**, S. 1483–1490, 11 Part 1.
- GREGG, M. C., T. B. SANFORD und D. P. WINKEL, 2003: Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters. *Nature*, **422** (6931), S. 513–515.
- GREGG, M. C. und E. ÖZSOY, 1999: Mixing on the Black Sea shelf north of the Bosphorus. *Geophysical Research Letters*, **26** (13), S. 1869–1872.
- GUERZONI, S. und E. MOLINAROLI, 2005: Input of Various Chemicals Transported by Saharan Dust and Depositing at the Sea Surface in the Mediterranean Sea. In: *The Mediterranean Sea*, Springer Berlin, Heidelberg, Band K5, S. 237–268.
- HAGEN, E., 1974: Ein einfaches Schema der Entwicklung von Kaltwasserauftriebszellen vor der nordwestafrikanischen Küste. *Beiträge zur Meereskunde*, **33**, S. 115–125.
- HAGEN, E., 2001: Northwest African upwelling scenario. *Oceanologica Acta*, **24**, S. 113–128, Suppl. S.
- HAGEN, E. und R. SCHEMANINDA, 1989: Mittlere und jahreszeitliche Strukturen im Unterstrom (UUC) des Auftriebsgebietes vor Nordwestafrika. *Beiträge zur Meereskunde*, **59**, S. 29–45.
- HALES, B., D. HEBERT und J. MARRA, 2009: Turbulent supply of nutrients to phytoplankton at the New England shelf break front. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **114**.
- HALES, B., J. N. MOUM, P. COVERT und A. PERLIN, 2005: Irreversible nitrate fluxes due to turbulent mixing in a coastal upwelling system. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **110** (C10).
- HAMANN, I., H. C. JOHN und E. MITTELSTAEDT, 1981: Hydrography and its effect on fish larvae in the Mauritanian upwelling area. *Deep-Sea Research Part a-Oceanographic Research Papers*, **28** (6), S. 561–575.
- HEATHERSHAW, A. D., 1985: Some observations of internal wave current fluctuations at the shelf-edge and their implications for sediment transport. *Continental Shelf Research*, **4** (4), S. 485–493.

- HENYEY, F. S. und N. POMPHREY, 1983: Eikonal description of internal wave interactions - a non-diffusive picture of induced diffusion. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **7** (4), S. 189–219.
- HENYEY, F. S., J. WRIGHT und S. M. FLATTE, 1986: Energy and action flow through the internal wave field - an eikonal approach. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **91** (C7), S. 8487–8495.
- HOLLIGAN, P. M., R. D. PINGREE und G. T. MARDELL, 1985: Oceanic solitons, nutrient pulses and phytoplankton growth. *Nature*, **314** (6009), S. 348–350.
- HOLLOWAY, P. E., 1985: A comparison of semidiurnal internal tides from different bathymetric locations on the Australian north-west shelf. *Journal of Physical Oceanography*, **15** (3), S. 240–251.
- HOLLOWAY, P. E., 1987: Internal hydraulic jumps and solitons at a shelf break region on the Australian north-west shelf. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **92** (C5), S. 5405–5416, 28 AMER GEOPHYSICAL UNION H4343.
- HOLLOWAY, P. E., P. G. CHATWIN und P. CRAIG, 2001: Internal tide observations from the Australian North West Shelf in summer 1995. *Journal of Physical Oceanography*, **31** (5), S. 1182–1199.
- HOLLOWAY, P. E. und M. A. MERRIFIELD, 1999: Internal tide generation by seamounts, ridges, and islands. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **104** (C11), S. 25937–25951.
- HOLLOWAY, P. E., E. PELINOVSKY, T. TALIPOVA und B. BARNES, 1997: A nonlinear model of internal tide transformation on the Australian North West Shelf. *Journal of Physical Oceanography*, **27** (6), S. 871–896.
- HORNE, E. P. W., J. W. LODER, C. E. NAIME und N. S. OAKEY, 1996: Turbulence dissipation rates and nitrate supply in the upper water column on Georges Bank. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, **43** (7-8), S. 1683 – 1712.
- HOSEGOOD, P., J. BONNIN und H. VAN HAREN, 2004: Solibore-induced sediment resuspension in the Faeroe-Shetland Channel. *Geophysical Research Letters*, **31** (9).
- HOSEGOOD, P., H. VAN HAREN und C. VETH, 2005: Mixing within the interior of the Faeroe-Shetland Channel. *Journal of Marine Research*, **63** (3), S. 529–561.
- HUGHES, P. und E. D. BARTON, 1974: Stratification and water mass structure in upwelling area off northwest Africa in april-may 1969. *Deep-Sea Research*, **21** (8), S. 611–628.

- HUTHNANCE, J. M., 1989: Internal tides and waves near the continental-shelf edge. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, **48** (1-3), S. 81–106.
- INALL, M. E., T. P. RIPPETH und T. J. SHERWIN, 2000: Impact of nonlinear waves on the dissipation of internal tidal energy at a shelf break. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **105** (C4), S. 8687–8705.
- INALL, M. E., G. I. SHAPIRO und T. J. SHERWIN, 2001: Mass transport by non-linear internal waves on the Malin Shelf. *Continental Shelf Research*, **21** (13-14), S. 1449–1472.
- JEANS, D. R. G. und T. J. SHERWIN, 2001: The variability of strongly non-linear solitary internal waves observed during an upwelling season on the Portuguese shelf. *Continental Shelf Research*, **21** (16-17), S. 1855–1878.
- JOHNS, W. E., T. N. LEE, R. C. BEARDSLEY, J. CANDELA, R. LIMEBURNER und B. CASTRO, 1998: Annual cycle and variability of the North Brazil Current. *Journal of Physical Oceanography*, **28** (1), S. 103–128.
- JOHNSON, D. R., E. D. BARTON, P. HUGHES und C. N. K. MOOERS, 1975: Circulation in Canary current upwelling region off Cabo Bojador in august 1972. *Deep-Sea Research*, **22** (8), S. 547–558.
- KARSTENSEN, J. und D. QUADFASEL, 2002: Formation of southern hemisphere thermocline waters: Water mass conversion and subduction. *Journal of Physical Oceanography*, **32** (11), S. 3020–3038.
- KAWASE, M. und J. L. SARMIENTO, 1985: Nutrients in the Atlantic thermocline. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **90** (NC5), S. 8961–8979.
- KLYMAK, J. M. und M. C. GREGG, 2003: The role of upstream waves and a downstream density pool in the growth of lee waves: Stratified flow over the Knight Inlet sill. *Journal of Physical Oceanography*, **33** (7), S. 1446–1461.
- KLYMAK, J. M. und J. N. MOUM, 2003: Internal solitary waves of elevation advancing on a shoaling shelf. *Geophysical Research Letters*, **30** (20).
- KÖRTZINGER, A., 2008: Short cruise Report: R/V L'Atalante Cruise IFM-GEOMAR, leg 3. Technischer Bericht, IFM-GEOMAR.
- KÖRTZINGER, A., 2009: FS Meteor Fahrtbericht / Cruise Report M68/3: Circulation and Variability in the Tropical Atlantic Part3. Technischer Bericht, Leitstelle METEOR/MERIAN.

- KUNZE, E., E. FIRING, J. M. HUMMON, T. K. CHERESKIN und A. M. THURNHERR, 2006: Global abyssal mixing inferred from lowered ADCP shear and CTD strain profiles. *Journal of Physical Oceanography*, **36** (8), S. 1553–1576.
- KUNZE, E. und T. B. SANFORD, 1996: Abyssal mixing: Where it is not. *Journal of Physical Oceanography*, **26** (10), S. 2286–2296.
- KUSHNIR, Y., W. A. ROBINSON und P. CHANG, 2006: The physical basis for predicting Atlantic sector seasonal-to-interannual climate variability. *Journal of Climate*, **19**, S. 5949–5970.
- LAMB, K. G., 2004: Nonlinear interaction among internal wave beams generated by tidal flow over supercritical topography. *Geophysical Research Letters*, **31** (9).
- LEAMAN, K. D. und T. B. SANFORD, 1975: Vertical energy propagation of inertial waves - vector spectral analysis of velocity profiles. *Journal of Geophysical Research*, **80** (15), S. 1975–1978.
- LEBOND, P. H. und L. A. MYSAK, 1978: *Waves in the Ocean*. Elsevier Oceanography Series 20, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam.
- LEDWELL, J. R., T. F. DUDA, M. A. SUNDERMEYER und H. E. SEIM, 2004: Mixing in a coastal environment: 1. A view from dye dispersion. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **109** (C10).
- LEDWELL, J. R., E. T. MONTGOMERY, K. L. POLZIN, L. C. ST LAURENT, R. W. SCHMITT und J. M. TOOLE, 2000: Evidence for enhanced mixing over rough topography in the abyssal ocean. *Nature*, **403** (6766), S. 179–182.
- LEDWELL, J. R., A. J. WATSON und C. S. LAW, 1993: Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open-ocean tracer-release experiment. *Nature*, **364** (6439), S. 701–703.
- LEDWELL, J. R., A. J. WATSON und C. S. LAW, 1998: Mixing of a tracer in the pycnocline. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **103** (C10), S. 21499–21529.
- LEGG, S. und A. ADCROFT, 2003: Internal wave breaking at concave and convex continental slopes. *Journal of Physical Oceanography*, **33** (11), S. 2224–2246.
- LEVINE, M. D., 2002: A modification of the Garrett-Munk internal wave spectrum. *Journal of Physical Oceanography*, **32** (11), S. 3166–3181.
- LEWIS, M. R., W. G. HARRISON, N. S. OAKEY, D. HEBERT und T. PLATT, 1986: Vertical nitrate fluxes in the oligotrophic ocean. *Science*, **234** (4778), S. 870–873.
- LISS, P. S. und L. MERLIVAT, 1986: Air-sea exchange rates: Introduction and synthesis. In: *The Role of Air-Sea Exchange in Geochemical Cycling*, P. Buat-Ménard, Hg., Reidel, S. 113–127.

- LIU, Z. G., S. G. H. PHILANDER und R. C. PACANOWSKI, 1994: A GCM study of tropical-subtropical upper-ocean water exchange. *Journal of Physical Oceanography*, **24** (12), S. 2606–2623.
- LUECK, R. G. und T. D. MUDGE, 1997: Topographically induced mixing around a shallow seamount. *Science*, **276** (5320), S. 1831–1833.
- LUECK, R. G., F. WOLK und H. YAMAZAKI, 2002: Oceanic velocity microstructure measurements in the 20th century. *Journal of Oceanography*, **58** (1), S. 153–174.
- LUMPKIN, R. und S. L. GARZOLI, 2005: Near-surface circulation in the tropical Atlantic Ocean. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, **52** (3), S. 495–518.
- LUYTEN, J. R., J. PEDLOSKY und H. STOMMEL, 1983: The ventilated thermocline. *Journal of Physical Oceanography*, **13** (2), S. 292–309.
- MACCREADY, P. und P. QUAY, 2001: Biological export flux in the Southern Ocean estimated from a climatological nitrate budget. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, **48** (19-20), S. 4299 – 4322.
- MACKINNON, J. A. und M. C. GREGG, 2003a: Mixing on the late-summer New England shelf - Solibores, shear, and stratification. *Journal of Physical Oceanography*, **33** (7), S. 1476–1492.
- MACKINNON, J. A. und M. C. GREGG, 2003b: Shear and baroclinic energy flux on the summer New England shelf. *Journal of Physical Oceanography*, **33** (7), S. 1462–1475.
- MACKINNON, J. A. und M. C. GREGG, 2005: Spring mixing: Turbulence and internal waves during restratification on the New England shelf. *Journal of Physical Oceanography*, **35** (12), S. 2425–2443.
- MACOUN, P. und R. LUECK, 2004: Modeling the spatial response of the airfoil shear probe using different sized probes. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **21** (2), S. 284–297.
- MCCREARY, J. P. und P. LU, 1994: Interaction between the subtropical and equatorial ocean circulation: The subtropical cell. *Journal of Physical Oceanography*, **24** (2), S. 466–497.
- MESSIE, M., J. LEDESMA, D. D. KOLBER, R. P. MICHISAKI, D. G. FOLEY und F. P. CHAVEZ, 2009: Potential new production estimates in four eastern boundary upwelling ecosystems. *Progress in Oceanography*, **83** (1-4), S. 151–158.
- MILES, J. W., 1961: On the stability of heterogeneous shear flows. *J. Fluid Mech.*, **16**, S. 209–227.
- MITTELSTAEDT, E., 1972: Der hydrographische Aufbau und die zeitliche Variabilität der Schichtung und Strömung im nordwestafrikanischen Auftriebsgebiet im Frühjahr 1968. *Meteorologische Forschungs Ergebnisse*, **11**, S. 1–57.

- MITTELSTAEDT, E., 1983: The upwelling Area off northwest Africa - a description of phenomena related to coastal upwelling. *Progress in Oceanography*, **12**, S. 307–331.
- MITTELSTAEDT, E., 1991: The ocean boundary along the northwest African coast: Circulation and oceanographic properties at the sea surface. *Progress in Oceanography*, **26**, S. 307–355.
- MITTELSTAEDT, E. und I. HAMANN, 1981: The coastal circulation off Mauritania. *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, **34** (3), S. 81–118.
- MITTELSTAEDT, E., D. PILLSBURY und R. L. SMITH, 1975: Flow patterns in the Northwest African Upwelling area. *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, **28**, S. 145–167.
- MOUM, J. N., 1996: Energy-containing scales of turbulence in the ocean thermocline. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **101** (C6), S. 14095–14109.
- MOUM, J. N., D. M. FARMER, W. D. SMYTH, L. ARMI und S. VAGLE, 2003: Structure and generation of turbulence at interfaces strained by internal solitary waves propagating shoreward over the continental shelf. *Journal of Physical Oceanography*, **33** (10), S. 2093–2112.
- MOUM, J. N., M. C. GREGG, R. C. LIEN und M. E. CARR, 1995: Comparison of turbulent kinetic-energy dissipation rate estimates from 2 ocean microstructure profilers. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **12** (2), S. 346–366.
- MOUM, J. N. und J. D. NASH, 2000: Topographically induced drag and mixing at a small bank on the continental shelf. *Journal of Physical Oceanography*, **30** (8), S. 2049–2054.
- MULLER-KARGER, F. E., R. VARELA, R. THUNELL, R. LUERSEN, C. M. HU und J. J. WALSH, 2005: The importance of continental margins in the global carbon cycle. *Geophysical Research Letters*, **32** (1).
- MUNK, W., 1981: Internal waves and small-scale processes. In: *Evolution of Physical Oceanography*, B. A. Warren und W. Carl, Hg., MIT Press, Cambridge, S. 264–290.
- MUNK, W. und C. WUNSCH, 1998: Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, **45** (12), S. 1977–2010.
- MUNK, W. H., 1966: Abyssal recipes. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, **13** (4), S. 707–730.
- NAGASAWA, M., Y. NIWA und T. HIBIYA, 2000: Spatial and temporal distribution of the wind-induced internal wave energy available for deep water mixing in the North Pacific. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **105** (C6), S. 13933–13943.

- NASH, J. D., E. KUNZE, J. M. TOOLE und R. W. SCHMITT, 2004: Internal tide reflection and turbulent mixing on the continental slope. *Journal of Physical Oceanography*, **34** (5), S. 1117–1134.
- NASH, J. D. und J. N. MOUM, 2001: Internal hydraulic flows on the continental shelf: High drag states over a small bank. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **106** (C3), S. 4593–4611.
- NASMYTH, P., 1970: Oceanic Turbulence. Dissertation, University of British Columbia.
- NEVISON, C. D., T. J. LUEKER und R. F. WEISS, 2004: Quantifying the nitrous oxide source from coastal upwelling. *Global Biogeochemical Cycles*, **18** (1).
- NEW, A. L. und R. D. PINGREE, 1990: Large-amplitude internal soliton packets in the central Bay of Biscay. *Deep-Sea Research Part a-Oceanographic Research Papers*, **37** (3), S. 513–524.
- NEW, A. L. und R. D. PINGREE, 1992: Local generation of internal soliton packets in the central Bay of Biscay. *Deep-Sea Research Part a-Oceanographic Research Papers*, **39** (9A), S. 1521–1534.
- NIGHTINGALE, P. D., G. MALIN, C. S. LAW, A. J. WATSON, P. S. LISS, M. I. LIDDICOAT, J. BOUTIN und R. C. UPSTILL-GODDARD, 2000: In situ evaluation of air-sea gas exchange parameterizations using novel conservative and volatile tracers. *Global Biogeochemical Cycles*, **14** (1), S. 373–387.
- NYKJAER, L. und L. VANCAMP, 1994: Seasonal and interannual variability of coastal upwelling along the Northwest Africa and Portugal from 1981 to 1991. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **99** (C7), S. 14197–14207.
- OAKEY, N. S., 1977: An instrument to measure oceanic turbulence and microstructure. Bedford Institute of Oceanography, Dartmouth, Canada, S. 55 pp.
- OAKEY, N. S., 1982: Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity shear microstructure measurements. *Journal of Physical Oceanography*, **12** (3), S. 256–271.
- OSBORN, T. R., 1974: Vertical profiling of velocity microstructure. *Journal of Physical Oceanography*, **4** (1), S. 109–115.
- OSBORN, T. R., 1980: Estimates of the Local-Rate of Vertical Diffusion from Dissipation Measurements. *Journal of Physical Oceanography*, **10** (1), S. 83–89.
- OSBORN, T. R. und C. COX, 1972: Oceanic fine structure. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, **3** (1), S. 321–345.

- OSBORN, T. R. und W. CRAWFORD, 1980: An airfoil probe for measuring turbulent velocity fluctuations in water. In: *Air-Sea Interaction: Instruments and Methods*, F. Dobson, L. Hasse und R. David, Hg., New York, S. 369–386.
- PAINTER, S. C., R. SANDERS, A. J. POULTON, E. M. S. WOODWARD, M. LUCAS und K. CHAMBERLAIN, 2007: Nitrate uptake at photic zone depths is not important for export in the subtropical ocean. *Global Biogeochemical Cycles*, **21** (4).
- PALMER, M. R., T. P. RIPPETH und J. H. SIMPSON, 2008: An investigation of internal mixing in a seasonally stratified shelf sea. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **113** (C12).
- PANCHEV, S. und D. KESICH, 1969: Energy spectrum of isotropic turbulence at large wavenumbers. *Comp. Ren. l'Acad. Bulg. Sci.*, **22**, S. 627–630.
- PASTOR, M. V., J. L. PELEGRI, A. HERNANDEZ-GUERRA, J. FONT, J. SALAT und M. EMELLANOV, 2008: Water and nutrient fluxes off Northwest Africa. *Continental Shelf Research*, **28** (7), S. 915–936, Pastor, Maria V. Pelegri, Josep L. Hernandez-Guerra, Alonso Font, Jordi Salat, Jordi Emellanov, Mikhail.
- PEREIRA, A. F. und B. M. CASTRO, 2007: Internal tides in the southwestern Atlantic off Brazil: Observations and numerical modeling. *Journal of Physical Oceanography*, **37** (6), S. 1512–1526.
- PETERSON, R. G. und L. STRAMMA, 1991: Upper-level circulation in the South Atlantic Ocean. *Progress in Oceanography*, **26** (1), S. 1–73.
- PHILANDER, S. G. H. und R. C. PACANOWSKI, 1986: A model of the seasonal cycle in the tropical Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **91** (C12), S. 14192–14206.
- PHILLIPS, O. M., 1977: *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press, 2. Auflage.
- PINGREE, R. D., G. T. MARDELL und A. L. NEW, 1986: Propagation of internal tides from the upper slopes of the Bay of Biscay. *Nature*, **321** (6066), S. 154–158.
- POLZIN, K., E. KUNZE, J. HUMMON und E. FIRING, 2002: The finescale response of lowered ADCP velocity profiles. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **19** (2), S. 205–224.
- POLZIN, K. L., K. G. SPEER, J. M. TOOLE und R. W. SCHMITT, 1996: Intense mixing of Antarctic Bottom Water in the equatorial Atlantic Ocean. *Nature*, **380** (6569), S. 54–57.
- POLZIN, K. L., J. M. TOOLE, J. R. LEDWELL und R. W. SCHMITT, 1997: Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. *Science*, **276** (5309), S. 93–96.

- POLZIN, K. L., J. M. TOOLE und R. W. SCHMITT, 1995: Finescale parameterizations of turbulent dissipation. *Journal of Physical Oceanography*, **25** (3), S. 306–328.
- PRANDKE, H., K. HOLTSCH und A. STIPS, 2000: MITEC technology development: The microstructure-turbulence measuring system MSS. *EUR 19733 EN*.
- PRANDKE, H. und A. STIPS, 1998: Test measurements with an operational microstructure-turbulence profiler: Detection limit of dissipation rates. S. 191–209.
- PRINSENBERG, S. J., W. L. WILMOT und M. RATTRAY, 1974: Generation and dissipation of coastal internal tides. *Deep-Sea Research*, **21** (4), S. 263–281.
- QIU, B. und R. X. HUANG, 1995: VENTILATION OF THE NORTH-ATLANTIC AND NORTH-PACIFIC - SUBDUCTION VERSUS OBDUCTION. *Journal of Physical Oceanography*, **25** (10), S. 2374–2390.
- RIBBE, J. und P. E. HOLLOWAY, 2001: A model of suspended sediment transport by internal tides. *Continental Shelf Research*, **21** (4), S. 395–422.
- RICHARDSON, P. L. und D. WALSH, 1986: Mapping climatological seasonal-variations of surface currents in the tropical Atlantic using ship drifts. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **91** (C9), S. 537–550.
- RIPPETH, T. P., 2005: Mixing in seasonally stratified shelf seas: a shifting paradigm. *Philosophical Transactions of the Royal Society a-Mathematical Physical and Engineering Sciences*, **363** (1837), S. 2837–2854.
- RIPPETH, T. P., P. WILES, M. R. PALMER, J. SHARPLES und J. TWEDDLE, 2009: The diapycnal nutrient flux and shear-induced diapycnal mixing in the seasonally stratified western Irish Sea. *Continental Shelf Research*, **29** (13), S. 1580–1587.
- RISIEN, C. M. und D. B. CHELTON, 2008: A Global Climatology of Surface Wind and Wind Stress Fields from Eight Years of QuikSCAT Scatterometer Data. *Journal of Physical Oceanography*, **38** (11), S. 2379–2413.
- RUDNICK, D. L., T. J. BOYD, R. E. BRAINARD, G. S. CARTER, G. D. EGBERT, M. C. GREGG, P. E. HOLLOWAY, J. M. KLYMAK, E. KUNZE, C. M. LEE, M. D. LEVINE, D. S. LUTHER, J. P. MARTIN, M. A. MERRIFIELD, J. N. MOUM, J. D. NASH, R. PINKEL, L. RAINVILLE und T. B. SANFORD, 2003: From tides to mixing along the Hawaiian ridge. *Science*, **301** (5631), S. 355–357.
- SANDSTRÖM, J. W., 1908: Dynamische Versuche mit Meerwasser. *Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie*, S. 6–23.

- SANDSTROM, H. und J. A. ELLIOTT, 1984: Internal tide and solitons on the Scotian shelf - a nutrient pump at work. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **89** (NC4), S. 6415–6426.
- SANDSTROM, H. und N. S. OAKEY, 1995: Dissipation in internal tides and solitary waves. *Journal of Physical Oceanography*, **25** (4), S. 604–614.
- SARMIENTO, J. L., C. G. H. ROOTH und W. ROETHER, 1982: The North-Atlantic tritium distribution in 1972. *Journal of Geophysical Research-Oceans and Atmospheres*, **87** (NC10), S. 8047–8056.
- SCHMID, C., Z. GARAFFO, E. JOHNS und S. GARZOLI, 2003: Interhemispheric Water Exchange in the Atlantic Ocean. In: *Pathways and variability at intermediate depths in the tropical Atlantic*, G. J. Goni und P. Malanotte-Rizzoli, Hg., Elsevier, S. 233–268.
- SCHOTT, F., J. MCCREARY und G. JOHNSON, 2004: Shallow overturning circulations of the tropical-subtropical oceans. In: *Earth's Climate: The Ocean Atmosphere Interaction*, C. Wang, S. Xie und J. Carton, Hg., AGU, Washington, D.C., S. 261–304.
- SCHOTT, F. A., J. FISCHER und L. STRAMMA, 1998: Transports and pathways of the upper-layer circulation in the western tropical Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, **28** (10), S. 1904–1928.
- SHAFFER, G., 1974: On the North West African Coastal Upwelling System. Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Germany.
- SHARPLES, J., C. M. MOORE und E. R. ABRAHAM, 2001a: Internal tide dissipation, mixing, and vertical nitrate flux at the shelf edge of NE New Zealand. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **106** (C7), S. 14069–14081.
- SHARPLES, J., C. M. MOORE, T. P. RIPPETH, P. M. HOLLIGAN, D. J. HYDES, N. R. FISHER und J. H. SIMPSON, 2001b: Phytoplankton distribution and survival in the thermocline. *Limnology and Oceanography*, **46** (3), S. 486–496.
- SHARPLES, J., J. F. TWEDDLE, J. A. M. GREEN, M. R. PALMER, Y. N. KIM, A. E. HICKMAN, P. M. HOLLIGAN, C. M. MOORE, T. P. RIPPETH, J. H. SIMPSON und V. KRIVTSOV, 2007: Spring-neap modulation of internal tide mixing and vertical nitrate fluxes at a shelf edge in summer. *Limnology and Oceanography*, **52** (5), S. 1735–1747.
- SHERWIN, T. J., 1988: Analysis of an internal tide observed on the Malin shelf, north of Ireland. *Journal of Physical Oceanography*, **18** (7), S. 1035–1050.
- SIDDON, T. E., 1971: A miniature turbulence gauge utilizing aerodynamic lift. *Rev. Sci. Instrum.*, **42**, S. 653–656.

- SIDDON, T. E. und H. RIBNER, 1965: An aerofoil probe for measuring the transverse component of turbulence. *Amer. Inst. Aeronaut. Astronaut.*, **3**, S. 747–749.
- SIEDLER, G., N. ZANGENBERG und R. ONKEN, 1992: Seasonal changes in the tropical Atlantic circulation - observation and simulation of the Guinea Dome. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **97** (C1), S. 703–715.
- SIMPSON, J. H., W. R. CRAWFORD, T. P. RIPPETH, A. R. CAMPBELL und J. V. S. CHEOK, 1996: The vertical structure of turbulent dissipation in shelf seas. *Journal of Physical Oceanography*, **26** (8), S. 1579–1590.
- SMALL, J., Z. HALLOCK, G. PAVEY und J. SCOTT, 1999: Observations of large amplitude internal waves at the Malin Shelf edge during SESAME 1995. *Continental Shelf Research*, **19** (11), S. 1389–1436.
- SMITH, W. H. F. und D. T. SANDWELL, 1997: Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, **277** (5334), S. 1956–1962.
- ST LAURENT, L. und R. W. SCHMITT, 1999: The contribution of salt fingers to vertical mixing in the North Atlantic Tracer Release Experiment. *Journal of Physical Oceanography*, **29** (7), S. 1404–1424.
- STASTNA, M. und K. G. LAMB, 2008: Sediment resuspension mechanisms associated with internal waves in coastal waters. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **113** (C10).
- STEINHOFF, T., H. W. BANGE, B. FIEDLER, A. FREING, S. GEBHARDT, D. W. R. WALLACE und A. KÖRTZINGER, 2010: Net community production in the Mauritanian upwelling as estimated from measurements of  $CO_2$  and  $N_2O$ .
- STRAMMA, L., P. BRANDT, J. SCHAFSTALL, F. SCHOTT, J. FISCHER und A. KÖRTZINGER, 2008: Oxygen minimum zone in the North Atlantic south and east of the Cape Verde Islands. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **113** (C4).
- STRAMMA, L. und M. ENGLAND, 1999: On the water masses and mean circulation of the South Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **104** (C9), S. 20863–20883.
- STRAMMA, L., J. FISCHER und J. REPPIN, 1995: The North Brazil Undercurrent. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, **42** (5), S. 773–795.
- STRAMMA, L., S. HUTTL und J. SCHAFSTALL, 2005: Water masses and currents in the upper tropical northeast Atlantic off northwest Africa. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **110** (C12).

- STRAMMA, L. und F. SCHOTT, 1999: The mean flow field of the tropical Atlantic Ocean. *Deep-Sea Research Part II-Topical Studies in Oceanography*, **46** (1-2), S. 279–303.
- SUNDERMEYER, M. A. und J. R. LEDWELL, 2001: Lateral dispersion over the continental shelf: Analysis of dye release experiments. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **106** (C5), S. 9603–9621.
- THORPE, S. A., 1973: Turbulence in stably stratified fluids; a review of laboratory experiments. *Boundary-Layer Meteorology*, **5**, S. 95–119.
- TOMCZAK, M., 1973: An investigation into the occurrence and development of cold water patches in the upwelling region off NW Afrika. *Meteor-Forschungs-Ergebnisse*, **A13**, S. 1–42.
- TOMCZAK, M., 1999: Some historical, theoretical and applied aspects of quantitative water mass analysis. *Journal of Marine Research*, **57** (2), S. 275–303.
- TOMCZAK, M. und J. GODFREY, 1994: *Regional Oceanography: An Introduction*. Pergamon Press.
- TOOLE, J. M., 1996: New data on deep sea turbulence shed light on vertical mixing - Rough seafloor topography has far-reaching effect. *Oceanus*, **39** (2), S. 33–35.
- TOOLE, J. M., R. W. SCHMITT, K. L. POLZIN und E. KUNZE, 1997: Near-boundary mixing above the flanks of a midlatitude seamount. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, **102** (C1), S. 947–959.
- VLASENKO, V. und K. HUTTER, 2002: Numerical experiments on the breaking of solitary internal waves over a slope-shelf topography. *Journal of Physical Oceanography*, **32** (6), S. 1779–1793.
- WALTER, S., H. W. BANGE, U. BREITENBACH und D. W. R. WALLACE, 2006: Nitrous oxide in the North Atlantic Ocean. *Biogeosciences*, **3** (4), S. 607–619.
- WASHBURN, L. und C. H. GIBSONN, 1984: Horizontal variability of temperature microstructure at the base of a mixed layer during MILE. *Journal of Geophysical Research*, **89**, S. 3507–3552.
- WILSON, W. D., W. E. JOHNS und S. L. GARZOLI, 2002: Velocity structure of North Brazil Current rings. *Geophysical Research Letters*, **29** (8).
- WOLK, F., H. YAMAZAKI, L. SEURONT und R. G. LUECK, 2002: A new free-fall profiler for measuring biophysical microstructure. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **19** (5), S. 780–793.
- WOLLAST, R., 1998: Evaluation and comparison of the global carbon cycle in the coastal zone and in the open ocean. In: *The Sea, Volume 10, The Global Coastal Ocean: Processes and Methods*, K. Brink und A. Robinson, Hg., Wiley & Sons, New York, S. 213–252.

- WOOSTER, W., A. BAKUN und M. D.R., 1976: The seasonal upwelling cycle along the eastern boundary of the North Atlantic. *Journal of Marine Research*, **34**, S. 131–141.
- WUNSCH, C., 1975: Internal Tides in Ocean. *Reviews of Geophysics*, **13** (1), S. 167–182.
- WUNSCH, C., 1998: The work done by the wind on the oceanic general circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **28** (11), S. 2332–2340.
- WUNSCH, C. und R. FERRARI, 2004: Vertical mixing, energy and the general circulation of the oceans. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **36**, S. 281–314.
- ZENK, W., B. KLEIN und M. SCHRODER, 1991: Cape-Verde Frontal Zone. *Deep-Sea Research*, **38** (1), S. 505–530.
- ZHANG, D. X., M. J. MCPHADEN und W. E. JOHNS, 2003: Observational evidence for flow between the subtropical and tropical Atlantic: The Atlantic subtropical cells. *Journal of Physical Oceanography*, **33** (8), S. 1783–1797.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Anfertigung meiner Doktorarbeit mit Tipps und Anregungen zur Seite standen.

Ein besonderer Dank gebührt dabei meinem Betreuer Marcus Dengler. Vielen Dank für die Vergabe des Themas, die hervorragende Betreuung und das stetige Interesse an meiner Arbeit. Danke, dass deine Tür stets offen stand.

Ebenfalls ein großes Dankeschön verdient Peter Brandt, der mich während der ganzen Phase meiner Arbeit stets mit Rat und Tat unterstützt hat.

Bei Hermann Bange und Arne Körtzinger möchte ich mich ebenfalls herzlich bedanken, da sie mir die Möglichkeit gaben, durch die Teilnahme an ihren Forschungsfahrten einen Großteil der verwendeten Daten zu erheben.

Danken möchte ich auch Martin Visbeck, Lothar Stramma und Jürgen Fischer für die vielen hilfreichen Tipps.

Mein Dank geht auch in besonderem Maße an die Dres. Klaus und Julia Getzlaff sowie Rebecca Hummels für ihre Unterstützung. Weiterhin bedanke ich mich bei allen anderen Kollegen aus meiner Abteilung für die angenehme Atmosphäre. Insbesondere seien hier auch alle Techniker bedacht, die mir tatkräftig während der verschiedenen Forschungsexpeditionen zur Seite standen. Ebenso möchte ich mich auch bei allen Besatzungsmitgliedern der Forschungsschiffe bedanken, ohne die die beobachtende Arbeit eines seegehenden Ozeanographens gar nicht möglich wäre.

An dieser Stelle darf aber natürlich auch die Mittagsrunde nicht fehlen, die mich immer mal wieder auf andere Gedanken gebracht hat.

Der wichtigste Dank geht aber an Veronika. Danke, dass du stets für mich da warst und mich immer unterstützt hast. Danke, dass es dich gibt.